ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ռ. Մարգարյան, Գ. Հովհաննիսյան, Կ. Օհանյան, Լ. Պետրոսյան

ՄԻՋՈԻԿԱՅԻՆ ՖԻՋԻԿԱՅԻ ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ

ԵՐԵՎԱՆ ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ 2018 ረSԴ 539.1(07) ዓሆጉ 22.383 g7 ሆ 734

> Հրատարակության է երաշխավորել ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի գիտական խորհուրդը

Ռ. Մարգարյան, Գ. Հովհաննիսյան,

Կ. Օհանյան, Լ. Պետրոսյան

Մ 734 Միջուկային ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ/Ռ. Մարգարյան, Գ. Հովհաննիսյան, Կ. Օհանյան, Լ. Պետրոսյան: -Եր., ԵՊՀ հրատ., 2018, 206 էջ։

> Ձեռնարկը պարունակում է տասներեք աշխատանք, որոնք հնարավորություն են տալիս ստանալու անհրաժեշտ գիտելիքներ միջուկային ֆիզիկայի և տիեզերական ճառագայքների ուսումնասիրության համար նախատեսված ժամանակակից փորձարարական մեթոդների վերաբերյալ:

> Ձեռնարկը բաղկացած է 5 մասից, որոնցից յուրաքանչյուրը պարունակում է տվյալ բաժնի առաջադրանքները հասկանալու և կատարելու համար անհրաժեշտ տեսական տեղեկություններ։ Յուրաքանչյուր լաբորատոր աշխատանքում բերված են օգտագործվող սարքավորման նկարագրությունը, ինչպես նաև փորձի կատարմանը և արդյունքների մշակմանը և ներկայացման ձևին վերաբերող ցուցումներ։ Գրքում բերված աշխատանքներն ընդգրկում են դասընթացի գրեթե ամբողջ տեսական նյութը և ամրապնդում ու խորացնում ստացված գիտելիքները։

> Ձեռնարկը նախատեսված է ԵՊՀ ֆիզիկայի և ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետների, ինչպես նաև տեխնիկական բուհերի ուսանողների համար:

> > ረSԴ 539.1(07) ዓሆጉ 22.383 g7

ISBN 978-5-8080-2320-6

© ԵՊՀ հրատ., 2018

© Ռ. Մարգարյան, Գ. Հովհաննիսյան,

Կ. Օհանյան, Լ. Պետրոսյան, 2018

Ձեռնարկը նվիրվում է ԵՊՀ միջուկային ֆիզիկայի ամբիոնի դոցենտ **Ռազմիկ Մարգարյանի** հիշատակին, ում պատկանում է նման ձեռնարկ ստեղծելու միտքը, և ով մեծ ներդրում ունի գրքի ստեղծման գործում:

Հեղինակները շնորհակալություն են հայտնում ԵՊՀ միջուկային ֆիզիկայի ամբիոնի դոկտոր Ա. Բալաբեկյանին ձեռնարկի հետ կապված աշխատանքներին աջակցելու և Ա. Գրիգորյանին արդյունավետ քննարկումների համար:

ՄԱՍ 1

ԻՈՆԱՅՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀՈՍՔԵՐԻ ՉԱՓՈՒՄՆԵՐ ԵՎ ՏՎՅԱԼՆԵՐԻ ՄՇԱԿՄԱՆ ՄԵԹՈԴՆԵՐ

Լաբորատոր աշխատանք 1

γ- ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԴԱՇՏԸ ԲՆՈՒԹԱԳՐՈՂ ՄԵԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՉԱՓՈՒՄ

Մատերիայի փոխակերպումներ, որոնց արդյունքում չևավորվում են ճառագայթների հոսքեր

Բնության մեջ հնարավոր են փոխակերպումներ, որոնգ ընթագքում մատերիայի մի տեսակը վեր է ածվում մատերիայի այլ տեսակների։ Գործնականում բոլոր տեսակի փոխակերպումներն ուղեկցdniu ta wpngtuh napwguua whpniphg tatnahujh wpwwhnupnd: Առաքվող էներգիան կարող է տարվել հանգստի զանգված ունեցող մասնիկների կամ տարբեր ալիքի երկարություններով էլեկտրամագնիսական ալիքների միջոցով։ Դրանք դիտվում են որպես փոխակերպումների պրոցեսներում առաքվող ճառագայթներ։ Ծառագայթման էներգիայի մեծությունը պայմանավորված է փոխակերպումների բնույթով և պրոգեսների ինտենսիվությամբ։ Մի դեպքում առաքվող էներգիայի մեծությունը կարող է լինել շատ փոքր կամ ճառագայթների բնույթը կարող է լինել այնպիսին, որ չափող-գրանցող սարքերի $q_{q_{u}}$ դեպքում ճառագայթների ձևով առաքված էներգիայի մեծությունը բավարար է դրանց գրանցման, ինչպես նաև բնույթի ուսումնասիրման և էներգիական չափումների համար։ Որոշ տեսակի փոխակերպումներում նյութական մատերիայի հանգստի էներգիան ամբողջությամբ կամ մասամբ կարող է փոխակերպվել դաշտային մատերիայի էներգիայի, մեկ այլ տեսակի փոխակերպումներում դաշտային մատերիայի էներգիան կարող է փոխակերպվել նյութական մատերիայի էներգիայի։ Բոլոր դեպքրում գործում է էներգիայի և զանգվածի համարժեքության $E = mc^2$ օրենքը։

Մատերիայի ինքնաբերական փոխակերպումները իրականանում են, եթե դրանք թույլատրված են լրիվ էներգիայի, իմպուլսի և հիմնարար այլ (էլեկտրական լիցքի, բարիոնային լիցքի, լեպտոնային լիցքի և այլն) պահպանման օրենքներով։ Դիտարկենք որոշ փոխակերպումներ, որոնք կարող են պատճառ դառնալ ճառագայթման մեծ հոսքերի առաջացման։

• Դաշտային մատերիայի էներգիայի փոխակերպում նյութական մատերիայի էներգիայի, ինչպես օրինակ՝ ստորև բերված էլեկտրոն-պոզիտրոն (e^+, e^-) զույգի ծնման

$$\gamma + p \mapsto p + e^+ + e^- \tag{1.1}$$

և համանման այլ ռեակցիաներում (փոխակերպումների տիրույթից որպես ճառագայթներ հեռանում են էլեկտրոնները և պոզիտրոնները):

• Նյութական մատերիայի էներգիայի ամբողջական փոխակերպում դաշտային մատերիայի էներգիայի, ինչպիսին է, օրինակ, էլեկտրոն-պոզիտրոն (e^+, e^-) զույգի անիհիլացման

$$e^+ + e^- \mapsto \gamma + \gamma \tag{1.2}$$

և համանման այլ ռեակցիաներ։

 Նյութական մատերիայի էներգիայի մասնակի փոխակերպում առաջացած մասնիկների կինետիկ էներգիայի ատոմային միջուկների ռադիոակտիվ տրոհումների ընթացքում։ Օրինակ՝

ա) ուրանի միջուկի α-տրոհման դեպքում ուրան քիմիական տարրը փոխակերպվում է թորիումի և ճառագայթվում է α-մասնիկը $E_{\alpha l}=4,18$ Մէվ կինետիկ էներգիայով՝

$${}^{238}_{92}U \mapsto {}^{234}_{90}Th + {}^{4}_{2}He, \qquad (1.3 \text{ u})$$

բ) պղնձի $^{64}_{29}$ Cu իզոտոպի միջուկի ինքնաբերական β^- տրոհման արդյունքում պղինձը փոխակերպվում է ցինկի։ Փոխակերպման տիրույթից որպես ճառագայթներ հեռանում են β^- մասնիկը և էլեկտրոնային հականեյտրինոն՝

$${}^{64}_{29}\text{Cu} \mapsto {}^{64}_{30}\text{Zn} + e^- + \bar{\nu}_{e_i} \tag{1.3 p}$$

 էներգիայի փոխակերպումներ են կատարվում նաև տարաբնույթ միջուկային ռեակցիաներում։ Օրինակ՝

$${}_{1}^{1}P + {}_{3}^{7}\text{Li} \mapsto {}_{4}^{7}\text{Be} + {}_{0}^{1}n + \gamma \qquad (1.4\text{u})$$

ռեակցիայում փոխակերպման տիրույթից որպես ճառագայթներ հեռանում են նեյտրոնը և γ- քվանտը։

$$\gamma + {}^{9}_{4}Be \mapsto {}^{4}_{2}He + {}^{3}_{1}H + {}^{1}_{1}P + {}^{1}_{0}n \tag{1.4p}$$

ռեակցիայում փոխակերպման տիրույթից որպես ճառագայթներ հեռանում են պրոտոնը և նեյտրոնը:

Կարելի է նշել միջուկային մի շարք ռեակցիաներ և մատերիայի այլ փոխակերպումներ, որոնց արդյունքում առաջանում են տարբեր էներգիաներով օժտված լիցքավորված մասնիկներ (էլեկտրոններ, պրոտոններ, α -մասնիկներ, լիցքավորված մեզոններ ու բարիոններ) և էլեկտրաչեզոք մասնիկներ (նեյտրինոներ, նեյտրոններ, էլեկտրաչեզոք մեզոններ ու բարիոններ, γ քվանտներ)։ Միջուկային փոխակերպումների վերը բերված օրինակներում դիտարկված են ռեակցիաների կամ ինքնաբերական տրոհումների միայն մեկական դեպքեր:

ճառագայթման հոսքերի բնական և մարդու կողմից սփեղծված մակրոսկոպիկական աղբյուրներ

Մատերիայի ինքնաբերական փոխակերպումները պատահական պրոցեսներ են։ Դրանց օրինաչափությունները բացահայտելու համար պահանջվում է դիտման (էքսպոզիցիայի) ժամանակահատվածում մեծ թվով նույնատիպ դեպքերի գրանցում։ Դա իրականացվում է տարածական որոշակի տիրույթներում ընթացող ինտենսիվ փոխակերպումների արդյունքում առաքվող ճառագայթների հոսքերի դիտումով։ Տարածական այն տիրույթները, որոնցից առաքվում են ճառագայթներ, կոչվում են ճառագայթների աղբյուրներ։ Դրանց դասակարգում ենք երկու խմբի՝ ճառագայթման բնական աղբյուրներ և մարդու կողմից ստեղծված (տեխնածին) աղբյուրներ։ Դիտարկենք դրանց առանձնահատկությունները։

Որպես ճառագայթման բնական աղբյուր դիտարկվում է Տիեզերքը, որի ամբողջ ծավալում տեղի են ունենում մատերիայի անընդհատ փոխակերպումներ։ Ըստ որում՝ ինտենսիվ փոխակերպումներ կատարվում են տիեզերական տարածության այն տիրույթներում, որտեղ փոխակերպումների համար գոյություն ունեն նպաստավոր պայմաններ և համապատասխան բնույթի նյութական մատերիայի կուտակումներ։ Դրանք հիմնականում աստղերն են (այդ թվում` և Արեգակը), պուլսարները, գերխիտ և աստղանման այլ երկնային մարմիններ, որոնցում ընթանում են (1.1), (1.2), (1.4ա), (1.4բ) ռեակցիաները և համանման այլ ռեակցիաներ։

Փոխակերպումների արդյունքում առաջացած էլեկտրոնների, պրոտոնների, α -մասնիկների, քիմիական տարրերի մերկ (էլեկտրոնային թաղանթներից զրկված) ատոմային միջուկների, նեյտրինո-նույն փոխակերպումների տիրույթում (Աստղերի ներսում), իսկ մյուս մասը արտահոսում է փոխակերպումների տիրույթին հարող տարածություն՝ ձևավորելով տիեզերական ճառագայթների հոսքեր։ Բացի մասնիկների և ճառագայթների նշված հոսքերիզ, Արեգակիզ և արեգակնանման այլ աստղերից՝ առաքվում են նաև էլեկտրամագնիսական ալիքներ՝ սպեկտրալին բաշխման լալն տիրույթում (ռադիոալիքներից մինչև ուլտրամանուշակագույն ճառագայթները ներառյալ)։ Գերխիտ երկնային մարմիններից, պույսարներից առաքվում են էլեկտրամագնիսական ալիքներ սպեկտրի ավելի լայն տիրույթում (ընդգրկող նաև ռենտգենյան ու գամմա ճառագայթները)։ Երկրի, մոլորակների և «սառը» այլ երկնային մարմինների մեջ ևս կատարվում են միջուկային ինտենսիվ փոխակերպումներ, որոնք հիմնա- ψ (1.3u), (1.3p) ψ (1.3p) ψ (1.3p) ψ (1.3p)միջուկների ինքնաբերական տրոհումների բնույթի են։ Քննարկվածից հետևում է, որ աստղերը, աստղանման գոլացությունները, Երկիրը, մոլորակները և երկնային այլ մարմինները ճառագայթների բնական մակրոսկոպիկական աղբյուրներ են, իսկ դրանցից առաքվող ճառագայթները կոչվում են բնական ֆոնային ճառագայթներ։

Որպես մարդու կողմից ստեղծված (տեխնածին) ճառագայթման մակրոսկոպիկական աղբյուրներ դիտարկվում են այն սարքավորումները կամ կայանքները, որոնցում ևս ընթանում են մատերիայի ինտենսիվ, հատկապես միջուկային, փոխակերպումներ։ Այդպիսի կայանքներ են լիցքավորված մասնիկների արագացուցիչները, միջուկային ռեակտորները, ռենտգենյան սարքավորումները և այլն։ Դրանց աշխատանքի ընթացքում ևս ճառագայթների ձևով առաքվում են էլեկտրոններ, պրոտոններ, *α*-մասնիկներ, γ-քվանտներ, նեյտրինոներ, նեյտրոններ լիցքավորված և էլեկտրաչեզոք մեզոններ ու բարիոններ:

Մարդու կողմից ստեղծված ճառագայթների մակրոսկոպիկական աղբյուրների մյուս տեսակը ռադիոակտիվ իզոտոպային նմուշներն են, որոնք օգտագործվում են հիմնականում տեխնոլոգիական և ախտորոշիչ-բուժական նպատակներով։ Ռադիոակտիվ իզոտոպային նմուշներում տեղի են ունենում միջուկների միայն ինքնաբերական տրոհումներ։ Նմուշները փոքրածավալ կառուցվածքներ են, որոնցում պարունակվում են α -, β - և γ -փոխակերպումների ենթարկվող քիմիական տարրերի իզոտոպներ։

Ի տարբերություն ճառագայթների բնական մակրոսկոպիկական աղբյուրների, որոնց կողմից առաջացրած ճառագայթների բնական հոսքերն անկառավարելի են, մարդու կողմից ստեղծված ճառագայթների մակրոսկոպիկական աղբյուրների հոսքերը կառավարելի են: Պայմանավորված ճառագայթման հոսքերի կիրառական բնույթով՝ հնարավոր է ստանալ ճառագայթների զուգահեռ, զուգամիտող, տարամիտող փնջեր:

Հասկացություն իոնացնող և ոչ իոնացնող ճառագայթների մասին

Նյութական միջավայրով ճառագայթների անցումն ուղեկցվում է միջավայրի ատոմների ու մոլեկուլների հետ դրանց փոխազդեցություններով։ Պայմանավորված հիմնարար փոխազդեցություններին ճառագայթների մասնակցության բնույթով և դրանց էներգիաներով՝ փոխազդեցությունները կարող են կատարվել տարբեր մեխանիզմներով։ Ընդ որում՝ փոխազդեցությունների արդյունքում միջավայրի ատոմները և մոլեկուլները կարող են չենթարկվել կամ ենթարկվել միջուկային փոխակերպումների կամ էլ, որպես քիմիական տարրերի ատոմներ, պահպանելով իրենց նույնականությունը, ենթարկվել իոնացման։ Որպես չափանիշ ընդունելով նյութական միջավայրի հետ փոխազդեցության արդյունքում ատոմների իոնացումը՝ ճառագայթները դասակարգվում են երկու խմբի՝ ոչ իոնացնող և իոնացնող ճառագայթներ։

ճառագայթները կոչվում են **ոչ իռնացնող**, եթե նյութական միջավայրով դրանց անցումը չի հանգեցնում ատոմների իոնացման և մոլեկուլների դիսոցման։ Դրանք այն ճառագայթներն են, որոնք անմիջականորեն չեն մասնակցում էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություններին, նաև այն ճառագայթները, որոնց կողմից փոխազդեցության ընթացքում ատոմին փոխանցվող էներգիայի չափը փոքր է էլեկտրոնների ելքի աշխատանքից կամ մոլեկուլների դիսոցման համար պահանջվող էներգիայի նվազագույն արժեքից։ Ոչ իոնացնող ճառագայթների դասին են պատկանում ռադիոալիքները, սանտիմետրական, ինֆրակարմիր, լուսային և ուլտրամանուշակագույն ճառագայթները, ցածր էներգիաներով նեյտրինոները։

ճառագայթները կոչվում են **իռնացնող**, եթե ատոմների հետ փոիսազդեցությունների արդյունքում դրանց ազդեցության տակ առաջանում են իոն-էլեկտրոն զույգեր, իսկ մոլեկուլների հետ փոխազդեցությունների արդյունքում` դրական իոն-բացասական իոն զույգեր: Իոնացնող ճառագայթների դասին են պատկանում լիցքավորված տարրական մասնիկները (e⁻, p, π^+ , π^- , K⁺, K⁻ և այլն), քիմիական տարրերի արագացված իոնները, ինչպես նաև նեյտրոնները, ոենտգենյան և γ- ճառագայթները: Վերջիններս, ի տարբերություն լիցքավորված մասնիկների, իրենց շուրջը էլեկտրական դաշտ չեն ստեղծում և ատոմների անմիջական իոնացում և մոլեկուլների դիսոցում չեն առաջացնում։ Դրանց կողմից իոնացման պրոցեսները միջնորդավորված են երկրորդային լիցքավորված մասնիկների միջոցով, որոնք առաջանում են միջավայրի ատոմների և ատոմային միջուկների հետ նշված էլեկտրաչեզոք մասնիկների բախումների արդյունքում։ Միջուկային և տարրական մասնիկների փորձարարական ֆիզիկայում, կիրառական միջուկային ֆիզիկայում (հատկապես ճառագայթման հոսքերի գրանցման առումներով) հետաքրքրություն են ներկայացնում իոնացնող ճառագայթները։ Տարածության մեջ իոնացնող ճառագայթների բաշխումները նկարագրելու, որակական և քանակական հաշվումներ կատարելու համար սահմանում են իոնացնող ճառագայթման դաշտերի և դրանց բնութագրերի հասկացությունները։

Իոնացնող ճառագայթների դաշտեր և դրանց բնութագրական հատկությունները

Իոնացնող ճառագայթների դաշտ ասելով հասկանում ենք տարածության այն տիրույթը, որում կան իոնացնող ճառագայթներ՝ լիցքային, զանգվածային, էներգիական և այլ բաշխումներով: Դաշտի սահմանման այս պայմանին բավարարում է ամբողջ տիեզերական տարածությունը՝ ներառյալ երկրամերձ տարածությունը, քանի որ տիեզերքի ամբողջ ծավալում առկա են իոնացնող ճառագայթների հոսքեր։ Տիեզերական տարածության մեջ, ներառյալ և Երկրի կենսոլորտում իոնացնող ճառագայթների դաշտում, ժամանակատարածալին բաշխումը անհամասեռ է։ Անհամասեռություն դիտվում է հատկապես այն երկնային մարմինների մերձակայքում, որոնք իրենք են իոնացնող ճառագայթման աղբյուրներ (աստղերը), կամ էլ այն երկնային մարմինների մերձակայքում, որոնք ունեն հզոր մագնիսական դաշտեր (Երկիր, Յուպիտեր, Սատուրն)։ Այդ մոլորակների մագնիսական դաշտերի ձևաբանությունը (կոնֆիգուրացիան) այնպիսին է, որ որոշակի էներգիական տիրույթում սահմանափակված լիզքավորված մասնիկների համար դրանք կատարում են թակարդների դեր, որոնցում գրավված լիցքավորված մասնիկների կոնցենտրացիան հազարավոր անգամ գերազանցում է կամ կարող է գերազանցել, տարածական հարևան տիրույթներում լիցքավորված մասնիկների կոնցենտրացիային։ Երկրամերձ տարածության մեջ այդպիսի տիրույթներ են Երկրի ճառագայթային (ռադիացիոն) գոտիները։

Տվյալ միջավայրում իոնացնող ճառագայթների տարածաժամանակային և էներգիական բաշխումները կարող են փոփոխվել՝ պայմանավորված ճառագայթման աղբյուրներում միջուկային պրոցեսների բնույթի և ինտենսիվությունների փոփոխություններով, երկրաչափական գործոններով, ինչպես նաև նյութական միջավայրի հետ իոնացնող ճառագայթների փոխազդեցություններով։ Այդ փոփոխությունների օրինաչափությունները բացահայտելու համար փորձարարական եղանակով կամ տեսական հաշվումների միջոցով պետք է իմանալ, թե որոշակի ժամանակահատվածում քանի մասնիկ է անցնում ուսումնասիրվող տարածական տիրույթի յուրաքանչյուր կետով, ինչ ուղղություններով և էներգիաներով են դրանք շարժվում։ Այսինքն՝ պետք է պատկերացում ունենալ իոնացնող ճառագայթման դաշտերի բնութագրերի մասին։

Ֆիզիկական մի շարք խնդիրների լուծման համար բավարար է իոնացնող ճառագայթների դաշտերի հետևյալ բնութագրերի իմացությունը.

