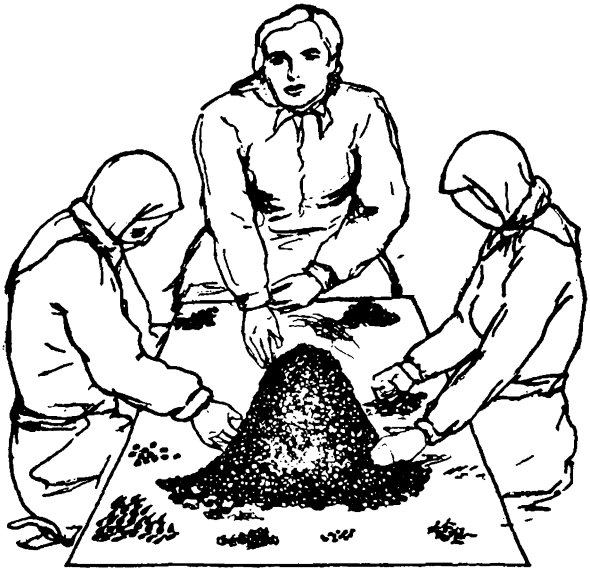


Գրքի հրատարակությանը ֆինանսական
աջակցություն է ցույց տվել
Դոկտոր Արթուն Առաքելը,
ի նվեր իր սիրելի ընտանիքին:

Գրքի հեղինակները իրենց
երախտագիտությունն են հայտնում
Ամերիկայի Հայ Ճարտարագետների և
Գիտնականների Միությանը ,
այս արժեքավոր ձեռնարկի իրագործմանը
նվիրված ջանքերի համար:

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ, ՄԻԶՈՒԿԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԵՎ
ՏԻԵԶԵՐԱԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

ՔԵՄԲՐԻՋՅԱՆ ՄԵՆԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

ԿԼԱՈՒՍ ԳՐՈՒՊԵՆ

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Գլխավոր խմբագիրներ՝
Տ.Էրիկսոն, Պ.Լանդշոֆֆ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ – 2002

ՀՏԴ 53
ԳՄԴ 22.382
Գ 937

Թույլատրված է ՀՀ կրթության և գիտության նախարարության կողմից

Թարգմանիչներ՝
Ֆիզմաթ. գիտ. թեկն. Ռ. Ասատուրյան (1- 8, 11, 12 գլուխներ)
Ֆիզմաթ. գիտ. թեկն. Ա. Ավետիսյան (9,10 գլուխներ)

Խմբագիր՝
Ֆիզմաթ. գիտ. թեկն. Հ.Մկրտչյան

Գրուպեն Կլաուս
Գ 937 Մասնիկների դետեկտորներ, (անգլ. թարգմ. Ռ. Ասատուրյան, Ա. Ավետիսյան),-Եր., Երևանի համալս. հրատ., 2002, էջ 524:

Գիրքը պարունակում է ֆիզիկայի, տեխնիկայի և բժշկության բնագավառներում լայնորեն կիրառվող, մասնիկների դետեկտորների գրանցման սկզբունքների և մեթոդների մատչելի և մանրամասը շարադրանքը:

Գիրքը նախատեսված է բուհերի բարձր կուրսի ուսանողների, ասպիրանտների և երիտասարդ գիտնականների համար:

Այն կարող է օգտակար լինել ֆիզիկայի, բնագիտության և բժշկության բնագավառներում մասնիկների դետեկտորներ օգտագործող մասնագետների լայն խմբերի համար:

Գ $\frac{1604070000}{704(02)02}$ 2002 թ. ԳՄԴ 22.382

ISBN 5-8084-0448-7

Հայերեն հրատարակության առաջաբան

Մասնիկների դետեկտորների գիրքը ստեղծվել է հիմնականում Սիեգենի համալսարանում, ավելի քան տասը տարիների ընթացքում ընթերցված դասախոսությունների շարքից: Այն առաջին անգամ լույս է տեսել 1993թ.. Քանի որ գիտական սարքաշինությունը շատ արագ զարգանում է, ապա գրքի անգլերեն թարգմանության վրա աշխատելիս ես բավականին նորացրել եմ այն: "Մասնիկների գրանցման ֆիզիկա" անվանվող դասախոսությունների շարքը ընթերցվել է նաև այլ համալսարաններում, ինչպես նաև ամառային դպրոցներում, որոնք կազմակերպվում էին Ապագա Արագացուցիչների Միջազգային Կոմիտեի սարքաշինություն բաժնի կողմից [ICFA]: Միջազգային այս դասախոսություններում առաջանում էին բազմաթիվ հարցեր, որոնք օգնում էին զարգացնելու մասնիկների գրանցման հիմքում ընկած ֆիզիկական մոտեցումները:

Քանի որ իրական կյանքում ուսանողները մասնակցում են ոչ միայն մասնիկների գրանցման համակարգերի նախագծման և կառուցման գործընթացին, այլ նաև ֆիզիկական փորձերի իրականացմանը, ապա շուտով պարզ դարձավ, որ էլեկտրոնիկայի և տվյալների մշակման հարցերը նույնպես մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում: Արդյունքում ավելացվեցին երկու նոր գլուխ՝ տվյալների մշակում և էլեկտրոնիկա: Անգլերեն օրինակը, որը լույս տեսավ 1996թ., ոչ թե գերմաներենի սոսկ թարգմանությունն է, այլ ավելացված և նորացված տարբերակը:

Մասնիկների դետեկտորներն օգտագործվում են շատ տարբեր բնագավառներում, հիմնականում՝ տարրական մասնիկների և միջուկային ֆիզիկայի փորձերում: Հայտնի փաստ է, որ բարձր էներգիաների և միջուկային ֆիզիկայում կիրառվող սարքաշինությունը լայն կիրառություն է գտնում նաև այլ բնագավառներում: Հետևաբար, զարմանալի չէ, որ որոշակի կիրառությունների թիվն արագորեն աճում է: Այն տարածվում է հնէաբանությունից մինչև Z բոզոնների չափումը, γ ճառագայթային աստղագիտությունից մինչև ռադիացիոն պաշտպանությունը: Որոշ կիրառություններ, հատկապես բժշկության բնագավառում, օրինակ, առանց վիրահատության, արյունատար անոթների հիվանդությունների հետազոտում, մամոգրաֆիա կամ քաղցկեղի բուժում լիցքավորված մասնիկների փնջերով, պահանջում են բժշկական պատկերի վերականգնման ստանդարտ սարքեր, որոնց հիմքում

ընկած է միջուկային կամ մասնիկների ֆիզիկայից ձեռք բերված փորձը: Այսպես, կենսաբանության մեջ շատ արագ զարգացող բնագավառ է, օրինակ՝ պրոթեինի բյուրեղագիտությունը, որի ուսումնասիրման համար օգտագործվում են բարձր պայծառությամբ սինքրոտրոնային ճառագայթման աղբյուրներ: Մշտապես աճող կարևորություն ունի, նաև կենսաբանական երևույթների դինամիկայի ուսումնասիրումը, որը պահանջում է լայն դինամիկ դիապազոնում աշխատող բարձր արագագործությամբ դետեկտորներ: Նույնիսկ, եթե մասնիկների դետեկտորների աշխատանքի հիմքում ընկած ֆիզիկական երևույթներն անփոփոխ են, մեծ պայծառությամբ և մեծ կրկնման տեմպերով նոր արագացուցիչները պահանջում են ավելի արագագործ դետեկտորներ, որոնք կարող են աշխատել բարձր ռադիացիոն՝ կտրուկ փոփոխվող, միջավայրերում: Ավելի ու ավելի բարդացված էլեկտրոնիկայի ինտեգրալ համակարգեր են կիրառվում դետեկտորի ընթերցման շղթաներում, որոնք ինտեգրվում են անմիջապես դետեկտորի հետ: Հետևաբար, պետք է մշտական աշխատանք տարվի առաջատար սարքաշինության բնագավառում: Սա որոշ դեպքերում պահանջում է բավականին ստեղծագործ աշխատանք, որը ներառում է, իհարկե, նաև մասնիկների գրանցման նոր իդեաների զարգացում: Մասնիկների դետեկտորների այս ասպեկտը էլ ավելի հետաքրքիր է դարձնում նրանց հետազոտումը, նույնիսկ փոքր բյուջե ունեցող համալսարանների համար, քանի որ նրանք կարող են զարգացնել լավագույն ուսանողների ստեղծագործ միտքը, և, հետևաբար, հեշտացնել նրանց ընդգրկումը մեծ ֆիզիկական փորձերի նախագծերի շրջանակներում: Բարեհաջող համընկնում կարելի է համարել, որ ավագ գիտաշխատող Ռազմիկ Ասատուրյանը մեծ հետաքրքրություն հանդես բերեց գիրքը հայերեն թարգմանելու գործում: Նրա և իր խմբի աշխատանքն իրականություն դարձավ այս դժվարին պայմաններում: Ռ. Ասատուրյանը նախագծի հիմնական տանող ուժն է: Շնորհակալություն եմ հայտնում նրան և բոլոր նրանց, ում արդյունավետ աշխատանքի շնորհիվ նախագիծը իրականություն դարձավ: Շատ օգտակար էր նաև Հայաստանի կրթության և գիտության նախարարության հետ կապը: Վերջում ուզում եմ շնորհակալություն հայտնել նաև անգլերեն տարբերակի հրատարակիչ Քեմբրիջի համալսարանի հրատարակչությանը անշահախնդիր օգնության համար, ինչպես նաև Սիեգենի համալսարանին՝ ֆինանսական օգնության համար:

Կլաուս Գրուպեն

Խմբագրի կողմից

Բարձր էներգիաների և տարրական մասնիկների ֆիզիկայի բնագավառում կատարվող փորձարարական հետազոտությունների բարդությունը, նրանց ծավալն ու ճշտությունը, դեպքերի գրանցման և մշակման արագությունը վերջին մի քանի տասնամյակներում ապրել են ֆանտաստիկ զարգացում:

Ներկայումս գործող նոր սերնդի բարձր ինտենսիվությամբ արագացուցիչները (ինչպիսին է CEBAF-ը), կառուցվող գերբարձր էներգիայի արագացուցիչները (ինչպիսին է LHC-ն), նոր կուտակիչ հանդիպակաց օղակները և դրանց փնջերի վրա կատարվող և ապագայում նախատեսված փորձերը պահանջում են ստեղծել ամենաժամանակակից սարքեր: Որպես դրա հետևանք, աստիճանաբար հղկվել և նոր որակ են ստացել նախկինում լավ հայտնի այնպիսի մեթոդներ, ինչպիսիք են՝ սցինտիլյացիոն և կալորիմետրիկ չափումները, Չերենկովյան և անցումային ճառագայթման սարքերը, կիսահաղորդչային գրանցման տեխնիկան: Անհամեմատ լավացվել են կոորդինատային չափման սարքերի ճշտությունները, զարգացվել և կիրառության մեջ են մտել հոլոգրաֆիկ ընթերցման մեթոդները: Էլեկտրոնիկայի, հաշվողական տեխնիկայի և տեխնոլոգիաների զարգացումը հնարավորություն է ստեղծել մեծ արագագործությամբ և բարձր լուծողականությամբ գրանցել մասնիկների կամ միջուկների փոխազդեցության այնպիսի դեպքեր, երբ արդյունքում ծնվում են մի քանի տասնյակ, կամ նույնիսկ՝ մի քանի հարյուր մասնիկներ: Նման փորձերում պահանջվում է գրանցել տարածական, ժամանակային, էներգետիկ և իոնիզացիոն կորուստների ողջ ինֆորմացիան:

Ժամանակակից փորձարարական սարքերը ներկայացնում են մասնիկների գրանցման և նրանց զանազանման բազմազան տարատեսակների համակցությունը, որոնք կապակցվում և հսկվում են բարդագույն էլեկտրոնիկայով, իսկ գրանցվող ինֆորմացիայի քանակը (ավելի ստույգ, բջիջների կամ գրանցման կանալների քանակը) երբեմն հասնում է մի քանի հարյուր հազարի: Որպես մասնիկների գրանցման միջավայրեր, սկսել են օգտագործել նոր գազային խառնուրդներ, հեղուկ և պինդ նյութեր, որոնք ավելի էֆեկտիվ են և նաև օժտված են ճառագայթման նկատմամբ ավելի մեծ կայունությամբ:

Փորձարարական ֆիզիկայի զարգացման այս բուռն տեմպից, նրա մեթոդական նորություններից հաճախ ետ են մնում նրանցում անմիջականորեն չընդգրկված մասնագետները, էլ չենք ասում՝ երիտասարդ սկսնակների կամ այլ բնագավառում աշխատող գիտնականների մասին:

Թարգմանված գիրքը ժամանակակից փորձարարական ֆիզիկայի մեթոդիկան ամփոփող լավագույն ձեռնարկներից մեկն է: Այն ընդգրկում է ինչպես նախկինում լավ հայտնի և այժմ մեծ զարգացում ապրած մեթոդները, այնպես էլ՝ վերջին տասնամյակներում ներդրված որակապես նոր ձևերը: Գիրքը հեղինակի տարիների ընթացքում դասավանդված և աստիճանաբար հղկված աշխատանքի արդյունքն է: Անգլերենի բնօրինակից գրքի հայերեն այս թարգմանությունը նպատակ ունի մեղմացնել այն անջրպետը, որը ստեղծվել է մասնագիտական գրականության մեջ: Գրքի թարգմանությունը և տպագրումը չի հետապնդում որևէ շահույթային նպատակ: Թարգմանողները և գրքի հեղինակը ուրախ են աջակցելու և օգնելու լայն բնագավառի հայ մասնագետներին, մանավանդ երիտասարդ հայ ֆիզիկոսներին՝ տիրապետելու փորձարարական ֆիզիկայի ժամանակակից մեթոդներին: Գիրքը թարգմանվել է ֆիզմաթ. գիտությունների թեկնածուներ՝ Ռ.Ասատուրյանի (գլուխ 1-8, 11,12) և Ա. Ավետիսյանի (գլուխ 9,10) կողմից, որոնք այս բնագավառի բանիմաց մասնագետներ են: Թարգմանությունը արված է ազատ ոճով, չհետապնդելով բառացիորեն հետևել տեքստին, տրվել է նրա էության բացատրությունը: Որոշ մասերում հայերեն տերմիններին զուգահեռ պահպանվել են նաև նրանց անգլերեն տարբերակը, հուսալով դրանով իսկ հայ ընթերցողին ծանոթացնել գրականության մեջ ընդունելի դարձած անվանումներին:

Խմբագիրը և թարգմանող խումբը իրենց երախտագիտությունն են հայտնում գրքի հեղինակին՝ հայերեն թարգմանությանը աջակցելու, բոլոր նյութերը բարյացկամորեն և անշահախնդիր տրամադրելու համար:

Մենք երախտապարտ ենք նաև Երևանի պետական համալսարանի ռեկտորատին, միջուկային ֆիզիկայի ամբիոնի և Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտի ղեկավարությանը սույն գրքի թարգմանությանը և տպագրությանը աջակցելու համար:

Մեր շնորհակալությունն ենք հայտնում Երևանի պետական համալսարանի ուսանողներ Ա. Ասատուրյանին և Ա. Մկրտչյանին գրքի համակարգչային ձևավորման և մուտքագրման համար:

Հ.Գ. Մկրտչյան

ԳԼՈՒԽ 1

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԵՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՅՈՒԹԻ ՀԵՏ

Մասնիկները և ճառագայթները չեն կարող գրանցվել անմիջականորեն: Նրանք գրանցվում են միայն նյութի հետ իրենց փոխազդեցության հետևանքով: Լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցությունը նյութի հետ էապես տարբերվում է չեզոք մասնիկների փոխազդեցությունից: Կարելի է պնդել, որ ցանկացած փոխազդեցության երևույթ կարելի է օգտագործել որպես հիմք որոշակի դետեկտորի ստեղծման ժամանակ: Քանի որ փոխազդեցության տեսակները շատ բազմազան են, ապա գոյություն ունեն մասնիկների և ճառագայթների գրանցման բազմատեսակ սարքեր: Ավելին, հնարավոր է, որ միևնույն մասնիկի համար փոխազդեցության երևույթները տարբեր էներգիաների դեպքում լինեն տարբեր:

Այս գլխում ընդհանուր գծերով կներկայացվեն փոխազդեցության հիմնական մեխանիզմները: Փոխազդեցության երևույթները և նրանց կտրվածքները դուրս չեն բերվի հիմնարար դրույթներից, այլ միայն կբերվեն նրանց արդյունքները այնքանով, որքանով նրանք օգտագործվում են դետեկտորներում: Հատուկ էֆեկտները կքննարկվեն առանձնահատուկ դետեկտորները քննարկելիս:

Լիցքավորված մասնիկի փոխազդեցությունը նյութի հետ հիմնականում բերում է իոնիզացիայի և գրգռման: Ռելյատիվիստիկ մասնիկների համար անհրաժեշտ է դիտարկել նաև արգելակային ճառագայթման էներգետիկ կորուստները: Չեզոք մասնիկները նախ պետք է ծնեն լիցքավորված մասնիկներ, և միայն հետո գրանցվեն նրանց բնորոշ փոխազդեցությունների հետևանքով: Ֆոտոնների համար այդ երևույթները հետևյալներն են՝ ֆոտոէֆեկտ, Կոմպտոն էֆեկտ և էլեկտրոնային զույգի ծնում: Այդ փոխազդեցությունների հետևանքով ծնված էլեկտրոնները հետագայում գրանցվում են դետեկտորների զգայուն ծավալում, իրենց ստեղծած իոնիզացիայի շնորհիվ:

1.1. ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

Լիցքավորված մասնիկները անցնելով նյութի միջով կորցնում են իրենց կինետիկ էներգիան, որը ծախսվում է ատոմում՝ կապված էլեկտրոնների գրգռման և իոնիզացիայի վրա: Գրգռման երևույթները, ինչպիսիք են՝

$$e^- + \text{ատոմ} \rightarrow \text{ատոմ}^* + e^-$$
$$\rightarrow \text{ատոմ} + \gamma \qquad 1.1$$

բերում են փոքր էներգիայով ֆոտոնների ճառագայթման, և հետևաբար օգտակար են այն դետեկտորների համար, որոնք զգայուն են այդ ֆոտոնների նկատմամբ: Կարևոր նշանակություն ունեն ուղղակի ցրման երևույթները, որոնց ընթացքում սկզբնական մասնիկներն անմիջական հարվածով ատոմին են փոխանցում որոշակի քանակությամբ էներգիա, որի հետևանքով էլեկտրոններն ազատվում և դուրս են թռչում ատոմից:

Էլեկտրոնին փոխանցված առավելագույն կինետիկ էներգիան կախված է ընկնող մասնիկի m_0 զանգվածից և p շարժման քանակից: Տրված շարժման քանակով ընկնող մասնիկի համար

$$p = mv = \gamma\, m_0 \beta\, c\,, \qquad 1.2$$

որտեղ՝ γ Լորենց ֆակտորն է, $\gamma = E/m_0c^2$, $v, \beta = v/c$ արագությունը, m_0 հանգստի զանգվածը: Փոխանցված հնարավոր առավելագույն էներգիան տրվում է հետևյալ բանաձևով.

$$E_{kin}^{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma\, m_e/m_0 + \left(\frac{m_e}{m_0}\right)^2} = \frac{2m_e p^2}{m_0^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2} \qquad 1.3$$

Այս դեպքում ավելի իմաստ ունի դիտարկել էլեկտրոնին տրված կինետիկ էներգիան, քան լրիվ էներգիան, քանի որ էլեկտրոնը ոչ թե ծնվում է, այլ միայն էներգիա է ստանում: Կինետիկ էներգիան E_{kin} որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$E_{kin} = E - m_0c^2 = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2} - m_0c^2 \qquad 1.4$$

Փոքր էներգիաների դեպքում՝

$$2\gamma m_e / m_0 << 1 \qquad 1.5$$

Նաև ենթադրելով, որ ընկնող մասնիկները ծանր են էլեկտրոնից ($m_e < m_0$), 1.3 արտահայտությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ մոտավորությամբ՝

$$E_{kin}^{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \qquad 1.6$$

Օրինակ, γ=10 Լորենց ֆակտորով, E=1.06ԳէՎ էներգիայով μ-մեզոնները ($m_\mu c^2$=106 ՄէՎ) կարող են էլեկտրոնին ($m_e c^2$=0.511 ՄէՎ) փոխանցել մոտավորապես 100 ՄէՎ էներգիա:

Եթե անտեսենք 1.3 արտահայտության հայտարարի քառակուսային անդամը $\left(\left(m_e / m_0\right)^2 << 1\right)$, որը շատ լավ մոտավորություն է բոլոր ընկնող մասնիկների համար՝ բացի էլեկտրոններից, ապա կհետևի, որ՝

$$E_{kin}^{max} = \frac{p^2}{\gamma m_0 + m_0^2 / 2m_e} \qquad 1.7$$

Ռելյատիվիստիկ մասնիկի համար $E_{կին}$=E, pc=E, հետևաբար՝

$$E^{max} = \frac{E^2}{E + m^2{}_0 c^2 / 2m_e} \qquad 1.8$$

որը մյուոնների դեպքում լինում է՝

$$E^{max} = \frac{E^2}{E + 11}; \qquad 1.9$$

E արտահայտված է ԳէՎ-ով:

Գերարագ մասնիկների դեպքում $E >> m_0^2 c^2 / 2m_e$ էլեկտրոնին կարող է փոխանցվել մասնիկի լրիվ էներգիան:

Եթե ընկնող մասնիկը էլեկտրոն է, ապա այդպիսի մոտավորությունը ճիշտ չէ: Այդ դեպքում կարելի է օգտվել հետևյալ բանաձևերից (համեմատիր 1.3 -ի հետ).

$$E_{kin}^{max} = \frac{p^2}{m_e + E/c^2} = \frac{E^2 - m_e^2 c^4}{E + m_e c^2} \qquad 1.10$$

$$E_{kin}^{max} = E - m_e c^2 \qquad 1.11$$

որոնք, հավասար զանգվածներով մասնիկների կենտրոնական դարվածի դեպքում, հետևում են նաև դասական կինեմատիկայից

1.1.1 Իոնիզացման և գրգռման էներգետիկ կորուստները

Փոխանցվող առավելագույն էներգիայի համար բերված բանաձևերը ցույց տվեցին, որ «ծանր» մասնիկները $m_0 >> m_e$, ի տարբերություն ընկնող էլեկտրոնների, հատուկ դեր են խաղում: Հետևաբար մենք կսկսենք «ծանր» մասնիկների էներգետիկ կորուստների քննարկումից: Հետևելով Բետե-Բլոկին /5,6,28-32/, միջին էներգետիկ կորուստները dE-ն dx ճանապարհի վրա տրվում է՝

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \qquad 1.12$$

որտեղ z-ը ընկնող մասնիկի լիցքն է տարրական լիցքի միավորներով, Z, A-ն կլանիչի ատոմական համարը, լիցքը և ատոմային զանգվածն են, m_e -ն էլեկտրոնի զանգվածն է, r_e-ն էլեկտրոնի դասական շառավիղը՝ $r_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{m_e c^2}$ (ε_0-ն վակուումի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունն է), $N_A=6.022*10^{23}$ մոլ$^{-1}$ Ավոգադրոյի թիվն է, կամ մեկ գրամ ատոմում պարունակվող ատոմների թիվը, I–ն իոնիզացիոն հաստատունն է, որը բնութագրում է կլանող նյութը՝ տրվում է հետևյալ մոտավորությամբ՝

$$I=16*Z^{0.9} \text{ էՎ}, \text{ երբ } Z>1:$$

Որոշ, հիմնական դեպքերում I-ն կախված է նաև նյութի մոլեկուլյար վիճակից. (օրինակ՝ I=15էՎ ատոմական և 19,2 էՎ մոլեկուլային ջրածնի համար: Հեղուկ ջրածնի համար I=21,8էՎ):

δ-ն խտության պարամետրն է: Դա մի պարամետր է, որը բնութագրում է թե ինչքանով է էկրանավորվում ընկնող մասնիկի լայնական էլեկտրական դաշտը ատոմային էլեկտրոնների լիցքերի խտությունից կախված: Այդ դեպքում էներգետիկ կորուստները փոքրանում են (էներգետիկ կորուստների խտության էֆեկտ կամ Ֆերմի պլատո): Ինչպես թելադրում է անունը, խտության էֆեկտը

կարևորվում է ուժեղ կլանող միջավայրերի համար, ինչպիսիք են երկաթը կամ կապարը: Գազերի համար, նորմալ պայմաններում և ոչ մեծ էներգիաների դեպքում, այն կարելի է անտեսել:

Էներգետիկ մասնիկների համար, δ-ն կարելի է ներկայացնել հետևյալ մոտավորությամբ

$$\delta=2\ln\gamma+\varepsilon,$$

որտեղ ε նյութից կախված հաստատուն է:

δ-ի տարբեր մոտավորություններ և տարբեր նյութերից կախվածությունը քննարկվում է /33/ գրականությունում:

1-12 բանաձևի օգտակար հաստատուններից է՝

$$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ Մէվ/գ/սմ}^2$$

1-12 հավասարման լոգարիթմականանդամում համարիչի $2m_e c^2\gamma^2\beta^2$ արտահայտությունը, ինչպես հետևում է 1.6-ից, կարելի է նույնացնել մաքսիմում փոխանցված էներգիայի հետ: Գազերում իոնիզացիոն երևույթի ընթացքում ծնվող էլեկտրոնի միջին էներգիան մոտավորապես հավասար է իոնիզացիոն էներգիային:

Եթե մաքսիմում փոխանցվող էներգիայի համար օգտագործենք (1.6) բանաձևը և կատարենք հետևյալ նշանակումը՝

$$k = 2\pi\, \mathrm{N_A} r_e^2 m_e c^2 z^2 . \frac{Z}{A} . \frac{1}{\beta^2}, \qquad 1.13$$

ապա Բետե-Բլոկի բանաձևը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$-\frac{dE}{dx} = 2k\left[\ln\frac{E_{kin}^{\max}}{I} - \beta^2 - \delta/2\right] \qquad 1.14$$

Սովորաբար էներգետիկ կորուստները տրվում են ՄէՎ/գ/սմ^2 միավորներով: Երկարության dx-ի համար, հիմնականում օգտագործվում է գ/սմ^2 միավորը, քանի որ էներգետիկ կորուստները <u>զանգվածի մակերեսային խտության</u> վրա արտահայտվում են՝

$$dx = \rho . ds, \qquad 1.15$$

որտեղ ρ խտությունն է գ/սմ^3-ով, իսկ ds ճանապարհն է սմ-ով, կախված չեն (հիմնականում կախված չեն) նյութի հատկություններից:

Երկարության այս միավորը համապատասխանաբար տալիս է նյութի մակերևույթային խտությունը:

(1-12) հավասարումը ներկայացնում է լիցքավորված մասնիկների տվյալ միջավայրում միայն իոնիզացիայի և գրգռման վրա ծախսվող էներգետիկ կորուստները, որը, չնայած դրան, ճիշտ է մի քանի տոկոս ճշտությամբ մինչև մի քանի հարյուր ԳէՎ էներգիաների տիրույթում: Բայց (1-12) հավասարումը չի կարող օգտագործվել դանդաղ մասնիկների համար, այսինքն այն մասնիկների համար, որոնց արագությունները համեմատելի են էլեկտրոնների ուղեծրային արագությունների հետ կամ փոքր են նրանցից: Այդ արագությամբ մասնիկների համար $\left(\alpha z >> \beta \geq 10^{-3}, \alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 hc}\right)$ (α-ն նուրբ կառուցվածքի հաստատունը) էներգետիկ կորուստները համեմատական են β-ին: Օրինակ՝ դանդաղ պրոտոնների էներգետիկ կորուստները սիլիցիումում կարելի է արտահայտել (ըստ /34, 35/) հետևյալ կերպ՝

$$-\frac{dE}{dx} = 61.2 \cdot \beta \quad \text{ԳէՎ/գ/սմ}^2, \qquad \beta < 5 \cdot 10^{-3}: \qquad 1.16$$

(1.12) հավասարումը ճիշտ է բոլոր այն արագությունների համար, որտեղ β»αz Փոքր էներգիաների տիրույթում էներգետիկ կորուստները փոքրանում են $1/\beta^2$ օրենքով, հասնելով լայն իոնիզացիոն մինիմումի βγ=4 տիրույթում: Ռելյատիվիստիկ մասնիկները, որոնց էներգետիկ կորուստները համապատասխանում են այդ մինիմումին, կոչվում են մինիմում իոնիզացնող մասնիկներ (ՄԻՄ): Թեթև կլանող նյութերում, որտեղ Z/A≈0.5, էներգետիկ կորուստները մինիմում իոնիզացնող մասնիկների (ՄԻՄ) համար կարելի է ներկայացնել մոտավորապես այսպիսի տեսքով՝

$$-\frac{dE}{dx}_{\min} \approx 2 \text{ ՄէՎ/գ/սմ}^2: \qquad 1.17$$

1-1 աղյուսակում բերված են էներգետիկ կորուստները ՄԻՄ-երի համար տարբեր միջավայրերում, տվյալների ավելի լայն տիրույթի համար /34,35/ :

Աղյուսակ 1.1: Մինիմում իոնիզացնող մասնիկների միջին էներգետիկ կորուստները, տարբեր նյութերում /34,35/, գազեր նորմալ պայմաններում.

Կլանիչ	$\left.\frac{dE}{dx}\right\|_{min}\left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$	$\left.\frac{dE}{dx}\right\|_{min}\left[\frac{MeV}{cm}\right]$
Ջրածին	4.12	$0.37\ 10^{-3}$
Հելիում	1.94	$0.35\ 10^{-3}$
Լիթիում	1.58	0.84
Բերիլիում	1.61	2.98
Ածխածին /գրաֆիտ/	1.78	4.03
Ազոտ	1.82	$2.28\ 10^{-3}$
Թթվածին	1.82	$2.60\ 10^{-3}$
Օդ	1.82	$2.35\ 10^{-3}$
Ածխաթթու գազ	1.82	$3.60\ 10^{-3}$
Նեոն	1.73	$1.56\ 10^{-3}$
Ալյումինում	1.62	4.37
Ծծումբ	1.66	3.87
Արգոն	1.51	$2.69\ 10^{-3}$
Տիտան	1.51	6.86
Երկաթ	1.48	11.65
Պղինձ	1.44	12.90
Գերմանիում	1.40	7.45
Անագ	1.26	9.21
Քսենոն	1.24	$7.30\ 10^{-3}$
Վոլֆրամ	1.16	22.39
Պլատին	1.15	24.67
Կապար	1.13	12.83
Ուրան	1.09	20.66
Ջուր	2.03	2.03
Լուսայտ	1.95	2.30
Պաշտպանիչ բետոն	1.70	4.25
Կվարց	1.72	4.54

Էներգետիկ կորուստները, լոգարիթմական անդամի հաշվին (1-12), նորից սկսում են աճել $\gamma>4$ (լոգարիթմական աճ) տիրույթում, աճը մոտավորապես հետևում է $2\ln\gamma$ կախվածությանը :

/Մինիմումի շրջակայքում, ատոմային թվից կախված, էներգետիկ կորուստների փոքրացումը հիմնականում բացատրվում է (1.12) հավասարման մեջ Z/A անդամի առկայությամբ:/

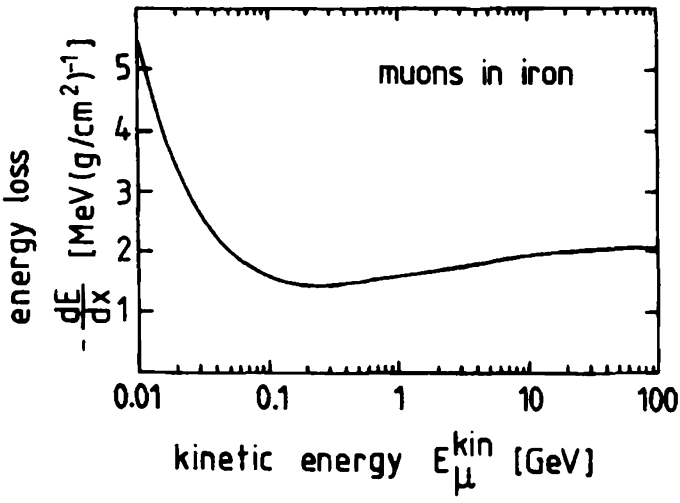
Լոգարիթմական աճի հիմնական մասն են կազմում մեծ էներգետիկ փոխանցումները նյութի որոշ էլեկտրոններին (ուղղակի հարվածի կամ δ էլեկտրոններ):

Խտության էֆեկտի հետևանքով լոգարիթմական աճը հասնում է հագեցման բարձր էներգիաների տիրույթում:

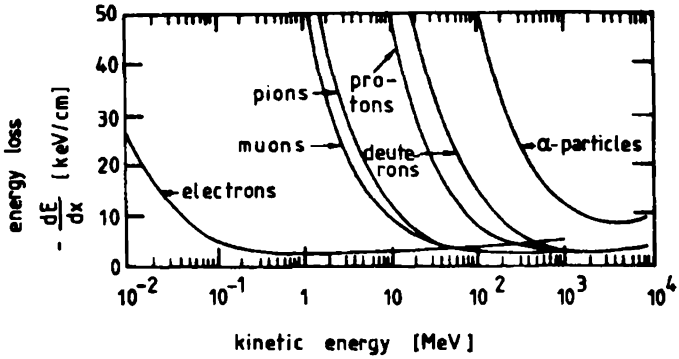
(1.12) հավասարմամբ բացատրվող էներգետիկ կորուստները հիմնականում կապված են իոնիզացիայի և գրգռման վրա ծախսված էներգիաների հետ: Բարձր էներգիաների տիրույթում ճառագայթման վրա ծախսվող էներգիան ավելի ու ավելի է մեծանում, դառնալով հիմնական էներգետիկ կորուստների աղբյուր (տես 1.1.4) Արգելակային ճառագայթման էներգետիկ կորուստները համեմատական են մասնիկի էներգիային: Լրիվ էներգետիկ կորուստների մեջ այն դառնում է հիմնական, նույնիսկ բարձր էներգիաների ծանր մասնիկների համար (>1 ՏէՎ):

Նկ. 1.1-ում բերված են մյուոնի գրգռման և իոնիզացման էներգետիկ կորուստները երկաթում /34,35,36/: էլեկտրոնի, պրոտոնի, դեյտրոնի, μ, π, և α մասնիկների էներգետիկ կորուստները օդում /37/ բերված են նկար 1.2-ում:

b)



Նկ. 1.1. Մյուոնի իոնիզացիոն էներգետիկ կորուստները երկաթում և դրանց կախվածությունը մյուոնի էներգիայից:



Նկ. 1.2. էլեկտրոնի, մյուոնի, պիոնի, պրոտոնի, դեյտրոնի և α մասնիկի էներգետիկ կորուստները օդում:

1.12 հավասարումը տալիս է լիցքավորված մասնիկների միայն միջին էներգետիկ կորուստները, որը միջավայրի ատոմների միայն իոնիզացման և գրգռման հետևանք է: Բարակ կլանիչների համար տեղի ունի (1.15-ից հետևող), միջին էներգետիկ կորուստների նկատմամբ մեծ շեղումներ (ֆլուկտուացիաներ): Էներգետիկ կորուստների բաշխումը բարակ կլանիչներում, հիմնականում գազերում, շատ ասիմետրիկ է /5,6/: Այդ բաշխումները պարամետրիզացվում են Լանդաուի բաշխումով:

Լանդաուի բաշխումը դա S^s ֆունկցիայի համար հակադարձ Լապլասյան ձևափոխությունն է /38-41/: Լավ մոտավորությամբ Լանդաուի բաշխումը տրվում է հետևյալ բանաձևով /42,43,44/

$$L(\lambda)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\cdot\exp\left\{\frac{1}{2}\left(\lambda+e^{-\lambda}\right)\right\}, \qquad 1.18$$

որտեղ λ ամենահավանական էներգետիկ կորուստներից շեղումն է

$$\lambda=\frac{\Delta E-\Delta E^{W}}{\xi}, \qquad 1.19$$

ΔE-ն իրական էներգետիկ կորուստն է x հաստությամբ շերտում՝ ΔE^{W} ամենահավանական էներգետիկ կորուստն է այդ նույն շերտում

$$\xi=2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \cdot \frac{Z}{A}\cdot\frac{1}{\beta^2}\rho x = k\rho x \qquad 1.20$$

(ρ-խտությունը գ/սմ^3, x -հաստությունը սմ-ով):

Արգոն գազում ^{106}Rh ռադիոակտիվ աղբյուրից առաքվող 3,54 ՄէՎ էներգիայով էլեկտրոնների համար ամենահավանական էներգետիկ կորուստն կլինի՝

$$\Delta E^{W} = \xi\left\{\ln\left[\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I^2}\xi\right] - \beta^2 + 0.423\right\} \qquad 1.21$$

Որպես օրինակ քննարկենք 250 ՄէՎ էլեկտրոնների էներգետիկ կորուստները 1սմ հաստությամբ արգոնի շերտում: Ամենահավանական էներգետիկ կորուստները (ԱէԿ), այսինքն էներգետիկ կորուստների բաշխման մաքսիմումին համապատասխանող կորուստները, հաշված (1.21) բանաձևի մոտավորությամբ, կլինեն՝

$$\Delta E^{W} = 2.4 \text{ կէՎ:}$$

Իհարկե, ԱէԿ փոքր է քան միջին էներգետիկ կորուստը 1սմ Ar շերտում:

(1.20) հավասարումից օգտագործելով ξ=0,125 ԿէՎ արժեքը, տվյալ դեպքում կստանանք էներգետիկ կորուստների բաշխումը ըստ (1.18) հավասարման, որը 1-3 նկարում տրված է գծային և լոգարիթմական սանդղակներով: Փորձնական եղանակով գտնված է, որ իրական էներգետիկ կորուստները հաճախ ավելի լայն են բաշխված քան Լանդաուի բաշխումը /5,6,42/:

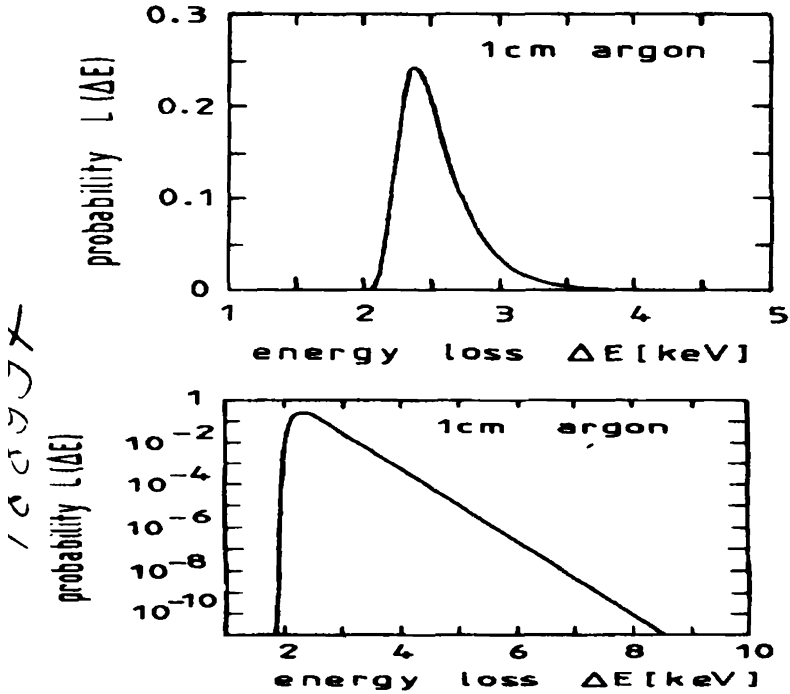
Համապատասխանաբար, մինիմում իոնիզացնող մասնիկի համար (βγ=4), ամենահավանական էներգետիկ կորուստները 1սմ հաստությամբ արգոնի շերտում կազմում են ΔE=1.2կէՎ, որը զգալիորեն փոքր է միջին էներգետիկ կորուստներից (2,69 կէՎ, տե՛ս 1.1 աղյուսակը) / 5,6,42,45 /:

Կլանիչի հաստ շերտի համար Լանդաուի բաշխման պոչը, որը համապատասխանում է մեծ էներգետիկ փոխանցումներին, փոքրանում է /46/: Շատ հաստ կլանիչների համար ($\frac{dE}{dx}\cdot x >> 2m_e c^2\beta^2\gamma^2$} էներգետիկ կորուստների բաշխումը կարելի է ներկայացնել Գաուսյան բաշխումով:

էներգետիկ կորուստները, բաղադրյալ կլանիչների համար, տրվում են հետևյալ բանաձևով՝

$$\frac{dE}{dx} \approx \sum_i f_i \frac{dE}{dx} i \qquad 1.22$$

որտեղ f_i-ն i-րդ տարրի զանգվածային բաժնեմասն է, իսկ $\frac{dE}{dx}i$-ն միջին էներգետիկ կորուստն է այդ տարրում: Այս կախվածության մեջ կարելի է անտեսել ուղղումները, կապված իոնիզացիոն հաստատունի մոլեկուլյար կառուցվածքից:



Նկ. 1.3. 250 ՄէՎ էներգիայով էլեկտրոնի 1 սմ հաստությամբ արգոն գազում իոնիզացիոն կորուստների Լանդաուի բաշխումը (գծային և լոգարիթմական սանդղակներով):

էներգետիկ կորուստների Լանդաուի շեղումները, պայմանավորված են ատոմային էլեկտրոններին փոխանցված մեծ էներգիաներով: Փոխանցված էներգիան կարող է այնքան մեծ լինել, որ այդ էլեկտրոնը ինքը կարող է հետագա իոնիզացման պատճառ հանդիսանալ: Այս էլեկտրոնները կոչվում են δ կամ ուղղակի հարվածի էլեկտրոններ: δ էլեկտրոնների էներգետիկ սպեկտրը տրվում է հետևյալ բանաձևով /27,34,35,47/.

$$\frac{dN}{dE_{kin}} = \xi \cdot \frac{F}{E_{kin}^2}, \quad I << E_{kin} \le E_{kin}^{max} \qquad 1.23$$

Երբ $E_{kin} << E_{kin}^{max}$, F-ը որը սպինից կախված գործակից է, դառնում է մեկին բավականին մոտ: Իհարկե δ էլեկտրոնների էներգետիկ սպեկտրը ձգտում է զրոյի, երբ մաքսիմում փոխանցված էներգիան աճում է: Այդ կինեմատիկական սահմանը նույնպես ընդգրկված է F-ի մեջ: δ էլեկտրոնների սպեկտրի սպինային կախվածությունը զգալի է դառնում միայն մաքսիմում փոխանցված էներգիաների տիրույթում /27,47/:

Բարակ շերտերում էներգետիկ կորուստների ուժեղ ֆլուկտուացիաները դետեկտորներում հաճախ նկատելի չեն: Դետեկտորը չափում է միայն այն էներգիան, որը մնացել է իր զգայուն ծավալում, իսկ այդ էներգիան կարող է նույնական չլինել մասնիկի կորցրած էներգիայի հետ: Օրինակ՝ δ էլեկտրոնին փոխանցված էներգիան կարող է միայն մասնակիորեն մնալ դետեկտորում, որովհետև δ էլեկտրոնը կարող է դուրս թռչել սարքի զգայուն ծավալից:

Այդ պատճառով, հաճախ գործնական հետաքրքրություն է ներկայացնում էներգետիկ կորուստների միայն այն մասի դիտարկումը, որը փոքր է փոխանցված E էներգիայի տրված E_{cut} արժեքից: Էներգետիկ կորուստների այդ հատույթը տրվում է

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\le E_{cut}} = k\left[\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 E_{cut}}{I^2} - \beta^2 - \delta\right] \qquad 1.24$$

բանաձևով, որտեղ k-ն որոշված է 1.13 հավասարումով /34,35,48/: 1.24 հավասարումը նման է, բայց նույնական չէ 1.12 հավասարման հետ: Հատված էներգետիկ կորուստների բաշխումը չի ցուցաբերում Լանդաուի բաշխմանը հատուկ պոչ, ինչպիսին կա 1.12 և 1.18 բաշխումներում: δ անդամով պայմանավորված, (1.12;1.18;1.24) խտության էֆեկտի հաշվին հատված էներգետիկ կորուստները բարձր էներգիաների տիրույթում ձգտում են Ֆերմի պլատո կոչվող հաստատուն արժեքին:

Այսպիսով, բերվեցին իոնիզացիայի և գրգռման պատճառով ծանր լիցքավորված մասնիկների էներգետիկ կորուստները: Սակայն, էլեկտրոնները հատուկ տեղ ունեն էներգետիկ կորուստների քննարկման ժամանակ, մասնավորապես, երբ նրանք հանդիսանում են ընկնող մասնիկներ: Մի կողմից, նույնիսկ փոքր էներգիաների

տիրույթում (ՄէԿ) էլեկտրոնների լրիվ էներգետիկ կորուստների մեջ արգելակային ճառագայթման դերը մեծ է: Մյուս կողմից, իոնիզացիոն կորուստները պահանջում են հատուկ քննարկում, քանի որ ընկնող և դուրս թռչող մասնիկները նույնական են:

Այս դեպքում մենք չենք կարող տարբերել ընկնող և հարվածից հետո առաջացող, երկրորդային էլեկտրոնները: Հետևաբար, փոխանցված էներգիան պետք է այլ ձևով մեկնաբանվի: Մի էլեկտրոնը հարվածից հետո ստանում է E_{kin} էներգիա, մյուսը՝ $E-m_ec^2-E_{kin}$ էներգիա (E-ն լրիվ էներգիան է): Բոլոր դեպքերը հաշվի կառնվեն, եթե փոխանցված էներգիայի փոփոխման տիրույթ ընտրվի 0-ից մինչև $0.5(E-m_ec^2)$, բայց ոչ մինչ $E-m_ec^2$:

Այս էֆեկտը շատ պարզ կարելի է նկատել, եթե 1.6 բանաձևով որոշվող E_{kin}^{max} էներգիան, 1.12 հավասարման մեջ փոխարինվի էլեկտրոնի համապատասխան մեծությամբ: Ռելյատիվիստիկ մասնիկի համար $0.5(E-m_ec^2)$ անդամը կարելի է փոխարինել $E/2=\frac{1}{2}\gamma m_ec^2$: էլեկտրոնների համար օգտագործելով z=1, իոնիզացման կորուստները կարելի է ներկայացնել այսպիսի մոտավորությամբ՝

$$-\frac{dE}{dx}=4\pi N_A r_e^2 m_e c^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{m_ec^2\gamma}{2I}-\beta^2-\frac{\delta^*}{2}\right], \qquad 1.25$$

որտեղ δ^*-ն 1.12 հավասարման δ անդամի ձևափոխված արժեքն է էլեկտրոնի համար: Ընկնող ծանր մասնիկներից էլեկտրոնների տարբերությունը հաշվի առնող էներգետիկ կորուստների համար ավելի ճշգրիտ մոտավորությունը տրվում է հետևյալ բանաձևով /49/.

$$-\frac{dE}{dx}=4\pi N_A r_e^2 m_e c^2\frac{Z}{A\beta^2}\left[\ln\frac{\gamma m_ec^2\beta\sqrt{\gamma-1}}{\sqrt{2}I}+\frac{1}{2}(1-\beta^2)-\frac{2\gamma-1}{2\gamma^2}\ln 2+\frac{1}{16}\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2\right] \qquad 1.26$$

Այս հավասարումը հաշվի է առնում էլեկտրոն-էլեկտրոն ցրման կինեմատիկական և էկրանավորման էֆեկտները:

Պոզիտրոնների էներգետիկ կորուստները նման են էլեկտրոնների էներգետիկ կորուստներին: Պետք է հաշվի առնել, որ այդ մասնիկները ունեն նույն զանգվածը, բայց նույնական չեն:

Ամբողջացնելու համար գրենք նաև պոզիտրոնների իոնիզացիոն կորուստները՝

$$-\frac{dE}{dx}=4\pi N r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{\gamma m_e c^2 \beta\sqrt{\gamma-1}}{\sqrt{2}\cdot I}-\frac{\beta^2}{24}\left(23+\frac{14}{\gamma+1}+\frac{10}{(\gamma+1)^2}+\frac{4}{(\gamma+1)^3}\right)\right]$$

1.27 /50/

Քանի որ պոզիտրոնները էլեկտրոնների հակամասնիկներն են, ապա այստեղ առաջանում է նոր անդամ: Երբ պոզիտրոնը կանգ է առնում նա անիհիլացվում է նյութի էլեկտրոնի հետ, ծնելով 2 հակակոլինիար ֆոտոններ: Զանգվածի կենտրոնի համակարգում այդ ֆոտոնները ունեն 0.511 ՄէՎ էներգիա, որը պայմանավորված է էլեկտրոնի (պոզիտրոնի) հանգստի զանգվածով: Անիհիլացիայի կտրվածքը թռչող պոզիտրոնների համար տրվում է՝

$$\sigma(Z,E)=\frac{Z\pi r_e^2}{\gamma+1}\left\{\frac{\gamma^2+4\gamma+1}{\gamma^2-1}\ln\left(\gamma+\sqrt{\gamma^2-1}\right)-\frac{\gamma+3}{\sqrt{\gamma^2-1}}\right\} \qquad 1.28$$

բանաձևով /50/:

Տարրական մասնիկների իոնիզացիոն երևույթների հետ կապված ավելի մանրամասն տվյալներ, մասնավորապես նրանց սպինային կախվածությունների վերաբերյալ, կարելի է գտնել Ռոսսի և Սիտարի գրքում /5,6,27/:

1.1.2. Իոնիզացիոն ելք

Իոնիզացիայի և գրգռման միջին էներգետիկ կորուստները կարելի է ձևափոխել ըստ մասնիկի հետագծի վրա առաջացած էլեկտրոն-իոն զույգերի քանակի: Այս առումով պետք է տարբերել սկզբնական իոնիզացիան, որը փաստորեն պայմանավորված է սկզբնական ծնված էլեկտրոն-իոնային զույգերի թվով, և լրիվ իոնիզացիան: Որոշ նախնական էլեկտրոններ կարող են ստանալ բավականին մեծ էներգիա, հետևաբար նրանք իրենց հերթին կարող են իոնիզացնել միջավայրը: Երկրորդային և սկզբնական իոնիզացիաները միասին կազմում են լրիվ իոնիզացիան:

Մեկ էլեկտրոն-իոն զույգի ծնման համար անհրաժեշտ միջին էներգիան W-ն, պայմանավորված է գազի իոնիզացիոն պոտենցիալով: Գազի ատոմների ներքին մակարդակները նույնպես կարող են մասնակցել իոնիզացման գործընթացին: Ընկնող մասնիկի էներգետիկ կորուստների մի մասը կարող է ծախսվել գրգռման երևույթների վրա, որոնք չեն ավարտվում ազատ էլեկտրոնների ծնումով: Ռելյատիվիստիկ մասնիկների համար W-ի արժեքը տվյալ

նյութի համար հաստատուն մեծություն է և միայն թեթևակի աճում է ընկնող մասնիկի փոքր արագությունների դեպքում:

Գազերի համար W-ի արժեքը մոտավորապես 30 էՎ է, բայց այն կարող է շեշտակի փոփոխվել կախված գազի անմաքրությունից: 1.2 աղյուսակում ՄԻՄ-ի համար բերված են W-ի արժեքները, ինչպես նաև, նախնական և լրիվ էլեկտրոն-իոն զույգերի քանակը որոշ գազերի համար (տե՛ս 1.1 աղյուսակը) /1,34,35,51,52 /:

Նախնական էլեկտրոնների n_p թվային արժեքը այնքան էլ կարևոր չէ, քանի որ այն շատ դժվար է փորձնական ճանապարհով առանձնացնել երկրորդային էլեկտրոններից: Լրիվ իոնիզացիան n_T կարելի է հաշվել, տվյալ դետեկտորում լրիվ էներգետիկ կորուստների ΔE արժեքից, հետևյալ պարզ առնչությամբ.

$$n_T = \frac{\Delta E}{W} \qquad 1.29$$

Պինդ վիճակի դետեկտորներում, լիցքավորված մասնիկը ծնում է էլեկտրոն-խոռոչ զույգեր: էլեկտրոն-խոռոչ զույգի ծնման համար անհրաժեշտ միջին էներգիան հավասար է 3.6 էՎ սիլիցիումի և 2.85 էՎ գերմանիումի համար: Սա նշանակում է, որ լիցքի կրողների քանակը պինդ վիճակի դետեկտորներում շատ անգամ ավելի է քան գազերում: Հետևաբար տվյալ էներգետիկ կորուստների համար, ծնված լիցքակիրների թվի վիճակագրական շեղումները, պինդ վիճակի դետեկտորներում շատ ավելի փոքր են քան գազային դետեկտորներում:

Լիցքակիրների ծնումը տվյալ էներգետիկ կորուստների համար վիճակագրական բնույթ ունի: Եթե միջինում ծնվում են N լիցքի կրող զույգեր, ապա կարելի է սպասել, որ ֆլուկտուացիաները (շեղումները) կհետևեն Պուասոնի բաշխմանը √N սխալով:

Իրականում, կախված նյութից, շեղումները √F ֆակտոր անգամ ավելի փոքր են:

Սակայն սա ստույգ է միայն այն դեպքում, երբ մասնիկի թողած էներգիան ամբողջովին մնում է դետեկտորի զգայուն ծավալում:

Սա առաջին անգամ ցույց է տրվել Ֆանոյի կողմից /53/ և կոչվում է Ֆանոյի գործակից: Եթե ավելի մանրամասն քննարկենք երևույթը, ապա պարզ է դառնում Ֆանոյի գործակցի իմաստը: Տված էներգետիկ կորուստի համար ծնված լիցքակիրների քանակը սահմանափակված է էներգիայի պահպանման օրենքով:

Հետագա շարադրանքում կտրվի Ֆանոյի գործակցի անհրաժեշտության ֆորմալ հիմնավորումը /53,54/:

Աղյուսակ 1.2 Գազերի որոշ հատկությունների հավաքածու: Բերված են մեկ էլեկտրոնի միջին իոնիզացիոն պոտենցիալը I_0, մեկ զույգի ծնման W միջին էներգիան, նորմալ պայմաններում գտնվող գազերի 1 սմ –ում ծնվող նախնական n_p և լրիվ n_T էլեկտրոն –իոն զույգերի քանակը, մինիմում իոնիզացնող մասնիկների համար /1,34,35,51,52/:

Գազ	Խտություն ρ /գ/սմ^3/	I_0 /էՎ/	W/էՎ/	n_p/սմ$^{-1}$/	n_T/սմ$^{-1}$/
H_2	$8.99\ 10^{-5}$	15.4	37	5.2	9.2
He	$1.78\ 10^{-4}$	24.6	41	5.9	7.8
O_2	$1.43\ 10^{-3}$	12.2	31	22	73
N_2	$1.25\ 10^{-3}$	15.5	35	10	56
Ne	$9.00\ 10^{-4}$	21.6	36	12	39
Ar	$1.78\ 10^{-3}$	15.8	26	29	94
Kr	$3.74\ 10^{-3}$	14.0	24	22	192
Xe	$5.89\ 10^{-3}$	12.1	22	44	307
CO_2	$1.98\ 10^{-3}$	13.7	33	34	91
CH_4	$7.17\ 10^{-3}$	13.1	28	16	53
C_4H_{10}	$2.67\ 10^{-3}$	10.8	23	46	195

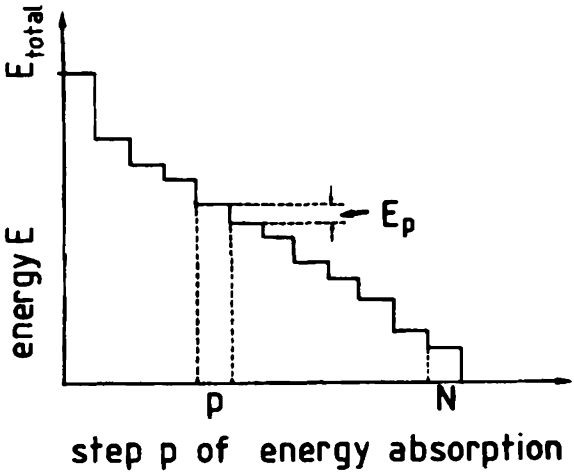
Ենթադրենք $E=E_{total}$ դետեկտորում թողնված ֆիքսված էներգիան է, օրինակ, ռենտգենյան ֆոտոնի կամ α մասնիկի կողմից: Այս էներգիան փոխանցվում է դետեկտորի միջավայրին P քայլի ընթացքում և, ընդհանրապես, ոչ հավասար՝ E_P բաժիններով ամեն առանձին իոնիզացման երևույթում: Ամեն փոխազդեցության քայլում m_p էլեկտրոն-իոն զույգ է ծնվում: N քայլից հետո լրիվ էներգիան կլանվում է (տե՛ս նկ. 1.4):

Ընդունենք, որ $m_P^{(e)} = E_P/W$ սպասվելիք իոնիզացիաների թիվն է P-րդ քայլում և $\bar{n}^{(e)} = E/W$ սպասվելիք, միջինում առաջացող էլեկտրոն-իոն զույգերի լրիվ քանակն է:

Մեծությունը, որը վերջապես կնկարագրի էներգետիկ լուծողականությունը, կլինի՝

$$\sigma^2=(n-\bar{n})^2 \qquad 1.30$$

որտեղ $\bar{n}$ (ֆիքսված էներգիայի կլանման համար) շատ փորձերից ստացված միջին արժեքն է:



Նկ. 1.4. Էներգետիկ կորուստները N դիսկրետ քայլերից հետո: P-րդ քայլում փոխանցվում է E_p էներգիա:

$$\sigma^2 = \frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}\left(n_k - \bar{n}.\right)^2 \qquad 1.31$$

Սա նշանակում է, որ մենք կատարել ենք L քայլանոց փորձ, որտեղ k-րդ փորձի ընթացքում ծնված էլեկտրոն-իոն զույգի լրիվ քանակը եղել է n_k: K-րդ փորձի ընթացքում դետեկտորի միջավայրին էներգիան փոխանցվում է N_k քայլերով, որտեղ P-րդ ինտերվալում ծնված էլեկտրոն-իոն զույգերի -m_{pk} քանակն է:

$$n_k - \bar{n} = \sum_{p=1}^{N_k} m_{pk} - \frac{E}{W} = \sum_{p=1}^{N_k} m_{pk} - \frac{1}{W}\sum_{p=1}^{N_k} E_{pk} : \qquad 1.32$$

Արտահայտության երկրորդ անդամը, էներգիայի պահպանմամբ՝ լիցքի կրողների ծնման արագության վիճակագրական բնույթն արտահայտող մեծություն է: Հետևաբար կարելի է սպասել, որ շեղումները ավելի փոքր են, քան պատահական մեծ էներգետիկ կորուստները:

E էներգիան բաժանվում է, համապատասխանաբար, N_k դիսկրետ քայլերի ընթացքում, յուրաքանչյուրում E_{pk} բաժնով: Եթե մտցնենք՝

$$\nu_{pk} = m_{pk} - \frac{E_{pk}}{W}, \qquad 1.33$$

ապա դրանից կհետևի, որ՝

$$n_k - \bar{n} = \sum_{p=1}^{N_k} \nu_{pk} \qquad 1.34$$

L փորձերի վարիացիան այսպիսով կլինի՝

$$\sigma^2(n) = \frac{1}{L} \cdot \sum_{k=1}^{L} \left(\sum_{p=1}^{N_k} \nu_{pk} \right)^2 \qquad 1.35$$

$$\sigma^2(n) = \frac{1}{L} \left(\sum_{k=1}^{L} \sum_{p=1}^{N_k} \nu_{pk}^2 + \sum_{k=1}^{L} \sum_{i \neq j}^{N_k} \nu_{ik} \nu_{jk} \right) \qquad 1.36$$

Առաջին հերթին քննարկենք արտահայտության երկրորդ անդամը.

$$\frac{1}{L} \sum_{k=1}^{L} \sum_{i \neq j}^{N_k} \nu_{ik} \nu_{jk} = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^{L} \sum_{i=1}^{N_k} \nu_{ik} \left(\sum_{j=1}^{N_k} \nu_{jk} - \nu_{ik} \right): \qquad 1.37$$

1.37–ի վերջին փակագծային անդամը ստացվում է $\nu_{ik} \nu_{jk}$ արտադրյալի գրոյական լինելուց, i=j դեպքում, որն արդեն պարունակվում է քառակուսային անդամի մեջ:

Դեպքերի, տվյալ, k քանակի համար կարելի է մտցնել միջին արժեք՝

$$\overline{\nu_k} = \frac{1}{N_k} \sum_{j=1}^{N_k} \nu_{jk}: \qquad 1.38$$

Օգտագործելով այդ մեծությունը կստանանք՝

$$\frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}\sum_{i\neq j}^{N_k}\nu_{ik}\nu_{jk}=\frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}N_k\overline{\nu_k}(N_k\overline{\nu_k}-\overline{\nu_k}): \qquad 1.39$$

Այս հավասարման մեջ վերջին անդամը ν_{ik} փոխարինվել է $\overline{\nu_k}$ միջին արժեքով: Այս պայմաններում ստացվում է՝

$$\frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}\sum_{i\neq j}^{N_k}\nu_{ik}\nu_{jk}=\frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}N_k(N_k-1)\overline{\nu_k}^2=(\overline{N^2}-\overline{N})\overline{\nu}^2 \qquad 1.40$$

եթե ենթադրենք որ N_k և $\overline{\nu_k}$ կոորելացված չեն և $\overline{\nu_k}=\overline{\nu}$, երբ N_k բավականին մեծ է

Սակայն, համաձայն 1.33 հավասարման, ν միջին արժեքը դառնում է աննշան (զրոյանում է), հետևաբար 1.36-ի երկրորդ անդամը ներդրում չունի: Մնում է միայն առաջին անդամը, որը տալիս է՝

$$\sigma^2(n)=\frac{1}{L}\left(\sum_{k=1}^{L}\sum_{p=1}^{N_k}\nu_{pk}^2\right)=\frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}N_k\overline{\nu_k^2}=\overline{N}\overline{\nu^2}=\overline{N}\overline{(m_p-E_p/W)^2} \qquad 1.41$$

Այս դեպքում, m_p-ն իրականում չափված էլեկտրոն-իոն զույգերի քանակն է, էներգիայի կլանման p-րդ քայլում, E_p էներգ տիկ կորուստների համար: Հիշելով, որ $\overline{N}=\frac{\overline{n}}{\overline{m_p}}$, կհանգենք՝

$$\sigma^2(n)=\frac{\overline{(m_p-E_p/W)^2}}{\overline{m_p}}\overline{n} \qquad 1.42$$

արտահայտությանը:
Համապատասխանաբար, n-ի վարիացիան կլինի՝

$$\sigma^2(n)=F\cdot\overline{n} \qquad 1.43$$

Ֆանոյի հետևյալ գործակցով՝

$$F=\frac{\overline{(m_p-E_p/W)^2}}{\overline{m_p}}: \qquad 1.44$$

Որպես հետևանք, էներգետիկ լուծողականությունը, Պուասոնյան ֆլուկտուացիաների համեմատ, լավանում է $\sqrt{F}$ գործակցով: Սակայն պետք է հիշել այն տարբերությունը, որ գոյություն ունի բարակ կլանիչներում էներգետիկ կորուստների մեծ ֆլուկտուացիաների (Լանդաուի բաշխում), և դետեկտորում կլանված տվյալ (լավ որոշված) էներգետիկ կորուստների դեպքում ծնված էլեկտրոն-իոն զույգերի թվի ֆլուկտուացիաների միջև: Վերջինս հատկապես ճիշտ է բոլոր այն մասնիկների համար, որոնք իրենց լրիվ էներգիան թողնում են դետեկտորի զգայուն ծավալում:

1.3 աղյուսակում բերված են Ֆանոյի գործակցի արժեքները որոշ նյութերի համար /54/: Էներգետիկ լուծողականության լավացումը կարող է շատ զգալի լինել:

Աղյուսակ 1.3 Դետեկտորի տիպիկ նյութերի Ֆանոյի գործակիցները /54/:

Աղբյուր	Էներգիա	Կլանիչ	F
X-rays	5.9 keV	Ar +10%CH_4	0.21
'''	2.6 keV	'''	0.31
α	5.03 MeV	'''	0.18
α	5.68 MeV	Ar +0.8% CH_4	0.19
p	1-4.5 MeV	Si	0.16

1.1.3. Բազմակի ցրում

Նյութի միջով անցնող լիցքավորված մասնիկը ցրվում է միջավայրի միջուկների և էլեկտրոնների կուլոնյան պոտենցիալի վրա: Դա բերում է սկզբնական հետագծից շատ փոքր շեղումներով բազմակի թվով ցրման երևույթների (տե՛ս 8.4): Կուլոնյան ցրման հետևանքով առաջացող անկյունային բաշխումը տրվում է Մոլերի տեսությամբ /34-35,55/: Փոքր ցրման անկյունների դեպքում դա բնական (գաուսյան) բաշխվածությունն է $\theta=0^0$ միջին անկյան շուրջը: Սակայն, մեծ անկյունով շեղումները, որոնք հետևանք են միջուկների հետ անմիջական փոխազդեցության, շատ ավելի հավանական են, քան այդ հետևում է Գաուսյան բաշխումից: Ցրման անկյան սպասվելիք միջին քառակուսային շեղումը տրվում է /34,35/

$$\Theta_{rms}^{proj} = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln {}^{x}\!/_{X_0} \right] \qquad 1.45$$

որտեղ՝ P (ՄէՎ/c) ընկնող մասնիկի շարժման քանակն է, βc արագությունը և z լիցքը: x/X_0 ցրող միջավայրի հաստությունն է, չափված ռադիացիոն երկարության միավորներով (տե՛ս 11.4) /27,56,57/:

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln(183 Z^{-\frac{1}{3}})}, \qquad 1.46$$

որտեղ՝ Z-ը և A-ն ցրող միջավայրի ատոմական համարը և զանգվածն են:

1.45 հավասարումը որոշակի մոտավորություն է: Շատ գործնական կիրառումներում այն մասնիկների համար, որոնց z=1, կարելի է օգտվել ավելի պարզ մոտավորությունից՝

$$\Theta_{rms}^{proj} = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{13.6}{\beta c p}\sqrt{\frac{x}{X_0}} \qquad 1.47$$

(1.45) կամ (1.47) բանաձևերը տալիս են ցրված անկյան սպասվելիք, միջին քառակուսային բաշխումը: Այսպիսի սպասվելիք բաշխումը կարևոր է իմանալ այնպիսի դետեկտորների համար, ինչպիսիք են օրինակ, ճառագայթող խողովակները, որոնք տալիս են միայն դեպքի երկչափանի պատկերը: Ոչ պրոյեկտված անկյան համար միջին քառակուսային արժեքը √2 անգամ մեծ է և, հետևաբար, հավասար է՝

$$\Theta_{rms}^{space} = \frac{19.2}{\beta c p}\sqrt{\frac{x}{X_0}} \qquad 1.48$$

1.1.4. Արգելակային ճառագայթում

Լիցքավորված մասնիկը միջավայրով արագ անցնելիս, բացի իոնիզացիոն կորուստներից, էներգիա է կորցնում նաև միջուկների կուլոնյան դաշտի հետ փոխազդելով: Եթե լիցքավորված մասնիկը արգելակվում է միջուկի կուլոնյան (էլեկտրական) դաշտում, ապա նրա կինետիկ էներգիայի մի մասը ճառագայթվում է ֆոտոնների տեսքով (արգելակային ճառագայթում): Բարձր էներգիայի մասնիկի էներգետիկ կորուստներն արգելակային ճառագայթման հաշվին տրվում են հետևյալ բանաձևով /27/.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha \cdot N_A \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot z^2 \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \cdot E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}: \qquad 1.49$$

Այստեղ Z և A նյութի ատոմային թիվն ու զանգվածն են, իսկ z,m,E-ն ընկնող մասնիկի լիցքը, զանգվածը և էներգիան:
Համապատասխանաբար էլեկտրոնի արգելակային ճառագայթումը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha \cdot N_A \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot r_e^2 \cdot E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \qquad 1.50$$

երբ $E >> m_e c^2 / \alpha Z^{1/3}$

Պետք է նշել, որ ի տարբերություն (1.12) իոնիզացիոն կորուստների, արգելակային ճառագայթման կորուստները համեմատական են մասնիկի էներգիային և հակադարձ համեմատական են նրա զանգվածի քառակուսուն: Արգելակային ճառագայթումը հատկապես կարևոր դեր է կատարում էլեկտրոնի համար, նրա զանգվածի փոքրության պատճառով: էլեկտրոնի համար (z=1 m=m_e) 1.49 կամ 1.50 կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}: \qquad 1.51$$

Այս հավասարումով սահմանվում է ռադիացիոն երկարություն հասկացությունը: X_0 –ի մոտավորությունը արդեն տրվել է (1.46) հավասարումով,

$$X_0^{-1} \sim Z^2 \qquad 1.52$$

համեմատականությունը (1.46) առաջանում է ընկնող մասնիկի և միջուկի կուլոնյան դաշտի փոխազդեցությունից: Արգելակային ճառագայթում առաջանում է նաև ընկնող մասնիկի և ատոմային էլեկտրոնների փոխազդեցությունից: Այդ երևույթի կտրվածքը տեսքով նման է միջուկի դաշտում արգելակային ճառագայթման էներգետիկ կորուստների կտրվածքին, միակ տարբերությունն այն է, որ էլեկտրոնի լիցքը հավասար է միավորի, և արդյունքում Z^2 անդամը փոխարինվում է Z-ով: Հաշվի առնելով այս փաստը, արգելակային ճառագայթման լրիվ կտրվածքի համար Z^2 պետք է փոխարինել

$Z^2+Z=Z(Z+1)$, որն ավելի ճիշտ մոտեցում է ռադիացիոն երկարության համար, հետևաբար՝

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z(Z+1) r_e^2 \ln(183 Z^{-\frac{1}{3}})} \quad \text{գ/սմ}^2 \qquad 1.53$$

Ավելին, պետք է հաշվի առնել նաև այն, որ ատոմի էլեկտրոնները ինչ որ չափով էկրանավորում են միջուկի լիցքը (կուլոնյան դաշտը): Եթե հաշվի առնվի նաև էկրանավորման երևութը, ապա ռադիացիոն երկարությունը կարելի է հաշվել օգտվելով (1.53) հետևյալ ձևափոխված բանաձևից՝

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/Z^{\frac{1}{2}})} \quad \text{գ/սմ}^2 \qquad 1.54$$

Այս մոտավորությամբ հաշվված ռադիացիոն երկարության թվային արժեքները՝ (1.46) բանաձևից հետևող արժեքներից տարբերվում են մի քանի տոկոսով:

Սովորաբար, ռադիացիոն երկարությունը որոշվում է էլեկտրոնների համար (որպես ընկնող մասնիկ), հետևաբար այն կախված է միայն նյութի հատկություններից: Քանի որ

$$X_0 \sim r_e^{-2} \qquad 1.55$$

իսկ՝ $r_e = (e^2/4\pi\varepsilon_0)\cdot m_e c^2$, 1.56

ապա ռադիացիոն երկարությունը ֆունկցիա է նաև ընկնող մասնիկի զանգվածից

$$X_0 \sim m^2 \qquad 1.57$$

Գրականության մեջ սակայն ռադիացիոն երկարությունը տրվում է էլեկտրոնների համար:

(1.49) կամ (1.51) հավասարման ինտեգրումը բերում է հետևյալ ֆունկցիային

$$E=E_0 e^{-x/X_0} \qquad 1.58$$

Այս ֆունկցիան բացատրում է լիցքավորված մասնիկների էներգիայի կլանման էքսպոնենցիալ վարքը՝ ռադիացիոն կորուստների հետևանքով: Անհրաժեշտ է նկատել, նյութի միջով անցնելու դեպքում ֆոտոնների ինտենսիվության թուլացման օրենքի տարբերությունը (տե՛ս 1.2 բաժինը, 1.76 հավասարումը) :

Խառնուրդների կամ կոմպոզիտային նյութերի համար ռադիացիոն երկարությունը որոշվում է՝

$$X_0 = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N} f_i / X_0^i}, \qquad 1.59$$

որտեղ f_i տվյալ X_0^i ռադիացիոն երկարությամբ բաղադրիչի զանգվածային բաժինն է: Արգելակային ճառագայթումը համեմատական է մասնիկի էներգիային, իսկ իոնիզացիոն կորուստները /ՄԻՄ-ից հետո/ էներգիայի լոգարիթմին: Այն էներգիան, որի դեպքում այս երկու կորուստները հավասարվում են, կոչվում է կրիտիկական էներգիա $E_կ$՝

$$-\frac{dE}{dx}(E_c)\Big|_{ionization} = -\frac{dE}{dx}(E_c)\Big|_{bremssrahlung} \qquad 1.60$$

Սկզբունքորեն, կրիտիկական էներգիան կարելի է հաշվել (1.12) և (1.49) հավասարումներից, օգտվելով (1.60) առնչությունից: Կրիտիկական էներգիայի թվային արժեքները կարելի է գտնել /33,34,35/ սկզբնաղբյուրներից:

$$E_c = \frac{550 MeV}{Z} \qquad 1.61$$

Ծանր էլեմենտների համար (Z≥13) բերված հավասարումը բավականին ճիշտ է /58/:

(1-4) աղյուսակում բերված են մի քանի նյութերի ռադիացիոն երկարությունները և կրիտիկական էներգիաները: Կրիտիկական՝ էներգիան, ինչպես նաև ռադիացիոն երկարությունը, համեմատական են ընկնող մասնիկի զանգվածի քառակուսուն: Օրինակ, երկաթում մյուոնի համար (m_μ=106 MeV/c^2) կունենանք՝

$$E_c^\mu \approx E_c^e \cdot \left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \qquad 1.62$$

1.1.5. Էլեկտրոնային զույգի ուղղակի ծնումը

Բացի արգելակային ճառագայթման կորուստներից, կարող են առաջանալ էներգետիկ կորուստների լրացուցիչ աղբյուրներ, մասնավորապես բարձր էներգիաների տիրույթում: Վիրտուալ ֆոտոնը կարող է ծնել էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգ միջուկի կուլոնյան դաշտում: Բարձր էներգիայի մյուոնների համար էներգետիկ կորուստների այս մեխանիզմը ավելի կարևոր է, քան արգելակային ճառագայթումը: Էներգետիկ կորուստների ուղղակի առաջացումը (օրինակ՝ μ + միջուկ $\rightarrow$ μ + e^+ + e^- +միջուկ) նույնպես համեմատական է էներգիային և կարելի է ներկայացնել՝

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{pair.pr.} = b_{pair}(Z,A,E)\cdot E\,, \qquad 1.63$$

b(Z,A,E) պարամետրը քիչ է փոփոխվում կախված E-ից (բարձր էներգիաների տիրույթում): 100 ԳէՎ μ-ների համար զույգի ուղղակի ծնման էներգետիկ կորուստները երկաթում նկարագրված են /47,59,60/

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{pair.pr.} = 3\cdot 10^{-6}\cdot E \quad [\text{Մէվ/գ/սմ}^2]\,, \qquad 1.64$$

այսինքն՝ $-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{pair.pr.} = 0.3$ [Մէվ/գ/սմ^2]:

Բարձր էներգիաների տիրույթում ուղղակի ծնված էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի էներգետիկ սպեկտրն ավելի շեշտակի է, քան արգելակային ֆոտոնների սպեկտրը: Այդ պատճառով մեծ բաժիններով էներգետիկ փոխանցումներն արգելակային ճառագայթման երևույթներում գերազանցող են հանդիսանում:

Աղյուսակ 1.4. Որոշ կլանիչ նյութերի ռադիացիոն երկարությունները և կրիտիկական էներգիաները /33,34,35/: Ռադիացիոն երկարության արժեքները մի քանի տոկոս ճշտությամբ համընկնում են 1.54 բանաձևի արդյունքների հետ: Միայն հելիումի համար է այն ցուցաբերում փորձնական արժեքից մեծ շեղում: Կրիտիկական էներգիաների արժեքները կարող են զգալիորեն տարբեր լինել տարբեր գրականություններում: Խառնուրդների Z և A էֆեկտիվ

արժեքները կարելի է հաշվել , օրինակ՝ $A_{eff} = \sum_{i=1}^{N} f_i A_i$, որտեղ f_i-ն A_i ատոմային կշռով բաղադրիչի զանգվածային մասն է: Համապատասխանաբար կարելի է ստանալ էֆեկտիվ ատոմային թիվը օգտվելով 1.54 և 1.59 հավասարումներից: 1.54 հավասարման մեջ արհամարհելով Z-ից լոգարիթմական կախումը, Z_{eff} կարելի է հաշվել $Z_{eff} \cdot (Z_{eff} + 1) = \sum_{i=1}^{N} f_i Z_i (Z_i + 1)$, որտեղ f_i-ն Z_i ատոմային լիցքով բաղադրիչի զանգվածային մասն է: Էֆեկտիվ ռադիացիոն երկարության պրակտիկ հաշվարկներում նախապես գտնվում է բաղադրիչների ռադիացիոն երկարությունները, և հետո ըստ 1.59 հավասարման հաշվարկվում է էֆեկտիվ ռադիացիոն երկարությունը:

Նյութը	Z	A	X_0 /գ/սմ^2/	X_0/ρ /սմ/	E_c /ՄէՎ/
Ջրածին	1	1.01	63	700000	350
Հելիում	2	4.00	94	530000	250
Լիթիում	3	6.94	83	156	180
Ածխածին	6	12.01	43	18.8	90
Ազոտ	7	14.01	38	30500	85
Թթվածին	8	16.00	34	24000	75
Ալյումինում	13	26.98	24	8.9	40
Ծծումբ	14	28.09	22	9.4	39
Երկաթ	26	55.85	13.9	1.76	20.7
Պղինձ	29	63.55	12.9	1.43	18.8
Արծաթ	47	109.9	9.3	0.89	11.9
Վոլֆրամ	74	183.9	6.8	0.35	8.0
Կապար	82	207.2	6.4	0.56	7.4
Օդ	7.3	14.4	37	30000	84
SiO_2	11.2	21.7	27	12	57
Ջուր	7.5	14.2	36	36	83

1.1.6. Ֆոտոմիջուկային փոխազդեցությունների էներգետիկ կորուստները

Լիցքավորված մասնիկները վիրտուալ մասնիկների միջոցով, տվյալ դեպքում վիրտուալ ֆոտոնների միջոցով, կարող են փոխազդել կլանիչ նյութի միջուկների հետ ոչ առաձգական ձևով, կորցնելով որոշակի էներգիա: Ինչպես արգելակային ճառագայթման, կամ էլեկտրոնային զույգի ուղղակի ծնման ժամանակ, ֆոտոմիջուկային փոխազդեցությունների ժամանակ նույնպես էներգետիկ կորուստները համեմատական են մասնիկի էներգիային՝

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{photonucl} = b_{nucl}(Z,A,E)\cdot E: \qquad 1.65$$

Օրինակ, 100 ԳէՎ էներգիայով մյուոնների համար՝ երկաթի մեջ, էներգետիկ կորուստների b գործակիցը հավասար է $0{,}4*10^{-3}$ գ$^{-1}$ սմ^2, հետևաբար՝

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{pair\ pr} = 0.04 \quad [\text{Մէվ/գ/սմ}^2] \qquad 1.66$$

1.1.7. Լրիվ էներգետիկ կորուստները

Ի տարբերություն իոնիզացիոն կորուստների, արգելակային ճառագայթման, էլեկտրոնային զույգի ուղղակի ծնման և ֆոտոմիջուկային փոխազդեցությունների ժամանակ էներգետիկ կորուստները բնութագրվում են մեծ էներգետիկ փոխանցումներով և համապատասխանաբար մեծ ֆլուկտուացիաներով: Հետևաբար, այդ երևույթների համար միջին արժեքի շուրջը, նրանց անհամեմատ մեծ ֆլուկտուացիաների պատճառով, դժվար է խոսել միջին էներգետիկ կորուստների մասին:

Այնուամենայնիվ, լիցքավորված մասնիկի լրիվ էներգետիկ կորուստները, (նշված երևույթների հետևանքով), կարելի է ներկայացնել

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{total} = -\left.\frac{dE}{dx}\right|_{ionization} - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{brems} - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{pair\ pr} - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{photonuc} = a(Z,A,E) + b(Z,A,E)\cdot E$$

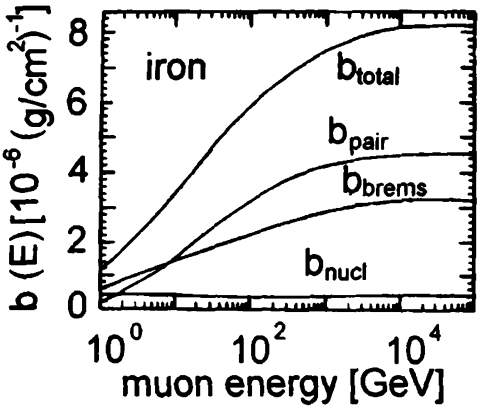
1.67,

որտեղ a(Z,A,E) հաշվի է առնում էներգետիկ կորուստները համաձայն (1.12) հավասարման, իսկ b(Z,A,E)-ը գումարային կորուստներն են արգելակային, զույգի ծնման և ֆոտոմիջուկային փոխազդեցությունների հաշվին: a և b գործակիցները և նրանց կախվածությունը էներգիայից տարբեր մասնիկների համար, տարբեր միջավայրերում տրված են գրականության մեջ:

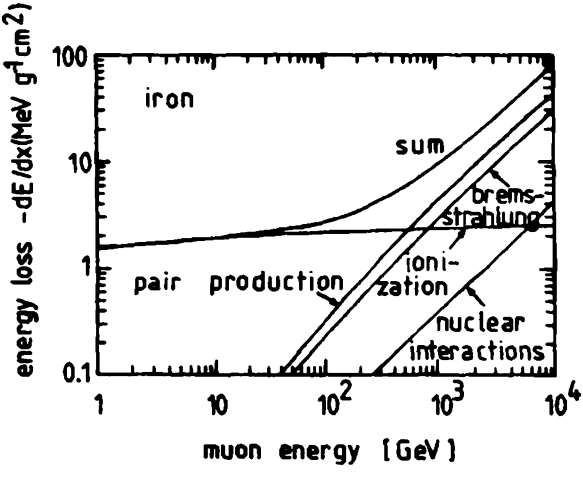
1.5 նկարում տրված է b պարամետրի և 1.6 նկարում տարբեր էներգետիկ կորուստների մեխանիզմները մյուոնների համար կախված նրանց էներգիայից երկաթում /59/:

Երկաթի մեջ, մինչև մի քանի հարյուր ԳէՎ տիրույթում, էներգետիկ կորուստները գերազանցող են իոնիզացիայի և գրգռման վրա: Մինչև մի քանի ՏէՎ էներգիաների տիրույթում գերազանցող են

դառնում ուղղակի էլեկտրոնային զույգի ծնումը և արգելակային ճառագայթումը: Ֆոտոմիջուկային փոխազդեցությունների ներդրումը այս տիրույթում կազմում է ընդամենը 10%: Քանի որ այս երևութների հետևանքով էներգետիկ կորուստները համեմատական են մյուոնի էներգիային, ապա բացվում է մյուոնային կալորիմետրիայի հնարավորություն, որի աշխատանքի սկզբունքը հիմնված է էներգետիկ կորուստների բազմակի չափումների վրա:



Նկ. 1.5. Մյուոնների b պարամետրի փոփոխությունը կախված էներգիայից երկաթում: Բերված են էներգետիկ կորուստների այն բաղադրիչները, որոնք ստացվել են արգելակային ճառագայթման (b_{brems}), էլեկտրոնային զույգի ուղղակի ծնման (b_{pair}) և ֆոտոմիջուկային փոխազդեցությունների ժամանակ (b_{nucl}), ինչպես նաև նրանց գումարը (b_{total}):



Նկ. 1.6. Երկաթում մյուոնի էներգետիկ կորուստների ներդրումները:

Իհարկե, էներգիային համեմատական փոխազդեցության այն երևույթները, որոնց էներգետիկ կորուստները գերազանցում են իոնիզացիոն և գրգռման կորուստներին, կախված է թիրախի նյութից: Ֆոտոմիջուկային փոխազդեցությունները ուրանի համար նկատելի տեղ ունեն արդեն մի քանի 100 ԳէՎ տիրույթում, մինչդեռ ջրածնի համար արգելակային ճառագայթումը և ուղղակի զույգի ծնումը գերազանցող են դառնում միայն 100 ՏէՎ և բարձր էներգիաների տիրույթում:

1.1.8. էներգիա-վազքի երկարություն կապը լիցքավորված մասնիկների համար

էներգետիկ կորուստների տարբեր մեխանիզմների պատճառով, գրեթե անհնար է պարզ տեսքով ներկայացնել նյութերում լիցքավորված մասնիկների վազքի երկարությունը:

Բոլոր դեպքերում, վազքի երկարության որոշումը բարդանում է էներգետիկ կորուստների ֆլուկտուացիաների պատճառով, հատկապես ահռելի էներգետիկ կորուստների դեպքում, երբ փոխազդեցության ժամանակ մեծ էներգիա է փոխանցվում: Կուլոնյան բազմակի ցրումը նույնպես բերում է վազքի երկարության բավականին մեծ խոտորման /stragling/: Այդ պատճառով, ստորև բերված են որոշակի փորձնական բանաձևեր, որոնք ճիշտ են որոշակի մասնիկների և որոշակի էներգետիկ տիրույթների համար: Ընդհանրապես վազքի երկարությունը կարելի է հաշվել հետևյալ բանաձևով՝

$$R = \int_0^E \frac{dE}{dE/dx} \qquad 1.68$$

սակայն, քանի որ dE/dx –ը բարդ ֆունկցիա է էներգիայից, ապա շատ դեպքերում օգտագործվում է այդ ինտեգրալի որոշակի մոտարկումներ: Մասնավորապես ցածր էներգիայի մասնիկների համար վազքի երկարությունը որոշելիս, պետք է տարբերել մասնիկի լրիվ $E_{լրիվ}$ և կինետիկ $E_{կին}$ էներգիաները, քանի որ մասնիկը կարող է միջավայրին տալ միայն իր կինետիկ էներգիան: $2,5 \le E_{կին} \le 20$Մէվ էներգիայի տիրույթի α մասնիկների համար վազքի երկարությունը օդում (15°C,760 սնդ.սյուն) կարելի է ներկայացնել՝

$$R_\alpha = 0.31 E_{կին}^{3/2} \text{ (սմ)} \qquad 1.69$$

բանաձևով ($E_{կին}$ ՄէՎ, R_α սմ) /63/: α մասնիկի վազքի երկարությունը մյուս նյութերում կոպիտ գնահատելու համար կարելի է օգտագործել

$$R_\alpha = 3.2 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{A}}{\rho} \cdot R_{air} \quad (սմ) \qquad 1.70$$

բանաձևը (ρ– գ/սմ^3 ; A-ատոմային զանգվածը) /63/:

1.7 նկարում բերված է α մասնիկի վազքի երկարությունը օդում:

0.6ՄէՎ≤$E_{կին}$ ≤20ՄէՎ էներգիա ունեցող պրոտոնների համար վազքի երկարությունն օդում կարելի է գնահատել օգտվելով հետևյալ մոտավորությունից՝

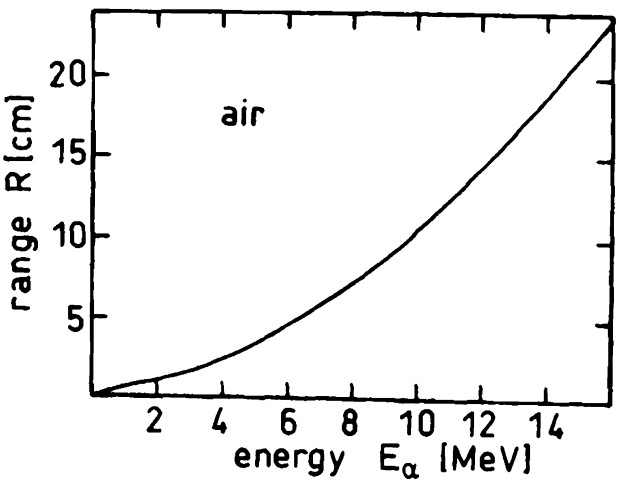
$$R_p = 100(E_{կին}/9.3)^{1.8} \ (սմ) \qquad 1.71$$

($E_{կին}$ -ՄէՎ-ով R_p=սմ):

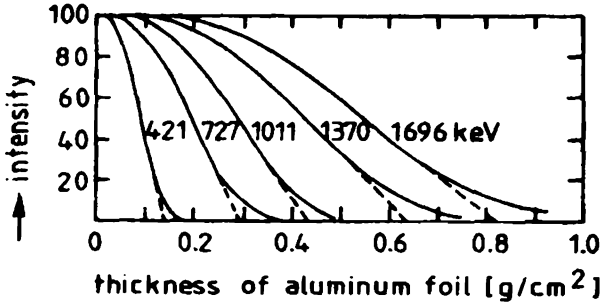
Փոքր էներգիայով էլեկտրոնների համար (0.5ՄէՎ< $E_{կին}$ <5ՄէՎ) վազքի երկարությունը ալյումինիումի մեջ տրվում է /63/ հետևյալ բանաձևով

$$R_e = 0.526\, E_{կին} - 0.094 (գ/սմ^2) \qquad 1.72$$

($E_{կին}$ -ՄէՎ R_e - գ/սմ^2)



Նկ. 1.7. α մասնիկի վազքի երկարությունը օդում:



Նկ. 1.8. էլեկտրոնի կլանումը ալյումինիումի մեջ:

1.8 նկարում բերված է էլեկտրոնի կլանումը ալյումինիումում /64,65/ կետ գծերով բերված է էլեկտրոնների այն քանակը ($E_{կին}$ էներգիայով), որն անցնում է որոշակի հաստությամբ կլանիչով:

Նկարից երևում է վազքի երկարության որոշման դժվարությունը ահռելի խոտորումների հետևանքով: Կորերի գծային մասի էքստրապոլացիայի (նկ.1.8) հատումը աբսցիսների առանցքի հետ որոշում է գործնական վազքի երկարությունը: Տարբեր միջավայրերում էլեկտրոնների համար այդ մեթոդով որոշված վազքի երկարությունները ցույց են տրված նկ.1.9-ում /65/: Միջուկային էմուլսիաներում (գլ. 4.16), բարձր էներգիայի էլեկտրոնների, մյուոնների, պիոնների, պրոտոնների և α մասնիկների վազքի երկարություն կարելի է ստանալ (1.10) նկարից /63,66/: էլեկտրոնների կորը ≥1Մէվ տիրույթում տրված է կետ գծերով, որովհետև բարձր էներգիայի էլեկտրոնների համար արգելակային ճառագայթումը դառնում է կարևոր:

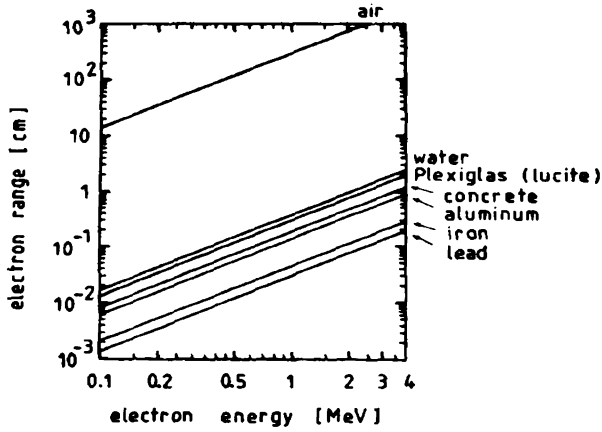
Եթե տեղի է ունենում այդպիսի ճառագայթում, ապա (1.68) հավասարումը միայն ընդհանուր գծերով է տալիս վազքի երկարության արժեքը: Բայց քանի որ արգելակային ճառագայթումը բնութագրվում է փոխանցված մեծ էներգիաներով, ապա վազքի երկարության խոտորումները շատ ավելի զգալի են դառնում, համեմատած իոնիզացիոն և գրգռման երևույթների հետևանքով առաջացած խոտորումների հետ, այնպես որ այդ պայմաններում "վազքի երկարություն" հասկացողությունը բավականին պայմանական է: Վիճակն ավելի է բարդանում, երբ բարձր էներգիայի էլեկտրոնը ծնում է էլեկտրոմագնիսական հեղեղ (տե ս 7.2 բաժինը):

Բարձր էներգիայի մյուոնների վազքի երկարությունը կարելի է ստանալ ինտեգրելով 1.68 հավասարումը, օգտագործելով 1.67 և 1.12 հավասարումները և արհամարհելով (1.12) հավասարման լոգարիթմական անդամը: Դա բերում է հետևյալ հավասարմանը՝

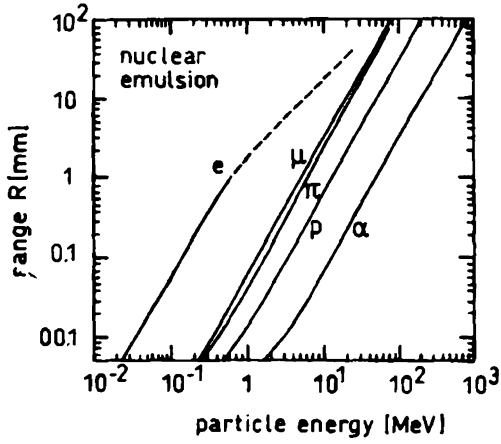
$$R_\mu(E_\mu) = \frac{1}{b}\ln(1 + \frac{b}{a}E_\mu) \qquad 1.73$$

1ՏէՎ էներգիայով μ-ի համար (1.73) հավասարումը, երկաթում՝ տալիս է՝

R_μ(1 ՏէՎ)=265 մ: 1.74

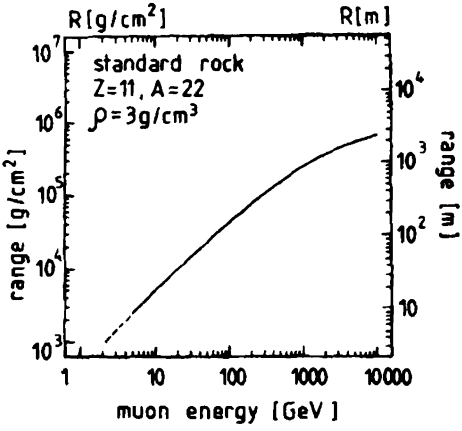


Նկ. 1.9. էլեկտրոնի վազքի երկարությունը տարբեր նյութերում [65]:



Նկ. 1.10. Միջուկային էմուլսիաներում [63,66] բարձր էներգիայի էլեկտրոնների, մյուոնների, պիոնների, պրոտոնների և α մասնիկների վազքի երկարության կախվածությունը մասնիկի էներգիայից:

էլեկտրոնների կորը ≥1ՄէՎ տիրույթում տրված է կետ գծերով, որովհետև բարձր էներգիայի էլեկտրոնների համար արգելակային ճառագայթումը դառնում է գերակշռող և մասնիկի վազքի իրական երկարությունը որոշելը դժվարանում է (տես 7.2 բաժինը):



Նկ. 1.11. Մյուոնի վազքի երկարությունը ապարում [67]:

Մյուոնների վազքի երկարության թվային ինտեգրումը ապարի համար (ստանդարտ ապարի համար Z=11, A=22) բերում է՝

$$R_\mu(E_\mu) = [\frac{1}{b}\ln(1+\frac{b}{a}E_\mu)]\cdot[0.96\frac{\ln E_\mu - 7.894}{\ln E_\mu - 8.074}] \ , \qquad 1.75$$

երբ E_μ >10 ԳէՎ, a=2,2 ՄէՎ/գ/սմ^2, b=4,4*10^{-6} գ$^{-1}$սմ^2 և E_μ արտահայտված ՄէՎ-ով: Ապարում էներգիա-վազքի երկարության այս կախվածությունը մյուոնների համար բերված է 1.11 նկարում:

1.2. ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ֆոտոնները գրանցվում են անուղղակի կերպով, դետեկտորի նյութի հետ իրենց փոխազդեցությունների շնորհիվ: Նյութի հետ ֆոտոնի փոխազդեցության այդ երևույթներում առաջանում են լիցքավորված մասնիկներ, որոնք արդեն գրանցիչի զգայուն ծավալում գրանցվում են, իրենց անմիջական իոնիզացիայի հաշվին: Ֆոտոնի փոխազդեցությունը նյութի հետ հիմնավոր կերպով տարբերվում է լիցքավորված մասնիկի իոնիզացիոն երևույթից: Յուրաքանչյուր փոխազդեցության հետևանքով ֆոտոնը կամ ամբողջովին կլանվում է

(ֆոտոէլեկտրական էֆեկտ, զույգի ծնում), կամ ցրվում է համեմատաբար մեծ անկյուններով (Կոմպտոն էֆեկտ): Քանի որ կլանումը կամ ցրումը վիճակագրական երևույթներ են, ապա γ ճառագայթների համար վազքի երկարություն չի սահմանվում: Միջավայրում ֆոտոնային փունջը թուլանում է էքսպոնենցիալ օրենքով, համաձայն՝

$$I = I_0 e^{-\mu x} \qquad 1.76$$

կլանման զանգվածային գործակիցը՝ μ-ն, կապված է ֆոտոնի տարբեր փոխազդեցության երևույթների կտրվածքների՝ σ-երի հետ հետևյալ բանաձևով՝

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i \qquad 1.77$$

որտեղ σ_i-ն ատոմի հետ փոխազդեցության կտրվածքն է տվյալ i երևույթի համար, A-ն ատոմային զանգվածն է, իսկ N_A-ն Ավոգադրոյի թիվը:

Կլանման զանգվածային գործակիցը, չափված գ/սմ^2 –ով, խիստ կախման մեջ է ֆոտոնի էներգիայից: Փոքր էներգիաների համար (100 կէՎ> E_γ > իոնիզացիոն էներգիա) գերակշռող է հանդիսանում ֆոտոէֆեկտը՝

$$\gamma + atom \rightarrow atom^+ + e^- \qquad 1.78$$

Միջին էներգիաների տիրույթում ($E_\gamma \approx$ 1ՄէՎ) գերակշռող է դառնում Կոմպտոն էֆեկտը՝ ֆոտոնի ցրումը քվազիազատ ատոմային էլեկտրոնների վրա

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^- \qquad 1.79$$

Բարձր էներգիաների տիրույթում (E_γ >> 1 ՄէՎ), զույգի ծնման կտրվածքն ամենամեծն է

$$\gamma + nucleus \rightarrow e^+ + e^- + nucleus: \qquad 1.80$$

1.76-ում x երկարությունը, դա զանգվածի մակերևույթային խտությունն է գ/սմ^2 միավորով: Եթե երկարությունը չափվում է սմ-ով, ապա μ կլանման գործակիցը պետք է բազմապատկվի միջավայրի ρ խտությամբ:

1.2.1. Ֆոտոէլեկտրական էֆեկտ

Ատոմում կապված էլեկտրոնները կարող են ամբողջությամբ կլանել ընկնող ֆոտոնի էներգիան: Ազատ էլեկտրոնի վրա այդ երևույթը հնարավոր չէ շարժման քանակի պահպանման օրենքի հետևանքով: Ֆոտոնի կլանումը ատոմային էլեկտրոնի կողմից պահանջում է փոխազդեցության երրորդ կրողին, որն այս դեպքում ատոմի միջուկն է: E_γ էներգիայով, ֆոտոնի կլանման կտրվածքը κ մակարդակի վրա համեմատաբար մեծ է, այն կազմում է լրիվ կտրվածքի ≈80%, երրորդ մարմնի մոտիկության հաշվին, (ատոմի միջուկը, որը ստանում է հետ հարվածի շարժման քանակը): Ոչ ռելյատիվիստիկ տիրույթում ֆոտոէլեկտրական էֆեկտի լրիվ կտրվածքը կլանման եզրերից հեռու տիրույթում տրվում է Բորնի մոտավորությամբ,

$$\sigma^{K}_{photo} = \left(\frac{32}{\varepsilon^7}\right)^{1/2} \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot \sigma^{e}_{Th} \quad \text{սմ}^2/\text{ատոմ} \qquad 1.81$$

որտեղ $\varepsilon = E_\gamma / m_e c^2$ ֆոտոնի բերված էներգիան է և $\sigma^{e}_{Th} = \frac{8}{3}\pi r_e^2$ =6.65*10^{-25} սմ^2 ֆոտոնի առաձգական ցրման կտրվածքն է էլեկտրոնի վրա (Թոմսոնի կտրվածք): Կլանման եզրի մոտակայքում կտրվածքը ձևափոխվում է $f(E_\gamma, E_\gamma^{edge})$ ֆունկցիայով: Բարձր էներգիաների համար ε>>1 ֆոտոէլեկտրական էֆեկտի կտրվածքի կախվածությունը էներգիայից շատ ավելի փոքր է

$$\sigma^{K}_{photo} = 4\pi r_e^2 \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot \frac{1}{\varepsilon}: \qquad 1.82$$

1.81,1.82 բանաձևերում ունենք կտրվածքի շեշտակի կախումը Z-ից Z^5 տեսքով, որը ցույց է տալիս, որ ֆոտոնը չի փոխազդում ատոմից մեկուսացված էլեկտրոնի հետ: Սակայն Z կախվածության ուղղումները բերում են σ_{photo} ավելի բարդ կախվածության Z-ից: 0.1ՄէՎ≤E_γ≤5ՄէՎ էներգիայի տիրույթում Z-ի աստիճանացույցը գտնվում է 4-ի և 5-ի միջև:

Ներքին թաղանթներում, ֆոտոէլեկտրական էֆեկտի հետևանքով (օրինակ, κ շերտի վրա), կարող են առաջանալ հետևյալ երկրորդային էֆեկտները: Երբ κ թաղանթի ազատ տեղը լրացվում է ավելի բարձր մակարդակի վրա գտնվող էլեկտրոնով, ապա այդ երկու թաղանթների էներգիայի տարբերությունը ճառագայթվում է

բնութագրական ռենտգենյան ճառագայթի ձևով: Սակայն էներգիաների այդ տարբերությունը կարող է նաև փոխանցվել նույն ատոմի էլեկտրոնին: Եթե այդ էներգիան ավելին է քան տվյալ մակարդակի կապի էներգիան, ապա նոր էլեկտրոն կարող է պոկվել ատոմից (Օժե էֆեկտ, Օժե էլեկտրոն): Օժե էլեկտրոնի էներգիան անհրաժեշտաբար փոքր է առաջնային ֆոտոէլեկտրոնի էներգիայից:

Օրինակ, եթե ֆոտոիոնիզացիան տեղի է ունենում κ թաղանթից (կապի էներգիան B_k) և κ թաղանթի խոռոչը լրացվում է L թաղանթի էլեկտրոնի հաշվին (կապի էներգիան B_L), ապա ատոմի գրգռման էներգիան B_k-B_L կարող է փոխանցվել L էլեկտրոնին: Եթե B_k-B_L> B_L, ապա L էլեկտրոնը կարող է դուրս թռչել B_k-$2B_L$ էներգիայով՝ Օժե էլեկտրոնի տեսքով:

1.2.2. Կոմպտոն էֆեկտ

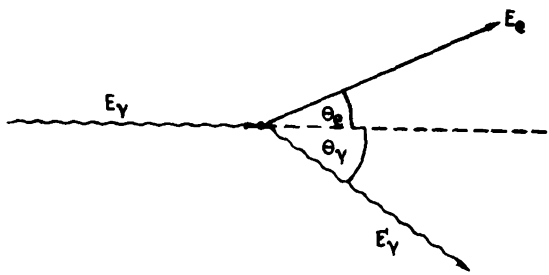
Կոմպտոն էֆեկտը, դա- ֆոտոնի ցրումն է ատոմի քվազիազատ էլեկտրոնի վրա: Այդ երևույթի ժամանակ էլեկտրոնի կապի էներգիան անտեսելի է: Կոմպտոն ցրման լրիվ կտրվածքը էլեկտրոնի վրա տրվում է Կլեյն-Նիշինա բանաձևով՝

$$\sigma_c^e = 2\pi r_e^2\left[\left(\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2}\right)\left\{\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon}-\frac{1}{\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon)\right\}+\frac{1}{2\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon)-\frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2}\right]\left[cm^2/electron\right]$$

1.83 /69/:

Ատոմի վրա Կոմպտոն ցրման համար այս կտրվածքը բազմապատկվում է Z-ով, քանի որ ատոմն ունի ճիշտ Z էլեկտրոն, որպես հնարավոր ցրման աղբյուր, հետևաբար $\sigma_c^{atomic} = Z \cdot \sigma_c^e$:
Բարձր էներգիաների տիրույթում Կոմպտոն ցրման կտրվածքի կախումը էներգիայից /70/, կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով.

$$\sigma_c^e \propto \frac{\ln\varepsilon}{\varepsilon} \qquad 1.84$$



Նկ. 1.12. Կինեմատիկ փոփոխականների բնորոշումը կոմպտոնյան ցրման համար:

Ցրված և ընկնող ֆոտոնի էներգիաների հարաբերությունը տրվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\frac{E_\gamma'}{E_\gamma} = \frac{1}{1+\varepsilon(1-\cos\theta_\gamma)}, \qquad 1.85$$

որտեղ θ_γ ֆոտոնի ցրման անկյունն է լաբորատոր համակարգում (տես նկ.1.12): Հետ ցրման ($\theta_\gamma=\pi$) դեպքում փոխանցված էներգիան հասնում է իր մաքսիմում արժեքին, տալով ցրված և ընկնող ֆոտոնի էներգիաների հարաբերության համար հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\frac{E_\gamma'}{E_\gamma} = \frac{1}{1+2\varepsilon} \qquad 1.86$$

էլեկտրոնի ցրման անկյունն ընկնող ֆոտոնի ուղղության նկատմամբ կարելի է ստանալ հետևյալ բանաձևից՝

$$\cos\theta_e' = (1+\varepsilon)tg\frac{\theta_\gamma}{2} \qquad 1.87$$

Շարժման քանակի պահպանման հետևանքով էլեկտրոնի ցրման անկյունը θ_e երբեք չի կարող գերազանցել $\pi/2$:

Կոմպտոն ցրման ժամանակ ֆոտոնի էներգիայի միայն մի մասն է փոխանցվում ցրվող էլեկտրոնին: Հետևաբար մտցվում է էներգիայի ցրման կտրվածքի հասկացությունը՝

$$\sigma_{cs} = \frac{E_\gamma'}{E_\gamma}\cdot\sigma_c^e \qquad 1.88$$

և էներգիայի կլանման կտրվածքի հասկացությունը՝

$$\sigma_{ca} = \sigma_c^e - \sigma_{cs} \qquad 1.89$$

Վերջինս վերաբերվում է կլանման երևույթներին և համապատասխանում է թիրախի էլեկտրոնին $E_{kin}=E_\gamma-E_\gamma'$ կինետիկ էներգիա փոխանցելու հավանականությանը: Իմիջիայլոց, պետք է նշենք որ, բացի ֆոտոնի սովորական Կոմպտոն ցրման երևույթից, գոյություն ունի նաև հակադարձ Կոմպտոն ցրման երևույթ: Այս դեպքում բարձր

էներգիայի էլեկտրոնը հարվածելով փոքր էներգիայի ֆոտոնին նրան է փոխանցում իր կինետիկ էներգիայի մի մասը, որը կապույտ տեղաշարժ է կատարում դեպի ավելի բարձր հաճախությունների տիրույթ: Հակադարձ Կոմպտոն ցրման երևույթը կարևոր դեր ունի աստղաֆիզիկայում: Այսպես, աստղերի լույսի ֆոտոնները (էՎ տիրույթում) էներգետիկ էլեկտրոնի հետ փոխազդելով կարող են տեղաշարժվել դեպի ռենտգենյան և γ տիրույթները:

Բնական Կոմպտոն ցրումը կարող է տեղի ունենալ ոչ միայն էլեկտրոնների, այլ նաև մյուս լիցքավորված մասնիկների վրա: Սակայն մասնիկների գրանցման սարքերում, ատոմային էլեկտրոնների վրա ֆոտոնների չափման համար, Կոմպտոն ցրումը շատ կարևոր է:

1.2.3. Զույգի ծնում

էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի ծնումը միջուկի կուլոնյան դաշտում, հնարավոր է միայն ֆոտոնի էներգիայի որոշ շեմից բարձր լինելու դեպքում: Շեմային էներգիան որոշվում է որպես երկու մասնիկների հանգստի զանգված, գումարած միջուկին փոխանցված էներգիան: էներգիայի և շարժման քանակի պահպանման օրենքներից կարելի է հեշտ հաշվել շեմային էներգիան՝

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2\frac{m_e^2}{m_{nucleus}}c^2 \qquad 1.90$$

Քանի որ $m_{nucleus} >> m_e$, ապա էֆեկտիվ շեմային էներգիայի համար կարելի է օգտագործել հետևյալ բանաձևը

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 \qquad 1.91$$

Սակայն, եթե էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի ծնումը տեղի է ունենում էլեկտրոնի կուլոնյան դաշտում, ապա շեմային էներգիան դառնում է

$$E_\gamma \geq 4m_e c^2: \qquad 1.92$$

Սակայն, միջուկի կուլոնյան դաշտում զույգի ծնման համեմատ, էլեկտրոնի կուլոնյան դաշտում էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի ծնման հավանականությունը ուժեղ ճնշված է այն դեպքում, երբ միջուկի լիցքը էկրանացված չէ ատոմային էլեկտրոններով (փոքր էներգիաների ժամանակ ֆոտոնը պետք է զգալիորեն մոտենա միջուկին, որպեսզի հնարավոր դառնա զույգի ծնումը, որը նշանակում է, որ ֆոտոնը պետք է տեսնի միայն "մերկ" միջուկին)

$$1 << \varepsilon < \frac{1}{\alpha Z^{1/3}} \qquad 1.93$$

զույգի ծնման կտրվածքը /27/ տրվում է՝

$$\sigma_{pair} = 4\alpha r_e^2 Z^2 (\frac{7}{9}\ln 2\varepsilon - \frac{109}{54})[cm^2 / atom] \qquad 1.94$$

միջուկի լիցքի լրիվ էկրանացման դեպքում, սակայն $(\varepsilon >> \frac{1}{\alpha Z^{1/3}})$

$$\sigma_{pair} = 4\alpha r_e^2 Z^2 (\frac{7}{9}\ln\frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54})[cm^2 / atom] \qquad 1.95$$

(Բարձր էներգիաների տիրույթում զույգի ծնումը կարող է տեղի ունենալ համեմատաբար մեծ հարվածի պարամետրի դեպքում, բայց այդ դեպքում պետք է հաշվի առնել էլեկտրոնների կողմից միջուկի լիցքի էկրանացումը):

Ֆոտոնի մեծ էներգիաների դեպքում զույգի ծնման կտրվածքը հասնում է էներգիայից անկախ արժեքին, որը տրվում է 1.95 բանաձևով: Արհամարհելով այդ արտահայտության փակագծի մեջ եղած 1/54 փոքր անդամը, կարելի է ստանալ հետևյալ մոտավորությունը՝

$$\sigma_{pair} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \frac{7}{9}\ln\frac{183}{Z^{1/3}} \approx \frac{7}{9}\cdot\frac{A}{N_A}\cdot\frac{1}{X_0}[cm^2 / atom] \qquad 1.96$$

(տե՛ս 1.46 հավասարումը):

էներգիայի բաշխումը էլեկտրոնի և պոզիտրոնի միջև, սիմետրիկ է փոքր և միջին էներգիաների տիրույթում, և դառնում է խիստ ասիմետրիկ մեծ էներգիաների տիրույթում: Պոզիտրոնին E_+ էներգիա հաղորդելու դիֆերենցիալ կտրվածքը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

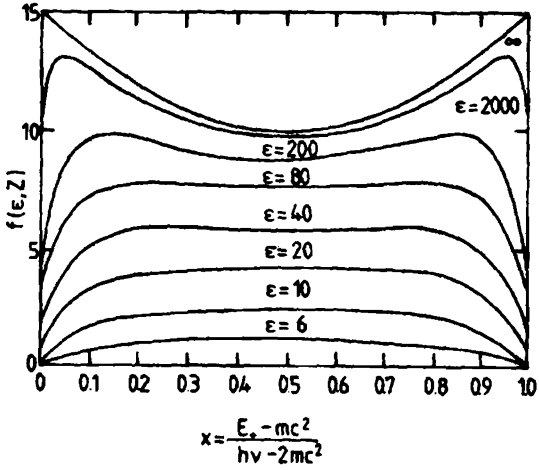
$$\frac{d\sigma_{pair}}{dE_+} = \frac{\alpha r_e^2}{E_\gamma - 2m_e c^2}\cdot Z^2 \cdot f(\varepsilon, Z) \quad [cm^2 / MeV \cdot atom], \qquad 1.97$$

f(ε,Z)-ը, չափողականություն չունեցող ε-ից և Z-ից կախված բարդ ֆունկցիա է: Կտրվածքի պարզ Z^2 կախվածությունն, իհարկե, արդեն հաշվի է առնված $f(\varepsilon,Z)$-ից անկախ, հետևաբար $f(\varepsilon,Z)$ կախված է

կլանիչի ատոմային թվից բավականին թույլ (միայն log) (տե՛ս 1.95 հավասարումը): $f(\varepsilon,Z)$-ը Z-ից կախված փոփոխվում է միայն մի քանի տոկոսով /37/: Այդ ֆունկցիայի կախվածությունը զույգին փոխանցված հարաբերական էներգիայի հետևյալ՝

$$x = \frac{E_+ - m_e c^2}{E_\gamma - 2m_e c^2} = \frac{E_+^{kin}}{E_{pair}^{kin}} \qquad 1.98$$

պարամետրից, միջին Z-երի համար ε-ի տարբեր արժեքների դեպքում, բերված է նկ. 1.13-ում /37,71,72/: Կորերը, որոնք բերված են նկ.1.13-ում, ընդգրկում են ոչ միայն միջուկի վրա զույգի ծնումը, այլ նաև ատոմային էլեկտրոնների վրա ծնման հավանականությունը (~Z), այնպես որ զույգի ծնման կտրվածքի Z^2 անդամը (1.97) -ում պետք է փոխարինվի Z(Z+1) անդամով, ինչպես դա արվել է արգելակային ճառագայթման երևույթի համար (տե՛ս 1.53):



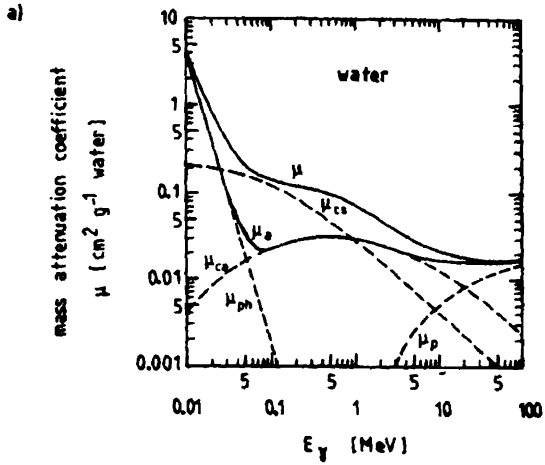
Նկ. 1.13. Էներգիայի բաշխման $f(\varepsilon,Z)$ ֆունկցիան, որտեղ ($\varepsilon = E_\gamma/m_e c^2$) : Զույգերի ծնման լրիվ կտրվածքը ներկայացված է համապատասխան կորի տակ գտնվող մակերեսի $Z(Z+1)ar_e^2$ միավորներով [37, 71, 72]:

1.2.4. Ֆոտոնի կլանման լրիվ կտրվածքը

Լրիվ կլանման զանգվածային μ-ի գործակիցը, որը համաձայն 1.77 բանաձևի կապված է կտրվածքների հետ, ջուր,օդ, ալյումինիում և կապար կլանիչների համար բերված է նկ. 1.14 /63,73,74,75/:

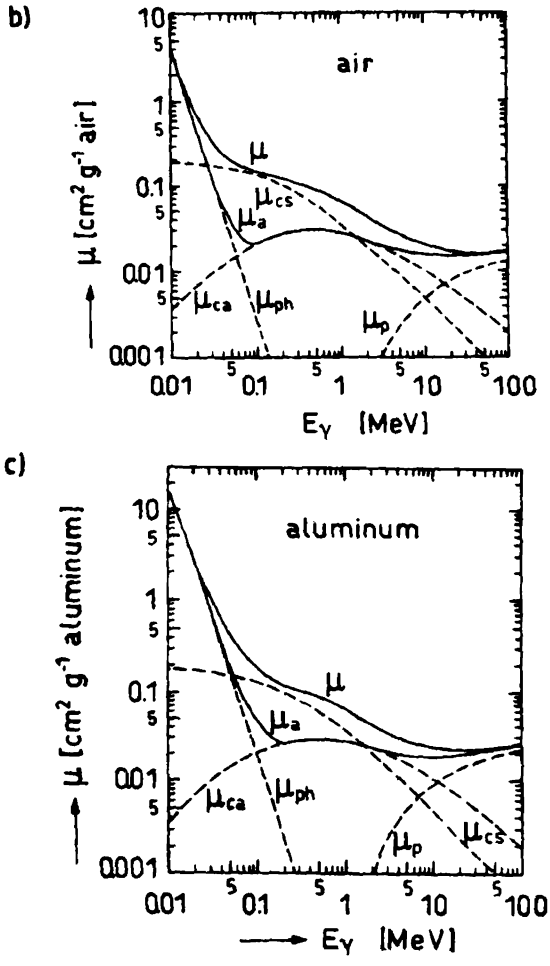
Քանի որ Կոմպտոն ցրումը մեծ դեր ունի ֆոտոնների փոխազդեցության երևույթում, և քանի որ այդ երևույթում ֆոտոնի էներգիայի միայն մի մասն է փոխանցվում թիրախի էլեկտրոնին, ապա պետք է տարբերել թուլացման զանգվածային գործակիցը, կլանման զանգվածային գործակցից: Թուլացման զանգվածային գործակիցը μ_{cs} կապված է ցրված էներգիայի Կոմպտոնային կտրվածքին σ_{cs} (տե՛ս 1.88 և 1.77 հավասարումները):

Համապատասխանաբար կլանման զանգվածային գործակիցը μ_{ca} հաշվվում է էներգիայի կլանման կտրվածքից σ_{ca} (1.89 և 1.77 հավ.):



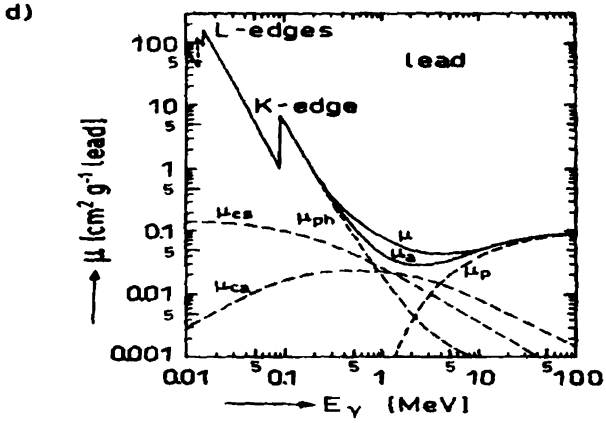
Նկ. 1.14ա. Ջրում ֆոտոնի զանգվածային թուլացման μ_a և զանգվածային կլանման μ_{ca} գործակիցների կախումը էներգիայից [63,73,74,75]: μ_{ph} նկարագրում է ֆոտոէլեկտրական էֆեկտը, μ_{cs} կոմպտոնյան ցրումը, μ_{ca} կոմպտոնյան կլանումը և μ_p զույգերի ծնումը: μ_a զանգվածային լրիվ կլանման գործակիցն է($\mu_a=\mu_{ph}+\mu_p+\mu_{ca}$), իսկ μ զանգվածային լրիվ թուլացման գործակիցը ($\mu=\mu_{ph}+\mu_p+\mu_c$, որտեղ $\mu_c=\mu_{cs}+\mu_{ca}$):

Տարբեր կլանիչների համար Կոմպտոն ցրման կտրվածքները, ինչպես նաև կլանման գործակիցները (բերված 1,14 նկարներում) բազմապատկված են կլանիչի ատոմային թվով, քանի որ Կոմպտոն ցրման Կլեյն-Նիշինա բանաձևով տրվող կտրվածքը (1-83 հավ.) ճիշտ է մի էլեկտրոնի համար, մինչդեռ այս դեպքում այն պետք է լինի ատոմի համար:



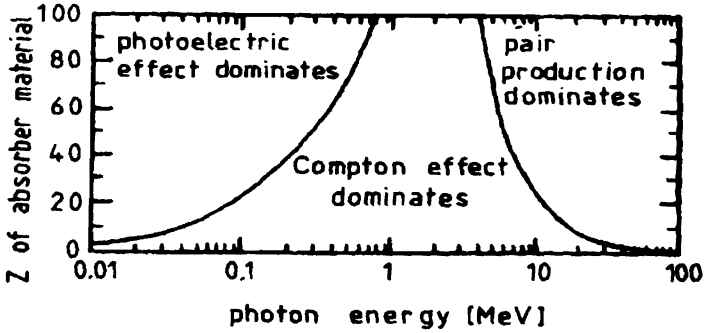
Նկ. 1.14b,c. Ֆոտոնների զանգվածային թուլացման μ և զանգվածային կլանման μ_a գործակիցների կախումը էներգիայից օդում (a) և ալյումինիում (b) [63,73,74,75]:

Ֆոտոնների էներգետիկ տիրույթները, որտեղ գերակշռող են հանդիսանում առանձին նշված փոխազդեցությունները, տարբեր ատոմային թիվ ունեցող կլանիչների համար բերված են նկ. 1.15 /37,65,68/:



Նկ. 1.14d. Ֆոտոնների զանգվածային թուլացման μ և զանգվածային կլանման μ_a գործակիցների կախումը էներգիայից կապարում [63,73,74,75]:

Ֆոտոնների այլ կարգի փոխազդեցությունները (Ֆոտոմի-ջուկային փոխազդեցություն, ֆոտոն-ֆոտոն ցրում) ունեն շատ փոքր կտրվածքներ: Հետևաբար այդ երևույթները շատ քիչ են կարևորվում ֆոտոնների գրանցման ժամանակ: Սակայն այդ երևույթներն ունեն շատ մեծ հետաքրքրություն տարրական մասնիկների ֆիզիկայում և աստղաֆիզիկայում:



Նկ. 1.15. Տիրույթներ, որտեղ գերակշռում են ֆոտոէլեկտրական էֆեկտը, կոմպտոնյան ցրումը և զույգերի ծնումը որպես ֆունկցիա էներգիայից և թիրախի Z լիցքից:

1.3. ՀԱԴՐՈՆՆԵՐԻ ՈՒԺԵՂ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Բացի լիցքավորված մասնիկների էլեկտրոմագնիսական փոխազդեցությունից, ուժեղ փոխազդեցությունը նույնպես կարող է կարևոր դեր խաղալ մասնիկների գրանցման գործում: Այժմ մենք կտանք հադրոնների ուժեղ փոխազդեցության մեխանիզմները էքզիզների տեսքով:

Այս դեպքում մենք, հիմնականում, գործ ունենք ոչ ուղղակի երևույթների հետ, երբ փոխազդեցության հետևանքով երկրորդային մասնիկներ են ծնվում: Պրոտոն-պրոտոն ցրման կտրվածքը մոտենում է իր հաստատուն արժեքին -50 մբար (1 մբար=10^{-27}սմ^2) մեծ էներգիաների տիրույթում (> մի քանի ԳէՎ): Ինչպես առաձգական, այնպես էլ ոչ առաձգական ցրման կտրվածքները փոքր էներգիաների տիրույթում ունեն էներգիայից բավականին խիստ կախվածություն /76/

$$\sigma_{total} = \sigma_{elastic} + \sigma_{inelastic} \qquad 1.99$$

Ոչ առաձգական երևույթները բնութագրող յուրահատուկ մեծությունը, միջին կլանման երկարությունն է λ_a, որը հաշվի է առնում հադրոնների կլանումը միջավայրի կողմից՝

$$N = N_0 e^{-x/\lambda_a} \qquad 1.100$$

λ_a կարելի է հաշվել հադրոնների կտրվածքի ոչ առաձգական մասից, հետևյալ ձևով՝

$$\lambda_a = \frac{A}{N_A \cdot \rho \cdot \sigma_{total}} \qquad 1.101$$

Եթե A-ն տրված է գ/մոլ, N_A-մոլ$^{-1}$, ρ- գ/սմ^3 և կտրվածքը սմ^2, ապա λ_a -ի չափողականությունը սմ է: Մակերևութային խտության (գ/սմ^2) միավորների դեպքում λ_a (սմ) պետք է բազմապատկել ρ-ով $\lambda_a\rho$ (գ/սմ^2): Միջուկային փոխազդեցության երկարությունը, համապատասխանաբար, տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\lambda_w = \frac{A}{N_A \cdot \rho \cdot \sigma_{total}} \qquad 1.102$$

Քանի որ $\sigma_{total}>\sigma_{inel}$, ապա հետևում է, որ $\lambda_w<\lambda_a$: Կլանման և փոխազդեցության երկարությունները տարբեր նյութերի համար բերված են 1,5 աղյուսակում /34,35/:

Ավելի ճշգրիտ հադրոնային կտրվածքը կախված է էներգիայից և զգալիորեն փոփոխվում է տարբեր, ուժեղ փոխազդող մասնիկների համար: Կլանման փոխազդեցության երկարությունների հաշվման համար, սակայն, σ_{total} և σ_{inel} կտրվածքները համարվում են էներգիայից և մասնիկի տեսքից անկախ (պրոտոն, պիոն, կաոն և այլն): Z≥6 թիրախի նյութի դեպքում, կլանման և փոխազդեցության

երկարությունները համապատասխանաբար շատ անգամ փոքր են, քան x_0 ռադիացիոն երկարությունը (համեմատիր 1.4 աղյուսակի հետ): λ_w և λ_a սահմանումները գրականության մեջ նույնական չեն, սակայն 1.101 և 1.102 բանաձևերը տալիս են այդ մեծությունների հստակ սահմանումը: Բավականին հեշտ է, օգտագործելով կտրվածքները, հաշվել փոխազդեցության հավանականությունը:

Աղյուսակ 1.5. Լրիվ և ոչ առաձգական կտրվածքները, ինչպես նաև փոխազդեցության և կլանման երկարությունները տարբեր նյութերի համար /34,35/

Նյութը	Z	A	$\sigma_{\text{լրիվ}}$ [բարն]	$\sigma_{\text{ոչառաձ}}$ [բարն]	$\lambda_w\rho$ [գ/սմ^2]	$\lambda_a\rho$ [գ/սմ^2]
Ջուր	1	1.01	0.0387	0.033	43.3	50.8
Հելիում	2	4.0	0.133	0.102	49.9	65.1
Բերիլիում	4	9.01	0.268	0.199	55.8	75.2
Ածուխ	6	12.01	0.331	0.231	60.2	86.3
Ազոտ	7	14.01	0.379	0.265	61.4	87.8
Թթվածին	8	16.0	0.420	0.292	63.2	91.0
Ալյումինում	13	26.98	0.634	0.421	70.6	106.4
Ծծումբ	14	28.09	0.660	0.440	70.6	106.0
Երկաթ	26	55.85	1.120	0.703	82.8	131.9
Պղինձ	29	63.55	1.232	0.782	85.6	134.9
Վոլֆրամ	74	183.85	2.767	1.65	110.3	185
Կապար	82	207.19	2.960	1.77	116.2	194
Ուրան	92	238.03	3.378	1.98	117.0	199

Եթե σ_N-ն միջուկային փոխազդեցության կտրվածքն է (օրինակ, մի նուկլոնի), համապատասխան հավանականությունը մեկ գ/սմ^2 երկարության համար կլինի

$$\Phi[g^{-1}cm^2] = \sigma_N \cdot N_A, \qquad 1.103$$

որտեղ N_A Ավոգադրոյի թիվն է: Եթե տրված է ատոմի հետ փոխազդեցության կտրվածքը σ_A, ապա՝

$$\Phi[g^{-1}cm^2] = \sigma_N \cdot N_A / A \qquad 1.104$$

որտեղ A ատոմային զանգվածն է:

1.4. ԴԻՖՈՒԶԻԱՆ ԵՎ ԴՐԵՅՖԸ (ՈՒՂՂՈՐԴԸ) ԳԱԶԵՐՈՒՄ

Իոնիզացիայի ժամանակ առաջացած էլեկտրոնները և իոններն արագ կորցնում են իրենց էներգիան, գազի մոլեկուլների և

ատոմների հետ բազմակի հարվածների ընթացքում: Նրանց էներգետիկ բաշխվածությունն ի վերջո մոտենում է ջերմային էներգիայի բաշխվածությանը: Նրանց միջին էներգիան սենյակային ջերմաստիճանում հավասար է՝

$$\varepsilon = \frac{3}{2}kT = 40meV \qquad 1.105$$

որտեղ k-ն Բոլցմանի հաստատունն է, իսկ T-ն ջերմաստիճանը Կելվինով:

Էներգետիկ բաշխվածությունը ենթարկվում է Մաքսվել-Բոլցմանի օրենքին:

$$F(\varepsilon) = const \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot e^{-\varepsilon/kT} \qquad 1.106$$

Բազմակի հարվածների հետևանքով կետային իոնիզացիան ենթարկվում է դիֆուզիայի, պայմանավորված Գաուսյան բաշխմամբ՝

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(\frac{-x^2}{4Dt}\right)dx, \qquad 1.107$$

որտեղ dx-ը x երկարության վրա գտնվող լիցքերի բաժինն է dN/N, t ժամանակ հետո, D-ն դիֆուզիայի գործակիցն է: Գծային կամ ծավալային դիֆուզիայի համար կարելի է համապատասխանաբար գրել՝

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \qquad 1.108$$

Ազատ վազքի միջին երկարությունը դիֆուզիայի ընթացքում որոշվում է՝

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)} \qquad 1.109$$

բանաձևով, որտեղ σ(ε) -ն էներգիայից կախված հարվածի կտրվածքն է և $N = \frac{N_A}{A}\rho$ միավոր ծավալում մոլեկուլների քանակն է: Չեզոք գազերի համար նորմալ պայմաններում N=2.69 10^{19} (Լոշմիդտի թիվը):

Եթե լիցքակիրները գտնվում են էլեկտրական դաշտում, ապա առաջանում է դիֆուզիայի երևույթին գերազանցող մասնիկների ուղղորդված շարժում՝ դաշտի ուժագծերի ուղղությամբ (ուղղորդ): Ուղղորդային արագությունը կարելի է գտնել հետևյալ բանաձևով՝

$$\overrightarrow{v_{drift}} = \mu(E) \cdot \vec{E} \cdot \frac{p_0}{p}, \qquad 1.110$$

որտեղ μ(E)-ն լիցքակիրների շարժունակությունն է (էներգիայից կախված), E –ն էլեկտրական դաշտի լարվածությունն է, p/p_0 –ն բերված ճնշումն է (նորմալ ճնշման համեմատ):

Լայնական դիֆուզիայի վրա էլեկտրական դաշտը չի ազդում: Ազատ լիցքակիրների ուղղորդը էլեկտրական դաշտում պահանջում է, որ էլեկտրոնները և իոնները չենթարկվեն ռեկոմբինացիայի և չգրավվեն (attach) ատոմների կամ մոլեկուլների կողմից:

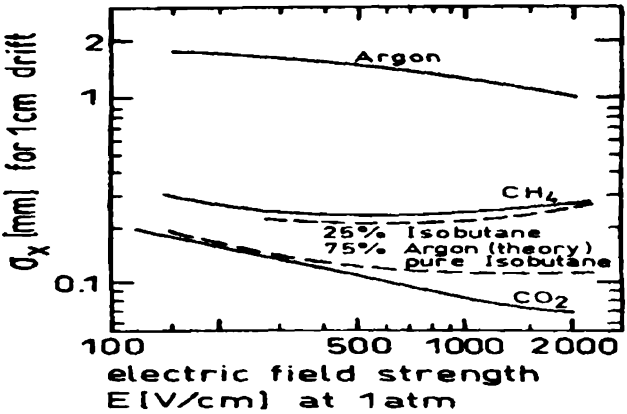
1.6 աղյուսակում բերված են ազատ վազքի միջին երկարության, դիֆուզիայի գործակցի և շարժունակության թվային արժեքները որոշ իոնների համար /51, 81/:

Աղյուսակ 1.6. Ազատ վազքի միջին երկարությունները, դիֆուզիայի գործակիցները և իոնների շարժունակությունը որոշ գազերում, նորմալ պայմաններում /51,81/.

Գազ	$\lambda_{իոն}$ /սմ/	$D_{իոն}$ /սմ^2/վրկ/	$\mu_{ion}[\frac{cm/s}{V/cm}]$
H_2	$1.8\ 10^{-5}$	0.34	13.0
He	$2.8\ 10^{-5}$	0.26	10.2
Ar	$1.0\ 10^{-5}$	0.04	1.7
O_2	$1.0\ 10^{-5}$	0.06	2.2

Էլեկտրոնի համար համապատասխան մեծությունները խիստ կախված են նրանց էներգիայից, հետևաբար, դաշտի լարվածությունից: Էլեկտրոնի շարժունակությունը գազերի մեջ երեք կարգով ավելի է, քան իոնների շարժունակությունը:

Նկ. 1.16-ում բերված է 1 սմ ուղղորդային ճանապարհի վրա սկզբնական կետային լիցքի ամպի միջին քառակուսային շառավիղը: Էլեկտրոնային ամպի լայնությունը $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ 1սմ ուղղորդի ժամանակ, զգալիորեն փոփոխվում է դաշտի լարվածությունից կախված և ունի տվյալ գազի համար բնութագրական կախվածություն: 75% արգոն և 25% իզոբութան պարունակող գազային խառնուրդի համար չափված է $\sigma_x = 200$ մկմ, որն էլ սահմանափակում է ուղղորդային խցերի տարածական լուծողականությունը: Սկզբունքորեն, գազերում պետք է տարբերել երկայնական (դաշտի գծերի ուղղությամբ) և լայնական (դաշտի գծերին ուղղահայաց) դիֆուզիաները:



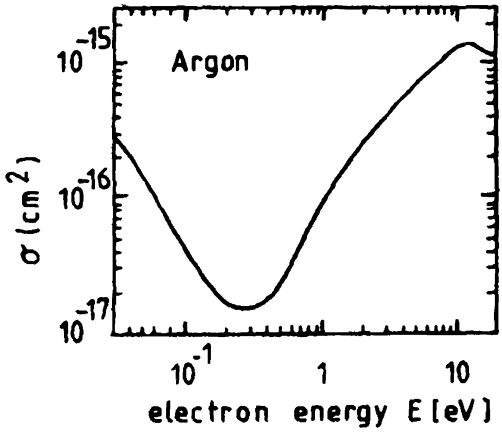
Նկ. 1.16. 1 սմ ուղղորդային ճանապարհի վրա սկզբնական կետային լիցքի ամպի միջին քառակուսային շառավիղը տարբեր գազերում [51,82]:

Ուղղորդային խցերում տարածական լուծողականությունը պայմանավորված է երկայնական դիֆուզիայով: Պարզ տեսություններում /83/ ուղղորդային արագությունը կարելի է ներկայացնել

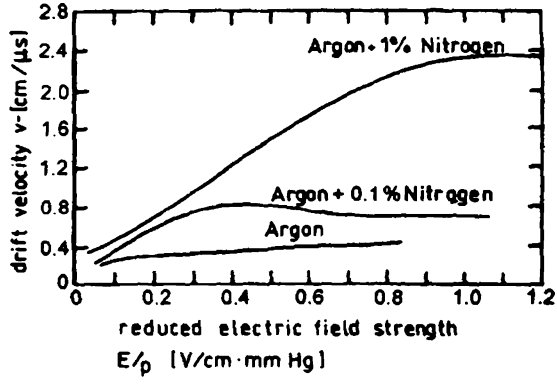
$$\overrightarrow{v_{drift}} = \frac{e}{m} \cdot \vec{E} \cdot \tau(\vec{E}, \varepsilon) \qquad 1.111$$

որտեղ E-ն դաշտի լարվածությունն է, τ-ն երկու հարվածների միջև ընկած ժամանակը, որն իր հերթին կախված է ε -ից: Հարվածի կտրվածքը և որպես հետևանք τ-ն, խիստ կախված են էլեկտրոնի ε էներգիայից և ունեն մաքսիմում և մինիմում (Ռամզաուերի էֆեկտ): Այս երևույթը բերում է ինտերֆերանցիոն էֆեկտների, երբ էլեկտրոնի ալիքի երկարությունը λ=h/p (p-ն էլեկտրոնի շարժման քանակն է, h-ը Պլանկի հաստատունը) մոտենում է մոլեկուլի չափերին: Իհարկե, էլեկտրոնի էներգիան և դաշտի լարվածությունը կորելացված են:

Նկ. 1.17-ում բերված է Ռամզաուերի էֆեկտի կտրվածքը էլեկտրոնների համար արգոնում՝ կախված էլեկտրոնի էներգիայից /84-89/: Նույնիսկ փոքր քանակությամբ խառնուրդ գազերը կարող են շեշտակիորեն փոխել ուղղորդային արագությունը (նկ.1.18) /51,84,90,91/:



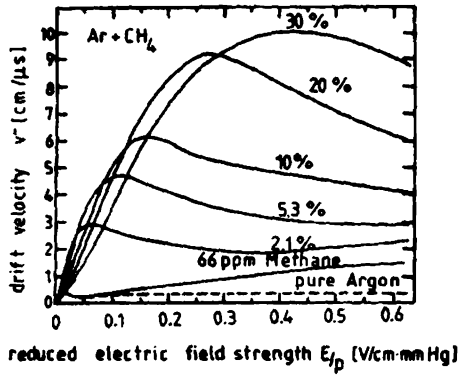
Նկ. 1.17. Ռամզաուերի էֆեկտի կտրվածքը էլեկտրոնների համար արգոնում՝ կախված էլեկտրոնի էներգիայից [84-89]:



Նկ. 1.18. էլեկտրոնի ուղղորդի արագությունը մաքուր արգոնում և արգոնում ազոտի չնչին պարունակության դեպքում [51, 84, 90, 91]:

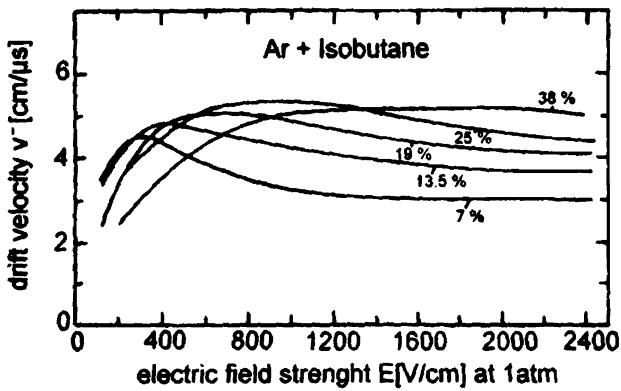
Նկ.1.19-ում բերված է արգոն-մեթան խառնուրդում դրեյֆի (ուղղորդային) արագությունը /51,92,93,94/, իսկ նկ.1.20-ում արգոն-իզոբութան խառնուրդում /51,93,95,96,97/: Բարձր լարվածության դաշտերում արգոն–իզոբութան խառնուրդում էլեկտրոնի ուղղորդի արագությունը կարելի է ընդունել՝

V=5 սմ/մվրկ 1.112



Նկ. 1.19. էլեկտրոնի ուղղորդի արագությունը արգոն-մեթան խառնուրդում [51, 92, 93, 94]:

Սակայն ուղղորդային արագության կախումը դաշտի լարվածությունից տարբեր գազերում կարող է նկատելիորեն փոխվել /79,93,98/: Նույն աշխատանքային պայմաններում իոնների արագությունը գազում մոտ 1000 անգամ ավելի փոքր է էլեկտրոնների արագությունից:



Նկ. 1.20. էլեկտրոնի ուղղորդի արագությունը արգոն-իզոբուտան խառնուրդում [51, 93, 95, 96, 97]:

Գազերում էլեկտրոնի ուղղորդի արագությունը և հատկությունները կարող են շեշտակիորեն փոխվել մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում: Բացի էլեկտրական ուժերից, այս դեպքում Լորենցի ուժը նույնպես ազդում է լիցքակիրների վրա, բերելով նրանց շրջանային կամ պարուրաձև շարժման:

Ազատ լիցքերի շարժման հավասարումը գրվում է՝

$$m\overrightarrow{\ddot{x}^2} = q\vec{E} + q\cdot\vec{v}\times\vec{B} + m\vec{A}(t)\ , \qquad 1\ 113$$

որտեղ $m\vec{A}(t)$ ժամանակից կախված ստոխաստիկ ուժերն են, որոնց սկզբնապատճառը գազի մոլեկուլների հետ հարվածներն են:

Եթե ենթադրենք, որ ըստ ժամանակի միջինացված $m\vec{A}(t)$ արտադրյալը կարելի է արտահայտել արագությանը համեմատական մածուցիկության ուժերով $m\vec{v}/\tau$ որտեղ τ -ն երկու հարվածների միջև միջին ժամանակն է, ապա 1.113 հավասարումից կարելի է ստանալ ուղղորդային արագությունը՝

$$\overrightarrow{v_{drift}} = \frac{\mu}{1+\varpi^2\tau^2}\left(\vec{E} + \frac{\vec{E}\times\vec{B}}{B}\varpi\tau + \frac{\left(\vec{E}\cdot\vec{B}\right)\cdot\vec{B}}{B^2}\varpi^2\tau^2\right) \qquad 1.114$$

եթե ընդունենք, որ հաստատուն էլեկտրական դաշտում դրեյֆային (ուղղորդային) արագությունը մոտենում է իր հաստատուն արժեքին, այսինքն $\dot{\vec{v}}_{drift} = 0$:

1.114 հավասարման մեջ μ=eτ/m-ն լիցքակիրների շարժունակությունն է, իսկ ω=eB/m-ն՝ ցիկլոտրոնային հաճախությունն է ($mr\varpi^2 = evB$ հավասարումից):

Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի առկայության դեպքում V ուղղորդային արագությունն ունի ինչպես $\vec{E}$ և $\vec{B}$ ուղղությամբ, այնպես էլ $\vec{E}$ և $\vec{B}$ ուղղահայաց ուղղությամբ բաղադրիչներ (տե՛ս 1.114 հավասարումը): Եթե $\vec{E}\perp\vec{B}$, ապա $\vec{V}_{drift}$ էլեկտրական դաշտի ուղղության հետ կազմում է α անկյունը, որը կարելի է ստանալ 1.114 հավասարումից, և եթե

$$\left|\vec{v}_{drift} = \frac{\mu E}{\sqrt{1+\varpi^2\tau^2}}\right| \qquad 1.115$$

ապա α անկյան համար (Լորենցի անկյունը) /1.114 հավասարումից/ կարելի է ստանալ

tgα=ωτ (1.116), երբ $\vec{E}\perp\vec{B}$:

Եթե τ-ն վերցնենք 1.111 հավասարումից, ապա կհետևի՝

$$tg\alpha = v_{drift} \cdot \frac{B}{E} \qquad 1.117$$

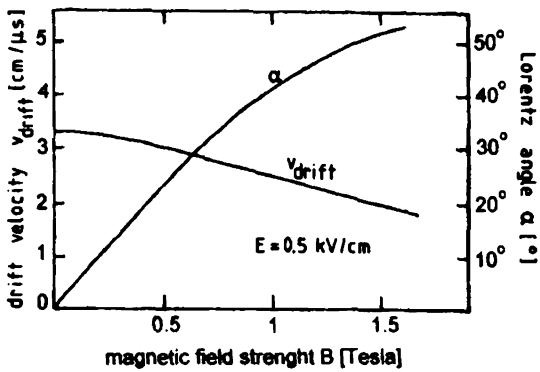
Նույն արդյունքը կստացվի, եթե վերցնենք Լորենցի ուժի $e\vec{v} \times \vec{B}(with \vec{v} \perp \vec{B})$ և էլեկտրական դաշտի կողմից ազդող ուժի $e\vec{E}$ հարաբերությունը: E=500 V/cm էլեկտրական դաշտում, v=3.5 սմ/մվ ուղղորդային արագության դեպքում 1.5 Տլ մագնիսական դաշտի առկայությունը կհանգեցնի ըստ 1.115-ի:

$$v(E = 500V/cm, B = 1.5T) = 2.4cm/\mu s \text{, երբ } \vec{E} \perp \vec{B}:$$

Համապատասխան Լորենցյան անկյունը 1.117 հավասարումից կստացվի՝

$$\alpha = 46°,$$

որը համապատասխանում է փորձնական եղանակով ստացված և ավելի ճիշտ հաշված արդյունքներին (նկ. 1.21) /51,95/:



Նկ. 1.21. Էլեկտրոնի ուղղորդի արագության և Լորենցի α անկյան կախումը մագնիսական դաշտի լարվածությունից, փոքր (500 V/cm) էլեկտրական դաշտի դեպքում, արգոն (67,2 %), իզոբութան (30,3 %) և մեթիլալ (2,5 %) խառնուրդի համար [51, 95]:

Փոքր քանակությամբ էլեկտրոնբացասական խառնուրդները (օրինակ՝ թթվածին), զգալիորեն փոխում են ուղղորդի վարքը, էլեկտրոնների գրավման հետևանքով (attachment): 1% թթվածնի առկայությունը արգոնում, 1 կՎ/սմ ուղղորդային դաշտում, բերում է մոտավորապես էլեկտրոնի գրավման 5սմ ազատ վազքի միջին երկարության: Փոքր քանակությամբ էլեկտրոնբացասական խառ-

նուրդների առկայությունը փոքրացնում է դետեկտորից ստացվող լիցքային ազդանշանը և խիստ էլեկտրոբացասական գազերի դեպքում (օրինակ՝ քլոր, ֆտոր), ուղղորդային խցի աշխատանքը կարող է անհնարին դառնալ:

Հեղուկ գազերում մեծ խտությունների հետևանքով խառնուրդների ազդեցությունը ավելի է մեծանում: Հեղուկ գազային խցերի համար թթվածնի քանակը պետք է փոքր լինի, քան ppm ≡ 10^{-6}: «Տաք» հեղուկները, ինչպիսիք են տետրոմեթիլսիլեն (TMS), պահանջում են էլեկտրոբացասական խառնուրդների առկայության ppb ≡ 10^{-9} մակարդակը (տե՛ս 4.5 բաժինը):

ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Դետեկտորի որակի գնահատականը՝ նրա լուծողականությունն է չափվող մեծության նկատմամբ (էներգիա, ժամանակ, տարածական կոորդինատ և այլն): Եթե տրված է z_0 մեծության ճշգրիտ արժեքը (օրինակ, E_0 էներգիայով մոնոէներգետիկ γ քվանտը), ապա դետեկտորի չափած արժեքը բաշխվում է D(z) ֆունկցիայով: Մեծության սպասվող արժեքը (միջինը) կլինի՝

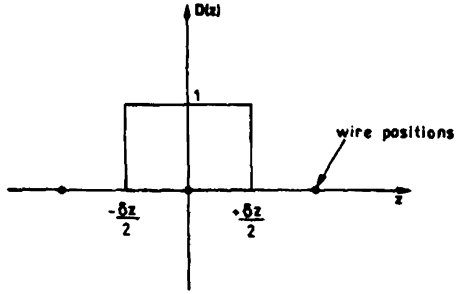
$$\langle z\rangle=\int zD(z)dz \;/\; \int D(z)dz\,, \qquad 2.1$$

որտեղ հայտարարի ինտեգրալը բաշխման ֆունկցիայի նորմավորման պայմանն է: Չափվող մեծության միջին արժեքից շեղումը՝

$$\sigma^2=\int(z-\langle z\rangle)^2D(z)dz \;/\; \int D(z)dz\,, \qquad 2.2$$

ինտեգրալի սահմանները ընտրվում են բաշխման ֆունկցիայի հնարավոր արժեքների ամբողջ տիրույթով:

Որպես օրինակ, հաշվենք ուղղանկյունաձև բաշխվածության սպասվող արժեքը և շեղումը: Լարերի Δz քայլով բազմալար համեմատական խցիկում (4.6) գտնենք խցիկով անցնող լիցքավորված մասնիկի կոորդինատը: Բազմալար գազային խցում ուղղորդային ժամանակի չափում տեղի չի ունենում: Ինչպիսի՞ ճշտություն կտա այս չափումը: Ենթադրենք աշխատել է միայն մի լար: Բաշխման ֆունկցիան՝ D(z)-ը հաստատուն է և հավասար է 1-ի $-\Delta z/2$ միչև $\Delta z/2$ լարի շրջակայքում և հավասար է 0-ի այդ տիրույթից դուրս (տե՛ս նկ.2.1):



Նկ. 2.1. Ուղղանկյունաձև բախշման դեպքում շեղման սխեմատիկ ներկայացումը:

z-ի սպասվող արժեքը ճիշտ 0- է (հավասար է առկայծած լարի կոորդինատին)՝

$$\langle z\rangle = \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} z\cdot 1\cdot dz \Big/ \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} dz = \frac{z^2}{2}\Big|_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} \Big/ z\Big|_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} = 0 \qquad 2.3$$

համապատասխանաբար, միջին արժեքից շեղման համար կստանանք՝

$$\sigma_z^2 = \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} (z-0)^2\cdot 1\cdot dz \Big/ \int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} dz = \frac{1}{\Delta z}\int_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2} z^2 dz = \frac{1}{\Delta z}\frac{z^3}{3}\Big|_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2}$$

$$= \frac{1}{3\Delta z}\left(\frac{(\Delta z)^3}{8} + \frac{(\Delta z)^3}{8}\right) = \frac{(\Delta z)^2}{12} \qquad 2.4$$

որից հետևում է՝

$$\sigma_z = \frac{\Delta z}{\sqrt{12}}: \qquad 2.5$$

Δz և σ_z մեծությունները չափողականություն ունեն: $\Delta z/z$ և σ_z/z համեմատական մեծությունները չափողականություն չունեն:
Բազմաթիվ դեպքերում փորձնական արժեքներն ունեն նորմալ (Գաուսյան բաշխում, տե՛ս նկ. 2.2):

$$D(z) = \frac{1}{\sigma_z\sqrt{2\pi}} e^{-(z-z_0)^2/2\sigma_z^2}: \qquad 2.6$$

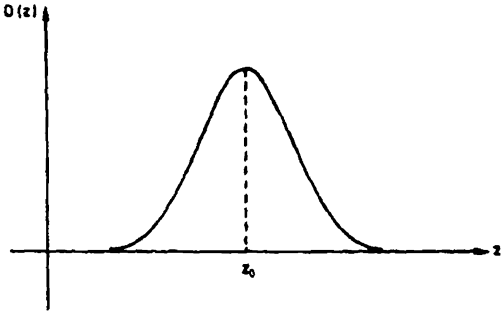
Գաուսյան բաշխվածության համար (2.2) հավասարումից բխող շեղման (σ_z)-ի համար, լավ հայտնի է, որ, $z_0-\sigma_z$, $z_0+\sigma_z$ տիրույթում ընկած է ամբողջ փորձնական արդյունքների ճիշտ 68,27%-ը: $\pm 2\sigma_z$ տիրույթում ընկած է 95,45% և $\pm 3\sigma_z$ տիրույթում 99,73%-ը:

Հաճախ օգտակար է գտնել չափվող մեծության հուսալիության մակարդակը և համապատասխան հավանականությունը այն բանի, որ իրական արժեքը ընկած է տվյալ տիրույթում: Այդ դեպքում պետք է կառուցել նորմավորված բաշխման ֆունկցիա կախված $z-\langle z\rangle$-ից (նկ.2.3): Նորմավորված հավանականային բաշխումը՝ $\langle z\rangle$ սպասվող (միջին) արժեքով, և σ_z միջին քառակուսային շեղումով՝

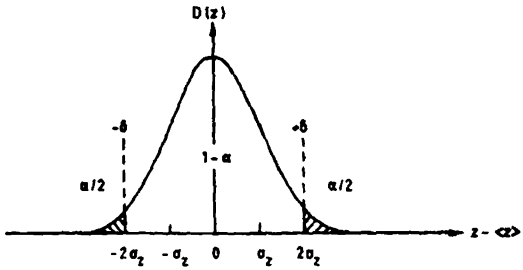
$$1-\alpha = \int_{\langle z\rangle-\delta}^{\langle z\rangle+\delta} D(z)dz \qquad 2.7$$

այն բանի հավանականությունն է, որ z_0 –ի ճշգրիտ արժեքը ընկած է չափվող մեծության $z\pm\delta$ տիրույթում, կամ համապատասխանաբար,

100(1-α)%, որ բոլոր չափված արժեքներն ընկած են $\langle z \rangle$ միջին արժեքի ±δ տիրույթում:



Նկ. 2.2. Նորմալ բաշխում (Գաուսյան բաշխում սպասվող z_0 արժեքի շուրջը):



Նկ. 2.3. Հավաստիության մակարդակի ցուցադրումը:

Գաուսյան բաշխման համար $\delta=\sigma_z$ արժեքի ընտրությունը բերում է հուսալիության այնպիսի մակարդակի, որն անվանվում է ստանդարտ սխալ, և որի հավանականությունը հավասար է 1-α=0,6827 (համապատասխան 68,27%): Եվ հակառակը, եթե տրված է հուսալիության մակարդակը, ապա կարելի է հաշվել չափման տիրույթի լայնությունը: Օրինակ՝ 1-α=95% հուսալիության մակարդակի դեպքում մենք կունենանք $\delta=\pm1.96\sigma_z$; 1-α=99,9%-ը կբերի $\delta=\pm3.29\sigma_z$ լայնության /34,55/:

Լուծողականության գնահատման համար հաճախ օգտագործվող մեծություն է բաշխման կիսալայնույթը, որը հեշտ է դիտել կամ հաշվել: Բաշխման կիսալայնույթը, դա մաքսիմում արժեքի կեսի մակարդակում կորի լրիվ լայնությունն է (fwhm= կբլլ): Նորմալ բաշխման համար՝

$$\Delta z(fwhm) = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_z = 2.355\sigma_z \qquad 2.8$$

Գաուսյան բաշխումն անընդհատ է: Երբ մենք դիտարկում ենք մասնիկների գրանցումը դետեկտորներում, ապա դեպքերը հաճախ ենթարկվում են Պուասոնյան բաշխմանը: Այս բաշխումը ասիմետրիկ է (բացասական արժեքներ չի ընդունում) և ընդհատ:

μ միջին արժեքի դեպքում n առանձին դեպքերը բաշխված են հետևյալ օրենքով՝

$$f(n,\mu)=\frac{\mu^n e^{-n}}{n!}, \quad \text{որտեղ} \quad n=0,1,2: \qquad 2.9$$

Այս բաշխման սպասվելիք արժեքը հավասար է միջին արժեքին՝ $\sigma^2=\mu$ շեղումով: Ենթադրենք, որոշակի փորձից ստացվել է միջին արժեքի համար $\mu=3$ դեպք: Այն բանի հավանականությունը, որ առանձին փորձում ոչ մի դեպք չի լինի, հավասար է $f(0,3)=e^{-3}=0.05$, կամ հանգունորեն, եթե մենք առանձին փորձում դեպք չենք տեսել, նշանակում է իրական արժեքը փոքր է կամ հավասար 3-ի, 95% հուսալիության մակարդակով: n-ի մեծ արժեքների դեպքում Պուասոնյան բաշխումը մոտենում է Գաուսյան բաշխմանը:

Դետեկտորի էֆեկտիվության չափումը ենթադրում է, որ պատահական փորձի արդյունքը կարող է ունենալ երկու պատահական ելք, կամ դետեկտորը էֆեկտիվ է p հավանականությամբ, կամ ոչ էֆեկտիվ է 1-p=q հավանականությամբ: Այն բանի հավանականությունը, որ դետեկտորը էֆեկտիվ է n փորձերից ճիշտ r անգամ, տրվում է Բինոմային բաշխվածությամբ (Բեռնուլիի բաշխում),

$$f(n,r,p)=\binom{n}{r}p^r q^{n-r}=\frac{n!}{r!(n-r)!}p^r q^{n-r}: \qquad 2.10$$

Այս բաշխվածության սպասվող արժեքը հավասար է՝ $\langle r\rangle = n\cdot p$, իսկ շեղումը $\sigma^2 = n\cdot p\cdot q$:

Ենթադրենք դետեկտորի էֆեկտիվությունը 95% է. դրանից հետևում է, որ 100 դեպքից 95-ը կդիտվի, իսկ 5-ը ոչ: Այս օրինակում ստանդարտ շեղումը հավասար է

$$\sigma=\sqrt{n\cdot p\cdot q}=\sqrt{100\cdot 0.95\cdot 0.05}=2.18, \qquad 2.11$$

արդյունքում՝

$$p=(95\pm 2.18)\%:$$

Նկատենք, որ սխալի այսպիսի հաշվարկի դեպքում էֆեկտիվությունը չի կարող հասնել 100%-ի, որը ճիշտ է: Պուասոնյան

սխալի $\pm\sqrt{95}$ օգտագործումն այս դեպքում կբերի միանգամայն սխալ արդյունքի:

Փորձարարական արդյունքների վիճակագրական մշակման մեթոդները՝ ընդգրկում են միայն նշված շատ կարևոր բաշխումները: Սակայն Պուասոնյան բաշխման օգտագործումը հազվագյուտ դեպքերի հետազոտման համար կարող է բերել սխալ արդյունքների: Օրինակ, ինչ որ հազվագյուտ դեպք դիտվել է ինչ որ ժամանակի ընթացքում: Պուասոնյան բաշխումը այս դեպքում կտար $n \pm \sqrt{n} = 1 \pm \sqrt{1}$, որը չի կարող ճիշտ լինել, քանի որ եթե մենք դիտել ենք հազվագյուտ դեպք, ապա նրա հավանականությունը չի կարող զրո լինել, և ոչ էլ գտնվել սխալի սահմաններում:

Փոքր թվերի վիճակագրությունը, հետևաբար պետք է ձևափոխվի, և հետևի Ռեգենեսի վիճակագրությանը /100/: 2.1 աղյուսակում բերված են $\pm\sigma$ սահմանները նշված թվով դեպքերի համար:

Համեմատելու համար բերված են նաև նորմալ սխալները (միջին քառակուսային): Սխալի կամ հուսալիության մակարդակի որոշումը փոքր թվերի վիճակագրությունում էլ ավելի է դժվարանում, ֆոնային երևույթների առկայության պատճառով, որոնք անխուսափելիորեն գոյություն ունեն հազվագյուտ երևույթների ուսումնասիրման ժամանակ:

Այսպիսի երևույթների համար համապատասխան բանաձևերը կարելի է գտնել /34,35,101,102,103/ գրականությունում: Հիմանական խնդիրը, սակայն, փորձնական տվյալների համար վիճակագրական մեթոդի ճիշտ ընտրությունն է, որը գրականության մեջ ոչ միշտ է լուսաբանվում:

Լուծողականության կամ փորձնական սխալների որոշման ժամանակ, հաճախ օգտագործում են հարաբերական մեծություններ, օրինակ՝ $\Delta z/z$ կամ σ_z/z, պետք է հիշել, որ փորձից ստացված միջին արժեքը $\langle z \rangle$ անհրաժեշտաբար հավասար չէ z_0 իսկական արժեքին: Որպեսզի գտնենք փորձնական արժեքի $\langle z \rangle$ և իսկական արժեքի z_0-ի միջև կապը, դետեկտորը պետք է տրամաչափվի: Ոչ բոլոր դետեկտորներն են գծային՝

$$\langle z \rangle = c \cdot z_0 + d, \qquad 2.12$$

որտեղ c և d-ն հաստատուններ են:

$\langle z \rangle = c(z_0) \cdot z_0 + d$ տեսքի ոչ գծայնությունը կարելի է հաշվի առնել, որի համար պահանջվում է տրամաչափական ֆունկցիայի ճիշտ իմացություն: Շատ դեպքերում տրամաչափական գործակիցները կախված են նաև ժամանակից:

Աղյուսակ 2.1. Փոքր թվերի վիճակագրությունը: Բերված են Ռեգենետի վիճակագրությունից հետևող ±1σ սխալները /100/, ինչպես նաև Պուասոնյան վիճակագրությունից հետևող ±1σ միջին քառակուսային սխալները:

Փոքրագույն արժեքը		Դեպքերի քանակը	Մեծագույն արժեքը	
Միջին քառ.սխալը	Փոքր թվերի վիճակագ.		Փոքր թվերի վիճակագ.	Միջին քառ.սխալը
0	0	0	1.84	0
0	0.17	1	3.3	2
0.59	0.71	2	4.64	3.41
1.27	1.37	3	5.92	4.73
6.84	6.89	10	14.26	13.16
42.93	42.95	50	58.11	57.07

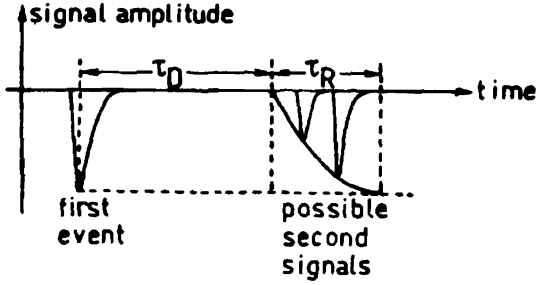
Այժմ քննարկենք դետեկտորի որոշ բնութագրական մեծություններ: Էներգետիկ, տարածական և ժամանակային լուծողականությունը կարելի է հաշվել վերևում բերված մեթոդներով: Բացի ժամանակային լուծողականությունից, գոյություն ունեն դետեկտորի ուրիշ ժամանակային բնութագիրներ, նույնպես /104/:

Մեռյալ ժամանակը -τ_D-ն, այն անհրաժեշտ ժամանակն է, որը պետք է անցնի ընկնող մասնիկների մի խմբի գրանցումից մինչև մյուսը: Մեռյալ ժամանակին, որի ընթացքում ուրիշ մասնիկներ չեն կարող գրանցվել, հետևում է որոշակի փուլ, որից հետո միայն՝ մասնիկները կարող են կրկին գրանցվել, սակայն դետեկտորի ոչ լրիվ զգայնության պատճառով արձագանքային ֆունկցիան փոքր է: Որոշակի ժամանակ՝ վերականգնման ժամանակ-τ_R, անց դետեկտորի ազդանշանը հասնում է իր նորմալ արժեքին:

Ցույց տանք այդպիսի վարքը Գեյգեր-Մյուլերի հաշվիչի օրինակով (տե՛ս 4.3 բաժինը) նկ.2.4: Առաջին մասնիկի անցնելուց հետո, հաշվիչը ամբողջովին ոչ զգայուն է այլ մասնիկների համար որոշակի τ_D ժամանակ: Դաշտը Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչում դանդաղորեն վերականգնվում է, այնպես որ, երբ $t>\tau_d$, հաշվիչը կարող է կրկին աշխատել, բայց ավելի փոքր ամպլիտուդայով: Որոշակի ժամանակ հետո -τ_R հաշվիչը ամբողջովին վերականգնվում է, և նախնական պայմանները կրկնվում են:

Զգայուն ժամանակը -τ_S շատ կարևոր է իմպուլսային ռեժիմում աշխատող դետեկտորների համար: Սա այն ժամանակն է, որի

ընթացքում մասնիկը կարող է գրանցվել անկախ այն բանից, թե այդ դեպքը կորելացվա՞ծ է տրիգերի (նշազտիչ) հետ, թե՞ ոչ: Եթե, օրինակ, արագացուցչային փորձում, դետեկտորը աշխատում է տրիգերով (նշազտիչով), որն առաջանում է փնջի և թիրախի փոխազդեցությունից, և ունի որոշակի ժամանակային տևողություն, ապա այդ ընթացքում պատահական տիեզերական մյուոնի անցումը դետեկտորով նույպես կգրանցվի, քանի որ դետեկտորը զգայուն վիճակում չի տարբերում անհրաժեշտ դեպքը պատահականից (ամբողջ զգայուն ժամանակի τ_S ընթացքում):



Նկ. 2.4. Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչում մեռյալ ժամանակի և վերականգնման ժամանակի բնորոշումը:

Ընթերցման ժամանակը, դա այն ժամանակն է որը անհրաժեշտ է դեպքի էլեկտրոնային ընթերցման և էլեկտրոնային հիշողության մեջ գրանցելու համար: Ոչ էլեկտրոնային գրանցման ժամանակ (օրինակ, ժապավեն), ընթերցման ժամանակը կարող է լինել բավականաչափ երկար: Ընթերցման ժամանակի հետ անմիջապես առնչվում է կրկնման ժամանակը, դա այն մինիմում ժամանակն է, որը պետք է անցնի երկրորդ անհրաժեշտ դեպքը գրանցելու համար, այնպես որ նրանք ամբողջովին տարբերելի լինեն: Կրկնման ժամանակի տևողությունը որոշվում է կիրառվող դետեկտորով, ընթերցման ժամանակ և գրանցման ժամանակ շղթայի ամենադանդաղ տարրով:

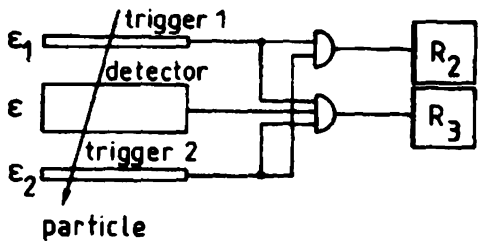
Դետեկտորի հիշելու ժամանակը, դա մասնիկի անցնելու պահից մինչև տրիգերի (նշազտիչ) ստեղծման պահը այն մաքսիմում թույլատրելի ժամանակի հապաղումն է, որը դեռևս ապահովում է 50% էֆեկտիվություն:

Վերևում բերված ժամանակային լուծողականությունը բնութագրվում է այն մինիմում ժամանակով, երբ դեռևս երկու դեպքեր կարող են բաժանվել: Այս ձևակերպումը բավականին նման է կրկնման ժամանակին, միակ տարբերությունը այն է, որ ժամանակային

լուծողականությունը վերաբերվում է միայն տվյալ դետեկտորին, այն դեպքում, երբ կրկնման ժամանակը ամբողջ գրանցման շղթային: Օրինակ՝ դետեկտորի ժամանակային լուծողականությունը կարող է լինել շատ կարճ, բայց փորձի ընդհանուր տեմպը կարող է կորել ընթերցման ժամանակի դանդաղության պատճառով: Ժամանակային լուծողականությունը օգտագործվում է նաև պարզելու համար այն ժամանակային ճշտությունները, որոնք հասանելի են մասնիկի գրանցման ժամանակ: Առանձին դեպքի համար ժամանակային լուծողականության այսպիսի սահմանումը հիմնականում որոշվում է ազդանշանի աճի ֆլուկտուացիաներով:

Դետեկտորի ամենակարևոր հատկությունը դա նրա գրանցման էֆեկտիվությունն է, որը այն բանի հավանականությունն է, որ դետեկտորով անցած մասնիկը գրանցվել է նրա կողմից: ε էֆեկտիվությունը կարող է զգալիորեն տարբերվել տարբեր մասնիկների և դետեկտորների համար: Օրինակ՝ գազային հաշվիչներում γ ճառագայթները գրանցվում են մի քանի տոկոս էֆեկտիվությամբ, այն դեպքում, երբ լիցքավորված մասնիկների գրանցման էֆեկտիվությունը նույն դետեկտորներում մոտենում է 100%-ի: Նեյտրոնները կարող են գրանցվել շատ ավելի ցածր հավանականությամբ (ՄէՎ-անոց նեյտրոնների համար էֆեկտիվությունը -10^{-18}-է, բավականին մասիվ դետեկտորներում):

Դետեկտորների էֆեկտիվությունը կարելի է չափել բավականին պարզ փորձով (նկ. 2.5): Անհայտ էֆեկտիվությամբ (ε) դետեկտորը տեղադրվում է, (ε_1) և (ε_2) էֆեկտիվությամբ, երկու հաշվիչների արանքում: Մենք պետք է համոզված լինենք, որ այդ դետեկտորներով անցնող մասնիկը անցնում է նաև հետազոտվող դետեկտորով: Այս դեպքում, այդ դետեկտորները ստեղծում են տրիգերային (նշազտիչային) ազդանշան երկակի համընկման սխեմայում:



Նկ. 2.5. Դետեկտորի էֆեկտիվությունը որոշող պարզ գիտափորձ:

Երկակի համընկնման տեմպը որոշվում է $R_2 = \varepsilon_1\varepsilon_2 N$ մեծությամբ, որտեղ N-ը դետեկտորների խմբով անցնող մասնիկների քանակն է: Եռակի համընկման դեպքերի տեմպը, համապատասխանաբար, հավասար է $R_3 = \varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3 N$ և հետազոտվող դետեկտորի էֆեկտիվության համար կարելի է գրել

$$\varepsilon = \frac{R_3}{R_2} = \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3 N}{\varepsilon_1\varepsilon_2 N} \qquad 2.13$$

Եթե անհրաժեշտ է գտնել էֆեկտիվության չափման սխալը, ապա պետք է հիշել, որ R_2 և R_3 դեպքերը կորելացված են և պետք է օգտագործել Բեռնուլիի բանաձևը: Հետևաբար, եռակի համընկնման տեմպի բացարձակ սխալը կներկայացվի (տե՛ս 2.11 հավասարումը) հետևյալ տեսքով՝

$$\sigma_{R_3} = \sqrt{R_2 \cdot \varepsilon \cdot (1-\varepsilon)} \qquad 2.14$$

իսկ հարաբերական սխալը բերված R_2 տրիգերների (նշազտիչների) քանակի համար հավասար կլինի՝

$$\frac{\sigma_{R_3}}{R_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{R_2}} \qquad 2.15$$

Եթե էֆեկտիվությունը փոքր է ($R_3 << R_2$,$\varepsilon << 1$), 2.14 հավասարումը կտա՝

$$\sigma_{R_3} = \sqrt{R_3} \qquad 2.16$$

Բարձր էֆեկտիվության դեպքում ($R_3 \approx R_2$ $1-\varepsilon << 1, \varepsilon \approx 1$) սխալը կլինի՝

$$\sigma_{R_3} = \sqrt{R_2 - R_3} \qquad 2.17$$

Այս դեպքում, որպես մոտավորություն, կարելի է օգտագործել Պուասոնի բաշխման սխալի բանաձևը:

Դետեկտորի էֆեկտիվությունը, սովորաբար, կախված է դետեկտորի զգայուն ծավալով մասնիկի անցման տեղից (համասեռություն), ինչպես նաև անկման անկյունից (իզոտրոպություն):

Մի շարք դեպքերում անհրաժեշտ է, որ դետեկտորը իրարից զանազանի միաժամանակ ընկնող մասնիկները: Այդ պատճառով կարևոր է նաև բազմամասնիկ գրանցման էֆեկտիվությունը: Բազմամասնիկ գրանցման էֆեկտիվությունը կարելի է սահմանել որպես մի հավանականություն, որի դեպքում ճշգրիտ N մասնիկ է գրանցվում N մասնիկի միաժամանակ անցնելու դեպքում: Այս ձևով որոշված բազմահետք էֆեկտիվությունը, օրինակ, կայծային խցիկի համար (տե՛ս 4.15), շատ արագ ընկնում է կախված N-ից, այն դեպքում, երբ

սցինտիլյացիոն հաշվիչների համար այն միայն շատ քիչ է փոխվում կախված N-ից:

Ուղղորդային խցերում բազմամասնիկ գրանցման էֆեկտիվության վրա (տե՛ս 4.7) կարող է ազդել նաև ընթերցելու ձևը, այն դեպքում, երբ առաջադրված է մեկ հետագիծ կառուցելու խնդիր այն այլ է, քան բազմակի հետագծերի կառուցման խնդրի դեպքում:

ՌԱԴԻԱՑԻՈՆ ՉԱՓՄԱՆ ՄԻԱՎՈՐՆԵՐԸ

Դետեկտորի վրա չափումների և ստուգումների մեծ մասը կատարվում են ռադիոակտիվ աղբյուրների օգնությամբ: Օգտակար է իմանալ ռադիացիոն չափման միավորները, ինչպես նաև ռադիացիայից առաջացած կենսաբանական էֆեկտները /65,105-119/: Ենթադրենք, ունենք որևէ ռադիոակտիվ տարրի N_0 միջուկ: Ժամանակի ընթացքում ռադիոակտիվ միջուկների թիվը տրոհման հետևանքով փոքրանում է հետևյալ օրենքով՝

$$N = N_0 e^{-t/\tau} \qquad 3.1$$

որտեղ τ-ն տվյալ իզոտոպի կյանքի տևողությունն է: Պետք է տարբերել կյանքի տևողությունը կիսատրոհման $T_{1/2}$ ժամանակից: Կիսատրոհման ժամանակը կարելի է հաշվել (3.1) օրենքով, ընդունելով t=T/2

$$N_{(t=T_{1/2})} = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-T_{1/2}/\tau} \qquad 3.2$$

$$T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2 \qquad 3.3$$

Ռադիոակտիվ տարրի տրոհման հաստատունը հավասար է՝

$$\lambda = 1/\tau = \ln 2/T_{1/2} \qquad 3.4$$

Ռադիոակտիվ աղբյուրի ակտիվությունը, դա մեկ վայրկյանում տրոհումների քանակն է՝

$$A = -\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau} N = \lambda N \qquad 3.5$$

Ակտիվության միավորը Բեկերելն է: 1 Բեկերելը (Բկ), դա մեկ տրոհումն է մեկ վայրկյանում (պետք է հիշել, որ 1/վ չափողականությունը արդեն գոյություն ունի՝ դա հերցն է, բայց հերցը հիմնականում օգտագործվում է պարբերական երևույթների համար, մինչդեռ Բեկերելը օգտագործվում է վիճակագրական երևույթների համար): Բեկերել միավորը փոխարինում է ավելի վաղ միավորին՝ Կյուրիին (Կյ): Պատմականորեն ընդունված է, որ 1 Կյուրին դա մեկ գրամ ռադիումի ակտիվությունն է

1 Կյուրին=3.7 10^{10} Բկ կամ 3.6

1 Բկ=27 10^{-12} , Կյ=27 պԿյ: 3.7

1 Բեկերելը ակտիվության շատ փոքր միավոր է:

Բեկերելով արտահայտված ակտիվությունը շատ քիչ բան է ասում հնարավոր կենսաբանական ազդեցությունների մասին: Դրա համար օգտագործվում է ռադիոակտիվ աղբյուրի միավոր զանգվածում թողած էներգիան: Էներգետիկ դոզան (միավոր զանգվածի կողմից կլանված էներգիան)՝

$$D = \frac{1}{\rho}\frac{dW}{dV} \qquad 3.8$$

(dW կլանված էներգիան է, ρ-ն խտությունը, dV-ն միավոր ծավալը), չափվում է Գրեյներով (1Գր=1ջ/կգ):

CGS համակարգում հին միավորը *ռադ* (rentgen absorbed dose, 1 *ռադ* =100 էրգ/գ), կապված է Գրեյի հետ 1Գր=100 *ռադ* առնչությամբ:

Գր և ռադ. միավորները նկարագրում են միայն ֆիզիկական կլանված էներգիան, և հաշվի չեն առնում կենսաբանական էֆեկտը: Քանի որ նույն կլանված էներգիայի համար α,β,γ և նեյտրոնային աղբյուրները ունեն տարբեր կենսաբանական էֆեկտներ, ապա մտցվում է հարաբերական կենսաբանական էֆեկտիվություն (ՀԿԷ) մեծության գաղափարը: γ կամ ռենտգենյան ճառագայթների էներգետիկ դոզան՝ D_γ ընդունվում է որպես հիմք: Կամայական աղբյուրը, որի էներգետիկ դոզան թողնում է նույն կենսաբանական էֆեկտը ինչպիսին D_γ , կարելի է հաշվել հետևյալ բանաձևով՝

$$D_\gamma = RBE \cdot D: \qquad 3.10$$

էներգետիկ դոզան (D) բազմապատկած ՀԿԷ գործակցով կոչվում է համարժեք դոզա և չափվում է այլ միավորով, չնայած որ ՀԿԷ-ն միավոր չունի: Համարժեք դոզայի միավորը Զիվերտն է (զվ)

$$H[Sv] = RBE \cdot D[Gy] \qquad 3.11$$

CGS համակարգի հին միավորը (H (*ռմհ* (rem))=ՀԿԷ*D(*ռադ*)), որտեղ *ռմհ* (rem)=ռենտգեն-մարդ համարժեքն է (Rentgen equivalent man)), և *զվ*-ի հետ կապված է

1Զվ=100 rem: 3.12

Որոշ ՀԿԷ մեծություններ բերված են 3.1 աղյուսակում:

Աղյուսակ 3.1. Տարբեր ճառագայթումների հարաբերական կենսաբանական էֆեկտիվության (ՀԿէ) արժեքները.