1. *Իոնացնող ճառագայթների հոսք*՝ տվյալ մակերևույթով միավոր ժամանակում անցած մասնիկների (ֆոտոնների) թվին՝

$$F = \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}}: \tag{1.4u}$$

Միավորների միջազգային համակարգում որպես հոսքի չափման միավոր ընդունված է $\frac{1}{dpq}$ -ը։ Այն համապատասխանում է մասնիկների այն հոսքին, որի դեպքում տվյալ մակերևույթով 1 վրկ-ում անցնում է 1 մասնիկ։

2. *Իոնացնող մասնիկների հոսքի խպություն*՝ տարրական գնդի ծավալներ ներթափանցող dF տարրական հոսքի և գնդի հատույթի մակերեսի հարաբերությանը՝

$$\varphi = \frac{\mathrm{dF}}{\mathrm{dS}} = \frac{\mathrm{d}^2 \mathrm{N}}{\mathrm{dt} \, \mathrm{ds}} : \tag{1.4p}$$

Միավորների միջազգային համակարգում հոսքի խտության չափման միավորն է $\frac{1}{u^2 dp q}$: Համապատասխանում է այն հոսքի խտությանը, որի դեպքում 1մ² հատույթի մակերեսով 1 վայրկյանում գնդի ծավալ է ներթափանցում 1 մասնիկ:

3. Իոնացնող ճառագայթների տեղափոխություն (ֆլյուենս)՝ տարրական գնդի ծավալ ներթափանցող իոնացնող ճառագայթների dN թվի և գնդի dS հատույթի հարաբերությունը՝

$$\Phi = \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dS}}:\tag{1.4 q}$$

Միավորների միջազգային համակարգում տեղափոխության չափման միավորը ¹/_մ² է։ Համապատասխանում է այն տեղափոխությանը, որի դեպքում գնդի հատույթի 1 մ²- ով անցնում է գնդի ծավալ ներթափանցող 1 մասնիկ։

4. *Իոնացնող ճառագայթների էներգիայի հոսը*` միավոր ժամանակամիջոցում տվյալ մակերեսով անցնող բոլոր իոնացնող ճառագայթների տարած գումարային էներգիան (գումարային էներգիայի մեջ չի մտնում մասնիկների հանգստի էներգիաների գումարը).

$$F_{\xi} = \frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{n}}}{\mathrm{d}t}: \qquad (1.4\,\mathrm{\eta})$$

Միավորների միջազգային համակարգում էներգիայի հոսքի չափման միավորը 1 վատտն է: Իոնացնող ճառագայթները տվյալ մակերևույթով 1 վրկ-ում տանում են 1 Ջ էներգիա։ Մահմանումը համարժեք է հզորության սահմանմանը։

5. **Իոնացնող ճառագայթների էներգիայի հոսքի խպություն** (իոնացնող ճառագայթների ինտենսիվություն) այն էներգիային, որ միավոր ժամանակամիջոցում տարրական գնդի կենտրոնական հատույթի միավոր մակերեսով տեղափոխում են գնդի ծավալ ներթափանցող իոնացնող ճառագայթները՝

$$Y = \frac{\mathrm{d}^2 \mathrm{E}}{\mathrm{d} \mathrm{t} \mathrm{d} \mathrm{S}}: \tag{1.4 b}$$

Միավորների միջազգային համակարգում ինտենսիվության չափման միավորը $\frac{1 \eta u m n}{1 \eta^2}$ է: Համապատասխանում է իոնացնող ճաոագայթների այն ինտենսիվությանը, որի դեպքում գնդի ծավալ ներթափանցող ճառագայթները գնդի հատույթի $1 \eta^2$ մակերեսով 1վրկում տեղափոխում են 1 Ջ էներգիա։ Կիրառվում են նաև ինտենսիվության չափման արտահամակարգային միավորներ։ Իոնացնող ճառագայթների, միջուկային ֆիզիկայի և տարրական մասնիկների ֆիզիկայում մասնավորապես լայն կիրառություն է գտել ինտենսիվության չափման $\frac{U \xi \eta}{u \eta^2 d p \eta}$ միավորը։ Համապատասխանում է այն ինտենսիվությանը, որի դեպքում մակերևույթի հատույթի $1 u \eta^2$ մակերեսով 1վրկ-ում իոնացնող ճառագայթները տանում են 1 Մէվ էներգիա։

6. Իոնացնող ճառագայթման էներգիայի տեղափոխություն (էներգիայի ֆլյուենս) Φ_E ՝ տարրական գնդի կենտրոնական հատույթի միավոր մակերեսով իոնացնող ճառագայթների տեղափոխած էներգիային՝

$$\Phi_{\rm E} = \frac{\rm dE}{\rm dS}: \tag{1.4 q}$$

Միավորների միջազգային համակարգում չափման միավորն է $\frac{1\Omega}{1d^2}$: Այն տեղափոխությունն է, որի դեպքում $1d^2$ մակերեսով իոնացնող ճառագայթները տեղափոխում են 1 Ω էներգիա:

Իոնացնող ճառագայթների հոսքերի վերը նշված մասնիկային և էներգիական բնութագրական մեծությունները փոխադարձաբար կապված են: Երբ հայտնի է իոնացնող ճառագայթման էներգիական բաշխման (սպեկտրի) տեսքը՝ դիսկրետ կամ անընդհատ, ապա հեշտությամբ միմյանցով արտահայտվում են մասնիկների հոսք (F) և էներգիայի հոսք (F₁), մասնիկների հոսքի խտություն (Y) և ճառագայթների ինտենսիվություն, մասնիկների տեղափոխություն (Φ_{t}) և էներգիայի տեղափոխություն (Φ_{E}) զույգերը:

Չափումներ կատարելու կանոնները

Ճշգրիտ չափումներ կատարելու համար հետազոտողը պետք է տիրապետի չափումների տեխնիկային և առաջնորդվի փորձարարական մշակույթի (աշխատանքի կուլտուրայի) հետևյալ կանոններով:

1. Մինչ ֆիզիկական մեծության չափումներին անցնելը նա պետք է կատարի համապատրասիան նախապատրաստական աշխատանքներ, որոնք ներառում են.

- փորձի տրամաբանական բլոկ` սխեմային փորձարարական սարքավորման մեջ մտնող բոլոր դետեկտորների, չափիչ սարքերի միացումների համապատասխանության ապահովում,
- տվյալ չափումների համար անհրաժեշտ աշխատանքային օպտիմալ ռեժիմների ապահովում, մասնավորապես՝ դետեկտորների վրա կիրառվող լարման արժեքների աշխատանքային տիրույթի, դետեկտորի և ճառագայթման աղբյուրի միմյանց նկատմամբ դասավորության երկրաչափական արդյունավետ կոնֆիգուրացիայի (ձևաբանության) ընտրություն,
- դետեկտորների ու չափիչ սարքերի աշխատանքային ռեժիմների հսկման նպատակով ստեղծված ժամանակակից տեխնիկական ու ծրագրային ապահովման միջոցների օգտագործում, եթե այդպիսիք կան: Դրանք թույլ են տալիս փորձի ընթացքում ընթացիկ ժանանակային «online» ռեժիմում հետևելու օգտագործվող սարքերի աշխատանքային բնութագրերին, գրանցելու շեղումները՝ նախապես սահմանված բնութագրերից, որոնց արդյունքում կբացահայտվեն հնարավոր սխալների պատճառները,
- ֆոնային ճառագայթման և դետեկտորների ու սարքավորումների գնահատում և հնարավորության դեպքում դրանց նվազեցում:

Ֆիզիկական մեծությունների չափումներում ևս օգտագործվում է «ֆոնային» հասկացությունը, սակայն այն իմաստավորվում է այլ կերպ։ «ճառագայթների հոսքեր» թեմայում, որպես ֆոնային, դիտվում են միայն բնության մեջ ընթացող այն պրոցեսները, որոնք պատճառ են հանդիսանում բնական ֆոնային ճառագայթների հոսքերի առաջացմանը։ Ֆիզիկական չափումներում «ֆոնային» են համարվում բոլոր այն պրոցեսները, որոնք կապված չեն չափվող ֆիզիկական մեծության հետ, սակայն կարող են էականորեն ազդել չափվող մեծության վրա։

«Ֆոնային» պրոցես հասկացությունը մեկնաբանենք տիպական օրինակով: Ենթադրենք, փորձի ընթացքում պետք է կատարվեն գամմա քվանտների հոսքերի չափումներ: Ձեռքի տակ ունենք նույն ռադիոակտիվ իզոտոպից պատրաստված պայմանականորեն «թիվ 1», «թիվ 2», «թիվ 3» համարներով նմուշները, որոնցից առաքվում են նույն էներգիաներով գամմա քվանտներ: Ձափումներում պետք է որոշվի միայն «թիվ 1» նմուշից առաքվող գամմա քվանտների հոսքը: Սակայն մյուս նմուշները ևս գտնվում են դետեկտորից ոչ մեծ հեռավորության վրա: Այն միաժամանակ գրանցում է բոլոր նմուշներից առաքվող գամմա քվանտների հոսքերը։ Հետևաբար՝ կատարվող չափումները ճշգրիտ չեն։ Մաքուր չափումների համար մյուս երկու նմուշները պետք է մեկուսացվեն կամ դետեկտորից հեռացվեն այնպես, որ դրանցից առաքվող հոսքերը չհասնեն դետեկտորին։

2. ֆիզիկական մեծությունների չափումներ և արացված լովյալների մշակում։

- Մինչ ուսումնասիրվող ֆիզիկական մեծության անմիջական չափումներին անցնելը նախ պետք է կատարել ֆոնային չափումներ՝ ուսումնասիրվող մեծության իրական արժեքից դրանց արժեքների տարանջատման նպատակով։ Այդ ուսումնասիրությունը կարևորվում է հատկապես այն պատճառով, որ ոչ բոլոր դեպքերում է հաջողվում վերացնել անցանկալի այնպիսի գործոններ, ինչպիսիք են սարքավորումների աղմուկային էֆեկտները և բնական ֆոնային ճառագայթումը։ Այդ իսկ պատճառով`
- ֆիզիկական մեծության անմիջական չափումները պետք է կատարել փորձարարական ճիշտ նույն պայմաններում,

որոնցում կատարվել են ֆոնային չափումներ։ Դրանով իսկ կհստակեցվի չափվող մեծության իրական արժեքի մեջ ֆոնային գործոնների ներդրման ճշգրիտ չափը։

- Չափվող մեծության յուրաքանչյուր արժեքի համար պետք է հաշվել վիճակագրական սխալի մեծությունը։ Չափումներում ստացված տվյալների մշակված արդյունքները, իրենց վիճակագրական սխալներով հանդերձ, ներկայացնել աղյուսակային, գրաֆիկական կամ պահանջվող այլ տեսքերով։
- Տալ չափումների արդյունքների ֆիզիկական մեկնաբանությունը:

Արաջադրանք

γ- Ճառագայթների դաշտը բնութագրող մեծությունների չափում Սարքավորման նկարագրություն

Չափումները կատարել ստորև պատկերված փորձարարական սարքավորման օգտագործմամբ (Նկ. 1)



Նկ. 1. 1 – γ-ճառագայթման կետային աղբյուր 137 Cs (E _Y = 0.660 Մէվ) կամ 60 Co (E_γ = 1.17 ՄէՎ E_γ= 1.33 ՄէՎ), 2 – պտտվող հենակալ, 3 – γ-ճառագայթների դետեկտոր, 4- գրանցվող ազդանշանների հաշվիչ սարք։

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

1. Տեղադրել աղբյուրը գրանցիչից r = 0.2 մ հեռավորության վրա:

2. Չափումները կատարել աղբյուրից դետեկտորի r =0.2 մ հեռավորության պայմաններում` կոլիմատորի առանցքի նկատմամբ դրա դիրքի 0°, 30°, 45°, 60°, 90°, 180° անկյունների տակ:

3. Չափված դեպքերի համար հաշվել γ ճառագայթների դաշտը բնութագրող (F, ϕ , F_E, Y) մեծությունների արժեքները։

Լաբորատոր աշխատանք 2

ՍԽԱԼԱՆՔՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆ

Հասկացություն ֆիզիկական մեծությունների իրական և չափման արդյունքում ստացված արժեքների մասին

Ուսումնասիրվող ֆիզիկական մեծությունների չափումներում ստացված տվյալների ֆիզիկական իմաստավորմանն ուղղված վերլուծություններում պետք է առաջնորդվել այն սկզբունքով, որ ուսումնասիրվող ֆիզիկական մեծությունը բնութագրվում է միմյանցից հստակ տարանջատված երկու՝ իսկական և իրական արժեքների հասկացություններով։

Ֆիզիկական մեծության *իրական* արժեքը այն արժեքն է, որը տրված է բնության կողմից և իդեալական ձևով է բնութագրում ուսումնասիրվող օբյեկտին: Այն բացարձակ ճշմարտություն է, որին փորձում են հասնել ֆիզիկոսներն իրենց փորձարարական հետազոտություններում:

Չափումների արդյունքում ստացված արդյունքները կախված են հետազոտությունների փորձարարական մեթոդներից, չափումներում օգտագործվող տեխնիկական միջոցների քանակական ու որակական բնութագրերից նաև փորձարարի արհեստավարժությունից։

Ֆիզիկական մեծության չափված և իրական արժեքները բացարձակ իմաստով երբեք համընկնել չեն կարող։ Դրանց միջև եղած տարբերությունը հանդիսանում է ճանաչողական անորոշություն և փորձարարական տեսակետից նույնացվում է փորձի սխայի, կամ որ նույնն է, չափման սխալանքի հետ: Բայց, քանի որ հայտնի չէ չափվող ֆիզիկական մեծության իրական արժեքը, ուստի չափումների արդյունքում ստացված արժեքը ճանաչողական անորոշությունների սահմաններում նույնացվում է նրա իրական արժեքի հետ։ Հետևաբար՝ ֆիզիկական մեծության, փորձում ստացված արժեքի նույնագումը իրական արժեքի հետ կլինի այնքան ճշմարտանման, որքան փոքր են չափումների սխալանքները։ Սխալանքների փոքրացման անհրաժեշտությունը պահանջված է նաև այլ նկատառումներով: Մասնավորապես՝ փորձարարական միջուկային և տարրական մասնիկների ֆիզիկայում հանդիպում են դեպքեր, երբ միմյանցից տարբեր երկու ֆիզիկական մեծությունների թվային արժեքները շատ մոտ են իրար: Եթե չափման սխալանքը մեծ է, ապա դրանց արժեքների տարբերությունը չի դիտվում։ Այն զգայի է առավել ևս այն դեպքերում, երբ դրանցից մեկի գրանցման հավանականությունը շատ մեծ է մյուսի գրանգման հավանականությունից։ Փորձարար ֆիզիկոսների տերմինաբանությամբ՝ փոքր հավանականությամբ գրանցվող ֆիզիկական մեծությունը «կորում» է մյուսի չափման սխալանքների մեջ (նման հիմնախնդիրներ առաջացել են և լուծվել արագագուգչային գիտափորձերում, երբ հանգստի զանգվածների մեծությունների միմյանց մոտ արժեքներով երկու ռեզոնանսային մասնիկներ չափման մեծ սխայանքների դեպքում դիտվել են որպես մեկ մասնիկ, իսկ սխալանքների փոքրացման շնորհիվ դրանք դիտվել են տարանջատված)։ Հետևաբար՝ փորձարարական միջուկային ֆիզիկայում չափման սխալանքների փոքրագումը օբլեկտիվ անհրաժեշտություն t: Stuuyuunntu uju yuntih t unutquti qtpnjh, hush sunnhy shqhկական մեծությունների իրական ու չափված արժեքների նույնագումը կլինի բազարձակ ճշմարտանման։ Սակալն փորձարարական տեսակետից չափման սխալանքների մեծության համար զրո արժեքի ստացումը անյուծելի խնդիր է։ Ուստի՝ փորձարարական հետազոտություններում հարկադրված ենք աշխատել որոշակի մեծությամբ սխալաքների անխուսափելիության պայմաններում։ Ընդհանուր դեպքում սխալանքները դասակարգվում են երկու խմբի՝ *պարբերական* և *պատահական*։ Հետազոտողից (չափումներ կատարողից) պահանջվում է հասկանալ սխալանքների բնույթը և դրանց առաջացման պատճառները և, եթե հնարավոր է, հասցնել դրանք նվազագույնի, իսկ եթե հնարավոր չէ՝ գնահատել դրանց ներդրումները չափումների արդյունքների մեջ։

Պարբերական սխալանքներ

Պարբերական սխալանքները պայմանավորված են փորձերում օգտագործվող չափիչ սարքերի կամ մեթոդների ոչ կատարյալ լինելով։ Օրինակ՝ չափումներում ետ կամ առաջ ընկնող ժամանակային միջակայքեր չափող էլեկտրոնային սարքի օգտագործումը կիանգեցնի չափվող մեծության թերագնահատմանը կամ գերագնահատմանը։ Սարքի սխալ աստիճանավորումը նույնպես կարող է բերել սխալ արդյունքների։ Քանի որ այդպիսի սխալները ուղղված են չափման արդյունքների պարբերաբար հաստատուն մեծությամբ շեղման ուղղությամբ, դրանք կոչվում են պարբերական սխալներ։ Այս տեսակի սխալները կարելի է նվազեցնել և նույնիսկ բացառել՝ ստուգելով սարքավորումը հատուկ չափանմուշների օգնությամբ։

Պատահական սխալանքներ

Չափումների արդյունքները պարունակում են կամ կարող են պարունակել սխալանքներ, որոնք բնույթով կապված չեն չափվող ֆիզիկական մեծության հետ։ Դրանք են՝

ա) Արտաքին պատահական բնույթի սխալները, որոնք ազդում են փորձի կատարման ընթացքի և արդյունքների վրա։ Այդպիսիք են, օրինակ` էլեկտրական ցանցում լարման տատանումների հետևանքով առաջացած սխալները, ինչպես նաև վայրկյանաչափի միացման կամ անջատման հետևանքով առաջացած սխալները:

բ) Փորձարարական աշխատանքներում կարևորվում են հատկապես այն սխալները, որոնք պայմանավորված են մարդկային գործոններով և կախված են հետազոտություններ կատարողի (կատարողների) փորձարարական հմտությունից և արհեստավարժությունից։

Պատահական սխալանքները հանգեցնում են ֆիզիկական մեծության իրական արժեքից չափման արդյունքների հավասարապես թե՛ դրական, և թե՛ բացասական շեղումների:

Միջուկային ֆիզիկայում հետազոտվող պրոցեսները կրում են վիճակագրական բնույթ, և այս դեպքում պատահական սխալանքները մեծ դեր են խաղում:

Վիճակագրական սխալանքները փորչարարական միջուկային ֆիզիկայում

Ինչպես բնության մեջ, այնպես էլ մարդու կողմից ստեղծված միջուկային կայաններում ընթացող միջուկային փոխակերպումները (միջուկների ինքնաբերական տրոհումներ, միջուկային ռեակցիաներ) ենթարկվում են պատահական պրոցեսների վիճակագրական օրենքներին։ Պատահական պրոցեսներից հաճախ հանդիպում են միջուկների ռադիոակտիվ տրոհումները, տարաբնույթ միջուկային ռեակցիաները, նյութական միջավայրի ատոմային միջուկների և էլեկտրոնների վրա տարրական մասնիկների ու գամմա քվանտների զրումները, լիզքավորված մասնիկների շարժումները (վազքը) նյութական միջավայրում։ Պատահական պրոցեսների արդյունք հանդիսացող ֆիզիկական մեծությունները (էներգիայի և իմպուլսների արժեքների բաշխումներ, փոխագրեզությունների կտրվածքներ) ենթարկվում են պատահական պրոզեսների վիճակագրությանը (դրանում կարելի է համոզվել ստորև բերվող լաբորատոր աշխատանքների կատարման արդյունքում)։ Հետևաբար՝ պատահական պրոզեսների արդյունք հանդիսագող ֆիզիկական մեծության չափումներում դրա իրական արժեքը կորոշվի որոշակի սխալանքներով, որոնք ևս վիճակագրական բնույթի են։ Մասնավորապես, եթե կատարվել է տվյալ ֆիզիկական մեծության մեկ չափում, այն էլ էքսպոզիցիայի կարճ ժամանակահատվածում, ապա նման չափման արդյունքներով հնարավոր չէ որոշել ոչ միայն տվյալ մեծության իրական արժեքը, այլ նաև հնարավոր չէ գնահատել վիճակագրական սխալանքի մեծությունը։ Չափումներում որոշակի օրինաչափություններ բացահայտելու համար անհրաժեշտ է փորձի կատարման ճիշտ նույն պայմաններում (փորձարարական միևնույն մեթոդով և միևնույն փորձարարական սարքի օգտագործմամբ) չափումները կրկնել բազմաթիվ անգամ և ստացված տվյալները մշակել՝ օգտվելով սխալանքների տեսությունից։

Ենթադրենք՝ կատարվել են N թվով չափումներ և գրանցվել են ո₁, n₂, n₃,...,n_N արդյունքները: N թվով չափումներում գրանցված արժեքների վիճակագրական միջինը (\overline{n}) սահմանվում է հետևյալ կերպ՝

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} n_i$$
: (2.1)

Ակնհայտ է, որ N չափումների արդյունքում միջինացված \overline{n} արժեքն ավելի մոտ է հետազոտվող մեծության իրական արժեքին, քան կամայական որևէ մեկ չափման արդյունքում ստացված արժեք։ Վիճակագրական տեսակետից կարևոր է \overline{n} -ի շուրջը տարբեր n_i արժեքների բաշխման օրինաչափության բացահայտումը։ Եթե համարում ենք, որ \overline{n} -ը n_i մեծությունների համար ամենալավ գնահատականն է և հավասար է չափվող մեծության իրական արժեքին, ապա բնական է յուրաքանչյուր չափման համար դիտարկել

$$\Delta n_i = n_i - n \tag{2.2}$$

շեղման չափը \overline{n} միջին արժեքից:

Թվում է, թե N - թվով չափումների միջինացված Δn_i -ի արժեքը գտնելու համար բավական է հաշվել շեղման չափը դրանցից յուրաքանչյուրի համար, կատարել միջինացում և գտնել բաշխման օրինաչափությունը։ Սակայն հավասար հավանականությամբ դիտվում են շեղումներ և՛ դրական, և՛ բացասական արժեքներով, ինչի հետևանքով բավականին մեծ թվով չափումների դեպքում միջինացված Δn_i - ի արժեքը հավասարվում է զրոյի.

$$\overline{\Delta n_i} = \frac{\sum_{i=1}^{N} (n_i - \overline{n})}{N} \equiv 0:$$
(2.3)

Այս դժվարությունը շրջանցելու համար բոլոր շեղումների արժեքները բարձրացվում է քառակուսի, որից հետո կատարվում է վերջիններիս արժեքների վիճակագրական միջինացում՝ ըստ չափումների թվի՝

$$\frac{1}{N} \sum_{I=1}^{N} (n_i - \bar{n})^2 : \qquad (2.4)$$

Սակայն միջինացման (2.4) բանաձևը, կիրառությունների առումով իր մեջ պարունակում է որոշակի անհարմարություններ՝ հատկապես չափումների փոքր թվերի դեպքում։ Մասնավորապես՝ կատարված մեկ չափման դեպքում (2.4) բանաձևով հաշվումներով սխալանքի չափը հավասարվում է 0-ի, այն դեպքում, երբ մեկ չափման արդյունքում հնարավոր չէ որոշել ո՛չ չափվող մեծության իրական արժեքը, և ո՛չ էլ սխալանքի չափը:

Չափումների փոքր թվերի տիրույթում դիտվող նշված անհարմարությունից խուսափելու նպատակով կատարվում է (2.4) բանաձևի ձևափոխում՝ հայտարարում չափումների *N* թիվը փոխարինելով (*N*-1) -ով՝

$$D = \frac{1}{N-1} \sum_{I=1}^{N} (n_i - \overline{n})^2 : \qquad (2.5)$$

Մոդիֆիկացված (2.5) բանաձևով, որը հայտնի է որպես դիսպերսիայի սահմանման բանաձև, վերացվում են չափումների փոքր թվերի տիրույթում դիտվող անհարմարությունները։ Մակայն` մեկ չափման դեպքում, (2.4) բանաձևով հաշվումներ կատարելիս, սխալանքի համար ստացվող անհեթեթ 0 արժեքի փոխարեն (2.5) բանաձևով հաշվումներ կատարելիս ստացվում է 0/0 տեսքով անորոշություն։ Ստացված վերջին արդյունքը կարևոր է ոչ միայն կիրառական տեսակետից (մեկ չափման համար այն կիրառելի չէ), այլ նաև ճանաչողական տեսակետից։ Այն ցույց է տալիս, որ դիսպերսիայի մասին մեր պատկերացումները դեռևս կատարյալ չեն։

Չափումների արդյունքների վիճակագրական վերլուծության մեջ դիսպերսիայի հասկացության հետ միասին օգտագործվում է նաև ստանդարտ շեղման հասկացությունը (ընդունված է այն նշանակել σ -ով)։ Ստանդարտ շեղումը դիսպերսիայի հետ կապված է

$$\sigma = \sqrt{D} \tag{2.6}$$

առնչությամբ: Ստանդարտ շեղումը՝ σ-ն բնութագրում է $n_1, n_2....n_i...n_k$, առանձին չափումների սիալանքների միջին արժեքը և ցույց է տալիս չափվող մեծության արժեքների $\left[\overline{n} - \sigma, \overline{n} + \sigma\right]$ տիրույթում բաշխված լինելու հավանականությունը: Չափումների N >> 1 թվերի դեպքում չափվող մեծության արժեքները ~70% հավանականությամբ բաշխվում են $\left[\overline{n} - \sigma, \overline{n} + \sigma\right]$ միջակայքում (տես հավելված 2):

Չափումների արդյունքները ներկայացնելիս անհրաժեշտ է նշել ստացված միջին արժեքը և դրա ստանդարտ շեղումը՝ $\bar{n} \pm \sigma$:

Չափումների ճշտության գնահատման համար օգտագործվում է նաև հարաբերական սխալանք հասկացությունը՝ $\delta = \frac{\sigma}{\bar{n}}$, որը հաճախ արտահայտվում է տոկոսով՝ $\frac{\sigma}{\bar{n}} \cdot 100\%$:

Անհրաժեշտ է տարբերել ուղղակի և անուղղակի չափումները, երբ հետազոտվող մեծության արժեքը հաշվվում է այլ մեծությունների չափումների արդյունքների հիման վրա։ Անուղղակի չափումների սխալանքը հաշվվում է ստորև բերված առնչությունների օգնությամբ։ Աղյուսակ 1-ում բերված են միջին քառակուսային սխալանքների միջև առնչությունները որոշ ֆունկցիաների հետ։

Աղյուսակ 1

Ֆունկցիյա	Միջինքառակուսային սխալանքների
	միջև առնչությունները
$\begin{cases} Z = A + B \\ Z = A - B \end{cases}$	$\sigma_{z}^{2} = \sigma_{A}^{2} + \sigma_{B}^{2}$
$\begin{cases} Z = A * B \\ Z = A/B \end{cases}$	$(\sigma_{z}/Z)^{2} = (\sigma_{A}/A)^{2} + (\sigma_{B}/B)^{2}$
$Z = A^n$	$\sigma_{z}/Z=n\;\sigma_{A}/A$
Z = lnA	$\sigma_z = \sigma_A / A$
Z=e ^A	$\sigma_z\!=\!\sigma_A$

Արաջադրանք 1

Ազդանշանների մեծ ինտենսիվությամբ հոսքերի վիճակագրություն (Գաուսյան բաշխմամբ պրոցեսներ)

Հիստագրի կառուցում

Ենթադրենք, կատարել ենք N չափում: Գրանցված $n_1, n_2, n_3, ... n_N$ արժեքների որոշ մասը կրկնվում է: Յուրաքանչյուր ստացված արժեքի համար հաշվենք, թե քանի անգամ է այն կրկնվել, այսինքն՝ գտնենք դրա հանդիպման հաճախականությունը և նշանակենք այն x_k -ով: Այս դեպքում լավագույն գնահատականը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\overline{n} = \frac{1}{N} (x_1 n_1 + x_2 n_2 + x_3 n_3 + \dots + x_N n_N) = \frac{\sum x_k n_k}{N}, \quad (2.7)$$

որտեղ x_k -ն ցույց է տալիս, թե քանի անգամ է գրանցվել n_k արժեքը և կոչվում է վիճակագրական կշիռ։ Պարզ է, որ x_k -ների գումարը հավասար է չափումների թվին`

$$x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_k = \sum_k x_k = N$$
: (2.8)

(2.6) բանաձևը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\overline{n} = n_1 F_1 + n_2 F_2 + n_1 F_3 + \dots + n_k F_k = \sum n_k F_k , \qquad (2.9)$$

որտեղ F_k -ն k-րդ արժեքի հանդիպման հաճախականությունն է`

$$F_k = \frac{x_k}{N} : \tag{2.10}$$

Այսպիսի ներկայացման դեպքում

$$F_1 + F_2 + F_3 + \dots + F_k = \sum F_k = 1$$
: (2.11)

Կառուցենք F(n) կախվածությունը, այսինքն՝ աբցիսների կոորդինատային առանցքի վրա նշենք չափումների արդյունքները, իսկ օրդինատների առանցքի վրա՝ դրանց հանդիպման հաճախականությունը $F_k = \frac{x_k}{N}$ տեսքով։ Կստանանք նկար 1.2-ում բերված պատկերը՝



Նկ.1.2. Չափումների հանդիպման հաճախականությունը

Եթե չափումների թիվը մեծ է՝ N >>1, ապա կարելի է դիտարկել ոչ թե յուրաքանչյուր չափման հանդիպման հաճախականությունը, այլ այդ չափումների բազմությունը բաժանել միջակայքերի և հաշվել այդ միջակայքերում արժեքների հանդիպման հաճախականությունը։ Այս դեպքում F(x) կախվածությունը կունենա հիստագրի (սյունակավոր տրամագրի) տեսեք (Եկ. 1.3).



Եկ.1.3. Հիստագրի ընդհանուր տեսքը։

Բազմաթիվ փորձերի արդյունքում պարզվել է, որ եթե չափման արդյունքի վրա ազդում են մեծ քանակությամբ փոքր պատահական սխալանքների աղբյուրներ և չափումների թիվը մեծ է՝ N >>1, ապա չափումների բաշխումն ունի համաչափ զանգակաձև տեսք։ Այդպիսի բաշխման ընդհանուր տեսքը բերված է նկ. 1.4-ում, որի կորը նկարագրվում է Գաուսի ֆունկցիայով՝

$$G(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{\frac{(n-n)^2}{2\sigma^2}},$$
 (2.12)

որտեղ e -ն բնական լոգարիթմների հիմքն է (e = 2.718...):



Եկ. 1.4. Գաուսյան ֆունկցիայի ընդհանուր փեսքը։

Ինչպես երևում է ֆունկցիայի վերլուծական տեսքից, գաուսյան ֆունկցիան բնութագրվում է երկու պարամետրով՝ \bar{n} միջին արժեքով և σ ստանդարտ շեղումով:

Որքան մեծ է չափումների թիվը, այնքան ավելի մոտ է ստացված արդյունքների բաշխումը գաուսյանին։ Գաուսյան ֆունկցիայով նկարագրվող բաշխումը կոչվում է նորմալ։

Ինչպես նշվել է, լաբորատոր աշխատանքի ընթացքում անհրաժեշտ է չափել բնական ճառագայթային ֆոնի մասնիկների թիվը և վերոնշված եղանակով կատարել վիճագրական վերլուծություն։ Այսինքն՝ անհրաժեշտ է կատարել N չափում և գրանցել արդյունքները՝ $n_1, n_2, n_3, ..., n_N$, այնուհետև որոշել չափվող մեծության լավագույն գնահատականը, չափումների շեղումները, ստանդարտ շեղումը, կառուցել արդյունքների բաշխման հիստագիրը և համոզվել, որ ստացված բաշխումը մոտ է նորմային։

Վերլուծման համար կարելի է օգտագործել *MS Excel* հաշվարկային միջավայրը (տես հավելված 3):

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Աշխատանքը կատարելու համար անհրաժեշտ է ՝

 ընտրել ազդանշանների հոսքի գրանցումների մեկ չափման (էքսպոզիցիոն ժամանակահատվածի) մեծությունը (բավական է 10 վայրկյանը),

 ընտրել փորձի կատարման այնպիսի ռեժիմ, որպեսզի մեկ չափման ընթացքում դիտվեն մասնիկների կամ աղմուկների 50-ից 100 գրանցման ազդանշաններ,

3. փորձի կատարման նույն պայմաններում չափումները կրկնել 100 անգամ,

4. կառուցել բաշխման հիստագիրը և այն մոտարկել Գաուսի բաշխումներով,

5. որոշել բաշխման բնութագրերը (լավագույն գնահատականը, շեղումները, ատանդարտ շեղումը, դիսպերսիան)։

Արաջադրանք 2

Գրանցման ազդանշանների փոքր ինտենսիվությամբ հոսքերի վիճակագրություն (Պուասսոնի բաշխմամբ պրոցեսներ) Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Աշխատանքը կատարելու համար անհրաժեշտ է՝

 ընտրել ազդանշանների հոսքի գրանցումների մեկ չափման (էքսպոզիցիոն ժամանակահատվածի) մեծությունը (բավական է 10 վայրկյանը),

 ընտրել փորձի կատարման այնպիսի ռեժիմ, որպեսզի մեկ չափման ընթացքում դիտվեն մասնիկների կամ աղմուկների գրանցման 3-ից 4 ազդանշան,

 փորձի կատարման նույն պայմաններում չափումները կրկնել 100 անգամ,

4. կառուցել բաշխման հիստագիրը և այն մոտարկել Պուասսոնի և Գաուսի բաշխումներով, ընտրել դրանցից առավել ճշմարտանմանը և որոշել բաշխման բնութագրերը։

Առաջադրանք 3 χ^2 չափանիշի կիրառումը

Փորձնական տվյալների վերլուծության ժամանակ կարևորագույն հարցերից մեկը այն է, թե արդյո՞ք փորձով ստացված արդյունքները համապատասխանում են սպասվող բաշխմանը (քննարկվող դեպքում սպասվում է նորմալ (գաուսյան) բաշխում)։ Համապատասխանության աստիճանը կարելի է որոշել հավանականության տեսության միջոցով։ Հարկ է նշել, որ նշված մեթոդով հնարավոր չէ տարբերել ճիշտ և սխալ բաշխման վարկածները, եթե դրանք նկարագրում են ստացված փորձնական տվյալները որոշակի թույլաորելի ճշտությամբ։ Համարվում է, որ բաշխումը չի նկարագրում փորձարարական տվյալները, եթե համընկման ճշտությունը մեծ է թույլատրելի արժեքից։

 Բաշխման վերաբերյալ վարկածների վիճակագրական ստուգման մեթոդներից մեկը χ^2 չափանիշն է։

Վիճակագրության տեսության մեջ χ^2 չափանիշը («խի-քառակուսի», «Պիրսոնի համընկման չափանիշ») կիրառվում է դիտարկված մեծությունների որոշակի տեսական բաշխմանը ենթարկվելու վերաբերյալ վարկածի ստուգման նպատակով։ Վիճակագրական ստուգումը ոչ թե ապացուցում է ընդունված վարկածի ճիշտ լինելը, այլ ցույց է տալիս որքանով է համընկնում վարկածը փորձի արդյունքների հետ:

Ենթադրենք, կատարվել է լաբորատորիայի ֆոնային մասնիկների թվի 40 չափում (N = 40), և ստացվել են աղյուսակ 2-ում բերված արդյունքները: Համաձայն վարկածի՝ դրանք ենթարկվում են G(n) գաուսյան բաշխմանը: Վարկածը ստուգելու համար փորձում ստացված արժեքների G*(n) բաշխումը պետք է համեմատել տեսական G(n) բաշխման հետ։ Համեմատությունը կատարենք χ^2 -ի չափանիշնի օգնությամբ:

Ц*ղյпіишկ* 2

731	772	771	681	722	688	653	757	733	742
739	780	709	676	760	748	672	687	766	645
678	748	689	8 1 0	805	778	764	753	709	675
689	770	754	830	725	710	738	638	787	712

Փորձում ստացված արժեքները գտնվում են $a \le n_i \le b$ տիրույթում: Ամբողջ տիրույթը բաժանենք k չհատվող հատվածների: Հատվածներն այնպես պետք է ընտրել, որպեսզի նրանց պատկանեն մի քանի չափման արդյունքներ: N = 40 չափման և բաշխվածությունը գաուսյան լինելու վարկածի դեպքում հարմար է ընտրել չորս հատված (k = 4)` $[a, \bar{n} - \sigma), [\bar{n} - \sigma, \bar{n}), [\bar{n}, \bar{n} + \sigma), [\bar{n} + \sigma, b]$, որտեղ σ -ն միջին քառակուսային շեղումն է (Եկ. 1.5):



Նկ. 1.5. Հաւրվածների բաժանված Գաուսի կորը։ P₁...P₄ հաւրվածում հայտնվելու հավանականություններն են։

Քանի որ տեսական բաշխումը հայտնի է (համաձայն մեր վարկածի՝ չափման արդյունքները բաշխված են Գաուսի օրենքով), կարելի է հաշվել յուրաքանչյուր հատվածում գտնվող արժեքների տեսական քանակը՝ NP_i -ն (P_i –նպատահական մեծության i –երորդ հատվածում գտնվելու հավանականությունն է)։ Եթե փորձնական m_i արդյունքները կտրուկ տարբերվում են տեսական $n_i = NP_i$ արդյունքներից, ապա մեր վարկածը սխալ է։ Քնականաբար մենք m_i (*դիպրված*) և n_i (*ապասվող*) թվերի միջև բացարձակ համընկնում չենք սպասում, սակայն սպասում ենք, որ ($m_i - n_i$) շեղումները փոքր կլինեն։ Մեծ կամ փոքր հասկացությունների քանակական գնահատականը տրվում է χ^2 - չափանիշի միջոցով՝

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(m_i - n_i)^2}{n_i}$$
(2.13)

Հասկանալի է, որ փորձնական և տեսական արդյունքները ավելի լավ են համընկնում χ^2 - ու փոքր արժեքների դեպքում։ Եթե χ^2 -ին չի գերազանցում որոշակի $\chi^2_{\alpha,\nu}$ արժեքը ($\chi^2 \le \chi^2_{\alpha,\nu}$) ապա վարկածը ընդունվում է, հակառակ դեպքում՝ մերժվում։ $\chi^2_{\alpha,\nu}$ արժեքը հաշվարկված և բերված է վիճակագրական տեսությանը նվիրված գրքերում ու ձեռնարկներում (աղյուսակ 3)։ Աղյուսակ 3-ում $\nu = k - 1 - t$, որտեղ t-ն G(n) բաշխման պարամետրերը գնահատելու համար օգտագործված առնչությունների թիվն է, իսկ α-ն՝ հավաստիության աստիճանը։ Oրինակ $\alpha = 0.05$ ՝ հավաստիությունը 5% է, նշանակում է, որ սկզբնական վարկածի սխալ լինելու դեպքում $\chi^2 \ge \chi^2_{\alpha,\nu}$ լինելու հավանականությունը 5% է, և եթե $\chi^2 < \chi^2_{\alpha,\nu}$, ապա վարկածը ընդունվում է: α-ի արժեքը ընտրվում է կախված խնդրի դրվածքից և ճշտության նկատմամբ պահանջներից։

$\mathfrak{L}\mathfrak{n}\mathfrak{n}\mathfrak{l}\mathfrak{u}\mathfrak{u}\mathfrak{n}\mathfrak{n}\mathfrak{u}\mathfrak{n}\mathfrak{n}\mathfrak{n}\mathfrak{n}\mathfrak{n}\mathfrak{n}\mathfrak{n}\mathfrak{n}\mathfrak{n}n$	ղյուսակ	3. j	χ _{α,ν} ι	шрді	եքնl	īpp
---	---------	------	--------------------	------	------	-----

	α							
	0,01	0,025	0,05	0,95	0,975	0,99		
1	6,63490	5,02389	3,84146	0,00393	0,00098	0,00016		
2	9,21034	7,37776	5,99146	0,10259	0,05064	0,02010		
3	11,34487	9,34840	7,81473	0,35185	0,21580	0,11483		
4	13,2767	11,14329	9,48773	0,71072	0,48442	0,29711		
5	15,08627	12,8325	11,0705	1,14548	0,83121	0,55430		
6	16,81189	14,44938	12,59159	1,63538	1,23734	0,87209		
7	18,47531	16,01276	14,06714	2,16735	1,68987	1,23904		
8	20,09024	17,53455	15,50731	2,73264	2,17973	1,64650		
9	21,66599	19,02277	16,91898	3,32511	2,70039	2,08790		
10	23,20925	20,48318	18,30704	3,94030	3,24697	2,55821		

Վերադառնանք մեր օրինակին՝ համաձայն մեր վարկածի՝ կատարված 40 չափումների արդյունքներն ունեն գաուսյան բաշխում՝

$$G(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma^2}}$$

Այս կարգի փորձերում առհասարակ նախապես հայտնի չէ ո՛չ \bar{n} կենտրոնը, ո՛չ սպասվող բաշխման σ -ն՝ միջին քառակուսային շեղումը։ Վերլուծությունը պետք է սկսել այդ 40 արժեքների միջին թվաբանականի ՝

$$ar{n} = rac{\sum_{i=1}^{40} \mathrm{n}_i}{40} = 729.85$$
իմպ/րոպե

և σ -ի հաշվարկից՝

 $\sigma = rac{\sqrt{\Sigma \, (n_i - \overline{n})^2}}{39} = 46.9$ μմպ/րոպե:

Այժմ հաշվենք ընտրված $[a, \overline{n} - \sigma), [\overline{n} - \sigma, \overline{n}), [\overline{n}, \overline{n} + \sigma), [\overline{n} + \sigma, b]$ տիրույթներում գտնվող տեսական և փորձնական արժեքների քանակը:

Հաշվենք յուրաքանչյուր տիրույթում գտնվող չափումների փորձնական m_i քանակը։ Մեր օրինակում *դիպոված* թվերի քանակներն են՝ $m_1 = 8$, $m_2 = 10$, $m_3 = 16$, $m_4 = 6$ (բերված են 4-րդ աղյուսակի նախավերջին տողում)։

Հաշվենք յուրաքանչյուր տիրույթում գտնվող չափումների տեսական (կամ *ապասվող*) թիվը՝ n_i -ն։ Գաուսի ֆունկցիայի տակ ընկած մակերեսը մենք բաժանել ենք 4 հատվածի (Նկ. 4)։ Երկու հավասար P₂ և P₃ հատվածներում ընկած են արդյունքների 68% (տես Հավելված 2)։ Այնպես որ, չափման արդյունքի երկու կենտրոնական հատվածներից մեկում գտնվելու հավանականությունը կազմում է 34%, այսինքն` P₂=P₃=34%։ Երկու արտաքին մակերեսները կազմում են մնացած 32%-ը, այսպիսով` P₁=P₄=16%։ n_i սպասվող մեծությունները գտնելու համար P₁...P₄-ը պարզապես բազմապատկենք չափումների լրիվ *N*=40 թվով (P₂=P₃=40×0.34=13.6; P₁=P₄=40×0.16=6.4)։ *Ապասվող* թվերը բերված են աղյուսակ 4-ում։

Աղյուսակ 4

Միջակայքի համար	1	2	3	4
Միջակայք	$[a, \overline{n} - \sigma)$	$[\overline{n} - \sigma, \overline{n})$	$[\bar{n}, \bar{n} + \sigma)$	$[\bar{n} + \sigma, b]$
Դիտված թիվը <i>m</i> i	8	10	16	6
Սպասվող թիվը <i>ո</i> լ	6.4	13.6	13.6	6.4
$(m_i - n_i)$	1.6	-3.6	2.4	-0.4

Հաշվենք χ^2 -ին՝

 $\chi^{2} = \sum_{i=1}^{k} \frac{(m_{i} - n_{i})^{2}}{n_{i}} = \frac{/1.6/^{2}}{6.4} + \frac{/-3.6/^{2}}{13.6} + \frac{/2.4/^{2}}{13.6} + \frac{/-0.4/^{2}}{6.4} = 1,79:(2.14)$

Տեսական բաշխման պարամետրերը գնահատելու համար մենք օգտագործել ենք 2 առնչություն, այս պատճառով ազատության աստիճանը հավասար է v = 4-1-2 = 1: Աղյուսակ 3-ից երևում է, որ v =1 և $\alpha = 0.05$ դեպքում $\chi^2_{\alpha,v}$ = 3.84: Քանի որ մեր հաշվարկած $\chi^2 < 3.84$, կարելի է եզրակացնել, որ չափման արդյունքների Գաուսի օրենքով բաշխված լինելու վերաբերյալ վարկածը ընդունելի է:

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Աշխատանքը կատարելու համար անհրաժեշտ է ՝

 Առաջադրանք 1-ի կատարման համար ստացված տվյալներից առանձնացնել առաջին 40-ը:

- 2. Հաշվել դրանց միջին թվաբանականը և ստանդարտ շեղումը:
- 3. Լրացնել աղյուսակ 3-ը փորձում ստացված տվյալներով:
- 4. Հաշվել χ^2 և անել եզրակացություն:

Հաավելված 1 Գաուսյան բաշխում (նորմալ բաշխում)

Վիճակագրության մեջ ամենակարևոր բաշխումներից մեկը գաուսյան (կամ նորմալ) բաշխումն է։ Այն անընդհատ է, ունի համաչափ (սիմետրիկ) զանգականման կորի տեսք և տարածվում է մինչև անվերջություն` ինչպես դրական, այնպես էլ բացասական ուղղություններով: Նորմալ բաշխումները նկարագրող

$$G_{X\sigma}(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{\frac{(n-X)^2}{2\sigma^2}}$$
(2.15)

 $G_{X\sigma}(n)$ ֆունկցիան հայտնի է նաև գաուսի ֆունկցիա անվանումով։ Ի տարբերություն Պուասսոնի բաշխման, գաուսյան բաշխումը բնութագրվում է երկու անկախ X և σ փոփոխականներով։ X-ը նույն չափումների բազմաթիվ կրկնման դեպքում ուսումնասիրվող ֆիզիկական մեծության (գրանցվող մասնիկների թվի, ազդանշանի լայնույթի) սպասվող միջին արժեքն է, իսկ σ -ն միջին ստանդարտ շեղման արժեքը։ Բաշխման X կենտրոնը, որը համընկնում է մաքսիմումի հետ, չափվող մեծության իսկական արժեքն է։



Ъц. 1.7. Фшпијши ршгрийши прирр:

Նկար 6-ում ցույց է տրված երկու գաուսյան բաշխում, որոնք համապատասխանում են միևնույն ֆիզիկական մեծության X=50 արժեքով, սակայն σ -երի տարբեր արժեքներով չափումներին։ Առաջին դեպքում, σ = 0.5` սուր կոր, իսկ եկրորդ դեպքում σ =1` բութ կոր: Գաուսյան բաշխումը նորմավորված է 1-ի՝

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G_{\chi_{\sigma}}(n) dn = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n-\chi)^2}{2\sigma^2}} dn = 1:$$
(2.16)

Մեծ թվով չափումների դեպքում ֆիզիկական մեծության ակնկալվող \overline{n} միջին արժեքը գաուսյան բաշխման դեպքում կարող ենք ներկայացնել

$$\bar{n} = \int_{-\infty}^{+\infty} nG(n) dn = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma^2}} dn = X$$
(2.17)

ստանդարտ տեսքով, իսկ միջին ստանդարտ $\overline{\sigma^2}$ շեղումը սահմանել հետևյալ կերպ՝

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (n-\overline{n})^2 G_{X\sigma}(n) dn = \overline{\sigma^2} : \qquad (2.18)$$

Սխալանքների ինտեգրալ կոչվում է հետևյալ ինտեգրալը՝

$$\int_{a}^{b} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma^2}} dn : \qquad (2.19)$$

Այն որոշում է չափման արժեքի a-ից b տիրույթում գտնվելու հավանականությունը՝

$$a \le n \le b: \tag{2.20}$$

Եթե a -ն և b-ն արտահայտենք σ -ով՝

$$a = x - l\sigma$$
$$b = x + l\sigma$$

և հաշվենք $\int_{x-l\sigma}^{x+l\sigma} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma^2}} dn$ ինտեգրալը, ապա կստանանք, որ

• չափման արդյունքի մեկ ստանդարտ շեղման ($n = \overline{n} \pm \sigma$) տիրույթում գտնվելու հավանականությունը հավասար է 68 % (α =0.68),

- չափման արդյունքի երկու ատանդարտ շեղման տիրույթում $(n = \overline{n} \pm 2\sigma)$ գտնվելու հավանականությունը հավասար է 95.4 %(α =0.954),
- չափման արդյունքի երեք ատանդարտ շեղման տիրույթում $(n = \overline{n} \pm 3\sigma)$ գտնվելու հավանականությունը հավասար է 97.7 % (α =0.977):

Հավելված 2 Պուասսոնի բաշխում

Պատահական պրոցեսների վիճակագրական վերլուծություններում Պուաստնի բաշխման անհրաժեշտությունը հիմնավորվում է հետևյալ խնդրի լուծման օրինակով։ Մասնիկների գրանցման ճիշտ նույնական մի քանի չափումներում գրանցված մասնիկների միջին թվի համար ստացվել է \overline{n} -արժեքը։ Ինչպիսի՞ն է հավանականությունը, որ ճիշտ նույնական մեկ չափման դեպքում գրանցված մասնիկների թիվը հավասար կլինի ո-ի։ Սպասվող այդ դեպքի հավանականությունը որոշվում է Պուաստնի բաշխման `

$$P_{\mu}(n) = \frac{\mu^{n}}{n!} e^{-\mu}$$
(2.21)

բանաձևով: Այն բնութագրվում է ընդամենը մեկ պարամետրով, որը բազմաթիվ անգամ նույն չափումների կրկնության դեպքում չափվող մեծության միջին արժեքն է

$$\mu = \overline{n} = \frac{\sum_{i=1}^{N} n_i}{N}:$$
 (2.22)

Պուասսոնի բաշխման դեպքում շեղումը հավասար է մասնիկների թվի միջին արժեքին՝ $D = \overline{n}$, իսկ ստանդարտ շեղումը՝ քառակուսի արմատ \overline{n} -ից՝

$$\sigma = \sqrt{n} = \sqrt{\mu} \, . \tag{2.23}$$
Եթե կատարվել է մեկական չափում, որի արդյունքում ստացվել է ո արժեքը, ապա $\mu = n \sigma = \sqrt{\mu} = \sqrt{n}$: Հարաբերական սխալանքը՝ $\frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}$ փոքրանում է ո- ի աճի հետ:



Նկ. 1.6. Պուասսոնի բաշխումը μ =0.8 և μ =3 միջին արժեքների համար։

Նկ. 1.6-ում բերված են Պուաստնի բաշխումը μ =0.8 և μ =3 միջին արժեքների համար։ Համեմատենք Պուաստնի և Գաուսի բաշխումները։ Գաուսի բաշխումը անընդհատ է, որոշվում է 2 պարամետրներով՝ $\bar{n} \pm \sigma$ ։ Պուաստնի բաշխումը դիսկրետ է և որոշվում է մեկ պարամետրով՝ μ ։ Կարելի է ապացուցել, որ μ -ի մեծ արժեքների դեպքում Պուաստնի բաշխումը լավ մոտարկվում է գաուսյան ֆունկցիայով, որի $\bar{n} = \mu$ և $\sigma = \sqrt{\mu}$:

Հաավելված 3 Հիստոգրի կառուցումը *MS Excel* միջավայրի օգնությամբ

Քայլ առ քայլ նկարագրենք, թե ինչպես կարելի է լուծել դրված իսնդիրը՝ օգտագործելով համակարգիչը և *MS Excel* –ը։

1. *Մուտքագրել* A1 ÷ AN բջիջներում չափված $n_1, n_2, n_3, ..., n_N$ արժեքները (Նկ. 3):

2. *Դասավորել արդյունքներն ըստ արժեքների անի*։ Պատճենել A1÷AN բջիջների բովանդակությունը B1 ÷ BN բջիջների մեջ։ Դասակարգել այդ տվյալները` օգտագործելով "Sort smallest to largest" («Աճող դասավորություն») կոճակը (տես նկ. 1.8):

(a) al 🤊 · · · · · · · So · Microsoft Excel								x			
٢œ	Home	Inset	Page Layout	Formul	as Data Revi	ew View		<u>.</u>	х		
Get External Referance 21 Set Filer Analysis External Referance 21 Set Filer Analysis External Referance 21 Set Filer Advanced Column Duplicates 22- Outline											
-	Connections Sort & Filter Data Tools Analysis										
	F2 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •										
-	^	0	c	D	E		6	м	15		
	~	Xi sort							ш		
		min to	bin								
1		max			n	10			8		
2	233	212	212		max	296			P		
3	256	214	220		min	212			-11		
4	245	222	228		(max-min)/n	8.4			1		
5	266	222	256								
	290	233	244								
-	243	233	252								
8	262	235	260								
10	212	240	200								
11	242	244	270								
12	244	244	204						1		
13	244	244	2.72								
14	240	244						-			
15	245	245									
16	344	245	_								
	F H She	et1 / Sheet2	Sheet3	<u></u>	11		~		1		
Read	w later	_	_			00 1164	0	0 0			

Ъц. 1.8. MS Excel-пій ридішд щицпінши:

3. Որոշել միջակայքի լայնությունը (bin range): Հաշվել ստացված առավելագույն և նվազագույն արժեքների տարբերությունը, և այդ թիվը բաժանել միջակայքերի *n* թվին՝ $\frac{x_{\max} - x_{\min}}{n}$:

Դրա համար որոշ բջիջներում (օրինակ՝ E1, E2, E3, E4) մուտքագրել *n, max, min* և (x_{max} - x_{min})/*n* բառերը և դրանցից յուրաքանչյուրի առջև "Insert Function" (f_x) ֆունկցիաների օգնությամբ հաշվել առավելագույն և նվազագույն արժեքները։ Այնուհետև "Insert Function"-ի օգնությամբ հաշվել (x_{max} - x_{min})/*n* (Եկ. 3) (նկարում նշված առավելագուն թիվը չի երևում, քանի որ բերված օրինակում կատարվել է 50 չափում, իսկ նկարում երևում են միայն 20-ի արժեքները): 4. *Սահմանել միջակայքի լայնությունը*: С1, С2,...,Ск բջիջներում պետք է մուտքագրել ընտրված միջակայքերը։ Առաջին արժեքը չափված արժեքներից նվազագույնն է։ Այնուհետև, նվազագույն արժեքին գումարել միջակայքի լայնությունը (միջակայքի լայնության արժեքը կլորացնել մինչև ամբողջ նախորդ կետի համաձայն ստացած արժեքը՝ բերված օրինակի դեպքում 8,4 \approx 8): Հաջորդ բջջում ստացված արժեքին ավելացնել միջակայքի լայնությունը և այլն։ Մեր օրինակում՝ [212, 220), [220, 228),, [284, 292), [292, ավելի] (Եկ. 4):

5. *Կառուցել հիսպագիրը* "Data Analysis" ֆունկցիայի օգնությամբ։ Ընտրել հետևյալ գործողությունները՝ Data \rightarrow Data Analysis \rightarrow Histogram \rightarrow Ok: Բացված պատուհանում «Input Range» և «Bin Range» բջիջներում նշել անհրաժեշտ արժեքները (Եկ. 5): "Output Range" պատուհանում ներմուծել այն բջիջը, որում ցանկանում ենք ստանալ հիստագիրը։ Արդյունքները բերված են նկ. 1.9-ում:

Data Analysis			7 💌				
Analysis Tools							
Anova: Single Factor Anova: Two-Factor With Repl Anova: Two-Factor Without R Correlation Covariance Descriptive Statistics Exponential Smoothing F-Test Two-Sample for Varian Fourier Analysis Histogram	Cancel Beb						
Histogram			2 💌				
Input			OK				
Input Range:	58 \$7, 58 \$51	1.12	Canad				
§in Range:	\$C\$2:\$C\$12	1	Carco				
🔄 Labels			Help				
Output options							
Qutput Range:	\$Q\$1	1					
New Worksheet Ply:							
New Workbook							
Pareto (sorted histogram)							
Cumulative Percentage							
Chart Output							



Եկար 1.9. Հիստագրի կառուցման օրինակ

6. Oqumuqnpdtind "Insert Function" qnpdhpp` huzdti juduqnija qamhumuquaa (\bar{X}) , ztipniäatpp (Δx_i) is umuanupun ztipniäp (σ) (by. 1.10):

Նշված գործողությունների արդյունքում մեկ էջում կարելի է ստանալ բոլոր անհրաժեշտ տվյալները, հաշվարկները և հիստագիրը (Նկ. 1.10):



Նկ. 1.10. Ձևավորված արդյունքների վերջնական տեսքը։

ՄԱՍ 2 ԻՈՆԱՅՆՈՂ ճԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀՈՍՔԵՐԻ ԳՐԱՆՅՄԱՆ ՍԱՐՔԵՐ

Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչներ

Ֆիզիկայի, բնագիտության ու բժշկության բազմաթիվ ճյուղերում մեծ կիրառություն են գտել լիցքավորված մասնիկների գրանցիչները, որոնց օգնությամբ կատարվում է կոսմիկական ճառագայթների և չ-ճառագայթների ինտենսիվությունների չափումը, ուսումնասիրվում են բնական և արհեստական ռադիոակտիվությունները, ուսումնասիրվում են արագ մասնիկների կյանման օրենքները, զույգերի առաջացումը և ժամանակակից ֆիզիկայի մի շարք այլ հարցեր։ Կենցաղային ու մասնագիտական դոգիմետրական վերահսկողության սարքավորումներում ռաղիոակտիվ ճառագայթման գրանգման համար հաճախ օգտագործվում են Գեյգեր-Մյույլերի հաշվիչները։ Գոյություն ունեն տարբեր տեսակի Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչներ, որոնք իրարից տարբերվում են չափերով, էլեկտրողների ձևով, գազի տեսակով ու ճնշումով, զգայնությամբ և այլ հատկություններով։ Չնայած այն բանին, որ Գեյգեր-Մյույլերի հաշվիչները չեն տարբերակում մասնիկների տեսակն ու էներգիան, այնուամենայնիվ այդ հաշվիչները իրենց գործածությունն են գտել այնպիսի հատկությունների շնորհիվ, ինչպիսիք են բարձր արդյունավետությունը (էֆեկտիվությունը), տարբեր տեսակի ճառագայթների գրանգման հնարավորությունը, ելքի ազդանշանի մեծ արժեքը և պարզ կառուցվածքը:

Հաշվիչը գազով լցված մետաղական կամ ապակյա խողովակ է, որի առանցքով տեղադրված է հավաքող էլեկտրոդը՝ (անոդը) բարակ մետաղական թելիկի տեսքով, իսկ գլանաձև պատը կաթոդ է (Նկ. 2.1)։ Շարժվող լիցքավորված մասնիկները բախվելով գազի ատոմների հետ առաջացնում են դրական իոններ և ազատ էլեկտրոններ։ Անոդի և կաթոդի միջև կիրառված էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ դրանք շարժվում են համապատասխան էլեկտրոդների ուղղությամբ՝ առաջացնելով պարպում։ Էլեկտրական շղթայով հոսանք է անցնում, լիցքավորելով C_k ունակությունը։ Եթե ընտրենք այնքան մեծ R դիմադրություն, որ լիցքավորման ժամանակ C_k ունակությունը չլիցքաթափվի, ապա առաջացած ազդանշանի մեծությունը կորոշի գրանցիչի ծավալում լիցքի մեծությամբ՝

$$\Delta V = \frac{ne}{C_k}, \qquad (2.1)$$

որտեղ *n*-ը մասնիկի առաջացրած էլեկտրոն-իոն զույգերի թիվն է, *e*-ն տարրական լիցքը ($e = 1.6 \times 10^{-19}$ Կուլոն)։ (2.1) հավասարումը ճիշտ է միայն այն դեպքում, երբ գլանի վրա հավաքվում են բոլոր դրական իոնները։



Եկ. 2.1. Հաշվիչի միացման սիսեման։

Եթե հաշվիչի էլեկտրողների վրա լարումը փոքր է, այն աշխատում է որպես **իռնացման խցիկ**, այսինքն իմպուլսի մեծությունը պայմանավորված է առաջնային մասնիկի առաջացրած իոնների թվով կամ թելիկի վրա հավաքվող լիցքի մեծությամբ։

Իոնացման հետևանքով հաշվիչում առաջացած էլեկտրոնները կիրառված որոշակի V_p -ից մեծ լարումների դեպքում (Նկ. 2.2) մեկ հարվածից մինչև մյուս հարվածը ստանում են այնքան էներգիա, որը բավարար է երկրորդային իոնացման համար։ Այդ իսկ պատճառով իոն-էլեկտրոն զույգերի թիվը աճում է։ Քանի որ հաշվիչն ունի գլանաձև տեսք, լարման $dV/_{dr}$ գրադիենտը անոդին մոտենալիս մեծանում է։ Այդ իսկ պատճառով էլեկտրոնները շարժվելով դեպի անոդը նրա մոտ ձեռք են բերում ավելի մեծ էներգիա, ուստի հիմնական իոնցումը տեղի է ունենում անոդի մոտ։ Հաշվիչում կիրառված լարման մեծացման հետ մեկտեղ երկրորդային իոնացումը կսկսվի թելիկից ավելի հեռու։

Ամենափոքր V_p լարումը, որի դեպքում դիտվում է երկրորդային իոնացում, կոչվում է *համեմատական հաշվման սահմանային լարում*։ Եթե մինչև անոդ հասնելը յուրաքանչյուր սկզբնական մասնիկի առաջացրած էլեկտրոնը առաջացնի k զույգ իոններ, ապա (2.1) հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը.

$$\Delta V = \frac{kne}{c}:$$
 (2.2)

k-ն կոչվում է գազային ուժեղացման գործակից։ Այն կախված կիրառված լարումից կարող է փոփոխվել արժեքների բավականին լայն տիրույթում։ Նշենք, որ k-ն կախված չէ սկզբնական էլեկտրոնների քանակից։ Ըստ որում՝ k = 1 դեպքում հաշվիչն աշխատում է որպես իոնացման խցիկ (Նկ. 2.2-ի 1-ին տիրույթ), իսկ $1 < k \le$ 10^7 դեպքում, որպես **համեմադական հաշվիչ** (Նկ. 2.2-ի 2-րդ տիրույթ):



Եկ. 2.2. Գրանցվող մասնիկների թվի կախվածությունը լարումից։
1-իոնացման իւցիկի ւրիրույթ, 2-համեմաւրական հաշվիչի ւրիրույթ,
3- համեմաւրականության խախորման ւրիրույթ, 4-Հեյգեր-Մյուլլերի ւրիրույթ:
N₁ կորը վերաբերում է α-մասնիկների գրանցմանը, N₂- β-մասնիկների:

Եթե լարումը շարունակենք մեծացնել (Եկ. 2.2-ի 3-րդ տիրույթ), $\Delta V \sim n$ (*n*-ը սկզբնական մասնիկի առաջացրած էլեկտրոն-իոն զույգերի թիվն է) ուղիղ համեմատական կախվածությունը կխախտվի։ Պատճառը նրանում է, որ շարժվող լիցքավորված մասնիկները իոնացնում և գրգռում են գազի ատոմները, գրգռված ատոմները հիմնական վիճակին անցնելով ճառագայթում են ֆոտոններ, որոնք իրենց հերթին առաջացնում են լրացուցիչ $n_{\mathfrak{F}}$ ֆոտոէլեկտրոններ։ Այս տիրույթում թելիկի վրա պոտենցիալների փոփոխությունը կարտահայտվի հետևյալ բանաձևով`

$$\Delta V = \frac{k(n+n_{\beta})e}{c}.$$
 (2.3)

Լարման հետագա մեծացումը (Նկ. 2.2-ի 4-րդ տիրույթ) բերում է Գեյգեր-Մյուլլերի տիրույթ։ Գեյգեր-Մյուլլերի տիրույթը բնորոշ է նրանով, որ գրանցվող ազդանշանը կախված չէ սկզբնական մասնիկի առաջացրած իոնացումից։ Այս տիրույթում էլեկտրական դաշտը այնքան է արագացնում սկզբնական էլեկտրոնները և իոնները, որ իոնացման պրոցեսը բազմակի անգամ կրկնվում է, և լիցքերի քանակը հեղեղաձև աճում է՝ առաջացնելով պարպում։ Այդ ազդանշանի մեծությունը (պոտենցիալների տարբերությունը) կախված չի լինում սկզբնական մասնիկի առաջացրած իոնների քանակից։ Հեղեղի առաջացման համար բավարար է նույնիսկ մեկ զույգ լիցքակիրներ, սակայն պրոցեսը մնում է հարկադրական։

Որպեսզի հաշվիչը կարողանա գրանցել հաջորդ մասնիկը, անհրաժեշտ է հեղեղը մարել։ Հաշվիչները, ըստ պարպման մարման, բաժանվում են ոչ ինքնամարի և ինքնամարի:

Լարման հետագա մեծացումը բերում է նրան, որ առանց սկզբնական լիցքավորված մասնիկի առկայության հաշվիչում պարպում է առաջանում (Նկ. 2.2-ի 5-րդ տիրույթ), քանի որ լարումը այնքան մեծ է, որ էլեկտրողներից պոկվում են էլեկտրոններ, որոնք և առաջացնում են պարպումը:

Ոչ ինքնամար հաշվիչներ

Ոչ ինքնամար հաշվիչները լցվում են իներտ գազով: Հաշվիչի ծավալով լիցքավորված մասնիկների անցումից հետո այդ գազում առաջանում են էլեկտրոններ և իոններ, որոնք ուղղորդվում են դեպի համապատասխան էլեկտրոդները։ Էլեկտրոնները ճանապարհին առաջացնում են նոր երկրորդային էլեկտրոններ և իոններ, ինչպես նաև գրգռում են գազի մոլեկուլները։ Այդ գրգռված մոլեկուլները վերադառնալով հիմնական վիճակի, արձակում են ուլտրամանուշակագույն կարճալիք ճառագայքներ, որոնք կարող են հաշվիչի կաթողում և լցված գազում ստեղծել ֆոտոէլեկտրոններ։

Առաջացած երկրորդային էլեկտրոնները նույնպես ուղղորդվում են դեպի անոդը և իրենց հերթին ստեղծում նոր հեղեղներ, իսկ ուլտրամանուշակագույն ճառագայթները տարածվում են իզոտրոպ ձևով ու առաջացնում ֆոտոէլեկտրոններ։ Կարճ ժամանակում ամբողջ հաշվիչը համակվում է պարպումով։ Մի քանի էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղների անգման ժամանակ առաջագած դրական իոնները գործնականում մնում են տեղում, քանի որ նրանց շարժունակությունը շատ ավելի փոքր է էլեկտրոնների շարժունակությունից։ Uangh $2n_{1}p_{2}p_{3}$ unusuanta t hnaugha unug, npp pnguaanta t nu $2m_{1}$ լարվածությունը և էլեկտրոն-ֆոտոնային հեղեղների առաջագումն րնդիատվում է։ Իոնների անողից հեռանալուն զուգընթաց էլեկտրական դաշտը նրա շուրջը վերականգնվում է և նորից հնարավոր է դառնում երկրորդային իոնացումը։ Սակայն եթե հաշվիչի ծավայում չկան ազատ էլեկտրոններ, ապա նոր հեղեղների զարգագում տեղի չի ունենում: Որոշակի T ժամանակահատվածից հետո դրական իոնները հասնում են կաթողին և չեզոքանալով կարող են կաթողից «պոկել» էլեկտրոններ։ Եթե հաշվիչի լարումը գերազանցում է պարպում առաջացնելու համար անհրաժեշտ V_0 լարումը, ապա սկսվում է պարպման նոր փուլ, որը շարունակվում է ալնքան ժամանակ, քանի ղեռ նրան չի կանգնեզնում նոր դրական տարածական լիզքը։

Յուրաքանչյուր նոր փուլ լիցքավորում է C ունակությունը մինչև առավելագույն պոտենցիալ։ Եթե RC>>T, ապա իմպուլսը հաշվիչի անոդի վրա փուլ առ փուլ կաճի, իսկ պոտենցիալների գործող տարբերությունը կփոքրանա։ Պարպման առաջացման հետևանքով R դիմադրության վրա առաջանում է լարման մեծ անկում, որի հետևանքով անոդի ու կաթոդի միջև լարումը կտրուկ փոքրանում է, ընդ որում այնքան, որ պարպումը դադարում է, և հաշվիչը նորից պատրաստ է աշխատանքի։

Ոչ ինքնամար հաշվիչների ժամանակային լուծողունակությունը ցածր է` $10^{\text{-2}}-10^{\text{-3}}$ վ:

Ինքնամար հաշվիչներ

Մարման պրոցեսը արագացնելու համար հաճախ իներտ գազին իսառնում են հալոգեններ (բրոմ կամ յոդ) կամ մոլեկուլյար մեծ զանգված ունեցող օրգանական միացություններ (էթիլ սպիրտ, էթիլեն, իզոմեթան)։ Կիրառվող խառնուրդի իոնացման պոտենցիալը պետք է փոքր լինի, քան հաշվիչի հիմնական գազինը։ Խառնուրդի առկայությունը բերում է պարպման հեղեղի մարմանը առանց որևէ արտաքին միջամտության։

Lujú տարածում են ստացել արգոնի և էթիլային սպիրտի խառնուրդով (90% արգոն, 10% ապիրտ) ինքնամար հաշվիչները։ Քանի որ արգոնի մոլեկուլների իոնացման պոտենցիալը 15.7 էՎ, իսկ սպիրտի մոլեկուլների հոնացման պոտենցիալը 11.5 էՎ, արգոնի իոնները սպիրտի մոլեկուլները։ Այս պատճառով գործնականում սպիրտի իոններն են հասնում հաշվիչի կաթոդին։ Իոնները կարող են կաթոդից պոկել էլեկտրոններ կամ, եթե գրգոված վիճակում են, ապա գրգովելով առաջացնել ֆոտոէլեկտրոններ։ Սակայն երկու պրոցեսներն էլ հնարավոր չեն, քանի որ գրգոված սպիրտի մոլեկուլը դիսոցվում է ~10⁻¹³, իսկ ճառագայթում ~10⁻⁷ վայրկյանից, իսկ չեզոքանալու համար կաթոդին բավարար հեռավորության վրա մոտենալու և էլեկտրոն պոկելու համար անհրաժեշտ ժամանակը ~10⁻¹² վայրկյան է։ Այսինքն` գրգոված սպիրտի մոլեկուլը դիսոցվում է և չի հասցնում ֆոտոն ճառագայթել կամ մոտենալ կաթոդին։ Այսպիսով, հաշվիչում բազմատոմ մոլեկուլների ավելացումով պայմանավորված պարպումը կրում է միահեղեղային բնույթ։ Այս պատճառով ինքնամար հաշվիչները ավելի արագ են։ Հաշվիչի ժամանակային լուծողունակությունը որոշվում է դրա **մեռյալ ժամանակով**։

Հեղեղի առաջացման պահից (t = 0) անմիջապես հետո հաշվիչում լարումը սկսում է ընկնել դրական իոնների ամպի պատճառով (Նկ. 2.3): Քանի դեռ ամպը չի ցրվել և լարումը բավարար չէ նոր մասնիկի գրանցման համար հաշվիչի աշխատանքային տարածքում հայտնված մասնիկները չեն գրանցվում: 0–ից t₁ ընկած ժամանակահատվածը կոչվում է մեռյալ ժամանակ և կախված է իոնների շարժման արագությունից ու հաշվիչի չափերից:

 t_1 պահին լարումը բավարար է դառնում նոր հեղեղի ձևավորման համար, սակայն ազդանշանների լայնույթը փոքր է: Դաշտի վերականգնմանը զուգընթաց ազդանշանների լայնույթը մեծանում է և t_2 պահին հասնում առավելագույնին: t_1 -ից t_2 ընկած ժամանակահատվածը կոչվում է վերականգնման ժամանակ: Ինքնամար հաշվիչների ժամանակային լուծողունակությունը 10⁻⁴ –10⁻⁵ վ կարգի է:



Եկ. 2.3 Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչի ազդանշանի չևավորումը ժամանակի ընթացքում։

Լաբորատոր աշխատանք 3

ԳԵՅԳԵՐ-ՄՅՈՒԼԼԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉԻ ՀԱՇՎԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՍՏԱՑՈՒՄ

Հաշվիչի հիմնական բնութագրերից մեկը նրա հաշվային բնութագիրն է, որը ներկայացնում է հաշված իմպուլսների N թվի կախվածությունը հաշվիչի վրա կիրառված լարումից այն դեպքում, երբ նա ճառագայթահարվում է լիցքավորված մասնիկների անընդհատ հոսքով հաստատուն ինտենսիվությամբ (Նկ. 2.4):



Նկ. 2.4. Գեյգեր–Մյուլլերի հաշվիչի հաշվային բնութագիրը։ Վերին կորը ճառագայթահարված հաշվիչի բնութագիրն է, ստորինը ստացվում է ֆոնային չափումների դեպքում։