Ճառագայթման տեսակը	ՀԿէ արժեքը
α	20
β	1
γ	1
ռենտգենյան ճառագայթներ	1
ջերմային նեյտրոններ	3
արագ նեյտրոններ	10
պրոտոններ	10
ծանր հետիարվածի միջուկներ	20

Պետք է նշել, որ կենսաբանական էֆեկտը կախված է նաև ուրիշ գործոններից, օրինակ՝ այն ժամանակից, որի ընթացքում տվյալ դոզան կլանվել է, ճառագայթման էներգետիկ սպեկտրից, կամ՝ երբ է ճառագայթված անհատը ընդունել համապատասխան բուժում: Այս դեպքերում ՀԿէ-ն փոխարինվում է ավելի հասկանալի q՝ որակի ֆակտորով, որով պետք է բազմապատկել կլանված D դոզան, համարժեք H դոզան ստանալու համար:

Այս միավորներից բացի օգտագործվում է նաև ռենտգենը, որը կապված է ռադիացիայի հետևանքով ծնված լիցքերի քանակի հետ: 1ռենտգենը դա այն ռադիացիոն դոզան է, որի դեպքում γ կամ ռենտգենյան ճառագայթները 1 սմ^3 նորմալ պայմաններում գտնվող օդում առաջացնում են 1 CGSE միավոր լիցք: էլեկտրոնի լիցքը հավասար է 1.6 10^{-19} Կ կամ 4.8 10^{-10} CGSE միավորի: Եթե 1 CGSE միավոր լիցք է առաջացել, ապա 1 սմ^3 – ում ծնված էլեկտրոնների քանակը կլինի՝

$$N = \frac{1}{4.8 \cdot 10^{-10}} = 2.08 \cdot 10^{9} \qquad 3.13$$

Որպեսզի ռենտգենը վերածենք SI համակարգի Կ/կգ միավորի, անհրաժեշտ է՝

$$1R = \frac{N \cdot q_e[C]}{m_{air}(1cm^3)[kg]} = \frac{1esu}{m_{air}(1cm^3)[kg]}, \qquad 3.14$$

որտեղ q_e -ն էլեկտրոնի լիցքն է Կ-ներով, $m_{air}(1cm^3)$-ն օդի զանգվածն է, հետևաբար՝

$$1R = 2.59 \cdot 10^{-4} C / kg_{air} \qquad 3.15$$

Որպեսզի ռենտգենը վերածենք էներգետիկ դոզաների, պետք է հիշենք, որ մեկ էլեկտրոն-իոն զույգի ծնումը օդում պահանջում է W=34 էվ էներգիա

$$1R = N\frac{W}{m_{air}} = 0.88 \text{ ռադ}: \qquad 3.16$$

Այս աբստրակտ մեծությունները հասկանալու համար օգտակար է գնահատել շրջապատող միջավայրից ստացվող ռադիացիայի մասշտաբը:

Մարդու մարմնի ռադիոակտիվությունը հավասար է ≈7500 Բկ (ցույց է տալիս Բկ-ի փոքր լինելը), որը հիմնականում պայմանավորված է ^{14}C և կալիումի ^{40}K իզոտոպներով: Միջին ռադիոակտիվ բեռնվածությունը (դոզան) ծովի մակարդակի վրա տիեզերական ճառագայթներից ~0.3մզվ/տարի է, երկրային աղբյուրներից՝ ~0.5մզվ/տարի և ռադիոիզոտոպների ներկլլումից՝ շնչառությամբ 1.1մզվ/տարի, ուտելիքից՝ 0.3մզվ/տարի, բոլորն էլ նույն կարգի են, ինչպես նաև քաղաքակրթության զարգացման հետ կապված ռենտգենային հետազոտությունները և միջուկային բժշկությունը, որոնց դոզան ≈0.8 մզվ/տարի է: Մեկ շնչին ընկնող լրիվ տարեկան դոզան հետևաբար ~3մզվ է:

Բնական ռադիոակտիվ բեռնվածությունը, իհարկե, կապված է ապրելու տեղից և կարող է մոտ երկու անգամ տարբերվել կախված բնակության վայրից: Քաղաքակրթության հետ կապված ռադիացիոն բեռնվածությունը կարող է շեշտակի տարբերվել անհատից անհատ: Բերված բարձր միջին արժեքը կարող է մի խումբ մարդկանց ստացած շատ մեծ դոզաների միջինացման հետևանքը լինել: Առավելագույն՝ դեռևս անվտանգ դոզան, այն մարդկանց համար, ովքեր աշխատում են վերահսկվող օբյեկտներում, - հավասար է 50մզվ/տարի=5rem/տարի: Ամբողջ մարմնի համար մահացու դոզան (50% մահացություն, 30 օրում, առանց բժշկական օգնության) հավասար է 4զվ=400rem:

3.2 աղյուսակում բերված են որոշ α,β,γ ճառագայթիչներ, որոնք հաճախակի օգտագործվում են դետեկտորների ստուգման համար (β աղբյուրների համար տրված են անընդհատ սպեկտրի մաքսիմալ էներգիան, EC նշանակում է k մակարդակից էլեկտրոնի զավթում):

Գազային դետեկտորների համար հաճախ օգտագործվում է ^{55}Fe ռադիոակտիվ աղբյուրը: ^{55}Fe միջուկները էլեկտրոն են զավթում k մակարդակից, ճառագայթելով 5.89 կէՎ մագնեզիումի բնութագրական γ ճառագայթներ: Այդ աղբյուրներից հնարավոր չէ կազմավորել նշազտիչային ազդանշան: Եթե անհրաժեշտ է ստուգել

դետեկտորը օգտագործելով նշագտիչ, ապա պետք է փնտրել հնարավոր մաքսիմում էներգիայով էլեկտրոնային աղբյուր: Էներգետիկ էլեկտրոնները ունեն բավականաչափ վազքի երկարություն, որպեսզի հատեն դետեկտորը և գրանցվեն նաև նշագտիչային հաշվիչում: ^{90}Y, որը ծնվում է ^{90}Sr աղբյուրում, ունի 2.28ՄէՎ մաքսիմում էներգիա (համապատասխանում է ≈4մմ ալյումինիումին):

Sr/Y ռադիոակտիվ աղբյուրն ունի այն առավելությունը, որ γ ճառագայթներ գրեթե չի արձակում, որոնց էկրանավորումը դժվար կլիներ: Եթե պետք է ավելի բարձր էներգիայի էլեկտրոններ, ապա կարելի է օգտագործել ^{106}Rh աղբյուրը, որը ^{106}Ru իզոտոպի դուստր տարրն է: Էլեկտրոններն այս աղբյուրից ունեն 3.54 *ՄէՎ* էներգիա, մոտ ~6.5 մմ ալյումինիումին համապատասխանող վազքի երկարություն: EC ճառագայթիչ ^{207}Bi աղբյուրը ունի մոնոէներգետիկ էլեկտրոններ և օգտագործվում է ինչպես էներգիայի տրամաչափման, այնպես էլ դետեկտորի էներգետիկ լուծողականության չափման համար:

Կոնվերսիոն էլեկտրոնները ծնվում են, k մակարդակից էլեկտրոնի զավթման ժամանակ առաջացած, գրգռված միջուկի ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$) փոխարկման հետևանքով: Այս դիսկրետ գրգռման էներգիան կարող է ուղղակիորեն փոխանցվել ատոմային մակարդակի էլեկտրոնին (կոնվերսիոն էլեկտրոն):

Եթե ավելի բարձր էներգիաների մասնիկներ են անհրաժեշտ, ապա կարելի է օգտագործել արագացուցիչների տեստային փնջերը կամ տիեզերական մյուոնները:

Տիեզերական մյուոնների հոսքը ծովի մակերևույթի հորիզոնական հարթության վրա մոտավորապես հավասար է 1/սմ^2 րոպեում:

1 մարմնային անկյան մեջ ընկնող՝ համարյա ուղղաձիգ մյուոնների հոսքը հորիզոնական հարթության վրա հավասար է 8 10^{-3} սմ$^{-2}$ վ$^{-1}$ ստեռ$^{-1}$ /123/:

Մյուոնների անկյունային բաշխվածությունը մոտավորապես հետևում է $\cos^2\theta$ օրենքին, որտեղ θ-ն՝ ուղղաձիգից հաշված, զենիթային անկյունն է: Ծովի մակարդակի վրա լիցքավորված տիեզերական ճառագայթների 80%-ը մյուոններ են:

Աղյուսակ 3.2. Հաճախակի օգտագործվող ռադիոակտիվ աղբյուրների հավաքածու, իրենց բնութագրական հատկությունների հետ միասին /34,35,120,121,122/:

Ռադիոիզոտոպ	Տրոհման մոդան	$T_{1/2}$	Ճառագայթման էներգիան β,α	γ
$^{22}_{11}Na$	β^+ (89%) EC(11%)	2.6 a	β_1^+ 1.83ՄէՎ(0.05%) β_2^+ 0.54ՄէՎ(90%)	1.28 ՄէՎ
$^{55}_{26}Fe$	EC	2.7 a		Mn X-rays 5.89կէՎ(24%) 6.49կէՎ(2.9%)
$^{57}_{27}Co$	EC	267 d		14կէՎ(10%) 122կէՎ(86%) 136կէՎ(11%)
$^{60}_{27}Co$	β^-	5.27 a	β^- 0.136ՄէՎ(100%)	1.173ՄէՎ(100%) 1.333ՄէՎ(100%)
$^{90}_{38}Sr \rightarrow$ $^{90}_{39}Y$	β^- β^-	28.5 a 64.8 h	β_1^- 0.546ՄէՎ(100%) β_2^- 2.283ՄէՎ(100%)	
$^{106}_{44}Ru \rightarrow$ $^{106}_{45}Rh$	β^- β^-	1.0 a 30 s	β^- 0.039ՄէՎ(100%) β_1^- 3.54ՄէՎ(79%) β_2^- 2.41ՄէՎ(10%) β_3^- 3.05ՄէՎ(8%)	0.512ՄէՎ(21%) 0.62ՄէՎ(11%)
$^{109}_{48}Cd$	EC	1.27 a	մոնոէներգետիկ կոնվերսիոն էլեկտրոն 63կէՎ (41%) 84կէՎ (45%)	88 կէՎ(3.6%) Ag X-rays
$^{137}_{55}Cs$	β^-	30 a	β_1^- 0.514ՄէՎ(94%) β_2^- 1.176ՄէՎ(6%)	0.662 ՄէՎ(85%)
$^{207}_{83}Bi$	EC	32.2 a	մոնոէներգետիկ կոնվերսիոն էլեկտրոն 0.482ՄէՎ(2%) 0.554ՄէՎ(1%) 0.976ՄէՎ(7%) 1.048ՄէՎ(2%)	0.570ՄէՎ(98%) 1.063ՄէՎ(75%) 1.770ՄէՎ(7%)
$^{241}_{95}Am$	α	433 a	α 5.443ՄէՎ(13%) α 5.486ՄէՎ(85%)	60 կէՎ(36%) Np X-rays

ԳԼՈՒԽ IV

ՀԵՏԱԳԾԻ ԵՎ ԻՈՆԻԶԱՑԻԱՅԻ ՉԱՓՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐԸ

Պարտադիր չէ, որ որևէ տեսակի դետեկտորը կատարի միայն մեկ չափում: Օրինակ՝ շերտավորված կալորիմետրը, կարելի է օգտագործել հետագծի չափման համար, մինչդեռ նրա հիմնական նպատակը էներգիայի չափումն է: Կիսահաղորդչային դետեկտորները կարող են ծառայել ավելի բազմազան չափումների համար: Լիթիումով հարստացված գերմանիումի կամ սիլիցիումի հաշվիչները հիմնականում օգտագործվում են ՄէՎ տիրույթում՝ էներգիայի չափման համար: Մյուս կողմից, սիլիցիումային շերտատված հաշվիչները օգտագործվում են որպես լավագույն հետագծային դետեկտորներ /124/:

Այս գլխում, որպես հետագծային և իոնիզացիոն դետեկտորներ, հիմնականում կքննարկվեն գազային դետեկտորները (խցերը): Բազմաթիվ դեպքերում այս խցերը ծառայում են երկու նպատակի՝ իոնիզացիայի չափման և՝ հետագծի վերականգնման համար /5,6/: Մասնավորապես մեկ անոդ ունեցող խցերը հիմնականում չափում են իոնիզացիան, այն դեպքում, երբ բազմանոդ խցերը կարող են չափել ինչպես իոնիզացիան, այնպես էլ տարածական կոորդինատը:

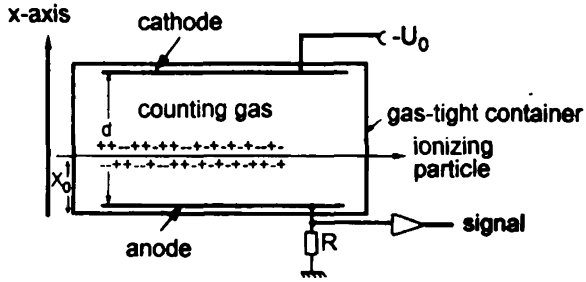
4.1. ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆ ԽՑԵՐ

Իոնիզացիոն խցերը գազային դետեկտորներ են, որոնք չափում են լիցքավորված մասնիկի իոնիզացիոն կորուստները, կամ կլանված ֆոտոնի էներգիան: Դա կատարվում է էլեկտրական դաշտում, իոնիզացիայի հետևանքով առաջացած լիցքակիրների բաժանմամբ, և նրանց անոդի (կամ կատոդի) վրա հավաքմամբ: Այդ բաժանման հետևանքով համապատասխան էլեկտրոդի վրա առաջանում է էլեկտրական ազդանշան: Եթե մասնիկն ամբողջովին կլանվում է իոնիզացիոն խցում, ապա դետեկտորը այս դեպքում չափում է նրա էներգիան /126,127/ :

Պարզագույն դեպքում իոնիզացիոն խցիկը կազմված է զուգահեռ էլեկտրոդների համակարգից: Էլեկտրոդների միջև կիրառված լարումը առաջացնում է համասեռ էլեկտրական դաշտ: Էլեկտրոդների զույգը տեղադրվում է համապատասխան գազային խառնուրդ պարունակող անոթում: Անհրաժեշտ է, որ խառնուրդը չպարունակի ոչ մի էլեկտրոբացասական գազ (կամ նրանց պարունակությունը պետք է նվազագույն լինի):

Սկզբունքորեն, հաշվիչը կարելի է լցնել ինչպես հեղուկ (գազ), այնպես էլ պինդ վիճակի նյութերով (պինդ վիճակի իոնիզացիոն խցիկ): Իոնիզացիոն խցիկի հիմնական հատկությունները չեն փոխվում այն լցվող նյութի վիճակից կախված:

Ենթադրենք, լիցքավորված մասնիկը խցիկ է մտնում էլեկտրոդներին զուգահեռ, անոդից x_0 հեռավորության վրա (տե՛ս նկ. 4.1): Կախված մասնիկի տեսակից և էներգիայից, նա իր ամբողջ հետագծի երկարությամբ առաջացնում է տվյալ գազի համար բնութագրական իոնիզացիա: Իոնիզացիոն խցիկի վրա կիրառված U_0 լարումն ընտրվում է այնպես, որ գազային ուժեղացում տեղի չունենա:



Նկ. 4.1. Հարթ իոնիզացիոն խցի աշխատանքի սկզբունքը:

Խցիկի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը հաստատուն է և հավասար՝

$$\left|\vec{E}\right| = E_x = U_0/d \qquad 4.1$$

Ստորև մենք կենթադրենք, որ հավաքվում է ծնված ամբողջ լիցքը և երկրորդային իոնիզացիոն երևույթներ տեղի չեն ունենում:

Լիցքակիրների ուղղորդը գազում, կոնդենսատորի թիթեղների վրա մակածում է էլեկտրական լիցք: Այդ լիցքի հոսքը, R դիմադրությամբ, ծնում է լարման փոքր ազդանշան, որը կարելի է ուժեղացնել նախաուժեղացուցիչի օգնությամբ և ուղարկել համապատասխան գրանցող համակարգին:

Լիցքային ազդանշանը կարելի է հաջողությամբ չափել ինչպես հոսանքի նկատմամբ զգայուն ուժեղացուցիչներով, այնպես էլ օգտագործելով ինտեգրող համակարգեր (հոսանքի ինտեգրալ):

Ենթադրենք հետագծի x երկարության վրա ծնվել են N զույգ լիցքակիրներ: Իոնիզացիոն խցիկի զուգահեռ էլեկտրոդները հանդիսանում են C ունակությամբ կոնդենսատոր, որը լիցքավորված է U_0 նախնական լարումով: Լիցքակիրների շարժման հետևանքով տեղի է ունենում կոնդենսատորի որոշակի լիցքաթափում: Հետևաբար

$\frac{1}{2}CU_0^2$ նախնական էներգիան փոքրանում է մինչև $\frac{1}{2}CU^2$ հետևելով հետևյալ օրենքին /1,2,63/

$$\frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2}CU_0{}^2 - N\int_{x_0}^{x} qE_x dx \qquad 4.2$$

$$\frac{1}{2}CU^2 - \frac{1}{2}CU_0{}^2 = \frac{1}{2}C(U+U_0)(U-U_0) = -N\cdot q\cdot E_x\cdot(x-x_0) \qquad 4.3$$

Սակայն, լարման անկումը շատ փոքր է, հետևաբար կարելի է օգտագործել $U+U_0=2U_0$ մոտավորությունը և $U-U_0=\Delta U$.
Օգտվելով նաև $E_x=U_0/d$, կարող ենք գտնել ΔU-ն ելնելով (4.3) հավասարումից

$$\Delta U = -\frac{Nq}{Cd}(x-x_0) \qquad 4.4$$

Ազդանշանի լայնությը կախված է արագ շարժվող էլեկտրոնների և դանդաղ շարժվող իոնների ազդանշանների գումարից: Եթե v^+ և v^- իոնների և էլեկտրոնների հաստատուն ուղղորդային արագություններն են, ապա

$$\Delta U^+ = -\frac{Nq}{Cd}v^+\Delta t^+$$

$$\Delta U^- = -\frac{Nq}{Cd}v^-\Delta t^- \qquad 4.5$$

որտեղ Δt^+ և Δt^- համապատասխան ուղղորդային ժամանակներն են: Քանի որ $v^+ \ll v^-$, ապա ազդանշանի լայնությը գծայնորեն կաճի մինչև

$$\Delta U_1 = -\frac{Nq}{Cd}(-x_0)\ , \qquad 4.6$$

(քանի դեռ էլեկտրոնները ուղղորդվում են դեպի x=0 տեղակայված անոդ), որից հետո կաճի ավելի դանդաղ, որը իոնների շարժման հետևանքն է

$$\Delta U_2 = -\frac{Nq}{Cd}(d-x_0) \qquad 4.7$$

Հետևաբար լրիվ ազդանշանի լայնությը հավասար է

$$\Delta U = \Delta U_1 + \Delta U_2 = -\frac{Nq}{Cd}x_0 - \frac{Nq}{Cd}(d-x_0), \qquad 4.8$$

և քանի որ q=e, ապա

$$\Delta U = -\frac{Ne}{C} \qquad 4.9$$

Այս արդյունքը կարելի է ստանալ նաև կոնդենսատորի լիցքի հավասարումից,

$$\Delta Q = -Ne = C\Delta U,$$

որը նշանակում է, որ անկախ իոնիզացիոն խցիկի կառուցվածքից, կոնդենսատորի Q լիցքը փոքրանում է ΔQ-ով իոնիզացիայի լիցքի հավաքման հետևանքով, որը բերում է ΔU=ΔQ/C ազդանշանի առաջացման:

Այս դատողությունները ճիշտ են միայն այն դեպքում, երբ R դիմադրությունն անվերջ մեծ է, կամ ավելի ճիշտ, երբ՝

$$RC \gg \Delta t^-, \Delta t^+ \qquad 4.10$$

Գործնականում RC-ն սովորաբար մեծ է Δt , բայց փոքր է քան Δt^+: Այս դեպքում /2/

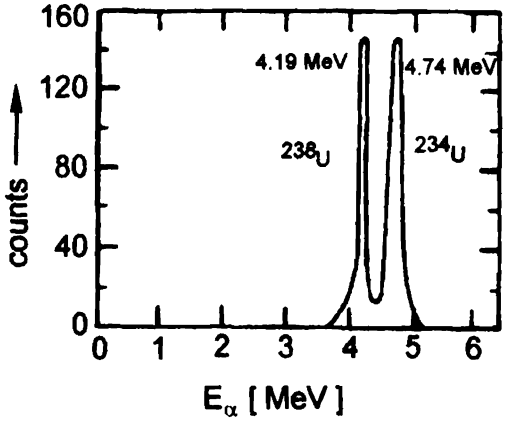
$$\Delta U = -\frac{Nq}{Cd}x_0 - \frac{Nq}{d}v^+R(1-e^{-\Delta t^+/RC}), \qquad 4.11$$

որը բերում է (4.9) հավասարման, երբ $RC \gg \Delta t^+ = (d-x_0)/v^+$

500 վ/սմ դաշտի լարվածության և 5 սմ/*մկվ* ուղղորդային արագության դեպքում, էլեկտրոնների կուտակման ժամանակը 10սմ ուղղորդային ճանապարհի համար հավասար է 2մկվ այն դեպքում, երբ իոնների կուտակման ժամանակը հավասար է 2մվ: Եթե ժամանակի հաստատունը RC>>2մվ-ից, ապա ազդանշանի լայնությունը կախված չէ x_0-ից:

Բազմաթիվ դեպքերում դա շատ երկար ժամանակ է: Եթե որևէ մեկը փորձի չափել միայն էլեկտրոններից առաջացած ազդանշանը, ապա այն կլինի ոչ միայն փոքր, այլ կախված կլինի իոնիզացիայի առաջացման տեղից (տե՛ս 4.6 հավասարումը): Այս թերությունը կարելի է վերացնել անոդի և կատոդի արանքում լրացուցիչ ցանց տեղադրելով (Ֆրիշի ցանց): Եթե լիցքավորված մասնիկը իոնիզացիոն հետք է թողնում ցանցի և կատոդի միջև ընկած համեմատաբար մեծ ծավալում, ապա լիցքակիրները սկզբում ուղղորդվում են կատոդ-ցանց, անոդից էկրանավորված տարածությունում: Եվ միայն այն դեպքում, երբ էլեկտրոնները անցնում են ցանցից, անոդային R դիմադրության վրա սկսվում է ազդանշանի աճը: Իոնների շարժումը R դիմադրության վրա ոչ մի ազդանշան չի առաջացնում ցանցի

էկրանացման հետևանքով: Հետևաբար Ֆրիշի ցանցով իոնիզացիոն խցիկը չափում է միայն էլեկտրոնների ազդանշանը, որը անկախ է իոնիզացիայի ծնման տեղից, քանի դեռ այն տեղի է ունենում ցանցի և կատոդի միջև:



Նկ. 4.2. $^{234}U/^{238}U$ իզոտոպների խառնուրդի ճառագայթած α մասնիկների լայնույթային սպեկտրը, ստացված Ֆրիշի ցանցով իոնիզացիոն խցում /2/:

Նկ. 4.2-ում ցույց է տրված Ֆրիշի ցանցով իոնիզացիոն խցիկի ազդանշանի տեսքը ^{234}U և ^{238}U ռադիոիզոտոպներից թռչող α մասնիկների համար /2/: ^{234}U ճառագայթում է 4.77 Մէվ (72%) և 4.72 Մէվ (28%) էներգիայով α մասնիկներ, իսկ ^{238}U-ը ճառագայթում է 4.19 Մէվ էներգիայով α մասնիկներ: Չնայած ^{234}U իզոտոպի երկու էներգիաները իրարից չեն բաժանվում մոտ հարևանության պատճառով, սակայն կարելի է հասնել ուրանի երկու իզոտոպների շատ հստակ բաժանման:

Իոնիզացիոն խցերը կարող են օգտագործվել նաև մեծ լիցք ունեցող մասնիկների սպեկտրոսկոպիայում, քանի որ այս դեպքում, նրանց թողած էներգիան հիմնականում շատ ավելի մեծ է, քան միավոր լիցքով մինիմում իոնիզացնող մասնիկի թողած էներգիան

Բացի հարթ իոնիզացիոն խցերից օգտագործում են նաև գլանային իոնիզացիոն խցեր: Գլանաձև կառուցվածքը հանգեցնում է նրան, որ էլեկտրական դաշտը այս դեպքում այլևս հաստատուն չէ: Լարման բաշխումը գլանաձև իոնիզացիոն խցիկում կարելի է ստանալ Լապլասի հավասարումից՝

$$\Delta V=0 : \qquad 4.12$$

Գլանային կոորդինատային համակարգում, որը շատ հարմար է այս խնդրի համար, Լապլասի հավասարումը ներկայացվում է որպես՝

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2}=0 \qquad 4.13$$

z առանցքը ուղղված է անոդային լարի երկարությամբ, φ-ն ազիմուտային անկյունն է: Եթե անտեսենք եզրային էֆեկտները (լարի ծայրերում), ապա 4.13 հավասարումը ազիմուտալ համաչափության հետևանքով կպարզեցվի հետևյալ տեսքի՝

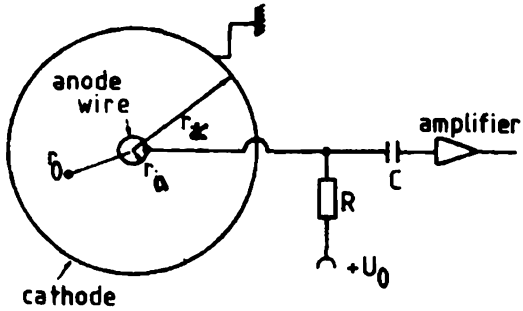
$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V}{\partial r}\right)=0: \qquad 4.14$$

Ինտեգրելով այս հավասարումը և օգտագործելով $r=r_k$, $V=0$ և $r=r_a$, $U=U_0$ եզրային պայմանները (r_k գլանաձև կատոդի շառավիղն է, r_a անոդային լարի շառավիղն է, տե՛ս նկ. 4.3) կստանանք՝

$$V=\frac{U_0 \ln r/r_k}{\ln r_a/r_k} \qquad 4.15$$

Օգտվելով $\vec{E}(r)=-gradV$ հավասարումից, կստանանք դաշտի լարվածությունը գլանաձև իոնիզացիոն խցիկի համար: Նկատելի է որ դաշտը աճում է անոդի մոտակայքում 1/r օրենքով՝

$$\left|\vec{E}(r)\right|=\frac{U_0}{r\ln r_a/r_k} \qquad 4.16$$



Նկ. 4.3. Գլանաձև իոնիզացիոն խցի աշխատանքի սկզբունքը:

Դաշտի լարվածությունից կախված ուղղորդային արագությունը այլևս հաստատուն չէ: Էլեկտրոնների ուղղորդային ժամանակը կարելի է գտնել

$$\Delta t^- = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{v^-(r)} \qquad \text{բանաձևով,} \qquad 4.17$$

որտեղ r_0 անոդային լարից հաշված իոնիզացիայի ծնման տեղն է (օրինակ, ռենտգենյան քվանտի կլանման տեղը):
Ուղղորդային արագությունը կարելի է ներկայացնել շարժունակությամբ $\mu(\overrightarrow{v^-} = \mu^- \vec{E})$, որը այս դեպքում կբերի (այն մոտավորությամբ, որ μ - ն կախված չէ $\vec{E}$-ից)

$$\Delta t^- = -\int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\mu^- \cdot E} = -\int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{\mu^- U_0} r \ln {r_k}/{r_a} = \frac{\ln {r_k}/{r_a}}{2\mu^- \cdot U_0}(r_0^2 - r_a^2) \qquad 4.18$$

Գործնականում շարժունակությունը կախված է դաշտի լարվածությունից, այնպես որ ուղղորդային արագությունը գծային ֆունկցիա չէ դաշտի լարվածությունից, այդ պատճառով (4.18) հավասարումը միայն որոշակի մոտավորություն է:

Համապատասխան ազդանշանի լայնույթը կարելի է հաշվել (4.2) հավասարման եղանակով, օգտվելով՝

$$\frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2}CU_0^{\,2} - N\int_{r_0}^{r_i} q \frac{U_0}{r \ln {r_a}/{r_i}} dr \qquad 4.19$$

կստանանք՝

$$\Delta U^- = -\frac{Ne}{C} \cdot \frac{\ln {r_0}/{r_i}}{\ln {r_a}/{r_i}} \qquad 4.20$$

որտեղ q=-e էլեկտրոնի լիցքն է, իսկ C դետեկտորի էլեկտրունակությունը: Հեշտ է նկատել, որ այս դեպքում ազդանշանի լայնույթը միայն լոգարիթմական ձևով է կախված իոնիզացիայի ծնման տեղից:

Դրական իոնների շարժումից առաջացած ազդանշանի մեծությունը համապատասխանաբար հավասար է

$$\Delta U^{+} = -\frac{Ne}{C} \cdot \frac{\ln r_a/r_0}{\ln r_a/r_i} \qquad 4.21$$

Դրական իոնների և էլեկտրոնների առաջ բերած ազդանշանների մեծությունների հարաբերությունը բերում է՝

$$\frac{\Delta U^{+}}{\Delta U^{-}} = \frac{\ln r_a/r_0}{\ln r_0/r_i} \qquad 4.22$$

Ենթադրելով, որ իոնիզացիան ծնվում է անոդային լարից $r_a/2$ հեռավորության վրա, կստանանք՝

$$\frac{\Delta U^{+}}{\Delta U^{-}} = \frac{\ln 2}{\ln r_a/2r_i} \qquad 4.23$$

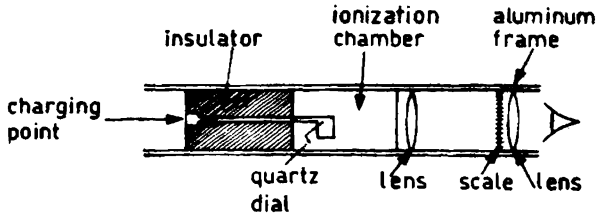
Քանի որ $r_k >> r_a$, ապա $\Delta U^{+} < \Delta U^{-}$, այսինքն բոլոր գործնական դեպքերում (խցիկի համասեռ ճառագայթման դեպքում), գլանաձև իոնիզացիոն խցիկի ազդանշանի մեծ մասը ստացվում է էլեկտրոնների շարժումից: Խցիկի բնութագրական չափերի համար r_a=1սմ և r_i=15 մկմ, կունենանք՝

$$\frac{\Delta U^{+}}{\Delta U^{-}} = 0.12:$$

Համապատասխան գազային խառնուրդով լցված իոնիզացիոն խցիկը (օրինակ, 80% Ar, 20% CF_4) կարող է ապահովել բավականին արագ ազդանշան (ազդանշանի տևողությունը 35 նվ); Խցի երկարությունը կարող է լինել բավականին մեծ: Այսպես, ՍԼԱԿ-ում կաբելի տեսքով գործում է 3500 մ երկարությամբ գազային դիէլեկտրիկով լցված իոնիզացիոն խցիկ, որը ծառայում է որպես փնջի կորստի ազդանշանային դետեկտոր:

Ռադիացիոն պաշտպանության նպատակով, անձնակազմի ռադիացիոն դոզան չափելու համար, հաճախ օգտագործվում են իոնիզացիոն խցեր հոսանքի չափման ռեժիմում (ի տարբերություն լարման ազդանշանի մոդայի): Այդ իոնիզացիոն խցերը սովորաբար օդ պարունակող գլանաձև ունակություններ են: Կոնդենսատորը լիցքավորվում է նախնական U_0 լարումով: Իոնիզացիայի հաշվին առաջացած լիցքակիրները հավաքվում են համապատասխան էլեկտրոդների վրա, առաջացնելով լարման անկում: Լարման անկումով կարելի է չափել կլանված դոզան: Ուղղակի ընթերցվող գրպանային

դոզիմետրերը (նկ.4.4) հագեցված են էլեկտրոմետրերով: Ամեն անգամ լիցքաթափման չափը կարելի է ընթերցել, օգտվելով սարքի վրա տեղադրված օպտիկական համակարգից:



Նկ. 4.4. Իոնիզացիոն գրպանային դոզիմետրի կառուցվածքը:

4.2. ՀԱՄԵՄԱՏԱԿԱՆ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

Իոնիզացիոն խցերում բացակայում է գազային ուժեղացումը, այսինքն ծնված լիցքակիրների քանակը կուտակման ընթացքում չի աճում: Ընկնող մասնիկի առաջացրած սկզբնական իոնիզացիան հավաքվում է միայն համապատասխան էլեկտրոդի վրա: Սակայն, եթե գլանաձև խցիկում օգտագործվում է փոքր տրամագծի անոդային լար կամ ուժեղացվում է էլեկտրական դաշտի լարվածությունը, օգտագործելով բարձր անոդային լարում, ապա անոդային լարի անմիջական շրջակայքում 1/r կախվածության շնորհիվ, ուղղորդվող էլեկտրոնները հասնում են բարձր լարվածության էլեկտրական դաշտի: Եթե էլեկտրոնը, երկու հարվածների միջև, դաշտից ստանում է բավականաչափ քանակությամբ էներգիա, ապա այն կարող է իր հերթին դառնալ իոնիզացիայի աղբյուր և որպես հետևանք ավելացնել լիցքակիրների քանակը /131-135/: Երկու հարվածների միջև էներգիայի աճը հավասար է՝

$$\Delta E_{kin} = -e\int_{r_1}^{r_2}\vec{E}(r)d\vec{r} = \frac{eU_0}{\ln r_k/r_a}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r} = \frac{eU_0}{\ln r_k/r_a}\cdot\ln r_2/r_1$$

4.24

Եթե ΔE_{kin} մեծ է քան գազի իոնիզացիոն էներգիան, ապա կարող է զարգանալ էլեկտրոնային հեղեղ: Երկրորդային էլեկտրոնները կրկին շարժվելով ուժեղ էլեկտրական դաշտում բազմանում են հեղեղի ձևով: Ազդանշանի լայնությունը աճում է գազի ուժեղացման գործակցով (տե՛ս 4.9 հավասարումը), բերելով՝

$$\Delta U = -\frac{eN}{C} \cdot A: \qquad 4.25$$

Գազային խառնուրդներում գոյություն ունեցող Պեննինգի էֆեկտի հետևանքով /104/, նախնական լիցքակիրների քանակը կարող է աճել դաշտի որոշակի լարվածության դեպքում: Պեննինգի էֆեկտը առաջանում է, երբ խառնուրդ կազմող գազերից մեկի մետաստաբիլ գրգռման մակարդակը (օրինակ, Ne, $U_{գրգռ}$=16.53 էՎ) ավելի բարձր է, քան մյուս գազի իոնիզացիայի էներգիան (օրինակ, Ar, $U_{իոն}$=15.7 էՎ): Հետևաբար գրգռված նեոնի ատոմը կարող է հարվածի ընթացքում իոնիզացնել Ar ատոմին:

$$Ne^{*}+Ar \rightarrow Ar^{+}+e^{-}+Ne: \qquad 4.26$$

Այս ռեակցիայի կտրվածքը 10^{-16} սմ^2 կարգի է:

Պեննինգի էֆեկտը չեզոք և մոլեկուլային գազերի խառնուրդի դեպքում տեղի ունի մշտապես: Դա հետևանք է այն բանի, որ մոլեկուլյար գազերի իոնիզացիայի էներգիան միշտ ավելի փոքր է, քան չեզոք գազերի գրգռման էներգիան: Սակայն պետք է հիշել, որ բարդ մոլեկուլյար գազերում գոյություն ունի անցանկալի էֆեկտ նույնպես, որը հետևանք է պտտական և տատանողական էներգետիկ մակարդակների գրգռման, և որը չի ուղեկցվում լիցքակիրների ծնումով:

Հաշվիչի համեմատական ռեժիմում աշխատելու տիրույթը, դա այն տիրույթն է, որտեղ ուժեղացման գործակիցը մնում է հաստատուն: Որպես հետևանք, չափվող ազդանշանը համեմատական է ծնված (նախնական) իոնիզացիային: Համեմատական ռեժիմում կարելի է հասնել միչև 10^6 գազային ուժեղացման, չնայած բնութագրական գազային ուժեղացումները գտնվում են 10^4-10^5 տիրույթում:

Միավոր երկարության վրա էլեկտրոնի ծնած էլեկտրոն-իոն զույգերի քանակը կոչվում է Թաունսենդի առաջին գործակից α: Եթե $\sigma_{իոն}$ հարվածների կտրվածքն է, ապա α արժեքը կարելի է ստանալ՝

$$\alpha = \sigma_{ion} \cdot \frac{N_A}{V_{mol}}, \qquad 4.27$$

որտեղ N_A Ավոգադրոյի թիվն է, իսկ V_{mol} մոլյար ծավալը (իդեալական գազի համար =22.4 լ/ մոլ):

Եթե ծնվել են N_0 նախնական էլեկտրոններ, ապա x կետում լիցքակիրների N_x քանակը հաշվվում է՝

$$dN(x) = \alpha N(x)dx$$

բանաձևով և հավասար է՝

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x}: \qquad 4.28$$

Թաունսենդի առաջին գործակիցը՝ α-ն կախված է դաշտի լարվածությունից $\vec{E}$ և հետևաբար կոորդինատից (գազային հաշվիչում): Հետևաբար ավելի ընդհանուր բանաձևը կլինի՝

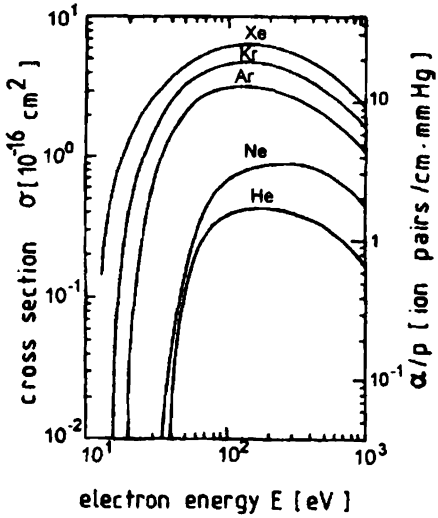
$$N(x) = N_0 e^{\int \alpha(x)dx} \qquad 4.29$$

որտեղ գազային ուժեղացման գործակիցը տրվում է՝

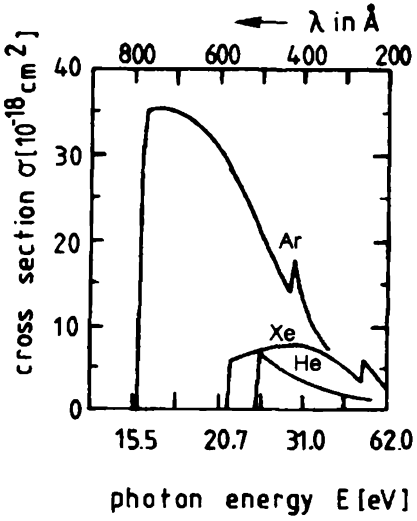
$$A = \exp\{\int_{r_k}^{r_i} \alpha(x)dx\} \qquad 4.30$$

ինտեգրման r_k ներքին սահմանը հաշվիչի կենտրոնից այն հեռավորությունն է, որի դեպքում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը հասնում է E_k կրիտիկական արժեքին, երբ հնարավոր է դառնում գազային ուժեղացումը:

Ինտեգրման վերին սահմանը անոդային լարի շառավիղն է: Իոնիզացիոն հարվածների կտրվածքով $\sigma_{իոն}$, կամ, համապատասխանաբար, ազատ վազքի երկարությամբ $\lambda=1/\alpha$, որոշում են Թաունսենդի առաջին գործակիցը: 4.5 և 4.6 նկարներում ցույց են տրված հարվածային իոնիզացիայի և ֆոտոիոնիզացիայի կտրվածքները որոշ ազնիվ գազերում:



Նկ. 4.5. Հարվածային իոնիզացիայի կտրվածքի կախվածությունը էներգիայից /104, 139, 140/:



Նկ. 4.6. Ֆոտոիոնիզացիայի կտրվածքի կախումը էներգիայից /104,141/:

4.7 նկարում ցույց է տրված Թաունսենդի առաջին գործակիցը չեզոք գազերում, իսկ 4.8 նկարում՝ արգոնի և տարբեր ածխաջրածինների խառնուրդներում: Թաունսենդի առաջին գործակցի արժեքները բարձր էլեկտրական դաշտերում բերված են /142,143/ գրականությունում: Եթե U_{th} համեմատական տիրույթի շեմային լարումն է, ապա գազային ուժեղացման գործակիցը՝ կախված դետեկտորի պարամետրերից /51/, կարելի է հաշվել հետևյալ բանաձևով՝

$$A = \exp\{2\sqrt{\frac{kNCU_0 r_i}{2\sigma_i \varepsilon_0}}[\sqrt{\frac{U_0}{U_{th}}} - 1]\}, \qquad 4.31$$

որտեղ U_0-ն կիրառված լարումն է, $C = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln r_k / r_a}$ հաշվիչի միավոր երկարության ունակությունն է, N-ը՝ նորմալ պայմաններում միավոր ծավալում գտնվող ատոմների (մոլեկուլների) քանակն է (2.69 10^{19} 1/սմ^3), k 10^{-17} սմ^2/վոլտ կարգի, գազից կախված գործակից է, որը կարելի է ստանալ՝

$$\alpha = \frac{k \cdot N \cdot E_e}{e} \qquad 4.32$$

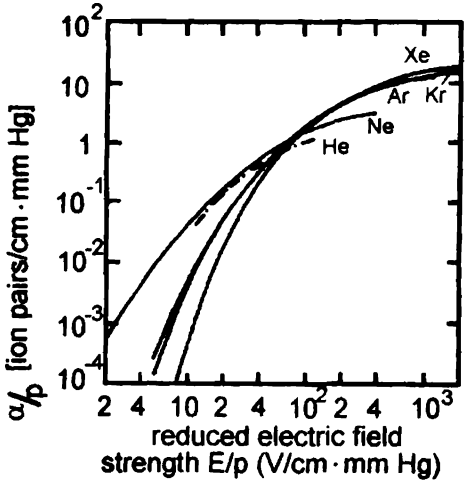
հարաբերությունից, որտեղ E_e երկու հարվածների արանքում էլեկտրոնի ձեռք բերած միջին էներգիան է (էՎ-ով) /51/:
$U_0 >> U_{th}$ դեպքում (4.31) հավասարումը պարզեցվում է՝

$$A = const \cdot e^{U_0/U_{ref}}, \qquad 4.33$$

որտեղ U_{ref}-ը որոշակի լարում է: (4.33) հավասարումը ցույց է տալիս, որ գազային ուժեղացումը կիրառված լարումից կախված աճում է էքսպոնենտային օրենքով:

Գազային ուժեղացման ճշգրիտ հաշվարկը բարդ է /5,6,131,148-154/, սակայն այն կարելի է բավականին հեշտ չափել:

Ենթադրենք, N_0-ն համեմատական հաշվիչում ծնված սկզբնական լիցքակիրների քանակն է, ծնված, օրինակ՝ որոշակի էներգիայով γ քվանտի կլանման հետևանքով ($N_0=E_\gamma/W$), որտեղ W այն միջին էներգիան է, որն անհրաժեշտ է մեկ էլեկտրոն-իոն զույգի ծնման համար:



Նկ. 4.7. Մի քանի չեզոք գազերի Թաունսենդյան առաջին գործակիցները /51,143,144,145/:

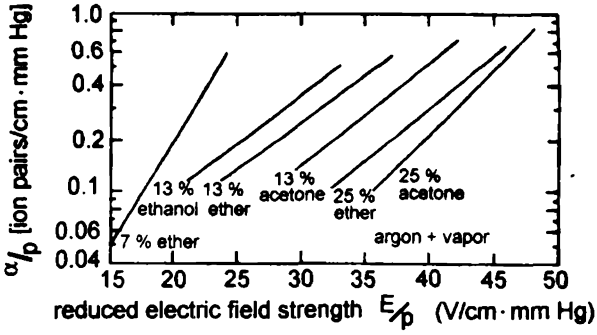
Ինտեգրելով հոսանքը հաշվիչի ելքում կստանանք՝

$$Q = \int i(t)dt, \qquad 4.34$$

որը նույնականորեն հավասար է $Q = e \cdot N_0 \cdot A$:

Ունենալով հոսանքի ինտեգրալը և N_0 հայտնի թիվը հեշտությամբ կարելի է հաշվել գազային ուժեղացումը: Եթե հոսանքի ինտեգրալը չափվել է նախաուժեղացուցիչից հետո, ապա պարզ է, որ պետք է հաշվի առնել նաև վերջինիս k գործակիցը:

Բերված դատողությունները ճիշտ են, քանի դեռ հեղեղի զարգացման ընթացքում առաջացած ֆոտոնների ազդեցությունը այդ զարգացման վրա նշանակալի չէ:



Նկ. 4.8. Արգոնի Թաունսենդյան առաջին գործակիցը, մի քանի օրգանական գոլորշիների խառնուրդում /51, 146, 147/:

Ֆոտոնները, սակայն, կարող են ծնել նոր էլեկտրոններ, գազի կամ հաշվիչի պատերի հետ փոխազդեցության (ֆոտոէֆեկտի) հետևանքով, որը կարող է իր հերթին ազդել հեղեղի զարգացման վրա: Բացի գազում առաջացած էլեկտրոններից, պետք է հաշվի առնել նաև ֆոտոէֆեկտի հետևանքով ծնված երկրորդային հեղեղները: Որպեսզի կարողանանք գազային ուժեղացման մեխանիզմի մեջ հաշվի առնել ֆոտոնների դերը, պետք է նախ տարբերակենք տարբեր սերունդների լիցքակիրների քանակը:

Առաջին սերնդում N_0 նախնական էլեկտրոններ են ծնվում իոնիզացիոն մասնիկի կողմից նրա հետագծի վրա: Այս N_0 էլեկտրոնները գազում բազմանում են A անգամ: Եթե γ ֆոտոէլեկտրոնի ծնման հավանականությունն է յուրաքանչյուր հեղեղային էլեկտրոնից, ապա ֆոտոնների հաշվին կծնվեն լրացուցիչ $\gamma(N_0A)$ քանակությամբ էլեկտրոններ: Սրանք նույնպես ենթարկվում են գազային ուժեղացման, այնպես որ երկրորդ սերնդում $\gamma(N_0A)\ A=\gamma N_0A^2$ քանակությամբ էլեկտրոններ են մոտենում անոդային լարին, որոնք ստեղծում են $(\gamma N_0A^2)*\gamma$ քանակությամբ նոր լրացուցիչ ֆոտոէլեկտրոններ, և նմանապես բազմացնում են իրենք իրենց գազային

ուժեղացման ընթացքում: Ֆոտոնային մեխանիզմի հետևանքով գազային ուժեղացումը այսպիսով հասնում է՝

$$N_0 A_\gamma = N_0 A + N_0 A^2 \gamma + N_0 A^3 \gamma^2 + \cdots = N_0 A \sum_{k=0}^{\infty} (A\gamma)^k = \frac{N_0 A}{1-\gamma A},$$

4.35

որտեղից՝ $$A_\gamma = \frac{A}{1-\gamma A},$$ 4.36

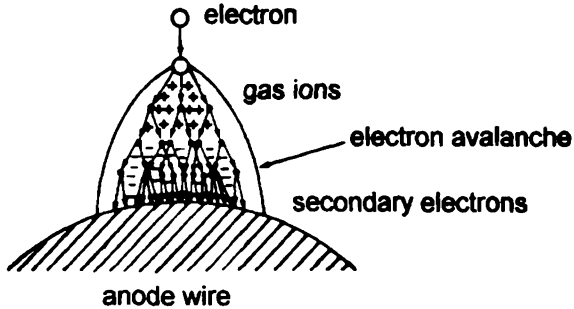
γ ֆակտորը, որը հաշվի է առնում գազային ուժեղացումը ֆոտոնների հաշվին, կոչվում է նաև Թաունսենդի երկրորդ գործակից:

Ծնված լիցքակիրների քանակի աճի հետ սկսվում է կիրառված էլեկտրական դաշտի ձևափոխությունը, որը հանգեցնում է հագեցման երևույթի: Երբ γA→1, ազդանշանի լայնույթը այլևս կախված չի լինի նախնական իոնիզացիայից: Համեմատական, կամ ավելի ճիշտ հագեցված համեմատական տիրույթը սահմանափակվում է $A=10^8$ գազային ուժեղացումներով:

Հեղեղի զարգացումը տեղի է ունենում անոդային լարի անմիջական շրջակայքում (նկ. 4.9,տե՛ս նաև նկ. 4.27): Էլեկտրոնների ազատ վազքի երկարությունը մի քանի միկրոնի կարգի է, այնպես որ 4.28 հավասարումից հետևում է, որ հեղեղի զարգացումը պահանջում է ~ 20 մկմ տիրույթ: Որպես հետևանք լիցքի էֆեկտիվ ծնման կետը (հեղեղային երևույթի սկիզբը) բավարարում է

$$r_0 = r_a + k\lambda$$ 4.37

հավասարմանը, որտեղ κ-ն հեղեղի համար պահանջվող ազատ վազքի միջին երկարությունների քանակն է:



Նկ. 4.9. Համեմատական հաշվիչում անոդային լարի վրա հեղեղի զարգացման լուսաբանումը: Լայնական դիֆուզիայի հաշվին առաջանում է կաթիլանման հեղեղ:

Դրական լիցքավորված իոնների և էլեկտրոնների շարժումից առաջացած ազդանշանների լայնությունների հարաբերությունը համապատասխանաբար որոշվում է

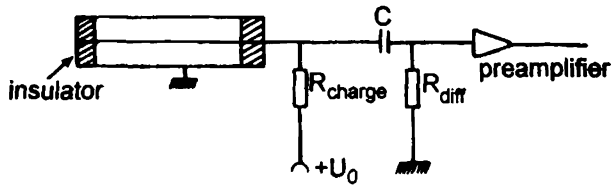
$$\frac{\Delta U^{+}}{\Delta U^{-}} = \frac{\dfrac{Ne}{C}\dfrac{\ln r_k/r_0}{\ln r_k/r_a}}{\dfrac{Ne}{C}\dfrac{\ln r_0/r_a}{\ln r_k/r_a}} = \frac{\ln r_k/r_0}{\ln r_0/r_a} = R \qquad 4.38$$

հավասարումից (տե՛ս 4.22):

Գազային ուժեղացման գործակիցը կրճատվում է, քանի որ ուժեղացման ընթացքում ծնվում են հավասար քանակությամբ էլեկտրոններ և իոններ: Եթե $k\lambda \ll r_a$, ապա այդ հարաբերությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ մոտավորությամբ՝

$$R = \frac{\ln r_k - \ln(r_a + k\lambda)}{\ln((r_a + k\lambda)/r_a)} \approx \frac{\ln r_k/r_a}{k \cdot \lambda / r_a} \qquad 4.39$$

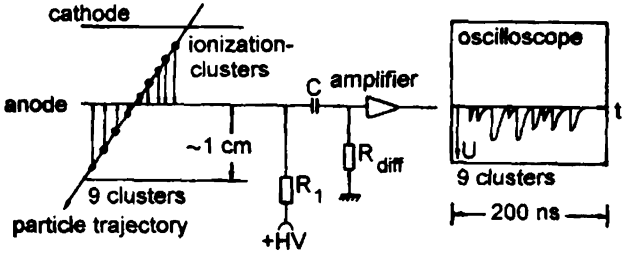
Բնութագրական չափերի համար, r_k =1սմ, r_a =30 մկմ և $k\lambda$=20մկմ արգոնում, նորմալ պայմաններում, այդ հարաբերությունը հավասար է R=10, որը նշանակում է, որ համեմատական խցիկում անոդի վրա առաջացած ազդանշանի հիմնական պատճառը դա *իոնների դանդաղ ուղղորդն* է անոդային լարից դեպի կատոդ, այլ ոչ թե էլեկտրոնների արագ ուղղորդը դեպի լար:



Նկ. 4.10. Համեմատական հաշվիչից ինֆորմացիայի ընթերցման սխեման:

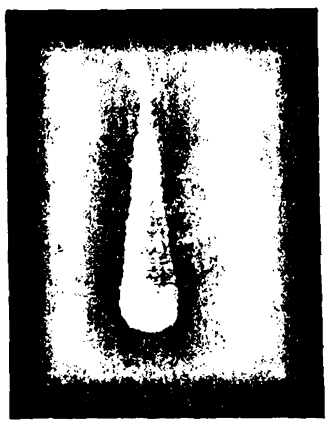
էլեկտրոնային ազդանշանի աճի ժամանակը կարելի է հաշվել (4.18) հավասարումից: Բնութագրական չափերի դետեկտորի համար, էլեկտրոնների շարժունակության 100-1000 *սմ²/V* տիրույթում, երբ դետեկտորի անոդի վրա կիրառված է մի քանի 100 Վ լարում, այդ աճի ժամանակը մի քանի *նվ* կարգի է:

Իոնների շարժումով պայմանավորված ազդանշանի աճի ժամանակը, սակայն, մի քանի տասնյակ մվ կարգի է: Օգտագործելով RC համապատասխան դիֆերենցիալ շղթաները (նկ.4.10), կարելի է չափել ազդանշանի միայն էլեկտրոնային բաժինը: Եթե ընտրենք $R_{դիֆ}C \approx 1$ նվրկ, ապա կարելի է նույնիսկ վերականգնել համեմատական խցիկում իոնիզացիայի ժամանակային բաշխվածության պատկերը (նկ. 4.11): Ոեյտերը առաջինն է լուսանկարել էլեկտրոնային հեղեղը (նկ. 4.12) /51,155,156/:



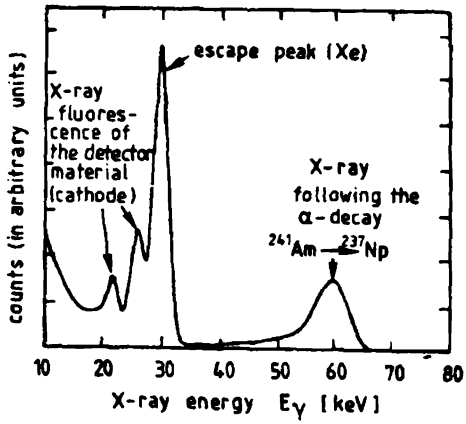
Նկ. 4.11. Համեմատական հաշվիչում ազդանշանի ժամանակային կառուցվածքի լուսաբանումը:

Հեղեղը տեսանելի է դարձվել Վիլսոնի խցիկում, դրական իոնների վրա կաթիլների խտացման շնորհիվ: Համեմատական խցիկում հեղեղի լուսատու չափը ավելի փոքր է, քան տարբեր պարպումային ռեժիմներում աշխատող դետեկտորների համար, ինչպիսիք են Գեյգեր-Մյուլլեր հաշվիչը կամ ստրիմերային խողովակները (տե՛ս նկ. 4.17):



Նկ. 4.12. էլեկտրոնային հեղեղի լուսանկարը /51,155,156/, լուսանկարում երևում է հեղեղի տեսքը: Այն տեսանելի է դարձվել Վիլսոնի խցի օգնությամբ (տե՛ս 4.12 բաժինը) դրական իոնների վրա կաթիլների առաջանալու հետևանքով:

Համեմատական խցերը մասնավորապես օգտագործվում են ռենտգենյան ճառագայթների սպեկտրոսկոպիայում: Նկ. 4.13-ում ցույց է տրված 59,53 կէՎ ռենտգենյան ճառագայթների էներգետիկ սպեկտրը, որն առաջանում է $^{241}_{95}Am \rightarrow ^{237}_{93}Np$ α տրոհման հետևանքով, գրգռված նեպտունիումի ճառագայթումից: Սպեկտրը չափված է քսենոնով լցված համեմատական խցիկով: Կարելի է նկատել դետեկտորի նյութերի բնութագրական ճառագայթման գծերը, ինչպես նաև քսենոնից էլեկտրոնի ազատման պիկի գծերը /157/: Ազատման պիկը արդյունք է հետևյալ երևույթների. ընկնող ռենտգենյան քվանտը իոնիզացնում է Xe գազի ատոմները, հիմնականում K մակարդակից: Դուրս թռած էլեկտրոնը ունի քվանտի էներգիայի և K մակարդակի կապի էներգիայի տարբերությունը $E_e=E_\gamma-E_k$: Եթե K մակարդակի խոռոչը լրացվում է արտաքին շերտի էլեկտրոնով, ապա կարող է առաջանալ բնութագրական ճառագայթման ֆոտոն:



Նկ. 4.13. ^{241}Au α տրոհման հետևանքով առաջացած 59.93 կէՎ էներգիայով ռենտգենյան ֆոտոնի սպեկտրը, քսենոնային համեմատական հաշվիչում /157/:

Եթե այդ բնութագրական ֆոտոնը նույնպես կլանվում է գազում ֆոտոէֆեկտի հաշվին, ապա նոր ֆոտոէլեկտրոնի էներգիան նույնպես գրանցվում է, բերելով լրիվ կլանման պիկի $E_\gamma=E_\gamma-E_k+E_k=E_\gamma$, իսկ եթե այդ բնութագրական ֆոտոնը դուրս է թռչում դետեկտորի ծավալից, ապա ազատման գծի սպեկտր է դիտվում (տե՛ս 1.2.1):

Համեմատական խցերը կարող են օգտագործվել նաև ռենտգենյան պատկերի վերծանման համար:

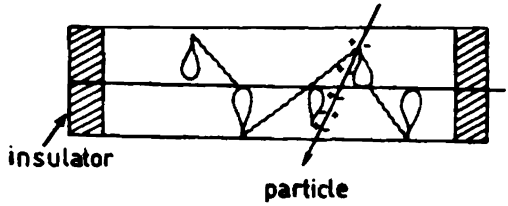
Օգտագործելով էլեկտրոդների հատուկ երկրաչափություն, կարելի է հասնել բարձր տարածական լուծողականությամբ երկչա-

փանի պատկերի վերծանման, մասնավորապես սինքրոտրոնային ճառագայթման փորձերում, որն աշխատում է նաև բարձր հաճախականությամբ /158/: Գազերում սահմանափակ հեղեղի առաջացումով իոնիզացնող ճառագայթների պատկերի էլեկտրոնային վերծանման սարքերը լայնորեն օգտագործվում են բազմաթիվ կիրառական խնդիրներում, սկսած տիեզերական ճառագայթների գիտափորձերից մինչև տարրական մասնիկների ֆիզիկա, կենսաբանություն և բժշկություն /26/:

Համեմատական հաշվիչների էներգետիկ լուծողականությունը սահմանափակվում է լիցքակիրների ծնման և բազմացման ֆլուկտուացիաներով: Հեղեղի զարգացումը տեղափակված է անոդային լարի շրջակայքում և չի տարածվում անոդային լարի երկայնքով:

4.3. ԳԵՅԳԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉ

Համեմատական խցերում դաշտի լարվածության հետագա մեծացումը բերում է հեղեղային երևույթում ահռելի քանակությամբ ֆոտոնների ծնման: Որպես հետևանք աճում է ֆոտոէֆեկտի հաշվին ծնված նոր էլեկտրոնների քանակը: Այդ ֆոտոէլեկտրոնները կարող են ծնվել նաև նախնական հեղեղից որոշակի հեռավորության վրա, և իրենք իրենց հեթին ծնել նոր հեղեղներ: Արդյունքում լիցքաթափման երևույթը կարող է տարածվել անոդային լարի երկայնքով /159,160/ (նկ.4.14):



Նկ. 4.14. Գեյգերյան հաշվիչում հեղեղի լայնական զարգացման սխեմատիկ տեսքը:

Ֆոտոէլեկտրոնների ծնման γ հավանականությունը կարող է աճել այնքան, որ գումարային լիցքակիրների քանակը երկրորդային և երրորդային հեղեղների հաշվին արագ կաճի: Որպես հետևանք կկորչի համեմատականությունը առաջացած ազդանշանի և սկզբնական իոնիզացիայի միջև: Այս երևույթը, երբ առաջացած լիցքերի քանակը կախված չէ նախնական իոնիզացիայից, կոչվում է Գեյգերի ռեժիմ կամ Գեյգերի մոդ: Ազդանշանը կախված է միայն կիրառված

լարումից: Աշխատանքային այս տեսակում, յուրաքանչյուր ծնված էլեկտրոնի համար, համապատասխան լիցքային ազդանշանի լայնությունը կարող է հասնել 10^8-10^{10} Գեյգերյան (անվանվում է նաև Գեյգեր-Մյուլլեր) հաշվիչով մասնիկի անցումը բերում է մեծ քանակությամբ լիցքակիրների ծնման ամբողջ անոդային լարի երկայնքով: էլեկտրոնները արագ հավաքվում են անոդի կողմից, սակայն իոնները առաջացնում են պրակտիկորեն ստացիոնար կվազի-իոնային խողովակ, որը դանդաղորեն շարժվում է դեպի կատոդ: Հասնելով կատոդին և հարվածելով նրան, իոնները որոշակի հավանականությամբ նոր էլեկտրոններ են դուրս նետում կատոդից, որոնք իրենց հերթին սկսում են նոր պարպման երևույթներ:

Հետևաբար, անհրաժեշտ է կտրել (ճնշել) պարպման երևույթը: Դրան կարելի է հասնել, ընտրելով բեռի լիցքավորող R դիմադրությունն այնքան մեծ, որպեսզի ակնթարթային անոդային լարումը U_0-I·R լինի ավելի փոքր, քան Գեյգերյան ռեժիմի շեմային լարումն է (մարում դիմադրությամբ):

Լրիվ ունակության (C) հետ համատեղ, ժամանակային RC հաստատունը պետք է ընտրվի այնպիսին, որպեսզի լարման անկումը տևի այնքան ժամանակ, քանի դեռ ամբողջ դրական լիցքը չի հավաքվել կատոդի վրա: Դա բերում է մի քանի մվ կարգի մեռյալ ժամանակի, որը խիստ կերպով կրճատում է հաշվիչի արագագործությունը:

Հնարավոր է նաև փոքրացնել կիրառվող արտաքին լարումը, մինչև այն փոքր դառնա շեմային արժեքներից, քանի դեռ իոնները ուղղորդվում են դեպի կատոդ, սակայն սա նույնպես պահանջում է մեծ մեռյալ ժամանակներ: Մեռյալ ժամանակը կարելի է զգալիորեն կրճատել, եթե կարճ ժամանակամիջոցում կիրառվի հակաբևեռ լարում (անոդ-բացասական, կատոդ-դրական), որը կհանգեցնի նրան, որ անոդի մոտակայքում առաջացած իոնային ամպը կնստի հենց անոդի վրա (ոչ թե հեռու գտնվող կատոդի), որը շատ կարճ ժամանակով լիցքավորված է բացասական:

Գեյգերյան հաշվիչի մարումը ապահովվում է հիմնականում ինքնամարման հաշվին: Ինքնամարման հաշվիչներում աշխատանքային ազնիվ գազերին ավելացվում են՝ այնպիսի մարող գազեր, ինչպիսիք են ածխաջրածինները, CH_4 մեթան, C_2H_6 էթան, iC_4H_{10} իզոբութան, սպիրտները (C_2H_5OH էթիլային սպիրտ, մեթիլալ $CH_2(OCH_3)_2$) կամ հալոգեններ՝ էթիլբրոմիդ CBr_4:

Այս խառնուրդները կարող են կլանել ուլտրամանուշակագույն տիրույթի (100-200նմ ալիքի երկարությամբ) ֆոտոնը, համապատասխանաբար փոքրացնելով նրանց տարածման հեռավորությունը մինչև մի քանի անոդային շառավիղ (≈100մկմ): Պարպման

երևույթը այս դեպքում տեղի է ունենում լարի անմիջական մոտակայքում և նրա երկարությամբ, ֆոտոնի կարճ վազքի երկարության հաշվին: Ֆոտոնները այլևս չեն կարող տարածվել դեպի կատոդ (կկլանվեն մարող գազի կողմից) և առաջացնել հեղեղային երևույթներ կատոդից:

Լարի շուրջը դրական իոնային խողովակի առաջացումից հետո, արտաքին կիրառված դաշտի լարվածությունը՝ տարածական լիցքի հաշվին փոքրանում է այնքան, որ հեղեղի զարգացումը ընդհատվում է: Դեպի կատոդ ուղղորդող իոնները փոխազդելով մարող գազերի մոլեկուլների հետ կարող են փոխակերպվել $Ar^{+}+CH_4 \rightarrow Ar+CH_4^{+}$ երևույթի հաշվին:

Մոլեկուլային իոնները CH_4^{+} այժմ չունեն բավականաչափ էներգիա, որպեսզի կատոդի հետ փոխազդեցության հետևանքով պոկեն էլեկտրոն: Պարպման երևույթը ինքն իրեն մարում է:

R դիմադրությունը կարելի է ընտրել այնպիսին, որպեսզի RC ժամանակային հաստատունը դառնա մի քանի մկվ կարգի (մեծացվի արագագործությունը):

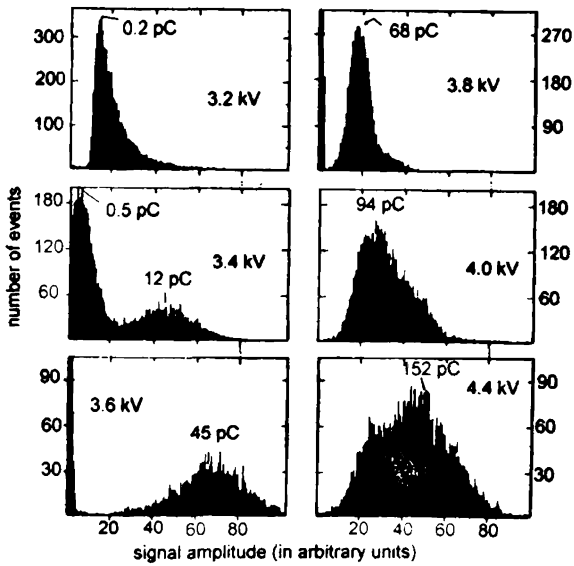
Ի տարբերություն համեմատական մոդայի, Գեյգերյան մոդայում պարպումը տեղի է ունենում անոդի ամբողջ երկայնքով: Հետևաբար հնարավոր չէ Գեյգերյան հաշվիչի վրա միաժամանակ ընկած մասնիկների զանազանում: Դա հնարավոր կլինի միայն, եթե կարողանանք ճնշել (կտրել) պարպման երևույթը լարի երկարությամբ: Սրան կարելի է հասնել լարին ուղղահայաց մեկուսիչ թելիկ ծգելով, կամ լարի վրա տարբեր մեկուսիչներից փոքր կաթիլներ նստեցնելով: Այդ տեղերում էլեկտրական դաշտը այնքան ուժեղ է փոփոխվում, որ հեղեղի զարգացումը դադարում է: Այսպիսի մասերի բաժանված Գեյգերի հաշվիչը թույլ է տալիս գրանցել մի քանի միաժամանակյա մասնիկներ: Սակայն, սա ունի այն թերությունը, որ թելիկի (կաթիլների) տեղում մասնիկների գրանցումն անհնարին է: Ոչ էֆեկտիվ տիրույթները կազմում են ~5 մմ: Սահմանափակ Գեյգերյան ռեժիմում, միաժամանակյա դեպքերի գրանցումը կատարվում է շերտատված կատոդների օգնությամբ:

4.4. ՍՏՐԻՄԵՐԱՅԻՆ ԽՈՂՈՎԱԿՆԵՐ

Գեյգերյան հաշվիչներում մարող գազերի հարաբերությունը աշխատանքային գազին կազմում է մոտավորապես 10/90: Անոդային լարի տրամագիծը ~30մկմ է, և անոդային լարումը մոտավորապես 1000Վ է: Բավականաչափ ավելացնելով մարող գազի քանակը, կարելի է ամբողջությամբ ճնշել պարպման տարածումը լարի երկարությամբ:

Այսպիսով, ստանալով, այնպես ինչպես համեմատական խցում, տեղափակված պարպում, պահպանելով մեծ ազդանշանի ստացման առավելությունը, (գազային ուժեղացումը $\geq 10^{10}$ բավականաչափ բարձր անոդային լարումների համար), այն կարելի է օգտագործել առանց որևէ նախուժեղացուցչի: Այս ստրիմերային խողովակները (Իորիչի խողովակները, որոնք զարգացվել են նաև Դ. Մ Խազինսի կողմից) /161,162,163/ աշխատում են համեմատաբար հաստ անոդային լարերով - 50-100 մկմ տրամագծով: Օգտագործվում են հիմնականում հետևյալ գազային խառնուրդները. ≤60% արգոն և ≥40% իզոբութան:

Ցույց է տրված, որ նույնպես հնարավոր է ստեղծել մաքուր իզոբութանով աշխատող ստրիմերային խողովակներ /164/: Այս ռեժիմում անցումը համեմատական ռեժիմից դեպի ստրիմերային ռեժիմ կատարվում է շրջանցելով Գեյգերյան լիցքաթափման ռեժիմը:

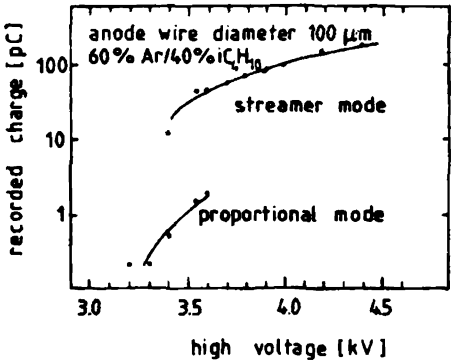


Նկ. 4.15. Լիցքային ազդանշանի լայնույթային բաշխումը ստրիմերային խողովակում: Պարզ երևում է համեմատական ռեժիմից ստրիմերային ռեժիմի անցումը՝ կախված կիրառված անոդային լարումից /165/:

Նկ. 4.15-ում ցույց է տրված համեմատաբար ցածր լարումների դեպքում 3,2 կՎ (անոդային լարի տրամագիծը 100մկմ, 60/40 արգոն իզոբութան խառնուրդում) ^{90}Sr էլեկտրոնների աղբյուրից ստացված լայնույթային սպեկտրները համեմատական ռեժիմում /165/: Բարձր լարումների դեպքում (3.4 կՎ) երևում են նաև առաջին

ստրիմերային ազդանշանները, ավելի բարձր լայնությամբ, համեմատական ռեժիմի ազդանշանի հետ միասին: Իսկ ավելի բարձ լարումների դեպքում համեմատական ռեժիմի ազդանշանը իսպառ վերանում է, այնպես որ 4 կՎ լարման դեպքում երևում է միայն ստրիմերային ազդանշանը: Ստրիմերային ռեժիմի դեպքում հավաքված լիցքը կախված չէ սկզբնական իոնիզացիայից:

Նկ. 4.16 կարելի է տեսնել ոչ սահուն անցումը համեմատական ռեժիմից դեպի ստրիմերային ռեժիմ: Ստրիմերային ռեժիմը զարգանում է համեմատական ռեժիմից, որպես հետևանք մեծ քանակությամբ ֆոտոնների, որոնք կլանվելով հեղեղի անմիջական հարևա-

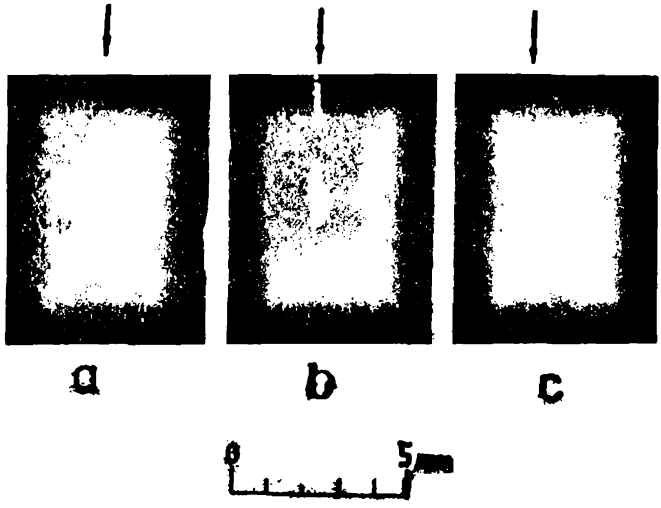


Նկ. 4.16. Հավաքված հեղեղի լիցքը կախված բարձր լարումից: Պարզ երևում է համեմատական մոդայից ստրիմերային մոդայի անցման թռիչքային բնույթը և այս երկու մոդաների իրար ծածկելու տիրույթը 3.5 կՎ մոտակայքում /165/:

նությամբ, մեկնարկում են նոր երկրորդային և երրորդային հեղեղներ, միաձուլվելով նախնական հեղեղի հետ:

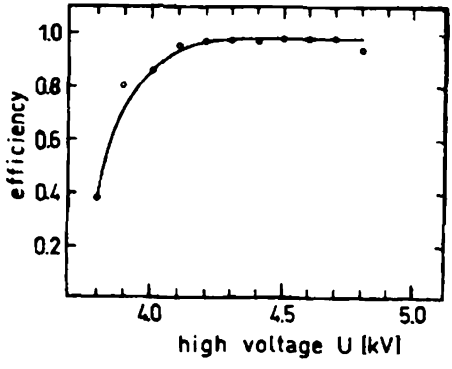
Գրականության մեջ կարելի է հանդիպել, որ էլ ավելի բարձր լարումների դեպքում, հետագա (երկրորդային) ստրիմերային մոդաներ են առաջանում, որը նորից բնութագրվում է թռիչքային անցումով առաջին ստրիմերայինից դեպի երկրորդ և այլն /163/ Բայց այդ երևույթը կարելի է բացատրել նաև բազմակի ստրիմերային պարպումներով /165/:

Նկ. 4.17-ում բերված լուսանկարները ցույց են տալիս պարպման բնութագրական տարբերությունները. ա)համեմատական խցիկում, բ) Գեյգերյան հաշվիչում, գ) ինքնամարվող ստրիմերային խողովակում: Բերված նկարում սլաքը ցույց է տալիս անոդային լարի դիրքը:



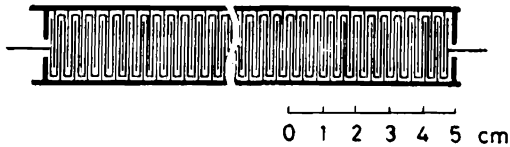
Նկ. *4.17. Գազային պարպումը. ա) համեմատական հաշվիչում, բ) Գեյգերյան հաշվիչում և գ) ինքնամարվող ստրիմերային խողովակում, սլաքով ցույց է տրված անոդային լարի տեղը /166/:*

Ինչպես նշեցինք, ստրիմերային խողովակները աշխատում են բարձր լարումների դեպքում (~5 կՎ): Նրանք բնութագրվում են բավականին լայն էֆեկտիվության պլատոյով (~1կՎ), որը մեծ հնարավորություն է տալիս ընտրել աշխատանքային լարումը: Նկ. 4.18-ում բերված է մաքուր իզոբութանով լցված ստրիմերային խողովակի էֆեկտիվության կորը ^{90}Sr ռադիոակտիվ աղբյուրով ճառագայթման դեպքում /165/:



Նկ. 4.18. Մաքուր իզոբութանով լցված ստրիմերային խողովակի էֆեկտիվության կորը /165/:

Բարձր էֆեկտիվության սկզբնական կետը կախված է օգտագործվող դիսկրիմինատորի շեմից: Պլատոյի վերին կետը որոշվում է հնարավոր պարպումներից և մեծ աղմուկներից խուսափելու անհրաժեշտությամբ:



Նկ. 4.19. Ոլորանախշով (meander) կատոդային հարթություն, որը հապաղման գիծ է հանդիսանում, ստրիմերային խողովակում ըստ լարի երկարության կոորդինատի ընթերցման համար /165/:

Խորհուրդ չի տրվում ստրիմերային խողովակում աշխատել այդ լարումների տակ, քանի որ աճում են էլեկտրոնային աղմուկները, և պարպումները բերում են մեռյալ ժամանակի աճի, որի հետևանքով և ընկնում է նաև խողովակի բեռնավորվածությունը (տե՛ս նկ. 4.22):

«Հաստ» անոդային լարի օգտագործման դեպքում, հեղեղի պատճառ կարող է դառնալ միայն մեկ էլեկտրոնը: Այդ դեպքում պարպումը տեղափակվում է անոդային լարի այն կողմում, որտեղից մոտեցել է այդ էլեկտրոնը: Ազդանշանը կարելի է չափել ուղղակի անոդային լարի վրա: Ի լրումն, կամ որպես այլընտրանք կարելի է օգտագործել նաև կատոդի վրա մակածված ազդանշանը: Հերձատված կատոդի օգտագործումը հնարավորություն է տալիս վերականգնել հետագիծն անոդային լարի երկարությամբ:

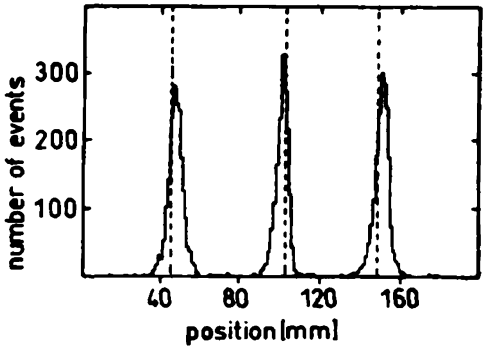
Անոդի երկարությամբ հետագծի վերականգնման կարելի է հասնել նաև օգտագործելով հապաղման գծի կառուցվածքով կատոդներ /165,160/: Նկ. 4.19-ում բերված է այդպիսի կատոդի կառուցվածքը, որը հնարավորություն է տալիս գտնել տարածական կոորդինատները անոդային լարի երկարությամբ: Այդպիսի չափման արդյունքը բերված է նկ. 4.20-ում, որտեղ ստրիմերային խողովակը ճառագայթվել է ^{55}Fe աղբյուրի նեղ փնջով: Լարի երկարությամբ՝ տարածական լուծողականությունն ստացվում է 2մմ /165/: Իրենց բավականին պարզ կառուցվածքի (աշխատանքային ռեժիմի), ինչպես նաև բազմամասնիկ գրանցման հնարավորության շնորհիվ (մի անոդային լարի վրա), ստրիմերային խողովակները կալորիմետրի գրանցման տարրերի իդեալական թեկնածուներ են: Որոշակի լիցքային ազդանշան Q_0 է հավաքվում յուրաքանչյուր անցնող մասնիկից, եթե չափվել է Q ընդհանուր լիցքը, ապա խողովակով

անցած մասնիկների համարժեք թիվը որոշվում է $N=Q/Q_0$ առնչությամբ:

Բարձր լարման, աշխատանքային գազի և անոդային լարի տրամագծի ընտրությունը համապատասխանաբար որոշում է պարպման ձևը, և հետևաբար գլանաձև հաշվիչի աշխատանքային ռեժիմը: Նկ.4.21-ում ցույց է տրված տարբեր աշխատանքային տիրույթների կապը (կորը) /51/:

Ինչպես արդեն նշվել է, գազային ուժեղացման հետ միասին, գազային հաշվիչների համար շատ կարևոր բնութագիր է գրանցման էֆեկտիվությունը:

Նկ. 4.18-ում բերված է լիցքավորված մասնիկների գրանցման էֆեկտիվությունը կախված կիրառված բարձր լարումից: Էֆեկտիվության պլատոյի երկարությունը, և նրա տատանումները պլատոյի տիրույթում (որը պետք է հնարավորինս փոքր լինի) բնութագրում է հաշվիչի որակը /165/:



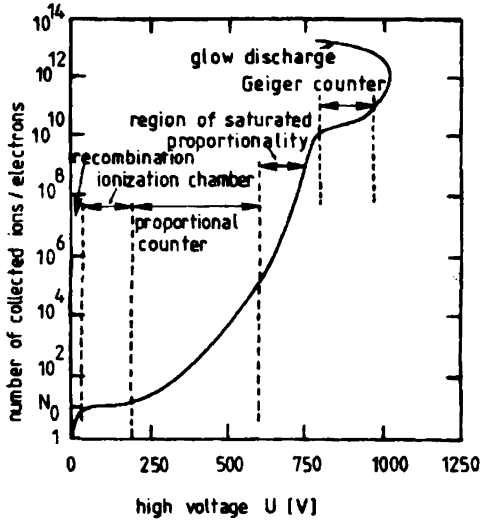
Նկ. 4.20. Ստրիմերային խողովակում 5.9կէՎ ֆոտոնների հաշվման արագությունների բաշխումը, ըստ անոդային լարի երկարության, տարբեր դիրքերում /165/:

Շատ բարձր լարումների դեպքում, ինչքան էլ դա պարադոքսալ թվա, էֆեկտիվությունը կարող է մեծ լինել ≥1, քանի որ այդ լարվածությունների դեպքում, կարող են տեղի ունենալ հետ-պարպումներ (ուշացած պարպումներ), որն էլ բերում է մեկ ընկնող մասնիկի համար երկու ազդանշանի առաջացման:

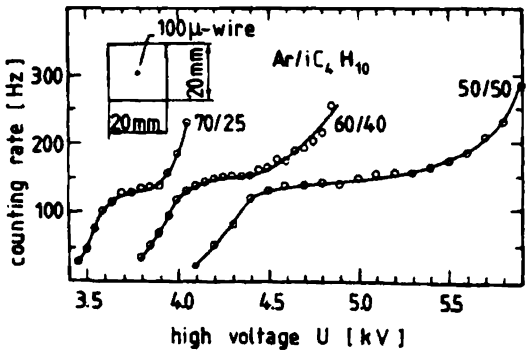
Գազային հաշվիչի աշխատանքը կարելի է բնութագրել նաև հաստատուն ռադիացիոն հոսքի դեպքում, կիրառված բարձր լարումից կախված՝ հաշվման արագության կորերով: Աշխատանքային կետը ընտրվում է հաշվման կորի պլատոյի վերջում (նկ.4.22 /165/), բայց ավելի ցածր, քան կսկսվի հաշվման շեշտակի աճ, հետ-պարպումների հետևանքով: Ստրիմերային խողովակների աշխա-

տանքային ռեժիմը կարող է օգտագործվել նաև զանազան գազային դետեկտորներում:

Ստրիմերային խցիկում (տես 4.13 բաժինը), ստրիմերը զարգանում է շատ բարձր իմպուլսով համասեռ էլեկտրական դաշտում: Ուղիղ անկյան տակ ընկնող մասնիկի իոնիզացիոն հետքը ուժեղ էլեկտրական դաշտում ենթարկվում է գազային ուժեղացման, և տեսանելի է դառնում ստրիմերների առաջացման հետևանքով:



Նկ. 4.21. Գլանաձև գազային դետեկտորում աշխատանքային տարբեր մոդաների բնութագրական բաշխումը /51/:



Նկ. 4.22. Ստրիմերային խողովակում հաշվման արագության կախումը բարձր լարումից /165/

Թեքությամբ ընկնող (դաշտի լարվածության գծերի նկատմամբ ±30°) մասնիկների համար, ծնվող ազդանշանները կարող են միանալ մեկը մյուսին, հետագծի երկարությամբ ստեղծելով պլազմային խողովակ (կայծային հետագծային խցեր, տե՛ս 4.13 և 4.15):

Ստրիմերային ռեժիմում կարող են աշխատել նաև հարթ դիմադրողական խցերը (տե՛ս 5.3), առաջացնելով մեծ ազդանշաններ, որոնց հետագա մշակումը հեշտանում է: Սա ճիշտ է նաև պատկերը վերականգնող խցերի համար (տե՛ս 4.9), որտեղ խցի աշխատանքը ստրիմերային ռեժիմում հնարավորություն է տալիս ունենալ լույսի մեծ հոսք:

4.5. ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԳՐԱՆՑՈՒՄԸ ՀԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ

Հեղուկներով լցված իոնիզացիոն խցերը, գազային դետեկտորների համեմատությամբ, ունեն առավելություն: Հեղուկի խտությունը միջինում 1000 անգամ գերազանցելով գազի խտությանը բերում է նրան, որ կլանված էներգիան նույնպես աճում է 1000 անգամ /168,169/: Հեղուկ արգոնում (LAr) էլեկտրոն-իոն ծնման համար անհրաժեշտ միջին էներգիան հավասար է 24էվ, (հեղուկ LXe- 16էվ): Հեղուկով լցված իոնիզացիոն խցերը լավագույն թեկնածուներն են կալորիմետրի գրանցող տարրի համար /170/: Տեխնիկական դժվարությունը կապված է նրա հետ, որ չեզոք գազերը հեղուկանում են միայն ցածր ջերմաստիճանների դեպքում: Այսպես, LAr աշխատանքային ջերմաստիճանը կազմում է 85K, հեղուկ LKr համար՝ 117K, և հեղուկ քսենոնի LXe համար՝ 163K:

Հեղուկ գազերը համասեռ են և որպես հետևանք ունեն լավագույն գրանցման հատկությունները: Սակայն, պրոբլեմներ կարող են առաջանալ էլեկտրոնբացասական խառնուրդների առկայության դեպքում, որոնց քանակությունը պետք է պահվի հնարավորինս ցածր մակարդակի վրա: Բարձր խտությամբ հեղուկ միջավայրում ուղղորդային արագության փոքրության հետևանքով, որպեսզի հնարավոր լինի ապահովել այդ դետեկտորների աշխատանքը, անհրաժեշտ է, որ էլեկտրոնի ազատ վազքի միջին երկարությունը λ, շատ ավելի մեծ լինի, քան էլեկտրոդների միջև եղած հեռավորությունը: Դա պահանջում է, որ էլեկտրոնբացասական գազերի (ինչպես օրինակ՝ O_2) խտությունը (քանակությունը) փոքրացվի մինչև 1ppm մակարդակի (1ppm =10^{-6}): Հեղուկային վիճակում գտնվող, մաքուր չեզոք գազերում կիրառված դաշտերի (10կՎ/սմ) լարվածության դեպքում, որը բնութագրական է LAr հաշվիչների համար, էլեկտրոնների ուղղորդային արագությունը կազմում է

0.4սմ/մկվ: Փոքր քանակությամբ ածխաջրածինների խառնուրդը (օրինակ, 0.5% CH_4) կարող է շեշտակիորեն մեծացնել այդ արագությունը: Դրա պատճառը այն է, որ մոլեկուլային գազերի ավելացումը փոխում է էլեկտրոնի միջին էներգիան: էլեկտրոնի ցրման կտրվածքը, մասնավորապես Ռամզաուերի մինիմումի շրջակայքում, խիստ կախված է էլեկտրոնի էներգիայից: Այսպիսով էլեկտրոնի էներգիայի փոքր փոփոխությունը կարող է հանգեցնել ուղղորդային հատկությունների կտրուկ փոփոխության:

Իոնների շարժունակությունը հեղուկներում խիստ փոքր է: Իոնների շարժումից մակածված լիցքն ունի այնքան մեծ ժամանակներ, որ այն դժվար թե օգտագործվի էլեկտրոնային սարքերի օգտագործումով ընթերցման համար :

Ի հակադրություն գազային իոնիզացիոն խցերի, հեղուկ չեզոք գազերով լցված խցերը օգտագործվում են միայն լիցքավորված մասնիկների դետեկտորի վրա քիչ թե շատ ուղղահայաց ընկնելու դեպքում (տե՛ս նկ. 4.23): Ենթադրենք խցիկով անցնող մասնիկի հետագծի վրա առաջացել է Ne լիցք, որը հավասարաչափ է բաշխված հետագծի երկարությամբ: Այս դեպքում լիցքի խտությունը կլինի $\rho = -Ne/d$: Ենթադրենք նաև, որ այդ լիցքը հավաքվում է հաստատուն ուղղորդային արագությամբ v^-, քանի որ լիցքի խտությունը մնում է հաստատուն էլեկտրոնների հավաքման ամբողջ ընթացքում, ապա աշխատանքային ծավալում առաջացած լիցքը փոքրանում է հետևյալ հավասարումով՝

$$q(t) = \rho(d - v^- t) \qquad 4.41$$

$t > d/v^-$ ժամանակի ընթացքում լրիվ լիցքը հավաքվում է և q(t) դառնում է զրո: էլեկտրոնների ուղղորդային շարժումը էլեկտրոդների վրա մակածում է լիցք, որը փոքրացնում է կոնդենսատորում կուտակված էներգիան: Էներգիայի պահպանումը պահանջում է

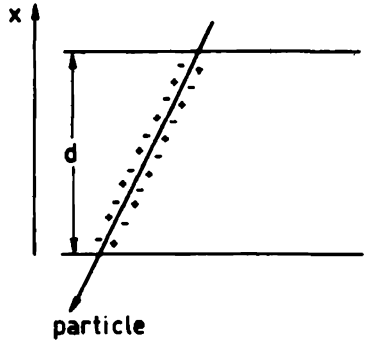
$$d\left(\frac{1}{2}CU^2\right) = d\left(\frac{1}{2}\frac{Q^2}{C}\right) = q(t)\cdot\vec{E}\cdot\overrightarrow{dx}: \qquad 4.42$$

Օգտվելով 4.41 հավասարումից կստանանք՝

$$\frac{QdQ}{C} = \left|\vec{E}\right|\cdot\left(\frac{Ne}{d}(d - v^- t)\cdot v^- dt\right), \qquad 4.43$$

քանի որ՝

$$Q = CU = C\left|\vec{E}\right|d \qquad 4.44$$



Նկ. 4.23. Հեղուկացված չեզոք գազով դետեկտորում լիցքի հավաքման սխեմատիկ պատկերը:

ապա dQ կարելի է հաշվել՝

$$\frac{dQ}{} = -\frac{C}{Q}\left|\vec{E}\right| \cdot (\frac{Ne}{d}(d - v^{-}t) \cdot v^{-}dt) = -Ne(1 - \frac{v^{-}}{d}t) \cdot \frac{v^{-}}{d}dt$$

4.45,

քանի որ d/v^{-} ամբողջ ուղղորդային ժամանակն է, ապա 4.45 հավասարումը կբերի՝

$$dQ = -Ne(1 - \frac{t}{t_D}) \cdot \frac{dt}{t_D}: \qquad 4.46$$

4.46 հավասարման ինտեգրումը կտա՝

$$Q(t) - Q_0 = -\frac{Ne}{t_D}(t - \frac{t^2}{2t_D}) = -Ne[\frac{t}{t_D} - \frac{1}{2}(\frac{t}{t_D})^2] \qquad 4.47$$

$t=t_D$ ընթացքում ամբողջ լիցքը հավաքվում է, բերելով՝

$$Q(t_D) - Q_0 = -\frac{1}{2}Ne \qquad 4.48$$

Հեղուկ չեզոք գազերով լցված իոնիզացիոն խցիկը պահանջում է ցածր ջերմաստիճանային սարքավորում: Այդ տեխնիկական դժվարությունը կարելի է շրջանցել օգտագործելով «տաք» հեղուկներ: Այսպիսի «տաք» հեղուկներին, որոնք հեղուկացված են արդեն սենյակային ջերմաստիճանում, ներկայացվում են հետևյալ պահանջները. նրանք պետք է ունենան լավագույն ուղղորդային հատկություններ, և պետք է ծայրագույնս ազատ լինեն էլեկտրոնբացասական խառնուրդներից: «Տաք» հեղուկի մոլեկուլները պետք է ունենան բարձր սիմետրիկություն (այսինքն մոտ գնդային սիմետրիային), որպեսզի ապահովեն բարձր ուղղորդային հատկություններ:

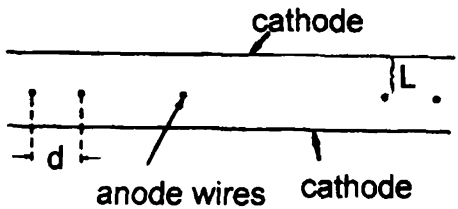
Որպես «տաք» հեղուկներ օգտագործվում են բենզինանման նյութերը, ինչպիսիք են տետրամեթիլսիլենը (TMS), տետրամեթիլպենտանը (TMP) և այլն /170-174/: Մեծ խտություններ ստանալու պահանջը, մասնավորապես կալորիմետրերում օգտագործվող հեղուկ իոնիզացիոն հաշվիչների համար, կարելի է բարեհաջող լուծել: Դրան կարելի է հասնել, օրինակ, TMS մոլեկուլի սիլիցիումի ատոմը փոխարինելով կապարի կամ անագի ատոմով:

Քանի որ այդ հեղուկները վառվող են և թունավոր, ապա աշխատանքային պայմաններում նրանք պետք է գտնվեն վակուումային հերմետիկ ծավալներում: Այս «տաք» հեղուկները ցուցադրում են լավագույն ռադիացիոն ամրություն: Բարձր քանակությամբ ջրածնի առկայությունը հնարավորություն է տալիս կոմպենսացնել էլեկտրոնների և հադրոնների ազդանշանների լայնությները (տես 1.3):

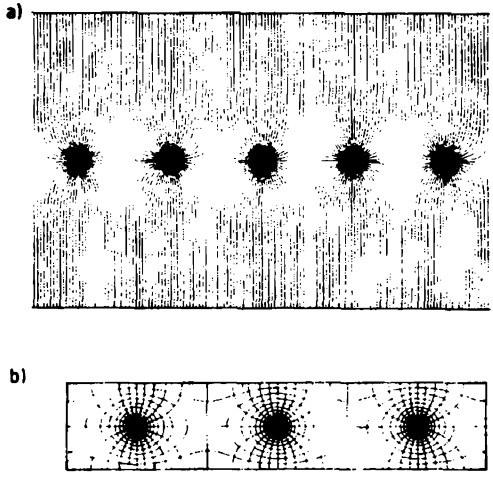
Հեղուկներում փորձարկվել են նաև ուժեղացում ստանալու հնարավորությունները աշխատանքային լարման մեծացմանը զուգընթաց, գլանաձև իոնիզացիոն խցիկի նմանողությամբ: Փոքր չափերի նախաօրինակներում, արդյունքները գոհացուցիչ են, սակայն մեծ չափերի իրական դետեկտորներում չեն կրկնվում (անհասանելի են) /175-177/: Ավարտելով նշենք, որ որպես աշխատանքային միջավայր «պինդ» արգոնից իոնիզացիոն խցիկներ նույնպես փորձարկվել են /178/:

4.6. ԲԱԶՄԱԼԱՐ ՀԱՄԵՄԱՏԱԿԱՆ ԽՑԵՐ

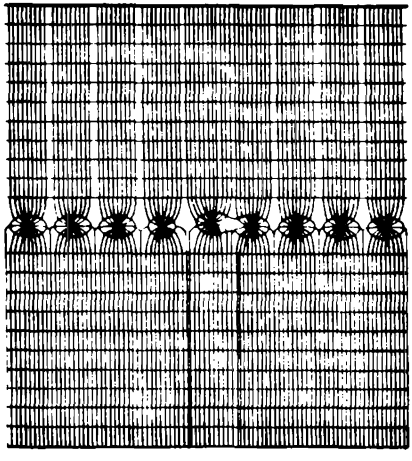
Բազմալար համեմատական խցիկը մի հարթության մեջ դասավորված համեմատական հաշվիչների համակարգ է, որոնց միջև բացակայում են բաժանող պատերը (տե՛ս նկ. 4.24) /26,125,179,180,181/: էլեկտրական դաշտի տեսքը գլանաձև հաշվիչի դաշտի համեմատ որոշ չափով փոփոխվում է (տե՛ս նկ. 4.25 և 4.26) /51,182-185/:



Նկ. 4.24. Բազմալար համեմատական խցի կառուցվածքի սխեմատիկ պատկերը:



Նկ. 4.25. Հինգ լարանոց համեմատական խցում դաշտի ուժագծերը. ա) /184/, բ) դաշտի ուժագծերը և համապոտենցիալ գծերը 3 լարանոց համեմատական խցում /183/:



Նկ. 4.26. Դաշտի ուժագծերը և համապոտենցիալ գծերը բազմալար համեմատական խցում: Պարզ նկատելի է անոդային լարի փոքր տեղաշարժման հետևանքով առաջացած դաշտի փոփոխությունները /51, 182/:

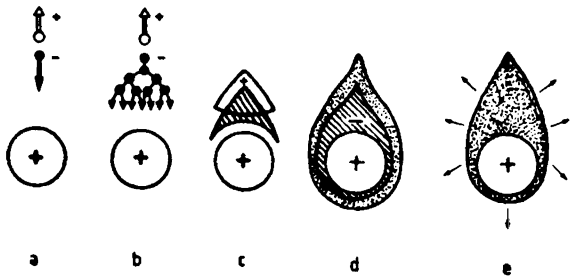
Համեմատական խցում հեղեղի զարգացումը նույնական է համեմատական հաշվիչի հեղեղի զարգացման հետ: Քանի որ լիցքի մեծագույն մասը առաջանում է յուրաքանչյուր անոդի անմիջական շրջակայքում, ապա առաջացող ազդանշանը ամբողջովին պայմանավորված է դրական իոնների դանդաղ ուղղորդով դեպի կատոդ

(տե՛ս 4.39 հավասարումը): Եթե անոդային ազդանշանը ընթերցվում է բարձր ժամանակային լուծողականությամբ օսցիոլոգրաֆով կամ արագ անալոգ-թիվ փոխարկիչով (արագ ADC), ապա հնարավոր է վերականգնել իոնիզացիոն հետքի կառուցվածքը բազմալար համեմատական խցում (տե՛ս նկ. 4.11): Հեղեղի առաջացման ժամանակային պատկերը կարելի է ներկայացնել հետևյալ ձևով (տե՛ս նկ. 4.27) /51,186/,

ա) սկզբնական էլեկտրոնը ուղղորդում է դեպի անոդ,

բ) լարի անմիջական մոտակայքում, ուժեղ էլեկտրական դաշտում, էլեկտրոնը արագանում է այնքան, որ երկու հարվածների միջև ընկած ժամանակահատվածում ձեռք է բերում գազի ատոմները իոնիզացնելու համար անհրաժեշտ էներգիա: Այս պահից սկսվում է հեղեղի զարգացումը,

գ) իոնիզացիայի երևույթում էլեկտրոնները և դրական իոնները առաջանում են նույն տեղում: Լիցքակիրների բազմացումը տեղի է ունենում այնքան ժամանակ, քանի դեռ դրական իոնների տարածական լիցքի ստեղծած դաշտը վերադրվելով արտաքին էլեկտրական դաշտի հետ, չի փոքրացնում այն կրիտիկականից ավելի փոքր արժեքի: Ծնված լիցքակիրները էլեկտրոնային և իոնային ամպերը, ուղղորդվելով բաժանվում են իրարից: Էլեկտրոնային ամպը ուղղորդվում է դեպի լարը և դիֆուզիայի հաշվին փոքր-ինչ լայնանում :



Նկ. 4.27. Էլեկտրոնային հեղեղի ժամանակային և տարածական զարգացումը /51, 186/:

դ) Կախված նախնական էլեկտրոնի անկման ուղղությունից, երկրորդային էլեկտրոնների խտության բաշխումը լարի նկատմամբ որոշ չափով ասիմետրիկ է: Այդ ասիմետրիան ավելի նկատելի է ստրիմերային խողովակում: Այս դեպքում անոդային լարի հաստության հետևանքով, ինչպես նաև այն պատճառով, որ տեղի է ունենում ֆոտոնների ուժեղ կլանում, հեղեղի ձևավորումը տեղի է

ունենում ամբողջովին լարի այն կողմում, որտեղից մոտեցել է սկզբնական էլեկտրոնը (տես նկ. 4.9 և 4.17):

ե) Վերջին քայլում իոնային ամպը ռադիալ կերպով ընդարձակվում է և դանդաղ ուղղորդում դեպի կատոդ:

Բազմաթիվ դեպքերում, որպես անոդային լարեր օգտագործվում են 10-30մկմ տրամագծով ոսկեպատված վոլֆրամային լարեր: Անոդային լարերի միջև եղած հեռավորությունը հիմնականում կազմում է 2 մմ: Անոդային լարերի և կատոդային հարթությունների միջև եղած հեռավորությունը 10 մմ-ի կարգի է: Անհատական անոդային լարերը աշխատում են որպես անկախ դետեկտորներ: Կատոդային հարթությունները կարող են պատրաստվել ինչպես մետաղական թաղանթներից, այնպես էլ մի հարթության մեջ ձգված լարերի շերտից:

Որպես աշխատանքային գազեր, համեմատական հաշվիչների նմանությամբ կարող են օգտագործվել ազնիվ գազերի (Ar,Xe) և CO_2, CH_4, iC_4H_{10} և այլն, ածխաջրածինների խառնուրդներ /187-189/: Բազմալար համեմատական խցում գազային ուժեղացման գործակիցը հասնում է 10^5:

- Բազմաթիվ խցերից անալոգային ինֆորմացիայի ընթերցումը նպատակահարմար չէ: Դա հեշտացնում է այդ դետեկտորների աշխատանքը այնքանով, որ պահանջվում է միայն ազդանշանի շեմայինից բարձր լինելը: Աշխատանքային այս ռեժիմում բազմալար գազային խցերը օգտագործվում են միայն որպես հետագծային դետեկտորներ: Անոդային լարերի d=2մմ քայլի դեպքում տարածական լուծողականության միջին քառակուսային արժեքը (տե՛ս 2.5) որոշվում է

$$\sigma(x) = \frac{d}{\sqrt{12}} = 577 \text{ մկմ} : \qquad 4.49$$

Երկար անոդային լարերի միջև գործող էլեկտրոստատիկ վանումը կարող է որոշակի պրոբլեմներ առաջացնել: Լարը կգտնվի հավասարակշռության մեջ (չի տատանվի), եթե նրա T լարվածությունը մեծ է որոշակի T_0-ից, որի արժեքը կարելի է հաշվել հետևյալ առնչությունից՝

$$V \le \frac{d}{lC}\sqrt{4\pi\varepsilon_0 T_0} \qquad 4.50$$

որտեղ V-ն անոդի լարումն է, d-ն լարերի քայլը, l-ը լարի երկարությունը և C-ն դետեկտորի միավոր երկարության էլեկտրունակությունն է /34,190/: ε_0 վակուումի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունն է (ε_0=8.854*10^{-12}Ֆ/մ):

Գլանային ունակության համար (ներքին տրամագիծը r_a, արտաքին տրամագիծը r_k) միավոր երկարության ունակությունը որոշվում է՝

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0}{2\ln {r_k}/{r_a}} \qquad 4.51$$

Բազմալար համեմատական խցի համար՝ համապատասխան ունակությունը (երբ անոդ-կատոդ հեռավորության համար տեղի ունի $L>>d>>r_a$) (տե՛ս նկ. 4.24) /4/ տրվում է հետևյալ՝ արտահայտությամբ

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0}{2(\frac{\pi L}{d} - \ln\frac{2\pi r_a}{d})} \qquad 4.52$$

Օգտագործելով այս հավասարումը, լարին հավասարակշիռ վիճակում պահելու համար անհրաժեշտ լարվածությունը կարող ենք գտնել 4.50 հավասարումից՝

$$T_0 \geq (\frac{V\cdot l\cdot C}{d})^2\cdot\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \geq (\frac{Vl}{d})^2 4\pi\varepsilon_0[\frac{1}{2(\frac{\pi L}{d} - \ln\frac{2\pi r_a}{d})}]^2 \qquad 4.53, 4.54$$

l=1մ երկարությամբ լարի համար, երբ անոդային լարումը հավասար է 5կՎ, անոդ-կատոդ հեռավորությունը L=10մմ, անոդային լարերի քայլը d =2մմ և անոդային լարի տրամագիծը 2r=30մկմ- լարի մեխանիկական լարվածության համար, 4.53 կամ 4.54 հավասարումները տալիս են 0.49Ն արժեք, որը համապատասխանում է նրանց մոտավորապես 50 գ զանգված ունեցող բեռով ձգելուն: Ավելի երկար լարերը պետք է ձգվեն ավելի մեծ ուժերով, կամ, եթե նրանք չեն կարող դիմանալ այդպիսի բեռնվածությունների, ապա պետք է հենակներ ունենան որոշակի կետերում: Սակայն, այս դեպքում առաջանում են տեղային՝ ոչ էֆեկտիվ աշխատանքային տիրույթներ:

Համեմատական խցերի հուսալի աշխատանքի համար անհրաժեշտ է նաև, որպեսզի լարերը չկախվեն իրենց սեփական ծանրության հաշվին (gravitational sag): Այդպիսի ճկումը կարող է հանգեցնել անոդ-կատոդ հեռավորության փոքրացմանը, որն իր հերթին կբերի էլեկտրական դաշտի համասեռության խախտմանը:

Հորիզոնական տեղադրված l երկարությամբ լարը, որը ձգված է T ուժով ծանրության ուժի ազդեցության տակ ենթակա է հետևյալ ճկմանը՝

$$f = \frac{\pi r_a^2}{8}\rho g\frac{l^2}{T} = \frac{m\lg}{8T}, \qquad 4.55$$

որտեղ m, l, r_a , ρ առանց հենակների լարի զանգվածը, երկարությունը, տրամագիծը և խտությունն են, g-ն ազատ անկման արագացումը և T-ն ձգման ուժը Ն-երով:

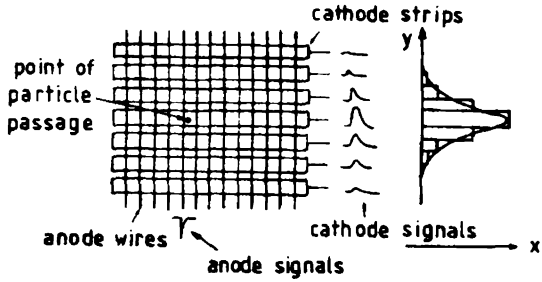
Վերևում բերված օրինակում, ոսկեպատված վոլֆրամային լարի համար r=15մկմ, ρ=19.3գ/սմ^3, լարի կենտրոնում ճկվածությունը հավասար կլինի f=34մկմ, որն ընդունելի է, եթե անոդ-կատոդ հեռավորությունը 10մմ է:

Եթե նույն ճկումը հաշվենք ծղոտաձև խցերի համար (տես 4.8.1 բաժինը), ապա առանձին ծղոտների ճկումը ծանրության ուժի ազդեցության տակ կարելի է հաշվել երկու ծայրերում ֆիքսած բարակ խողովակի /193,194,195/ համար տրվող բանաձևից՝

$$y = \frac{l^4\rho}{192\cdot E\cdot R^2} \qquad 4.56$$

որտեղ E-ն Յունգի ճկունության մոդուլն է, R-ը խողովակի շառավիղը:

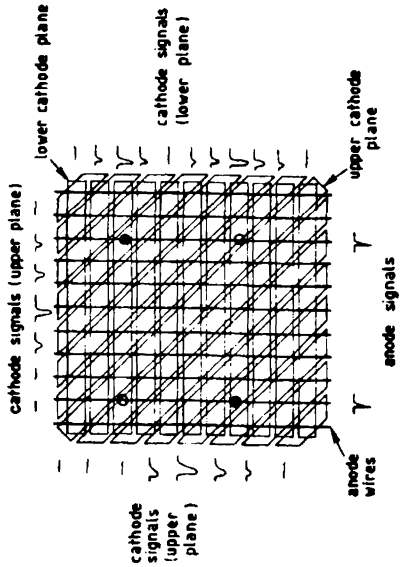
40սմ երկարությամբ ալյումինապատ մայլարե ծղոտի (ρ=1.4 գ/սմ^3, E=3.4ԳՊա =3.46·10^{7}Գ/սմ^2) 7մմ տրամագծի դեպքում կստանանք 44մկմ ճկում: Բազմալար համեմատական խցերը ունեն համեմատաբար վատ տարածական լուծողականություն (σ_x=600մկմ կարգի): Նրանք տալիս են նաև միայն լարին ուղղահայաց կոորդինատը (լարի երկարությամբ ինֆորմացիան բացակայում է): Սարքի հնարավորությունները կարելի է լավացնել օգտագործելով շերտատված կատոդներ և չափելով առանձին շերտիկների վրա մակածված ազդանշանները: Օրինակ՝ կատոդը կարող է լինել զուգահեռ ուղղանկյունաձև շերտերի կամ լարերի համակարգի ձևով (նկ. 4.28):



Նկ. 4.28. Բազմալար գազային խցում կատոդային ընթերցման սխեման:

Այս դեպքում անոդային ազդանշանից բացի չափվում է նաև կատոդային շերտի վրա մակածված ազդանշանը: Լարի երկարությամբ կոորդինատը որոշվում է կատոդային շերտերի վրա մակածված լիցքերի ծանրության կենտրոնի կոորդինատով: Կախված կատոդային շերտերի լայնությունից, այս մեթոդով կարելի է հասնել կոորդինատի չափման մինչև 50մկմ ճշտության: Բազմաթիվ հետագծերի առկայության դեպքում անհրաժեշտ է շերտատել նաև երկրորդ կատոդը, որը հնարավորություն է տալիս պարզել կոորդինատային անորոշությունները:

4.29 նկարում պատկերված է բազմալար համեմատական խցով երկու մասնիկի անցնելու դեպքը: Եթե շերտատված է միայն մի կատոդը, ապա անոդային և կատոդային ազդանշանները հնարավորություն են տալիս կառուցել չորս հնարավոր հետագծերի տեղ, սակայն նրանցից երկուսը «կեղծ» կոորդինատներ են: Նրանք կարող են բացառվել երկրորդ շերտատված կատոդային հարթությունից ստացված ազդանշանի օգնությամբ:

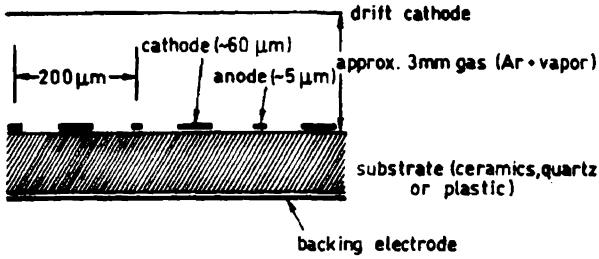


Նկ. 4.29. Բազմալար գազային խցում երկու մասնիկային անորոշության պարզաբանման սխեման:

Միաժամանակյա ավելի մեծ քանակությամբ հետագծեր կարելի է վերականգնել, եթե կատոդը շերտերի փոխարեն շերտատվի ուղղանկյունաձև մակերեսների (pad) տեսքով: Բնական է, որ դա մեծացնում է անհրաժեշտ գրանցող էլեկտրոնային կապուղիների քանակը:

Բազմալար համեմատական խցերի կառուցվածքը կարելի է պարզեցնել, միաժամանակ նկատելիորոն բարձրացնելով նրանց կայունությունը և ճկունությունը, եթե հնարավոր լինի անոդները հաշվիչի ծավալում նրանց ձգելու փոխարեն, իրականացնել բարակ դիէլեկտրիկ մակերևույթների վրա՝ շերտերի կամ կետերի տեսքով: Դիէլեկտրիկ մակերևույթի վրա անոդային շերտերի օգտագործման դեպքում, դաշտի որակը ենթարկվում է որոշակի փոփոխության, դիէլեկտրիկի մակերևույթի վրա դրական իոնների կուտակման հետևանքով: Բայց և այնպես դիէլեկտրիկի կամ կիսահաղորդչի մակերևույթի վրա ստեղծված անոդային շերտերով դետեկտորները բարեհաջող աշխատում են /196-207/: Այդպիսի կառուցվածք ունեցող դետեկտորները համեմատաբար փոքր աշխատանքային չափեր ունեն:

Այսպիսով միկրոշերտային գազային դետեկտորները բազմալար գազային խցերի փոքրացված տարբերակն են, որոնց չափերը մոտ մի կարգ փոքր են սովորական խցերի հետ համեմատած (նկ. 4.30): Դա դարձավ իրագործելի, քանի որ էլեկտրոդային կառույցները ստեղծվում են էլեկտրոնային լիտոգրաֆիայի օգնությամբ: Լարերը փոխարինվում են բարակ շերտերով, որոնք նստեցվում են բարակ մակերևույթների վրա: Անոդային շերտերի արանքում նստեցվում են ավելի հաստ կատոդային շերտեր, որոնք հնարավորություն են տալիս ստանալ բարձր էլեկտրական դաշտեր: Շերտատված կատոդային հարթության օգտագործումը հնարավորություն է տալիս կատարել երկկոորդինատային չափումներ: Կերամիկական հիմքերի, (որոնց վրա նստեցվում են էլեկտրոդային կառույցները), փոխարեն կարելի է օգտագործել բարակ պլաստիկ թաղանթներ: Այս դեպքում կարելի է ստեղծել բարձր տարածական լուծողականությամբ ավելի թեթև և ճկուն դետեկտորներ: Հնարավոր անհարմարությունները կապված են նրա հետ, որ ժամանակի ընթացքում տեղի է ունենում անհաղորդիչ պլաստիկ հիմքի լիցքավորում: Սա իր հերթին բերում է ժամանակի ընթացքում ուժեղացման գործակցի փոփոխության, որը հետևանք է էլեկտրական դաշտի փոփոխության /209-214/:



Նկ. 4.30. Միկրոշերտ գազային դետեկտորի սխեմատիկ կառուցվածքը:

Բացի բարձր տարածական լուծողականությունից, այդ դետեկտորների առավելությունը կայանում է նրանում, որ նրանք ունեն շատ փոքր մեռյալ ժամանակներ: Հեղեղի ընթացքում առաջացած դրական իոնները այժմ ուղղորդվում են դեպի շատ փոքր հեռավորության վրա գտնվող կատոդային շերտերը: Այս դետեկտորները ունեն ավելի մեծ արագագործություն և ավելի քիչ են ենթակա ռադիացիոն վնասվածքների (զգայուն տարրերի ավելի փոքր չափերի հետևանքով):

Հետևաբար, որպես հետագծային դետեկտորներ միկրոշերտ գազային խցիկները լավագույն թեկնածուներն են բարձր արագագործությամբ արագացուցիչների, ինչպիսիքն են LHC (large hadron collider), մասնիկների ֆաբրիկաների (B,τ,φ ֆաբրիկաներ) վրա կատարվող փորձերի համար /215-216/:

Միկրոշերտ համեմատական խցերը կարող են աշխատել նաև ուղղորդային մոդայում (տես 4.7 բաժինը):

Միկրոձեղք խցիկները անցման տեղի նկատմամբ զգայուն համեմատական գազային հաշվիչներ են, որոնց ստեղծման համար օգտագործվում են միկրոէլեկտրոնային տեխնոլոգիաներ /217/: Այս դետեկտորներում հեղեղի լիցքը հավաքող էլեկտրոդների միջև եղած ճեղքը (անոդ-կատոդ ճեղք) հասնում է մի քանի միկրոնի: Հետևաբար դրական իոնների հավաքման ժամանակը շատ կարճ է (≈10նվ), որն էլ բերում է այդ դետեկտորների շատ բարձր արագագործության (>10^7 մասնիկ/մմ·վ):

Լարային խցերը և մասնավորապես բազմալար գազային խցերը օգտագործվել և այժմ էլ լայնորեն օգտագործվում են տարրական մասնիկների ֆիզիկայում /215,216,218,219,220/, բայց նրանք հետաքրքիր կիրառություններ են գտել նաև այլ բնագավառներում, ինչպիսին է, օրինակ, բժշկությունը /221/:

4.7. ՀԱՐԹ ՈՒՂՂՈՐԴԱՅԻՆ ԽՑԵՐ

Որոշակի Δt ժամանակ է պահանջվում, որպեսզի իոնիզացիայից ծնված սկզբնական էլեկտրոնները հասնեն անոդային լարին: Մասնիկի անցնելու պահից, մինչև էլեկտրոնային ամպի անոդային լարին մոտենալու այս Δt ժամանակը, կախված է խցով մասնիկի անցնելու տեղից (տե՛ս նկ. 4.31): Հաստատուն ուղղորդային $\bar{v}$ արագության դեպքում գոյություն ունի հետևյալ գծային կապը՝

$$x=\bar{v}\,\Delta t \qquad 4.57$$

Եթե ուղղորդային արագությունը ուղղորդման հետագծի երկարությամբ փոփոխվում է, ապա կարելի է օգտվել հետևյալ առնչությունից՝

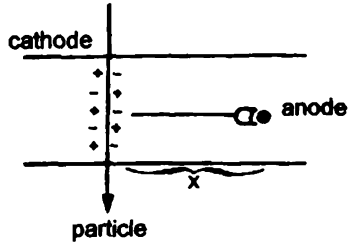
$$x=\int \bar{v}(t)dt: \qquad 4.58$$

Անհրաժեշտ բարենպաստ ուղղորդային դաշտեր ապահովելու համար երկու հարևան անոդային լարերի արանքում մտցվում է պոտենցիալային լար:

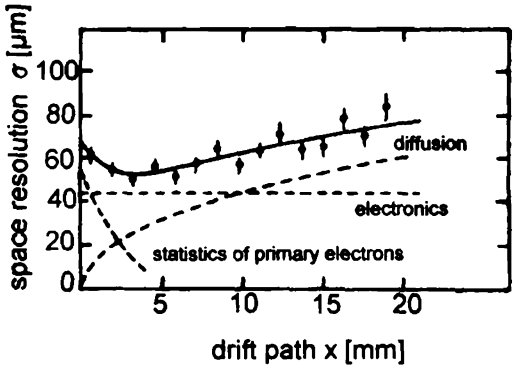
Ուղղորդային ժամանակի չափումը հնարավորություն է տալիս զգալիորեն պակասեցնել անոդային լարերի քանակը, բազմալար համեմատական խցերի հետ համեմատած: Անոդային լարերի փոքր քայլի օգտագործման դեպքում զգալիորեն լավանում է տարածական լուծողականությունը: Իրականում երկու առավելությունն էլ կարելի է ապահովել միաժամանակ /222/: Ուղղորդային արագության $\bar{v}$=5 սմ/մկվ արժեքի դեպքում, եթե գրանցող էլեկտրոնային կանալի ժամանակային լուծողականությունը հավասար է σ_t=1նվ, հնարավոր է ստանալ մինչև $\sigma_x=\bar{v}\sigma_t$=50 մկմ տարածական լուծողականություն: Սակայն տարածական լուծողականությունը պայմանավորված է ոչ միայն էլեկտրոնիկայի ժամանակային լուծողականությամբ, այլ նաև ուղղորդվող էլեկտրոնների դիֆուզիայով, և սկզբնական իոնիզացիայի երևույթի վիճակագրական ֆլուկտուացիաներով: Վերջինս շատ կարևոր է անոդային լարի մոտակայքում (նկ. 4.32 /51,223/):

Մասնիկը խցիկի վրա ուղղահայաց անկման դեպքում էլեկտրոն-իոնային զույգերը մասնիկի հետագծի երկարությամբ ծնվում են վիճակագրորեն:

Անոդային լարին մոտակա էլեկտրոն-իոն զույգը անհրաժեշտաբար չի ծնվում անոդային և պոտենցիալային լարերը միացնող ուղղի վրա: Լիցքակիրների ծնման տարածական ֆլուկտուացիաները բերում են ուղղորդային ճանապարհների զգալի տարբերությունների անոդային լարի մոտ անցնող մասնիկների համար այն դեպքում, երբ պոտենցիալային լարի մոտ անցնող մասնիկների համար այդ տարբերությունները էական չեն (տե՛ս նկ. 4.33):



Նկ. 4.31. Ուղղորդային խցի աշխատանքի սկզբունքը:

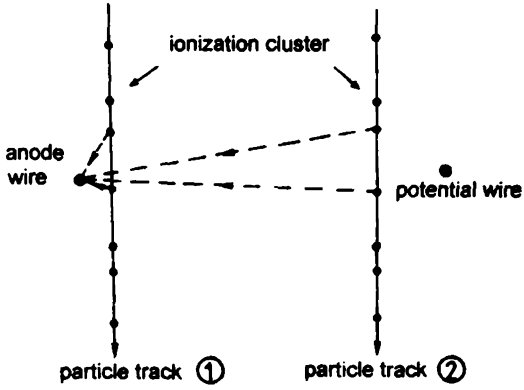


Նկ. 4.32. Տարածական լուծողականության կախումը ուղղորդային երկարությունից /51,223/:

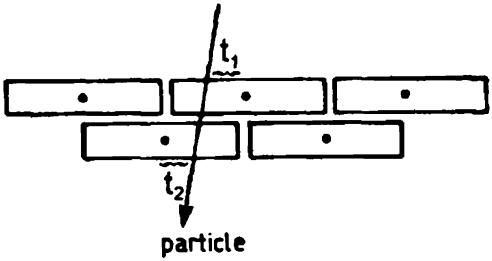
Իրականում, ժամանակի չափումը չի կարող տարբերել մասնիկի անոդային լարի աջից կամ ձախից անցնելու դեպքը: Երկշերտ ուղղորդային բջիջների օգտագործումը, որոնք իրար նկատմամբ շեղված են կես քայլի երկարությամբ, կարող է լուծել աջ-ձախ անորոշությունը (տե՛ս նկ. 4.34):

Բազմալար համեմատական խցերում հարևան անոդային լարերի մեջտեղում գոյություն ունեն փոքր դաշտի լարվածությամբ

տիրույթներ (տե՛ս նկ. 4.25 և 4.26): Ինչպես արդեն նշել ենք, դաշտի որակը կարելի է զգալիորեն լավացնել երկու հարևան անոդային լարերի արանքում մտցնելով բացասական լիցքավորված պոտենցիալային լար (տե՛ս նկ.4.35):

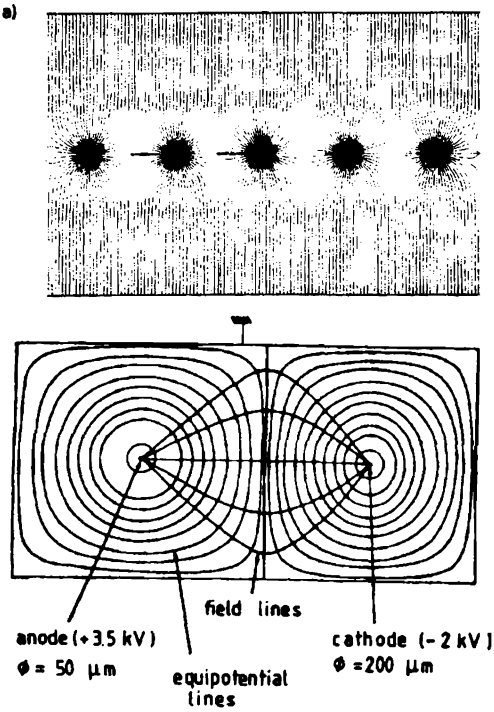


Նկ. 4.33. Նախնական իոնիզացիայի բաշխումից տարածական լուծողականության կախումը: Ցուցադրված են «մոտ» և «հեռու» մասնիկների հետագծերի համար տարբեր ուղղորդային ճանապարհները:

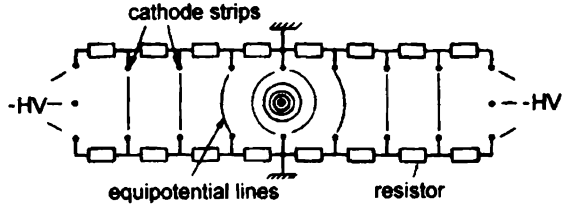


Նկ. 4.34. Աջ-ձախ անորոշության լուծումը ուղղորդային խցում:

Կարելի է ստեղծել շատ մեծ աշխատանքային մակերևույթներով ուղղորդային խցեր /225,226,227/: Մեծ ուղղորդային ծավալներում, անոդային լարի և խցի ծայրերի միջև եղած պոտենցիալների լրիվ տարբերությունը գծայնորեն բաժանվում է, օգտագործելով կատոդային շերտեր, որոնք միացված են դիմադրություններին համապատասխան շղթաներով (տե՛ս նկ. 4.36):



Նկ. 4.35. Դաշտի ուժագծերը բազմալար ուղղորդային խցում (ա) /184/ և և համապատասխանցիալ և դաշտի ուժագծերը ուղղորդային բջջում /51,224/:



Նկ. 4.36. Մեծ մակերեսով ուղղորդային խցում դաշտի ստեղծման սխեման:

Մեծ մակերես ունեցող ուղղորդային խցերում մաքսիմում հասանելի տարածական լուծողականությունը սահմանափակված է մեխանիկական անճշտություններով: Մեծ խցերում ստացվում է բնութագրական 200 մկմ լուծողականություն:

Փոքր խցերում (10·10 սմ^2) ստացվել է մինչև 20մկմ տարածական լուծողականություն: Վերջին դեպքում հիմնական սահմանափակող ֆակտորը, էլեկտրոնիկայի ժամանակային լուծողա-

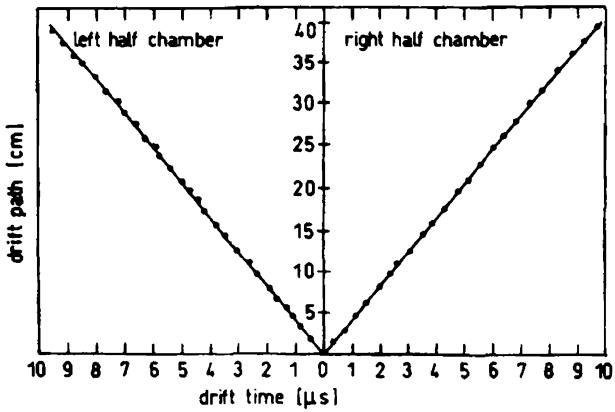
կանությունն և դեպի անոդ ուղղորդման ընթացքում, էլեկտրոնների դիֆուզիան է: Լարի երկարությամբ կոորդինատը կարելի է գտնել, նորից օգտագործելով շերտատված կատոդներ (ԲՀԳ-ի նմանությամբ):

Միայն մեկ անոդային լար պարունակող, մեծ մակերեսով ուղղորդային խցի (80x80սմ^2), ուղղորդային հեռավորություն- ուղղորդային ժամանակ կախվածությունը ցույց է տրված նկ. 4.37 /227/: Խցիկը աշխատել է 93% արգոն և 7% իզոբութան գազային խառնուրդով:

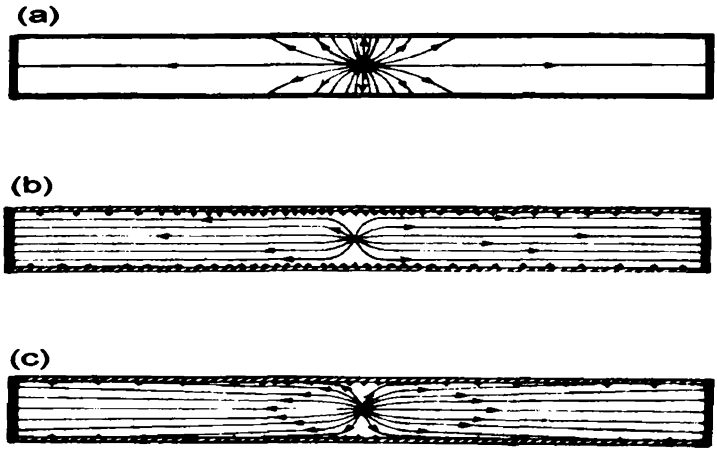
Մեծ մակերեսով ուղղորդային խցերում որակյալ էլեկտրական դաշտի ձևավորման կարելի է հասնել խցի անհաղորդիչ (մեկուսիչ) պատերին դրական իոններ կապելու հաշվին: Այսպիսի խցերում մեծ մակերեսով կատոդների վրա դեպի ուղղորդային ծավալը ուղղված անհաղորդիչ թաղանթներ են տեղադրվում (նկ. 4.38): Անոդային լարի դրական բարձր լարումը միացնելուց անմիջապես հետո դաշտի որակը բավարար չէ, որպեսզի ապահովի էլեկտրոնների ուղղորդում ամբողջ աշխատանքային ծավալից, (լավ տարածական լուծողականությամբ) (նկ. 4.39ա): Անցնող մասնիկի հետագծի վրա առաջացած դրական իոնները, այժմ ուղղորդվում են դեպի կատոդ: էլեկտրոնները հավաքվում են անոդային լարի վրա, իսկ դրական իոնները կպչում են անհաղորդիչ թաղանթների ներքին մակերևույթներին, վանելով դաշտի ուժագծերը այդ տիրույթներից (դեպի զգայուն տիրույթը): Որոշակի ժամանակ հետո՝ լիցքավորման ժամանակ, այլևս ոչ մի դաշտի ուժագիծ չի կարող ավարտվել այդ թաղանթների վրա, և իդեալական ուղղորդային դաշտ է ձևավորվում (նկ. 4.39բ, /228,229/): Եթե խցի պատերը՝ ոչ ամբողջովին են անհաղորդիչ, այսինքն նրանց տարածական կամ մակերևութային դիմադրությունը վերջավոր է, ապա որոշ դաշտի գծեր դեռևս կավարտվեն այդ պատերի վրա (նկ. 4.39գ): Չնայած, այս դեպքում ստացվում են ոչ իդեալական դաշտեր, կատոդների ավելցուկային լիցքավորումը բացակայում է, քանի որ խցի պատերն ունեն որոշակի հաղորդականություն կամ թափանցիկություն, որը հնարավորություն է տալիս հեռացնել ավելցուկային մակերևութային լիցքերը:

Լիցքավորման ժամանակը բավականին երկար է (1ժամ): Լիցքավորման մեծ ժամանակների և մեծ արագագործությունների դեպքում ավելցուկային լիցքերի հնարավոր կուտակումներից կարելի

է խուսափել համապատասխան ձևով ընտրելով կատոդային դիէլեկտրիկները /230/:



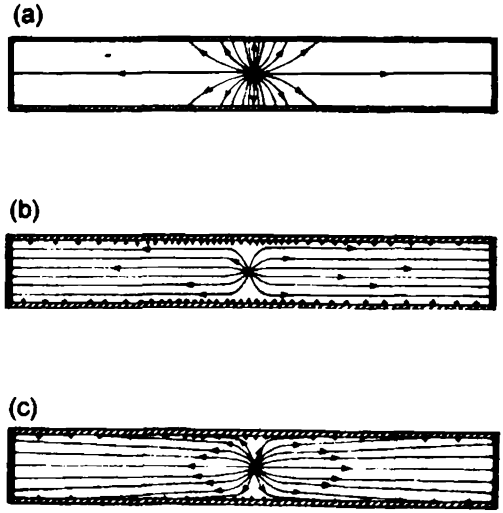
*Նկ. 4.37. Միայն մեկ անոդային լարով (80*80սմ²) ուղղորդային խցի ուղղորդի ժամանակ -տարածական կոորդինատ կախումը /227/:*



Նկ. 4.38. «Լծանց էլեկտրոդների» ուղղորդային խցի կառուցվածքը:

Այս սկզբունքի վրա հիմնվելով ստեղծվել են բավականին մեծ երկարությամբ ուղղորդային ճանապարհներով, նույնիսկ >1մ /231-234/, տարբեր երկրաչափությամբ խցեր (ուղղանկյունաձև, գլանաձև ուղղորդային խողովակներ):

Ուղղորդային խցերում էլեկտրոնների ուղղորդման երևույթը կարելի է օգտագործել տարբեր եղանակներով



Նկ. 4.39. Առանց էլեկտրոդների ուղղորդային խցում, դաշտի ստեղծումը իոնների պատերին կպչելու օգնությամբ /228,229/:

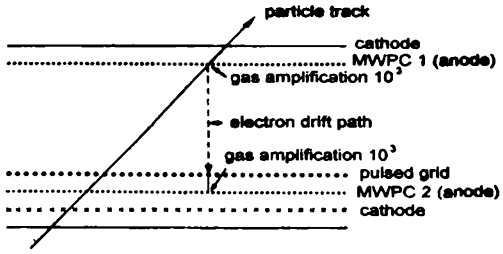
Ուղղորդային խցերում մտցնելով համապատասխան ցանցեր, կարելի է ապահովել ուղղորդային և գազային ուժեղացման տիրույթների բաժանում: Կատարելով աշխատանքային գազերի և լարումների համապատասխան ընտրություն, կարելի է ստանալ շատ փոքր ուղղորդային արագություններ, որը հնարավորություն կտա լիցքավորված մասնիկի իոնիզացիոն հետագծի կառուցվածքի հետազոտություն կատարել բավականին էժան էլեկտրոնային մեթոդներով (խցերի աշխատանքի ժամանակի լայնացման սկզբունքը) /235,236/: Շատ փոքր անոդային լարերի հեռավորության դեպքում, միավոր մակերեսի վրա հնարավոր է ապահովել բարձր հաշվման արագություններ, քանի որ այս դեպքում մի լարին ընկնող մասնիկների քանակը մնում է որոշակի սահմանից ցածր:

Օգտագործելով համեմատաբար փոքր անոդային լարպոտենցիալային լար հեռավորությամբ ինդուկցիոն ուղղորդային խցեր, կարելի է ապահովել բարձր տարածական լուծողականություն /237-239/: Անոդի վրա էլեկտրոնային հեղեղի ձևավորումը հարևան էլեկտրոդների վրա մակածում է լիցքի ազդանշան, որի օգտագործումը թույլ է տալիս միաժամանակ լուծել աջ-ձախ անորոշությունը և գտնել մասնիկի անկման անկյունը: Փոքր անոդային հեռավորությամբ ինդուկցիոն ուղղորդային խցերը լավագույն թեկնածու են նաև բարձր արագագործությամբ փորձերում, օրինակ՝ էլեկտրոն-

պրոտոն փոխազդեցության փորձերում, որոնք նախատեսվում են բարձր կրկնման հաճախությամբ կուտակիչ օղակներում (HERA, հադրոն-էլեկտրոն կուտակիչ օղակ Գերմանական էլեկտրոնային սինքրոտրոնում, DESY):

Այդ դետեկտորներով կարելի է մշակել մասնիկների մինչև 10^6 1/մմ^2 տեմպ: Վերջավոր ուղղորդային ժամանակը ունի նաև այն առավելությունը, որ կարող է օգտագործվել նաև տվյալ դեպքի օգտակար կամ կեղծ լինելը պարզելու համար: Օրինակ՝ դա կարելի է իրագործել բազմաքայլ հեղեղային խցերում: 4.40 նկարում ցույց է տրված այդ սարքի (դետեկտորների) աշխատանքի սկզբունքը /240/: Դետեկտորը բաղկացած է երկու բազմալար համեմատական խցերից (ԲՀԽ 1 և 2), որոնց գազային ուժեղացումները ընտրված են բավականին փոքր ~10^3: Դետեկտոր թափանցող բոլոր մասնիկները երկու խցերում էլ կառաջացնեն համեմատաբար փոքր ազդանշաններ: Առաջին ԲՀԽ-ի առաջացած հեղեղային էլեկտրոնների որոշակի մասը կարելի է փոխանցել (որոշակի հավանականությամբ) երկու խցերի մեջ ընկած ուղղորդային տիրույթ: Ուղղորդային տիրույթի մեծությունից կախված այդ էլեկտրոնները մի քանի հարյուր նվ հետո միայն կհասնեն երկրորդ բազմալար համեմատական խցին: Ուղղորդային տարածությունը վերջանում է ցանցով, որը բացվում է (համապատասխան լարումով) միայն այն դեպքում, երբ գոյություն ունի փորձից եկող, որոշակի արտաքին տրամաբանական ազդանշան: Այդ դեպքում ուղղորդվող էլեկտրոնները կրկին բազմանում են 10^3 անգամ, այնպես որ լրիվ գազային ուժեղացումը կազմում է $10^6\varepsilon$, որտեղ ε առաջին խցում առաջացած էլեկտրոնների ուղղորդային տարածություն դուրս գալու հավանականությունն է: Եթե ε բավականաչափ մեծ է ($\varepsilon>0.1$), ապա երկրորդ խցի ազդանշանը կլինի բավարար, ընթերցող էլեկտրոնիկայի շեմից անցնելու համար: Այժմ, սակայն, այսպիսի գազային հաշվիչները փոխարինված են հիմնականում զուտ էլեկտրոնային հապաղման շղթաներով:

էլեկտրոն-պոզիտրոն և պրոտոն-պրոտոն կուտակիչ օղակների վրա կատարվող փորձերը պահանջում են մեծ մակերեսով խցեր մյուոնների գրանցման համար: Մյուոնային խցերի ստեղծման համար գոյություն ունեն բազմաթիվ թեկնածուներ, ինչպիսիքն են օրինակ՝ ստրիմերային խողովակների շերտերը Օրինակ՝ Հիգսի բոզոնների տրոհման արդյունքների ճշգրիտ վերականգնման համար պահանջվում է լավագույն տարածական լուծողականությամբ, հսկայական աշխատանքային մակերեսներով դետեկտորներ: Դա կարելի է ապահովել ուղղորդային խցերի մեծ մոդուլներով /241,242/:



Նկ. 4.40. Բազմաքայլ հեղեղային խցի աշխատանքի սկզբունքը /245/:

4.8. ԳԼԱՆԱՁԵՎ ԼԱՐԱՅԻՆ ԽՑԵՐ

Կուտակիչ օղակների փորձերի իրականացման համար մշակվել են գլանաձև դետեկտորներ, որոնք բավարարում են մաքսիմում մարմնային անկյան մեջ կատարվող չափումների (հերմետիկության) պահանջին: Պատմականորեն հենց առաջին դետեկտորում օգտագործվել են գլանաձև բազմաշերտ կայծային /104/ (տե՛ս 4.15), և բազմալար համեմատական խցեր, սակայն մեր ժամանակներում ուղղորդային խցերը գրեթե ամբողջությամբ փոխարինել են դրանց: Ուղղորդային խցերում կատարվում է ինչպես մասնիկի հետագծի կառուցում, այնպես էլ լիցքավորված մասնիկի տեսակարար իոնիզացիայի չափում:

Գոյություն ունեն այդպիսի դետեկտորների մի քանի տեսակներ. գլանաձև ուղղորդային խցեր, որոնց լարերի համակարգը ձևավորում է գլանաձև մակերևույթ, շիթային խցեր, որոնց ուղղորդային տարածությունը բաժանված է ազիմուտային ուղղությամբ և ժամանակային պրոյեկտող խցեր, որոնց՝ զգայուն ծավալը ամբողջովին ազատված է նյութից (բացի աշխատանքային գազերից), և որտեղ մասնիկի հետագծի ինֆորմացիան ուղղորդվում է դետեկտորի շրջանաձև վերջնամասային հարթության վրա և գրանցվում այնտեղ:

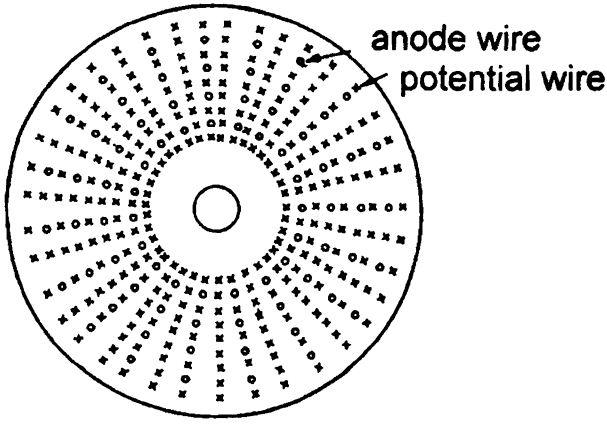
Գլանաձև ուղղորդային խցերը աշխատում են մագնիսական դաշտում, ապահովելով լիցքավորված մասնիկի շարժման քանակի չափում: Շարժման քանակի p լայնական բաղադրիչը, (ԳէՎ/c) չափողականությամբ, որոշվում է ելնելով առանցքային մագնիսական դաշտի լարվածությունից (տեսլա) և հետագծի ճկման ρ շառավղից (մետր) (տե՛ս 4.11), հետևյալ առնչությամբ՝

$$p=0.3B\rho \qquad 4.59$$

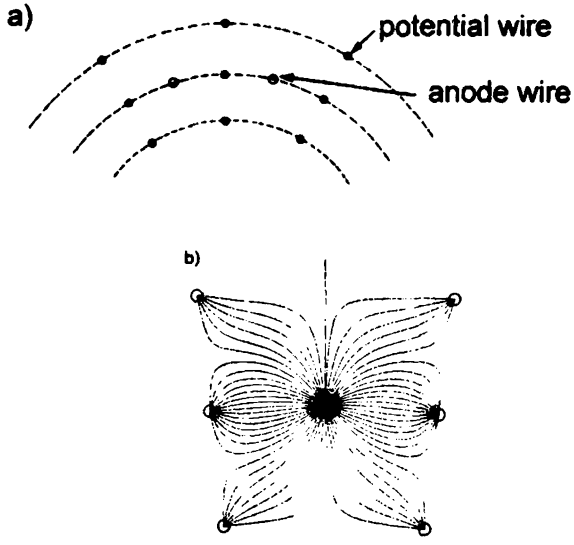
4.8.1. Գլանաձև համեմատական և ուղղորդային խցեր

4.41 նկարում ցույց է տրված գլանաձև ուղղորդային խցի կառուցվածքի սկզբունքը: Բոլոր լարերը ձգվում են առանցքի ուղղությամբ (z-ի կամ մագնիսական դաշտի ուղղությամբ): Անոդային և կատոդային լարերը հաջորդում են միմյանց: Գլանաձև ուղղորդային խցերի համար, պոտենցիալային լարը ձգվում է անոդային լարերի արանքում: Երկու հարևան անոդային շերտերը իրարից բաժանվում են պոտենցիալային լարերի շերտով: Ամենապարզ դեպքում, յուրաքանչյուր ուղղորդային բջիջն ունենում է սեղանի տեսք, որի կողմերը ձևավորվում են 8 պոտենցիալային լարերի օգնությամբ: 4.41 նկարում ցույց է տրված այդպիսի խցի պրոյեկցիան rφ հարթության վրա, որտեղ r խցի կենտրոնից հեռավորությունն է, իսկ φ ազիմուտային անկյունը: Բացի սեղանաձև ուղղորդային բջջից, օգտագործվում են նաև այլ երկրաչափությամբ բջիջներ /1/:

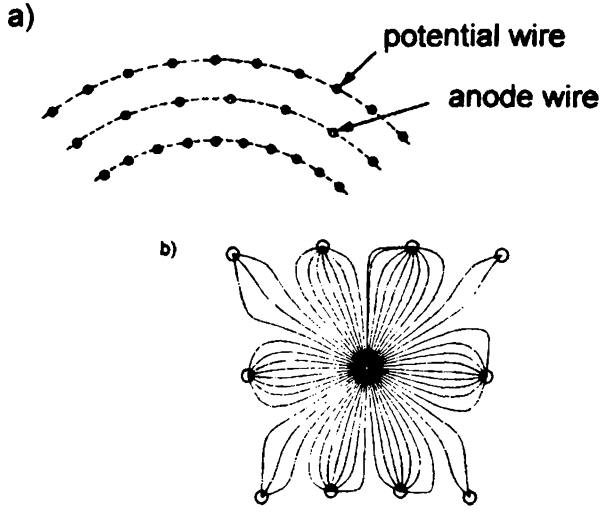
Այսպես կոչված «բաց» սեղանաձև բջիջի դեպքում, պոտենցիալային հարթության մեջ յուրաքանչյուր երկրորդ պոտենցիալային լարը բացակայում է [նկ. 4.42]: Դաշտի որակի լավացման համար օգտագործվում է ավելի բազմալար փակ բջիջի (նկ. 4.43) երկրաչափությունը: Այս երկու տեսակի բջիջների միջին տարբերակ է բջջի վեցանկյուն կառուցվածքը (նկ. 4.44): Այս բոլոր բջիջներում պոտենցիալային լարերի տրամագիծը մեծ է (φ=100մկմ) անոդային լարերի տրամագծի համեմատությամբ (φ=30մկմ):



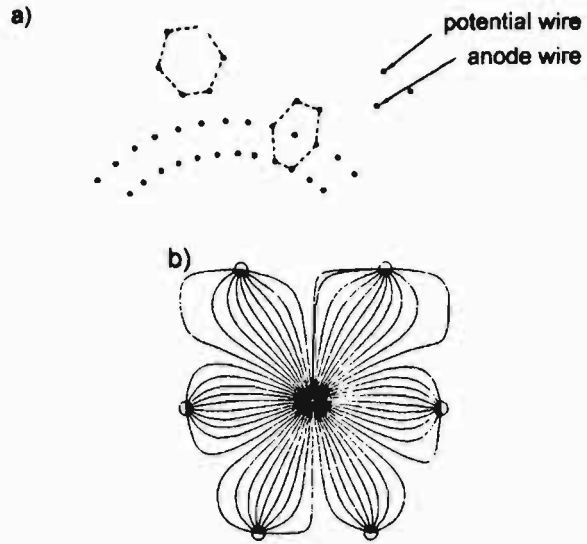
Նկ. 4.41. Գլանաձև ուղղորդային խցի սխեմատիկ պատկերը, նկարը կատարված է լարերին ուղղահայաց ուղղությամբ:



Նկ. 4.42. ա) «Բաց» երկրաչափությամբ ուղղորդային բջջի ցուցադրումը, բ) դաշտի ուժագծերը բաց ուղղորդային բջջում /184/:



Նկ. 4.43. ա) Փակ երկրաչափությամբ ուղղորդային բջջի ցուցադրումը, բ) դաշտի ուժագծերը փակ ուղղորդային բջջում /184/:



Նկ. 4.44. ա) վեցանկյուն տեսքի ուղղորդային բջիջ, բ) դաշտի ուժագծերը վեցանկյուն ուղղորդային բջջում /184/:

Բոլոր լարերը ձգվում են երկու եզրային հարթությունների (ափսեների) միջև, որոնց վրա է ընկնում բոլոր լարերի ձգման մեխանիկական լարվածությունը: Մեծ գլանաձև լարային խցերի համար, որտեղ անոդային և պոտենցիալային լարերի քանակը հասնում է տասնյակ հազարների, այդ լարվածության ուժը կարող է հասնել մի քանի տոննայի:

Քննարկված կոնֆիգուրացիաները, հնարավորություն չեն տալիս գտնել լարի երկարությամբ կոորդինատը: Քանի որ տվյալ դեպքում հնարավոր չէ շերտատված կատոդների օգտագործումը, ապա այլ եղանակներ են ընտրվել լարի երկարությամբ կոորդինատը չափելու համար: z կոորդինատի չափման մի մեթոդը, դա անոդային լարերի հակառակ ծայրերից եկող ազդանշանների I_1 և I_2 հոսանքների չափումն է: $(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ հարաբերությունը կախված է հեղեղի առաջացման կետից և հետևաբար մասնիկի անցնելու տեղից (լիցքի բաժանման մեթոդ): Նույն հաջողությամբ կարելի է չափել ազդանշանի տարածման ժամանակը դեպի լարի հակառակ ծայրերը: Լիցքի բաժանման մեթոդը հնարավորություն է տալիս ապահովել z կոորդինատի չափման մինչև 1% ճշտություն (լարի երկարության համեմատությամբ):

Նույնպիսի ճշտություններ է ապահովում «արագ» էլեկտրոնիկայի օգնությամբ ազդանշանի տարածման ժամանակների չափումը:

z կոորդինատի չափման մի այլ եղանակ է անոդային լարին զուգահեռ ձգված, 2մմ –ից փոքր տրամագծով հապաղման գծերի օգտագործումը /245/: Այս մեթոդը, որը բավականին դժվար է իրագործել մեծ դետեկտորներում, կարող է ապահովել լարի երկարության կոորդինատի չափում մինչև 0.1% ճշտությամբ: Եթե հապաղման գիծը տեղադրվում է երկու մոտակա անոդային լարերի արանքում, ապա նա լուծում է նաև աջ-ձախ անորոշությունը: Ավելի բարդ տեսքի հապաղման գծերը կարող են ապահովել էլ ավելի մեծ ճշտություններ /246,247/:

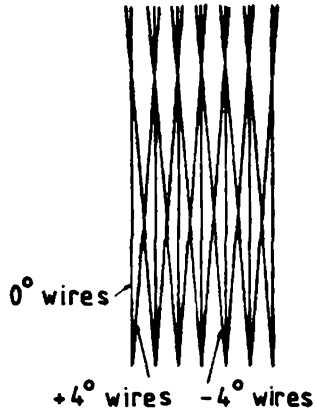
Սակայն, գոյություն ունի նաև լարի երկարությամբ z կոորդինատի չափման չորրորդ հնարավորությունը: Այս դեպքում որոշակի անոդային լարեր ձգվում են գլանի առանցքի նկատմամբ որոշակի (փոքր) անկյան տակ (ոչ զուգահեռ այդ առանցքին,(stereo wires): Լարին ուղղահայաց՝ $\sigma_{r\varphi}$ տարածական լուծողականությունը, այս դեպքում, ապահովում է լարի երկարությամբ σ_z տարածական լուծողականություն, որը որոշվում է հետևյալ առնչությունից՝

$$\sigma_z = \frac{\sigma_{r\varphi}}{\sin\gamma}, \qquad 4.60$$

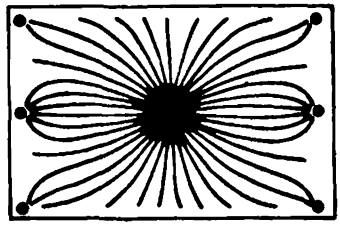
որտեղ γ «տարածական անկյունն է» (stereo angle) տե՛ս նկ. 4.45: $\sigma_{r\varphi}$ =200մկմ ճշտությունների դեպքում, կարելի է ստանալ z կոորդինատի σ_z=3մմ ճշտություն, γ=4° տարածական անկյան դեպքում: Այս պարագայում ըստ z-ի լուծողականությունը կախված չէ լարի երկարությունից: Ստերեո անկյան մեծությունը սահմանափակված է բջջի մաքսիմում լայնական չափերով: Ստերեո լարերով գլանաձև ուղղորդային խցերը հայտնի են նաև որպես հիպերբոլային խցեր (հիշիր հիպերբոլոիդը ուղիղներով ծածկելու թեորեմը), որովհետև ստերեո լարերը առանցքային անոդային լարերի նկատմամբ ունեն հիպերբոլային ձկումներ:

Այս տիպի բոլոր խցերում, որտեղ ուղղորդային դաշտերը ուղղահայաց են մագնիսական դաշտին, հատուկ ուշադրություն պետք է դարձնել Լորենցի անկյանը:

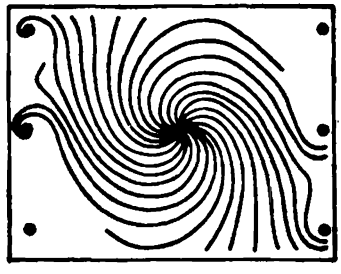
4.46 նարում ցույց է տրված ուղղորդային հետագծերի տեսքը, «բաց» ուղղանկյունաձև ուղղորդային բջջում, առանցքային մագնիսական դաշտի բացակայության, և առկայության դեպքում /248,249/:



Նկ. 4.45. Անոդային լարի երկարությամբ կոորդինատի որոշումը տարածական լարերի օգնությամբ:



(a)



(b)

Նկ. 4.46. էլեկտրոնների ուղղորդային հետագծերը ուղղանկյուն ուղղորդային բջջում .ա) առանց մագնիսական դաշտի և բ) նրա առկայությամբ /248,249/:

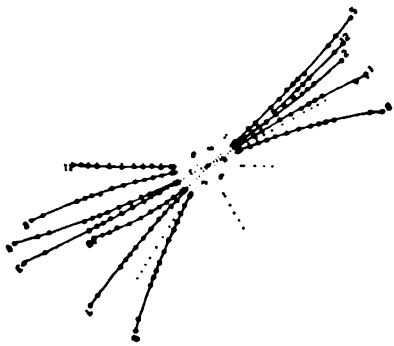
4.47 նկարում ցույց է տրված էլեկտրոն-պոզիտրոն փոխազդեցության (PLUTO) ժամանակ վերականգնված մասնիկների հետագծերի rφ պրոյեկցիան, գլանաձև բազմալար համեմատական խցում /250/:

4.47ա նկարը պարզ ցույց է տալիս $e^+e^- \to q\bar{q}$ (քվարկ անտիքվարկի ծնման) երևույթի երկշիթային կառուցվածքը:

Նկարի բ մասում ցույց է տրված էլեկտրոն-պոզիտրոն անիհիլացիայի հետաքրքիր դեպքը, գեղագիտական գեղեցկության տեսակետից: Այս դեպքում հետագծերի վերականգնումը կատարվել է միայն աշխատած անոդային լարերի և կատոդային շերտերի ազդանշանների օգնությամբ, առանց ուղղորդային ժամանակի չափման (տես 4.6 բաժինը):

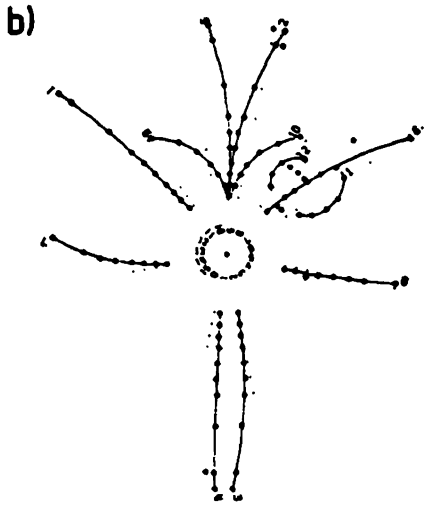
Իհարկե, այդ դեպքում ստացված տարածական լուծողականությունները չեն կարող մրցել ուղղորդային խցերում ստացվող ճշտությունների հետ:

a)

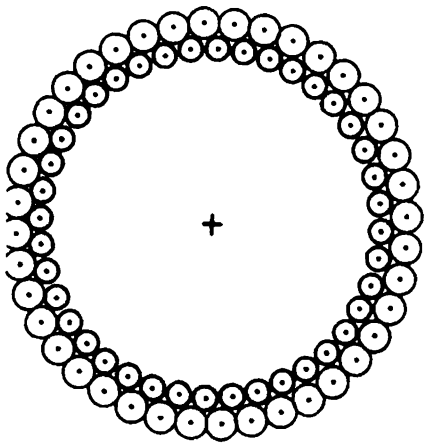


Գլանաձև բազմալար համեմատական խցերը կարող են կառուցվել, նաև, այսպես կոչված «ծղոտային» խցերի շերտերից (նկ. 4.48) /195,251,252,253/:

Այսպիսի ծղոտյա խողովակներից խցերը հաճախ օգտագործվում են կուտակիչ օղակների փորձերում որպես գագաթային դետեկտորներ (գագաթի վերականգնման) /254,255/: Իրենց կառուցվածքի շնորհիվ այս դետեկտորներում կտրված լարի վտանգը փոքրանում է Սովորական գլանաձև խցերում կտրված մի լար կարող է հանգեցնել դետեկտորի մի ամբողջ տիրույթի փչացման /256/, այն դեպքում, երբ ծղոտյա խցերում միայն այն ծղոտն է շարքից դուրս գալիս, որի մեջ լարը կտրվել է:



Նկ. 4.47. ա և բ, էլեկտրոն-պոզիտրոն փոխազդեցության ընթացքում ծնված բազմահետագիծ դեպքերը, չափված PLUTO կենտրոնական դետեկտորում /250/:



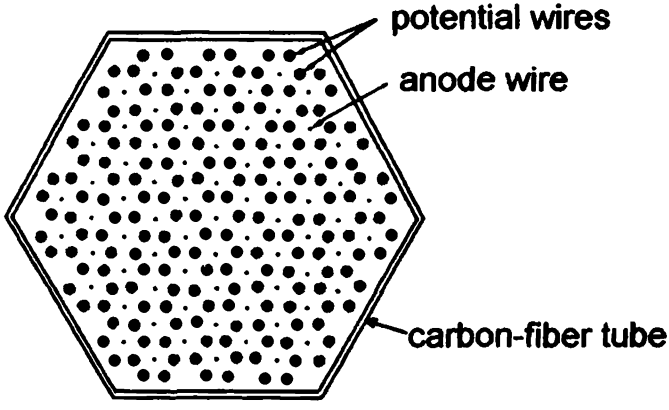
Նկ. 4.48. Բարակ պատերով ծղոտյա խողովակներով գլանածև խցի կառուցվածքը /251, 195/ (1989 IEEE):

Ծղոտյա խցերը պատրաստվում են բարակ ալյումինապատ մայլարի թաղանթներից: Ծղոտյա խողովակների տրամագիծը ընկած է 5-10մմ տիրույթում: Նրանք հաճախ օգտագործվում են ավելցուկային

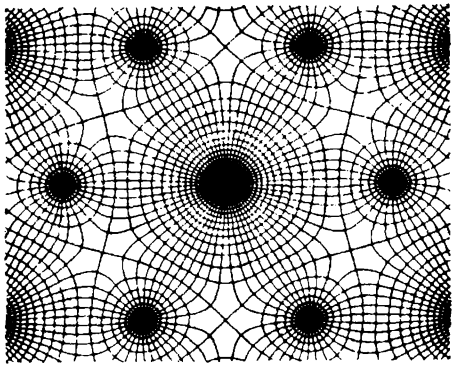
ճնշման պայմաններում: Այս դետեկտորները ապահովում են մինչև 30մկմ տարածական լուծողականություն:

Իրենց փոքր չափերի շնորհիվ, ծղոտյա խցերը շատ նպատակահարմար են բարձր արագագործության փորձերում: Էլեկտրոնների կարճ ուղղորդային հեռավորությունների շնորհիվ, նրանք կարող են աշխատել նաև բարձր մագնիսական դաշտերում, առանց տարածական լուծողականության զգալի աղավաղման /258/:

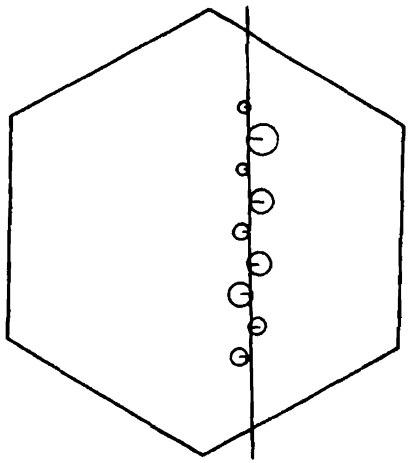
Կարելի է կառուցել նաև շատ սեղմ, բարձր տարածական լուծողականությամբ, բազմալար ուղղորդային մոդուլներ (նկ. 4.49) /255,259,260/: Ցուցադրված օրինակում 70 ուղղորդային բջիջները տեղադրված են 30մմ տրամագծով վեցանկյուն կառուցվածքի ներսում: 4.50 նկարում բերված է էլեկտրական դաշտի լարվածության կառուցվածքը և համապատասխանցիալ գծերը մի ինքնուրույն բջջի համար /259/: 4.51 նկարում ցույց է տրված մի մասնիկի հետագիծը այդպիսի ուղղորդային մոդուլի մեջ /259/:



Նկ. 4.49. Բազմալար ուղղորդային մոդուլի սխեմատիկ պատկերը: Այս վեցանկյան տեսքի կառուցվածքում յուրաքանչյուր անոդ շրջապատված է 6 կատոդային լարերով: Մի մոդուլը պարունակում է 70 ուղղորդային բջիջ: Մոդուլի տրամագիծը 30մմ է, պատրաստված է ածխային թելեր պարունակող նյութերից /259/:



Նկ. 4.50. Բազմալար ուղղորդային մոդուլում առանձին վեցանկյուն բջջի համար հաշված դաշտի ուժագծերի և համապոտենցիալ գծերի բաշխումը /259/:



Նկ. 4.51. Բազմալար ուղղորդային մոդուլով մի մասնիկի անցման օրինակ: Շրջանագծերը ցույց են տալիս չափված ուղղորդային ժամանակները հաշված աշխատած անոդային լարերից: Մասնիկի հետագիծը բոլոր ուղղորդային շրջագծերի շոշափողն է /259/:

4.8.2. Շիթային ուղղորդային խցեր

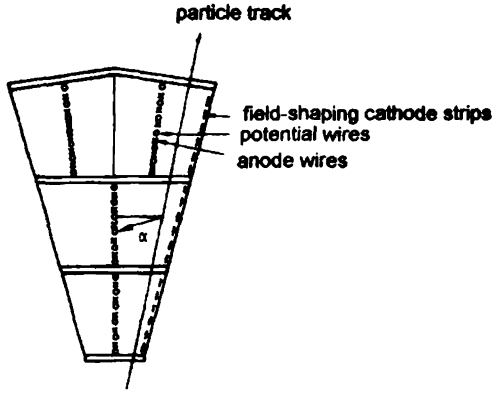
Սովորաբար գլանաձև ուղղորդային խցերն ունենում են 10-15 շերտ անոդային լարեր: Եթե անհրաժեշտ է, տեսակարար էներգետիկ կորուստները չափելու միջոցով, կատարել մասնիկների նույնականացում, օրինակ՝ լիցքավորված պիոնները կաոններից ջոկելու

համար, ապա այս դեպքում կատարվող dE/dx չափումների քանակը բավարար չէ (10-15):

Մասնիկների տարբերակման կամ նույնականացման համար անհրաժեշտ է կատարել ինչպես մասնիկների շարժման քանակի

$$p=mv=\gamma m_0\beta c\,, \qquad (4.61)$$

այնպես էլ նրանց էներգետիկ կորուստների ճշգրիտ չափում: Բետե-Բլոկի առնչությունը ($-dE/dx \sim 1/\beta^2$, երբ $\beta\gamma \ll 4$ և $dE/dx \sim \ln(a\cdot\gamma)$, երբ $\beta\gamma \gg 4$; a-ն գործակից է, որը կախված է մասնիկի տեսակից և թիրախի նյութից), հնարավորություն է տալիս գտնել β-ն, և հայտնի շարժման քանակի դեպքում, 4.61 հավասարման օգնությամբ, նաև մասնիկի զանգվածը:

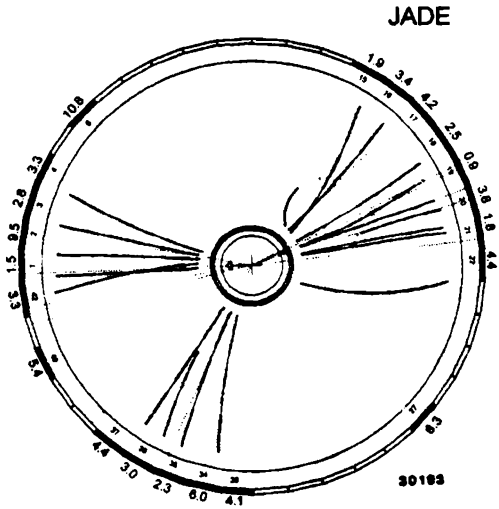


Նկ. 4.52. Շիթային ուղղորդային խցի սեգմենտը /1,261,262,263/: Դաշտ ստեղծող կատոդային շերտիկները ցույց են տրված միայն սեգմենտի աջ մասում (նկարը պարզեցնելու նպատակով ցույց են տրված միայն 5-ական անոդային լարեր 1 և 2 շերտերում և 6-ական լարեր 3 շերտում):

Շիթային ուղղորդային խցերում կատարվում է իոնիզացիոն էներգետիկ կորուստների ճշգրիտ որոշում, չափելով տեսակարար իոնիզացիոն կորուստները ինչքան հնարավոր է մեծ քանակով անոդային լարերի վրա: PETRA-ի JADE փորձի կենտրոնական դետեկտորում /261,262/ որոշվում է լիցքավորված մասնիկների էներգետիկ կորուստները 48 անոդային լարերի օգնությամբ, որոնք ձգված են մագնիսական դաշտին զուգահեռ ուղղությամբ: Ուղղորդային խցի գլանաձև ծավալը բաժանված է 24 շառավղային հատվածների:

4.52 նկարում ցույց է տրված այդպիսի սեկտորի սկզբունքային էսքիզը, որն իր հերթին բաժանված է ավելի փոքր ուղղորդային ենթատիրույթների, յուրաքանչյուրում 16 անոդային լար: Ուղղորդային դաշտերը ձևավորվում են երկու հարևան սեկտորների միջնապատերի վրա տեղադրված պոտենցիալային շերտերի օգնությամբ:

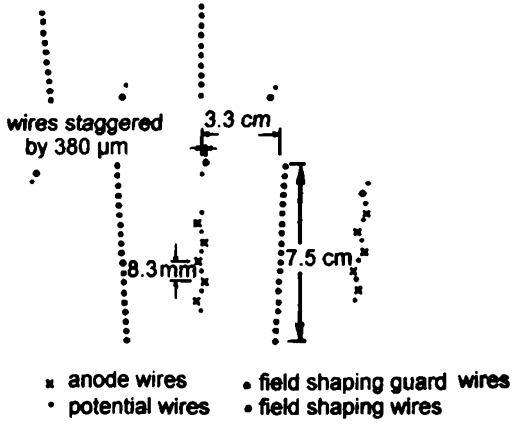
էլեկտրական դաշտը ուղղահայաց է անոդային լարի հարթությանը, ինչպես նաև մագնիսական դաշտի ուղղությանը: Այդ պատճառով էլեկտրոնների ուղղորդը տեղի է ունենում որոշակի Լորենցի անկյան տակ, որը որոշվում է էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի լարվածություններով և էլեկտրոնների ուղղորդային արագությամբ: 0.45 S սոլենոիդային $\vec{B}$ դաշտում (նկ. 8.10), JADE փորձում Լորենցի անկյունը՝ α=18.5°: Էներգետիկ կորուստների չափման մաքսիմում ճշտություններ ապահովելու համար դետեկտորը աշխատում է 4 մթն ճնշման տակ:



Նկ. 4.53. էլեկտրոն-պոզիտրոն փոխազդեցության արդյունքների rφ պրոյեկցիան ստացված JADE կենտրոնական դետեկտորում /261,262,267/: Կոր գծերը լիցքավորված մասնիկների և կետագծերը չեզոք մասնիկների հետագծերն են (որոնք չեն ենթարկվել մագնիսական դաշտի ազդեցությանը, և իհարկե չեն գրանցվել խցում):

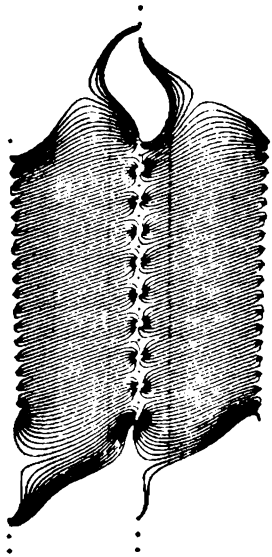
Այսպիսի բարձր ճնշումը փոքրացնում է նաև նախնական լիցքակիրների ծնման վիճակագրական բնույթի ազդեցությունը տարածական լուծողականության վրա: Սակայն, կարևոր է նաև, որ այդ ճնշումը չլինի այնքան բարձր, որպեսզի էներգետիկ կորուստների լոգարիթմական աճը «խտության էֆեկտի» հաշվին չփոքրանա, քանի որ հենց այդ լոգարիթմական աճն է հիմք հանդիսանում մասնիկների նույնականացմանը:

Լարի երկարությամբ կոորդինատի չափումը կատարվում է լիցքի բաժանման մեթոդով: Մասնիկների հետագծերի rφ պրոյեկցիան JADE ուղղորդային խցում էլեկտրոն-պոզիտրոն փոխազդեցության ժամանակ ցույց է տրված նկ. 4.53 /261,262/: Փոխազդեցության գագաթից սկսվող յուրաքանչյուր հետագծի վրա 48 կոորդինատային կետերը հստակ երևում են: Աջ-ձախ անորոշության լուծումը այս խցում կատարվում է անոդային լարերի հիմնական դիրքից խոտորումով (տե՛ս նկ. 4.54): էլ ավելի մեծ շիթային ուղղորդային խուց է տեղադրված CERN-ի LEP էլեկտրոն-պոզիտրոն կուտակիչ օղակի OPAL դետեկտորում /264/:



Նկ. 4.54. Նոր MARK2 շիթային խցի ուղղորդային բջջի կառուցվածքը /265,266/ :

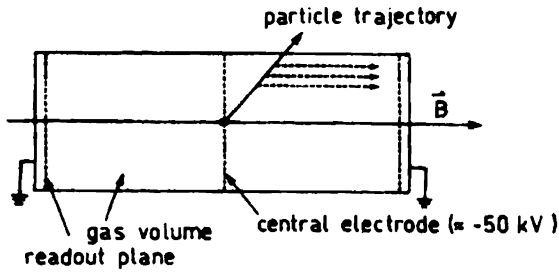
MARK II շիթային խցի (նկ. 4.54) կառուցվածքը շատ նման է JADE խցին /265,266/: Մասնիկի հետագծի վրա առաջացած իոնիզացիան հավաքվում է անոդային լարերի վրա: Անոդային լարերի արանքում տեղադրված պոտենցիալային լարերը, դաշտ ձևավորող լարերի շերտի հետ միասին, ստեղծում են ուղղորդային դաշտեր: Դաշտի որակը ավելի է լավացվում ուղղորդային բջջի վերջում ավելորդ պոտենցիալային լարերի տեղադրումով: Այդ շիթային ուղղորդային խցում ուղղորդային հետագծերը ցույց են տրված 4.55 նկարում, մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում /265,266/:



Նկ. 4.55. Շիթային ուղղորդային բջջում հաշվարկված ուղղորդային հետագծերը մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում /265,266/:

4.8.3. Ժամանակային պրոյեկտող խցեր (TPC)

Հետագծերի վերականգնումը ամբողջականորեն (creme de la creme) գլանաձև, ինչպես նաև այլ երկրաչափությամբ դետեկտորներում, այժմ իրագործված է ժամանակային պրոյեկտող խցերի օգնությամբ /268/: Բացի աշխատանքային գազից, այս դետեկտորը զգայուն ծավալում ոչ մի ուրիշ կառուցվածքային տարր չի պարունակում, դառնալով օպտիմալ, ինչպես փոքրագույն բազմակի ցրումների, այնպես էլ ֆոտոնների կոնվերսիայի հնարավորության համար /265/: 4.56 նկարում ցույց է տրված ժամանակային պրոյեկտող խցի կառուցվացքի սկզբունքը:



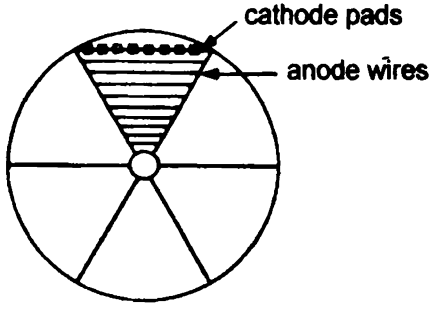
Նկ. 4.56. Ժամանակային պրոյեկտող խցի (TPC) աշխատանքի սկզբունքը /268/:

Կենտրոնական էլեկտրոդի օգնությամբ խուցը բաժանված է երկու մասի: Որպես աշխատանքային գազ հիմնականում օգտագործվում է արգոն մեթանի խառնուրդը (90:10):

Լիցքավորված մասնիկից ծնված սկզբնական իոնիզացիան, սովորաբար մագնիսական դաշտին զուգահեռ, էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ, ուղղորդվում է դեպի խցի եզրային էլեկտրոդները: Այդ էլեկտրոդները բազմաթիվ դեպքերում իրենցից ներկայացնում են բազմալար համեմատական խցերի համակարգեր: Մագնիսական դաշտը փոքրացնում է դաշտին ուղղահայաց լայնական դիֆուզիան: Ինչպես հայտնի է, ուղղորդվող էլեկտրոնների վրա ազդող մագնիսական ուժերը հանգեցնում են մագնիսական ուժագծի ուղղությամբ այդ էլեկտրոնների պարուրաձև շարժմանը: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերին բնորոշ լարվածությունների դեպքում, Լարմորի շառավղի համար ստացվում է 1 մկմ կարգի փոքր արժեք:

Եզրային էլեկտրոդին հասնելու Δt ժամանակը որոշում է գլանի առանցքին զուգահեռ z կոորդինատը: 4.57 նկարում բերված է եզրային էլեկտրոդի էսքիզային պատկերը:

Գազային ուժեղացումը տեղի է ունենում ազիմուտալ ուղղությամբ ձգված անոդային լարերի վրա: r շառավղային կոորդինատը սկզբունքորեն կարելի է որոշել առկայծած լարով (կարճ լարերի համար): Եռաչափ կոորդինատների ստացման համար եզրային էլեկտրոդի կատոդային հարթությունը սովորաբար շերտատված է փոքր մակերեսների (pad) տեսքով: Հետևաբար, շառավղային կոորդինատը կարելի է գտնել նաև առկայծած բարձիկի (pad) տեղով:



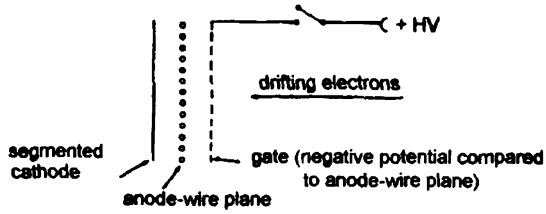
Նկ. 4.57. Բարձիկներից ընթերցմամբ եզրային բազմալար համեմատական խցի աշխատանքի սկզբունքը: Մի սեկտորում ցույց են տրված որոշ անոդային լարերը և կատոդային բարձիկները:

Բացի դրանից, բարձիկները (pad) հնարավորություն են տալիս չափելու անոդային լարի երկայնքով կոորդինատը, որն իր հերթին

նշանակում է φ ազիմուտային անկյան որոշում: Հետևաբար, ժամանակային պրոյեկտող խուցը հնարավորություն է տալիս չափել իոնիզացիոն երևույթի ժամանակ առաջացած յուրաքանչյուր էլեկտրոնային խմբի եռաչափ z,r,φ կոորդինատը:

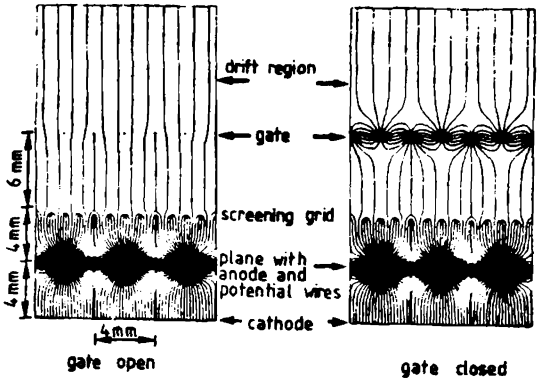
Անոդային լարից ստացված անալոգային ազդանշանն ինֆորմացիա է պարունակում տեսակարար էներգետիկ կորուստների մասին և հետևաբար կարող է օգտագործվել մասնիկների նույնականացման համար: Մագնիսական դաշտի տիպիկ (բնորոշ) արժեքները մոտ 1.5 Տլ են, իսկ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը ~20կՎ/սմ: Քանի որ այս կառուցվածքում E էլեկտրական և B մագնիսական դաշտերը զուգահեռ են, ապա Լորենցի անկյունը հավասար է զրոյի և էլեկտրոնը ուղղորդվում է E և B զուգահեռ ուղղությամբ (բացակայում է $\vec{E} \times \vec{B}$ էֆեկտը):

Սակայն, դժվարություններ առաջանում են մեծ քանակությամբ դրական իոններից, որոնք ծնվում են գազային ուժեղացման ժամանակ եզրային էլեկտրոդի մոտակայքում, և որոնք պետք է ուղղորդվեն շատ երկար տարածություն դեպի կենտրոնական էլեկտրոդ: Ուղղորդող դրական իոնների ուժեղ տարածական լիցքը աղավաղում է զգայուն ծավալի դաշտի որակը: Այդ դժվարությունից կարելի է խուսափել ուղղորդային ծավալի և եզրային բազմալար, համեմատական խցի միջև տեղադրելով լրացուցիչ ցանց (տե՛ս նկ.4.58):



Նկ. 4.58. Ժամանակային պրոյեկտող խցում «դարպասի» աշխատանքի սկզբունքը:

Դարպասը սովորաբար փակ է: Այն բացվում է միայն կարճ ժամանակով, եթե գոյություն ունի փորձից եկող տրամաբանական ազդանշան (նշազտիչ): Դարպասը փակ վիճակում արգելակում է իոնների ուղղորդը դեպի ուղղորդային ծավալ: Հետևաբար ուղղորդային դաշտի որակը մնում է անփոփոխ /1/: Դա ցույց է տալիս դարպասի երկակի դերը:



Նկ. 4.59. «Դարպասի» աշխատանքի սկզբունքը ALEPH-TPC-ում /270/: Բաց դարպասի դեպքում իոնիզացիոն էլեկտրոնները հեշտությամբ անցնում են գազային ուժեղացման տիրույթ: Փակ «դարպասը» սահմանափակվում է դրական իոնների դուրս գալը գազային ուժեղացման տիրույթից: Փակ դարպասը նաև արգելակում է ուղղորդային տիրույթի էլեկտրոնների մուտքը դեպի գազային ուժեղացման տիրույթ: Փորձին հետաքրքիր դեպքերի ժամանակ դարպասը սկզբից բացվում է թողնելով էլեկտրոնների մուտքը ուժեղացման տիրույթ և հետագայում փակվում է արգելելով հեղեղի ընթացքում ծնված դրական իոնների մուտքը դեպի դետեկտորի զգայուն ծավալը:

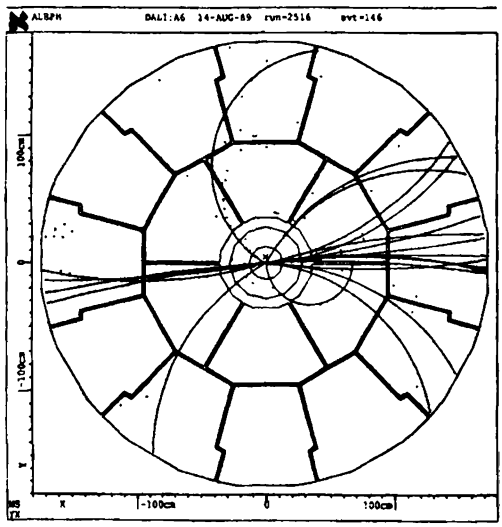
Մի կողմից էլեկտրոնների մուտքը արգելված է դեպի ծայրամասերում տեղադրված բազմալար համեմատական խցերի ուժեղացման տիրույթ, մյուս կողմից մեզ հետաքրքրող դեպքի համար, որի ժամանակ տեղի է ունեցել գազային ուժեղացում, դրական լիցքերին արգելվում է ուղղորդվել դեպի դետեկտորի զգայուն ծավալ: 4.59 նկարը ցույց է տալիս դարպասի աշխատանքի սկզբունքը ALEPH-TPC խցում /270/:

Ժամանակային պրոյեկտող խցերը կարող են պատրաստվել բավականաչափ մեծ (տրամագիծը ≥3մ, երկարությունը ≥5մ): Նրանք պարունակում են մեծ քանակությամբ անալոգային ընթերցող կանալներ (անոդային լարերի քանակը ≈5000, կատոդային բարձիկները ≈50000): Յուրաքանչյուր հետագծի համար իրականացվում է հարյուրավոր չափում, որը բերում է կորության շառավղի լավագույն որոշման և հնարավորություն է տալիս ճշգրիտ չափելու մասնիկների նույնականացման համար անհրաժեշտ էներգետիկ կորուստները /270,271,272/: Ժամանակային պրոյեկտող խցի հիմնական թերությունը, դա մասնիկների մեծ հոսքի դեպքում աշխատելու անհնարինությունն է, քանի որ դետեկտորի զգայուն ծավալում էլեկտրոնների ուղղորդային ժամանակը մոտենում է 40 մկվ (2 մ ուղղորդային ճանապարհի համար): Ժամանակ է պահանջում նաև անալոգային ինֆորմացիայի ընթերցումը (մի քանի մկվ):

Մեծ ժամանակային պրոյեկտող խցերում հասանելի է σ_z=1մմ և $\sigma_{r\varphi}$=160մկմ տարածական լուծողականություն: Մասնավորապես z կոորդինատի լուծողականություն ապահովելու համար անհրաժեշտ է ուղղորդային արագության ճշգրիտ իմացություն: Դրանց իմացության համար ուլտրամանուշակագույն լազերների միջոցով խցում հետագծեր են ստեղծվում և նրանց օգնությամբ կատարվում են տրամաչափական և հսկողական չափումներ:

4.60 նկարում բերված է էլեկտրոն-պոզիտրոն անիհիլացիայի rφ պրոյեկցիան ALEPH խցում /270,271/:

Ժամանակային պրոյեկտող խցերը կարող են աշխատել նաև հեղուկացված ազնիվ գազերով: Այդպիսի հեղուկ արգոնով լցված ժամանակային պրոյեկտող խուցը պղպջակային խցի էլեկտրոնային նմանակն է, որտեղ կարելի է կատարել դեպքի եռաչափ վերականգնում:



Նկ. 4.60. Էլեկտրոն-պոզիտրոն անիհիլացիայի rφ պրոյեկցիան ALEPH ժամանակային պրոյեկտող խցում /270,271/: Եզրային դետեկտորը բաղկացած է երկու շրջանակներից, որոնցից ներքինը ունի 6, իսկ արտաքինը 12 բազմալար համեմատական խցերի սեգմենտներ:

Ի հավելումն, նրանք կարող են միաժամանակ ծառայել նաև կալորիմետրական չափումներ կատարելու համար (տե՛ս գլ. 7): Նրանք մշտապես զգայուն են և կարող են ապահովել նաև տրիգերային ազդանշան, հեղուկ ազնիվ գազում սցինտիլյացիոն լույսի ծնման և գրանցման օգնությամբ (տես 5.2) /273-278/: Պղպջակային

խցի նմանությամբ, բազմաթիվ դեպքերում նրանք էլեկտրոնային մեթոդով կարող են ապահովել պատկերի վերականգնման մինչև 100 մկմ ճշտություն:

Սակայն հեղուկ արգոնով մեծ ժամանակային պրոյեկտող խցերի աշխատանքի համար պահանջվում է գերմաքուր արգոն (խառնուրդները պետք է փոքր լինեն 0.1ppb (1ppb≡10^{-9})), ինչպես նաև փոքր աղմուկով նախաուժեղացուցիչներ, քանի որ գազային ուժեղացում այս դետեկտորներում տեղի չի ունենում: Բազմալար, տոննանոց հեղուկ արգոնով TPC-ները լավագույն թեկնածուներ են հազվագյուտ երևույթների հետազոտման համար ստորգետնյա փորձերում, ինչպիսիք են պրոտոնի տրոհումը, արևային նեյտրինոների դիտումը և այլն /279,280/:

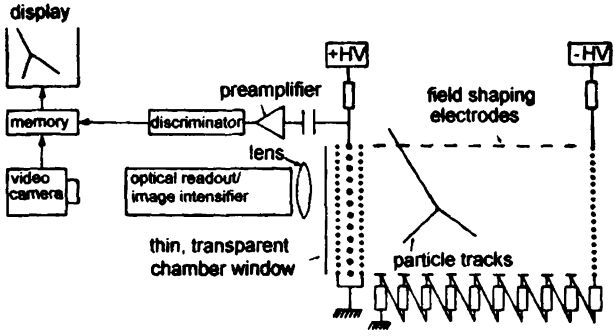
Ինքնաղեկավարվող ժամանակային պրոյեկտող խցերը բարեհաջող աշխատում են նաև հեղուկ քսենոնով /281,282/:

4.9. ՊԱՏԿԵՐԻ ՎԵՐԱԿԱՆԳՆՄԱՆ ԽՑԵՐ

Երևակող խցերի աշխատանքի սկզբունքը շատ նման է ժամանակային պրոյեկտող խցերի աշխատանքի սկզբունքին: Պարտադիր չէ, որ նրանց երկրաչափական ձևը լինի գլանաձև, սակայն հաշվի առնելով նրանց նմանությունը TPC-ին կքննարկենք այդպիսի գլանաձև խցերը: Բոլոր դեպքերում ժամանակային պրոյեկտող խցերը անհրաժեշտաբար գլանային չեն: Բազմալար ուղղորդային խցերի երկրաչափությունը պետք է ընտրվի այնպիսին, որպեսզի լավագույնս լուծվի առաջադրված խնդիրները:

Ժամանակային պրոյեկտող խցերի նման, երևակող խցերը պարունակում են գազով լցված մեծ զգայուն ծավալ, որն աշխատում է համասեռ էլեկտրական դաշտում: Հետագծերը՝ գրանցվում են խցի զգայուն ծավալում և իոնիզացիան (ինչպես TPC-ներում) ուղղորդում է դեպի եզրային հարթությունները: Ուղղորդային ինֆորմացիան մշակվում է այդ եզրային հարթություններում (ափսեներում), որը կարող է լինել բազմալար համեմատական խուց, կամ որևէ այլ զուգահեռ էլեկտրոդներով հարթ խուց: Սակայն, ի տարբերություն TPC-ների, հետագծային ինֆորմացիան չի ընթերցվում էլեկտրոնային մեթոդներով: Մեծ գազային ուժեղացումը, հեղեղի զարգացման ընթացքում, կբերի ֆոտոնների քանակի հսկայական բազմացման, որոնք կարող են ապահովել հետագծի օպտիկական պատկերի ստացումը: էլեկտրոնային հեղեղի ճառագայթած ֆոտոնները լուսանկարվում են տարբեր պրոյեկցիաներով, այնպես ինչպես ստրիմերային խցերում (տե՛ս 4.13 բաժինը): 4.61 նկարը ցույց է տալիս երևակող խցի աշխատանքի սկզբունքը:

Ֆոտոնների գերակշռող բաժինը ծնվում է հեղեղի զարգացման ընթացքում, բայց հիմնականում կարճ ալիքի երկարությամբ, որոնց համար կլանման երկարությունը չափազանց կարճ է: Աշխատանքային գազերը այդպիսի կարճալիք ֆոտոնների համար շատ քիչ են թափանցիկ: Հետևաբար, երևակող խցի հաջող աշխատանքի համար, կարևոր է գտնել համապատասխան գազային խառնուրդ, որը հեղեղի զարգացման ընթացքում հնարավորություն կտա ծնելու բավականաչափ քանակությամբ օպտիկական տիրույթի ֆոտոններ Հնարավոր գազային խառնուրդներից է, արգոն-մեթան-TEA, որն ունի ճառագայթման մաքսիմում 300 նմ շրջակայքում (TEA=$(C_2H_5)_3N$)/283,265/:



Նկ. 4.61. Պատկերը վերականգնող խցի աշխատանքի սկզբունքը: Դետեկտորի գազային ծավալում ստեղծված իոնիզացիոն հետքը ուղղորդում է դեպի եզրային դետեկտորներ: Պրոյեկտված հետագծերի ընթերցումը կատարվում է օպտիկական համակարգերով /265,283/:

Մեծ լույսի ելք է ստացվում, երբ եզրային խուցն աշխատում է ստրիմերային ռեժիմում: Սակայն այդ դեպքում կորչում է կապը գրանցվող մասնիկի էներգետիկ կորուստների և ստացված լույսի կամ լիցքի քանակի միջև: Եթե օգտագործվում է այնպիսի գազային ուժեղացումներ, որոնց դեպքում այդ համեմատականությունը խախտված չէ, ապա օգտագործվում են մեծ ուժեղացում ապահովող օպտիկական համակարգեր (պատկերի ուժեղացուցիչներ): Նման դեպքում լիցքավորված մասնիկի էներգետիկ կորուստները կարելի է չափել նաև խցի լարի ազդանշանի լիցքի մշակումով, անալոգ-թիվ փոխարկիչների օգնությամբ (ADC): Եթե, բացի լիցքային ազդանշանի մեծությունից, անհրաժեշտ է նաև հետագծի տարածական կոորդինատները, ապա ազդանշանը մշակվում է նաև ժամանակ-թիվ փոխարկիչների օգնությամբ (TDC): TPC-ների նման այս դեպքում

անհրաժեշտ է նաև արտաքին նշազտիչային ազդանշան, որը կարելի է ապահովել, օրինակ՝ սցինտիլյացիոն հաշվիչների համընկնումով:

4.10. ԼԱՐԱՅԻՆ ԽՑԵՐԻ ԾԵՐԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ

Բազմալար համեմատական և ուղղորդային խցերում հեղեղի զարգացումը կարելի է դիտարկել որպես միկրոպլազմային պարպում: Էլեկտրոնային հեղեղի պլազմայում, խցի գազերը, խառնուրդների գոլորշիները և այլ հնարավոր բաղադրիչները մասնակիորեն քայքայվում են, որպես հետևանք առաջացնելով ակտիվ ռադիկալներ (մոլեկուլների բաղադրիչներ): Այդ ազատ ռադիկալները կարող են առաջացնել մոլեկուլների երկար շղթաներ, այսինքն տեղի տալ պոլիմերիզացիայի երևույթի սկսման: Այդ պոլիմերները կարող են կպչել լարային խցի էլեկտրոդներին, առաջ բերելով գազային ուժեղացման փոքրացում տվյալ կիրառված լարման համար, և որպես հետևանք խուցը ծերանում է: Անոդների վրա որոշակի քանակությամբ լիցքի գրանցումից հետո, խցի հատկությունները փոխվում են այնքան ուժեղ, որ դետեկտորը այլևս հնարավոր չի լինում օգտագործել ճշգրիտ չափումների համար, օրինակ՝ մասնիկների նույնականացման հա՝մար էներգետիկ կորուստների չափում:

Ո՞ր երևույթներն են կարևոր, ուղղորդային խցերի ծերացումը կանխելու համար և ինչպիսի՞ քայլեր պետք է ձեռնարկել խցի կյանքը երկարացնելու համար:

Ծերացման երևույթը շատ բարդ է: Տարբեր փորձնական արդյունքները, որոնք վերաբերվում են ծերացման այս հարցին, շատ դժվար է համեմատել իրար հետ, քանի որ ծերացման երևույթը կախված է մեծ քանակությամբ պարամետրերից և յուրաքանչյուր փորձում սովորաբար օգտագործվում է պարամետրերի տարբեր խումբ: Բայց և այնպես, կարելի է անել որոշակի պարզ հետևություններ, չնայած ծերացման երևույթի մանրամասն հետազոտությունները դեռ շարունակվում են /284-292/: Լարային խցերի ծերացման վրա ազդող հիմնական պարամետրերը բերված են ներքևում /284,286/:

Բազմալար համեմատական կամ ուղղորդային խուցը հիմնականում լցված է ազնիվ գազերի և մեկ կամ մի քանի լրացուցիչ գոլորշիների խառնուրդով: Գրեթե հնարավոր չէ ամբողջությամբ բացառել պարունակությունները, որոնք գոյություն ունեն աշխատանքային գազերի մեջ, կամ առաջանում են դետեկտորի կառուցվածքային տարրերից ոչ ցանկալի գազերի անջատման հետևանքով: Էլեկտրոնային հեղեղը, որը զարգանում է այդպիսի գազային միջավայրում, անոդային լարերի անմիջական շրջակայքում առաջացնում է մեծ քանակությամբ մոլեկուլներ: Մոլեկուլների

կովալենտ կապերի խզման համար անհրաժեշտ էներգիան մոտավորապես 3 անգամ ավելի փոքր է, քան իոնիզացման պոտենցիալը: Երբ հեղեղային էլեկտրոնը կամ ֆոտոնը քանդում է մոլեկուլային կապը, ապա առաջանում են մեծ դիպոլային մոմենտ ունեցող տարբեր ռադիկալներ: Լարի շրջակայքում մեծ լարվածության էլեկտրական դաշտերի առկայության պայմաններում, այդ ռադիկալները կառչում են անոդներին և ժամանակի ընթացքում անոդի վրա կարող են առաջացնել վատ հաղորդականությամբ, կամ անհաղորդիչ շերտեր, որոնք կարող են դառնալ լարերի մեծ աղմուկների պատճառ:

Անոդի վրա հաղորդիչ շերտերի կուտակումը բերում է նրանց էֆեկտիվ տրամագծի մեծացման և որպես հետևանք գազային ուժեղացման փոքրացման: Ռադիկալների համեմատաբար մեծ քիմիական ակտիվության հետևանքով, անոդի վրա այս ճանապարհով կարող են առաջանալ տարբեր միացություններ: Պոլիմերիզացիայի արագությունը, ինչպես պետք է սպասել, համեմատական է ռադիկալների խտությանը, որն իր հերթին համեմատական է հեղեղում էլեկտրոնների խտությանը: Հետևաբար պոլիմերիզացիայի երևույթը կաճի անոդի վրա գրանցված լիցքի աճի հետ միասին:

Բայց միայն անոդը չէ, որ ենթակա է այդ ազդեցությանը: Կարող են առաջանալ որոշակի պոլիմերներ (օրինակ՝ դրական լիցքով), որոնք դանդաղ ուղղորդելով դեպի կատոդ և նստելով նրա վրա, կառաջացնեն այսպես կոչված «լարային կառուցվածքի ստվերը» /284,286/:

Նստվածքները հիմնականում բաղկացած են ածխածնի և սիլիցիումի օքսիդի բարակ շերտերից: Բարակ մետաղական օքսիդի շերտերը շատ ֆոտոզգայուն են: Եթե կատոդի վրա առաջանա այդպիսի շերտ, ապա նույնիսկ փոքր էներգիայի ֆոտոնները՝ ֆոտոէֆեկտի հաշվին, կարող են էլեկտրոններ պոկել նրանից: Այդ էլեկտրոնները նույնպես ենթարկվում են գազային ուժեղացման, մեծացնելով անոդի վրա լիցքի խտությունը և հետևաբար արագացնելով ծերացման երևույթը:

Էլեկտրոդների վրա նստվածքներ կարող են առաջանալ, նույնիսկ խցի կառուցման ընթացքում (օրինակ՝ մատնահետքերի հետևանքով): Բացի դրանից, նույնիսկ բարձր մաքրությամբ աշխատանքային գազերը արտադրության պրոցեսում կարող են աղտոտվել շատ փոքր քանակությամբ յուղերով կամ սիլիցիումի փոշիով SiO_2: Մի քանի ppm (10^{-6}) այդպիսի աղտերի առկայությունը կարող է հանգեցնել զգալի ծերացման էֆեկտների:

Եթե էլեկտրոդներն արդեն նստվածքապատվել են, ապա էլեկտրոդների և այդ բարակ շերտերի միջև առաջացող ուժեղ էլեկ-

տրական դաշտերը կարող են այդ շերտերից երկրորդային էլեկտրոնների ծնման պատճառ դառնալ՝ «Մալտեր էֆեկտ» /293/: Որպես հետևանք, այդպիսի ուժեղ դաշտերը կարող են էլեկտրոններ պոկել էլեկտրոդներից (դաշտային էլեկտրոններ), էլ ավելի փոքրացնելով խցի կյանքի տևողությունը:

Այսպիսով, որո՞նք են այն ամենազգայուն պարամետրերը, որ բերում են ծերացման կամ արագացնում են այն, և որո՞նք են այն նախազգուշական միջոցները, որ պետք է ձեռնարկել խցերը ստեղծելիս: Բացի դրանից հետաքրքիր է պարզել, թե հնարավոր է արդյո՞ք մաքրել (նորացնել) ծերացած լարերը:

Ամենահիմնականը պետք է պնդել, որ ցանկացած աղտերից մաքուր գազերի օգտագործումը հետաձգում է ծերացումը: Օգտագործվող գազերը պետք է հնարավորինս քիչ ենթակա լինեն պոլիմերիզացիայի: Սակայն, սա էֆեկտիվ 'զգայուն' է միայն այն դեպքում, եթե երաշխավորված է, որ խցի զգայուն ծավալի մեջ աղտեր չեն մտնում, դետեկտորի կառուցվածքային տարրերի գազանջատման, կամ գազատար խողովակների անմաքրությունների հետևանքով:

Բացի անցանկալի աղտերից, գոյություն ունեն որոշակի հավելումներ, որոնք դրականորեն են ազդում (թուլացնում են) ծերացման երևույթի վրա: Հետևաբար, կարևոր է բացառել պոլիմերիզացիայի ենթարկվող անցանկալի աղտերի մուտքը աշխատանքային ծավալ, և կատարել այնպիսի խառնուրդների ավելացումներ, որոնք կերկարացնեն խցի կյանքի տևողությունը:

Ցանկալի հավելում (ինչպես ցույց է տրված) կարող է լինել ատոմական թթվածինը և այն օրգանական միացությունները, որոնք պարունակում են թթվածին (-COOH,_-CO-,-OCO-,-OH,-O-): Ատոմական թթվածինը ռեակցիայի մեջ մտնելով ածխաջրածինների հետ առաջացնում է հետևյալ արդյունքները՝ CO, CO_2, H_2O, H_2, այսինքն կայուն և ցնդող մոլեկուլներ, որոնք բավականին հեշտությամբ կարելի է հեռացնել խցի ծավալից, համապատասխան գազային հոսքերի օգնությամբ Թթվածին պարունակող միացությունները ունեն պոլիմեր առաջացնելու շատ փոքր հակվածություն: Սակայն, թթվածինը սիլիցիում պարունակող աղտերի հետ կարող է առաջացնել տարբեր սիլիկատներ: Ցանկալի հավելումներ կարող են լինել ջուրը H_2O, սպիրտները (մեթանոլ CH_3OH, էթանոլ C_2H_5OH, իզոպրոպանոլը $(CH_3)_2CHOH$), եթերները (դեմեթիլեթեր $(CH_3)_2O$ և մեթիլալը $CH_2(OCH_3)_2$): Այս միացությունները ունեն ուլտրամանուշակագույն լույսի կլանման մեծ կտրվածք, հետևաբար էֆեկտիվ կերպով ճնշում են երկրորդային հեղեղների զարգացումը: Երբ թթվածին պարունակող մոլեկուլները, էլեկտրոնների հետ փոխազդելով քանդվում են, ապա

էլեկտրոբացասական թթվածինը հաճախ արագ վերականգնում է կովալենտ կապը: Զուրը ունի նաև այն առավելությունը, որ մեծացնում է արդեն առաջացած նստվածքների հաղորդականությունը, այդպիսով մեծացնելով խցի կյանքի տևողությունը: Զրածնի ավելացումն ունի այն դրական էֆեկտը, որ CH_2 տիպի ռադիկալների հետ փոխազդելով վերականգնում է նրանց իրենց սկզբնական վիճակին `CH_4:

Անցանկալի աղտերը, որոնք սովորաբար արագացնում են ծերացման երևույթները, դրանք ածխածին, ածխածին պարունակող պոլիմերներ, սիլիցիումի միացություններ, հալոգեններ և ֆոսֆոր պարունակող միացություններ են: Շատ հաճախ մեծ ճնշման գազ պարունակող անոթներն արդեն աղտոտված են հալոգենային միացություններով: Ածխածին պարունակող պոլիմերները առաջանում են գազերի արտադրման ընթացքում օգտագործվող տարբեր յուղերի հետևանքով: Նրանք կարող են մուտք գործել զգայուն գազային ծավալ, նաև գազերի հոսք ապահովող գծերից, որոնք պարունակում են յուղեր:

Բազմաթիվ ռետինային հերմետիկներ, խողովակներ (silicon tubes), սիլիցիումային մածուկներ (silikon grease), պարունակում են վնասակար սիլիցիումային միացություններ: PVC խողովակները պարունակում են քլոր և հետևաբար կարող են դառնալ գազի որակի փչացման պատճառ: Այս վնասակար խառնուրդների անցանկալի էֆեկտները կարելի է հասկանալ հետևյալ ձևով /284,286/:

Հալոգենային խառնուրդները (C-Cl, C-Br) ավելի թույլ են կապված, քան ածխածնային միացությունները: Հետևաբար հալոգենացված ածխաջրածինները, ինչպիսիք են՝ CF_2Cl_2, CH_3Cl, C_2H_3Cl ավելի հեշտ են տարբաղադրվում ռադիկալների, քան, օրինակ, մեթանը CH_4: Քլոր, բրոմ կամ ֆտոր պարունակող ածխաջրածինների նույնիսկ փոքր քանակությունը կարող է զգալիորեն արագացնել ածխաջրածինների CH_3, C_2H_2, C_2H_6, պոլիմերիզացիայի երևույթը:

Սիլիցիումը, որպես երկրակեղևի ամենատարածված տարր, պարունակվում է խցի կառուցվածքային տարրերից շատերում, օրինակ՝ G10 (էպոքսիդով ուժեղացված ապակյա թելեր), տարբեր յուղերում և սոսինձներում: Բարձր ճնշման գազերի անոթները հաճախ պարունակում են սիլիցիում, սիլանի SiH_4, կամ տետրամեթիլսելանի SiF_4 -ի տեսքով: Սիլիցիումը կարող է միանալով ածխաջրածինների հետ առաջացնել սիլիցիումի կարբիդ, որը թթվածնային սիլիկատների հետ միասին, իրենց ծանր կշռի պատճառով, թույլ ցնդող են: Նրանց հիմնականում հնարավոր չէ հեռացնել աշխատանքային ծավալից (գազի հոսքի օգնությամբ), հետևաբար նրանք նստում են տարբեր էլեկտրոդների վրա:

Բացի աշխատանքային գազի հետ եկող վնասակար խառնուրդների բացառումից և խցի կառուցվածքային տարրերի ուշադիր ընտրությունից, կարելի է որոշակի կառուցվածքային քայլեր առաջարկել, որոնք կփոքրացնեն ծերացման երևույթը:

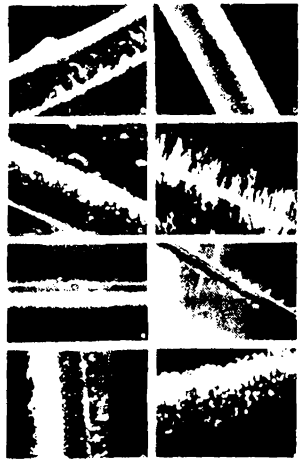
Հարթ կատոդային հարթություններ օգտագործելու դեպքում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը նրանց մոտ ավելի փոքր է քան կատոդային լարերի դեպքում: Հետևաբար, ամբողջական կատոդները (թաղանթային) նստվածքների առաջացման ավելի քիչ հակվածություն ունեն, քան լարերով ստեղծված կատոդները: Բարակ անոդային լարերի վրա նկատելիորեն ավելի արագ են նստվածքներ առաջանում, քան հաստ լարերի վրա: Էլեկտրոդների նյութի ուշադիր ընտրությունից նույնպես կախված է կյանքի տևողությունը:

Ոսկեպատված վոլֆրամից լարերը բավականին դժվար են նստվածքապատվում այն դեպքում, երբ մեծ դիմադրություն ունեցող լարերը (Ni/Cr/Al/Cu համաձուլվածքները) ռեակցիայի մեջ են մտնում աղտերի կամ նրանց ածանցյալների հետ, բերելով զգալի ծերացման էֆեկտների: Որոշ վնասակար խառնուրդներ կամ նստվածքներ, գոնե մասնավորապես կարելի է լուծել ջրի կամ ացետոնի գոլորշիների մեջ: Լարերի վրա առաջացած միկրոսկոպիկ նստվածքները կարելի է գոլորշիացնել խցի մեջ դիտումնավոր կայծեր առաջացնելով: Մյուս կողմից, կայծերն իրենց հերթին կարող են առաջացնել երկար ածխածնային շղթաներ (մազեր), որոնք զգալիորեն փոքրացնում են խցերի կյանքի տևողությունը և կարող են նույնիսկ լարերի կտրման պատճառ հանդիսանալ /256/:

Լարային խցերը, որոնք լցված են՝ ազնիվ գազի և ածխաջրածնի խառնուրդով (օրինակ՝ Ar/CH_4) զգալի ծերացման էֆեկտներ են դրսևորում, երբ անոդային լարի մեկ սմ-ին ընկնում է ավելի քան 0.05 Կ լիցք: Երբ ածխաջրածինը փոխարինվում է CO_2-ով, խցի կյանքի տևողությունը մեծանում է մոտ 10 անգամ: Բավականին պարզ է, որ փոքր գազային ուժեղացումների դեպքում ծերացման էֆեկտները զգալիորեն թուլանում են:

4.62 նկարը ցույց է տալիս անոդային լարի վրա նստվածքների որոշ օրինակներ: Մի կողմից նկատելի է լարի վրա քիչ թե շատ հավասարաչափ բաշխված նստվածքներ, որոնք կարող են վճռականորեն փոխել անոդային լարի մակերևույթային դիմադրությունը, մյուս կողմից՝ նկատելի են մազանման պոլիմերիզացիայի

հետևանքներ, որոնք կարող են վճռականորեն փոխել դաշտի որակը անոդային լարի մոտակայքում և բերել կայծերի առաջացման:



Նկ. 4.62. Անոդային լարերի վրա առաջացած նստվածքների օրինակ /286/:

4.63ա նկարում բերված է 30 մկմ հաստությամբ անոդային լարի 880 անգամ մեծացված պատկերը, իսկ 4.63բ նկարը ցույց է տալիս 400 անգամ մեծացված 100 մկմ հաստությամբ կատոդային լարի վրա (հատիկային) գրանուլային կառուցվածքների առկայությունը: Մասս- սպեկտրոսկոպիկ անալիզի մեթոդներով ցույց է տրված, որ անոդային լարերի վրա նստվածքը հիմնականում պարունակում է սիլիցիում, այն դեպքում, երբ կատոդի վրա լրացուցիչ գրանցվել է նաև քլոր և պղինձ /294/:

Նկ. 4.63. ա) Անոդային լարերի վրա առաջացած սիլիցիումային նստվածքները (ϕ=30 մկմ) /294/:

Նկ. 4.63. բ) Կատոդային լարի վրա առաջացած ծածկույթ, որը պարունակում է սիլիցիում, քլոր և պղինձ (φ=100մկմ): (φ=30մկմ) /294/:

4.11. ՊՂՊՁԱԿԱՅԻՆ ԽՑԵՐ

Պղպջակային խցերը, ինչպես նաև Վիլսոնի «ամպային» խցերը /295-300/ պատկանում են դիտողական դետեկտորների շարքին և հետևաբար պահանջում են դեպքերի մշակման օպտիկական եղանակներ: Դիտման այդպիսի մեթոդը իր մեջ ներառում է պղպջակային խցից ստացված նկարների հոգնեցուցիչ մշակման աշխատանքները, որի հետևանքով էլ սահմանափակված է փորձի հնարավոր վիճակագրությունը: Սակայն, պղպջակային խուցը հնարավորություն է տալիս ստանալու, և մեծ տարածական լուծողականությամբ վերականգնելու, շատ բարդ դեպքերի պատկերը: Հետևաբար նա լավագույն դետեկտորն է հազվագյուտ դեպքերի (օրինակ՝ նեյտրինոյի փոխազդեցության) հետազոտման համար: Նորից նշենք, որ պղպջակային խցերը այժմ ամբողջովին փոխարինվում են էլեկտրոնային մեթոդներով ընթերցվող դետեկտորներով:

Պղպջակային խցում հեղուկ գազերը (H_2,D_2, Ne, C_3H_8, ֆրեոն) պահվում են մեծ ճնշման անոթներում, եռման կետին մոտ տիրույթում:

Մինչև սպասված դեպքի ծնվելը, մխոցի տեղաշարժով՝ խցի ծավալը կտրուկ ընդարձակվում է: Խցի այդպիսի ընդարձակումը հանգեցնում է ճնշման փոքրացման: Ճնշումը ընկնում է ավելի քան անհրաժեշտ է տվյալ պայմաններում հեղուկի եռման համար, առաջացնելով գերտաքացած հեղուկ վիճակ: Եթե այժմ այդպիսի հեղուկի միջով անցնում է լիցքավորված մասնիկ, ապա նրա հետագծի վրա սկսում են առաջանալ պղպջակներ:

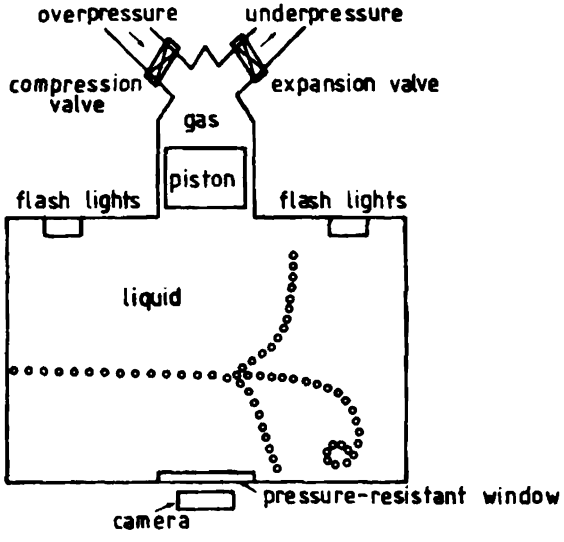
Ընկնող մասնիկի հետագծի վրա առաջացած դրական իոնները հանդիսանում են պղպջակների աճի «կենտրոններ»: Այդ «կենտրոնների» կյանքի տևողությունը 10^{-10}-10^{-11} վ կարգի է: Նշված ժամանակը այնքան փոքր է, որ անհնարին է ընկնող մասնիկի

օգնությամբ ղեկավարել ընդարձակումը: Այդ պատճառով խուցը գերտաքացած վիճակի պետք է հասցնել, մինչև մասնիկի մուտքը զգայուն ծավալ: Սակայն, պղպջակային խցերը կարելի է օգտագործել արագացուցչային փորձերում, քանի որ մասնիկների մուտքի ժամանակը դետեկտորի մեջ ճշգրիտ հայտնի է և հետևաբար խուցը կարելի է ընդարձակել ճիշտ ժամանակին (սինքրոնիզացնել):

Գերտաքացած վիճակում պղպջակի աճը տևում է մինչև ընդարձակման ավարտը: Այդ պահին, լուսարձակների օգնությամբ, պղպջակները լուսավորվում և լուսանկարվում են: 4.64 նկարը ցույց է տալիս պղպջակային խցի աշխատանքի սկզբունքը /2/:

Բարձր ճնշման անոթի ներքին պատերը պետք է լինեն առավելագույնս հարթ, այնպես որ հեղուկը «եռա» միայն այն տեղերում, որտեղով անցել է մասնիկը, այլ ոչ թե անոթի պատերի վրա:

Կախված պղպջակային խցի չափերից, նրա կրկնման ժամանակը կարելի է իջեցնել մինչև 100 մվ:



Նկ. 4.64. Պղպջակային խցի սխեմատիկ կառուցվածքը /2/:

Պղպջակային խցում ճնշումը մինչև ընդարձակումը հասնում է մի քանի մթնոլորտի: Գազերի հեղուկացման համար պետք է նրանց ուժեղ սառեցնել: Փորձերը, որոնցում կիրառվում են ջրածնային պղպջակային խցեր, պոտենցիալ մեծ վտանգ են ներկայացնում, քանի որ պարունակում են մեծ քանակությամբ հեղուկ ջրածին, և գազի

նույնիսկ փոքր արտահոսքերը կարող են առաջացնել թթվածնաջրածնային պայթուցիկ խառնուրդ: Նմանապես, աշխատել օրգանական հեղուկներով, որոնք պետք է տաքացվեն, նույնպես վտանգավոր է նրանց բռնկվելիության պատճառով:

Պղպջակային խցերը սովորաբար աշխատում են ուժեղ մագնիսական դաշտերում (մի քանի Տլ): Լիցքավորված մասնիկի շարժման քանակը որոշվում է, չափելով նրանց կորության ρ շառավիղը, B լարվածությամբ մագնիսական դաշտում

$$q \cdot \left\{ \vec{v} \times \vec{B} \right\} = \frac{mv^2}{\rho}, \qquad 4.62$$

$$\left| \vec{P} \right| = q\rho \left| \vec{B} \right| \qquad 4.63$$

հայտնի առնչությամբ, երբ B⊥ρ:

Քանի որ պղպջակների խտությունը հետագծի վրա համեմատական է էներգետիկ կորուստներին dE/dx-ին և $P/_{mc} = \beta\gamma << 4$ դեպքում (տես 1.12) էներգետիկ կորուստները հետևում են՝

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2}: \qquad 4.64$$

Երբ մասնիկի շարժման քանակը հայտնի է, և կարելի է որոշել նրա արագությունը էներգետիկ կորուստների չափումով (4.64), ապա կարելի է կատարել մասնիկների նույնականացում՝

$$m_0 = \frac{p}{\gamma\beta c} = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta c} \cdot p: \qquad 4.65$$

4.65 նկարում բերված է փոքր պղպջակային խցում էլեկտրոնի պարուրային հետագիծը, հարթությանը ուղղահայաց մագնիսական դաշտում /301/: Պղպջակային խցի հեղուկում էլեկտրոնի էներգետիկ կորուստների աճը բերում է հետագծի ավելի մեծ կորացման, որի արդյունքում ստացվում է պարուրաձև հետագիծ: Տեսանելի է նաև էներգետիկ կորուստների աճը հետագծի վերջում:

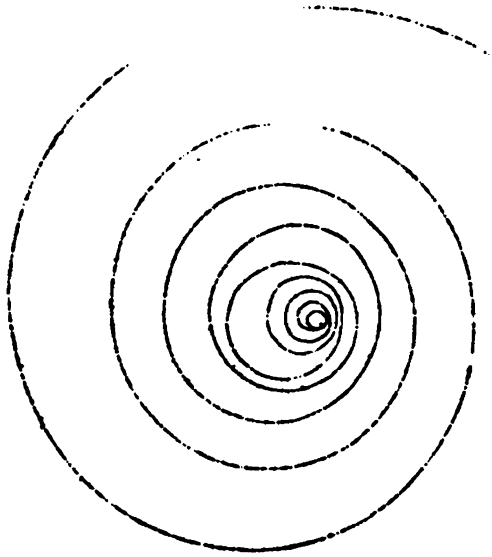
Պղպջակային խցի աշխատանքային հեղուկի ընտրությունը թելադրվում է փորձի ֆիզիկական նպատակներով: Պղպջակային խուցը միաժամանակ հանդիսանում է և թիրախ, և գրանցող սարք (ակտիվ թիրախ): Պրոտոնի վրա ֆոտոծնման հետազոտությունների համար պարզ է, որ լավագույն ընտրությունը՝ ջրածինն է:

Նեյտրոնի վրա ֆոտոծնման հետազոտությունները կարելի է կատարել ^2D հեղուկով լցնելու դեպքում, քանի որ մաքուր նեյ-

տրոնային թիրախները բացակայում են (բացառությամբ, երևի, միայն նեյտրոնային աստղերի): Ֆոտոմիջուկային փոխազդեցությունների կտրվածքը նեյտրոնների վրա կարելի է որոշել հետևյալ առնչությամբ

$$\sigma(\gamma,n)=\sigma(\gamma,d)-\sigma(\gamma,p) : \qquad 4.66$$

Եթե, օրինակ, հետազոտվում է չեզոք պիոնների ծնումը, ապա պղպջակային խուցը պետք է լցնել փոքր X_0 ռադիացիոն երկարությամբ հեղուկով, քանի որ π^0-ի տրոհումը երկու ֆոտոնների, պետք է գրանցվի էլեկտրոմագնիսական հեղեղի առաջացումով: Այս դեպքում խուցը լցվում է հեղուկ քսենոնով կամ ֆրեոնով:



Նկ. 4.65. Դեպի ներս ուղղված էլեկտրոնի պարուրաձև հետագիծը պղպջակային խցում /301/:

4.1. աղյուսակում բերված են որոշ կարևոր հեղուկների բնութագրերը,որոնցով լցվում են պղպջակային խցերը /1,2/:

Եթե անհրաժեշտ է հետազոտել միջուկային փոխազդեցությունները պղպջակային խցերում, ապա պետք է ընտրել այնպիսի հեղուկ, որի կլանման երկարությունը λ_α ամենափոքրն է, այս դեպքում պետք է ընտրել ֆրեոնի նման ծանր հեղուկներ: Պղպջակային խցերը այն լավագույն սարքերն են, որոնք օգտա-

գործվում են հազվագյուտ և բարդ փորձերի իրագործման և մշակման համար: Օրինակ Ω^- հիպերոնը, առաջին անգամ տիեզերական ճառագայթներում դիտելուց հետո կարելի է առանց որևէ անորոշության ստանալ պղպջակային խցով փորձերում:

Աղյուսակ 4.1: Պղպջակային խցերում օգտագործվող հեղուկների բնութագրական հատկությունները

Հեղուկը	T (°K)	Հագեցած գոլորշիների ճնշումը (բար)	Խտությունը (գ/սմ³)	X_0 (սմ)	Կլանման երկարութ. λ_α (սմ)
^4He	3.2	0.4	0.14	1027	437
^1H	26	4	0.06	1000	887
^2D	30	4.5	0.14	900	403
^{20}Ne	36	7.7	1.02	27	89
C_3H_8	333	21	0.43	110	176
CF_3Br (Freon)	303	18	1.5	11	73

4.66 նկարում /302,303/ բերված է Ω^- հիպերոնի ծնման և տրոհման երևույթը K^- փնջերում հետևյալ ռեակցիայի հետևանքով՝

$$K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0 \qquad 4.67$$

$$\Xi^0 + \pi^-$$

$$\pi^0 + \Lambda^0$$

$$\pi^- + p$$

$$\gamma + \gamma$$

$$e^+ e^-$$

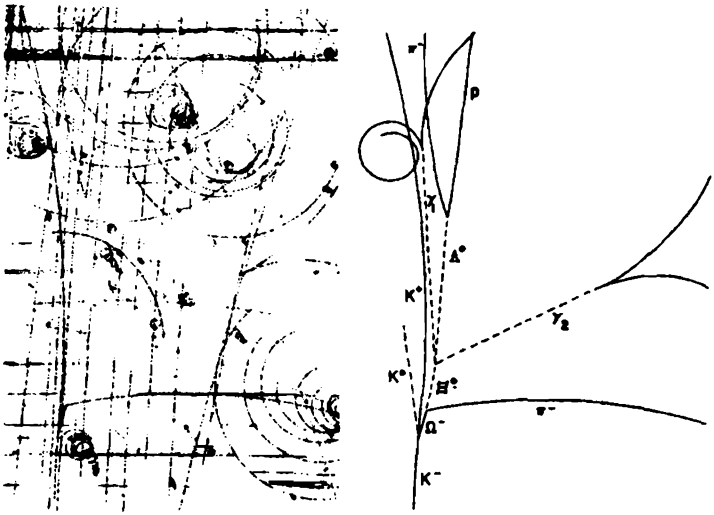
$$e^+ e^-$$

Որպեսզի հեշտ տարբերակվի Ω^- -ի ծնման և տրոհման ընթացքը, պղպջակային խցից ստացված լուսանկարի աջ մասում բերված է այդ ռեակցիաների շղթայի սխեման:

Այժմ, սակայն, պղպջակային խցերը դուրս են մղվում էլեկտրոնային ընթերցումով դետեկտորների կողմից: Դրա պատճառը պղպջակային խցերին հատուկ լուրջ թերություններ են, որոնք կարելի է ներկայացնել այսպես.

-Պղպջակային խցերը հնարավոր չէ նշազտիչի /տրիգերի/ միջոցով ղեկավարել:

Նրանք չեն կարող աշխատել կուտակիչ օղակների վրա կատարվող փորձերում, քանի որ շատ դժվար է 4π երկրաչափության հասնել այդ դետեկտորներում: Նաև համեմատաբար «հաստ» պատուհանները, որոնք անհրաժեշտ են բարձր ճնշման անոթների համար, բերում են մեծ բազմակի ցրումների և փչացնում են շարժման քանակի լուծողականությունը:



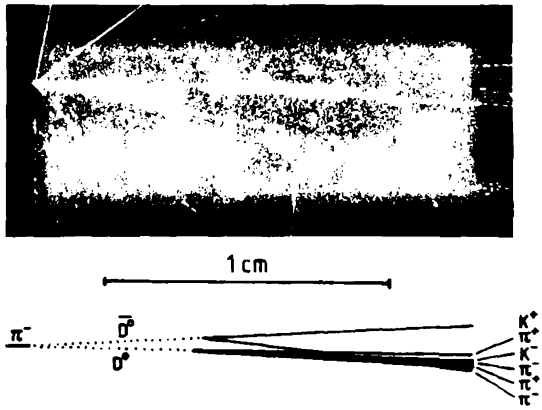
Նկ. 4.66. Ω հիպերոնի ծնումը պղպջակային խցում, հասկանալի լինելու համար նկարի աջ մասում բերված է Ω ծնման և տրոհման սխեմատիկ պատկերը /302,303/:

- Բարձր էներգիաների տիրույթում,պղպջակային խցերը այնքան մասսիվ չեն, որպեսզի ծնվող մասնիկները նրանց մեջ կանգ առնեն: Սա արգելում է նաև էլեկտրոնային և հադրոնային կալորիմետրերի օգտագործումը, քանի որ դժվար է և ծանձրալի այդ հեղեղների մշակումը պղպջակային խցում և բացի այդ, հեղեղային մասնիկները դուրս են թռչում դետեկտորի զգայուն ծավալից:

-Միջին մի քանի ԳէՎ/c մյուոնները հնարավոր չէ տարբերել պիոններից, քանի որ նրանց իոնիզացիոն կորուստները գրեթե նույնական են: Միայն օգտագործելով ուրիշ դետեկտորներ (արտաքին մյուոնների հաշվիչներ) կարելի է հասնել π/μ բաժանման:

-Բարձր էներգիաների մասնիկների շարժման քանակի ճշգրիտ չափման համար ստացվող մագնիսական դաշտերը բավարար չեն, մագնիսական դաշտ ստեղծող հեռավոր բևեռների (խցի տեղադրման համար) օգտագործման պատճառով:

-Մեծ վիճակագրությամբ փորձերն իրականում անհասանելի են, պղպջակային խցերից ստացված նկարների մշակման վրա ծախսված ժամանակների պատճառով:
Չնայած դրան, պղպջակային խցերը դեռևս օգտագործվում են արտաքին թիրախային փորձերում (ֆիքսված թիրախի փորձեր): Իրենց հատուկ տարածական լուծողականության (մինչև մի քանի միկրոն) հաշվին այս խցերը կարող են աշխատել որպես գագաթի վերականգնման դետեկտորներ:



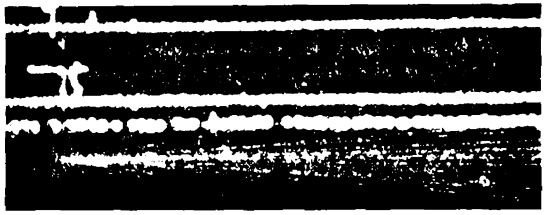
Նկ. 4.67. D^0 $\bar{D}^0$) հմայքային մեզոնի ծնունդը և տրոհումը մեծ լուծողականությամբ պղպջակային խցում /304/:

4.67 նկարում բերված է հմայիչ (charmed) մեզոնների ծնման և տրոհման լուսանկարը, որը ստացվել է շատ փոքր պղպջակային խցում (BIBC=Berne Imfinitesimal Buble chamber) 6.5սմ տրամագծով և 3.5սմ խորությամբ: Խցիկը լցված է եղել ծանր հեղուկով /304/: D_0 և հակա-D_0 տրոհումների երկրորդային գագաթները լուսանկարում տեսանելի չեն: Նկարի ներքևում բերված սխեմատիկ պատկերի ուղեկցությամբ , կարելի է գտնել այդ գագաթները նույնպես:

Այդ խցերը բավականին հարմար են ,նաև կարճ ապրող մասնիկների հետազոտության համար /304/: Թիրախի զանգվածից կախված, հմայիչ մեզոնների ծնման և փոխազդեցության վարքը կարելի է հետազոտել պղպջակային խուցը լցնելով ծանր հեղուկներով (օրինակ՝ ֆրեոն): Այդ կարգի փորձերը սովորաբար համեմատվում են ջրածնային խցի փորձերի հետ:

Որպեսզի հնարավոր լինի կարճ կյանքի տևողությամբ փորձերի իրականացումը՝ պղպջակների չափերը պետք է սահմանափակվեն: Դա նշանակում է, որ լուսանկարումը պետք է կատարվի պղպջակների առաջացման պահից սկսած ինչքան հնարավոր է շուտ,

երբ նրանց չափերը դեռ փոքր են: Դա երաշխավորում է լավ տարածական և, հետևաբար նաև, լավ ժամանակային լուծողականություն: Բոլոր դեպքերում, պղպջակի չափը պետք է ավելի փոքր լինի, քան մասնիկի տրոհման երկարությունը: 4.68 նկարում բերված են «հին» և «նոր» հետագծերը նշված BIBC խցում, որտեղ «նոր» հետագծերը բնութագրվում են մոտ 30մկմ պղպջակների չափերով, այն դեպքում, երբ նախորդ դեպքից եկող «հին» հետագծերը ընդարձակման ցիկլի ընթացքում աճել են բավականին մեծ չափերի /305/:



Նկ. 4.68. «Հին» և «նոր» հետագծերը մեծ լուծողականությամբ պղպջակային խցում /305/:

Օգտագործելով հոլոգրաֆիկ լուսանկարման տեխնիկան, կարելի է ստանալ դեպքի եռաչափ պատկերը /306/: Այդպիսի բարձր լուծողականությամբ խցերում կարելի է ճիշտ որոշել «կարճ ապրող» մասնիկների կյանքի տևողությունը: Եթե տարածական լուծողականությունը σ_z= 6մկմ, ապա ժամանակի չափման սխալը σ_τ կարելի է հասցնել

$$\sigma_\tau = \sigma_z/c = 2*10^{-14} \text{ վ} \qquad 4.68$$

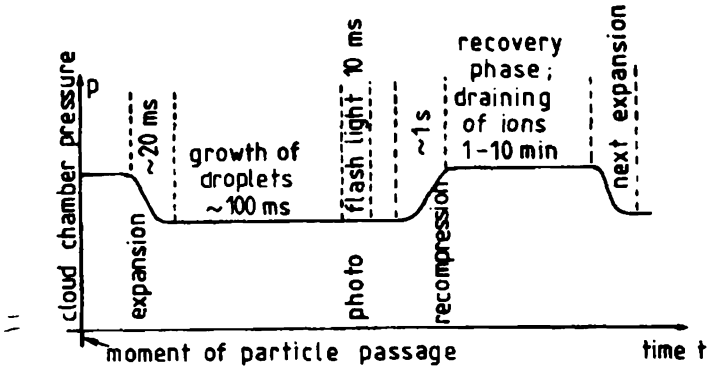
Պղպջակային խցերը մեծ մասամբ կիրառվում են բարձր էներգիաների հադրոնների և նեյտրինոների փոխազդեցության փորձերում /307/:

4.12. ՎԻԼՍՈՆԻ ԽՑԵՐ

Վիլսոնի խցիկը իոնիզացիոն և հետագծային չափումների ամենահին դետեկտորներից է /308-311/: 1932թ. Անդերսոնը տիեզերական ճառագայթների կազմում հայտնագործեց պոզիտրոնը, աշխատելով ուժեղ մագնիսական դաշտում (2.5Տլ) տեղադրված Վիլսոնի խցիկով: 5 տարի անց, կրկին աշխատելով Վիլսոնի խցիկով, Անդերսոնը Նեդերմայերի հետ միասին, տիեզերական ճառագայթների կազմում հայտնաբերեցին մյուոններ:

Վիլսոնի խցիկը գազ-գոլորշի խառնուրդով լցված (օրինակ՝ օդ-ջրի գոլորշի, արգոն-սպիրտ) անոթ է, այնպիսի ճնշմամբ, որի դեպքում

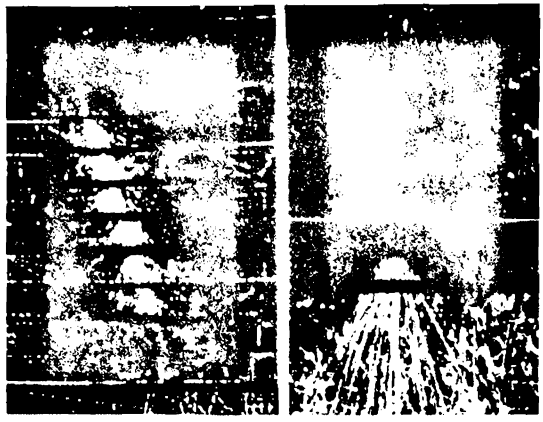
գոլորշիները գտնվում են հագեցված վիճակում: Մասնիկը անցնելով Վիլսոնի խցիկով իր հետևից թողնում է իոնիզացիոն հետք: Խցի գազում իոնիզացիայի հետևանքով ծնված դրական իոնների կյանքի տևողությունը համեմատաբար երկար է (~մվ): Հետևաբար մասնիկի անցնելուց հետո կարելի է ստեղծել արագ նշազտիչային ազդանշան, օրինակ սցինտիլացիոն հաշվիչների համընկման օգնությամբ, որը առաջ է բերում խցի արագ ընդարձակում:



Նկ. 4.69. Վիլսոնի խցի ընդարձակման ցիկլը /2/:

Ադիաբատ ընդարձակման ընթացքում գազի ջերմաստիճանը ընկնում է, և գոլորշիները հայտնվում են գերհագեցած վիճակում: Գերհագեցած գոլորշիները խտանում են հետագծի վրա առաջացած դրական իոնների վրա, որոնք ծառայում են որպես խտացման կենտրոններ: Կաթիլների տեսքով ձևավորված հետագծերը լուսավորվում և լուսանկարվում են: Ընդարձակման լրիվ ցիկլը ցույց է տրված նկ. 4.69 /2/:

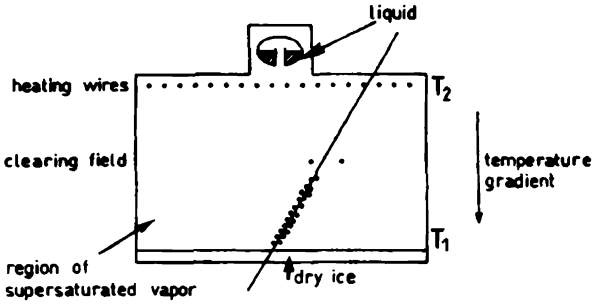
Ցիկլի երկարությունը որոշող բնութագրական ժամանակները պայմանավորված են իոնիզացիայի հետևանքով ծնված կենտրոնների կյանքի տևողությամբ (10մվ), կաթիլների աճի ժամանակով (~100մվ), և այն ժամանակով, որը պետք է անցնի դեպքի գրացումից հետո մինչև որ, խուցը պատրաստ լինի նոր դեպք գրանցելու: Վերջինս (ժամանակը) կարող է լինել շատ երկար, քանի որ խցի զգայուն ծավալը պետք է մաքրվի դանդաղ շարժվող դրական իոններից: Բացի դրանից խուցը գազ-գոլորշի խառնուրդի սեղմման միջոցով պետք է բերվի նախնական վիճակի: Ամբողջությամբ վերցրած, ցիկլի ժամանակը կարող է լինել 1-10 րոպե, սահմանափակելով այդ խցերի կիրառումը միայն տիեզերական ճառագայթների փորձերում, հազվագյուտ դեպքերի գրանցման համար:



Նկ. 4.70. Տիեզերական մյուոնների կողմից ստեղծված երկու էլեկտրամագնիսական հեղեղները բազմաշերտ Վիլսոնի խցում /312,313/:

4.70 նկարում բերված է տիեզերական մյուոնների առաջացրած երկու էլեկտրոնային հեղեղների լուսանկարը, բազմաշերտ Վիլսոնի խցիկում /312,313/: Բազմաշերտ Վիլսոնի խցիկը ըստ էության հանդիսանում է օպտիկական ընթերցման կալորիմետրի նմուշ (տես գլուխ 7): Վիլսոնի խցում կապարե թիթեղների ավելացումը, տվյալ դեպքում, օգտագործվում է լայնածավալ օդային հեղեղների փորձերում (տե՛ս 11.8), և ծառայում է էլեկտրոն-հադրոն-մյուոն բաժանման համար, քանի որ այդ մասնիկների փոխազդեցությունները կապարի հետ տարբեր են:

Ի տարբերություն ընդարձակվող Վիլսոնի խցի, Վիլսոնի դիֆուզիոն խուցը մշտապես զգայուն է: 4.71 նկարում ցույց է տրված Վիլսոնի դիֆուզիոն խցի սխեմատիկ կառուցվածքը /2,314,315,316/: Խուցը, ընդարձակվող խցի նման, լցվում է գազ-գոլորշի խառնուրդով: Հաստատուն ջերմաստիճանային գրադիենտը ստեղծում է այնպիսի տիրույթներ, որտեղ գոլորշին մշտապես գտնվում է գերհագեցած վիճակում: Լիցքավորված մասնիկը մտնելով այդ տիրույթը հետք է առաջացնում, անկախ ցանկացած արտաքին նշազտիչային ազդանշանի: Այդ խցերում կարելի է հասնել մինչև 5-10սմ գերհագեցած տիրույթների առաջացման (որտեղ հետագիծը կարող է դիտվել): Մաքրող դաշտը հեռացնում է խցում առաջացած դրական իոնները:



Նկ. 4.71. Վիլսոնի դիֆուզիոն խցի կառուցվածքի սխեմատիկ պատկերը /2/:

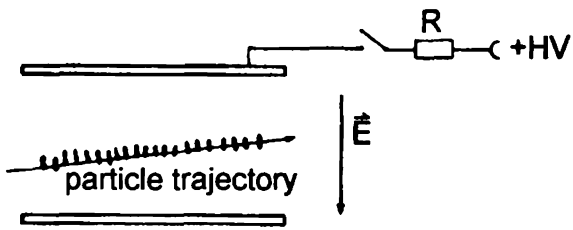
Խցի մշտական զգայնությունը ստացվում է փոքր զգայուն ծավալ ապահովելու գնով: Քանի որ խուցը առանց նշազտիչի է գրանցում, ապա բոլոր դեպքերը (ֆոնային դեպքերը նույնպես) լուսանկարվում են:

Մեծ կրկնման ժամանակի անհրաժեշտությունը, ինչպես նաև լուսանկարման եղանակով պատկերի ստացման և մշակման անհարմարությունները, բերել են նրան, որ մեր ժամանակներում այս դետեկտորները շատ հազվադեպ են օգտագործվում:

4.13. ՍՏՐԻՄԵՐԱՅԻՆ ԽՑԵՐ

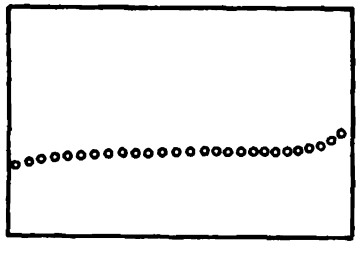
Ի հակադրություն ստրիմերային խողովակների, որոնք որոշակի մասնավոր ռեժիմում աշխատող գլանաձև հաշվիչներ են, ստրիմերային խցերը մեծ ծավալի դետեկտորներ են, որոնցում սովորաբար կատարվում է դեպքի լուսանկարում /4;317/:

Ստրիմերային խցում երկու հարթ էլեկտրոդների միջև եղած տարածությունը լցված է աշխատանքային գազով: Լիցքավորված մասնիկի անցնելուց հետո, այդ էլեկտրոդի վրա կիրառվում է շատ կարճ ՝ աճի ժամանակով բարձր լարման հզոր իմպուլս: 4.72 նկարում ցույց է տրված այդ դետեկտորի աշխատանքի էսքիզային սխեման:



Նկ. 4.72. Ստրիմերային խցի սկզբունքային կառուցվածքը:

Մասնիկները դետեկտորի մեջ են մտնում, կիրառված էլեկտրական դաշտի ուժագծերին մոտավորապես ուղղահայաց ուղղությամբ (հիմնական աշխատանքային մոդայում): Շատ մեծ դաշտի լարվածությամբ համասեռ, էլեկտրական դաշտում յուրաքանչյուր իոնիզացիոն էլեկտրոն կսկսի դեպի էլեկտրոդ ուղղված հեղեղի զարգացում: Քանի որ էլեկտրական դաշտը ժամանակից կախված է (բարձր լարման լայնութային արժեքը մոտ 500 կՎ, աճի և նվազման ժամանակը ≈1 նվ, և իմպուլսի տևողությունը մի քանի նվ), ապա հեղեղի զարգացումը ընդհատվում է բարձր լարման նվազման ընթացքում: Բարձր լարման մեծ արժեքը հնարավորություն է տալիս ստանալ մինչև 10^8 գազային ուժեղացում, այնպես ինչպես ստրիմերային խողովակներում, սակայն ստրիմերի զարգացումը զբաղեցնում է շատ փոքր տարածություն (իմպուլսի կարճ տևողության հետևանքով): Բնական է, որ հեղեղի զարգացման ընթացքում հսկայական քանակությամբ ատոմներ են գրգռվում, և նրանց անցումը հիմնական վիճակին ուղեկցվում է լույսի ճառագայթմամբ: Առաջանում են ճառագայթող ստրիմերներ: Իրականում այդ ստրիմերները նկարահանվում են ոչ թե կողքից , ինչպես ցույց է տրված նկ. 4. 72 էսքիզում , այլ էլեկտրոդներից որևէ մեկի միջով, որի համար այդ էլեկտրոդը պատրաստվում է թափանցիկ լարերի ցանցից: Այդ պրոյեկցիայում երկար ստրիմերները երևում են որպես լիցքավորված մասնիկի հետագիծը բնութագրող լուսավոր կետերի շարք (նկ. 4.73):



Նկ. 4.73. Ստրիմերային խցի լուսանկարման սկզբունքը:

Ստրիմերային խցի գործարկելու արվեստը, դա համապատասխան բնութագրերով բարձր լարման ազդանշանների ստացումն է: Աճի ժամանակը պետք է նվազագույն լինի (նվ), հակառակ դեպքում այդ (դանդաղ) աճող լարումը առաջ կբերի իոնիզացիոն էլեկտրոնների տեղաշարժի հետագծից, քանի դեռ այդ լարումը չի հասել մինչև գազային ուժեղացման համար անհրաժեշտ արժեքների: Դանդաղ աճող բարձր լարման ազդանշանը գործում է

որպես մաքրող լարում, և որպես հետևանք առաջ է բերում հետագծի շեղումներ: Ստրիմերի զարգացումը պետք է տեղի ունենա շատ բարձր էլեկտրական դաշտերում (≈ 30 կՎ/սմ): Սակայն, անհրաժեշտ է կարճ ժամանակ հետո ընդահատել այդ զարգացումը այնպես որ ստրիմերները չկարողանան հասնել մեծ չափերի կամ նույնիսկ հասնել էլեկտրոդներին:

Մեծ չափերի ստրիմերները վատացնում են տարածական լուծողականությունը: Անհրաժեշտ որակի բարձր լարման ազդանշան կարելի է ստանալ Մարքսի գեներատորի օգնությամբ, միացնելով նրան համապատասխան շղթաներով (փոխանցման գիծ, Բլումլինի շղթա, կայծային բացակ) ստրիմերային խցի հետ /4,318/: Մարքսի գեներատորներում (կայծային պարպման գեներատոր), n զուգահեռ միացված ունակությունների խումբը (էլեկտրական արկղը) համապատասխան դիմադրությունների շղթաների միջոցով լիցքավորվում է մինչև U_0 արժեքը: Կայծային բացակների ծակվելու դեպքում (արտաքին ազդանշանից) բոլոր ունակությունները միանում են հաջորդաբար, այնպես որ լարումը հասնում է $n*U_0$-ի Բլումլինի գծի դերը կայանում է նրանում , որ փոխանցի այդ բարձր լարման ազդանշանը դեպի ստրիմերային խուց, առանց նրա բնութագրերի փոփոխման (օրինակ տարբեր անդրադարձումների հետևանքով):

Բարձր կրկնման տեմպերի դեպքերում պարզ է, որ ստրիմերի զարգացման ընթացքում առաջացած մեծ քանակությամբ էլեկտրոնները պրոբլեմներ են առաջացնում: Նրանց հեռացումը զգայուն ծավալից, մաքրող դաշտերի օգնությամբ կարող է շատ երկար տևել: Հետևաբար, աշխատանքային գազերին ավելացնում են տարբեր էլեկտրոբացասական խառնուրդներ, որոնք գրավում են (attach) էլեկտրոններին: Լայնորեն կիրառվում են այնպիսի էլեկտրոբացասական մարիչներ, ինչպիսիք են SF_6, SO_2: Այդ մարիչները հնարավորություն են տալիս հասնել մինչև 100 մվ կրկնման ցիկլերի: Ստրիմերի զարգացման ժամանակ առաջացած դրական իոնները պրոբլեմներ չեն առաջացնում, քանի որ նրանք իրենց փոքր շարժունակության հետևանքով չեն կարող նոր ստրիմերների ծնման պատճառ դառնալ:

Ստրիմերային խցերը տալիս են շատ բարձր որակի պատկերներ: Հնարավոր է նաև թիրախը տեղադրել անմիջապես խցի ծավալում և դեպքի գագաթի մասին ինֆորմացիա նույնպես ստանալ: 4.74 նկարում բերված է ^{32}S իոնի փոխազդեցությունը ոսկու թիրախի հետ, մեկ նուկլոնին ընկնող 200 ԳէՎ էներգիայով փնջի հետ (համապատասխանում է 6400 ԳէՎ ծծմբի իոնի էներգիային) /319, 321/:

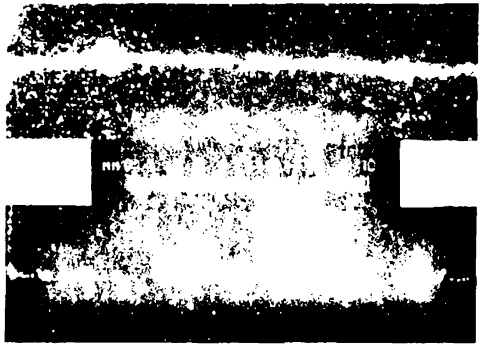
Պետք է նշել, որ կարևոր է մեկ միջուկին ընկնող էներգիան, երբ արագացուցչային փորձերը համեմատվում են տիեզերական ճառագայթների հետազոտությունների հետ, որտեղ սովորաբար էներգիան որոշվում է կալորիմետրական մեթոդներով, հաճախ չպարզելով միջուկի տեսակը (առնվազն շատ բարձր էներգիաների տիրույթում): 4.75 նկարում բերված է պրոտոն-անտիպրոտոն փոխազդեցության տարածական լուսանկարը, ստացված UA5 փորձի, 7.5 մետր երկարությամբ ստրիմերային խցում, երբ զանգվածի կենտրոնի համակարգի էներգիան $\sqrt{s}$ =900 ԳէՎ /320/:

Ստրիմերային խցերի տարածական լուծողականությունը հիմնավորապես սահմանափակված է ծնված առաջնային լիցքակիրների դիֆուզիայով: Որոշակի հնարամտությամբ /323/, էլեկտրոնների դիֆուզիան, մասնիկի անցնելու պահից մինչև բարձր լարման ազդանշանի կիրառումը, կարելի է զգալիորեն փոքրացնել: Սրան կարելի է հասնել աշխատանքային գազին որոշ քանակությամբ թթվածին ավելացնելով:

Նկ. 4.74. 6400ԳէՎ (^{32}S) ծանր իոնային փնջի ոսկյա թիթեղի հետ փոխազդեցության լուսանկարը ստրիմերային խցում /319,321/:

Նկ. 4.75. 900ԳէՎ զանգվածի կենտրոնի էներգիայով պրոտոն-անտիպրոտոն փոխազդեցության տարածական պատկերը (UA5 փորձ) /320,322/:

Քանի որ թթվածինը ուժեղ էլեկտրոնբացասական է, ապա նրա մոլեկուլները ձգում են իոնիզացիոն էլեկտրոններին, ստեղծելով O^-_4 մոլեկուլներ: Բավականին հեշտությամբ կարելի է հասնել մինչև 20 նվ կպչունության ժամանակի: 1.108 հավասարումից հետևում է , որ դիֆուզիայով պայմանավորված հետագծի լայնությունը համեմատական է կպչունության ժամանակի քառակուսի արմատին: Իոնիզացիոն հետագիծը այժմ արդեն հիշվում է գրեթե անշարժ O^-_4 իոնների օգնությամբ: Մինչև նշազտիչի ստացումը, որը տևում է մոտավորապես 3 մկվ, նրանց տեղաշարժը իրենց սկզբնական դիրքից փոքր է քան 1մկմ: Որպեսզի հետագայում հետագիծը նորից նկատելի դառնա, O^-_4 մոլեկուլներից էլեկտրոնները պոկվում են, ուլտրամանուշակագույն ճառագայթներով նրանց լուսավորելու (ֆոտոէֆեկտների) հաշվին: Լազերային իմպուլսի և բարձր լարման իմպուլսի միջև եղած ժամանակը պետք է փոքր լինի քան կպչունության ժամանակը (20 նվ), որպեսզի էլեկտրոնները հնարավորություն ստանան ստրիմեր զարգացնելու: 4.76 նկարում բերված է դիֆուզիայի ճնշման վերը քննարկված դեպքը էլեկտրոնների հետագծի համար: Վերևի հետագծում դիֆուզիայի ճնշում տեղի չի ունեցել: Մինչև նշազտիչի ստացումը (1.2 մկվ) իոնիզացիոն էլեկտրոնները նկատելիորեն տեղաշարժվել են իրենց ծնված տեղից: Ներքևի հետագծի վրա կատարվել է դիֆուզիայի ճնշում, թթվածին ավելացնելու եղանակով, երբ թթվածնի պարցիալ ճնշումը կազմել է 275 մբար: Ստրիմերային խցերում ստացվել է մինչև 30մկմ տարածական լուծողականության:



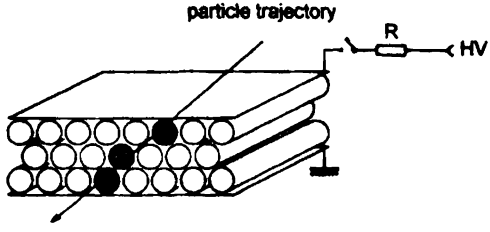
Նկ 4.76. Ստրիմերային խցում էլեկտրոնի հետագծի դիֆուզիայի ճնշման (փոքրացման) օրինակ: Վերևի հետագծում դիֆուզիայի ճնշում չի կատարվել: Այն ստացվել է 33 մթն. ճնշմամբ նեոն-հելիումային խցում: Ներքևի հետագծի համար կատարվել է դիֆուզիոն ճնշում (275 մբար) թթվածնի ավելացումով /329/:

Ստրիմերային խցերի տարբեր աշխատանքային մոդաներում անհրաժեշտ է որ մասնիկները ընկնեն, էլեկտրական դաշտի ուժագծերի ուղղության նկատմամբ ± 30° անկյան տիրույթում: Ինչպես արդեն նշվել է, շատ կարճ ստրիմերներ են զարգանում, որոնք այժմ միանալով մեկը մյուսին ստեղծում են պլազմային քուղ մասնիկի հետագծի երկարությամբ: (Ստրիմերային խցի այս տարբերակը կոչվում է նաև հետագծային կայծային խուց /104,324/: Քանի որ բարձր լարման ազդանշանը շատ կարճ է, ապա էլեկտրոդների միջև կայծ չի առաջանում: Հետևաբար էլեկտրոդներից շատ փոքր հոսանքներ են ստացվում /2,4,104/:

Ստրիմերային խցերը շատ լավ կիրառելի են բարդ դեպքերի գրանցման համար, սակայն նրանց թերություններից է մշակման վրա ծախսվող մեծ ժամանակը:

4.14. ՆԵՈՆԱՅԻՆ ԱՌԿԱՅԾՈՂ ԽՈՂՈՎԱԿՆԵՐԻ ԽՈՒՑ

Նեոնային առկայծող խողովակների խուցը նույպես գազային պարպման խուց է /300, 325-328/: Նեոնով կամ նեոն-հելիում խառնուրդով լցված ապակյա խողովակները, ապակյա գնդերը կամ պոլիպրոպիլենային ուղղանկյունաձև կտրվածք ունեցող պլաստիկ խողովակները տեղադրված են երկու մետաղյա էլեկտրոդների արանքում (տե՛ս նկ. 4.77):



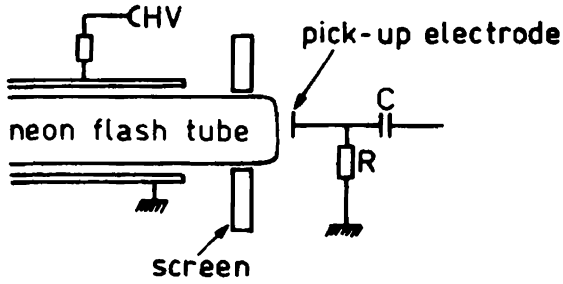
Նկ. 4.77. Նեոնային առկայծող խողովակներից խցի աշխատանքի սկզբունքը:

Նեոնային առկայծող խողովակների խրձի միջով մասնիկի անցնելուց հետո, էլեկտրոդների վրա կիրառվում է բարձր լարման ազդանշան, որը առաջ է բերում գազային պարպում այն խողովակներում, որոնցով անցել է մասնիկը: Այս գազային պարպումը տարածվում է խողովակի ամբողջ երկարությամբ, բերելով ամբողջ խողովակի պարպման:

Խողովակի բնութագրական չափերն են. երկարությունը մոտ 2մ, տրամագիծը 5-10 մմ: Պարպման ժամանակ առաջացած լուսարձակումը կարելի է երկրորդային պարպումների հաշվին էլ

ավելի շատացնել, այնպես որ առկայծող խողովակները կարելի է լուսանկարել ծայրերից: Կարելի է ապահովել նաև մաքուր էլեկտրոնային ընթերցում, էլեկտրոդերի վրա տեղադրելով "Ayre-Thomson technigue" որսիչ էլեկտրոնիկա, տե՛ս նկ. 4.78, /329, 330/: Այդ որսիչ էլեկտրոդների վրա առաջանում է այնքան մեծ ազդանշան, որ կարելի է օգտագործել միանգամից առանց նախաուժեղացուցիչների:

Կախված խողովակների չափերից կարելի է ապահովել մի քանի մմ տարածական լուծողականություն: Այս դետեկտորների հիշելու ժամանակը ընկած է 20 մկվ տիրույթում, մեռյալ ժամանակը, սակայն, բավականին երկար է 30-1000 մվ:



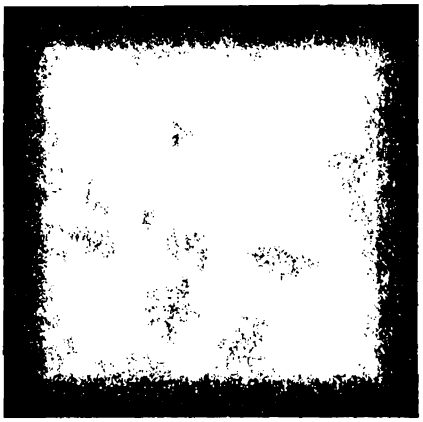
Նկ. 4.78. Նեոնային առկայծող խողովակներից էլեկտրոնային ընթերցումը:

Խողավակների ձևից և երկրաչափությունից կախված, նեոնային առկայծող խողովակների խցում մի շերտի էֆեկտիվությունը կազմում է ≈ 80%: Եռաչափ պատկեր ստանալու համար օգտագործվում են իրար նկատմամբ պտտված նեոնային առկայծող խողովակների շերտեր: Նրանց համեմատաբար երկար մեռյալ ժամանակի պատճառով, այս դետեկտորները հիմնականում օգտագործվում են տիեզերական ճառագայթների, նուկլոնի տրոհման կամ նեյտրինային փորձերում: 4.79 նկարում բերված է զուգահեռ տիեզերական մյուոնների հեղեղի պատկերը, որը ստացվել է նեոնային առկայծող խողովակների խցում /331, 332/:

Նեոնային առկայծող խողովակի օրինակ է նաև գնդաձև Կոնվերսիի խողովակը /326,327/: Սա իրենից ներկայացնում է 1 սմ տրամագծով գնդաձև խողովակների բազմություն: 4.80-ն նկարում բերված է լայնածավալ օդային հեղեղի լուսանկարը (տե՛ս 11.8), որը ստացվել է հորիզոնական տեղադրված Կոնվերսիի խողովակների օգնությամբ /333/: Նեոնային խողովակները տեղաբաշխված են 2

էլեկտրոդների միջև տեղակայված մատրիցայում, որոնցից մեկը թափանցիկ ցանց է:

Նկ. 4.79. Զուգահեռ մյուռների առաջացրած հեղեղի պատկերը առկայծող խողովակներով խցում /331,332/ :



Նկ. 4.80. Լայնատարած մթնոլորտային հեղեղի լուսանկարը Կոնվերսիի խողովակներից կազմված մատրիցայում /333/: ԼՄՀ-ը առկայծող խողովակների շերտի վրա ընկել է ուղղահայաց: Յուրաքանչյուր «վառված» Կոնվերսիի խողովակը ցույց է տալիս անցած մասնիկ:

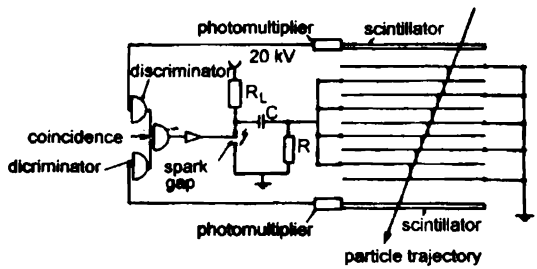
Օդային հեղեղի անցումից հետո, նեռնային խողովակների ամբողջ կառույցի նկատմամբ կիրառվում է բարձր լարման ազդանշան, որը առաջ է բերում այն խողովակների առկայծումը, որոնցով մասնիկ է անցել

4.15. ԿԱՅԾԱՅԻՆ ԽՑԵՐ

Մինչև բազմալար համեմատական և ուղղորդային խցերի մուտքը ֆիզիկական փորձերի մեջ, կայծային խցերը նշազտիչով աշխատող հիմնական հետագծային դետեկտորներն էին /334-338/, /300 և նրանց գրականություն/:

Կայծային խցի գազային ծավալում մի շարք իրար հաջորդող զուգահեռ հարթություններ են տեղադրված: Հիմնական գազային խառնուրդ է ծառայում հելիումի և նեոնի խառնուրդը: Հարթությունները մեկընդմեջ միացվում են բարձր լարման և հողակցման գծերին (տես 4.81 նկարը): Բարձր լարման ազդանշանը կիրառվում է յուրաքանչյուր երկրորդ էլեկտրոդին, միայն նշազտիչի առկայության դեպքում, որն առաջանում է խցից վերև և ներքև տեղադրված սցինտիլյացիոն հաշվիչների համընկման ազդանշանից: Գազային ուժեղացումը ընտրված է այնպես, որ մասնիկի անցման տեղում առաջանում է կայծային պարպում: Դա հնարավոր է դառնում գազային ուժեղացման 10^8-10^9 արժեքների տիրույթում: Ավելի ցածր ուժեղացումների դեպքում կայծ չի զարգանում, այն ժամանակ, երբ ավելի մեծ ուժեղացումների դեպքում կարող են առաջանալ կայծեր անցանկալի տեղերում, օրինակ, հարթությունները իրարից մեկուսացնող սյունիկների վրա: Պարպման քուղը հետևում է էլեկտրական դաշտի ուժագծերին: Սակայն, մասնիկների մինչև 30^0 անկման անկյան տիրույթում առաջացած պլազմայի հաղորդիչ քուղը կարող է հետևել մասնիկի հետագծին /104/, այնպես ինչպես հետագծային կայծային խցում (տե՛ս 4.13):

Երկու պարպումների արանքում ծնված իոնները խցի ծավալից հեռացվում են մաքրող դաշտի կիրառման օգնությամբ: Եթե մասնիկի անցման պահից մինչև խցին բարձր լարման ազդանշանի կիրառումը ընկած ժամանակը փոքր է, քան հիշելու ժամանակը (մոտավորապես 1 մվ), ապա խցի գրանցման էֆեկտիվությունը մոտ է 100%-ի:

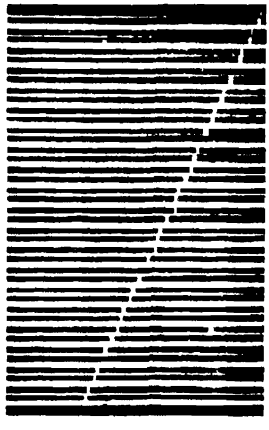


Նկ. 4.81. Բազմաշերտ կայծային խցի աշխատանքի սկզբունքը:

Մաքրող դաշտը, իհարկե, հեռացնում է նաև մասնիկի առաջացրած նախնական իոնիզացիան: Այդ պատճառով մասնիկի անցնելու պահից մինչև բարձր լարման կիրառման միջև ընկած ժամանակը պետք է ընտրվի առավելագույնս փոքր, որպեսզի հնարավոր լինի ապահովել բարձր էֆեկտիվություն: Նաև, բարձր լարման ազդանշանի աճի ժամանակը պետք է լինի փոքրագույնը, քանի որ այդ ընթացքում (մինչ նա կհասնի անհրաժեշտ բարձր արժեքների) նա ազդում է որպես մաքրող դաշտ:

4.82 նկարում բերված է տիեզերական մյուոնի հետագիծը բազմաշերտ կայծային խցում /2,339/: 4.83 նկարում բերված է բազմաշերտ կայծային խցում կանգ առած մասնիկի հետագիծը: Այստեղ լավ նկատելի է հետագծի վերջում մասնիկի իոնիզացիայի աճը, ավելի վառ կայծերի առկայությամբ (որը կայծի լայնության մեծացման հետևանք է) /340/:

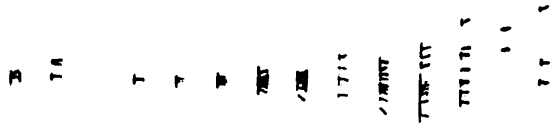
Եթե խցի միջով միաժամանակ մի քանի մասնիկ է անցնում, ապա յուրաքանչյուր մասնիկի կայծային հետք առաջացնելու հավանականությունը մասնիկների քանակի աճից կախված, շեշտակիորեն փոքրանում է: Սա հետևանք է այն երևույթի, որ առաջին կայծային պարպումը առաջ է բերում սնող էլեկտրոնակությունների պարպման, համապատասխանաբար, նրանցում կուտակված էներգիայի կտրուկ փոքրացման, այնպես որ հաջորդ կայծերի զարգացումը ճնշված է: Այս պրոբլեմը կարելի է լուծել սահմանափակելով հոսանքի մեծությունը մի կայծում: Հոսանքը սահմանափակող կայծային խցերում մետաղական էլեկտրոդների վրա տեղադրված են ապակյա թաղանթներ, որոնք խանգարում են մեծ հոսանքով կայծերի առաջացմանը:



Նկ. 4.82. Բազմաշերտ կայծային խցում տիեզերական մյուոնի հետագիծը /339/:

Նկ. 4.83. Բազմաշերտ կայծային խցում կանգ առած մասնիկի հետագիծը /340/:

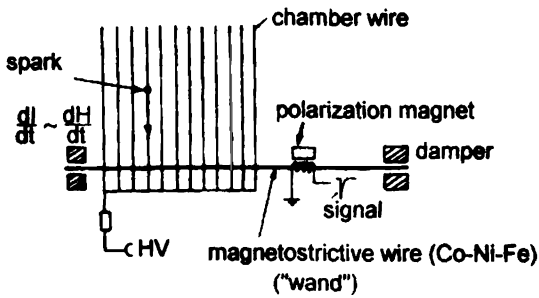
Այդպիսի ապակյա կայծային խցերում կարելի է հասնել բազմահետագծության գրանցման բարձր էֆեկտիվության /341, 342/: 4.84 նկարում բերված է էլեկտրոմագնիսական հեղեղի լուսանկարը այդպիսի սահմանափակ հոսանքով կայծային խցում /343,344,345/: Այս դեպքում պարզ նկատելի է, որ կայծերը հետևում են մասնիկների հետագծերին մինչև մի որոշակի անկյուն ($\leq 30^0$): 4 մասնիկից բաղկացած այդ հեղեղի մի կտորի լուսանկարը ցույց է տալիս բազմահետագծության բարձր էֆեկտիվությունը (նկ. 4.85): Ապակյա կայծային խցում պլազմային պարպումը (կայծը) տարբերվում է ստրիմերային պարպումից, այնպես որ ի տարբերություն շատ կարճ ստրիմերների, նրանք, հետագծային կայծային խցի նման, միացնում են երկու հարևան էլեկտրոդներ (տե՛ս 4.13): 4.85 նկարում երևում են պարպման բեղիկներ, որոնք հետևանք են ապակյա թաղանթներում լույսի ցրման և բեկման: Կայծային խցերում բացի տարածական լուսանկարման մեթոդներից, որոնք հիմնականում ապահովում են դեպքերի եռաչափ վերականգնման հնարավորությունը, հնարավոր է նաև դեպքերի ընթերցում մաքուր էլեկտրոնային մեթոդներով:



Նկ. 4.84. Բազմաշերտ ապակյա կայծային խցում էլեկտրոնային հեղեղի լուսանկարը /343,344,345/:

Եթե էլեկտրոդները պատրաստվեն լարերի շերտերի տեսքով, ինչպես բազմալար համեմատական խցում, ապա կարելի է մասնիկի կոորդինատը գտնել, գտնելով այն լարը, որի վրա պարպումը տեղի է ունեցել: Բարձր տարածական լուծողականություն ապահովելու համար անհրաժեշտ է մեծացնել լարերի քանակը: Հետագծի վերականգնումը կարելի է պարզեցնել մագնիտոստրիկցիոն ընթերցման եղանակով: Այդ մեթոդի աշխատանքի սկզբունքը ցույց է տրված նկ. 4.86:

Նկ. 4.85. Երեք շերտից բաղկացած ապակյա կայծային խցում 4 հետագծի դեպքի լուսանկարը /345/:



Նկ. 4.86. Լարային կայծային խցի մագնիտոստրիկցիոն եղանակով ընթերցման սկզբունքը /104,346/:

Կայծային պարպումը դա ժամանակից կախված հոսանք է $\frac{ds}{dt}$:

Հոսանքի ազդանշանը տարածվում է լարի երկարությամբ և հասնում է խցի վերջում լարերին ուղղահայաց տեղադրված մագնիտոստրիկ-

ցիոն հապաղման գծին: Այս մագնիտոստրիկցիոն հապաղման գիծը տեղադրված է ուղղակի լարերի վրա, առանց նրանց հետ անմիջական (օհմական) կոնտակտ ունենալու: Հոսանքի ազդանշանը նրանց մեջ առաջ է բերում փոփոխական մագնիսական դաշտ $\frac{d\vec{H}}{dt}$, որը մագնիտոստրիկցիայի երևույթի հետևանքով առաջ է բերում մեխանիկական չափերի տեղային փոփոխություն, որը (մեխանիկական տատանումը) նույնպես տարածվում է հապաղման գծով, այդ նյութի համար բնութագրական ձայնի արագությամբ: Գծի վերջում տեղադրված որսիչ փաթույթի օգնությամբ այդ մեխանիկական տատանումները վեր են ածվում փոփոխական մագնիսական դաշտի $\frac{d\vec{H}}{dt}$ փոփոխության, առաջացնելով համապատասխան լարման ազդանշան՝

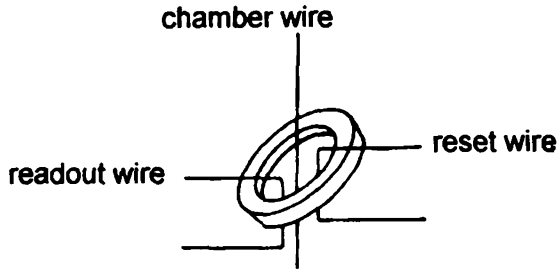
$$U = -\frac{d\phi}{dt} = -\mu \frac{d}{dt} \int \vec{H}\, d\vec{S} \qquad 4.69$$

ϕ-ն S մակերևույթով մագնիսական հոսքն է, μ_0-ն- մագնիսական թափանցելիությունը: Չափելով ձայնային ալիքի տարածման ժամանակը մագնիտոստրիկցիոն հապաղման գծում, կարելի է որոշել լարի տեղը և հետևաբար մասնիկի հետագծի տարածական կոորդինատը: Ձայնի արագության 5կմ/վ բնորոշ արժեքների դեպքում, հասանելի է մինչև 200մկմ տարածական լուծողականություն /104/: Ձայնի արագությունը կախված է առաձգականության մոդուլից E-ից և մագնիտոստրիկցիոն հապաղման գծի նյութի ρ խտությունից և

$$V = \sqrt{E/\rho} \qquad 4.70$$

Բնորոշ համաձուլվածքների համար (Fe-Ni կամ Cu-Fe) առաձգականության մոդուլի արժեքը մոտենում է $2*10^5$ Ն/մմ^2 -ին: Դրական իոնների հեռացման համար կիրառվող մաքրող դաշտերն առաջ են բերում մի քանի վրկ-ի հասնող մեռյալ ժամանակների : Մագնիտոստրիկցիոն հապաղման գծերը պատրաստվում են կոբալտ-նիկել-երկաթ-համաձուլվածքից: Քանի որ նրանք շատ զգայուն են *լարի նկատմամբ տեղադրման ճշտությունից, ապա նրանց անվանում* են նաև "դիրիժորներ" (wands-կախարդական փայտիկ): Պարպման լարի գտնելու ավելի հին մեթոդ է ֆերիտային օղակների օգտագործումը: Այս մեթոդի օգտագործման դեպքում, խցի յուրաքանչյուր լար անցնում է փոքր ֆերիտի օղակի միջով (նկ. 4.87) /104/: Ֆերիտային օղակը գտնվում է որոշակի՝ լավ հայտնի վիճակում: Լարի վրա առաջացած պարպման ազդանշանը փոխում է ֆերիտային

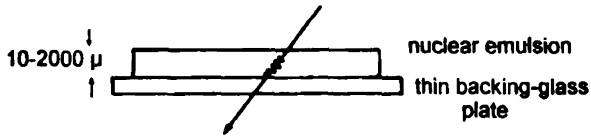
օդակի վիճակը, որը ընթերցվում է ընթերցող լարի օգնությամբ: Դեպքի ընթերցումից հետո ֆերիտն իր նախնական վիճակին է բերվում ջնջող վերականգնող (reset) լարի օգնությամբ:



Նկ. 4.87. Լարային կայծային խցի ֆերիտային օղակների օգնությամբ ընթերցման սկզբունքը /104/:

4.16. ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԷՄՈՒԼՍԻԱՆԵՐ

Լիցքավորված մասնիկի հետագիծը միջուկային էմուլսիաներում կարելի է ստանալ նկարահանման մեթոդով /347-351/: Միջուկային էմուլսիաները բաղկացած են նուրբ հատիկավորված արծաթի բրոմիդի կամ արծաթի քլորիդի (AgBr, AgCl) բյուրեղիկներից, որոնք տեղակայված են ժելատինի շերտի մեջ: Լիցքավորված մասնիկը էմուլսիայի մեջ թողնում է «թաքնված» հետք (տե՛ս նկ. 4.88): Քանի որ իոնիզացիայի ժամանակ ազատ լիցքեր են առաջանում, ապա որոշ արծաթի մոլեկուլներ փոխարկվում են մետաղական արծաթի:



Նկ. 4.88. Միջուկային էմուլսիաներով չափումներ կատարելու մեթոդը:

Անհրաժեշտ հայտածման երևույթի ընթացքում արծաթիհալոգենների մոլեկուլները քիմիական երևույթների հետևանքով նվազում են: Հայտածումը հիմնականում ազդում է արդեն քայքայված կամ մասնակիորեն փոքրացած միկրոբյուրեղների վրա: Նրանք վերականգնվում են մաքուր արծաթի տեսքով: Հատուկ ֆիքսման երևույթի ընթացքում մնացած արծաթի հալոգենների մոլեկուլները լուծվում և հեռացվում են: Հետևաբար պահպանվում է մասնիկի հետագծի պատկերը, որը վերածվել է մաքուր արծաթի հետքի:

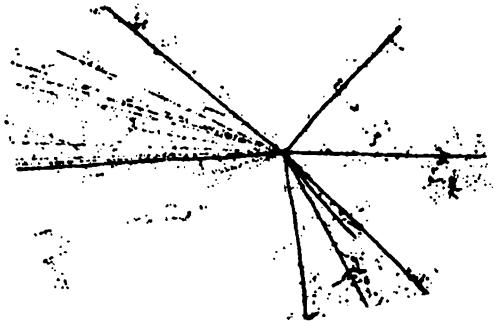
Սովորաբար էմուլսիայից պատկերը ընթերցվում է միկրոսկոպի օգնությամբ, բայց այժմ գոյություն ունեն CCD խցեր (Charged Coupled Device) և կիսաավտոմատ պատկերների վերականգնման սարքեր, որոնց միջոցով կարելի է պատկերը ստանալ: Էմուլսիայից պատկերի ընթերցման համար ստեղծվել են նաև լրիվ ավտոմատ համակարգեր /352/:

Միջուկային էմուլսիայի զգայունությունը պետք է լինի այնքան բարձր, որ մինիմում իոնիզացնող մասնիկի էներգետիկ կորուստները բավական լինեն, որպեսզի մասնիկի հետագծի երկարությամբ առաջանան անհրաժեշտ քանակությամբ արծաթի բյուրեղիկներ: Սովորական արտադրվող և մատչելի ֆոտոէմուլսիաները չունեն այդ հատկությունը: Բացի դրանից, բարձր տարածական լուծողականություն ապահովելու համար, արծաթի հատիկները, ինչպես նաև արծաթի-հալոգենների հատիկները պետք է ունենան բավականին փոքր չափեր /2,63/: Այս երկու իրար հակասող պահանջները, բարձր զգայնություն և փոքր չափեր, բավարարելու համար անհրաժեշտ են որոշակի փոխզիջումներ:

Միջուկային էմուլսիաներում արծաթի հատիկների չափերը ունեն 0.1 - 0.2մկմ բնութագրական չափեր, որը շատ անգամ փոքր է շուկայական ֆոտոժապավենների բյուրեղիկների չափերից (1-10մկմ): Էմուլսիայում արծաթի բրոմիդի քանակը ըստ զանգվածի կազմում է մոտ 80%:

Էմուլսիայի մեծ խտության, (ρ=3.8 գ/սմ^3) և դրա հետ կապված փոքր ռադիացիոն երկարության հաշվին (X_0=2.9 սմ), միջուկային էմուլսիաների խուրձը կարող է հանդիսանալ էլեկտրոմագնիսական հեղեղի գրանցման լավագույն թեկնածուներից մեկը: Մյուս կողմից այդպիսի խրձում հադրոնային հեղեղ դժվար կառաջանա շատ մեծ կլանման երկարության հետևանքով ($\chi_{կլ}$= 35սմ):

Միջուկային էմուլսիաներում մեկ կամ բազմամասնիկ գրանցման էֆեկտիվությունը հասնում է 100%-ի: Էմուլսիաները մշտապես զգայուն են, հետևաբար չեն կարող աշխատել նշազտիչով: Նրանք լավագույնս են կիրառվել և այժմ էլ կիրառվում են տիեզերական ճառագայթների բազմաթիվ փորձերում /350/:



Նկ. 4.89. Չեզոք տիեզերական մասնիկը ծնել է 8 ուժեղ իոնիզացնող և 11 թույլ իոնիզացնող հետագծերից բաղկացած «աստղ» /27/:

Նրանք, որպես բարձր լուծողականությամբ գազաթային դետեկտորներ, օգտագործվում են նաև արագացուցչային փորձերում, հատկապես կարճ կյանքի տևողություն ունեցող մասնիկների գրանցման համար:

4.89 նկարում բերված է չեզոք տիեզերական մասնիկի փոխազդեցության հետևանքով ծնված «աստղի» վերականգնված պատկերը էմուլսիայում /27/:

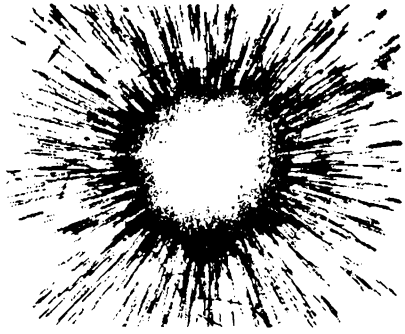
Մասնիկների տեսակարար իոնիզացիան կարելի է գնահատել հետագծերի մթությամբ: Փոքր էներգիայի մասնիկների համար հնարավոր է գնահատել նաև մասնիկի շարժման քանակը, կատարելով բազմակի ցրումների չափում, որը իր հերթին հնարավորություն է տալիս կատարել մասնիկների նույնականացում (տե՛ս 1.47):

4.90 նկարում բերված է միջուկային էմուլսիայի վրա դրված ռադիումային աղից թռչող α մասնիկների հետագծերը: Կենտրոնական տիրույթի չափերը կազմում են 100մկմ /351, 353/ (վերատպված է /301/-ում):

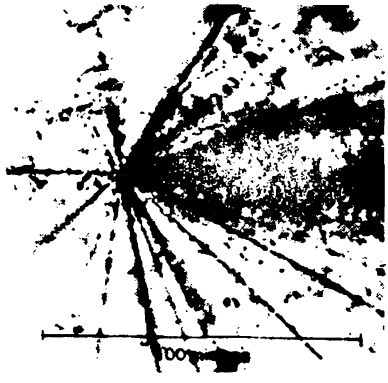
4.91 նկարը ցուցադրում է 6.4 ՏէՎ = 6400 ԳէՎ ծծմբի իոնի փոխազդեցությունը միջուկային էմուլսիայի հետ: Բացի թույլ իոնիզացնող մասնիկների հոսքից, նկատելի են նաև տրոհման ֆրագմենտների ուժեղ իոնիզացնող հետագծերը /354/: Ընկնող մասնիկի և միջուկի ֆրագմենտների ծնման մեծ բազմակիությունը պարզ նկատելի է նաև 228.5 ԳէՎ ուրանի միջուկի և միջուկային էմուլսիայի փոխազդեցության հետևանքով [նկ. 4.92, /355/]:

4.93 նկարում բերված է տիեզերական ճառագայթներում առկա ածխածնի միջուկի պրոտոնի հետ փոխազդեցության պատկերը միջուկային էմուլսիայում, /351/ (վերատպված է /301/): Ածխածնի միջուկը տրոհվում է դեպի առաջ թռչող 3 α մասնիկների: Միջուկի

պրոտոնը ստանում է լայնական շարժման քանակ և թռչում է դեպի ձախ :

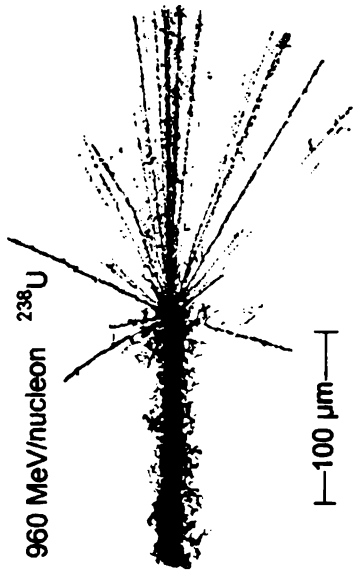


Նկ. 4.90. Ռադիումային աղի հատիկից դուրս թռած α մասնիկի հետագիծը միջուկային էմուլսիայում /351,353,301/:



Նկ. 4.91. 6.4 ՏէՎ էներգիայով ծծմբի իոնի միջուկային փոխազդեցությունը էմուլսիայի հետ /354/:

Վերջապես, 4.94 նկարում ցույց է տրված տարբեր լիցքով միջուկների հետագծերը էմուլսիայում /351/ (վերատպված է /301/): Իոնիզացիայի խտությունը աճում է միջուկի լիցքի քառակուսուն համեմատական:



Նկ. 4.92. 228.5 ԳէՎ էներգիայով ուրանի միջուկի փոխազդեցությունը միջուկային էմուլսիայի հետ /355/:

Երբեմն, միջուկային էմուլսիաները օգտագործվում են արագացուցչային փորձերում որպես գագաթային դետեկտորներ: Փորձի մյուս դետեկտորները (օրինակ՝ ուղղորդային խցերը) ապահովում են հետագծերի վերականգնման միջին ճշտությունը: Շարունակելով այդ հետագծերը դեպի էմուլսիաները և նրանց կցելով ավելի ճշգրիտ էմուլսիոն հետագծերի հետ, հնարավոր է վերականգնել դեպքի ամբողջ գագաթը: Փորձից ստացված հետագծերի մշակումը դեպք առ դեպք և միջուկային էմուլսիայում համապատասխան կոորելացիաների վերականգնումը պարզեցնում է գագաթային մասում էմուլսիոն հետագծերի վերականգման և ճանաչման հնարավորությունը (միայն ուրիշ դետեկտորների հետագծերի էքստրապոլյացիայի հետևանքով է հնարավոր հասկանալ էմուլսիոն հետագծերը):

Նկ.4.93. Տիեզերական ածխածնի միջուկի ցրումը միջուկային էմուլսիայի պրոտոնի կողմից: Ածխածնի միջուկը տրոհվել է 3 α մասնիկների: Հետհարվածային պրոտոնը թռել է դեպի ձախ /301,351/:

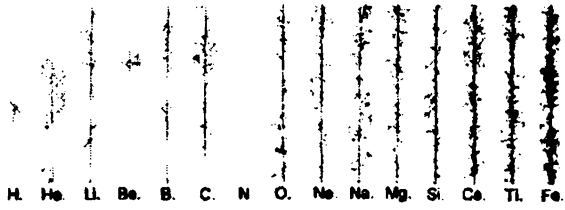
4.95. բերված է այդպիսի փորձի սխեմատիկ պատկերը: Այդպիսի հիբրիդային փորձում, սակայն, պետք է վստահ լինել, որ ուղղորդային խցերից, որոշակի ժամանակային տիրույթում, էլեկտրոնային մեթոդներով ստացված հետագծերը ճիշտ համընկնում են միջուկային էմուլսիայի հետագծերի հետ:

Ուրիշ մեթոդների հետ միասին, միջուկային էմուլսիաների մեթոդը վերջին տասնամյակում լայնորեն կիրառվում է տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայում, բարձր էներգիայով ծանր իոնների փորձերում, հիպերմիջուկային ֆիզիկայում, նեյտրինային oscիլացիաների և charm, և bottom մասնիկների փորձերում /356/:

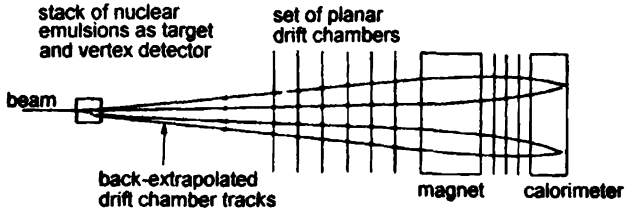
4.17. ԱՐԾԱԹԻ-ՀԱԼՈԳԵՆԻԴԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐ

Միջուկային էմուլսիաների անհարմարությունը, դա նրանց զգայուն ծավալների փոքր չափն է: Վերջին ժամանակներս հնարավոր է դարձել մեծ մակերեսով արծաթի քլորիդի բյուրեղների աճեցումը, որը հնարավորություն է տվել կառուցել, էմուլսիայի նմանությամբ, մեկ ուրիշ պասիվ դետեկտոր: Լիցքավորված մասնիկն իր ճանապարհին թողնում է Ag^+-իոններ և էլեկտրոններ: Արծաթի իոնների շարժումը բյուրեղի ցանցում շատ սահմանափակ է: Նրանք հիմնականում տեղակայվում են կանոնավոր բյուրեղ կազմող գագաթների

արանքում, ստեղծելով բյուրեղի դեֆեկտներ: Հաղորդականության զոնայում գտնվող ազատ էլեկտրոնները Ag^+ իոնները փոխարկում են մետաղական արծաթի: Այս արծաթի ատոմները հետագայում ձգում են Ag^+ իոններին, համապատասխանաբար սկիզբ տալով արծաթյա կլաստերի աճման: Որպեսզի այս արծաթի կլաստերները գտնվեն հավասարակշռության մեջ, անհրաժեշտ է մասնիկի անցնելու պահին, կամ նրա անցնելուց քիչ հետո, բյուրեղը լուսավորել համապատասխան լույսով, ծնելով ազատ էլեկտրոններ, որոնք անհրաժեշտ են Ag^+իոնների փոխարկման համար (մասնիկի հետագծի հիշում կամ պահպանում):



Նկ. 4.94. Տարբեր միջուկների հետագծերը միջուկային էմուլսիաներում: Իոնիզացիայի խտությունը աճում է միջուկի լիցքի քառակուսուն համեմատական: Հետագծերի «բեղիկները» δ էլեկտրոնների արդյունք են(/351/ վերատպված է /301/-ում):



Նկ. 4.95. Գագաթային դետեկտորներ հանդիսացող միջուկային էմուլսիաների խուրձը արագացուցչային փորձում: Նախնական և հնարավոր երկրորդային գագաթները վերականգնվել են ուղղորդային խցերում վերականգնված հետագծերի շարունակման արդյունքում: Այդ գագաթների ճշգրիտ վերականգնումը կատարվում է էմուլսիայից ստացված արդյունքների զգույշ մշակումով:

Սովորաբար կիրառվում է 600 նմ ալիքի երկարությամբ լույս /357/: Եթե տվյալների ստացման ժամանակ այսպիսի լուսավորությունը չի ապահովվում, ապա մասնիկի հետագիծը չքանում է: Սկզբունքորեն այս լուսավորումը կարելի է կատարել արտաքին նշազտիչային ազդանշանի առկայության դեպքում, որը հնարավորություն կտա տարբերակել ֆոնային դեպքերը իրական դեպքերից: Այս տեսակետից AgCl բյուրեղներում տվյալների ստացումը կարելի է

ղեկավարել, ի տարբերություն միջուկային էմուլսիաների և պլաստիկ դետեկտորների (տե՛ս 4.21): Նույնիսկ չլուսավորելու դեպքում, բյուրեղի կանոնավոր ցանցի գագաթների արանքում գոյություն ունեն որոշակի Ag^+ իոններ: Բյուրեղում փոքր քանակությամբ կադմիում-քլորիդի ավելացումը շեշտակի պակասեցնում է այդ անցանկալի արծաթի իոնների կոնցենտրացիան: Սա փոքրացնում է ցանցի դեֆեկտներում իոնային արծաթի իոնների քանակը, փոքրացնելով նաև AgCl բյուրեղի «աղմուկները»: Որպեսզի հնարավորություն տրվի արծաթի կլաստերներին աճելու մինչև մակրոսկոպիկ տեսանելի չափերի, AgCl բյուրեղը հայտածման պրոցեսում ճառագայթվում է կարճ ալիք լույսով, որը հաղորդականության զոնայում ծնում է ավելորդ ազատ էլեկտրոններ, որոնց օգնությամբ Ag^+իոնները փոխարկվում են մետաղական արծաթի և կպչում արդեն գոյություն ունեցող կլաստերին: Այս երևույթի ընթացքում կատարվում է հետագծի ուժեղացում և կայուն հետագծի առաջացում, որը հետագայում կարելի է մշակել միկրոսկոպով:

Արծաթի քլորիդի դետեկտորը, ինչպես նաև պլաստիկ դետեկտորը, ունեն որոշակի շեմային էֆեկտ: Ռելյատիվիատիկ պրոտոնների էներգետիկ կորուստները այնքան փոքր են, որ նրանք չեն կարող բյուրեղում հետագիծ առաջացնել: Բայց AgCl դետեկտորը շատ լավ կարելի է օգտագործել ծանր իոնների գրանցման համար ($Z \geq 3$):

Միկրոսկոպի տակ հետագծերի մշակման տքնաջան աշխատանքը կարելի է փոխարինել ավտոմատացված պատկերի մշակման մեթոդներով, որոնք օգտագործվում են միջուկային էմուլսիաներից և պլաստիկ դետեկտորներից պատկերի վերականգման համար /358, 359, 360/: AgCl բյուրեղում ստացվող տարածական լուծողականությունները համեմատելի են միջուկային էմուլսիաների տվյալներին:

4.18. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԺԱՊԱՎԵՆՆԵՐ

Տիեզերական ճառագայթների փորձերում օգտագործվելու դեպքում էմուլսիոն խցերը, այսինքն միջուկային էմուլսիաների խրծերը, հաճախ լրացվում են մեծ մակերեսով ռենտգենյան ժապավեններով /361, 362, 363/: Այս ռենտգենյան ժապավենները հնարավորություն են տալիս գրանցելու բարձր էներգիայի էլեկտրոմագնիսական հեղեղները (տե՛ս գլ. 7), և ֆոտոմետրական չափումների մեթոդով որոշելու հեղեղ առաջացնող էլեկտրոնի (ֆոտոնի) էներգիան: Սովորաբար հավաքվում է ռենտգենյան ժապավենների և կապարի բարակ թիթեղների իրար հաջորդող խուրձ:

Հեղեղի լայնական և երկայնական զարգացման բնութագրերը կարելի է գտնել ռենտգենյան ժապավենի մթեցման աստիճանով:

Տիեզերական ճառագայթների փորձերում օգտագործվող ռենտգենյան ժապավեններն ունեն բյուրեղիկների փոքր չափեր և հիմնականում օգտագործվում են ՏԷՎ էներգիայով տիրույթի ֆոտոնների կամ էլեկտրոններ գրանցման համար: Հադրոնային հեղեղները այդպիսի դետեկտորում դժվար է դիտել: Նրանց կարելի է դիտելի դարձնել հադրոնային հեղեղի π^0 -ների $\pi^0 \to \gamma\gamma$ տրոհման հետևանքով: Դա հետևանք է այն երևույթի, որ ֆոտոնները կամ էլեկտրոնները առաջացնում են նեղ կոլիմացված հեղեղներ, որոնք ռենտգենյան ժապավենի վրա թողնում են մութ հետք: Մինչդեռ ,հադրոնային հեղեղները, ունենալով երկրորդային մասնիկների համեմատաբար մեծ լայնական շարժման քանակներ, տարածվում են ժապավենի ավելի մեծ մակերևույթի վրա և առաջացնում են ժապավենի շեմայինից ցածր մթնեցում: Հեղեղի զարգացման մաքսիմումի տիրույթներում առաջանում են հագեցման էֆեկտներ (կենտրոնական մթնացում), երբ կորչում է կլանված էներգիայի- E և ֆոտոչափման միջոցով ստացված սևացման չափի-D միջև գծային կապը /364/: ՏԷՎ տիրույթում օգտագործվող սովորական ռենտգենյան ժապավենի համար գոյություն ունի հետևյալ $D \sim E^{0.85}$ կապը (4.71): Սևացման շառավղային բախշվածությունը հնարավորություն է տալիս բավականին ճշգրիտ որոշելու մասնիկի անցման տեղը:

4.19. ՋԵՐՄԱԼՈՒՍԱՐԾԱԿ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Ջերմալուսարծակ դետեկտորները օգտագործվում են ռադիացիոն պաշտպանությունում՝ կլանված դոզայի չափման նպատակներով /365,366,367/, ինչպես նաև տիեզերական ճառագայթների փորձերում: Ջերմալուսարծակ դետեկտորներում մասնիկների գրանցումը հիմնված է այն փաստի վրա, որ որոշ բյուրեղներում իոնիզացիան էլեկտրոններին վալենտականության զոնայից տեղափոխում է դեպի հաղորդականության զոնա, որտեղ նրանք զբաղեցնում են որոշակի հավասարակշիռ էներգետիկ վիճակներ /65/:

Ռադիացիոն պաշտպանության չափումներում, որտեղ անհրաժեշտ է կուտակել կլանված դոզայի մասին տեղեկություններ, հիմնականում օգտագործվում են կալցիումի ֆտորիդի (CaF_2) կամ

լիթիումի ֆտորիդի (LiF) բյուրեղներ, որոնք ակտիվացված են մագնեզիումի կամ տիտանի ատոմներով: Բյուրեղում կուտակված էներգիան (ռադիացիայի հաշվին) համեմատական է կլանված դոզային: Ջերմալուսարձակ դետեկտորը մինչև 200-400 C° տաքացնելիս, նրա մեջ կլանված էներգիան անջատվում է լուսային ֆոտոնների տեսքով: Ֆոտոնների քանակը համեմատական է կլանված դոզային:

Տիեզերական ճառագայթների փորձերում ջերմալուսարձակ ժապավենները օգտագործվում են (ռենտգենյան ժապավենների նման) բարձր էներգիայի էլեկտրոմագնիսական հեղեղների գրանցման համար: Ջերմալուսարձակ դետեկտորները պատրաստվում են մետաղյա կամ ապակյա մակերևույթի վրա ջերմալուսատու փոշու շերտ նստեցնելով: Ժապավենում, որքան փոքր են միկրոբյուրեղների չափերը, այնքան լավ տարածական լուծողականություն կարելի է ստանալ: Էլեկտրոնային հեղեղի իոնիզացնող մասնիկները ծնում են ջերմալուսարձակման կենտրոններ: Այն կետերը, որտեղ էներգիա է կլանվել կարելի է գտնել ժապավենը քայլ առ քայլ ինֆրակարմիր լազերով հետազոտելով: Այդ հետազոտման ընթացքում ճառագայթված ֆոտոնների ինտենսիվությունը որոշվում է ֆոտոբազմապատկիչի օգնությամբ: Կարելի է ստանալ մինչև մի քանի միկրոմետր տարածական լուծողականություն /368/: Այն սահմանափակված է լազերային լույսի շրջանիկի շառավղային չափերով:

Ռադիացիոն պաշտպանության չափումներում հիմնականում օգտագործվում են կալցիումի ֆտորիդի (CaF_2) կամ լիթիումի ֆտորիդի (LiF) բյուրեղներ, որոնք ակտիվացված են մագնեզիումի կամ տիտանի ատոմներով: Տիեզերական ճառագայթների փորձերում հիմնականում օգտագործվում են $BaSO_4$, Mg_2SO_4, և $CaSO_4$ ջերմալուսարձակ ժապավեններ: Այն դեպքում, երբ ջերմալուսարձակ դոզիմետրերում անհրաժեշտ է ապահովել տեղեկություն կլանված ինտեգրալ էներգետիկ դոզայի մասին, տիեզերական ճառագայթների փորձերում պետք է հետևել յուրաքանչյուր առանձին դեպքին: Այդ փորձերում, ռենտգենյան ժապավենների նման, ջերմալուսարձակ ժապավեններից հավաքվում են խրձեր, որոնք մեկընդմեջ փոխարինված են կապարե կլանիչ թիթեղներով: Գրանցվող հադրոնները, ֆոտոնները կամ էլեկտրոնները այդպիսի ջերմալուսարձակ կալորիմետրերում առաջացնում են հադրոնային կամ էլեկտրոմագնիսական հեղեղներ: Հադրոնային հեղեղում ծնված չեզոք պիոնները (տե՛ս 7.3), բավականին արագ տրոհվում են երկու ֆոտոնի (10^{-16} վ), որոնք առաջացնում են երկրորդային էլեկտրոմագնիսական հեղեղներ (տե՛ս 7.2 բաժինը):

Ի տարբերություն հադրոնային հեղեղի, որն ունի համեմատաբար մեծ լայնական չափեր, էլեկտրամագնիսական հեղեղի լայնական

չափերը բավականին փոքր են, որն էլ ապահովում է այդ հեղեղների էֆեկտիվ գրանցումը: Ահա ինչու այդպիսի դետեկտորում նրանք ուղղակի չափվում են, այն դեպքում, երբ հադրոնային հեղեղները գրանցվում են միայն π^0-ի երկրորդային հեղեղների օգնությամբ: Ջերմալուսարձակ դետեկտորները ունեն մասնիկների գրանցման որոշակի էներգետիկական շեմ: Օրինակ՝ եվրոպիումով հարստացված $BaSO_4$ ժապավենի համար այդ շեմը կազմում է ~1 ՏէՎ /368/:

4.20. ՈԱԴԻՈԼՈՒՍԱՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Արծաթով ակտիվացված ֆոսֆորի ապակին, ռադիացիոն ազդեցության ենթարկվելուց հետո, ուլտրամանուշակագույն ճառագայթների ազդեցության տակ ճառագայթում է որոշակի հաճախության ալիքներ: Այդ ճառագայթման ինտենսիվությունը համեմատական է ռադիացիայի թողած էներգետիկ կորուստներին: Իոնիզացիայի հետևանքով ծնված Ag^+ իոնները հանդիսանում են լուսարձակման հավասարակշիռ կենտրոններ:

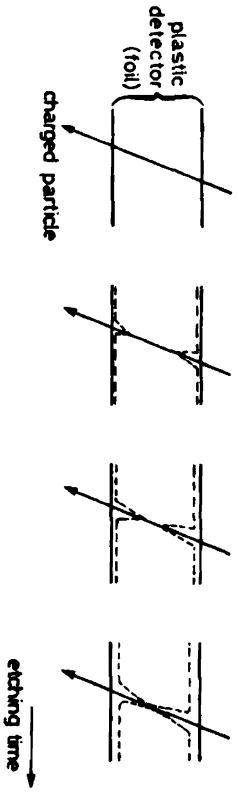
Ուլտրամանուշակագույն ճառագայթների օգնությամբ կլանված էներգիայի մասին՝ ինֆորմացիայի ընթերցումը չի ջնջում այդ ինֆորմացիան /65/: Ֆոսֆորի ապակուց դետեկտորի ստեղծման համար հիմնականում օգտագործվում է Յակոտայի ապակի, որը կազմված է 45% $AlPO_3$, 45%$LiPO_3$, 7.3%$AgPO_3$ և 2.7%B_2O_3 և ունի 2.6գ/սմ^3 խտություն: Արծաթի զանգվածային բաժինը կազմում է 3.7%: Այս ապակուց պատրաստված դետեկտորը հիմնականում կիրառվում է ռադիացիոն պաշտպանությունում որպես դոզաչափական գործիք: Ուլտրամանուշակագույն լազերի օգնությամբ կատարելով երկչափանի քայլ առ քայլ հետազոտություն, կարելի է որոշել կլանված էներգիայի տարածական կախվածությունը: Այդ կատարվում է ճառագայթված լույսի քանակի տեղից կախվածության չափման միջոցով: Եթե անհրաժեշտ է առանձին դեպքերի գրանցում, ապա ջերմալուսարձակ դետեկտորների նմանությամբ անհրաժեշտ է 1 ՏէՎ կլանված էներգիայի շեմ: Տարածական լուծողականությունը սահմանափակված է սկաներային համակարգի ճշտությամբ:

4.21. ՊԼԱՍՏԻԿ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Մեծ էլեկտրական լիցք ունեցող մասնիկն իր հետագծի երկարությամբ քանդում է պինդ մարմնի տեղային կառուցվածքը: Այս տեղային ավերումները ժանտաջրով մշակելու օգնությամբ (փորագրելով) կարելի է ավելի ցայտուն և տեսանելի դարձնել: Այդ նպատակների համար կարելի է օգտագործել այնպիսի պինդ

մարմիններ, ինչպիսիքն են՝ ոչ օրգանական բյուրեղները, ապակիները, պլաստմասսաները և նույնիսկ մետաղները /369,370,371/: Նյութի վնասված մասերը ժանտաջրի հետ ավելի ինտենսիվ են փոխազդում, (քան անվնաս մասերը), որի հետևանքով առաջանում են փորագրման կոներ: 4.96 նկարը ցույց է տալիս ժանտաջրով մշակման ընթացքում փորագրման կոների զարգացումն ըստ ժամանակի:

Եթե չկասեցվի ժանտաջրով փորագրման երևույթը, ապա պլաստմասսայի մակերևույթից սկիզբ առած փորագրման կոները կարող են անցքեր բացել մասնիկների անցման տեղերում: Ժանտաջրով մշակման ժամանակ նյութի մակերևույթից որոշակի քանակությամբ նյութ է հեռացվում:



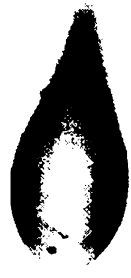
Նկ. 4.96. Պլաստիկ դետեկտորում գրանցված դեպքի կոնի փորագրման ժամանակային զարգացման սխեման:

4.97 նկարում բերված է երկաթի իոնի առաջացրած փորագրման կոնի տեսքը 1 մմ հաստությամբ պոլիկարբոնատի թաղանթում (Lexan): Թեք ընկնող մասնիկների համար փորագրման կոները ստանում են էլիպսաձև տեսք, որտեղ խոր ընկած հետագծի մասերը երևում են որպես դիֆուզիոն եզրեր: 4.98 նկարում ցույց է տրված տրոհման արգասիքների հետագծերը լեքսանում: Լեքսանի թաղանթները մշակված են 70° C NaOH ժանտաջրով: Առանձին հետագծերի լայնությունը մոտավորապես 3 մկմ է:

Ծանր իոնների էներգիայի չափումը հաճախ կատարվում է բազմաթիվ թաղանթներից բաղկացած խրձի օգնությամբ (տե՛ս նկ. 4.99): Ծանր իոնների էներգետիկ կորուստների հաշվին առաջացած նյութի ռադիացիոն վնասվածքները համեմատական են իոնի լիցքի քառակուսուն, և կախված են նաև նրանց արագությունից:

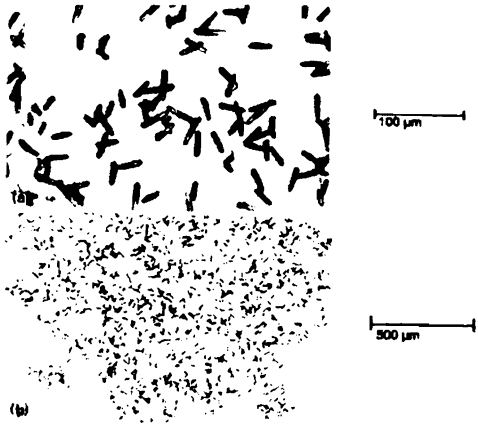
Պլաստիկ դետեկտորներն ունեն շեմային էֆեկտներ: Պրոտոնների և α մասնիկների առաջացրած ռադիացիոն վնասվածքները բավարար չեն, որպեսզի հնարավոր լինի նրանց հետագծերի մշակումը ժանտաջրով:

Առաջնային տիեզերական մասնիկների կազմում Z ≥ 3 ծանր իոնների գրանցումը և նրանց էներգիաների չափումը հետևաբար չի ուղեկցվում մեծ քանակությամբ պրոտոնների և α մասնիկների առաջացրած ֆոնով: Փորագրման կոնի չափերը (ֆիքսված մշակման ժամանակի համար) համեմատական է մասնիկի կորցրած էներգիային: Դա հնարավորություն է տալիս, մասնիկի հայտնի արագության դեպքում, որոշել նրա լիցքը:

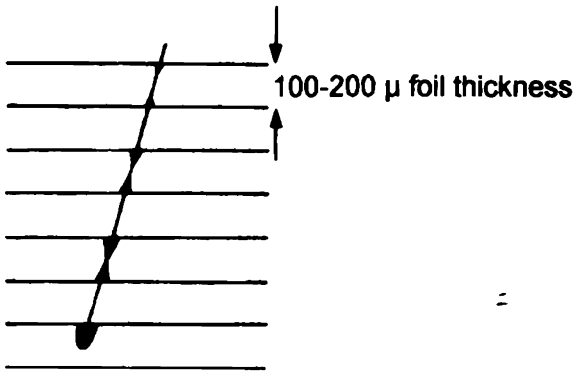


200 μm

Նկ. 4.97. Երկաթի միջուկի փորագրային կոնը պլաստիկ դետեկտորում /372/: Հետագծի լայնությունը 193 մկմ է:



Նկ. 4.98. Տրոհման արդյունքների հետագծերը պլաստիկ դետեկտորում /372/ ա) 180 անգամ մեծացված, բ) 40 անգամ մեծացված:



Նկ. 4.99. Պլաստիկ դետեկտորների խրծի սխեմատիկ պատկերը:

Առաջնային տիեզերական մասնիկների կազմի ուսումնասիրման համար օգտագործվում է օդապարիկում տեղադրված պլաստիկ դետեկտորների խուրձ մեծ բարձրությունների վրա, որտեղ մնացորդային մթնոլորտը կազմում է մի քանի գ/սմ^2:

Պլաստիկ դետեկտորները օգտագործվում են մագնիսական մոնոպոլների հայտնագործման համար նախատեսված փորձերում: Ըստ տեսության կանխագուշակման, մագնիսական մոնոպոլները պետք է առաջացնեն ուժեղ իոնիզացիա: Այդպիսի փորձեր կարելի է

կատարել նաև պրոտոնային կուտակիչ օղակներում, որտեղ միավոր լիցքով մասնիկների ահռելի ֆոնը չի խանգարում մոնոպոլների փնտրման աշխատանքներին՝ շնորհիվ պլաստիկ դետեկտորների շեմային վարքի:

Պլաստիկ դետեկտորների նման, որոշ միներալներ նույնպես բավականին երկար ժամանակ պահպանում են (հիշում են) ռադիացիոն վնասվածքները: Դա հնարավորություն է տալիս որոշելու ուրան պարունակող միներալի տարիքը, հաշվելով ինքնաբերաբար տրոհման դեպքերի քանակը: Եթե միներալը ժամանակի նկատմամբ տրամաչափված է, ապա տվյալ միներալում տիեզերական ճառագայթների առաջացրած հետագծերի քանակի հետազոտությունը ցույց է տալիս, որ տիեզերական ճառագայթների ինտենսիվությունը 10^6 տարի ժամանակահատվածում զգալիորեն չի փոխվել ≤10%: Պլաստիկ դետեկտորներից ստացված ինֆորմացիայի մշակումը միկրոսկոպի տակ դժվարին և հոգնեցուցիչ աշխատանք է: Սակայն կարելի է օգտագործել CCD խցեր, պլաստիկ դետեկտորների ինֆորմացիան թվայինի վերածելու համար: Թվայինի վերածված դեպքի հետագա մշակումը կատարվում է պատկերի ավտոմատ կառուցման ծրագրային մեթոդների օգնությամբ /373-376/:

Գերբարձր տարածական լուծողականության միջուկային դետեկտոր կարելի է ստանալ, օրինակ, MoS_2 փոքր բարձիկի օգնությամբ: Բարձր էներգիայի միջուկները MoS_2 նմուշի միջով անցնելուց, ռադիացիոն վնասվածքների հետևանքով, նրա մակերևույթին առաջացնում են խառնարաններ: Այս խառնարանների հետազոտումը թունելային միկրոսկոպի օգնությամբ հնարավորություն է տալիս ստանալ մինչև 10Å տարածական լուծողականություն և երկու հետագծերի իրարից բաժանում մինչև 30-50Å ճշտությամբ /377/:

4.22. ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆ ՉԱՓՈՒՄՆԵՐԻ ԵՎ ՀԵՏԱԳԾԵՐԻ ՎԵՐԱԿԱՆԳՆՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐԻ ՀԱՄԵՄԱՏՈՒՄԸ

Իոնիզացիոն չափումների և հետագծերի վերականգնման համար օգտագործվող դետեկտորի տեսակը կախված է լուծվող խնդրից: Բարձր էներգիաների ֆիզիկայի փորձերում օգտագործվում են այնպիսի արագ դետեկտորներ, ինչպիսիք են՝ բազմալար համեմատական և ուղղորդային խցերը: Այժմ ավելի ու ավելի են փոքրանում անհրաժեշտ կրկնման ժամանակները: Մոտ ժամանակներս պրոտոնային կուտակիչ օղակների փորձերում նպատակ է դրվում հասնել մինչև 10^9 1/վ դեպքերի մշակման արագության: Կարո՞ղ են արդյոք գազային դետեկտորները աշխատել այդպիսի կարճ ցիկլերի

դեպքում (1նվ համապատասխանում է 50մկմ ուղղորդային ճանապարհին), ցույց կտա ապագան: Միկրոստրիպ գազային խցերը (տե՛ս 4.6) այդ խնդիրների համար հնարավոր թեկնածուներից են: Դեպքերի փոքր տեմպերով, էլեկտրոն պոզիտրոն կուտակիչ օղակների փորձերում գլանաձև ուղղորդային խցերը, մասնավորապես ժամանակային- պրոյեկտող խցերը, լավագույն թեկնածուներն են:

Օպտիկական ընթերցման դետեկտորները, ինչպիսիք են՝ Վիլսոնի խուցը, պղպջակային խուցը և կայծային խուցը, շատ հազվադեպ են օգտագործվում ժամանակակից փորձերում: Նույնիսկ դեպքերի մշակման ավտոմատ համակարգերի օգտագործման դեպքերում այդ դետեկտորների կրկնման ժամանակները շատ մեծ են: Նրանք, սակայն, շատ օգտակար են ցուցադրական փորձերում, որտեղ ստացվում են մասնիկների և նրանց փոխազդեցությունների տպավորիչ պատկերներ: Կայծային, մասնավորապես ստրիմերային խցերը առաջ են բերում անցանկալի աղմկային ազդանշաններ փորձում օգտագործվող մնացած դետեկտորների վրա, քանի որ նրանք օգտագործում են շատ մեծ լայնույթով և շատ փոքր տևողությամբ բարձր լարման ազդանշաններ:

Պասսիվ դետեկտորները, ինչպիսիք են միջուկային էմուլսիաները և պլաստիկ դետեկտորները, որոնք պահանջում են գոնե որոշակի ձեռքի աշխատանք, օգտագործվում են միայն հատուկ հետազոտություններում: Սակայն, իրենց ամրությամբ և պինդ վիճակում գտնվելու հանգամանքով, նրանք մեծ առավելություն ունեն օդապարիկների և տիեզերական տարածության մեջ կատարվող փորձերում:

Կրկին նշենք, որ վաղաժամ է ենթադրել, թե տվյալ դետեկտորը ամբողջովին իրեն սպառել է, քանի որ միշտ էլ գոյություն ունեն որոշակի զարգացումներ, որոնք կարող են հին դետեկտորի համար բացել նոր կիրառության ոլորտներ: Օրինակ՝ պղպջակային խցի հոլոգրաֆիկ ընթերցումը դրա վառ օրինակն է:

4.2 աղյուսակում բերված են իոնիզացիոն չափումների և հետագծերի վերականգնման համար օգտագործվող դետեկտորները, իրենց որոշակի բնութագրական առանձնահատկություններով /1,104/: Բերված են նաև տարածական լուծողականության, մեռյալ ժամանակի, զգայուն ժամանակի և ընթերցման ժամանակի բնորոշ արժեքները: Առանձին դետեկտորների համար բնութագրական արժեքները կարող են փոխվել լայն սահմաններում: Բազմալար համեմատական, միկրոստրիպային և ուղղորդային խցերի «զգայուն ժամանակը» բերված է համապատասխան էլեկտրոնային «դարպասների» տևողությամբ: Բերված ընթերցման ժամանակները

հիմնականում պայմանավորված են էլեկտրոնիկայով և կախված չեն դետեկտորի աշխատանքի սկզբունքից:

Աղյուսակ 4.2: Իոնիզացիոն և հետագծային չափումների համար օգտագործվող դետեկտորների բնութագրական հատկությունների համեմատումը /1,104/:

Հետագծային դետեկտոր	Հետագծի լուծողականություն (մկմ)	Մեռյալ ժամանակը (մվ)	Զգայուն ժամանակը (նվ)	Ընթերցման ժամ (մկվ)	Ծանոթագրություն
Բազմալար համեմատական խուց	200	$<10^{-5}$	50	10	Բարձր ժամանակային լուծողականություն
Միկրոստրիպ գազային խուց	30	$<10^{-5}$	20	5	Մասնիկների բարձր հոսքում աշխատելու ունակություն, ռադիացիոն ամրություն
Ուղղորդային խուց	100	$<10^{-5}$	500	10	Բարձր տարածական լուծողականություն, տնտեսապես շահավետ
Պղպջակային խուց	20	100	10^{6}	10^{4}	Առանց տրիգերի աշխատանք, բարդ դեպքերի հետազոտում·
Ստրիմերային խուց	30	10	10^{3}	10^{4}	Աշխատում է տրիգերով, Բազմահետագիծ լուծողականություն
Առկայծող խուց	1000	10	10^{3}	10^{3}	Ցածր արժեք
Կայծային խուց	200	5	10^{3}	10^{4}	Պարզ կառուցվածք

Վիլսոնի խուց	300	10^5	10^7	10^6	Պարզ կառուցվածք
Միջուկային էմուլսիա-ներ	3	0	∞	10^9	Բարձր տարա-ծական լուծողակա-նություն
/պլաստիկ դետեկ-տորներ	5	0	∞	10^9	Ցածր արժեք, բարձր տարա-ծական լուծողակա-նություն
Սցինտիլյա-ցիոն թելերի խուրձ (տես գլ. 5)	35	$<10^{-5}$	20	1	Մասնիկների բարձր հոսքում աշխատելու ունակություն
Խիլի-ցումա-յին միկրո-ստրիպ դետեկտոր (տես գլ.7)	10	$<10^{-5}$	50	1	Բարձր տարա-ծական լուծողակա-նություն

ԳԼՈՒԽ V

ԺԱՄԱՆԱԿԻ ՉԱՓՈՒՄ

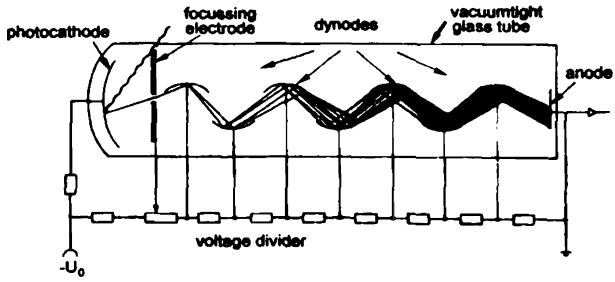
Այս գլխում հիմնականում կքննարկվեն սցինտիլյացիոն հաշվիչները և այն լուսազգայուն համակարգերը, որոնք օգտագործվում են նրանցից էլեկտրական ազդանշանի ստացման համար: Սցինտիլյացիոն հաշվիչների կիրառությունը բազմազան է, նրանք կարող են օգտագործվել բարդ դետեկտորների համակարգում որպես նշազտիչային հաշվիչներ, նշազտիչի կազմակերպման համար: Նրանք կարող են հանդիսանալ, նաև, որպես ժամանակի չափման ճշգրիտ սարքեր: Բարձր լուծողականությամբ ժամանակի չափումը կարելի է ապահովել, նաև, հարթ կայծային հաշվիչներում կամ հարթ դիմադրության խցերում: Որպես ազդանշանի ստացման հիմնական սարքեր, քննարկենք ֆոտոբազմապատկիչների և երկրորդային էլեկտրոնային բազմապատկիչների աշխատանքի սկզբունքը:

5.1. ՖՈՏՈԲԱԶՄԱՊԱՏԿԻՉՆԵՐ

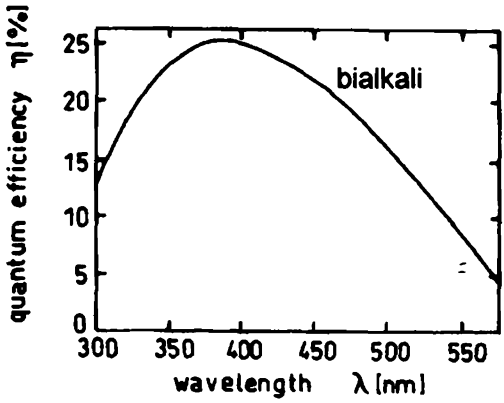
Որպես արագ լուսային ազդանշանի չափման սարքեր, հիմնականում, օգտագործվում են ֆոտոբազմապատկիչները: Սցինտիլյացիոն հաշվիչից եկող տեսանելի, կամ ուլտրամանուշակագույն տիրույթի, լույսն ընկնելով ալկալիական մետաղից պատրաստված ֆոտոկատոդի վրա, ֆոտոէֆեկտի հաշվին, նրանից պոկում է էլեկտրոններ: Բազմաթիվ ֆոտոբազմապատկիչներում ֆոտոկատոդի վրա կիրառվում է բացասական բարձր լարում: Էլեկտրական դաշտի օգնությամբ ֆոտոէլեկտրոնները ֆոկուսացվում են առաջին դինոդի վրա, որը բազմապատկիչ համակարգի առաջին տարրն է: Սովորաբար անոդը գտնվում է զրոյական լարման տակ (հողակցված է): Ֆոտոկատոդի և անոդի միջև կիրառված բարձր լարումը բաժանվում է հատուկ հաշվարկված դիմադրությունների շղթայի օգնությամբ: Այս լարման բաշխիչը համապատասխան դինոդների վրա լարումը բաշխում է այնպես, որ լարման անկումը նրանց միջև լինի գծային (~~տես նկ. 5.1~~):

Ֆոտոբազմապատկիչի կարևոր բնութագրերից է նրա քվանտային էֆեկտիվությունը, այսինքն մեկ ֆոտոնի կողմից ծնված էլեկտրոնների միջին քանակը: Բիալկալի կատոդի համար (Cs-K+Sb), քվանտային էֆեկտիվությունը հասնում է 25%-ի 400 նմ ալիքի երկարության համար: 5.2 նկարում բերված է բիալկալի կատոդի քվանտային էֆեկտիվության կախումը ալիքի երկարությունից /378/: Կարճ ալիքների համար քվանտային էֆեկտիվությունը ընկնում է,

որովհետև ընկնում է ֆոտոբազմապատկիչի պատուհանի թափանցիկությունը այդ ալիքների համար:



Նկ. 5.1. Ֆոտոբազմապատկիչի աշխատանքի սկզբունքը: Էլեկտրոդների համակարգը տեղադրված է վակուումային ապակյա խողովակում: Ֆոտոբազմապատկիչը սովորաբար էկրանավորվում է մեծ մագնիսական թափանցելիությամբ μ մետաղական գլանով, արտաքին ցրված մագնիսական դաշտերից պաշտպանվելու համար (օրինակ՝ Երկրի մագնիսական դաշտից):



Նկ. 5.2. Բիալկալիական կատոդի քվանտային էֆեկտիվությունը կախված ալիքի երկարությունից /378/:

Կարճ ալիքների համար գրանցման էֆեկտիվությունը կարելի է բարձրացնել, օգտագործելով ուլտրամանուշակագույն ալիքների համար թափանցիկ կվարցային պատուհաններ: Դինոդները պետք է ունենան երկրորդային էլեկտրոնների ճառագայթման բարձր գործակիցներ (BeO կամ Mg-O-Cs): 100-200 էՎ էներգիայով էլեկտրոնի

համար, որը դինոդների միջև եղած արագացնող պոտենցիալի բնութագրական արժեքն է ճառագայթվում են 3-5 երկրորդային էլեկտրոններ /1/: n քայլով ֆոտոբազմապատկիչը, (այսինքն n-1 դինոդով), երկրորդային էլեկտրոնների ճառագայթման p գործակցի դեպքում կապահովի

$$A = p^{n-1} \qquad 5.1$$

հոսանքի ուժեղացում: Վերցնելով p=4 և n=14 բնորոշ արժեքները, կստանանք՝ $A=4^{13}=7*10^7$: Անոդին հասնող լիցքը՝

$$Q = eA = 1.1 \cdot 10^{-11} C \qquad 5.2$$

հավաքվում է մոտավորապես 5նվ ընթացքում, առաջացնելով անոդային հոսանք՝

$$i = \frac{dQ}{dt} = 2.2mA \qquad 5.3$$

Եթե ֆոտոբազմապատկիչը բեռնավորված է 50 օհմ դիմադրությամբ, ապա համապատասխան լարման ազդանշանը կկազմի՝

$$\Delta U = R \cdot \frac{dQ}{dt} = 110mV \qquad 5.4$$

Ֆոտոբազմապատկիչի ազդանշանի աճի ժամանակը կազմում է 2 նվ: Այս ժամանակը պետք է տարբերել այն ժամանակից, որն անհրաժեշտ է էլեկտրոնին ֆոտոբազմապատկիչով անցնելու համար: Այդ ժամանակը կախված է ֆոտոբազմապատկիչի կառուցվածքից և ունի 40 նվ բնորոշ արժեք: Էլեկտրոնների անոդին հասնելու ժամանակի ֆլուկտուացիաները (երերումները), որոշակի պրոբլեմներ են առաջացնում բարձր ժամանակային լուծողականություն ստանալու համար: Ժամանակի երերման պատճառ կարող է լինել, օրինակ՝ ֆոտոէլեկտրոնների արագությունների տարբերությունը: Մյուս կողմից, կախված ֆոտոբազմապատկիչի տեսակից, ֆոտոէլեկտրոնների ծնման կետից մինչև առաջին դինոդ ընկած ճանապարհների տարբերությունը կարող է զգալիորեն տարբեր լինել:

Ժամանակի երերումը, որն առաջ է գալիս ֆոտոէլեկտրոնների արագությունների տարբերությունից, կարելի է պարզապես հաշվել /1/: Ենթադրենք կատոդից դեպի առաջին դինոդ են թռչում երկու էլեկտրոն: Առաջին էլեկտրոնի արագությունը ընդունենք 0 (կինետիկ էներգան=0), մյուսի (դեպի դինոդ ուղղված) արագությունը v (կինետիկ էներգան=E_k): Երկու էլեկտրոնն էլ արագանում են E լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում: Զրոյական էներգիայով էլեկտրոնը S ճանա-

պարիզը կանցնի որոշակի ժամանակում, որը որոշվում է հետևյալ հայտնի բանաձևից

$$s = \frac{1}{2}\ddot{x}\cdot t_1^2 = \frac{1}{2}\frac{eE}{m}\cdot t_1^2 \qquad 5.5$$