Միացնելով հաշվիչը և աստիճանաբար բարձրացնելով լարումը, կստանանք նկ. 2.4-ում պատկերված գրանցված մասնիկների թվի կախվածությունը լարումից: Լարման որոշակի V₀ արժեքից, որը կոչվում է բռնկման պոտենցիալ, մեծ արժեքների դեպքում հաշվիչում պարպումը հնարավոր է, սակայն ազդանշանը փոքր է, այսինքն հաշվիչով անցնող ոչ բոլոր մասնիկներն են գրանցվում: Լարման մեծացման հետ գրանցված մասնիկների թիվը մեծանում է: Սկսած V_A լարումից հաշվիչը գրանցում է բոլոր լիցքավորված մասնիկները, որոնք հասնում են գազային տարածք:

 $V_A - V_B$ հատվածում ազդանշանների թիվը գրեթե կախված չէ լարումից։ Կախվածության այդ տիրույթը կոչվում է «պլատո», որը հաշվիչի աշխատանքային տիրույթն է։ Հաշվիչի կարևոր բնութագրերից է այստոյի երկարությունը, այսինքն` որքան կարող է փոփոխվել լարումը սնուցման աղբյուրի վրա, որ այն չագրի փորձի արդյունքների վրա: Աշխատանքային լարումը ընտրվում է պյատոյի մեջտեղին մոտ։ Հաշվիչի պլատոն աբսցիսի առանցքի նկատմամբ ունի ոչ մեծ թեքություն` մինչև 5%: Սակայն գործնականորեն կարելի է ընդունել, որ բոլոր իմպուլսները տվյալ լարման դեպքում ունեն միևնույն մեծությունը։ Պլատոյի շեղումը պայմանավորված է մասամբ հաշվիչի զգայական ծավալի աճով և մասամբ կեղծ ազդանշաններով։ Կեղծ ազդանշանները առաջանում են հիմնականում մարման մեխանիզմի խափանման պատճառով։ Օրինակ՝ կաթողին կարող է հասնել գրգռված իներտ գազի ատոմը, որը չեզոքանալով էլեկտրոն է առաջացնում, կամ խարնուրդ գազի իոնը փոքր հավանականությամբ կարող է ֆոտոէլեկտրոն առաջացնել՝ նախքան դիսոցվելը:

 V_B -ից մեծ լրումների դեպքում է նկատվում ազդանշանների թվի կտրուկ մեծացում, ինչը բացատրվում է կեղծ իմպուլսների մեծ թվով: Սովորաբար, եթե հաշվիչն աշխատում է չմարող պարպման տիրույթում (V_c-ից մեծ լարումների դեպքում), նա արագ շարքից դուրս է գալիս՝ այրվում է:

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է ՝

1. Միացնել սարքը և աստիճանաբար մեծացնելով լարումը որոչել, թե ինչ լարման դեպքում Գեյգեր–Մյուլլերի հաշվիչը սկսում է գրանցել: Այդ լարման տակ գրանցել լաբորատորիայի ֆոնային մասնիկների թիվը (գրանցման ժամանակը ընտրել 100 վ): Մեծացնելով լարումը աստիճանաբար (50 Վ քայլով) կատարել լաբորատորիայի ֆոնային մասնիկների թիվի գրանցումներ: Հատուկ ուշադրություն դարձնել պլատոյի վերջում հաշվի կտրուկ մեծացմանը։ Այդ դեպքում դադարեցնել լարման բարձրացումը և անմիջապես իջեցնել այն (քանի որ բազմատոմ գազերը ենթարկվում են դիսոցացիայի, տրոհվում են, խոտորելով մարման պրոցեսը և հաշվիչը շարքից դուրս է գալիս)։

2. Հաշվել յուրաքանչյուր չափման սխալանքը։

3. Նույն չափումները կատարել ռադիոակտիվ աղբյուրի առկայության դեպքում։

4. Ստանալ Գեյգեր – Մյուլլերի հաշվիչի հաշվային բնութագիրը լաբորատորիայի ֆոնային մասնիկների գրանցման և ռադիոակտիվ աղբյուրի առկայության դեպքերի համար։ Պատկերել գրանցված ազդանշանների թվի կախումը հաշվիչին կիրառված լարումից երկու քննարկվող դեպքերի համար մեկ գրաֆիկում։ Հաշվի առնել չափումների սխալանքները։

5. Որոշել հաշվիչի աշխատանքային լարման տիրույթը։

Լաբորատոր աշխատանք 4

ԳԵՅԳԵՐ–ՄՅՈՒԼԼԵՐԻ ՀԱՇՎԻՉԻ ՄԵՌՅԱԼ ԺԱՄԱՆԱԿԻ ԵՎ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Առաջադրանք 1 Գեյգեր–Մյուլլերի հաշվիչի մեռյալ ժամանակի որոշումը

ժամանակային վերջավոր լուծողունակությամբ հաշվիչում հաշվման ո արագությունը ծանրաբեռնվածության աճի հետ միասին աճում է ոչ գծային, և հաշվիչը գերբեռնվում է։ Եթե հաշվիչով անցել է n_0 մասնիկ, ապա դրանցից կգրանցվի միայն *n*-ը և $n_0 > n$ ։ Մեռյալ ժամանակով պայմանավորված չգրանցված մասնիկների թիվը կլինի $n_0 - n$ և $n = n_0(1 - \tau n)$, որտեղից

$$n_0 = \frac{n}{1 - \tau n},\tag{2.4}$$

որտեղ τ -ն մեռյալ ժամանակն է:

Չափման հարաբերական սխալը կլինի

$$\delta = \frac{n_0 - n}{n} = n_0 \tau \approx n\tau : \tag{2.5}$$

Ենթադրենք մեռյալ ժամանակը $\tau = 2 \times 10^{-5}$ վրկ է, բանաձևից պարզ երևում է, որ $n = 100 \frac{\text{húm}}{\text{dp}}$ -ի դեպքում չափման սխալը կազմում է 0.2 %, իսկ $n = 1000 \frac{\text{húm}}{\text{dp}}$ -ի դեպքում 2 %:

Հաշվիչի մեռյալ ժամանակի որոշումը իրագործվում է երկու աղբյուրի միջոցով:

Եթե մի ռադիոակտիվ աղբյուրով ճառագայթելիս 1 վրկ-ում հաշվիչի տիրույթ ընկնում են n_{01} **մասնիկներ**, ապա այս դեպքում հաշվիչը հաշվում է n_1 , իսկ մյուս աղբյուրով ճառագայթելիս **ընկնում է** n_{02} **մասնիկ** ու հաշվում է n_2 մասնիկ, ապա միաժամանակ ճառագայթման ժամանակ երկու աղբյուրներով փորձանմուշից մեկ վայրկյանում ճառագայթում է $n_{01} + n_{02}$ մասնիկ, իսկ գրանցվում է n_{12} :

Քանի որ հաշվիչն ունի au_{d} մեռյալ ժամանակ, ապա `

$$n_1 < n_{01}, n_2 < n_{02}, n_{12} < n_{01} + n_{02}$$
: (2.6)

Այսպիսով՝

$$n_{01} = n_1 + n_1 n_{01} \tau_{\iota}$$
(2.7)

$$n_{02} = n_2 + n_2 n_{02} \tau_{\iota}$$
(2.8)

$$n_{01} + n_{02=} n_{12} + n_{12} (n_{01} + n_{02}) \tau_{\iota'}:$$
(2.9)

Լուծելով հավասարումների այս համակարգը կստանանք՝

$$\frac{n_1}{1 - n_1 \tau_{\iota'}} + \frac{n_2}{1 - n_2 \tau_{\iota'}} = \frac{n_{1,2}}{1 - n_{12} \tau_{\iota'}}$$
(2.10)

Հավասարման լուծումը τ_u -ի նկատմամբ քառակուսային անդամի անտեսմամբ կտա τ_u -ի համար վերջնական արտահայտություն՝

$$\tau_{\iota} = \frac{n_1 + n_2 - n_{1,2}}{2n_1 n_2}:$$
(2.11)

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է ՝

1. Միացնել սարքը և ընտրել Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչին կիրառված լարումը աշխատանքային տիրույթից:

2. Տեղադրել ճառագայթման աղբյուրը հաշվիչից որոշակի հեռավորության վրա և չափել հաշվման արագությունը՝ n_1 : Հաշվման ժամանակն ընտրել այնպես, որ վիճակագրական սխալները չգերազանցեն 0.1-0.3 % :

 Չփոխելով առաջին աղբյուրի դիրքը՝ որոշակի հեռավորության վրա տեղադրել երկրորդ աղբյուրը և չափել միաժամանակյա ճառագայթման հաշվման արագությունը՝ n₁₂:

4. Չփոխելով երկրորդ աղբյուրի դիրքը՝ հեռացնել առաջին աղբյուրը և չափել ո₂ հաշվման արագությունը։

5. Օգտվելով (2.11) բանաձևից՝ հաշվել հաշվիչի մեռյալ ժամանակը:

Առաջադրանք 2 Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչի Էֆեկտիվությունը *Դ-* ճառագայթների գրանցման դեպքում

 γ - քվանտները փոխազդում են նյութի հետ ֆոտոէֆեկտի, կոմպտոն էֆեկտի և զույգերի առաջացման միջոցով, որոնք կրում են հավանական բնույթ։ Ընդ որում` դրանց ընթացքում γ - քվանտները կամ լիովին ոչնչանում են (ֆոտոէֆեկտ, զույգի առաջացում), կամ կորցնում են իրենց էներգիայի զգալի մասը (Կոմպտոնի էֆեկտ)։ Նշված պրոցեսների հավանականությունը կախված է γ - քվանտի էներգիայից։ Նշված բոլոր պրոցեսներն ընթանում են երկրորդային արագ էլեկտրոնների առաջացմամբ։

γ - քվանտների գրանցումը Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչի օգնությանբ հիմնված է էրկրորդային էլեկտրոնների գրանցման վրա: Երկրորդային էլեկտրոնների գերակշռող մասը առաջանում է հաշվիչի պատերում և՝ անցնելով սարքավորման գազով լցված ծավալը, առաջացնում է գրանցվող ազդանշան։ Սակայն Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչը, ինչպես նաև բոլոր այլ գրանցիչները, գրանցում է ընկնող γքվանտների որոշակի մասը։

Հաշվիչի կողմից գրանցված γ - քվանտների N թվի հարաբերությունը հաշվիչի վրա ընկած γ - քվանտների N_{γ} թվին կոչվում է հաշվիչի *սեփական էֆեկտիվություն* և արտահայտվում է տոկոսներով`

$$\varepsilon = \frac{N}{N_{\gamma}} * 100\%: \tag{2.11}$$

Հաշվիչի էֆեկտիվությունը կախված է հաշվիչի պատերի հաստությունից, գազային նյութի տեսակից և գրանցվող ճառագայթների էներգիայից:

Հաշվիչի հաշվման արագության կախվածությունը պատերի հաստությունից պատկերված է նկ. 2.5-ում։



Եկ. 2.5 γ - քվանդների հաշվման արագության կախվածությունը հաշվիչի պատերի հաստությունից։

Ինչպես երևում է նկարից, պատերի փոքր հաստության դեպքում հաշվիչի շ էֆեկտիվությունը փոքր է, քանի որ այս դեպքում պատի ատոմների հետ փոխազդում է ընկնող ֆոտոնների փոքր մասը։ Որքան հաստ է պատը, այնքան բարձր է հաշվիչի էֆեկտիվությունը։ Պատի հաստության հետագա մեծացմանը զուգընթաց էֆեկտիվությունը դանդաղ աճում է մինչև մեծագույն արժեք ընդունելը (B կետ): Երբ պատի հաստությունը գերազանցում է էլեկտրոնների պատի նյութում վազքի երկարությունը, ապա գրանցման էֆեկտիվությունը նվազում է: Դա բացատրվում է նրանով, որ պատում՝ γ - քվանտների փոխազդեցության հետևանքով առաջացած ոչ բոլոր երկրորդային էլեկտրոններն անցնում են գազային ծավալ: Դա հատկապես վերաբերում է այն երկրորդային էլեկտրոններին, որոնք առաջացել են հաշվիչի պատերի արտաքին շերտերում և կլանվել են պատի ներսում։ Այդ պատճառով γ - քվանտների գրանցման համար օգտագործում են այնպիսի հաշվիչներ, որոնց պատերի հաստությունը կարգով համընկնում է պատի նյութում երկրորդային էլեկտրոնների վազքի երկարության հետ։ Այդպիսի հաշվիչների էֆեկտիվությունը կլինի առավելագույնը։

Ռադիոակտիվ իզոտոպի հետ աշխատելիս մեզ հետաքրքրում է միավոր ժամանակում հաշվիչի կողմից գրանցված իմպուլսների բացարձակ ո թիվը: Ակնհայտ է, որ այդ թիվը ուղիղ համեմատական է հաշվիչի վրա ընկնող ֆոտոնների N_γ թվին և հաշվիչի ε էֆեկտիվությանը: Իր հերթին N_γ համեմատական է ռադիոակտիվ իզոտոպի ակտիվությանը՝ A և մեկ միջուկի տրոհման ժամանակ արձակված ֆոտոնների k թվին: Այսպիսով՝

$$n = aAk\varepsilon, \tag{2.12}$$

որտեղ *a*-ն փորձի երկրաչափության հետ կապված գործակից է։ Այն որոշվում է հետևյալ կերպ. $a = \Omega/_{4\pi}$, որտեղ Ω-ն այն մարմնային անկյունն է, որի տակ երևում է հաշվիչը կետային ռադիոակտիվ իզոտոպից (իզոտոպը կետային է համարվում հաշվիչի չափերի հետ համեմատած)։ Տեղադրելով *a* փորձի երկրաչափության հետ կապված գործակիցի արտահայտությունը (2.12)-ում կստանանք

$$n = \frac{\Omega A k \varepsilon}{4\pi} : \tag{2.13}$$

Դիցուք հաշվիչը գտնվում է γ – քվանտների աղբյուրից *r* հեռավորության վրա։ Ընդ որում` հաշվիչի առանցքն ուղղահայաց է հաշվիչի կենտրոնը միացնող ուղղին։ Այդ դեպքում l երկարություն և d տրամագիծ ունեցող հաշվիչի համար (Նկ. 2.6) ω մարմնային անկյունը կորոշվի որպես հաշվիչի երկայնական կտրվածքի՝ ld մակերեսի և r^2 -ի հարաբերություն՝

$$\Omega = \frac{ld}{r^2}$$
: (2.14)

Օգտվելով (2.13) - ից և (2.14) -ից, կստանանք՝

$$\varepsilon = \frac{4\pi r^2 n}{Akld}$$
(2.15)

γ - քվանտների նյութի հետ փոխազդեցության հավանականությունը կախված է γ - քվանտի էներգիայից, հետևաբար տարբեր էներգիաներով γ - քվանտի գրանցման էֆեկտիվությունները չեն համընկնում։ Եթե աղբյուրի միջուկները մեկ տրոհման ժամանակ արձակում են տարբեր էներգիայով ֆոտոններ՝ hv₁, hv₂ ... և հաշվիչի էֆեկտիվությունը այդ էներգիայով ֆոտոնների համար համապատասխանաբար $ε_{\gamma_1}, ε_{\gamma_2} ...$ է, ապա միավոր ժամանակում գրանցված իմպուլսների թիվը կլինի՝

$$n = n_1 \varepsilon_{\gamma 1} + n_2 \varepsilon_{\gamma 2} + \dots, \qquad (2.16),$$

որտեղ n_i -ն միավոր ժամանակում գրանցչի վրա ընկած hv_i էներգիայով ֆոտոնների թիվն է:



Ъц. 2.6. Фпрзр ирићишири шширићрр:

Այս աշխատանքում օգտագործվում է γ - քվանտների ⁶⁰ Co աղբյուրը, որի միջուկները տրոհման մեկ ակտում արձակում են երկու γ քվանտներ՝ ըստ մեծության իրարից քիչ տարբերվող էներգիաներով (1.17 ՄէՎ և 1.33 ՄէՎ), այս դեպքում կարելի է գրել, որ $\varepsilon_{\gamma 1} \approx \varepsilon_{\gamma 2}$: Տեղադրելով (2.15)-ում k = 2 կստանանք՝

$$\varepsilon = \frac{2\pi r^2 n}{Ald}:$$
 (2.17)

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է՝

 Միացնել սարքը և տալ լարումը աշխատանքային տիրույթից:

 Որոշել սենյակի բնական ֆոնը (ընտրել չափման ժամանակը 300 վ):

3. Տեղադրել ⁶⁰Co – ի հայտնի ակտիվությամբ նմուշը բռնիչի մեջ։ (Նմուշի ակտիվությունը 1 մկԿի է)։

4. Չափել γ - ճառագայթների հաշվման արագությունը աղբյուրի և հաշվիչի միջև եղած երեք տարբեր հեռավորությունների դեպքում (ընտրել չափման ժամանակը 300 վ)։ Եթե ֆոնի չափման արդյունքները շատ փոքր են աղբյուրի առկայությամբ չափումների արդյունքներից, հաշվարկի ժամանակ դրանք կարելի է անտեսել։

5. Օգտվելով (2.17) բանաձևից` որոշել Գեյգեր – Մյուլլերի հաշվիչի էֆեկտիվությունը ճառագայթման աղբյուրի – հաշվիչ երեք տարբեր հեռավորությունների համար և հաշվել միջին էֆեկտիվությունը:

Լաբորատոր աշխատանք 5

ՍՑԻՆՏԻԼՅԱՑԻՈՆ ՀԱՇՎԻՉՆԵՐ

Լիցքավորված մասնիկը շարժվելով նյութական միջավայրում փոխազդում է միջավայրի ատոմների կամ մոլեկուլների հետ՝ գրգռում կամ իոնացնում դրանք։ Մասնիկի կորցրած էներգիան հիմնականում անցնում է շրջապատի ատոմների և մոլեկուլների ջերմային էներգիային, սակայն որոշ նյութերում էներգիայի մի մասը վերածվում է տեսանելի լույսի, այսինքն մասնիկի անցումը այդպիսի նյութով ուղղեկցվում է լուսային ազդանշանով` ացինտիլյացիայով, որը կարող է օգտագործվել մասնիկի գրանցման համար:

Սկզբնական շրջանում ռադիոակտիվ ճառագայթման գրանցումը սցինտիլյատորների օգնությամբ կատարվում էր դիտողական մեթոդով (Ռեզերֆորդի հանրահայտ α-մասնիկների ցրման փորձը ոսկու թիթեղի վրա)։ Հետագայում սցինտիլյացիոն հաշվիչները իրենց տեղը զիջեցին Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչներին։ Ֆոտոէլեկտրոնային բազմապատկիչների երևան գալուց ի վեր սինտիլյացիոն մեթոդը վերածնվեց։ Ֆոտոբազմապատկիչների օգնությամբ հնարավոր դարձավ լուսային բռնկումները փոխարինել էլեկտրական իմպուլսների, որոնք կարող են հաղորդվել գրանցող սարքերին։ Հայտնաբերվեցին նոր սցինտիլյացիոն նյութեր։