E կինետիկ էներգիայով էլեկտրոնը նույն հեռավորությունը կանցնի հետևյալ ժամանակում՝

$$s = \frac{1}{2}\frac{eE}{m}\cdot t_2^2 + v\cdot t_2 \qquad 5.6$$

Քանի որ արագությունը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$v = \sqrt{2E_k/m} \qquad 5.7$$

ապա հետևում է՝

$$\frac{1}{2}\frac{eE}{m}\cdot t_1^2 = \frac{1}{2}\frac{eE}{m}\cdot t_2^2 + \sqrt{\frac{2E_k}{m}}\cdot t_2 \qquad 5.8$$

$$t_1^2 - t_2^2 = (t_1 + t_2)(t_1 - t_2) = \frac{\sqrt{2E_k/m}}{\frac{1}{2}eE/m}\cdot t_2 \qquad 5.9$$

Օգտագործելով $t_1+t_2\approx 2t$ և $t_1-t_2=\delta t$ մոտավորությունները, կստանանք ժամանակների տարբերությունը՝

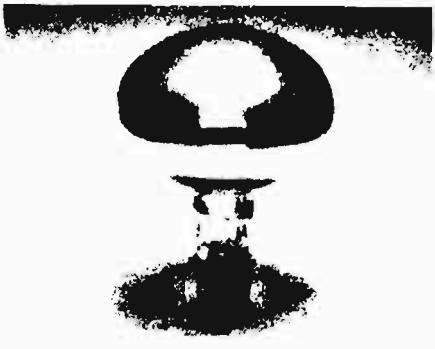
$$\delta t = \frac{\sqrt{2mE_k}}{eE} \qquad 5.10$$

1 էՎ կինետիկ էներգիայի և 200 Վ/սմ դաշտի լարվածության համար՝ կունենանք δt = 0.17 նվ ժամանակի երերում:

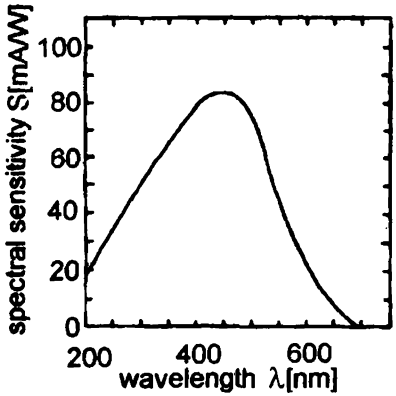
Ճանապարհների տարբերության հաշվին առաջ եկող ժամանակի երերումը խիստ կախված է ֆոտոկատոդի չափերից և ձևից: XP2041 ֆոտոբազմապատկիչի համար, որն ունի 100 մմ տրամագծով հարթ ֆոտոկատոդ, այդ ժամանակի տարբերությունը կարող է կազմել 1 նվ /379/: Մեծ ֆոտոբազմապատկիչների համար հասանելի ժամանակային լուծողականությունը հիմնականում, սահմանափակված է ճանապարհների երկարությունների տարբերությունով: 20 դյույմանոց ֆոտոբազմապատկիչների համար, որոնք օգտագործվում են KamiokaNDE պրոտոնի տրոհման և նեյտրինոյի փորձերում /380,381/, ճանապարհների այդ տարբերությունը բերում է

մինչև 5 նվ երերումների: Այդ ֆոտոբազմապատկիչներում ֆոտոկատոդից մինչև առաջին դինոդ հեռավորությունը այնքան մեծ է, որ անհրաժեշտ է իրագործել երկրի մագնիսական դաշտից լավ էկրանավորում, որպեսզի ֆոտոէլեկտրոնները կարողանան հասնել առաջին դինոդին: 5.3 նկարում բերված է 8 դյույմանոց ֆոտոբազմապատկիչի լուսանկարը /382/:

Բիալկալի ֆոտոկատոդին բնորոշ սպեկտրալ զգայնության կորը, բորի սիլիկատի ապակուց պատուհանի դեպքում, բերված է 5.4 նկարում /379/: Այն հասնում է իր մաքսիմում արժեքին 85 մա/W, 450 նմ ալիքի երկարության տիրույթում: Այս դեպքում ևս սպեկտրալ զգայնությունը կարճալիք ֆոտոնների համար փոքրանում է, քանի որ փոքրանում է պատուհանի թափանցիկությունը այդ ֆոտոնների համար: Կվարցային ապակուց պատրաստված պատուհանները ընդարձակում են ֆոտոնների գրանցման տիրույթը մինչև 200 նմ: Ճանապարհների երկարության ֆլուկտուացիաները կարելի է զգալիորեն պակասեցնել բազմականալանոց ֆոտոբազմապատկիչներում (միկրոկանալանոց թիթեղներ): Այդ թիթեղների աշխատանքի սկզբունքը ցույց է տրված 5.5 նկարում /383/: Մոտ 1000 Վ լարում է կիրառվում բարակ ապակյա խողովակի վրա, որի տրամագիծը 10-50 մկմ է, իսկ երկարությունը 5-10մկմ և, որը ներսից պատված է դիմադրության շերտով: Ընկնող ֆոտոնը ծնում է ֆոտոէլեկտրոններ ֆոտոկատոդից կամ միկրոկանալի ներքին պատից: Այդ էլեկտրոնները հետագայում բազմանում են, այս դեպքում անընդհատ դինոդների վրա: Միկրոկանալ թիթեղը պարունակում է մեծ քանակությամբ (10^4-10^7) այդպիսի կանալներ, որոնք խոռոչների տեսքով զբաղեցնում են կապարային ապակու թիթեղի ամբողջ մակերևույթը:

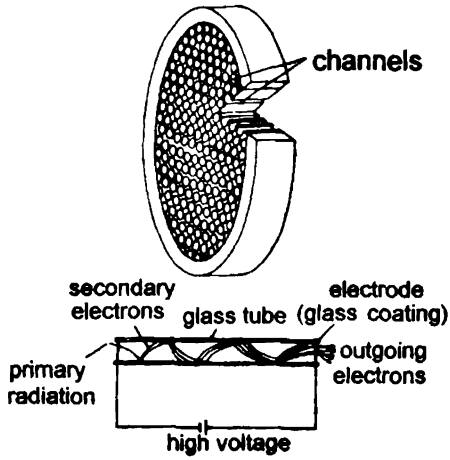


Նկ. 5.3. 8-դյույմանոց ֆոտոբազմապատկիչի լուսանկարը (R=4558) /382/:

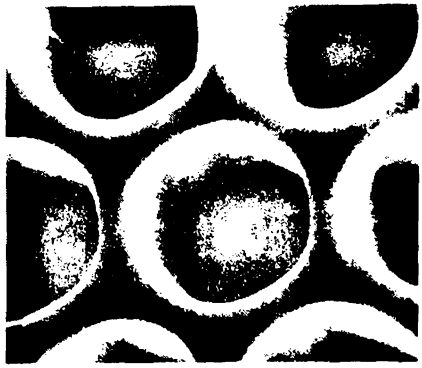


Նկ. 5.4. Բորի սիլիկատային պատուհանով բիալկալիական կատոդի սպեկտրալ զգայունակությունը /379/:

5.6 նկարում բերված է 12.5 **մկմ** տրամագծով այդպիսի կանալի մեծացված լուսանկարը /384/: Ազատ վազքի միջին երկարության շեշտակի փոքրացման հետևանքով (սովորական ֆոտոբազմապատկիչների հետ համեմատած) ճանապարհների երկարության ֆլուկտուացիաները նույնպես շեշտակի փոքրանում են: 10^5-10^6 բազմացման գործակցի դեպքում ստացվել են 100 պվ-ից էլ փոքր անցումային ժամանակի տարբերություններ:



Նկ. 5.5. Բազմականապանոց թիթեղի աշխատանքի սկզբունքը /383/:



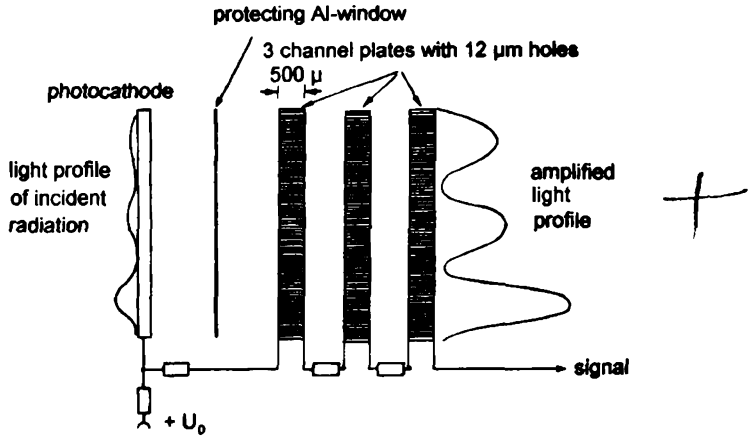
Նկ. 5.6. Միկրոկանալների մեծացված լուսանկարը /384/:

Այն դեպքում, երբ ֆոտոբազմապատկիչները գործնականում չեն կարող աշխատել մագնիսական դաշտում, եթե ապահովված չէ բավականին լավ էկրանավորում, մագնիսական դաշտի ազդեցությունը միկրոկանալ թիթեղների վրա համեմատաբար փոքր է: Դա բացատրվում է նրանով, որ միկրոկանալ թիթեղներում անոդ-կատոդ հեռավորությունը շատ փոքր է:

Այժմ, սակայն, մշակված են թափանցիկ լարային ցանցերով դինոդներից կազմված սովորական ֆոտոբազմապատկիչներ, որոնք բավականին լավ աշխատում են միջին մագնիսական դաշտերում:

Միկրոկանալ թիթեղներում պրոբլեմ է հանդիսանում դեպի ֆոտոկատոդ, այն դրական իոնների հոսքը, որոնք առաջանում են էլեկտրոնի և կանալի միջև գտնվող մնացորդային գազի մոլեկուլների փոխազդեցությունից: Այդ թիթեղների կյանքի տևողությունը կարող է շատ կարճ լինել, եթե չնախաձեռնվեն հատուկ պայմաններ, որպեսզի այդ իոնները ֆոտոկատոդին չհասնեն: Ֆոտոկատոդի և միկրոկանալ թիթեղի միջև պետք է տեղադրել շատ բարակ ալյումինե պատուհաններ ~7 նմ հաստությամբ, որոնք թափանցիկ են էլեկտրոնների համար, բայց կարող են կլանել դրական իոնները: Այսպիսով ֆոտոկատոդը էկրանավորվում է իոնային ռմբակոծումներից:

5.7 նկարում ցույց է տրված երեք քայլանոց միկրոկանալ թիթեղներից բաղկացած ֆոտոբազմապատկիչի աշխատանքի սկզբունքը:



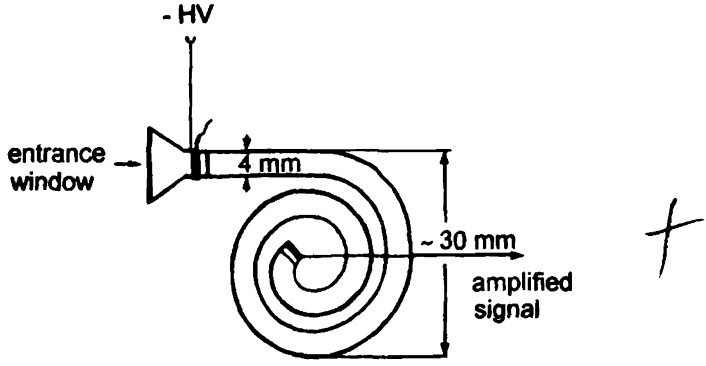
Նկ. 5.7. Եռաստիճան միկրոկանալ թիթեղի հիմքի վրա ստեղծված ֆոտոբազմապատկիչի աշխատանքի սկզբունքը:

Մեծ բարձրությունների վրա կամ արբանյակային փորձերում օգտագործվում են նաև առանց ֆոտոկատոդի, "բաց" կանալներով, թիթեղներ:

Հիմնականում օգտագործվում են որոշակի ձևով ծռված անհատական կանալներ,որոնք ապահովում են մեծ ուժեղացումներ, և բացառում են մասնիկի ուղղակի անցումը ամբողջ կանալի միջով: Այդպիսի առանձին կանալներով ֆոտոբազմապատկիչում կանալի տրամագիծը կարող է հասնել մինչև 1 մմ: Այդ ֆոտոբազմապատկիչները կարող են օգտագործվել նաև փոքր էներգիայով լիցքավորված մասնիկների գրանցման համար: Նրանք ապահովում են մինչև 10^8 ուժեղացումներ: նկարում բերված է միականալ էլեկտրոնային բազմապատկիչի տեսքը:

Միկրոկանալ թիթեղները շատ հաճախ կիրառվում են պատկերի ուժեղացման համակարգերում: Այդպիսի թիթեղներով հագեցված հատուկ խցերը թույլ են տալիս կատարել մեծ ճշտությամբ նկարահանումներ, նույնիսկ անլուսին, միայն պարզ աստղային երկնքի լույսի պայմաններում:

Մեծ լույսի հոսքի պայմաններում կիրառվում են փոքր ուժեղացումներով լուսազգայուն դետեկտորներ, ինչպիսիք են՝ ֆոտոդիոդները և ֆոտոտրանզիստորները:



Նկ. 5.8. Մի կանալանոց էլեկտրոնային բազմապատկիչի սխեման /379/:

/5.2. ՍՑԻՆՏԻԼՅԱՑԻՈՆ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

Սցինտիլյատորները մասնիկների գրանցման համար օգտագործվող ամենահին դետեկտորներից են: Դարասկզբում, լիցքավորված մասնիկները գրանցվում էին ցինկի սուլֆատի էկրանին առաջացրած լույսի առկայծումով, որը դիտվում էր անզեն աչքով: Այդ ժամանակ նշվում էր, որ մարդու աչքի զգայությունը կարող է զգալիորեն աճել մի բաժակ սուրճի օգտագործումից հետո, որը փոքր դոզայի ստրիխնինի ազդեցության արդյունք է: Երիվ մթության մեջ, երկար ակոմոդացիայից հետո, մարդու աչքը ընդունակ է որպես լույսի առկայծում ընկալելու մոտավորապես 15 ֆոտոնը, եթե նրանք ճառագայթվում են 1/10 վ ընթացքում, և եթե նրանց ալիքի երկարությունը համապատասխանում է աչքի զգայնության մաքսիմումին: 1/10 վ–ը մարդու աչքի լուսային զգացողության հաստատունն է /63/:

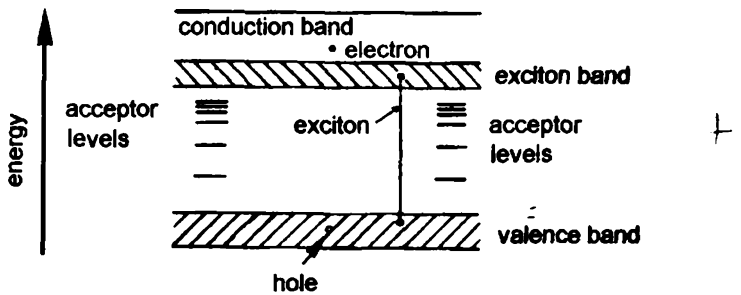
Չեդվիկը հենվել է Հենրիի և Բանսելի աշխատանքին /386/, որում նրանք պնդում էին, որ մոտավորապես 3 էՎ էներգիայի կլանումը (կանաչ սպեկտրի տիրույթի 1 ֆոտոն) կարող է զանազանվել աչքի կողմից /385,387/:

Սցինտիլյացիոն հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը գրեթե նույնն է մնացել: Սցինտիլյատորը երկակի դեր ունի: Առաջինը նա պետք է մասնիկի էներգետիկ կորուստների հաշվին առաջացած բյուրեղային ցանցի տարբեր գրգռումները վերածի տեսանելի լույսի, և երկրորդը՝ այդ լույսը ուղղակիորեն կամ լուսատարի միջոցով տեղափոխի դեպի օպտիկական ընդունիչը (ֆոտոբազմապատկիչ, բազմականալ թիթեղ, ֆոտոդիոդ, ֆոտոտրանզիստոր և այլն) /388,389,390/:

Սցինտիլյացիոն նյութեր կարող են լինել՝ անօրգանական բյուրեղները, օրգանական միացությունները և գազերը: Այս սցինտիլյացիոն նյութերում լույսի առաքման մեխանիզմները միանգամայն տարբեր են:

Անօրգանական սցինտիլյատորները, մեծ մասամբ որոշակի աղտեր (գունային կենտրոն, ակտիվացման կենտրոն) պարունակող բյուրեղներ են՝ NaJ(Tl), CsJ(Tl), LiJ(Eu) և այլ /391/, այն դեպքում, երբ օրգանական սցինտիլյատորները պոլիմերիզացված պինդ, հեղուկ, որոշ դեպքերում նաև բյուրեղային նյութեր են:

Սցինտիլյացիայի մեխանիզմը ոչ օրգանական միջավայրերում կարելի է հասկանալ բյուրեղի էներգետիկ զոնաների կառուցվածքից: Հիմնականում օգտագործվող հալոգենային բյուրեղները՝ մեկուսիչներ են: Վալենտական զոնան ամբողջովին լրացված է, իսկ հաղորդական զոնան հիմնականում դատարկ (նկ. 5.9, /2/): Երկու զոնաների միջև էներգիայի տարբերություն 5-ից 10 էՎ կարգի է: Որպես ակտիվացման կենտրոններ ծառայող խառնուրդներ են մտցվում բյուրեղային ցանցի մեջ: Այդ խառնուրդները ըստ էներգիայի տեղաբաշխվում են վալենտական և հաղորդական զոնաների միջև, ստեղծելով լրացուցիչ էներգետիկ մակարդակներ:



Նկ. 5.9. Էներգետիկ զոնաները բյուրեղում:

Կլանված էներգիայի հետևանքով էլեկտրոնները վալենտական զոնայից տեղափոխվում են հաղորդական զոնա: Հաղորդական զոնայում նրանք կարող են ազատորեն տեղափոխվել բյուրեղային ցանցի մեջ: Գրգռման այս երևույթի հետևանքով վալենտական զոնայում առաջանում են խոռոչներ: Ծնված էլեկտրոն-խոռոչ զույգերը, բյուրեղին հաղորդում են որոշակի էլեկտրոհաղորդականություն: Էլեկտրոնի հետագա ռեկոմբինացիան խոռոչի հետ ուղեկցվում է՝ ֆոտոնի տեսքով, էներգիայի անջատմամբ:

Սակայն, կարող է այնպես պատահել, որ էլեկտրոնը կլանելով ընկնող մասնիկի էներգետիկ կորուստների մի մասը, չի հասնի հաղորդական զոնային: Այս դեպքում էլեկտրոնը էլեկտրոստատիկ կերպով կապվում է խոռոչի հետ: Այսպիսի էլեկտրոն-խոռոչ կապված վիճակը (էքսիտոնը) ազատ էլեկտրոնի և խոռոչի նմանությամբ թափառում է բյուրեղային ցանցի մեջ, քանի դեռ չի հանդիպում ակտիվացման կենտրոնի, որին էլ փոխանցում է իր կապի էներգիան: Ակտիվացման կենտրոնի գրգռման էներգիան տարածվում է բյուրեղի մեջ ցանցի տատանումների (ֆոնոնների) տեսքով կամ ճառագայթվում է լույսի տեսքով: Բյուրեղում՝ էներգիայի կորուստների մի մասն, այսպիսով, ճառագայթվում է լույսի տեսքով: Այդ ճառագայթումը կարելի է վերածել լարման ազդանշանի ֆոտոզգայուն դետեկտորի օգնությամբ: Սցինտիլյացիայի ուշացման ժամանակը կախված է գրգռման մակարդակների կյանքի տևողությունից: 5.1 աղյուսակում բերված են որոշ անօրգանական սցինտիլյատորների հիմնական պարամետրերը /1,3,392/:

Աղյուսակ 5.1:Որոշ անօրգանական սցինտիլյատորների բնութագրական պարամետրերը /1,3,392/:

Սցինտիլ-յատոր	Խտություն ρ (գ/սմ^3)	Ճառագայթման ժամ. (մկվ)	1ՄէՎ-ին ընկնող ֆոտոնների քանակը	Ռադիացիոն երկարություն X_0(սմ)	$-dE/dx_{min}$ (ՄէՎ/սմ)
NaJ(Tl)	3.67	0.23	$4*10^4$	2.59	4.8
LiJ(Eu)	4.06	1.3	$1.4*10^4$	2.2	5.1
CsI(Tl)	4.51	1.0	$5.5*10^4$	1.86	5.6
$Bi_4Ge_3O_{12}$	7.13	0.35	$2.8*10^3$	1.12	9.2
BaF_2	4.9	0.62	$6.5*10^3$	2.1	6
CeF_3	6.16	0.03	$\approx 5*10^3$	1.7	7.7
GSO	6.71	≈0.05	$\approx 10^4$	1.38	8.3

Անօրգանական սցինտիլյատորների ճառագայթման ժամանակը մի քանի մկվ կարգի է և հետևաբար դրանք համեմատաբար դանդաղ հաշվիչներ են: Միայն Ցերումի ֆտորիդի և գադոլինիումի (ցերումով հարստացված) սիլիկատը GSO(Ce)=Gd_2SiO_5 ունեն կարճ ճառագայթման ժամանակ: Այս երկու անօրգանական բյուրեղները և բարիումի ֆտորիդը (որը նույնպես ունի նվ տիրույթում ընկած ճառագայթման կարճ բաղադրիչ), ունեն նաև այն առավելությունը, որ նրանք ռադիացիոն կայուն են /392,393,394/:

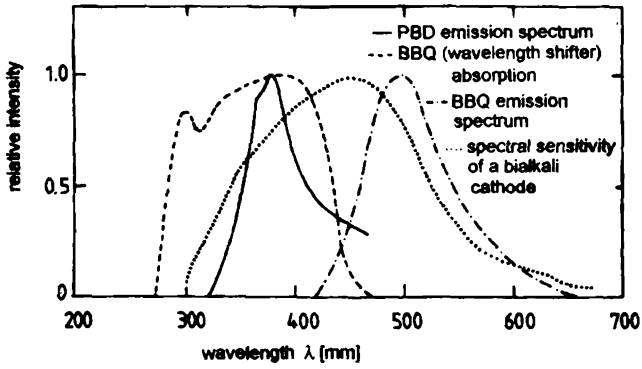
Օրգանական սցինտիլյատորները ունեն շատ ավելի կարճ ճառագայթման ժամանակ: Այն հիմնականում ընկած է նվ ժամանակների տիրույթում: Այս դեպքում սցինտիլյացիայի մեխանիզմը ցանցի էֆեկտ չէ: Սովորական օրգանական սցինտիլյատորները երեք բաղադրիչից կազմված խառնուրդներ են: Սկզբնական ճառագայթող բաղադրիչը գրգռվում է մասնիկի էներգետիկ կորուստների հաշվին: Այսպիսի գրգռված վիճակից նորմալ վիճակի անցումն ուղեկցվում է ուլտրամանուշակագույն ֆոտոնի ճառագայթումով: Սակայն, այս ուլտրամանուշակագույն ֆոտոնի կլանման երկարությունը բավականին կարճ է. ճառագայթող բաղադրիչը անթափանց է իր սեփական լույսի հանդեպ: Սցինտիլյատորից լույսի դուրս բերումը կատարվում է նրա մեջ երկրորդ լուսարձակ բաղադրիչի ավելացումով, որը կլանելով սկզբնական լույսը, իզոտրոպ ձևով վերաճառագայթում է ավելի փոքր հաճախությամբ լույս (ալիքի երկարության փոխարկիչներ): Երկրորդ բաղադրիչի ճառագայթման սպեկտրը սովորաբար համապատասխանեցվում է լույսի ընդունիչի սպեկտրալ զգայության հետ /1/:

Այս երկու ակտիվ բաղադրիչները կամ լուծվում են օրգանական հեղուկի մեջ, կամ խառնվում են օրգանական նյութի հետ՝ առաջացնելով պոլիմերիզացվող կառույցներ: Այս ճանապարհով կարելի է ստանալ ցանկացած երկրաչափությամբ հեղուկ կամ պլաստիկ սցինտիլյատոր: Դժվարություն չի ներկայացնում 1 մմ մինչև 30 մմ հաստությամբ սցինտիլյատորների ստացումը: 5.2 աղյուսակում բերված են որոշ նախնական ճառագայթիչների և ալիքի երկարության փոխարկիչների տվյալները:

Աղյուսակ 5.2:Նախնական օրգանական ճառագայթիչներ և ալիքի երկարության փոխարկիչներ: Լույսի ելքը նորմավորված է նույն քանակությամբ էներգիայի կլանմամբ, NaI –ի լույսի ելքով /1/:

Օրգանական ճառագայթիչ	Ճառագայթման λ_{max} (նմ)	Ճառագայթման ժամանակը (նվ)	Ելքը/NaI
նավթալին	348	96	0.12
անտրացեն	440	30	0.5
p-տերֆենիլ	440	5	0.25
PBD	360	1.2	
ալիքի երկարության փոխարկիչներ			
POPOP	420	1.6	
Bis-MSB	420	1.2	

5.10. Նկարում ցույց են տրված նախնական ճառագայթիչի և ալիքի երկարության փոխարկիչի առաքման սպեկտրները, լայնորեն տարածված ֆոտոբազմապատկիչի ֆոտոկատոդի սպեկտրալ զգայության հետ միասին /1,395/:

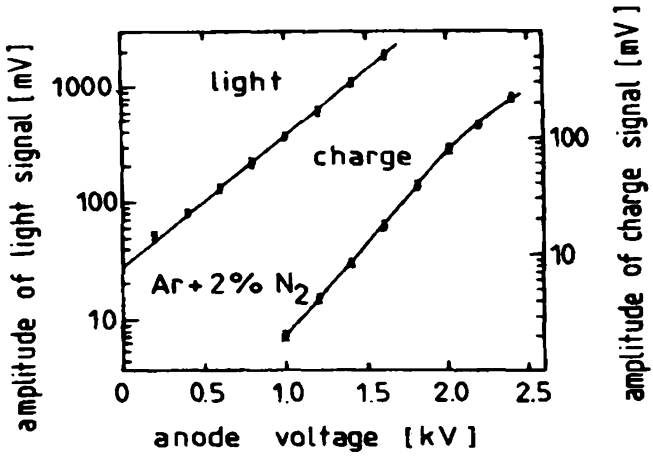


Նկ. 5.10. Նախնական լուսարձակող նյութի ճառագայթման սպեկտրը և ալիքի երկարության փոխարկիչների սպեկտրը, սովորաբար օգտագործվող ֆոտոկատոդների սպեկտրալ զգայականության հետ համեմատած /1,395/:

Գազային սցինտիլյացիոն հաշվիչներում օգտագործվում է այն լույսը, որը ճառագայթվում է, երբ լիցքավորված մասնիկի կողմից գրգռված ատոմն անցնում է հիմնական վիճակին՝ ֆոտոն ճառագայթելով /388, 396-399/: Գրգռված վիճակի կյանքի տևողությունը ընկած է նվ ժամանակների տիրույթում: Փոքր խտության հետևանքով, գազային սցինտիլյատորների լույսի ելքը համեմատաբար փոքր է: Սակայն գազային սցինտիլյատորները կարող են աշխատել նաև հեղուկ ազնիվ գազերով / 400/:

Գազային սցինտիլյացիոն հաշվիչները կարող են նաև համակցվել ուղղորդային խցերի հետ: Այս դեպքում իոնիզացիայի ընթացքում ծնված էլեկտրոնները ուղղորդում են դեպի անոդ և գազային ուժեղացման հաշվին բազմապատկում են նախնական ֆոտոնների քանակը հեղեղային երևույթի ընթացքում: Այս երկրորդային ֆոտոնների քանակը շատ անգամ գերազանցում է նախնական ֆոտոնների քանակին: Նախնական լույսը կարող է օգտագործվել այդպիսի խցերի ինքնանշազտիչավորման համար (երբեմն դա անվանվում է էլեկտրոլյումինիսցենտային ուղղորդային խուց): Էլ ավելին, խցի համեմատական ռեժիմում աշխատելու դեպքում, երկրորդային լույսը, ինչպես նաև նախնական ֆոտոնների քանակը, համեմատական է ընկնող մասնիկի էներգետիկ կո-

ռուստներին: 5.11 նկարում ցույց են տրված գազային սցինտիլյատորով ուղղորդային խցից ստացված լուսային և լիցքային ազդանշանները, կախված անոդային լարումից /401/:

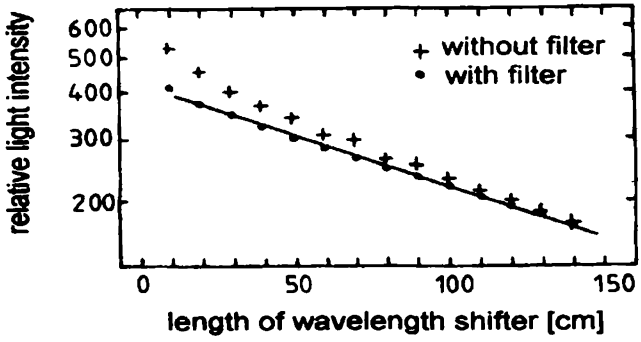


Նկ. 5.11. Գազային աբկայծիչ խցում լուսային և լիցքային ազդանշանների լայնությունները: Խուցը լցված է արգոն+2% ազոտի խառնուրդով, ճառագայթվել է ^{244}Am աղբյուրի α մասնիկներով /401/: Լուսային և լիցքային ազդանշանների լայնությունների բացարձակ մեծությունները չի կարելի համեմատել, քանի որ նրանք ստացվել են տարբեր ընթերցող էլեկտրոնային համակարգերի օգնությամբ:

Ֆոտոբազմապատկիչով չափված լույսի ինտենսիվությունը համապատասխանում է շատ փոքր անոդային լարման պայմաններում առաջացած ազդանշանին: Անոդային լարման 0 արժեքի դեպքում գրանցվում է միայն ուղղակիորեն ծնված լույսը:

Մեծ մակերեսով սցինտիլյացիոն հաշվիչները հաճախ օգտագործվում են այլ դետեկտորների նշազտիչավորման համար, որոնք ապահովում են ավելի մանրամասն ինֆորմացիա: Սցինտիլյատորների օգտագործման հիմնական տիրույթներից մեկը դա կալորիմետրերում որպես գրանցող տարր ծառայելն է: Այդպիսի սարքերում (տե՛ս գլ. 7) շատ կարևոր է, որ սցինտիլյացիոն հաշվիչները ունենան բարձր համասեռություն, այսինքն, որ լույսի ելքը կախված չլինի մասնիկի անցնելու տեղից: Այդպիսի համասեռություն ապահովելը, սակայն, բավականին դժվար է, քանի որ լույսի թուլացման երկարությունը սցինտիլյատորում, ալիքի երկարության փոխարկիչներում և ալիքատարներում վերջավոր է, և λ~ 1 մ կարգի է: Կլանումը հիմնականում տեղի է ունենում ճառագայթման սպեկտրի

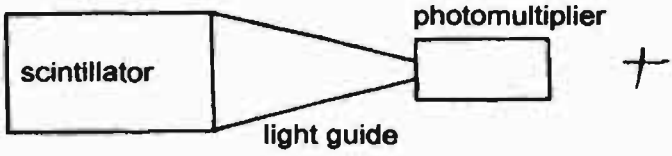
կարճալիք մասում: 3 մմ հաստությամբ BBQ ալիքի երկարության փոխարկիչում լույսի կլանման գրաֆիկը բերված է նկ. 5.12-ում /402/: Լույսի հավաքման համասեռությունը կարելի է զգալիորեն լավացնել, վերաբաշխելով ճառագայթման կարճալիք բաղադրիչը ֆոտոբազմապատկիչի պատուհանի վրա տարբեր ֆիլտրերի օգտագործմամբ: Սովորաբար օգտագործվում են դեղին ֆիլտրեր:



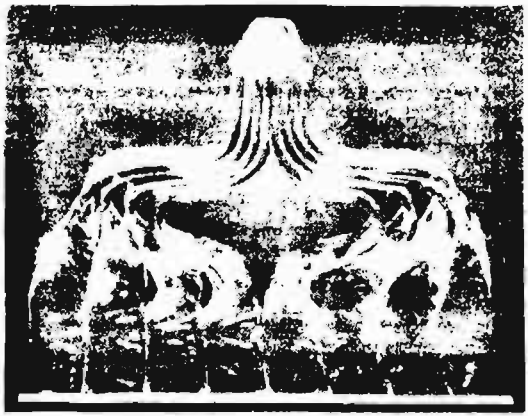
Նկ. 5.12. Լույսի կլանումը 3մմ հաստությամբ BBO ալիքի երկարության փոխարկիչում /402/:

Սովորաբար մեծ մակերեսով սցինտիլյատորները ընթերցվում են մի քանի ֆոտոբազմապատկիչներով: Այս ֆոտոբազմապատկիչների ազդանշանների հարաբերությունը կարող է օգտագործվել մասնիկի անցման տեղի որոշման համար, որը թույլ կտա կատարել չափված լույսի ելքերի կլանման էֆեկտների ճիշտ հաշվառումներ:

Կալորիմետրերում որպես գրանցող տարր օգտագործվող սցինտիլյատորները սովորաբար ունեն հարթ շերտերի տեսք: Անհրաժեշտ է այդ շերտերի եզրերից դուրս եկող սցինտիլյացիոն լույսը տեղափոխել և ուղղել գրեթե շրջանային երկրաչափությամբ ընդունող ֆոտոզգայուն սարքերին: Այդպիսի համակցումը տեղի է ունենում համապատասխան լուսատարերի օգնությամբ: Բազմաթիվ պարզ դեպքերում (նկ. 5.13) լույսը դեպի ֆոտոբազմապատկիչի ֆոտոկատոդ է տեղափոխվում եռանկյունաձև լուսատարերի օգնությամբ (ձկան պոչ): Լույսի լրիվ տեղափոխում (առանց կորուստների) այդպիսի լուսատարերի օգնությամբ անհնարին է:



Նկ. 5.13. «Չկան պոչ» տիպի լուսատարի օգնությամբ լույսային ազդանշանի ընթերցումը



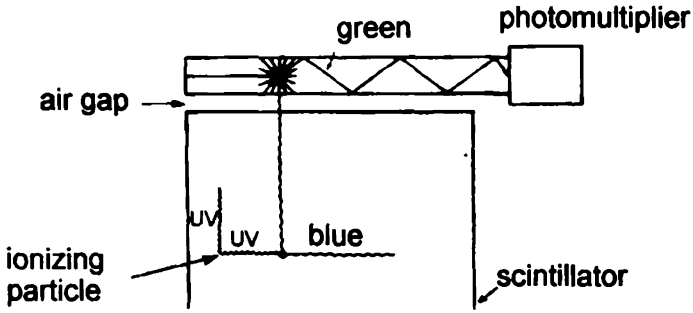
Նկ. 5.14. Ադիաբատիկ լուսատարի լուսանկարը /403/:

Միայն բարդ կառուցվածք ունեցող լուսատարերի օգտագործմամբ է հնարավոր համապատասխանեցնել սցինտիլյատորի ելքը ֆոտոբազմապատկիչի մուտքի հետ, առանց նկատելի լույսի կորուստների (ադիաբատիկ լուսատար): 5.14 նկարում ցույց է տրված ադիաբատիկ լուսատարի աշխատանքի սկզբունքը (dQ=0, այսինքն լույսի կորուստ չկա): Լուսատարի միայն առանձին տարրերը կարող են ծռվել, հակառակ դեպքում՝ ներքին լրիվ անդրադարձման հաշվին լուսատարում մնացող լույսի քանակը կարող է պակասել ծռման տիրույթներում:

Ինչպես պնդում է Լիուվելի թեորեմը, սցինտիլյատորի եզրային մակերեսը չի կարող առանց լույսի կորուստների ֆոկուսացվել ավելի փոքր մակերեսով ֆոտոկատոդի վրա, "Ցանկացած ֆազային տարածության ձևը կարող է փոփոխվել ժամանակի և տարածության մեջ, սակայն նրա մեծությունը մնում է անփոփոխ":

Մեծ սցինտիլյատորի ժամանակային լուծողականությունը հիմնականում սահմանափակված է ոչ այնքան ֆոտոբազմապատկիչի ժամանակային լուծողականությամբ, որքան սցինտիլյատորում լույսի տարածման ճանապարհների տարբերությամբ (1 մ համապատասխանում է 5 նվ): Երկար սցինտիլյատորներում, հատուկ ընթերցող էլեկտրոնիկայի կիրառությամբ, կարելի է հասնել մինչև 200 պվ ժամանակային լուծողականության:

Կալորիմետրերում, որտեղ բավականչափ քանակությամբ լույս կա, սցինտիլյատորի եզրային հարթությունից դուրս եկող լույսը կլանվում է արտաքին ալիքի երկարության փոխարկիչ ծողերում: Այս ալիքի երկարության փոխարկիչներում կլանված լույսը վերաճառագայթվում է, ֆոտոզգայուն սարքերի զգայությանը համապատասխանող, ավելի երկարալիք տիրույթում (նկ.5.15):



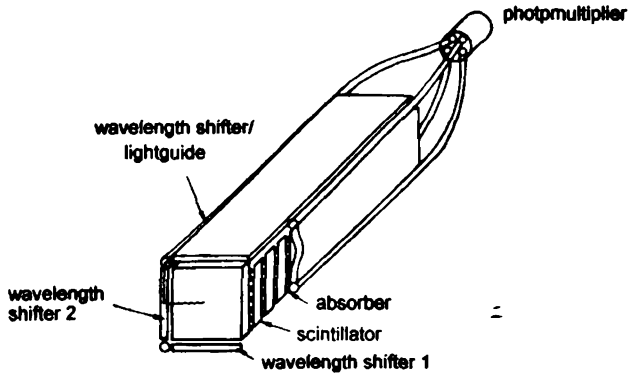
Նկ. 5.15. Սցինտիլյատորների ընթերցումը ալիքի երկարության փոխարկիչների օգնությամբ:

Շատ կարևոր է, որ սցինտիլյատորի և ալիքի երկարության փոխարկիչ ծողերի միջև մնա որոշակի օդային բացակ: Հակառակ դեպքում, համասեռ կերպով վերաճառագայթված, ըստ հաճախության շեղված լույսը, ներքին լրիվ անդրադարձման հաշվին չի մնա ալիքի երկարության փոխարկիչ ծողում: Այսպիսի փոխարկման դեպքում անխուսափելի են լույսի զգալի կորուստները: Բնութագրական փոխարկման գործակիցը կազմում է 1-5%:

Կալորիմետրերում էլեկտրոմագնիսական հեղեղի կլանումը ուղեկցվում է հսկայական քանակի լույսի ճառագայթմամբ, այնպես որ հնարավոր է նաև երկքայլ ալիքի երկարության փոխարկման մեթոդի կիրառումը: Բավականին պարզ է, որ սա կհանգեցնի լույսի հետագա թուլացմանը: Սակայն, դա բերում է կալորիմետրիկ մոդուլների հոծության զգալի լավացման (տե՛ս նկ. 5.16): Այս նպատակով ստեղծ-

ված են սցինտիլյատորների և ալիքի երկարության փոխարկիչների մոդուլներ, որոնց ճառագայթման և կլանման սպեկտրները բավականին լավ համընկնում են:

Օրգանական սցինտիլյատորներում, որպես նախնական ճառագայթիչ նյութ, սովորաբար, օգտագործվում է նավթալինի (15%) և ներքին ալիքի երկարության փոխարկիչ (1%) բութիլի PBD խառնուրդը, որը լուծված է PMMA (polimethyl-methacrilic=Plexiglas) տիպի պոլիմերիզացվող նյութի մեջ: Արտաքին ալիքի երկարության փոխարկիչ ծողերում, նույնպես որպես պոլիմերիզացնող բաղադրիչ, օգտագործվում է PMMA, որի մեջ լուծված է BBQ-կլանիչ/ճառագայթիչ (*benzimidazo-benzisochinoline-7-one*) նյութը: Նախնական սցինտիլյացիոն լույսի բազմակի ալիքի երկարության փոխարկումը, սակայն, սպեկտրը տեղափոխում է դեպի ավելի մեծ ալիքի երկարությունների տիրույթ: Պարզ է, որ պետք է կատարվի նաև ֆոտոբազմապատկիչի սպեկտրալ զգայության հետ համապատասխանեցում:



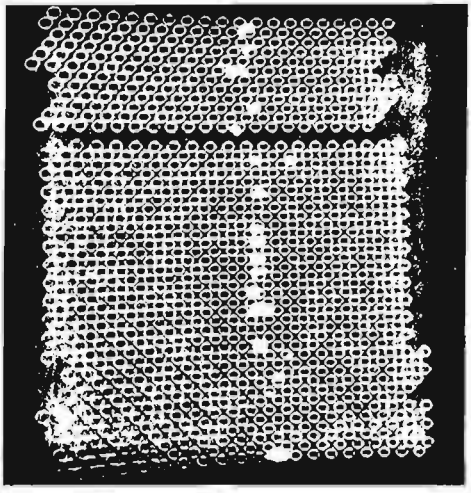
Նկ. 5.16. Երկաստիճան ալիքի երկարության փոխարկիչի օգնությամբ կալորիմետրիկ ինֆորմացիայի ընթերցումը:

Չորս ալիքի երկարության փոխարկիչ ծողերից առանձին-առանձին ընթերցման կազմակերպումը (տե՛ս նկ. 5.16) թույլ է տալիս համեմատելով առանձին ծողերից եկող ազդանշանների մեծությունները, ապահովել միջին տարածական լուծողականություն: Այս ճանապարհով կարելի է ապահովել սցինտիլյատորում լույսի ծնման կետի, մինչև մի քանի սմ-ի հասնող, տարածական լուծողականության:

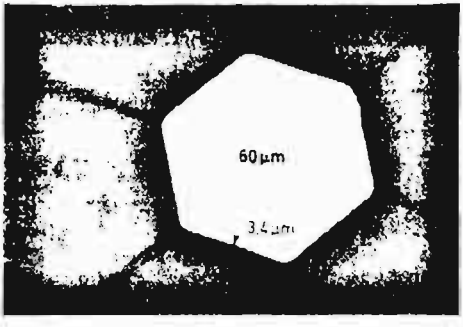
Նորմալ սցինտիլյատոր-կլանիչ շերտատված կալորիմետրում ընթերցումը կարելի է կազմակերպել սցինտիլյացիոն շերտերին ուղ-

դահայաց՝ ալիքի երկարության փոխարկիչ ծողերի կամ թելերի օգնությամբ /404,405,406/:

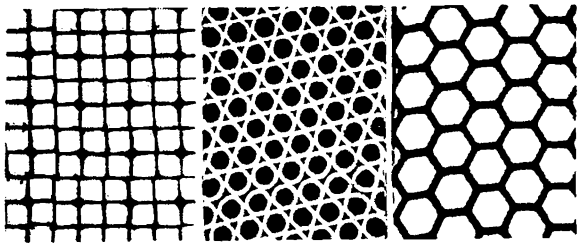
Կալորիմետրերում պարտադիր չէ, որ սցինտիլյացիոն հաշվիչները օգտագործվեն իրար փոխարինող կլանիչ-սցինտիլյատոր շերտերի տեսքով: Նրանք կարող են ունենալ նաև կապարե մատրիցայի մեջ տեղադրված սցինտիլյատորի թելիկների տեսք /407,408,409/: Այս դեպքում ընթերցումը խիստ պարզեցվում է, քանի որ սցինտիլյացիոն թելիկները կարելի է կամայորեն ծռել, առանց զգալիորեն փոխելու ներքին լրիվ անդրադարձումը: Սցինտիլյացիոն թելիկներից ինֆորմացիան կարելի է ընթերցել ուղղակիորեն ֆոտոբազմապատկիչների օգնությամբ (spaghetti calorimeter): Սցինտիլյացիոն թելիկներից ինֆորմացիայի առանձին-առանձին ընթերցումը ապահովում է նաև գերազանց տարածական լուծողականություն, որը որոշ դեպքերում կարող է հասնել ուղղորդային խցի լուծողականությանը /407,410-413/: Նույն ձևով, հեղուկ սցինտիլյատորով լցված բարակ խողովակները (macaronis) կարող են ծառայել լիցքավորված մասնիկների հետագծերի վերականգման համար /414,415/: Այս տեսակետից, այսպիսի սցինտիլյացիոն թելերից բաղկացած կալորիմետրերը, կամ ավելի ընդհանուր՝ լուսային թելերից կազմված համակարգը, կարող է ծառայել որպես հետագծային դետեկտոր: Ի հավելումն, իրենց լուսաճառագայթման կարճ ժամանակի շնորհիվ, նրանք կարող են գազային պարպման դետեկտորների լավագույն փոխարինիչներ հանդիսանալ, վերջիններիս էլեկտրոնների ուղղորդին հատուկ դանդաղության հետևանքով: 5.17 նկարում ցույց է տրված լիցքավորված մասնիկի հետագիծը սցինտիլյացիոն թելիկների խրձում: Թելիկի տրամագիծը այս դեպքում հավասար է եղել 1 մմ-ի /416/: Կարելի է ստեղծել այդպիսի համակարգ թելիկների շատ ավելի փոքր տրամագծերով: 5.18 նկարում բերված է 60 մկմ տրամագծով սցինտիլյացիոն թելիկների խրձի միկրոլուսանկարը: Լուսավորված է միայն կենտրոնական թելիկը: Միայն շատ փոքր քանակությամբ լույս է ցրվում հարևան թելիկների մեջ /417,418/: Թելիկները իրարից բաժանված են շատ բարակ 3.4 մկմ հաստությամբ պատերով: Սակայն, այդպիսի լուսային թելիկների օպտիկական ընթերցման համակարգը պետք է պատրաստվի այնպես, որպեսզի հնարավոր լինի, բավական մեծ ճշտությամբ, վերականգնել թելիկների համակարգի հատիկային կառուցվածքը, օրինակ օպտիկական պիքսելային համակարգի օգնությամբ /419/:



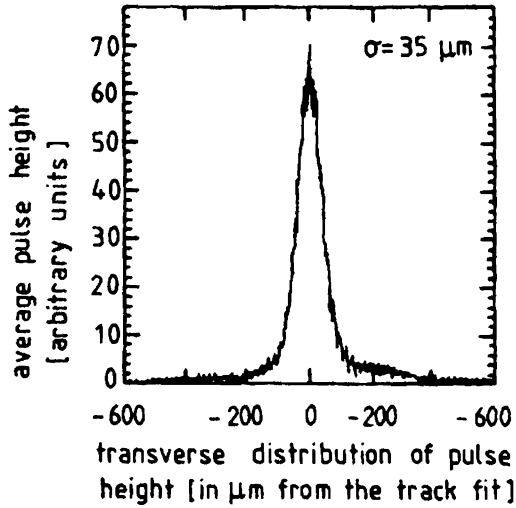
Նկ. 5.17. Մասնիկների հետագիծը առկայծիչ թելերի խրծում: Թելի տրամագիծը R=1մմ /416/:



Նկ. 5.18. 7 առկայծիչ թելերի խրծի մեծացված լուսանկարը, թելի տրամագիծը R=60 մկմ, լուսավորված է միայն կենտրոնական թելը: Թելերը օպտիկապես մեկուսացված են շատ բարակ փոքր բեկման ցուցիչ ունեցող (3-4մկմ) շերտով, որն ապահովում է լույսի տարածումը ներքին լրիվ անդրադարձման հաշվին: Միայն շատ փոքր քանակությամբ լույս կարող է անցնել հարևան թելերին /417,418/:



Նկ. 5.19. Տարբեր ֆիրմաների առկայծիչ թելերի կապոցները, ձախ ϕ=20 մկմ Schott (Mainz), կենտրոն ϕ=20 մկմ US Schott (Maintz), աջ ϕ=30 մկմ պլաստիկ թելերը Kyowa Gas(Japan) /420/:



Նկ.5.20. 30 մկմ տրամագծով, 8000 առկայծող թելերի խրծում լիցքավորված մասնիկի ազդանշանի լայնության լայնական բաշխումը /421/:

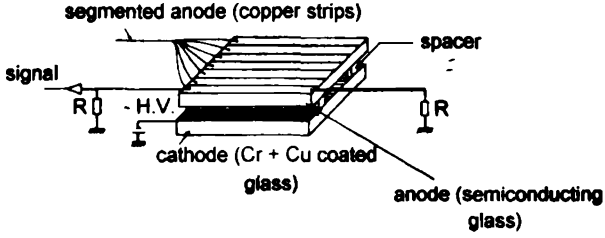
Այդպիսի թելիկների խրծերից կազմված սարքավորումը հետագծի վերականգման դետեկտորի լավագույն թեկնածու է այն փորձերում, որտեղ անհրաժեշտ է մասնիկների մեծ հոսքերի դեպքում ապահովել տարածական և ժամանակային բարձր լուծողականություն: 5.19 նկարում բերված է տարբեր բաղադրիչներից բաղկացած սցինտիլյացիոն թելիկների խրծերի տարբեր լուսանկարներ /420/: 5.20 նկարում ցույց է տրված լիցքավորված մասնիկների հետագծերի, տարածական լուծողականությունը, որը ստացված է 8000 թելիկից (30 մկմ) բաղկացած սցինտիլյացիոն խրծի օգնությամբ:՝ Առանձին հետագծի համար ստացված է 35 մկմ լուծողա-

կանություն այն դեպքում, երբ երկու հետագծերի բաժանման ճշտությունը հասնում է 83 մկմ /421/:

[Սցինտիլյատորների թափանցիկությունը բարձր ռադիացիոն դաշտերում կարող է վատանալ /422/: Սակայն, գոյություն ունեն սցինտիլյացիոն նյութեր, որոնք ունեն բավականին ռադիացիոն դիմացկունություն /423,424/:]

5.3. ՀԱՐԹ ԿԱՅԾԱՅԻՆ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

Հարթ կայծային հաշվիչը /ՀԿՀ/ բաղկացած է երկու հարթ էլեկտրոդներից, որոնց վրա կիրառված է (նորմալ ճնշման պայմաններում) գազի տվյալ շերտը ծակելու համար բավարար լարում: Խուցը սովորաբար աշխատում է փոքր ավելցուկային ճնշման պայմաններում, և, հետևաբար, առանց նշազտիչի աշխատող գազային դետեկտորների խմբին է պատկանում: Այնպես ինչպես կայծային խցում, լիցքավորված մասնիկի առաջացրած իոնիզացիոն հետքի երկարությամբ ծնվում է հեղեղ, որը զարգանալով երկու էլեկտրոդների միջև, առաջացնում է պլազմային հաղորդիչ խողովակ: Արագ աճող անոդային հոսանքը կարելի է օգտագործել համապատասխան դիմադրության վրա, շատ կարճ աճի ժամանակ ունեցող լարման ազդանշանի ստացման համար: Այդ լարման ազդանշանը կարող է օգտագործվել լիցքավորված մասնիկի հաշվիչով անցնելու պահի շատ ճշգրիտ չափման համար:



Նկ. 5.21. Հարթ կայծային հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը /1,425/: Բազմաթիվ դեպքերում անոդը պատված է կիսահաղորդիչ նյութով կամ մեծ ծավալային դիմադրություն ունեցող նյութով:

Նկար 5.21-ը ցուցադրում է Հարթ կայծային հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը /1,425/: Մետաղական էլեկտրոդների օգտագործման դեպքում, խցի ամբողջ ունակությունը (C) կարող է պարպվել մի կայծի ընթացքում, բերելով ինչպես մետաղական մակերևույթի փչացման, այնպես էլ բազմահետագիծ էֆեկտիվության

փոքրացման: Որպես էլեկտրոդներ մեծ ծավալային դիմադրությամբ նյութերի օգտագործումը հանգեցնում է նրան, որ մի կայծի ընթացքում պարպվում է էլեկտրոդի մակերևույթի մի փոքր տիրույթը միայն /426/: Քանի որ այս դեպքում կայծի հոսանքը փոքր է, ապա էլեկտրոդի մակերևույթը չի փչանում: Սա ապահովում է նաև բազմահետագիծ դեպքերի գրանցման բարձր էֆեկտիվություն, այնպես ինչպես ապակյա կայծային խցում: Շերտատված անոդների կիրառումը, ի հավելումն լիցքավորված մասնիկի անցնելու պահի չափման, ապահովում է նաև տարածական կոպիտ լուծողականություն: Որպես աշխատանքային գազեր օգտագործվում են ազնիվ և մարող գազերի համապատասխան խառնուրդները:

Որակով կառուցված Հարթ Կայծային Հաշվիչները ապահովում են գերազանց ժամանակային լուծողականություն ($\sigma_t \leq 30$ պվ): Սա, սակայն, պահանջում է 200 մկմ կարգի միջէլեկտրոդային հեռավորություն: Հետևաբար, մեծ մակերեսով Հարթ Կայծային Հաշվիչների կառուցումը պահանջում է մակերևույթների շատ ճշգրիտ մշակում և նրանց զուգահեռության ապահովում /427,428/: Գազային ծավալին նայող մակերևույթի վրա բորի նստեցումով կարելի է նաև հասնել նեյտրոններ գրանցող Հարթ Կայծային խցի ստեղծմանը (տե՛ս 6.1, /429/):

Հարթ Կայծային Հաշվիչները կարող են աշխատել նաև ավելի փոքր գազային ուժեղացումներով, այս դեպքում նրանք կոչվում են դիմադրողական հարթ խցեր (resistive plate chamber): Դրան կարելի է հասնել, օրինակ, կիսահաղորդչային էլեկտրոդները փոխարինելով ածխի շերտով պատված ապակյա թիթեղներով: Այդ խցերը սովորաբար աշխատում են ստրիմերային կամ հեղեղային ռեժիմներում /427-432/: Ածխապատ ապակին կարելի է փոխարինել այլ, համապատասխան մակերևութային դիմադրությամբ օժտված, նյութերով: Դիմադրողական հարթ խցերն ունեն շատ արագ ժամանակային տվյալներ և կարող են, սցինտիլյացիոն հաշվիչների նման, օգտագործվել որպես լավ ժամանակային լուծողականությամբ նշազտիչային հաշվիչներ:

Եթե դիմադրողական հարթ խցի անոդային հարթությունը շերտատվի, ապա կարելի է ստանալ նաև լավ տարածական լուծողականություն:

Հարթ կայծային հաշվիչները և դիմադրողական հարթ խցերը սովորաբար չեն կարող ապահովել հաշվման բարձր արագություններ: Գազային ուժեղացման փոքրացումը մինչև 10^5, երբ չեն կարող զարգանալ ստրիմեր կամ կայծ, բերում է նոր ռեժիմում աշխատող խցի, որին սովորաբար անվանում են հարթ զուգահեռ հեղեղային խուց (paralel plate avalanche chamber PPAC) /433-437/: Հարթ զուգահեռ հեղեղային խցերը, որոնց միջէլեկտրոդային հեռավորությունը սովո-

ռաբար ≈ 1 մմ է, ունեն բավականին լավ ժամանակային լուծողականություն (500 պվ), և, համեմատական ռեժիմում աշխատելու դեպքում, ունեն նաև գերազանց էներգետիկ լուծողականություն /438/: Հարթ զուգահեռ հեղեղային խցի առավելությունը հարթ կայծային հաշվիչների և դիմադրողական հարթ խցերի նկատմամբ նաև այն է, որ նրանք կարող են աշխատել հաշվման բարձր արագությունների դեպքում, քանի որ գազային ուժեղացման գործակիցը փոքր է: Ասվածը ճիշտ է նաև ապակե-կայծային հաշվիչի /439/, և ապակե-կայծային խցի համար, որոնցում մի պարպմանը ընկնող հոսանքի ուժը փոքրացված է (տես 4.15): Նշենք նաև, որ որոշակի աշխատանքային պայմանների դեպքում, դիմադրողական հարթ խցերը նույնպես կարող են ապահովել բավականին բարձր հաշվման արագություններ /440/:

Նշված բոլոր տեսակի խցերի համար ընդհանուրն այն է, որ միջէլեկտրոդային փոքր հեռավորության շնորհիվ, նրանք կարող են ապահովել գերազանց ժամանակային լուծողականություն:

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՆՈՒՅՆԱԿԱՆԱՑՈՒՄ

Բացի այն, որ դետեկտորը պետք է չափի որոշակի մեծություն՝ օրինակ, շարժման քանակ կամ էներգիա, նրա վրա դրվող հիմնական պահանջներից մեկն էլ այն է, որ նա պետք է կարողանա զանազանել մասնիկները: Դրա համար անհրաժեշտ է իմանալ ինչպես մասնիկի զանգվածը, այնպես էլ նրա լիցքը: Հիմնականում դա ապահովվում է մի շարք դետեկտորներից ստացված ինֆորմացիայի համատեղումից:

Օրինակ, մագնիսական դաշտում լիցքավորված մասնիկի կորության շառավիղը կրում է ինֆորմացիա, ինչպես մասնիկի շարժման քանակի, այնպես էլ նրա լիցքի մասին, ըստ հետևյալ առնչության՝

$$\rho = P/Z = \gamma \cdot M_0 \cdot \beta c/Z \qquad 6.1$$

Մասնիկի արագությունը $\beta = v/c$ կարելի է գտնել չափելով թռիչքի տևողությունը

$$\tau \sim 1/\beta \qquad 6.2$$

Իոնիզացիայի և գրգռման էներգետիկ կորուստները կարելի է ներկայացնել հետևյալ մոտավորությամբ.

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{\beta^2} \ln a\gamma\beta \qquad 6.3,$$

որտեղ a–ն նյութից կախված հաստատուն է:
էներգետիկ չափումը տալիս է մասնիկի կինետիկ էներգիան՝

$$E_{kin} = (\gamma - 1)m_0c^2 \qquad 6.4$$

քանի որ իրականում չափվում է ոչ թե լրիվ, այլ կինետիկ էներգիան: 6.1-6.4 հավասարումները պարունակում են երեք անհայտ մեծություններ՝ m_0-ն, β-ն և Z -ը, γ Լորենց ֆակտորը արագության հետ կապված է $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ակնհայտ առնչությամբ: Նշված չորս չափումներից երեքը սկզբունքորեն բավարար են տվյալ մասնիկի նույնականացման համար: Տարրական մասնիկների հետազոտությունները հիմնականում գործ ունեն Z=1 լիցքով մասնիկների հետ: Այս դեպքում երկու անկախ չափումները բավարար են մասնիկի ճանաչման համար: Սակայն բարձր էներգիայի մասնիկների համար արագության չափումը բավարար ինֆորմացիա չի տալիս, քանի որ բոլոր ռելյատիվիստիկ մասնիկների համար, անկախ նրանց

զանգվածից, β-ն շատ մոտ է 1-ին, և, հետևաբար, չի կարող տարբերել տարբեր զանգվածով մասնիկներն իրարից:

Գրեթե բոլոր դետեկտորների աշխատանքը պայմանավորված է կամ լիցքավորված մասնիկների առաջացրած իոնիզացիայի, կամ նրանց ծնած լույսի քանակի գրանցումով: Հետևաբար, այն մասնիկները, որոնք չեն կարող իոնիզացնել, կամ լույս առաքել, նախապես պետք է փոխարկվեն լիցքավորված մասնիկների: Ֆոտոնների գրանցման համար հայտնի փոխարկման երևույթները քննարկվել են 1-ին գլխում, դրանք են ֆոտոէֆեկտը, Կոմպտոն էֆեկտը և զույգի ծնումը: Այլ չեզոք մասնիկների, ինչպիսիք են՝ նեյտրոնը, նեյտրինոն, գրանցման երևույթները կքննարկվեն առանձին:

6.1. ՆԵՅՏՐՈՆԱՅԻՆ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

Կախված նեյտրոնների էներգիայից օգտագործվում են գրանցման տարբեր մեթոդներ: Բոլոր այդ մեթոդների հիմքում ընկած է այն փաստը, որ նեյտրոնը նյութի հետ փոխազդելով առաջացնում է լիցքավորված մասնիկներ, որոնք արդեն կարող են գրանցվել "նորմալ" փոխազդեցությունների արդյունքում (իոնիզացիա կամ լույսի ծնում) /65, 441, 442/:

Փոքր էներգիայով նեյտրոնների համար ($E_{կին}$ <20 ՄէՎ), օգտագործվում են հետևյալ փոխարկման ռեակցիաները.

$$n+{}^{6}Li \rightarrow \alpha+{}^{3}H \qquad 6.5$$

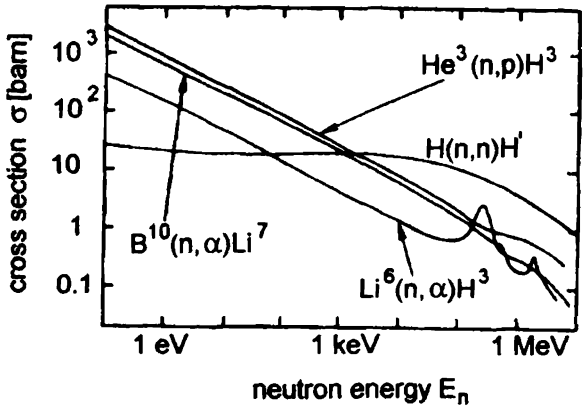
$$n+{}^{10}B \rightarrow \alpha+{}^{7}Li \qquad 6.6$$

$$n+{}^{3}He \rightarrow p+{}^{3}H \qquad 6.7$$

$$n+p \rightarrow n+p \qquad 6.8$$

6.1 նկարում պատկերված է այդ ռեակցիաների կտրվածքը, որը խիստ կախված է նեյտրոնի էներգիայից, /442/: 20 ՄէՎ ≤ $E_{կին}$ ≤ 1 ԳէՎ էներգետիկ տիրույթի նեյտրոնները հիմնականում գրանցվում են n-p *առաձգական ցրման հետևանքով ծնված հետ թռչող պրոտոնների* գրանցման հաշվին (6.8):

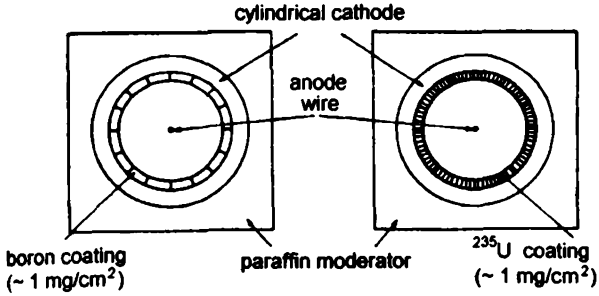
1 ԳէՎ -ից բարձր էներգիայով նեյտրոնները ծնում են հադրոնային հեղեղներ (ոչ առաձգական փոխազդեցության հետևանքով), որոնց դժվար չէ գրանցել:



Նկ. 6.1. Նեյտրոնային ռեակցիաների կտրվածքը կախված նեյտրոնի էներգիայից ($1barn=10^{-24}սմ^2$) /442/:

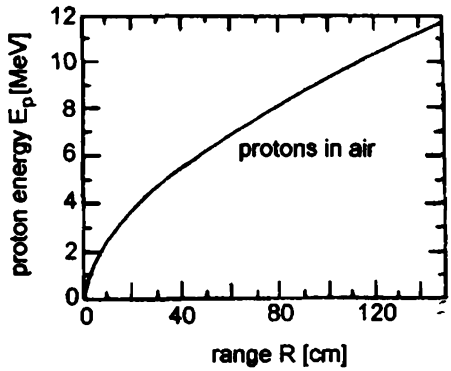
Որպեսզի նեյտրոնները տարբերակվեն ուրիշ մասնիկներից, նեյտրոնային հաշվիչները, որպես կանոն, պարունակում են հակահամընկնման հաշվիչներ, որոնք էլեկտրոնային մեթոդներով արգելում են լիցքավորված մասնիկների գրանցումը: Ջերմային նեյտրոնները $E_{կին} \approx 1/40$ էՎ, հեշտ է գրանցել բորի ֆտորիդ գազով (BF_3) լցված իոնիզացիոն կամ համեմատական հաշվիչներով: Որպեսզի այս դետեկտորները գրանցեն նաև ավելի բարձր էներգիայի նեյտրոններ, անհրաժեշտ է այդ նեյտրոններին նախապես դանդաղեցնել, հակառակ դեպքում նրանց փոխազդեցության կտրվածքը խիստ փոքր կլինի (տե՛ս 6.1 նկարը): Ոչ ջերմային նեյտրոնների դանդաղեցման համար անհրաժեշտ է օգտագործել բազմաթիվ պրոտոններ պարունակող նյութեր, քանի որ նեյտրոնը հարվածի ընթացքում ավելի շատ էներգիա է հաղորդում նույն զանգվածով մասնիկին: Ծանր միջուկի հետ փոխազդեցության ընթացքում տեղի է ունենում միայն առաձգական ցրում, փոխանցված փոքր էներգիաներով: Պարաֆինը և ջուրը համարվում են լավ դանդաղեցուցիչներ: Ոչ ջերմային նեյտրոնների գրանցիչները սովորաբար պատվում են այս նյութերով: BF_3 հաշվիչով կարելի է հասնել գրանցման 1% էֆեկտիվության:

Ջերմային նեյտրոնները կարող են գրանցվել նաև ճեղքման ռեակցիաների հետևանքով (n-f): Նկ. 6.2-ում ցույց է տրված երկու հատուկ համեմատական հաշվիչներ, որոնք ներսից պատված են բորի կամ ուրանի բարակ շերտով, ընկնող նեյտրոնների գրանցման



Նկ. 6.2. Նեյտրոնների գրանցումը համեմատական հաշվիչով /65/:

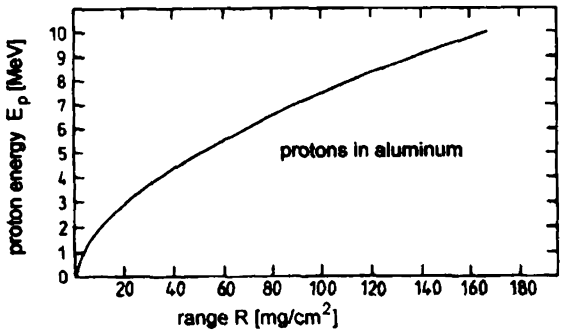
համար, n-α կամ n-f ռեակցիաների հետևանքով /65/: Որպեսզի կատարվի արագ նեյտրոնների դանդաղեցում այդ հաշվիչները տեղավորվում են պարաֆինի տակառի մեջ:



Նկ. 6.3. Պրոտոնի վազքի երկարությունը օդում /37/:

Ջերմային կամ կվազի-ջերմային նեյտրոնները կարող են գրանցվել նաև կիսահաղորդչային դետեկտորներով: Այդ նպատակով ստեղծված կիսահաղորդչային հաշվիչի մակերևույթին, գոլորշիացումով նստեցվում է Li^6F-ի շերտ, որում ըստ 6.5 հավասարման տեղի է ունենում α մասնիկների և տրիտիումի ծնում: Այդ մասնիկները հեշտությամբ գրանցվում են կիսահաղորդչային դետեկտորով: Նմանապես, կարելի է օգտագործել եվրոպիումով հարստացված լիթիումի յոդիդից կառուցված սցինտիլյացիոն հաշվիչ LiJ(Eu), քանի

որ 6.5 հավասարումից հետևող ռեակցիայի արդյունքում առաջացած α մասնիկները և տրիտիումը կարելի է գրանցել նրանց առաքած



Նկ. 6.4. Պրոտոնի վազքի երկարությունը ալյումինիում /37/:

սցինտիլյացիոն լույսով: ՄէՎ տիրույթի նեյտրոնները կարելի է գրանցել He^3 և Kr գազային խառնուրդով լցված բազմալար համեմատական խցերում /բարձր ճնշման/, ըստ 6.7 հավասարման: Առաձգական ցրման 6.8 ռեակցիաները կարելի է օգտագործել, բազմալար համեմատական խցերը լցնելով ջրածնով հարուստ խառնուրդներով (CH_4 +Ar): Նեյտրոնային հաշվիչի չափերը պետք է ավելի մեծ լինեն, քան հետիարվածի պրոտոնների մաքսիմում վազքի երկարությունը, որի բնութագրական արժեքը գազերում ≈ 10 սմ է /37/ (տես նկ. 6.3): Պինդ նյութերում պրոտոնների վազքի երկարությունը փոքրանում է մոտավորապես խտությանը հակադարձ համեմատական օրենքով (տես նկ. 6.4): 1-100 ՄէՎ տիրույթի նեյտրոնները կարելի է գրանցել նաև օրգանական սցինտիլյատորների օգնությամբ, գրանցելով 6.8 ռեակցիայի հետևանքով ծնված պրոտոնները: Սակայն n-p ռեակցիայի կտրվածքը էներգիայից կախված կտրուկ ընկնում է, այնպես որ գրանցման էֆեկտիվությունը նույնպես փոքրանում է: Եթե σ-ն n-p երևույթի կտրվածքն է, ապա միավոր զանգվածին ընկնող կտրվածքը Φ(1/գ/սմ^2-ով) (երբեմն սխալ ձևով փոխազդեցության հավանականություն անվանվող) n-p ռեակցիայի համար կտրվի

$$\Phi(cm^2/g) = \sigma(cm^2)\cdot N_A(g^{-1}) , \qquad 6.9$$

որտեղ N_A-Ավոգադրոյի թիվն է:

10 ՄէՎ-անոց նեյտրոնների համար σ=1 բարն կտրվածքի դեպքում, կստանանք Φ=0.60 1/գ/սմ^2 (համեմատիր 6.1 նկարի H(n,n)H հետ): 1 սմ հաստությամբ օրգանական սցինտիլյատորում (խտությունը 1.2 գ/սմ^3), մոտ 30% ազատ պրոտոնների առկայության դեպքում

նեյտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունը կարող է հասնել 20%:

Ընդհանրապես կարելի է պնդել, որ նեյտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունն աճում է խտության և հաստության արտադրյալի աճի հետ ($\rho \cdot dx$):

Որոշ կիրառություններում, օրինակ՝ կենսաբանական պաշպանության խնդիրներում, հատկապես կարևոր է նեյտրոնի էներգիայի չափումը, քանի որ կենսաբանական էֆեկտը խիստ կախված է նեյտրոնի էներգիայից: Նեյտրոնի էներգիայի չափումը հաճախ կատարվում է շեմային դետեկտորների օգնությամբ: Այդպիսի դետեկտորի բաղկացուցիչ մասն են կազմում որոշակի իզոտոպով նստեցված թաղանթները, այնպես որ այդ իզոտոպի հետ ռեակցիայի մեջ են մտնում միայն որոշակի էներգիայից բարձր նեյտրոնները: Ռեակցիայի հետևանքով ազատված մասնիկները, կամ լիցքավորված միջուկները, գրանցվում են պլաստիկ դետեկտորի օգնությամբ (ցելյուլոզ-նիտրատ կամ ցելյուլոզ-ացետատ, տե՛ս 4.21) և հետագայում մշակվում են միկրոսկոպի, կամ ավտոմատ պատկերի վերականգման մեթոդով: 6.1 աղյուսակում բերված են որոշակի շեմային ռեակցիաներ, որոնք օգտագործվում են նեյտրոնների գրանցման համար:

Աղյուսակ 6.1: Նեյտրոնների էներգիայի չափման համար օգտագործվող որոշակի շեմային ռեակցիաներ /65/:

Ռեակցիան	Շեմային էներգիան (ՄէՎ)
^{234}U ճեղքումը	0.3
^{236}U ճեղքումը	0.7
$^{31}P(n,p)^{31}Si$	0.72
$^{32}S(n,p)^{32}P$	0.95
^{238}U ճեղքումը	1.3
$^{27}Al(n,p)^{27}Mg$	1.9
$^{56}Fe(n,p)^{56}Mn$	3.0
$^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$	3.3
$^{24}Mg(n,p)^{24}Na$	4.9
$^{65}Cu(n,2n)^{64}Cu$	10.1
$^{58}Ni(n,2n)^{57}Ni$	12.0

Որպեսզի մի փորձի ընթացքում ծածկվի տարբեր էներգետիկ տիրույթներ, օգտագործվում է պլաստիկ թաղանթների խուրձ, որը նստեցված է համապատասխան իզոտոպներով: Տարբեր շեմային էներգիաներ ունեցող թաղանթների վրա կատարելով հաշվման արագությունների չափում, կարելի է ստանալ նեյտրոնների մոտավոր էներգետիկ սպեկտրը /65/:

6.2. ՆԵՅՏՐԻՆՈՅԻ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Նեյտրինոյի դետեկտորները պետք է լինեն առավելագույնս մեծ, քանի որ նեյտրինոյի փոխազդեցության կտրվածքը նյութի հետ խիստ փոքր է: Նեյտրինոյի տեսակից կախված հնարավոր են հետևյալ ռեակցիաները:

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \qquad 6.10$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \qquad 6.11$$

$$\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p$$

$$\bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + n \qquad 6.12$$

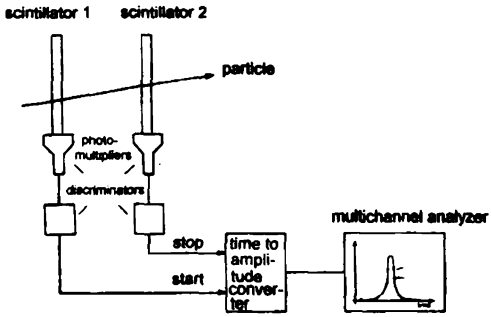
Բարձր էներգիաների տիրույթում կարելի է օգտագործել նաև միջուկի կամ նուկլոնի հետ ոչ առաձգական ցրման երևույթը: Քանի որ մի քանի ՄէՎ էներգետիկ տիրույթի նեյտրինոյի (6.10) ռեակցիայի կտրվածքը մեկ նուկլոնի վրա 10^{-43} սմ^2 կարգի է, ապա ռեակցիայի հավանականությունը, և, հետևաբար, գրանցման էֆեկտիվությունը մի դետեկտորում, որի երկարության և խտության արտադրյալը 1000 գ/սմ^2 է (երկաթի համար մոտ 1.3 մ) կազմում է ընդամենը $6*10^{-17}$: Հետևաբար, նեյտրինոյի դետեկտորները պահանջում են զանգվածային թիրախներ և նեյտրինոների բավականին մեծ հոսք, ռեակցիայի բավարար ելք ստանալու համար:

Այն փորձերում, որտեղ ծնվում են նեյտրինոներ (օրինակ, էլեկտրոն-պոզիտրոն անիհիլացիա, պրոտոն-հակապրոտոն փոխազդեցություն), նրանց գրանցումը կարելի է կատարել անուղղակի մեթոդով: Երբ դետեկտորը ծածկում է փոխազդեցության կետի շուրջ լրիվ մարմնային անկյունը (հերմետիկ է) և հայտնի է փոխազդեցության էներգիան (զանգվածի կենտրոնի էներգիան), և եթե չափվում են բոլոր ծնված մասնիկների էներգիաները և շարժման քանակները, ապա դուրս թռած նեյտրինոյի բնութագրերը կարելի է

ստանալ չհերիքող էներգիայի և չհերիքող շարժման քանակի ուղղության վերականգնումով: Այս « չհերիքող էներգիայի» մեթոդը կիրառվել է էլեկտրոթույլ փոխազդեցության կրող W մեզոնի լեպտոնային տրոհման հետազոտման համար /443,444/:

6.3. ԹՌԻՉՔԻ ԺԱՄԱՆԱԿԻ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Թռիչքի ժամանակի մեթոդով մասնիկների նույնականացման համար անհրաժեշտ է ունենալ գերազանց ժամանակային լուծողականություն: Թռիչքի ժամանակի հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը ցույց է տրված 6.5 նկարում: Առաջին հաշվիչով մասնիկի անցնելու պահից սկսում է աշխատել ժամանակ-ամպլիտուդ փոխարկիչը (TAC): Այն կանգ է առնում այն ժամանակ, երբ մասնիկը հատում է երկրորդ հաշվիչը: Ժամանակային ինֆորմացիան կուտակվում է ժամանակ-ամպլիտուդ փոխարկիչում, և կարող է ընթերցվել կամ բազմականալ անալիզատորի (ԲԿԱ), կամ ամպլիտուդային անալիզատորի (ԱԱ) օգնությամբ, կամ էլ փոխանցվել հաշվիչ մեքենայի մեջ:



Նկ. 6.5. Թռիչքի ժամանակի չափման դետեկտորի աշխատանքի սկզբունքը:

Եթե, օրինակ, արդեն հայտնի է անհայտ զանգվածով մասնիկների փնջի շարժման քանակը մագնիսական սպեկտրոչափից, ապա թռիչքի ժամանակի չափումը կարելի է օգտագործել մասնիկները ըստ զանգվածի բաշխելու համար, քանի որ նույն շարժման քանակի դեպքում նրանք ունեն տարբեր արագություններ /1/:

Նույն շարժման քանակով և m_1 , m_2 զանգված ունեցող մասնիկների L հեռավորության թռիչքի ժամանակները տարբերվում են հետևյալ մեծությամբ՝

$$\Delta t = L(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}) = \frac{L}{c}(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2}) \ , \qquad 6.13$$

օգտագործելով $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ հայտնի առնչությունը, կարելի է ստանալ՝

$$\Delta t = \frac{L}{c}(\sqrt{\frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 - 1}} - \sqrt{\frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2 - 1}}) \ , \qquad 6.14$$

տեղադրելով այս հավասարման մեջ $\gamma = E/m_0 c^2$,կստանանք՝

$$\Delta t = \frac{L}{c}\{\sqrt{\frac{1}{1-(\frac{m_1 c^2}{E_1})^2}} - \sqrt{\frac{1}{1-(\frac{m_2 c^2}{E_2})^2}}\} \qquad 6.15$$

ռելյատիվիստիկ մասնիկների համար $E >> m_0 c^2$, կունենանք՝

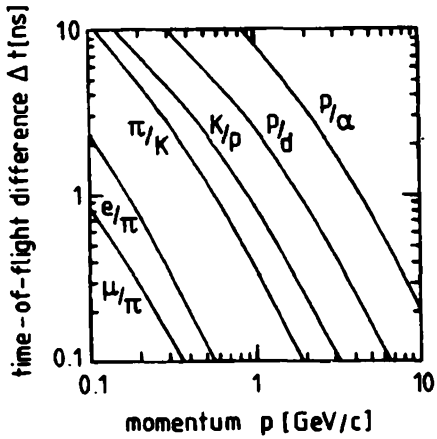
$$\Delta t = \frac{L}{c}\{\sqrt{1+(\frac{m_1 c^2}{E_1})^2} - \sqrt{1+(\frac{m_2 c^2}{E_2})^2}.\} \qquad 6.16$$

քանի որ այս դեպքում $E \approx pc$, ապա ազատվելով քառակուսի արմատից, կստանանք՝

$$\Delta t = \frac{Lc}{2p^2}(m_1^2 - m_2^2) \qquad 6.17$$

Ենթադրենք, որ մասնիկներն ըստ զանգվածի բաժանելու համար անհրաժեշտ է $\Delta t = 4\sigma_t$: Սա նշանակում է, որ թռիչքի ժամանակների տարբերությունը պետք է չորս անգամ գերազանցի ժամանակային լուծողականությանը: Այս դեպքում 1ԳէՎ/c շարժման քանակի պիոն-կաոն բաժանում կարելի է կատարել, եթե թռիչքի երկարությունը կազմում է 3 մ, և ժամանակի լուծողականությունը հավասար է σ_t =300 պվ, որն, օրինակ, կարելի է ապահովել սցինտիլյացիոն հաշվիչներով /1/:

Մեծ շարժման քանակների դեպքում թռիչքի ժամանակի համակարգերի չափերը շեշտակի մեծանում են, քանի որ $\Delta t \sim 1/p^2$ Կայծային հաշվիչների ժամանակային լուծողականության գերազանց բնութագրերի հաշվին (σ_t =30 պվ), այդ դետեկտորներից կառուցված թռիչքի ժամանակի համակարգերը համապատասխանաբար կարճ են (L=30 սմ 1 ԳէՎ /c շարժման քանակով π -K բաժանման համար):

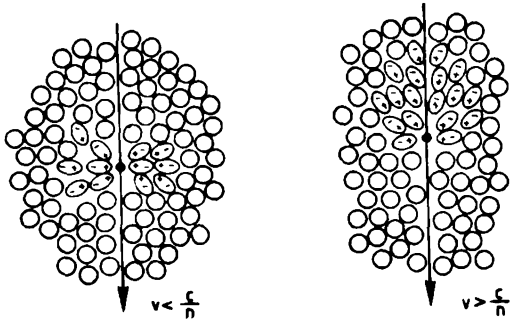


Նկ. 6.6. Տարբեր մասնիկների զույգի համար թռիչքի ժամանակների տարբերությունը 1մ թռիչքի երկարության դեպքում /1/:

6.6 նկարում բերված են 1 մ թռիչքի երկարությամբ համակարգում ժամանակների տարբերությունների բաշխումը տարբեր մասնիկների զույգերի համար: Գերբարձր արագությունների դեպքում թռիչքի ժամանակի տարբերությունը մոտենում է զրոյի: Դա փոքրացնում է թռիչքի ժամանակի չափումների կիրառման տիրույթը, դա թողնելով միայն այն մասնիկների համար, որոնց արագությունները շատ մոտ չեն լույսի արագությանը:

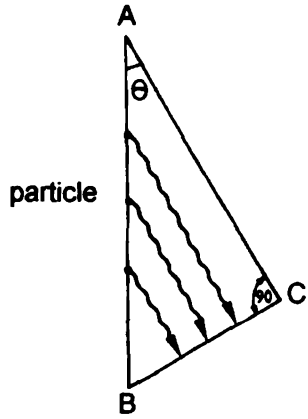
6.4. ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

Տվյալ *n* բեկման ցուցիչով միջավայրի միջով անցնող լիցքավորված մասնիկը , որի V արագությունը գերազանցում է լույսի արագությանը այդ միջավայրում *(c/n)*, ճառագայթում է բնու-



Նկ. 6.7. Չերենկովյան երևույթի ցուցադրումը /68/:

թագրական էլեկտրոմագնիսական ալիքներ, որոնց անվանում են Չերենկովյան ճառագայթում /445,446/: Միջավայրի միջով անցնող մասնիկը բևեռացնում է նյութի ատոմներին իր հետագծի երկայնքով, առաջացնելով էլեկտրական դիպոլներ: Դիպոլի դաշտի ժամանակի ընթացքում փոփոխությունը առաջ է բերում էլեկտրոմագնիսական ճառագայթում: Քանի դեռ մասնիկի արագությունը փոքր է v<c/n, այդ դիպոլները սիմետրիկ են դասավորված մասնիկի հետագծի նկատմամբ, այնպես որ բոլոր դիպոլների գումարային դաշտը հավասար է 0-ի և ճառագայթում տեղի չի ունենում: Բայց, երբ մասնիկի արագությունը մեծ է c/n-ից սիմետրիան խախտվում է, առաջացնելով ոչ զրոյական դիպոլի մոմենտ, որն էլ պատճառ է դառնում ճառագայթման: 6.7 նկարում ցույց է տրված այդ երկու դեպքերում բևեռացումների տարբերությունը /68/: Չերենկովյան ճառագայթման ներդրումը մասնիկի էներգետիկ կորուստների մեջ շատ փոքր է իոնիզացիայի և գրգռման էներգետիկ կորուստների համեմատ (1.12 հավասարում), նույնիսկ մինիմում իոնիզացնող մասնիկների համար: Z>7 գազերի համար Չերենկովյան ճառագայթման էներգետիկ կորուստները փոքր են մինիմում իոնիզացնող մասնիկների էներգետիկ կորուստների 1%-ից: Թեթև գազերի համար (He, H), այդ բաժինը կարող է հասնել միչև 5% -ի /5,6/: Լիցքավորված մասնիկի հետագծի և ճառագայթված ֆոտոնի ուղղության միջև կազմած անկյունը կարելի է գտնել հետևյալ պարզ դատողություններից (նկ.6.8):



Նկ. 6.8. Չերենկովյան անկյան որոշման պարզագույն երկրաչափական պատկերը:

Քանի դեռ մասնիկն անցնում է AB=t·β·c ճանապարհը, ֆոտոնն անցնում է AC=t.c/n հեռավորությունը: Հետևաբար՝

$$\cos\theta_c = \frac{c}{n\beta c} = \frac{1}{n\beta} \qquad 6.18$$

Սկզբունքորեն, Չերենկովյան ֆոտոնի ճառագայթումը բերում է լիցքավորված մասնիկի հետհարվածի, որը փոքր-ինչ փոխում է նրա ուղղությունը: Հաշվի առնելով նաև այս երևույթը, և կատարելով ճշգրիտ կինեմատիկական հաշվարկ, կունենանք՝

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} + \frac{\hbar k}{2p}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right), \qquad 6.19$$

որտեղ k-ն ֆոտոնի ալիքային վեկտորն է (k=2·π/λ, λ-ալիքի երկարություն), $\hbar \cdot k$-ն և p-ն համապատասխանաբար ֆոտոնի և մասնիկի շարժման քանակներն են: θ_c ընկնող մասնիկի շարժման քանակի և ճառագայթված ֆոտոնի ուղղության միջև կազմած անկյունն է: Քանի որ $\hbar \cdot k \ll p$, ապա (6.18) հավասարումը, բոլոր պրակտիկ դեպքերում, բավականին ճշգրիտ մոտեցում է: Չերենկովյան ճառագայթման համար գոյություն ունի շեմային պայման: Չերենկովյան լույս ճառագայթվում է միայն β>1/n պայմանի դեպքում: Շեմային պայմանի դեպքում Չերենկովյան լույս ճառագայթվում է մասնիկի շարժման ուղղությամբ: Չերենկովյան անկյունը մեծանում է հասնելով մաքսիմում արժեքի β=1-ի դեպքում:

$$\theta_c = \arccos\frac{1}{n} \qquad 6.20$$

Հետևաբար, Չերենկովյան ճառագայթում տեղի է ունենում միայն այն դեպքում, երբ միջավայրի n–ը կախված հաճախությունից բավարարում է n(ν) >1 պայմանին: Չերենկովյան ճառագայթման շեմային արագությունը մասնիկի էներգիայի հետ կապված է հետևյալ առնչությամբ՝

$$E_{thr} = \gamma_{thr} \cdot m_0 c^2 \qquad 6.21$$

որտեղ՝ $$\gamma_{thr} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{thr}^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}} = \frac{n}{\sqrt{n^2-1}} \qquad 6.22$$

Ֆիքսված էներգիայով մասնիկի համար շեմային Լորենց ֆակտորը կախված է մասնիկի զանգվածից: Հետևաբար Չերենկովյան ճառագայթման չափումը՝ մասնիկների նույնականացման լավագույն մեթոդներից մեկն է: Չերենկովյան անկյան կախումը մասնիկի արագությունից, տարբեր բեկման ցուցիչներ ունեցող նյութերի համար, ցույց է տրված 6.9a և 6.9b նկարներում /71/: Միավոր երկարության վրա ճառագայթված Չերենկովյան ֆոտոնների քանակը λ_1-λ_2 ալիքի երկարությունների տիրույթում տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \qquad 6.23$$

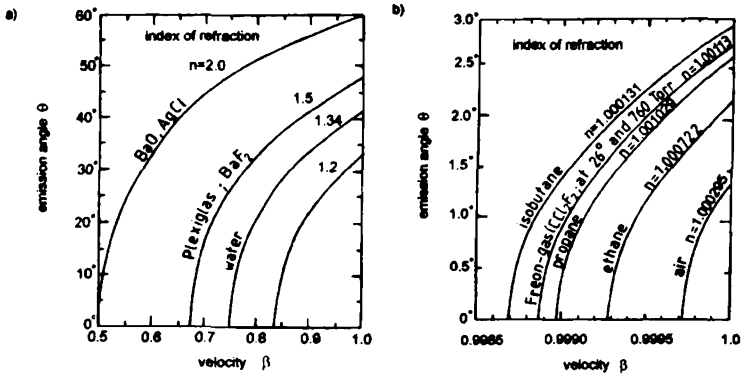
երբ n(λ) >1, որտեղ Z-ը ընկնող մասնիկի լիցքն է, իսկ α-ն նուրբ կառուցվածքի հաստատունը:

Արհամարհելով միջավայրի դիսպերսիան (այսինքն n-ի կախումը λ-ից), կստանանք՝

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha Z^2 \sin^2\theta_c \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \qquad 6.24$$

Օպտիկական տիրույթում (λ_1=400 նմ և λ_2=700 նմ) միավոր լիցքով (Z=1) մասնիկի ճառագայթած ֆոտոնների քանակը կլինի՝

$$\frac{dN}{dx} = 490 \cdot \sin^2\theta_c \ \text{1/սմ} \qquad 6.25$$

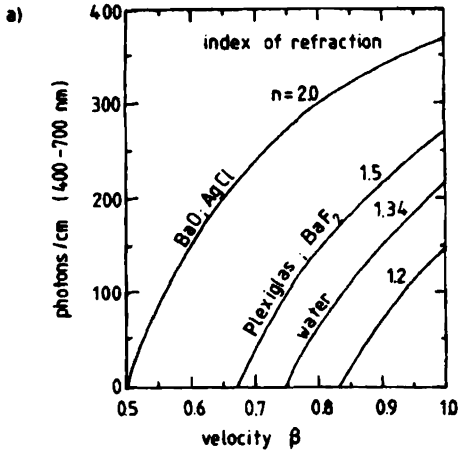


Նկ. 6.9. Չերենկովյան անկյան կախումը մասնիկի արագությունից տարբեր բեկման ցուցիչ ունեցող նյութերում /71/:

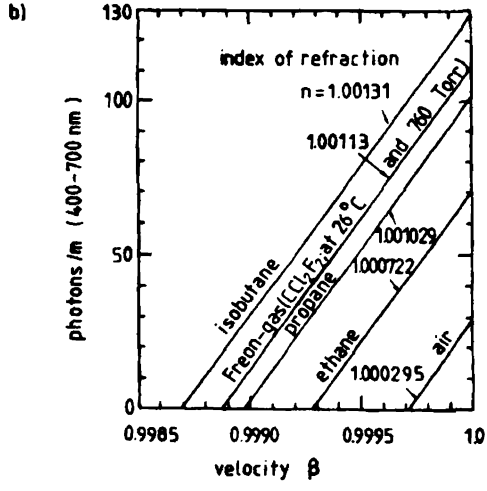
6.10a և 6.10b նկարներում բերված են միավոր երկարության վրա ճառագայթված ֆոտոնների քանակը տարբեր միջավայրերում որպես ֆունկցիա մասնիկի արագությունից /71/:

Ֆոտոնների ելքը կարելի է մեծացնել մինչև երկու անգամ, եթե հնարավոր լինի գրանցել նաև ուլտրամանուշակագույն տիրույթի լույսը: Չնայած ճառագայթված ֆոտոնների քանակը հետևում է $1/\lambda^2$ -ի կախվածությանը (տե՛ս 6.23 հավասարումը) ճառագայթման կոշտ տիրույթում (ռենտգենյան ճառագայթներ) ֆոտոններ չեն առաքվում, քանի որ այդ տիրույթում n=1 և Չերենկովյան ճառագայթման պայմանը բավարարված չէ: Չերենկովյան ֆոտոնների ճիշտ քանակը ստանալու համար անհրաժեշտ է ինտեգրել (6.23) հավասարումը $\beta \cdot n(\nu) > 1$ պայմանին բավարարող տիրույթում: Դետեկտորի վրա ընկնող ֆոտոնների իրական քանակը ստանալու համար, պետք է նաև հաշվի առնել լույսի հավաքման համակարգի արձագանքային ֆունկցիան: Բոլոր թափանցիկ նյութերը կարելի է օգտագործել որպես Չերենկովյան ճառագայթիչ: Մասնավորապես, Չերենկովյան լույս է առաքվում փորձերում օգտագործվող բոլոր սցինտիլյատորներում և լուսատարերում: Սակայն սցինտիլյացիոն լույսի քանակը մոտ հարյուր անգամ գերազանցում է Չերենկովյան լույսի քանակին:

Բեկման ցուցիչների բավականին լայն տիրույթ կարելի է ծածկել, օգտագործելով պինդ, հեղուկ և գազային ճառագայթիչներ (տե՛ս 6.2 աղյուսակը):



Նկ. 6.10. ա) Միավոր երկարության վրա ծնված Չերենկովյան ֆոտոնների քանակի կախումը մասնիկի արագությունից, տարբեր բեկման ցուցիչ ունեցող նյութերում /71/:



Նկ. 6.10. բ) Միավոր երկարության վրա ծնված Չերենկովյան ֆոտոնների քանակի կախումը մասնիկի արագությունից, տարբեր գազերում/71/:

Աղյուսակ 6.2: Չերենկովյան ճառագայթիչների համեմատումը /1,34,35,122/: Գազերի բեկման ցուցիչը տրված է նորմալ պայմաններում (1 մթն. ճնշում, 0°C): Պինդ նատրիումը թափանցիկ է 2000Å –ից ցածր ալիքի երկարությունների համար (447,448):

Նյութը	n-1	β-շեմը
Պինդ նատրիում	3.22	0.24
կապարի սուլֆիդ	2.91	0.26
ալմաստ	1.42	0.41
ցինկի սուլֆիդ (ZnS(Ag))	1.37	0.42
արծաթի քլորիդ	1.07	0.48
ֆտորային ապակի(SFS1)	0.92	0.52
կապարի ֆլորիդ	0.80	0.55
Կլերիչի լուծույթ	0.69	0.59
կապարե ապակի	0.67	0.60
թալիումի ֆորմատի լուծույթ	0.59	0.63
սցինտիլյատոր	0.58	0.63
օրգանական ապակի (լուսայտ)	0.48	0.66
բորի սիլիկատային ապակի (Pyrex)	0.47	0.68
.ջուր	0.33	0.75
սիլիկո-աերոգել	0.025-0.075	0.93-0.976
պենտան (ՆՊ)	$1.7*10^{-3}$	0.9983
CO_2 (ՆՊ)	$4.3*10^{-4}$	0.9996
օդ (ՆՊ)	$2.93*10^{-4}$	0.9997
H_2 (ՆՊ)	$1.4*10^{-4}$	0.99986
He (ՆՊ)	$3.3*10^{-5}$	0.99997

Սովորաբար հեղուկների բեկման ցուցիչը մեծ է 1.33-ից (H_2O), իսկ գազերի համար այն փոքր է (1.002, պենտան): Չնայած գազային Չերենկովյան հաշվիչները կարող են աշխատել մեծ ճնշումների տակ, որը համապատասխանաբար մեծացնում է նրանց բեկման ցուցիչը, այս ճանապարհով այդ ամբողջ տիրույթը (1.002-1.33) ծածկել հնարավոր չէ: Այդ լայն տիրույթը կարելի է ծածկել սիլիկո-աերոգելների օգնությամբ: Աերոգելը դա $m(SiO_2)$ և $2m(H_2O)$ ֆազային խառնուրդն է, որտեղ m-ը ամբողջ թիվ է: Սիլիկո-աերոգելը կառուցված է օդով լցված խոռոչներից, որոնց տրամագծերը փոքր են լույսի

ալիքի երկարությունից, այնպես որ լույսը «տեսնում է» միջին բեկման ցուցիչ, որն ընկած է օդի և խոռոչի պատերը կազմող պինդ կառուցվածքների միջև: Կարելի է ստանալ սիլիկո-աերոգելներ 0.1-0.3 գ/սմ^3 ընկած խտությունների տիրույթում /1,34,35/:

Մասնիկների էֆեկտիվ գրանցման համար Չերենկովյան ճառագայթիչի անհրաժեշտ երկարությունը կարելի է հաշվել Չերենկովյան էֆեկտի շեմային պայմանից: Ենթադրենք ունենք նույն շարժման քանակով երկու տարբեր m_1 և m_2 մասնիկներ /1/: Այդ երկու մասնիկը Չերենկովյան հաշվիչում զանազանելու համար անհրաժեշտ է, որ թեթև մասնիկը Չերենկովյան լույս ճառագայթի, իսկ ծանր մասնիկը՝ ոչ: Այս պայմանի դեպքում՝

$$\beta_2=1/n \qquad 6.26$$

կամ՝

$$\gamma_2=\frac{1}{\sqrt{1-1/n^2}} \qquad 6.27$$

Չևափոխելով 6.27 հավասարումը կարելի է ստանալ

$$n^2=\frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2-1} \qquad 6.28$$

Թեթև մասնիկը այս դեպքում կճառագայթի 490 $\sin^2\theta_c$ ֆոտոն մեկ սմ երկարության վրա (տե՛ս 6.25 - ի հավասարումը), որտեղ՝

$$\sin^2\theta_c=1-\cos^2\theta_c=1-\frac{1}{(\beta_1 n)^2}= \qquad 6.29$$

$$=1-\frac{1}{\beta_1^2\cdot\frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2-1}}=1-\frac{1}{\frac{\gamma_1^2-1}{\gamma_1^2}\frac{\gamma_2^2}{\gamma_2^2-1}}= \qquad 6.30$$

$$=\frac{\gamma_1^2-\gamma_2^2}{(\gamma_1^2-1)\gamma_2^2} \qquad 6.31$$

սովորաբար $\gamma_1^2>>1$, ապա հետևում է՝

$$\sin^2\theta_c=\frac{1}{\gamma_2^2}-\frac{1}{\gamma_1^2}=\frac{m_2^2c^4}{E_2^2}-\frac{m_1^2c^4}{E_1^2} \qquad 6.32$$

Եթե $\gamma_1^2>>1$, ապա $E\approx p_1c$, քանի որ $p_1=p_2=p$ նաև երկրորդ մասնիկի համար հետևում է, որ՝

$$\frac{dN}{dx} = 490 \cdot \sin^2 \theta_c (cm^{-1}) = 490 \cdot \frac{c^2}{p^2}(m_2^2 - m_1^2)(cm^{-1}) \qquad 6.33$$

($E \approx p_2 c$ մոտավորությամբ):

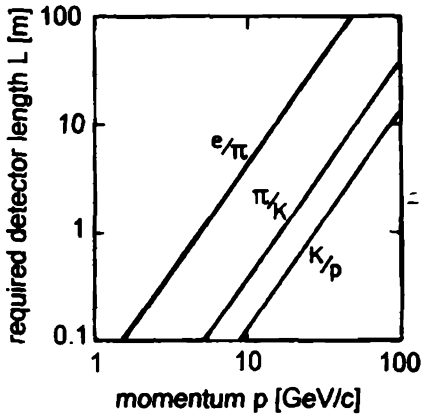
L երկարությամբ ճառագայթիչի (երկարությունը սմ-ով), և q քվանտային էֆեկտիվությամբ ֆոտոբազմապատկիչի օգտագործման դեպքում լրիվ հավաքված լույսի քանակը կլինի՝

$$N = 490 \cdot \frac{c^2}{p^2}(m_2^2 - m_1^2) L \cdot q \qquad 6.34$$

Եթե արագ մասնիկի էֆեկտիվ գրանցման համար անհրաժեշտ է N_0 ֆոտոէլեկտրոն, ապա ճառագայթիչի անհրաժեշտ երկարությունը կորոշվի հետևյալ բանաձևից՝

$$L = \frac{N_0 p^2}{490 c^2 (m_2^2 - m_1^2) q} (cm) \ , \qquad 6.35$$

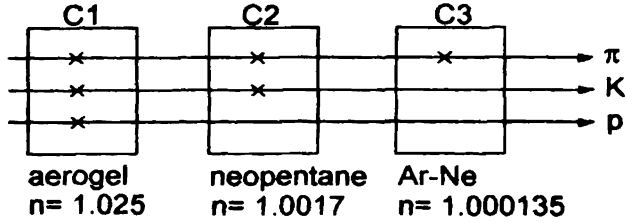
10ԳէՎ/c շարժման քանակով կաոն- պրոտոն բաժանման համար, m_K=494 ՄէՎ/c^2, m_P=938 ՄէՎ/c^2, երբ N_0=10 և քվանտային էֆեկտիվությունը q=0.25, ճառագայթիչի մինիմալ երկարությունը պետք է լինի L=12.8 սմ /1/:



Նկ. 6.11. Մասնիկների զույգի բաժանման համար Չերենկովյան շեմային դետեկտորի անհրաժեշտ երկարությունը, կախված շարժման քանակից (N_0=10, q=0.25) /1,149/:

Նշված պայմանների դեպքում N_0=10 և q=0.25 ճառագայթիչի անհրաժեշտ երկարության կախումը մասնիկի շարժման քանակից բերված է նկ. 6.11: Բոլոր դեպքերում անհրաժեշտ է ճառագայթիչի բեկման ցուցիչի ճշգրիտ ընտրություն, այնպես որ ծանր մասնիկը նրա

մեջ Չերենկովյան լույս չճառագայթի: Սա, օրինակ, նշանակում է, որ 10ԳէՎ/c շարժման քանակով կաոն-պրոտոն բաժանման համար բեկման ցուցիչը պետք է լինի n=1.005, որը կարելի է ապահովել բարձր ճնշման տակ գտնվող պենտանի օգնությամբ: Փորձերում սովորաբար օգտագործվում է մի քանի շեմային Չերենկովյան հաշվիչների համախումբ, որի արդյունքում ստացվում է տրված շարժման քանակով $\pi/K/P$ բաժանման լավ արդյունք (տե՛ս նկ.6.12):

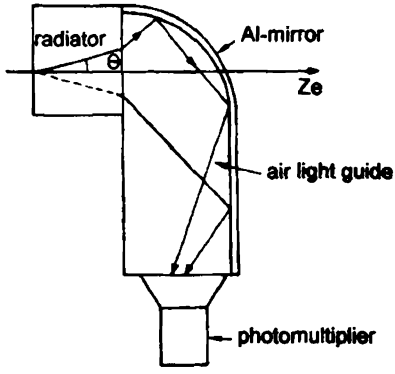


Նկ. 6.12. Շեմային Չերենկովյան հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը /2/:

10ԳէՎ/c շարժման քանակով π-ի (m=0.14 ԳէՎ/c^2) արագությունը բարձր է բոլոր ճառագայթիչների շեմից: K-ն ճառագայթում է աերոգելի և նեոպենտանի հաշիչներում և չի ճառագայթում արգոն-նեոնային հաշվիչում այն դեպքում, երբ պրոտոնի արագությունը բարձր է միայն աերոգելի շեմից: Ընտրելով համապատասխան համընկնման լոգիկա C1*C2*C3, C1*C2*$\overline{C3}$ և C1*$\overline{C2}$*$\overline{C3}$ կարելի է համապատասխանաբար զանազանել π-ն, K-ն կամ P-ը Փոխելով Չերենկովյան գազային հաշվիչի ճնշումը կարելի է անընդհատորեն փոխել նրա շեմային արագությունը: Չերենկովյան հաշվիչների այսպիսի համախումբը հնարավորություն է տալիս կատարել մինչև 20-30 ԳէՎ /c շարժման քանակով մասնիկների ճշգրիտ բաժանում

Լրացուցիչ ինֆորմացիա կարելի է ստանալ չափելով Չերենկովյան անկյունը: Այսպիսի Չերենկովյան դիֆերենցիալ հաշվիչներն օգտագործվում են մասնիկի արագության ուղղակի չափման համար:

Չերենկովյան դիֆերենցիալ հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը, որը արձագանքում է միայն տվյալ արագության տիրույթի մասնիկներին, ցույց է տրված նկ. 6.13 /2/: Բոլոր մասնիկները, որոնց արագությունը բարձր է β_{min}=1/n –ից, ճառագայթում են: Արագության մեծացման հետ մեծանում է Չերենկովյան անկյունը, ի վերջո հասնելով ներքին լրիվ անդրադարձման կրիտիկական անկյանը



Նկ. 6.13. Դիֆերենցիալ Չերենկովյան հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը /2/:

կյանը, այնպես որ օդային լուսատարի միջից այլևս ոչ մի լույս դուրս չի գալիս: Ներքին լրիվ անդրադարձման կրիտիկական անկյունը կարելի է հաշվել Սնելլի օրենքից.

$$\sin\theta_c = \frac{1}{n} \qquad 6.36$$

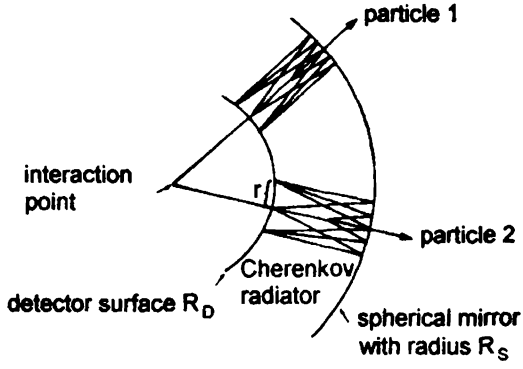
Քանի որ $\cos\theta = \sqrt{1-\sin^2\theta} = \frac{1}{n\beta}$, 6.37

ապա գրանցվող արագությունների մաքսիմալ արժեքը կլինի

$$\beta_{max} = \frac{1}{\sqrt{n^2-1}} \qquad 6.38$$

n=2.42 բեկման ցուցիչով ալմաստի համար β_{min} = 0.413, իսկ β_{max} = 0.454: Պարզ է որ այսպիսի Չերենկովյան հաշվիչը կընտրի միայն Δβ=0.04 արագության տիրույթի մասնիկներին:

Լավացնելով Չերենկովյան դիֆերենցիալ հաշվիչի օպտիկական համակարգը, շտկելով նրա խրոմատիկ աբերացիաները, DISC (discriminating Cherenkov counter) հաշվիչում կարելի է հասնել $\Delta\beta/\beta = 10^{-7}$ արագությունների լուծողականության: DISC հաշվիչների օգնությամբ կարելի է հասնել π /K բաժանման մինչև մի քանի 100 ԳէՎ/c շարժման քանակների տիրույթում /1,450/: Սակայն Չերենկովյան դիֆերենցիալ հաշվիչները կարող են օգտագործվել



Նկ. 6.14. RICH հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը /450/:

միայն այն դեպքերում, երբ ընկնող մասնիկները զուգահեռ են օպտիկական առանցքին, որը նշանակում է, որ անկման անկյունը պետք է ճշգրիտ հայտնի լինի: Այս պայմանը բավարարվում է միայն ֆիքսված թիրախով փորձերում: Կուտակիչ օղակային փորձերում, որտեղ մասնիկները ծնվում են ամբողջ մարմնային անկյան մեջ, Չերենկովյան դիֆերենցիալ հաշվիչները չեն կարող կիրառվել: Այս դեպքերում օգտագործվում են Չերենկովյան օղակի պատկերի վերականգնման հաշվիչներ (RICH: Ring Imaging Cherenkov counter) /451,452/: RICH հաշվիչում R_s շառավղով գնդաձև հայելին, որի կորության կենտրոնը համընկնում է փոխազդեցության կետի հետ, ճառագայթիչի մեջ ճառագայթված Չերենկովյան կոնի լույսը, պրոյեկտում է R_d շառավղով գնդաձև դետեկտորի մակերևույթի վրա՝ օղակի տեսքով (տես նկ. 6.14 /450/): R_s R_d տարածությունը լցված է ճառագայթիչով: Սովորաբար $R_d = R_s/2$: Գնդաձև հայելու ֆոկուսային հեռավորությունը հավասար է $f=R_s/2$: Չերենկովյան լույսը ճառագայթվում է θ անկյան տակ: Այստեղից կարելի է հաշվել դետեկտորի մակերևույթի վրա առաջացած Չերենկովյան օղակի շառավիղը:

$$r = f \cdot \theta_c = R_s / 2 \cdot \theta_c \qquad 6.39$$

Չափելով r-ը կարելի է վերականգնել մասնիկի արագությունը՝ հետևյալ առնչության օգնությամբ՝

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} \rightarrow \beta = \frac{1}{n\cos 2r/R_s}: \qquad 6.40$$

Փորձի ժամանակ ստացված արագության չափման սխալը հիմնականում առաջանում է r-ի չափման անորոշությունից: Δβ անորո-

շությունը իր հերթին բերում է մասնիկի Լորենց ֆակտորի անորոշության

$$\Delta\gamma = \beta\gamma^3\Delta\beta \qquad 6.41$$

Եթե հայտնի է մասնիկի զանգվածը, ապա 6.40 հավասարումը հնարավորություն է տալիս գտնել մասնիկի շարժման քանակը՝

$p = \gamma m_0\beta c$: Քանի որ $\gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 6.42

կամ

$$\beta\gamma = \sqrt{\gamma^2 - 1} \qquad 6.43$$

ապա շարժման քանակի սխալը հավասար կլինի

$$\Delta p = m_0 c\gamma / \sqrt{\gamma^2 - 1}\cdot\Delta\gamma = \frac{m_0 c}{\beta}\Delta\gamma\,, \qquad 6.44$$

իսկ նրա հարաբերական սխալը՝

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta\gamma}{\beta^2\cdot\gamma} = \gamma^2\cdot\frac{\Delta\beta}{\beta} \qquad 6.45$$

որը արագ մասնիկների համար $\beta\approx 1$ տալիս է

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \qquad 6.46$$

Բարձր էներգիայի մասնիկների համար $E\approx p\,c$, այս առնչությունը շատ ավելի հեշտ կստացվի

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta(pc)}{pc} = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta(\gamma m_0 c^2)}{\gamma m_0 c^2} = \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \qquad 6.47$$

Հակադարձաբար, եթե հայտնի է մասնիկի շարժման քանակը (օրինակ, մագնիսական չափումներից), ապա կարելի է վերականգնել մասնիկի զանգվածը, այսինքն՝ լուծել նույնականացման խնդիրը Չերենկովյան օղակի r հայտնի շառավղով: Չափելով Չերենկովյան օղակի r-ը և 6.40 հավասարումից գտնելով β, նաև օգտագործելով

$$p = \gamma m_0\beta c = \frac{m_0 c\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad 6.48$$

առնչությունը, կարող ենք վերականգնել մասնիկի զանգվածը, եթե հայտնի է նրա շարժման քանակը:

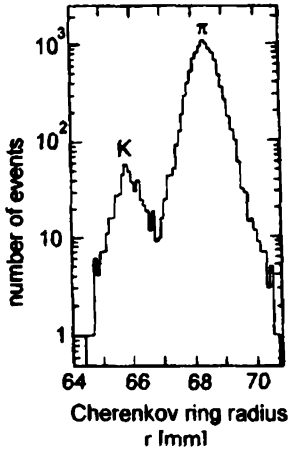
RICH հաշվիչի ամենապատասխանատու մասը, դա դետեկտորի մակերևույթի վրա ընկնող ֆոտոնների բարձր էֆեկտիվությամբ գրանցումն է: Քանի որ անհրաժեշտ է ոչ միայն գրանցել, այլ նաև

չափել այդ ֆոտոնների կոորդինատները, ապա պետք է օգտագործել տեղի նկատմամբ զգայուն դետեկտորներ: Սովորաբար օգտագործվում են բազմալար համեմատական խցեր, որոնք լցված են ֆոտոնների նկատմամբ զգայուն գազային խառնուրդներով: Այնպիսի գոլորշիների ավելացումը, ինչպիսիք են՝ տրիէթիլամինը, (TEA=$(C_2H_5)_3N$) 7.5 էՎ իոնիզացիոն էներգիայով, տետրակիս-դիմեթիլ ամինոէթիլենը, (TMAE=$((CH_3)_2N)_2C=C_5H_{12}N_2$) 5.4 էՎ իոնիզացիոն էներգիայով, հետաքրքիր ձևով լուծում են այդ խնդիրը:

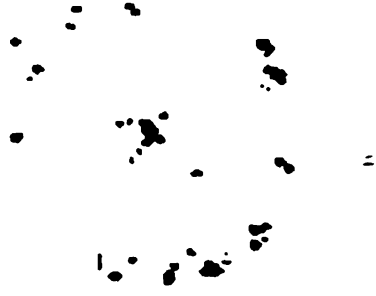
Քանի որ Չերենկովյան օղակի շառավիղը որոշվում է միայն մի քանի ֆոտոնի օգնությամբ, ապա առաջանում են լրացուցիչ դժվարություններ: Սովորական Չերենկովյան ճառագայթիչները միավոր լիցքով մասնիկին արձագանքում են 3-5 ֆոտոէլեկտրոնով: 6.15 նկարում բերված է RICH հաշվիչի միջոցով ստացված 200 ԳէՎ/c շարժման քանակով π/K բաժանման օրինակ: Նույն շարժման քանակի դեպքում կաոնների Չերենկովյան օղակի շառավիղը ավելի փոքր է նրանց արագության փոքրության պատճառով (տես 6.39, 6.40) /453/:

Ավելորդ պրոբլեմներ են առաջանում շիթային մասնիկների գրանցման ժամանակ (շիթային մասնիկների առաջացումը սովորական երևույթ է կուտակիչ օղակային փորձերում), երբ նրանց Չերենկովյան օղակները վերադրվում են իրար վրա:

Լավագույն Չերենկովյան օղակներ են ստացվում արագ ծանր իոններից, քանի որ ծնված ֆոտոնների քանակը համեմատական է ընկնող մասնիկի լիցքի քառակուսուն: 6.16 նկարում /454/ բերված է ռելյատիվիստիկ ծանր իոնի առաջացրած Չերենկովյան օղակը: Օղակի կենտրոնը նույնպես երևում է, քանի որ ֆոտոնային դետեկտորը գրանցում է նաև անցնող մասնիկի իոնիզացիոն կորուստները (տե՛ս նկ.6.14): Չերենկովյան օղակի վրա չտեղավորված (ցրված) ազդանշանները սովորաբար δ էլեկտրոնների գրանցման արդյունք են, որոնք ծնվում են ծանր իոնի և խցի գազի փոխազդեցությունից:

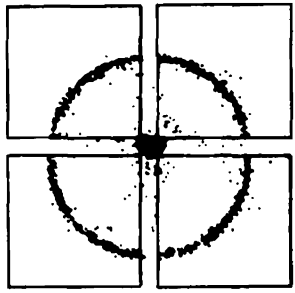


Նկ. 6.15. 200ԳէՎ/c պիոն-կաոն փնջի Չերենկովյան օղակների շառավիղների բաշխումը: Չերենկովյան ֆոտոնները գրանցվել են հելիում (83%) մեթան(14%) և TEA(3%) գազային խառնուրդով լցված բազմալար համեմատական խցում: Որպես մուտքային պատուհան օգտագործվել է մեծ թափանցիկությամբ կալցիումի ֆտորի բյուրեղը (CaF_2) /453/:



Նկ.6.16 . Ռելյատիվիստիկ ծանր իոնի Չերենկովյան օղակը RICH հաշվիչում /454/:

6.17 նկարում /455/ որպես օրինակ բերված է մոնոէներգետիկ կոլինիար փնջից ստացված 100 դեպքերի վերադրման պատկերը: Չորս քառակուսիները ցույց են տալիս ֆոտոնային դետեկտորի մուտքի պատուհան հանդիսացող կալցիում-ֆտորի բյուրեղների դիրքը: Լավ նկատելի է նաև Չերենկովյան օղակի կենտրոնի



Նկ. 6.17. 100 համուղղված դեպքից ստացված Չերենկովյան օղակների վերադրումը RICH հաշվիչում: Քառակուսիները ցույց են տալիս ֆոտոնների դետեկտորի կալիումի ֆտորի մուտքային պատուհանը /455/:

Նկ. 6.18. Մի մասնիկի ԷՀՄ-ով վերականգնված Չերենկովյան օղակը (աջ), և 10 համուղղված դեպքերի վերադրումը (ձախ): Օղակները գրանցվել են բազմականալ թիթեղի օգնությամբ /456/:

դիրքը, որն առաջացել է մասնիկի իոնիզացիոն կորուստներից: 6.18 նկարը ցույց է տալիս, հաշվիչ մեքենայով վերականգնված, միավոր լիցք ունեցող մասնիկի Չերենկովյան օղակը (աջ) և 10 կոլինիար դեպքերի վերադրումից ստացված պատկերը (ձախ): Չերենկովյան օղակները գրանցվել են 40 մմ տրամագծով միկրոկանալանոց բազմապատկիչ թիթեղների օգնությամբ ուժեղացվելուց հետո: Ուժեղացված պայծառությամբ օղակները ընթերցվել են 80000 պիքսել պարունակող ֆոտոդիոդի կողմից /456/: Նույնիսկ հնարավոր է գրանցել էլեկտրոնների և ֆոտոնների առաջացրած էլեկտրոմագնիսական հեղեղների Չերենկովյան օղակները: Հեղեղի զարգացման ընթացքում առաջացած երկրորդային մասնիկները ճառագայթիչում շարժվում են ընկնող մասնիկի ուղղությամբ, և քանի որ նրանք բոլորն էլ ռելյատիվիստիկ են, ապա ծնում են իրար վրա ընկած հավասար շառավղով համակենտրոն Չերենկովյան օղակներ: 6.19 նկարում

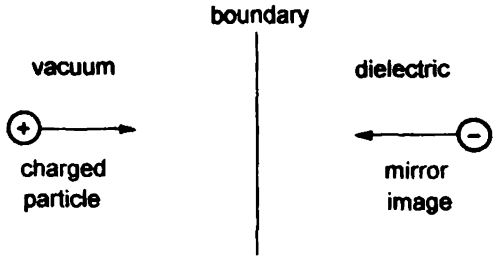
Նկ. 6.19. 5 ԳէՎ էլեկտրոնի Չերենկովյան օղակը /457/:

բերված է 5 ԳէՎ էներգիայով էլեկտրոնի առաջացրած գումարային Չերենկովյան օղակը /457/: Չերենկովյան լույսի մի զգալի մասը կոորդինատի նկատմամբ զգայուն դետեկտորում գրանցվում է ֆոտոէֆեկտի հաշվին: Չերենկովյան օղակի տեղի և ձևի գրանցումը (էլիպսաձև տեսքը պայմանավորված է թեք անկյան տակ անկումով), կարող է օգտագործվել բարձր էներգիաների γ աստղագիտության մեջ, ընկնող քվանտների ուղղության որոշման համար:

6.5. ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Չերենկովյան շեմից ցածր արագությունների տիրույթում, նույնիսկ լիցքավորված մասնիկը կարող է էլեկտրոմագնիսական ալիք ճառագայթել: Այդպիսի ճառագայթում տեղի է ունենում այն դեպքում, երբ լիցքավորված մասնիկն անցնում է երկու տարբեր դիէլեկտրիկ թափանցելիություն ունեցող միջավայրերի սահմանը /458/: Մասնավորապես, դա տեղի է ունենում, երբ մասնիկը վակուումից կամ օդից մտնում է դիէլեկտրիկի մեջ: Անցումային ճառագայթման էներգետիկ կորուստները կազմում են լիցքավորված մասնիկի լրիվ էներգետիկ կորուստների մի չնչին մասը միայն:

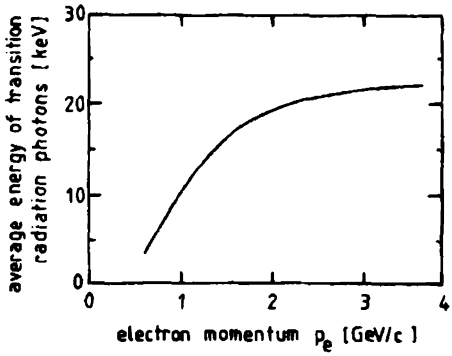
Նկ. 6.20-ը սխեմատիկորեն բացատրում է անցումային ճառագայթման մեխանիզմը: Դեպի բաժանման սահմանը շարժվող լիցքավորված մասնիկը իր հայելային կեղծ պատկերի հետ կազմում է էլեկտրական դիպոլ, որի դաշտի լարվածությունը մասնիկի շարժման հետ (ժամանակի ընթացքում) փոփոխվում է: Դաշտի լարվածությունը անհետանում է, երբ մասնիկը մտնում է միջավայր:



Նկ. 6.20. Բաժանման սահմանի վրա առաջացող անցումային ճառագայթման ցուցադրումը:

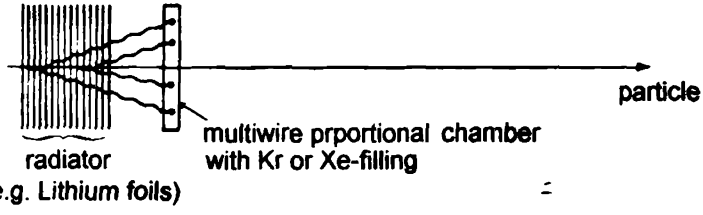
ժամանակից կախված դիպոլի փոփոխական էլեկտրական դաշտը առաջ է բերում էլեկտրոմագնիսական ճառագայթում:

Սահմանի վրա առաջացող ճառագայթման պատճառը հեշտ է հասկանալ, հիշելով, որ էլեկտրական շեղման վեկտորը $D=\varepsilon\varepsilon_0 E$ սահմանի վրա փոփոխվում է, մինչդեռ դաշտի լարվածության վեկտորը չի փոփոխվում /459,460,461/: Անցումային ճառագայթման ֆոտոնների քանակը կարելի է մեծացնել, ստիպելով, որ մասնիկը հատի բազմաթիվ սահմաններ, օրինակ, օգտագործելով խոռոչային միջավայրեր, կամ պարբերաբար տեղադրված թաղանթներ: Անցումային ճառագայթման գրավիչ կողմն այն է, որ նրա էներգետիկ կորուստները համեմատական են ոչ թե մասնիկի արագությանը, այլ նրա Լորենց ֆակտորին էներգիային /462,463/: Քանի դեռ մասնիկների նույնականացման համար կիրառվող հիմնական երևույթները (իոնիզացիոն էներգետիկ կորուստներ, թռիչքի ժամանակ, Չերենկովյան ճառագայթում) կախված են մասնիկի արագությունից, և, հետևաբար, ունեն միջին լուծողականության հնարավորություն ռելյատիվիստիկ մասնիկների համար ($\beta\to 1$), անցումային ճառագայթման γ կախումը նրան դարձնում է շատ արժեքավոր բարձր էներգիաների տիրույթում մասնիկների նույնականացման համար: Անցումային ճառագայթման լրացուցիչ առավելությունն այն է, որ այն ճառագայթվում է ռենտգենյան քվանտների տիրույթում /464/: Անցումային ճառագայթման էներգետիկ կորուստների աճը համեմատական է Լորենց ֆակտորին և հիմնականում պայմանավորված է ճառագայթվող ֆոտոնների միջին էներգիայի աճով, ավելի քիչ նրանց քանակով: Նկ. 6.21-ում բերված է տիպիկ ճառագայթիչում էլեկտրոնի անցումային ճառագայթման ֆոտոնների միջին էներգիայի կախումը նրանց շարժման քանակից /450/: Անցումային ճառագայթման ֆոտոնի ծնման անկյունը հակադարձ համեմատական է մասնիկի Լորենց ֆակտորին.



Նկ. 6.21. Անցումային ճառագայթման ֆոտոնների միջին էներգիայի բնութագրական կախումը էլեկտրոնի շարժման քանակից, ստանդարտ ճառագայթիչի դեպքում /450/:

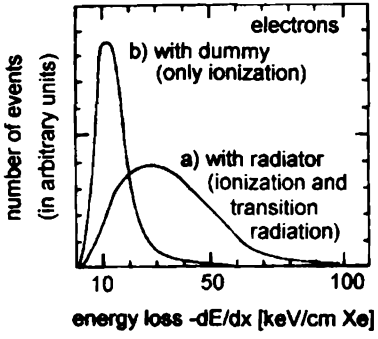
Պարբերաբար տեղադրված թաղանթների համար տեղի ունեն ինտերֆերենցիոն երևույթներ, որոնք առաջ են բերում այդ ճառագայթման էֆեկտիվ շեմային վարք, $\gamma=1000$ տիրույթում /465,466/, այսինքն $\gamma<1000$ մասնիկների համար անցումային ճառագայթումը գրեթե բացակայում է:



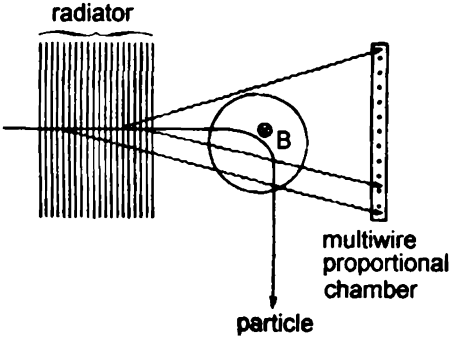
Նկ. 6.22. Անցումային ճառագայթման դետեկտորի աշխատանքի սկզբունքը:

Անցումային ճառագայթման դետեկտորի տիպիկ կառուցվածքը բերված է 6.22 նկարում: Անցումային ճառագայթման դետեկտորը ստեղծվում է հնարավորինս փոքր Z ունեցող նյութերից կազմված բարակ թաղանթներից, հակառակ դեպքում՝ ֆոտոէֆեկտի Z- ից ուժեղ կախման հետևանքով ($\sigma\sim Z^5$), ծնված ֆոտոնները կկլանվեն հենց թաղանթների մեջ և չեն կարող դուրս գալ ճառագայթիչից: Ծնված անցումային ճառագայթման ֆոտոնները հետագայում գրանցվում են բարձր էֆեկտիվությամբ ռենտգենյան ֆոտոնների դետեկտորներով: Այդ նպատակով հիմնականում կիրառվում են բարձր Z ունեցող քսենոնով կամ կրիպտոնով լցված բազմալար համեմատական խցեր, որոնց գրանցման էֆեկտիվությունը այդ ֆոտոնների համար բարձր է: 6.22

նկարից երևում է, որ լիցքավորված մասնիկը նույնպես անցնում է դետեկտորի միջով, առաջացնելով լրացուցիչ իոնիզացիոն և գրգռման կորուստներ: Այդ էներգետիկ կորուստները վերադրվում են կլանված ռենտգենյան ֆոտոնների էներգիայի վրա: 6.23 նկարում բերված են ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնների էներգետիկ կորուստները դետեկտորում, երբ՝ ա/ ճառագայթիչի թաղանթների միջև կա որոշակի տարածություն, և բ/ երբ այդ տարածությունները բացակայում են /dummy/: Երկու դեպքում էլ ճառագայթիչի նյութի քանակությունը նույնն է: Առաջին դեպքում, շնորհիվ ազատ տարածությունների, անցումային ճառագայթում է տեղի ունենում, այն առաջ է բերում միջին էներգետիկ կորուստների աճ, սակայն երկրորդ դեպքում չափվում են միայն էլեկտրոնների իոնիզացիոն կորուստները /450/:



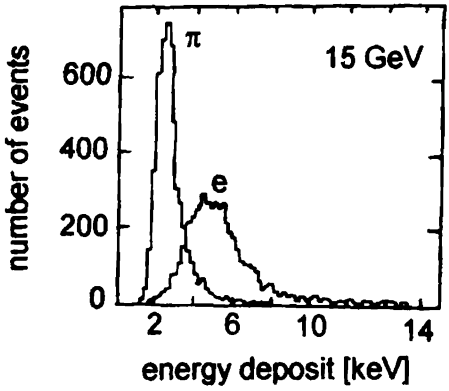
Նկ. 6.23. Բարձր էներգիայի էլեկտրոնի էներգետիկ կորուստների բաշխումը անցումային ճառագայթման դետեկտորում. ա) ճառագայթիչ թաղանթներով, բ) համարժեք թիրախով /450/:



Նկ. 6.24. Ծնված անցումային ճառագայթման հետազոտման սխեման, առանց ընկնող մասնիկների առաջացրած էֆեկտի (մագնիսական շեղում):

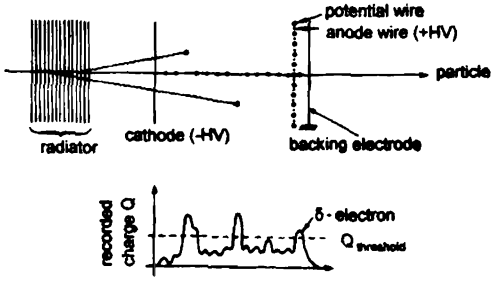
Անցումային ճառագայթման փորձերում, երբ հիմնականում անհրաժեշտ է հետազոտել նրանց ծնման օրինաչափությունները, ոչ ցանկալի իոնիզացիոն կորուստներից կարելի է ազատվել, լիցքավորված մասնիկները մագնիսական դաշտի օգնությամբ շեղելով, այնպես որ նրանք հետագայում չանցնեն ֆոտոնների դետեկտորի միջով (տես նկ. 6.24): Սակայն բարձր էներգիաների փորձերում կիրառելիս այս մեթոդը հնարավոր չէ օգտագործել: Քանի որ պարբերական միջավայրերում անցումային ճառագայթումը ունի շեմային բնույթ $\gamma \approx 1000$ տիրույթում, ապա 140ԳէՎ –ից փոքր էներգիայով պիոնները անցումային ճառագայթում չեն ծնում, դետեկտորում թողնելով միայն իոնիզացիոն և գրգռման կորուստներ: Սա հնարավորություն է ստեղծում նրանց զանազանումը էլեկտրոններից: 6.25 նկարում /467/ բերված են 15 ԳէՎ էլեկտրոնների ($\gamma \approx 3000$) և 15 ԳէՎ պիոնների ($\gamma_\pi \approx 110$) էներգետիկ կորուստների բաշխումը անցումային ճառագայթման դետեկտորում: Պարզ երևում է, որ օգտագործելով որոշակի հատումներ (cut) էներգետիկ կորուստների կորերի վրա կարելի է որոշակի քանակությամբ պիոններ բաժանել էլեկտրոններից: Սակայն անցումային ճառագայթման ազդանշանի էֆեկտիվ բաժանումը իոնիզացիոն կորուստների ազդանշանից, վերջիններիս Լանդաուի պոչի տեսքի հետևանքով, խիստ դժվարացնում է բաժանման խնդիրը: Այդ դժվարությունները որոշակի չափով կարելի է փոքրացնել օգտագործելով իոնիզացիոն կորուստների և անցումային ճառագայթման առաջացման տարբեր բնույթները Հիմնական գաղափարը կայանում է նրանում, որ պետք է չափել ոչ միայն բազմալար համեմատական խցում թողած լրիվ էներգիան, այլ նաև նրա տարածական բաշխվածությունը:

Իոնիզացիայի և գրգռման հաշվին առաջացած լրիվ էներգետիկ կորուստները հիմնականում կազմված են էլեկտրոններին փոխանցված փոքր էներգիաներից: Միայն շատ հազվագյուտ դեպքերում ծնվում են մեծ էներգիայի δ էլեկտրոններ: Ամբողջովին այլ է պատկերը անցումային ճառագայթման ֆոտոնների համար, որոնք հիմնականում գրանցման կետում թողնում են բավականին մեծ քանակի էներգիա: Այս երևույթի էսքիզը կարելի է տեսնել 6.26 նկարում: Եթե չափվի միայն որոշակի տեղային էներգետիկ կորուստները, որոնք բարձր են որոշակի θ շեմային լիցքից, ապա, ինչ որ չափով, անընդհատ, իոնիզացիոն էներգետիկ կորուստների ազդանշանը կարելի է զգալիորեն ճնշել:

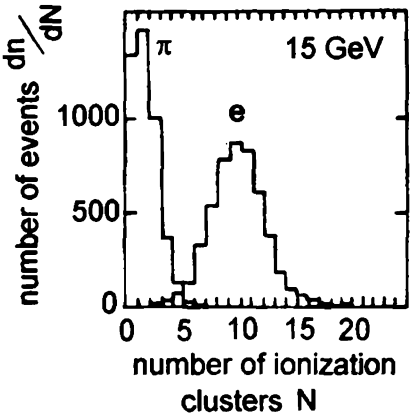


Նկ. 6.25. 15 ԳէՎ էլեկտրոնների և պիոնների էներգետիկ կորուստները անցումային ճառագայթման դետեկտորում /467/:

Պարսերի (կլաստերների) հաշվման այդպիսի մեթոդ է օգտագործվել 6.25 նկարում բերված դեպքերի համար: Արդյունքում (տես նկ. 6.27) /467/ կարելի է ստանալ շատ ավելի լավ էլեկտրոն-պիոն բաժանում: Այս դեպքում օգտագործվում են հատումներ (cut) պարսերի քանակի համար: Սա իհարկե փոքրացնում է էլեկտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունը, դեռևս թողնելով որոշակի քանակությամբ պիոններ, որոնք կարող են անցնել հատումի արժեքից և կարող են սխալ մեկնաբանվել որպես էլեկտրոններ: Խնդիրը կայանում է նրանում, որպեսզի ընտրվի այնպիսի հատում,

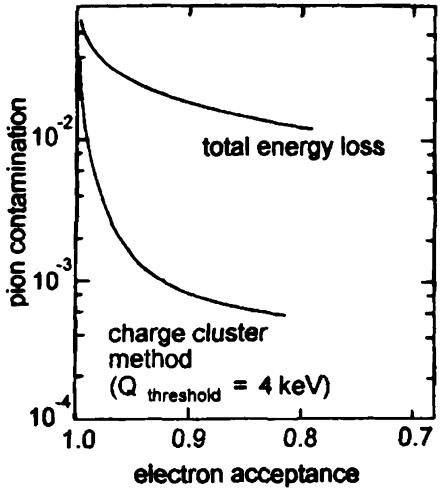


Նկ. 6.26. Իոնիզացիոն էներգետիկ կորուստների և անցումային ճառագայթման ֆոտոնների էներգետիկ կորուստների բաժանման սկզբունքային սխեման:



Նկ. 6.27. Պարսերի քանակի բաշխումը պիոնների և էլեկտրոնների համար անցումային ճառագայթման դետեկտորում /467/:

որը թողնելով էլեկտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունը հնարավորինս բարձր, պիոնների խառնուրդը դարձնի հնարավորինս փոքր: 6.28 նկարում ցույց է տրված պիոնների պարունակությունը էլեկտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունից կախված կորերի տեսքը, բաժանման երկու տարբեր մեթոդների համար լրիվ էներգետիկ կորուստների և պարսերի հաշվման /467/: Պարսերի հաշվման մեթոդը թույլ է տալիս մինչև 1000 անգամ փոքրացնել պիոնների խառնուրդը էլեկտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունը թողնելով 90%-ից բարձր, որն իհարկե գերադասելի է լրիվ էներգետիկ կորուստների չափման մեթոդից: 6.28 նկարի տվյալները ստացված են 15 ԳէՎ էլեկտրոնների և պիոնների համար, լիթիումային թաղանթներից պատրաստված ճառագայթիչում: Լիթիումային թաղանթների փոխարեն կարելի է օգտագործել փոքր տրամագծերով ածուխի թելերից (ϕ<20մկմ), մայլարի թաղանթներից, կամ խոռոչավոր պոլիմերներից կազմված ճառագայթիչներ /468/:



Նկ. 6.28. Լրիվ էներգետիկ կորուստների և պարսերի հաշվման մեթոդով ստացված պիոն-էլեկտրոն բաժանումը /467/: Էլեկտրոնի գրանցման էֆեկտիվությունը կարելի է դարձնել ցանկացած չափով բարձր, սակայն պիոնների խառնուրդի փոքրացման համար ոչ բոլոր էլեկտրոններն են գրանցվում: Հետևաբար էլեկտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունը անվանվում է էլեկտրոնի բացվածք /ակսեպտանս/:

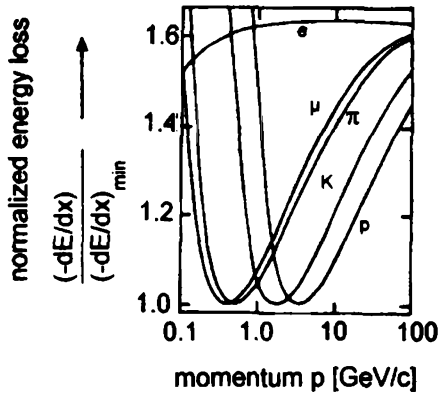
Ճիշտ ինչպես էլեկտրոններն են բաժանվում պիոններից, նույնպես էլ կարելի է բաժանել պիոնները կաոններից համապատասխանաբար բարձր էներգիաների տիրույթում: 140ԳէՎ/c պիոնները (γ=1000) կարող են ծնել անցումային ճառագայթում այն դեպքում, երբ k (γ=280) ոչ: Երկար լիթիումային ճառագայթիչի օգնությամբ կաոնների մակարդակը կարելի է փոքրացնել 10%-ից, թողնելով պիոնների գրանցման 99% էֆեկտիվություն /467, 1/: Եթե, ընդհակառակը, անհրաժեշտ է գրանցել կաոնները, ապա ավելի էներգետիկ պիոններին կարելի է փոքրացնել մոտ 100 անգամ, պահանջելով, որ նրանք ծնեն անցումային ճառագայթում, մինչդեռ կաոնները, որոնք չեն ծնել այդպիսի ճառագայթում, կարող են ճիշտ ճանաչվել 90% բարձր էֆեկտիվությամբ, ի շնորհիվ իրենց ցածր իոնիզացիոն էներգետիկ կորուստների:

ՏէՎ էներգիաների տիրույթում π/k/p բաժանումը անցումային ճառագայթման օգնությամբ թվում է հնարավոր: Մոնտե-Կառլո հաշվարկները ցույց են տալիս, որ ռենտգենյան անցումային ճառագայթման դետեկտորները կարող են կիրառվել մինչև 10^4-10^5 γ ֆակտոր ունեցող մասնիկների համար, Տէվատրոն (Fermilab), UNK(Ռուսաստան), LHC, և CLIC(=CERN Linear Collider) /469/:

Այս դեպքում կպահանջվի 1 մետր երկարությամբ, 100 մկմ հաստությամբ 5000 լիթիումային թաղանթներից (միջթաղանթային տարածություն 100 մկմ) պատրաստված ճառագայթիչներ: Ավելի բարակ լիթիումային թաղանթների պատրաստումը դժվար է: Այսպիսի մեծ քանակությամբ թաղանթներից պատրաստված գործող դետեկտորը պետք է օգտագործի ֆոտոնների գրանցող հաշվիչները, ներդրված այդ թաղանթների արանքում, որոշակի ինտերվալներով, այնպես որ փոքրացվի ֆոտոնների կլանման հնարավորությունը հենց ճառագայթիչի թաղանթներում:

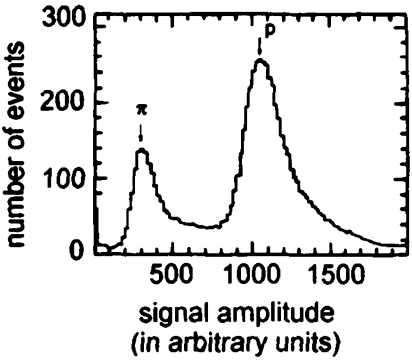
6.6. ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՆՄՈՒՇԱՎՈՐՈՒՄ (ԲԱԶՄԱԿԻ ՉԱՓՈՒՄ)

Տարրական մասնիկների ֆիզիկայի փորձերում հաճախ անհրաժեշտ է լինում մասնիկների նույնականացման դետեկտորներով ծածկել բավականին լայն էներգետիկ տիրույթ: Թռիչքի ժամանակի չափման դետեկտորները աշխատում են, քանի դեռ մասնիկների արագությունների տարբերությունը շատ չի փոքրացել: Այս մեթոդը հնարավորություն է տալիս π-K զանազանում մինչև 2ԳէՎ/c (γ_π=14) շարժման քանակների տիրույթում: Շեմային Չերենկովյան հաշվիչները թույլ են տալիս կատարել π-K զանազանում մինչև p=20ԳէՎ/c տիրույթում (γ_π=140): Դիֆերենցիալ Չերենկովյան հաշվիչները, որոնք օգտագործվում են միայն հատուկ փորձարարական սարքերում, ապահովում են π-K զանազանում մինչև p=200ԳէՎ/c տիրույթում (γ_π=1400): RICH հաշվիչները կարող են ծածկել համեմատաբար լայն տիրույթ, սակայն պահանջում են հատուկ կառուցվածքներ և ընթերցման սխեմաներ: Անցումային ճա-



Նկ. 6.29. Մինիմում իոնիզացիոն կորուստների վրա նորմավորած, էլեկտրոնի, մյուոնների, պիոնների, կաոնների և պրոտոնների միջին էներգետիկ կորուստները /1,470/:

ռագայթման մեթոդները կարող են օգտագործվել միայն շատ բարձր էներգիաների տիրույթում (γ=1000): DISC և RICH հաշվիչների համատեղ օգտագործումը կարող է ծածկել շարժման քանակների բավականին լայն տիրույթ, սակայն 100< γ<1000 տիրույթում մասնիկների նույնականացումը կրկին որոշակի դժվարություն է ներկայացնում: Այս տիրույթների միջև կամուրջ կարող է հանդիսանալ լիցքավորված մասնիկների իոնիզացիոն կորուստների ռելյատիվիստիկ աճի չափումները: Էներգետիկ կորուստների չափումները պետք է լինեն բավականին ճշգրիտ, որպեսզի հնարավոր լինի մասնիկների զանազանում կատարել այս տիրույթում: Մյուոնների, պիոնների, կաոնների և պրոտոնների միջին էներգետիկ կորուստները 0.1-100 ԳէՎ/c շարժման քանակների տիրույթում, 1 սմ արգոն մեթանի (80%-20%) շերտում բերված են 6.29 նկարում /1,470/: Անմիջապես պարզ է, որ էներգետիկ կորուստների չափման միջոցով պիոն-մյուոն բաժանումը գրեթե անհնար է: Այս մասնիկների զանգվածները այնքան մոտ են (m_μ =105.7ՄէՎ/c^2,m_π=139.6ՄէՎ/c^2), որ նույն շարժման քանակի դեպքում նրանց արագությունները գրեթե նույնն են: Սակայն կարելի է կատարել π–K–P մասնիկների բաժանում: Գազերում, 1մթն. ճնշման դեպքում, իոնիզացիոն կորուստները, լոգարիթմական աճի հաշվին (տե՛ս 1.12) գերազանցում են մինիմում իոնիզացիոն կորուստներին մոտ 50-60 % -ով /5,6/: Այսպիսով կատարելով միջին էներգետիկ կորուստների չափումներ, կարելի է հայտնի շարժման քանակով, բայց անհայտ կազմ ունեցող փնջի մեջ, մասնիկների զանազանում կատարել: Մի դժվարությունը կայանում է նրանում, որ առանձին չափումներում էներգետիկ կորուստները, Լանդաուի բախշվածության հետևանքով, ենթակա են շատ մեծ ֆլուկտուացիաների: Նկ. 6.29 ցուցադրված են միջին էներգետիկ կորուստներ: Էներգետիկ կորուստների ասիմետրիկ բախշվածության երկար պոչը իրականում բավականին դժվարացնում է մասնիկների բաժանումը (այն դեպքում, երբ միջին արժեքը սիմետրիկ է և ավելի նեղ): Սովորաբար էներգետիկ կորուստները չափվում են գազային դետեկտորներում, չնայած այդ կորուստները կարելի է չափել նաև կիսահաղորդչային դետեկտորների օգնությամբ: 6.30 նկարում բերված է 600ՄէՎ/c շարժման քանակով պիոններից և պրոտոններից բաղկացած փնջի էներգետիկ կորուստների սպեկտրը 3 մմ հաստությամբ լիթիումով հարստացված սիլիցումային հաշվիչում /471/: Էներգետիկ կորուստների ասիմետրիկ բաշխումը, պոչում, մեծ



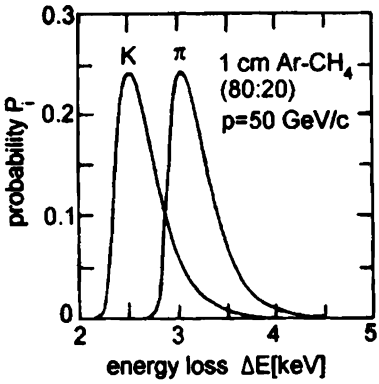
Նկ. 6.30. 600 ՄէՎ/c պիոնների և պրոտոնների էներգետիկ կորուստների բաշխումը 3մմ հաստությամբ լիթիումով հարստացված սիլիցիումային կիսահաղորդչային հաշվիչում /471/:

էներգետիկ փոխանցումներով, նկատելի է նաև այստեղ, որը դըժվարացնում է մասնիկների զանազանումը: Այս օրինակում էներգետիկ կորուստների տարբերությունն օգտագործվել է մասնիկների ճանաչման համար: 600ՄէՎ/c շարժման քանակով պիոններն արդեն մինիմում իոնիզացնող մասնիկներ են, մինչդեռ նույն շարժման քանակով պրոտոնները դեռևս ենթարկվում են $1/\beta^2$ կախվածությանը, և առաջացնում են ավելի մեծ ազդանշաններ (համեմատիր 6.29 նկարի հետ):

Լանդաուի ֆլուկտուացիաները կարելի է էֆեկտիվ ձևով ճնշել, կատարելով էներգետիկ կորուստների բազմակի չափումներ, և օգտագործելով միայն այն դեպքերը, որոնք ցածր են ընկած էներգետիկ կորուստների որոշակի արժեքից: Սովորաբար այդ դեպքերը կազմում են բոլոր էներգետիկ չափումների 40-60%-ը: Այս մեթոդը բացառում է բոլոր մեծ էներգետիկ փոխանցումները, որոնք առաջացնում են δ էլեկտրոններ: Մնացած էներգետիկ կորուստների նմուշները օգտագործվում են «հատված միջին»-ի ձևավորման համար, որն էլ հենց կիրառվում է մասնիկների բաժանման համար: Մոտ 100 dE/dx չափման դեպքում այս մեթոդը ապահովում է էներգետիկ կորուստների 2% լուծողականություն

$$(\sigma(dE/dx)/dE/dx=2\%) \qquad 6.50$$

50- ԳէՎ- անոց պիոնների, կաոնների և պրոտոնների համար /1/:



Նկ. 6.31. 50 ԳէՎ/c պիոնների և կաոնների էներգետիկ կորուստների բաշխումը 1սմ արգոն-մեթան խառնուրդի շերտում կիսալոգարիթմական մասշտաբով:

Լուծողականությունը կարելի է լավացնել, մեծացնելով առանձին չափումների N թիվը ըստ $1/\sqrt{N}$ օրինաչափության: Սա նշանակում է, որպեսզի dE/dx-ի լուծողականությունը լավանա 2 անգամ, պետք է չափումների թիվը շատանա 4 անգամ: Եթե դետեկտորի չափերը ֆիքսված են, ապա գոյություն ունի չափումների որոշակի օպտիմալ քանակ: Դետեկտորի բաժանումը ավելի շատ dE/dx շերտերի, հանգեցնում է նրան, որ յուրաքանչյուր շերտում dE/dx-ը փոքրանում է առաջացնելով ավելի մեծ ֆլուկտուացիաներ: Լուծողականությունն աճում է նաև դետեկտորում ճնշման աճի հետ $1/\sqrt{p}$ օրենքով: Պետք է, սակայն, զգույշ լինել ճնշման բարձրացման խնդրում, քանի որ մասնիկների զանազանման համար պիտանի էներգետիկ կորուստների լոգարիթմական աճը դանդաղում է խտության էֆեկտի հաշվին: 1 **մթն** ճնշման ժամանակ էներգետիկ կորուստների լոգարիթմական աճը կազմում է 55%: 7 **մթն** ճնշման դեպքում այն իջնում է միչև 30%: Ընդհանրապես, չնայած ճնշման աճի հետ պետք է էներգետիկ կորուստների չափման ճշտությունը լավանա, նշված էֆեկտի հակառակ ազդեցության պատճառով լավացումը բացակայում է:

Ի տարբերություն հատված միջին՝ մեթոդի, կիրառվում է էներգետիկ կորուստների բազմակի չափումների վրա հիմնված ավելի հետաքրքիր մեթոդ, որը ապահովում է ավելի ճշգրիտ արդյունքներ: Այդ մեթոդի էությունը հետևյալն է:

6.31 նկարում բերված է 1սմ հաստությամբ $Ar+CH_4$ (80/20%) շերտում 50 ԳէՎ պիոնների և կաոնների էներգետիկ կորուստների բաշխումը: Լանդաուի բաշխումը կարելի է ներկայացնել որպես π-ի և K-ի որոշակի մեծության ազդանշանների առաջացման հավա-

նականությունների բաշխում: Ենթադրենք $P^i_\pi(x)$ այն հավանականությունն է, որ պիոնը դետեկտորում առաջացրել է X չափի ազդանշան: Յուրաքանչյուր մասնիկ առաջացնում է X_i (i=1,2,...,N) այդպիսի ազդանշաններ: Հավանականությունը, որ ազդանշանների տվյալ խումբը ծնվել է պիոնի կողմից՝

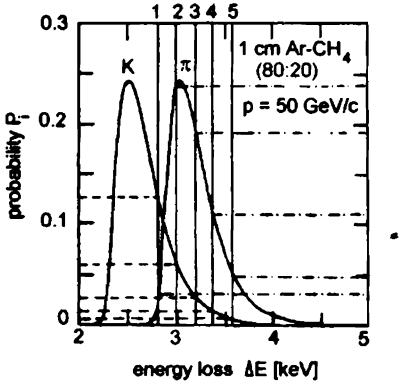
$$P_1 = \prod_{i=1}^{N} P^i_\pi(x_i) \qquad 6.51$$

Համապատասխանաբար, այն հավանականությունը, որ ազդանշանների նույն խումբը ծնվել է կաոնի կողմից՝

$$P_2 = \prod_{i=1}^{N} P^i_K(x_i) \qquad 6.52$$

Հետևաբար, հայտնի շարժման քանակով, պիոններից և կաոններից բաղկացած փնջում մասնիկի որպես պիոն ճանաչվելու հավանականությունը հավասար է՝

$$P = \frac{P_1}{P_1 + P_2} \qquad 6.53$$



Նկ. 6.32. π/k բաժանումը հիմնված Լանդաուի հավանականային բաշխման վրա, էներգետիկ կորուստների հնգակի չափման դեպքում: Ցույց են տրված 5 $\frac{dE}{dx}$ չափումները համապատասխան P^i_π և P^i_k հավանականային արժեքների հետ միասին:

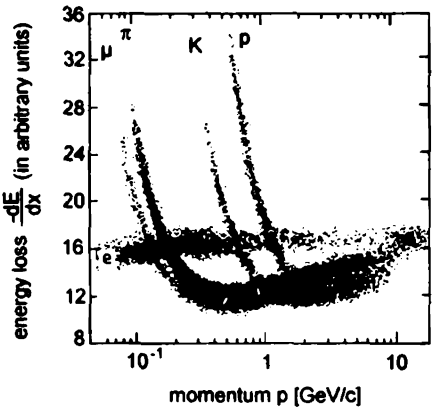
Որպես օրինակ, քննարկենք էներգետիկ կորուստների հնգակի չափումը, ինչպես ցույց է տրված 6.32 նկարում: dE/dx չափումների K-ային հիպոթեզը նշանակում է, որ մենք ունենք հետևյալ

5 հավանականությունները (0.124,0.061,0.025,0.013,0.006) և արդյունքում P_2 =1.5*10^{-8}, համապատասխանաբար պիոնային հիպոթեզի համար (0.031,0.236,0.192, 0.108, 0.047) և P_1=7.1*10^{-6}, այնպես որ, այն բանի հավանականությունը, որ այդ էներգետիկ կորուստները ծնվել են պիոնի կողմից, կլինի՝

$$P = \frac{P_1}{P_1 + P_2} = 99.8\% \qquad 6.54$$

էներգետիկ կորուստների բաշխումը, որպես հավանականությունների բաշխում ներկայացնող մեթոդը, պահանջում է մշակման ավելի երկար ժամանակ, բայց տալիս է շատ ավելի լավ արդյունքներ, քան «հատված միջին»-ի մեթոդը:

Հնարավոր է նաև այս երկու մեթոդների համատեղ օգտագործումը, հիմնվելով էներգետիկ կորուստների լոգարիթմական աճի վրա: Մասնիկների նույնականացման ճշգրտության մեծացումը այս երկու մեթոդների համատեղ օգտագործման արդյունքում, կախված է էներգետիկ կորուստների վրա դրվող հատումներից, բայց շատ դեպքերում այն աշխատում է միայն որոշակի սահմաններում:

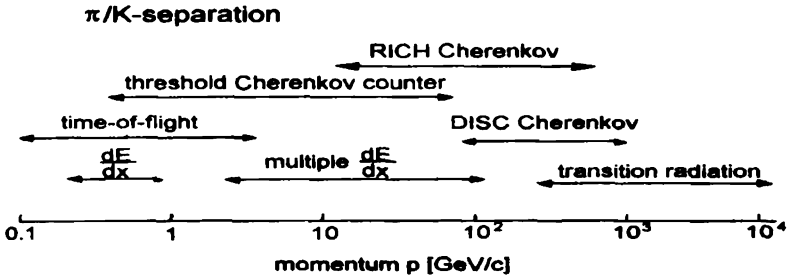


Նկ. 6.33. Էներգետիկ կորուստների չափումը մասնիկների խառը փնջում /455,472,473/:

6.33 նկարում բերված են մասնիկների խառը փնջի էներգետիկ կորուստների չափման արդյունքները /455,472,473/ Նկարից պարզ երևում է, որ dE/dx-ի բազմակի չափումների մեթոդով կարելի է մասնիկների բաժանում կատարել կամ մինիմում իոնիզացիայից փոքր (p=1ՄէՎ/c), կամ էլ էներգետիկ կորուստների լոգարիթմական աճի տիրույթում (բավականին նեղ):

6.7. ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՆՈՒՅՆԱԿԱՆԱՑՄԱՆ ՄԵԹՈԴՆԵՐԻ ՀԱՄԵՄԱՏՈՒՄԸ

Քննարկված մեթոդների հիման վրա, իոնիզացիոն կորուստների չափում, dE/dx-ի նմուշավորում, թռիչքի ժամանակի չափում, Չերենկովյան և անցումային ճառագայթման գրանցում, կարելի է կատարել մասնիկների նույնականացում շարժման քանակների գրեթե ամբողջ տիրույթում: Շարժման քանակների այն տիրույթը, որտեղ կարելի է կատարել π–K զանազանում իրական չափերի դետեկտորներով բերված է նկ.6.34: Մասնիկների նույնականցման համար նախատեսված դետեկտորի էսքիզը ցույց է տրված նկ.6.35-ում: Սակայն, իրական փորձերի ժամանակ այդպիսի դետեկտորի չափերը կդառնան



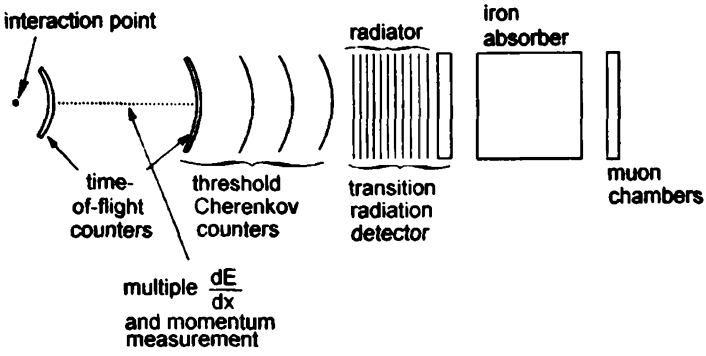
Նկ. 6.34. Մասնիկների նույնականացման տարբեր մեթոդների կիրառման հնարավորությունների ցուցադրումը, π/k բաժանման համար, շարժման քանակի բնութագրական տիրույթի համար:

հսկայական, քանի որ յուրաքանչյուր ենթադետեկտորն՝ ինքը պետք է մեծ լինի, տանելի արդյունք ապահովելու համար: Մասնիկների նույնականացման նշված հիմնական մեթոդներն ավերիչ չեն: Սա նշանակում է, որ մասնիկների էներգետիկ կորուստները համեմատաբար փոքր են նրանց էներգիայից, և գրանցման արդյունքում նրանք չեն անհետանում:

Շատ նույնականացման մեթոդներ հիմնված են մասնիկի շարժման քանակի իմացության վրա: Այդ պատճառով մագնիսական սպեկտրոչափերը (տե՛ս գլուխ 8) հանդիսանում են մասնիկների նույնականացման հիմնական գործիքներից մեկը:

Գոյություն ունեն նաև մասնիկների նույնականացման այլ մեթոդներ, օրինակ, բարձր էներգիաների էլեկտրոնների նույնականացման համար: Կալորիմետրում (տե՛ս գլուխ 7) էլեկտրոններն առաջացնում են էլեկտրոմագնիսական հեղեղ, որի զարգացումը սկզբունքորեն տարբեր է այլ մասնիկների առաջացրած հեղեղից: π-ները և μ-ները կարելի է զանազանել օգտվելով զանգվածեղ կլանիչների միջով μ-

ների անցնելու բարձր հավանականությունից, որոնց մեջ π-ները կանգ են առնում զարգացնելով հադրոնային հեղեղներ: Սակայն, մասնիկների նույնականացման կալորիմետրիկ մեթոդն ամբողջովին կլանում է մասնիկներին (բացառությամբ μ-ների), այնպես որ տվյալ մասնիկի հետ այլևս այլ չափում իրականացնել հնարավոր չէ: Կալորիմետրերի օգնությամբ մասնիկների նույնականացումը կքննարկվի 7.4 բաժնում:



Նկ. 6.35. Մասնիկների նույնականացման դետեկտորների էսքիզային պատկերը:

Այստեղ ներկայացված մեթոդները կարելի է կիրառել միայն բավականաչափ կյանքի տևողություն ունեցող մասնիկների համար: Կարճ ապրող մասնիկների նույնականցման համար օգտագործվում են այլ մեթոդներ:

Փոքր կյանքի տևողությամբ մասնիկների նույնականացման ստանդարտ տեխնիկան, դա նրանց տրոհման արդյունքների զանազանումն է արդեն նշված մեթոդներով, և տրոհման արդյունքների համակարգի համարժեք զանգվածի վերականգնումը: Սա պահանջում է տրոհման բոլոր արդյունքների էներգիաների և շարժման քանակների ճշգրիտ վերականգնում: Մասնիկների մեծ բազմակիության դեպքերում մասնիկների սխալ կոմբինացիաներ կազմելու արդյունքում առաջանում է այսպես կոչված կոմբինատորական ֆոն, որը սովորաբար բերում է զանգվածի սահուն տեսքի բաշխվածության: Այդ ֆոնի վրա զանազանվում է իրական ազդանշանը: Ազդանշանի լայնքը պայմանավորված է համարժեք զանգվածի վերականգնման փորձնական սխալով, որն արդյունք է էներգիաների և շարժման քանակների վերականգնման վերջավոր լուծողականության և ոչ կայուն մասնիկի կյանքի տևողության: Օրինակ, դիտարկելով Z^0 մասնիկի բազմահադրոն տրոհումից առաջացած երկու հակառակ լիցքով պիոնների համարժեք զանգվածի բաշխումը, կարելի է գտնել

երկու ելուստներ 498 ՄէՎ/c և 768ՄէՎ /c, որոնք համապատասխանում են K_s^0 և ρ_0 տրոհումներին: ρ_0-ի ազդանշանը ավելի բարձր է նրա կյանքի փոքր տևողության հետևանքով (Γ=152 ՄէՎ), այն դեպքում, երբ ավելի երկար ապրող K_s^0 (τ=8.9.10^{-11}) ազդանշանը հազիվ զանազանվում է համարժեք զանգվածի փորձնական ֆոնից: Այս օրինակում կարճ ապրող մասնիկները նույնականցվում են վերականգնելով նրանց համարժեք զանգվածը:

ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՉԱՓՈՒՄԸ

Էներգիայի չափման համար կարելի է օգտագործել բազմաթիվ դետեկտորներ: Ամեն մի դետեկտոր, որի մեջ ընկնող մասնիկը լրիվ կլանվել է, կարող է չափել ընկնող մասնիկի էներգիան, օրինակ, հեշտությամբ կարելի է ստանալ համեմատական հաշվիչում կլանված ռենտգենյան ֆոտոնի էներգիան: Բարձր էներգիաների տիրույթում (>1ԳէՎ) լայնորեն կիրառվում են կալորիմետրական չափումներ: Մասնիկի տեսակից կախված օգտագործվում են կամ էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրեր էլեկտրոնների և ֆոտոնների գրանցման համար, կամ էլ հադրոնային ուժեղ փոխազդող մասնիկների գրանցման համար /474,475/: Էներգիաների այդ տիրույթում E≈ p.c, այնպես որ շարժման քանակի սպեկտրոչափերը (տե՛ս գլուխ 8) միաժամանակ ինֆորմացիա են պարունակում նաև մասնիկի էներգիայի մասին: Փոքր էներգիաների տիրույթում (ՄէՎ) շատ ճշգրիտ չափումներ կարելի է կատարել կիսահաղորդչային դետեկտորների օգնությամբ: Նրանք կարող են ծառայել, նաև, որպես մեծ ճշգրտությամբ հետագծի վերականգնման սարքեր /124,476,477/: Էլեկտրոնա-հադրոնային կալորիմետրերը նույնպես կարող են ապահովել բավականին լավ տարածական ինֆորմացիա:

Տարրական մասնիկների էներգիայի չափման ժամանակակից մեթոդները հնարավորություն են տալիս չափումներ կատարել շատ լայն դինամիկ տիրույթում, որն ընդգրկում է ավելի քան 20 կարգ: Շատ փոքր էներգիաների չափումը (միլիէլեկտրոնվոլտ), հսկայական կարևորություն ունի աստղաֆիզիկական չափումներում, Մեծ Պայթյունի (ռելիկտիվ) հետքերի հետազոտման համար: Սպեկտրի մյուս ծայրը ձգվում է մինչև 10^{20} էՎ էներգիա ունեցող տիեզերական մասնիկների տիրույթը, որոնք հիմնականում արտագալակտիկական ծագում ունեն /478/:

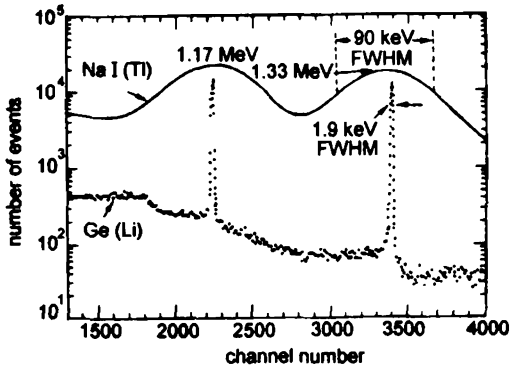
5 ~~7.4.~~ ՊԻՆԴ ՎԻՃԱԿԻ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Պինդ վիճակի դետեկտորներն, իրականում, իոնիզացիոն խցեր են, որոնց զգայուն ծավալը լցված է պինդ նյութով: Գազերի հետ համեմատած նրանց խտությունը անհամեմատ մեծ է, որն էլ հնարավորություն է տալիս գրանցել ավելի բարձր էներգիայի մասնիկներ: Լիցքավորված մասնիկները, կամ ֆոտոնները, կիսահաղորդչում ծնում են էլեկտրոն-խոռոչ զույգեր: Կիսահաղորդչի վրա կիրառված

էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ այդ լիցքերը հավաքվում են համապատասխան էլեկտրոդների վրա: Կիսահաղորդչային դետեկտորի հիմնական առավելությունը գազային դետեկտորից այն է, որ էլեկտրոն-խոռոչ զույգի ծնման համար անհրաժեշտ էներգիան ավելի փոքր է, քան էլեկտրոն-իոն զույգի ծնման էներգիան: Սիլիցիումում (գերմանիումում) էլեկտրոն-խոռոչ զույգի ծնման համար անհրաժեշտ էներգիան հավասար է 3.6 էՎ (2.8 էՎ), այն դեպքում, երբ գազերում այն 30 էՎ կարգի է: Համեմատելու համար նշենք, որ սիլիցիումի (գերմանիումի) վալենտական և հաղորդականության տիրույթների միջև եղած էներգետիկ բացակը սենյակային ջերմաստիճանում հավասար է 1.14 (0.67) էՎ-ի: Գերմանիումի այդպիսի փոքր էներգետիկ բացակը աղմուկների առաջացման պատճառ է հանդիսանում, որոնց փոքրացման համար պահանջվում է դետեկտորի ուժեղ սառեցում: Փոքր W - արժեքի (տե՛ս 1.1.2) հետևանքով կիսահաղորդչային դետեկտորները ունեն գերազանց էներգետիկ լուծողականություն: Համեմատենք կիսահաղորդչային դետեկտորի (SSD) և սցինտիլյացիոն հաշվիչի (SC) էներգետիկ լուծողականությունները: Հիշենք, որ սցինտիլյացիոն հաշվիչում մեկ ֆոտոէլեկտրոնի ծնման համար անհրաժեշտ էներգիան ընկած է 400-1000 էՎ տիրույթում: Այդ դետեկտորների էներգետիկ լուծողականությունների հարաբերության համար կարելի է օգտվել հետևյալ կոպիտ մոտավորության առնչությունից՝

$$\frac{\sigma_{ssd}(E)/E}{\sigma_{sc}(E)/E} = \frac{\sqrt{N_{sc}}}{\sqrt{N_{ssd}}} = \frac{\sqrt{E/700eV}}{\sqrt{E/3eV}} = 6\cdot 10^{-2} \qquad 7.1$$