Սցիտիլյացիոն հաշվիչների ֆիզիկական հատկությունների՝ փոքր ժամանակային լուծողունակության և փոքր ակտիվությունների նկատմամբ մեծ զգայունության, բարձր էֆեկտիվության և բոլոր տիպի մասնիկների գրանցման հնարավորության շնորհիվ ունեն լայն կիրառություն:

Սցինտիլիացիոն հաշվիչները բաղկացած են սցինտիլյատորից, որում գրանցվող մասնիկը լուսարձակում է առաջացնում, ֆոտոէլեկտրոնային բազմապատկիչից (ՖԵՔ), որը լուսային ազդանշանը վերածում է էլեկտրականի և այս ազդանշանը գրանցող էլեկտրոնային համակարգից։



Եկ. 2.7. Սցինտիլյացիոն հաշվիչի գծապատկերը։

Լիզքավորված մասնիկը շարժվելով նյութական միջավայրում գրգրում և իոնացնում է միջավայրի ատոմներն ու մոլեկուլները։ Ապա գրգոման արդյունքում ճառագայթվում են տվյալ նյութին բնորոշ հաճախությամբ ֆոտոններ։ Սովորաբար այս ճառագայթումը կյանվում է նույն նյութում՝ ճառագայթման և կյանման սպեկտրները համընկնում են։ Արդյունքում, լիզքավորված մասնիկի էներգիան վերածվում է ջերմային տատանումների էներգիայի: Սակայն որոշ նյութերում՝ սզինտիլյատորներում, ճառագայթման և կյանման սպեկտրները չեն համընկնում և գրգռված վիճակից ցածր էներգետիկ վիճակների անցումը ուղեկցվում է լուսային ազդանշանով։ Այսպիսով, սցինտիլյատորը փոխակերպում է իր միջով անցնող մասնիկի էներգիան մեծ քանակությամբ փոքր էներգիաներով γ-քվանտների: Այդ ֆոտոնները առաքվում են հավասարապես բոլոր ուղղություններով, դրանց մի մասը ընկնում է ֆոտոէլեկտրոնային բազմապատկիչ (ՖԷՔ)։ Նկ. 2.7-ի գծապատկերում բերված է սցինտիլյացիոն հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքը։ Քանի որ ֆոտոբազմապատկիչը շատ զգայուն է լույսի նկատմամբ, այն սզինտիլյատորի հետ միասին տեղավորվում է պաշտպանիչ պատյանի մեջ։ Այս դեպքում ֆոտոբազմապատկիչների ելքում ստացված ազդանշանները պայմանավորված են միայն լիզքավորված մասնիկի և սցինտիլյատորի փոխագրեցության արդյունքում առաջացած ֆոտոններով։

Սխեմատիկորեն սինտիլյացիոն դետեկտորի աշխատանքը կարելի է բաժանել հինգ փուլի. 1. Գրանցվող մասնիկը սցինտիլյացիոն նյութում շարժվելիս աստիճանաբար կորցնում է իր էներգիան։

 Մասնիկի կորցրած էներգիայի մի մասը լուսարձակում (սցինտիլյացիա) է առաջացնում:

3. Լույսի մի մասը հավաքվում է ՖԷՔ-ում։

4. ՖԷՔ-ի ֆոտոկաթողին հասած ֆոտոնները ֆոտոէլեկտրոններ են առաջացնում։

5. Էլեկտրոնների թիվը կտրուկ աճում` բազմապատկվում է ՖԷՔ-ում, ինչը հնարավորություն է տալիս գրանցել ազդանշանը։

Յուրաքանչյուր փուլում պրոցեսները կրում են հավանական բնույթ, ինչը ազդում է ֆոտոբազմապատկիչի ելքում ձևավորված ազդանշանի վրա:

Սցինտիլյատորներ

Սցինտիլյացիոն հաշվիչի որակը և նրա կիրառման տիրույթը պայմանավորված է սցինտիլյացիոն նյութի հատկություններով։ Սցինտիլյատորի կարևորագույն բնութագրերից մեկը կոնվերսիայի հատկությունն է կամ **կոնվերսիայի էֆեկտիվությունը**։ Այն ցույց է տալիս թե սցինտիլյատորի կողմից կլանված էներգիայի որ մասն է վերածվում լուսային էներգիայի՝

$$\varepsilon = \frac{E_{\not}}{E_{w}}, \qquad (2.19)$$

որտեղ E_w -ն նյութում մասնիկի կողմից կորցրած էներգիան է, E_{β} -ն լուսային ազդանշանի էներգիան է:

Սցինտիլյատորի կողմից առաքված ֆոտոնների թիվը^a *n*, կորոշվի *լուսային ազդանշանի էներգիա / մեկ ֆուրոնի էներգի*ա հարաբերությամբ՝

$$n = \frac{E_{\$}}{h\nu}.$$
 (2.20)

Լուսային ելք կոչվում է որոշակի էներգիայի կլանման դեպքում (սովորաբար 1 ՄէՎ) առաջացած ֆոտոնների թիվը։ 50-70 հազար ֆոտոնի առաջացումը կլանված 1 ՄԷՎ էներգիայի դեպքում համարվում է մեծ լուսային ելք։

Սցինտիլյատորի մեկ այլ կարևոր բնութագիր է լուսային էներգիայի առաքման ժամանակը։ Մասնիկը սցինտիլյացիոն նյութի մեջ ընկնելուց հետո, այնտեղ գրգռված ատոմների կուտակում է առաջանում։ Քանի որ գրգռված ատոմների թիվը մասնիկի արգելակմանը զուգընթաց աճում է, ապա ճառագայթման ինտենսիվությունը նույնպես աճում է և մասնիկի կանգառից առաջ հասնում է առավելագույն արժեքին։ Այդ պատճառով լույսի առաքման ինտենսիվության առավելագույն արժեքը դիտվում է t_0 վրկ հետո, որը հավասար է սցինտիլյացիոն նյութում մասնիկի արգելակման ժամանակին։ Լույսի ինտենսիվության փոփոխությունը $t > t_0$ ժամանակում տեղի է ունենում

$$I = I_0 e^{-t/\tau}$$
(2.21)

օրենքով, որտեղ t-ն նյութում մասնիկի շարժման ժամանակն է, իսկ τ -ն հաստատուն մեծություն է, որը որոշվում է գրգռված ատոմների կյանքի միջին տևողությամբ և կոչվում է սցինտիլյատորի *լուսարչակման ժամանակ* (Եկ. 2.8):



Եկ. 2.8. Լույսի ինդենսիվության կախվածությունը ժամանակից։

Lphվ լուսարձակման համար պահանջվում է $3 \div 5\tau$ ժամանակ։ Տարբեր սցինտիլյատորների լուսարձակման ժամանակները փոխվում են մեծ միջակայքերում՝ 10^{-9} -ից մինչը 10^{-5} վրկ։ Որքան փոքր է սցինտիլյատորի լուսարձակման ժամանակը, այնքան կարճ է ֆոտոբազմապատկիչում առաջացած հոսանքի իմպուլսի տևողությունը։ Լուսային բռնկման տևողությունը նշանակալից չափով կախված է սինտիլյացիոն պրոցեսի մեխանիզմից։

Uցինտիլյատորների հատկությունները հիմնականում որոշվում են գրգոման և լուսարձակման մեխանիզմներով և բաժանվում են երկու դասի.

1. Անօրգանական բյուրեղներ՝ NaI, CsI, LiI, որոնք հարստացված են տալիումով (Tl), Cd(W O_4), $Bi_2Ce_3O_3$, ինչպես նաև որոշ ապակիների տեսակներ, գազեր:

2. Օրգանական բյուրեղներ՝ անտրացեն $(C_{14}H_{10})$, նավթալին $(C_{10}H_8)$ և այլն, պլաստիկներ, հեղուկ սցինտիլյատորներ։

Տալիումով հարստացված նատրիումի յոդիտը NaI(Tl) ամենատարածված սցինտիլյատորներից մեկն է: Բոլոր հայտնի սցինտիլյատորներից, բացառությամբ ZnS(Ag)-ի, NaI(Tl)-ը ունի ամենամեծ լուսային ելքը:

Ներկայումս նատրիում յոդիտի մենաբյուրեղները աճեցվում են մեծ չափերի (700մմ տրամագծով)։ NaI(Tl) բյուրեղներն ունեն իրենց արձակած ճառագայթման նկատմամբ մեծ թափանցելիություն, որը նույնպես սցինտիլյատորի կարևորագույն բնութագրերից է։ Քանի որ NaI(Tl)-ի բյուրեղները հիդրոսկոպիկ են (ջուր կլանալու հատկություն ունեն), նրանց միշտ պետք է ծրարված պահել և պահպանել խոնավությունից։

Օրգանական մեծաթիվ սցինտիլյատորներից առավել մեծ տարածում ունեն ստիլբենը ($C_{14}H_{12}$) և անտրացենը ($C_{14}H_{10}$)։ Անտրացենը օրգանական սցինտիլյատորների մեջ ունի ամենամեծ կոնվերսիոն էֆեկտիվությունը (~ 0.04)։ Ջերմաստիճանի նվազման հետ (-70[°] C) էֆեկտիվությունը աճում է, դառնում 6%։ Անտրացենը ամուր բյուրեղ չէ և ջերմաստիճանի կտրուկ փոփոխությունից ճաքում է։

Աղյուսակ 2.1-ում բերված են որոշ անօրգանական սցինտիլյատորների բնութագրական պարամետրները։

Цпјпішиц 2.1

Սցինտիլյատոր	Խտությունը	ճառագայթման	1 ՄէՎ-ին ընկնող	
	$\rho (q/uu^3)$	ժամանակը (մկվ)	ֆոտոնների քանակը	
NaI(Tl)	3.67	0.23	$4*10^{4}$	
LiI(Eu)	4.06	1.3	$1.4*10^4$	
CsI(Tl)	4.51	1.0	$5.5*10^4$	
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	7.13	0.35	$2.8*10^{3}$	
BaF ₂	4.9	0.62	$6.5*10^{3}$	
CeF ₃	6.16	0.03	$\approx 5*10^3$	
GSO	6.71	≈0.05	$\approx 10^4$	

Որոշ անօրգանական սցինդիլյադորների բնութագրական պարամեդրեր

Ֆոտոէլոկտրոնային բազմապատկիչ

Ֆոտոէլեկտրոնային բազմապատկիչը (ՖԷՔ) թույլ է տալիս լուսային ազդանշանները ձևափոխել էլեկտրականի` հիմնվելով ֆոտոէֆեկտի և երկրորդային էլեկտրոնային էմիսիայի երևույթի վրա։

Ֆոտոէլեկտրոնային բազմապատկիչը բաղկացած է ֆոտոկաթոդից, ֆոկուսացնող համակարգից, մի քանի առաքիչներից (էմիտերներից) և անոդից (Եկ. 2.9): Ֆոտոբազմապատկիչի էլեկտրոդները գտնվում են բարձր վակուումով անոթում: Էմիտերները և անոդը մետաղական են: Էմիտերները պատված են էլեկտրոնների փոքր ելքի աշխատանք ունեցող նյութերով: Առաջին էլեկտրոդը անոթի ներքին մակերևույթին բարակ կիսաքափանցիկ նյութով նստեցված ֆոտոկաթոդն է: Բարձր լարման աղբյուրից, լարման բաշխիչի միջոցով էմիտերների միջև հաղորդվում է պոտենցիալների տարբերություն: $R_1, R_2, R_3.....R_n$ լարման բաշխիչի օգնությամբ ֆոտոկաթոդի նկատմամբ յուրաքանչյուր էմիտերին տրված լարումը աճում է նալարդի հետ համեմատած 50-100 Վ:



Նկ. 2.9. ՖԵՔ-ի գծապատկերը։ 1-ֆուրոկաթող, 2- ֆոկուսացնող համակարգ, 3-դիաֆրագմա, 31-38- էմիտերներ, A-անող, R1-R11-լարման բաշխիչներ։

ՖԷՔ-ը բնութագրվում է *քվանդային էֆեկտիվությամբ* (մեկ ֆոտոնի կողմից առաջացրած էլեկտրոնների միջին քանակը) և *սպեկտրալ զգայունությամբ։* Քվանտային էֆեկտիվությունը կախված է ալիքի երկարությունից (Նկ. 2.10)։ Օրինակ ՝ բիալկալիական կաթոդի (Cs+K+Sb) քվանտային էֆեկտիվությունը ~20% է 400 նմ ալիքի երկարության դեպքում։



Ъկ. 2.10. Рիшլկшլիшկшն կшәппһ (Cs+K+Sb) քվшնդшյին էֆեկդիվпւթյпւնը` կшիսվшծ шլիքի երկшրпւթյпւնից:

Ughնտիլյատորում առաջացած լույսի քվանտերը ընկնում են ֆոտոկաթոդի վրա և առաջացնում են ֆոտոէլեկտրոններ։ Երբ ՖԵՔին տրվում է լարում, ֆոտոկաթոդից պոկված էլեկտրոնները էլեկտրական դաշտում արագացվում և ֆոկուսացվում են առաջին առաքիչի (էմիտերի) վրա։ Յուրաքանչյուր ֆոտոէլեկտրոն՝ ընկնելով առաքիչի (էմիտերի) վրա։ Յուրաքանչյուր ֆոտոէլեկտրոն՝ ընկնելով առաքիչի վրա, նրա մակերևույթից պոկում է ինչ որ քանակի երկրորդային էլեկտրոններ։ Այս էլեկտրոնները արագացվում և ուղղորդվում են դեպի հաջորդ առաքիչը, որից նույնպես պոկում են երկրորդային էլեկտրոններ։ Ելեկտրոնների բազմացման այդ պրոցեսը շարունակվում է մյուս առաքիչների վրա, որոնք նախորդի նկատմամբ ունեն ավելի բարձր պոտենցիալ։ Այսպիսով, էլեկտրոնների թիվը հեղեղային ձևով աճում է։ Երկրորդային էմիսիայի գործակիցը կամ ուժեղացման գործակիցը՝ k-ն որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$k = \theta \sigma^n, \tag{2.22}$$

որտեղ θ -ն մեկից փոքր գործակից է, պայմանավորված առաջին առաքիչի վրա ոչ լրիվ հավաքված էլեկտրոններով։ Էլեկտրոնների լրիվ հավաքվելու դեպքում $\theta = 1: \sigma$ -ն երկրորդային էմիսիայի գործակիցն է, ո-ը՝ էմիտերների քանակը։ ՖԷԲ-ի ուժեղացման գործակիցը երբեմն հասնում է $10^9 - 10^{11}$:

ՖԷՔ-ի լարման բաշխիչն ընտրվում է այնպես, որ տվյալ Ս_ո լարման դեպքում ուժեղացման գործակիցն ամենամեծը լինի: Լարման մեծացմանը զուգընթաց նկատվում է ուժեղացման գործակցի կտրուկ աճ: Այսպիսի աճը պայմանավորված է երկրորդային էմիսիայի գործակցի աճով:

Հաշվի առնելով այն հանգամանքը, որ ֆոկուսացումը թույլ է կախված լարման բաշխիչի վրա կիրառված U_n լարումից, կարելի է ստանալ ուժեղացման գործակցի համար արտահայտություն։ Երկրորդական էմիսիայի գործակցի համար փոքր լարումների դեպքում կարելի է գրել՝

$$\sigma = AUe^{-U/U_0},\tag{2.23}$$

որտեղ U- հարևան էմիտերների միջև կիրառված միջին արագացնող լարումն է, A-ն և U_0 -ն հաստատուներ են, որոնք որոշվում են էմիտերի ծածկույթի հատկություններով (օրինակ՝ ՖԷՔ 93-ի համար $U_0 \cong 600$ Վ): (2.23)-ը (2.22)-ի մեջ տեղադրելով կստանանք

$$k = A^n \,\theta U^n \, e^{-n \frac{U}{U_0}} \tag{2.24}$$

կամ

$$lnk = C + n \left(lnU - \frac{U}{U_0} \right), \qquad (2.25)$$

որտեղ C-ն հաստատուն է։

Եթե ֆոտոբազմապատկիչին կիրառված լարումը մեծ չէ (≤ 1000 Վ) ապա $\frac{U}{U_0} \ll lnU$ և գծային մոտավորությամբ կարելի է համարել, որ և lnk –ո ուղիղ համեմատական է lnU-ին, և համեմատականության գործակիցը հավասար է էմիտերների թվին` ո: Քանի որ U ~ U_n, ապա $lnk \sim lnU_n$, այսինքն աշխատանքային տիրույթում ուժեղացման գործակիցը գծային ֆունկցիա է ՖԵՔ-ի վրա կիրառված լարումից:

Ուժեղացման գործակցի խիստ կախվածությունը կիրառված լարումից դնում է բարձր պահանջներ ՖԷՔ-ի սնող աղբյուրի կայունության վրա:

Քանի որ ուժեղացման գործակիցը կախված է նաև առաքիչների թվից (2.25), ապա կարելի է ասել, որ ՖԷՔ-ում անոդի վրա հավաքված լիցքի մեծությունը համեմատական է ֆոտոկաթոդի վրա ընկած լույսի ինտենսիվությանը:

Այն դեպքում, երբ ֆոտոկաթոդի վրա ընկած լույսի հոսքը նշանակալից մեծ է, անոդի վրա եկող լիցքի մեծությունը հագեցման է հասնում, և գծայնությունը ՖԷՔ-ում խախտվում է։

ՖԵԲ-ի գծայնությունը խախտվում է այն դեպքում, երբ անոդին հասած լիցքը փոխում է նրա պոտենցիալն այնքան, որ փոփոխությունը համեմատական է անոդի և վերջին առաքիչի միջև կիրառված պոտենցիալների տարբերությանը։ Այդ իսկ պատճառով վերջին առաքիչների վրա դրվում են հողակցվող ունակություններ։ Երբ լույսի հոսքի բացակայության դեպքում ՖԵԲ-ում հոսանք է անցնում, այն անվանում են ՖԷՔ-ի «ստվերային հոսանք» կամ «աղմուկ»: Աղմուկային հոսանքը պայմանավորված է.