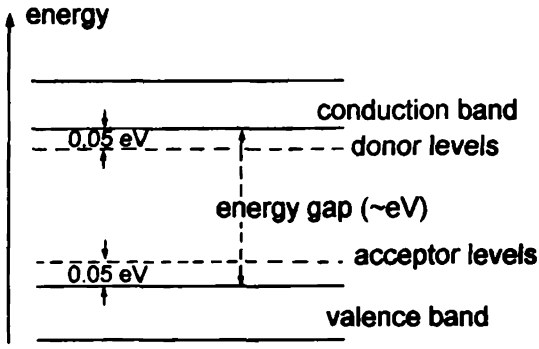
որտեղ $N_{ssd}(N_{sc})$ լիցքակիրների քանակն է կիսահաղորդչային դետեկտորում (սցինտիլյատոր-ֆոտոբազմապատկիչ համակարգում): Իհարկե, պետք է զգույշ լինել, որպեսզի կիսահաղորդչային դետեկտորի այդպիսի լավագույն էներգետիկ լուծողականությունը չփչանա նախաուժեղացման համակարգում: Կիսահաղորդչային դետեկտորները սովորաբար ունեն 10-50 անգամ ավելի լավ լուծողականություն, քան սցինտիլյացիոն հաշվիչները: 7 1 նկարում բերված է /479/ Co^{60} ռադիոակտիվ աղբյուրի ֆոտոնների էներգետիկ սպեկտրը գերմանիումի դետեկտորում և NaJ(Te) սցինտիլյացիոն հաշվիչում: γ ճառագայթման 1.17 ՄէՎ և 1.33 ՄէՎ գծերը կիսահաղորդչային դետեկտորում լրիվ բաժանվում են, ունենալով կիսամաքսիմումի լրիվ լայնք (FWHM) 1.9 կէՎ σ(E)=0.8 կէՎ, որը սցինտիլյացիոն հաշվիչի համար կազմում է 90 կէՎ σ(E)=38 կէՎ:



Նկ. 7.1. ^{60}Co-ի γ ճառագայթների սպեկտրը չափված NaJ(Tl) սցինտիլյատորով և Ge(Li) կիսահաղորդչային դետեկտորով /479/:

Կիսահաղորդչային դետեկտորի աշխատանքի սկզբունքը կարելի է հասկանալ պինդ մարմինների զոնային տեսությունից: Գերմանիումի կամ սիլիցիումի բյուրեղը դառնում է n հաղորդական, այսինքն՝ բացասական լիցքակիրներով՝ էլեկտրոններով, հարստացած, երբ բյուրեղային ցանցում ավելացվում են էլեկտրոնների դոնոր հանդիսացող խառնուրդներ: Գերմանիումը (սիլիցիումը) արտաքին շերտում ունի չորս էլեկտրոն: Արտաքին շերտում հինգ էլեկտրոն ունեցող նյութերի խառնուրդը նրանց կդարձնի n հաղորդական: Համապատասխանաբար, այդ կիսահաղորդիչները կդառնան p հաղորդական (այսինքն՝ խոռոչային հաղորդական), եթե նրանց բյուրեղների մեջ մտցվեն եռավալենտ ատոմներ (էլեկտրոնների ակցեպտորներ):

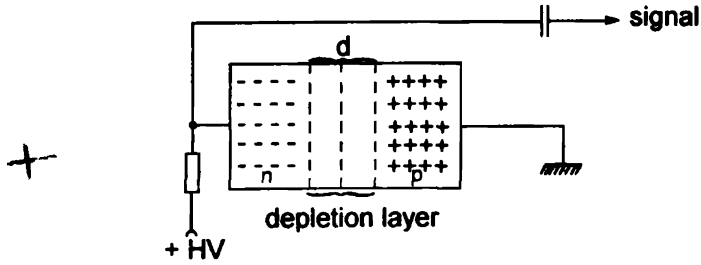
7.2 նկարում բերված է կիսահաղորդչի զոնային կառուցվածքը: Ֆոսֆորը և արսենիումը հանդիսանում են էլեկտրոնների դոնորներ: Գերմանիումի (սիլիցիումի) ատոմը կարող է կապել միայն չորս էլեկտրոն: Խառնուրդի հինգերորդ էլեկտրոնը թույլ է կապված և հեշտությամբ կարող է հասնել հաղորդականության զոնային: Դոնորային մակարդակները մոտավորապես 0.05 էՎ ցածր են ընկած , քան հաղորդականության զոնայի եզրը:



Նկ. 7.2. Կիսահաղորդչային դետեկտորի էներգետիկ զոնաները:

Եթե բյուրեղային ցանցում ավելացվել են էլեկտրոնային ակցեպտորներ հանդիսացող եռավալենտ նյութի ատոմներ, ինչպիսիք են բորը և ինդիումը, ապա սիլիցիումի մի կապը մնում է ազատ: Այս ակցեպտորային մակարդակը, որը 0.05 էՎ բարձր է ընկած վալենտականության զոնայից, փորձում է ձգել էլեկտրոնին հարևան սիլիցիումի ատոմից: Որպես հետևանք, դատարկ էլեկտրոնային վիճակը՝ խոռոչը, դրեյֆում է բյուրեղում: Հաղորդված էներգիայի փոքր քանակը խոռոչին տեղափոխում է վալենտականության զոնա, առաջացնելով խոռոչային հոսանք: Լիթիումը էլեկտրոնային դոնոր է հանդիսանում, քանի որ արտաքին շերտում ունի միայն մեկ թույլ կապված էլեկտրոն: n կամ p հաղորդական բյուրեղով անցնող լիցքավորված մասնիկն իր հետքի վրա թողնում է էլեկտրոն-խոռոչ զույգեր: Այդ առաջնային էլեկտրոններն իրենց հերթին կարող են նոր երկրորդային էլեկտրոններ ծնել կամ գրգռել բյուրեղային ցանցի տատանումներ (ֆոնոններ): Արդյունքում, մասնիկի հետագծի երկարությամբ առաջանում է մինչև 10^{15}-10^{17} 1/սմ^3 լիցքակիրներից կազմված պլազմային խողովակ /1/: Կիսահաղորդչային դետեկտորի աշխատանքի հիմքում ընկած է կիրառված արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ այդ ազատ լիցքերի հավաքման երևույթը, քանի դեռ նրանք չեն հասցրել ռեկոմբինացվել խոռոչների հետ: Լիցքակիրների բարեհաջող հավաքման դեպքում, ստացված լիցքային ազդանշանը համեմատական է մասնիկի էներգետիկ կորուստներին: Եթե մասնիկը ամբողջովին կանգ է առել դետեկտորի զգայուն ծավալում, ապա չափված ազդանշանը համեմատական կլինի նրա լրիվ էներգիային: Կիսահաղորդչային հաշվիչը պետք է աշխատի p-n անցումին կիրառված հակադարձ լարումով, էլեկտրոնների հավաքման համար անհրաժեշտ մեծ էլեկտրական դաշտ ապահովելու համար: Սովորաբար օգտագործվում են p-n անցումով

մակերևութային արգելակման (բարիերային) դետեկտորներ կամ p-i-n կառույցներ (տես նկ. 7.3-7.6) /480,481,482/: p-n անցում ստեղծելու համար երկու p և n հաղորդականության կիսահաղորդիչներ հպվում են իրար: էլեկտրոնները n տիպի կիսահաղորդիչից դրեյֆում են դեպի p-տիպի կիսահաղորդիչը և հակառակը, խոռոչները p-տիպի կիսահաղորդիչից դեպի n: Որպես հետևանք, բաժանման որոշակի տիրույթում, լիցքակիրների ռեկոմբինացիայի հետևանքով ստեղծվում են լիցքակիրներով աղքատացած զոնաներ, նույնիսկ արտաքին դաշտի բացակայության պայմաններում:



Նկ. 7.3. pn կիսահաղորդչային դետեկտորի աշխատանքի սկզբունքը (ցույց են տրված միայն ազատ լիցքերը):

7.3 նկարը ցույց է տալիս p-n կիսահաղորդչի աշխատանքի սկզբունքը: Երկու դեպքում էլ ցույց են տրված ազատ լիցքակիրների նշանը p կամ n տիրույթում: Անշարժ իոնները դրական են n տիրույթում, նրանք էլեկտրոնների դոնորներ են, և բացասական են p տիրույթում, նրանք էլեկտրոնների ակցեպտորներ են: Լիցքավորված իոնները լիցքակիրներով աղքատացած զոնայում առաջացնում են որոշակի լարման տարբերություն:

p-n անցումը ունի դիոդի հատկություններ: n հաղորդական շերտի վրա կիրառված արտաքին դրական լարումը մեծացնում է լիցքակիրներով աղքատացած տիրույթը: Այդ ճանապարհով կարելի է ստանալ միչև 1 մմ հաստությամբ աղքատացած զոնա: Քանի որ աղքատացած զոնայի հարևան շերտն ունի համեմատաբար բարձր հաղորդականություն, ապա աղքատացած զոնայի վրա կիրառված հակադարձ լարումը ստեղծում է մասնիկների գրանցման համար անհրաժեշտ էֆեկտիվ էլեկտրական դաշտ: Լիցքավորված մասնիկների կամ ֆոտոնների կողմից ծնված էլեկտրոնները կարող են հավաքվել այդ դաշտի օգնությամբ, քանի դեռ նրանք չեն հասցրել ռեկոմբինացվել: Աղքատացած զոնայի տիպիկ լայնությունը հավասար է 300 մկմ: $E=10^3$ Վ/սմ դաշտի լարվածության դեպքում,

լիցքակիրների $\mu=10^3$ սմ^2/Վ·վ շարժունակության դեպքում հավաքման ժամանակը կլինի՝

$$t_c = \frac{d}{\mu E} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ վ}: \qquad 7.2$$

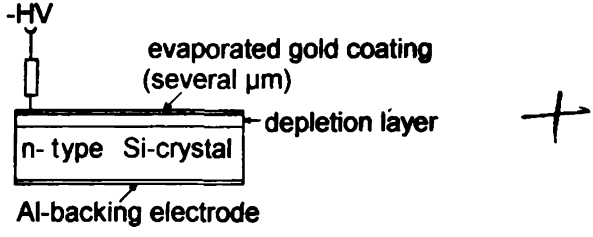
Ճա մասնիկների կամ էլեկտրոնների սպեկտրոսկոպիայի համար անհրաժեշտ է, որ աղքատացած զոնան հնարավորինս մոտ լինի մակերևույթին: Այդպիսի մակերևութային-բարիերային դետեկտորներ ստեղծվում են n հաղորդական սիլիցիումի բյուրեղների օգնությամբ: Այդ բյուրեղի մակերևույթին հպվում է p հաղորդական սիլիցիումի բյուրեղ (իրականում հնարավոր է սիլիցիումի բյուրեղի տարբեր կողմերը հարստացնել տարբեր հաղորդականության ատոմներով, ստեղծելով համապատասխան աղքատացած զոնա): Մի քանի միկրոմետր հաստությամբ ոսկու շերտը, որը գոլորշիացումով նստեցվում է դետեկտորի մակերևույթին, ծառայում է որպես բարձր լարման կիրառման և ազդանշանի ընթերցման հարթակ: Այդ կողմը օգտագործվում է, նաև, որպես լիցքավորված մասնիկների մուտքի պլատուհան (տե՛ս 7.4 նկ.): Այս դեպքում ստացվում է՝

$$d = 0.309\sqrt{U\rho_p} \quad \text{մկմ} \qquad 7.3$$

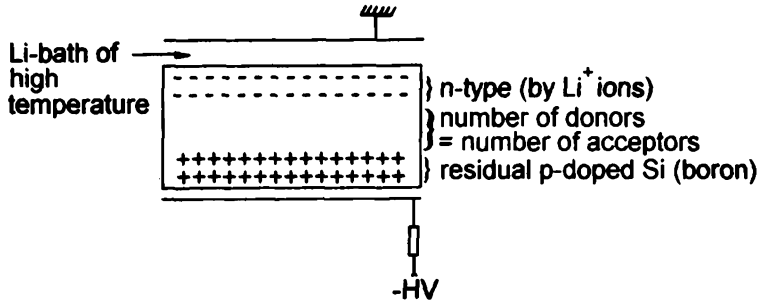
հաստությամբ աղքատացած գոտի p-հարստացված սիլիցիումի համար և

$$d = 0.505\sqrt{U\rho_n} \quad \text{մկմ} \qquad 7.4$$

n հարստացված սիլիցիումի համար /1,2/:

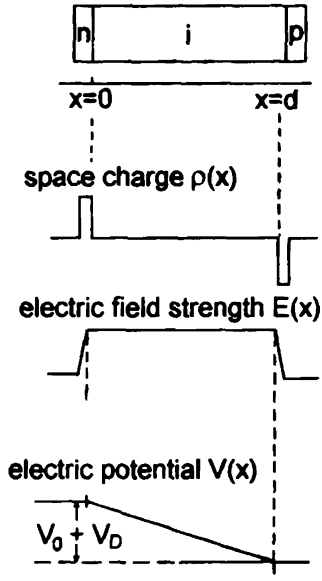


Նկ. ~~7.4~~ 2 Մակերևութային բարիերային դետեկտորի աշխատանքի սկզբունքը:



Նկ. 7.5. p-i-n անցումով կիսահաղորդչային դետեկտորի կառուցվածքը: Այն զոնայում, որտեղ դոնորների քանակը հավասար է ակցեպտորների քանակին ներկայացնում է ներքին հաղորդական զոնան:

Ս-ն հակադարձ լարումն է վոլտերով, ρ_P և ρ_n p կամ n հարստացված սիլիցիումի տեսակարար դիմադրությունն է օհմ.սմ, իսկ d-ն աղքատացած գոտու հաստությունն է միկրոմետրերով: $\rho=3\cdot10^3$ օհմ.սմ բնորոշ արժեքի համար, կիրառված լարման 100 Վ արժեքի դեպքում կարելի է ստանալ 170 մկմ հաստությամբ աղքատացված շերտ: p-i-n կառույցներում հնարավոր է ստանալ ավելի հաստ աղքատացված գոտիներ: Սրանք այն սարքերն են, որոնցում p և n հաղորդական շերտերի միջև ստեղծվում է ներքին միայն տվյալ բյուրեղին հատուկ, հաղորդականության շերտ: Այդպիսի p-i-n կառույց կարելի է ստանալ բորով հարստացված p տիպի սիլիցիումի մեջ (տես նկ. 7.5) լիթիումի ատոմներ դիֆուզելու միջոցով: Լիթիումն ունի 3 էլեկտրոն (արտաքին շերտում 1) և ,հետևաբար, հանդիսանում է էլեկտրոնի դոնոր, քանի որ արտաքին էլեկտրոնը թույլ է կապված: Լիթիումի ատոմները դիֆուզվում են p հաղորդական բյուրեղի մեջ 400°C ջերմաստիճանում: Լիթիումի ատոմների փոքր չափերի հետևանքով դիֆուզիայի արագությունը նկատելիորեն մեծ է: Դիֆուզիայի երևույթի ավարտից հետո, արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ, լիթիումի դրական իոնները հեռացվում են բյուրեղից: Ստեղծվում է մի շերտ, որում լիթիումի իոններն ամբողջովին կոմպենսացնում են բորի իոններին:



Նկ. 7.6. p-i-n կիսահաղորդչային անցումում տարածական լիցքի, էլեկտրական դաշտի լարվածության և պոտենցիալի կախումը կոորդինատից /2/:

Այս դեպքում աղքատացած զոնայի տեսակարար դիմադրությունը կազմում է $3 \cdot 10^5$ օհմ.սմ, որը մոտավորապես հավասար է առանց որևէ խառնուրդի սիլիցիումի բյուրեղի ներքին տեսակարար դիմադրությանը:

Կիրառված արտաքին լարումը (bias) աղքատացած զոնան փոխարկում է բարիերային շերտի, որն էլ հանդիսանում է դետեկտորի զգայուն ծավալը: Այս մեթոդով կարելի է ստանալ p-i-n կառույցներ, համեմատաբար բարակ p և n զոնաների դեպքում՝ մինչև 5մմ հաստությամբ i զոնայով:

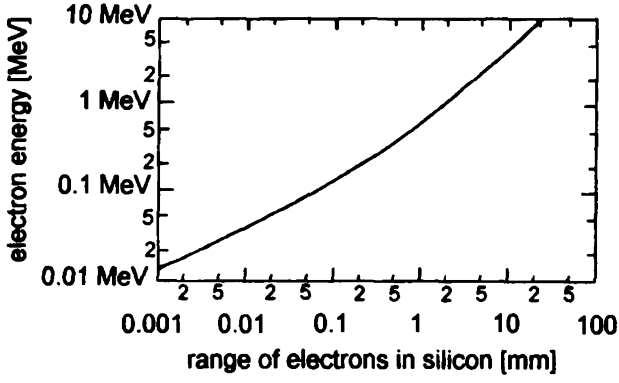
7.6 նկարում ցույց է տրված տարածական լիցքի (ծնված դրական և բացասական իոնների), էլեկտրական դաշտի լարվածության և պոտենցիալի բաշխումը p-i-n դետեկտորի ծավալում /2,63/: Համեմատաբար բարակ p և n տիրույթներում պարունակվող տարածական լիցքը ստեղծում է հաստատուն էլեկտրական դաշտի լարվածություն ներքին i տիրույթում: n և p հաղորդական զոնաների միջև պոտենցիալների տարբերությունը կազմված է արտաքին U_0 և դիֆուզային U_D լարումներից:

Այդպիսի Si(Li) կամ Ge(Li) կիսահաղորդչային դետեկտորները լավագույնն են ՄէՎ տիրույթի ֆոտոնների կամ էլեկտրոնների սպեկտրոսկոպիայի համար, որտեղ նրանք ունեն գերազանց էներ-

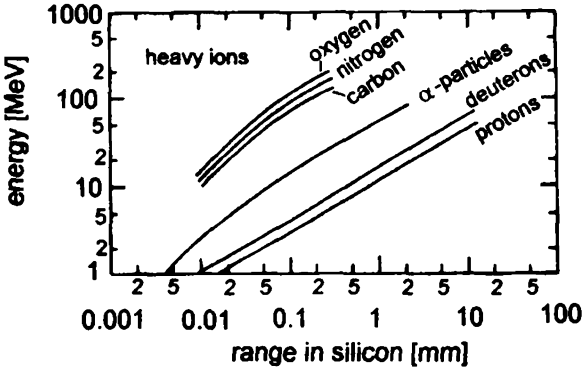
գետիկ լուծողականություն: Ջերմաստիճանով պայմանավորված «մութ» հոսանքներից խուսափելու համար, գերմանիումային դետեկտորը սառեցվում է մինչև հեղուկ ազոտի ջերմաստիճան (նրանց էներգետիկ բացակը փոքր է 0.67էՎ):

Քանի որ, այժմ հնարավոր է աճեցնել առանց խառնուրդների գերմանիումի մեծ բյուրեղներ, ապա, այժմ հաճախ Ge(Li) դետեկտորները փոխարինվում են գերմաքուր գերմանիումի դետեկտորներով: Սա ունի նաև այն առավելությունը, որ այդ դետեկտորը պետք է սառեցվի միայն չափումներ կատարելու ժամանակ, այն դեպքում, երբ Ge(Li) դետեկտորը պահանջում է մշտական սառեցում, որպեսզի բացառվի լիթիումի իոնների ներքին զոնաներից դեպի դուրս դրեյֆելու հնարավորությունը: Գալիում արսենիդի պինդ վիճակի սարքերը նույնպես գերազանց դետեկտորներ են միջուկային և տարրական մասնիկների ֆիզիկայի փորձերում /483,486/:

7.7 և 7.8 նկարներում բերված են էլեկտրոնների, պրոտոնների, դեյտրոնների, α մասնիկների և որոշ ծանր իոնների վազքի երկարությունները սիլիցիումում /487/: Լիթիումով դիֆուզված սիլիցիումի 5 մմ հաստությամբ դետեկտորը կարող է կանգնեցնել ուղղահայաց ընկնող մինչև 120 ՄէՎ էներգիայով α մասնիկներին, մինչև 30 ՄէՎ էներգիայով պրոտոններին և մինչև 3 ՄէՎ էներգիայով էլեկտրոններին:

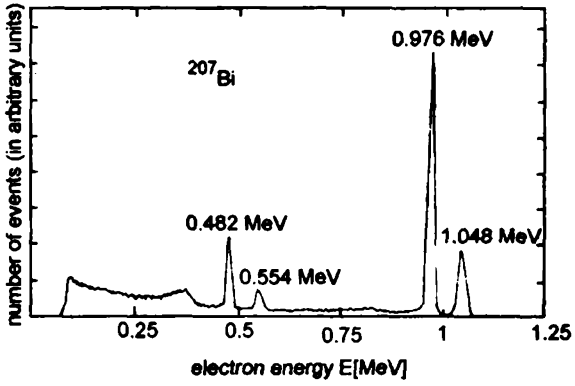


Նկ. 7.7. էլեկտրոնների էներգիա-ազատ վազքի երկարության կախումը սիլիցիումում/487/:

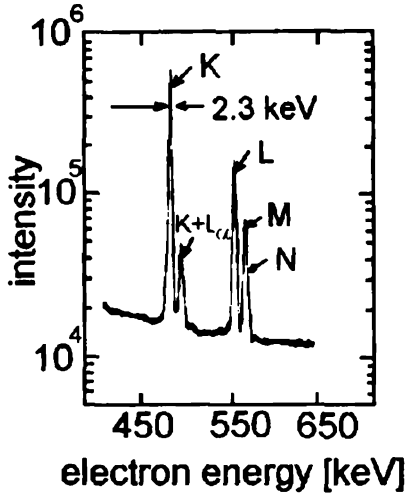


Նկ. 7.8. Պրոտոնների, դեյտրոնների, α մասնիկների և որոշ ծանր իոնների էներգիա-ազատ վազքի երկարության կախումը սիլիցիումում /487/:

7.9 նկարում բերված է ^{207}Bi իզոտոպի, K մակարդակի էլեկտրոնի կլանման հետևանքով, կապարի փոխարկման գծի սպեկտրի մի հատվածը, չափված Si(Li) դետեկտորով: Լավ նկատելի են K և L գծերի զույգը, որոնք համապատասխանում են միջուկային մակարդակների 570 կէՎ և 1064 կէՎ անցումներին:

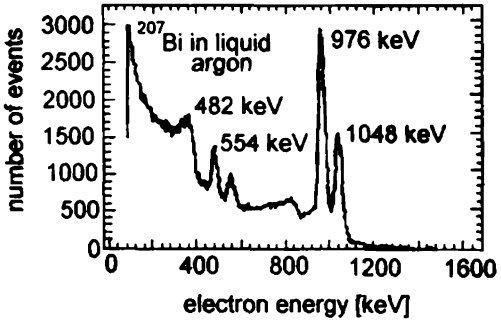


Նկ. 7.9. ^{207}Bi կոնվերսիոն գծային սպեկտրը չափված Si(Li) դետեկտորում /489/:

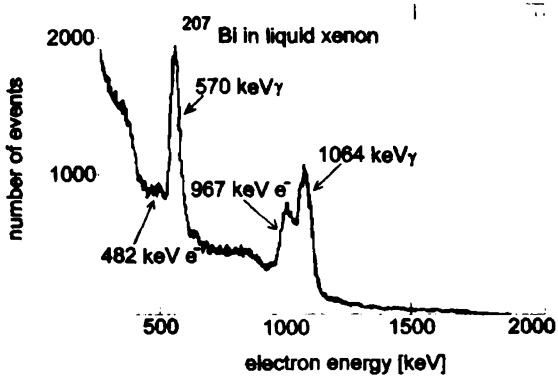


Նկ. 7.10. ^{207}Bi կոնվերսիոն գծային սպեկտրի 570 կէՎ տիրույթի մի կտորը /488/:

976 կէՎ կոնվերսիոն գիծը չափվում է 1.4% հարաբերական լայնությամբ (fwhm): Լավագույն կիսահաղորդչային հաշվիչները հնարավորություն են տալիս զանազանելու նույնիսկ M մակարդակի էլեկտրոնները K և L մակարդակի էլեկտրոններից: 7.10 նկարում բերված է ^{207}Bi փոխարկման գծի 570կէՎ-ին համապատասխանող սպեկտրի մի մասը: Ցայտուն կերպով զանազանվում է նաև K մակարդակի էլեկտրոնի կլանման և L_α բնութագրական գիծը /488/:****



Նկ. 7.11. ^{207}Bi իզոտոպի կոնվերսիոն էլեկտրոնների սպեկտրը չափված հեղուկ արգոնային խցում /421/:



Նկ. 7.12. ^{207}Bi իզոտոպի կոնվերսիոն էլեկտրոնների և γ ֆոտոնների սպեկտրը չափված հեղուկ քսենոնային խցում /421/:

Որպեսզի հնարավոր լինի համեմատել կիսահաղորդչային դետեկտորի հատկությունները այլ դետեկտորների հատկությունների հետ, նկ.7 11 և 7 12-ում բերված են ^{207}Bi իզոտոպի էներգետիկ սպեկտրները, որոնք ստացվել են հեղուկ արգոնի և հեղուկ քսենոնի իոնիզացիոն խցերում: Հեղուկ արգոնով լցված խուցը K և L գծերը բաժանում է բավականին լավ և տալիս է σ=11 կէՎ լուծողականություն: Xe բարձր Z-ի (Z=54) հետևանքով, այդ դետեկտորը նույնպես բավականին մեծ հավանականությամբ գրանցում է 570 և 1064 կէՎ էներգիայի ֆոտոնները: Սակայն այդ դետեկտորը ընդունակ չէ բաժանելու K և L գծերը: Երկու դետեկտորում էլ ֆոտոնների Կոմպտոն ցրումը առաջացնում է զգալի ֆոն /421/: 20 ppm (միլիոներորդական մաս) TEA-ով ($(C_2H_5)_3N$) հարստացված հեղուկ քսենոնային դետեկտորը 570 կէՎ ֆոտոնների համար ապահովում է 30 կէՎ լուծողականություն /490/: Կիսահաղորդչային, ինչպես նաև գազային, դետեկտորներում ծնված լիցքակիրների վիճակագրական ֆլուկտուացիաները փոքր են քան Պուասոնյան բաշխման ֆլուկտուացիաները √n: Մոնոէներգետիկ գծի բաշխումը ավելի ասիմետրիկ և նեղ է քան Գաուսյան բաշխումը: Ֆանոֆակտորը (սիլիցիումի համար հավասար է 0.16,տես 1.1.2 գլուխը) Գաուսյան բաշխման լայնությունը σ^{*2} ձևափոխում է $\sigma^2=\sigma^{*2}\cdot F$ այնպես, որ էներգետիկ լուծողականությունը (քանի որ E-ն համեմատական է n-ին) կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով

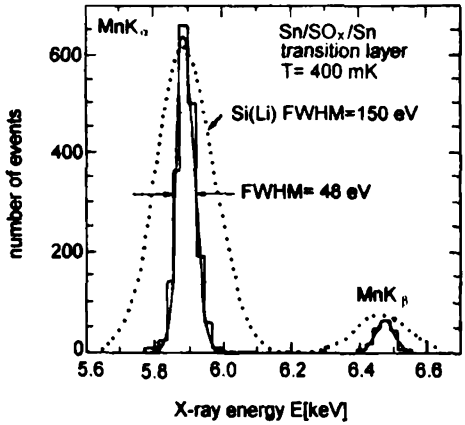
$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{\sqrt{F\cdot\sigma^{*2}}}{n} = \frac{\sqrt{n}\sqrt{F}}{n} = \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{n}}: \qquad 7.5$$

Օգտագործելով n=E/W, որտեղ W-ն լիցքակիրների զույգի ծնման էներգիան է, կստանանք

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{W}\sqrt{F}}{\sqrt{E}} \quad \text{բանաձևը:} \qquad 7.6$$

Հետևաբար, ^{207}Bi իզոտոպի 976 կէՎ փոխարկման գծի էներգետիկ լուծողականությունը Si(Li) հաշվիչում կարող է հասնել 8.10^{-4} տեսական սահմանին: Նույն ձևով, լավագույն դետեկտորներում ^{60}Co γ ճառագայթման 1.33 ՄէՎ գիծը սկզբունքորեն կարելի է չափել 9.10^{-4} լուծողականությամբ (գերմանիումի Ֆանո ֆակտորը = 0.4):

Կիսահաղորդչային դետեկտորից ստացված ազդանշանը պահանջում է փոքր աղմուկով լիցքի նկատմամբ զգայուն ուժեղացուցիչների օգտագործում: Գերմանիումի և սիլիցիումի դետեկտորները հիմնականում օգտագործվում են α,β և γ ճառագայթների սպեկտրոսկոպիայում: Այս կիսահաղորդչային դետեկտորները բնութագրվում են մի քանի էՎ քվանտային անցումով: Էներգետիկ լուծողականությունը կարելի է էլ ավելի լավացնել, եթե էներգիայի կլանումը կատարվի ավելի փոքր բաժիններով, կիսահաղորդիչներում, այսպես կոչված, Կուպերի զույգերի տրոհումով:

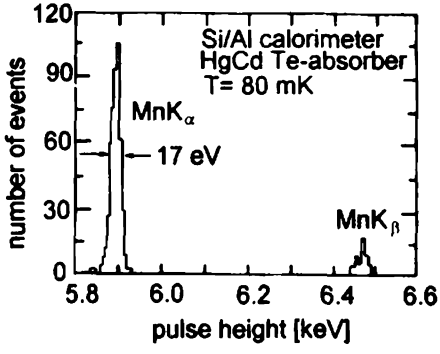


Նկ. 7.13. MnKα և MnKβ ռենտգենյան ճառագայթների ամպլիտուդային սպեկտրը չափված Sn/SOx/Sn թունելային անցումով դետեկտորով: Համեմատելու համար կետագծերով ցույց է տրված նաև Si(Li) կիսահաղորդչային դետեկտորի չափման արդյունքը /491/:

4.13 նկարում բերված է մագնեզիումի K_α և K_β ռենտգենյան ճառագայթման ֆոտոնների հոսանքի ազդանշանի լայնության բաշխումը Sn/SOx/Sn թունելային անցումով դետեկտորում T=400 մԿ

ջերմաստիճանում: Այս դեպքում ստացված լուծողականությունը զգալիորեն բարձր է լավագույն Si(Li) կիսահաղորդչային դետեկտորի տված լուծողականությունից /491/:

Ավելի ցածր ջերմաստիճաններում (T=80 մԿ) ստացված է մինչև 17 էՎ fwhm լուծողականություն մանգանի K_α գծի համար, HgCdTe կլանիչից և Si/Al բաղկացած կալորիմետրական բոլոմետրում (տե՛ս 7.14 նկարը) /492,493/:



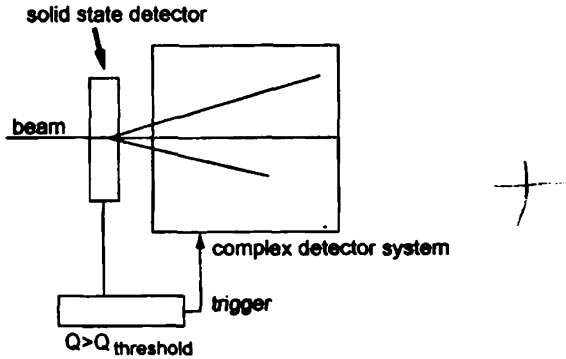
Նկ. 7.14. 5.9 կէՎ և 6.47 կէՎ ռենտգենյան ճառագայթների լայնութային սպեկտրը չափված HgCdTe կլանիչից և Si/Ae կալորիմետրից կազմված բոլոմետրի օգնությամբ: K_α գիծը համապատասխանում է L շերտից K շերտին անցնելուն, իսկ K_β գիծը M շերտից K շերտին անցնելուց /493/:

Բոլոմետրի օգնությամբ K_α 5.9 կէՎ ռենտգենյան ճառագայթները գրանցվում են ջերմաստիճանի աճի հաշվին: Այս միկրոկալորիմետրերը պետք է ունենան առավելագույնս փոքր տաքացման հնարավորություն, և նրանք պետք է աշխատեն շատ ցածր ջերմաստիճաններում (տե՛ս 7.6): Շատ դեպքերում նրանք պարունակում են մեծ մակերևույթով կլանիչներ (մի քանի միլիմետր տրամագծով), որը միացված է կիսահաղորդչային տերմիստորին: Էներգիան կլանվում է կլանիչում, որի ջերմաստիճանի փոփոխությունը գրանցում է տերմիստորը (լրիվ կլանման կալորիմետր): Այսպիսի երկու բաղկացուցիչներից բոլոմետրերը, թույլ են տալիս ստանալ գերազանց էներգետիկ լուծողականություն, բայց նրանք ներկայումս չեն կարող օգտագործվել մասնիկների մեծ հոսք գրանցելու համար, քանի որ ջերմային ազդանշանի անկման (փոքրացման) ժամանակը 20 մկվ-ի կարգի է: Ստանդարտ կալորիմետրական տեխնիկայի հետ համեմատած, որտեղ մասնիկների գրանցումը հիմնված է իոնիզացիայի ծնման և հավաքման վրա, բոլոմետրերը ունեն այն առավելությունը, որ սկզբունքորեն կարող են գրանցել թույլ փոխազդող և ոչ իոնիզացնող մասնիկներ, օրինակ, դանդաղ մագնիսական մոնոպոլներ, կամ աստղոֆիզիկական նեյտրի-

նոներ: Օրինակ՝ Մեծ Պայթյունից մնացած նեյտրինային ճառագայթումը 0.2 ՄէՎ էներգիայով (≈1.9Կ), որը համապատասխանում է 2.7Կ ջերմաստիճանով ֆոնային ռելիկտիվային ճառագայթմանը (տե՛ս 7.6 բաժինը): Ռենտգենյան ճառագայթների համար գերազանց էներգետիկ լուծողականություն ունեն նաև մեծ մակերեսով գերհաղորդիչ Nb/Al-AlO$_x$/Al/Nb թունելային անցումները /494/:

Բարձր էներգիայի ֆիզիկայի փորձերում կիսահաղորդչային դետեկտորները կարող են օգտագործվել որպես «կենդանի թիրախ» ավելի բարդ դետեկտորների համակարգի նշազտիչի ստեղծման համար: Նկ. 7.15-ում բերված է այդպիսի փորձի սխեմատիկ տեսքը:

Ձևար 4



4

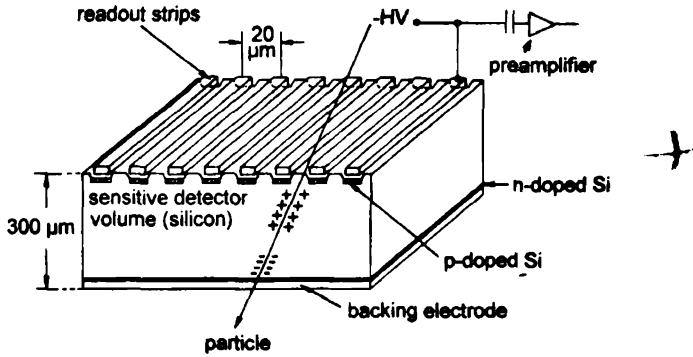
Նկ. 7.15 Բարդ փորձում կիսահաղորդչային դետեկտորը որպես «կենդանի թիրախ» օգտագործելու սխեման:

Բարդ դետեկտորային համակարգը ընթերցվում է միայն այն դեպքում, եթե ընկնող մասնիկը փոխազդել է թիրախի հետ, որը տվյալ դեպքում հենց կիսահաղորդչային դետեկտորն է: Թիրախում ծնված լիցքի հավաքումը հնարավորություն է տալիս դատել՝ տեղի՞ է ունեցել փոխազդեցություն, թե՞ ոչ: Եթե որպես նշազտիչի շեմ օգտագործվի $Q \geq kQ_{min}$ լիցքի ազդանշանը, որտեղ $k>1$ և Q_{min} մինիմում իոնիզացնող փնջային մասնիկից առաջացած լիցքն է, ապա կարելի է հասնել ֆոնային դեպքերի զգալի ճնշման:

Շերտերի կամ բարձիկների տեսքով շերտատված կիսահաղորդչային դետեկտորը կարելի է օգտագործել նաև հետագծի չափման համար /477/: Ընթերցվող շերտերի վրա լիցքի բաշխումն ապահովում է 10 մկմ և ավելի լավ տարածական լուծողականություն /476,495/: Այսպիսի սիլիցիումային միկրոստրիպ դետեկտորները հաճախ օգտագործվում են կուտակիչ օղակային փորձերում, որպես

գազաթային դետեկտորներ, մասնավորապես պվ ժամանակների տիրույթում, ոչ կայուն հադրոնների կյանքի տևողությունների չափման համար: Նրանք կարող են օգտագործվել նաև կարճ ապրող մեզոնների պիտակավորման համար (տե՛ս 11.12): Փոխազդեցության կետի անմիջական շրջակայքում, միկրոստրիպ սիլիցիումային դետեկտորի օգտագործման տեխնիկան, նմանակում է պղպջակային խցերի (տե՛ս 4.11 և նկ. 4.67) կամ միջուկային էմուլսիաների (4.61, նկ. 4.95) հնարավորությունները, օգտագործելով միայն մաքուր էլեկտրոնային ընթերցման առավելությունները: Բարձր տարածական լուծողականության շնորհիվ, միկրոստրիպ դետեկտորները հնարավորություն են տալիս բավականին հեշտությամբ կառուցել և բաժանել երկրորդային գագաթները նախնականներից:

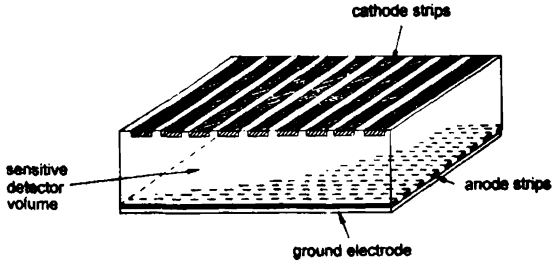
Սիլիցիումային միկրոստրիպ դետեկտորը կարող է աշխատել նաև պինդ վիճակի ուղղորդային խցի ռեժիմում /480,496/: Սակայն այն տալիս է միայն դեպքի պրոյեկցիան:



Նկ. 7.16. Սիլիցիումային միկրոստրիպ դետեկտորի սխեմատիկ պատկերը: Ընթերցվող ստրիպները (շերտերը) գտնվում են բացասական լարման տակ: Շերտերը ունակային կապով կապված են իրար հետ (մասշտաբը չի պահպանված) /481/:

Երկչափանի վերականգնում կարելի է ստանալ, եթե ընթերցումը ապահովվի սիլիցիումային շերտի երկու երեսներից, փոխուղղահայաց ստրիպների օգնությամբ:

Նկ. 7.16 նկարը ցույց է տալիս հաջորդական կատոդային ընթերցումով միկրոստրիպ սիլիցիումային դետեկտորի աշխատանքի սկզբունքը /481/, իսկ նկ. 7.17-ում բերված է փոխուղղահայաց շերտատված անոդային և կատոդային ստրիպներից ընթերցելու սխեման: Երկկողմանի ընթերցումը հնարավորություն է տալիս միայն մի դետեկտորի օգնությամբ վերականգնել եռաչափ կոորդինատը:



Նկ. 7.17. Երկկողմանի ընթերցվող սիլիցիումային միկրոստրիպային դետեկտորի սխեմատիկ պատկերը: Անոդային շերտերը ցույց են տրված կետագծերով:

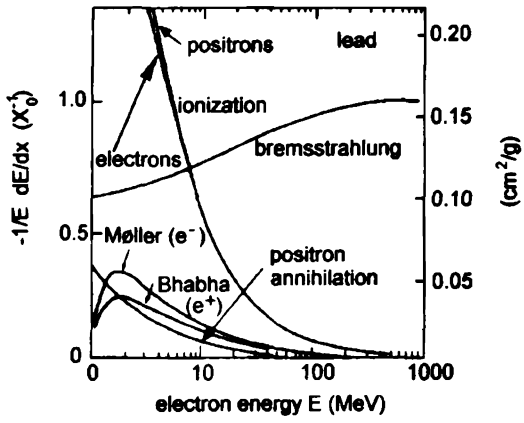
Եթե սիլիցիումի նմուշը բաժանված է մատրիցայի տեսքով բազմաթիվ բարձիկների, որոնք էլեկտրոնային եղանակով էկրանավորված են մեկը մյուսից, ապա բարդ դեպքի թողած էներգիան տարբեր բարձիկներում կարելի է ընթերցել բարձիկ առ բարձիկ: Ընթերցման ժամանակը զգալիորեն երկար է, քանի որ կատարվում է հետագա տվյալների մշակում, բայց այն հնարավոր է օգտագործել փնջին ուղղահայաց հարթությունում, երկչափ պատկերի վերականգնման համար: Բարձիկների 20*20 մկմ^2 չափերի դեպքում հնարավոր է ստանալ միչև 5 մկմ լուծողականություն: Բարձիկի վրա կուտակված լիցքի և նրա ընթերցման շնորհիվ, այս տիպի սիլիցիումային դետեկտորներն անվանվում են «Լիցքային կապով սարքեր» (CCD): Ժամանակակից արտադրությունը կարող է ապահովել միչև 1*1 սմ^2 CCD-ներ, որոնցում բարձիկների քանակը հասնում է 10^5 –ի /1,497-499/: Սիլիցիումի փոխարեն կարելի է ստեղծել միկրոստրիպ դետեկտորներ գալլիում-արսենիդից /483-486/:

Բոլոր կիսահաղորդչային դետեկտորները բարձր ռադիացիոն դաշտերում ենթակա են ծերացման, որը արտահայտվում է մեծ գաղտնի (leackage) հոսանքներով /500,501/: Օրինակ՝ սիլիցիումում գաղտնի հոսանքները աճում են մոտ 10 անգամ՝ 1կԳր=100 կռադ կլանված դոզայի դեպքում /502/:

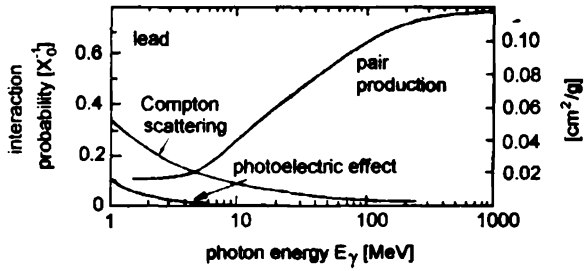
Կիսահաղորդչային դետեկտորները, իրենց հետ ինտեգրված նախաուժեղացուցիչների հետ միասին, բարձր ռադիացիոն միջավայրերում կարող են աշխատել սահմանափակ ժամանակ: Սակայն ռադիացիոն ամուր դետեկտորներ են պահանջվում, օրինակ LHC(Large Hadron Collaider at CERN), HERA (Electron-Proton storage ring at DESY, Hamburg) գիտափորձերում կամ տիեզերական տարածությունում կատարվող փորձերում:

7.2. ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԿԱՍՈՐԻՄԵՏՐԵՐ

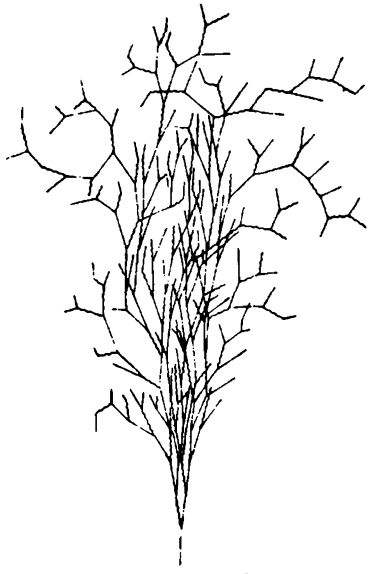
Մէկ էներգիաների տիրույթում սպեկտրոսկոպիայի համար, փոխազդեցության երևույթներից գերակշռողները՝ դրանք ֆոտոնների համար ֆոտոէլեկտրական և Կոմպտոն էֆեկտներն են, իսկ լիցքավորված մասնիկների համար իոնիզացիայի ու գրգռման երևույթները:



Նկ. 7.18. Էլեկտրոնների էներգետիկ կորուստների տարբեր մեխանիզմները կախված էներգիայից (Մոլլերի ցրում $e^-e^- \to e^-e^-$, Բաբայի ցրում $e^+e^- \to e^+e^-$, անիհիլացիա $e^+e^- \to \gamma\gamma$) /27,34,35,503/:



Նկ. 7.19. Ֆոտոնի կապարի հետ փոխազդեցության կտրվածքը կախված ֆոտոնի էներգիայից /27,34,35,503/:



Նկ. 7.20. էլեկտրոմագնիսական հեղեղի սխեմատիկ պատկերը: Ալիքաձև գծերը ֆոտոններն են, իսկ ուղիղ գծերը էլեկտրոնները (պոզիտրոնները):

Բարձր էներգիաների տիրույթում (> մի քանի ԳէՎ) էլեկտրոն-ներն իրենց էներգիան հիմնականում կորցնում են արգելակային ճառագայթման վրա, իսկ ֆոտոնները էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգերի ծնման վրա (~~տես 7.18 և 7.19 նկարները~~) /34,35/, որի հետևանքով ծնվում են էլեկտրոմագնիսական հեղեղներ: էլեկտրոմագնիսական հեղեղի զարգացման այդ երևույթի էսքիզը բերված է 7.20 նկարում:

էլեկտրոնի կամ ֆոտոնի առաջացրած հեղեղի լայնական և երկայնական զարգացումը կարելի է նկարագրել կամ անալիտիկ, կամ Մոնտե-Կարլո հաշվարկման մեթոդներով: Հետագծի ընդհանուր երկարությունը -T, որը հեղեղում եղած բոլոր լիցքավորված մասնիկների ինքնուրույն հետագծերի երկարությունների գումարն է, համեմատական է ընկնող մասնիկի էներգիային

$$T \propto \frac{E_0}{E_c} \qquad 7.7$$

որտեղ E_c տվյալ նյութի մեջ հեղեղի զարգացման կրիտիկական էներգիան է (տե՛ս 1.1.4):

Եթե η(ξ)-ը հեղեղի առանձին մասնիկների մինիմալ էներգիան է, որը կարելի է չափել կալորիմետրով, ապա հետագծի երկարության չափվող արժեքը կլինի

$$T_m = F(\xi)\cdot\frac{E_0}{E_c}\cdot X_0 \quad \text{գ/սմ}^2 \qquad 7.8$$

որտեղ $T_m<T$ և $\xi=\xi(\eta)$: Հեղեղային մասնիկների ընդհանուր քանակը, իհարկե, կախված է η հատման (cut) պարամետրից: Սակայն այդ կախվածությունը զգալի չէ, եթե η արժեքը ընտրված է բավականին փոքր (≈ՄէՎ):

F(ξ) ֆունկցիան հաշվի է առնում հատման պարամետրի էֆեկտը չափվող հետագծի ընդհանուր երկարության վրա, երբ էլեկտրոմագնիսական հեղեղը ամբողջովին կլանվում է կալորիմետրում:

F(ξ) կարելի է ներկայացնել հետևյալ պարամետրական տեսքով /58/

$$F(\xi) = \left\{1 + \xi\ln\left(\xi/1.53\right)\right\}\cdot e^{\xi} \qquad 7.9$$

որտեղ

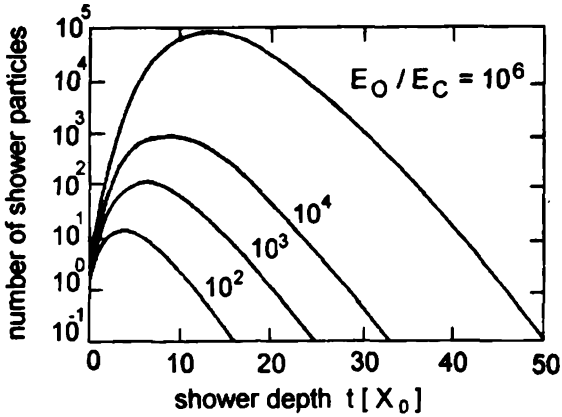
$$\xi = 2.29\cdot\frac{\eta}{E_c} \qquad 7.10$$

էներգետիկ կորուստների երկայնական բաշխումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ մոտավորությամբ

$$\frac{dE}{dt} = const\cdot t^{a}\cdot e^{-bt} \qquad 7.11$$

որտեղ $t=X/X_0$ հեղեղի խորությունն է ռադիացիոն երկարության միավորներով, իսկ a և b ընտրվող պարամետրեր են /504,505/:

Այսպիսի պարամետրիզացիան հիմնված է հեղեղի ձևավորման ֆիզիկական երևույթի վրա: Հեղեղի փոքր խորությունների դեպքում երկրորդային մասնիկների քանակն աճում է t^a օրենքով: Հեղեղային մասնիկների քանակի աճը տեղի է ունենում նրանց միջին էներգիայի նվազման հաշվին: Վերջ ի վերջո մասնիկների ընդհանուր քանակը հասնում է որոշակի մաքսիմումի: Մաքսիմումից հետո գերազանցող է դառնում կլանման երևույթը, որը արդեն բացատրվում է էքսպոնենցիալ e^{-bt} ֆունկցիայով (~~հանձնատիր 7.21 նկարի հետ~~):



Նկ. 7.21. Էլեկտրոմագնիսական հեղեղի երկայնական զարգացումը, E_c-ն կրիտիկական էներգիան է /503,509/:

էլեկտրոմագնիսական հեղեղի երկայնական զարգացման ուրվագծի ավելի ճշգրիտ կախվածությունը ստացվում է EGS Մոնտե-Կարլո հաշվարկային ծրագրի օգնությամբ /34,35,506,507/, որի արդյունքում ստացվում է հետևյալ կախումը՝

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot f \cdot \frac{(f \cdot t)^{g-1} e^{-ft}}{\Gamma(g)} \qquad 7.12$$

որտեղ Γ(g) էյլերի Γ ֆունկցիան է և որոշվում է՝

$$\Gamma(g) = \int_0^\infty e^{-x} x^{g-1} dx \qquad 7.13$$

Γ ֆունկցիան ունի հետևյալ հատկությունները.

$$\Gamma(g+1) = g\Gamma(g) \qquad 7.14$$

g և f պարամետրերի արժեքները ստացվում են ֆիտի արդյունքում, E_0 մասնիկի նախնական էներգիան է: Այս բանաձևի արդյունքում ստացվում է, որ հեղեղի մաքսիմում երկարությունը

$$t_{max}=(g-1)/f : \qquad 7.15$$

Կալորիմետրի նախագծման համար մեծ կարևորություն ունի հեղեղի լայնական և երկայնական զարգացման հաշվառումը: Հեղեղի էներգիայի 98% պարունակում է

$$L(98\%)=2.5 \cdot t_{max}\ [X_0], \qquad 7\ 16$$

երկարության մեջ, E_0 = 10-1000 ԳէՎ տիրույթում /508/: t_{max} արտահայտված ռադիացիոն երկարության միավորներով, համա-

պատասխանում է հեղեղի զարգացման ընթացքում առաջացած մաքսիմում քանակի մասնիկների տեղին, էլեկտրոնների համար դա՝

$$t_e^{max} = \ln(\frac{E_0}{E_c}) - 0.5 \qquad 7.17$$

բանաձևն է, իսկ ֆոտոնների համար

$$t_\gamma^{max} = \ln(\frac{E_0}{E_c}) + 0.5 \qquad 7.18$$

բանաձևը, որի օգտագործումը 7.15 հավասարումը բերում է հետևյալ տեսքի

$$t^{max} = \frac{g-1}{f} = \ln(\frac{E_0}{E_c}) + C_i \qquad 7.19$$

C_γ= + 0.5 ֆոտոնների և C_e= 0.5 էլեկտրոնների առաջացրած հեղեղների համար:

Քննարկվող էլեկտրոնային հեղեղների երկայնական զարգացումը ցույց է տրված 7.21 նկարում, տարբեր նախնական էներգիաների դեպքում /503,509/: Հեղեղի երկայնական ուրվագիծը ընդհանրապես կախված է կլանող միջավայրից: 7.21 նկարում այդ կախվածությունը հաշվի առնելու համար ընկնող մասնիկի էներգիան արտահայտված է կրիտիկական էներգիայի միավորներով, իսկ հեղեղի խորությունը ռադիացիոն երկարության միավորներով: Շատ բարձր էներգիաների տիրույթում, խիտ միջավայրերում, հեղեղի զարգացումը ենթարկվում է Լանդաու-Պոմերանչուկ-Միգդալ էֆեկտին /510,511/: Այս էֆեկտը կանխագուշակում է խիտ միջավայրերում բարձր էներգիայի էլեկտրոնների կողմից փոքր էներգիայի ֆոտոնների ճառագայթման ճնշվածություն: էլեկտրոնը փոխազդելով միջուկի հետ, ծնում է արգելակային ճառագայթում, որն ուղեկցվում է միջուկի և էլեկտրոնի միջև շատ փոքր երկայնական շարժման քանակի փոխանցումով: Հեյզենբերգի անորոշությունների սկզբունքը, հետևաբար, պահանջում է, որ փոխազդեցությունը տեղի ունենա մեծ հեռավորությունների վրա, որն անվանվում է ձևավորման զոնա (formetion zone): Եթե էլեկտրոնը այդ հեռավորությունը անցնելիս գրգռված է, ապա ֆոտոնի ճառագայթման հավանականությունը փոքրանում է: Սա կարող է տեղի ունենալ շատ խիտ միջավայրերում, որտեղ ցրման կենտրոնների միջև եղած հեռավորությունը փոքր է ալիքային ֆունկցիայի տարածական բաշխումից: Լանդաու-Պոմերանչուկ-Միգդալ էֆեկտը (հետագայում՝ ԼՊՄ էֆեկտ) կանխագուշակում է, որ խիտ միջավայրերում էլեկտրոնի բազմակի ցրումը բավարար է, որպեսզի փոքրացնի փոքր էներգիայի ֆոտոնների ծնման հավանա-

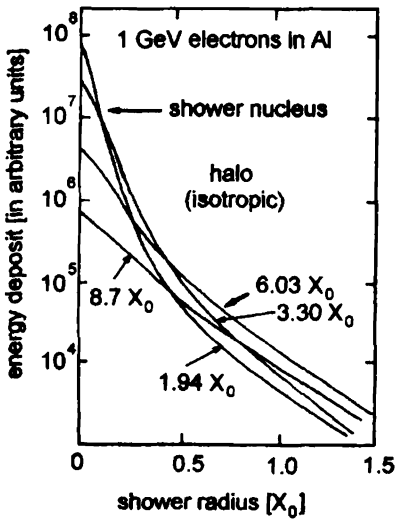
կանությունը արգելակային ճառագայթման սպեկտրի վերջում: Այս էֆեկտի իրականացիությունը ցույց է տրված SLAC-ի վրա, տարբեր թիրախների հետ կատարված փորձերում 25 ԳէՎ էլեկտրոնային փնջով: Ֆոտոնների ծնման հավանականության ճնշման մեծության արժեքը համընկնում է ԼՊՄ-ի կանխագուշակումներին /512,513/:

ԼՊՄ էֆեկտը վերաբերվում է նաև գերբարձր էներգիաների տիրույթի տիեզերական ճառագայթների փորձերին և այն պետք է հաշվի առնվի կալորիմետրերի նախագծման ժամանակ: Այս պահանջը ճիշտ է նաև բարձր էներգիայի արագացուցիչների և կուտակիչ օղակների համար (LHC):

էլեկտրամագնիսական հեղեղի լայնական չափը հիմնականում բազմակի ցրման արդյունք է և լավագույնս է բնութագրվում Մոլլերի շառավղով

$$R_m = \frac{21(MeV)}{E_c} \cdot X_0(g/cm^2) \qquad 7.20$$

Հեղեղի խորության աճի հետ աճում են նաև նրա լայնական չափերը: 7.22 նկարը /505,508,514/ ցույց է տալիս հեղեղի լայնական ուրվագիծը 1 ԳէՎ էլեկտրոնների համար ալյումինի կլանիչում, հեղեղի տարբեր խորությունների համար: Կլանված էներգիայի մեծագույն մասը գտնվում է հեղեղի միջուկի համեմատաբար փոքր տիրույթում:



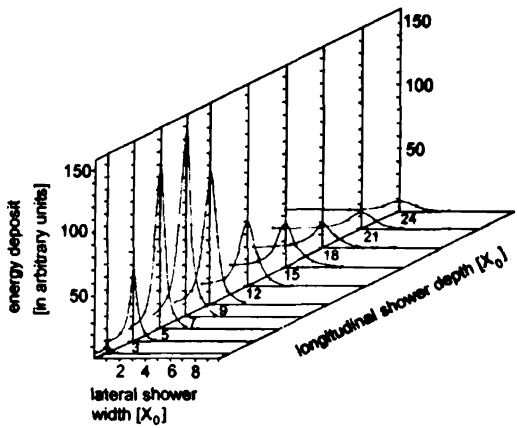
Նկ. 7.22. էլեկտրոմագնիսական հեղեղի լայնական չափերը կախված հեղեղի խորությունից /505,508,514/:

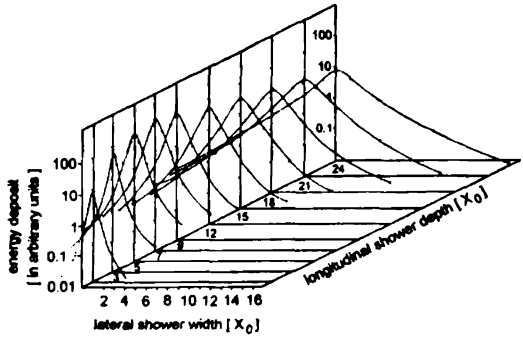
Հիմնականում կարելի է պնդել, որ հեղեղի էներգիայի 95% պարունակվում է հեղեղի առանցքի շուրջը կառուցված գլանի ներսում, որի շառավիղը հավասար է

$$R(95\%) = 2R_m = \frac{42(MeV)}{E_c} \cdot X_0(g/cm^2) \qquad 7.21$$

Այդ շառավղի կախումը կլանիչի հատկություններից հաշվի է առնված 7.21 հավասարման մեջ մտնող կրիտիկական էներգիայի և ռադիացիոն երկարության օգտագործմամբ: Նկ. 7.23-ում բերված է 6 ԳէՎ էներգիայով էլեկտրոնների հեղեղի լայնական և երկայնական զարգացումը կապարե կալորիմետրի մեջ /504,505/:

Էլեկտրոնային հեղեղի շատ կարևոր հատկություններ կարելի է հասկանալ հետևյալ պարզ մոդելի օգնությամբ /1,515,516/: Ենթադրենք E_0-ն լրիվ կլանման կալորիմետրի վրա ընկնող ֆոտոնի նախնական էներգիան է (նկ 7.24): Մեկ ռադիացիոն երկարությունից հետո ֆոտոնը ծնում է e^+e^- զույգ, որոնցից յուրաքանչյուրը հաջորդ ռադիացիոն երկարության մեջ ծնում է արգելակային ֆոտոն, որը նույնպես հետագայում վերածվում է էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի: Ենթադրենք, որ յուրաքանչյուր այդպիսի փոխարկման ընթացքում էներգիան հավասարապես է բաշխվում ծնվող մասնիկների միջև:





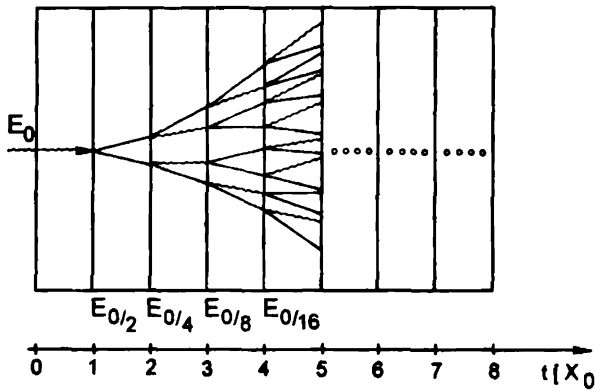
Նկ. 7.23. Էլեկտրոնի (6 ԳէՎ) հեղեղի երկայնական և լայնական զարգացումը կապարում գծային և լոգարիթմական մասշտաբներով /504,505/:

Հեղեղի մասնիկների ընդհանուր քանակը (էլեկտրոններ, պոզիտրոններ, ֆոտոններ) t խորության վրա կլինի

$$N(t) = 2^t \qquad 7.22$$

որտեղ արդեն յուրաքանչյուր մասնիկի էներգիան համապատասխանաբար կլինի

$$E_t = E_0 \cdot 2^{-t} \qquad 7.23$$



Նկ. 7.24. Հեղեղի պարզագույն բնութագրական մոդելի էսքիզը:

Հեղեղային մասնիկների բազմացումը տեղի է ունենում այնքան ժամանակ, քանի դեռ $E_0/N>E_c$: Երբ մասնիկի էներգիան փոքրանում է E_c – ից, սկսվում են կլանման երևույթները, որոնք են

իոնիզացիան և գրգռումը էլեկտրոնների համար, և Կոմպտոն ցրումն ու ֆոտոէֆեկտը ֆոտոնների համար: Հեղեղը սկսում է մահանալ:

Հեղեղը մաքսիմումի է հասնում այն կետում, երբ բազմացման վերջին քայլի ընթացքում հեղեղի մասնիկների էներգիան հավասարվում է E_c

$$E_c = E_0 \cdot 2^{-t_{max}} \qquad 7.24$$

որը հանգեցնում է

$$t_{max} = \frac{\ln E_0/E_c}{\ln 2} \propto \ln E_0/E_c \qquad 7.25$$

և այն որակապես համընկնում է 7 17 բանաձևի հետ: Հետևաբար, հեղեղային մասնիկների ընդհանուր քանակը հավասար է՝

$$S = \sum_{t_0}^{t_{max}} N_t = \sum_{t_0}^{t_{max}} 2^t = 2^{t_{max}+1} - 1 \approx 2^{t_{max}+1} \qquad \text{կամ՝} \quad 7.26$$

$$S = 2 \cdot 2^{t_{max}} = 2\frac{E_0}{E_c} \propto E_0 \qquad 7.27$$

Մասնիկի հետագծի հատվածները, հաշված t հավասարահեռ քայլերով (արտահայտված X_0), տալիս են հեղեղի հետագծի լրիվ երկարությունը

$$S^* = 2\frac{E_0}{E_c} \cdot \frac{1}{t} \qquad 7.28$$

Շերտավորված կալորիմետրերում, որտեղ հետագծի հատվածները գրանցվում են միայն ֆիքսված t հեռավորությունների վրա տեղադրված զգայուն հաշվիչներով, պետք է սպասել հետևյալ էներգետիկ լուծողականությունը՝

$$\frac{\sigma}{E_0} = \frac{\sqrt{S^*}}{S^*} = \frac{1}{\sqrt{S^*}} = \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{2E_0/E_c}} \propto \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{E_0}} \qquad 7.29$$

Այսպիսի պարզագույն մոդելը բավականին ճիշտ է բացատրում էլեկտրոմագնիսական հեղեղի կարևոր որակական բնութագրերը: 7.21 հավասարումով տրվող էլեկտրոմագնիսական հեղեղի լայնական չափերը ճիշտ են միայն լրիվ կլանող կալորիմետրերի համար (այսինքն, երբ ակտիվ միջավայրերում տեղի է ունենում լրիվ կլանումը): Եթե շերտավորված կալորիմետր է օգտագործվում, որը պարունակում է իրար հաջորդող, կլանող և

գրանցող շերտեր, ապա լայնական չափերը աճում են: Սա լավ նկատելի է գազային գրանցիչ շերտերով կալորիմետրերում: Եթե $y = \sum y_i$ գազային դետեկտորների հաստությունների գումարն է, և $x = \sum x_i$ կլանիչ շերտերի ընդհանուր հաստությունն է, որում տեղի է ունենում հեղեղի զարգացումը, ապա համասեռ կալորիմետրերի հետ համեմատած լայնական չափերը աճում են $\frac{x+y}{x}$ անգամ, հասցնելով այն՝

$$R(95\%) = 2R_m \cdot \frac{x+y}{x} \qquad 7.30$$

Այս հավասարումը նշանակում է, որ շերտավորված կալորիմետրի համար էֆեկտիվ շառավիղը (95% պարունակող) դետեկտորի և կլանիչի հաստությունների միջինացված արժեքն է: Այժմ ավելի մանրամասն քննարկենք այն ֆլուկտուացիաները, որոնք վատացնում են շերտավորված կալորիմետրերի էներգետիկ լուծողականությունը /1,504,505,517,518,519/: Շերտավորված կալորիմետրերում գրանցվում է հեղեղի էներգիայի միայն այն մասը որը մնացել է չափիչ դետեկտորի շերտերում: Պարզ է, որ էներգետիկ կորուստները կլանիչում և դետեկտորում փոփոխվում են դեպքից դեպք, բերելով այսպես կոչված «շերտավորման ֆլուկտուացիաների» (sampling fluctuation), որը կալորիմետրի էներգետիկ լուծողականության վրա ունի զգալի ազդեցություն: Եթե հեղեղի էներգիայի մի հատվածը չափվում է դետեկտորի մի շերտում, ապա այդպիսի շերտերի քանակը կլինի՝

$$N = \frac{T_m}{d} \qquad 7.31$$

որտեղ T_m հեղեղի հետագծի լրիվ չափելի երկարությունն է (տես 7.8 հավասարումը) և d դետեկտորի երկու շերտերի հեռավորությունն է:. Օգտագործելով հետագծի երկարության համար ստացված 7.8 բանաձևը, հետագծի հատվածների քանակի համար կստանանք՝

$$N = F(\xi) \cdot \frac{E_0}{E_c} \cdot \frac{X_0}{d} \qquad 7.32$$

Օգտվելով Պուանսոնի վիճակագրությունից, «շերտավորման ֆլուկտուացիաների» առաջ բերած էներգետիկ լուծողականության սահմանը կլինի

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \sqrt{\frac{E_c \cdot d}{F(\xi)E_0 X_0}} \qquad 7.33$$

Բանաձևում հաշվի չի առնված բազմակի ցրման հետևանքով առաջացող θ անկյունը հեղեղի առանցքի և նրա մասնիկների միջև, որը բերում է շերտի d հաստության ձևափոխման d/cosθ տեսքի: Այսպիսով 7.33 հավասարումը ձևափոխվում է՝

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{Sampling} = \sqrt{\frac{E_c \cdot d}{F(\xi) \cdot E_0 \cdot X_0 \cdot \cos\theta}} \qquad 7.34$$

Իրականում ցրման անկյունը՝ θ փոփոխվում է մասնիկից մասնիկ, այնպես որ հավասարումը պետք է միջինացվի ըստ cosθ -ի (տե՛ս նկ. 4.70 և 4.84): Սակայն էլեկտրոմագնիսական հեղեղի համար ցրման անկյունները բավականին փոքր են: 7.34 հավասարման մեջ մտնող cosθ-ի միջին արժեքը կախված է ընկնող մասնիկի նախնական էներգիայից: Այն կարելի է գտնել կամ Մոնտե-Կարլո հաշվարկներով, կամ կալորիմետրի տրամաչափելով:

Ինչպես կարելի է տեսնել 7.34 հավասարումից, տրված նյութից կալորիմետրի լուծողականությունը լավանում է կախված $\sqrt{d/E_0}$ մեծացումից:

Իոնիզացիոն երևույթների մեծ էներգետիկ փոխանցումների հետևանքով, դետեկտորում կլանված էներգիան էլ ավելի է վատացնում էներգետիկ լուծողականությունը:

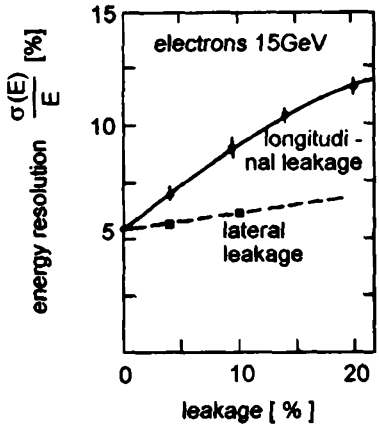
Լանդաուի ֆլուկտուացիաները հատկապես կարևոր են բարակ շերտերով դետեկտորների համար: Եթե δ-ն դետեկտորի շերտում միջին էներգետիկ կորստի արժեքն է, ապա իոնիզացիոն կորուստների Լանդաուի ֆլուկտուացիաները /58,508,520/ էներգետիկ լուծողականության վրա ազդում են հետևյալ ձևով՝

$$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{Land} \propto \frac{1}{\sqrt{N}\ln(k\delta)}, \qquad 7.35$$

որտեղ k-ն որոշակի հաստատուն է, իսկ δ համեմատական է դետեկտորի նյութի խտությանը: Նաև տեղի են ունենում այնպիսի դեպքեր, երբ հեղեղը ամբողջովին չի տեղավորվում կալորիմետրի մեջ և տեղի է ունենում էներգիայի երկայնական և լայնական արտահոսք: Այդպիսի արտահոսքի ազդեցությունը ցույց է տրված 7.25 նկարում /521/: Այն դեպքում, երբ լայնական արտահոսքը շատ քիչ է ազդում էներգետիկ լուծողականության վրա, երկայնական արտահոսքի ազդեցությունը շատ զգալի է: Վերջինս կալորիմետրի ֆիքսված

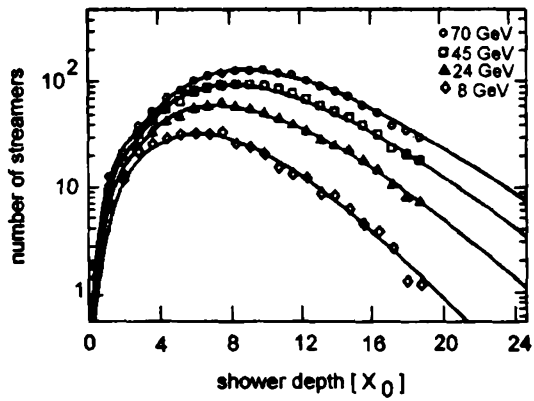
չափերի համար աճում է էներգիայի լոգարիթմին համեմատական ձևով, այսինքն՝

$$\frac{\sigma(E)}{E}\Big|_{artahosk} \propto \ln E \qquad 7.36\ /517/$$



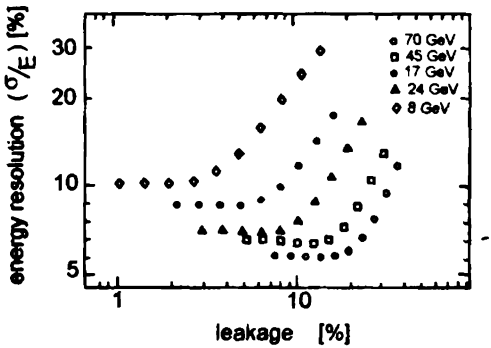
Նկ. 7.25. Երկայնական և լայնական էներգիայի արտահոսքի ազդեցությունը էներգետիկ լուծողականության վրա /9,521/:

Կալորիմետրի երկարությունը չպետք է նաև շատ մեծացվի, քանի որ դետեկտորների չօգտագործված շերտերը փչացնում են էներգետիկ լուծողականությունը, առաջացնելով ավելորդ աղմուկներ:



Նկ. 7.26. Հեղեղի երկայնական զարգացման տեսքը, 0.8X₀ պղնձյա շերտերով և ստրիմերային խողովակներով էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրում /518,522/:

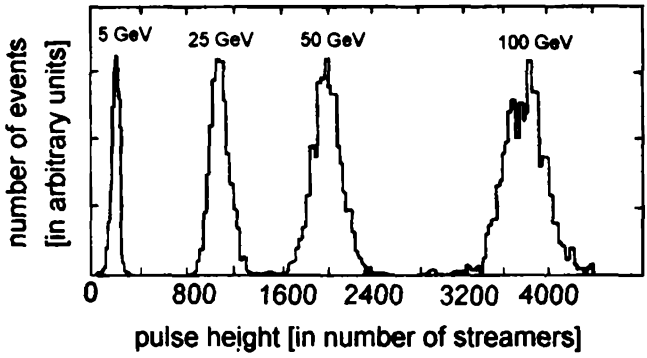
Շատ կարևոր է տրամաչափել կալորիմետրը ինչպես ամբողջությամբ, այնպես էլ դետեկտորների առանձին շերտերը իրար նկատմամբ: Դետեկտորի հարաբերական տրամաչափումը կարելի է կատարել, օրինակ, մինիմում իոնիզացնող մյուոնների օգնությամբ, որոնք անցնում են ամբողջ կալորիմետրով: Բացարձակ տրամաչափման համար անհրաժեշտ է նկատի ունենալ, որ, օրինակ, էլեկտրոնների և մյուոնների նույն լրիվ կլանված էներգիայի համար պարտադիր չէ, որ կալորիմետրի ազդանշանը լինի նույնը, քանի որ էլեկտրոնային հեղեղի մեջ բազմաթիվ փոքր էներգիաների ֆոտոններ են ծնվում, որոնք ներդրում չունեն գրանցված էներգիայի մեջ («տեսանելի չեն» կալորիմետրի կողմից): 7.26 նկարում բերված են $0.8X_0$ հաստությամբ պղնձյա կլանիչներ և ստրիմերային խողովակներից բաղկացած կալորիմետրում չափված հեղեղի երկայնական չափերը էլեկտրոնների տարբեր նախնական էներգիաների դեպքում /518,522/: Էներգիայի երկայնական արտահոսքի ազդեցության փորձով չափված արդյունքներն այս կալորիմետրի համար բերված են նկար 7.27-ում /518,522/:



Նկ. 7.27. Էներգիայի երկայնական արտահոսքի դերը էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրի էներգետիկ լուծողականության մեջ /518,522/:

Ստրիմերային խողովակներից բաղկացած կալորիմետրերում մասնիկների հետագծերը հաշվում են այնքան ժամանակ, քանի դեռ նրանք մեծ անկյուններ չեն կազմում հեղեղի առանցքի նկատմամբ, քանի որ ստրիմերային խողովակի աշխատանքի սկզբունքում ընկած է դետեկտորի մակերևույթին մասնիկի ուղղահայաց ընկնելու պահանջը: Յուրաքանչյուր իոնիզացիոն հետագծի համար առաջանում է ճիշտ մեկ ստրիմեր, որը կախված չէ հետագծի երկայնքով ստեղծված իոնիզացիայից: Այս պատճառով Լանդաուի ֆլուկտուացիաները այս-

պիսի դետեկտորի էներգետիկ լուծողականության վրա գրեթե չեն ազդում: 7.28 նկարում բերված է 5, 25, 50, 600 ԳէՎ էներգիաներով էլեկտրոնների ամպլիտուդային բաշխումները չափված 2 սմ հաստությամբ երկաթից և ստրիմերային խողովակներից բաղկացած կալորիմետրերում /523/:



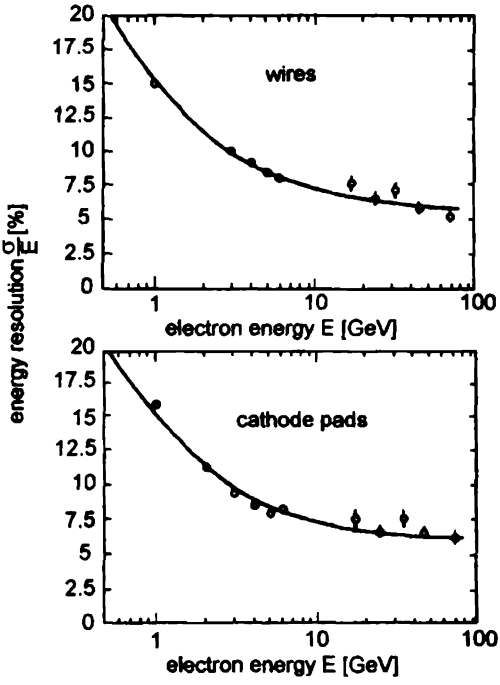
Նկ. 7.28. 5, 25, 50 և 100 ԳէՎ էներգիաներով էլեկտրոնների լայնույթային բաշխումը երկաթ-ստրիմերային խողովակներով կալորիմետրում /523/:

Բոլոր կալորիմետրերի համար էներգետիկ լուծողականությունը կարելի է ներկայացնել հաստատուն և էներգիայից կախված երկու բաղադրիչների հետևյալ կոմբինացիայով՝

$$\frac{\sigma(E)}{E} = a \oplus \frac{b}{E} \qquad 7.37$$

որտեղ $\oplus$-ը նշանակում է, որ երկու բաղադրիչները պետք է գումարվեն քառակուսային ձևով: Հաստատուն անդամը կապված չէ հեղեղի զարգացման ֆլուկտուացիաների հետ, այլ միայն հաշվի է առնում սիստեմատիկ սխալները, օրինակ, կալորիմետրի ընթերցման համակարգում: Այն կարող է առաջանալ նաև դետեկտորների աղմուկից և տրամաչափական պարամետրերի ժամանակի ընթացքում փոփոխությունից:

7.29 նկարում բերված է էլեկտրոնի համար էներգետիկ լուծողականությունը, չափված պղինձ-ստրիմերային խողովակներով կալորիմետրում, երբ կատարվել է դետեկտորի ընթերցում՝ ինչպես անոդային լարերից, այնպես էլ կատոդային բարձիկների վրա մակածված ազդանշաններից /522/:



Նկ. 7.29. Պղինձ-ստրիմերային խողովակներ կալորիմետրի էներգետիկ լուծողականությունը էլեկտրոնների համար /522/:

Սցինտիլյատորներով կամ հեղուկ արգոնով շերտավորված կալորիմետրերի էներգետիկ լուծողականությունը գերազանցում է գազային դետեկտորներով կառուցված կալորիմետրերի համապատասխան արժեքներին /524,525/: 1մմ շերտով կապար-սցինտիլյատորը, կամ կապար-հեղուկ արգոն կալորիմետրերը ապահովում են՝

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \qquad \text{(E-ն ԳէՎ)} \qquad 7.38$$

լուծողականություն:

Հեղուկ-արգոնով կամ հեղուկ-քսենոնով կալորիմետրերի համար այն կարող է հասնել մինչև $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{3\%}{\sqrt{E}}$ արժեքի /526/:

Հեղուկ-կրիպտոնով կալորիմետրը նույնպես ունի լավագույն հատկություններ /527,528/:

Նույնպիսի, կամ ավելի լավ, արժեքներ կարելի է ստանալ լրիվ կլանման (համասեռ) կալորիմետրերում /529/: Մեծ NaJ(Tl)

կալորիմետրիկ հոդոսկոպի բնորոշ էներգետիկ լուծողականությունը հասնում է $\frac{\sigma(E)}{E}=\frac{2.5\%}{\sqrt{E}}$ (E-ն ԳէՎ) արժեքի: Առանձին կալորիմետրերի համար հասանելի է մինչև $\frac{\sigma(E)}{E}=\frac{0.9\%}{\sqrt{E}}$ լավագույն արժեքը /1,530/:

Բիսմուտ-Գերմանատը (BGO) նույնպես ունի համեմատելի էներգետիկ լուծողականություն: Լրիվ կլանման կապարային ապակուց հաշվիչը, որը գրանցում է հեղեղային մասնիկների Չերենկովյան լույսը, ունի որոշակիորեն ավելի վատ բնութագրեր, քանի որ Չերենկովյան լույսի ինտենսիվությունը շատ անգամ փոքր է սցինտիլյացիոն լույսից /531/: Կապարային ապակիներից Չերենկովյան հաշվիչի էներգետիկ լուծողականությունը /1,532/ հասնում է

$$\frac{\sigma(E)}{E}=\frac{5.3\%}{\sqrt{E}}\oplus 1.2\%$$ E ԳէՎ-ով, արժեքի /7.40/:

Կապարե-ֆլյուորիդի համար կարելի է ստանալ նմանատիպ արժեք /533/: Չերենկովյան հեղեղային հաշվիչները բարձր էներգիաների փորձերում կիրառելու կարևորագույն հատկանիշը, դա նրանց ռադիացիոն դիմացկունությունն է, օրինակ $BaYb_2F_8$ ճառագայթիչը ունի գերազանց դիմացկունություն ռադիացիայի նկատմամբ /534/:

Ծանր հեղուկները նույնպես կարող են օգտագործվել որպես լրիվ կլանման Չերենկովյան հեղեղային հաշվիչներ: Թալիում-Ֆորմատի (HCOOTl, խտությունը 3.3 գ/սմ^3 բեկման ցուցիչը n=1.59), ջրային լուծույթը կամ Թալիում-Ֆորմատի և Թալիում-Մալոնաթի ($CH_2(COOTl)$)$_2$ խառնուրդը (ρ=4.21 գ/սմ^3, բեկման ցուցիչը n=1.69) /535,536/ այդպիսի հեղուկների լավագույն թեկնածուներ են: Կլերիչի (Clerici) լուծույթը հայտնի է նաև հանքագործության մեթոդիկայում, որտեղ այն օգտագործվում է տարբեր խտությամբ հանքատեսակները գրավիմետրական եղանակով իրարից բաժանելու համար:

Եթե կալորիմետրերը կառուցված են բազմաթիվ մոդուլներից, կամ եթե նրանց ընթերցումը շերտավորված է, ապա նրանք կարող են ապահովել նաև ընկնող էլեկտրոնի կամ ֆոտոնի տարածական կոորդինատի չափումը:

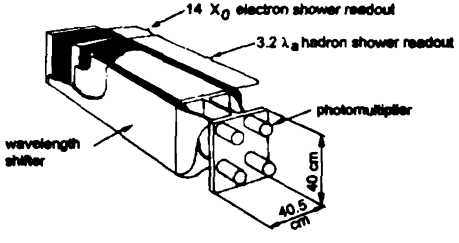
3*3 սմ^2 մոդուլներից բաղկացած կալորիմետրում՝ 20 ԳէՎ էներգիայով էլեկտրոնների համար ստացված է մինչև 1մմ տարածական լուծողականություն: Այդ չափումներում օգտագործվող մոդուլները իրարից բաժանված են միջնապատերով /270/:

Համեմատաբար մեծ մոդուլներով կալորիմետրերի համար, որտեղ որպես դետեկտորների շերտեր օգտագործում են սցինտի-

լյատորներ, կարելի է ստանալ կալորիմետրի լայնության 10%-ին համապատասխանող տարածական լուծողականություն, եթե համեմատվեն կալորիմետրի երկու կողմերից եկող ազդանշանները: Լույսի տարածման և մարմնային անկյան էֆեկտները բերում են նրան, որ տարբեր կողմից չափված լույսը զգայուն է դառնում մասնիկի անկման կետի նկատմամբ: Կալորիմետրերի ընթերցման մանրամասներն, երբ օգտագործվում են սցինտիլյացիոն շերտեր կամ սպագետի տիպի կալորիմետրեր, քննարկվել են (5.2) գլխում: Սցինտիլյացիոն թելերից բաղկացած կալորիմետրը ունի այն լրացուցիչ առավելությունը, որ նա տալիս է ճշգրիտ հետագծային ինֆորմացիա /537,538,539 և 5.2 գլխի գրականությունը):

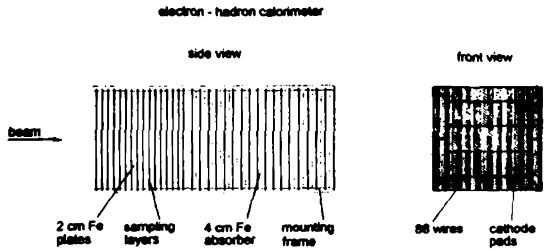
7.3. ՀԱԴՐՈՆԱՅԻՆ ԿԱԼՈՐԻՄԵՏՐԵՐ

Հադրոնային կալորիմետրի աշխատանքի սկզբունքը նույնն է ինչ որ էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրի աշխատանքի սկզբունքը, միակ տարբերությունն այն է, որ հադրոնային կալորիմետրում հեղեղի երկայնական զարգացումը պայմանավորված է միջուկային կլանման միջին երկարությամբ: Սովորական դետեկտորի նյութի մեջ այդ երկարությունը շատ ավելի մեծ է, քան ռադիացիոն երկարությունը x, որով պայմանավորված է էլեկտրոնային հեղեղի վարքը: Այդ է պատճառը, որ հադրոնային կալորիմետրերը շատ ավելի երկար են, քան էլեկտրոնային հեղեղային հաշվիչները: Հաճախ էլեկտրոնային և հադրոնային կալորիմետրերը ինտեգրվում են մի դետեկտորի մեջ: Օրինակ՝ 7.30 նկարում բերված է /540/ երկաթ-սցինտիլյատոր կալորիմետրի սխեման, էլեկտրոնային և հադրոնային բաղադրիչների ընթերցման համար առանձնացված ալիքի երկարության փոխարկիչներով:



Նկ. 7.30. Երկաթ-սցինտիլյատոր կալորիմետրի բնութագրական սխեման, ընթերցումը կատարվում է ալիքի երկարության փոխարկիչների օգնությամբ:

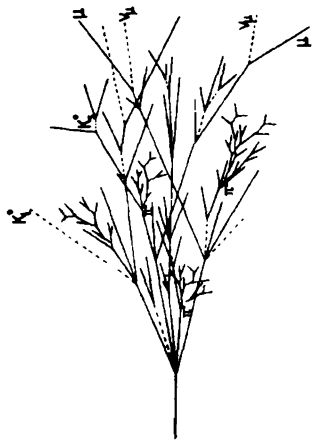
էլեկտրոնային բաղադրիչն ունի 14 ռադիացիոն երկարություն, այն դեպքում, երբ հադրոնային բաղադրիչը ունի 3.2 կլանման երկարություն:



Նկ. 7.31. էլեկտրոն հադրոնային կալորիմետրի բնութագրական սխեման, ընթերցումը կատարվում է ստրիմերային խողովակների օգնությամբ /523/:

7.31 նկարում ցույց է տրված էլեկտրոն-հադրոն կալորիմետրը, որում ընթերցումը կատարվում է ստրիմերային խողովակների օգնությամբ: Այս դետեկտորում ընթերցումը կատարվում է ինչպես անոդային լարերից, այնպես էլ շերտատված կատոդներից:

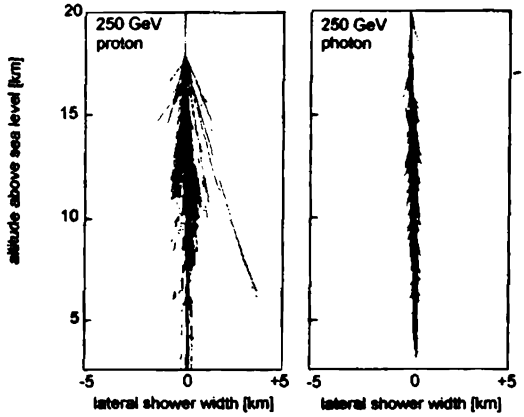
Հադրոնային հեղեղը, էլեկտրոնային հեղեղի հետ համեմատած, բացի իր մեծ երկայնական չափերից, ունի նաև զգալիորեն ավելի մեծ լայնական չափեր: Եթե էլեկտրոնային հեղեղի լայնական չափերը պայմանավորված են բազմակի ցրումներով, ապա հադրոնային հեղեղի լայնական չափերը պայմանավորված են միջուկային փոխազդեցություններում մեծ շարժման քանակների փոխանցումներով: Հադրոնային հեղեղի զարգացման երևույթի բնորոշ նկարը բերված է 7.32 նկարում:



Նկ. 7.32. Հադրոնային հեղեղի էսքիզը կլանիչում:

Նկ. 7.33. Նեյտրինոյի ծնած հադրոնային հեղեղի թվայնացված պատկերը առկայծիչ խցերով կալորիմետրում /517,541/ © 1981 IEEE:

7.33 նկարը ցույց է տալիս նեյտրինոյի առաջ բերած հադրոնային հեղեղը շերտավորված կալորիմետրերում /517,541/ ???: 250 ԳէՎ ֆոտոնի և պրոտոնի առաջացրած մթնոլորտային հեղեղների տարբերությունը կարելի է տեսնել 7.34 նկարում /542/: Այդ արդյունքները ստացված են Մոնտե-Կարլո հաշվարկման մեթոդով:



Նկ. 7.34. 250 ԳէՎ էներգիայով պրոտոնի և ֆոտոնի առաջացրած հադրոնային և էլեկտրոմագնիսական մթնոլորտային հեղեղների Մոնտե-Կարլո հաշվարկների արդյունքը:

Հադրոնային հեղեղում երկրորդական մասնիկների ծնման պատճառ են հանդիսանում ոչ առաձգական հադրոնային երևույթները: Հիմնականում ծնվում են լիցքավորված և չեզոք պիոններ, ավելի փոքր հավանականությամբ ծնվում են նաև կաոններ, նուկլոններ և ուրիշ հադրոններ:

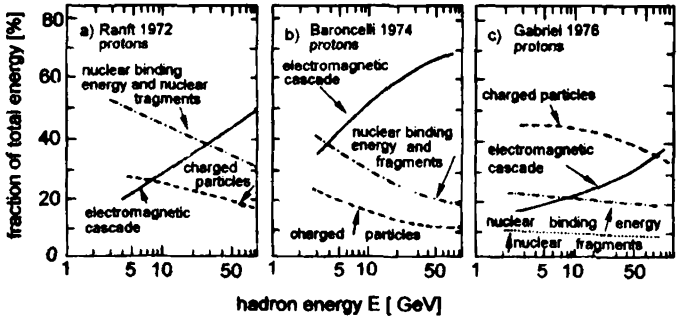
Մասնիկների քանակը մի փոխազդեցության ժամանակ թույլ է փոխվում կախված էներգիայից (~lnE): Երկրորդային մասնիկներին փոխանցված միջին լայնական շարժման քանակները բնութագրվում են (7.41) առնչությամբ

$$\langle p_T \rangle \approx 0.35 \quad \text{ԳէՎ/ց}: \qquad 7.41)$$

Փոխազդեցության ընթացքում երկրորդային մասնիկներին փոխանցված էներգիայի բաժինը, որն անվանվում է միջին ոչառաձգականություն, կազմում է ~50 %:

Հադրոնային հեղեղի մեծ բաղադրիչ են կազմում չեզոք պիոնները, որոնց քանակը ծնված պիոնների ~1/3-ն է: Չեզոք պիոնների քանակն աճում է, կախված-ընկնող հադրոնի նախնական էներգիայից: Չեզոք պիոնները բավականին արագ 10^{-16} վ տրոհվում են երկու էներգետիկ ֆոտոնի, հադրոնային հեղեղի մեջ ծնելով էլեկտրոնմագնիսական հեղեղ: Սակայն π_0-ի ծնումը ենթարկվում է բավականին մեծ ֆլուկտուացիաների, որը պայմանավորված է առաջնային ոչ առաձգական փոխազդեցությունների հատկություններով:

Ի տարբերություն էլեկտրոնների և ֆոտոնների, որոնց էլեկտրոնմագնիսական էներգիան կարող է ամբողջովին արձանագրվել դետեկտորի կողմից, հադրոնային հեղեղի դեպքում էներգիայի զգալի մասը կարող է «անտեսանելի» մնալ: Սա կապված է այն փաստի հետ, որ հադրոնի էներգիայի որոշ մասը ծախսվում է միջուկի կապերի խզման վրա:



Նկ. 7.35. Տարբեր էներգիաների հարաբերական արժեքները հադրոնային հեղեղում կախված հադրոնի էներգիայից /58,543-546/:

Միջուկների կապի էներգիան ապահովում է առաջնային և երկրորդային հադրոնների ծնումը և ներդրում չունի «տեսանելի» էներգիայի մեջ: Անտեսանելի էներգիայի բաժինը կազմում է լրիվ էներգիայի մոտ 20%-ը: Բացի դրանից, միջուկի տրոհման հետևանքով շատ կարճ վազքի երկարությամբ միջուկային բեկորներ են առաջանում, որոնք շերտավորված կալորիմետրերի մեջ կլանվում են և չեն կարող հասնել դետեկտորին: Էլ ավելին, կարող են ծնվել երկար ապրող, կամ կայուն, չեզոք մասնիկներ, նեյտրոններ, K_0^L, նեյտրինոներ, որոնք կարող են դուրս թռչել կալորիմետրերից, այսպիսով փոքրացնելով տեսանելի էներգիայի բաժինը: π-ների կամ կաոնների տրոհման հետևանքով ծնված մյուոնները, սովորաբար, կալորիմետրում թողնում են իրենց էներգիայի միայն չնչին մասը: Այս բոլոր էֆեկտները հանգեցնում են նրան, որ հադրոնների նկատմամբ կալորիմետրի էներգետիկ լուծողականությունը զգալիորեն ավելի վատ է, քան էլեկտրոնների նկատմամբ, որը հետևանք է նրանց փոխազդեցությունների տարբերության և ծնվող մասնիկների հատկությունների:

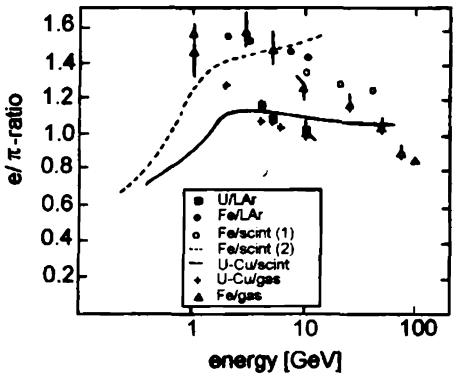
7.35 նկարում բերված են տարբեր էներգետիկ կորուստների հետևանքով հադրոնի էներգիայի հարաբերական բաշխման որոշ հաշվարկային արդյունքներ /58/, /543-546/, /517/: Նկարից անմիջապես պարզ է դառնում, որ տարբեր հաշվարկների արդյունքները կանխագուշակում են տարբեր արդյունքներ էներգիայի տարբեր հարաբերական բաժինների համար:

Կարևոր է հիշել, որ կալորիմետրում կարող են արձանագրվել միայն լիցքավորված մասնիկների էներգետիկ կորուստները և էլեկտրոմագնիսական էներգիան: Հետևաբար, մասնիկի նույն էներգիայի դեպքում հադրոնների թողած ազդանշանը միշտ ավելի փոքր է, քան էլեկտրոնների ազդանշանը: Եթե անհրաժեշտ է կատարել դեպքի լրիվ էներգիայի չափում, անհայտ բաղկացուցիչ մասերով (էլեկտրոնների և հադրոնների) փնջերում, ապա կալորիմետրի՝ էլեկտրոններին և հադրոններին տարբեր արձագանքների հետևանքով առաջանում են զգալի դժվարություններ:

Սակայն, հադրոնային հեղեղում հնարավոր է վերականգնել «անտեսանելի» էներգիայի որոշակի մասը, հավասարեցնելով էլեկտրոնների և հադրոնների նկատմամբ կալորիմետրի արձագանքային ֆունկցիան: Հադրոնային կալորիմետրի այդպիսի համակշռումը հենված է հետևյալ ֆիզիկական սկզբունքների վրա /520,547,548/: Որպես կլանող նյութ, օգտագործելով ուրանը, որում միջուկային փոխազդեցությունների հետևանքով ծնվում են նաև նեյտրոններ, որոնք կարող են առաջ բերել թիրախի այլ միջուկների

տրոհում, իրենց հերթին բազմացնելով նոր ծնվող նեյտրոնների քանակը: Այս երևույթի ընթացքում, որպես միջուկային փոխարկումների հետևանք, ծնվում են նաև էներգետիկ γ քվանտներ: Նեյտրոնները և γ քվանտները կարող են մեծացնել հադրոնային հեղեղի ազդանշանը, եթե կալորիմետրը արձանագրի նրանց էներգիան նույնպես: Կարելի է օգտագործել նաև միջուկային տրոհման նկատմամբ այլ էնդոթերմ նյութեր (ուրանի փոխարեն), որոնցում բազմաթիվ նեյտրոններ և γ քվանտներ են ծնվում: γ քվանտները կարելի է գրանցել համապատասխանաբար ընտրելով դետեկտորի նյութը, իսկ նեյտրոններ կարող են ծնել փոքր էներգիայի հետհարվածային պրոտոններ, (n-p) ռեակցիայի հետևանքով, ջրածնով հարստացված դետեկտորի շերտի մեջ:

Այդ հետհարվածային պրոտոնները նույնպես մեծացնում են հադրոնային ազդանշանը: Միջուկների կապի էներգիայի կամ նրա մի մասի վերականգնումը, հետևաբար, կախված է այնպիսի պարամետրերից, ինչպիսիք են՝ խտությունը, ատոմային թիվը, դետեկտորի ակտիվ շերտի հաստությունը և այլն: Գազային դետեկտորների համար այս պարամետրերը կարելի է լավացնել բավականին հեշտությամբ փոխելով գազային խառնուրդի կազմը և նրա ճնշումը: Իհարկե շատ կարևոր է նաև պասսիվ կլանիչի (ուրան, կապար, երկաթ) դերը:



Նկ. 7.36. Տարբեր կառուցվածքի կալորիմետրերում էլեկտրոնի և հադրոնի ազդանշանների հարաբերությունը, կախված, ընկնող մասնիկի էներգիայից (/549,550/ և նրանց սկզբնաղբյուրները):

Գրանցման ժամանակը նույնպես կարող է զգալի դեր կատարել /520,549/: Դա հետևանք է այն բանի, որ կախված կլանիչի

նյութի ընտրությունից ֆոտոնների և նեյտրոնների ծնումը կարող է զգալիորեն ուշանալ:

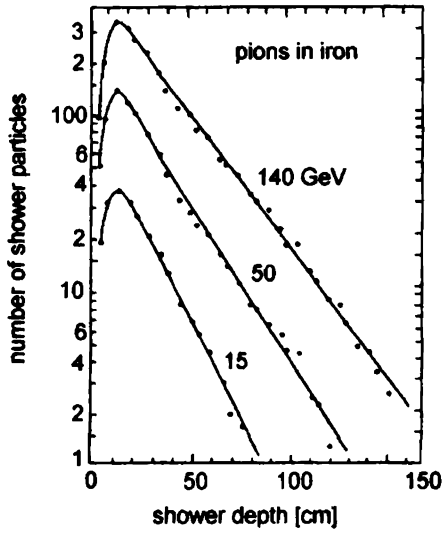
7.36 նկարում ցույց է տրված էլեկտրոնային և հադրոնային ազդանշանների հարաբերությունը տարբեր կալորիմետրական կառույցներում, կախված մասնիկի էներգիայից /549,550 /: 1ԳէՎ-ից ցածր էներգիայով մասնիկների համար, նույնիսկ ուրանով շերտավորված կալորիմետրում, հադրոնային հեղեղի կորուստների վերականգնում հնարավոր չէ: Համապատասխանաբար ընտրելով կալորիմետրի նյութը (ուրան/հեղուկ արգոն, ուրան/պղինձ/ սցինտիլյատոր) կարելի է հասնել մի քանի ԳէՎ էներգիայով մասնիկների հադրոնային հեղեղի կորուստների վերականգնման: Ավելի բարձր էներգիաների համար (100 ԳէՎ-ից մեծ) նույնիսկ կարող է տեղի ունենալ հադրոնային ազդանշանի գերհամակշռում, որից կարելի է խուսափել, սահմանափակելով գրանցման ժամանակը: Գերհամակշռման պատճառ կարող է հանդիսանալ նաև էլեկտրոնային հեղեղի ազդանշանի փոքրացումը, որը հետևանք է դետեկտորի շերտերում հագեցման էֆեկտների:

Հադրոնային և էլեկտրոնային հեղեղների տարբեր տարածական կառուցվածքների հետևանքով, այդ հագեցման երևույթները նույնպես տարբեր ձևով են ազդում:

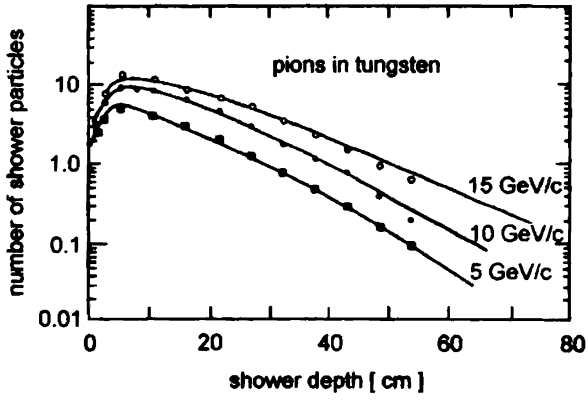
Կատարվել են նաև համակշռման հասնելու փորձեր Fe/TMP և Pb/TMP շերտավորված կալորիմետրերում /551/:

Հադրոնային կալորիմետրերում համակշռման հասնելու մի ուրիշ ճանապարհ է (e/π=1, այսինքն պիոնների և էլեկտրոնների նկատմամբ հավասար արձագանք) ֆիլտրացման մեթոդը /552,553/: Կրիտիկական էներգիան հավասար է էլեկտրոնի այն էներգիային, որից սկսած իոնիզացիոն կորուստները սկսում են գերակշռել ճառագայթման էներգետիկ կորուստներին: Հետևաբար ինչքան ցածր է կլանիչի կրիտիկական էներգիան, այնքան ավելի «փափուկ» էներգետիկ սպեկտր է գրանցվում հադրոնային հեղեղի «էլեկտրոմագնիսական ենթահեղեղի» համար, երբ այն անցնում է ավելի մեծ Z ունեցող կլանիչից դեպի ավելի փոքր Z ունեցող կլանիչը: Որպես հետևանք, հեղեղի էներգետիկ բաշխումը ձևափոխվում է և կալորիմետրի արձագանքը ընկնող հեղեղի նկատմամբ կարող է զգալիորեն փոխվել: Այս էֆեկտի աստիճանը հստակորեն կախված է կլանիչի նյութում բարձր և ցածր Z ունեցող նյութերի հարաբերակցությունից: Չնայած, որ բարձր և ցածր Z ունեցող նյութերի ռադիացիոն երկարությունները կարող են զգալիորեն տարբեր լինել, նրանց փոխազդեցության կամ կլանման երկարությունները կարող են համեմատելի լինել: Այս դեպքում, եթե նույնիսկ հադրոնային կալորիմետրի պասիվ կլանիչում ցածր Z ունեցող կլանիչի

հաստությունը փոքր է (կամ համեմատելի) բարձր Z ունեցող նյութի հաստությունից (ռադիացիոն երկարության միավորներով X_0), փոքր Z ունեցող նյութը կարող է բավականին հաստ դրսևորվել կլանման երկարության միավորներով:

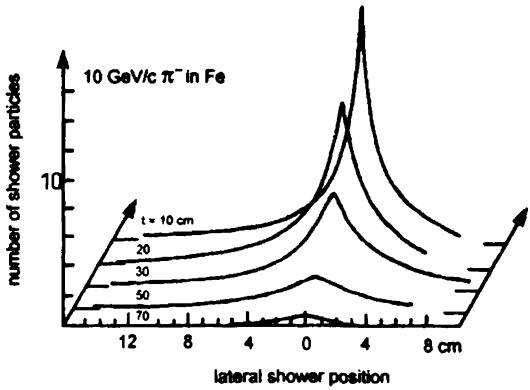


Նկ. 7.37. Պիոնային հեղեղի երկայնական զարգացումը երկաթում /555/:

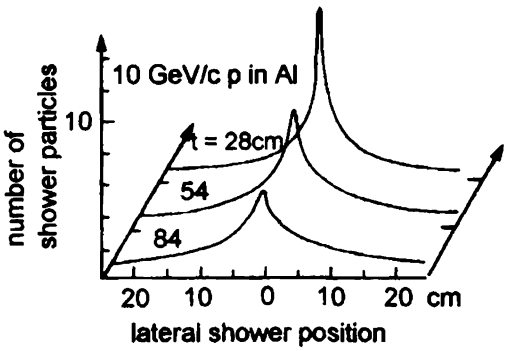


Նկ. 7.38. Պիոնային հեղեղի երկայնական զարգացումը վոլֆրամում /556,557/: Հոծ գծերով տարված են Մոնտե-Կարլո հաշվարկի արդյունքները /558/:

7.37 և 7.38 նկարներում բերված է տարբեր էներգիայի պիոնների հեղեղի երկայնական զարգացումը երկաթյա և վոլֆրամե կալորիմետրերում /505,554,558/: 10ԳէՎ/c պիոնի (երկաթում) և 10ԳէՎ/c պրոտոնի (ալյումինիումում) հեղեղի լայնական ուրվագծերը բերված են 7.39 և 7.40 նկարներում /559/:



Նկ. 7.39. 10ԳէՎ/c պիոնի հեղեղի լայնական տեսքը երկաթում /559/:

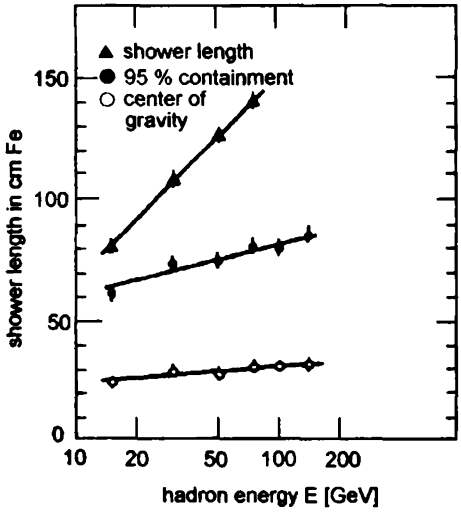


Նկ. 7.40. 10ԳէՎ/c պիոնի հեղեղի լայնական տեսքը ալյումինիումում /559/:

Հադրոնային հեղեղի լայնական բաշխումը սկզբում բավականին նեղ է, բայց աճում է կալորիմետրի խորության հետ (տե՛ս նկ. 7.39 և 7.40):

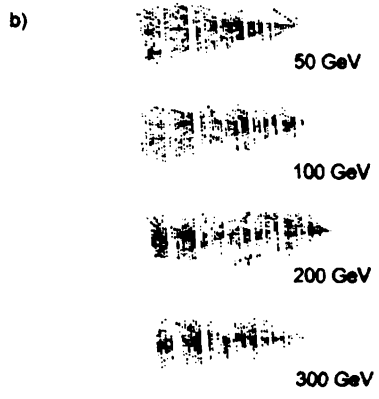
Այսպես կոչված հադրոնային հեղեղի երկարությունը կախված է այն բանից, թե ինչպես է այն սահմանվում: Անկախ սահմանումից, երկարությունը աճում է ընկնող մասնիկի էներգիայի աճի հետ: 7.41

նկարում բերված են հեղեղի երկարությունները երկու տարբեր սահմանումների համար /555/: Հնարավոր սահմանումներից մեկը այն է, որպեսզի պահանջվի, որ տվյալ է խորության վրա միջինում գրանցվի մեկ կամ մեկից փոքր հեղեղային մասնիկ: Համաձայն այս սահմանման, 50 ԳէՎ էներգիայով պիոնի հեղեղը երկաթ-սցինտիլյատոր կալորիմետրում մոտավորապես հավասար է 120 սմ Fe -ի «երկարության»: Մի ուրիշ սահմանումը ենթադրում է, որ տվյալ խորության վրա կլանվել է սկզբնական էներգիայի որոշ մասը (օրինակ, 95%): 50 ԳէՎ էներգիայով պիոնների հեղեղի էներգիայի 95%-ը կկլանվի 70 սմ երկարությամբ երկաթում: Էներգիայից կախված հեղեղի երկայնական բաշխման ծանրության կենտրոնը աճում է միայն լոգարիթմական օրենքով: Հեղեղի ծանրության կենտրոնի դիրքի բաշխումը նույնպես ցույց է տրված 7.41 նկարում:



Նկ. 7.41. Տարբեր կերպով սահմանված հեղեղի երկարության և հեղեղի ծանրության կենտրոնի կախումը հադրոնի էներգիայից /555/:

Նկ. 7.42. ա) 20 և 30 ԳէՎ էներգիայով հադրոնային հեղեղների թվայնացված պատկերը առկայծող խցով կալորիմետրում /560,561/:



Նկ. 7.42. բ) Բարձր էներգիայի հադրոնային հեղեղների (50-300ԳէՎ) թվայնացված պատկերը առկայծող խցով կալորիմետրում /560/:

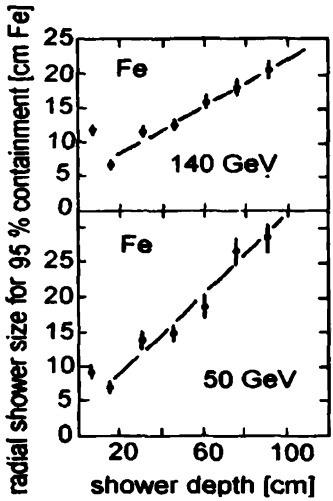
7.42(ա) նկարում ցույց է տրված 20 և 30 ԳէՎ էներգիայով հադրոնային հեղեղների զարգացումը, որը մի կողմից ցույց է տալիս խորությունը սահմանելու դժվարությունները, մյուս կողմից ցույց է տալիս առանձին հեղեղների բավականին մեծ ֆլուկտուացիաները /560,561/: Բարձր էներգիաների համար հագեցման երևույթը շատ

հստակ երևում է առկայծող խողովակներով կալորիմետրերում նկ. 7.42(բ) /560/: Նայելով առկայծող խողովակներից ստացված պատկերին, դժվար է նույնիսկ զանազանել 50 և 350 ԳէՎ էներգիայով հադրոնային հեղեղները:

Մի քանի 100 ԳէՎ էներգիայով հադրոնի կլանման համար անհրաժեշտ է մոտավորապես 2մ երկաթի շերտ, որում լայնական չափերի աճը կարող է հասնել մինչև 60.60 սմ^2: 95% էներգիայի երկայնական պարունակության սահմանումը երկաթի համար կարելի է ներկայացնել

$$L(95\%) = (9.4 \ln E + 39)\text{սմ} \qquad /7.42/$$

բանաձևով /1/, որտեղ E չափվում է ԳէՎ-երով: Նույն արտահայտությամբ կարելի է ներկայացնել նաև հեղեղի շառավղային չափերը:



Նկ. 7.43. 95%-ը պարունակող հադրոնային հեղեղի շառավիղը երկաթում կախված նրա խորությունից /555/: Հադրոնային հեղեղի համապատասխան լրիվ լայնությունը հավասար է կրկնակի շառավիղին:

95% էներգիա պարունակող կալորիմետրի համար անհրաժեշտ լայնական շառավղի չափերի կախումը հեղեղի երկայնական խորությունից, պիոնների երկու էներգիաների համար երկաթում, ցույց է տրված նկ. 7.43-ում /555/:

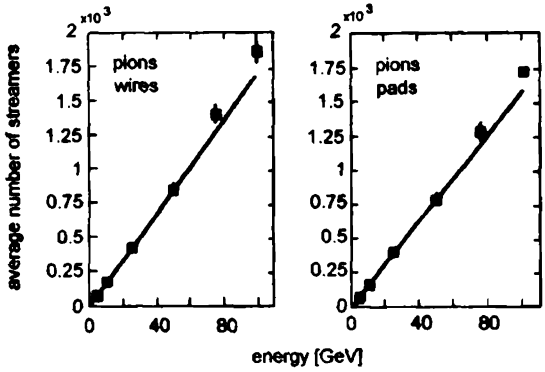
Այն փորձերում, որտեղ անհրաժեշտ է ջոկել մյուոնները հադրոններից, կարևոր մեծություն է դառնում «ծակելով անցնելու» հավանականությունը: էներգետիկ մյուոնները կարող են անցնել մասիվ կլանիչի միջով (օրինակ, մագնիսի երկաթային պատյանով) բավականին

հեշտ: Հադրոնը մտնելով կլանիչի մեջ, սովորաբար զարգացնում է հադրոնային հեղեղ: Եթե պաշտպանությունը ճիշտ չի կազմակերպված, ապա հեղեղային մասնիկները կարող են արտահոսել կլանիչից և գրանցվել որպես «կեղծ» մյուոններ: Այս էֆեկտի հաճախականությունը բնութագրվում է «ծակելով անցնելու» հավանականությամբ: «Ծակելով անցնելը» իրականում ունի երկու բաղադրիչ՝ 1) հադրոնային բաղադրիչ, 2) պիոնների և կաոնների տրոհումից առաջացած, մյուոնային բաղադրիչ (մյուոնային «պոչ»): 7.1 աղյուսակում բերված է «ծակելով անցնելու» հավանականությունը տարբեր շարժման քանակ ունեցող պիոնների համար, երկաթյա կլանիչի տարբեր հաստությունների դեպքում /562/: Օրինակ 50 ԳէՎ/c պիոնի 2մ հաստությամբ երկաթյա շերտով անցնելու հավանականությունը հավասար է 3%:

Աղյուսակ 7.1:Տարբեր շարժման քանակով պիոնների, տարբեր հաստությամբ երկաթյա կլանիչների միջով «ծակելով անցնելու» հավանականությունները /562/:

Երկաթի հաստությունը (մ)	*Պիոնի շարժման քանակը (ԳէՎ/c)*	*«Ծակելով անցնելու» հավանականությունը*
1	*50*	*0.53*
2	*50*	*0.03*
3	*50*	*0.004*
4	*50*	*0.0016*
5	*50*	*0.0008*
1	*300*	*0.96*
2	*300*	*0.24*
3	*300*	*0.028*
4	*300*	*0.008*
5	*300*	*0.004*

Բացի «ծակելով անցնելուց», հադրոնը կարող է կլանիչի միջով անցնել առանց փոխազդելու «լողալով անցնել»: «Լողալով անցած» հադրոնը շատ դժվար է տարբերել մյուոնից: «Լողալով անցնելու» հավանականությունը տրվում է պարզ էքսպոնենցիալ օրենքով, $\exp(-x/\lambda_a)$, որտեղ x-ը կլանիչի հաստությունն է, չափված կլանման երկարության միավորներով: Օրինակ՝ էներգետիկ պիոնը կարող է 1մ հաստությամբ երկաթի շերտը «լողալով անցնել» 0.3% հավանականությամբ: Հաստ կլանիչների համար (≥ 2մ երկաթ) «լողալով անցնելու» հավանականությունը չնչին է «ծակելով անցնելու» հավանականության հետ համեմատած:



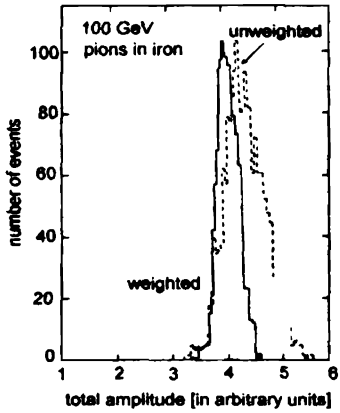
Նկ. 7.44. Ծնված մասնիկների քանակի գծային կախվածությունը ստրիմերային խողովակներով երկաթե կալորիմետրում: Ստացված է լարերի և բարձիկների ազդանշանների մշակման օգնությամբ /523/:

Ընկնող մասնիկի էներգիայի և ստրիմերային խողովակներով երկաթե կալորիմետրում նրա առաջացրած մասնիկների քանակի գծային կախումը ցույց է տրված նկ. 7.44-ում /523/: Բարձր էներգիաների տիրույթում գծայնությունից փոքր շեղման պատճառը π^0-ների քանակի աճն է, որոնց երկու ֆոտոնի տրոհումը զգալիորեն մեծացնում է ազդանշանի լայնույթը: Հագեցման էֆեկտները այս դեպքում կարևոր չեն, քանի որ π^0-ները տարածության մեջ բավականին լավ բաժանված են:

Հադրոնների էներգետիկ լուծողականությունը զգալիորեն ավելի վատ է քան էլեկտրոններինը, քանի որ հադրոնային հեղեղի զարգացումը ենթակա է մեծ ֆլուկտուացիաների: Պիոնների ծնման հետևանքով մեծ տեղային էներգետիկ անջատումների ազդեցությունը, որը խիստ վատացնում է էներգետիկ լուծողականությունը, կարելի է ճնշել օգտվելով կշիռների ճիշտ օգտագործման մեթոդներից: Եթե w_i դետեկտորի տվյալ շերտում հեղեղի թողած էներգիան է, ապա օգտագործելի են հետևյալ կշիռները՝

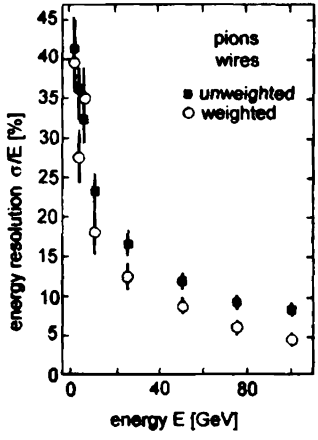
$$w_i = w_i(1 - cw_i), \qquad 7.43$$

որտեղ c գործակիցը փոքրացնում է մեծ ֆլուկտուացիաների դերը, լավացնելով լուծողականությունը /1,523/:



Նկ. 7.45. 100 ԳէՎ էներգիայով պիոնների ամպլիտուդային բաշխումը ստրիմերային խողովակներով երկաթե կալորիմետրում, համակշռման ֆակտորով և առանց նրա /518/: Համակշռման ֆակտորը օպտիմիզացվել է 100 ԳէՎ ընկնող էներգիայի համար:

7.45 նկարում /518/ բերված է 100 ԳէՎ էներգիայով պիոնների ազդանշանի բաշխումը ստրիմերային խողովակներով երկաթե կալորիմետրում, 7.43 հավասարման միջոցով կշիռների օգտագործումից առաջ և հետո: էներգետիկ լուծողականությունն այս դեպքում լավանում է σ(E)/E≈80%/√E մեծությունից մինչև σ(E)/E≈50%/√E մեծությունը (համեմատիր 7.46 նկարի հետ) /518,523/:



Նկ. 7.46. Ստրիմերային խողովակներով հադրոնային երկաթե կալորիմետրի էներգետիկ լուծողականությունը, կլանված էներգիայի համակշռման և չհամակշռման դեպքերում /518,523/:

Սակայն, անհրաժեշտ է նշել, որ այս մասնավոր դեպքում «կշռի» c գործակիցը ընտրվել է ելնելով պիոնի էներգիայի իմացությունից: Հետևաբար, վերևում բերված էներգետիկ լուծողականությունը այն օպտիմումն է, որին կարելի է հասնել «կշռման» մեթոդով: Լավագույն շերտավորված կալորիմետրում (ուրան-սցինտիլյատոր, ուրան-հեղուկ արգոն) կարելի է հասնել

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E}} \text{ (E ԳէՎ)} \qquad 7.44$$

էներգետիկ լուծողականության /563/:

7.37 հավասարման նմանությամբ, 7.44 բանաձևում կարելի է անտեսել հաստատուն անդամը, քանի որ հադրոնային հեղեղներում տարբեր շերտերում, մեծ ֆլուկտուացիաները գերակշռող դեր ունեն էներգետիկ լուծողականության մեջ: Միայն շատ բարձր էներգիաների տիրույթում (~1000ԳէՎ) էներգետիկ լուծողականության հաստատուն անդամը կարող է որոշակի դեր խաղալ:

Հադրոնային կալորիմետրում սպասվելիք էներգետիկ լուծողականությունը փոխվում է կախված գրանցող դետեկտորի շերտերի քանակից հետևյալ բանաձևով՝

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \qquad 7.45$$

Դետեկտորի շերտերի քանակը կախված է կալորիմետրի L երկարությունից և մի կլանիչի d հաստությունից, հետևյալ առնչությամբ

$$N = \frac{L}{d} \qquad 7.46$$

այնպես, որ՝

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \sqrt{d} \qquad 7.47$$

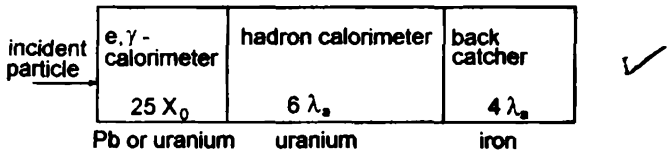
ճիշտ այնպես, ինչպես էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրում:

Փորձով գտնված է, որ երկաթե կլանիչի հաստության d<2սմ արժեքները այլևս չեն լավացնում էներգետիկ լուծողականությունը /1/: Կախված կիրառման տեղից, ինչպես նաև ֆինանսական հնարավորություններից, կարելի է նախագծել ամենատարբեր գրանցող դետեկտորներով կալորիմետրեր: Կալորիմետրում որպես չափող տարր կարող են ծառայել սցինտիլյատորները, հեղուկ արգոնի կամ հեղուկ քսենոնի շերտերը, բազմալար գազային խցերը, համեմատական խողովակների շերտերը, առկայծող խցերը, ստրի-

մերային խողովակները, Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչները (սահմանափակ Գեյգերային մոդա), հարթ զուգահեռ խցերը, «տաք» հեղուկներով շերտերը (սենյակային ջերմաստիճան), որոնցից են տետրամեթիլ սիլենը (TMS), տետրամեթիլ պենտանը (TMP) կամ տետրամեթիլ գերմանը (TMG): Կարելի է օգտագործել նաև բարձր ճնշման իոնիզացիոն խցերը /564/: Որպես կլանող նյութեր հիմնականում օգտագործվում են ուրանը, պղինձը, վոլֆրամը, երկաթը, ստեղծվել և աշխատում են նաև ալյումինի և մարմարի կալորիմետրեր:

Ըստ երկարության շերտավորված կալորիմետրերի, հետաքրքիր այլընտրանք կարող է հանդիսանալ «սպագետի» կալորիմետրը, որը հնարավորություն է տալիս նաև ապահովել գերազանց հետագծի վերականգնում (տե՛ս 5.2): Միանգամայն տարբեր, հատուկ նախագծված կլանիչներով կալորիմետրեր նույնպես հնարավոր են (accordion calorimeter) /565,566/:

Տարբեր կիրառությունների համար ստեղծվել են շատ պատկերավոր և արդյունավետ կալորիմետրեր: Բարձր էներգիայի, ֆիզիկայի փորձերում էլեկտրոնները, ֆոտոնները և հադրոնները շատ հաճախ գրանցվում են միաժամանակ, նույն կալորիմետրի օգնությամբ: Այսպիսի դեպքերում կարելի է խորհուրդ տալ օգտվել հիբրիդային կառուցվածքով կալորիմետրից, որտեղ առաջնային մասում չափվում է էլեկտրոն-ֆոտոն բաղադրիչը (մոտ $25X_0$ կապար), իսկ վերջնամասում բարձր որակի ուրանի հադրոնային կալորիմետրը (մոտ 6 կլանման երկարությամբ):



Նկ. 7.47. էլեկտրոն-հադրոն կալորիմետրի համատեղ օգտագործման սխեման:

Հադրոնային հեղեղի պոչը գրանցելու համար, հաճախ օգտագործվում է ոչ թանկարժեք կալորիմետր $\sim 4\lambda_a$, որը միաժամանակ կարող է ծառայել որպես մագնիսի երկաթյա պատյան (մագնիսական հոսքի հետադարձ շղթա): Կալորիմետրի այսպիսի կառուցվածքը ներկայացված է 7.47 նկարում:

Շերտավորված կալորիմետրի հետ համեմատած, ավելի բարձր լուծողականություն կարելի է ստանալ լրիվ կլանման

հադրոնային կալորիմետրում (TANC-Total Absorption Nuclear Cascade): Սակայն այս դետեկտորները շատ մեծ են և բավականաչափ թանկ: Ի հավելումն հնարավոր չէ խուսափել հադրոնային հեղեղի ներքին կորուստներից, ինչպիսիք են՝ դուրս թռչող նեյտրինոները, մյուոնները և նեյտրոնները: Հետևաբար, գրեթե բոլոր փորձերում կիրառվում են շերտավորված կալորիմետրերը, եթե անհրաժեշտ է կատարել հադրոնների գրանցում:

Կալորիմետրերի գերադասելի հատկությունն այն է, որ էներգիայի աճի հետ էներգետիկ լուծողականությունը $\frac{\sigma(E)}{E}$ լավանում է մինչև $\frac{1}{\sqrt{E}}$, ի հակադրություն շարժման քանակի սպեկտրոմետրերի, որոնց լուծողականությունը գծայնորեն վատանում է շարժման քանակի աճի հետ: Ի հավելումն, նույնիսկ շատ բարձր էներգիաների տիրույթում կալորիմետրերի չափերը մնում են բավականին սեղմ, որը հետևանք է այն բանի, որ մասնիկի էներգիայից կախված, հեղեղի չափերը աճում են լոգարիթմական օրենքով:

Տիեզերական ճառագայթների փորձերում, որտեղ անհրաժեշտ է որոշել պրոտոնների, ծանր իոնների և նախնական տիեզերական ճառագայթման ֆոտոնների էներգիաները 10^{14} էՎ-ից բարձր էներգիաների տիրույթում, այլընտրանքային կալորիմետրիկ չափումներ են անհրաժեշտ, հաշվի առնելով մասնիկների շատ փոքր ինտենսիվությունը:

Տիեզերական մասնիկները Երկրի մթնոլորտում ծնում են հադրոնային և էլեկտրոմագնիսական հեղեղներ (տես նկ. 7.34), որոնք կարելի է գրանցել միանգամայն այլ տեխնիկայով: Լայնածավալ մթնոլորտային հեղեղի էներգիան որոշվում է ծովի մակերևույթին նրա ունեցած լայնական չափերի բաշխման օգնությամբ: Այս դասական մեթոդը բավականին պարզ է, սակայն տալիս է էներգիայի որոշման համեմատաբար ոչ ճիշտ արդյունքներ /567/: Ավելի լավ լուծողականություն է ստացվում, երբ չափվում է մասնիկների մթնոլորտում առաջացրած սցինտիլյացիոն կամ Չերենկովյան լույսը (համեմատիր 11.8-ի հետ): Վերջինս սակայն պահանջում է պարզ և անլուսին երկինք, քանի որ լույսի ելքը շատ փոքր է: Էներգիայի որոշման այլընտրանքային մեթոդ կարելի է առաջարկել բարձր էներգիաների տիեզերական նեյտրինոների կամ մյուոնների համար: Այս մասնիկները առանց դժվարության անցնում են երկրի մթնոլորտով, այնպես որ կարելի է օգտագործել մաքուր, մեծ թափանցելիությամբ օվկիանոսի ջուրը, խոր լճերը կամ նույնիսկ բևեռային սառույցները, որպես

Չերենկովյան ճառագայթիչներ: 1 ՏէՎ-ից բարձր էներգիայի մյուոնը էներգիա է կորցնում հիմնականում արգելակային ճառագայթման և էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի ուղղակի ծնման հետևանքով (տես նկ. 1.6): Էներգետիկ կորուստների այս երկու երևույթն էլ համեմատական են մյուոնի էներգիային:

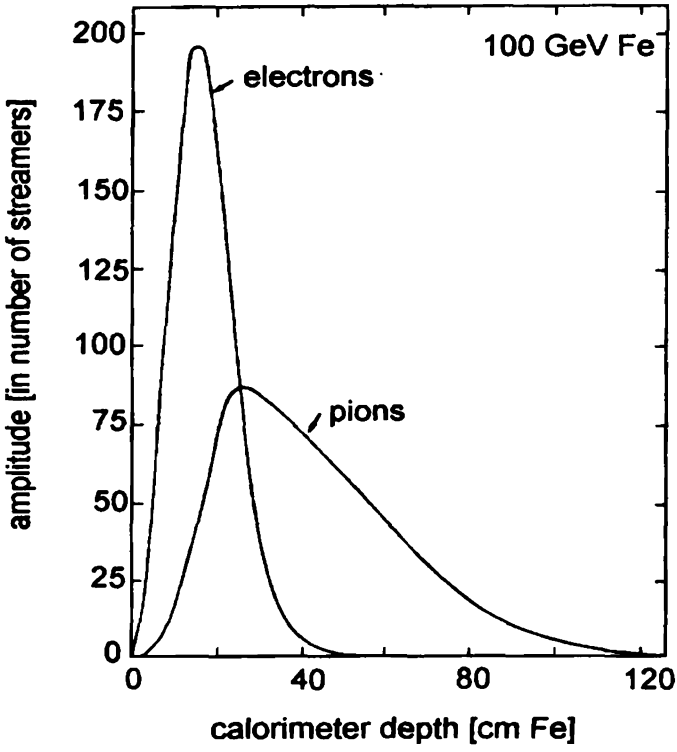
Ֆոտոբազմապատկիչների եռաչափ մատրիցայի միջոցով, էներգետիկ կորուստների չափումը խոր ջրերում, որոնք էկրանավորված են արեգակի լույսից, հնարավորություն են տալիս չափելու մյուոնի էներգիան: Նույն եղանակով կարելի է չափել էլեկտրոնային ու մյուոնային նեյտրինոների մոտավոր էներգիան, եթե նրանք ջրի հետ առաձգական փոխազդեցության հետևանքով ծնում են էլեկտրոն կամ մյուոն, որը էլեկտրոնների դեպքում առաջացնում է էլեկտրոմագնիսական հեղեղ, իսկ մյուոնների դեպքում առաջացնում է նրա էներգիային համեմատական ազդանշան: Խոր օվկիանոսը, լճի ջուրը կամ բևեռային սառույցը տվյալ դեպքում միաժամանակ հանդիսանում են թիրախներ և փոխազդեցությունից ծնված մասնիկների Չերենկովյան լույսի դետեկտորներ: Նեյտրինային փոխազդեցության ժամանակ ծնված էլեկտրոնը (մյուոնը) մոտավորապես հետևում է նեյտրինոյի ուղղությանը: Հետևաբար այս խորջրյա նեյտրինային դետեկտորները միաժամանակ հանդիսանում են նեյտրինային հեռադիտակներ, որոնք հնարավորություն են տալիս կատարել նեյտրինային աստղագիտական չափումներ ՏէՎ էներգիաների տիրույթում /568,569,570/:

7.4. ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՆՈՒՅՆԱԿԱՆԱՑՈՒՄԸ ԿԱԼՈՐԻՄԵՏՐԵՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Բացի էներգիայի որոշումից, կալորիմետրերը հնարավորություն են տալիս նաև կատարել էլեկտրոնների և հադրոնների բաժանում: Էլեկտրոմագնիսական հեղեղի լայնական և երկայնական զարգացումը որոշվում է ռադիացիոն X_0 երկարությամբ, իսկ հադրոնային հեղեղի համար փոխազդեցության երկարությամբ λ_w կամ կլանման երկարությամբ λ_c, որոնք շատ ավելի մեծ են: Կալորիմետրում էլեկտրոն-հադրոն բաժանումը հիմնված է հեղեղների զարգացման այս բնութագրական տարբերության վրա:

7.48 նկարում բերված է 100 ԳէՎ էներգիայով էլեկտրոնի և պիոնի առաջացրած հեղեղների երկայնական զարգացումը ստրիմերային խողովակներով կալորիմետրերում /518/: Քանի որ շերտավորված կալորիմետրը սովորաբար բաժանվում է ըստ երկարության, ապա էլեկտրոնների բաժանման համար կարելի է առաջարկել

տարբեր մեթոդներ: Բաժանման այդ մեթոդները հիմնված են հետևյալ բնութագրերի վրա /1,519,549/



Նկ. 7.48. 100 ԳէՎ էներգիայով պիոնների և էլեկտրոնների երկայնական զարգացման համեմատական արժեքները ստրիմերային խողովակ կալորիմետրում /518/:

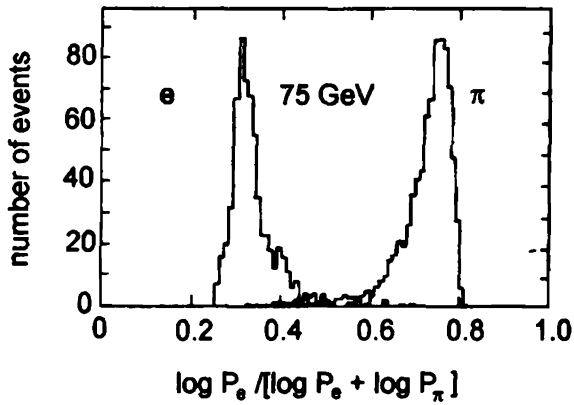
1. էլեկտրոնները իրենց էներգիայի հիմնական մասը թողնում են կալորիմետրի առաջնամասում: Եթե կալորիմետրը բաժանված է առաջնային և վերջնային մասերի, ապա սկզբի և վերջի մասերում ամպլիտուդների մեծ հարաբերությունը պայմանավորված է էլեկտրոններով, իսկ փոքր հարաբերությունը հադրոններով:

2. Քանի որ կալորիմետրում օգտագործվող հիմնական նյութերի համար կլանման երկարությունը λ_α շատ անգամ մեծ է X_0 ռադիացիոն երկարությունից, ապա էլեկտրոնները ավելի շուտ են փոխազդում կալորիմետրի նյութի հետ, քան հադրոնները: Օրինակ երեք ռադիացիոն երկարությունից հետո էլեկտրոնների մոտ 95%-ը արդեն ծնում են հեղեղներ, մինչդեռ հադրոնների մեծ մասը (72%

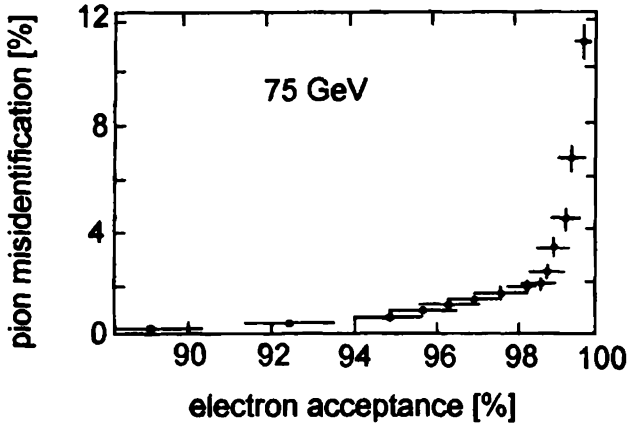
երկաթում) դեռևս չի փոխազդել կալորիմետրի նյութի հետ: Հետևաբար, հեղեղի ծնման կետի ինֆորմացիան կարող է լրացուցիչ բաժանման չափանիշ հանդիսանալ:

3. Հադրոնային հեղեղը շատ ավելի լայն է, քան էլեկտրոմագնիսական հեղեղը (տե՛ս նկ. 7.22, 7.43): Փոքր չափերի երկաթյա կալորիմետրում էլեկտրոմագնիսական էներգիայի 95% պարունակվում է 3.5 սմ շառավղով գլանում: 95% էներգիա պարունակող հադրոնային հեղեղի լայնական չափերը մոտ 5 անգամ մեծ են (կախված էներգիայից): Ելնելով զարգացման տարբեր վարքերից կարելի է գտնել «սեղմության գործակից»:

4. Վերջապես, հեղեղի լայնական չափերի ծանրության կենտրոնը նույնպես կարող է բաժանման չափանիշ հանդիսանալ: Յուրաքանչյուր բաժանման չափանիշը կարելի է օգտագործել, որոշելու համար չբաժանված էլեկտրոն-պիոն փնջում էլեկտրոնային կամ պիոնային վարկածների հավանականությունը:

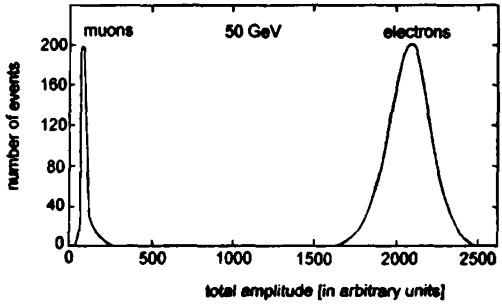


Նկ. 7.49. էլեկտրոն-պիոն բաժանումը ստրիմերային խողովակներով կալորիմետրում /519,549/:



Նկ. 7.50. էլեկտրոն-պիոն սխալ նույնականացման հավանականությունը, ստրիմերային խողովակներով կալորիմետրում /519,549/: էլեկտրոնի գրանցման բացվածքը (acceptance) այն էլեկտրոնների քանակն է, որոնք գրանցվել են համապատասխան հատումից հետո (բաշխման): Համապատասխանաբար սխալ նույնականացված պիոնները, որպես էլեկտրոն գրանցված իրական պիոնների քանակն է:

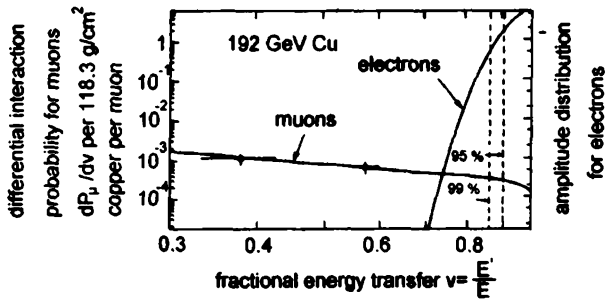
Այդ հավանականությունների արտադրյալը հնարավորություն է տալիս կատարել էլեկտրոնների գերազանց բաժանում: Պետք է սակայն հաշվի առնել, որ բաժանման բոլոր նշված չափանիշները խիստ կորելացված են: 7.49 նկարում ցույց է տրված հավանականությունների այդպիսի միավորման արդյունքը, որի հետևանքով էլեկտրոնային և պիոնային վարկածների միջև մնում է միայն շատ փոքր մասնակի փոխադարձ ծածկում /519,549/: Վերջնական $\frac{e}{\pi^-}$ բաժանման սխալ նույնականացման հավանականությունը, էլեկտրոնների գրանցման տվյալ էֆեկտիվության համար բերված է նկ. 7.50 /519,549/: 75 ԳէՎ էներգիայով մասնիկների համար, էլեկտրոնների գրանցման 95% էֆեկտիվության դեպքում, պիոնային խառնուրդը փոքր է 1%-ից:



Նկ. 7.51. 50 ԳէՎ էներգիայով էլեկտրոնների և մյուոնների ամպլիտուդային բաշխումները ստրիմերային խողովակներով կալորիմետրում /518/:

Ավելի «իմաստուն» կալորիմետրերում կարելի է ստանալ պիոնային խառնուրդի 0.1%-ից փոքր արժեք: Մյուոնները կարելի է բաժանել ոչ միայն պիոններից, այլ նաև էլեկտրոններից, քանի որ նրանք կալորիմետրերում թողնում են շատ փոքր էներգիա: 7.51 նկարում /518/ բերված են 50 ԳէՎ էներգիայով էլեկտրոնների և մյուոնների ամպլիտուդային բաշխումները: Այս նկարից ակնհայտ է էլեկտրոն-մյուոն բաժանման գերազանց հնարավորությունը:

Փնջի էներգիայի աճի հետ մեծանում է մյուոնի փոխազդեցության հավանականությունը մեծ էներգետիկ փոխանցումով, օրինակ՝ արգելակային ճառագայթման միջոցով /47, 59, 61, 571, 572, 573/:



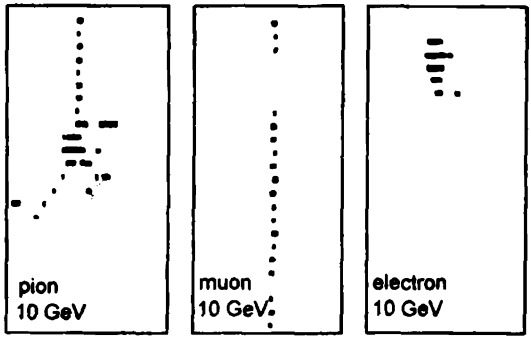
Նկ. 7.52. էլեկտրոն-մյուոն սխալ նույնականացման հավանականությունը ստրիմերային խողովակներով էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրում: Մյուոնների փոխազդեցության դիֆերենցիալ հավանականությունը, դա մյուոնների էներգետիկ կորուստներն են կալորիմետրում /571/:

Չնայած, որ այդ երևույթները շատ հազվադեպ են, սակայն, մաքուր կալորիմետրական չափումներում նրանք մյուոնի և էլեկտրոնի

փոքր հավանականությամբ սխալ նույնականացման պատճառ կարող են հանդիսանալ: 7.52 նկարում /571/ բերված է էլեկտրոնային կալորիմետրում 192 ԳէՎ էներգիայով մյուոնի էներետիկ կորուստների մասնակի փոքր վերադրումը նույն էներգիայով էլեկտրոնի ազդանշանի վրա: Այս դեպքում, երբ որպես կլանիչ նյութ օգտագործվել է պղինձը, մասնակի վերադրումը մաքուր կալորիմետրական բաժանման համար, հանգեցնում է μ/e սխալ նույնականացման հետևյալ հավանականությամբ՝ $\sim 1.7\cdot 10^{-5}$ ($2.8\cdot 10^{-5}$), երբ էլեկտրոնների գրանցման էֆեկտիվությունը 95% (99%) է: Սա նշանակում է, որ նույն ինտենսիվությամբ էլեկտրոնների և մյուոնների փնջում էներգետիկ բաշխման վրա դրված համապատասխան հատումը, որն ապահովում է էլեկտրոնների գրանցման 95% էֆեկտիվություն, թողնում է միայն մոտ $1.7\cdot 10^{-5}$ մյուոններ, որոնք սխալ նույնականացվում են որպես էլեկտրոններ:

10 ԳէՎ էներգիայով պիոնի, մյուոնի և էլեկտրոնի ստրիմերային խողովակներով կալորիմետրի հետ փոխազդեցության թվային պատկերը բերված է նկ. 7.53 /270/:

Բարձր էներգիայի մյուոնները (>500ԳէՎ) միջավայրում հիմնականում էներգիա են կորցնում փոխանցված մեծ էներգիայով երևույթների հաշվին արգելակային ճառագայթում, էլեկտրոնային զույգի ուղղակի ծնում, միջուկային փոխազդեցություն, և քանի որ այդ էներգետիկ կորուստները համեմատական են մյուոնի էներգիային (տե՛ս 1.67 հավասարումը), ապա կարելի է կառուցել բարձր էներգիայի մյուոնային կալորիմետրեր, որտեղ էներգետիկ կորուստների չափումը հնարավորություն կտա որոշելու նրանց էներգիան:

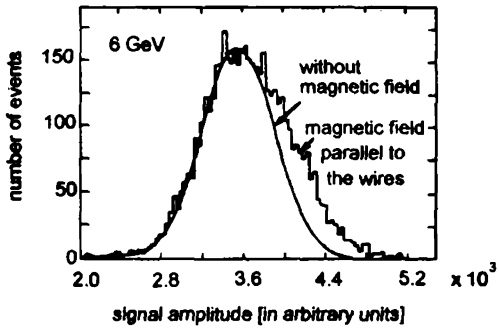


Նկ. 7.53. 10 ԳէՎ էներգիայով պիոնների, մյուոնների և էլեկտրոնների թվայնացված պատկերները (այսինքն կետը=աշխատած խողովակ) ստրիմերային խողովակներով հադրոնային կալորիմետրում /270/:

Մյուոնային կալորիմետրի այդպիսի հնարավորությունը կարելի է օգտագործել շատ բարձր էներգիաների տիրույթում, պրոտոն-պրոտոն փոխազդեցության փորձերում (LHC-Large Hadron Collider), √S=1.6ՏէՎ ELOISATRON, √s=200ՏէՎ /574/: Մյուոնների էներգիայի չափման կալորիմետրական մեթոդը կարող է օգտագործվել նաև խորջրյա փորձերում, որպես նեյտրինային հեռադիտակ:

7.5. ԿԱԼՈՐԻՄԵՏՐԵՐԻ ՏՐԱՄԱՉԱՓՈՒՄԸ ԵՎ ՎԵՐԱՀՍԿՈՒՄԸ

Կալորիմետրի տրամաչափումը սովորաբար կատարվում է արագացուցիչների տեստային փնջերի վրա, որոնք ապահովում են հայտնի շարժման քանակով, հայտնի մասնիկներ: Փոփոխելով փնջի էներգիան, կարելի է ստուգել կալորիմետրի գծայնությունը և գտնել հեղեղի բնութագրական պարամետրերը: Փոքր էներգիաների համար նախատեսված կալորիմետրերի տրամաչափումը, օրինակ, կիսահաղորդչային դետեկտորների, սովորաբար կատարվում է ռադիոակտիվ աղբյուրների օգնությամբ: Նախընտրելի են K գծի ճառագայթիչները (օրինակ ^{207}Bi), որոնք ունեն մոնոէներգետիկ էլեկտրոնների կամ γ քվանտների հոսք, և հետևաբար, թույլ են տալիս կատարել տրամաչափում, օգտագործելով լրիվ կլանման սպեկտրը:



Նկ. 7.54. 6 ԳէՎ էներգիայով էլեկտրոնների ազդանշանի լայնույթի կախումը մագնիսական դաշտի մեծությունից, ստրիմերային խողովակներով կալորիմետրում /522/:

Բացի էներգետիկ կախվածությունից, կարևոր է իմանալ նաև կալորիմետրի ազդանշանի կախվածությունը մասնիկի անկման տեղից, անկման անկյունից, մագնիսական դաշտում նրա վարքից և այլն: Մասնավորապես, գազային շերտերով կալորիմետրերում մագնիսական դաշտը կարող է հանգեցնել էլեկտրոնների պարուրաձև շարժման, որը ամբողջովին կփոխի տրամաչափական տվյալները:

Սա ցույց է տրված նկ. 7.54-ում /522/, որտեղ բերված է 6 ԳէՎ էներգիայով էլեկտրոնների ամպլիտուդային բաշխումը ստրիմերային խողովակներով պղինձե կալորիմետրում, անոդային լարերին զուգահեռ 1.1 Տլ մագնիսական դաշտի առկայության և բացակայության դեպքում:

Էներգետիկ լուծողականության վատացումը փոքր էներգիայով էլեկտրոնների հետևանք է, որոնց ճանապարհի երկարությունը դետեկտորի շերտում աճում է մագնիսական դաշտի հաշվին: Գազային շերտերով կալորիմետրերում մասնիկների հոսքի տեմպը նույնպես կարող է ազդել ազդանշանի մեծության վրա, մեռյալ կամ վերականգնման ժամանակի էֆեկտների հաշվին: Հետևաբար, կալորիմետրի կատարյալ տրամաչափումը պահանջում է բազմազան պարամետրերից կախվածության ճշգրիտ իմացություն:

Մեծ փորձերը կարող են պարունակել մեծ քանակությամբ կալորիմետրական մոդուլներ, որոնք ոչ բոլորն են ստուգվել տեստային փնջերով: Եթե նրանց որոշ մասը տրամաչափվել է տեստային փնջով, ապա մյուսները կարելի է համապատասխանեցնել նրանց: Այսպիսի հարաբերական տրամաչափում կարելի է կատարել մինիմում իոնիզացնող տիեզերական մյուոններով, որոնք անցնում են բազմաթիվ մոդուլներով: Ուրանի կալորիմետրերում տրամաչափման համար կարելի է օգտագործել ուրանի բնական ռադիոակտիվությունից առաջացող աղմկային ազդանշանը: Գազային շերտերով կալորիմետրերում (որոնցում օգտագործվում է ոչ ռադիոակտիվ կլանիչներ) տրամաչափման համար կարելի է օգտագործել ռադիոակտիվ ^{85}Kr ազնիվ գազը:

Սցինտիլյացիոն կալորիմետրերը կարելի է լավագույնս տրամաչափել որոշակի լուսային ազդանշանով, որը գալիս է լուսարձակող դիոդներից /LEDs/, և չափվում է ֆոտոբազմապատկիչների օգնությամբ: Որպեսզի խուսափեն լույսի ինտենսիվության տատանումներից, որն առաջանում է տարբեր դիոդների լույսի տարբեր ելքերի հաշվին, օգտագործվում է միակ լույսի աղբյուրը (օրինակ լազեր), որի լույսը բաժանվում է բազմաթիվ սցինտիլյատորների վրա թելային լուսատարների օգնությամբ /1/:

Երբ բարդ կալորիմետրիկ համակարգը տրամաչափված է, պետք է վստահ լինել, որ տրամաչափման հաստատունները չեն փոխվում, կամ եթե փոխվում են, ապա պետք է հետևել այդ փոփոխություններին: Տրամաչափման արդյունքների ժամանակի ընթացքում կայունությունը կարելի է ստուգել տիեզերական մյուոնների օգնությամբ: Որոշ դեպքերում կալորիմետրի որոշ մոդուլներ այնպես են տեղադրված, որ տիեզերական մյուոնների հոսքը նրանցում բավարար չէ ճշգրիտ ստուգումների համար: Հետևաբար,

անհրաժեշտ է պարբերաբար կատարել ստուգիչ չափումներ, մտցնելով ստուգիչ ազդանշաններ դետեկտորի տարբեր շերտերում, կամ նրանց ընթերցման էլեկտրոնային համակարգերի մեջ:

Գազային շերտերով կալորիմետրերում ելքային ազդանշանը կարող է փոփոխվել հիմնականում գազային խառնուրդի պարամետրերի և բարձր լարման փոփոխության հետևանքով: Այս դեպքում օգտագործվում է նմանօրինակ տեստային խուց, որով հոսում է դետեկտորի ելքային գազը և որի ազդանշանը մշտապես չափվում է ռենտգենյան ռադիոակտիվ աղբյուրի օգնությամբ: Ռենտգենյան ճառագայթներից ստացված ազդանշանի փոփոխությունը ցույց է տալիս, որ ժամանակի ընթացքում տրամաչափման պարամետրերը փոխվել են, և որը կարելի է համակշռել բարձր լարման ճիշտ ընտրությամբ:

Որոշակի փորձերում մշտապես հնարավոր են որոշակի մասնիկներ, որոնք կարելի է օգտագործել տրամաչափման և վերահսկման համար: Օրինակ՝, առաձգական Բաբայի ցրումը $e^+e^- \to e^+e^-$ կարելի է օգտագործել էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրի տրամաչափման համար e^+e^- փորձերում, քանի որ վերջնական վիճակի մասնիկների համար (արհամարհելով ռադիացիոն էֆեկտները) պետք է ունենանք փնջի հայտնի էներգիան: Նույն եղանակով $e^+ e^- \to q \bar{q}$ ռեակցիան, երբ տեղի է ունեցել անհրաժեշտ հադրոնիզացիա, կարելի է օգտագործել հադրոնային կալորիմետրի պարամետրերի ստուգման համար: Ի վերջո, մյուոնների զույգի ծնումը $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ առաջացնում է վերջնական վիճակի մյուոններ, որոնց շարժման քանակը հայտնի է (բարձր էներգիաների տիրույթում հավասար է փնջի շարժման քանակին), և որոնք կարող են հասնել դետեկտորի բոլոր մոդուլներին, նրանց մոտավորապես համասեռ անկյունային բաշխման հետևանքով: ($d\sigma/d\Omega \sim 1+\cos^2\theta$, որտեղ θ-ն e^- և μ^- միջև եղած անկյունն է):

7.6. ՑԱԾՐԱԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԼՈՐԻՄԵՏՐ

Մինչ այժմ քննարկված կալորիմետրերը օգտագործվում են մի քանի ՄէՎ-ից մինչև շատ բարձր էներգիաների մասնիկների գրանցման համար:

Մի շարք հետազոտություններում, օրինակ՝ աստղոֆիզիկական, մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում շատ փոքր էներգիաների մասնիկների 1էՎ-ից մինչև 1000 էՎ գրանցումը: Ցածրջերմաստիճանային կալորիմետրերը օգտագործվում են այդպիսի փոքր էներգիաների նեյտրինոների, թույլ փոխազդող ծանր մասնիկների (WIMP), կամ «մութ» չերևացող մատերիայի գրանցման համար /575-588/:

Գրանցման էֆեկտիվության շեմի փոքրացման և միաժամանակ կալորիմետրի էներգետիկ լուծողականության լավացման համար բնական է ընտրել շատ փոքր էներգիա պահանջող քվանտային անցումների մեխանիզմը (էլեկտրոն-խոռոչ զույգի կամ իոնիզացիայի փոխարեն) /տես 7.1/:

Գերհաղորդիչներում Կուպերի զույգի կապի խզման համար անհրաժեշտ բնութագրական էներգիայի կարգը 1 մէՎ է (1մէՎ=10^{-3}էՎ): Կուպերի զույգը երկու էլեկտրոնի կապված վիճակն է հակուղղված սպիններով, որի վարքը շատ նման է բոզոնի և որը ստեղծվում է բավականին ցածր ջերմաստիճաններում, Բոզեի կոնդենսատի մեջ: Պինդ վիճակի նյութերում ֆոնոնների էներգիան մոտ է 10^{-5}էՎ-ի, ~100 մԿ ջերմաստիճանում: Կուպերի զույգի (կամ ֆոնոնների) կապի խզումը հնարավոր է գրանցել բավականին մեծ էֆեկտիվությամբ: Երևույթի համար անհրաժեշտ էներգիայի շատ փոքր շեմը մեծ առավելություն ունի տվյալ աշխատանքի սկզբունքով աշխատող, փոքր էներգիայով մասնիկների դետեկտորների ստեղծման համար: Այդ քվանտային երևույթների ջերմային գրգռումից խուսափելու համար, այդպիսի դետեկտորները սովորաբար աշխատում են ծայրագույնս ցածր ջերմաստիճաններում (սովորաբար միլիկելվին տիրույթում): Այդ պատճառով այդպիսի կալորիմետրերը կոչվում են ցածրջերմաստիճանային դետեկտորներ: Ցածրջերմաստիճանային դետեկտորները կարելի է բաժանել երկու հիմնական խմբի. առաջին՝ գերհաղորդիչ բյուրեղում քվազիմասնիկների դետեկտորների և երկրորդ՝ անհաղորդիչներում ֆոնոնների դետեկտորների /589,590,591/:

Գերհաղորդիչում Կուպերի զույգի կապի էներգիան գտնվում է $4\cdot10^{-5}$էՎ (Ir) և $3\cdot10^{-5}$էՎ (Nb) տիրույթում: Նույնիսկ կլանված էներգիայի շատ փոքր քանակը կարող է բազմաթիվ Կուպերի զույգերի կապի խզման պատճառ հանդիսանալ: Այս դետեկտորի հիմնական և դժվար իրականացնելի նպատակն է՝ գրանցել այդ քվազիմասնիկները: Գրանցման մի մեթոդը հիմնված է տվյալ նյութում գերհաղորդական վիճակի խախտումով, երբ նրա մեջ փոքր քանակի էներգիա է կլանվում (դետեկտորի փոքր չափերի դեպքում): Սա գերտաքացված գերհաղորդիչ հատիկներից բաղկացած դետեկտորի աշխատանքի սկզբունքն է /590/: Այս դեպքում ցածրջերմաստիճանային կալորիմետրը բաղկացած է մեծ քանակի այդպիսի փոքր գնդիկներից, որոնց տրամագիծը գտնվում է մկմ տիրույթում: Երբ դետեկտորը տեղադրված է մագնիսական դաշտում, ապա փոքր էներգիայով մասնիկի անցնելուց, որոշակի հատիկներ գերհաղորդիչ վիճակից անցնում են նորմալ վիճակի: Այդ անցման ազդանշանը կարելի է գրանցել Մեյսների էֆեկտի օգնությամբ: Այս էֆեկտի էությունն այն է, որ

մագնիսական դաշտը չի կարող մտնել գերհաղորդիչի մեջ, այն դեպքում, երբ այն մտնում է նորմալ վիճակում գտնվող հատիկների մեջ: Գերհաղորդիչ վիճակից նորմալ վիճակի անցման մասին ազդանշանը կարելի է գրանցել ´որսիչ´ (pick-up) օղակի օգնությամբ, որը միացված է գերզգայուն նախաուժեղացուցիչ սարքին, կամ SQUID (Supercondacting Quantum Interference Divices) /591/: Այս քվանտային ինտերֆերոմետրերը մագնիսական էֆեկտները գրանցող գերզգայուն սարքեր են:

SQUID-ի աշխատանքի սկզբունքում ընկած է Զոզեֆսոնի էֆեկտը, որը կիսահաղորդչով բաժանված երկու գերհաղորդիչների մեջ թունելային էֆեկտ է: Ի հակադրություն մի էլեկտրոնի թունելային էֆեկտի, օրինակ α-տրոհումից հայտնի, Զոզեֆսոնի էֆեկտը վերաբերվում է Կուպերի զույգերի թունելային անցումներին: Զոզեֆ-սոնի անցման ժամանակ առաջանում է ինտերֆերենցիոն էֆեկտ՝ թունելային հոսանքի և կիրառված մագնիսական դաշտի միջև: Այս ինտերֆերենցիոն էֆեկտը խիստ ազդում է մագնիսական հոսքի մեծության վրա /448,592,593/:

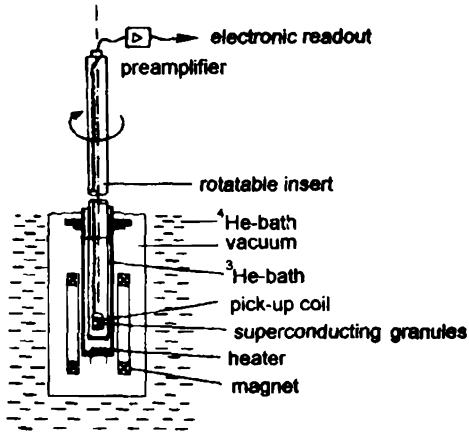
Քվազիմասնիկների գրանցման այլընտրանքային մեթոդ է հանդիսանում նրանց ուղղակի անցումը երկու գերհաղորդիչը բաժանող բարակ անհաղորդչի շերտով (SIS Supercondacting-Insulating-Supercondacting Transition) /589/: Այս դեպքում պրոբլեմներ են առաջանում ֆոնային հոսանքները շատ փոքր սահմաններում պահելու համար:

Ի հակադրություն քվազիմասնիկների, կլանված էներգիայի հաշվին գրգռված ֆոնոնները կարող են գրանցվել կլասիկ կալորիմետրիկ եղանակներով: ΔE կլանված էներգիան առաջ է բերում

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{mc} \qquad 7.48$$

ջերմաստիճանի աճ, որտեղ c-ն տեսակարար ջերմունակությունն է, իսկ m–ը կալորիմետրի զանգվածը: Եթե կալորիմետրական չափումները տեղի են ունենում շատ ցածր ջերմաստիճաններում, որտեղ C շատ փոքր է (ցածր ջերմաստիճաններում ցանցի ազդեցությունը տեսակարար ջերմունակության վրա համեմատական է T^3), ապա այս մեթոդով սկզբունքորեն կարելի է գրանցել նույնիսկ մի մասնիկ: Իրական փորձերում ջերմաստիճանի փոփոխությունը չափվում է տերմիստորի օգնությամբ: Դրանք հիմնականում NTC (negative temperature cofficent), դիմադրություններ են, որոնք տեղադրված և ֆիքսված են գերմաքուր բյուրեղի վրա: Բյուրեղը դա հենց այն կլանիչն է, որը պետք է գրանցի ռադիացիան: Ֆոնոնների դիսկրետ էներգիայի հաշվին պետք է սպասել ջերմային էներգիայի ոչ

անընդհատ ֆլուկտուացիաների, որը կարելի է գրանցել էլեկտրոնային ֆիլտրերի տեխնիկայով: Այս եղանակով գրանցվել են α մասնիկներ և γ քվանտներ, 15 mK ջերմաստիճանի TeO_2 փոքր բյուրեղում, 5 կէՎ FWHM էներգետիկ լուծողականությամբ /594/:
Ստեղծված են նաև հատուկ բոլոմետրեր, որոնցում միաժամանակ չափվում են ջերմային և իոնիզացիոն ազդանշանները /595/:



Նկ. 7.55. Գերտաք գերհաղորդիչ հատիկների հիմքի վրա աշխատող ցածր ջերմաստիճանային դետեկտորի փորձարարական սխեման (SSG) /596/:

Ժամանակակից ջերմային դետեկտորներում սպասվում է էներգետիկ լուծողականության լավացում: Օրինակ՝ 20 mK ջերմաստիճանում գտնվող 1 մմ^3 սիլիցիումի բյուրեղն ունի 5.10^{-15}ջ/Կ ջերմունակություն, և կարող է ապահովել 0.1 էՎ FWHM էներգետիկ լուծողականություն (որը համապատասխանում է σ=42 մէՎ) /582/: Սակայն գոյություն ունեն դեռևս չլուծված պրոբլեմներ, այդ կարգի լուծողականություններ ապահովելու ճանապարհին:

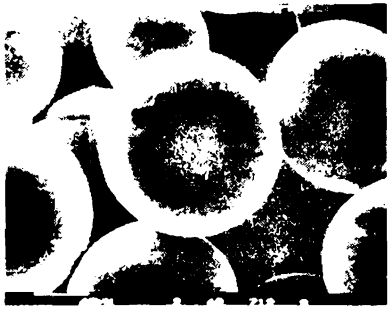
1. Ֆոնոնների հավաքման անհամասեռությունները, հատկապես մեծ չափերի դետեկտորներում:

2. Տարբեր խառնուրդների հետևանքով առաջացող տարածական անհամասեռությունները, որոնք ազդում են էլեկտրոն-խոռոչ ռեկոմբինացիայի վրա:

3. էլեկտրոմագնիսական ծագումով աղմուկներ, հատկապես միկրոֆոնային աղմուկը (մեխանիկական, ձայնային կամ էլեկտրոմագնիսական գրգիռներ):

4. Պրոբլեմները, որոնք կապված են բոլոմետրի ջերմաստիճանը և հետևաբար նրա ուժեղացումը, հաստատուն պահելու հետ (հիմնականում լուծված են):

Պահանջվում են ցածրջերմաստիճանային, տարրական մասնիկների և աստղաֆիզիկայի բնագավառների համատեղ ջանքեր, որը կբերի գոյություն ունեցող դժվարությունների հաղթահարման և անսպասելի գերազանց արդյունքների: Որպես հետաքրքիր նպատակ, նշենք Մեծ Պայթյունից ծնված ռելիկտիվ նեյտրինոների գրանցումը (էներգիան 200 մկէՎ) /582/:



Նկ. 7.56. Անագի հատիկները (տրամագիծը 130 մկմ), որպես ցածրջերմաստիճանային կալորիմետր: Կլանված էներգիայի փոքր քանակությունը կարող է հատիկներին այնքան տաքացնել, որ նրանք գերհաղորդիչ վիճակից անցնեն նորմալ հաղորդականության վիճակին, առաջացնելով գրանցելի մեծության ազդանշան /590,597/:

Խիստ ցածր էներգիաների գրանցման ցածրջերմաստիճանային կալորիմետրերի ստեղծումը միայն նոր է սկսվել: Ցածրջերմաստիճանային դետեկտորի սխեման, որը հիմնված է գերտաք վիճակի գերհաղորդիչ հատիկում էներգիայի կլանման վրա, ցույց է տրված 7.55 նկարում /596/: Հատիկների համակարգը որսիչ օղակի հետ հնարավոր է պտտել 360° մագնիսական դաշտին ուղղահայաց առանցքի ուղղությամբ: Այսպիսի սխեման օգտագործվել է կրիտիկական դաշտի լարվածությունից, հատիկների գերհաղորդիչ վիճակի անցման կախվածությունը հետազոտելու համար: Այս համակարգը բարեհաջող գրանցում է ցինկի, անագի, ալյումինի հատիկների քվանտային անցումները ^{4}He և ^{3}He ջերմաստիճաններում: 7.56 նկարում բերված է անագի հատիկների միկրոլուսանկարը /590,597/: Ներկայումս արդեն հնարավոր է արտադրել մինչև 5մկմ չափերով անագի հատիկներ:

Արդեն ցույց է տրվել, որ գերհաղորդիչ-գերտաք հատիկներից կազմված դետեկտորում, առանց որևէ դժվարության, կարելի է գրանցել մինիմում իոնիզացնող մասնիկներ /598/:

Գերհաղորդիչ վիճակից նորմալ վիճակի անցման ազդանշանի գրանցումը, 100 մկՎ ամպլիտուդայով և վերականգնման ժամանակի 10-50 նվ տևողությամբ, արդեն ցույց է տալիս, որ գերհաղորդիչ շերտատված հաշվիչները կարող են հանդիսանալ գագաթային դետեկտորների հնարավոր թեկնածուներ տարրական մասնիկների ֆիզիկայի գիտափորձերում /599/:

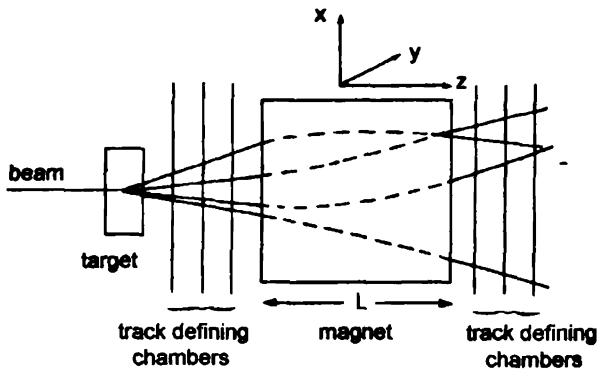
ՇԱՐԺՄԱՆ ՔԱՆԱԿԻ ՉԱՓՈՒՄԸ

Լիցքավորված մասնիկների շարժման քանակի չափումը սովորաբար կատարվում է մագնիսական սպեկտրոչափերի օգնությամբ:

Լորենցի ուժը մասնիկներին ստիպում է շարժվել մագնիսական դաշտի ուղղության շուրջը, շրջանային կամ պարուրաձև հետագծերով: Մասնիկի հետագծի կորացման շառավիղը կախված է մագնիսական դաշտի լարվածությունից և մասնիկի շարժման քանակի դաշտին ուղղահայաց բաղադրիչից: Կախված փորձերի պայմաններից կամ հետազոտվող մասնիկի տիպից, օգտագործվում են տարբեր մագնիսական սպեկտրոչափեր:

8.1. ՖԻՔՍՎԱԾ ԹԻՐԱԽՈՎ ՓՈՐՁԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՉԱՓԵՐ

Մագնիսական սպեկտրոչափերի հիմնական սխեման, որն օգտագործվում է ֆիքսված թիրախով փորձերում (ի հակադրություն կուտակիչ օղակների փորձերի) բերված է 8.1 նկարում:



Նկ. 8.1. Ֆիքսված թիրախով մագնիսական սպեկտրոչափի սխեմատիկ պատկերը:

Հայտնի զանգվածով և հիմնականում հայտնի էներգիայով մասնիկն ընկնում է թիրախի վրա, ծնելով երկրորդային մասնիկներ: Սպեկտրոչափի նպատակն է՝ չափել ծնված լիցքավորված մասնիկների շարժման քանակները: Ենթադրենք z առանցքի ուղղությամբ ընկնող մասնիկը մտնում է $\vec{B}$ մագնիսական դաշտ, որը ուղղված է y ուղղությամբ $\vec{B}=(0,B_y,0)$: Հաղորդնային

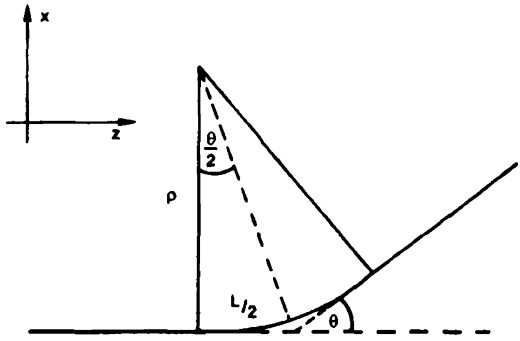
փոխազդեցությունների ժամանակ երկրորդային մասնիկի շարժման քանակի լայնական բաղադրիչը մոտավորապես հավասար է

$$P_{\perp} \approx 350 \text{ ՄէՎ/c} \quad \text{(բնութագրական)}, \qquad 8.1$$

որտեղ

$$P_{\perp} = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \qquad 8.2$$

Սովորաբար $P_x, P_y << P_z$, իսկ $\vec{P} = (P_x, P_y, P_z)$ դուրս թռչող մասնիկի շարժման քանակն է /1/: Սպեկտրոչափ մտնող և դուրս եկող մասնիկի հետագիծը շատ /պարզ / դեպքերում, որոշվում է մագնիսից առաջ և հետո տեղադրված հետագծային դետեկտորներով:



Նկ. 8.2. Լիցքավորված մասնիկի հետագիծը մագնիսական դաշտում:

Քանի որ մագնիսական դաշտն ուղղված է y-ի ուղղությամբ, ապա մասնիկի շեղումը տեղի է ունենում xz հարթության մեջ: 8.2 նկարում բերված է լիցքավորված մասնիկի հետագծի էսքիզը այդ հարթությունում: Լորենցի ուժը հավասարակշռվում է կենտրոնախույս ուժով: Կոորդինատային համակարգը ընտրված է այնպես, որ մասնիկի ուղղությունը համընկնում է z- ի ուղղության հետ, այսինքն $|\vec{P}| = P_z = P$, որտեղ $\vec{P}$ մասնիկի չափվող շարժման քանակն է:

Սրանից հետևում է, որ $(\vec{P} \perp \vec{B})$ դեպքում՝

$$\frac{mv^2}{\rho} = evB_y \qquad 8.3$$

որտեղ m-ը մասնիկի զանգվածն է, v-ն նրա արագությունը, իսկ ρ-ն մագնիսական դաշտում հետագծի կորության շառավիղը: Այս հավասարումից ρ-ն կարելի է գտնել հետևյալ բանաձևով՝

$$\rho = \frac{P}{eB_y} \qquad 8.4$$

Մասնիկն անցնում է մագնիսական դաշտով, հետևելով շրջանաձև ուղեծրի, որի կորության շառավիղը սովորաբար շատ ավելի մեծ է, քան մագնիսի L երկարությունը: Հետևաբար շեղման θ անկյունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ մոտավորությամբ՝

$$\theta \approx \frac{L}{\rho} = \frac{L}{P} eB_y \qquad 8.5$$

Մագնիսական շեղման հետևանքով լիցքավորված մասնիկը ստանում է շարժման քանակի լրացուցիչ լայնական բաղադրիչ:

$$\Delta P_x = P\sin\theta = P\cdot\theta = LeB_y: \qquad 8.6$$

Եթե մագնիսական դաշտը L-ից կախված փոխվում է, ապա 8.6 հավասարումը ընդհանրացվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\Delta P_x = e\int_0^L B_y(l)dl: \qquad 8.7$$

Շարժման քանակի որոշման ճշտության վրա ազդում են տարբեր էֆեկտներ: Առաջինը, քննարկենք հետագծի որոշման վերջավոր ճշտության ազդեցությունը շարժման քանակի որոշման ճշտության վրա: Օգտագործելով 8.4 և 8.5 հավասարումները կստանանք՝

$$P = eB_y\rho = eB_y\frac{L}{\theta} \qquad 8.8$$

Քանի որ ընկնող և դուրս թռչող մասնիկների հետագծերը ուղիղներ են, ապա շեղման անկյունը հենց չափվող մեծությունն է:

Քանի որ՝

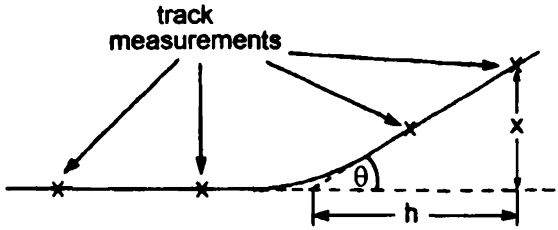
$$\left|\frac{dP}{d\theta}\right| = eB_yL\cdot\frac{1}{\theta^2} = \frac{P}{\theta} \qquad 8.9$$

ապա կունենանք՝

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\theta}{\theta}, \qquad 8.10$$

կամ՝

$$\frac{\sigma(P)}{P} = \frac{\sigma(\theta)}{\theta} \qquad 8.11$$



Նկ. 8.3. Հետագծի չափման սխալը սահմանող էսքիզը:

Շեղման անկյունը գտնելու համար անհրաժեշտ է չափել հետագծի առնվազն չորս կոորդինատները, երկուսը մինչև մագնիսը և երկուսը մագնիսից հետո: Եթե հետագծի չափումը յուրաքանչյուր կետում ունի նույն սխալը σ(x), ապա չափվող շեղման անկյան սխալը (տե՛ս նկ.8.3) կարելի է ստանալ՝

$$\sigma^2(\theta) \propto \sum_{i=1}^{4} \sigma_i^2(x) = 4\sigma^2(x) \qquad 8.12$$

$$\sigma(\theta) \propto 2\sigma(x), \qquad 8.13$$

քանի որ

$$\theta = x/h, \qquad 8.14$$

որտեղ h-ը անկյունային չափման բազուկն է (տե՛ս նկ. 8.3), ապա կստանանք՝

$$\sigma(\theta) = \frac{2\sigma(x)}{h} \qquad 8.15$$

Տեղադրելով 8.11 հավասարման մեջ կստանանք՝

$$\frac{\sigma(P)}{P} = \frac{2\sigma(x)/h}{eB_y L} \cdot P = \frac{2\sigma(x)}{h} \cdot \frac{P}{\Delta P_x} \qquad 8.16$$

8.16 հավասարումից հետևում է, որ շարժման քանակի σ(P) չափման ճշտությունը համեմատական է P^2-ուն և կախված է հետագծային դետեկտորի որակից /1/, հետևաբար կարելի է ստանալ՝

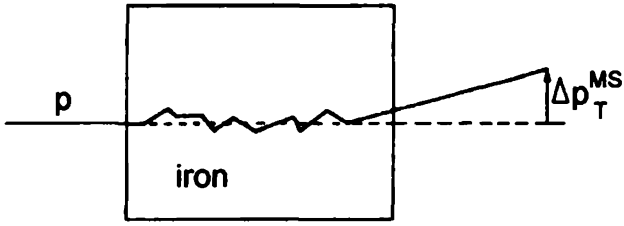
$$\frac{\sigma(P)}{P} = (10^{-3} to 10^{-4}) \cdot P \quad [\text{ԳէՎ/c}]: \qquad 8.17$$

Տիեզերական ճառագայթների փորձերում սովորաբար օգտվում են շարժման քանակի մաքսիմում գրանցվող արժեք հասկացությունից (mdm), որը սահմանվում է որպես՝

$$\frac{\sigma(P_{mdm})}{P_{mdm}} = 1: \qquad 8.18$$

8.17 հավասարումով որոշվող մագնիսական սպեկտրոչափով շարժման քանակի գրանցվող մաքսիմում արժեքը կլինի՝

$$P_{mdm} = 1 \text{ ՏէՎ/c մինչև } 10 \text{ ՏէՎ/c}: \qquad 8.19$$



Նկ. 8.4. Բազմակի ցրման սխալի ցուցադրումը:

Շարժման քանակի չափումները սովորաբար կատարվում են օդային բացակով մագնիսներում: Այս դեպքում բազմակի ցրումները փոքր են և ազդում են միայն փոքր շարժման քանակների չափման ճշտության վրա: Քանի որ մյուոնները ունեն նյութի միջով անցնելու մեծ հավանականություն, ապա նրանց շարժման քանակները կարելի է չափել նաև հոծ երկաթյա մագնիսներում: Պարզ է, որ այս դեպքում հնարավոր չէ անտեսել բազմակի ցրումները:

Լ *հաստությամբ հոծ երկաթյա մագնիսով անցնող մյուոնը* բազմակի ցրումների հետևանքով ստանում է շարժման քանակի լայնական բաղադիչ ΔP_T^{MS}, որը հավասար է՝

$$\Delta P_T^{MS} = p \cdot \sin\theta_{rms} \approx p \cdot \theta_{rms} = 19.2\sqrt{\frac{L}{X_0}} \text{ [ՄէՎ/c]} \qquad 8.20$$

(տե՛ս 1.48 հավասարումը, երբ β=1 և նկ. 8.4):

Քանի որ մագնիսական շեղումը տեղի է ունենում X-ի ուղղությամբ, ապա կարևոր է բազմակի ցրումների պրոյեկցիան միայն այդ ուղղության վրա՝

$$\Delta P_x^{MS} = \frac{19.2}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{L}{X_0}} = 13.6\sqrt{\frac{L}{X_0}} \text{ [ՄէՎ/c]} : \qquad 8.21$$

Բազմակի ցրումների հետևանքով, շարժման քանակի չափման ճշտությունը սահմանափակված է բազմակի ցրման և մագնիսական շեղման մեծությունների հարաբերությամբ /1/:

$$\frac{\sigma(P)}{P}\Big|^{MS} = \frac{\Delta P_x^{MS}}{\Delta P_x^{magn}} = \frac{13.6\sqrt{L/\ X_0}\,[MeV/c]}{e\int_0^L B_y(l)dl} : \qquad 8.22$$

Ինչպես Լորենցի շեղումը, այնպես էլ բազմակի ցրումների հետևանքով շեղումը, հակադարձ համեմատական են շարժման քանակին: Հետևաբար, այս դեպքում շարժման քանակի լուծողականությունը կախված չէ մասնիկի շարժման քանակից:

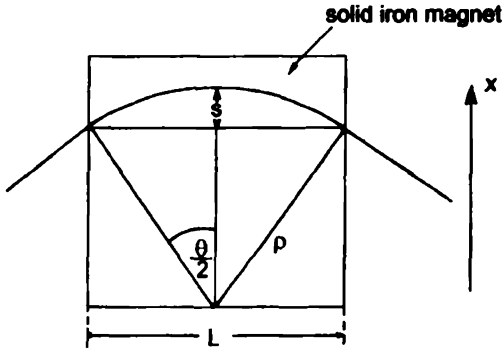
Հոծ երկաթյա մագնիսական սպեկտրոչափում (X_0=1.76սմ) սովորաբար օգտագործվում է B=1.8 Տեսլա մագնիսական դաշտ (տե՛ս 8.22 հավասարումը), որը հանգեցնում է շարժման քանակի լուծողականության հետևյալ արժեքին՝

$$\frac{\sigma(P)}{P}\Big|^{MS} = 0.19\cdot\frac{1}{\sqrt{L}} \qquad 8.23$$

L-ը արտահայտված է մետրերով: L =3 մ դեպքում կունենանք՝

$$\frac{\sigma(P)}{P}\Big|^{MS} = 11\% \qquad 8.24$$

Այս հավասարման մեջ հաշվի են առնված միայն բազմակի ցրման էֆեկտները: Սակայն, պետք է ավելացնել նաև կոորդինատի չափման անճշտության ազդեցությունը, որը կարելի է ստանալ 8.16 հավասարումից, կամ ճկվածության (sagitta) սահմանումից (տե՛ս նկ. 8.5) /1/:



Նկ. 8.5. Ճկվածքի մեթոդով շարժման քանակի որոշումը /1/:

Ճկվածությունը կախված է մագնիսական կորության ρ շառավղից և մագնիսական շեղման θ անկյունից հետևյալ առնչությամբ՝

$$s = \rho - \rho\cos\frac{\theta}{2} = \rho(1-\cos\frac{\theta}{2}), \qquad 8.25$$

և, $1-\cos\frac{\theta}{2} = 2\sin^2\frac{\theta}{4}$, ապա՝

$$s = 2\rho\sin^2\frac{\theta}{4} \qquad 8.26$$

Քանի որ θ<<1, ապա ճկվածությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ մոտավորությամբ (θ ռադիաններով)՝

$$s = \frac{\rho\theta^2}{8} \qquad 8.27$$

պարզության համար B_y փոխարինելով B-ով և տեղադրելով θ և ρ արժեքները 8.8 և 8.4 հավասարումներից, ճկվածության համար կստանանք՝

$$s = \frac{\rho}{8}\cdot(\frac{eBL}{P})^2 = \frac{eBL^2}{8P}: \qquad 8.28$$

Եթե B չափվում է Տեսլաներով, ρ- ն մետրերով և P -ն ԳէՎ/c-ով, ապա ճկվածությունը տրվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$s = \frac{0.3BL^2}{8P} \qquad 8.29$$

Ճկվածության որոշումը պահանջում է կոորդինատի առնվազն 3 չափում x_i (i=1,2,3): Երեք հետագծային դետեկտորներ տեղադրելով

մուտքի x_1, ելքի x_3 և մագնիսի կենտրոնում x_2, կարելի է ստանալ այդ երեք կոորդինատները: Քանի որ՝

$$s = x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2} \qquad 8.30$$

և ենթադրելով, որ բոլոր դետեկտորները ունեն միևնույն չափման սխալը, կստանանք՝

$$\sigma(s) = \sqrt{\frac{3}{2}}\sigma(x), \qquad 8.31$$

որը կհանգեցնի, հետագծի չափման ճշտությունից կախված, շարժման քանակի հետևյալ լուծողականությանը՝

$$\left.\frac{\sigma(P)}{P}\right|^{trackres} = \frac{\sigma(s)}{s} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}}\sigma(x)\cdot 8P}{0.3BL^2} \qquad 8.32$$

Եթե հետագիծը չափված է ոչ թե 3 կետերում, այլ N կետերում, որոնք հավասարապես բաժանված են մագնիսի ամբողջ երկարությամբ, ապա կարելի է ցույց տալ, որ շարժման քանակի լուծողականությունը, հետագծի չափման վերջավոր ճշտության հետևանքով /600/, հանգում է հետևյալ բանաձևին՝

$$\left.\frac{\sigma(P)}{P}\right|^{trackres} = \frac{\sigma(x)}{0.3BL^2}\sqrt{720/\ (N+4)}\cdot P \qquad 8.33$$

B=1,8 S, L=3մ, N=4, σ=0.5մմ արժեքների դեպքում 8.33 հավասարումը հանգեցնում է՝

$$\left.\frac{\sigma(P)}{P}\right|^{trackres} \approx 10^{-3}\cdot P \quad [\text{ԳէՎ/c}]: \qquad 8.34$$

Եթե N չափումները L երկարության վրա տեղադրված են k հաստատուն քայլերով, ապա՝

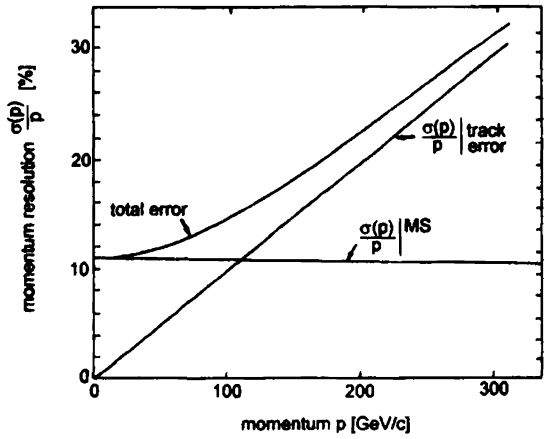
$$L = Nk \qquad 8.35$$

և հետևաբար, եթե N»4, ապա

$$\left.\frac{\sigma(P)}{P}\right|^{trackres} \propto L^{-5/2}\cdot B^{-1}\cdot P: \qquad 8.36$$

Որպեսզի ստացվի շարժման քանակի չափման լրիվ սխալը, պետք է հաշվի առնել ինչպես բազմակի ցրումների, այնպես էլ կոորդինատի չափման սխալները: Այս երկու բաղադրիչներն էլ, (8.24 և

8.34 հավասարումներով որոշվող) վերևում բերված հոծ երկաթյա մագնիսական սպեկտրոչափի համար ներկայացված են 8.6 նկարում:



Նկ. 8.6. Հոծ երկաթից մագնիսական սպեկտրոչափի շարժման քանակի լուծողականության վրա ազդող ֆակտորները:

Փոքր շարժման քանակների դեպքում գերազանցում է բազմակի ցրման սխալը, իսկ մեծ շարժման քանակների դեպքում սահմանափակող է հանդիսանում կոորդինատային ճշտությունը:

Օդային բացակով մագնիսի համար բազմակի ցրման անդամը շատ ավելի փոքր է: 8.22 հավասարումը օդային բացակով մագնիսի համար (X_0=304 մ) հանգեցնում է՝

$$\left.\frac{\sigma(P)}{P}\right|^{MS} = 1.4 \cdot 10^{-3} / \sqrt{L} \qquad 8.37$$

որը նշանակում է որ L=3 մ – ի դեպքում

$$\left.\frac{\sigma(P)}{P}\right|^{MS} = 0.08\% \qquad 8.38$$

8.2. ՀԱՏՈՒԿ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՉԱՓԵՐ

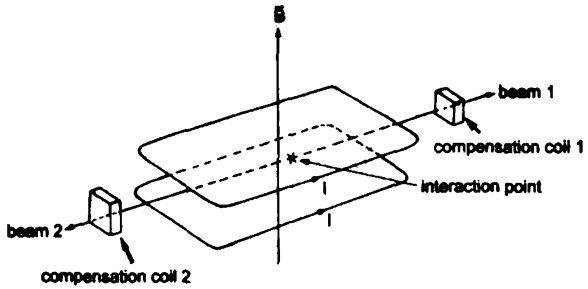
Ֆիքսված թիրախով փորձերի առավելությունն այն է, որ երկրորդային փնջերը ծնվում են միայն թիրախից: Այս երկրորդային փնջերը կարող են պարունակել տարբեր տիպի մասնիկներ, այնպես

որ կարելի է կատարել փորձեր, օրինակ՝ նեյտրինոներով, մյուոններով, ֆոտոններով կամ K_L^0 փնջերով: Սակայն, ֆիքսված թիրախով փորձերի թերությունն այն է, որ զանգվածի կենտրոնի հնարավոր մաքսիմում էներգիան համեմատաբար փոքր է: Հետևաբար, բարձր էներգիայի տիրույթի փորձերը հաճախ կատարվում են կուտակիչ օղակներում: Կուտակիչ օղակային փորձերում զանգվածի կենտրոնի համակարգը, հատման 0 աստիճանի և փնջերի նույն էներգիայի և հակուղղված շարժման քանակների դեպքում, համընկնում է լաբորատոր համակարգի հետ:

Դեպքերի տեմպը, ֆիքսված թիրախի համեմատությամբ, հիմնականում բավականին փոքր է, թիրախի շատ փոքր խտության հետևանքով, մի փունջը մյուսի նկատմամբ թիրախ է հանդիսանում: Փոքր լուսատվության հետևանքով, ինչպես նաև փոխազդեցության բոլոր արդյունքները գրանցելու համար, կուտակիչ օղակի փորձերը սովորաբար ծածկում են փոխազդեցության կետի շուրջը ընկած լրիվ մարմնային անկյունը (4π): Այդպիսի հերմետիկությունը հնարավորություն է տալիս առանձին դեպքերի լրիվ վերականգնում: Կուտակիչ օղակի տեսակից կախված օգտագործվում են տարբեր ձևերի մագնիսական դաշտեր:

Պրոտոն-պրոտոն (կամ $p\bar{p}$) կուտակիչ օղակներում կարելի է օգտագործել դիպոլային մագնիսներ, որոնցում մագնիսական դաշտը ուղղահայաց է փնջի ուղղությանը: Քանի որ այդպիսի մագնիսը շեղում է նաև կուտակված փունջը, ապա նրա ազդեցությունը վերացվում է կոմպենսացիոն փաթույթի օգնությամբ: Կոմպենսացիոն փաթույթը նույնպես դիպոլ է, բայց դաշտի հակառակ գրադիենտով, այնպես որ

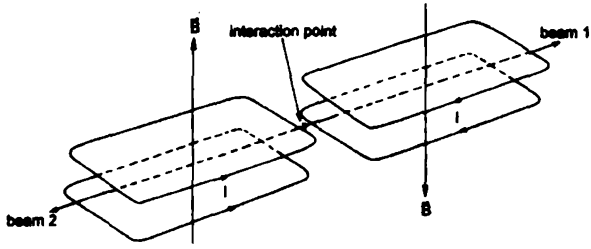
$$\int \bar{B}(l) \cdot d\bar{l} = 0: \qquad 8.39$$



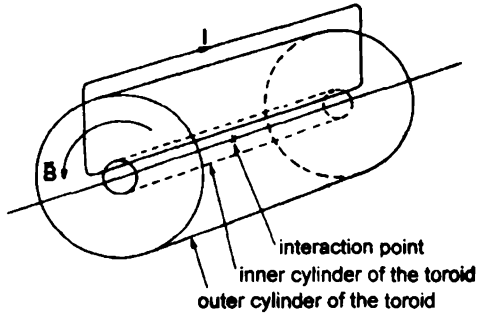
Նկ. 8.7. Կոմպենսացված դիպոլը որպես մագնիսական սպեկտրաչափ pp և $p\bar{p}$ կուտակիչ օղակային փորձերում /1/:

Այս առնչությունը ամբողջությամբ պահպանվում է փորձում (8.7 նկար): Այսպիսի ընտրությունը կիրառելի չէ էլեկտրոն-պոզիտրոն կուտակիչ օղակներում, քանի որ դիպոլի ուժեղ դաշտը պատճառ է հանդիսանում ինտենսիվ սինքրոտրոնային ճառագայթման, որը տանելի չէ կուտակիչ օղակի նորմալ աշխատանքի և դետեկտորների անվտանգ աշխատանքի համար:

Դիպոլային մագնիսը կարելի է կառուցել ինքնակոմպենսացվող, եթե երկու դիպոլներ՝ դաշտի հակառակ գրադիենտներով, տեղադրվեն փոխազդեցության կետի տարբեր կողմերում: Այս դեպքում 8.39 հավասարումը ինքնաբերաբար տեղի ունի, բայց հանգեցնում է փոխազդեցության կետում մեծ անհամասեռությամբ դաշտի, որն իր հերթին զգալիորեն բարդացնում է հետագծերի վերականգնումը (տես 8.8 նկարը) /1/: Մյուս կողմից տորոիդային մագնիսի կիրառման դեպքում (տե՛ս նկ. 8.9) /1/, կարելի է հասնել նրան, որ փունջը սպեկտրոչափը հատի դաշտի 0 արժեքի տիրույթում: Սակայն, տորոիդային մագնիսի ներսի գլանում կատարվող բազմակի ցրումը սահմանափակում է շարժման քանակի լուծողականությունը:

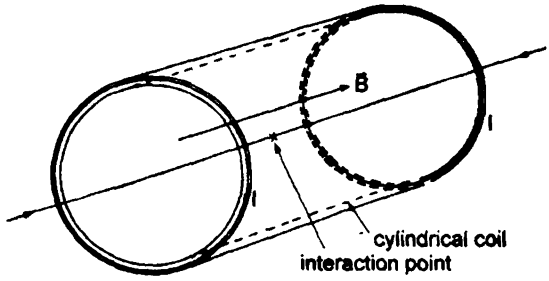


Նկ. 8.8. Ինքնակոմպենսացման դիպոլի սխեման (բաժանված մագնիսական դաշտերով) /1/:

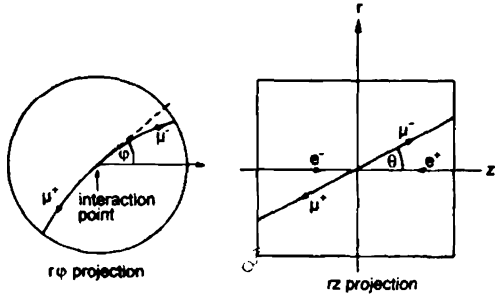


Նկ. 8.9. Մագնիսական տորի էսքիզը, ցույց է տրված միայն մեկ փաթույթը /1/:

Բազմաթիվ դեպքերում ընտրվում է սոլենոիդային մագնիսական դաշտ, որում փունջը շարժվում է մագնիսական դաշտին զուգահեռ (նկ. 8.10): Այս դեպքում մագնիսը փնջի վրա չի ազդում և սինքրոտրոնային ճառագայթում չի առաջացնում: Հետագծային դետեկտորները տեղադրվում են մագնիսական փաթույթների արանքում և հետևաբար նույնպես գլանաձև են: Երկայնական մագնիսական դաշտն ազդում է ծնվող մասնիկի շարժման քանակի միայն լայնական բաղադրիչի վրա, և ապահովում է 8.33 հավասարումով տրվող լուծողականությունը, որտեղ σ(x)-ը կոորդինատի որոշման ճշտությունն է փնջի առանցքին ուղղահայաց հարթությունում:



Նկ. 8.10. Սոլենոիդի էսքիզը, որը ստեղծում է առանցքային մագնիսական դաշտ: Սոլենոիդը երկար գլանաձև փաթույթ է:



Նկ. 8.11. Հետագծի վերականգնումը սոլենոիդային դետեկտորի օգնությամբ (ցույց է տրված $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ դեպքը):

8.11 նկարում բերված է փոխազդեցության կետից թռչող երկու հետագծերի սխեմատիկ պրոյեկցիաները փնջին ուղղահայաց rφ և փնջին զուգահեռ rz հարթություններում: Հետագիծը բնութագրող

պարամետրեր են հանդիսանում բևեռային անկյունը՝ θ, ազիմուտալ անկյունը՝ φ և շառավղային կոորդինատը՝ r: Եթե B մագնիսական դաշտում (S), L(մ) երկարությամբ հետագծի վրա չափվում են N կոորդինատներ σ(մ) ճշտությամբ, ապա լայնական շարժման քանակի լուծողականությունը հետագծի չափման սխալի հետևանքով կտրվի հետևյալ բանաձևով՝

$$\left.\frac{\sigma(P)}{P_T}\right|^{tracker} = \frac{\sigma_{r\varphi}}{0.3BL^2}\sqrt{\frac{720}{N+4}}\cdot P_T \quad [\text{ԳէՎ/c}] \qquad 8.40$$

(տե՛ս 8.33 հավասարումը) /600/:

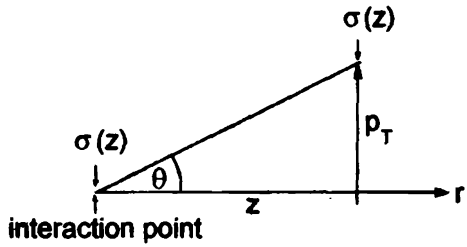
Հետագծի սխալից բացի, պետք է հաշվի առնել նաև բազմակի ցրումների սխալը, որը կարելի է ստանալ 8.22 հավասարումից՝

$$\left.\frac{\sigma(P)}{P_T}\right|^{MS} = 0.045\frac{1}{B\sqrt{LX_0}}, \qquad 8.41$$

որտեղ՝ X_0 (մետրերով) մասնիկի անցման ճանապարհին գտնվող նյութի միջին ռադիացիոն երկարությունն է:

Մասնիկի լրիվ շարժման քանակը, որը ստացվում է P_T և բևեռային θ անկյունից, կլինի՝

$$P = \frac{P_T}{\sin\theta} \qquad 8.42$$



Նկ. 8.12. Միայն երկու կետով որոշվող հետագծի բևեռային անկյան չափման սխալի սխեմատիկ ցուցադրումը:

Բևեռային անկյան չափումն, իր հերթին, ունի հետագծային սխալ և բազմակի ցրման սխալ: Եթե z կոորդինատը հետագծային դետեկտորում որոշվում է երկու կետում σ(z) միևնույն սխալով, ապա θ բևեռային անկյան սխալը կլինի՝

$$\sigma(\theta)\Big|^{tracker} = \frac{\sigma(z)}{z}\cdot\sqrt{2} \qquad 8.43$$

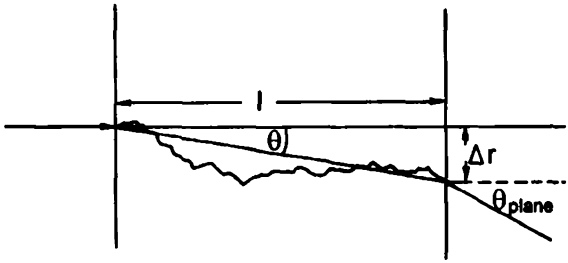
Բարձր էներգիայի մասնիկի հետագիծը rz հարթությունում ուղիղ գիծ է (տես նկ. 8.12): Եթե մասնիկի հետագիծը չափվում է N հավասարահեռ կետերում /1, 600/, ապա 8.43 հավասարումը ընդհանրացվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\sigma(\theta)\Big|^{trac\,ker\,r} = \frac{\sigma(z)}{z}\cdot\sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}}: \qquad 8.44$$

Այս բանաձևում z-ը պրոյեկտված հետագծի երկարությունն է z-ի ուղղությամբ, որը սովորաբար նույն կարգի մեծություն է, ինչ և հետագծի լայնական երկարությունը: 8.44 հավասարման մեջ բերված է միայն հետագծի չափման սխալը: Ի հավելումն, պետք է հաշվի առնել նաև բազմակի ցրումների սխալը, որը կարելի է ստանալ 1.47 հավասարումից և որը ներկայացվում է այս տեսքով՝

$$\sigma(\theta)\Big|^{MS} = \frac{0.0136}{\sqrt{3}}\cdot\frac{1}{P}\cdot\sqrt{\frac{l}{X_0}} \qquad 8.45$$

որտեղ p-ն չափվում է ԳէՎ/c, l-ը հետագծի երկարությունն է (ռադիացիոն երկարության միավորներով) և ընդունված է β=1 /34,35/:



Նկ. 8.13. Բևեռային անկյան որոշման սխալի բացատրությունը: θ բևեռային անկյան որոշման անորոշությունը առաջանում է մասնիկի հետագծի, ըստ հետագծի l երկարության, Δr չափով տեղաշարժման հետևանքով: Δr/l կապված է կուլոնյան բազմակի ցրման հարթ անկյան հետ Δr/l= $\frac{1}{\sqrt{3}}\theta_{հարթ}$ *առնչությամբ /34,35/:*

1/√3 գործակիցը պահանջում է որոշ բացատրություն: Բազմակի ցրման անկյունը՝ θ, որն ազդում է բևեռային անկյան չափման վրա, այս դեպքում պետք է հասկացվի որպես հետագծի շեղման Δr (բազմակի ցրումների հետևանքով) և հետագծի l երկարության հարաբերություն (տե՛ս նկ. 8.13): Սակայն 1.47 հավասարման մեջ rms ներկայացնում է θ_{plane} հարթության մեջ բազմակի ցրումը:

Սոլենոիդներում սովորաբար օգտագործվում են գազային դետեկտորներ, որոնցում նյութի քանակությունը շատ փոքր է: Հետևաբար բազմակի ցրման սխալի ազդեցությունը շարժման քանակի ճշտության վրա փոքր դեր ունի: 8.40 հավասարումը ցույց է տալիս, որ շարժման քանակի լուծողականությունը լավանում է BL^2 արտադրյալից կախված: Այն լավանում է նաև հետագծի ֆիքսված երկարության դեպքում, չափման կետերի քանակի աճի հետ, չնայած միայն որպես $1/\sqrt{N}$:

Մագնիսական սպեկտրոչափերի օգնությամբ փոքր էներգիաների տիրույթում շարժման քանակի չափումները, օրինակ՝ β սպեկտրոսկոպիայում, հաճախ պահանջում են տարբեր երկրաչափությամբ մագնիսներ: Փոքր շարժման քանակի պատճառով այդ մասնիկների հետ կատարվող փորձերը տեղի են ունենում վակուումում: Այս դեպքում բացառվում են իոնիզացիոն կորուստները և բազմակի ցրումները օդում: Կրկնակի ֆոկուսացնող սպեկտրոչափերը /63/ հնարավորություն են տալիս ստանալ շարժման քանակի 10^{-5} հարաբերական լուծողականություն, չնայած աղբյուրից մինչև դետեկտոր փոխանցման հավանականությունը փոքր է /601,602/:

α,β,γ սպեկտրոսկոպիայի համար օգտագործվում են նաև կիսահաղորդչային դետեկտորներ, ինչպիսիք են Ge(Li), Si(Li) հաշվիչները և բարձր մաքրության գերմանիումի բյուրեղները (տե՛ս 7.1): Սրանք ունեն գերազանց էներգետիկ լուծողականություն (< 0.1%): Քանի որ ավելի հեշտ է աշխատել կիսահաղորդչային դետեկտորների հետ, ապա ՄէՎ տիրույթում մագնիսական սպեկտրոչափեր գրեթե չեն կիրառվում:

Շատ ցածր էներգիաների տիրույթում մասնիկների շարժման քանակը կարելի է գտնել հետևելով նրանց բազմակի ցրումների վարքին:

Այս մեթոդն օգտագործվել է, օրինակ՝ միջուկային էմուլսիաների օգնությամբ կատարվող տիեզերական ճառագայթների փորձերում (տե՛ս 4.16 բաժինը):

ԳԼՈՒԽ IX

ԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱ

Բարձր էներգիայի ֆիզիկայի, աստղաֆիզիկայի կամ տիեզերական ճառագայթման գիտափորձերի համար օգտագործվող բազմանպատակային դետեկտորները հաճախ պարունակում են մեծ քանակի ենթադետեկտորներ: Այդ դետեկտորային տարրերի նպատակն է՝ տեղեկություն ստանալ գրանցվող մասնիկների ժամանման պահի, ազդեցության ուղղության, էներգիայի, շարժման քանակի և այլ բնութագրերի մասին: Գրանցման ժամանակակից տեխնիկայի համար ընդունված է օգտագործել դետեկտորից էլեկտրոնային ազդանշանի տեսքով եկած ազդանշանը:

Այս բաժնի առաջին մասում համառոտ տեղեկություն է տրված տարբեր էլեկտրոնային մեթոդների մասին, որոնցով մշակվում է դետեկտորներից եկած անալոգային ազդանշանը: Դետեկտորի ելքային ազդանշանը սովորաբար ձևափոխվում է թվային տեսքի, որը թույլ է տալիս նրան հեշտությամբ փոխանցել այլ սարքերին հետագա գործողությունների համար:

Երկրորդ բաժնում նկարագրված են նշազտիչային (տրիգեր) համակարգերի տեխնիկան և ճարտարապետությունը: Պարզ սարքավորումների համար, օրինակ՝ սցինտիլյացիոն դիտակներով ծովի մակերևույթի բարձրության վրա տիեզերական ճառագայթների կազմում մյու-մեզոնների (մյուոնների) բացարձակ քանակը որոշելու համար, բավական են սցինտիլյատորներից եկած և համապատասխան շեմով անցած ազդանշանները: Տիեզերական մյուոնները, այնուհետև, կարող են առանձնացվել՝ պահանջելով որոշակի սցինտիլյացիոն հաշվիչներից ազդանշանների համընկնումը ըստ ժամանակի: Մյուս մասնիկները, ինչպես օրինակ, էլեկտրոնները կամ պրոտոնները, կարող են անջատվել պահանջելով մասնիկների համար որոշակի թափանցելիություն: Դա կարող է իրագործվել սցինտիլյացիոն հաշվիչների միջև տեղադրված երկաթե կլանիչների տեսքի և չափսերի ընտրությամբ:

Ավելի բարդ գիտափորձերում շատ կարևոր է դեպքերն ընտրող նշազտիչի (տրիգերի) ճիշտ ընտրությունը: Այդպիսի համակարգի հիմնական խնդիրն է՝ արգելել հետաքրքրություն չներկայացնող դեպքերի գրանցումը: Այդպիսի դեպքերը կոչվում են ֆոնային դեպքեր: Ընտրվում են և հետագա մշակման համար մագնիսական սկավառակների կամ ժապավենների վրա գրանցվում են միայն այն դեպքերը, կամ մասնիկները, որոնք լրիվ համապատասխանում են իրենց հանդեպ ներկայացված խիստ պահանջներին:

Բաժինը եզրափակում է դետեկտորների աշխատանքին հետևելու, ղեկավարման, տվյալների գրանցման և այսպես կոչված «դանդաղ գննման» համակարգերի համառոտ նկարագրությունը:

9.1. ԳՐԱՆՑՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ

Տարրական մասնիկների փոխազդեցության արդյունքների դիտման առաջին մեթոդներից մեկն էր կարճատև լուսային առկայծումների դիտարկումը, երբ, օրինակ՝ ալֆա մասնիկը բախվում էր ցինկ-սուլֆիդային էկրանին: Նշված առաջադիմական եղանակը 20-րդ դարի սկզբին առաջինը ներմուծեց Ռեզերֆորդը, իր հայտնի ցրման գիտափորձում:

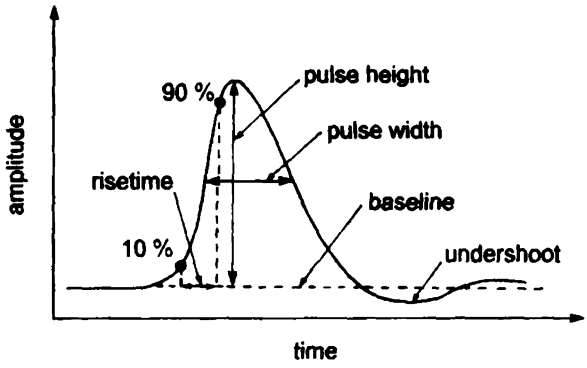
Ավելի բարդ դետեկտորային սարքերը, ինչպիսիք են՝ գոլորշային, կայծային և պղպջակային խցիկները, պահանջում են գրանցան և մշակման օպտիկական մեթոդներ: Այդ դետեկտորների դարաշրջանը սկսվեց մոտավորապես 1910 թ. (տես գլուխ 4): Չնայած նրան, որ նշված դետեկտորներում տարրական մասնիկները, կամ նրանց փոխազդեցության արդյունքները, գրանցվելով լուսանկարչական մեթոդներով թույլ են տալիս դիտորդին անմիջապես աչքով տեսնել պատկերը, այս մեթոդն ունի մի շատ կարևոր թերություն: Բանն այն է, որ օպտիկական տեսանելի պատկերը ենթակա չէ անմիջական համակարգչային վերլուծության: Անհրաժեշտ է ամեն լուսանկար հատուկ սարքերի միջոցով ձեռքով կտոր առ կտոր վերլուծել և բերել թվային տեսքի, որն իրենից ներկայացնում է արտակարգ ծանծրալի և հոգնեցուցիչ աշխատանք:

Գրանցման տեխնիկայի զարգացման ժամանակակից բեկումային փուլ սկսվեց 20-ական թվականների վերջում, երբ ստեղծվեցին առաջին էլեկտրոնային ուժեղացուցիչները և հաշվիչ սարքերը: Դրանք օգտագործվում էին ռադիացիոն դետեկտորների, մասնավորապես, համեմատական խցիկների համար: Այդ ժամանակից սկսած էլեկտրոնիկայի և հաշվիչ տեխնիկայի բնագավառում տեղի ունեցավ ապշեցուցիչ առաջընթաց:

9.1.1. Ազդանշանների տերմինաբանություն

Դետեկտորից եկած ազդանշանն ունի միանշանակ էլեկտրական բնույթ: Գիտափորձում չափվող այլ փոփոխականները, ինչպիսիք են՝ լույսի քանակը, ջերմաստիճանը, ճնշումը, մագնիսական դաշտը և այլն, նախ պետք է ձևափոխվեն իրենց էլեկտրական

համարժեքի: Հիմնականում կոդավորման են ենթարկվում ազդանշանի արտաքին տեսքի տվյալները, օրինակ՝ կարճ ժամանակահատվածներում հոսանքի կամ լարման փոփոխությունը: 9.1 նկարում բերված է տիպիկ միաբևեռ ազդանշանի տեսքը և ներկայացված է ընդհարացված տերմիանբանությունը:



Նկ. 9.1. Միաբևեռ անալոգ լարման ազդանշան:

Ազդանշանի <u>լայնույթ</u> կամ <u>ամպլիտուդ</u>, կոչվում է ազդանշանի առավելագույն արժեքը նախօրոք ընտրված հիմնային գծի համեմատ: <u>Հիմնային գիծ</u> է կոչվում լարման կամ հոսանքի արժեքը ազդանշանի բացակայության դեպքում: Որոշ դեպքերում նա կարող է կամայականորեն ընտրվել որպես լարման կամ հոսանքի հաստատուն արժեք: Ազդանշանի <u>առաջնային ճակատը</u> նկարագրում է ազդանշանի աճը հիմնային գծից մինչև ազդանշանի մաքսիմումը: <u>Աճի ժամանակը</u> բնութագրում է ազդանշանի լայնույթի 10%-ից մինչև 90% աճելու ժամանակը: <u>Ազդանշանի տևողությունը</u> սովորաբար նկարագրում է ազդանշանի ժամանակային տևողությունը լայնույթի կեսի մակարդակին:

9.1.2. Ուժեղացուցիչներ

Բացառությամբ որոշ դետեկտորների, ինչպիսիքն են Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչը, ստրիմերային և առկայծիչ խցիկներ դետեկտորների մեծամասնությունը ստեղծում է շատ փոքր էլեկտրական ազդանշան: Օրինակ մինիմում իոնիզացնող մասնիկը, գազով լցված խցիկում կորցնելով 300 կէՎ էներգիա, առաջացնում է մոտավորապես 10000 էլեկտրոն, որն համապատասխանում է մի քանի ֆեմտոկուլոն լիցքին: Հաշվի առնելով այդ դետեկտորների փոքր էլեկտրական

ունակությունը, որը կազմում է մի քանի պիկոֆարադ, ելքային ազդանշանի լայնույթը չի գերազանցում 1 մՎ: Այսպիսի փոքր լարումով ազդանշանը պետք է անպայման ուժեղացնել հետագա մշակումից առաջ: Նախաուժեղացուցիչի հիմնական ֆունկցիան է ստանալ թույլ ազդանշանը դետեկտորից, ուժեղացնել այն և մալուխի (կաբելի) միջոցով փոխանցել էլեկտրոնիկայի մշակող համակարգի հիմնական մասին, որը կարող է պարունակել հիմնական ուժեղացուցիչ, ազդանշանը ձևավորող սարք, դիսկրիմինատոր և հաշվիչ:

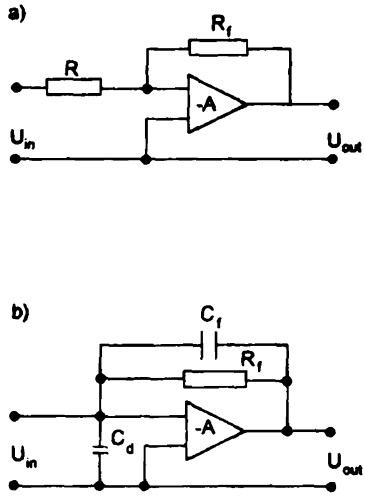
Նախաուժեղացուցիչը դետեկտորին հնարավորին չափ մոտիկ տեղադրելու, կամ մալուխի (կաբելի) երկարությունը նվազեցնելու համար կան մի քանի պատճառներ: Աղմկային ազդանշանը, որը ծնվում է դետեկտորում կամ դետեկտորը ուժեղացուցչին միացնող մալուխում՝ ուժեղանում է հիմնական ազդանշանի հետ համատեղ և դրանով իսկ կտրուկ վատացնում է ազդանշան-աղմուկ հարաբերությունը: Բացի դրանից, դետեկտորը ուժեղացուցչին միացնող երկար մալուխը մասամբ մարում է ազդանշանը և կարող է բերել նաև իմպենդանսների ապալարմանը: Նախաուժեղացուցիչ օգտագործելու դեպքում, նրա ելքում ազդանշանի աղավաղումից խուսափելու համար, հարկավոր է ապահովել ճիշտ համաձայնեցում նախաուժեղացուցչի ելքային դիմադրության և միացնող մալուխի համեմատաբար ցածր դիմադրության միջև: Եթե մալուխը երկար է, ապա ձեռնտու է ազդանշանը փոխանցել դիֆերենցիալ մալուխով (ոլորված զույգ): Այդ դեպքում աղմուկը, որն ինդուկտվում է դիֆերենցիալ գծերում, ոչնչանում է ոլորված գծերում հակաֆազ լինելու պատճառով, պահպանելով դետեկտորի ազդանշանի որակը: Այդ գծերից մեկի դետեկտորին մոտ հողակցումը նպատակահարմար չէ, քանի որ կարող է հողակցային օղակ ստեղծել:

Ինֆորմացիայի ընթերցման ժամանակակից մեթոդները նախատեսում են ոչ միայն նախաուժեղացուցիչ դետեկտորին մոտ, այլ նաև կոմբինացված նախաուժեղացուցիչ, դիսկրիմինատոր և նույնիսկ ազդանշանի լայնույթը չափող սարքերի հավաքածու անմիջապես դետեկտորին կցված (front-end): Դա իրականացվում է հիմնականում ինտեգրացման շատ բարձր մակարդակի միկրոսխեմաների միջոցով (very large scale integration techniques - VLSI): Այս մեթոդը մասնավորապես օգտագործվում է սիլիցիումային միկրոշերտ դետեկտորներում (silikon-strip): Նրանցում ինֆորմացիան ընթերցող էլեկտրոնիկան լրիվ ինտեգրված է դետեկտորի կորպուսում, և միայն թվային ազդանշանն է դուրս առաքվում դեպի հիմնական էլեկտրոնային սարքերը: Դրա առավելություններից մեկն էլ այն է, որ թվային ազդանշանը շատ ավելի հեշտ է տեղափոխել առանց նրա որակը կորցնելու:

Կախված դետեկտորի տեսակից և կիրառումից նախաուժեղացուցիչները հիմնականում խմբավորվում են 3 խմբերի՝ լարման, լիցքի և հոսանքի նկատմամբ զգայուն նախաուժեղացուցիչներ: Առաջին երկու տեսակը շատ կարևոր են այստեղ քննարկված կիրառումների համար: Լարման և լիցքի նկատմամբ զգայուն նախաուժեղացուցիչները տարբերվում են օգտագործվող հակադարձ կապի տեսակով: Ուժեղացուցիչների, բաց շղթայի ռեժիմով օգտագործման դեպքում, ուժեղացման գործակիցը խստորեն կախված է կիրառված բաղադրիչների ցուցանիշներից, նույնիսկ այդ ցուցանիշների թույլատրելի փոփոխությունների սահմաններում, որի պատճառով ուժեղացուցիչների տարբեր նմուշների ուժեղացման գործակիցների միջև կդիտվի զգալի տարբերություն: Ուստի հակադարձ կապի կիրառումը անհրաժեշտ պայման է կայուն ուժեղացման գործակից ստանալու համար: Բացասական հակադարձ կապի մեթոդը կիրառելիս, ելքային լարման մի մասը վերադարձվում է մուտքին, որի հետևանքով ուժեղացման անկայունությունները վերացվում են: Դրական հակադարձ կապը կարող է առաջացնել անկայուն վիճակ և բերել սարքի «ղողանջին»: Լարման նկատմամբ զգայուն ուժեղացուցիչներն օգտագործում են ռեզիստիվ (դիմադրության միջոցով) հակադարձ կապ, իսկ լիցքի նկատմամբ զգայունները ունակային (կոնդենսատորի միջոցով) (տե՛ս նկ. 9.2):

Լարման նկատմամբ զգայուն ուժեղացուցիչները սովորաբար օգտագործվում են, եթե դետեկտորն ունի մեծ սեփական ունակություն C_d և հետևաբար կարող է ինտեգրել դետեկտորում առաջացած լիցքը և ձևափոխել այն լարման ազդանշանի ($U_{in} = Q/ C_d$): Ուժեղացման կայունություն ստանալու համար կարևոր է օգտագործման ընթացքում ներքին ունակությունը պահել հաստատուն:

Փոքր ունակություն ունեցող դետեկտորները, ինչպիսիք են օրինակ, կիսահաղորդչային հաշվիչները, որոնց ունակությունը կախված է նույնիսկ օգտագործման պայմաններից, պահանջում են լիցքի նկատմամբ զգայուն նախաուժեղացուցիչներ: Այս տեսակի նախաուժեղացուցիչները սովորաբար ունեն մեծ և կայուն մուտքային ունակություն, որն ինտեգրում է դետեկտորում առաջացած լիցքային ազդանշանը, այն վերածելով լարման ազդանշանի:



Նկ. 9.2. Հետադարձ կապով նախաուժեղացուցիչների հիմնական լուծումները. ա) լարման նկատմամբ զգայուն, բ) լիցքի նկատմամբ զգայուն: R_f և C_f հետադարձ կապի համապատասխանաբար դիմադրությունն է և ունակությունը, C_d -ն դետեկտորի ունակությունն է, -A- ն ինվերսիա կատարող ուժեղացուցիչն է:

Նկ. 9.2-ում ցուցադրված են լարման և լիցքի նկատմամբ զգայուն հակադարձ կապով նախաուժեղացուցիչների հիմնական սխեմոտեխնիկական լուծման գծագրերը:

Հոսանքի նկատմամբ զգայուն նախաուժեղացուցիչների օգտագործումը նպատակահարմար է շատ փոքր ելքային դիմադրություն ունեցող սարքերի համար և հետևաբար, շատ հազվադեպ է դրանց կիրառումը ճառագայթման դետեկտորների հետ, որոնք հիմնականում ունեն բարձր ելքային դիմադրություն:

9.1.3. Դիսկրիմինատորներ

Անալոգային և թվային ազդանշանների տարբերությունն այն է, որ անալոգային ազդանշանների լայնույթը կարող է փոփոխվել, իսկ թվային ազդանշանների լայնույթը կայուն է և լավ հայտնի: Ամպլիտուդից բացի, անալոգային ազդանշանն իր մեջ կրում է լրացուցիչ տեղեկատվություն, հիմնված ազդանշանի տեսքի վրա, այսինքն ազդանշանի ժամանակային կառուցվածքի վրա: Սովորաբար ազդանշանի լայնույթը համեմատական է դետեկտորում մասնիկի իոնիզացիոն կորուստներին, իսկ ազդանշանի տեսքը տեղեկացնում է առաջնային իոնիզացիայի վիճակագրության մասին:

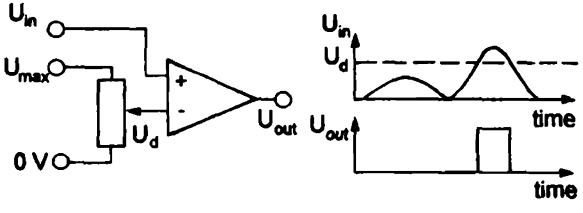
Թվային (կամ լոգիկ) ազդանշաններն ունեն վիճակների դիսկրետ քանակ, սովորաբար, միայն երկու վիճակ (այսպես կոչված երկուական լոգիկա): *ազդանշանը առկա է* - բնորոշվում է «1» լոգիկ վիճակով, իսկ *ազդանշանը բացակա է* «0» վիճակով: Քանի որ թվային ազդանշանների արտաքին տեսքը ստանդարտացված է՝ նրանց հետ հետագա գործողություններ կատարելը շատ ավելի հեշտ է, քան անալոգ ազդանշանների: Լոգիկ, հատուկ տեսակների թվային ազդանշաններն ունեն որոշակի լայնույթ և բևեռականություն, երբեմն էլ ֆիքսած ժամանակային տևողություն (տե՛ս աղյուսակ 9.1):

Աղյուսակ 9.1. Ազդանշանների մակարդակները NIM(Nuclear Instrument Module), TTL (Transistor-Transistor Logic) և ECL (Emitter-Coupled Logic) ստանդարտների համար:

Լոգիկայի ստանդարտ	NIM (լարումը 50 Օհմ բեռի վրա)	TTL	ECL
Լոգիկ 0 Լոգիկ 1	-1Բ +1 մԱ (˚0 Վ) -14 Բ -18 մԱ (-0.8 Վ)	0Բ0.8 Վ 2Բ5 Վ	-0.90 Վ -1.75 Վ

Դիսկրիմինատորները հիմնականում օգտագործվում են ազդանշանների հոսքը (ազդանշանների քանակը միավոր ժամանակում) հաշվելու համար, ինչպես նաև մատակարարելու ազդանշաններ համընկնման սարքերին և ժամանակաչափերին: Բացի դրանից, երկուական կոդով ցանկացած թիվ կարելի է տեղափոխել հաջորդական տեսքով՝ որպես լոգիկ ազդանշանների հերթականություն, կամ զուգահեռ եղանակով՝ օգտագործելով անհրաժեշտ քանակի զուգահեռ գծեր:

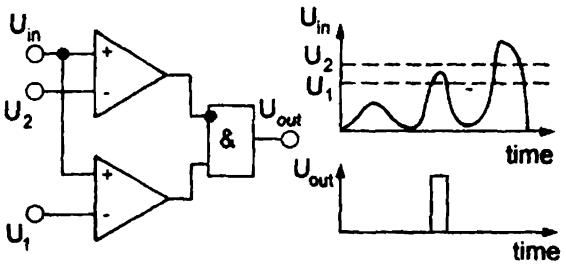
Դիսկրիմինատորը այն սարքն է, որն ընտրում է թվային տեսքի ձևափոխման ենթակա անալոգային ազդանշանները: Այդպիսի սարքերի ամենատարածված տարատեսակն է ազդանշանի բարձրության դիսկրիմինատորը (տե՛ս նկ. 9.3, / 603/):



Նկ. 9.3. Շեմային դիսկրիմինատոր: Շեմի U_d մակարդակը կարգավորվում է 0 V և U_{max} արժեքների միջև

Ազդանշանի բարձրության դիսկրիմինատորը ընկալում և ձևափոխում է միայն այն ազդանշանները, որոնց լայնությունը գերազանցում է շեմային լարման որոշակի արժեք, անտեսելով ավելի փոքր լայնությամբ ազդանշանները: Նշված շեմային լարումը կարելի է կառավարել ելնելով կոնկրետ խնդրից: Ազդանշանի բարձրության դիսկրիմինատորները սովորաբար արձագանքում են ազդանշանի առաջնային ճակատին: Դա կարող է բերել ժամանակային անճշտությունների, քանի որ տարբեր լայնության ազդանշանների առաջնային ճակատը հատում է շեմային արժեքը ժամանակի տարբեր պահերին: Նշված դժվարությունը կարելի է շրջանցել, պահանջելով, որ ազդանշանի հաստատուն բաղադրիչը (constant fraction) գերազանցի շեմային արժեքը: Ազդանշանը ժամանելու ճշգրիտ պահը որոշելու համար օգտագործվում է նաև դիսկրիմինացիան՝ ոչ թե առաջնային ճակատով, այլ ազդանշանն իր առավելագույն արժեքին հասնելու պահով: Այդ պահը որոշելու համար ձեռնտու է դիֆերենցել ազդանշանը, որի հետևանքով նախնական ազդանշանի առավելագույն արժեքի պահը համընկնում է դիֆերենցված ազդանշանի զրոյական մակարդակը հատելու պահին, և արձագանքել հենց այդ պահին: Այս մեթոդը կոչվում է «զրոյի հատման մեթոդ» (zero-cross technique):

Շեմային դիսկրիմինատորի կիրառումներից մեկն է, այսպես կոչված, միականալ անալիզատորը կամ դիֆերենցիալ դիսկրիմինատորը, որը պատկերված է նկար 9.4-ում /603/:



Նկ. 9.4. Դիֆերենցիալ դիսկրիմինատոր կամ միականալ անալիզատոր: U_2 լարումը կարգավորում է վերին շեմը, իսկ U_1–ը ստորին:

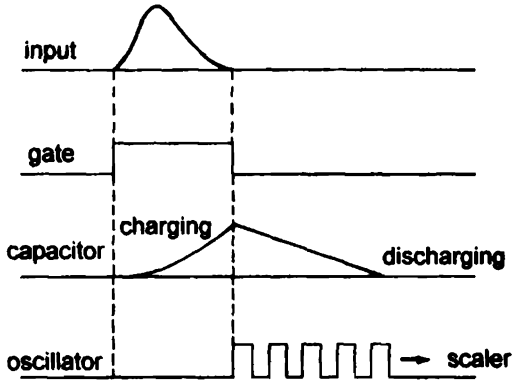
Այդպիսի սարքը նույնպես ընտրություն է կատարում ըստ մուտքային ազդանշանների լայնության: Սարքն ունի 2 տարբեր շեմային արժեքներ և արձագանքում է միայն այն ազդանշաններին, որոնց լայնությունը գերազանցում է ստորին շեմի արժեքին, բայց չի գերազանցում վերին շեմի արժեքին: Այդպիսի միականալ անալիզատորը կարելի է օգտագործել լայնությունային սպեկտր չափելու համար: Ընտրելով ֆիքսած արժեքով նեղ "պատուհան" շեմային երկու

արժեքների միջև, քայլ առ քայլ շեղելով այդ "պատուհանի" դիրքը ըստ լայնությունների արժեքների ողջ տիրույթի, և ամեն անգամ հաշվելով սարքի ելքում առաջացած ազդանշանների քանակը, հնարավոր է կառուցել լայնույթային սպեկտրի հիստոգրաման: Ազդանշանների լայնույթային սպեկտր չափելու այս տեխնիկան, ցավոք, շատ ժամանակ է պահանջում: Ավելի նպատակահարմար է օգտագործել, նախօրոք որոշված, միմյանց մոտիկ գտնվող "պատուհաններով", մեծ քանակի միականալ անալիզատորներ: Այդպիսի բազմականալ անալիզատորները սովորաբար ունեն 1024-ից մինչև 4096 կանալ:

9.1.4. Ձևափոխիչներ (կոնվերտորներ)

Անալոգային և թվային էլեկտրոնային սարքերն իրար միացնող հիմնական ինտերֆեյս սարքերը ձևափոխում են անալոգային ինֆորմացիան նրան համարժեք թվային տեսքի. անալոգ-թիվ ձևափոխիչ (analog-to-digital converter ADC), այսպես կոչված, "առկայծչային " անալոգ-թիվ ձևափոխիչ (flash ADC) և ժամանակ-թիվ ձևափոխիչ (TDC): Թվային ինֆորմացիան կարող է հակառակ ձևափոխվել անալոգային տեսքի թիվ-անալոգ ձևափոխիչի միջոցով (digital-to-analog converter DAC):

Անալոգ-թիվ ձևափոխման համար ներկայումս օգտագործվում են մի շարք մեթոդներ: Ամենահին և պարզագույն մեթոդներից է Վիլկինսոնի մեթոդը: Այն օգտագործվում է միայն այն դեպքում, երբ դիտարկվող ազդանշանների ժամանելու հաճախությունը բարձր չէ (<10 KHz): Մուտքային անալոգ ազդանշանը լիցքավորում է ունակությունը (կոնդենսատոր): Լիցքավորման ավարտից հետո կոնդենսատորին միանում է հոսանքի գեներատոր, որը լիցքաթափում է կոնդենսատորին գծային օրենքով: Կոնդենսատորի լրիվ (մինչև 0 արժեքին հասնելը) լիցքաթափման ժամանակը ուղիղ համեմատական է կուտակված լիցքին և, հետևաբար, մուտքային ազդանշանի լայնույթին:

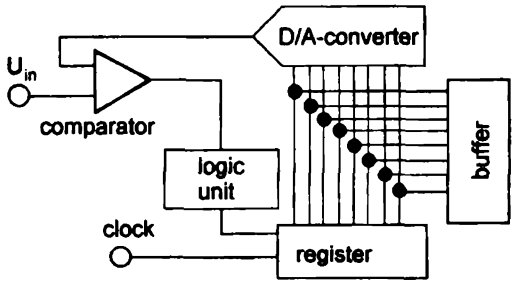


Նկ.. 9.5. Անալոգ-թիվ ձևափոխիչի աշխատանքի սկզբունքը

Ուստի, չափելով լիցքաթափման ժամանակը, կարելի է դատել մուտքային ազդանշանի լայնության մասին: Լիցքաթափման ժամանակի ճշգրիտ չափումը իրականացվում է հետևյալ մեթոդով: Ստեղծվում է այսպես կոչված դարպասային ազդանշան, որը սկսվում է լիցքաթափման սկսվելու պահին և ավարտվում է կոնդենսատորի լիցքը "0" լարմանը հասնելու պահին: Այդ ազդանշանը տրվում է համընկնման սարքի մեկ մուտքին, իսկ մյուս մուտքին տրվում են բարձր հաճախության այսպես կոչված ժամացույցային գեներատորից (clock generator) թվային ազդանշաններ: Համընկնման սարքի ելքին ազդանշանների քանակը ուղիղ համեմատական է լիցքաթափման ժամանակին և հետևաբար, մուտքային ազդանշանի լայնությանը: Հաշվելով թվային ազդանշանների շարանը համընկնման սարքի ելքում ստացվում է մուտքային ազդանշանի լայնության արժեքը թվային տեսքով: Աշխատանքի վերոհիշյալ սկզբունքը նկարագրված է նկար 9.5-ում /7/: Նկարագրված սարքի առավելություններն են՝ չափման լավ գծայնությունը, բարձր լուծողականությունը, որը մասնավորապես համեմատական է ազդանշանային գեներատորի հաճախականությանը, և վերջապես իրագործման տեխնիկական պարզությունը: Իսկ թերություններից հարկ է նշել ձևափոխման մեծ ժամանակը (սովորաբար 100 մկվ կարգի):

Այս մեթոդի օգտագործման դեպքում n քանակով բիտեր ունեցող թվային կոդ ունենալու համար ձևափոխման ժամանակը համեմատական է $\tau * 2^n$, որտեղ τ-ը ժամանակային ազդանշանների պարբերությունն է: Ներկայումս այս սարքերում օգտագործվող ժամանակային գեներատորների հաճախականությունը կազմում է 50-

ից 200 (ՄՀց) ելնելով չափման պահանջվող ճշտությունից: Այդ պայմաններում ձևափոխման ժամանակը կազմում է առնվազն մի քանի տասնյակ միկրովայրկյան, որը չափազանց դանդաղ է մի շարք խնդիրների համար:

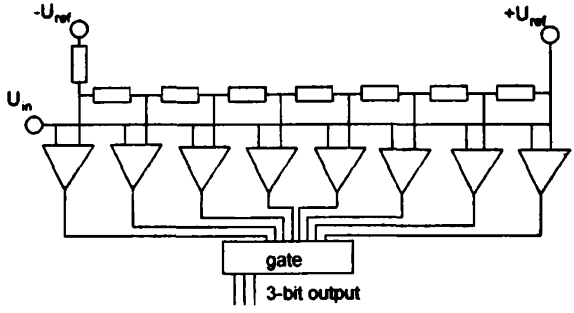


Նկ. 9.6. Իտերացիոն մոտավորության սկզբունքով անալոգ-թիվ ձևափոխիչ

Ավելի հաճախ և լայն տարածված կիրառում է գտել ձևափոխման այն մեթոդը, որում մուտքային ազդանշանը հաջորդաբար համեմատվում է էտալոնային լարումների սանդղակի հետ: Այս մեթոդը արագագործության և ճշգրտության փոխզիջում է: Աշխատանքի սկզբունքը ներկայացված է 9.6 նկարում: Նախորդ դեպքի նման կոնդենսատորի վրա կուտակված լարումը կոմպարատորի (համեմատման սարքի) միջոցով համեմատվում է էտալոնային լարումների հաջորդականության հետ, որոնք ստեղծվում են թիվ-անալոգ ձևափոխիչով (DAC): Այդ սարքը ելքում առաքում է լարման ազդանշան, որի մեծությունը համեմատական է մուտքին տրված թվային կոդին: Նշված կոդը ղեկավարվում է հատուկ լոգիկ սարքով, և հետևում է շատ պարզ մոտավորության կարգին: Առաջին փուլում մուտքային ազդանշանը համեմատվում է ամբողջ տիրույթի լարման կեսի հետ ($\frac{1}{2}U_o$). եթե ընդունենք, որ ձևափոխումը կատարվում է 8 բիտ ճշտությամբ, ապա ելքում առաջանալու է 8 բիտանոց կոդ (բառ): Եթե համեմատվող լարումը ավելի մեծ է, քան առաջին քայլի էտալոնային լարումը, ապա ելքային բառի ամենաավագ նիշը կընդունի 1 արժեքը, տվյալ դեպքում՝ 10 000 000: Հաջորդ փուլում համեմատումը տեղի է ունենում $\frac{1}{2}U_o + \frac{1}{2}(\frac{1}{2}U_o) = \frac{3}{4}U_o$ Եթե հետազոտվող լարման արժեքը գերազանցում է այս նոր էտալոնային լարմանը նույնպես (1-ին տարբերակ), ապա ելքային կոդի 7-րդ բիտը ընդունում է 1 արժեք, այսինքն ելքային կոդը դառնում է 11 000 000, իսկ եթե չի գերազանցում (2-րդ տարբերակ), ապա՝ 10000000: Իրավիճակին համապատասխան առաջին դեպքում, հաջորդ

էտալոնային լարումը ընդունում է $\frac{1}{2}U_o + \frac{1}{2}(\frac{1}{2}U_o) + \frac{1}{2}(\frac{1}{2}(\frac{1}{2}U_o)) = \frac{7}{8}U_o$: Իսկ երկրորդ դեպքում համապատասխանաբար $\frac{1}{2}U_o + \frac{1}{2}(\frac{1}{2}U_o) - \frac{1}{2}(\frac{1}{2}(\frac{1}{2}U_o)) = \frac{5}{8}U_o$: Այսպիսի տրամաբանությամբ երևույթը կրկնվում է այնքան, մինչև վերջին բիտը նույնպես ստուգվի՝ մեր դիտարկած օրինակում 8 անգամ (կամ n անգամ n-բիտանոց ձևափոխման դեպքում): Ձևափոխման արդյունքը թվային տեսքով գրանցվում է միջանկյալ (բուֆերային) սարքում հետագա մշակման համար:

Ինչպես արդեն նշվել է, ձևափոխման ժամանակը հիմնականում կախված է մուտքային ազդանշանը էտալոնայինի հետ համեմատելու փուլերի n քանակից: Մեկ փուլով n-բիտային ձևափոխում կատարելու համար անհրաժեշտ է օգտագործել 2^n քանակի զուգահեռ աշխատող համեմատիչներ (կոմպարատորներ): Միաժամանակ հարկավոր է ունենալ էտալոնային լարումների հավաքածու, որն իրենից ներկայացնում է լրիվ էտալոնային լարումը 2^n ենթաէտալոնային լարումների բաժանող սարք: Այս սկզբունքով աշխատում է առկայծչային (flash) ձևափոխիչը, որը բերված է 9.7 նկարում [603]:



Նկ. 9.7. 3. բիտանոց առկայծչային ձևափոխիչ:

Ակնհայտ է, որ այս սարքում բաղադրիչների քանակը n թվի աճի հետ աճում է շատ կտրուկ՝ որպես 2^n: Այնուամենայնիվ, ժամանակակից տեխնոլոգիաների կտրուկ զարգացումը թույլ է տալիս մեծ քանակի բաղադրիչներ ինտեգրել մեկ միկրոսխեմայի ծավալում:

Առկայծային ձևափոխիչի աշխատանքի սկզբունքը շատ պարզ է: Դիմադրությունների շղթան բաժանում է դրական և բացասական էտալոնային աղբյուրներից եկած լարումը, ապահովելով ենթաէտալոնային շեմային լարումների հաջորդականությունը: Ամեն

համեմատիչի մեկական մուտքը միացված է համապատասխան ենթաէտալոնային լարմանը, իսկ բոլոր համեմատիչների երկրորդ մուտքերին միաժամանակ տրվում է մուտքային ազդանշան: Այն համեմատիչները, որոնցում մուտքային ազդանշանը ավելի մեծ է, քան համապատասխան էտալոնային լարումը, ելքում ծնում են նշազտիչային ազդանշան և դրանցից ամենաավագը որոշում է չափվող լարումը: Համեմատիչների ելքերը միացված են դարպասային լոգիկ ձևափոխիչին, որը մուտքային մակարդակների հավաքածուն ձևափոխում է երկուական թվային կոդի:

Հիմնականում հետաքրքրություն է ներկայացնում ոչ միայն եկած ազդանշանի լայնության արժեքը: Նկարագրված առկայծչային ձևափոխիչի հիմնական կիրառումն է մուտքային ազդանշանի տեսքի նկարագրումը և գրանցումը որպես ֆունկցիա ժամանակից: Այս դեպքում մուտքային ազդանշանն ըստ ժամանակի բաժանվում է մեծ քանակով նեղ հատվածների ընդհուպ մինչև 1 ԳՀց հաճախությամբ, որը համապատասխանում է 1 նվ ժամանակահատվածին: Մուտքային ազդանշանի այդ նեղ ժամանակահատվածներից ամեն մեկի մեծությունը առկայծչային ձևափոխիչի միջոցով վեր է ածվում թվային կոդի և գրանցվում արագագործ հիշողության մեջ մինչև ամբողջ մուտքային ազդանշանի տեսքի հետազոտման ավարտը: Բացարձակ ակնհայտ է, որ այս ռեժիմում առկայծչային ձևափոխիչը ստեղծում է շատ մեծ քանակի արժեքներ, որոնք պետք է փոխանցվեն ինֆորմացիա ընդունող համապատասխան սարքին:

Ժամանակ-թիվ ձևափոխիչը այն սարքն է, որը երկու ազդանշանների (սովորաբար թվային) միջև եղած τ ժամանակահատվածը ձևափոխում է այդ ժամանակահատվածին համեմատական թվի: Պարզագույն մեթոդն օգտագործում է օսցիլյատորում առաջացած բարձր հաճախության (մինչև 1ԳՀց տիրույթում) ազդանշանների հաջորդականությունը, որը միացած է ազդանշանային հաշվիչին: Նշված հաշվիչը սկսում է իր աշխատանքը հետազոտվող ազդանշաններից մեկով և ավարտում մյուսով: Այս մեթոդի ժամանակային ճշտությունը սահմանափակվում է օսցիլյատորի հաճախությամբ: Սցինտիլյացիոն դետեկտորից, կամ հարթ կայծային հաշվիչից եկած ազդանշանների ժամանակային հետազոտումը պահանջում է մի քանի նանովայրկյանի ճշտություն: Ավելի կարճ ժամանակահատվածները չափելու համար, հարմար է օգտագործել ժամանակը ամպլիտուդի վերածող ձևափոխիչներ (time-to-amplitude converter TAC): Առաջին փուլում ժամանակը ձևափոխվում է լարման: Կայունացված էտալոնային հոսանքի աղբյուրը լիցքավորում է ունակությանը «ստարտ» և «ստոպ» ազդանշանների միջև ընկած ժամանակահատվածում: Հետևաբար, այդ լարումը համեմատական է ազդանշանների միջև ընկած ժամա-

նակահատվածին: Երկրորդ փուլում այդ լարումը անալոգ-թիվ ձևափոխիչով վեր է ածվում թվային կոդի:

Վերը նշված անալոգ-թիվ ձևափոխիչներից բացի, գոյություն ունեն նաև սարքեր, որոնք ձևափոխում են մի տեսակի թվային ազդանշանը մի ուրիշի: Այս մակարդակային ձևափոխիչները օրինակ՝ NIM ազդանշանը վեր են ածում TTL տեսակի, կամ հակառակը: Նրանց սխեմատիկ էլեկտրոնային լուծումը շատ պարզ է: Այդպիսի սարքեր օգտագործվում են, եթե տարբեր ստանդարտներով աշխատող կոմբինացված սարքեր են օգտագործվում նշազտիչային լոգիկայում:

9.2. ՆՇԱԶՏԻՉՆԵՐ (ՏՐԻԳԵՐՆԵՐ)

Բարձր էներգիայի մասնիկների ֆիզիկայում նշազտիչ է կոչվում այն սարքը, որը դետեկտորին զգայուն է դարձնում դեպքի գրանցման համար և թույլ է տալիս ընտրել հետաքրքրող դեպքը անկարևոր դեպքերի ֆոնի առկայության պայմաններում: Օրինակ, տիեզերական ճառագայթների գիտափորձերում դեպքի կայանալու հնարավոր պահը նախօրոք հայտնի չէ: Եթե դետեկտորների համակարգից եկած ազդանշանների որոշակի քանակ գալիս են միաժամանակ (այսինքն համընկնում են ըստ ժամանակի)՝ առաջանում է նշազտիչային ազդանշան և այդ դեպքը գրանցվում է: Քանի որ տիեզերական ճառագայթների քանակը միավոր ժամանակում բավականին քիչ է նշազտիչի նկատմամբ չի կիրառվում խիստ ընտրողունակության պահանջ: Օրինակ՝ լայն մթնոլորտային հեղեղները հետազոտող գիտափորձերում 100- սցինտիլյացիոն դետեկտորների համակարգից նշազտիչային ազդանշան ստեղծելու համար բավարար է մաժորիտար (մեծամասնական) համընկնման սարքը, որը կգործի նախօրոք որոշված քանակով մուտքերին ազդանշան գալու դեպքում:

Արագացուցիչների փնջերով կատարվող գիտափորձերի ժամանակ մասնիկների ժամանելու պահը քիչ թե շատ հայտնի է: Դեպքերի գրանցումը, առնվազն, կարող է կատարվել փոխազդող մասնիկը թիրախի հետ սինխրոն բախվելու պահին: Նշազտիչի (տրիգերի) սկզբունքը ֆիքսած թիրախի կամ կուտակիչ-օղակների վրա կատարվող փորձերում կարող է խիստ տարբերվել: Դեպքից ստացված տվյալների գրանցումը ֆիքսած թիրախի տարբերակում կարող է մասնակի դժվարություններ առաջացնել, քանի որ ամեն ինչ տեղի է ունենում նույն կարճատև սպիլի ընթացքում (spill է կոչվում ժամանակի այն ինտերվալը, երբ փունջը դուրս է բերվում արագացուցիչի օղակից և բախվում թիրախին): Կուտակիչ-օղակներում

(այսպես կոչված կոլայդերներում) մասնիկները սովորաբար կուտակված են այսպես կոչված բանչերում՝ խտություններում, որոնց տևողությունը շատ փոքր է նրանց միջև եղած ժամանակի համեմատ: Ուստի այս դեպքում, քանի որ հայտնի է, որ տվյալ դեպքը եկել է նշված խտությից (բանչից), ապա կա երաշխավորված ժամանակամիջոց տվյալ և հաջորդ դեպքերի միջև, որը հավասար է երկու իրար հաջորդող խտությների միջև ընկած ժամանակին: Արագացուցչից դուրս բերված փունջը ֆիքսած թիրախի հետ փոխազդելու մեթոդը մի շարք առավելություններ ունի: Համարյա բոլոր տեսակի մասնիկներ կարելի է ստանալ դուրս բերված փնջի երկրորդական փոխազդեցությունների մեթոդով. պրոտոններ, պիոններ, մյուոններ, ֆոտոններ, նեյտրինոներ և այլն: Թերությունը միայն այն է, որ սկզբնական փնջի մասնիկների գումարային էներգիայի միայն մի մասն է օգտագործվում երկրորդական մասնիկների ծնման համար: Օրինակ, եթե E_{lab} էներգիայով պրոտոնները բախվում են հանգստի վիճակում գտնվող ջրածնին՝ զանգվածի կենտրոնի համակարգի միայն $\sqrt{s}$ էներգիան է մասնակցում նոր մասնիկների ծնման գործընթացին, և $\sqrt{s}=\sqrt{2mE_{lab}}$ իսկ m-ը թիրախի մասնիկի զանգվածն է և ենթադրվում է, որ $E_{lab} >> mc^2$:

Մյուս կողմից, կուտակիչ օղակներում կա մեծ առավելություն բախվող մասնիկների էներգիայի օգտագործման տեսակետից՝ $\sqrt{s} = 2E$ հանդիպակաց բախման դեպքում: Կուտակիչ օղակներում մեկ մասնիկը թիրախ է հանդիսանում հանդիպակացի նկատմամբ, և հակառակը: Կուտակիչ օղակների թերությունն այն է, որ նրանք կարող են աշխատել միայն կայուն լիցքավորված մասնիկների հետ (ep, e^-e^- pp, $p\bar{p}$): Կուտակիչներում անհրաժեշտ է սեղմել փունջը լայնակի փոքր չափեր ստանալու համար, որի հետևանքով լուսատվությունը և փոխազդեցությունների քանակը կտրուկ աճում են:

Կուտակիչների վրա կատարվող գիտափորձերում երկու խտությների փոխազդեցությունների միջև եղած ժամանակային ինտերվալը $e\,e^-$ կուտակիչ օղակների դեպքում սովորաբար կազմում է մոտավորապես 10 մկվ.: Այսպիսի ժամանակահատվածը կարող է լիովին բավարար լինել ընթացիկ երևույթի մասին եզրակացություն կայացնելու համար, այսինքն նշազտիչ ստեղծելու համար: $e\,e^-$ կուտակիչներում նշազտիչի ստեղծումը բազմափուլ գործողություն է: Արագ ազդանշանը օրինակ, սցինտիլյացիոն հաշվիչներից եկող, թույլ է տալիս հետազոտել, թե արդյո՞ք հետաքրքրություն ունեցող որոշ դեպքեր տեղի ունեցան: Երկրորդ մակարդակի նշազտիչը մշակում է

նաև ենթադետեկտորներից եկած ինֆորմացիան, որը գալիս է ոչ այնքան արագ: Որոշում ընդունելու երրորդ փուլում օգտագործվում են նաև տվյալներ էլ ավելի դանդաղ դետեկտորներից, ինչպիսիք են օրինակ, ուղղորդային դետեկտորները, որոնք արձագանքում են մի քանի միկրովայրկյան հետո և թույլ են տալիս վերականգնել մասնիկի հետագիծը: Հիմնվելով ամենաբարձր մակարդակի եզրակացությանը, տվյալ դեպքն ընդունվում է որպես կիրառելի, կամ ոչ:

ep և *pp* կուտակիչների գիտափորձերում դեպքերի հոսքը (դեպքերի քանակը միավոր ժամանակում) շատ ավելի բարձր է և անխուսափելիորեն նշազտիչի ընտրողականությունը պետք է լինի ավելի բարձր: Տվյալները ընթերցելու տեսակետից, հաշվի է առնվում այն փաստը, որ մեծ կտրվածք ունեցող փոխազդեցությունները լավ հետազոտված են գիտափորձերում, այնպես որ նրանք կարող են բնութագրվել որպես ֆոնային երևույթ, որին նշազտիչի միջոցով անհրաժեշտ է ճնշել, որի հետևանքով չափազանց փոքր կտրվածք ունեցող նոր երևույթների հետազոտությունը դառնում է հնարավոր: Սակայն շատ ընտրողունակ նշազտիչը կարող է վատ ազդեցություն ունենալ, նոր հետազոտական երևույթների փնտրման ժամանակ, և կարող է ճնշել և նոր, և անսպասելի երևույթների հետազոտումը, որոնց գրանցումը բացառվել է նշազտիչի ստեղծման ժամանակ: Հետագա շարադրանքում կքննարկենք փոխազդեցության մեծ տեմպ ունեցող փորձերում նշազտիչի ստեղծման պայմանները, ep և pp HERA և LHC կուտակիչ օղակների վրա կատարվող գիտափորձերի օրինակով:

Խոհեմ ընտրված նշազտիչի անհրաժեշտությունը ակնհայտ է, քանի որ 'նոր ֆիզիկայի' սպասվելիք կտրվածքները շատ փոքր են և կազմում են ընդհանուր կտրվածքի 10^{-11} մասը: Որպեսզի այսպիսի հազվագյուտ երևույթները հասանելի դառնան, նշված փորձերում անհրաժեշտ է հասնել ամենաբարձր լուսատվությունների:

Լուսատվությունը L-ը հաշվվում է փոխազդող խտությունների մեջ եղած մասնիկների քանակով N_{ii} (i=1,2), խտությունների քանակով B, և պտտման հաճախությամբ f_0

$$L = \frac{B \cdot N_1 \quad N_2 \quad f_0}{A_{eff}} \qquad 9.1$$

որտեղ A_{eff} խտության էֆեկտիվ կտրվածքն է, որը կախված է խտության ձևից և խտությունների հատման անկյունից:

e^+e^- կուտակիչների լուսատվությունը հասնում է 10^{31} սմ$^{-2}$վ$^{-1}$, որը հնարավորություն է տալիս հետազոտել մինչև պիկոբարն կտրվածքներով երևույթներ, գումարային 10^{38} սմ$^{-2}$ լուսատվության

համար, որը կարելի է կուտակել մեկ տարի տևող գիտափորձերի ընթացքում:

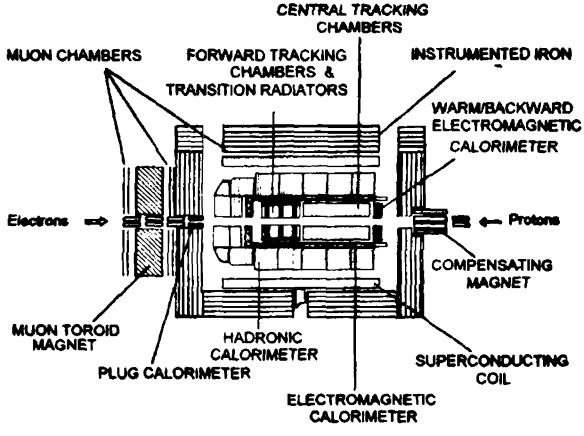
Օրինակ, HERA *ep* կուտակիչը բաղկացած է երկու անկախ 30 ԳէՎ էլեկտրոնային և 820 ԳէՎ պրոտոնային արագացուցիչներից: Եվ էլեկտրոնային, և պրոտոնային փնջերը խտացված են 210 խտություններում, ամեն խտությը պարունակում է մոտավորապես 10^{11} մասնիկ: Հաշվի առնելով օղակի 6,3 կմ պարագիծը, երկու խտությների միջև ժամանակը կազմում է մոտավորապես 100 նվ: Փնջի քայքայումից և օսցիլյացիոն գրգռումներից խուսափելու համար էլեկտրոնը և պրոտոնը պետք է փոխազդեն իրար նկատմամբ զրոյական անկյան տակ: Ցավոք, դրա հետևանքով էլեկտրոնային փնջի շեղող մագնիսները և ֆոկուսացնող քառաբևեռ ոսպնյակները տեղադրվում են փոխազդեցության կետին մոտ, որի հետևանքով առաջանում է սինքրոտրոն ճառագայթման ֆոտոնների մեծ հոսք: Բացի դրանից, կա նաև ֆոնային դեպքերի երկու այլ հիմնական աղբյուր՝ պրոտոնների ուժեղ փոխազդեցությունը վակուումային խողովակի մնացորդային գազում և պրոտոնային փնջին ուղեկից (halo) մասնիկների ցրումը վակուումային խողովակի պատերին: Նշված բոլոր աղբյուրները տալիս են 10-100 կՀց ֆոնային դեպքերի հոսք: Այս թվի համեմատ, ֆոտոծնման երևույթի ֆիզիկական տեմպը կազմում է մոտավորապես 200 Հց: Ազդանշան/ֆոն նշված անընդունելի հարաբերությունը և խտության փոխազդեցության կետն անցնելու կարճ ժամանակամիջոցը, պահանջեցին HERA գիտափորձերում ստեղծել նոր սկզբունքային լուծումներ նշազտիչի և տվյալների ընթերցման էլեկտրոնիկայի համար: Սա շատ կարևոր է նաև ապագա սերնդի արագացուցիչների համար, որտեղ անհրաժեշտ կլինի յուրացնել ինչպես օգտակար դեպքերի, այնպես էլ ուղեկցող (ֆոնային) դեպքերի էլ ավելի մեծ հոսքեր:

Հեռանկարային կուտակիչ-օղակներում ներկայումս նախագծվում է ունենալ *pp* բախումներ լուսատվության 10^{33}-ից մինչև $4 \cdot 10^{34}$ սմ$^{-2}$ վրկ$^{-1}$ արժեքների պայմաններում: Մեծ Հադրոնային Կուտակիչը (Large Hadron Collider LHC), որը ներկայումս կառուցվում է CERN-ում, մեծ լայնական շարժման քանակների դեպքում ոչ առաձգական կտրվածքի գնահատականը գերազանցելու է 60մբ ($\sigma_{tot} = \sigma_{inelastic} + \sigma_{elastic} = (110\pm20)$mb), երբ էներգիան զանգվածի կենտրոնի համակարգում կազմում է $\sqrt{s}$ = 16 ՏէՎ: Առավելագույն լուսատվության պայմաններում փոխազդեցությունների հոսքը կգերազանցի 2ԳՀց արժեքը: Մեկ խտության տևողությունը կազմելու է 15 նվ, և ամեն զույգ խտությների փոխազդեցության հետևանքով այդ 15 նվ ընթացքում սպասվում է իրար ծածկող 1-ից 40 դեպքեր: Դեպքերի քանակների և տվյալների ծավալների այսպիսի

հսկայական արժեքները յուրացնելու համար պահանջվում է արտակարգ արդյունավետ և ընտրողունակ նշազտիչ: Այդպիսի նշազտիչ կարող է ստեղծվել միայն բազմամակարդակ ճարտարագիտական լուծումով՝ ներառյալ տվյալների փոխանակման մեծ ունակության հոսքագծեր:

Բազմամակարդակ նշազտիչի գործելու հետևանքով, ամեն քայլից հետո տվյալների քանակը անընդհատ նվազում է այն չափով, որ ընկալելի դառնա հաջորդ մակարդակի համար: Օրինակ, HERA կուտակիչ արագացուցիչի H1 գիտափորձում տեղադրված են ավելի քան 250 000 անալոգային տվյալների տվիչներ, որոնք կարող են ամեն փոխազդեցության դեպքից ստեղծել մոտավորապես 3Մբայթ թվային տվյալների հոսք: Նկ. 9.8 ներկայացնում է նշված գիտափորձի դետեկտորի ընդհանուր տեսքը փնջի առանցքի ուղղությամբ /608/:

Այս գիտափորձը լավ օրինակ է ծառայում այն սկզբունքի, թե ինչպես է հարկավոր նախագծել բազմամակարդակ նշազտիչի ճարտարապետությունը, որպեսզի նա նվազեցնի մագնիսական ժապավենների վրա գրվող տվյալների քանակը մինչև իրագործելի և պրակտիկ ընդունելի մակարդակներ: Այդ իսկ պատճառով քիչ ավելի մանրամասն ներկայացվում է այսպիսի հատուկ նշազտիչային համակարգը, որը յուրահատուկ է կուտակիչ օղակների վրա կատարվող մեծ հոսքերով գիտափորձերին:



Նկ. 9.8. H1 Դետեկտորը /605,606/:

Տվյալների քանակը նվազեցնելու նպատակով մի շարք էլեկտրոնային նշազտիչներ և ծրագրային զտիչներ են օգտագործվում՝

մինչև որ նշազտիչի հաճախությունը հասցվի մի քանի հերց հաճախության, իսկ մեկ դեպքի տվյալների վերջնական ծավալը հասնի մոտավորապես 100 կբայթի:

Աղյուսակ 9.2. H1 գիտափորձի հիմնական բաղադրիչները և նրանցով գրանցած դեպքերի չափերը [606].

H1 ենթադետեկտորներ	Կանալների քանակը	Տվյալների հոսքը (կբայթ)	Ֆորմատավորված (կբայթ)
Ուղղորդային խցեր	9468	≈2470	≈30
Բազմալարային Համեմատական խցեր	3936	≈2	≈2
Հեղուկ Ar կալորիմետր	45000	≈262	≈88
Կալորիմետրի նշազտիչ	50000	≈50	≈2
Հետադարձ կալորիմետր	1500	≈8	≈2
Փակող կալորիմետր	800	≈4	≈1
Մյուոնային դետեկտոր	160000	≈20	≈1
Լուսատվության դետեկտոր	256	≈66	≈0.2
Ընդամենը	≈270000	≈2880	≈12

Աղյուսակ 9.2-ում բերված են ընդհանրացված տվյալներ ընթերցվող տվյալների էլեկտրոնիկայի կանալների վերաբերյալ, ինչպես նաև տարբեր ենթադետեկտորներից ստացվող տվյալների հոսքի մասին՝ նախնական և ֆորմատավորելուց հետո /606/:

Նշազտիչի լուծումը նախատեսում է 4 մակարդակ: 9.3 աղյուսակում բերված են նշազտման և զտման մակարդակները և տվյալների չափերի նվազումը այս գիտափորձի համար: Բավականին նման կառուցվածքի նշազտիչ է հանդիպում, նաև, ավելի փոքր գիտափորձերում և դեպքերի ավելի փոքր հոսքերի համար՝ օրինակ e^+e^- կուտակիչ օղակների գիտափորձերում: e^+e^- գիտափորձերում 3 մակարդականի նշազտիչը լրիվ բավարար է: Իսկ դեպքերի էլ ավելի փոքր հոսքերի համար, ինչպես օրինակ, պրոտոնի տրոհման ուսումնասիրությունը տիեզերական ճառագայթներում, կբավարարի նույնիսկ մեկ մակարդականի նշազտիչը:

ep գիտափորձում 4 մակարդակով նշազտիչի առաջին երկու մակարդակները զուտ էլեկտրոնային են (hardware) և հիմնված են դեպքից եկած ենթադետեկտորների ազդանշանների նվազագույն ժամանակամիջոցում մշակելու սկզբունքի վրա: Երրորդ մակարդակը

արդեն ծրագրային է և օգտագործում է առանձնահատուկ տվյալներ: Եվ վերջապես, չորրորդ մակարդակի նշազտիչը զտման համար օգտագործում է RISC կոչվող համակարգչային պրոցեսոր: Առաջին մակարդակի նշազտիչի գործելու արդյունքում առաջանում է փոխզիջում՝ մի կողմից չմշակված տվյալների մեծ քանակի և մյուս կողմից՝ նրանց վերաբերյալ արագ որոշում կայացնելու միջև, որը կարող է վերանայվել հաջորդ, ավելի բարձր մակարդակի նշազտիչում, որտեղ օգտագործվում են ավելի մեծ քանակով ենթադետեկտորների տվյալներ, ինչպես նաև նրանց տոպոլոգիայի վրա հիմնված ալգորիթմներ: Այսպիսի կառուցվածքը շատ ընդունված է տարրական մասնիկների ֆիզիկայի գիտափորձերի մեծամասնությունում: Հետագայում նշազտիչի տարբեր մակարդակները կդիտարկվեն քիչ ավելի մանրամասն:

*Front-end բառացիորեն «ճակատի եզր»՝ անմիջապես դետեկտորի եզրին տեղադրված էլեկտրոնիկան է, որն սկսում է տվյալների նախնական զտումն ու մշակումը, ազդանշանը գալուց անմիջապես հետո:

Աղյուսակ 9.3. H1 գիտափորձի չորս մակարդակների նշազտիչ

Տրիգերի մակարդակը	L1	L2	L3	L4
Տևողությունը	2մկվրկ	20մկվրկ	800մկվրկ	≈800մվրկ
Մեռյալ ժամանակը	0	20մկվրկ	<800մկվրկ	≈ 0
Առավելագույն հոսքը	1 Կ<g	200 <g	50 <g	5 <g

Տրիգեր		Ենթադետեկտորներ - էլեկտրոնիկա	Front-end էլեկտրոնիկա	Front-end ծրագրային	Զտող RISC միկրոպրոցեսոր
Հիմնական ֆունկցիան		Տվյալների փոխանցման ավարտ	Տվյալների կարդալու սկիզբ	Դեպքի տվյալների կառուցման սկիզբ	Տվյալների գրանցում

Երկու իրար հետևող փնջային խտությունների միջև առկա շատ կարճ ժամանակամիջոցը (~100 նվ) չափազանց քիչ է ազդանշանները մալուխներով որևէ կենտրոնական հանգույց փոխանցելու և այնտեղ դեպքի վերաբերյալ տրամաբանական որոշում կայացնելու համար: Բանն այն է, որ 20 մետր երկարությամբ սովորական համառանցք մալուխում ազդանշանի հապաղումը արդեն կազմում է ~100 նվրկ: Տվյալների կորուստից խուսափելու համար, նրանք սկզբից ուղարկվում են pipeline կոչվող սարք, որն իրենից ներկայացնում է

տվյալների փոխանցման և միջանկյալ պահպանման սարք: Անվանենք այն տվյալների նախնական կուտակման խողովակ, կամ, բառացիորեն թարգմանելով անգլերեն բառը, տվյալների խողովակ: Որոշ ենթադետեկտորներից վերջնական արձագանքը հնարավոր է ստանալ *ep* իրական փոխազդեցությունից միայն 10 խտույթի ընթացքում (այդպիսի ենթադետեկտոր է, օրինակ, ուղղորդային խցիկը): Առաջին մակարդակի նշազտիչը, որը եզրակացություն է անում մեզ հետաքրքրող *ep* դեպքերի մասին, կատարում է նշված եզրակացությունը դեպքից 24 խտույթ անցնելուց հետո (~2.4 մկվ): Այդ եզրակացությունն անմիջապես դադարեցնում է տվյալների կուտակումը խողովակում: Մինչ այդ պահը, բոլոր ենթադետեկտորներից եկած տվյալները պետք է պահպանվեն տվյալների խողովակներում:

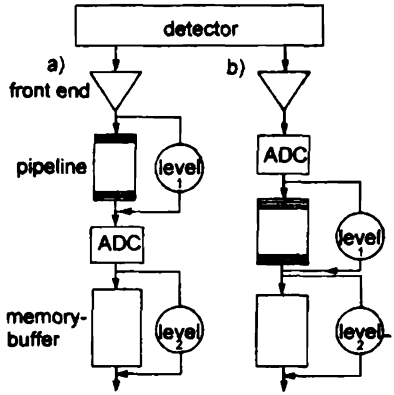
Հիշյալ խողովակների գաղափարը շատ արդյունավետ է, եթե կա տվյալները չկորցնելու խնդիր: Այն շատ արդյունավետ գործել և գործում է բարձր մակարդակի հաշվողական համակարգերում, և հարմարեցված է նաև փորձարարական ֆիզիկայում տվյալների պահպանման և գրանցման համար: Տարբեր ենթադետեկտորներից ստացված ազդանշանների պահպանման համար օգտագործվում են տարբեր տեսակների տվյալների խողովակներ, հիմնականում 2 դասի՝ *անալոգային* և *թվային* ազդանշանների համար (տե՛ս նկար 9.9):

Նկարագրվող օրինակում հետագծային դետեկտորներից եկած ուղղորդի ժամանակի վերաբերյալ տեղեկությունը շատ արագ ձևափոխվում է արագագործ անալոգ-թիվ ձևափոխիչի (Fast Analog-to-Digital Converter FADC) միջոցով՝ 10 նվ քայլով, որը *համապատասխանում է 100 ՄՀց հաճախությանը*: *Թվային տեսքով* տվյալները գրվում են արագագործ հիշողության սարքում: Այդ հիշողությունը գործում է որպես օղակաձև միջանկյալ (բուֆերային) հիշողություն: Նրա ինկրեմենտ (այսինքն ամեն քայլին 1-ով գումարվող) 8 բիտանոց հասցեն սինքրոնիզացված է արագացուցչի խտույթների անցնելու հաճախության հետ և, հետևաբար, կազմում է մոտավորապես 10 ՄՀց: Այսպիսով, $2^8 \bullet 10$**նվ** ≈ 2.56 մկվ հետո, որը հապատասխանում է մոտավորապես 25 խտույթների անցման ժամանակին, հիշողությունը կլցվի և կսկսվի նոր տվյալների առաջինը եկած հին տվյալի վրա գրվելու երևույթը, եթե մինչ այդ տեղի չունենա առաջին մակարդակի նշազտիչի դրական եզրակացությունը, որը կպահանջի նոր տվյալների գրանցումը և "կսառեցնի" վերջին 2.5 միկրովայրկյանում եկած տվյալները խողովակում: Նույնատիպ արագագործ անալոգ-թիվ ձևափոխիչներ են գործում նաև կալորիմետրից եկած տվյալների հիման վրա էներգետիկ նշազտիչ ստանալու համար, միայն թե թվայնացման արագությունը այստեղ կազմում է 10 ՄՀց:

Մի շարք սցինտիլյացիոն դետեկտորներ և բազմալար համեմատական խցիկների լարեր առաջացնում են մեկ բիտանոց շեմային տվյալներ, որոնք գրանցվում են սինքրոնիզացված թվային շեղվող ռեգիստրներում:

Կալորիմետրից եկած ազդանշանների մեծության մասին տեղեկությունը փաստորեն պահվում է անալոգային հապաղման գծերում և թվայնացման գործողությունը տեղի է ունենում ավելի ուշ՝ ընդհանուր տվյալները ընթերցելու մեռյալ ժամանակի ընթացքում:

Տարբեր ենթադետեկտորների տվյալների խողովակների ընդհանուր ունակությունը տարբեր է և կազմում է 25-ից մինչև 37 խտությունների անցման ժամանակահատված: Այսպիսի կենտրոնացված կարգով փակվող տվյալների խողովակների գաղափարը երաշխավորում է առաջին մակարդակի նշազտիչի մեծ արագագործությունը և մեռյալ ժամանակի բացակայությունը:



Նկ. 9.9. ա) Անալոգային կամ բ) թվային տվյալների խողովակ

Առաջին մակարդակի նշազտիչի խնդիրն է առանձնացնել իրական *ep* փոխազդեցությունը ֆոնային դեպքերից՝ հիմնվելով մի շարք ենթադետեկտորներից ստացված տվյալների վրա: Նշազտիչի տարբեր տարրերը, որոնցից ամեն մեկը օգտագործում է որոշակի ենթադետեկտորների տվյալները, համակցվում են առաջին մակարդակի նշազտիչը ձևավորելու համար: Նախանշազտիչային տվյալներ ստանալու համար սովորաբար օգտագործվում են հետագծային արագ խցիկներ, էլեկտրոմագնիսական և հադրոնային կալորիմետրեր և արգելող հաշվիչներ: Որպես նշազտիչային տվյալների օրինակ կարելի է նշել. լիցքավորված մասնիկի թողած հետագծի առկայությունը հետագծային համակարգում, այդ հետագծի

հեռավորությունը փոխազդեցության գագաթից, էլեկտրոմագնիսական կամ հադրոնի էներգիայի կալորիմետրում կլանված մասի բավարար քանակը, արձագանք մյուոնային խցիկներից և այլ բնութագրեր: Տարբեր ենթադետեկտորներից ստացված տվյալների առանձին բաղադրիչները կոչվում են նշազտիչային տարրեր: Ամեն ենթադետեկտոր, սովորաբար, կարող է ապահովել ընդհուպ մինչև 16 նշազտիչային տարր, որոնք են, օրինակ, կալորիմետրում գրանցված տարբեր էներգիաները ըստ շեմային տիրույթների (ցածր, միջին, բարձր), կամ հետագծային խցիկներում որոշակի հետագծերի առկայությունը: Այդ նշազտիչային տարրի ազդանշանը փոխանցվում է կենտրոնական նշազտիչային սարքին, որում ծրագրավորված համընկնումների սարքը ստեղծում է այսպես կոչված ենթանշազտիչային ազդանշան: HERA արագացուցչային համալիրի H1 գիտափորձում կարող է ձևավորվել ընդհուպ մինչև 128 ենթանշազտիչ՝ կիրառելով տարբեր համընկնումներ և շեմային պայմաններ: Ամեն մի այդպիսի ենթանշազտիչը բնորոշում է ուրույն ֆիզիկական երևույթը: Նշազտիչի ընտրած դեպքերը բաժանվում են երեք հիմնական դասերի՝ ըստ ենթանշազտիչների վրա դրված խնդիրների. ֆիզիկական դեպքեր, մոնիտորային դեպքեր (որոնք անհրաժեշտ են դետեկտորները տեստավորելու և նրանց աշխատանքային պայմանները ստուգելու համար) և տիեզերական ճառագայթներից եկած դեպքեր, որոնք օգտագործվում են ենթադետեկտորների տրամաչափումը ստուգելու համար: Բնական է, որ տարբեր դասերի ենթանշազտիչները կարող են ունենալ տարբեր հոսքեր (հաճախություններ), ուստի անհրաժեշտության դեպքում նրանց հաճախությունը կարող է նվազեցվել անհրաժեշտ չափով: Որից հետո, «ԿԱՄ» տրամաբանական ֆունկցիայի օգնությամբ բոլոր ենթանշազտիչները համակցվում են և ստեղծում առաջին մակարդակի նշազտիչի վերջնական ազդանշանը: Այս աշխատանքային սկզբունքը, սինքրոնացված ամեն խտույթի անցնելու ազդանշանի հետ, ապահովում է նշազտիչային եզրակացություն ամեն խտույթի անցնելու հետ:

Ավելի բարձր մակարդակի նշազտիչները (երկրորդ և երրորդ) ակտիվացվում են միայն այն դեպքում, եթե հետազոտվող դեպքի ազդանշան է գալիս առաջին մակարդակի նշազտիչից: Ինչպես ասվել էր՝ առաջին մակարդակի նշազտիչը բացարձակ չունի մեռյալ ժամանակ և նրա դրական եզրակացությունը դադարեցնում է տվյալների գրանցումը տվյալների խողովակներում: Նրան հաջորդող երկրորդ մակարդակի նշազտիչն արդեն առաջացնում է մոտ 20 միկրովայրկյան տևողությամբ մեռյալ ժամանակ: Այս մակարդակի նշազտիչը նախատեսված է դեպքերի կոմպլեքս վերամշակման

համար: Այն հիմնվում է տվյալ փուլում համակցված առանձին ենթադետեկտորներից եկած տվյալների տոպոլոգիայի վրա: Միկրոպրոցեսորների հաշվողական հզորությունների օգտագործումը և մեծ քանակի զուգահեռ եզրակացություններ կայացնելու ալգորիթմի կիրառումը հեշտացնում է արագ նշազտիչի ստեղծումը: Այս հնարքները իդեալական համապատասխանում են արագ նշազտիչի ստեղծման խնդրին: Արագ եզրակացություն կայացնելու համար հաճախ օգտագործվում են, նաև, այսպես կոչված նեյրոնային ցանցեր, որոնք թույլ են տալիս տարբեր ենթադետեկտորներից ստացված նշազտիչի տարրերի միջև կատարել բազմաչափողական կորելյացիաներ:

Եթե երկրորդ մակարդակի նշազտիչը հետազոտվող դեպքի վերաբերյալ տալիս է դրական եզրակացություն, սկսվում է դետեկտորի տարրերից տվյալների ընթերցելու գործընթացը: Այս գործողությունը ընդգրկում է, օրինակ, կալորիմետրում մասնիկի թողած էներգիայի թվայնացումը, կամ ուղղորդային խցիկներից եկած և արդեն թվայնացված տվյալներում իրական մասնիկի հետքի փնտրման ալգորիթմը: Մասնիկի հետքի փնտրման ժամանակակից ալգորիթմները ընտրում և գրանցում են ազդանշանները միայն այն հաշվիչներից կամ լարերից, որոնցում մասնիկը թողել է իր ազդեցությունը (այսպես կոչված «զերոների վերացում»): Այդ պարագայում ֆիզիկական դեպքի գրանցվող չափսերը նվազում են, և գրանցվում են միայն օգտակար տվյալները:

Ամենամեծ ժամանակը (1 միլիվայրկյանի կարգի) խլում է որոշ դետեկտորներում կիրառվող կալորիմետրերի մեծ բջջայնությունը : Այսինքն կալորիմետրերը հաճախ կառուցվում են ոչ թե մեծ մակերեսով հոծ պատի տեսքով, այլ մեծ քանակի բջիջներից, ընդ որում ամեն բջիջը իրենից ներկայացնում է առանձին դետեկտոր, և մասնիկի էներգիան չափվում է որպես ամեն բջջում գրանցված էներգիաների գումար: Այդպիսի բջջայնությունը անհրաժեշտ է, երբ չափվում է ոչ միայն մասնիկի էներգիան, այլ նաև նրա կոորդինատը: Այս դեպքում կարևոր է դառնում, նաև, ողջ կալորիմետրի տարածական լուծողականությունը, որին հնարավոր է հասնել միայն ունենալով մեծ քանակի առանձին հատվածներից շարած պատ: Մինչև 50.000 գրանցման կանալներ ունեցող կալորիմետրերը դեռ լուրջ բարդություն չեն ներկայացնում: Թվային ազդանշանների մի շարք զուգահեռ գործող պրոցեսորներ ապահովում են. զերոների արտաքսումը, պատվանդանների (pedestal) հանումը, ուժեղացման գործակցի ճշտումը և կալորիմետրի վերջնական գումարային ազդանշանի ստեղծումը: Այդ տվյալների ընթերցումը առաջացնում է բավականին մեծ մեռյալ ժամանակ, որն օգտագործվում է հետագա անալիզի համար (երրորդ մակարդակի նշազտիչ): Երրորդ

մակարդակի նշազտիչի եզրակացության համար սովորաբար անհրաժեշտ է մի քանի հարյուր միկրովայրկյան: Եթե երրորդ մակարդակի նշազտիչի եզրակացությունը տվյալ դեպքի վերաբերյալ բացասական է՝ տվյալների խողովակաշարի գործունեությունը անմիջապես վերսկսվում է: Հակառակ դեպքում, այդ դեպքի տվյալները փոխանցվում են տվյալների կուտակման կենտրոնական համակարգ:

Երկրորդ և երրորդ մակարդակի նշազտիչները գործում են նույն տվյալների հիման վրա, որն ապահովվում է առաջին մակարդակի նշազտիչի կողմից: Նշազտիչի բարդությունը և նրա գործելու համար ծախսած ժամանակի աճը խիստ կապված է ճիշտ եզրակացություն անելու ունակության աճի հետ:

Եզրափակիչ չորրորդ մակարդակի նշազտիչը նկարագրվող գիտափորձում իրենից ներկայացնում է զուգահեռ աշխատող մի շարք R3000 RISC համակարգչային պրոցեսորների հանգույց, այսպես կոչված զտման համակարգ: Այն տեղադրված է անմիջապես տվյալների կուտակման և մշակման կենտրոնական համակարգում (տես նաև 9.4 բաժինը): RISC պրոցեսորները աշխատում են հետևյալ կերպ. ամեն հերթական դեպքը ուղարկվում է այդ պահին չզբաղված պրոցեսորներից մեկին, որտեղ այն լիովին և վերջնականապես մշակվում է, մինչև այդ դեպքի պահպանման կամ ջնջման մասին վերջնական եզրակացության գալը: Ներդրված մոդուլային ծրագրային ապահովումը ունի երկու տարբերակ. զտման համակարգի համար հատուկ ստեղծած արագ ալգորիթմ, off-line դեպքերի վերականգման ստանդարտ ծրագրի մի մասը: Չորրորդ մակարդակը, on-line կատարում է լիցքավորված մասնիկների հետագծերի լրիվ վերականգնումը և էներգիայի վերջնական որոշումը՝ օգտագործելով նաև դետեկտորների էներգետիկ լուծողականությունը: Հաջորդ փուլում կատարելագործված գործոններով զտիչներ են կիրառվում այն մեծությունների հանդեպ, որոնք կարող են վկայել ֆոնային դեպքերի հետագա ճակատագրի մասին. նույնացվել և կիրառվել, թե արտաքսվել որպես զուտ անօգուտ դեպք: Դեպքի արտաքսման գործոնները հիմնված են առաջին հերթին դեպքի որակի մասին ստույգ տեղեկության վրա, օրինակ, փոխազդեցության գագաթի կոորդինատների մասին՝ փնջի ուղղության երկայնքով: Եվ վերջապես, որպես օգտակար հաստատված դեպքերի տվյալները ետ են ուղարկվում հիշողություն, որտեղից էլ արագ օպտիկական կապով փոխանցվում են համակարգչային գլխավոր կենտրոն:

9.3. ON-LINE ՎԵՐԱՀՍԿՈՒՄ

Այս քայլում բոլոր ենթադեկտորների վերականգնված տվյալները առաջին անգամ միացվում են իրար այնպես, որ տվյալների զտման համակարգի ելքը լավագույնս համապատասխանեցվի on-line վերահսկման և տրամաչափման համար, ինչպես նաև դեպքի on-line ցուցադրման համար:Ճանաչվում և նշվում է որոշակի հետաքրքիր փոխազդեցություն ներկայացնող դեպքը, օգտագործելով պարզ ցուցիչ՝ առաջին մակարդակի նշազտիչի բիթը համակցելով տվյալների զտման համակարգից ստացված ավելի ճշգրիտ ինֆորմացիայի հետ: Անհրաժեշտության դեպքում այդպիսի դեպքերը կարող են ընտրվել on-line ցուցադրման համար:

Դետեկտորի բարդությունը և բազմաքանակ էլեկտրոնային կանալների առկայությունը, որոնց ճիշտ աշխատանքը պետք է երաշխավորվի տվյալների ստացման ընթացքում, անհրաժեշտ են դարձնում որոշակի պարզ գործողություններ, որոնք հասանելի կդարձնեն բոլոր անհրաժեշտ վերահսկելի ինֆորմացիան: Անհրաժեշտ է նաև ունենալ այն բաղադրիչների ցանկը, որոնք կարող են դետեկտորի հատվածի կամ ընթերցման էլեկտրոնիկայի կախման պատճառ հանդիսանալ: Այս նպատակի համար վերականգնման մոդուլներում մշակված on-line արդյունքները լցվում են բազմաթիվ ցուցադրական հիստոգրամների մեջ: Դրանք կարելի է on-line հետազոտել և համեմատել փորձի նախկին շարքից (run) ստացված հիստոգրամների հետ: Անհրաժեշտության դեպքում բազմաքանակ ծրագրեր ավտոմատ ձևով փնտրում են սարքավորման բոլոր տարօրինակ վարքերը և էկրանին ցուցադրում զգուշացնող տեղեկատվություններ:

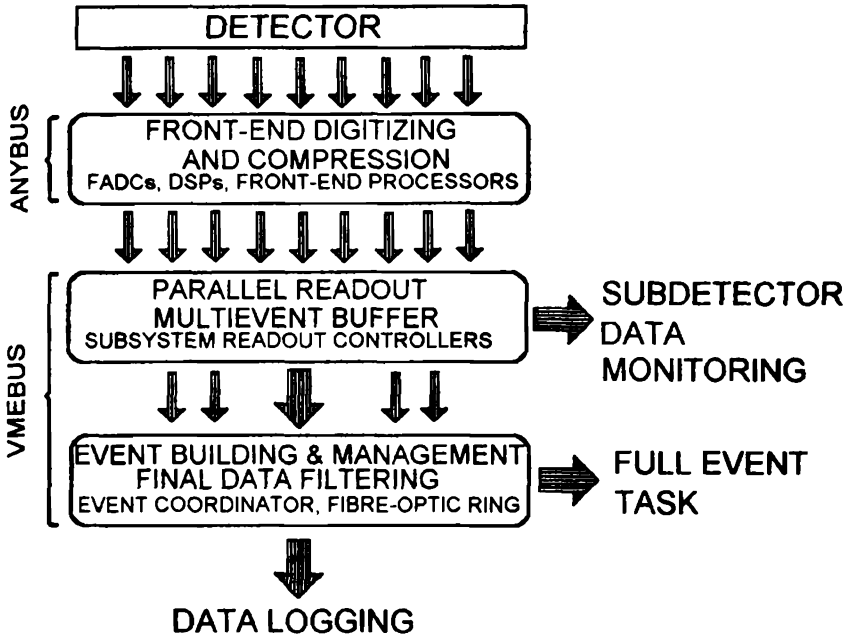
Վերականգնման գործողության մի այլ ելք է հանդիսանում տրամաչափական տվյալները: Տրամաչափական հաստատունների խումբը հավաքվում է հատուկ տվյալների բազայում, որը ժամանակ առ ժամանակ նորացվում է, համոզվելու համար որ ամենավերջին տրամաչափական հաստատուններ են օգտագործվել դեպքերի վերականգնման համար:

9.4. ՏՎՅԱԼՆԵՐԻ ՍՏԱՑՈՒՄ

Իհարկե գոյություն չունի որոշակի հստակ սահման բարձր մակարդակի նշազտիչային համակարգի ստեղծման և տվյալների ստացման խնդրի կազմակերպման մեջ, և այս բաժնի քննարկումը այստեղ որոշ չափով արհեստական է: Այնուամենայնիվ կարելի է պնդել, որ նշազտիչային համակարգը մեծ չափով պայմանավորված է

ապարատային հնարավորություններով, այն դեպքում, երբ տվյալների ստացումը ընդգրկում է հիմնականում ծրագրային ապահովումը: Տվյալների ստացումը (data acquisition, DAQ) հայտնի է որպես դետեկտորի տարբեր մասերից անմշակ տվյալների հավաքման և տրամաչափման գործողություն, և նրանց պահպանում մշտական հիշողության բանկերում, որտեղից նրանք կարող են կենտրոնացված ձևով ընթերցվել և off-line մշակվել: Լավ մշակված է և աշխատում է տվյալների հավաքումը, որպես մի տրամաբանական միավոր այսպես կոչված «դեպք», - որը իրենից ներկայացնում է նախնական մասնիկի փոխազդեցությունը: Հետևաբար, անմշակ տվյալները պետք է փոխակերպվեն որոշակի ֆիզիկական մեծությունների, ինչպիսիք են շարժման քանակ,զանգված, էներգիա, ժամանակ և այլն: Սա հանդիսանում է վերականգնման խնդրի առաջին քայլը, որը ավելի մանրամասը կքննարկվի հաջորդ գլխում:

Տվյալների ստացման (DAQ) համակարգերի համար, որոնք պարունակում են հարյուրավոր գործող տարրեր, օգտագործվում են հաղորդակցման ստանդարտներ, որոնք հիմնականում հիմնված են IEEE VMEbus արդյունաբերական ստանդարտի վրա: Սա ապահովում է բարձր աստիճանի ճկունություն տվյալ համակարգի հետագա զարգացման համար: HERA H1 գիտափորձի տվյալների ստացման (DAQ) համակարգի հիմնական տրամաբանական կառուցվածքի սխեման բերված է նկ.9.10 /606/:Դետեկտորի եզրում տեղադրված թվայնացման էլեկտրոնիկան կարող է օգտագործել տարբեր bus տիպեր, օրինակ, VMEbus, Fastbus, կամ այլ նպատակների համար ստեղծված համակարգեր, սակայն VMEbus տրամաբանական կառուցվածք է կիրառվում գրեթե ամբողջ համակարգի համար:



Նկ. 9.10. H1 տվյալների ստացման համակարգի բլոկ-սխեման (DSP նշանակում է Թվային Ազդանշանների Պրոցեսոր) /606/:

Ենթադետեկտորների համակարգերի եզրում տեղադրված էլեկտրոնիկայի տվյալներն ընթերցվում են զուգահեռ, ինչպես նաև զուգահեռ ձևով տեղափոխվում են /ուղղարկվում են/ հրամաններ հաշվիչ մեքենայի կողմից ղեկավարվող ենթահամակարգի ինքնուրույն կրեյտներին: Յուրաքանչյուր կրեյտ ունի VMEbus-ի հետ համակցված բուֆերային հիշողություն, որն օպտիկական ֆայբերների օգնությամբ միացվում է 'դեպքի կազմակերպման' համակարգին:

Թվայնացումից հետո տվյալները սղմվում և ֆորմատավորվում են, ամբողջական դեպքը գրառվում և փոխանցվում է օպտիկական ֆայբերներից կապի միջոցով: Այս քայլում արդեն տվյալները պատրաստ են չորրորդ կարգի նշազտիչով նրանց վերջնական մաքրման համար, ինչպես քննարկվել է վերևում

9.5. «ԴԱՆԴԱՂ» ՂԵԿԱՎԱՐՈՒՄ

Մասնիկների ֆիզիկայի փորձերում կիրառվող ժամանակակից դետեկտորների բարդությունը և չափերը պահանջում են, որ ամբողջ դետեկտորի աշխատանքը և կարգավորումը կարելի լինի իրականացնել հեռաղեկավարվող ծրագրային ապահովման օգնությամբ: Դանդաղ ղեկավարման գաղափարը ընդգրկում է փորձի բոլոր պարամետրերի արձանագրում, վերահսկում և ղեկավարում, որոնք պետք է մնան որոշակի նախօրոք որոշված մակարդակի վրա, տվյալների ստացման ամբողջ ժամանակի ընթացքում: Այս մեծությունները ուղղակիորեն չեն մտնում դեպքի տվյալների մեջ, բայց և այնպես ունեն նշանակալի ազդեցություն վերջնական տվյալների որակի վրա: Մեծ փորձի ընթացքում որոշվում են դանդաղ ղեկավարման խնդրի մի քանի հիմնական տիրույթներ, որոնք են՝

բոլոր ենթադետեկտորների բարձր լարումների և հոսանքների վերահսկում;

ուղղորդային, բազմալար համեմատական և մյուոնային խցերի գազային համակարգի վերահսկում (գազի հոսքը, ջերմաստիճանը, ճնշումը,մաքրությունը);

բոլոր դետեկտորների ցածր լարումները (նախաուժեղացուցիչներ, ձևավորիչներ, գծային լարումներ և մնացած բոլոր դետեկտորի եզրին տեղադրված էլեկտրոնային համակարգերը);

եզրային էլեկտրոնիկաների ջերմաստիճանը դետեկտորի սառեցման համակարգի հետ միասին;

մագնիսների վերահսկումը և ղեկավարումը;

գերհաղորդիչ մագնիսների կամ հեղուկ ազնիվ գազով դետեկտորների ցածր ջերմաստիճանային համակարգերը;

անջատման համակարգերը:

Սովորաբար մի քանի հարյուր մեծություն պետք է վերահսկվի ղեկավարող համակարգի կողմից և անհրաժեշտության դեպքում միացվեն զգուշացնող ազդանշաններ:

Դանդաղ ղեկավարման ենթահամակարգի ստեղծման ժամանակ պետք է մուտքագրվեն համապատասխան մեծությունների նոմինալ արժեքները, փոփոխման թույլատրելի սահմանները, և հիշվեն համապատասխան տվյալների բազայում: Դանդաղ ղեկավարման վերահսկման խնդիրն է հայտնաբերել նշանակալի տարբերություններ չափված և մուտքագրված արժեքների միջև, և համապատասխան զգուշացման կամ վտանգի ազդանշան տալ: Եթե այդպիսի նշանակալի տարբերություն է հայտնաբերվել, ապա պետք է զգուշացման ազդանշան ուղարկվի նաև տվյալների ընթերցման համակարգին: Այդ հաղորդագրությունը նույնպես ընդգրկվում է

դեպքի տվյալների բազայի մեջ, որը հնարավորություն է տալիս դատելու դեպքի որակի մասին, հետագա on-line կամ off-line մշակման ժամանակ:

Պոտենցիալ վտանգավորությունից և բարդությունից խուսափելու համար որոշ մեծություններ պետք է անմիջապես ղեկավարվեն ավտոմատ ապարատային վտանգի համակարգի կողմից, օրինակ, անջատվեն բարձր լարումը կամ մագնիսական դաշտը առանց մարդու միջամտության:

ԳԼՈՒԽ X

ՏՎՅԱԼՆԵՐԻ ՄՇԱԿՈՒՄ

Ֆիզիկայի նպատակը թվեր ստանալն է:
Անհայտ հեղինակ

Տվյալների մշակման տիրույթն իր մեջ ընդգրկում է անմշակ տվյալներից մինչև ֆիզիկական արդյունքների ստացումը և նրանց հրապարակումը /607/: Անմշակ տվյալները, դա ընտրված ազդանշանների այն հավաքածուն է, որը ընթերցող էլեկտրոնիկայի կողմից մաքրվել և հաղորդվել է հետագա մշակման համար: Ֆիզիկական մեծությունները ստացվում են այդ տվյալներից: Ժամանակակից բարձր էներգիայի ֆիզիկայի գիտափորձերում, սովորաբար, մի քանի ենթադետեկտորներից եկող տվյալները հավաքվում են այնպես, որպեսզի հետազոտվող ֆիզիկական երևույթի վերաբերյալ ստացվի լրիվ ինֆորմացիա: Ստացված ինֆորմացիան հետագայում համեմատվում է ֆիզիկական հիպոթեզի հետ, կամ օգտագործվում է նոր, անսպասելի երևույթների հայտնագործման համար:

Այս գլխում, որպես օրինակ օգտագործելով LEP –ի e^+e^- կուտակիչ օղակի վրա իրականացվող (տե՛ս 11.12 բաժինը) ALEPH գիտափորձը, կքննարկենք տվյալների մշակման հետ կապված տարբեր քայլերը: Այս գիտափորձում տվյալների մշակման մեթոդները կարող են ուղենիշ հանդիսանալ նույն կարգի բարդությամբ այլ գիտափորձերի համար: Ավելի փոքր քանակի ենթադետեկտորներից բաղկացած փորձարարական սարքերում տվյալների մշակումը չի պահանջում այդպիսի բարդություն, և ավելի հեշտ է: Հետագա շարադրանքում բերվող տվյալների մշակման հիմնական սխեման հեշտությամբ կարելի է տեղափոխել «թարգմանել», միանգամայն այլ բնագավառներում իրականացվող փորձերի համար, ինչպիսիք են օրինակ, միջուկային աստղաֆիզիկան, տիեզերական ճառագայթները, կամ ռադիացիոն պաշտպանությունը: Նշենք, որ այս գլուխը չի փորձում ընդգրկել տվյալների մշակման բոլոր ասպեկտները լրիվությամբ:

10.1. ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐԻՑ ՍՏԱՑՎՈՂ ՄՈՒՏՔԱՅԻՆ ՄԵԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ, ՈՐՈՆՔ ՕԳՏԱԳՈՐԾՎՈՒՄ ԵՆ ՏՎՅԱԼՆԵՐԻ ՄՇԱԿՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Բոլոր ֆիզիկական մշակումները սկսվում են տվյալների կուտակման համակարգի միջոցով ստացված և սկավառակի կամ մագնիսական ժապավենի վրա գրանցված անմշակ տվյալներից: Կուտակիչ օղակի փորձում այդ տվյալներն իրենցից ներկայացնում են բոլոր դետեկտորների թվային տեսքի բերված ազդանշանները: Օրինակ՝ քննարկենք մասնիկի կատարած իոնիզացիան գազում (գլուխ 1), որը հատել է բազմալար համեմատական խուցը (տե՛ս 4.6 բաժին): էլեկտրոններից սկիզբ են առնում հեղեղները, որոնք էլեկտրոդների վրա կուտակման հետևանքով առաջացնում են ազդանշան:

Ուղղորդի ժամանակը, լարի և բարձիկի տեղը, ինչպես նաև ազդանշանի լարի երկու ծայրերին հասնելու ժամանակները և կուտակված լիցքը, կարող են գրանցվել որպես անմշակ տվյալներ: Միացնելով այդ տվյալները տրամաչափական հաստատունների հետ, ինչպիսիք են ուղղորդի արագությունը, մասնիկի դետեկտորը հատելու պահը t_0-ն, կարելի է ստանալ հեղեղ ծնող էլեկտրոնի երկու *կոորդինատները*: *Նույն ձևով TPC-ում հետագծի, մագնիսական* դաշտին ուղղահայաց կոորդինատը, որոշվում է TPC-ի երկու եզրային ուղղորդային խցերի համապատասխան բարձիկների դիրքով: Ուղղորդի ժամանակի չափումը ամբողջացնում է կետի եռաչափ կոորդինատը: Բացի այս, մի տասնյակ հազարի հասնող թվային տվյալներից, հիշվում է նաև լիցքավորված մասնիկի առաջացրած ազդանշանի տեսքը (թվային): Այդ ինֆորմացիան կարող է կիրառվել մասնիկների նույնականացման համար, օգտագործելով լիցքավորված մասնիկի իոնիզացիոն կորուստների հայտնի կախվածությունը զանգվածից և շարժման քանակից:

Բարձր էներգիայի ֆիզիկայի բազմաթիվ փորձերում էներգիայի չափումը իրականացվում է էլեկտրոմագնիսական և հադրոնային կալորիմետրերի համատեղ օգտագործմամբ: Սովորաբար օգտագործվում են հաջորդաբար տեղադրված կլանիչ- խուց /սցինտիլյատոր/ շերտավորված կալորիմետրեր, որոնցից ստացված ազդանշանի մեծությունը համեմատական է կլանված էներգիային: *Կալորիմետրով անցնող մասնիկի տեղի մասին ինֆորմացիայի* ճշտությունը սահմանափակված է դետեկտորի հատիկային կառուցվածքով: էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրի հատիկայնությունը գերազանցում է հադրոնային կալորիմետրի հատիկայնությանը: Հադրոնների նկատմամբ էներգետիկ լուծողականությունը զիջում է էլեկտրոնների և ֆոտոնների էներգետիկ լուծողականությանը, քանի որ նյութի հետ ուժեղ և էլեկտրոմագնիսական փոխազդեցությունների

վարքը միանգամայն տարբեր է, ինչպես նաև այն պատճառով, որ հադրոնային հեղեղը ունի խառը բնույթ (բաղկացած է էլեկտրոմագնիսական և հադրոնային բաղադրիչներից): Սա պահանջում է օգտագործել նուրբ հատիկային կառուցվածքի հադրոնային կալորիմետրեր (տե՛ս 7.3 բաժինը): Կալորիմետրի բջիջների քանակը սահմանափակված է նաև ընթերցվող կանալների այն քանակով, որը դեռևս կարող է ապահովել տվյալների ստացման համակարգը: Յուրաքանչյուր աշխատած և որոշակի շեմից անցած բջիջ պետք է մուտքագրվի տվյալների հետագա մշակման համար:

Եթե որպես կալորիմետրի գրանցող շերտեր օգտագործվում են սցինտիլյատորներ, ապա նրանք ապահովում են, նաև, մասնիկի դետեկտորը հատելու պահի մասին որոշակի ժամանակային ինֆորմացիա: Ասվածը ճիշտ է, նաև, այնպիսի գրանցող դետեկտորների համար, ինչպիսիք են՝ հարթ դիմադրողական խցերը, հարթ կայծային հաշվիչները, կամ կայծային խցերը:

Չերենկովյան հաշվիչներից ստացված լրացուցիչ ինֆորմացիան, օրինակ՝ Չերենկովյան օղակի դիրքի և տրամագծի մասին, ինչպես նաև անցումային ճառագայթման դետեկտորից ստացված ռենտգենյան ֆոտոնների քանակի մասին ինֆորմացիան, նույնպես գրվում է անմշակ տվյալների մեջ: Յուրաքանչյուր դեպքի համար այսպիսի ահռելի քանակությամբ ինֆորմացիա է կուտակվում, որի չափը հասնում է 100 **կբայտի**: 10-100 **կհց**-ի հասնող փոխազդեցության տեմպի դեպքում, անհրաժեշտ է օգտագործել շատ բարդ (հատուկ մշակված) նշազտիչային համակարգ, որը կարող է համընկեցնել տվյալների ստացման արագությունը նրանց ժապավենի վրա գրելու արագության հետ (մի քանի հերց): Սկավառակի կամ օպտիկական սարքերի վրա գրելու տարբերակը գնի և շուկայական հնարավորությունների հարց է: Որպես փոխզիջում կարելի է տվյալների ստացման համակարգի ելքը գրել սկավառակի վրա, հետագայում այն ժապավենի վրա տեղափոխելու նպատակով:

Հիշված տվյալները պետք է գրվեն հաշվիչ մեքենայից անկախ ֆորմատով: Համագործակցությունները, որոնք տվորաբար ընդգրկում են 400–ից ավելի ֆիզիկոսներ, տասնյակ ինստիտուտներից, պետք է ունենան այդ տվյալների ընթերցման անսահմանափակ հնարավորություն: Բացի դրանից, տվյալները պետք է ընթերցելի լինեն, ֆիզիկայում լայնորեն օգտագործվող, FORTRAN ծրագրավորման լեզվի կողմից: Սակայն FORTRAN-ում ֆիքսված չափանի մասսիվների, ինչպես նաև տվյալների տիպերի, (real,intejer,string) մեկը մյուսին անհամապատասխանությունը, այնքան էլ հարմար չեն դետեկտորի տվյալների մշակման համար: Այս նպատակով FORTRAN-ում մշակվել են տվյալների դինամիկ

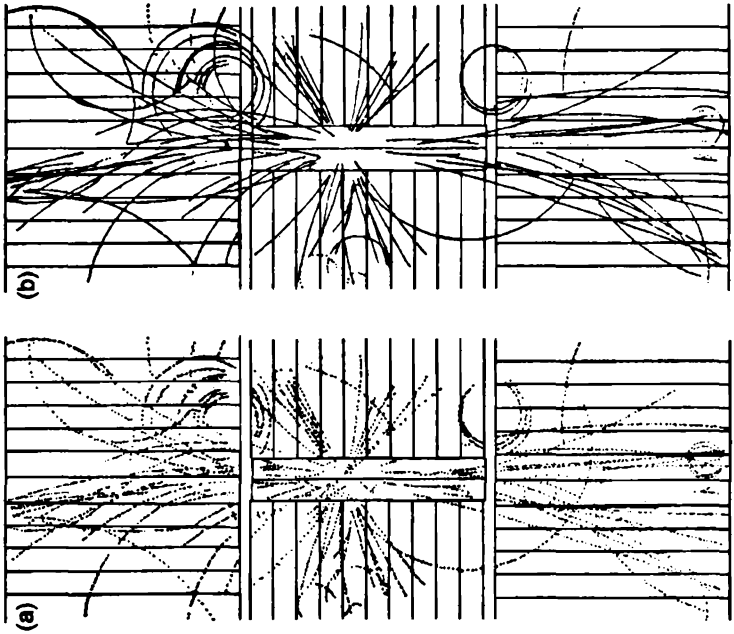
ղեկավարման ծրագրեր: Հիմնականում օգտագործվող ծրագրերն են՝ BOS /608/, ZEBRA /609/, HIDRA /610/: Որոշակի դետեկտորից (օրինակ մյուոնային) ստացված ինֆորմացիան պահվում է բանկում: Բանկերն ունեն իրենց անունները, առկայծած լարերի քանակը, ուղղորդի ժամանակները, և հաջորդ մյուոնային բանկի մուտքային ինֆորմացիան: Որպեսզի գտնվեն բոլոր մյուոնային դեպքերը, պետք է ընթերցվեն բոլոր մյուոնային բանկերը, հետևելով մյուոնային բանկի մուտքային համարներին, քանի դեռ ոչ մի այդպիսի համար չի մնացել: Սա հնարավորություն է տալիս դինամիկ ձևով ղեկավարել մասսիվների չափը, ի հակադրություն նախապես սահմանված մասսիվի բավականին մեծ չափերի, որն անհրաժեշտ է տվյալ դեպքի համար, հնարավոր մաքսիմում առկայծումների քանակը որոշելիս:

Երբ պահանջվում է տվյալների արագ ընթերցում, նկարագրված մեթոդը կարող է իրականացվել երկու տարբեր քայլերով: Առաջին քայլի ընթացքում անմշակ տվյալները գրվում են սկավառակի կամ ժապավենի վրա, առանց որևէ նախապայմանի: Երկրորդ քայլի ընթացքում հետագծային դետեկտորներից ստացվում են տարածական կոորդինատները, իսկ կալորիմետրերից՝ էներգիաները. այս երևույթը անվանվում է նախամշակում (preprocessing):

10.2. ՊԱՏԿԵՐԻ ՃԱՆԱՉՈՒՄ ԵՎ ՀԵՏԱԳԾԻ ՎԵՐԱԿԱՆԳՆՈՒՄ

10.2.1. Հետագծի որոնում

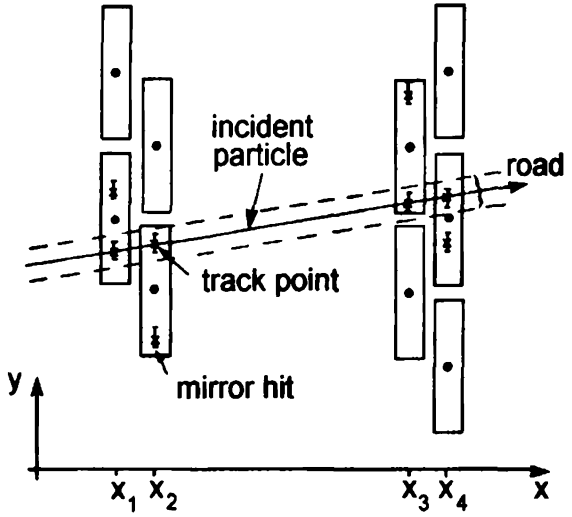
Հետագծային դետեկտորով անցած լիցքավորված մասնիկների տվյալները վերականգնվում են, նրանց տարածական կոորդինատների չափման միջոցով: 10.1 նկարում բերված է այդպիսի հետագծային դետեկտորներին հատուկ բարդ դեպքի նկարը, որը ստացված է UA1 փորձի կենտրոնական ուղղորդային խցում /611/: Ցույց է տրված 6 մ երկարությամբ և 2.2 մ տրամագծով գլանաձև խցի հատույթը փնջատարի երկարությամբ: Լարերն ուղղահայաց են փնջատարին և զուգահեռ 0.7 S լարվածությամբ դիպոլային մագնիսական դաշտին: 10.1a նկարը արտացոլում է առկայծած լարերի պատկերը, իսկ 10.1b նկարը ցույց է տալիս արդեն վերականգնված հետագծերը:



Նկ. 10.1. UA1 կենտրոնական ուղղորդային խցի բնութագրական դեպքի վերականգնումը: Ցույց է տրված փնջատարի երկարությամբ կատարված հատույթը: Լարային հարթությունները խուցը բաժանում են 46 ուղղորդային ծավալների: Մագնիսական դաշտն ուղղահայաց է ցուցադրված պրոյեկցիային /611/: ա) ցուցադրված են չափված կետերը և բ) վերականգնված հետագծերը:

Հետագծի որոնման համար կարելի է ընտրել երկու ծայրագույն մոտեցում: Ուղղակի մոտեցման մեթոդը, որի էությունը կայանում է առկայծած լարերի բոլոր հնարավոր կոմբինացիաների ընտրությունը, պահանջում է հսկայական ժամանակ: Հազարավոր առկայծած լարերի համար կոմբինացիաների քանակը ահռելի է, և, բացի այդ, յուրաքանչյուր հետագծի թեկնածուի համար պետք է կատարվեն վերստուգիչ հաշվումներ, այնպես որ առկայծած լարերը չկրկնվեն մի քանի հետագծերի վրա: Երկրորդ ծայրագույն մեթոդի էությունը՝ բոլոր հետագծերի միաժամանակյա վերականգնումն է: Տարածապես մոտ գտնվող կետերի համար կառուցվում է *n*-չափանի հիստոգրամ: Նույն հետագծին պատկանող առկայծած լարերի տարածական պարամետրերը պետք է մոտ լինեն: Դրա պարզ օրինակ կարող է հանդիսանալ, փոխազդեցության կետից դուրս եկող, մագնիսական դաշտի ազդեցությանը չենթարկված, հետագծերի

վերականգնումը: Հիստոգրամի տեսքով ներկայացված ΔY/ΔX հարաբերությունը պետք է ուղղագիծ հետագծերի տեղում ցուցաբերի որոշակի մաքսիմումներ:



Նկ.10.2. Հետագծի որոնման արահետի մեթոդը և ուղիղ գծային ֆիտը: Ուղղորդային խցի աջ-ձախ անորոշության հետևանքով յուրաքանչյուր առկայծման համար վերականգնվում է երկու կոորդինատ, որոնցից մեկը իրական է, իսկ մյուսը կեղծ (հայելային):

Իրականում, ընտրվում է այս երկու մոտեցումների որոշակի միջին տարբերակ, որի կիրառումը խիստ կախված է խցի կառուցվածքից և լուծվող ֆիզիկական խնդրից: Հիմնականում օգտագործվող մեթոդներից մեկը, դա արահետի մեթոդն է: Այն հեշտ է բացատրել մյուոնային խցերի օրինակով, որը բաղկացած է երկու զույգ իրար նկատմամբ շեղված ուղղորդային խողովակներից (նկ. 10.2):

Մագնիսական դաշտից դուրս տիրույթում լիցքավորված մասնիկի հետագծի վրա գտնվող կետերը պետք է դասավորվեն ուղղի երկայնքով: Հավանական հետագիծ է որոնվում այն չորս կետերի հնարավոր վերախաղարկումով, որոնք, մոտավորապես, ընկած են տարածական լուծողականությամբ պայմանավորված արահետի սահմաններում (մմ կամ սմ):Արահետի վրա գտնվող, բոլոր $x_1...x_4$ կոորդինատներով կետերի համար y_i կոորդինատը չափվում է σ_i Գաուսյան սխալով:

Ուղիղ գծային մոտարկման արդյունքում /103,612/ ստացված η_i սպասվելիք արժեքները y_i չափված արժեքների նկատմամբ x_i-ից գծային ֆունկցիա են՝

$$\eta_i = y_i - \varepsilon_i = x_i \cdot a_1 + 1 \cdot a_2 \qquad 10.1$$

կամ՝

$$\vec{\eta} = \vec{y} - \vec{\varepsilon} = \aleph \cdot \vec{a} \quad (10.2),$$

որտեղ a_1 թեքությունն է, իսկ a_2-ը y-ների առանցքի հետ հատումն է: Անկախ չափումների համար համասխալի C_y մատրիցան անկյունագծային է

$$C_y = \begin{matrix} \sigma_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_4^2 \end{matrix} =: \zeta_y^{-1} \qquad 10.3$$

$\bar{a}$ վեկտորի արժեքը կարելի է ստանալ մինիմում քառակուսային մեթոդով, մինիմիզացնելով

$$\aleph^2 = \vec{\varepsilon}^T \zeta_y \vec{\varepsilon} \qquad 10.4$$

որը հետևում է 4-2=2 ազատության աստիճանով χ^2 բախշվածության՝

$$\vec{a} = \left(\aleph^T \zeta_y \aleph\right)^{-1} \aleph^T \zeta_y \vec{y} \qquad 10.5$$

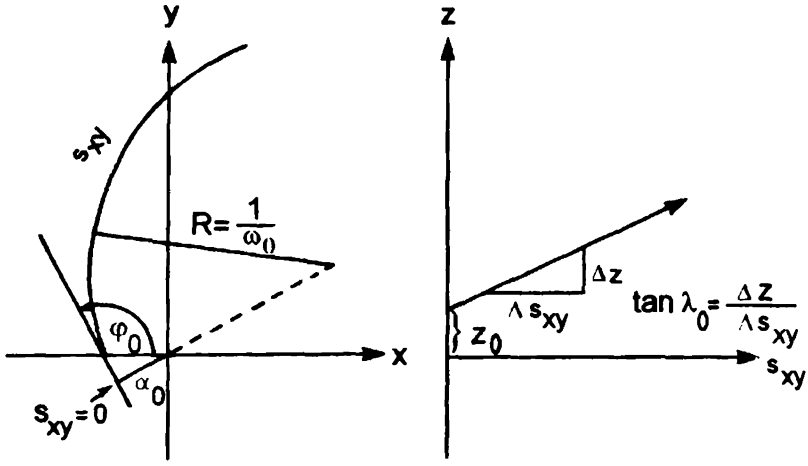
իսկ a վեկտորի համասխալի մատրիցան տրվում է՝

$$C_a = \left(\aleph^T \zeta_y \aleph\right)^{-1} =: \zeta_a^{-1} \qquad 10.6$$

10.2 նկարից հետևում է, որ տվյալ կետերով, առկայծումների աջ-ձախ անորոշության հետևանքով, կարելի է մի շարք հետագծերի թեկնածուների ֆիտեր կառուցել: Հարցը լուծելու համար, χ^2 բախշվածությունը ներկայացվում է որպես ուղիղ գծային հիպոթեզի ճշմարտացիության վստահելիության մակարդակ, և պահանջվում է, որ այն մեծ լինի, օրինակ, 99%-ից: Հիմնականում օգտագործվող մեթոդներից մեկը այն է, որ ընտրվի ամենափոքր χ^2 –ն: Այս մեթոդի դեպքում հայելային առկայծումները բացառվում են և խնդիրը լուծվում է:

Բոլոր օգտագործված կետերը պիտակավորվում են, որպեսզի բացառվի նրանց հետագա բազմակի օգտագործումը: Երբ բոլոր չորս կետ պարունակող դեպքերը ավարտվում են, սկսվում է երեք կետանոց դեպքերի հետազոտումը, որը կարող է հետևանք լինել ուղղորդային խողովակների ոչ էֆեկտիվության, կամ նրանց արանքում ընկած մեռյալ գոտիների:

Սովորաբար, մագնիսական դաշտում գտնվող, բազմաթիվ հետագծեր պարունակող մեծ խցերի համար, հետագծի որոնման հետևյալ ռազմավարությունն է օգտագործվում: Գործողությունը սկսվում է ուղղորդային խցի այն տեղամասերում, որոնք ունեն ամենաքիչ առկայծումները, այսինքն փոխազդեցության կետից հեռու մասերում: Առաջին քայլում փնտրվում են երեք համապատասխանորեն առկայծած լարեր: Մագնիսական դաշտում լիցքավորված մասնիկի սպասվելիք հետագիծը պարուրաձև գիծ է: Որպես սկզբնական մոտարկում օգտագործվում է պարաբոլային ֆիտ, որը շարունակվում է դեպի հերթական շերտի լարերը կամ ուղղորդային տիրույթը: Եթե սխալի սահմաններում հանդիպում է ֆիտին բավարարող առկայծած լար, ապա կատարվում է նոր պարաբոլային ֆիտ: Հինգից-տաս այդպիսի հաջորդական կետերից կազմվում է հետագծի կտոր կամ շղթա: Հետևողականորեն ենթադրվում է, որ հարևան լարերի վրա առկայծումը հիմնականում բացակայում է: Շղթայի որոնումը ավարտվում է, երբ այլևս ոչ մի կետ չի մնացել, կամ նրանք չեն բավարարում որոշակի պայմանների: Հետագծի կտորները միացվում են իրար և ամբողջական հետագիծը գտնվում է հետևյալ մեթոդով: Աղեղի վրա ընկած հետագծի շղթաները միացվում են իրար և ֆիտ են արվում պարուրաձև կորով: Մեծ սխալով կետերը, այսինքն այն կետերը, որոնք շատ են տարբերվում χ^2 ֆիտից, հեռացվում են, և ֆիտը կրկնվում է: Գտնված հետագիծը շարունակվում է դեպի փոխազդեցության կետի մոտակա տիրույթը: Վերջնական ֆիտի ժամանակ հաշվի են առնվում, նաև, մագնիսական դաշտի տարբեր վարիացիաները, և ավելի բարդ ու ինստուն հետագծի մոդել է մշակվում: Այսպես օրինակ, ALEPH փորձում rφ հարթությունում փնջից ամենամոտ հեռավորությունը d_0 –ն է, z-երի ուղղությամբ z_0 կոորդինատով (z կոորդինատը չափվում է փնջի ուղղությամբ, մագնիսական դաշտին զուգահեռ, տե՛ս նկ.10.3): rφ հարթությունում φ_0 –ն x-երի առանցքի հետ հետագծի կազմած անկյունն է, λ_0 –ն թեքության /ընկղման/ անկյունն է այդ կետում, ω_0 –ն կորությունը: Այս մեծությունների իմացությունը ամբողջացնում է պարույրի պարամետրերը $\bar{H}= (d_0 , z_0 , \varphi_0, \lambda_0 , \omega_0)$: Որոշ դեպքերում, որպես ամենամոտ մոտարկում, օգտագործվում է պարամետրերի հետևյալ խումբը $(d_0, z_0, p_x, p_y, p_z)$ որտեղ p_x, p_y, p_z ամենամոտ կետում շարժման քանակի բաղադրիչներն են:



Նկ.10.3. Պարույրի պարամետրերի սահմանումը: Ձախ նկարում բերված է պարույրի պրոյեկցիան, մագնիսական դաշտին և փնջատարին ուղղահայաց, xy հարթության վրա. Աջ մասում բերված է s_{xy} -ից կախված z կոորդինատը:

Հետագծի փնտրման այս մեթոդը հնարավորություն է տալիս ստանալ նաև պարույրի կովարիանսի ς մատրիցան:

Հետագծի փնտրման այլ ռազմավարություն է օգտագործվում «նեյրոնային ցանց» (neural networks) ծրագրավորման համակարգում /613,614/: Նայելով 10.1 նկարին, մարդու աչքը, ուղեղի պատկերի վերծանման կենտրոնի հետ միասին, բավականին հեշտությամբ զանազանում է հետագիծ կազմող առկայծումների շղթան: Աչքը դեն է նետում աղմկային լարերի կամ խցի անէֆեկտիվ աշխատանքի հետևանքով առաջացած տարբերությունները: Հետևաբար, պետք է ենթադրել, որ ժամանակակից հաշվողական տեխնիկայի լայն հնարավորությունների նեղացման այս տիրույթը (պատկերի ճանաչման) կարելի է ընդարձակել, ուղեղի աշխատանքին նմանակելու մեթոդով: Ծրագրավորման այս մեթոդը անվանվում է «նեյրոնային ցանց» (neural networks), որում մեծ քանակությամբ դարպասներ կամ նեյրոներ միացված են իրար հետ, որոշակի «նեյրոնային փոխանցման» լարվածություններով $T_{ij}(T_{ii}=0)$: Այդ լարվածությունները կարող են ունենալ ինչպես դրական (exitory), այնպես էլ բացասական (inhibitory) արժեք: Հետագծային խցում տարածական կոորդինատների բազմությունը S_i (նեյրոնները) կազմում են «նեյրոնային ցանցի» մուտքը: Ցանցի դինամիկան տրվում է հետևյալ կանոնով՝

$$S_i = \Theta\left(\sum_j T_{ij} S_j\right), \qquad 10.7$$

ընդ որում S_i=1, եթե այդ կետերը ընկած են հետագծի վրա և S_i=0 –ի մնացած դեպքերում:

Կառուցվում և մինիմիզացվում է էներգիայի հետևյալ ֆունկցիան՝

$$E = -\frac{1}{2}\sum_{ij} T_{ij} S_i S_j \qquad 10.8$$

սահուն հետագիծը ընկած է հենց այդ գլոբալ մինիմումի վրա:

Որպեսզի բացառվեն լոկալ մինիմումների վրա ընկած կեղծ հետագծերը, մտցվում է «ջերմաստիճան» և 10.8 հավասարումը լուծվում է քայլ առ քայլ:

Ջերմաստիճանի գաղափարը, դա մուտքային ինֆորմացիայի ընդունման կամ դեն նետման համար օգտագործվող դիսկրիմինատորի հարթեցումն է Θ-ֆունկցիայի վարքի ձևով: Դա արտացոլումն է այն էֆեկտի, որ վերջավոր ջերմաստիճանի՝ T=0 դեպքում պետք է տեղի ունենա Ֆերմի-Դիրակի աստիճանաձև բաշխվածություն: Սովորաբար, 10.8 հավասարման մեջ էներգիայի ֆունկցիային ավելացվում է որոշակի հարկադիր անդամ, որը նաև անվանվում է «գնի, արժեքի» բաժին: «Նեյրոնային ցանցի» օգնությամբ հետագծի որոնման ավելի մանրամասն բացատրություն կարելի է գտնել /615/ սկզբնաղբյուրում:

Երբ կատարվում են որոշակի մասնիկների կյանքի տևողության որոնման փորձեր, ապա մեծ կարևորություն է ստանում փոխազդեցության գագաթի տեղի իմացությունը: Այն դեպքում, երբ կուտակիչ օդակային փորձում փնջերի դիրքերը հայտնի են ≈200 մկմ, կամ, ավելի լավ ճշտությամբ, նրանց խտությունների երկարությունները կարող են ընկած լինել մի քանի մմ-ից մինչև կես մետր տիրույթում: Գագաթը գտնվում է բոլոր հետագծերը դեպի փնջատար շարունակող մոտակա մոտավորության ֆիտի արդյունքում, 200 մկմ-ից փոքր սահմաններում: Այսպիսի մոտարկումը բացառում է բոլոր V^0 անվանվող K^0_s, Λ^0, $\bar{\Lambda}^0$ մասնիկներին, որոնք չեն ծնվել նախնական գագաթից, ինչպես նաև ֆոտոնների այն փոխարկումներին, որոնք ծնում են հակառակ լիցքերով մասնիկներ:

10.2.2. Էներգիայի որոշումը

Եթե արդեն հայտնի է մագնիսական դաշտում լիցքավորված մասնիկի հետագիծը, այսինքն նրա շարժման քանակը, ապա հայտնի է նաև նրա էներգիան, եթե ընդունենք, որ այդ մասնիկները պիոններ են, որը բազմաթիվ դեպքերում ճիշտ է: Չեզոք մասնիկների էներգիան որոշվում է կալորիմետրական չափումների արդյունքում, որն ամբողջ խորությամբ քննարկվում է 7-րդ գլխում և 11.12 բաժնում: Այս առումով կարևոր է տարբերել կալորիմետր մտնող չեզոք մասնիկներին, ինչպիսիք են π^0-ն և ֆոտոնները մի կողմից և էլեկտրոններն ու ուրիշ մինիմում իոնիզացնող մասնիկները՝ մյուս կողմից: Վերջին երկուսի համար կալորիմետրի ազդանշանը կարող է համախմբվել հետագծային համակարգի ազդանշանի հետ:

10.2.3. Մասնիկների նույնականացումը

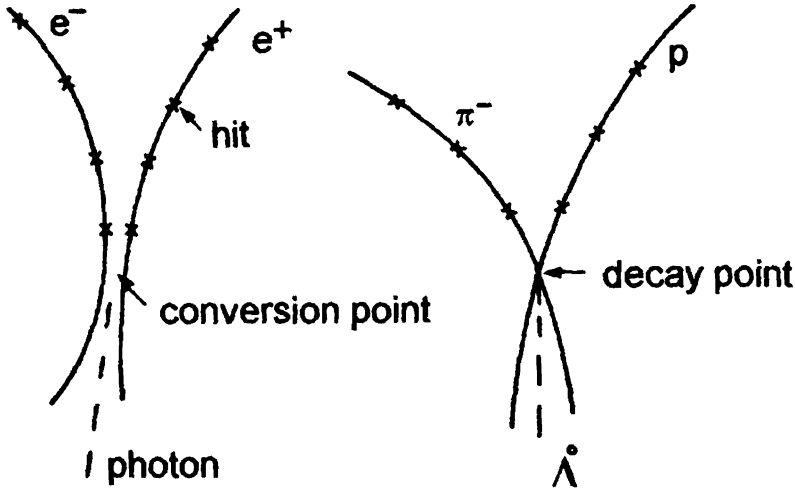
Տվյալների մշակման համար մյուս կարևոր մուտքային պարամետր է հանդիսանում մասնիկների նույնականացումը: 6-րդ գլխում քննարկվել են նույնականացման տարբեր մեթոդներ, ինչպիսիք են՝ էներգետիկ կորուստների dE/dx-ի չափումը, Չերենկովյան և անցումային ճառագայթման դետեկտորների կիրառումը և այլն: Կալորիմետրում կլանված էներգիայի երկայնական և լայնական բաշխումների տարբերությունը հնարավորություն է տալիս զանազանել էլեկտրոնները հադրոններից: Պարզագույն մեթոդում դա համապատասխան պարամետրերի վրա կիրառվող հատումներն են: Ավելի բարդ մեթոդ է հեղեղի երկայնական և լայնական բաշխումների համեմատումը նրանց արդեն հայտնի բազիսային մեծությունների հետ, օգտագործելով χ^2-ային տեստ կամ «նեյրոնային ցանց»: Այս դեպքում (ինչպես նաև ֆիզիկական արդյունքների ստացման ժամանակ, տես ներքևում) օգտագործվում է «դեպի առաջ» նպատակամղված բազմաշերտ ցանց, ի հակադրություն հետագծի որոնման (պատկերի ճանաչման ժամանակ կիրառվում է «դեպի հետ» նպատակամղված ցանց): Մուտքային նեյրոնը, յուրաքանչյուր նեյրոնը կալորիմետրի մի բջջում կլանված էներգիան է, կշռային ֆունկցիայով միացված է հաջորդ շերտի բոլոր նեյրոնների հետ և այդպես այնքան ժամանակ, մինչև որ վերջին շերտում ստացվի մեկ կամ մի քանի ելքային նեյրոն: Արդյունքը, որը կարող է փոփոխվել զրոյից մինչև մեկ, ցույց է տալիս, թե այդպիսի մուտքային ինֆորմացիան պիոնի՞, թե՞ էլեկտրոնի շնորհիվ է: Նեյրոնների միացման կշիռները որոնելի են և գտնվում են արժեքի ֆունկցիայի մինիմիզացման շնորհիվ: Դա կատարվում է, այսպես

կոչված «դեպի հետ տարածման», քայլ առ քայլ ուսուցման ալգորիթմով /613,614/:

Պիոնների և էլեկտրոնների զանազանման համար, այս գործողությունների համեմատումը կարելի է գտնել /616/ սկզբնաղբյուրում:

Մինչ այժմ քննարկված մեթոդները վերաբերվում էին կայուն մասնիկներին: Նրանք նույնականացվում են դետեկտորով անցնելու կամ նրանում լրիվ կլանվելու յուրահատուկ վարքով

Տրոհման ոչ զրոյական երկարություն ունեցող մասնիկների համար (մի քանի հարյուր մկմ-ից մինչև մի քանի մետր), կիրառվում են անուղղակի մեթոդներ: Նրանց տրոհման կետը, վերականգնված հետագծային խցերի օգնությամբ, բավականին լավ բաժանված է փոխազդեցության կետից: Նրանց տրոհման արդյունքները չափվում են բավականին ճիշտ, որը հնարավորություն է տալիս պարզել նրանց հատկությունները: Թույլ փոխազդեցության հետևանքով տրոհվող մեզոնները (B, D K_s^0) և հադրոնները (Λ_0) դրանց տիպիկ օրինակներն են (տես 4.11 բաժինը և 4.66 նկարը): Ֆոտոնները կարող են առաջացնել նմանօրինակ պատկեր դետեկտորի պատերին, փնջատարի վրա և այլուր ծնելով e^+e^- զույգ: Տիպիկ դետեկտորի համար այդպիսի փոխարկման հավանականությունը մի քանի տոկոսի կարգի է: Պոզիտրոնի և էլեկտրոնի զանգվածները, ինչպես նաև միջուկի հետհարվածը արհամարհելու դեպքում, e^+e^- զույգի հետագծերը զուգահեռ են: Դա կարելի է նկատել վերականգնելով ֆոտոնի զանգվածի քառակուսու արժեքը $m_\gamma^2 = 2p_{e^+}p_{e^-}(1-\cos\theta)$, որտեղ θ-ն էլեկտրոնի և պոզիտրոնի բացվածքի անկյունն է: 10.4 նկարում բերված են ֆոտոնի փոխարկման և Λ_0-ի տրոհման համեմատական էսքիզները: Ֆոտոնի փոխարկումից ծնված երկու վերականգնված հետագծերը, չափման սխալների հետևանքով, կարող են հատվել կամ չհատվել իրար հետ: Փոխարկման կետը գտնվում է այնտեղ, որտեղ երկու հետագծերը զուգահեռ են ($m_\gamma^2=0$), մագնիսական դաշտին ուղղահայաց հարթությունում: Ֆոտոնի շարժման քանակը փոխարկման կետում e^+ -ի և e^--ի շարժման քանակների վեկտորական գումարն է:



Նկ.10.4. Ֆոտոնի փոխարկման և Λ_0-ի տրոհման էսքիզային պատկերը:

Զանգվածեղ մասնիկի համար (օրինակ, Λ^0 m=1.116 ԳէՎ/c^2 զանգվածով) բացվածքի անկյունը վերջավոր է և պրոտոնի ու պիոնի հետագծերը հատվում են: Տարածության մեջ երկու վերականգնված հետագծերի հատման կետը այդ մասնիկի տրոհման կետի լավ մոտարկում է: Ավելի ճշգրիտ գործողությունը, սակայն, պահանջում է կատարել երկու հետագծերի ֆիտերի արդյունքում ստացված պարամետրերի (H_i) և նրանց սխալների մատրիցայի (C_i) երկրաչափական ֆիտ և χ^2 տեստ: Օրինակ՝ երկու հետագծերի համար պետք է վերցնել տասը չափում $H=(H_1,H_2)$, և ինը պարամետր $Q=(D,p_1,p_2)$ վերականգնելու համար տրոհման կետը՝ D-ն, և երկու շարժման քանակները p_1,p_2 , մեկ ազատության աստիճանով ֆիտ իրականացնելու համար: Հաշվումները նման են վերևում քննարկված ուղիղ գծային ֆիտին /103,612,617/: Սակայն, կովարիացիայի մատրիցաները անկյունագծային չեն, քանի որ հետագծերի հինգ փոփոխականներ կորելացված են: Սա 10×10 մատրիցա է, որը պարունակում է երկու 5×5 չափանի ենթամատրիցաներ: Ամենահիմնական տարբերությունը կայանում է նրանում, որ ինը պարամետրերի սպասվելիք արժեքները Q-ն, այլևս H չափումների գծային ֆունկցիա չեն: Հետևաբար այդ պարամետրերը պետք է ստացվեն Թեյլորի շարքի վերածելու առաջին կարգի ածանցյալներից $\delta H/\delta Q$, և χ մոտարկումից (տե՛ս (10.2)): Այդ մատրիցան ստացվում է Q_0-ի նախնական արժեքից, որը պահանջում է որոշակի ուսուցում:

լավացված Q_1 պարամետրերը ստացվում են միջին քառակուսային մեթոդի կիրառումով և իտերացիաների օգտագործումով: Λ_0-ի զանգվածի իմացությունը կարելի է կիրառել հետագա ֆիտեր իրականացնելիս: Բացի դրանից, կարելի է գտնել Λ_0-ի ծնման կետը, որը հենց նախնական գագաթն է: Հետևաբար կինեմատիկական ֆիտի ընթացքում կարելի է համարել, որ Λ_0-ի թռիչքի ուղղությունը համընկնում է տրոհման արդյունքների գումարային շարժման քանակի ուղղության հետ $\vec{p}_1 + \vec{p}_2$ Այսպիսի գործողությունը հնարավորություն է տալիս ստանալ V_0-ի նմուշներ բարձր էֆեկտիվությամբ և լավ մաքրությամբ:

Կարճ ապրող մասնիկների նույնականացումը, որոնց համար հնարավոր չէ պարզել տրոհման կետը, նրանց տրոհման արդյունքների հետագծերի հատումով, իրականացվում է միայն նրանց համարժեք զանգվածի վերականգնումով:

Նեյտրինոն պահանջում է տվյալների հատուկ մշակում, քանի որ նա չի կարող գրանցվել ստանդարտ եղանակով: Նա գրեթե չի փոխազդում նյութի հետ, և հետևաբար չի գրանցվում: Որպեսզի գտնենք հնարավոր նեյտրինոյի էներգիան, պետք է գրանցենք բոլոր այլ ծնված մասնիկները: Կալորիմետրում կլանված էներգիայի յուրաքանչյուր բաժնի համար կառուցվում է վեկտոր, որի երկարությունը համեմատական է չափված էներգիային, իսկ ուղղությունը տրվում է կալորիմետրի տվյալ բջիջը փոխազդեցության կետին միացնող ուղղով: Այդպիսի բոլոր վեկտորների ոչ զրոյական գումարը ցույց է տալիս չհերիքող էներգիայի առկայությունը, և նրա արտահոսքի ուղղությունը: Եթե դա տեղի ունի, ապա այն կարելի է կապել նեյտրինոյի հետ: Ենթադրվում է, որ ոչ մի մասնիկ դուրս չի թռել, օրինակ փնջատարի միջով: Քանի որ դժվար է դրանում վստահ լինել, մանավանդ $p\bar{p}$ կուտակիչ օղակների համար, ապա սովորաբար տվյալների մշակման ժամանակ պետք է հաշվի առնել նաև փնջին հաղորդված շարժման քանակը: Պրոտոնի և հակապրոտոնի կոշտ ցրման ժամանակ, փոխազդում են միայն մի քվարկ և հակաքվարկ: Այլ կառուցվածքային ֆրագմենտները շիթերի ձևով դուրս են թռչում, փնջատարին շատ մոտ ուղղություններով, և գրեթե չեն գրանցվում: Հետևաբար դեպքը ունի շարժման քանակի երկայնական անհավասարություն և հնարավոր է վերականգնել նեյտրինոյի միայն լայնական շարժման քանակը: Անհրաժեշտ է հաշվի առնել նաև այլ ուղղումներ, օրինակ մյուոնը իր էներգիայի միայն մի փոքր մասն է թողնում կալորիմետրում: Չհերիքող էներգիան այս դեպքում պետք է լրացվի, հաշվի առնելով հետագծային

դետեկտորներով չափված մյուոնի շարժման քանակի և կալորիմետրում նրա թողած էներգիայի միջև եղած տարբերությունը:

Կարող ենք հանգել եզրակացության, որ մասնիկների նույնականացումը սերտորեն կապված է դեպքի լրիվ վերականգնման հետ:

10.3. ԴԵՊՔԻ ՎԵՐԱԿԱՆԳՆՈՒՄԸ

Բարձր էներգիայի փոխազդեցության դեպքը իր մեջ ընդգրկում է բոլոր ենթադետեկտորներից ստացված ինֆորմացիան: Շարժման քանակների, էներգիաների, և մասնիկների նույնականացման արդյունքները ի մի են բերված: Ինչպես նկատեցինք, նեյտրինոյի շարժման քանակի վերականգնման ժամանակ հաշվի է առնվում նաև տարբեր ենթադետեկտորներից ստացված լրացուցիչ ինֆորմացիան:

Օրինակ մյուոնները և պիոնները զանազանվում են երկու ենթադետեկտորներից ստացված ինֆորմացիաների համատեղումից: Այդ նպատակի համար օգտագործվում են հետագծային խցեր շարժման քանակի վերականգնման համար, կլանիչ, որում պիոնները կանգ են առնում, և որից հետո տեղադրվում են մյուոնային խցեր: Շիթերում, որտեղ բազմաթիվ մասնիկներ թռչում են տարածության նեղ տիրույթում, մոտավորապես նույն ուղղությամբ, պետք է հնարավոր լինի ջոկել մյուոնային խցի առկայծմանը համընկնող հետագիծը: Տարբեր ենթադետեկտորների հետագծերի այդպիսի համընկեցումը կոչվում է հղկում: Դեպի մյուոնային խուց ուղղված բոլոր հետագծերը, էքստրապոլիացիայի են ենթարկվում մինչև մյուոնային խուց և նրանց արահետների վրա փնտրվում են խցի առկայծումները: Ընտրվում է այն հետագիծը, որն ունի լավագույն միջին համընկնում.

$$\chi_p^2 = \frac{(\Delta x_1)^2}{\sigma^2(\Delta x_1)} + \frac{(\Delta x_2)^2}{\sigma^2(\Delta x_2)} \qquad 10.9$$

$$\chi_a^2 = \frac{(\Delta\varphi)^2}{\sigma^2(\Delta\varphi)} + \frac{(\Delta\lambda)^2}{\sigma^2(\Delta\lambda)} \qquad 10.10$$

որտեղ χ^2 -ն մյուոնային խցի հետագծի և էքստրապոլացված հետագծի տեղի և անկյան համընկնման սխալն է: $\Delta x_i(1,2)$–ը էքստրապոլացված և մյուոնային հետագծերի կոորդինատների տարբերությունն է: $\Delta\varphi$ և $\Delta\lambda$ համապատասխան անկյունների տարբերություններն են: Չորս փոփոխականների սխալներից յուրաքանչյուրը $\sigma(\Delta x_i)$, որտեղ $x_i=x_1,x_2,\varphi,\lambda$, բաղկացած է երեք բաղադրիչից, որոնք գումարվում են

քառակուսային օրենքով $\sigma^2 = \sigma_e^2 + \sigma_\mu^2 + \sigma_{sys}^2$ Այստեղ σ_e այն սխալն է, որն առաջանում է էքստրապոլացված հետագծի կոորդինատների սխալներից, բազմակի ցրման սխալներից և մագնիսական դաշտի ոչ ճշգրիտ իմացությունից: σ_μ-ն մյուոնային խցի հետագծի սխալն է, իսկ σ_{sys}-ը ենթադետեկտորների տեղադրման երկրաչափական տեղի անորոշությունն է: Ճշտադրումը (alignment), դա ենթադետեկտորների ճշգրիտ տեղի, նրանց ներքին կառուցվածքի և հարաբերական տեղի որոշումն է: Տարբեր դետեկտորների հարաբերական դիրքը չափվում է տեղադրման ժամանակ: Ճշտադրման (alignment) ճշտությունը ավելի է լավացվում, տվյալների ստացման ժամանակ, օգտագործելով տիեզերական ճառագայթների, կամ այլ փոքր բազմամասնիկությամբ դեպքերի վերականգնման արդյունքները $e^+e^- \to e^+e^-, e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ Որպեսզի հնարավոր լինի մեծ վիճակագրությամբ հետագծային խցերի լար առ լար համընկնեցում, անհրաժեշտ է օգտագործել զ զ դեպքերը:

Որոշ ենթադետեկտորներում, որտեղ դետեկտորի առանձին մասերն իրար փոքր ինչ ծածկում են, ճշտադրումը (alignment) կարելի է իրականացնել հենց իրենով: Արդյունքներն ավելի են լավացվում լազերների օգնությամբ օպտիկական ճշտադրման (alignment) դեպքում /618/:

10.4. ԴԵՊՔԻ ՄՈԴԵԼԱՎՈՐՈՒՄ (ԽԱՂԱՐԿՈՒՄ)

Վերջնական ֆիզիկա ստանալու համար, չափված տվյալները պետք է համեմատվեն տեսական կանխագուշակումների հետ: Բարդ դետեկտորով, կամ մի շարք ենթադետեկտորներով փորձի ժամանակ, բազմամասնիկ դեպքի մշակման ժամանակ, բավականին բարդ չափանիշներ են կիրառվում: Հետևաբար, բավականին դժվար է տվյալների այդպիսի խմբի արդյունքները համեմատել անալիտիկ տեսական տվյալների հետ: Բացի այդ, պետք է հաշվի առնել նաև դետեկտորի բացվածքը (անկյունային և շարժման քանակի), ինչպես նաև նրա արձագանքային ֆունկցիան: Ահա ինչու, այդքան լայն տարածված է ստացված տվյալների քննարկման Մոնտե-Կարլո մոդելավորման գործողությունը: Մոնտե-Կարլո անվանումը, որը աշխարհի ամենահայտնի խաղատներ ունեցող քաղաքներից մեկն է, ցույց է տալիս, որ Մոնտե- Կարլո խաղարկումը հիմնված է պատահական թվերի վրա: Այդպիսի խաղարկումը կատարվում է երկու քայլով: Առաջին մասը տվյալ արագացուցիչի վրա կատարվող

բոլոր փորձերի համար ընդհանուր է: Այն կազմված է որոշակի երևույթներում մասնիկների ծնման դեպքերի գեներատորից (օրինակ, $p\bar{p} \to W^{\pm}$ + ամեն ինչ , $e^+e^- \to$ հադրոն):

Երկրորդ մասում, շատ մեծ զգուշությամբ, խաղարկվում է դետեկտորի արձագանքային ֆունկցիան ընկնող տարբեր մասնիկների համար: Մասնիկներն անց են կացվում դետեկտորի միջով, հաշվի առնելով մագնիսական դաշտում նրանց վարքը, դետեկտորի նյութի հետ փոխազդեցությունը, դետեկտորի զգայուն տարրերի արձագանքը և այլն: Այս գործողության արդյունքը բերվում է իրական դետեկտորից ստացված տվյալների ֆորմատով: Մոնտե- Կարլո մեթոդով ստացված ելքային արդյունքների համեմատումը փորձից ստացված արդյունքների հետ, հաշվի առնելով ֆիզիկական երևույթների հայտնի մեխանիզմները, հնարավորություն են տալիս պարզելու խաղարկման հիմքում դրված ենթադրությունների ճիշտ կամ սխալ լինելը:

Մոնտե-Կարլո խաղարկման նպատակները կարող են տարբեր լինել.

Այն օգնում է նախագծել և լավացնել տվյալ ֆիզիկայի համար նախատեսված դետեկտորի բնութագրերը, որոնք վերաբերվում են դեպքերի տեմպին, ֆոնային պայմաններին, մասնիկների տեսակին և այլն:

Մինչև փորձից իրական դեպքերի ստացումը, այն հնարավորություն է տալիս մշակել և ստուգել դեպքերի վերականգնման և տվյալների մշակման ծրագրերը:

Տվյալների մշակման ընթացքում՝

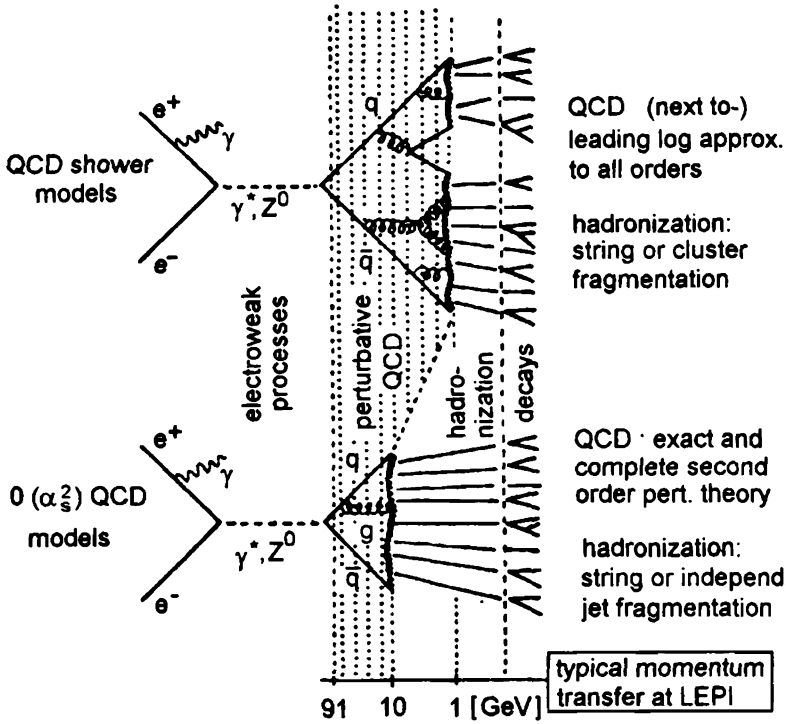
այն անհրաժեշտ է զարգացնելու համար մշակման ամբողջ ռազմավարությունը, և ընտրելու համապատասխան հատումների տեղերը:

Մոնտե-Կարլո մեթոդի օգնությամբ ստացված դետեկտորի էֆեկտիվությունը և բացվածքը հնարավորություն են տալիս տարբեր փորձերի արդյունքները համեմատել իրար հետ:

Այն հնարավորություն է տալիս, նաև, համեմատել տեսական կանխատեսումները և փորձից ստացված արդյունքները. ստացված երևույթը, կամ հնարավոր է լինում բացատրել հայտնի ֆիզիկական երևույթներով, համապատասխան ձևով ընտրելով տեսական մոդելների ազատ պարամետրերը, կամ այն մատնանշում է որոշակի նոր ֆիզիկա:

10.4.1. Դեպքի գեներատորներ

Ենթադրվում է, որ դեպքի գեներատորները պետք է հաշվի առնեն այն բոլոր ֆիզիկական երևույթները, որոնք կապված են տվյալ արագացուցիչի վրա կատարվող փորձի հետ: LEP-ում կատարվող e^+e^- փորձերի դեպքի գեներատորները խաղարկում են ֆերմիոնային զույգի ծնումը s- կանալում, Բաբայի ցրումը t-կանալում և $\gamma\gamma$ փոխազդեցությունը: Որպես ֆոնային երևույթներ Մոնտե-Կարլո մեթոդով քննարկվում են սինքրոտրոնային ճառագայթումը, տիեզերական ճառագայթների և փնջատարի մնացորդային գազի հետ փոխազդեցությունը: Մշակված են նաև ծրագրեր, որոնք հաշվի են առնում տեսությամբ կանխատեսված այնպիսի երևույթների հիմնական գծերը ինչպիսիք են գերհամաչափությունը կամ կառուցվածքայնությունը /619/: Հատուկ երևույթների խաղարկման համար, օրինակ՝ $e^+e^-\to Z_0\to$հադրոններ, ենթադրվում է, որ երևույթը ֆակտորիզացվում է: Առաջին քայլում տեղի է ունենում էլեկտրոն պոզիտրոն կոշտ ցրում, ծնելով պարտոններ, այսինքն քվարկներ և գլյուոններ: Այս երևույթի հիմքում ընկած է խոտորումային քվանտային քրոմոդինամիկան (ՔՔԴ): Համապատասխան Ֆեյնմանյան դիագրամները անհնարին է հաշվել բոլոր կարգերի մոտավորությամբ, բայց այն կարելի է վերածել շարքերի: Հնարավոր են երկու ամբողջական մոտեցումներ (տե՛ս նկ. 10.5):



Նկ. 10.5. Խոտորումային ՔՔԴ-ի և հադրոնիզացիայի ցուցադրումը $e^+e^- \to Z_0 \to$ հադրոններ ռեակցիայում: Նշված են երևույթի տարբեր ֆազաները. էլեկտրոթույլ փոխազդեցությունը, խոտորումային ՔՔԴ, հադրոնիզացումը և մասնիկների տրոհումը /620/:

Մատրիցային տարրերի մեթոդ, որում մինչև տվյալ կարգի բոլոր դիագրամները վեր են ածվում շարքերի ըստ ուժեղ փոխազդեցության α_s հաստատունի: Պարտոնային հեղեղ մոտեցման դեպքում, գումարվում են բոլոր հիմնական ներդրում ունեցող դիագրամները: Առաջացած քվարկները և գլյուոնները փոխազդում են: Նրանց փոխարկումը հադրոնների հնարավոր չէ հաշվել ՔՔԴ-ի շրջանակներում, և քննարկվում է ֆենոմենոլոգիական մոդելի շրջանակներում: Վերջնական վիճակի անկայուն հադրոնները տրոհվում են ըստ իրենց կյանքի հայտնի տևողությունների և տրոհման մոդաների:

Մոդելավորումը սկսվում է պատահական թվերի խաղարկումով՝ թվերի անկանխատեսելի և անկրկնելի շարքով: Իսկական պատահական թվեր ստացվում են որոշակի ֆիզիկական երևույթ-

ներում, ինչպիսին է օրինակ, ռադիոակտիվ տրոհումը: Պրակտիկ խնդիրների լուծման համար բոլոր հաշվիչ մեքենաներում օգտագործվում են պսեվդո-պատահական թվեր: Հաշվիչ մեքենաներում նրանք ստացվում են որոշակի թվային ալգորիթմների արդյունքում, որոնք ճշգրիտ պատահական չեն, բայց, որոնց կրկնման հաճախությունը գերազանցում է միլիարդը, և որը բավարար է դեպքերի գեներացիայի համար: Այդպիսի պատահական թվերը ստացվում են ստանդարտ FORTRAN ֆունկցիայի, օրինակ՝ RNDM(x) արդյունքում, որպես զրոյից մեկ հատվածում հավասարաչափ բաշխված թվեր: Եթե անհրաժեշտ է ունենալ որոշակի ֆիզիկական երևույթի բաշխում, օրինակ, առաջացած q q զույգի կազմած անկյունը փնջի առանցքի հետ, ապա կարելի է օգտագործել հետևյալ տեխնիկան: Ենթադրենք $f(x)$-ը ($f(x)\geq 0$) սպասվելիք բաշխումն է, երբ $x_{min}<x<x_{max}$: Պարզության համար կարելի է ենթադրել, որ $F(x)=\int f(x)dx$ ֆունկցիայի նախնականը նորմավորված է՝

$$F(x_{max})-F(x_{min})=\int_{x_{min}}^{x_{max}} f(x)dx=1 \text{ և } F(x_{min})=0:$$

Այս դեպքում, $F^{-1}(x)$ հակադարձ ֆունկցիան բաշխված է $f(x)$-ով, երբ x –ը խաղարկվում է որպես զրոյից մեկ ընկած RNDM(x)-ով: Դժբախտաբար միայն մի քանի $f(x)$ ֆունկցիա ունեն այդպիսի գեղեցիկ վարք, որոնց համար կիրառելի է այդպիսի ձևափոխություն: Նույնիսկ q q զույգի անկյունային բաշխումը ունի $(1+\cos^2\theta)$ տեսք, որը նշանակում է որ այդպիսի մոտեցումը հնարավոր չէ, և պետք է օգտագործվի այլ տեխնիկա: Ըստ $f(x)$ ֆունկցիայի, $0<f(x)<f_{max}$ ընտրվում է առաջին x_{min} մինչև x_{max} ընկած պատահական x_1 թիվը.

$$x_1=x_{min}+RNDM(x)\cdot(x_{max}-x_{min}): \qquad 10.11$$

Եթե երկրորդ պատահական թվի՝ x_2= RNDM(x) համար բավարարվում է հետևյալ պայմանը $x_2\cdot f_{max}<f(x_1)$, ապա x_1 ընդունվում է որպես սպասվելիք փոփոխական, եթե ոչ՝ ապա այն դեն է նետվում:

Ավելի բարդ $f(x)$ ֆունկցիաների համար, ավելի հնարամիտ գործողություն է պահանջվում: /621,622/ գրականությունում կարելի է գտնել տարբեր տեխնիկաների նկարագրություններ:

Կտրվածքների արժեքները խաղարկելիս, տարբեր հավանականությունների համար միշտ օգտագործվում է դրական $f(x)$-եր: ՔՔԴ-ին ծանոթ ընթերցողը կարող է հասկանալ, որ դա կառաջացնի որոշակի պրոբլեմներ: Վերջնական վիճակում, երկու կամ երեք պարտոնի համար լրիվ կտրվածքը ըստ α_s –ի առաջին աստիճանի

վերջավոր է, այն դեպքում, երբ միայն երեք պարտոնանոց վերջնական վիճակը ինքն ունի ինֆրակարմիր և կոլինիար անորոշություններ /անվերջություններ/, և անհրաժեշտ է խաղարկման ժամանակ որպես ազատ պարամետրեր, մտցնել որոշակի հատումներ, խուսափելու համար երկու քվարկի կտրվածքի բացասական արժեքներ ստանալուց:

Ամբողջությամբ, դեպքի գեներատորը կարող է ունենալ տասից մինչև հարյուր ազատ պարամետրեր: Քննարկվող երևույթի համար՝ $e^+e^- \to Z_0 \to$ հադրոններ, պետք է խաղարկել նաև բոլոր անկյունային բաշխումները, տրոհման ճյուղերը, գունային բաղադրությունները և այլն, օգտագործելով պատահական թվերի նկարագրված տեխնիկան: Որոշակի պարամետրեր, ինչպես օրինակ՝ ընկնող փնջի էներգիան, տրվում են որպես գեներատորի մուտքային արժեքներ: Այլ պարամետրեր, օրինակ, ուժեղ փոխազդեցության հաստատունը α_s -ը, գտնվում է Մոնտե-Կարլո հաշվարկման և ստացված տվյալների համընկեցման արդյունքում: Սա հնարավորություն է տալիս խաղարկման ընթացքում այդ ֆիզիկական հաստատունը պահել ազատ: LEP ֆիզիկայի դեպքի գեներատորների լրիվ նկարագրությունը կարելի է գտնել /619/ գրականությունում: Պրոտոնային կուտակիչ օղակների համար, ($p\bar{p}$ կամ e^-p) գեներատորները կարելի է գտնել /623,624/ սկզբնաղբյուրներում: Վերջիններս պահանջում են նաև կառուցվածքային ֆունկցիաների իմացություն /625/, որոնք պարտոնների շարժման քանակների բաշխումն են սկզբնական հադրոններում:

10.4.2. Դետեկտորների խաղարկում

Դետեկտորի խաղարկման ծրագրային ապահովման համար, մուտք են հանդիսանում՝ դեպքի գեներատորից ստացված մասնիկների քառաչափ վեկտորները: Այսպիսի խաղարկման համար, գրեթե միշտ, որպես միջուկ ծառայում է GEANT ծրագիրը /626,627/: GEANT-ում քննարվում են մասնիկների բոլոր կարևոր փոխազդեցությունները նյութի հետ: էլեկտրոմագնիսական փոխազդեցության հաշվարկը նման է EGS-ին /628/: EGS գրադարանը ստեղծված էր հատուկ էլեկտրոմագնիսական փոխազդեցության խաղարկման համար: GEANT ծրագրի հադրոնային բաժինը հիմնված է GHEISHA /629/ վրա, որը բավականաչափ փոփոխվել և լավացվել է 5 ԳէՎ -ից ցածր էներգիայով մասնիկների խաղարկման համար /630/ (HADRIN, NUCRIN, FLUKA):

Խաղարկումը սկսվում է դետեկտորի մանրամասն նկարագրությունից, հաշվի առնելով նաև մագնիսական դաշտերը: Դետեկտորի յուրաքանչյուր ինքնուրույն հատվածի համար, երկրաչափությունից բացի, տրվում է, նաև, նրա բաղադրությունը՝ այսինքն՝ ատոմական համարը Z-ը, ատոմական զանգվածը A-ն և խտությունը:

Դեպքի գեներատորից ստացված մասնիկները հետագայում անց են կացվում ամբողջ դետեկտորով: Յուրաքանչյուր քայլում, օրինակ, մասնիկի հետագիծը բաժանելով մեկ սմ-անոց կտորների, խաղարկվում է, թե ինչպիսի փոխազդեցություն է տեղի ունեցել: Հնարավոր տարբեր երևույթների համար որոշված են հարաբերական հավանականություններ, որոնք էլ բազմապատկվում են զրոյից մինչև մեկ ընկած պատահական թվով: Խաղարկվում է հավանականության ամենաբարձր արժեքով երևույթը: Արդեն ընտրված երևույթի համար խաղարկվում են այլ պատահական թվեր, հաշվի առնելով ցրման անկյունը, կատարած իոնիզացիան և այլն: Քայլի արժեքը մի մեծություն է, որը պետք է լավագույնս համապատասխանեցվի դետեկտորի հատիկայնության հետ: Քայլի փոքր արժեքը շեշտակի մեծացնում է հաշվարկման ժամանակը, բայց բոլոր դեպքերում այն պետք է փոքր լինի դետեկտորի բաղկացուցիչ մասերից: Պարզ է, որ պետք է գտնվեն հետագծի վրա գտնվող բոլոր ակտիվ նյութերի արձագանքները: Այդ արձագանքները, ինչպես օրինակ, կորցրած էներգիայի արժեքը կոդավորված տեսքով, նույնպես խաղարկվում է: Խաղարկման վերջին քայլում ելքային մեծությունները գրվում են այնպիսի ֆորմատով, ինչպես նրանք ստացվում են իրական դետեկտորից տվյալների ստացման ժամանակ:

10.5. ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՄՇԱԿՈՒՄ

Տվյալների մշակման ռազմավարության ընտրությունը հիմնականում կախված է հետազոտվող երևույթի հիմքում ընկած ֆիզիկայով: Ինչպես դեպքերի ընտրությունը, այնպես էլ հատուկ երևույթների հաշվառումը, պահանջում են քննարկվող երևույթի հիմքում ընկած ֆիզիկայի ճշգրիտ իմացություն: Սիստեմատիկ էֆեկտները և նրանց ազդեցությունը քննարկվող երևույթում սպասվող ճշտությունների վրա, պահանջում են հատուկ մշակում:

Տարբեր բնագավառներում կիրառվող ֆիզիկական մշակումների ռազմավարությունները շատ գծերով նման են իրար: Օրինակ՝ SN1987A Գերնոր աստղի պայթունից առաջացած նեյտրինոների գրանցումը պահանջում է նրանց երկիր հասնելու ժամանակի

բավականին ճիշտ և զգույշ ընտրություն /380,631/: Չերենկովյան ջրային դետեկտորների տեղադրման երկրաչափությունը պետք է այնպես համապատասխանեցվի, որպեսզի գրանցվեն 10 ՄէՎ տիրույթում սպասվելիք ν_e $\bar{\nu}_e$ նեյտրինոները: Միջոցներ պետք է ձեռնարկել տարբերելու համար Գերնորից ծնված և մթնոլորտում առկա ֆոնային նեյտրինոները: Դա կարելի է կատարել, քանի որ մթնոլորտային նեյտրինոների հիմնական մասը կազմում են մյուոնային նեյտրինոները, որոնք փոխազդեցության ժամանակ ծնում են միայն մյուոններ: Այդ մյուոնների հետագա տրոհումը, առանց որևէ անորոշության, նշում է նրանց ֆոնային լինելը:

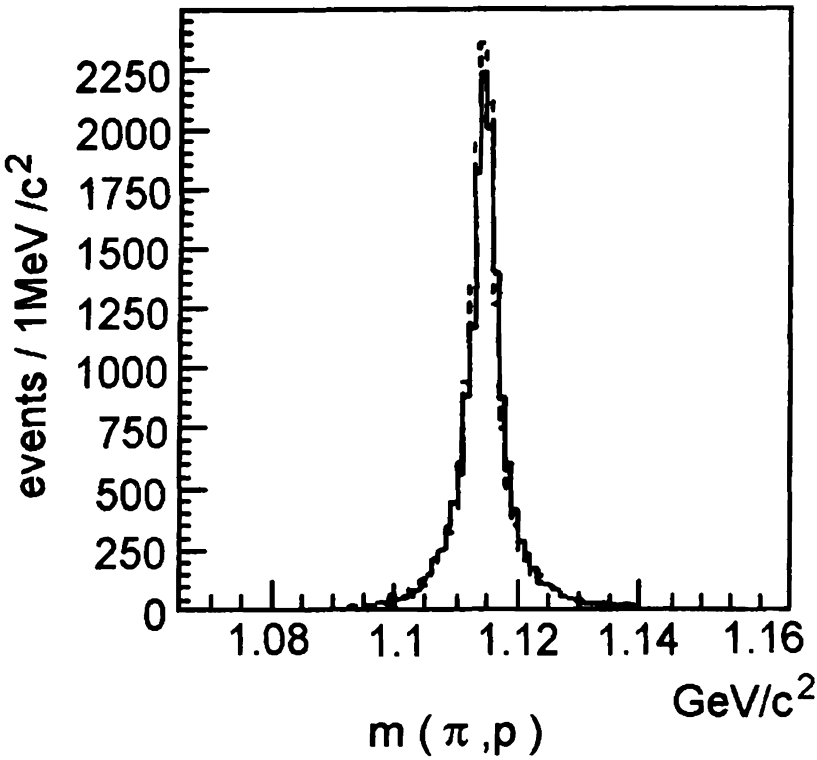
Նեյտրինոների էներգետիկ բաշխման, տեմպի, անկման ուղղության չափումը հնարավորություն է տալիս որոշելու Գերնորի դելեպտոնիզացիայի և ջերմային ճառագայթման ժամանակ ծնված նեյտրինոների ընդհանուր քանակը: Այս տվյալները համակցելով օպտիկական տիրույթում կատարված դիտարկումների հետ, կարելի է առաջ քաշել որոշակի վարկածներ Գերնորի տիպի և նրա գրավիտացիոն ճխլման (կոլապսի) վերաբերյալ:

Հետագա շարադրանքում կքննարկենք տարրական մասնիկների ֆիզիկայում տվյալների մշակման հիմնական գծերը, օգտվելով $\Sigma^0 \to \Lambda^0 \gamma$ տրոհման ռեակցիայից, որտեղ մշակման հիմնական նպատակն է ստանալ $e^+e^- \to Z_0 \to$հադրոններ ռեակցիայի արդյունքում ծնված Σ^0 հադրոնների քանակը, երբ $E_{q.կ}$=91.2 ԳէՎ-ի Այս տվյալները ստացված են LEP-ի ALEPH փորձում (տե՛ս նաև 11.12 բաժինը):

Հադրոնային դեպքերը բնութագրվում են երկու հակառակ ուղղությամբ թռչող մասնիկների խմբով, այսպես կոչված շիթերով (տե՛ս նկ. 4.47 a և 4.60): Եթե պատահաբար գլյուոն է ճառագայթվել, ապա դիտվում են նաև երրորդ կամ չորրորդ շիթերը: Եթե ամբողջ դեպքը տեղավորվում է դետեկտորում, այսինքն, ընտրված է այնպիսի դեպք, որի համար $q\bar{q}$ զույգի կազմած անկյունը (երկու շիթերի) փնջի առանցքի հետ մեծ է, ապա լիցքավորված մասնիկների քանակը հասնում է 20-ի: Զանգվածի կենտրոնի էներգիայի =91.2 ԳէՎ մեծ մասը դիտվում է կալորիմետրում: Այսպիսով կատարելով համապատասխան հատում՝ լիցքավորված մասնիկների հետագծերի քանակի (≥5), լրիվ էներգիայի ($E_{tot} \geq 20\% \cdot E_{cm}$), կամ սկզբնական գագաթից եկող էներգիայի ($E_{tot} \geq 10\% \cdot E_{cm}$) վրա, կարելի է բավականին մեծ էֆեկտիվությամբ ջոկել հադրոնային դեպքերը: Ֆոնը կարելի է ճնշել մեկ տոկոսից փոքր մակարդակի: e^+e^- և $\mu^+\mu^-$ վերջնական վիճակի բազմակիությունը հավասար է երկուսի, իսկ $\tau^+\tau^-$ ի դեպքերը բավականին ճնշված են, քանի որ τ-ի տրոհումը, 86% դեպքերում կատարվում է մեկ լիցքավորված գումարած չեզոք մասնիկներ՝ 1-

թևանի և14% դեպքերում 3-թևանի սխեմայով: $\gamma\gamma$ դեպքերը, որոնք առաջանում են ընկող էլեկտրոնի և պոզիտրոնի փոխազդեցության ժամանակ ծնված ֆոտոններից, ունեն մոտ երեք անգամ փոքր լիցքավորված մասնիկների բազմակիություն, և ավելի փոքր տեսանելի էներգիա: Տիեզերական ճառագայթների և փնջատարի գազի էֆեկտներն աննշան են:

Σ^0 –ի տրոհումն ունի մաքուր սիգնատուրա Λ^0, որը կարելի է վերականգնել նրա բավականին երկար տրոհման երկարությամբ, և փոքր էներգիայի ֆոտոնով: Σ^0–ի և Λ^0–ի զանգվածների տարբերությունը շատ փոքր է, որպեսզի հնարավոր լինի տրոհում ուժեղ փոխազդեցությամբ (Δm=1192.55 ՄէՎ/c^2 -1115.63ՄէՎ /c^2 =76.92 ՄէՎ/c^2): Σ^0 –ն նեղ ռեզոնանսային վիճակ է: Այս վիճակը դիտելու համար օգտագործվում է դետեկտորում ֆոտոնի e^+e^- զույգի փոխարկման երևույթը: Ժամանակային պրոյեկտող խցի շարժման քանակի գերազանց լուծողականությունը բերում է էներգիայի ավելի լավ վերականգման, քան դա կարելի է անել կալորիմետրի օգնությամբ (տե՛ս 11.12 բաժին): Սակայն գրանցման էֆեկտիվությունը բավականին փոքր է:



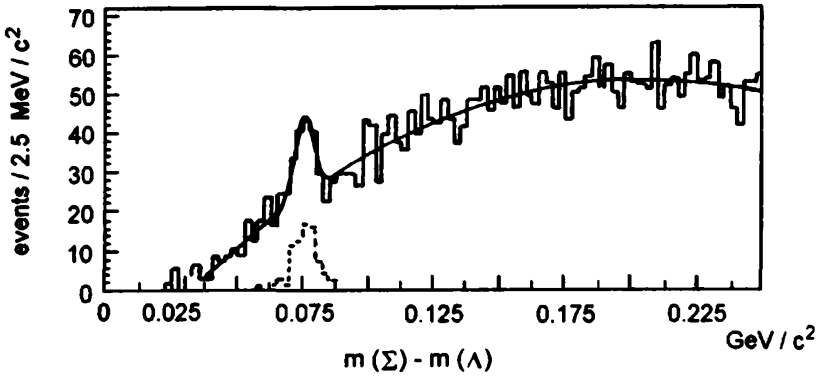
Նկ.10.6. Λ^0 -ի թեկնածուների համարժեք զանգվածի m(p,π⁻) բաշխումը կինեմատիկական ֆիտից հետո: Հոծ գծով բերված են փորձնական տվյալները, իսկ կետագծերով՝ Մոնտե-Կարլո հաշվարկման արդյունքները:

Յուրահատուկ ֆիզիկական խնդիրների հետազոտման համար անհրաժեշտ է, որպեսզի դետեկտորը համապատասխանեցվի հենց տվյալ խնդրին, դեռևս նախագծման փուլում: LEP փորձերում ընդհանուր խնդիրների համար կիրառվող մեծ դետեկտորները կառուցված են այնպես, որպեսզի նրանց վրա հնարավոր լինի միաժամանակ հետազոտել մի շարք տարբեր ռեակցիաներ: Հետևաբար $\Sigma^0 \to \Lambda^0\gamma$ տիպի հատուկ մշակումները ոչ թե ինչ որ մեկուսացված ընտրություն են, այլ կազմում են բազմաթիվ տարբեր մշակումների ընդհանուր խմբի մի հատվածը: Սա հնարավորություն է տալիս միաժամանակ օգտվելու նաև ուրիշ նմանատիպ մշակման արդեն ստացված արդյունքներից: LEP-ում բազմիցս իրականացվել է Λ^0-ի հետազոտումը /617,633/: Ահա թե ինչու, նոր երևույթի մշակումը

պետք է հիմնված լինի ընդհանուր մշակման միայն ավելի քիչ մշակված կոդերին: Σ^0 –ի գրանցման էֆեկտիվությունը ցածր է: Ֆոտոնի e^+e^- զույգի փոխարկման երևույթը, որը հաճախ միայն օգտագործվում է V^0 երևույթներում ֆոնի փոքրացման համար, անհրաժեշտ է ավելի մանրամասն հետազոտել: Սա նաև սխալի հիմնական պատճառ է հանդիսանում:

Σ^0 –ի ընտրությունը սկսվում է բոլոր Λ^0-ների թեկնածուների վերականգնումով: Կինեմատիկական ֆիտի օգնությամբ ընտրված Λ^0-ն մեծ առավելություն ունի (տե՛ս նկ. 10.6): Հայտնի է, որ այս եղանակով կարելի է մեծ էֆեկտիվությամբ ջոկել մաքուր Λ^0-ի դեպքեր: Օգտագործելով նաև մինիմում տրոհման երկարության պահանջը, կարելի է խուսափել դեպքի նախնական գագաթից սկիզբ առնող կոմբինատորիալ ֆոնից: Ի հավելումն, օգտագործելով Λ^0-ի զանգվածի շրջակայքում համապատասխան հատում (օրինակ $\pm 3\sigma$), ինչպես նաև վերականգնված հետագծի ($\Lambda^0 \to p\pi^-$) որակի վրա հատում, էլ ավելի են մաքրում ընտրված դեպքերը: Ինչպես արդեն նշվել է, Λ^0-ի ծնումը բավականին լավ հետազոտված է, և տվյալների χ^2 տեստը Մոնտե-Կարլո հաշվարկի արդյունքների հետ կարող է պարզել օրինակ ճիշտ է արդյո՞ք հաշվարկվել Λ^0-ի ծնման տեմպը: Կատարվում է, նաև, ստացված տվյալների համարժեք զանգվածի բաշխման և Մոնտե-Կարլո արդյունքների χ^2 տեստ: Մոնտե-Կարլո հաշվարկման ժամանակ հաշվի է առնվում նաև ֆոնը: Որպես ազատ պարամետրեր, օգտագործելով Λ^0-ն և ֆոնը, և կատարելով նորմավորում, կարելի է գտնել Λ^0-ի բազմակիությունը:

Հաջորդ խնդիրը Σ^0–ի տրոհումից առաջացած փոքր էներգիայի ֆոտոնների նույնականացումն է: Վերջնական հադրոնային վիճակի համար ֆոտոնների տեմպի բացարձակ արժեքը այնքան էլ լավ հայտնի չի: Հասկանալու համար, ֆոտոնների փոխարկման տեմպը, անհրաժեշտ է տարբեր ենթադետեկտորների նյութի բավականին լավ հաշվարկ: Այդ հաշվարկը ճշգրիտ չէ, քանի որ, օրինակ, շատ դժվար է հաշվի առնել մալուխների ճշգրիտ դիրքը: Հետևաբար, փոխարկման տեմպի բացարձակ արժեքի ճիշտ իմացության համար, անհրաժեշտ է որպես փոխարկման թիրախ, խաղարկել դետեկտորի այն հատվածը, որը լավ հայտնի է՝ համասեռ է և միատարր: ԺՊԽ(TPC)-ի գազը այդպիսի նորմավորման լավագույն թեկնածուն է, որը կարող է հնարավորություն տալ կատարել Մոնտե-Կարլո հաշվարկի որոշակի ուղղումներ:



Նկ. 10.7. Զանգվածների տարբերությունը $\Delta m=m(\Sigma^0)-m(\Lambda^0)$: Կետգծերով ցուցադրված է Մոնտե- Կարլո հաշվարկման արդյունքը, Σ^0 –ի սպասվելիք ազդանշանի արժեքի համար:

Նկար 10.7 –ում հիստոգրամի տեսքով բերված է համարժեք զանգվածի բաշխումը $m(\Sigma^0)$-$m(\Lambda^0)$ /634,635/: Զանգվածների տարբերության բաշխումը ունի ավելի լավ լուծողականություն, տրոհման Q-ի փոքր արժեքի հետևանքով: Մոնտե- Կարլո հաշվարկման արդյունքը, Σ^0 –ի սպասվելիք արժեքի համար բերված է կետգծերով: Տվյալներից ստացված Σ^0 –ների քանակը ստանալու համար, կատարվում է համարժեք զանգվածի բաշխման ֆիտ՝ որոշակի անալիտիկ ֆունկցիայով (χ^2 կամ ամենամեծ ճշմարտանմանության մեթոդով) /636/: Այդ նպատակով վերցվում է երրորդ կարգի բազմանդամի և Գաուսյան բաշխման գումարը:

Բազմանդամային բաշխումը հաշվի է առնում ֆոնը այն դեպքում, երբ Գաուսյան բաշխումը ներկայացնում է Σ^0 ռեզոնանսի տեսքը: Այստեղ Σ^0 –ի Գաուսյան մոտարկումը ճիշտ է, քանի որ դետեկտորի լուծողականությանը գերակշռում է ռեզոնանսի լայնությունը: Ֆիտի արդյունքներն ավելի նախընտրելի են, քան ուղղակի համեմատումը, քանի որ որպես ազատ պարամետրեր օգտագործելով զանգվածի արժեքը և նրա լայնությունը, կարելի է լավագույնս հաշվի առնել տվյալներից ստացված զանգվածի և նրա լայնքի, այսինքն լուծողականության մեծությունները: Օգտագործելով այսպիսի մեթոդիկա, 977240 հադրոնային դեպքերից ընտրվել են 90±17 (վիճակագր.) Σ^0 –ներ: Որպեսզի այս թվից հնարավոր լինի ստանալ Σ^0–ների իսկական քանակը, պետք է գտնել դեպքի ընտրության և օգտագործված ֆիտի էֆեկտիվությունը: Խաղարկված Σ^0–ների քանակը ճիշտ հայտնի է: Կատարելով նույն տիպի մշակում

տվյալների համար, կարող ենք գտնել էֆեկտիվությունը որպես վերականգնված և նախապես խաղարկված Σ^0–ների քանակների հարաբերություն: $\varepsilon = n^{rec}(MC)/n^{gen}(MC)$, սա հանգեցնում է՝

$$n^{true}(data) = n^{rec}(data)/\varepsilon \qquad 10.12$$

կամ մեկ դեպքին ընկնող Σ^0 –ների քանակի համար

$$n(\Sigma^0 perevent) = n^{true}(data)/977240: \qquad 10.13$$

90 դիտված Σ^0 –ների վիճակագրական սխալը կազմել է 17: Բացի վիճակագրական սխալից պետք է հաշվի առնել մշակման արդյունքում ստացված սիստեմատիկ սխալները: Բազմաթիվ դեպքերում սիստեմատիկ սխալները ստացվում են խոհեմ ենթադրությունների և ձեռք բերված փորձի արդյունքում: Հետագա շարադրանքում բերենք սիստեմատիկ անորոշությունների պրոբլեմին վերաբերվող ավելի մանրամասն դատողություններ: Σ^0 –ի մշակումը սկսվում է կինեմատիկական փոփոխականների չափանիշների ճիշտ ընտրությունից, որը կատարվում է ինտուիցիայի և փորձի օգնությամբ: Որպեսզի ստացվեն սիստեմատիկ անորոշությունների վերաբերյալ որոշակի գնահատականներ, պետք է փոփոխել այդ փոփոխականները որոշակի, հնարավոր սահմաններում: Արդյունքը պետք է համարժեք լինի: Օգտագործված հատումները չպետք է դեն նետեն այն ընտրված նմուշներն, որոնց համար խաղարկման արդյունքները լավ հասկանալի են: Ի հավելումն, այդ չափանիշները պետք է այնպես համընկնեցնել, որպեսզի ստացվեն ամենափոքր սխալները: Սկզբունքորեն, բոլոր հատումների միաժամանակյա փոփոխությունը օպտիմիզացնում է կատարված ընտրությունը: Իրական կյանքում, սակայն, ավելի գործնական է հատումների արժեքները փոփոխել մեկ առ մեկ: Դա հնարավորություն է տալիս հասկանալ, թե որ հատումն է բերում ամենամեծ սիստեմատիկ սխալի: Օպտիմալ հատումների արժեքները սովորաբար գտնվում են բազմաքայլ կրկնությունների արդյունքում: Սիստեմատիկ սխալների հետագա հետազոտում կարելի է կատարել Λ^0-γ համարժեք զանգվածի սպեկտրը ֆունկցիայով ֆիտի ընթացքում: Ազդանշանը մշակելուց պետք է ելնել Σ^0 –ի զանգվածի ֆիքսված և լավ հայտնի արժեքից, իմանալով նաև դետեկտորի լուծողականությունը: Կարելի է նաև զանգվածը, նրա լայնքը, և տեսքը ստանալ Մոնտե-Կարլո

խաղարկման արդյունքում, կամ նրանց թողնել որպես ֆիտի ազատ պարամետրեր:

Հազվագյուտ դեպքերի համար խիստ կարևոր է ֆոնի ճիշտ գնահատականը: Ֆոնի խաղարկման ձևերից մեկը, օրինակ՝ դա կարճ տրոհման երկարությամբ Λ^0-ի թեկնածուների և կոնվերսիոն դեպքերի համեմատումն է: Այդպիսի ընտրության դեպքում գերազանցում են կոմբինատորիալ ֆոնից ստացվող Λ^0-ի սխալ թեկնածուները: Սա նման է տրոհման երևույթների հետազոտման ժամանակ հաճախ օգտագործվող «սխալ նշանի ընտրության» մեթոդին: Տարբեր երևույթներից ստացված Λ^0 և γ դեպքերն իրար խառնելը նույնպես ֆոնի հետազոտման բավականին լավ ձև է: Ի հավելումն, պետք է հաշվի առնել նաև Ξ^0 ($\Xi^0 \to \Lambda^0 \pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$) դեպքերը, որի ընթացքում տրոհման ֆոտոններից մեկը դուրս է թռչում դետեկտորից: Այդպիսի դեպքերը կարելի է խաղարկել Մոնտե- Կարլո մեթոդով:

Այն դեպքերում, երբ ազդանշանը ստացվում է փոքր վիճակագրությամբ, շատ մեծ դեր կարող են խաղալ, նաև, դեպքերի խաղարկումից ստացվող վիճակագրական սխալները: Եթե հետազոտվող մասնիկների ծնման հաճախությունը փոքր է, ապա կարելի է սկսել հատուկ Մոնտե- Կարլո խաղարկումներից: Այսինքն խաղարկել հետաքրքրող դեպքերը և այն անցկացնել դետեկտորների ամբողջ շղթայով: Դետեկտորների խաղարկումը, սովորաբար, մեկ կամ երկու կարգ ավելի հաշվողական ժամանակ է պահանջում, քան դեպքերի գեներացումը, և դեպքերի քանակի Մոնտե-Կարլո խաղարկման հիմնական սահմանափակողն է հանդիսանում: Երբ փոքր է նաև դեպքերի ընտրման էֆեկտիվությունը, ինչպես քննարկված Σ^0 -ի դեպքում, ապա կարելի է այլ մոտեցումներ կիրառել: Σ^0–ի ընտրության էֆեկտիվությունը փոքր է, ֆոտոնների e^+e^- զույգի փոխարկման փոքր գործակցի պատճառով: Ավելի էֆեկտիվ ընտրություն կարելի է կատարել, եթե հաշվի առնվեն բոլոր Σ^0 –ը, առանց հաշվի առնելու՝ ֆոտոնները զույգ ծնել են թե ոչ: Հետո, յուրաքանչյուր դեպքի համար գտնվում է ֆոտոնի փոխարկման հավանականությամբ պայմանավորված կշիռ: Այդ հավանականությունները արդեն որոշվում են, հիմնականում, π^0-ի տրոհումից ստացվող ֆոտոններից, որոնց համար՝ վիճակագրությունը փոքր չէ: Որպեսզի փոքրացվեն այս գործողությունից ստացվող սիստեմատիկ սխալները, պետք է փոխարկման հավանականությունները պարամետրիզացվեն կախված փնջի անկյունից և շարժման քանակից: Առաջինը հաշվի է առնում նաև փնջատարի նյութի անկյունային կախումը և նրա բաղադրությունը:

Օգտակար է, նաև, տարբեր դեպքերի գեներատորների օգտագործումը, հատկապես Σ^0 –ի ծնման համար, քանի որ Σ^0 -ի

շարժման քանակի սպեկտրները այնքան էլ լավ հայտնի չեն: Տարբեր մոդելների օգտագործումից առաջացած տարբերությունները ցույց են տալիս, որ այդ սպեկտրում անհրաժեշտ է փոփոխություններ կատարել:

Կարևոր է, նաև, վերականգնված դեպքերի տեսողական զննումը, հատկապես ֆոնային բաշխումը ճիշտ հասկանալու համար: Մինչ ժամանակակից լրիվ էլեկտրոնային ընթերցման դետեկտորների կիրառումը, այդ մեթոդը դեպքերի մշակման ստանդարտ, անհրաժեշտ գործողություն էր, օրինակ՝ պղպջակային կամ կայծային խցերի դեպքերի մշակման համար: Դեպքերի դասակարգման և բացատրման համար այդպիսի դիտարկման անհրաժեշտությունը այժմ նպատակ ունի ժամանակակից հաշվիչ տեխնիկայում այն պատկերի վերականգնման և դեպքերի ընտրման ռազմավարության հիմքում դնել: Արդյունքները, հատկապես հազվագյուտ դեպքերի հետազոտումը, պահանջում են անպայման տեսողական հաստատագրում: $W^{\pm}$ հայտնագործումը UA1 փորձում կատարվել է այդպիսի հետազոտումով: Նման դիտարկում է պահանջվում, նաև, դետեկտորի ղեկավարման համար: Տվյալների ստացման ժամանակ, դետեկտորի ղեկավարման և հետևելու համար այն հիմնական գործողություններից մեկն է (տե՛ս գլ.9), իսկ off-line-ում այն ծառայում է ճշտադրման ստուգման, դեպքերի վերականգնման և տրամաչափական գործողությունների համար:

Վերևում քննարկված բոլոր սիստեմատիկ հետազոտման մեթոդները կարելի է օգտագործել մշակման ժամանակ, որպես ինքնուրույն մեթոդներ, չնայած գոյություն ունեն չքննարկված բազմաթիվ այլ մեթոդներ: Մոնտե-Կարլո խաղարկման փոխարեն, կարելի է օգտագործել լավ հայտնի կտրվածքով որոշակի ազդանշան, ստանալու համար մասնիկների ծնման տեմպերի բացարձակ արժեքներ: «Նեյրոնային ցանցը» բավականին հաջող կարող է օպտիմիզացնել այդ խնդիրը: Կարելի է նկատել, որ միայն երևակայությունն է սահմանափակում ֆիզիկական մշակման լավագույն մեթոդի ընտրությունը:

ԳԼՈՒԽ XI

ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ

Ռադիացիայի չափման դետեկտորները շատ լայն կիրառություն ունեն: Նրանք օգտագործվում են սկսած բժշկությունից մինչև տիեզերական տարածության ուսումնասիրման գիտափորձեր, բարձր էներգիաների ֆիզիկայից մինչև հնագիտություն /1, 474, 637, 638/:

Բժշկության մեջ և հատկապես միջուկային բժշկությունում, սովորաբար օգտագործվում են պատկերը վերականգնող դետեկտորներ, ներքին օրգանների գործունեությունը և չափերը ստուգելու համար, օրինակ՝ գրանցելով օրգանիզմի մեջ ներմուծված ռադիոակտիվ ճառագայթիչների առաքած γ քվանտները:

Երկրաֆիզիկայում նրանք կիրառվում են տարբեր հանքանյութերի որոնման համար, նրանց բնական կամ մակածված γ ռադիոակտիվության գրանցման միջոցով:

Տիեզերական տարածության փորձերում նրանց օգտագործումը կապված է արևի և գալակտիկական մասնիկների, կամ γ քվանտների գրանցման հետ: Մասնավորապես՝ երկրի ռադիացիոն գոտու (Վան Ալենի գոտի) հետազոտությունը շատ կարևոր է տիեզերանավերի ղեկավարման համար: Շատ աստղաֆիզիկական չլուծված հարցերի պատասխանը կարելի է ստանալ միայն տիեզերքում կատարված փորձերի օգնությամբ:

Միջուկային ֆիզիկայում՝ α, β և γ սպեկտրոսկոպիայում, գերակշռում են կիսահաղորդչային և սցինտիլյացիոն դետեկտորներով կատարվող փորձերը /15/:

Բարձր էներգիաների և տիեզերական մասնիկների ֆիզիկան այն հիմնական բնագավառն է, որտեղ օգտագործվում են տարրական մասնիկների դետեկտորները /9, 10, 33, 639, 640, 641/: Մի կողմից, տարրական մասնիկների չափերը հասնում են մինչև 10^{-17} սմ, իսկ մյուս կողմից, տիեզերական ճառագայթների աղբյուրներից ինֆորմացիա ստանալու համար անհրաժեշտ է չափել γ ճառագայթների էներգիան մինչև 10^{15} էՎ տիրույթը:

Հնագիտության մեջ մյուոնների կլանման գործակիցների չափումները թույլ են տալիս հետազոտել այլ մեթոդներով անհասանելի կառույցները, ինչպիսիք են եգիպտական բուրգերի մեջ եղած խոռոչները: Մյուոնների կլանման չափումները թույլ են տալիս գտնել քաղաքացիական և ստորգետնյա կառույցների զանգվածները:

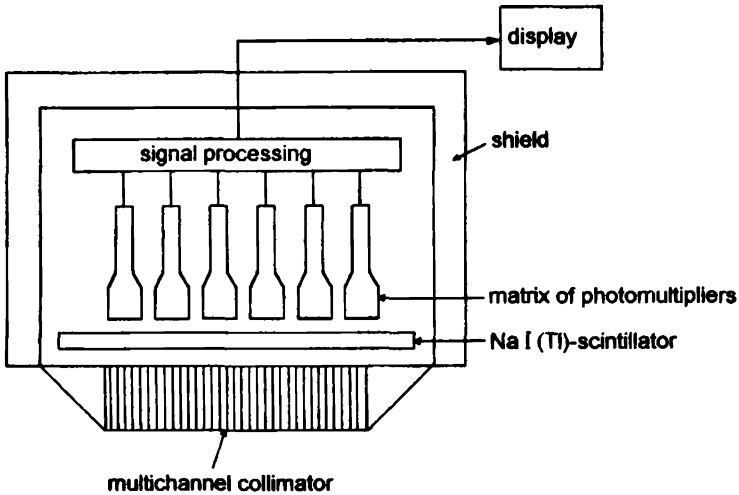
Հետագա շարադրանքում կբերվեն օրինակներ, որտեղ օգտագործում են քննարկված դետեկտորները և չափման ընկզբունքները:

11.1. ՌԱԴԻԱՑԻՈՆ ԽՈՒՑ

Մարդու ներքին օրգանների և ոսկորների պատկերի վերականգնումը ռենտգենյան կամ γ ճառագայթների օգնությամբ հենված է տարբեր օրգանների, տարբեր տեսակարար կլանման գործակիցներ ունենալու հատկության վրա: Ռենտգենյան ճառագայթների օգտագործման դեպքում, բավական է ռենտգենյան ժապավենի վրա ստացված պատկերի ընթերցումը: Ռենտգենյան ճառագայթները ապահովում են ոսկորների հիանալի պատկեր, սակայն ներքին օրգանների պատկերի նրանց տված ցայտունությունը բավարար չէ: Սրա պատճառը, օրգանների և մկանային հյուսվածքների մոտավորապես նույն կլանման գործակից ունենալն է: Ներքին օրգանի գործունեության հետազոտման համար, որոշակի ռադիոակտիվ նյութեր (լուսակիրներ) են ներարկվում հիվանդի օրգանիզմի մեջ: Այս ռադիոնուկլիդները ընտրվում են այնպես, որպեսզի նրանք կուտակվեն որոշակի հատուկ օրգանում և տան նրա պատկերն ու տեղեկություն հնարավոր սխալ գործունեության մասին: Կմախքի համար լավագույն ռադիոնուկլիդներ են ^{90}Sr, վահանաձև գեղձի համար ^{131}I և ^{99}Tc, երիկամների համար ^{99}Tc, լյարդի համար ^{198}Au: Հիմնական սկզբունքն այն է, որպեսզի օգտագործվի կյանքի փոքր տևողությամբ γ ռադիոակտիվ նյութ, որի դեպքում հիվանդի ռադիոակտիվ բեռնվածությունը պահպանվում է հնարավորինս ցածր: Հետազոտվող օրգանի կողմից ճառագայթված γ քվանտները գրանցվում են հատուկ դետեկտորի կողմից, որի օգնությամբ էլ վերականգնվում է օրգանի պատկերը: Միակ, փոքր γ դետեկտորի (օրինակ, սցինտիլյացիոն հաշվիչ) հիմնական թերությունն այն է, որ նա կարող է տվյալ պահին չափել պատկերի միայն մի ակտիվ տարրը (պիքսել): Այս մեթոդի դեպքում մեծ քանակությամբ ինֆորմացիա մնում է չօգտագործված: Օրգանի լրիվ պատկերի վերականգնման համար անհրաժեշտ ժամանակը բավականաչափ երկար է և հիվանդի ստացած ռադիացիոն բեռը շատ բարձր, քանի որ անհրաժեշտ է չափել բազմաթիվ պիքսելներից եկող ինֆորմացիան, որպեսզի ապահովվի անհրաժեշտ տարածական լուծողականություն:

Մշակված են «գամմա խցեր», որոնք հնարավորություն են տալիս մի մեծ մակերեսով դետեկտորից՝ չափել ամբողջ հետազոտվող դաշտից եկող ինֆորմացիան: Այսպիսի համակարգը պահանջում է, նաև, որպեսզի գրանցվի և վերականգնվի γ ճառագայթի

ծնման հնարավոր կետը: Այս համակարգում օգտագործվում է NaJ(Te) մեծ բյուրեղ, որը դիտվում է ֆոտոբազմապատկիչների մատրիցայով (նկ. 11.1) /637,642/:



Նկ.11.1. Մեծ մակերեսով գամմա խցի էսքիզը /637,642/:

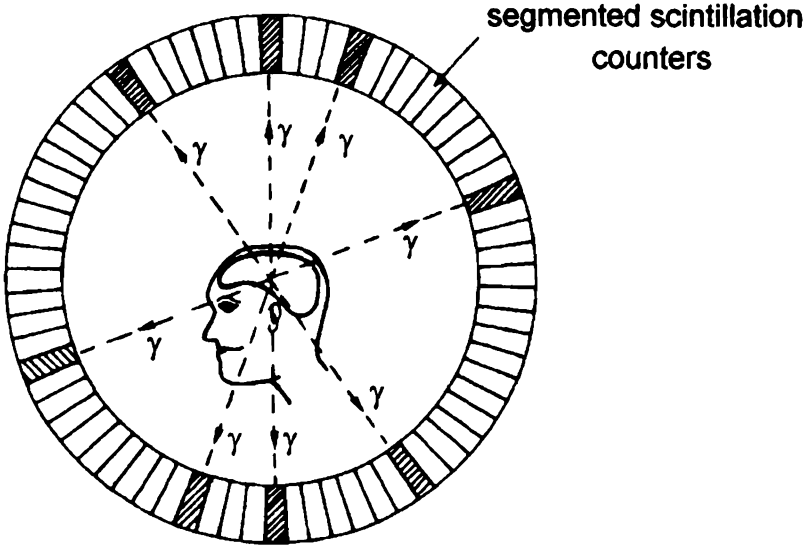
Մարդու մարմնից եկող γ ճառագայթումը, կոլիմացվում է բազմականալ կոլիմատորի օգնությամբ, որը հնարավորություն է տալիս վերականգնել անկման ուղղությունը: Որոշակի ֆոտոբազմապատկիչում գրանցված լույսի քանակը գծայնորեն կախված է նրա դիմաց ընկած օրգանի γ ակտիվությունից: Ֆոտոբազմապատկիչներից ստացած լույսի քանակը, այսպիսով տվյալ օրգանի պրոյեկտված պատկերն է (որը հիմնված է տվյալ օրգանի γ ճառագայթիչներ կլանելու ընդունակության վրա): Օրգանի սխալ գործունեությունը ի հայտ է գալիս γ ակտիվության բնութագրական փոփոխությամբ:

Պոզիտրոն ճառագայթիչ թոմոգրաֆները (PET) ապահովում են տվյալ օրգանի եռաչափ պատկերի վերականգնումը: Այս մեթոդում պատկերի վերականգնման համար օգտագործվում են պոզիտրոն ճառագայթող ռադիոնուկլիդներ: Ռադիոնուկլիդի կողմից ճառագայթված պոզիտրոնը շատ կարճ վազքից հետո (~1մմ) անիհիլացվում է, հյուսվածքային էլեկտրոնի հետ փոխազդելով և ծնելով երկու մոնոէներգետիկ γ քվանտներ:

$$e^{+}+e^{-}=\gamma+\gamma \qquad 11.1$$

Քանի որ e^+ և e^- հանգստի զանգվածները ամբողջովին փոխարկվում են γ քվանտների էներգիայի, ապա երկու γ քվանտներն էլ ունեն 511 ԿէՎ էներգիա:

Շարժման քանակի պահպանման օրենքից հետևում է, որ երկու γ քվանտները թռչում են հակառակ ուղղություններով: Երկու γ քվանտներն էլ գրանցվում են հետազոտվող օրգանը ամբողջովին շրջապատող, շերտատված սցինտիլյացիոն հաշվիչում: Ակնհայտ է, որ γ քվանտները ճառագայթվել են երկու աշխատած մոդուլները միացնող ուղղի երկայնքով: Չափելով բազմաթիվ γ զույգերի ուղղությունները, կարելի է վերականգնել հետազոտվող օրգանի եռաչափ պատկերը և հասկանալ նկատելի պաթոլոգիական փոփոխությունները (տե՛ս 11.2 նկարը):



Նկ 11.2. Պոզիտրոն ճառագայթային տոմոգրաֆի էսքիզը /PET/:

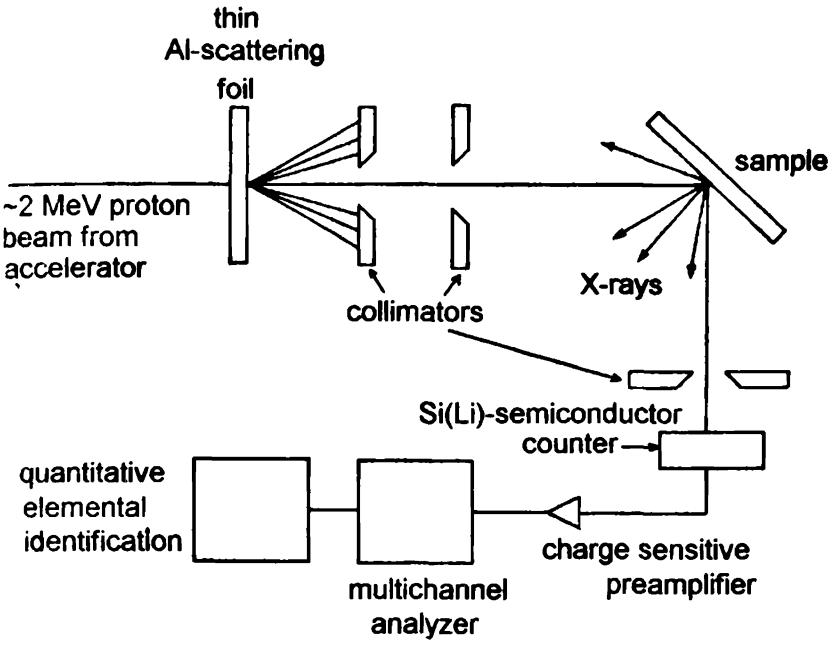
PET տեխնոլոգիան գերազանց գործիք է նաև փորձարկումների համար: Այն ուղեղի աշխատանքի գնահատման շատ ավելի հզոր գործիք է քան էլեկտրո էնցեֆալոգրամման (EEG): PET դիտարկման (scan) դեպքում, ուղեղի աշխատանքի ուղղակի հետազոտման համար, պոզիտրոն ճառագայթող նուկլիդով հարստացված արյունը կամ գլյուկոզան ներարկվում է հիվանդի զարկերակի մեջ: Եթե հիվանդը կատարում է որոշակի մտավոր գործողություն, ինչպիսիք են. դիտելը, երաժշտություն լսելը, խոսելը կամ մտածելը,

ապա ուղեղի համապատասխան մասը ստանում է ավելի շատ պիտակավորված արյուն (գլյուկոզա), տվյալ մտային ակտիվությունն ապահովելու համար: Անիհիլացիոն γ քվանտների գրանցումը հնարավորություն է տալիս վերականգնել ուղեղի այն մասի մանրամասն պատկերը, որում այդ ավելցուկը առաջացել է, հայտածելով ուղեղի այն մասը, որը պատասխանատու է տվյալ մտածողական երևույթի համար /643,644/:

11.2. ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ԴԱՆԴԱՂ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐՈՎ

Գոյություն ունեն բազմաթիվ ոչ քայքայիչ մեթոդներ, մակերևույթների քիմական կազմության հետազոտման համար: Դրանցից մեկը՝ պրոտոնների ազդեցությամբ ռենտգենյան ճառագայթների առաքումն է (PIXE): Երբ դանդաղ շարժվող լիցքավորված մասնիկները հատում են նյութը, միջուկային փոխազդեցության հավանականությունը բավականին փոքր է: Հիմանականում այդ պրոտոնները կորցնում են իրենց կինետիկ էներգիան ատոմների իոնիզացիայի վրա: Այս իոնիզացիոն երևույթների ընթացքում էլեկտրոններ են պոկվում K,L,M մակարդակներից: Երբ այդ մակարդակները լրացվում են ավելի բարձր մակարդակի էլեկտրոններով, այդ ընթացքում գրգռված ատոմի էներգիան առաքվում է բնութագրական ռենտգենյան ճառագայթի ձևով: Այս ռենտգենյան ճառագայթները հանդիսանում են մակերևույթի ատոմների «մատնահետքերը»: Ատոմային թվի աճի հետ, աճում է նաև K մակարդակից ռենտգենյան ճառագայթների ելքը: Այն փոփոխվում է Z=20 ատոմների համար 15%-ից, և մինչև 100% Z≥80 ատոմների համար: Պրոտոնի կողմից մակածված ռենտգենյան ճառագայթումը (proton induced characteristic X ray) լիովին տարբեր է էլեկտրոնի առաջացրած ռենտգենյան ճառագայթումից, վերջիններիս արգելակային ճառագայթման անընդմեջ ֆոնի պատճառով: Իրենց մեծ զանգվածի շնորհիվ, պրոտոնների առաջացրած արգելակային ճառագայթումը խիստ փոքր է, այնպես որ բնութագրական ռենտգենյան ճառագայթման հետազոտումը, պարզ է, հեշտ է և գրեթե ֆոն չի պարունակում:

Ռենտգենյան ճառագայթները գրանցվում են լիթիումով հարստացված սիլիցիումային կիսահաղորդիչ հաշվիչի օգնությամբ, որն ունի լավ էներգետիկ լուծողականություն: Տիպական PIXE համակարգի փորձնական սխեմայի էսքիզը բերված է նկ. 11.3 /130/:



Նկ. 11.3 Դանդաղ պրոտոններով մակերևույթների կառուցվածքները հետազոտող PIXE փորձարարական սարքերը /130/:

2 ՄէՎ-անոց, մի քանի միկրոամպեր պրոտոնային փունջը ընկնում է շատ բարակ ալյումինիումի ցրող թաղանթի վրա, որը լայնացնում է պրոտոնային փունջը առանց զգալի էներգետիկ կորուստների: Փունջը հետազայում կոլիմացվում է և ընկնում է ընտրված մակերևույթի վրա, որի կազմությունը պետք է հետազոտել: Քայլային-շարժիչը տեղափոխվում է նմուշը, նախօրոք տրված ծրագրով: Սա անհրաժեշտ է մեծ մակերևույթի վրա համաձուլվածքի համասեռությունը ստուգելու համար: Ռենտգենյան ճառագայթների էներգիան աճում է նյութի ատոմային թվի հետ կապված Մոզլիի օրենքով՝

$$E_k \sim (Z-1)^2 \qquad 11.2$$

Սցինտիլացիոն հաշվիչի, առավել ևս, սիլիցիումային կիսահաղորդիչ հաշվիչի (լիթիումով հարստացված) էներգետիկ լուծողականությունը բավական է Z-ի մեկ միավորով իրարից տարբերվող ճառագայթիչների բնութագրական ռենտգենյան ճառագայթումներն իրարից տարբերելու համար: Այս մեթոդով կարելի է զանազանել Z=15 (ֆոսֆորից) մինչև Z=82 (կապար), եթե նրանց

կոնցենտրացիան հասնում է նույնիսկ մինչև միլիոներորդ մասի ($1ppm=10^{-6}$):

PIXE տեխնոլոգիան լայնորեն կիրառվում է կենսաբանության մեջ, նյութերի տեխնոլոգիայում, հետաքննության մեջ և բոլոր այն դեպքերում, երբ մակերևույթների հետազոտման համար անհրաժեշտ են արագ, զգայուն և ոչ քայքայիչ մեթոդներ:

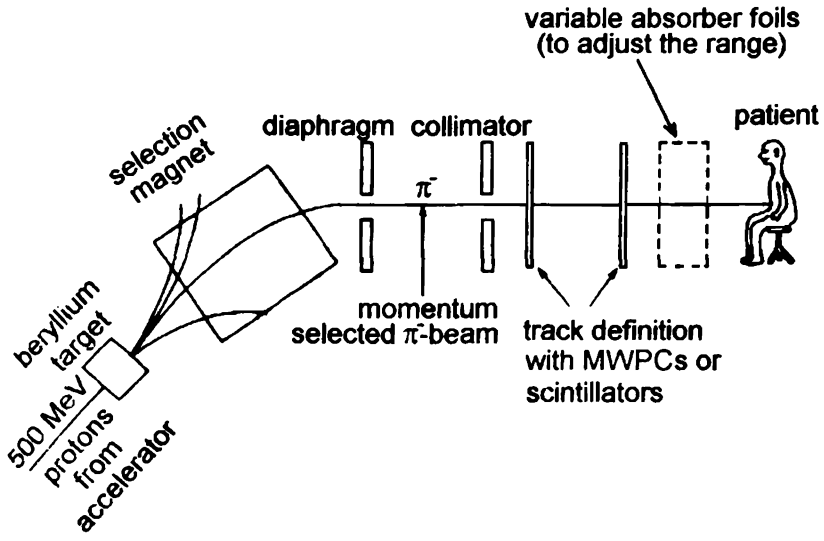
11.3. ՈՒՌՈՒՑՔՆԵՐԻ ԲՈՒԺՈՒՄԸ ԾԱՆՐ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐՈՎ

γ ճառագայթներով ուռուցքների բուժման դասական եղանակն ունի այն թերությունը, որ γ ճառագայթումը հյուսվածքների մեջ թուլանում է էքսպոնենտային օրենքով, այնպես որ մաշկին մոտ գտնվող առողջ հյուսվածքներն ենթարկվում են ավելի ուժեղ ճառագայթման, քան ավելի խորն ընկած հիվանդ հյուսվածքները: Չնայած այս էֆեկտը կարելի է փոքրացնել բուժման սեանսի ընթացքում, պտտելով հիվանդին կամ ռադիացիոն աղբյուրը "pendulum radioterapy", այնուամենայնիվ էներգիայի մեծ բաժինը կլանվում է առողջ բջիջների կողմից:

Լիցքավորված մասնիկները ունեն այն առավելությունը, որ նրանց էներգետիկ կորուստները աճում են վազքի երկարության վերջում (Բրեգգի կոր): Հետևաբար, նրանք իդեալական «նշտար» են հանդիսանում ռադիոթերապիայի համար: Ընտրելով լիցքավորված մասնիկի էներգիան, կարելի է կարգավորել վազքի երկարությունը, հասնելով այն բանին, որ ամենաշատ քայքայման ենթարկվեն հիվանդ բջիջները: Այս մեթոդի թերությունն այն է, որ ծանր մասնիկների փունջ ստացնալու համար, անհրաժեշտ է ունենալ արագացուցիչ: Հետագա շարադրանքը վերաբերվում է ծանր մասնիկներով ռադիոթերապիայի երեք տարբեր մեթոդներին:

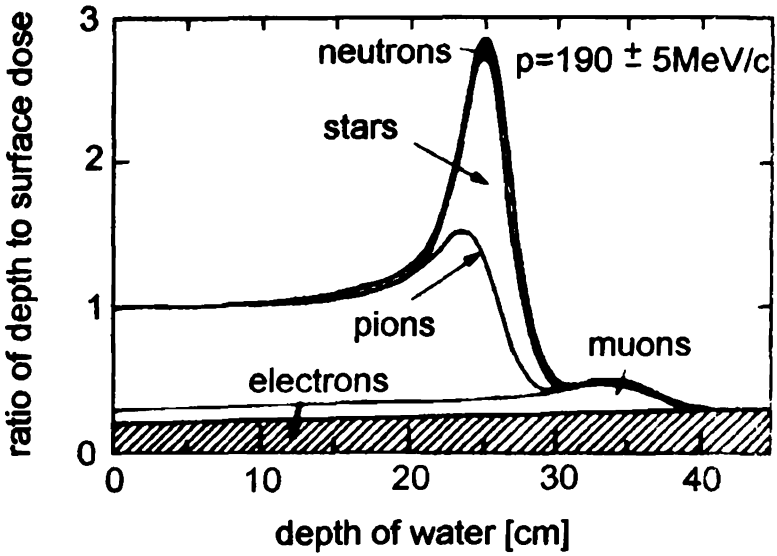
Առաջին եղանակի դեպքում, արագացված պրոտոնները հարվածելով թեթև թիրախին, ծնում են լիցքավորված պիոններ: Հնարավորինս մեծ պիոնների ելք ապահովելու համար օգտագործվում են 500 ՄէՎ պրոտոններ: Շարժման քանակի սպեկտրոմետրերը երկրորդային մասնիկների հոսքից ընտրում են տվյալ էներգիայի բացասական պիոններին: Այդ կվազիմոնոքրոմատիկ պիոնները հետագայում կոլիմացվում և օգտագործվում են հիվանդի ճառագայթման համար (տե՛ս նկ.11.4):

Պիոններն իրենց էներգիան նյութի մեջ կորցնում են իոնիզացիոն կորուստների հաշվին: Մինչև իրենց հետագծի վերջնամասը այդ կորուստները, համեմատաբար, փոքր են:



Նկ. 11.4. Ուռուցքների բուժման համար մասնիկների փնջի ստեղծումը (MWPC= բազմալար համեմատական խուց):

Վերջնամասում այդ կորուստները զգալիորեն աճում են Բետե-Բլոկի առնչության $1/\beta^2$ անդամի հաշվին (տե՛ս 1.12): Ի հավելումն՝ բացասական պիոնները կապվում են ատոմի կողմից, առաջացնելով պիոնային ատոմ: Փոխադարձ կասկադային անցումներից հետո՝ պիոնը հասնում է միջուկին շատ մոտ թաղանթներին և ի վերջո կլանվում է նրա կողմից: Այս երևույթը շատ ավելի արագ է կատարվում, քան ազատ պիոնի տրոհումը $(\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \tau_{\pi^-} = 26ns)$: Պիոնի կլանման հետևանքով մեծ քանակությամբ թեթև ֆրագմենտներ են ծնվում, ինչպիսիք են՝ p, n, ^{3}He, ^{3}H և α (աստղի ծնում): Այս ֆրագմենտներն իրենց էներգիան թողնում են բավականին փոքր տեղամասում, բացի դրանից պետք է հաշվի առնել, որ ֆրագմենտների կենսաբանական էֆեկտիվությունը շատ ավելի մեծ է (տե՛ս ռադիացիոն չափումների բաժին գլ.3): Այս էֆեկտի հաշվին Բրեգգի իոնիզացիոն պիկի ազդեցությունը զգալիորեն ուժեղանում է: Բացասական պիոնների կորցրած էներգիայի բաշխումը ըստ խորության, նշված մեխանիզմների հետևանքով, բերված է նկ.11.5: Նկարի վրա բերված են նաև էլեկտրոնների և մյուոնների էներգետիկ կորուստները /637,645/: Աստղի ծնումը փոքր ինչ ավելի խորն է ընկած, քան Բրեգգի մաքսիմումը:



Նկ. 11.5. Բացասական պիոնների, մյուոնների և էլեկտրոնների նյութի մեջ թողած էներգիայի բաշխումը ըստ խորության /637,645/: Պիոնների կլանումից առաջանում են մեծ քանակությամբ թեթև ֆրագմենտներ («աստղ» տես նաև նկ. 4.89):

Բացասական պիոնների հարաբերական կենսաբանական էֆեկտիվությունը չափվել է in vivo, գտնվել է, որ այն հավասար է 2.4 էներգետիկ կորուստների համար, և 3.6 աստղի ծնման դեպքում: Բացի այն, որ γ քվանտների համեմատությամբ պիոնն ունի ըստ խորության ավելի բարենպաստ բաշխում, նրանք, նաև, հանդես են բերում մոտ 3 անգամ ավելի ուժեղ քայքայիչ գործունեություն հիվանդ հյուսվածքներում /637,646/:

Բացի լիցքավորված մասնիկների ռադիոթերապիայի, ուղեղի ուռուցքների բուժման համար օգտագործվում են նաև արագ նեյտրոնները: Սովորական ճառագայթման ընթացքում, գրեթե անհնար է քայքայել ուղեղի ուռուցքը, առանց վնասելու, նաև, ուռուցքը շրջապատող առողջ հյուսվածքները: Նեյտրոններով ազդեցությունը ուռուցքի վրա իրականացվում է հետևյալ մեխանիզմով: Մինչ նեյտրոնային բուժման անցնելը, ուռուցքը զգայուն է դարձվում բոր պարունակող նյութերի ներարկումով: Հետևյալ ռեակցիայի համար՝

$$n+{}^{10}B\rightarrow{}^{7}Le+\alpha+\gamma\,, \qquad 11.3$$

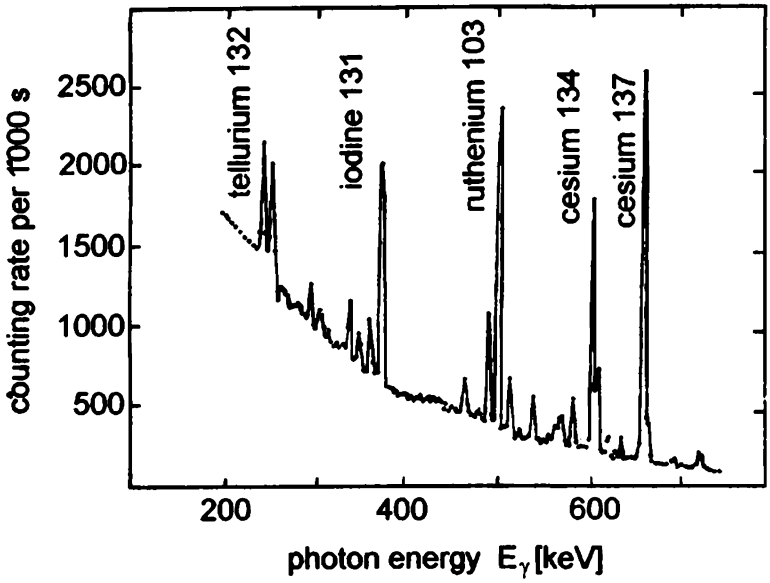
նեյտրոններն ունեն մեծ փոխազդեցության կտրվածք: Այս ռեակցիայի հետևանքով ծնվում են մեծ կենսաբանական ազդեցությամբ, կարճ վազքի երկարությամբ α մասնիկներ: 11.3 ռեակցիայի արդյունքում ծնվում են 2 ՄէՎ էներգիայով α մասնիկներ, որոնց վազքի երկարությունը մի քանի միկրոն է: Դա նշանակում է, որ α մասնիկների քայքայիչ գործունեությունն ամբողջովին տեղի է ունենում հիվանդ հյուսվածքում: Կլինիկական հետազոտությունները ցույց են տվել, որ լավագույն արդյունքներ ստացվում են էպիթերմալ նեյտրոնների օգնությամբ (≈1կէՎ): Այդպիսի նեյտրոններ ծնվում են թեթև թիրախներին (լիթիում, բերիլիում) 5 ՄէՎ պրոտոններով հարվածելիս /647/:

Քաղցկեղի բուժումը կարելի է իրականացնել նաև ծանր իոններով: Այս մեթոդը, նույնպես, հիմնված է այն փաստի վրա, որ լիցքավորված մասնիկների էներգետիկ կորուստներն աճում են նրանց վազքի երկարության վերջում: Եթե անհրաժեշտ է քայքայել մեծ չափերի քաղցկեղային հյուսվածքներ, ապա կարելի է օգտագործել դեկավարվող էներգիայով իոնային փնջեր: Մեծ մակերեսով տարածված հիվանդ բջիջները կարելի է քայքայել, իոնային փունջը մագնիսական շեղող համակարգով լայնական հարթության մեջ տեղափոխելու միջոցով: Գոյություն ունեն ծանր իոնային փնջերի այդպիսի սկաներային համակարգեր, որոնցում մասնիկների էներգիան քայլ առ քայլ փոխելով կարելի է հասնել տարբեր խորությունների:

11.4. ՌԱԴԻՈԱԿՏԻՎ ԱՂԲԵՐԻ ԻԶՈՏՈՊԱՅԻՆ ԱՆԱԼԻԶ

Նուկլիդների խառնուրդային պարունակությունը նյութերում որակապես պարզելու համար, կարելի է օգտագործել իզոտոպների γ սպեկտրները: Այսպիսի կիրառության համար լավագույն դետեկտորներ են հանդիսանում մեծ լուծողականությամբ գերմանիումի կիսահաղորդչային դետեկտորը, որի մեջ ներմուծվել են լիթիումի իոններ, կամ մաքուր գերմանիումի բյուրեղից պատրաստված դետեկտորը: Գերմանիումի ատոմային համարը Z-ը բավականին բարձր է, այնպես որ նմուշի ճառագայթած γ քվանտները գրանցվում են բավականին էֆեկտիվ, պատկերի մեջ առաջացնելով յուրահատուկ γ գծեր: Լավ հայտնի ֆոտոպիկերի տեղը հնարավորություն է տալիս զանազանել ռադիոիզոտոպները: 11.6 նկարում ցույց է տրված օդամղիչ ֆիլտրերի γ սպեկտրները, Չեռնոբիլյան աղետից անմիջապես հետո /649/: Բացի լավ հայտնի բնական ռադիոակտիվ գծերից, որոշ «Չեռնոբիլյան իզոտոպներ», օրինակ ^{137}Cs, ^{134}Cs, ^{131}I, ^{132}Te և ^{103}Ru, բավականին պարզ երևում են իրենց բնութագրական γ

ճառագայթների հաշվին: Մաքուր β ռադիոակտիվ տարրերը այս մեթոդով չեն կարող գրանցվել, նրանց



Նկ. 11.6. Ռադիոակտիվ օդային ֆիլտրի γ սպեկտրի մի հատվածը (որոշ Չեռնոբիլյան իզոտոպների γ-գծերը —(երևում են) /649/:

գրանցելու համար կարելի է օգտագործել լիթիումով հարստացված սիլիցիումի կիսահաղորդչային հաշվիչներ: Իրենց ատոմային թվի փոքրության հետևանքով Z=14, այդ դետեկտորները զգայուն չեն γ ճառագայթների նկատմամբ: β ճառագայթներ արձակող իզոտոպները որակապես կարելի է գտնել տրամաչափական սպեկտրի ստացումով: β իզոտոպների նույնականացման հիմքում ընկած է այն փաստը, որ տվյալ իզոտոպի համար β ճառագայթման անընդհատ սպեկտրները ունեն բնութագրական մաքսիմում էներգիա: Մաքսիմում էներգիան կարելի է լավագույնս չափել Ֆերմի-Կյուրի գրաֆիկների օգնությամբ (էլեկտրոնի սպեկտրի գծայնացում) /650/:

11.5. ԲՈՒՐԳԵՐԻ ՄԵՋ ԹԱՔՆՎԱԾ ԽՑԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

Եգիպտոսում գտնվող Քեոփսի մեծ բուրգում գտնվել են մի քանի խցեր. թագավորի, թագուհու և այսպես կոչված «Մեծ սրահ» (տե՛ս նկ. 11.7): Հարևան՝ Խեֆրոնի բուրգում հայտնագործվել է միայն մի խուց, Բելզոնի խուցը (նկ. 11.8):

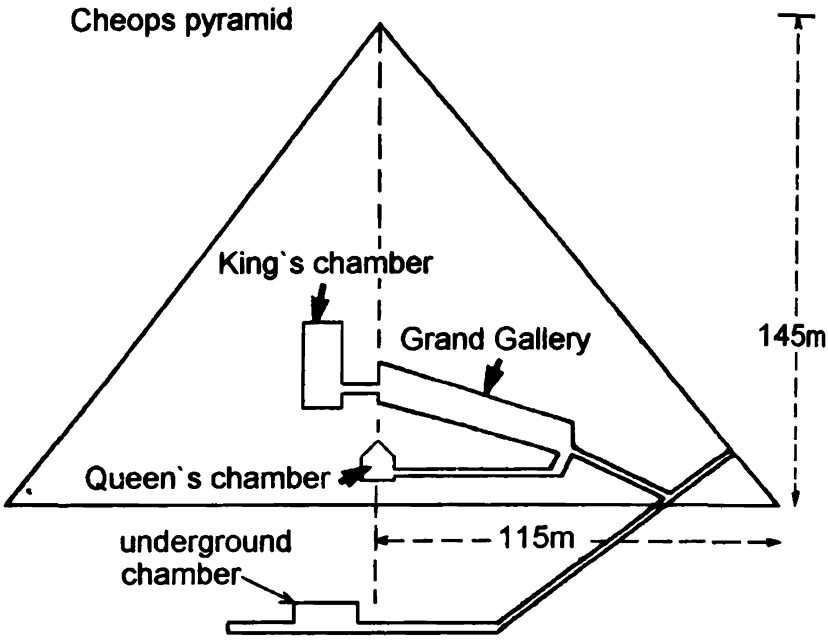
Հնէաբանները գտնում են, որ էլի չհայտնաբերված խցեր պետք է լինեն Խեֆրոնի բուրգում: Առաջարկվել է բուրգը ենթարկել «X ray» հետազոտման, տիեզերական մյուոնների օգնությամբ /651/: Տիեզերական մյուոնները կարող են հեշտությամբ անցնել բուրգի նյութի միջով: Իհարկե այդ ընթացքում նրանց ինտենսիվությունը փոքր ինչ պակասում է: Ինտենսիվության փոքրացումը կախված է բուրգի արտաքին մասից մինչև դետեկտորը եղած նյութի քանակությունից: Որոշակի ուղղություններով ինտենսիվության հարաբերական աճը կարող է նշանակել չհայտնաբերված խցերի հետևանքով դատարկ տարածությունների առկայությունը: Մյուոնների ինտենսիվությունը, խորությունից կախված, կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝ $I(h)=k\cdot h^{-\alpha}$, որտեղ՝

$$\alpha \approx 2 \qquad 11.4$$

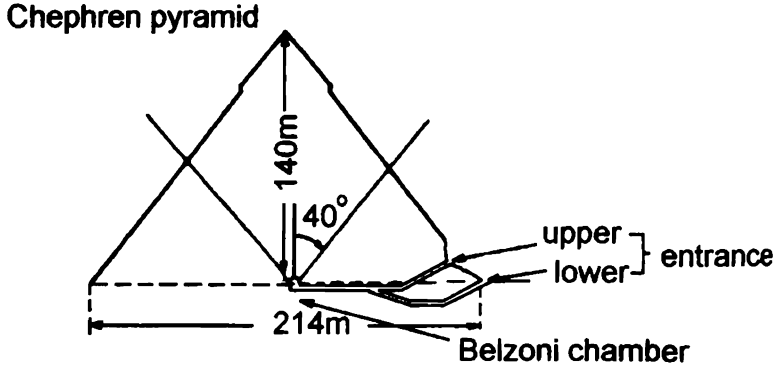
11.4 հավասարման դիֆերենցումը տալիս է՝

$$\frac{\Delta I}{I} = -\alpha \frac{\Delta h}{h} \qquad 11.5$$

/651/:



Նկ. 11.7. Քեոփսի բուրգի ներքին կառուցվածքը (1970 AAAS)

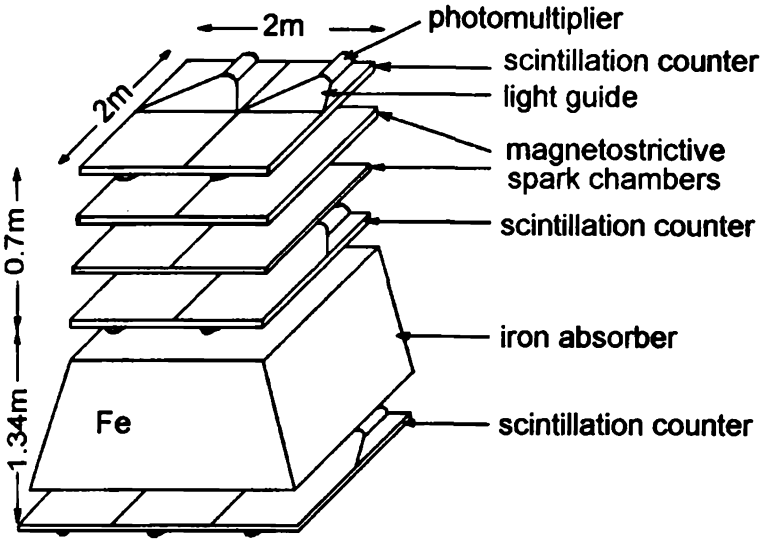


Նկ.11.8. Խեֆրոնի բուրգի կառուցվածքը (1970 AAAS) /651/:

Խեֆրոնի բուրգի հետազոտման դեպքում, մյուոններն անցնում են մոտ 100 մ նյութի միջով մինչև Բելզոնի խցին հասնելը: Հետևաբար, Δh=5 մ բարձրությամբ անհայտ խցի առկայության դեպքում, համեմատական ինտենսիվության աճը, հարևան ուղղությունների հետ համեմատած, կկազմի՝

$$\frac{\Delta I}{I} = -2 \cdot \frac{-5m}{100} = 10\% \qquad 11.6$$

Բելզոնի խցում տեղադրված մյուոնների դետեկտորի վրա:



Նկ.11.9. Խեֆրոնի բուրգում թաքնված կառույցների հետազոտման համար կառուցված մյուոնային կլանիչ դետեկտորի կառուցվածքը:

Նշված հետազոտման համար օգտագործվել է դետեկտոր, որը բաղկացած է երեք շերտանի մեծ մակերեսով սցինտիլյացիոն հեռադիտակից և 4 կայծային լարային խցերից /651,652/: Կայծային խցերը աշխատել են 3 սցինտիլյատորների համընկնման ազդանշանով: Երկաթյա շերտը կլանում է փոքր էներգիայով մյուոններին՝ համընկնման ազդանշանից նրանց բացառելու համար: Մեծ բազմակի ցրումների հետևանքով, այդ մյուոնները կարող են միայն կեղծ ինֆորմացիա տալ թաքնված խցերի վերաբերյալ: Մագնիտոստրիկցիոն եղանակով ընթերցվող կայծային խցերում վերականգնվում է մյուոնների հետագիծը: Դետեկտորը տեղադրվել է Բելզոնի խցի

կենտրոնում, որը հանդիսանում է նաև Խեֆրոնի բուրգի կենտրոնը (տե՛ս նկ.11.8): Սպասվում էր, որ Բելզոնի խցի վերևում պետք է լինի դատարկ տարածություն: Մյուոնային հեռադիտակի անկյունային բացվածքը ապահովում էր զենիթային անկյան մինչև 40° չափումներ և ամբողջովին ծածկում էր զենիթային ուղղությունը: Ազիմուտալ անկյունից կախված ինտենսիվության փոփոխության չափումով, վերականգնվում են բուրգի բոլոր անկյունները, որը ապացուցում է չափման այս մեթոդի աշխատանքի սկզբունքի իրավացիությունը: Դետեկտորով Բուրգը քայլ առ քայլ հետազոտվել է, 3°*3° բջիջների բաժանված կառուցվածքի տեսանկյունից: Ընդհանուր քանակով մի քանի միլիոն մյուոն է գրանցվել: Ազիմուտային և զենիթային անկյուններից կախված մյուոնների ինտենսիվության փոփոխությունը համեմատվել է հաշվարկված ինտենսիվության փոփոխության հետ, որում հաշվի են առնվել բուրգի կառուցվածքի բոլոր հայտնի տարրերը և դետեկտորի էֆեկտիվությունը: Սա հնարավորություն է տվել գտնելու ինտենսիվության չսպասված փոփոխությունները: Քանի որ տիեզերական մյուոնների անկյունային բախշման հաշվարկը և չափման արդյունքները ստատիստիկ սխալի սահմաններում համընկնում են, ապա թաքնված խցի գոյությունը բացառվում է: Սկզբում չափվել էր բուրգի մի հատվածը միայն, սակայն, հետագայում, այս մեթոդով «նկարվեց» ամբողջ բուրգը: Այս չափումը նույնպես ցույց տվեց, որ «հեռադիտակի» լուծողականության սահմաններում Խեֆրոնի բուրգի մեջ չկա թաքնված խուց:

11.6. $\nu_e \neq \nu_\mu$ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ԱՊԱՑՈՒՅՑԸ

Նեյտրինոները ծնվում են թույլ փոխազդեցության ընթացքում, օրինակ՝ ազատ նեյտրոնների β տրոհման

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \qquad 11.7$$

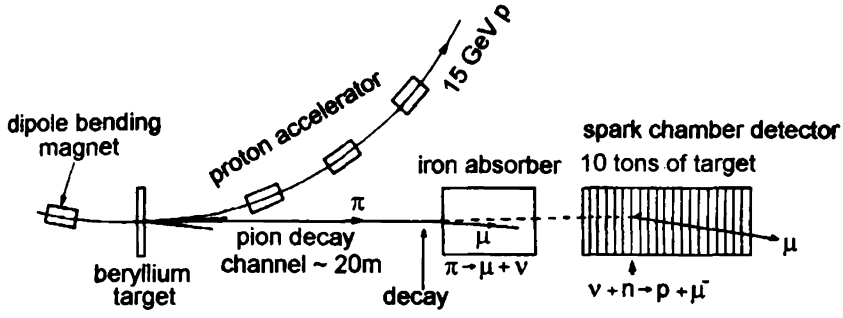
կամ՝ լիցքավորված π տրոհման ընթացքում՝

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \qquad 11.8$$
$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$$

(լեպտոնային թվի պահպանումը պահանջում է ν և $\bar{\nu}$ առկայությունը և ոչ նույնականությունը): Հարց է առաջանում, նեյտրինոները, որոնք ծնվել են β տրոհումից և նեյտրինոները, որոնք առաջացել են π տրոհումից, նույն մասնիկներն են, թե՞ ոչ. այսինքն, արդյո՞ք էլեկտրոնային և մյուոնային նեյտրինոները իրարից տարբերվում են:
AGS արագացուցիչում (Alternating Gradient Synchrotron) Բրուկհեյվենում կատարած առաջին փորձերը (պիոններ),

օպտիկական կայծային խցերով ցույց տվեցին, որ էլեկտրոնային և մյուոնային նեյտրինոները տարբեր մասնիկներ են: Բրուկհեյվենի արագացուցչի փորձում օգտագործվեցին բացասական պիոնների տրոհումից առաջացած նեյտրինոները:

15 ԳէՎ պրոտոնային փունջը փոխազդում է բերիլիումի թիրախի հետ, այլ մասնիկների հետ ծնելով նաև դրական և բացասական պիոններ (նկ. 11.10) /653/:



Նկ.11.10. 15 ԳէՎ AGS պրոտոնային սինքրոտրոնում նեյտրինային փնջի ստեղծման սխեման /653/:

Լիցքավորված պիոնը (կյանքի տևողությունը 26նվ, cτ=7.8մ) տրոհվում է մյուոնի և նեյտրինոյի: Տրոհման ճանապարհի ≈20մ երկարության դեպքում գրեթե բոլոր պիոնները տրոհվում են: Տրոհման արդյունքում առաջացած մյուոնները կանգնեցվում են երկաթյա կլանիչով, այնպես որ երկաթյա կլանիչի միջով կարող են անցնել միայն նեյտրինոները:

Սկզբում ենթադրենք, թե էլեկտրոնային և մյուոնային նեյտրինոների միջև տարբերություն գոյություն չունի: Այդպիսի ենթադրության դեպքում հնարավոր է ռեակցիաների հետևյալ խումբը՝

$$\nu+n\rightarrow p+e^{-} \qquad 11.9$$
$$\bar{\nu}+p\rightarrow n+e^{+}$$
$$\nu+n\rightarrow p+\mu^{-}$$
$$\bar{\nu}+p\rightarrow n+\mu^{+}$$

Սակայն, եթե մյուոնային և էլեկտրոնային նեյտրինոները տարբեր են, ապա հնարավոր են միայն վերջին երկու ռեակցիաները:

Նեյտրինո-նուկլոն փոխազդեցության կտրվածքը ԳէՎ-երի տիրույթում շատ փոքր է 10^{-38}սմ^2 կարգի: Հետևաբար, որպեսզի տեղի ունենա կայծային խցերի կողմից նեյտրինոների գրանցում,

նհրաժեշտ է, որ այդ դետեկտորները լինեն բավականին մեծ և անգվածեղ: Այս փորձում օգտագործվել են 10 մեկ տոննանոց կտիկական կայծային խցերի մոդուլներ, իրենց ալյումինիումե անիչներով: Տիեզերական ճառագայթների ֆոնը փոքրացնելու սմար, տեղադրվել են հակահամընկնման հաշվիչներ: Կայծային ուցը կարող է լրիվ զանազանել մյուոնների և էլեկտրոնների ;տագծերը: Մյուոնները բնութագրվում են ուղիղ անցնող հետագծով, ıեթե խցի գազի հետ չփոխազդելով, այն ժամանակ, երբ էլեկտրոն-ıրը ծնում են էլեկտրոմագնիսական հեղեղներ (տես նկ. 7.53):

Փորձը ցույց տվեց, որ պիոնների տրոհումից առաջացած ;յտրինոները կարող են ծնել միայն մյուոններ, ապացուցելով այն աստը, որ էլեկտրոնային և մյուոնային նեյտրինոները իրարից արբեր տարրական մասնիկներ են:

կ. 11.11. Նեյտրինո միջուկ փոխազդեցության արդյունքում ծնված մյուոնի հետագիծը /653,654/:

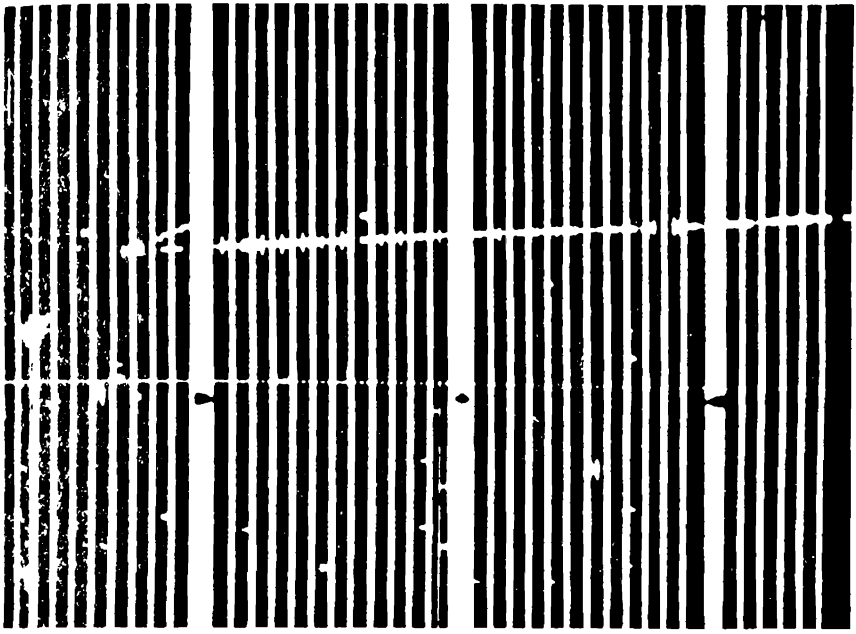
11.11 նկարում բերված է «պատմական» դեպք՝ նեյտրինոյի ոխազդեցությունը կայծային խցերից կազմված դետեկտորի հետ 53/: Լավ նկատելի է ծնված մյուոնի հետագիծը: Ծնման կետում ;ատելի են նաև որոշակի հադրոնային երևույթներ (աննշան), որը ·անակում է, որ նեյտրինոն ոչ առաձգական կերպով է ցրվել, ıարավոր է հետևյալ ռեակցիան՝

$$\nu_\mu+n\rightarrow\mu^-+p+\pi^0 \qquad 11.10$$

ետագա π^0 երկու ֆոտոնների տրոհումով: Հետագայում, այս որձնական արդյունքը հաստատվել է CERN-ի փորձերում (Evropean rganisation For Nuclear Recerch): 11.12 նկարը ցույց է տալիս ν_μ ոխազդեցությունը CERN փորձում, որտեղ մեծ էներգիայի մյուոն է ıվել

$$\nu_\mu+n\rightarrow p+\mu^- \qquad 11.11$$

ռեակցիայի հետևանքով, որը տվել է ուղղագիծ հետագիծ կայծային խցերի համակարգում: Պարզորոշ նույնականացվում է նաև հետհարվածի պրոտոնը, իր կարճ ուղղագիծ հետագծով /104,655/:

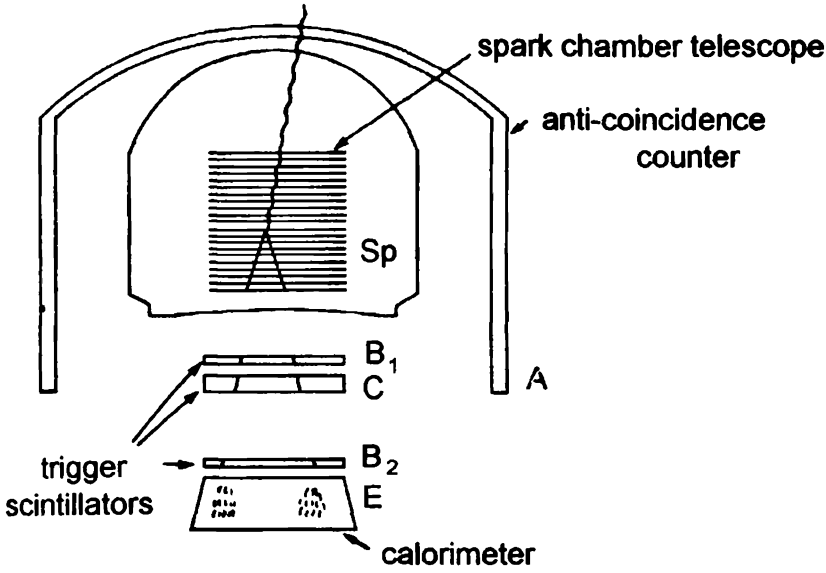


Նկ. 11.12. Մյուոնային նեյտրինոյի ծնած մյուոնի հետագիծը բազմաշերտ կայծային խցում /104,655/:

11.7. ԿԱՅԾԱՅԻՆ ԽՑԵՐԻ «ՀԵՌԱԴԻՏԱԿ» ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐՈՎ γ ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

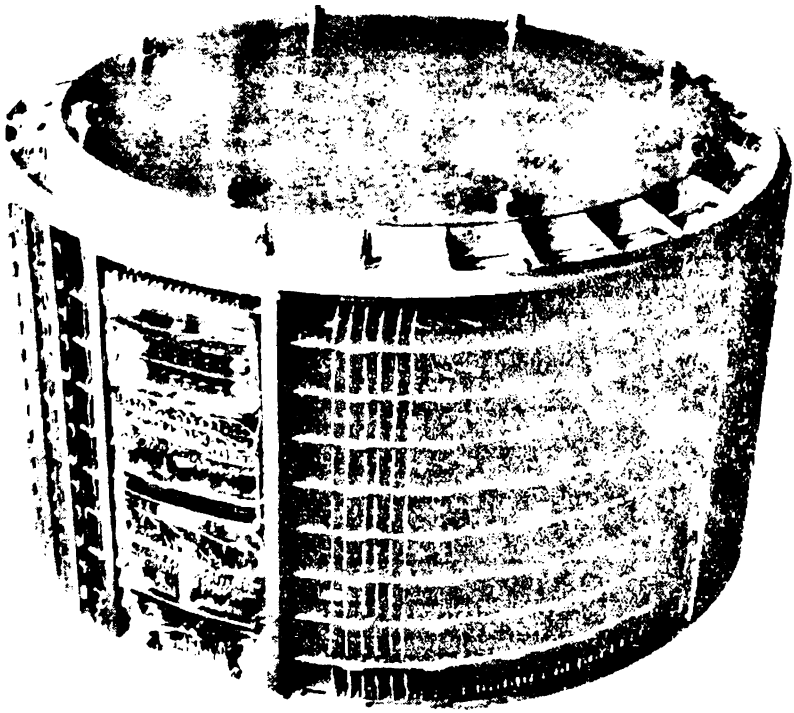
γ աստղագիտության մեջ առանձնակի հետաքրքրություն է ներկայացնում ՄէՎ և ավելի բարձր էներգիաներով γ քվանտների աղբյուրի կոորդինատների որոշումը: Այդ աղբյուրների առաքած γ քվանտների սպեկտրի չափումը կարող է, նաև բանալի հանդիսանալ, տիեզերքում լիցքավորված մասնիկների արագացման և γ քվանտների ծնման մեխանիզմները հասկանալու համար /656,657/: Մի քանի ՄէՎ էներգիաների համար, ֆոտոնների նյութի հետ փոխազդեցության հիմնական մեխանիզմը էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի ծնումն է: γ աստղագիտության դետեկտորի սխեմատիկ

կառուցվածքը բերված է 11.13 նկարում /658,659/: Հեռադիտակի համար նշազտիչ է հանդիսանում 3 սցինտիլյացիոն հաշվիչների B_1, B_2, C համընկնման ազդանշանը: Հեռադիտակը շրջապատող A հաշվիչը հակահամընկնման ազդանշան է տալիս, որը նույնպես օգտագործվում է նշազտիչի մեջ: Դա հնարավորություն է տալիս ընտրել միայն այն ֆոտոնները, որոնք փոխարկվել են կայծային խցում (Sp): Բազմաթիվ հարթություններից կազմված լարային կայծային խուցը, գրանցում է e^+e^- զույգերը և նրանց հետագծերի վերականգնման շնորհիվ, վերականգնում է, նաև, ֆոտոնի անկման նախնական ուղղությունը: Խցի ընթերցումը իրականացվում է ֆերիտային օղակների օգնությամբ: Լրիվ կլանման սցինտիլյացիոն կալորիմետրը E, պատրաստված է հաստ ցեզիում- յոդի բյուրեղներից, որը հարստացված է Tl-ով: Նրա դերը γ քվանտների էներգիայի որոշումն է, որը կատարվում է գրանցված էլեկտրոնի և պոզիտրոնի էներգիաները գումարելով: Այսպիսի կայծային խցով հեռադիտակը (նկ. 11.14) տեղադրվել է 1975թ. արձակված COS-B արբանյակի վրա /658/: Նրանում գրանցվել են Ծիր Կաթինից եկող 30-1000 ՄէՎ տիրույթի γ քվանտները: COS-B ուներ մեծ էքսցենտրիսիտետով ուղեծիր, որի հեռակետը կազմում էր 95000 կմ: Այդ հեռավորության վրա Երկրի մթնոլորտից առաջացած ֆոնը կարելի է արհամարհել:



Նկ. 11.13. γ-ճառագայթային աստղագիտության համար ստեղծված ֆոտոնային դետեկտորի էսքիզը /658,659/:

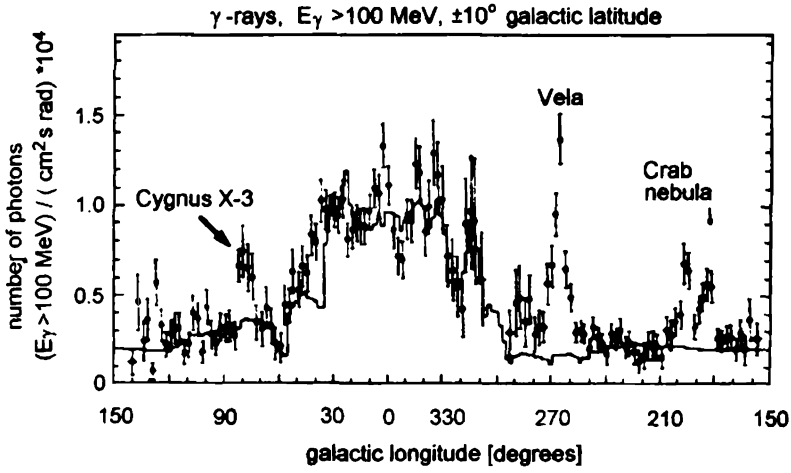
COS-B արբանյակը կարող էր գրանցել հզոր γ աղբյուրներ հանդիսացող գալակտիկական կենտրոնները: Ի հավելումն, նա կարող էր գրանցել այնպիսի կետային աղբյուրներ, ինչպիսիք են՝ Cignus X3, Vela X1, Geminga և Crab Nebula /658/: 11.15 նկարում բերված է >100 ՄէՎ էներգիայով γ ճառագայթիչների ինտենսիվության բաշխումը կախված գալակտիկ երկարությունից ±10° գալակտիկական լայնությունների տիրույթում: Այս տվյալները ստացվել են SAS2 արբանյակի օգնությամբ /661/: Հոծ գծով ցույց է տրված այն մոդելավորման արդյունքները, որում ենթադրվում է, որ տիեզերական γ քվանտների հոսքը համեմատական է միջգալակտիկական գազի խտությանը: Նկարից երևում է, որ VELA պուլսարը ամենապայծառ γ աղբյուրն է >100ՄէՎ էներգիաների տիրույթում:



Նկ. 11.14. COS-B դետեկտորի լուսանկարը /660/:

11.8. ԼԱՅՆԱՏԱՐԱԾ ՄԹՆՈԼՈՐՏԱՅԻՆ ՀԵՂԵՂՆԵՐԻ ԳՐԱՆՑՈՒՄԸ «ՃԱՆՃԻ ԱՉՔ» ԴԵՏԵԿՏՈՐՈՎ

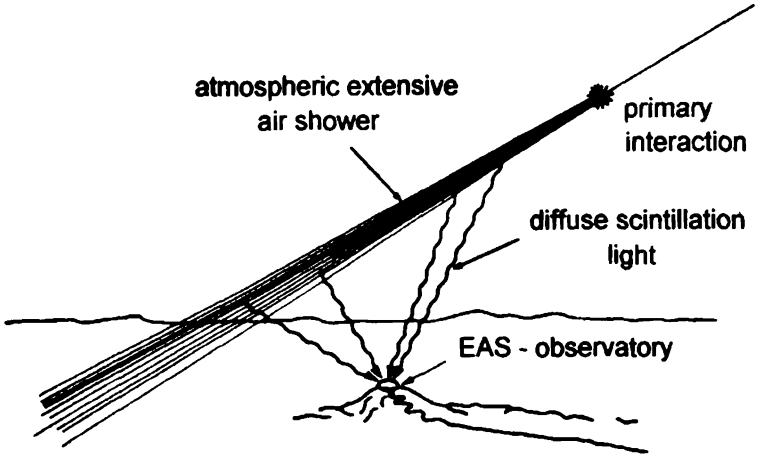
Բարձր էներգիայի լիցքավորված մասնիկները և ֆոտոնները մթնոլորտում առաջացնում են հադրոնային և էլեկտրոմագնիսական հեղեղներ: Լայնատարած մթնոլորտային հեղեղի (EAS) գրանցման դասական եղանակը, դա ծովի մակերևույթին տեղադրված մեծ քանակությամբ սցինտիլյացիոն հաշվիչներով նրա նմուշների գրանցումն է /567/: Սցինտիլյացիոն հաշվիչները սովորաբար ծածկում են հեղեղի լայնական բաշխման միայն 1%-ը և տալիս են ինֆորմացիա հեղեղային մասնիկների քանակի մասին, հեղեղի մաքսիմումից բավականին հեռու տիրույթում:



Նկ. 11.15. 100 ՄէՎ բարձր էներգիայով γ քվանտների բաշխումը կախված գալակտիկական երկայնությամբ /661/:

Պարզ է, որ նախնական մասնիկի էներգիայի վերականգնումը (հեղեղը ծնող) կարող է կատարվել չափման մեծ սխալով: Շատ ավելի լավ արդյունք կտար մթնոլորտում հեղեղի երկայնական զարգացման գրանցումը: Այդպիսի չափումներ կարելի է կատարել մինչև 10^{17} էՎ հասնող էներգիաների դեպքում, եթե գրանցվի հեղեղային մասնիկների ծնած լույսը մթնոլորտում (տե՛ս նկ. 11.16): Դրան կարելի է հասնել «ճանճի աչք» փորձի օգնությամբ, որը պարունակում է 1.6մ տրամագծով 67 հայելի /478,662,663,664/:

Յուրաքանչյուր հայելու ֆոկալ հարթությունում տեղադրված են 12-14 ֆոտոբազմապատկիչներ: Հայելիներն ունեն փոքր-ինչ իրար ծածկող տեսանելի դաշտ: Լայնատարած մթնոլորտային հեղեղը, որն անցնում է մթնոլորտով, «ճանճի աչքի» հարևանությամբ, տեսանելի է մի քանի ֆոտոբազմապատկիչների կողմից: Աշխատած ֆոտոբազմապատկիչների օգնությամբ հնարավոր է վերականգնել մթնոլորտային հեղեղի երկայնական տեսքը: Գրանցված լույսի լրիվ քանակությունը համեմատական է հեղեղի էներգիային /665/:



Նկ. 11.16. Լայնատարած մթնոլորտային հեղեղի հետազոտման սկզբունքը /EAS/, մթնոլորտում ստեղծած նրանց սցինտիլյացիոն լույսի օգնությամբ:

Այսպիսի «ճանճի աչք» փորձ է տեղադրված ԱՄՆ-ի Յուտա նահանգում, բարձր էներգիայի տիեզերական նախնական մասնիկների գրանցման համար (տե՛ս նկ. 11.17): Չափման այս մեթոդի թերությունն այն է, որ չափումը կարելի է կատարել միայն պարզ, անլուսին գիշերների ընթացքում (սցինտիլյացիոն թույլ լույսը գրանցելու համար):

«Ճանճի աչքի» յուրաքանչյուր հայելին կարող է աշխատել որպես ինքնուրույն Չերենկովյան հեռադիտակ: Այդ հեռադիտակների օգնությամբ մթնոլորտում չափվել է գերարագ հեղեղային մասնիկների Չերենկովյան լույսը: Չերենկովյան հայելային հեռադիտակները միջոց են հանդիսանում γ ճառագայթների կետային աղբյուրների հետազոտման համար, որոնք ճառագայթում են մինչև 1 ՏէՎ էներգիայի քվանտներ:

Այս հեռադիտակների մեծ անկյունային լուծողականությունը հնարավորություն է տալիս ճնշելու հադրոնից ծնված հեղեղների բարձր ֆոնը, քանի որ նրանք համասեռ են տարածված երկնքում և, առանց անորոշությունների, ճանաչել և գրանցել γ ճառագայթներից ծնված հեղեղները, որոնք գալիս են կետային աղբյուրից:

Նկ.11.17. «Ճանճի աչք» փորձարարական սարքավորման լուսանկարը /478,666/:

Այս դեպքում կա այն մեծ առավելությունը, որ γ ճառագայթներն ուղղագիծ են տարածվում գալակտիկայում, այն դեպքում, երբ լիցքավորված նախամասնիկները ոչ մի ինֆորմացիա չեն կրում իրենց նախնական ուղղության մասին, քանի որ պատահականացվել են գալակտիկայի ցրված մագնիսական դաշտերի պատճառով:

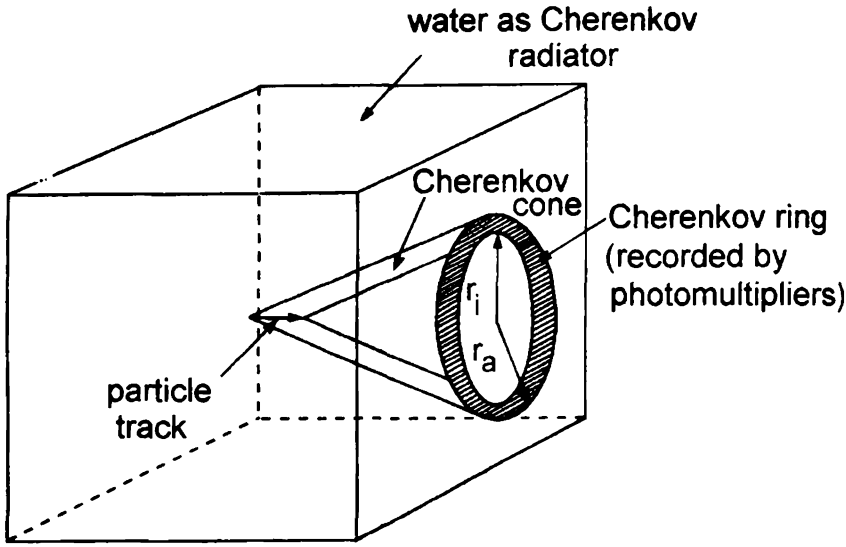
11.9. ՊՐՈՏՈՆԻ ՏՐՈՀՈՒՄԸ ԴԻՏԵԼՈՒ ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՋՐԱՅԻՆ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

էլեկտրոթույլ և ուժեղ փոխազդեցությունները միավորող տեսության մեջ պրոտոնը այլևս կայուն մասնիկ չէ: Որոշ տեսական մոդելներում նա կարող է տրոհվել, խախտելով բարիոնային և լեպտոնային թվերի պահպանման օրենքները, ըստ հետևյալ սխեմայի՝

$$p \rightarrow e^{+} + \pi^{0} \qquad 11.12$$

Պրոտոնի կյանքի տևողության համար կանխատեսվում է 10^{30} տարի: Այդպիսի հազվագյուտ տրոհումը դիտելու համար պահանջվում է մեծ ծավալի դետեկտոր: Այդպիսի դետեկտորի կառուցման հնարավորություններից մեկը, մեծ ծավալի ջրային Չերենկովյան հաշվիչների կիրառումն է (մի քանի տասնյակ հազար տոննա ջուր): Այդպիսի

Չերենկովյան դետեկտորը պարունակում է բավականաչափ մեծ թվով պրոտոններ, որպեսզի հնարավոր լինի դիտել մի քանի պրոտոնների տրոհումը, մի քանի տարի տևող փորձերի ընթացքում, եթե տեսական կանխատեսումները ճիշտ են: Պրոտոնի տրոհման արդյունքները բավականին արագ են, որպեսզի ճառագայթեն Չերենկովյան լույս:



Նկ. 11.18. Պրոտոնի տրոհման փորձում Չերենկովյան օղակի առաջացման մեխանիզմը:

Մեծ ծավալի ջրային Չերենկովյան դետեկտորը պահանջում է մեծ թափանցիկությամբ գերմաքուր ջուր, որպեսզի հնարավոր լինի գրանցել Չերենկովյան լույսը բազմաթիվ ֆոտոբազմապատկիչների օգնությամբ: Ֆոտոբազմապատկիչները կարող են տեղադրվել ջրային ծավալում կամ դետեկտորի ներքին մակերևույթի վրա: Տրոհման արդյունքների ծնման կետի և ուղղության վերականգնումը հնարավոր է ֆոտոբազմապատկիչների ազդանշանի արագ ժամանակային մեթոդով: Պրոտոնի տրոհումից առաջացած կարճ վազքի երկարությամբ լիցքավորված մասնիկներն առաջացնում են բնութագրական Չերենկովյան լույսի օղակ (տե՛ս նկ. 11.18), որտեղ արտաքին շառավիղը r_a օգտագործվում է դետեկտորի պատից ծնման գագաթի հեռավորությունը գտնելու համար, իսկ ներքին շառավիղը r_i մոտավորապես ցույց է տալիս մասնիկի վազքի երկարությունը ջրում, քանի դեռ նրա արագությունը չի փոքրացել Չերենկովյան շեմի

արագությունից: Չափված լույսի քանակը հնարավորություն է տալիս որոշելու մասնիկի էներգիան:

Այսպիսի երկու դետեկտորներ են տեղադրված Կամիոկա ցինկի հանքերում, Ճապոնիայում (KamiokaNDE=Kamioka Nuclear Decay Experiments) և Մորտոն-Ձիկոլի աղի հանքում՝ Օհայո, ԱՄՆ (Irvine-Michigan-Brookhaven IMB Experiment) /380,631,381/:

Չնայած փորձը շարունակվում է մի քանի տարի, պրոտոնի տրոհման դեպք չի նկատվել: Այդ արդյունքներից ելնելով, պրոտոնի տրոհման կյանքի տևողության ներքին սահմանը մեծացվել է մինչև $\tau \geq 10^{32}$ տարի:

Մեծ ծավալով Չերենկովյան ջրային հաշվիչները, հատկապես տպավորիչ արդյունքներ են գրանցել Գերնոր 1987A-ից նեյտրինոներ գրանցելիս: KamiokaNDE փորձում հնարավոր է նույնիսկ արևային նեյտրինոների գրանցումը, նրա էլեկտրոնների էներգիայի գրանցման շեմի փոքրության շնորհիվ /381/:

11.10. ՏԱՐԻՔԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՌԱԴԻՈԱԾԽԱԾՆԱՅԻՆ ՄԵԹՈԴ

Օրգանական ծագում ունեցող հնէաբանական օբյեկտների տարիքի որոշումը կարելի է իրագործել տարիքի որոշման ռադիոածխածնային մեթոդով /667,668/: Երկրի մթնոլորտի կազմում ածխածնի դիօքսիդի մեջ պարունակվում է մշտապես ծնվող ^{14}C ռադիոիզոտոպը (հաստատուն մակարդակով): Այս ռադիոիզոտոպներն առաջանում են, տիեզերական ճառագայթների երկրորդային կոմպոնենտ հանդիսացող, նեյտրոնների հետ ազոտի իզոտոպի հետևյալ ռեակցիայի հետևանքով՝

$$n + {}^{14}_{7}N \rightarrow {}^{14}_{6}C + p \qquad 11.13$$

^{14}C-ը β տրոհման հետևանքով նորից վերածվում է ազոտի

$${}^{14}_{6}\dot{C} \rightarrow {}^{14}_{7}N + e^{-} + \overline{\nu}_{e} \qquad 11.14$$

ռեակցիայի հետևանքով, որի կիսատրոհման պարբերությունը 5730 տարի է: Նշված ռեակցիայի հետևանքով հաստատվում է՝

$$r = \frac{N({}^{14}_{6}C)}{N({}^{12}_{6}C)} = 1.2 \cdot 10^{-12}, \qquad 11.15$$

ռադիոակտիվ և նորմալ ածխածնի անփոփոխ հարաբերությունը:

Ամբողջ բուսականությունը, և որպես հետևանք բուսականությամբ սնվող կենդանական աշխարհը, ինչպես նաև մարդը, պարունակում են որոշակի քանակությամբ ^{14}C: Հետևաբար իզոտոպների այսպիսի հարաբերակցություն տեղի ունի նաև

կենսոլորտում: Կենդանի օրգանիզմի մահվան հետ ռադիոածխածնի մուտքը դադարում է: ^{14}C ածխածնի ռադիոակտիվ տրոհումը, այժմ սկսում է փոքրացնել $^{14}C/^{12}C$ հարաբերությունը: Համեմատելով հնէաբանական գտածոյի ^{14}C ակտիվությունը այժմ ապրող նույն տեսակի կենսաբանական օբյեկտի ակտիվության հետ, կարելի է որոշել գտածոյի տարիքը:

Փորձի իրականացման համար պրոբլեմներ են առաջանում հնէաբանական գտածոների փոքր β ակտիվության պատճառով: Բացի այդ, ^{14}C տրոհման հետևանքով ծնված էլեկտրոնի մաքսիմում էներգիան ~155կէՎ է, որը պահանջում է շատ զգայուն գրանցող դետեկտորներ: Եթե ^{14}C իզոտոպը CO_2-ի մի մասն է կազմում $^{14}CO_2$ (գազային տեսքով է), ապա կարելի է օգտագործել մեթանի հոսքով համեմատական հաշվիչ, այսպես կոչված ցածր մակարդակի հաշվիչ: Այդպիսի դետեկտորը պետք է ունենա ինչպես պասիվ կապարե կլանիչներ, այնպես էլ ակտիվ հակահամընկնման հաշվիչներ, ֆոնային ռադիացիայից պաշտպանվելու համար: Մեթանի հոսքով համեմատական խուցը կառուցված է այնպես, որպեսզի հետազոտվող նմուշը (պարտադիր չէ, որ այն լինի գազային վիճակում) հնարավոր լինի մտցնել զգայուն ծավալի մեջ: Այս դեպքում, հաշվիչի մեջ գրանցվող էլեկտրոնը դետեկտորի պատուհաններում էներգիա չի կորցնում: Մեթանի մշտական հոսքը ապահովում է գազային ուժեղացման գործակցի հաստատունությունը:

Սիստեմատիկ և վիճակագրական սխալների հետևանքով, ռադիոածխածնային մեթոդը իրագործելի է 1000-75000 տարիք ունեցող կենսաբանական օբյեկտների վրա: Այժմ, սակայն, փոխվել է $^{14}C/^{12}C$ հարաբերությունը, մեծ քանակությամբ վառելիքի օգտագործման, ինչպես նաև միջուկային զենքերի փորձարկումների հետևանքով: Այդ պատճառով, r-ը այլևս ժամանակի ընթացքում հաստատուն չէ: Հետևաբար նախօրոք պետք է կատարել տրամաչափական փորձեր, հայտնի տարիք ունեցող նմուշների օգնությամբ /667/:

11.11. ՄԻՋԻՆ ԴՈԶԱՅԻ ՉԱՓՈՒՄ

Ժամանակ առ ժամանակ պրոբլեմ է առաջանում որոշելու ռադիացիոն դոզան ռադիացիոն վթարներից հետո, երբ հնարավոր չէ անհատական դոզաչափերի օգտագործումը: Այդպիսի դեպքերում, մարմնի ստացած դոզան հնարավոր է գնահատել մազերի ակտիվացման մեթոդով /65/: 1գ մազի մեջ պարունակվում է 48մգ ծծումբ: Նեյտրոնային ռադիացիայի հետևանքով (օրինակ, ռեակտորի

վթարի ժամանակ) ծծումբը կարող է փոխարկվել ֆոսֆորի, ըստ հետևյալ ռեակցիայի

$$n+{}^{32}S \rightarrow {}^{32}P+p \qquad 11.16$$

Այս ռեակցիայում ծնվում է ռադիոակտիվ ^{32}P իզոտոպը, որը ունի 14.3 օր կիսատրոհման պարբերություն: Ի հավելումն, առաջանում է նաև ^{31}Si ռադիոակտիվ իզոտոպը, ըստ՝

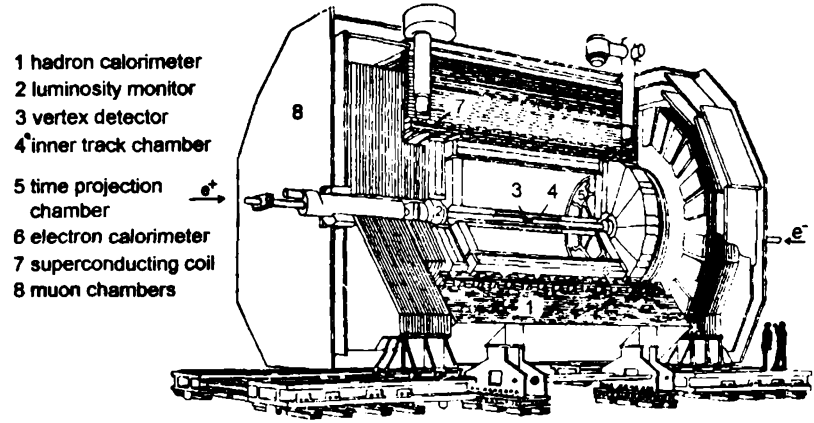
$$n+{}^{32}S \rightarrow {}^{31}Si+\alpha \qquad \text{սխեմայի} \qquad 11.17$$

^{31}Si իզոտոպը դժվարացնում է ֆոսֆորի ակտիվության չափումը: Բարեբախտաբար, ^{31}Si կիսատրոհման պարբերությունը շատ փոքր է՝ 2.6 ժամ: Հետևաբար, սպասելով որոշակի ժամանակ մինչև որ ^{31}Si ակտիվությունը զգալիորեն փոքրանա, կարելի է կատարել ֆոսֆորի ակտիվության չափում: Պարզ է, որ նախօրոք պետք է կատարել հետազոտվող մազերի մաքրում, ազատվելու համար մակերեսային ռադիոկատիվ փոշու ազդեցությունից:

^{32}P մաքուր β ճառագայթիչ է: Տրոհման ընթացքում ծնված էլեկտրոնների մաքսիմում էներգիան 1.71 ՄէՎ է: Սպասվող դեպքերի քանակի փոքրության հետևանքով, պետք է օգտագործել ֆոներից լավ պաշտպանված, բարձր էֆեկտիվությամբ դետեկտորներ: Կարելի է օգտագործել ակտիվ և պասիվ պաշտպանությամբ, պատուհանով գազային համեմատական խցեր: Իմանալով 11.16 ռեակցիայի կտրվածքը և չափելով ^{32}P ակտիվությունը կարելի է վերականգնել ստացած դոզայի մեծությունը :

11.12. ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ՊՈԶԻՏՐՈՆ ԿՈՒՏԱԿԻՉ ՕՂԱԿԻ ՓՈՐՁ (A L E P H)

ALEPH փորձում կիրառվում է բազմանպատակ դետեկտոր, հետազոտելու համար էլեկտրոն–պոզիտրոն փոխազդեցությունները ժամանակակից ամենամեծ էլեկտրոն–պոզիտրոն կուտակիչ օղակում LEP=Large electron positron collider /270/: ALEPH դետեկտորը ամբողջովին ընդգրկում է փոխազդեցության կետը (ծածկում է մարմնային անկյան 99.8%): Աշխատանքի առաջին տարում, փորձի հիմնական նպատակն էր գտնել նեյտրինոների ընտանիքի բազմությունը, էլեկտրոթույլ փոխազդեցության պարամետրերը, Հիգգսի բոզոնի հետազոտումը և այլ տարրական մասնիկների հայտնագործումը, մասնավորապես, տեսականորեն կանխատեսված:



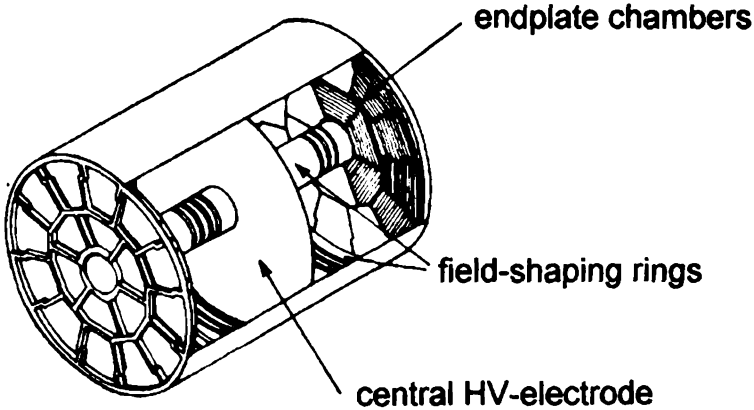
Նկ. 11.19. LEP-ի ALEPH փորձարարական սարքի ընդհանուր տեսքը:

11.19 նկարում բերված է ALEPH դետեկտորի էսքիզը: Էլեկտրոն–պոզիտրոն փոխազդեցությունը տեղի է ունենում դետեկտորի կենտրոնում, որտեղից հեռացված են փնջատարերը: Կենտրոնական տիրույթում փնջատարերը պատրաստված են բերիլիումից, որոնք հետագայում շարունակվում են ալյումինումի փնջատարով: Գերհաղորդիչ 7 մ երկարությամբ և 5.30մ տրամագծով սոլենոիդալ փաթույթը (ցածր ջերմաստիճանային սիստեմի հետ միասին) ստեղծում է 1.5 S երկայնական մագնիսական դաշտ, 5000Ա հոսանքով: Լիցքավորված մասնիկների հետագծային դետեկտորները տեղադրված են սոլենոիդի փաթույթի ներսում: Բազմակի ցրումների փոքրացման համար, որը սահմանափակում է շարժման քանակի լուծողականությունը, հետագծային դետեկտորների հաստությունը հասցված է մինիմումի: Հետագծի չափումը կատարվում է փոխազդեցության կետի անմիջական շրջակայքից, գազաթային դետեկտորի օգնությամբ, որը պարունակում է երկու շերտ սիլիցումային շերտատված հաշվիչ: Սիլիցիումային դետեկտորները տեղադրված են երկու համակենտրոն օղակների վրա, որոնց տրամագծերը համապատասխանաբար հավասար են 19.2 և 22.6 սմ: Ներքին օղակը պարունակում է 12 հաշվիչ, արտաքինը՝ 15: Յուրաքանչյուր դետեկտորը ընթերցվում է երկու շերտատված փոխուղղահայաց էլեկտրոդների երեսներից: Գազաթային դետեկտորի ընթերցման կանալների ընդհանուր թիվը հասնում է 82944 –ի: Ուղղահայաց ընկնող հետագծի համար, ազիմուտալ ուղղությամբ չափման ճշտությունը 12 մկմ է, իսկ փնջի ուղղությամբ 10 մկմ: Սիլիցիումային

գագաթային դետեկտորի հիմնական նպատակը կարճ ապրող հադրոնների կյանքի տևողության որոշումն է, երկրորդային գագաթների վերականգնման մեթոդով: Սիլիցիումային գագաթային դետեկտորին հաջորդում է գլանաձև ուղղորդային խուցը, որի երկարությունը 2 մ է, իսկ շառավղային չափը ընդգրկում է 16-26 սմ: Նա պարունակում է 960 ազդանշանային լար, որոնք տեղադրված են 8 համակենտրոն շերտերի տեսքով: rφ հարթության մեջ ապահովվում է 100 մկմ տարածական լուծողականություն: Լարի երկարությամբ որոշվում է կոորդինատը, չափելով ազդանշանի, լարի երկու ծայրերին հասնելու ժամանակների տարբերությունը, որը ապահովում է 3սմ ճշտություն: Ներքին հետագծային դետեկտորը, ճշգրիտ ինֆորմացիա է տալիս փոխազդեցության կետից ելնող մասնիկների հետագծերի մասին: Ի հավելումն, նա ապահովում է նաև արագ ինֆորմացիա՝ գագաթից ելնող մասնիկների մասին, որն օգտագործվում է նշազտիչի ստեղծման համակարգում:

ALEPH փորձի ամենահիմնական բաղադրիչը՝ դա ժամանակային պրոյեկտող խուցն է (TPC, տե՛ս նկ.11.20): TPC-ն կենտրոնական հետագծային դետեկտորն է, որի երկարությունը 4.7 մ է, ներքին շառավիղը 31 սմ, իսկ արտաքինը -180 սմ է: էլեկտրական դաշտը ձևավորվում է ներքին և արտաքին գլանների վրա նստեցված հատուկ պոտենցիալային շերտերի օգնությամբ (field cage):

Լիցքավորված մասնիկների կողմից ստեղծված լիցքակիրները ուղղորդվում են երկայնական էլեկտրական դաշտում



Նկ. 11.20. ALEPH-ի ժամանակային պրոյեկտող խուցը /270/:

դեպի եզրային հարթությունները, որոնք իրենցից ներկայացնում են բազմալար համեմատական խցեր: Յուրաքանչյուր եզրային հարթություն պարունակում է երկու օղակ՝ լարային խցերի սեկտորներով: Ներքին օղակն ունի 6, իսկ արտաքինը 12 սեկտոր: Լարերը ուղղված են ազիմուտալ ուղղությամբ: Անոդային լարերի հետևում տեղադրված են բարձիկների տեսքով շերտատված կատոդային հարթություններ, որոնք ապահովում են լարի երկարությամբ ազիմուտալ կոորդինատի չափումը: Շառավղային կոորդինատը տրվում է աշխատած լարի կամ բարձիկի համարով: Փնջին զուգահեռ կոորդինատը ստացվում է դեպի եզրային հարթություն, էլեկտրոնի ուղղորդի ժամանակի չափումից: Շառավղի ուղղությամբ կա 21 կատոդային բարձիկ և 352 ազդանշանային լար: Խուցը չափում է ոչ միայն կոորդինատային, այլ նաև էներգետիկ կորուստների ինֆորմացիան: Էներգետիկ կորուստների չափումը հնարավորություն է ստեղծում կատարել մասնիկների նույնականացում:

Կատոդային բարձիկների և ազդանշանային լարերի ընդհանուր թիվը, համապատասխանաբար, կազմում է 41004 և 6336: Խուցը հատող (լայնական) հետագծի համար ապահովվում է 160 մկմ լուծողականություն rφ հարթությունում և 1մմ լուծողականության Z-ի ուղղությամբ (φ-ն ազիմուտային անկյունն է, Z-ը գլանի առանցքի ուղղությունը): Լայնական շարժման քանակը որոշվում է հետևյալ ճշտությամբ՝

$$\frac{\sigma(P)}{P} = 1.2 \cdot 10^{-3} \cdot P \quad [\text{ԳէՎ/c}] \qquad 11.18$$

Օգտագործելով գագաթային և ներքին դետեկտորների հետագծային ինֆորմացիան կարելի է հասնել այսպիսի լուծողականության՝

$$\frac{\sigma(P)}{P} = 6 \cdot 10^{-4} \cdot P \quad [\text{ԳէՎ/c}] \qquad 11.19$$

Ժամանակային պրոյեկտող խուցը լցված է 91% արգոն և 9% մեթան գազային խառնուրդով: Խուցը տրամաչափվում է լազերային համակարգի օգնությամբ: Այդ համակարգը ապահովում է ուղղագիծ իոնիզացիոն հետագծեր 5 տարբեր բևեռային և ազիմուտալ անկյուններով: Լազերային հետագծերի վերականգնումը հնարավորություն է տալիս հսկելու ուղղորդային արագությունը և դաշտի համասեռությունը /669/: Մագնիսական փաթույթի ներսում տեղադրված է էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրը, որը պետք է ապահովի հնարավորինս լավ էներգետիկ լուծողականություն էլեկտրոնների և ֆոտոնների համար, կամ այնպիսի մասնիկների, որոնք տրոհվում են ֆոտոնների (օրինակ, $\pi^0 \to \gamma\gamma$): Օգտագործված է շերտավորված կալորիմետրերի սխեման կապարե կլանիչների և բազմալար

համեմատական խցերի շերտերով: Կալորիմետրի ընդհանուր հաստությունը հավասար է 22 ռադիացիոն երկարության: Ընթերցվում է ոչ միայն անոդային լարերից, այլ նաև կատոդային բարձիկներից ստացված ինֆորմացիան: Կատոդային բարձիկները տեղադրված են այնպիսի երկրաչափությամբ, որպեսզի նրանց պրոյեկցիան «մատնանշի» փոխազդեցության կետը: Բարձիկները միացված են այնպես, որ կազմում են կալորիմետրական աշտարակ 1°*1° մարմնային անկյունով: Կենտրոնական մասում կալորիմետրերը պարունակում են 12 մեծ մոդուլներ, որոնք ծածկում են մարմնային անկյան մեծ մասը: Եզրային հարթություններում տեղադրված են մյուս 12 'կարկանդակ' տեսքի մոդուլները, այնպես որ կալորիմետրը համարյա ամբողջովին իր մեջ է ներառում ժամանակային պրոյեկտող խուցը:

էլեկտրամագնիսական կալորիմետրի բազմալար համեմատական խցերը աշխատում են 80%Xe և 20% CO_2 գազային խառնուրդով: Կալորիմետրի էներգետիկ լուծողականությունը հասնում է

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{17\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.6\% \qquad \text{(E-ն ԳէՎ-ով)} \qquad 11.20$$

$\oplus$-ը նշանակում է, որ էներգիայից կախված սխալը և հաստատուն անդամը գումարվում են քառակուսային օրենքով $\sqrt{\sigma^2 + \nu^2}$ Ընթերցվող հարթությունների շերտավորվածության օգնությամբ, (3*3սմ^2) կատոդային բարձիկների, կալորիմետրը ապահովում է նաև հետագծային ինֆորմացիա, որի ճշտությունը ըստ ազիմուտի կազմում է՝

$$\sigma = \frac{6.8mm}{\sqrt{E}} \qquad \text{(E-ն ԳէՎ)} \qquad 11.21$$

Օգտագործելով 7.4 բաժնում քննարկված մասնիկների նույնականացման մեթոդները, կալորիմետրը 10 ԳէՎ-անոց մասնիկների համար ապահովում է պիոնների 10^3 անգամ ճնշում, երբ էլեկտրոնների էֆեկտիվությունը 95% է:

Հադրոնային կալորիմետրը տեղադրված է գերհաղորդիչ փաթույթից դուրս: Այն կառուցված է 5սմ հաստությամբ երկաթի շերտերից և ունի քառակի նպատակ: Երկաթը հանդիսանում է մագնիսական դաշտի ուժագծերի փակման հակադարձ ճանապարհ: Նա ֆիլտրում է մյուոններին և տալիս է հադրոնի էներգիայի չափում: Ի վերջո, այն մեխանիկական կառուցվածք է մնացած բոլոր ենթադետեկտորների համար: Ճիշտ այնպես, ինչպես

էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրը, այն կազմված է գլանային մասից և եզրային ափսեներից:

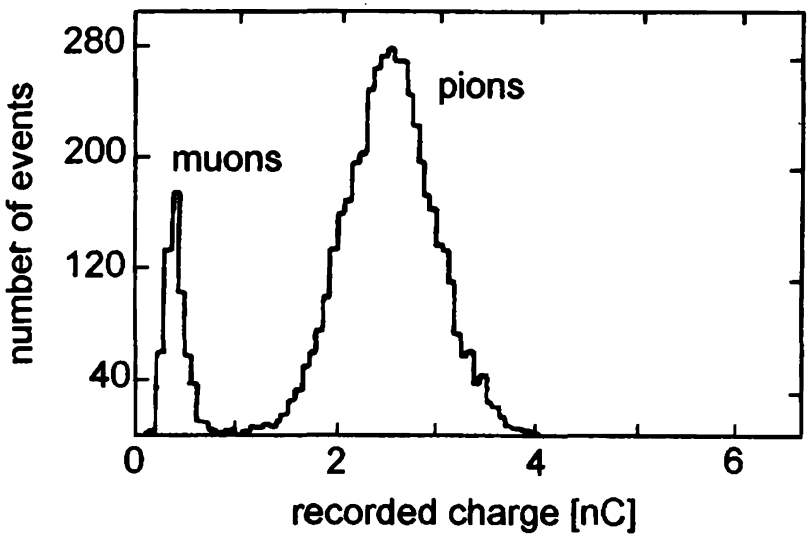
Հադրոնային հեղեղի զարգացումը չափվում է ստրիմերային խողովակների շերտերով: Ընթերցվում են ինչպես անոդային լարերի, այնպես էլ շերտատված կատոդների ինֆորմացիան: Ստրիմերային խողովակները լցված են 13% արգոն, 57% CO_2 և 30% իզոբութանի խառնուրդով:

Հադրոնային կալորիմետրի էներգետիկ լուծողականության բնորոշ արժեքը հավասար է՝

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{84\%}{\sqrt{E}} \quad (\text{E ԳէՎ}), \qquad 11.22$$

իսկ ազիմուտալ տարածական լուծողականությունը՝ 3.5 մմ է:

Հադրոնային կալորիմետրի երկաթից հետո տեղադրված են երկու շերտ մյուոնային խցեր: Այդ խցերն ունեն նույն կառուցվածքը, ինչ որ հադրոնային գրանցող խցերը: էլեկտրոնները և հադրոնները սովորաբար լրիվ կլանվում են կալորիմետրերում և միայն մյուոններն են, որ որոշակի հավանականությամբ կարող են հասնել մյուոնային խցերին: Ի հավելումն, մյուոնները կարելի է նույնականացնել էլեկտրոմագնիսական և հադրոնային կալորիմետրերում նրանց թողած բնութագրական էներգետիկ կորուստներով: Այդ կորուստներն օգտագործվում են, տարբերելու մյուոնները էլեկտրոններից և հադրոններից:



Նկ. 11.21. ALEPH-ի հադրոնային կալորիմետրում 20ԳէՎ պիոնների և մյուոնների լիցքային ազդանշանների բաշխումը /270/:

11.21 նկարում բերված է 20 ԳէՎ-անոց մյուոնների և պիոնների թողած լիցքերի բաշխումը հադրոնային կալորիմետրում, որը թույլ է տալիս կատարել π/μ գերազանց բաժանում: Եթե պահանջվի նաև մյուոնային խցերի արձագանքը, որոնց չի կարող հասնել պիոնը և հաշվի առնվի հադրոնային կալորիմետրում թողնված էներգիայի բաշխումը, ապա կարելի է կատարել π/μ մաքուր բաժանում:

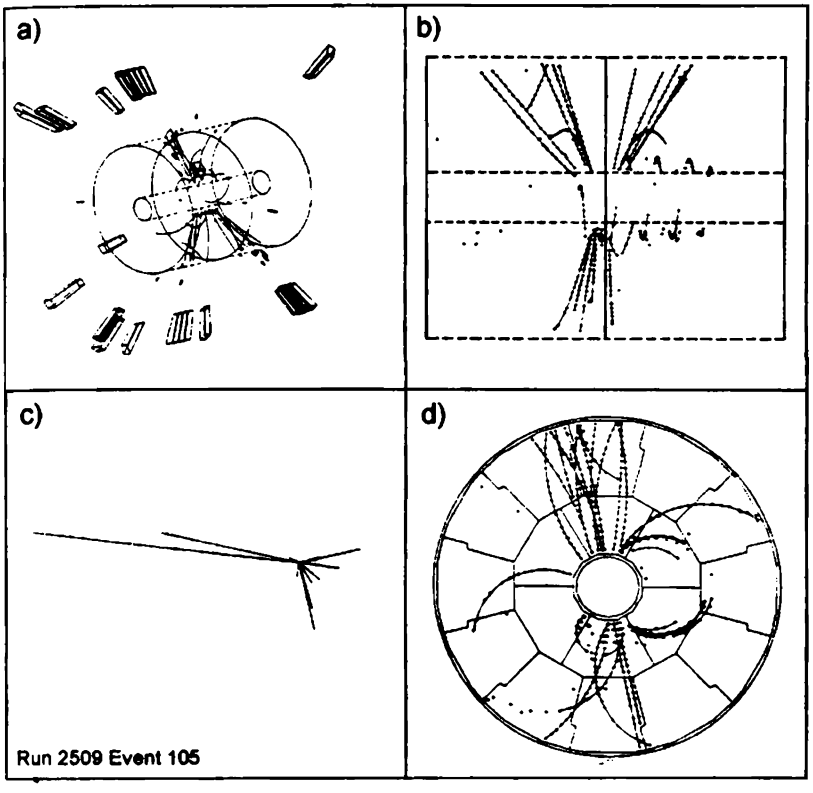
Խիստ առաջ ուղղված տիրույթում տեղադրված է լուսավորվածության չափիչը, որը ծածկում է էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրով չընդգրկված մարմնային անկյան հատվածը: Լուսավորվածության չափիչը բաղկացած է 9 շերտանոց հետագծային համակարգից: Նրա դերը փոխազդված էլեկտրոնների և պոզիտրոնների քանակի չափումն է, որը ստացվում է e^+e^- փոքր անկյան ցրումների չափումով (տեսականորեն շատ լավ հայտնի Բաբա ցրումը): Այս ձևով որոշված լուսավորվածությունը օգտագործվում է ուրիշ երևույթների, կտրվածքների նորմավորման համար, որոնք գրանցվել են, օրինակ կենտրոնական դետեկտորում: Բացի լուսավորվածության որոշումից, չափիչը ապահովում է նաև էլեկտրոնների և ֆոտոնների նույնականացում և նրանց էներգիայի և հետագծերի չափում: 1992 թվականից հետո, երբ ALEPH-ում տեղա-

դրվել է փոքր փնջատար, 9 շերտանոց հետագծային համակարգը փոխարինվել է ավելի ճշգրիտ սիլիցիում-վոլֆրամային կալորիմետրով:

Բազմաքայլ համադրումների հետևանքով ստեղծվում է նշազտիչային համակարգը, որը ընտրում է մեզ հետաքրքրող տեղի ունեցած երևույթը: Դրական արձագանքի դեպքում ALEPH-ի բոլոր ենթադետեկտորները ընթերցվում են: Օրինակ՝ Z° ռեզոնանսի չափման նշազտիչի հաճախությունը հավասար է 1 Հց: 11.22 նկարը ցույց է տալիս Z° ծնման դեպքի տարբեր պրոյեկցիաները և նրա հադրոնային տրոհման արդյունքները: ALEPH դետեկտորի ընդհանուր երկարությունը 11 մ է, բարձրությունը 9.3 մ: Նա ունի մոտավորապես գլանաձև տեսք և կշռում է 3000 տ:

Այս չափերի դետեկտորները կարող են կառուցվել և ֆինանսավորվել միայն մեծ գիտական համագործակցությունների կողմից: ALEPH համագործակցությունում ընդգրկված են 400 անդամ, 32 տարբեր ինստիտուտներից:

ALEPH դետեկտորի կառուցման ծախսերը հասնում են 90 միլիոն դոլարի:



Նկ. 11.22. ALEPH փորձում Z^0-ի հադրոնային տրոհման տարբեր պրոյեկցիաները և վերականգնված պատկերը. ա) TPC-ում եղած հետագծերի և կալորիմետրում կլանված էներգիայի եռաչափ պատկերը, բ) TPC –z պրոյեկցիան, գ) շարժման քանակների դիագրաման գծի երկարությունը համեմատական է մասնիկի շարժման քանակին, դ) TPC rφ պրոյեկցիան /270/:

ՎԵՐՋԱԲԱՆ

Դետեկտորների տեխնիկայի կիրառման շրջանակը շատ լայն է և բազմազան: Չափման նպատակից կախված, օգտագործվում են տարբեր ֆիզիկական երևույթներ: Ըստ էության յուրաքանչյուր ֆիզիկական երևույթ կարող է դետեկտորի կառուցման հիմք հանդիսանալ: Երբ լուծվում է բարդ փորձարարական պրոբլեմ, նպատակահարմար է օգտագործել բազմանպատակ դետեկտոր, որը կարելի է ապահովել տարբեր չափման տեխնիկաների լայն համատեղմամբ: Այդպիսի դետեկտորը ապահովում է բարձր էֆեկտիվություն (100%), լավագույն ժամանակային, տարածական և էներգետիկ լուծողականություն, ինչպես նաև մասնիկների լավ նույնականացում: Որոշակի էներգիաների համար նշված պահանջները կարելի է բավարարել, օրինակ, նպատակային կառուցված կալորիմետրի օգնությամբ: Սակայն կալորիմետրական դետեկտորները, կառուցված ԳԷՎ տիրույթի, կամ ԷՎ տիրույթի համար, կարող են լիովին տարբերվել: Նոր ֆիզիկական երևույթի հայտնագործումը թույլ է տալիս զարգացնել նոր գրանցման սկզբունքներ, և լուծել նոր բարդ ֆիզիկական պրոբլեմներ: Օրինակ գերհաղորդականության երևույթը թույլ է տալիս բարձր լուծողականությամբ չափել շատ փոքր էներգետիկ կորուստները: Չափման այդ տեխնիկայի լավացումը հնարավորություն կտա, օրինակ, գտնել և գրանցել տիեզերական նեյտրինոները, որոնք մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում աստղաֆիզիկական չափումներում: Բացի փոքր էներգիաների մասնիկների գրանցումից, չափազանց անհրաժեշտ է նաև երկարությունների խիստ փոքր փոփոխությունների գրանցումը: Որպեսզի գրանցվեն գրավիտացիոն ալիքները, անհրաժեշտ է գրանցել երկարության հարաբերական փոփոխությունը $\Delta l/l=10^{-21}$-ի ճշտությամբ: Սա նշանակում է, որ անտենայի 1մ երկարության դեպքում, պետք է չափել նրա երկարությունը 10^{-21} հասնող ճշտությամբ, կամ ատոմի միջուկի տրամագծի 1/1000000 չափով: Այսպիսի վեհ նպատակը դեռևս անհասանելի է, բայց սպասվում է, որ մոտ ապագայում այն կհաղթահարվի:

Քանի որ դժվար է պատկերացնել, որ ֆիզիկական աշխարհը ամբողջովին հասկացվել է (անցյալում և նույնիսկ մեր ժամանակներում /670/ այսպիսի գաղափար առաջ է քաշվել), ապա դեռևս պետք է, որ մշտապես լինեն նոր էֆեկտներ և նոր երևույթներ: Մասնիկների դետեկտոր ստեղծող մասնագետները պետք է ընդգրկեն այդ էֆեկտները, դնելով նրանց նոր դետեկտորների զարգացման հիմքում: Այս պատճառով գրանցման տեխնիկայի նկարագրությունը կարող է լինել միայն տվյալ ժամանակահատվածի համար: «Հին»

դետեկտորները պետք է «մահանան» և նոր չափիչ սարքեր պետք է տեղադրվեն հետազոտման առաջավոր գծում: Երբեմն «Հին» դետեկտորը, որն արդեն դուրս է մղվել փորձերից, կարող է վերածնունդ ապրել: Դրա լավագույն օրինակը հոլոգրաֆիկ ընթերցումով գազաթային պղպջակային խուցն է՝ դեպքերի եռաչափ վերականգնումով: Բայց այս դեպքում նույնպես առկա է նոր էֆեկտի գոյությունը, որն առաջ է մղել այդպիսի զարգացումը, դա հոլոգրաֆիկ ընթերցման տեխնիկան է:

ԳԼՈՒԽ XII

ՏԵՐՄԻՆՆԵՐԻ ԲԱՌԱՐԱՆ

Տերմինների բառարանն ընդգրկում է դետեկտորների ամենակարևոր հատկությունները և նրանց կիրառման հիմնական բնագավառները: Կրճատ բերված են նաև փոխազդեցությունների հիմնական հատկությունները:

12.1. ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԵՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՅՈՒԹԻ ՀԵՏ

Լիցքավորված մասնիկները հիմնականում փոխազդում են նյութի էլեկտրոնների հետ: Փոխազդեցության ընթացքում ատոմային էլեկտրոնները կամ գրգռվում են տեղափոխվելով ավելի բարձր էներգետիկ մակարդակներ (գրգռում), կամ դուրս են թռչում ատոմային թաղանթներից՝ իոնիզացիա: Բարձր էներգիա ստացած էլեկտրոնները, որոնք իրենք ևս կարող են իոնիզացնել, կոչվում են δ էլեկտրոններ («դուրս շպրտված էլեկտրոններ»): Բացի իոնիզացիայից և գրգռումից, մեծ դեր ունի նաև արգելակային ճառագայթումը, հատկապես, երբ ընկնող մասնիկը էլեկտրոն է: Իոնիզացիայի և գրգռման էներգետիկ կորուստները նկարագրվում են Բետե-Բլոկի բանաձևով: Միավոր երկարության վրա ծանր մասնիկների միջին էներգետիկ կորուստների հիմնական հատկությունները տրվում են հետևյալ բանաձևով՝

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{Ion} \propto z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln a\gamma^2\beta^2 - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right],$$

որտեղ z-ը ընկնող մասնիկի լիցքն է տարրական լիցքի միավորներով,

Z,A կլանիչի ատոմային համարը՝ լիցքը և ատոմային զանգվածն են,

β-ն ընկնող մասնիկի արագությունն է,

γ-ն Լորենց ֆակտորը:

δ-ն խտության էֆեկտը հաշվի առնող անդամն է,

a-ն ընկնող մասնիկի զանգվածից, էլեկտրոնի զանգվածից և կլանիչի իոնիզացիոն էներգիայից կախված անդամն է:

Իոնիզացիայի և գրգռման էներգետիկ կորուստների բնութագրական արժեքը՝ ≈2 ՄէՎ/գ/սմ^2: Նյութի տվյալ շերտի մեջ էներգետիկ կորուստների բաշխումը Գաուսյան չէ: Հատկապես բարակ շերտերի համար, այն բնութագրվում է խիստ ասիմետրիկ՝ Լանդաուի բաշխումով: Դետեկտորը գրանցում է միայն զգայուն ծավալում

մնացած էներգիան, որը պարտադիր չէ, որ հավասար լինի դետեկտորում մասնիկի կորցրած էներգիային, քանի որ էներգիայի մի մասը կարող է դուրս հոսել դետեկտորի զգայուն ծավալից, օրինակ՝ δ էլեկտրոնների տեսքով: Դետեկտորում լիցքավորված մասնիկների էներգետիկ կորուստներն առաջացնում են որոշակի քանակությամբ ազատ լիցքակիրներ, որոնց n_T քանակը տրվում է՝

$$n_T = \frac{\Delta E}{W},$$

որտեղ ΔE-ն դետեկտորում թողնված էներգիան է, իսկ W-ն լիցքակիրների մեկ զույգի առաջացման համար անհրաժեշտ էներգիան. W≈30 էՎ գազերում, 3.6 էՎ սիլիցիումում և 2.8 էՎ գերմանիումում: Լիցքավորված մասնիկների, հատկապես թեթև մասնիկների համար, երկրորդ կարևոր փոխազդեցության երևույթը արգելակային ճառագայթումն է: Արգելակային ճառագայթման էներգետիկ կորուստների կախվածությունը հիմնական պարամետրերից, տրվում է հետևյալ տեսքով՝

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{brems} \propto z^2 \frac{Z^2}{A}\frac{1}{m_0^2}\cdot E,$$

որտեղ m_0-ն և E-ն ընկնող մասնիկի զանգվածը և էներգիան են: էլեկտրոնների համար (z=1) այն տրվում է հետևյալ տեսքով՝

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{brems} = \frac{E}{X_0},$$

որտեղ X_0-ն կլանիչի նյութը բնութագրող ռադիացիոն երկարությունն է: Կլանիչ նյութը բնութագրող $E_{կրիտ}$ կրիտիկական էներգիան սահմանվում է որպես մի էներգիա, որի դեպքում էլեկտրոնների իոնիզացիայի և գրգռման էներգետիկ կորուստները հավասար են նրա արգելակային ճառագայթման էներգետիկ կորուստներին՝

$$-\left.\frac{dE}{dx}(E_c)\right|_{ion} = -\left.\frac{dE}{dx}(E_c)\right|_{brems} = \frac{E_c}{X_0}:$$

Նյութերում բազմակի Կուլոնյան ցրումը շեղում է լիցքավորված մասնիկին ուղիղ հետագծից: Հարթության մեջ այդ շեղումը տրվում է ցրմպն անկյան միջին քառակուսային արժեքով՝

$$\sigma_\theta = \sqrt{\langle\theta\rangle^2} = \frac{13.6}{p\beta}\sqrt{\frac{X}{X_0}},$$

որտեղ p, β մասնիկի շարժման քանակը (ՄէՎ/c) և արագությունն են, X-ը ռադիացիոն երկարության միավորներով արտահայտված, անցած նյութի քանակն է:

Բարձր էներգիաների տիրույթում նշված երևույթներին ավելանում են ուղղակի էլեկտրոն-պոզիտրոն ծնումը և ֆոտոմիջուկային փոխազդեցությունները:

Չերենկովյան և անցումային ճառագայթման էներգետիկ կորուստները, դետեկտորների ստեղծման տեսակետից, մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում, բայց նրանց դերը ընդհանուր էներգետիկ կորուստներում շատ չնչին է:

Չեզոք մասնիկները (նեյտրոններ, նեյտրինոներ) պետք է նախօրոք փոխազդեն նյութի հետ ծնելով լիցքավորված մասնիկներ և հետո միայն գրանցվեն դետեկտորներում:

Փոքր էներգիայի ֆոտոնները (<100ԿէՎ) գրանցվում են ֆոտոէֆեկտի հաշվին: Ֆոտոէֆեկտի կտրվածքը տրվում է հետևյալ մոտավորությամբ՝

$$\sigma^{photo} = \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}},$$

բարձր էներգիաների համար այն ավելի հարթ է $\sim E_\gamma^{-1}$: Ֆոտոէֆեկտի արդյունքում ատոմից պոկվում է էլեկտրոն (սովորաբար K մակարդակից): Ատոմային մակարդակների վերակառուցման հետևանքով առաջանում են կամ բնութագրական ռենտգենյան ճառագայթներ, կամ Օժե էլեկտրոններ: Ֆոտոնների էներգիայի միջին տիրույթում (100 ԿէՎ-1 ՄէՎ) գերակշռող է հանդիսանում քվազի ազատ էլեկտրոնի վրա ցրումը (Կոմպտոն ցրում): Կոմպտոնյան ցրման կտրվածքը կարելի է տալ հետևյալ մոտավորությամբ՝

$$\sigma_{Komp} \propto Z \frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma}:$$

Ավելի բարձր էներգիաների տիրույթում (>>1 ՄէՎ) էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի ծնումը դառնում է ֆոտոնների փոխազդեցության հիմնական մեխանիզմ՝

$$\sigma_{pair} \propto Z^2 \ln E_\gamma:$$

Այս բոլոր երևույթները առաջ են բերում ռենտգենյան կամ γ ճառագայթների կլանում, որը ենթարկվում է կլանման հայտնի օրենքին: Ֆոտոնների ինտենսիվությունը փոխվում է՝

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x}$$ բանաձևով:

μ-ն տվյալ նյութի բնութագրական կլանման գործակիցն է, որը կախված է ֆոտոէֆեկտի, Կոմպտոն ցրման և զույգի ծնման համապատասխան կտրվածքներից: Կոմպտոն ցրումը հատուկ դեր է կատարում, քանի որ այդ երևույթի ընթացքում ֆոտոնը լրիվ չի

կլանվում, ինչպես ֆոտոէֆեկտի և զույգի ծնման ժամանակ, այլ միայն փոխում է իր էներգիան: Սա առաջ է բերում երկու տարբեր՝ կլանման և թուլացման գործակիցներ մտցնելու անհրաժեշտությունը:

Ոչ առաձգական փոխազդեցության ընթացքում լիցքավորված և չեզոք մասնիկները կարող են ծնել այլ մասնիկներ: Հադրոնների ուժեղ փոխազդեցությունը բացատրվում է կլանման և միջուկային փոխազդեցության երկարությունների հասկացողությամբ:

Իոնիզացիայի արդյունքում ծնված էլեկտրոնները. օրինակ՝ գազային դետեկտորում, արագ ձեռք են բերում միջին ջերմային էներգիա գազի մոլեկուլների հետ հետագա հարվածների ընթացքում: Հետևաբար, էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ նրանք ձեռք են բերում ուղղորդված շարժում, որը անվանվում է էլեկտրոնների ուղղորդ: Էլեկտրոնների ուղղորդային արագությունը սովորաբար օգտագործվող գազերում, և սովորաբար կիրառված լարումների համար 5 սմ/մկվ-ի կարգի է: Ուղղորդի ընթացքում լիցքակիրները, այսինքն՝ էլեկտրոնները և իոնները, ենթարկվում են լայնական և երկայնական դիֆուզիայի, գազի մոլեկուլների հետ հարվածների հետևանքով:

Մագնիսական դաշտերի առկայությունը հանգեցնում է էլեկտրոնների էլեկտրական դաշտին զուգահեռ ուղղորդից շեղվելու երևույթին:

Էլեկտրոբացասական գազերի փոքր խառնուրդները գազային դետեկտորի հատկությունների վրա կարող են ունենալ զգալի ազդեցություն:

12.2. ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐԸ ԲՆՈՒԹԱԳՐՈՂ ՄԵԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Դետեկտորի որակը կարելի է արտահայտել նրա որոշակի մեծության չափման լուծողականությամբ: Այդ հիմնական մեծություններն են՝ ժամանակը, հետագծի կոորդինատները, էներգիան, շարժման քանակը և այլն: Սիլիցիումային շերտատված հաշվիչներում և փոքր ուղղորդային խցերում կարելի է ստանալ մինչև 10-20 մկմ տաքածական լուծողականություն: Հարթ կայծային խցերով կարելի է ապահովել նվ-ից ավելի փոքր ժամանակային լուծողականությամբ չափումներ: Ցածր ջերմաստիճանային կալորիմետրում հասանելի է մի քանի էՎ էներգետիկ լուծողականություն: Բացի լուծողականությունից, դետեկտորի համար խիստ կարևոր է էֆեկտիվությունը, համասեռությունը, կայունությունը ժամանակի ընթացքում և այլն:

12.3. ՌԱԴԻԱՑԻՈՆ ՉԱՓՄԱՆ ՄԻԱՎՈՐՆԵՐԸ

Ատոմային միջուկների ռադիոակտիվ տրոհումը բացատրվում է տրոհման օրենքով՝

$$N = N_0 e^{-t/\tau}$$

որտեղ $\tau=1/\lambda$-ն կյանքի տևողությունն է, λ-ն տրոհման հաստատունն է: Տրոհման կիսապարբերությունը $T_{1/2}$-ն փոքր է, քան կյանքի տևողությունը $T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2$:

Տվյալ տարրի ակտիվությունը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N,$$

որտեղ ակտիվության չափման միավորը Բեկերելն է =1տրոհում/վ:

Էներգետիկ D դոզան որոշվում է միավոր զանգվածում կլանված ռադիացիոն dW էներգիայի քանակով՝

$$D = \frac{dW}{\rho dV} = \frac{dW}{dm}$$

Դոզայի չափման միավորը Գրեյն է (G), 1G=1 Ջ/կգ: Դոզայի հին միավորը ռադն է, 1 G=100 **ռադ**:

Կլանված էներգիայի առաջացրած կենսաբանական էֆեկտները տարբեր մասնիկների համար տարբեր են: Համարժեք դոզա է կոչվում կլանված էներգիայի և համապատասխան հարաբերական կենսաբանական էֆեկտիվության (RBE) արտադրյալը:

H(զիվերտ)=RBE·D [G]:

Համարժեք դոզայի հին միավորը REM-ն է, 1զիվերտը=100 REM: *Բնական ռադիոակտիվության հետևանքով ստացած* համարժեք դոզան մեկ տարում հավասար է 3մզվ=300 մռեմ/տարի: Հատուկ ստուգման ենթակա տարածքներում աշխատողների համար սահմանված է 50 **մզվ**=5 **ռեմ** համարժեք դոզայի տարեկան մաքսիմում: Մարդու համար մահացու (30 օրում մահվան վրա հասնելու 50% հավանականություն) դոզան հավասար է 4000 **մզվ**=4 **զվ**=400 **ռեմ**:

12.4.ՀԵՏԱԳԾԻ ԵՎ ԻՈՆԻԶԱՑԻԱՅԻ ՉԱՓՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐԸ

12.4.1. Իոնիզացիոն խցեր

Հարթ իոնիզացիոն խցեր

Կիրառությունը	Էներգետիկ կորուստների և լրիվ կլանման դեպքում էներգիայի չափում, օրինակ՝ α սպեկտրոսկոպիա, անհատական ռադիացիոն դոզայի չափում:
Կառուցվածքը	Հաստատուն, համասեռ էլեկտրական դաշտ, էլեկտրոնների և իոնների հաստատուն ուղղորդային արագություն, առանց գազային ուժեղացման: Զգայուն ծավալը գազային է, չնայած կարող են լինել նաև հեղուկներ (արգոն, կրիպտոն, քսենոն) և պինդ նյութեր: Հեղուկ գազերի համար պահանջվում է շատ բարձր մաքրություն (ppb):
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը,	էլեկտրական դաշտի կողմից լիցքակիրների հավաքումը համապատասխան էլեկտրոդների վրա մակածում է լիցքի ազդանշան: Արդյունարար հոսանքը դիմադրության վրա առաջ է բերում լարման ազդանշան:
Առավելությունները	Պարզ կառուցվածք և պարզ ընթերցում:
Թերությունները	Գազային իոնիզացիոն խցերի խիստ փոքր ազդանշանը պահանջում է շատ զգայուն, փոքր աղմուկներով ուժեղացուցիչների կիրառում: Ազդանշանի մեծությունը կախված է մասնիկի անցնելու տեղից (կարելի է խուսափել Ֆրիշի ցանցերի օգնությամբ):

Գլանաձև իոնիզացիոն խուց

Կիրառությունը	Նույնը ինչ որ հարթ իոնիզացիոն խուցը:
Կառուցվածքը	Գլանային համաչափությամբ, ոչ համասեռ 1/r տեսքի էլեկտրական դաշտ (U~ln(r)), դաշտի մեծությունից կախված փոփոխական ուղղորդային արագություն, գազային ուժեղացումը բացակայում է:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	էլեկտրոդների վրա մակածված լիցքային ազդանշան: Ազդանշանի առաջացումը հիմնականում պայմանավորված է էլեկտրոնների շարժումով:
Առավելությունները	Տես հարթ իոնիզացիոն խուց:
Թերությունները	Տես հարթ իոնիզացիոն խուց:

12.4.2.Համեմատական հաշվիչ

Կիրառությունը	Ռենտգենյան ճառագայթների սպեկտրոսկոպիա, նեյտրոնների գրանցում (BF_3-հաշվիչներ):
Կառուցվածքը	Նման է գլանաձև իոնիզացիոն խցին, սակայն անոդային լարի տրամագիծը փոքր է, իսկ դաշտի լարվածությունը ավելի մեծ: 1/r տեսքի դաշտում գազային ուժեղացում 10^3-10^6 անգամ: Հեղեղը առաջանում է անոդային լարի անմիջական շրջակայքում, մասնիկի անցնելու տեղում և լարի երկարությամբ չի տարածվում:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Գազային ուժեղացումը (առանց ֆոտոնային մեխանիզմի) բացատրվում է Թաունսենդի առաջին գործակցով α, $A = e^{\alpha x}$ որտեղ x-ը հեղեղի առաջացման կետից անցած ճանապարհն է: Ֆոտոնային մեխանիզմի ազդեցության դեպքում գազային ուժեղացումը նկարագրվում է

$$A_\gamma = \frac{A}{1-\gamma A}$$ օրենքով,

որտեղ γ-ն հեղեղային մեկ էլեկտրոնի նոր ֆոտոէլեկտրոն ծնելու հավանականությունն է (Թաունսենդի երկրորդ գործակից): Համեմատական հաշվիչը աշխատում է միայն այն տիրույթում, որտեղ γA«1: Հեղեղը զարգանում է միայն վերջին ազատ վազքի երկարությունների վրա, անոդի մոտակայքում 10-20 մկմ: Ազդանշանը հիմնականում առաջանում է դեպի կատոդ շարժվող իոնների կողմից:

Առավելությունները — Փոքր նախնական իոնիզացիան (ՄԻՄ) բավական է մասնիկը գրանցելու համար:

Թերությունները — Էներգետիկ լուծողականությունը սահմանափակված է նախնական իոնիզացիայի և գազային ուժեղացման ֆլուկտուացիաներով: Հիմնականում ունեն մեծ ժամանակային հաստատուններ (պահանջվում է ազդանշանի դիֆերենցում):

12.4.3. Գեյգերյան հաշվիչներ

Կիրառությունը — Անցնող մասնիկների հաշվում:

Կառուցվածքը — Նման է համեմատական հաշվիչին, բայց աշխատում է դաշտի ավելի բարձր լարվածությունների դեպքում: Գազային ուժեղացումը ~10^8:

Չափման սկզբունքը, ընթերցումը — Դաշտի բարձր լարվածության և գազային մեծ ուժեղացման հետևանքով հեղեղի զարգացման ֆոտոնային մեխանիզմը վճռական դեր է կատարում: Պարպումը տարածվում է ամբողջ լարի երկարությամբ: Ամբողջ լարի երկայնքով ստեղծվում է իոնային կանալ: Պարպումը կարելի է ընդհատել կամ էլեկտրոնային մեթոդներով, կամ ավելացնելով մարող գազային խառնուրդներ: Նախնական իոնիզացիայի և առաջացած ազդանշանի միջև չկա ոչ մի համեմատականություն:

Առավելությունները	Պարզ կառուցվածք և աշխատանք:
Թերությունները	Մի քանի մասնիկի գրանցման անհնարինություն, բացի այն դեպքերից, երբ նեյլոնային թելերի օգնությամբ կատարվում է լարի երկարությամբ պարպման խզում (սահմանափակ գեյգերյան մոդա): Մեծ մեռյալ ժամանակ: Ֆոտոնների գրանցման փոքր էֆեկտիվություն:

12.4.4. Ստրիմերային խողովակներ (չշփոթել ստրիմերային խցի հետ)

Կիրառությունը	էլեկտրոնային և հադրոնային կալորիմետրերի գրանցող տարր: Նուկլոնի տրոհման մեծածավալ փորձի գրանցող սարքի տարր:
Կառուցվածքը	Նման է Գեյգերյան հաշվիչին, սովորաբար օգտագործվում են քառակուսային հատույթով խողովակներ: Գազային ուժեղացումը ~10^{10}, հեղեղը սահմանափակված է մասնիկի անցնելու տեղով, մարող գազերի մեծ կոնցենտրացիայի հետևանքով >50%, հաստ անոդային լարեր (ϕ=100մկմ), բարձր անոդային լարումներ ~5կՎ:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Համեմատական ռեժիմից ստրիմերային ռեժիմի անցում, խուսափելով գեյգերյան մոդայից:
Առավելությունները	Խիստ պարզ կառուցվածք և աշխատանք, մեծ ազդանշանի լայնույթներ (առանց նախաուժեղացուցիչների օգտագործման կարելի է ընթերցել), էֆեկտիվության լայն պլատո, կայուն աշխատանքային ռեժիմ, մի քանի մասնիկի գրանցման հնարավորություն: Կատոդը սովորաբար շերտատված է բարձիկների տեսքով:
Թերությունները	Պահանջվում է բարձր աշխատանքային լարում ≈5կՎ, հիմնական մարող գազերը դյուրավառ են (իզոբութան):

12.4.5. Մասնիկների գրանցումը հեղուկներում

Կիրառությունը	Հիմնականում հանդիսանում են էլեկտրոնային և հադրոնային կալորիմետրերի գրանցող տարրեր, կարող են օգտագործվել նաև ՄէՎ տիրույթում β և γ սպեկտրոսկոպիայի համար:
Կառուցվածքը	Մեծ մակերեսով հեղուկ LAr, LKr, LXe գազերով լցված հարթ մոդուլներ, օգտագործվում են նույնպես որոշակի «տաք» հեղուկներ (TMS):
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Ծնված լիցքակիրների հավաքում, փոքր ազդանշանը պահանջում է փոքր աղմուկով լիցքի նկատմամբ զգայուն ուժեղացուցիչներ:
Առավելությունները	Պարզ կառուցվածք, դետեկտորի ծավալը կարելի է մեկուսացնել, բարձր ռադիացիոն դիմացկունություն:
Թերությունները	Պահանջվում են հեղուկ ազոտի ջերմաստիճանի սարքավորումներ, հեղուկ չեզոք գազերով խցերի համար: Մաքրության շատ բարձր պահանջ գրանցող հեղուկի նկատմամբ:

12.4.6. Բազմալար գազային խցեր

Կիրառությունը	Էներգետիկ կորուստները չափելու հնարավորությամբ հետագծային դետեկտորներ: Կիրառելի են մասնիկների մեծ հոսքով փորձերում, երբ օգտագործվում են անոդային լարերի փոքր քայլ, կամ միկրոստրիպ դետեկտորներ:
Կառուցվածքը	Համեմատական հաշվիչների հարթ շերտեր, որոնցում բացակայում են բաժանիչ պատերը:
Չափման սկզբունքը,	Նման է համեմատական հաշվիչին; մեծ արագությամբ ADC-ների օգտագործումը

ընթերցումը	հնարավորություն է տալիս իոնիզացիայի տարածական կառուցվածքի վերականգնում:
Առավելությունները	Պարզ, ամուր կառուցվածք, ստանդարտ էլեկտրոնիկայի օգտագործում:
Թերությունները	Անոդային լարերի էլեկտրոստատիկ վանում, լարերի սահմանափակ մեխանիկական կայունություն, հորիզոնական դասավորված երկար անոդային լարերի գրավիտացիոն ճկում:
Տարբերակները	Ծղոտային խցեր (կենտրոնական անոդային լարով, ալյումինով նստեցված մայլարե ծղոտ) փոքրացնում է լարի կտրվելու ռիսկը: Կատոդների շերտատում, տարածական կոորդինատը վերականգնելու հնարավորությամբ: Չափսերի փոքրացման հնարավորություն, միկրոստրիպ դետեկտորի տեսքով, պլաստիկ կամ կերամիկական հիմքի վրա «անոդային լարի նստեցումով»: Էլեկտրոդները սովորաբար ստացվում են միկրոլիթոգրաֆիայի մեթոդներով: Հնարավոր պրոբլեմներից է դիէլեկտրիկ հիմքի վրա իոնների կուտակումը, և դրա հետևանքով էլեկտրական դաշտի փչացումը:

12.4.7. Հարթ ուղղորդային խցեր

Կիրառությունը	Հետագծային դետեկտոր, էներգետիկ կորուստների չափում:
Կառուցվածքը	Բազմալար համեմատական խցի հետ համեմատած, ավելացված են պոտենցիալային լարեր անոդային լարերի արանքում, որը լավացնում է դաշտի որակը: Հիմնականում շատ ավելի քիչ քանակությամբ զգայուն լարեր են օգտագործվում քան ԲՀԽ-ում:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Ի հավելումն ԲՀԽ ընթերցման (լարի համար) ընթերցվում է նաև ծնված լիցքակիրների ուղղորդի ժամանակը: Սա հնարավորություն է տալիս ստանալ ավելի լավ տարածական

	լուծողականություն, նույնիսկ լարերի ավելի մեծ հեռավորության (քայլի) դեպքում:
Առավելությունները	Անոդային լարերի քանակի կտրուկ նվազեցում, բարձր հետագծային լուծողականություն:
Թերությունները	Հետագծային լուծողականության տարածական կախում, որը հետևանք է լիցքակիրների դիֆուզիայի և նախնական իոնիզացիայի վիճակագրության, աջ-ձախ անորոշության ուղղորդային ժամանակի չափման ընթացքում (լուծելի է երկշերտ կամ խոտորված անոդային լարերի օգնությամբ):
Տարբերակները	«Առանց էլեկտրոդների» խուց. դաշտը ձևավորվում է խցի անհաղորդիչ պատերին իոնների նստելու հետևանքով: Ժամանակի երկարացման խուց. ուղղորդային և գազային ուժեղացման ծավալները ցանցով բաժանելու հետևանքով, հնարավոր է ուղղորդային արագության ղեկավարում: Մակածման ուղղորդային խուց. անոդ-պոտենցիալ լարերի փոքր հեռավորությունը: Պոտենցիալ լարերի վրա մակածված ազդանշանի ընթերցումը ապահովում է աջ-ձախ անորոշության լուծում և գրանցման բարձր արագություն:

12.4.8. Գլանաձև լարային խցեր

Գլանաձև համեմատական և ուղղորդային խցեր

Կիրառությունը	Կուտակիչ օղակային փորձերում կատարում են կենտրոնական դետեկտորի դեր, բարձր հետագծային լուծողականությամբ նախնական գազաթի շուրջը, ունեն մեծ մարմնային *անկյան ծածկման հնարավորություն:*
Կառուցվածքը	Համեմատական խցերի (ուղղորդային խցերի) համակենտրոն շերտեր: Ուղղորդային բջիջը ունի վեցանկյուն կամ սեղանաձև տեսք: էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը

(շարժման քանակի չափման համար) սովորաբար փոխուղղահայաց են:

Չափման սկզբունքը, ընթերցումը — Նույնն է, ինչ որ հարթ համեմատական (ուղղորդային) խցերինը: Լարի երկարությամբ կոորդինատը որոշվում է լիցքի բաժանմամբ, լարի երկարությամբ ազդանշանի տարածման ժամանակի չափումով, կամ տարածական (stero) լարերի օգտագործումով: Հնարավոր է ստեղծել փոքր չափերի մեծ արագագործությամբ ուղղորդային մոդուլներ:

Առավելությունները — Տես 4.6 և 4.7 բաժինները:

Թերությունները — Տես 4.6 և 4.7 բաժինները, էֆեկտը դժվարացնում է հետագծի վերականգնումը:

Շիթային ուղղորդային խուց

Կիրառությունը — Կուտակիչ օղակի փորձերի կենտրոնական դետեկտոր, մասնիկների նույնականացման լավագույն հնարավորությամբ, որն ապահովվում է էներգետիկ կորուստների բազմակի չափումներով:

Կառուցվածքը — Գլանաձև ծավալի ազիմուտային շերտատում «կտրատված գաթայի» տեսքով, ուղղորդային էլեկտրական դաշտը և շաժման քանակի որոշման մագնիսական դաշտը փոխուղղահայաց են: Էլեկտրական դաշտի ձևավորումը կատարվում է պոտենցիալային շերտերի օգնությամբ, խոտորված անոդային լարերը ծառայում են աջ-ձախ անորոշության լուծման համար:

Չափման սկզբունքը, ընթերցումը — Նույնն է ինչ որ սովորական ուղղորդային խցերինը, բազմակի dE/dx չափումների օգնությամբ մասնիկների նույնականացում:

Առավելությունները — Տես 4.6 և 4.7 բաժինները

Թերությունները — Տես 4.6 և 4.7 բաժինները, $\vec{E}\times\vec{B}$ էֆեկտը դժվարացնում է հետագծերի վերականգնումը:

Ժամանակային պրոյեկտող խուց (TPC)

Կիրառությունը	Գրեթե առանց «նյութի» կենտրոնական դետեկտոր, հիմնականում օգտագործվում է կուտակիչ օղակային փորձերում. եռաչափ հետագծերի ճշգրիտ վերականգնում; Ուղղորդային էլեկտրական դաշտը և մագնիսական դաշտը (շարժման քանակի չափման) զուգահեռ են:
Կառուցվածքը	Դետեկտորի զգայուն ծավալում բացակայում են անոդային և պոտենցիալային լարերը: Ծնված լիցքակիրները ուղղորդվում են դեպի եզրային դետեկտորները (հիմնականում բազմալար համեմատական խցեր), որն ապահովում է հետագծի երկու կոորդինատները, երրորդ կոորդինատը ստացվում է ուղղորդային ժամանակի չափումից:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	
Առավելությունները	Բացի գրանցող գազից, մնացած բոլոր նյութերը զգայուն ծավալից հեռացված են (փոքր բազմակի ցրում, շարժման քանակի լավ լուծողականություն, ֆոտոնների փոխարկման (conversic) շատ փոքր հավանականություն): Եռաչափ կոորդինատի հնարավորություն, էներգետիկ կորուստների նմուշների բազմակի չափում և բարձր տարածական լուծողականություն:
Թերությունները	Դեպի զգայուն ծավալ ուղղորդող իոնները կարող են փչացնել էլեկտրական դաշտը (կարելի է խուսափել ցանցի ավելացումով (դարպասի ստեղծում)), ուղղորդային երկար ժամանակների պատճառով TPC-ն չի կարող աշխատել մասնիկների մեծ հոսքերի ժամանակ:
Տարբերակները	TPC-ն կարելի է լցնել նաև հեղուկային չեզոք

գազերով, որը ապահովում է պղպջակային խցի որակի եռաչափ թվային «պատկերներ» (պահանջում է խիստ զգայուն ընթերցման համակարգեր, քանի որ բացակայում է գազային ուժեղացումը):
Կարելի է ստանալ հետագծի օպտիկական պատկերը, գազային TPC-ում, եզրային խցերում բարձր դաշտի լարվածությունների հաշվին: Այս նպատակի համար օգտագործվում են այնպիսի գազեր, որոնք առաջացնում են մաքսիմում քանակի տեսանելի ֆոտոններ հեղեղի զարգացման ընթացքում (պատկերի ստեղծման խցեր):

12.4.9. Պատկերի վերականգնման խուց

Կիրառությունը

Այս դետեկտորի աշխատանքի սկզբունքը նույնն է ինչ որ TPC-ինը: Այս դեպքում հետագծային ինֆորմացիան տրանսֆորմացվում է դեպի օպտիկական պատկերի տիրույթը (եզրային դետեկտորների ավելի բարձր գազային ուժեղացումների և ուժեղ ֆոտոնային բազմացումների հաշվին): Ընթերցումը կատարվում է պատկերի ուժեղացուցչի և տեսախցիկի օգնությամբ:

Կառուցվածքը
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը

Առավելությունները
Թերությունները

12.4.10. Ծերացման էֆեկտները լարային խցերում
12.4.11. Պղպջակային խուց

Կիրառությունը	Լիցքավորված մասնիկների հետագծերի ճշգրիտ օպտիկական վերականգնում, հազվագյուտ բարդ դեպքերի հետազոտում:
Կառուցվածքը	Եռման կետին մոտ հեղուկ գազ, հեղուկի գերտաքացում մասնիկի անցնելու պահից առաջ, նրա ծավալի կտրուկ ընդարձակումով:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Գերտաք հեղուկում մասնիկի հետագծի երկարությամբ առաջացած պղպջակների տարածական լուսանկարում:
Առավելությունները	Բարձր տարածական լուծողականություն, հազվագյուտ և բարդ դեպքերի հետազոտում, կարճ ապրող մասնիկների կյանքի տևողության չափում:
Թերությունները	Դեպքի լուսանկարների շատ տքնաջան մշակում, կարելի է միայն սինքրոնացնել, բայց ոչ աշխատեցնել նշազտիչով, բարձր էներգիաների մասնիկների կլանման համար ոչ բավարար զանգված:
Տարբերակները	Հոլոգրաֆիական ընթերցումը ապահովում է դեպքի եռաչափ վերականգնումը, լավագույն տարածական լուծողականությամբ (մի քանի մկմ):

12.4.12. Վիլսոնի խուցը

Կիրառությունը	Տիեզերական ճառագայթների կազմում հազվագյուտ դեպքերի չափում, ցուցադրական փորձեր, պատմական կարևորություն:
Կառուցվածքը	Հագեցման (սեղմված) մոտ գտնվող գազագոլորշի խառնուրդ: Ուրիշ դետեկտորի (օրինակ, սցինտիլյացիոն հաշվիչի) օգնությամբ կարելի է ղեկավարել (նշազտիչ) ծավալի ընդարձակումը, հասնելու համար

գերհագեցած գոլորշու վիճակի:

Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Գերհագեցած գոլորշու մեջ իոնիզացիոն հետագծի վրա առաջացած հեղուկի կաթիլների տարածական լուսանկարում:
Առավելությունները	Վիլսոնի խուցը կարելի է կառավարել
Թերությունները	Շատ երկար մեռյալ և կրկնման ժամանակ: Ստացված լուսանկարների հոգնեցուցիչ մշակում:
Տարբերակները	Ոչ ղեկավարելի դիֆուզիան, Վիլսոնի խցերում ստեղծվում է մշտական գերհագեցած գոլորշու շերտ:

12.4.13. Ստրիմերային խուց

Կիրառությունը	Նշազտիչով աշխատող դետեկտոր, որն օգտագործվում է բարդ դեպքերի հետազոտման համար և ապահովվում է պղպջակային խցի որակ:
Կառուցվածքը	Մեծ ծավալի դետեկտոր ուժեղ համասեռ էլեկտրական դաշտով: Շատ կարճ տևողությամբ բարձր լարման ազդանշանը առաջացնում է մասնիկի հետագծի վրա ստրիմերային պարպում:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Լուսարձակող ստրիմերները տարածական լուսանկարվում են:
Առավելությունները	Բարդ դեպքերի որակյալ լուսանկար: Գազային խառնուրդում փոքր քանակի թթվածնի խառնուրդով դիֆուզիայի ճնշում, թիրախը կարող է տեղադրվել դետեկտորի զգայուն ծավալում:
Թերությունները	Դեպքերի տքնաջան մշակում: 100 կՎ 2նվ տևողությամբ բարձր լարման ազդանշանը կարող է ազդել համակարգի մյուս դետեկտորների վրա:

12.4.14.Նեոնային առկայծիչ խցեր

Կիրառությունը	Տիեզերական ճառագայթներում հազվագյուտ դեպքերի հետազոտում, նեյտրինոյի փոխազդեցության ուսումնասիրում, պրոտոնի տրոհման փորձեր:
Կառուցվածքը	Նեոն կամ նեոն-հելիումով լցված, հերմետիկորեն փակված ապակյա գլանաձև կամ գնդաձև (Կոնվերսի գնդեր) անոթներ, կամ գազային հոսքով պոլիպրոպիլենային խողովակներ:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Խցի վրա կիրառված բարձր լարումը հանգեցնում է ամբողջ երկայնքով այն խողովակների լուսարձակման, որոնցով անցել է մասնիկը: Պարպումը կարելի է լուսանկարել կամ ընթերցել էլեկտրոնային մեթոդներով:
Առավելությունները	Խիստ պարզեցված կառուցվածք, կարելի է ստեղծել մեծ ծավալներ փոքր (ֆինանսական) ծախսերով:
Թերությունները	Երկար մեռյալ ժամանակ, վատ տարածական լուծողականություն, հնարավոր չէ ստանալ եռաչափ պատկերներ (այլ միայն պրոյեկցիաներ):

12.4.15. Կայծային խցեր

Կիրառությունը	Որոշ չափով հնացած, տիեզերական ճառագայթների հետազոտման դետեկտոր, հիանալի ցուցադրական դետեկտոր:
Կառուցվածքը	Գազում տեղադրված են հարթ-զուգահեռ էլեկտրոդներ: Սովորաբար աշխատում է արտաքին դետեկտորի կողմից ստեղծված նշազտիչով:
Չափման սկզբունքը,, ընթերցումը	Բարձր գազային ուժեղացումների հետևանքով մասնիկի հետագծի երկայնքով առաջանում է պլազմային խողովակ: Հարթ-զուգահեռ թիթեղների դեպքում կատարվում է

	կայծային պարպման լուսանկարում: Եթե այդ հարթությունները ստեղծված են լարերից, ապա ընթերցումը կատարվում է մագնիտոստրիկցիոն եղանակով (ֆերիտային օղակների օգնությամբ):
Առավելությունները	Պարզ կառուցվածք:
Թերությունները	Մի քանի հետագծերի գրանցման փոքր էֆեկտիվություն, կարելի է լավացնել պարպման հոսանքի սահմանափակումով (ապակյա կայծային խուց), օպտիկական եղանակով ստացված դեպքերի հոգնեցուցիչ մշակում:

12.4.16. Միջուկային էմուլսիաներ

Կիրառությունը	Մշտապես զգայուն դետեկտոր, հիմնականում օգտագործվում է տիեզերական ճառագայթների փորձերում, օգտագործվում է նաև որպես գագաթային դետեկտոր, իր բարձր տարածական լուծողականության շնորհիվ:
Կառուցվածքը	Ժելատինի մեջ տեղակայված արծաթի բրոմիդի, կամ արծաթի քլորիդի միկրոբյուրեղներ:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Լույսի գրանցման սկզբունքով լիցքավորված մասնիկների գրանցում, հետագծերի հայտաբերում և ֆիքսում: Դեպքերի մշակումը կատարվում է կամ միկրոսկոպի, կամ CCD խցի օգնությամբ, օգտագործելով պատկերի վերականգնման համար անհրաժեշտ կիսաավտոմատ սարքավորումներ:
Առավելությունները	100% էֆեկտիվության, մշտական զգայնություն, պարզ կառուցվածք, բարձր տարածական լուծողականություն:
Թերությունները	Հնարավոր չէ նշազտիչով աշխատել, դեպքերի տքնաջան մշակում:

12.4.17 Արծաթի քլորիդի բյուրեղները

Արծաթի քլորիդի բյուրեղները հաճախ օգտագործվում են միջուկային էմուլսիաների հետ միասին, կամ նրանց փոխարեն: Այս բյուրեղները ապահովում են ավելի մեծ զգայուն ծավալներ: Որոշակի սահմանափակ դեպքերում հետագծային ինֆորմացիան կարելի է հիշել արտաքին Նշազտիչ ազդանշանի օգնությամբ (հատուկ լուսավորում): Ոչ հետաքրքիր դեպքերը, այդ պարագայում, չեն պահպանվում:

12.4.18.Ռենտգենյան ժապավեններ

Ռենտգենյան ժապավենները նման են միջուկային էմուլսիաներին, հաճախ օգտագործվում են կալորիմետրական չափումներում, որպես գրանցող տարրեր (տիեզերական փորձերում):

12.4.19. Ջերմալյումինիսենտային դետեկտորներ

Ջերմալյումինիսենտային դետեկտորները կարող են փոխարինել ռենտգենյան ժապավեններին: Նրանք նույնպես կարող են օգտագործվել տիեզերական ճառագայթների փորձերում, որպես կալորիմետրերի գրանցող տարր: Նրանց տարատեսակները օգտագործվում են ռադիացիոն պաշպանության չափումներում որպես անհատական ռադիացիոն դոզայի չափիչներ:

12.4.20. Ռադիոֆոտոլյումինիսենտային դետեկտորներ

Արծաթով ակտիվացված ֆոսֆորային ապակիները, հաճախ օգտագործվում են ռադիացիոն պաշտպանությունում: Կլանված ճառագայթումը առաջացնում է կայուն լուսարձակող կենտրոններ, որոնց թիվը համեմատական է կլանված դոզային: Ստացված դոզայի ընթերցումը չի ջնջում կուտակված ինֆորմացիան:

12.4.21. Պլաստիկ դետեկտորներ

Կիրառությունը	Ծանր իոնային ֆիզիկա և տիեզերական ճառագայթներ, մագնիսական մոնոպոլների փնտրում, *ռադոնի կոնցենտրացիայի* չափում:
Կառուցվածքը	Ցելյուլոզի նիտրատի թաղանթներ, խրծերով հավաքված:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Իոնիզացնող մասնիկի հետագծի վրա առաջացած տեղային վնասվածքները հայտածվում են նատրիումի հիդրոքսիդի օգնությամբ, որի հետևանքով մասնիկի հետագիծը տեսանելի է դառնում: Ընթերցումը կատարվում է այնպես, ինչպես միջուկային էմուլսիաներում:
Առավելությունները	Շատ պարզ և դիմացկուն դետեկտոր է, տիեզերանավում և օդապարիկներում կատարվող փորձերի համար հիանալի թեկնածու, մշտապես զգայուն, շեմի ընտրելու հնարավորությամբ, որը ապահովում է թույլ իոնիզացնող մասնիկների գրանցման ճնշումը:
Թերությունները	Նշազտիչով աշխատելու անհնարինություն, դեպքերի հոգնեցուցիչ մշակում:

12.5. ԺԱՄԱՆԱԿԻ ՉԱՓՈՒՄ

12.5.1. Ֆոտոբազմապատկիչներ

Կիրառությունը	Թույլ լուսային ազդանշանների չափում, առանձին ֆոտոնների գրանցում, ժամանակի չափում:
Կառուցվածքը	Փոքր ելքի աշխատանքով մետաղներ ֆոտոկատոդի համար, բարձր երկրորդային էմիսիայի գործակցով դինոդների շղթա:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Ֆոտոէլեկտրական էֆեկտի հաշվին ֆոտոնների գրանցում, ապահովելով անհրաժեշտ ուժեղացում դինոդներից երկրորդային էմիսիայի շնորհիվ:

Առավելությունները	Առանձին ֆոտոնից ստացվող մեծ լարման ազդանշան, ազդանշանի արագ աճի ժամանակ, որն ապահովում է նվ-ից փոքր ժամանակների չափում:
Թերությունները	Մեծ ֆոտոբազմապատկիչներին հատուկ ժամանակային լուծողականության սահմանափակություն, կախված՝ ֆոտոկատոդից մինչև առաջին դինոդը ճանապարհների երկարությունների տարբերությունից: Քվանտային էֆեկտիվությունը մոտ է 20%-ի: Նույնիսկ փոքր մագնիսական դաշտերում անհրաժեշտ է լավ էկրանավորում (կարելի է խուսափել փոխանցման տիպի ֆոտոբազմապատկիչներում):
Տարատեսակները	Բազմականալ էլեկտրոնային ուժեղացուցիչներ (բազմականալ թիթեղներ), որոնք իրենց սեղմ չափերի հաշվին ավելի քիչ են զգայուն մագնիսական դաշտերի նկատմամբ, էլեկտրոնների բազմացում անընդհատ դինոդների վրա, օգտագործվում է որպես պատկերի ուժեղացուցիչ հատուկ խցերում (գիշերային տեսանելիության խցեր):

12.5.2. Սցինտիլյատորներ

Կիրառությունը	Ոչ օրգանական սցինտիլյատորներով էլեկտրոմագնիսական կալորիմետրեր և γ սպեկտրոչափեր: Ժամանակի չափող և նշազտիչի կազմակերպող դետեկտորներ պլաստիկ սցինտիլյատորներից. կալորիմետրերի գրանցող տարրեր:
Կառուցվածքը	Պետք է տարբերել երեք տեսակի սցինտիլյատորներ. ոչ օրգանական սցինտիլյատորներ, ինչպիսիք են հարստացված բյուրեղները (NaI(Tl) և այլն), երեք բաղկացուցիչներից կազմված օրգանական սցինտիլյատորներ, այդ բաղկացուցիչներն են՝ սցինտիլյատոր, ալիքի երկարության փոխարկիչներ և հիմնական նյութեր (հեղուկ կամ պոլիմեր),

գազային սցինտիլյացիոն հաշվիչներ:

Չափման սկզբունքը, ընթերցումը Լիցքավորված մասնիկների կամ ֆոտոնի էներգիայի փոխարկում տեսանելի լույսի ֆոտոնի, ոչ օրգանական բյուրեղներում դա հետևանք է բյուրեղային ցանցի էֆեկտների, իսկ օրգանական և գազային սցինտիլյատորներում դա սովորական ֆլյուորեսցենցիա է: Ընթերցումը կատարվում է ֆոտոբազմապատկիչների կամ բազմականալ թիթեղների օգնությամբ:

Առավելությունները Սցինտիլյատորները շատ հեշտ է հարմարեցնել տվյալ ֆիզիկական փորձի երկրաչափությանը: Պլաստիկ սցինտիլյատորները ունեն շատ լավ ժամանակային լուծողականություն (փոքր նվ): Գազային սցինտիլյացիոն ուղղորդային խցերի ինքնատրիգգերների ստեղծման հնարավորություն էլեկտրոլյումինիսցենտային խցեր):

Թերությունները Ոչ օրգանական սցինտիլյատորների մեծ ճառագայթման ժամանակ, գրանցման զգայնության կախվածություն ճառագայթումից, կլանված մեծ դոզաների դեպքում:

Տարբերակները Կալորիմետրերում, որպես գրանցիչ տարր հանդիսացող առկայծող թելեր (fibers), որոնք կարող են միաժամանակ օգտագործվել հետագծերի վերականգնման համար:

12.5.3. Հարթ կայծային հաշվիչներ

Կիրառությունը Նշազտիչային հաշվիչներ; լավագույն ժամանակային պարամետրեր:

Կառուցվածքը Փոքր հեռավորությամբ տեղադրված երկու հարթ թիթեղներ, որոնց վրա կիրառված է բարձր հաստատուն լարում:

Չափման սկզբունքը, ընթերցումը Անցնող մասնիկի հետագծի վրա, թիթեղների միջև, առաջանում է պլազմային խողովակ իոնիզացիայի և բարձր գազային ուժեղացումների հետևանքով: Արդյունարար հոսանքը չափվում է դիմադրության վրա

	առաջացած լարման ազդանշանի ձևով:
Առավելությունները	Շատ բարձր ժամանակային լուծողականություն (30պվ), բազմահետագիծ մեծ էֆեկտիվություն կիսահաղորդիչներից պատրաստված էլեկտրոդների համար: Շերտատված էլեկտրոդների օգնությամբ հետագծային ինֆորմացիա ստանալու հնարավորություն:
Թերությունները	
Տարբերակները	Հարթ դիմադրության խցեր (էլեկտրոդները պատրաստված են մեծ դիմադրությամբ նյութերից), հարթ-զուգահեռ հեղեղային խցեր (ավելի փոքր գազային ուժեղացում (կայծի չհասնող)):

12.5. ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՆՈՒՅՆԱԿԱՆԱՑՈՒՄ

Մասնիկների նույնականացման դետեկտորների հիմնական դերը մասնիկի m_0 զանգվածի և z լիցքի որոշումն է: Սովորաբար դա հասանելի է դառնում մի քանի տարբեր դետեկտորների ինֆորմացիայի համադրումից: Այդպիսի չափման հիմնական մուտքային մեծությունները հետևյալն են՝

ա) *մագնիսական դաշտի օգնությամբ որոշվող շարժման* քանակը՝ $p=\gamma m_0\beta c$ (β-ն արագությունն է, γ-ն Լորենցի ֆակտորը),

բ) մասնիկի թռիչքի ժամանակը $\tau=S/\beta c$ (S-ը թռիչքի երկարությունն է),

գ) միավոր երկարության վրա էներգետիկ կորուստները՝ $-dE/dx\sim z^2/\beta^2*\ln\gamma$,

դ) կալորիմետրում չափված կինետիկ էներգիան՝ $E_{կին}=(\gamma-1)m_0c^2$

ե) Չերենկովյան լույսի ֆոտոնների ելքը՝ $\sim z^2\sin^2\theta_c$ ($\theta_c=\arccos 1/\beta n$; n-ը բեկման ցուցիչն է),

զ) անցումային ճառագայթման ֆոտոնների ելքը $\sim\gamma$ -ին:

Չեզոք մասնիկների գրանցման և նույնականացման համար (նեյտրոններ, ֆոտոններ, նեյտրինոներ և այլն), նախ, կատարվում է նրանց փոխակերպում լիցքավորված մասնիկների, համապատասխան թիրախներում կամ դետեկտորի զգայուն ծավալում:

12.6.1. Նեյտրոնների գրանցում

Կիրառությունը	Տարբեր էներգետիկ տիրույթի նեյտրոնների գրանցում, ռադիացիոն պաշտպանության,

	միջուկային ռեակտորների և տարրական մասնիկների ֆիզիկայի նպատակների համար:
Կառուցվածքը	Բորի եռաֆտորիդի հաշվիչներ, ցելյուլոզային ազոտի թաղանթներ կամ LiJ(Eu) սցինտիլյատորներ:
Չափման սկզբունքը	Նեյտրոնները փոխազդեցության ընթացքում ծնում են լիցքավորված մասնիկներ, որոնք հետագայում գրանցվում են ստանդարտ գրանցման մեթոդներով:
Առավելությունները	
Թերությունները	Նեյտրոնային դետեկտորները սովորաբար ունեն փոքր գրանցման էֆեկտիվություն:

12.6.2. Նեյտրինոների դետեկտորներ

Նեյտրոնային հաշվիչների նմանությամբ, նեյտրինոները նախ-օրոք ծնում են լիցքավորված մասնիկներ, որոնք հետագայում գրանցվում են ստանդարտ մեթոդներով: Գրանցման խիստ փոքր էֆեկտիվություն, նեյտրինոների փոխազդեցության կտրվածքի փոքրության հետևանքով:

12.6.3. Թռիչքի ժամանակի չափումը

Կիրառությունը	Հայտնի շարժման քանակով և տարբեր զանգվածներով մասնիկների նույնականացում:
Կառուցվածքը, Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Երկու սցինտիլյացիոն կամ հարթ-կայծային հաշվիչներ ստարտ-ստոպ չափման համար: Ընթերցումը իրականացվում է ժամանակ-լայնույթ, (ժամանակ-կոդ) փոխարկիչների օգնությամբ:
Առավելությունները	Պարզ կառուցվածք:
Թերությունները	Օգտագործելի է միայն «փոքր» արագությունների դեպքում ($\beta<0.99$; $\gamma<10$):

12.6.4. Չերենկովյան հաշվիչներ

Կիրառությունը	Հայտնի շաժման քանակով փնջերի համար զանգվածի որոշում (շեմային Չերենկովյան հաշվիչներ), արագության որոշում (դիֆերենցիալ Չերենկովյան հաշվիչ):
Կառուցվածքը	Պինդ, հեղուկ կամ գազային թափանցիկ ճառագայթիչներ, ֆազային խառնուրդներ (աերոգել) որոշակի տիրույթի բեկման ցուցիչներ ստանալու համար, որը սովորական նյութերի համար անհնար է:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Մասնիկների առաքած Չերենկովյան լույսը, երբ v>c/n (n-ը բեկման ցուցիչն է), որը հետևանք է ճառագայթիչ նյութի ասիմետրիկ բևեռացման: Ընթերցումը կատարվում է ֆոտոբազմապատկիչների կամ ֆոտոզգայուն բազմալար համեմատական խցերի օգնությամբ:
Առավելությունները	Զանգվածի որոշման պարզագույն մեթոդ, գազի ճնշման փոփոխությամբ գազային Չերենկովյան հաշվիչների շեմի փոփոխության և ընտրության հնարավորությունը: Ճառագայթված Չերենկովյան լույսը կարելի է օգտագործել նաև կալորիմետրական չափումներում; հնարավոր են նաև պատկերի վերականգնման համակարգեր (Չերենկովյան օղակի պատկերի վերականգնման հաշվիչ RICH):
Թերությունները	Փոքր ֆոտոնային ելք (սցինտիլյացիոն հաշվիչների համեմատությամբ, Չերենկովյան հաշվիչները կարող են չափել միայն արագությունը β-ն, մասնակի դեպքերում՝ z-ը), որը սահմանափակում է նրանց կիրառությունը շատ բարձր էներգիաների տիրույթում:

12.6.5. Անցումային ճառագայթման դետեկտորներ

Կիրառությունը	Մասնիկների նույնականացում, γ լորենցի ֆակտորի չափում:
Կառուցվածքը	Ինչքան հնարավոր է շատ պարբերաբար

	դասավորված թաղանթների կամ խոռոչային դիէլեկտրիկների շերտեր (դիէլեկտրիկ հաստատունի թռիչքային անցումներ):
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	էլեկտրոմագնիսական ճառագայթում, տարբեր դիէլեկտրիկ հաստատուններով սահմանների վրա: Ընթերցումը իրականացվում է քսենոնով կամ կրիպտոնով լցված բազմալար համեմատական խցերով (ֆոտոնների գրանցման մեծ էֆեկտիվություն ապահովելու համար):
Առավելությունները	Անցումային ճառագայթման ֆոտոնների քանակը, կամ ավելի ճիշտ, լրիվ ճառագայթված էներգիան համեմատական է լիցքավորված մասնիկի էներգիային: Ֆոտոնները ճառագայթվում են ռենտգենյան ճառագայթների տիրույթում և, հետևաբար, հեշտ է նրանց գրանցելը:
Թերությունները	Դժվար է բաժանել իոնիզացիոն և անցումային ճառագայթման էներգետիկ կորուստներն իրարից:

12.6.6. dE/dx բազմակի չափումներ

Կիրառությունը	Մասնիկների նույնականացում:
Կառուցվածքը	Բազմաշերտ դետեկտոր, յուրաքանչյուր շերտում dE/dx չափումով:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	էներգետիկ կորուստների Լանդաուի բաշխումը մեկնաբանվում է որպես հավանականության բաշխում: Տվյալ շարժման քանակով տարբեր մասնիկների էներգետիկ կորուստների բաշխումը իրարից տարբերվում են: Այդ բաշխումների վերականգնումը, ինչքան հնարավոր է շատ չափումների օգնությամբ, հնարավորություն է տալիս կատարել մասնիկների նույնականացում: Պարզագույն դեպքում, կարելի է օգտագործել հատված էներգետիկ կորուստների բաշխման միջին արժեքը:

Առավելությունները	dE/dx չափումները կարելի է ստանալ որպես բազմալար համեմատական, շիթային կամ ժամանակային պրոյեկտող խցերի կողմնակի արդյունք (b_y product): Չափման սկզբունքը և ընթերցումը բավականին պարզ են:
Թերությունները	Որոշակի կինեմատիկական տիրույթում, տարբեր լիցքավորված մասնիկների միջին էներգետիկ կորուստները զգալիորեն իրար ծածկում են: Միավոր լիցքով, բարձր էներգիաների բոլոր մասնիկների համար խտության էֆեկտը հանգեցնում է միևնույն dE/dx բաշխմանը ($\beta\gamma \approx$ մի քանի 100), նույնիսկ գազերում:

12.7. ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՉԱՓՈՒՄԸ

12.7.1. Պինդ վիճակի հաշվիչներ

Կիրառությունը	α,β,γ սպեկտրոսկոպիա, էներգետիկ կորուստների չափում և մասնիկների նույնականացում, բարձր լուծողականությամբ հետագծային դետեկտոր (silicon strip counter):
Կառուցվածքը	Սիլիցիումի կամ գերմանիումի բյուրեղը, թունավորված (հարստացված) էլեկտրոնային դոնոր կամ ակցեպտոր հանդիսացող խառնուրդներով (արտաքին շերտում 1 էլեկտրոն պարունակող լիթիումը դոնոր է):
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Կիսահաղորդչային դետեկտորը աշխատում է որպես պինդ վիճակի իոնիզացիոն խուց. լիցքավորված մասնիկը (կամ չեզոք մասնիկը համապատասխան փոխազդեցությունից հետո) ծնում է էլեկտրոն-խոռոչ զույգեր, որոնք հավաքվում են էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ: Ընթերցումը պահանջում է փոքր աղմուկով, լիցքի նկատմամբ զգայուն ուժեղացուցիչներ:
Առավելությունները	Բարձր խտություն, էլեկտրոն- խոռոչ զույգի ծնման համար անհրաժեշտ փոքր էներգիա (3.6 էՎ սիլիցիումում և 2.8 էՎ գերմանիումում); որը հանգեցնում է լավագույն էներգետիկ լուծողականության: Սիլիցիու-

մային շերտատված դետեկտորները ունեն հետագծերի ճշգրիտ չափման հնարավորություն:

Թերությունները Գերմանիումի հաշվիչների համար անհրաժեշտ է հեղուկ ազոտի ջերմաստիճանի սարքավորում, զգայուն են ռադիացիայի նկատմամբ:

Տարատեսակները էլեկտրոն խոռոչ զույգի ծնման էներգիայի հետ համեմատած, էլ ավելի փոքր W-ի արժեք ունեն Կուպերային զույգերի կապի խզման ռեակցիաները, որը կարելի է օգտագործել էներգետիկ լուծողականության հետագա լավացման համար, սակայն դա պահանջում է խիստ ցածր ջերմաստիճանային սարքավորումներ:

Կլանիչի ջերմաստիճանի աճի շնորհիվ աշխատող, շատ փոքր կլանված էներգիաների չափման համար մաքուր ցածրջերմաստիճանային կալորիմետրերը: Այդպիսի համակարգերի ընթերցումը բավականին դժվար է ազդանշանի փոքրության պատճառով:

Պիքսելային (բարձիկային) դետեկտորներ: Երկու x,y ուղղությամբ շերտատված սիլիցիումային էլեկտրոնային համակարգեր, որոնց ընթերցումը կատարվում է բարձիկների վրա մակածված լիցքերի քանակով:

12.7.2 էլեկտրոնային կալորիմետրեր

Կիրառությունը էլեկտրոնների և ֆոտոնների, մի քանի հարյուր ՄէՎ-ից բարձր, էներգիայի չափում:

Կառուցվածքը Լրիվ կլանման դետեկտորներ, որոնցում ֆոտոնի (էլեկտրոնի) էներգիան, արգելակային ճառագայթման և զույգի ծնման հեղեղային երևույթի հետևանքով, ամբողջովին մնում է կլանիչի մեջ: Շերտավորված կալորիմետրերում մասնիկի թողած էներգիան սովորաբար չափվում է միայն ըստ երկարության, հաստատուն քայլով տեղադրված դետեկ-

	տորների օգնությամբ:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Կախված զգայուն դետեկտորի տեսքից, կալորիմետրում կլանված էներգիան գրանցվում է, կամ, որպես լիցքի ազդանշան (հեղուկ-արգոնի կալորիմետրեր), կամ; որպես լույսի ազդանշան (սցինտիլյատորներ) և հետագայում համապատասխան ձևով մշակվում է: 10 ԳէՎ էլեկտրոնի կամ ֆոտոնի լրիվ կլանման համար անհրաժեշտ է ≈20 ռադիացիոն երկարություն:
Առավելությունները	Սեղմ կառուցվածք. հարաբերական էներգետիկ լուծողականությունը լավանում է էներգիայի աճի հետ σ/E~1/√E:
Թերությունները	Շերտային ֆլուկտուացիաներ, Լանդաուի ֆլուկտուացիաները, ինչպես նաև էներգիայի լայնական և երկայնական արտահոսքը սահմանափակում են էներգետիկ լուծողականությունը:
Տարատեսակները	Կատարելով շերտատված ընթերցում, կարելի է հասնել, նաև, գերազանց տարածական լուծողականության: Մասնավորապես կարելի է նշել «spaghetti» կալորիմետրը:

12.7.3. Հադրոնային կալորիմետրեր

Կիրառությունը	Հադրոնների էներգիայի չափում 1ԳէՎ-ից բարձր էներգիաների տիրույթում; մյուոնների զանազանում:
Կառուցվածքը	Լրիվ կլանման դետեկտոր, կամ շերտատված կալորիմետր, որպես կլանիչներ կարող են օգտագործվել միջուկային փոխազդեցության կարճ երկարություն ունեցող բոլոր նյութերը: Օրինակ՝ ուրան, վոլֆրամ, երկաթ, պղինձ:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	1ԳէՎ-ից բարձր էներգիայով հադրոնները իրենց էներգիան թողնում են կալորիմետրում, ոչ առաձգական միջուկային փոխազդեցությունների հետևանքով, ծնված հադրոնային հեղեղների գրանցում: Այդ էներգիան, ճիշտ

	այնպես, ինչպես էլեկտրոնային կալորիմետրում, չափվում է դետեկտորի ակտիվ ծավալում ստեղծված լիցքի կամ լույսի ազդանշանի միջոցով:
Առավելությունները	Հարաբերական էներգետիկ լուծողականության լավացում էներգիայի աճի հետ:
Թերությունները	էական ֆլուկտուացիաներ շերտերում; էներգիայի որոշակի (մեծ) բաժինը մնում է «անտեսանելի», որը ծախսվում է միջուկի կապի էներգիայի խզման վրա, ինչպես նաև երկար ապրող չեզոք մասնիկների կամ մյուոնների ծնման հետևանքով, որոնք դուրս են թռչում դետեկտորի զգայուն ծավալից: Որպես հետևանք, հադրոնային կալորիմետրերի էներգետիկ լուծողականությունը միշտ ավելի վատ է, քան էլեկտրոն-ֆոտոնային կալորիմետրերի լուծողականությունը:
Տարատեսակները	Համակշռման մեթոդով ֆիքսված էներգիաների համար կարելի է հասնել որ էլեկտրոն-ֆոտոնների հեղեղի և հադրոնային հեղեղի ազդանշանների լայնույթների հավասարեցման: Այդ կատարվում է «անտեսանելի» էներգիայի մասնակի վերականգնումով: Այդպիսի համակշռումը շատ կարևոր է անհայտ մասնիկներով շիթերի էներգիայի ճիշտ արժեքը վերականգնելու համար:

12.7.4. Կալորիմետրերի օգնությամբ մասնիկների նույնականացում

Մասնիկների նույնականացումը կալորիմետրերում՝ հիմնված է էլեկտրոնային և հադրոնային հեղեղների տարբեր երկայնական և լայնական զարգացումների մեխանիզմների վրա: Մյուոնները կարելի է զանազանել էլեկտրոններից, պիոններից, կաոններից և պրոտոններից իրենց մեծ անցումային հնարավորությամբ:

12.7.5 . Կալորիմետրերի տրամաչափումը և վերահսկումը

Կալորիմետրերը պետք է տրամաչափվեն: Դա սովորաբար կատարվում է տեստային փնջերի միջոցով՝ հայտնի զանգվածով և հայտնի շարժման քանակով մասնիկների օգնությամբ: Փոքր էներգիաների տիրույթում տրամաչափման համար կարելի է օգտագործել β և γ ակտիվությամբ ռադիոիզոտոպներ: Ժամանակային կայունության երաշխավորման համար, անհրաժեշտ է տվյալների ստացման ամբողջ ընթացքում վերահսկել տրամաչափական պարամետրերի արժեքները, որը պահանջում է հատուկ online վերահսկման գործողություններ:

12.7.6.Ցածր ջերմաստիճանային կալորիմետրեր

Կիրառությունը	Փոքր էներգիայով մասնիկների գրանցում, կամ խիստ փոքր էներգետիկ կորուստների չափում:
Կառուցվածքը	Դետեկտորներ, որոնք արձագանքում են, նույնիսկ խիստ փոքր կլանված էներգիաների դեպքում, իրենց վիճակի գրանցելի փոփոխությամբ:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Կլանված էներգիայի հաշվին Կուպերի զույգի կապի խզում; գերտաքացված գերհաղորդիչ հատիկներում գերհաղորդիչ վիճակից նորմալ վիճակի անցում; ֆոնոնների գրանցում պինդ նյութերում: Խիստ փոքր աղմուկով էլեկտրոնային համակարգեր, օրինակ՝ SQUID (Superconducting Quantum Interferenci Devaices):
Առավելությունները	Տիեզերագիտական չափումներում «մութ նյութի» թեկնածուների գրանցման հնարավորություն: Ոչ իոնիզացնող մասնիկների գրանցում:
Թերությունները	Պահանջում է խիստ ցածր ջերմաստիճանային սարքավորում (միլիկելվին տիրույթի):

12.8. ՇԱՐԺՄԱՆ ՔԱՆԱԿԻ ՉԱՓՈՒՄԸ

Կիրառությունը	Շարժման քանակի սպեկտրոմետրեր, արագացուցիչներում ֆիքսված թիրախով փորձեր, տիեզերական ճառագայթների հետազոտություն, կուտակիչ օղակային փորձեր:
Կառուցվածքը	Մագնիսի չափող ծավալը հագեցվում է հետագծային խցերով, կամ չափվում է մտնող և դուրս եկող լիցքավորված մասնիկների հետագծերը՝ կոորդինատի նկատմամբ զգայուն դետեկտորներով:
Չափման սկզբունքը, ընթերցումը	Դետեկտորները վերականգնում են լիցքավորված մասնիկի հետագիծը մագնիսական դաշտում. հետագծի կորացման շառավիղը մագնիսական դաշտի լարվածության հետ հնարավորություն է տալիս հաշվելու շարժման քանակը:
Առավելությունները	1ԳէՎ/c-ից բարձր շարժման քանակների համար ապահովում է շատ բարձր լուծողականություն: Շարժման քանակի որոշումը անհրաժեշտ է մասնիկների նույնականացման համար:
Թերությունները	Շարժման քանակի լուծողականությունը սահմանափակված է բազմակի ցրումներով մագնիսում և դետեկտորներում, ինչպես նաև դետեկտորների տարածական լուծողականությամբ: Շարժման քանակի լուծողականությունը վատանում է շարժման քանակի աճի հետ σ(p)/p~p: Բարձր շարժման քանակների դեպքում, դետեկտորի պահանջվող երկարությունը շեշտակի աճում է:

12.9. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱ

Մասնիկների դետեկտորների ընթերցումը՝ գրանցող համակարգի կարևորագույն մասն է: Այժմ հստակ նկատվում է նույնիսկ շատ բարդ էլեկտրոնային համակարգերի ինտեգրում դետեկտորի վերջնամասի հետ: Վերջնամասային էլեկտրոնային համակարգերը սովորաբար պարունակում են նախաուժեղացուցիչներ, բայց այդտեղ կարող են ինտեգրվել նաև դիսկրիմինատորները: Անալոգային ազդանշանը հիմնականում տրվում է անալոգ-թիվ փոխարկիչներին (ADC): Արագ ADC-ների օգնությամբ կարելի է նույնիսկ մեծ ճշտությամբ վերականգնել ազդանշանի ժամանակային աճը: Տրամաբանական էլեկտրոնիկան (logic), հաճախ, տեղադրվում է տվյալների ստացման ընթացքում հասանելի տեղերում: Այդ տրամաբանական սարքավորումները մեծ մասամբ գործ են ունենում հսկայական քանակի մուտքային ազդանշանների հետ և, հետևաբար, ունեն մի քանի մակարդակներ: Նշազտիչի տարբեր մակարդակները, որոնք պարզագույն դեպքում համընկնման ազդանշաններ են, թույլ են տալիս կատարել ընտրություն, գրանցել դեպքը, կամ՝ ոչ: Ժամանակակից նշազտիչային համակարգերում լայնորեն օգտագործվում են միկրոպրոցեսորները, բարդ դեպքերի սիգնատուրայի վերականգնման համար: Այն դեպքերը, որոնք անցել են նշազտիչային տրամաբանությամբ, ընթերցվում են տվյալների ստացման համակարգերի մեջ:

Որակյալ տվյալների ստացման համար պարտադիր է on-line վերահսկման և դանդաղ ղեկավարման համակարգերի առկայությունը: Պարզագույն դետեկտորների համակարգերում օգտագործվող էլեկտրոնիկայի քանակը կարող է փոքր լինել: Զննական դետեկտորի աշխատանքում՝ օրինակ, օգտագործվում է որոշակի փոքր քանակությամբ էլեկտրոնիկա, իսկ միջուկային էմուլսիաները կամ պլաստիկ դետեկտորները չեն պահանջում ոչ մի էլեկտրոնիկա:

12.10. ՏՎՅԱԼՆԵՐԻ ՄՇԱԿՈՒՄ

Դետեկտորներից ստացված անմշակ տվյալները պարունակում են անալոգային և թվային ազդանշաններ և on-line տվյալների ստացման համակարգով անցած որոշակի տվյալներ: Տվյալների մշակման խնդիրն է այդ անմշակ ինֆորմացիայից ստանալ որոշակի ֆիզիկական արդյունքներ: Դետեկտորից ստացված տվյալները նախ և առաջ օգտագործվում են գտնելու էներգիան, շարժման քանակը,

ուղղությունը և մասնիկների տիպը: Դա հնարավորություն է տալիս վերականգնել ամբողջական դեպքը, որն իր հերթին կարող է համեմատվել որոշակի սպասվելիք արդյունքների հետ, որոնք ստացվել են ֆիզիկական դեպքերի գեներատորների օգնությամբ, որոնց հիմքում ընկած է տեսությունը և տվյալ դետեկտորի հաշվարկը: Ստացված և հաշվարկված տվյալների համեմատումը կարող է ցույց տալ այն պարամետրերի առկայությունը, որոնք չեն ընդգրկվել տեսության մեջ: Փորձի և տեսության հնարավոր անհամաձայնությունը պահանջում է տարբեր մոդելների մշակում, կամ կարող է նոր ֆիզիկական երևույթի հայտնագործման աղբյուր հանդիսանալ:

Բազմաթիվ դեպքերում փորձարարական սարքավորումները օգտագործվում են միայն տվյալների ստացման համար: Այդ տվյալները հետագայում օգտագործվում են տեսական մոդելների մշակման համար, որոնք կարող են ստուգվել կատարելով հետագա համեմատում կանխագուշակված և ստացված արդյունքների միջև:

Appendix A

Table of fundamental
physical constants

[From Particle Data Group; *Phys. Lett.* B **239** (1990) 1; *Phys. Rev.* D **45** (1992) 1; B.N. Taylor & E.R. Cohen, *Journ. Research Nat. Inst. Standards and Technology* **95** (1990) 497; *Handbook of Chemistry and Physics*, R.C. Weast & M.J. Astle (eds.), CRC Press, (1973).]

speed of light*	c	$299\,792\,458\ m/s$
Planck's constant	h	$6.626\,075\,5 \cdot 10^{-34}\ J \cdot s$ $\pm 0.000\,004\,0 \cdot 10^{-34}\ J \cdot s$
Planck's constant, reduced	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1.054\,572\,66 \cdot 10^{-34}\ J \cdot s$ $\pm 0.000\,000\,63 \cdot 10^{-34}\ J \cdot s$
electron charge†	e	$1.602\,177\,33 \cdot 10^{-19}\ C$ $\pm 0.000\,000\,49 \cdot 10^{-19}\ C$ $4.803\,206\,8 \cdot 10^{-10}\ esu$ $\pm 0.000\,001\,5 \cdot 10^{-10}\ esu$
gravitational constant	G	$6.672\,59 \cdot 10^{-11} m^3 / (kg\ s^2)$ $\pm 0.000\,85 \cdot 10^{-11} m^3 / (kg\ s^2)$
Avogadro number	N_A	$6.022\,136\,7 \cdot 10^{23}$ per mol $\pm 0.000\,003\,6 \cdot 10^{23}$ per mol

*The value of the velocity of light forms the basis for the definition of the length unit, the meter. 1 meter is now defined to be the distance travelled by light in 1/299 792 458 second. The quoted value for the speed of light is therefore exact and without error.

†esu = electrostatic charge unit.

Table of fundamental physical constants

Boltzmann constant	k	$1.380\,650\,1 \;\; 10^{-23}\ J/K$ $\pm 0.000\,002\,3 \cdot 10^{-23}\ J/K$
molar gas constant	$R(= kN_A)$	$8.314\,472\ J/(K \cdot mol)$ $\pm 0.000\,014\ J/(K \cdot mol)$
molar volume, ideal gas at STP[‡]	V_{mol}	$22.413\,992 \cdot 10^{-3}\ m^3/mol$ $\pm 0.000\,038 \cdot 10^{-3}\ m^3/mol$
permittivity of free space[§]	ϵ_0	$8.854\,187\,817 \cdot 10^{-12}\ F/m$
permeability of free space	μ_0	$12.566\,370\,614 \cdot 10^{-7}\ N/A^2$
Stefan-Boltzmann constant	$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60\hbar^3 c^2}$	$5.670\,397 \;\; 10^{-8}\ W/(m^2\ K^4)$ $\pm 0.000\,039 \cdot 10^{-8}\ W/(m^2\ K^4)$
electron mass	m_e	$0.510\,999\,06\ MeV/c^2$ $\pm 0.000\,000\,15\ MeV/c^2$ $= 9.109\,389\,7 \cdot 10^{-31}\ kg$ $\pm 0.000\,005\,4 \cdot 10^{-31}\ kg$
proton mass	m_p	$938.272\,31\ MeV/c^2$ $\pm 0.000\,28\ MeV/c^2$ $= 1.672\,623\,1 \cdot 10^{-27}\ kg$ $\pm 0.000\,001\,0 \cdot 10^{-27}\ kg$
unified atomic mass unit (u)	$(1g/N_A)$	$931.494\,32\ MeV/c^2$ $\pm 0.000\,28\ MeV/c^2$ $= 1.660\,540\,2 \cdot 10^{-27}\ kg$ $\pm 0.000\,001\,0 \cdot 10^{-27}\ kg$

[‡]Standard temperature and pressure.

[§]Because of the fact that the velocity of light c is without error by definition, and because μ_0 is defined to be $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ NA^{-2}$, ϵ_0 is also exact.

charge to mass ratio of the electron	e/m_e	$1.758\,819\,62 \cdot 10^{11}\ \frac{C}{kg}$ $\pm 0.000\,000\,53 \cdot 10^{11}\ \frac{C}{kg}$
fine structure constant[¶] α	$\alpha^{-1} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^{-1}$	$137.035\,992\,22$ $\pm 0.000\,000\,94$
classical electron radius	$r_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$	$2.817\,940\,92 \cdot 10^{-15}\ m$ $\pm 0.000\,000\,38 \cdot 10^{-15}\ m$
electron Compton wavelength	$\frac{\lambda_e}{2\pi} = \frac{\hbar}{m_e c} = \frac{r_e}{\alpha}$	$3.861\,593\,23 \cdot 10^{-13}\ m$ $\pm 0.000\,000\,35 \cdot 10^{-13}\ m$
Bohr radius	$r_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} = \frac{r_e}{\alpha^2}$	$0.529\,177\,249 \cdot 10^{-10}\ m$ $\pm 0.000\,000\,024 \cdot 10^{-10}\ m$
Rydberg energy	$E_{Ry} = m_e c^2 \alpha^2/2$	$13.605\,698\,1\ eV$ $\pm 0.000\,004\,0\ eV$
Bohr magneton	$\mu_B = e\hbar/2m_e$	$5.788\,382\,63 \cdot 10^{-11}\ \frac{MeV}{T}$ $\pm 0.000\,000\,52 \cdot 10^{-11}\ \frac{MeV}{T}$
gravitational acceleration, sea level[‖]	g	$9.806\,65\ m/s^2$
mass of earth	M	$5.979 \cdot 10^{24}\ kg$ $\pm 0.004 \cdot 10^{24}\ kg$
solar mass	$M_\odot$	$1.98892 \cdot 10^{30}\ kg$ $\pm 0.00025 \cdot 10^{30}\ kg$

[¶] At a four-momentum transfer squared $q^2 = -m_e^2$. At $q^2 = -m_W^2$ the value is approximately 1/128, where $m_W = 80.22\,GeV/c^2$ is the mass of the W-boson.

[‖] Exact by definition. Actually g varies for different locations on earth. At the equator $g \approx 9.75\ m/s^2$, at the poles $g \approx 9.85\ m/s^2$.

Appendix B

Definition and conversion
of physical units

Physical quantity	Name of unit and symbol
activity A	1 Becquerel (Bq) = 1 decay per second (s^{-1}) 1 Curie (Ci) = 3.7 10^{10} Bq
work, energy W	1 Joule (J) = 1 $W\,s$ = 1 $N\,m$ 1 $erg = 10^{-7}$ J 1 eV = 1.602 177 10^{-19} J 1 cal = 4.186 J
density ϱ	1 $kg/m^3 = 10^{-3}$ g/cm^3
pressure p	1 Pascal (Pa) = 1 N/m^2 1 $bar = 10^5$ Pa 1 atm = 1.013 25 $\cdot$ 10^5 Pa 1 Torr ($mmHg$) = 1.333 224 $\cdot$ 10^2 Pa 1 kp/m^2 = 9.806 65 Pa
charge	1 Coulomb (C) 1 C = 2.997 924 58 $\cdot$ 10^9 electrostatic charge units (esu)
unit of absorbed dose D	1 Gray (Gy) = 1 J/kg 1 rad = 0.01 Gy

unit of equivalent dose H	1 Sievert (Sv) = 1 J/kg ($H[Sv] = RBE \;\; D[Gy]$; RBE = relative biological efficiency) 1 rem = 0.01 Sv
unit of ion dose I	1 I = 1 C/kg 1 Röntgen (r) = $2.58 \cdot 10^{-4}$ C/kg = 8.77 10^{-3} Gy (for absorption in air)
entropy S	1 J/K
electric field strength E	1 V/m
magnetic field strength H	1 A/m 1 Oersted (Oe) = 79.59 A/m
magnetic induction B	1 Tesla (T) = 1 $V\,s/m^2$ = 1 Wb/m^2 1 Gauss (G) = 10^{-4} T
magnetic flux ϕ	1 Weber (Wb) = 1 $V\,s$
inductance L	1 Henry (H) = 1 $V\,s/A$ = 1 Wb/A
capacitance C	1 Farad (F) = 1 C/V
force F	1 Newton (N) = 10^5 dyn
length l	1 m = 10^{10} Ångström (Å) 1 fermi (fm) = 10^{-15} m (= 1 femtometer) 1 astronomical unit (AU) = $1.496 \cdot 10^{11}$ m 1 parsec (pc) = $3.085\,68 \cdot 10^{16}$ m = 3.26 light years = $1AU/1arcsec$ 1 light year (ly) = 0.3066 pc
power P	1 Watt (W) = 1 $N\,m/s$ = 1 J/s

Definition and conversion of physical units

mass m	$1\ kg = 10^3\ g$
electric potential U	1 Volt (V)
electric current I	1 Ampère (A)
temperature T	1 Kelvin (K) Celsius ($°C$) $= T[K] - 273.16$
electric resistance Ω	1 Ohm (Ω) $= 1\ V/A$
specific resistivity ϱ	$1\ \Omega \cdot cm$
time t	$1\ s$
cross section σ	$1\ barn = 10^{-24}\ cm^2$

References

[1] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (1984, 1987, and 1992), and *Detectors for Particle Radiation*, Cambridge University Press (1986)

[2] O.C. Allkofer, *Teilchendetektoren*, Thiemig, München (1971)

[3] R. Fernow, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press (1986/89)

[4] P. Rice-Evans, *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*, Richelieu Press, London (1974)

[5] B. Sitar, G.I. Merson, V.A. Chechin & Yu.A. Budagov, *Ionization Measurements in High Energy Physics*, (in Russian), Energoatomizdat, Moskau (1988)

[6] B. Sitar, G.I. Merson, V.A. Chechin & Yu.A. Budagov, *Ionization Measurements in High Energy Physics*, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 124 (1993)

[7] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin (1987)

[8] R.S. Gilmore, *Single Particle Detection and Measurement*, Taylor and Francis, London (1992)

[9] T. Ferbel (ed.), *Experimental Techniques in High Energy Nuclear and Particle Physics*, World Scientific, Singapore (1991)

[10] F. Sauli (ed.), *Instrumentation in High Energy Physics*, World Scientific, Singapore (1992)

[11] C.F.G. Delaney & E.C. Finch, *Radiation Detectors*, Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford (1992)

[12] R.C. Fernow, *Fundamental Principles of Particle Detectors*, Summer School on Hadron Spectroscopy, University of Maryland, 1988; BNL-Preprint, BNL-42114 (1988)

[13] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1979)

[14] D.M. Ritson, *Techniques of High Energy Physics*, Interscience Publishers Inc., New York (1961)

[15] K. Siegbahn (ed.), *Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, Vol. 1 and Vol. 2, North Holland Publ. Comp., Amsterdam (1968)

[16] J.C. Anjos, D. Hartill, F. Sauli & M. Sheaff (eds.), *Instrumentation in Elementary Particle Physics*, World Scientific, Singapore (1992)

[17] G. Charpak & F. Sauli, High-Resolution Electronic Particle Detectors, *Ann. Rev. Nucl. Phys. Sci.* **34** (1984) 285

[18] W.J. Price, *Nuclear Radiation Detectors*, 2nd edition, McGraw-Hill, New York (1964)

[19] S.A. Korff, *Electron and Nuclear Counters*, 2nd edition, Van Nostrand, Princeton, New Jersey (1955)

[20] H. Neuert, *Kernphysikalische Meßverfahren zum Nachweis für Teilchen und Quanten*, G. Braun, Karlsruhe (1966)

[21] W. Stolz, *Messung ionisierender Strahlung: Grundlagen und Methoden*, Akademie-Verlag, Berlin (1985)

[22] E. Fenyves & O. Haimann, *The Physical Principles of Nuclear Radiation Measurements*, Akadémiai Kiadó, Budapest (1969)

[23] P.J. Ouseph, *Introduction to Nuclear Radiation Detectors*, Plenum Press, New York/London (1975)

[24] W.H. Tait, *Radiation Detection*, Butterworths, London (1980)

[25] C.W. Fabjan, *Detectors for Elementary Particle Physics*, CERN-PPE/94-61 (1994)

[26] G. Charpak, Electronic Imaging of Ionizing Radiation with Limited Avalanches in Gases, Nobel-Lecture 1992, CERN-PPE/93-25 (1993); and *Rev. Mod. Phys.* **65** (1993) 591

[27] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall (1952)

[28] H.A. Bethe, Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, *Ann. d. Phys.* **5** (1930) 325

[29] H.A. Bethe, Bremsformel für Elektronen mit relativistischen Geschwindigkeiten, *Z. Phys.* **76** (1932) 293

[30] F. Bloch, Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen, *Z. Phys.* **81** (1933) 363

[31] R.M. Sternheimer & R.F. Peierls, General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles, *Phys. Rev.* B **3** (1971) 3681

[32] E.A. Uehling, Penetration of Heavy Charged Particles in Matter, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* Vol. **4** (1954) 315

[33] S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience) (1969)

[34] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Lett.* **239** (1990) 1

[35] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Rev.* D **45** (1992) 1, and Particle Data Group, *Phys. Rev.* D **46** (1992) 5210 (Errata)

[36] C. Serre, *Evaluation de la Perte D'Energie et du Parcours de Particules Chargées Traversant un Absorbant Quelconque*, CERN 67-5 (1967)

[37] P. Marmier, *Kernphysik I*, Zürich (1977)

[38] L. Landau, On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization, *J. Phys. USSR* **8** (1944) 201

[39] R.S. Kölbig, *Landau Distribution*, CERN Program Library G 110, CERN Program Library Section (1985)

[40] P.V. Vavilov, Ionization Losses of High Energy Heavy Particles, *Sov. Phys. JETP* **5** (1957) 749

[41] R. Werthenbach, *Elektromagnetische Wechselwirkungen von 200 GeV Myonen in einem Streamerrohr-Kalorimeter*, Diploma-Thesis, University of Siegen (1987)

[42] S. Behrends & A.C. Melissinos, *Properties of Argon-Ethane/Methane Mixtures for Use in Proportional Counters*, University of Rochester, Preprint UR-776 (1981)

[43] J.E. Moyal, *Theory of Ionization Fluctuations*, Ser. 7, Vol. **46**, No. 374, March 1955

[44] R.K. Bock *et al.* (eds.), *Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation*, General Glossary, Vol. 1 (1984) 110

[45] Y. Iga *et al.*, Energy Loss Measurements for Charged Particles and a New Approach Based on Experimental Results, *NIM* **213** (1983) 531

[46] S.I. Striganov, Ionization Straggling of High Energy Muons in Thick Absorbers, *NIM* A **322** (1992) 225

[47] C. Grupen, Electromagnetic Interactions of High Energy Cosmic Ray Muons, *Fortschr. d. Physik* **23** (1976) 127

[48] U. Fano, Penetration of Photons, Alpha Particles and Mesons, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **13** (1963) 1

[49] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif & D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim (1988)

[50] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford (1954)

[51] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09 (1977) and references therein

[52] N.I. Koschkin & M.G. Schirkewitsch, *Elementare Physik*, Hanser, München/Wien (1987)

[53] U. Fano, Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuation of the Number of Ions, *Phys. Rev.* **72** (1947) 26

[54] A.H. Walenta, *Review of the Physics and Technology of Charged Particle Detectors*, Preprint University of Siegen SI-83-23 (1983)

[55] H.A. Bethe, Molière's Theory of Multiple Scattering, *Phys. Rev.* 89 (1953) 1256

[56] H.A. Bethe & W. Heitler, Stopping of Fast Particles and Creation of Electron Pairs, *Proc. R. Soc. Lond.* A **146** (1934) 83

[57] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner, Stuttgart (1978, 1981, 1986, 1992)

[58] U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetric Measurements, *Phys. Scripta* **23** (1981) 409

[59] W. Lohmann, R. Kopp & R. Voss, *Energy Loss of Muons in the Energy Range 1 - 10.000 GeV*, CERN 85-03 (1985)

[60] M.J. Tannenbaum, *Simple Formulas for the Energy Loss of Ultrarelativistic Muons by Direct Pair Production*, Brookhaven National Laboratory, BNL-44554 (1990)

[61] W.K. Sakumoto *et al.*, Measurement of TeV Muon Energy Loss in Iron, University of Rochester UR-1209 (1991), and *Phys. Rev.* D **45** (1992) 3042

[62] K. Mitsui, Muon Energy Loss Distribution and its Applications to the Muon Energy Determination, *Phys. Rev.* D **45** (1992) 3051

[63] G. Hertz, *Lehrbuch der Kernphysik*, Bd. 1, Teubner, Leipzig (1966)

[64] J.S. Marshall, A.G. Ward, Absorption Curves and Ranges for Homogeneous β-Rays, *Canad. J. Res.* A **15** (1937) 39

[65] E. Sauter, *Grundlagen des Strahlenschutzes*, Thiemig, München (1982)

[66] G. Joos & E. Schopper, *Grundriß der Photographie und ihrer Anwendungen, besonders in der Kernphysik*, Frankfurt am Main (1958)

[67] A.G. Wright, A Study of Muons Underground and Their Energy Spectrum at Sea Level, Polytechnic of North London Preprint (1974); and *J. Phys.* A **7** (1974) 2085

[68] P. Marmier & E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles* Vol. 1, Academic Press, New York (1969)

[69] O. Klein & Y. Nishina, Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantenmechanik von Dirac, *Z. Phys.* **52** (1929) 853

[70] W.S.C. Williams, *Nuclear and Particle Physics*, Clarendon Press, Oxford (1991)

[71] C. Grupen & E. Holl, Lecture Notes, *Kernphysik*, University of Siegen (1983)

[72] H.A. Bethe & J. Ashkin, Passage of Radiation through Matter, in *Experimental Nucl. Phys.* (ed. E. Segré), John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York Vol. **1** (1953) 166ff

[73] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, New York (1955)

[74] G.W. Grodstein, *X-Ray Attenuation Coefficients from 10 keV to 100 MeV*, Circ. Natl. Bur. Stand. No. 583 (1957)

[75] G.R. White, *X-ray Attenuation Coefficients from 10 keV to 100 MeV*, Natl. Bur. Standards (U.S.) Rept. 1003 (1952)

[76] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Lett.* **111** B (1982)

[77] V. Palladino & B. Sadoulet, *Application of the Classical Theory of Electrons in Gases to Multiwire Proportional and Drift Chambers*, LBL-3013, UC-37, TID-4500-R62 (1974)

[78] W. Blum & L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer Monograph XV, Berlin/New York (1993)

[79] A. Peisert & F. Sauli, *Drift and Diffusion in Gases: a Compilation*, CERN-Report 84-08 (1984)

[80] L.G. Huxley & R.W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1974)

[81] E.W. McDaniel & E.A. Mason, *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1973)

[82] V. Palladino & B. Sadoulet, Application of the Classical Theory of Electrons in Gases to Multiwire Proportional and Drift Chambers, *NIM* **128** (1975) 323

[83] J. Townsend, *Electrons in Gases*, Hutchinson, London (1947)

[84] S.C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, MIT-Press, Cambridge, Mass. (1959)

[85] C. Ramsauer & R. Kollath, Die Winkelverteilung bei der Streuung langsamer Elektronen an Gasmolekülen, *Ann. Phys.* **12** (1932) 35

[86] C. Ramsauer & R. Kollath, Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgasmoleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt, *Ann. Phys.* **3** (1929) 536

[87] C. Ramsauer, Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen, *Ann. Phys.* **66** (1921) 546

[88] E. Brüche *et al.*, Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgase *Ar*, *Ne*, *He* gegenüber langsamen Elektronen, *Ann. Phys.* **84** (1927) 279

[89] C.E. Normand, The Absorption Coefficient for Slow Electrons in Gases, *Phys. Rev.* **35** (1930) 1217

[90] L. Colli & U. Facchini, Drift Velocity of Electrons in Argon, *Rev. Sci. Instr.* **23** (1952) 39

[91] J.M. Kirshner & D.S. Toffolo, Drift Velocity of Electrons in Argon and Argon Mixtures, *J. Appl. Phys.* **23** (1952) 594

[92] H.W. Fulbright, Ionization Chambers in Nuclear Physics, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin Band **XLV** (1958) 1

[93] J. Fehlmann & G. Viertel, ETH-Zürich-Report, *Compilation of Data for Drift Chamber Operation* (1983)

[94] W.N. English & G.C. Hanna, Grid Ionization Chamber Measurement of Electron Drift Velocities in Gas Mixtures, *Canad. J. Phys.* **31** (1937) 768

[95] A. Breskin *et al.*, Recent Observations and Measurements with High-Accuracy Drift Chambers, *NIM* **124** (1975) 189

[96] A. Breskin *et al.*, Further Results on the Operation of High-Accuracy Drift Chambers, *NIM* **119** (1974) 9

[97] G. Charpak & F. Sauli, High-Accuracy Drift Chambers and their Use in Strong Magnetic Fields, *NIM* **108** (1973) 413

[98] J. Vávra *et al.*, Measurement of Electron Drift Parameters for Helium and CF_4-Based Gases, *NIM* A **324** (1993) 113

[99] T. Kunst *et al.*, Precision Measurements of Magnetic Deflection Angles and Drift Velocities in Crossed Electric and Magnetic Fields, *NIM* A **423** (1993) 127

[100] V.H. Regener, Statistical Significance of Small Samples of Cosmic Ray Counts, *Phys. Rev.* **84** (1951) 161

[101] G. Zech, Upper Limits in Experiments with Background or Measurement Errors, *NIM* A **277** (1989) 608

[102] O. Helene, Upper Limit of Peak Area, *NIM* **212** (1983) 319

[103] S. Brandt, *Datenanalyse*, Bibliographisches Institut, Mannheim/Leipzig (1992)

[104] O.C. Allkofer, W.D. Dau & C. Grupen, *Spark Chambers*, Thiemig, München (1969)

[105] W. Minder, *Dosimetrie der Strahlungen radioaktiver Stoffe*, Springer, Wien (1961)

[106] R.H. Thomas & V. Perez-Mendez, *Advances in Radiation Protection and Dosimetry in Medicine*, Plenum-Press, New York/London (1980)

[107] J.R. Greening, *Fundamentals of Radiation Dosimetry*, Adam Hilger Ltd., Bristol (1981)

[108] D.G. Miller, *Radioactivity and Radiation Detection*, Gordon and Breach Science Publ., New York/Paris/London (1972)

[109] W. Jacobi, *Strahlenschutzpraxis, Teil I - Grundlagen*, Thiemig, München (1968)

[110] M. Oberhofer, *Strahlenschutzpraxis, Teil II Meßtechnik*, Thiemig, München (1968/1972)

[111] M. Oberhofer, *Strahlenschutzpraxis, Teil III Umgang mit Strahlern*, Thiemig, München (1968)

[112] M. Frank & W. Stolz, *Festkörperdosimetrie ionisierender Strahlung*, Teubner, Leipzig (1969)

[113] P.F. Sharp, P.P. Dendy & W.I. Keyes, *Radionuclide Imaging Techniques*, Academic Press Inc., London (1985)

[114] G.E. Adams, D.K. Bewley & J.B. Boag, *Charged Particle Tracks in Solids and Liquids*, Proc. of the Second L.H. Gray Conference, Cambridge (1969), publ. 1970

[115] B. Rajewsky (ed.), *Wissenschaftliche Grundlagen des Strahlenschutzes*, G. Braun, Karlsruhe (1957)

[116] E. Sauter, *Grundlagen des Strahlenschutzes*, Siemens AG, Berlin/München (1971)

[117] H. Yagoda, *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York, and Chapman and Hall Ltd. London (1949)

[118] R. Kiefer & R. Maushart, *Radiation Protection Measurement*, Pergamon Press, Oxford 1972

[119] F.H. Attix & W.C. Roesch, *Radiation Dosimetry, Vol. II, Instrumentation*, Academic Press, New York/London (1966)

[120] C.M. Lederer, *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1967)

[121] H. Landolt & R. Börnstein, *Atomkerne und Elementarteilchen*, Band 5, Springer (1952)

[122] R.C. Weast & M.J. Astle (eds.), *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC-Press (1979)

[123] O.C. Allkofer, *Introduction to Cosmic Radiation*, Thiemig, München (1975)

[124] D.M. Websdale & P.R. Hobson (eds.), Position-Sensitive Detectors, 2nd Conf. London UK Sept. 1990; *NIM* A **310** (1991) 1-575; and P.R. Hobson, A. Faruqi & G.W. Fraser (eds.), Position-Sensitive Detectors, 3rd Conf. London UK Sept. 1993; *NIM* A **348** (1994) 207-746

[125] W. Bartl, G. Neuhofer, M. Regler & A. Taurok (eds.), Proc. 6th Int. Conf. on Wire Chambers, Vienna 1992, *NIM* A **323** (1992) 1-552

[126] B. Rossi & H. Staub, ***Ionization Chambers and Counters***, McGraw-Hill, New York (1949)

[127] D.M. Wilkinson, ***Ionization Chambers and Counters***, Cambridge University Press (1950)

[128] D. McCormick, ***Fast Ion Chambers for SLC***, SLAC-Pub-6296 (1993)

[129] M. Fishman & D. Reagan, The SLAC Long Ion Chamber for Machine Protection, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-**14** (1967) 1096

[130] S.E. Hunt, ***Nuclear Physics for Engineers and Scientists***, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1987)

[131] J.S. Townsend, ***Electricity of Gases***, Clarendon Press, Oxford (1915)

[132] S.C. Brown, ***Introduction to Electrical Discharges in Gases***, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1966)

[133] H. Raether, ***Electron Avalanches and Breakdown in Gases***, Butterworths, London (1964)

[134] F. Llewellyn Jones, Ionization Growth and Breakdown, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XXII** (1956) 1-40

[135] L.B. Loeb, Electrical Breakdown of Gases with Steady or Direct Current Impulse Potentials, in S. Flügge (ed.), ***Handbuch der Physik***, Springer, Berlin, Band **XXII** (1956) 445-528

[136] H. Raether, Die Elektronenlawine und ihre Entwicklung, ***Ergeb. Exakt. Naturwiss.***, Springer, Berlin/Heidelberg Band **22** (1949) 73-120

[137] J. Berkowitz, ***Photoabsorption, Photoionization and Photoelectron Spectroscopy***, Academic Press, New York (1979)

[138] G.F. Marr, ***Photoionization Processes in Gases***, Academic Press, New York (1967)

[139] L.J. Kieffer & G.H. Dunn, Electron Impact Ionization Cross-Section Data for Atoms, Atomic Ions, and Diatomic Molecules: I. Experimental Data, *Rev. Mod. Phys.* **38** (1966) 1

[140] D. Rapp & P. Englander-Golden, Total Cross-Section for Ionization and Attachment in Gases by Electron Impact. I. Positive Ionization, *J. Chem. Phys.* **43** (1965) 1464

[141] G. Francis, *Ionization Phenomena in Gases*, Butterworths Science Publ., London (1960)

[142] A. Sharma and F. Sauli, A Measurement of the First Townsend Coefficient in *Ar*-based Mixtures at High Fields, *NIM* A **323** (1992) 280

[143] A. Sharma and F. Sauli, First Townsend Coefficient Measured in Argon Based Mixtures at High Fields, CERN-PPE/93-50 (1993), and *NIM* A **334** (1993) 420

[144] S.C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, Wiley, New York (1959)

[145] A. von Engel, Ionization in Gases by Electrons in Electric Fields, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Elektronen-Emission; Gasentladungen I, Bd. **XXI**, Springer, Berlin (1956), 530

[146] A. Arefev *et al.*, *A Measurement of the First Townsend Coefficient in CF_4, CO_2, and CF_4/CO_2-Mixtures at High, Uniform Electric Field*, RD5 Collaboration, CERN-PPE/93-082 (1993)

[147] E. Bagge & O.C. Allkofer, Das Ansprechvermögen von Parallel-Platten Funkenzählern für schwach ionisierende Teilchen, *Atomenergie* **2** (1957) 1

[148] T.Z. Kowalski, Generalized Parametrization of the Gas Gain in Proportional Counters, *NIM* A **243** (1986) 501; On the Generalized Gas Gain Formula for Proportional Counters, *NIM* A **244** (1986) 533; Measurement and Parametrization of the Gas Gain in Proportional Counters, *NIM* A **234** (1985) 521

[149] T. Aoyama, Generalized Gas Gain Formula for Proportional Counters, *NIM* A **234** (1985) 125

[150] H.E. Rose & S.A. Korff, Investigation of Properties of Proportional Counters, *Phys. Rev.* Vol. **59** (1941) 850

[151] A. Williams & R.I. Sara, Parameters Effecting the Resolution of a Proportional Counter, *Int. J. Appl. Radiation Isotopes* **13** (1962) 229

[152] M.W. Charles, Gas Gain Measurements in Proportional Counters, *J. Phys.* E **5** (1972) 95

[153] A. Zastawny, Gas Amplification in a Proportional Counter with Carbon Dioxide, *J. Sci. Instr.* **43** (1966) 179

[154] L.G. Kristov, Measurement of the Gas Gain in Proportional Counters, *Doklady Bulg. Acad. Sci.* **10** (1947) 453

[155] L.B. Loeb, *Basis Processes of Gaseous Electronics*, University of California Press, Berkeley (1961)

[156] G.A. Schröder, Discharge in Plasma Physics, in *Summer School Univ. of New England* (ed. S.C. Haydon), The University of New England, Armidale (1964)

[157] M. Salehi, *Nuklididentifizierung durch Halbleiterspektrometer*, Diploma-Thesis, University of Siegen, (1990)

[158] G.C. Smith *et al.*, High Rate, High Resolution, Two-Dimensional Gas Proportional Detectors for X-Ray Synchrotron Radiation Experiments, *NIM* A **323** (1992) 78

[159] H. Geiger, Method of Counting α and β-Rays, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* **15** (1913) 534

[160] E. Rutherford & H. Geiger, α-Particles from Radio-active Substances, *Proc. R. Soc. Lond.* **81** (1908) 141

[161] E. Iarocci, Plastic Streamer Tubes and Their Applications in High Energy Physics, *NIM* **217** (1983) 30

[162] G. Battistoni *et al.*, Operation of Limited Streamer Tubes, *NIM* **164** (1979) 57

[163] G.D. Alekseev, Investigation of Self-Quenching Streamer Discharge in a Wire Chamber, *NIM* **177** (1980) 385

[164] R. Baumgart *et al.*, The Response of a Streamer Tube Sampling Calorimeter to Electrons, *NIM* A **239** (1985) 513; Performance Characteristics of an Electromagnetic Streamer Tube Calorimeter, *NIM* A **256** (1987) 254; Interactions of 200*GeV* Muons in an Electromagnetic Streamer Tube Calorimeter, *NIM* A **258** (1987) 51; Test of an Iron/Streamer Tube Calorimeter with Electrons and Pions of Energy between 1 and 100*GeV*, *NIM* A **268** (1988) 105

[165] R. Baumgart *et al.*, Properties of Streamers in Streamer Tubes, *NIM* **222** (1984) 448

[166] CERN-Courier, *Dubna: Self Quenching Streamers Revisited*, Vol. **21** No. 8 (1981) 358

[167] D. Achterberg *et al.*, The Helix Tube Chamber, DESY 78/15 (1978) and *NIM* **156** (1978) 287

[168] T. Doke (ed.), Liquid Radiation Detectors, *NIM* A **327** (1993) 1

[169] T. Doke, A Historical View on the R&D for Liquid Rare Gas Detectors, *NIM* A **327** (1993) 113

[170] T.S. Virdee, Calorimeters Using Room Temperature and Noble Liquids, *NIM* A **323** (1992) 22

[171] J. Engler, H. Keim & B. Wild, Performance Test of a TMS Calorimeter, *NIM* A **252** (1986) 29

[172] M.G. Albrow *et al.*, Performance of a Uranium/Tetramethylpentane Electromagnetic Calorimeter, *NIM* A **265** (1988) 303

[173] K. Ankowiak *et al.*, Construction and Performance of a Position Detector for the UA1 Uranium-TMP Calorimeter, *NIM* A **279** (1989) 83

[174] M. Pripstein, *Developments in Warm Liquid Calorimetry*, Lawrence-Berkeley Laboratory, LBL-Report, LBL-30282 (1991); and B. Aubert *et al.*, *Warm Liquid Calorimetry*, Proc. 25th Int. Conf. on High Energy Physics, Singapore, Vol. 2 (1991) 1368; and B. Aubert *et al.*, A Search for Materials Compatible with Warm Liquids, *NIM* A **316** (1992) 165

[175] G. Bressi *et al.*, Electron Multiplication in Liquid Argon on a Tip Array, *NIM* A **310** (1991) 613

[176] R.A. Muller *et al.*, Liquid Filled Proportional Counter, *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971) 532

[177] S.E. Derenzo *et al.*, *Liquid Xenon-Filled Wire Chambers for Medical Imaging Applications*, Lawrence Berkeley Lab. LBL-2092 (1973)

[178] E. Aprile, K.L. Giboni & C. Rubbia, *A Study of Ionization Electrons Drifting Large Distances in Liquid and Solid Argon*, Harvard University Preprint, May 1985

[179] G. Charpak *et al.*, The Use of Multiwire Proportional Chambers to Select and Localize Charged Particles, *NIM* **62** (1968) 202

[180] W. Bartl, G. Neuhofer, M. Regler & A. Taurok (eds.), Proc. 6th Int. Conf. on Wire Chambers, Vienna 1992, *NIM* A **323** (1992) 1

[181] G. Charpak *et al.*, Some Developments in the Operation of Multiwire Proportional Chambers, *NIM* **80** (1970) 13

[182] G.A. Erskine, Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers, *NIM* **105** (1972) 565

[183] H. Kapitza, *Bau und Erprobung von Proportionalkammern zur Ortsmessung im Endcap-Schauerzähler des Detektors PLUTO*, Int. Report DESY F14-79/01 (1979)

[184] S. Schmidt, private communication (1992)

[185] R. Venhof, *Drift Chamber Simulation Program Garfield*, CERN/DD Garfield Manual (1984)

[186] G. Charpak, *Filet à Particules*, Découverte 1972

[187] J. Vávra, *Wire Chamber Gases*, SLAC-PUB-5793 (1992)

[188] J. Vávra, Wire Chamber Gases, *NIM* A **323** (1992) 34

[189] Y.H. Chang, Gases for Drift Chambers in SSC/LHC Environments, *NIM* A **315** (1992) 14

[190] T. Trippe, *Minimum Tension Requirement for Charpak-Chamber Wires*, CERN NP Internal Report 69-18 (1969); and P. Schilly *et al.*, Construction and Performance of Large Multiwire Proportional Chambers, *NIM* **91** (1971) 221

[191] M. Chew *et al.*, Gravitational Wire Sag in Non-Rigid Drift Chamber Structures, *NIM* A **323** (1992) 345

[192] H. Netz, *Formeln der Technik*, Hanser, München/Wien (1983)

[193] P. Rennert, H. Schmiedel & C. Weißmantel (eds.), *Kleine Enzyklopädie der Physik*, Harri Deutsch, Zürich/Frankfurt am Main (1987)

[194] R. Roark & W. Young, *Formulas for Stress and Strain*, McGraw-Hill, New York (1975)

[195] W.H. Toki, *Review of Straw Chambers*, SLAC-PUB-5232 (1990)

[196] A. Oed, Position Sensitive Detector with Microstrip Anode for Electron Multiplication with Gases, *NIM* A **263** (1988) 351

[197] F. Angelini *et al.*, The Microstrip Gas Avalanche Chamber: A New Detector for the Next Generation of High Luminosity Machines, *Particle World* **1** (1990) 84

[198] D. Mattern *et al.*, A New Approach for Constructing Sensitive Surfaces: The Gaseous Pixel Chamber, CERN-EF 90-4 (1990); and *NIM* A **300** (1991) 275; and D. Mattern, M.C.S. Williams & A. Zichichi, *New Results on the Development of the Gaseous Pixel Chamber*, CERN-PPE 91-193 (1991)

[199] D. Mattern *et al.*, First Tests of the Gaseous Pixel Chamber Fabricated on a Ceramic Substrate, *NIM* A **310** (1991) 78

[200] H. Stahl *et al.*, First Steps Towards a Microfoil Chamber, *NIM* A **297** (1990) 95

[201] F. Sauli *et al.*, Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** (1992) 650

[202] F. Angelini *et al.*, A Microstrip Gas Chamber with True Two-dimensional and Pixel Readout, INFN-PI/AE 92/01 (1992); and *NIM* A **323** (1992) 229

[203] T. Nagae *et al.*, Development of Microstrip Gas Chambers with Multichip Technology, *NIM* A **323** (1992) 236

[204] R. Bouclier *et al.*, High Flux Operation of Microstrip Gas Chambers on Glass and Plastic Supports, *NIM* A **323** (1992) 240

[205] R. Bouclier *et al.*, *Development of Microstrip Gas Chambers on Substrata with Electronic Conductivity*, CERN-PPE/93-192 (1993)

[206] S. Schmidt, U. Werthenbach & G. Zech, Study of Thin Substrates for Microstrip Gas Chambers, *NIM* A **337** (1994) 382

[207] P.M. McIntyre *et al.*, Gas Microstrip Chambers, *NIM* A **315** (1992) 170

[208] F. Angelini, A Thin, Large Area Microstrip Gas Chamber with Strip and Pad Readout, *NIM* A **336** (1993) 106

[209] F. Angelini *et al.*, A Microstrip Gas Chamber on a Silicon Substrate, INFN, Pisa PI/AE 91/10 (1991); and *NIM* A **314** (1992) 450

[210] F. Angelini *et al.*, *Results from the First Use of Microstrip Gas Chambers in a High Energy Physics Experiment*, CERN-PPE/91-122 (1991)

[211] J. Schmitz, *The Micro Trench Gas Counter: A Novel Approach to High Luminosity Tracking in HEP*, NIKHEF-H/91-14 (1991)

[212] R. Bouclier *et al.*, *Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports*, CERN-PPE/91-227 (1991)

[213] R. Bouclier *et al.*, *Development of Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports*, CERN-PPE/91-108 (1991)

[214] R. Bouclier *et al.*, *High Flux Operation of Microstrip Gas Chambers on Glass and Plastic Supports*, CERN-PPE/92-53 (1992)

[215] C.W. Fabjan, *Detectors and Techniques for LHC Experimentation*, CERN-PPE/93-124 (1993)

[216] T. Kondo, *Recent Developments in Detector Technology*, XXVI. Int. Conf. on High Energy Physics, Dallas, USA (1992), and KEK-Preprint 92-163 (1992)

[217] F. Angelini *et al.*, The Micro-Gap Chamber, *NIM* A **335** (1993) 69

[218] W. Bartl & M. Regler, Wire Chambers for Exploring the Elementary Constituents of Matter, *Europhys. News* **23** (1992) 184

[219] L. Cifarelli, R. Wigmans & T. Ypsilantis (eds.), *Perspectives for New Detectors in Future Supercolliders*, World Scientific, Singapore (1991)

[220] E. Iarocci, *Recent Developments in Detectors*, Proc. Int. Europhysics Conference on High Energy Physics; J. Carr & M. Perrottet (eds.), Marseille (1993) p. 725

[221] G. Charpak & F. Sauli, *An Interesting Fall-Out of High Energy Physics Techniques: The Imaging of X-Rays at Various Energies for Biomedical Applications*, Conf. on Computer Assisted Scanning, Padova, Italy (1976), and Topical Meeting on Intermediate Energy Physics, Zuoz, Switzerland (1976)

[222] A.H. Walenta *et al.*, The Multiwire Drift Chamber: A New Type of Proportional Wire Chambers, *NIM* **92** (1971) 373

[223] A. Filatova *et al.*, Study of a Drift Chamber System for a K-e Scattering Experiment at the Fermi National Accelerator Lab., *NIM* **143** (1977) 17

[224] G. Marel *et al.*, Large Planar Drift Chambers, *NIM* **141** (1977) 43

[225] U. Becker *et al.*, A Comparison of Drift Chambers, *NIM* **128** (1975) 593

[226] M. Rahman *et al.*, A Multitrack Drift Chamber with 60*cm* Drift Space, *NIM* **188** (1981) 159

[227] K. Mathis, *Test einer großflächigen Driftkammer*, Thesis, University of Siegen (1979)

[228] J. Allison, C.K. Bowdery & P.G. Rowe, *An Electrodeless Drift Chamber*, Int. Report, Univ. Manchester MC 81/33 (1981)

[229] J. Allison *et al.*, An Electrodeless Drift Chamber, *NIM* **201** (1982) 341

[230] Yu.A. Budagov *et al.*, How to Use Electrodeless Drift Chambers in Experiments at Accelerators, *NIM* A **255** (1987) 493

[231] A. Franz & C. Grupen, Characteristics of a Circular Electrodeless Drift Chamber, *NIM* **200** (1982) 331

[232] Ch. Becker *et al.*, Wireless Drift Tubes, Electrodeless Drift Chambers and Applications, *NIM* **200** (1982) 335

[233] G. Zech, Electrodeless Drift Chambers, *NIM* **217** (1983) 209

[234] R. Dörr, C. Grupen & A. Noll, Characteristics of a Multiwire Circular Electrodeless Drift Chamber, *NIM* A **238** (1985) 238

[235] A.H. Walenta & J. Paradiso, *The Time Expansion Chamber as High Precision Drift Chamber*, Proc. Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics; Stanford; SLAC-Report SLAC-250 UC-34d (1982) 34

[236] H. Anderhub *et al.*, Operating Experience with the Mark J Time Expansion Chamber, *NIM* A **265** (1988) 50

[237] E. Roderburg *et al.*, The Induction Drift Chamber, *NIM* A **252** (1986) 285

[238] A.H. Walenta *et al.*, Study of the Induction Drift Chamber as a High Rate Vertex Detector for the ZEUS Experiment, *NIM* A **265** (1988) 69

[239] E. Roderburg *et al.*, Measurement of the Spatial Resolution and Rate Capability of an Induction Drift Chamber, *NIM* A **323** (1992) 140

[240] D.C. Imrie, *Multiwire Proportional and Drift Chambers: From First Principles to Future Prospects*, Lecture delivered at the School for Young High Energy Physicists, Rutherford Lab., Sept. 1979

[241] V.D. Peshekhonov, Wire Chambers for Muon Detectors on Supercolliders, *NIM* A **323** (1992) 12

[242] H. Faissner *et al.*, Modular Wall-less Drift Chambers for Muon Detection at LHC, *NIM* A **330** (1993) 76

[243] W.R. Kuhlmann *et al.*, Ortsempfindliche Zählrohre, *NIM* **40** (1966) 118

[244] H. Foeth, R. Hammarström & C. Rubbia, On the Localization of the Position of the Particle Along the Wire of a Multiwire Proportional Chamber, *NIM* **109** (1973) 521

[245] A. Breskin *et al.*, Two-Dimensional Drift Chambers, *NIM* **119** (1974) 1

[246] E.J. De Graaf *et al.*, Construction and Application of a Delay Line for Position Readout of Wire Chambers, *NIM* **166** (1979) 139

[247] L.G. Atencio *et al.*, Delay-Line Readout Drift Chamber, *NIM* **187** (1981) 381

[248] J.A. Jaros, *Drift and Proportional Tracking Chambers*, SLAC-PUB 2647 (1980)

[249] W. de Boer *et al.*, Behaviour of Large Cylindrical Drift Chambers in a Superconducting Solenoid, Proc. Wire Chamber Conf., Vienna (1980), and *NIM* **176** (1980) 167

[250] PLUTO Collaboration, L. Criegee & G. Knies, e^+e^--Physics with the PLUTO Detector, *Phys. Rep.* **83** (1982) 153

[251] C. Biino *et al.*, A Very Light Proportional Chamber Constructed with Aluminized Mylar Tubes for Drift Time and Charge Division Readouts, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **36** (1989) 98

[252] G.D. Alekseev *et al.*, Operating Properties of Straw Tubes, *JINR-Rapid Communications*, No. 2 [41] (1990) 27

[253] V.N. Bychkov *et al.*, A High Precision Straw Tube Chamber with Cathode Readout, *NIM* A **325** (1993) 158

[254] F. Villa (ed.), *Vertex Detectors*, Plenum Press, New York (1988)

[255] D.H. Saxon, Multicell Drift Chambers, *NIM* A **265** (1988) 20

[256] E. Roderburg & S. Walsh, Mechanism of Wire Breaking Due to Sparks in Proportional or Drift Chambers, *NIM* A **333** (1993) 316

[257] J.A. Kadyk, J. Vávra & J. Wise, Use of Straw Tubes in High Radiation Environments, *NIM* A **300** (1991) 511

[258] U.J. Becker *et al.*, Fast Gaseous Detectors in High Magnetic Fields, *NIM* A **335** (1993) 439

[259] R. Bouclier *et al.*, Fast Tracking Detector Using Multidrift Tubes, *NIM* A **265** (1988) 78

[260] Yu.P. Guz *et al.*, Multi-Drift Module Simulation, *NIM* A **323** (1992) 315

[261] W. Bartel *et al.*, Total Cross-Section for Hadron Production by e^+e^- Annihilation at PETRA Energies, *Phys. Lett.* **88** B (1979) 171

[262] H. Drumm *et al.*, Experience with the JET-Chamber of the JADE Detector at PETRA, *NIM* **176** (1980) 333

[263] A. Wagner, Central Detectors, *Phys. Scripta* **23** (1981) 446

[264] O. Biebel *et al.*, Performance of the OPAL Jet Chamber, CERN-PPE/92-55 (1992), and *NIM* A **323** (1992) 169

[265] F. Sauli, *Experimental Techniques*, CERN-EP/86-143 (1986)

[266] J. Bartelt, *The New Central Drift Chamber for the Mark II Detector at SLC*, Contribution to the 23rd Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, Vol. 2 (1986) 1467

[267] S.L. Wu, e^+e^--Physics at PETRA - The First Five Years, *Phys. Rep.* **107** (1984) 59

[268] D.R. Nygren, Future Prospects of the Time Projection Chamber Idea, Phys. Scripta **23** (1981) 584

[269] T. Lohse & W. Witzeling in *Instrumentation in High Energy Physics*, ed. F. Sauli, World Scientific, Singapore (1992)

[270] ALEPH Collaboration, D. Decamp *et al.*, ALEPH: A Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP, *NIM* A **294** (1990) 121

[271] W.B. Atwood *et al.*, Performance of the ALEPH Time Projection Chamber, *NIM* A **306** (1991) 446

[272] Y. Sacquin, The DELPHI Time Projection Chamber, *NIM* A **323** (1992) 209

[273] C. Rubbia, *The Liquid Argon Time Projection Chamber: A New Concept for Neutrino Detectors*, CERN-EP 77-08 (1977)

[274] P. Benetti *et al.*, *The ICARUS Liquid Argon Time Projection Chamber: A New Detector for ν_τ-Search*, CERN-PPE/92-004 (1992)

[275] A. Bettini *et al.*, The ICARUS Liquid Argon TPC: A Complete Imaging Device for Particle Physics, *NIM* A **315** (1992) 223

[276] F. Pietropaolo *et al.*, *The ICARUS Liquid Argon Time Projection Chamber: A Full Imaging Device for Low Energy e^+e^- Colliders?*, Frascati INFN-LNF 91-036 (R) (1991)

[277] G. Buehler, *The Liquid Argon Time Projection Chamber*, Proc. Opportunities for Neutrino Physics at BNL, Brookhaven (1987) 161

[278] J. Seguinot *et al.*, Liquid Xenon Ionization and Scintillation: Studies for a Totally Active-Vector Electromagnetic Calorimeter, *NIM* A **323** (1992) 583

[279] P. Benetti *et al.*, A Three Ton Liquid Argon Time Projection Chamber, INFN-Report DFPD 93/EP/05, University of Padua 1993, and *NIM* A **332** (1993) 395

[280] C. Rubbia, *The Renaissance of Experimental Neutrino Physics*, CERN-PPE/93-08 (1993)

[281] G. Carugno *et al.*, A Self Triggered Liquid Xenon Time Projection Chamber, *NIM* A **311** (1992) 628

[282] E. Aprile *et al.*, Test of a Two-Dimensional Liquid Xenon Time Projection Chamber, *NIM* A **316** (1992) 29

[283] G. Charpak, Will Gaseous Detectors Survive the Rapid Progress in the Competing Techniques?, *NIM* A **252** (1986) 131

[284] J. Vávra, Review of Wire Chamber Ageing, *NIM* A **252** (1986) 547 and references therein

[285] E. Roderburg & S. Walsh, *Mechanism of Wire Breaking due to Sparks in Proportional or Drift Chambers*, KfA Forschungszentrum Jülich, Preprint Sept. 1993

[286] J.A. Kadyk, Wire Chamber Ageing, *NIM* A **300** (1991) 436 and references therein

[287] R. Kotthaus, A Laboratory Study of Radiation Damage to Drift Chambers, *NIM* A **252** (1986) 531

[288] J. Wise, *Chemistry of Radiation Damage to Wire Chambers*, Lawrence Berkeley Lab., LBL-32500 (92/08) (1993)

[289] A. Algeri *et al.*, Anode Wire Ageing in Proportional Chambers: The Problem of Analog Response, CERN-PPE/93-76 (1993), and *NIM* A **338** (1994) 348

[290] J. Wise, *Chemistry of Radiation Damage to Wire Chambers*, Thesis, Lawrence Berkeley Lab. Preprint LBL-32500 (92/08) (1992)

[291] M.M. Fraga *et al.*, Fragments and Radicals in Gaseous Detectors, *NIM* A **323** (1992) 284

[292] M. Capéans *et al.*, Ageing Properties of Straw Proportional Tubes with a Xe-CO_2-CF_4 Gas Mixture, CERN-PPE/93-136 (1993), and *NIM* A **337** (1994) 122

[293] L. Malter, Thin Film Field Emission, *Phys. Rev.* **50** (1936) 48

[294] F. Ansorge, *Untersuchungen an einer mit CO_2 gefüllten Driftkammer bei Unterdruck*, Diploma-Thesis, University of Siegen (1993)

[295] D.A. Glaser, Some Effects of Ionizing Radiation on the Formation of Bubbles in Liquids, *Phys. Rev.* **87** (1952) 665

[296] D.A. Glaser, Bubble Chamber Tracks of Penetrating Cosmic Ray Particles, *Phys. Rev.* **91** (1953) 762

[297] D.A. Glaser, Progress Report on the Development of Bubble Chambers, *Nuovo Cim. Suppl.* **2** (1954) 361

[298] D.A. Glaser, The Bubble Chamber, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XLV** (1958) 314

[299] L. Betelli *et al.*, *Particle Physics with Bubble Chamber Photographs*, CERN/INFN-Preprint (1993)

[300] P. Galison, *Bubbles, Sparks and the Postwar Laboratory*, Proc. Batavia Conf. 1985, *Pions to Quarks* (1989) 213-251

[301] F. Close *et al.*, *The Particle Explosion*, Oxford University Press (1987)

[302] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, Menlo Park, Calif. (1987)

[303] V. Barnes *et al.*, Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three, *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 204; Brookhaven National Laboratory, Public Information Office; private communication 1994

[304] CERN-Courier, *Small Bubble Chambers at CERN*, Vol. 22, No. 1 (1982) 24

[305] CERN-Courier, *CERN: Bubble Chambers Get Smaller*, Vol. 20, No. 2 (1980) 58

[306] H. Bingham *et al.*, Holography of Particle Tracks in the Fermilab 15-Foot Bubble Chamber, E-632 Collaboration, CERN-EF/90-3 (1990), and *NIM* A **297** (1990) 364

[307] W. Kittel, *Bubble Chambers in High Energy Hadron Collisions*, Nijmegen Preprint HEN-365 (1993)

[308] C.T.R. Wilson, Method of Making Visible the Paths of Ionizing Particles, *Proc. R. Soc. Lond.* A **85** (1911) 285; and Expansion Apparatus for Making Visible the Tracks of Ionizing Particles in Gases: Results Obtained, *Proc. R. Soc. Lond.* A **87** (1912) 277

[309] C.T.R. Wilson, Uranium Rays and Condensation of Water Vapor, *Cambridge Phil. Soc. Proc.* 9.7 (1898) 333, and *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **189** (1897) 265

[310] C.M. York, Cloud Chambers, in S. Flügge (ed.), ***Handbuch der Physik***; Springer, Berlin, Band **XLV** (1958) 260

[311] G.D. Rochester & J.G. Wilson, *Cloud Chamber Photographs of Cosmic Radiation*, Pergamon Press, London (1952)

[312] W. Wolter, private communication (1969)

[313] U. Wiemken, *Untersuchungen zur Existenz von Quarks in der Nähe der Kerne Großer Luftschauer mit Hilfe einer Nebelkammer*, Ph.D. Thesis, University of Kiel; also U. Wiemken, Diploma-Thesis, University of Kiel (1972); and K. Sauerland, private communication (1993)

[314] A. Langsdorf, Continuously Sensitive Cloud Chamber, *Phys. Rev.* **49** (1936) 422

[315] V.K. Ljapidevski, Die Diffusionsnebelkammer, *Fortschr. der Physik* **7** (1959) 481

[316] E.W. Cowan, Continuously Sensitive Diffusion Cloud Chamber, *Rev. Sci. Instr.* **21** (1950) 991

[317] V. Eckardt, *Die Speicherung von Teilchenspuren in einer Streamerkammer*, Ph.D. Thesis, University of Hamburg (1971)

[318] F. Bulos *et al.*, *Streamer Chamber Development*, SLAC-Technical- Report, SLAC-74, UC-28 (1967)

[319] F. Rohrbach, *Streamer Chambers at CERN During the Past Decade and Visual Techniques of the Future*, CERN-EF/88-17 (1988)

[320] CERN-Courier, *The Collider Marches On*, Vol. 25, No. 4 (1985) 131

[321] CERN-Courier, *Letting Them Sulphur*, Vol. 27 No. 10 (1987) 13 and I (frontpage)

[322] CERN, *Experiments at the Collider*, Annual Report Vol. 1 (1985) 31

[323] CERN-Courier, *Detectors: High Resolution Streamer Chambers*, Vol. 27, No. 6 (1987) 25

[324] G. Charpak, Principes et Essais Préliminaires D'un Nouveau Détecteur Permettant De Photographier la Trajectoire des Particules Ionisantes Dans un Gas, *J. Phys. Rad.* **18** (1957) 539

[325] M. Conversi, *The Development of the Flash and Spark Chambers in the 1950's*, CERN-EP/82-167 (1982)

[326] M. Conversi & A. Gozzini, The 'Hodoscope Chamber': A New Instrument for Nuclear Research, *Nuovo Cim.* **2** (1955) 189

[327] M. Conversi *et al.*, A New Type of Hodoscope of High Spatial Resolution, *Nuovo Cim. Suppl.* **4** (1956) 234

[328] M. Conversi & L. Frederici, Flash Chambers of Plastic Material, *NIM* **151** (1978) 93

[329] C.A. Ayre & M.G. Thompson, Digitization of Neon Flash Tubes, *NIM* **69** (1969) 106

[330] C.G. Dalton & G.J. Krausse, Digital Readout for Flash Chambers, *NIM* **158** (1979) 289

[331] F. Ashton & J. King, The Electric Charge of Interacting Cosmic Ray Particles at Sea-Level, *J. Phys.* A **4**, L31 (1971)

[332] F. Ashton, private communication (1991)

[333] J. Trümper, E. Böhm & M. Samorski, private communication (1969)

[334] J.W. Keuffel, Parallel Plate Counters, *Rev. Sci. Instr.* **20** (1949) 202

[335] S. Fukui & S. Miyamoto, A New Type of Particle Detector: The Discharge Chamber, *Nuovo Cim.* **11** (1959) 113

[336] O.C. Allkofer *et al.*, Die Ortsbestimmung geladener Teilchen mit Hilfe von Funkenzählern und ihre Anwendung auf die Messung der Vielfachstreuung von Mesonen in Blei, *Phys. Verh.* **6** (1955) 166; and P.G. Henning, Die Ortsbestimmung geladener Teilchen mit Hilfe von Funkenzählern, Ph.D. Thesis, University of Hamburg (1955); and *Atomkernenergie* **2** (1957) 81

[337] F. Bella, C. Franzinetti & D.W. Lee, On Spark Counters, *Nuovo Cim.* **10** (1953) 1338; and F. Bella & C. Franzinetti, Spark Counters, *Nuovo Cim.* **10** (1953) 1461

[338] T.E. Cranshaw & J.F. De Beer, A Triggered Spark Counter, *Nuovo Cim.* **5** (1957) 1107

[339] V.S. Kaftanov & V.A. Liubimov, Spark Chamber Use in High Energy Physics, *NIM* **20** (1963) 195

[340] B. Agriniér *et al.*, Variation of Spark Brilliance with Ionization Density Along a Particle Track in a Spark Chamber, *J. Phys.* **24** (1963) 312

[341] S. Attenberger, Spark Chamber with Multi-Track Capability, *NIM* **107** (1973) 605

[342] R. Kajikawa, Direct Measurement of Shower Electrons with 'Glass-Metal' Spark Chambers, *J. Phys. Soc. Japan* **18** (1963) 1365

[343] W. Stamm *et al.*, Electromagnetic Interactions of Cosmic Ray Muons in Iron, *Nuovo Cim.* **51** A (1979) 242

[344] A. Bäcker, *Datenanalyse eines Experiments zur Elektromagnetischen Wechselwirkung von Myonen*, Diploma-Thesis, University of Kiel (1975)

[345] R.C. Uhr, *Das Ansprechvermögen und die Ortsgenauigkeit einer Glasfunkenkammer*, Diploma-Thesis, University of Kiel (1972)

[346] A.S. Gavrilov *et al.*, Spark Chambers with the Recording of Information by Means of Magnetostrictive Lines, *Instr. Exp. Techn.* **6** (1966) 1355

[347] S. Kinoshita, Photographic Action of the α-Particle, *Proc. R. Soc. Lond.* **83** (1910) 432

[348] M.M. Shapiro, Nuclear Emulsions, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XLV** (1958) 342

[349] R. Reinganum, Streuung und Photographische Wirkung der α-Strahlen, *Z. f. Phys.* **12** (1911) 1076

[350] D.H. Perkins, *Cosmic Ray Work with Emulsions in the 40's and 50's*, Oxford University Preprint OUNP 36/85 (1985)

[351] C.F. Powell, P.H. Fowler & D.H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, Pergamon Press, London (1959)

[352] S. Aoki *et al.*, Fully Automated Emulsion Analysis System, *NIM* B **51** (1990) 466

[353] G.P.S. Occhialini & C.F. Powell, Nuclear Disintegrations Produced by Slow Charged Particles of Small Mass, *Nature* **159** (1947) 186

[354] CERN-Annual Report, *First Sign of the Quark-Gluon Plasma?*, Vol. 1 (1987) 26

[355] M. Simon, Lawrence Berkeley Lab. XBL-829-11834, private communication (1992)

[356] J. Sacton, *The Emulsion Technique and its Continued Use*, University of Brussels, Preprint IISN 0379-301X/IIHE-93.06 (1993)

[357] Th. Wendnagel, University of Frankfurt am Main, private communication (1991)

[358] C. Childs & L. Slifkin, Room Temperature Dislocation Decoration Inside Large Crystals, *Phys. Rev. Lett.* **5**, No. 11 (1960) 502; and A New Technique for Recording Heavy Primary Cosmic Radiation and Nuclear Processes in Silver Chloride Single Crystals, *IRE Trans. Nucl. Sci. Vol.* NS-**9**, No. 3 (1962) 413

[359] Th. Wendnagel *et al.*, *Properties and Technology of Monocrystalline AgCl-Detectors; 1. Aspects of Solid State Physics* and *Properties and Technology of AgCl-Detectors; 2. Experiments and Technological Performance* in S. Francois, *Proc. 10th Int. Conf. on SSNTD, Lyon 1979*, Pergamon Press, London (1980) 47 & 147

[360] A. Noll, *Methoden zur Automatischen Auswertung von Kernwechselwirkungen in Kernemulsionen und AgCl-Kristallen*, Ph.D.-Thesis, University of Siegen (1990)

[361] C.M.G. Lattes, Y, Fujimoto & S. Hasegawa, *Hadronic Interactions of High Energy Cosmic Rays Observed by Emulsion Chambers*, ICR-Report-81-80-3, University of Tokyo (1980)

[362] Mt. Fuji Collaboration (M. Akashi *et al.*), *Energy Spectra of Atmospheric Cosmic Rays Observed with Emulsion Chambers*, ICR-Report-89-81-5, University of Tokyo (1981)

[363] J. Nishimura *et al.*, Emulsion Chamber Observations of Primary Cosmic Ray Electrons in the Energy Range 30 1000GeV, *Astrophys. J.* **238** (1980) 394

[364] I. Ohta *et al.*, *Characteristics of X-Ray Films Used in Emulsion Chambers and Energy Determination of Cascade Showers by Photometric Methods*, 14th Int. Cosmic Ray Conf. München, Vol. 9 (1975) 3154

[365] A.F. McKinley, *Thermoluminescence Dosimetry*, Adam Hilger Ltd., Bristol (1981)

[366] M. Oberhofer & A. Scharmann (eds.), *Applied Thermoluminescence Dosimetry*, Adam Hilger Ltd., Bristol (1981)

[367] Y.S. Horowitz, *Thermoluminescence and Thermoluminescent Dosimetry*, CRC-Press (1984)

[368] Y Okamoto *et al.*, *Thermoluminescent Sheet to Detect the High Energy Electromagnetic Cascades*, 18th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, Vol. 8 (1983) 161

[369] R.L. Fleischer, P.B. Price & R.M. Walker, *Nuclear Tracks in Solids; Principles and Application*, University of California Press, Berkeley (1975)

[370] P.H. Fowler & V.M. Clapham (eds.), *Solid State Nuclear Track Detectors*, Pergamon Press, Oxford (1982)

[371] F. Granzer, H. Paretzke & E. Schopper (eds.), *Solid State Nuclear Track Detectors*, Vol. 1 & 2, Pergamon Press, Oxford (1978)

[372] W Enge, Introduction to Plastic Nuclear Track Detectors, *Nucl. Tracks* **4** (1980) 283

[373] W. Heinrich *et al.*, Application of Plastic Nuclear Track Detectors in Heavy Ion Physics, *Nucl. Tracks Rad. Measurements* Vol. **15**, No. 1-4 (1988) 393

[374] M. Henkel *et al.*, *The Experimental Concept for the ALICE-Instrument and the Measured Elemental Composition*, Proc. 21st. Int. Conf. Cosmic Rays, Adelaide, Vol. 3 (1990) 15

[375] C. Brechtmann & W. Heinrich, Fragmentation Cross Sections of ^{16}O at 60 and $200GeV$/Nucleon, *Z. Phys.* A **330** (1988) 407; and Fragmentation Cross Sections of ^{32}S at 0.7, 1.2, and $200GeV$/Nucleon, *Z. Phys.* A **331** (1988) 463

[376] W Trakowski *et al.*, An Automatic Measuring System for Particle Tracks in Plastic Detectors, *NIM* **225** (1984) 92

[377] T. Xiaowei *et al.*, A Nuclear Detector with Super-High Spatial Resolution, *NIM* A **320** (1992) 396

[378] T. Hayashi, *Photomultiplier Tubes for Use in High Energy Physics*, Hamamatsu TV Co. Ltd. Application Res.-0791 (1980)

[379] Valvo Datenbuch, *Photovervielfacher, Elektronenvervielfacher, Einzelkanäle, -Vielkanalplatten*, Philips GmbH, Hamburg (1985)

[380] K.S. Hirata *et al.*, Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987 A, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1490

[381] K.S. Hirata *et al.*, *Observation of ^8B Solar Neutrinos in the Kamiokande II Detector*, Inst. f. Cosmic Ray Research, ICR-Report 188-89-5 (1989)

[382] Hamamatsu Photonics K.K., *Measure Weak Light from Indeterminate Sources with New Hemispherical PM*, CERN-Courier Vol. 21, No. 4 (1981) 173; and private communication by Dr. H. Reiner, Hamamatsu Photonics, Germany

[383] K. Oba, *Microchannel Plate Photodetectors*, Hamamatsu TV Co. Ltd., Application Res.-0792 (1980)

[384] Philips, CERN-Courier, *Imaging: From X-Ray to IR*, Vol. 23, No. 1 (1983) 35

[385] J. Chadwick, Observations Concerning Artificial Disintegration of Elements, *Phil. Mag.* **7**, No. 2 (1926) 1056

[386] V. Henri & J. des Bancels, Influences des Diverses Conditions Physiques sur le Rayonnement Ultraviolet des Lampes à Vapeur de Mercure en Quartz, *J. Phys. Path. Gen.* **XIII** (1911) 841

[387] K.W.F. Kohlrausch, Radioaktivität, in W. Wien and F. Harms (eds.), *Handbuch der Experimentalphysik*, Akademische Verlagsanstalt Leipzig, Band **15** (1928)

[388] J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, Oxford (1964,1967) and J.B. Birks, *Scintillation Counters*, Pergamon Press, Oxford (1953)

[389] K.D. Hildenbrand, *Scintillation Detectors*, Darmstadt GSI-Preprint GSI 93-18 (1993)

[390] E.B. Norman, *Scintillation Detectors*, LBL-Report 31371 (1991)

[391] R. Hofstadter, *Twenty-Five Years of Scintillation Counting*, IEEE Scintillation and Semiconductor Counter Symposium, Washington DC, HEPL Report No. 749, Stanford University (1974)

[392] M. Kobayashi *et al.*, A Beam Test on a Fast EM-Calorimeter of Gadolinium Silicate GSO (*Ge*), *NIM* A **306** (1991) 139

[393] M. Kobayashi & M. Ishii, Excellent Radiation-Resistivity of Cerium-Doped Gadolinium Silicate Scintillators, *NIM* B **61** (1991) 491

[394] G.I. Britvich *et al.*, A Study on the Characteristics of Some Materials for Electromagnetic Calorimeters, *NIM* A **308** (1991) 509

[395] P. Klasen *et al.*, Application of Wavelength-Shifter Techniques to Position Measuring Counters, *NIM* **185** (1981) 67

[396] B.A. Dolgosheim & B.U. Rodionov, The Mechanism of Noble Gas Scintillation, in *Elementary Particles and Cosmic Rays* No. 2 (Atomizdat, Moscow) Sect. 6.3 (1969)

[397] A.J.P.L. Policarpo, The Gas Proportional Scintillation Counter, *Space Sci. Instr.* **3** (1977) 77

[398] A.J.P.L. Policarpo, Light Production and Gaseous Detectors, *Phys. Scripta* **23** (1981) 539

[399] V.A. Monish, Gas Detectors with Detection of Discharge Luminescence (Review), *Prib. Tekh. Éksp.* No. 5 (1980) 7 (English transl. in: *Instr. Exp. Techn.* **23** (1980) 1061)

[400] J. Seguinot *et al.* in *Advances in Cryogenic Engineering*; ed. R.W. Fast, Vol. 37 (1991) 1137

[401] M. Simon & T. Braun, A Scintillation Drift Chamber with 14*cm* Drift Path, *NIM* **204** (1983) 371

[402] B.M. Bleichert, *Teilchenidentifikation und Energiemessung mit einem modularen Elektron-Hadron-Kalorimeter*, Ph.D.-Thesis., University of Siegen (1982)

[403] Nuclear Enterprises, *Scintillation Materials*, Edinburgh (1977)

[404] F. Barreiro *et al.*, An Electromagnetic Calorimeter with Scintillator Strips and Wavelength Shifter Read Out, *NIM* A **257** (1987) 145

[405] J. Badier *et al.*, *Shashlik Calorimeter; Beam Test Results*, Paris Ecole Polytechnique Preprint IN2P3 CNRS X-LPNHE 93-04 (1993)

[406] J. Badier, *Radiation Hardness of Shashlik Calorimeters*, Ecole Politechnique, Preprint IN2P3-CNRS, X-LPNHE 93-14 (1993)

[407] D. Acosta *et al.*, *Localizing Particles Showering in a Spaghetti Calorimeter*, CERN-PPE/91-011 (1991)

[408] D. Acosta *et al.*, Lateral Shower Profiles in a Lead Scintillating-Fiber Calorimeter, *NIM* A **316** (1992) 184

[409] M. Livan, RD-Collaboration, *RD1-Scintillating Fiber Calorimetry*, CERN-PPE/93-022 (1993)

[410] D. Acosta *et al.*, Localizing Particles Showering in a Spaghetti Calorimeter, *NIM* A **305** (1991) 55

[411] A. Simon, *Scintillating Fiber Detectors in Particle Physics*, CERN-PPE-92-095 (1992)

[412] M. Adinolfi *et al.*, Application of a Scintillating Fiber Detector for the Study of Short-Lived Particles, CERN-PPE/91-66 (1991), and *NIM* A **310** (1991) 485

[413] D. Autiero *et al.*, Study of a Possible Scintillating Fiber Tracker at the LHC and Tests of Scintillating Fibers, *NIM* A **336** (1993) 521

[414] J. Bähr *et al.*, Liquid Scintillator Filled Capillary Arrays for Particle Tracking, CERN-PPE/91-46 (1991), and *NIM* A **306** (1991) 169

[415] N.I. Bozhko *et al.*, A Tracking Detector Based on Capillaries Filled with Liquid Scintillator, Serpukhov Inst., High Energy Phys. 91-045 (1991), and *NIM* A **317** (1992) 97

[416] CERN-Courier, *CERN: Tracking by Fibers*, Vol. 27, No. 5 (1987) 9

[417] CERN-Courier, *Working with High Collision Rates*, Vol. 29, No. 10 (1989) 9

[418] C. D'Ambrosio *et al.*, Reflection Losses in Polystyrene Fibers, *NIM* A **306** (1991) 549; and private communication by C. D'Ambrosio (1994)

[419] M. Salomon, New Measurements of Scintillating Fibers Coupled to Multianode Photomultipliers, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** (1992) 671

[420] CERN-Courier, *Scintillating Fibers*, Vol. 30, No. 8 (1990) 23

[421] D. Acosta *et al.*, Advances in Technology for High Energy Subnuclear Physics. Contribution of the LAA Project, *Riv. del Nuovo Cim.* **13**, No. 10-11 (1990) 1; and G. Anzivino *et al.*, The LAA Project, *Riv. del Nuovo Cim.* **13**, No. 5 (1990) 1

[422] G. Marini *et al.*, *Radiation Damage to Organic Scintillation Materials*, CERN 85-08 (1985)

[423] J. Proudfoot, *Conference Summary: Radiationtolerant Scintillators and Detectors*, Argonne Nat. Lab. -ANL-HEP-CP-92-046 (1992)

[424] G.I. Britvich *et al.*, Investigation of Radiation Resistance of Polystyrene-Based Scintillators, *Instr. Exp. Techn.* **36** (1993) 74

[425] W. Braunschweig, Spark Gaps and Secondary Emission Counters for Time of Flight Measurement, *Phys. Scripta* **23** (1981) 384

[426] M.V Babykin *et al.*, Plane-Parallel Spark Counters for the Measurement of Small Times; *and* Resolving Time of Spark Counters, *Sov. J. Atomic Energy* **IV** (1956) 627

[427] R. Santonico & R. Cardarelli, Development of Resistive Plate Counters, *NIM* **187** (1981) 377

[428] R. Cardarelli *et al.*, Progress in Resistive Plate Counters, *NIM* A **263** (1988) 20

[429] E. Calligarich *et al.*, The Resistive Plate Counter as a Neutron Detector, *NIM* A **307** (1991) 142

[430] Yu.N. Pestov & G.V. Fedotovich, *A Picosecond Time-of-Flight Spectrometer for the VEPP-2M Based on a Local Discharge Spark Counter*, Preprint IYAF 77-78, SLAC-Translation 184 (1978)

[431] I. Crotty *et al.*, Investigation of Resistive Plate Chambers, *NIM* A **329** (1993) 133

[432] I. Crotty *et al.*, *The Non-Spark Mode and High Rate Operation of Resistive Parallel Plate Chambers*, CERN-PPE/93-180 (1993)

[433] P. Fonte, V Peskov & F. Sauli, *VUV Emission and Breakdown in Parallel Plate Chambers*, CERN-PPE/91-17 (1991)

[434] P. Astier *et al.*, Development and Applications of the Imaging Chamber, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-**36** (1989) 300

[435] V. Peskov *et al.*, Organometallic Photocathodes for Parallel-Plate and Wire Chambers, *NIM* A **283** (1989) 786

[436] R. Bouclier *et al.*, A Very High Light-Yield Imaging Chamber, CERN-PPE/90-140 (1990), and *NIM* A **300** (1991) 286

[437] M. Izycki *et al.*, A Large Multistep Avalanche Chamber: Description and Performance, Proc. 2nd Conf. on Position Sensitive Detectors, London (1990), and *NIM* A **310** (1991) 98

[438] G. Charpak *et al.*, Investigation of Operation of a Parallel Plate Avalanche Chamber with a CsI Photocathode Under High Gain Conditions, CERN-PPE/91-47 (1991), and *NIM* A **307** (1991) 63

[439] G. Bencivenni *et al.*, A Glass Spark Counter for High Rate Environments, *NIM* A **332** (1993) 368

[440] D.F. Anderson, S. Kwan & V. Peskov, *High Counting Rate Resistive Plate Chamber*, Fermilab.-Conf. 93-215 (1993)

[441] W. Schneider, *Neutronenmeßtechnik*, Walter de Gruyter, Berlin, New York (1973)

[442] H. Neuert, *Kernphysikalische Meßverfahren*, G. Braun, Karlsruhe (1966)

[443] M. Banner *et al.*, Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN $\bar{p}p$-Collider, (UA2-Collaboration), *Phys. Lett.* **122**B (1983) 476

[444] G. Arnison *et al.*, Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540GeV$ (UA1-Collaboration), *Phys. Lett.* **122**B (1983) 103

[445] P.A. Cherenkov, Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light, *Phys. Rev.* **52** (1937) 378

[446] P.A. Cherenkov, *Radiation of Particles Moving at a Velocity Exceeding that of Light, and some of the Possibilities for Their Use in Experimental Physics*, and I.M. Frank, *Optics of Light Sources Moving in Refractive Media*, and I.E. Tamm, *General Characteristics of Radiations Emitted by Systems Moving with Super Light Velocities with some Applications to Plasma Physics*, Nobel Lectures Dec. 11, 1958, publ. in *Nobel Lectures in Physics 1942-1962*, Elsevier Publ. Comp., New York, (1964) 426

[447] M. Born & E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon, New York (1964)

[448] N.W. Ashcroft & N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt-Saunders, New York (1976)

[449] P. Lecomte *et al.*, Threshold Cherenkov Counters, *Phys. Scripta* **23** (1981) 377

[450] C.W. Fabjan & H.G. Fischer, *Particle Detectors* CERN-EP/80-27 (1980)

[451] J. Seguinot & T. Ypsilantis, Photo-Ionization and Cherenkov Ring Imaging, *NIM* **142** (1977) 377

[452] E. Nappi & T. Ypsilantis (eds.), Experimental Techniques of Cherenkov Light Imaging, Proc. of the First Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors, Bari, Italy 1993, *NIM* A **343** (1994) 1

[453] T. Ekelöf, *The Use and Development of Ring Imaging Cherenkov Counters*, CERN-PPE/91-23 (1991)

[454] R. Stock, NA35-Kollaboration, private communication 1990

[455] F. Sauli, *Gas Detectors: Recent Developments and Applications*, CERN-EP/89-74 (1989); and Le Camere Proporzionali Multifili: Un Potente Instrumento Per la Ricera Applicata, *Il Nuovo Saggiatore* **2** (1986) 2/26

[456] CERN-Courier, *Fermilab: Striking it Rich*, Vol. 22 (1982) 149

[457] CERN-Courier, *Cherenkov Telescopes for Gamma-Rays*, Vol 28, No. 10 (1988) 18

[458] V.L. Ginzburg & V.N. Tsytovich, *Transition Radiation and Transition Scattering*, Inst. of Physics Publishing, Bristol (1990)

[459] A. Bodek *et al.*, Observation of Light Below Cherenkov Threshold in a 1.5 Meter Long Integrating Cherenkov Counter, *Z. Phys.* C **18** (1983) 289

[460] W.W.M. Allison & J.H. Cobb, Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **30** (1980) 253

[461] W.W.M. Allison & P.R.S. Wright, *The Physics of Charged Particle Identification: $\underset{\sim}{E}/\underset{\sim}{x}$, Cherenkov and Transition Radiation*, Oxford University Preprint OUNP 83-35 (1983)

[462] B. Dolgosheim, Transition Radiation Detectors, *NIM* A **326** (1993) **434**

[463] V.L. Ginzburg & I.M. Frank, Radiation of a Uniformly Moving Electron due to its Transitions from one Medium into Another, *JETP* **16** (1946) 15

[464] G.M. Garibian, *Macroscopic Theory of Transition Radiation*, Proc. 5th Int. Conf. in Instrumentation for High Energy Physics, Frascati (1973) 329

[465] X. Artru *et al.*, Practical Theory of the Multilayered Transition Radiation Detector, *Phys. Rev.* D **12** (1975) 1289

[466] J. Fischer *et al.*, Lithium Transition Radiator and Xenon Detector Systems for Particle Identification at High Energies, JINR-Report D13-9164, Dubna (1975), and *NIM* **127** (1975) 525

[467] C.W. Fabjan *et al.*, Practical Prototype of a Cluster-Counting Transition Radiation Detector, CERN-EP/80-198 (1980), and *NIM* **185** (1981) 119

[468] V. Chernyatin *et al.*, Foam Radiators for Transition Radiation Detectors, CERN-PPE/92-170 (1992), and *NIM* A **325** (1993) 411

[469] K.A. Ispirian *et al.*, X-Ray Transition Radiation Detectors (XTRD) for e/π and $\pi/K/p$ Identification in the TeV Region, *NIM* A **336** (1993) 533

[470] J.N. Marx & D.R. Nygren, The Time Projection Chamber, *Physics Today*, October (1978) 46

[471] T. Miyachi *et al.*, A Thick and Large Active Area $Si(Li)$-Detector, *Jap. J. Appl. Phys.* **27** (1988) 307

[472] H. Aihara *et al.* (TPC/Two-Gamma Collaboration), *Charged Hadron Production in e^+e^--Annihilation at $\sqrt{s}$ =29 GeV*, Lawrence Berkeley Laboratory, LBL-23737 (1988)

[473] H. Aihara *et al.* (TPC/Two-Gamma Collaboration), Charged Hadron Inclusive Cross-Sections and Fractions in e^+e^--Annihilation at $\sqrt{s}$ = 29*GeV*, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1263

[474] P.B. Cushman in *Instrumentation in High Energy Physics*, ed. F. Sauli, World Scientific, Singapore (1992)

[475] C.W. Fabjan & R. Wigmans, *Energy Measurement of Elementary Particles*, CERN-EP/89-64 (1989)

[476] J. Straver *et al. One Micron Spatial Resolution with Silicon Strip Detectors* CERN-PPE/94-26 (1994)

[477] G. Hall, Semiconductor Particle Tracking Detectors, Preprint London Imp. Coll. IC-HEP-93-12 (1993), and *Rep. Progr. Phys.* **57** (1994) 481-531

[478] R.M. Baltrusaitis *et al.*, The Utah Fly's Eye Detector, *NIM* A **240** (1985) 410

[479] ORTEC Application Note AN34, *Experiments in Nuclear Scie* .., (1976)

[480] A.H. Walenta, Principles and New Developments of Semiconductor Radiation Detectors, *NIM* A **253** (1987) 558

[481] R. Horisberger, *Solid State Detectors*, Lectures given at the III ICFA School on Instrumentation in Elementary Particles Physics, Rio de Janeiro, July 1990, and PSI-PR-91-38 (1991)

[482] E. Gatti *et al.* (ed.), Proc. Sixth European Symp. on Semiconductor Detectors, New Developments in Radiation Detectors, *NIM* A **326** (1993) 1

[483] S.P. Beaumont *et al.*, Gallium Arsenide Microstrip Detectors for Charged Particles, *NIM* A **321** (1992) 172

[484] S.P. Beaumont *et al.*, *GaAs* Solid State Particle Detectors for Particle Physics, *NIM* A **322** (1992) 472

[485] C. del Papa, P.G. Pelfer & K. Smith (eds.), *GaAs Detectors and Electronics for High Energy Physics*, World Scientific, Singapore 1992

[486] S.P. Beaumont *et al.*, *GaAs* Solid State Detectors for Physics at the LHC, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **40**, No.4 (1993) 1225

[487] Technical Measurement Corporation, *Practical Guide to Semiconductor Detectors* (1965)

[488] B.M. Schmitz, K. Farzine & H. von Buttlar, A 4π-β-Spectrometer Using $Si(Li)$-Detectors, *NIM* **105** (1972) 427; and K. Farzine & B.M. Schmitz, Fabrication of $Si(Li)$-Detectors for a 4π-β-Spectrometer, *Kerntechnik* **15**, No. 1 (1973) 27

[489] C. Grupen, *Beta-Spectroscopy with $Si(Li)$-detectors*, Experiment Description for the Advanced Physics Lab., Siegen University (1989)

[490] H. Ichinose *et al.*, Energy Resolution for Photons and Electrons from ^{207}Bi*in*LXe Doped with TEA, *NIM* A **322** (1992) 216

[491] A.H. Walenta, Strahlungsdetektoren - Neuere Entwicklungen und Anwendungen, *Phys. Blätter* **45** (1989) 352

[492] D. McCammon *et al.*, *High Resolution X-Ray Spectroscopy Using Microcalorimeters*, NASA-Preprint 88-026 (1988)

[493] F. Cardone & F. Celani, Rivelatori a Bassa Temperatura e Superconduttori per la Fisica delle Particelle di Bassa Energia, *Il Nuovo Saggiatore* **6/3** (1990) 51

[494] A. Matsumura *et al.*, High Resolution Detection of X-Rays with a Large Area Nb/Al-$AlO_x/Al/Nb$ Superconducting Tunnel Injection, *NIM* A **309** (1991) 350

[495] R. Turchetta, Spatial Resolution of Silicon Microstrip Detectors, *NIM* A **335** (1993) 44

[496] R. Klanner, *Silicon Detectors*, Max-Planck-Inst. München MPI-PAE/Exp. El. 135 (1984)

[497] P. Delpierre *et al.*, Development of Silicon Micropattern (Pixel) Detectors, *NIM* A **315** (1992) 133

[498] J.P. Egger *et al.*, Progress in Soft X-Ray Detection: The Case of Exotic Hydrogen, *Particle World* **3**, No. 3 (1993) 139

[499] J.L. Culhane, Position Sensitive Detectors in X-Ray Astronomy, *NIM* A **310** (1991) 1

[500] T. Ohsugi *et al.*, Radiation Damage in Silicon Microstrip Detectors, KEK Preprint 87-22 (1987), and *NIM* A **265** (1988) 105

[501] E. Fretwurst *et al.*, Radiation Hardness of Silicon Detectors for Future Colliders, *NIM* A **326** (1993) 357

[502] P. Niemineu, *A Study of the Radiation Tolerance of a Silicon Detector for Space Applications*, University of Helsinki HU-SEFT 1991-11 (1991)

[503] B. Rossi & K. Greisen, Cosmic-Ray Theory, *Rev. Mod. Phys.* **13** (1941) 240

[504] S. Iwata, *Calorimeters*, Nagoya University Preprint DPNU 13-80 (1980)

[505] S. Iwata, *Calorimeters (Total Absorption Detectors) for High Energy Experiments at Accelerators*, Nagoya University Preprint DPNU-3-79 (1979)

[506] W.R. Nelson *et al.*, *The EGS4 Code System*, SLAC-265 (1985)

[507] E. Longo & I. Sestili, Monte Carlo Calculation of Photon-Induced Electromagnetic Showers, in Lead Glass, *NIM* **128** (1975) 283

[508] C.W. Fabjan, Calorimetry in High Energy Physics, in T. Ferbel (ed.), *Proceedings on Techniques and Concepts of High Energy Physics*, Plenum, New York (1985) 281, and CERN-EP/85-54 (1985)

[509] H. Frauenfelder & E.M. Henley, *Teilchen und Kerne*, Oldenbourg, München/Wien (1979)

[510] L.D. Landau, *The Collected Papers of L.D. Landau*, Pergamon Press (1965); and A.B. Migdal, Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies, *Phys. Rev.* **103** (1956) 1811

[511] E. Konishi *et al.*, *Three Dimensional Cascade Showers in Lead Taking Account of the Landau-Pomeranchuk-Migdal Effect*, Inst. for Cosmic Rays, Tokyo, ICR Report 36-76-3 (1976)

[512] CERN-Courier, *Photon Theory Verified after 40 Years*, Vol. 34, No. 1 (1994) 12

[513] R. Becker-Szendy *et al.* SLAC-E-146 Collaboration, *Quantummechanical Suppression of Bremsstrahlung*, SLAC-PUB-6400 (1993)

[514] T. Yuda, Electron-Induced Cascade Showers in Inhomogeneous Media, *NIM* **73** (1969) 301; and Electron-Induced Cascade Showers in Lead, Copper and Aluminium, *Nuovo Cim.* **65A** (1970) 205

[515] O.C. Allkofer & C. Grupen, *Lectures on Space Physics 1*, ed. H. Pilkuhn, Bertelsmann (1973)

[516] J. Nishimura, Theory of Cascade Showers, in S. Flügge (ed.), *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, Band **XLVI/2** (1967) 1

[517] C.W. Fabjan & T. Ludlam, Calorimetry in High Energy Physics, CERN-EP/82-37 (1982), and *Ann. Rev. Nucl. Sci.* Vol. **32** (1982) 335

[518] R. Baumgart, *Messung und Modellierung von Elektron- und Hadron-Kaskaden in Streamerrohrkalorimetern*, Ph.D.-Thesis, University of Siegen (1987)

[519] U. Schäfer, *Untersuchungen zur Magnetfeldabhängigkeit und Pion/Elektron Unterscheidung in Elektron-Hadron Kalorimetern*, Ph.D.-Thesis, University of Siegen (1987)

[520] E. Bernardi, *On the Optimization of the Energy Resolution of Hadron Calorimeters*, Ph.D.-Thesis, University of Hamburg, DESY Int-Rep. F1-87-01 (1987)

[521] A.N. Diddens, A Detector for Neutral-Current Interactions of High Energy Neutrinos, *NIM* **178** (1980) 27

[522] R. Baumgart *et al.*, Performance Characteristics of an Electromagnetic Streamer Tube Calorimeter, *NIM* A **256** (1987) 254

[523] R. Baumgart *et al.*, Test of an Iron/Streamer Tube Calorimeter with Electrons and Pions of Energy between 1 and 100GeV, *NIM* A **268** (1988) 105

[524] N.V. Rabin, Electron-Photon Calorimeters. Properties of Detector Materials for Calorimeters (Review), *Prib. Tekh. Éksp.* No. 6 (1992) 8 (translated and published by Plenum Publ. Corporation 1992)

[525] N.V. Rabin, Electron-Photon Calorimeters: Main Properties (Review), *Prib. Tekh. Éksp.* No. 1 (1992) 12 (translated and published by Plenum Publ. Corporation 1992)

[526] A. Baranov *et al.*, A Liquid Xenon Calorimeter for the Detection of Electromagnetic Showers, CERN-EP/90-03 (1990), and *NIM* A **294** (1990) 439

[527] V.M. Aulchenko *et al.*, Liquid Krypton Calorimeter for KEDR Detector, *NIM* A **316** (1992) 8

[528] NA48 Collaboration, The NA48 Liquid Krypton Calorimeter, *NIM* A **316** (1992) 1

[529] P. Lecoq, *Homogeneous Calorimeters at LHC/SSC*, CERN-PPE/91-231 (1991)

[530] E.B. Hughes *et al.*, Properties and Applications of Large NaI(Tl) Total Absorption Spectrometers, *IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol.* **1-19**, No. 3 (1972) 126; and Properties of a NaI(Tl) Total Absorption Spectrometer for Electrons and γ-Rays at GeV Energies, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-**17**, No. 3 (1970) 14, and SLAC-Report Nr. 627 (1972)

[531] C.A. Heusch, *The Use of Cherenkov Techniques for Total Absorption Measurements*, CERN-EP/84-98 (1984)

[532] Y.D. Prokoshkin, *Hodoscope Calorimeters as Basic Coordinate-Energy Detectors of Particles in the Experiments in the 10 TeV-Range*, Proc. of Second ICFA Workshop, Les Diablerets, Oct. 1979

[533] D.F. Anderson *et al.*, *Lead-Fluoride: An Ultra-Compact Cherenkov Radiator for EM Calorimetry*, Fermilab-Pub. 89/189 (1989)

[534] A.A. Aseev *et al.*, $BaYb_2F_8$, a New Radiation Hard Cherenkov Radiator for Electromagnetic Calorimeters, *NIM* A **317** (1992) 143

[535] A. Kusumegi *et al.*, Thallium Formate Heavy Liquid Counter 'Helicon' as a Total Absorption Calorimeter, KEK Preprint 80-11 (1980), and *NIM* **185** (1981) 83

[536] A. Kusumegi *et al.*, *Heavy Liquid Total Absorption Counter: Helicon*, KEK Preprint 81-11 (1981)

[537] P. de Barbaro *et al.*, *Recent R&D Results on Tile/Fiber Calorimetry*, Rochester Univ. Preprint UR-1299 (1993)

[538] J. Badier *et al.*, *Test Results of an Electromagnetic Calorimeter with 0.5 mm Scintillating Fiber Readout*, CERN-PPE/93-20 (1993)

[539] P. Hale & J. Siegrist (eds.), *Calorimetry in High Energy Physics*, Proc. of the 3rd Int. Conf., Corpus Christi, USA (1992)

[540] B.M. Bleichert *et al.*, The Response of a Simple Modular Electron/Hadron Calorimeter to Electrons, *NIM* **199** (1982) 461

[541] D. Bogert *et al.*, *Hadron Showers in a Low-Density Fine-Grained Flash Chamber Calorimeter*, Fermilab-Pub 87-159 (1987); and The Operation of a Large Flash Chamber Neutrino Detector at Fermilab, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-**29**, No. 1 (1982) 363

[542] T.C. Weekes, Very High Energy Gamma-Ray Astronomy, *Phys. Rep.* **160** (1988) 1

[543] J. Ranft, Monte Carlo Calculation of Energy Deposition by Nuclear-Cascade (TANC) Counters, *NIM* **81** (1970) 29; and Estimation of Radiation Problems around High Energy Accelerators Using Calculation of the Hadronic Cascade in Matter, *Part. Acc.* **3** (1972) 129

[544] A. Baroncelli, Study of Total Absorption Counters for Very High Energy Particles, *NIM* **118** (1974) 445

[545] T.A. Gabriel & W. Schmidt, Calculated Performance of Iron-Argon and Iron-Plastic Calorimeters for Incident Hadrons with Energies of 5 to 75*GeV*, *NIM* **134** (1976) 271

[546] T.A. Gabriel, Uranium Liquid Argon Calorimeters: A Calculational Investigation, *NIM* **150** (1978) 145

[547] R. Wigmans, *Energy Loss of Particles in Dense Matter: Calorimetry*, Lecture Notes, ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics Trieste 1987, NIKHEF-H 87-12 (1987)

[548] R. Wigmans, *Advances in Hadron Calorimetry*, CERN-PPE/91-39 (1991)

[549] R. Baumgart *et al.*, Electron-Pion Discrimination in an Iron/Streamer Tube Calorimeter up to 100*GeV*, *NIM* **272** (1988) 722

[550] T. Akesson *et al.*, Properties of a Fine-Sampling Uranium-Copper Scintillator Hadron Calorimeter, *NIM* **134** (1985) 17

[551] B. Aubert *et al.* (WALIC-Collaboration), Studies of Compensation of *Fe/TMPand*Pb/TMP Sampling Calorimeters, *NIM* A **334** (1993) 383

[552] E. Borchi *et al.* (SICAPO Collaboration), Electromagnetic Shower Energy Filtering Effect. A Way to Achieve the Compensation Condition ($e/\pi = 1$) in Hadronic Calorimetry, *Phys. Lett.* B **222** (1989) 525

[553] E. Borchi *et al.* (SICAPO Collaboration), Systematic Investigation of the Electromagnetic Filtering Effect as a Tool for Achieving the Compensation Condition in Silicon Hadron Calorimetry, *NIM* A **332** (1993) 85

[554] M. Holder *et al.*, A Detector for High Energy Neutrino Interactions, *NIM* **148** (1978) 235

[555] M. Holder *et al.*, Performance of a Magnetized Total Absorption Calorimeter Between 15*GeV* and 140*GeV*, *NIM* **151** (1978) 69

[556] D.L. Cheshire *et al.*, Measurements on the Development of Cascades in a Tungsten-Scintillator Ionization Spectrometer, *NIM* **126** (1975) 253

[557] D.L. Cheshire *et al.*, Inelastic Interaction Mean Free Path of Negative Pions in Tungsten, *Phys. Rev.* D **12** (1975) 2587

[558] A. Grant, A Monte Carlo Calculation of High Energy Hadronic Cascades in Iron, *NIM* **131** (1975) 167

[559] B. Friend *et al.*, Measurements of Energy Flow Distributions of $10 GeV/c$ Hadronic Showers in Iron and Aluminium, *NIM* **136** (1976) 505

[560] J.K. Walker, *Neutrino Detector Developments*, Fermilab. Conf. 78/58-Exp. (1978)

[561] F.E. Taylor *et al.*, *A Fine Grain Flash Chamber Calorimeter*, Fermilab-Conf. 77/100-Exp (1977)

[562] M. Aalste *et al.*, Measurement of Hadron Shower Punch-Through in Iron, *Z. f. Phys.* C **60** (1993) 1

[563] O. Botner, New Ideas in Calorimetry, *Phys. Scripta* **23** (1981) 556

[564] S. Denisov *et al.*, A Fine Grain Gas Ionization Calorimeter, *NIM* A **335** (1993) 106

[565] B. Aubert *et al.*, Performance of a Liquid Argon Accordion Calorimeter with Fast Readout, *NIM* A **321** (1992) 467; and *Performance of a Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter with a Cylindric Accordion Geometry*, CERN-PPE/92-129 (1992)

[566] B. Aubert *et al.*, Performance of a Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter with a Cylindrical Accordion Geometry, *NIM* A **325** (1993) 116

[567] P. Baillon, *Detection of Atmospheric Cascades at Ground Level*, CERN-PPE/91-012 (1991)

[568] S. Barwick *et al.*, Neutrino Astronomy on the 1 km^2 Scale, *J. Phys. G.* **18** (1992) 225

[569] Y. Totsuka, Neutrino Astronomy, *Rep. Progr. Phys.* **55** No. 3 (1992) 377

[570] Chr. Spiering, Neutrinoastronomie mit Unterwasserteleskopen, *Phys. Bl.* **49**, No. 10 (1993) 871

[571] R. Baumgart *et al.*, Interaction of $200GeV$ Muons in an Electromagnetic Streamer Tube Calorimeter, *NIM* A **158** (1987) 51

[572] C. Zupancic, *Physical and Statistical Foundations of TeV Muon Spectroscopy*, CERN-EP/85-144 (1985)

[573] M.J. Tannenbaum, *Comparison of Two Formulas for Muon Bremsstrahlung*, CERN-PPE/91-134 (1991)

[574] L. Cifarelli, R. Wigmans & T. Ypsilantis (eds.), *Perspectives for New Detectors in Future Supercolliders*, World Scientific, Singapore (1989)

[575] S. Cooper *et al.*, *Cryogenic Detector Development*, Max-Planck-Inst. München MPI-PhE/91-07 (1991)

[576] G. Gerbier, *Dark Matter: An Overview of Direct Searches*, CEN Saclay, DPhPE 91-13 (1991)

[577] M. Spiro, *Calorimeters for Astroparticle Physics*, Saclay Report DPhPE, 91-17 (1991)

[578] P.F. Smith & J.D. Lewin, Dark Matter Detection, *Phys. Rep.* **187**, No. 5 (1990) 203

[579] O. Fackler & J. Tran Thanh Van (eds.), *Proceedings of the 6th Moriond Workshop of the 21st Recontre de Moriond on 'Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics'* (1986)

[580] P. Belli *et al.*, Liquid Xenon Detectors for Dark Matter Experiments, *NIM* A **316** (1992) 55

[581] G. Forster *et al.*, Calorimetric Particle Detectors with Superconducting Absorber Materials, *NIM* A **324** (1993) 491

[582] E. Fiorini, Underground Cryogenic Detectors, *Europhys. News* **23** (1992) 207

[583] W. Seidel, Cryogenic Detectors for Dark Matter Searches, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* Vol. **688** (1992) 632

[584] W. Seidel, Thermal Detectors for Underground Physics, *Nucl. Phys.* B (Proc. Suppl.) **32** (1993) 138

[585] L. Gonzales-Mestres & D. Perret-Gallix (eds.), *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter II*, Edition Frontières 1988

[586] L. Brogiato, D.V. Camin & E. Fiorini (eds.), *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III*, Edition Frontières 1990

[587] N.E. Booth & G.L. Salmon (eds.), *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV*, Edition Frontières 1992

[588] K. Pretzl, N. Schmitz & L. Stodolsky, *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter*, Springer, Berlin, Heidelberg 1987

[589] J.R. Primack, D. Seckel & B. Sadoulet, Detection of Cosmic Dark Matter, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 751

[590] K.P. Pretzl, Superconducting Granule Detectors, *Particle World* **1** (1990) 153

[591] V.N. Trofimov, *SQUIDs in Thermal Detectors of Weakly Interacting Particles*, Dubna-Preprint E8-91-67 (1991)

[592] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg, München/Wien (1980)

[593] K.H. Hellwege, *Einführung in die Festkörperphysik*, Springer, Berlin/Heidelberg/New York (1976)

[594] A. Allessandrello *et al.*, A Thermal High Resolution Alpha and Gamma-Ray Spectrometer, *NIM* A **320** (1992) 388

[595] D. Yvon *et al.*, *Bolometer Development, with Simultaneous Measurement of Heat and Ionization Signals*, Saclay-Preprint CEN-DAPNIA-SPP 93-11 (1993)

[596] M. Frank *et al.*, Study of Single Superconducting Grains for a Neutrino and Dark Matter Detector, *NIM* A **287** (1990) 583

[597] CERN-Courier, *Workshop: Low Temperature Devices*, Vol 27, No. 5 (1987) 12

[598] G. Czapek *et al.*, Superheated Superconducting Granule Device: Detection of Minimum Ionizing Particles, *NIM* A **306** (1991) 572

[599] A. Gabutti *et al.*, A Fast, Self-Recovering Superconducting Strip Particle Detector Made With Granular Tungsten, *NIM* A **312** (1992) 475

[600] R.L. Glückstern, Uncertainties in Track Momentum and Direction due to Multiple Scattering and Measurement Errors, *NIM* **24** (1963) 381

[601] G.T. Ewan, J.S. Geiger & R.L. Graham, A One-Meter-Radius Iron-Free Double-Focussing $\pi\sqrt{2}$ Spectrometer for β-Ray Spectroscopy with a Precision of $1{:}10^5$, *NIM* **9** (1960) 245

[602] K. Siegbahn & K. Edvarson, β-Ray Spectroscopy in the Precision Range of $1{:}10^5$, *Nucl. Phys.* **1** (1956) 137

[603] B. Renk, *Meßdatenerfassung in der Kern- und Teilchenphysik*, B.G. Teubner, Stuttgart (1993)

[604] U. Tietze & Ch. Schenk, *Halbleiterschaltungstechnik*, Springer-Verlag, Berlin (1993)

[605] H1 Collaboration, *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103 (1993)

[606] W.J. Haynes, *The Data Acquisition System for the HERA H1 Experiment*, Rutherford Appleton Laboratory, UK, RAL 90-039 (1990)

[607] J.V. Allaby, *CERN School of Computing*, C. Verkerk (ed.), CERN 88-03 (1988) 240

[608] V. Blobel, *The BOS System, Dynamic Memory Management*, DESY R1-88-01, January 1988.

[609] R. Brun, M. Goossens & J. Zoll, *ZEBRA Dynamic Data Structure and Memory Manager*, CERN Program Library Office, Q100 (1992)

[610] R.K. Böck & J. Zoll, *HYDRA*, CERN, D.PH.II, PROG 74-4(1974)

[611] M. Pimiä, *Track Finding in the UA1 Central Detector at the CERN $p\bar{p}$ Collider*, Univ. of Helsinki, HU-P-D45 (1985); K. Karimaki, *Formulae for the UA1 Track Finding Algorithm*, UA1-TN 84/31 (1984)

[612] W.T. Eadie, D. Drijard, F. James, M. Roos & B. Sadoulet, *Statistical Methods in Experimental Physics*, North-Holland (1971)

[613] J. Hertz, A. Krogh & R.G. Palmer, *Introduction to the Theory of Neural Computation*, Santa Fe Institute, Addison-Wesley (1991)

[614] R. Rojas, *Theorie der neuronalen Netze*, Springer (1993)

[615] C. Peterson, *Neural Networks in High Energy Physics*, LU TP 92-23 (1992); C. Peterson, Track Finding with Neural Networks, *NIM* A **279** (1989) 537; G. Stimpfl-Abele & L. Garrido, Fast Track Finding with Neural Nets, *Comp. Phys. Comm.* **64** (1991) 46

[616] H.F. Teykal, *Elektron- und Pionidentifikation in einem kombinierten Uran-TMP- und Eisen-Szintillator-Kalorimeter*, RWTH Aachen, PITHA 92/28 (1992)

[617] B. Rensch, *Produktion der neutralen seltsamen Teilchen K_s und Λ^0 in hadronischen Z-Zerfällen am LEP-Speicherring*, Univ. Heidelberg, HD-IHEP 92-09 (1992)

[618] B. Adeva *et al.*, (L3-Coll.), The Construction of the L3 Experiment, *NIM* A **289** (1990) 35

[619] G. Altarelli, R. Kleiss & C. Verzegnassi, *Z Physics at LEP 1, Vol. 3: Event Generators and Software*, CERN 89-08 (1989).

[620] S. Bethke, *Hadronic Physics in Electron-Positron Annihilation*, Univ. Heidelberg, HD-PY 93/07 (1993)

[621] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Rev.* D **50** (1994) 1173

[622] F. James, *Monte Carlo Theory and Practice*, in T. Ferbel, Experimental Techniques in High Energy Physics, Addison-Wesley (1987), p. 627; F. James, A Review of Pseudo Random Number Generators, *Comp. Phys. Comm.* **60** (1990) 329

[623] F. Anselmo, *et al.*, Event Generators for LHC, in G. Jarlskog & D. Rein (eds.), *Large Hadron Collider Workshop Aachen*, CERN 90-10/ECFA 90-133, Vol. 2, (1990) p. 130

[624] W. Buchmüller & G. Ingelmen, *Physics at HERA, Vol. 3: Event generators*, DESY (1991)

[625] H. Plothow-Besch, PDFLIB: A Library of all Available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the Corresponding α_s Calculations, *Comp. Phys. Comm.* **75** (1993) 396; W. Buchmüller & G. Ingelmen, *Physics at HERA, Vol. 1: Structure Functions - Hadronic Final State - Proton Spin - Photo Production*, DESY (1991)

[626] Application Software Group, CN-Division, *GEANT3 User's Guide*, CERN (1994) W5013

[627] R. Brun & F. Carminati, Detector Simulation and Software Tools, in G. Jarlskog & D. Rein (eds.), *Large Hadron Collider Workshop-Aachen*, CERN 90-10/ECFA 90-133, Vol. 1, (1990) p. 325

[628] W.R. Nelson, H. Hirayama & D.W.O. Rogers, *The EGS Code System*, SLAC-255, UC-32 (1985)

[629] H. Fesefeld, *GHEISHA*, RWTH Aachen, PITHA 86/05 (1986).

[630] K. Hanssgen & J. Ranft, HADRIN, NUCRIN, *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986) 53; P. Aarnio *et al.*, *FLUKA: Hadronic Benchmarks and Applications*, CERN TIS 93-08 (1993)

[631] R. Bionta *et al.*, Observation on a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova SN 1987 A in the Large Magellanic Cloud, *Phys. Rev. Lett.* **58**, No. 14 (1987) 1494

[632] S. Brandt & H.D. Dahmen, Axes and Scalar Measures of Two-Jet and Three-Jet Events, *Z. Phys.* C **1** (1979) 61

[633] D. Buskulic, *et al.*, Production of K_s and Λ^0 in Hadronic Z^0 Decays, CERN PPE 94-74 (1994), and *Z. Phys.* C **64** (1994) 361

[634] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni & P. Zanarini, *PAW Physics Analysis Workstation*, CERN Program Library Office, Q121 (1993)

[635] R. Brun *et al.*, *HBOOK User's Guide*, CERN Program Library Office, Y250 (1994)

[636] F. James & M. Roos, *MINUIT User's Guide*, CERN Program Library Office, D506 (1992)

[637] N.A. Dyson, *Nuclear Physics with Application in Medicine and Biology*, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1981), and *Radiation Physics with Applications in Medicine and Biology*, Ellis Horwood, New York (1993)

[638] F. Sauli, Applications of Gaseous Detectors in Astrophysics, Medicine and Biology, CERN-PPE/92-047, and *NIM* A **323** (1992) 1

[639] K. Kleinknecht & T.D. Lee (eds.), *Particles and Detectors; Festschrift for Jack Steinberger*, Springer Tracts in Modern Physics, Berlin/Heidelberg Vol. 108 (1986)

[640] D.J. Miller, Particle Physics and its Detectors, *NIM* A **310** (1991) 35

[641] G. Hall, Modern Charged Particle Detectors, *Contemp. Phys.* **33** (1992) 1

[642] H.O. Anger, Scintillation Camera with 11-Inch Crystal, *J. Nucl. Med.* **5** (1964) 515

[643] G. Montgomery, *The Mind in Motion*, Discover (1989) 58

[644] V.J. Stenger, *Physics and Psychics*, Prometheus, Buffalo, New York (1990)

[645] S.B. Curtis & M.R. Raju, A Calculation of the Physical Characteristics of Negative Pion Beams Energy-Loss Distribution and Bragg Curves, *Radiation Research* **34** (1968) 239

[646] G.B. Goodman, *Pion Therapy for Cancer — What are the Prospects*, TRIUMF-Preprint TRI-PP-92-134 (1992)

[647] A.J. Lennox, *Hospital-Based Proton Linear Accelerator for Particle Therapy and Radioisotope Production*, Fermilab-Pub. 90/217 (1990)

[648] G. Kraft, *Schwerionenstrahlen in Biophysik und Medizin*, Arbeitsgemeinschaft der Großforschungsanlagen, AGF-Forschungsthemen 6 (1992); G. Kraft, Heavy-Ion Therapy at GSI, *Europhys. News* **25** (1994) 81; Th. Haberer *et al.*, *Magnetic Scanning System for Heavy-Ion Therapy*, GSI-Preprint GSI-93-15 (1993)

[649] U. Braun, *Messung der Radioaktivitätskonzentration in biologischen Objekten nach dem Reaktorunfall in Tschernobyl und ein Versuch einer Interpretation ihrer Folgen*, Diploma-Thesis, University of Siegen (1988)

[650] C. Grupen *et al.*, *Nuklid-Analyse von Beta-Strahlern mit Halbleiterspektrometern im Fallout*, Symp. *Strahlenmessung und Dosimetrie*, Regensburg (1966) 670

[651] L. Alvarez *et al.* Search for Hidden Chambers in the Pyramids, *Science* **167** (1970) 832

[652] F. El Bedewi *et al.*, Energy Spectrum and Angular Distribution of Cosmic Ray Muons in the Range $50 - 70GeV$, *J. Phys.* A **5** (1972) 292

[653] G. Danby, J.M. Gaillard, K. Goulianos, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwarz & J. Steinberger, Observation of High Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 36

[654] CERN-Courier, *Oscillating Neutrinos*, Vol. 20, No. 5 (1980) 189

[655] H. Faissner, *The Spark Chamber Neutrino Experiment at CERN*, CERN-Report 63-37 (1963) 43

[656] R. Hillier, *Gamma Ray Astronomy*, Clarendon Press, Oxford (1984)

[657] P.V. Ramana Murthy & A.W. Wolfendale, *Gamma Ray Astronomy*, Cambridge University Press (1986)

[658] G.F Bignami *et al.*, The COS-B Experiment for Gamma-Ray Astronomy, *Space Sci. Instr.* **1** (1975) 245

[659] P. Léna, *Astrophysique. Méthodes Physiques de L'Observation*, © InterEditions, Paris (1986), and *Observational Astrophysics*, Springer (1988)

[660] Photo MBB-GmbH, *COS-B, Satellit zur Erforschung der kosmischen Gammastrahlung*, Unternehmensbereich Raumfahrt, München (1975)

[661] C.E. Fichtel *et al.*, SAS-2 Observations of Diffuse Gamma Radiation in the Galactic Latitude Interval $10° < |b| \leq 90°$, *Astrophys. J. Lett. Ed.* **217**, No. 1, p. L9 (1977), and *Proc. 12th ESLAB Symp.*, Frascati (1977) 95

[662] J. Linsley, The Highest Energy Cosmic Rays, *Scientific American* **239**, No. 1 (1978) 48

[663] J. Boone *et al.*, *Observations of the Crab Pulsar near* 10^{15} 10^{16} eV, 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, India, Vol. 9 (1983) 57, and University of Utah, UU-HEP 84/3 (1984)

[664] G.L. Cassiday *et al.*, Cosmic Rays and Particle Physics, in T.K. Gaisser (ed.), *Am. Inst. Phys.* **49** (1978) 417

[665] C. Grupen, Kosmische Strahlung, *Physik in unserer Zeit* **16** (1985) 69

[666] G.L. Cassiday, private communication 1985

[667] W. Stolz, *Radioaktivität*, Hanser, München/Wien (1990)

[668] M.A. Geyh & H. Schleicher, *Absolute Age Determination*, Springer; Berlin, Heidelberg (1990)

[669] ALEPH Collaboration, Alignment of the ALEPH Tracking Devices, *NIM* A **323** (1992) 213

[670] S.W. Hawking, *Is the End in Sight for Theoretical Physics? — An Inaugural Lecture*, Press Syndicate of the University of Cambridge (1980)

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԿԼԱՌԻՍ ԳՐՈՒՊԵՆ

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐ

Հրատ. խմբագիր Մ. Գ. Յավրյան
Տեխն. խմբագիր՝ Վ. Զ. Բդոյան
Սրբագրիչ՝ Մ. Հակոբյան
Նկարիչ՝ Շ. Խաչատրյան

Ստորագրված է տպագրության 26.11.02 թ.:
Չափը՝ 60x84 1/16: Թուղթ՝ օֆսեթ: Հրատ. 28.4 մամուլ, տպագր. 32,75 մամուլ=30,46 պայմ. մամուլի: Տպաքանակը 100: Պատվեր՝ 122:

Երևանի համալսարանի հրատարակչություն, Երևան, Ալ. Մանուկյան 1
Երևանի համալսարանի տպարան, Երևան, Աբովյան 52