1. առաքիչների և ֆոտոկաթոդի սառը էլեկտրոնային էմիսիայով,

2. դաշտի մեծ գրադիենտի հետևանքով հնարավոր էլեկտրոնային էմիսիայի միջոցով հոսանքի առաջացմամբ։

ՖԵԲ-ում տեղի ունի նաև օպտիկական և իոնային հակադարձ հոսանք։ Օպտիկական հակադարձ հոսանքն առաջանում է այն դեպքում, երբ ֆոտոկաթոդի վրա ընկնում են ֆոտոններ, որոնք առաջացել են առաքիչների գրգռված ատոմների ապագրգռումից։ Իոնային հակադարձ հոսանքը պայմանավորված է ՖԵԲ-ում ոչ իդեալական վակումով։ Ելեկտրոնների հոսքը կարող է իոնացնել մնացորդային գազի ատոմները, որոնք կարող են բախվել ֆոտոկաթոդին կամ առաքիչներին և նրանցից պոկել էլեկտրոններ։ Այդ էլեկտրոններն առաջացնում են նոր էլեկտրոնային հեղեղներ, որոնք ուղեկցում են հիմնական իմպուլսին։

Առաջադրանք 1 Սցինտիլյացիոն հաշվիչի օպտիմալ աշխատանքի լարման տիրույթի որոշում

Հետազոտվող ռադիոակտիվ աղբյուրից առաջացած ազդանշաններից բացի հաշվիչում գրանցվում են նաև աղմուկով պայմանավորված ազդանշաններ։ Աղմուկով պայմանավորված ազդանշանները լիցքավորված մասնիկների, γ-քվանտների, ինչպես նաև թույլ հոսանքների գրանցման ժամանակ պետք է բացառել:

ՖԷՔ-ի աղմուկից բացի, նկատի պետք է ունենալ, որ կոսմիկական ճառագայթները, լաբորատորիայում գտնվող կողմնակի աղբյուրների ռադիոակտիվ ճառագայթումները ՖԷՔ-ում որոշակի թվով գրանցումներ են առաջացնում (ֆոն):

Գրանցված ազդանշանի մեծությունը խիստ կախված է ՖԷՔ-ի առաքիչների վրա կիրառված լարումից։ Առաքիչների վրա կիրառված արագացնող պոտենցիալների տարբերության մեծացմանը զուգընթաց աճում է առաքիչների մակերևույթից պոկված երկրորդային էլեկտրոնների թիվը, հետևաբար ՖԵՔ-ի ուժեցացման գործակիցը։ Այդ իսկ պատճառով ՖԵՔ-ին կիրառված լարման մեծացումը հանգեցնում է գրանցվող ազդանշանի մեծացմանը։ Յուրաքանչյուր ՖԵՔ-ի համար անհրաժեշտ է որոշել աշխատանքի օպտիմալ լարման տիրույթը։

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է ՝

1. Միացնել սարքը և դրանից մոտ 20 սմ հեռավորության վրա տեղադրել γ-ճառագայթների աղբյուրը։

2. ՖԷԲ -ի բաշխիչի վրա աստիճանաբար փոխել լարումը՝ 800 – 1800 Վ տիրույթում, 100 Վ քայլով և յուրաքանչյուր լարման դեպքում գրանցել արդյունքները:

3. Կառուցել ստացված N ազդանշանների թվի կախվածությունը ՖԵՔ-ի վրա կիրառված U_k լարումից: Գրաֆիկի կառուցումը կատարել լոգարիթմական մասշտաբով, այսինքն՝ կառուցել $lgN = f(U_k)$ կախվածությունը:

4. Կատարել նմանատիպ չափումներ ֆոնային ազդանշանների համար և $\lg N_{bni} = f(U)$ կախվածությունը բերել նախորդի հետ նույն գրաֆիկի վրա:

Առաջադրանք 2 γ - քվանտների գրանցման էֆեկտիվության որոշում

Հաշվիչի կողմից գրանցված γ - քվանտների N թվի հարաբերությունը աղբյուրից առաքված γ - քվանտների N_{γ} թվին անվանում են հաշվիչի *բացարչակ էֆեկտիվություն*։ Տոկոսներով արտահայտված բացարձակ էֆեկտիվությունը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\varepsilon_{pugup \Delta ulj} = \frac{N_{qpubg qlub}}{N_{unupq lub}} * 100\%:$$
(2.27)

 γ - քվանտների նյութի հետ փոխազդեցության հավանականությունը կախված է դրանց էներգիայից, հետևաբար տարբեր էներգիաներով γ - քվանտների գրանցման էֆեկտիվությունները չեն համընկնում։ Ռադիոակտիվ միջուկը տրոհման արդյունքում կարող է ճառագայթել մի քանի γ - քվանտներ տարբեր I_γ ինտենսիվությամբ։

Հայտնի A ակտիվությամբ ռադիոակտիվ աղբյուրի առկայության դեպքում դետեկտորի բացարձակ էֆեկտիվությունը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\varepsilon = \frac{N}{AI_{\gamma}k},\tag{2.28}$$

որտեղ N-ը` գրանցված ազդանշանների թիվն է մեկ վայրկյանում, A-ն` ռադիոակտիվ աղբյուրի ակտիվությունը չափման պահին, I_{γ} -ն` աղբյուրից առաքված γ -ճառագայթների ինտենսիվությունը, k-ն` γ -քվանտների կլանման գործակիցն է օդում և դետոկտորի պատյանում:

Հաշվիչի կողմից գրանցված γ - քվանտների N_{գրանցված} թվի հարաբերությունը, դրա վրա ընկած γ - քվանտների N_{ընկած} թվին անվանում են հաշվիչի *աեփական էֆեկտիվություն*`

$$\varepsilon_{u \dot{\nu} d \mu u \dot{\mu} u \dot{\mu} u} = \frac{N_{q \mu u \dot{\nu} d q u \dot{\nu}}}{N_{p \dot{\nu} d \mu u \dot{\nu}}} * 100\%:$$
(2.29)

Քացարձակ և սեփական էֆեկտիվությունների կապը հետևյալն է՝

$$\varepsilon_{pugup \Delta ul j} = \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon_{u b i j u l j u l j u l j}, \qquad (2.30)$$

որտեղ Ω-ն դետեկտորի մարմնային անկյունն է աղբյուրի նկատմամբ:

¹³⁷Cs γ-ճառագայթների աղբյուրը տրոհման մեկ ակտում արձակում է մեկ γ - քվանտ 0.6617 ՄէՎ էներգիայով և 85.1% ինտենսիվությամբ (տե՛ս նկ. 2.10)։ Այս դեպքում կարելի է (2.28) բանաձևի օգնությամբ հաշվել դետեկտորի բացարձակ էֆեկտիվությունը, եթե աղբյուրի ակտիվությունը հայտնի է։



Եկ. 2.10. ¹³⁷Cs ռադիոիզուրոպի ւրրոհման սխեման։

 60 Co γ-ճառագայթների աղբյուրը տրոհման մեկ ակտում արձակում է երկու γ-քվանտներ՝ ըստ մեծության իրարից քիչ տարբերվող էներգիաներով (1.17 ՄէՎ և 1.33 ՄէՎ) և մոտ 100% ինտենսիվությամբ (տես նկ 2.11): Այս դեպքում կարելի է գրել, որ ε_{γ1} ≈ ε_{γ 2}, այսինքն (2.28) բանաձևի հայտարարում ավելացնել 2, և 1.17–1.33 ՄէՎ էներգիայով γ-ճառագայթների գրանցման դեպքում հաշվել դետեկտորի բացառձակ էֆեկտիվությունը, եթե աղբյուրի ակտիվությունը հայտնի է:



Նկ. 2.11. ⁶⁰Co ռադիոիզուրոպի ւրրոհման սխեման:

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է ՝

1. Միացնել սարքը և ՖԷՔ -ին տալ աշխատանքային լարում (1500 Վ)։

2. Դետեկտորից 3 սմ հեռավորության վրա տեղադրել ¹³⁷Cs աղբյուրը։

3. Չափել հաշման արագությունը` միավոր ժամանակում գրանցված ազդանշանների թիվը։ Չափման տևողությունը 300 վ:

4. Հեռացնել աղբյուրը և չափել սենյակի ֆոնը։ Արդյունքները հաշվի առնել աղբյուրի առկայությամբ չափումներում։

5. Օգտվելով (2.28) բանաձևից ստանալ 0.6617 ՄէՎ էներգիայով γ-ճառագայթների գրանցման դեպքում NaI(Tl) դետեկտորի բացարձակ էֆեկտիվությունը։ Ընդունել, որ k = 0.93, Iγ = 0.851, A = 0.5 մկԿի։ (1Կի = $3.7 \cdot 10^{10}$ Բք)։

6. Դետեկտորից 3 սմ հեռավորության վրա տեղադրել ⁶⁰Co աղբյուրը։

7. Չափել հաշվման արագությունը` միավոր ժամանակում գրանցված ազդանշանների թիվը։ Չափման տեողությունը 300 վ։

8. Հեռացնել աղբյուրը և չափել սենյակի ֆոնը։ Արդյունքները հաշվի առնել աղբյուրի առկայությամբ չափումներում։

9. Օգտվելով (2.28) բանաձևից ստանալ 1.250 ՄէՎ էներգիայով γ-ճառագայթների գրանցման դեպքում NaI(Tl) դետեկտորի բացարձակ էֆեկտիվությունը։ Ընդունել, որ k = 0.95, Iγ = 1, A = 1 մկԿի։ (1Կի = $3.7 \cdot 10^{10}$ Բք):

ՄԱՍ 3 ԻՈՆԱՑՆՈՂ ճԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ՆՅՈՒԹԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Լիցքավորված մասնիկների նյութի հետ փոխազդեցության առանձնահատկությունները

Իոնացնող ճառագայթները (լիցքավորված ու էլեկտրաչեզոք տարրական մասնիկներ, քիմիական տարրերի ամբողջությամբ կամ մասնակի իոնացված ատոմներ) ունեն գծային և տարածական փոքր suchthing α such the substitution of the su ծավալային չափերը՝ 10^{-42} մ³: Այդ իսկ պատճառով, դրանց անմիջական դիտումները հնարավոր չէ իրականացնել անգամ ամենահգոր օպտիկական և էլեկտրոնային մանրադիտակների օգտագործմամբ (այդ սարքավորումների միջոցով հնարավոր է դիտել միկրոմասնիկները, որոնց գծային չափերը գերազանցում են 10^{-10} մ): Հետևաբար՝ ֆիզիկական հետազոտություններում իոնացնող ճառագայթների հատկությունների մասին տեղակություն ստազվում է նյութական միջավայրի հետ դրանց փոխազդեզությունների շնորհիվ։ Փոխազդեզությունները հանգեցնում են փոքր ժամանակահատվածներում նյութական միջավալրի միկրոսկոպիկական փոքր ծավալներում կարճատև փոփոխությունների, որոնք ուղեկցվում են լուսային հոսքի առաքումով, էլեկտրական ու ակուստիկական իմպուլսների առաջացմամբ, որոշ դեպքերում նաև միկրոսկոպիկական մասշտաբներով նյութի ագրեգատային վիճակի փոփոխություններով։ Մակրոսկոպիկական չափիչ-գրանցիչ սարքերի միջոցով դիտվող հենց այդ փոփոխությունները թույլ են տայիս տեղեկություններ ստանալ նյութական միջավայրի հետ իոնագնող ճառագայթների փոխագրեգությունների մասին:

Հիմնարար 4 տիպի փոխազդեցություններից (գրավիտացիոն, էլեկտրամագնիսական, ուժեղ և թույլ) գրավիտացիոն փոխազդեցությունները տարրական մասնիկների փոքր զանգվածների պատճա-

ռով անտեսվում են (որպես օրինակ նշենք, որ միևնույն հեռավորության վրա գտնվող երկու պրոտոնների միջև գործով էլեկտրաստատիկական փոխազդեցության ուժը 10³⁶ անգամ գերազանցում է որանց միջև գործող գրավիտացիոն փոխացրեցության ուժին)։ Մնացած 3 տիպի փոխազդեցություններից էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների միջոցով են ստանում տարրական մասնիկների և իոնացնող ճառագայթների բնութագրերի և հատկությունների մասին տեղեկություններ։ Էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների շնորհիվ նյութական միջավայրում տեղի է ունենում մասնիկների էներգիայի անմիջական փոխակերպում էներգիայի այնպիսի տեսակների, որոնք իրենց բնույթով համապատասխանում են այս կամ այն տիպի մակրոսկոպիկական չափիչ սարքերի ֆունկցիոնալ հնարավորություններին, իսկ հզորազումից հետո դրանք հասանելի են դառնում նաև չափիչ սարքերի զգայունության տիրույթին (այդ մասին ավելի մանրամասն մեկնաբանություն կտրվի մասնիկների գրանցման մեխանիզմներն ուսումնասիրելիս):

Թույլ և ուժեղ փոխազդեցություններն անմիջականորեն մասնակցություն չունեն մասնիկների հոսքերի կլանման և գրանցման պրոցեսներում։ Թույլ փոխազդեցությունների շնորհիվ միջուկների և տարրական մասնիկների տրոհումների և միմյանց հետ բախումների արդյունքում առաջանում են լիցքավորված մասնիկներ և չեզոք մասնիկներ (նեյտրինո)։ Լիցքավորված մասնիկներն անմիջականորեն գրանցվում են նյութի հետ փոխազդեցությունների շնորհիվ, իսկ նեյտրինոն՝ միջնորդավորված։

Նմանատիպ մեխանիզմով միջնորդավորված են նաև ուժեղ փոիազդեցությունները։ Օրինակ՝ նեյտրոնն անմիջականորեն չի մասնակցում ատոմների իոնացման պրոցեսին, սակայն միջավայրի ատոմային միջուկների հետ փոխազդեցությունների արդյունքում առաջացած լիցքավորված մասնիկները էլեկտրամագնիսական փոիազդեցությունների մեջ են մտնում նյութի հետ և գրանցվում՝ տեղեկություն բերելով տվյալ նյութական միջավայրով նեյտրոնների անցման վերաբերյալ:
Նյութական միջավայրով լիցքավորված մասնիկների անցումն ուղեկցվում է էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություններով։ Մասնիկների կինետիկ էներգիան ծախսվում է դրանց հետագծի երկարությամբ և հետագծի շուրջը բաշխված ատոմների գրգռման և իոնացման վրա։ Վերջինս նյութական միջավայրում լիցքավորված մասնիկների էներգիայի կորուստի հիմնական պատճառն է։

Լիցքավորված մասնիկների (պրոտոններ, α-մասնիկներ, իոննոր, մեզոններ և այլն) և էլեկտրոնների տեսակարար իոնացման կորուստների ռելյատիվիստիկական ամբողջական տեսությունը ստեղծվել է Բեթեի և Բլոիսի կողմից (հավելված 3.1)։ Համաձայն Բեթե–Բլոիսի տեսության` տեսակարար իոնացման կորուստները ծանր լիցքավորված մասնիկների համար արտահայտվում են հետևյալ բանաձևով`

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} Zn \left[ln \frac{2m_e v^2}{l (1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right],$$
(3.1)

որտեղ z - μ և $\beta = v/c$ մասնիկի լիցքը և հարաբերական արագությունն են,

Z - *ը* միջավայրի կարգաթիվը,

*n-*ը` ատոմների խտությունը (միավոր ծավալում ատոմների թիվը),

I-ն` իոնացման պոտենցիալը,

δ-ն` խտության պարամետրը (բնութագրում է թե ինչքանով է էկրանավորվում ընկնող մասնիկի լայնական էլեկտրական դաշտը ատոմային էլեկտրոնների լիցքերի խտությունից կախված),

 $U\text{-}\mathfrak{G}` K$ և L թաղանթների կապի էներգիան հաշվի առնող պարամետրը:

Թեթև լիցքավորված մասնիկների (էլեկտրոնների և պոզիտրոնների) դեպքում (3.1) բանաձևը փոքր ինչ այլ տեսք ունի, ինչը պայմանավորված է փոխազդող նույնատիպ մասնիկների քվանտամեխանիկական փոխանակային էֆեկտները հաշվի առնելու անհրաժեշտությամբ:

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{hnh} = \frac{2\pi e^4}{m_e v^2} Zn \left[ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2_{hnh}(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) ln^2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right],$$
(3.2)

որտեղ $E = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_e c^2$ – էլեկտրոնի ռելյատիվիստիկ կինետիկ էներգիան է։

Ոչ ռելյատիվիստիկ դեպքում բանաձևը ունի ավելի պարզ տեսք՝

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{hnli} = \frac{4\pi e^4}{m_e v^2} Zn \ln \frac{m_e v^2}{2I}.$$
(3.3)

Ուլտրառելյատիվիատիկ դեպքում ($E_{lhubanhl} \gg m_e c^2$) բանաձևը ստանում է հետևյալ տեսքը՝

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{lnh} = \frac{4\pi e^4}{m_e v^2} Zn \left[ln \frac{E^2}{2l^2} \sqrt{1-\beta^2} + \frac{1}{8} \right]:$$
(3.4)

Լիցքավորված մասնիկների վազքի երկարությունը նյութական միջավայրում

«Վազքի երկարություն» հասկացության տակ հասկանում ենք նյութական միջավայրում մասնիկի անցած այն ճանապարհը, որի վրա մասնիկն իոնացման կորուստների մեխանիզմով կորցնում է իր լրիվ կինետիկ էներգիան և անցնում «դադարի վիճակի»։ Այսինքն՝ անցնում է միջավայրի ատոմների հետ ջերմային հավասարակշոության վիճակի և կատարում քաոսային շարժում մինչև վերալիցքավորվելը (միջավայրից լիցք վերցնելը կամ միջավայրին լիցք փոխանցելը):

(3.2) – (3.4) բանաձևերն օգտագործվում են ոչ միայն լիցքավորված մասնիկների տեսակարար իոնացման կորուստները հաշվելու, այլ նաև նյութական միջավայրում դրանց վազքի երկարությունը հաշվելու համար: Այդ նպատակով կատարվում է նշված առնչությունների ինտեգրում մասնիկների շարժման էներգիաների $E_{min} < E$ $< E_{max}$ տիրույթում, որտեղ E_{max} -ը համապատասխանում է միջավայր մասնիկի մուտք գործելուն, E_{min} = 0 (մասնիկը կանգ է առել միջավայրում)

$$R = \int_{0}^{R} dx = \int_{E_{0}}^{0} \frac{dE}{(-\frac{dE}{dx})} = \int_{0}^{E_{0}} \frac{dE}{\frac{dE}{dx}},$$
(3.5)

որտեղ *R*-ը վազքի երկարությունն է։ Բանաձևից երևում է, որ ինչքան մեծ է մասնիկի էներգիան, այնքան երկար է դրա վազքի երկարությունը։

Միջավայրում մասնիկների վազքի երկարությունների ճշգրիտ հաշվումների համար (3.5) բանաձևում ինտեգրում կատարելու համար ոչ ռելյատիվիստիկական դեպքերում պետք է օգտվել տեսակարար իոնացման կորուստների Բորի բանաձևից, իսկ ռելյատիվիստիկական դեպքերի համար Բեթե–Բլոխի ռելյատիվիստիկական բանաձևերից (տես հավելված 3.1)։ Մակայն դրանք ունեն բարդ տեսք։

Սույն աշխատանքում կօգտվենք փորձարարական միջուկային ֆիզիկայում մասնիկների՝ մասնավորապես α և β-մասնիկների, վազքի երկարությունների հաշվման համար լայն կիրառություն ստացած որոշ պարզ էմպիրիկ բանաձևերից, որոնք անմիջական կապ են հաստատում այդ մասնիկների կինետիկ էներգիաների և դրանց վազքի երկարությունների միջև։

Հավելված 3.1

Լիցքավորված մասնիկների էներգիայի իոնացման կորուստները նյութական միջավայրի հետ փոխազդեցություններում

Լիցքավորված մասնիկների ազդեցության տակ ատոմների իոնացման երևույթը պարզաբանելու նպատակով նախ դիտարկենք միջավայրով անցնող լիցքավորված մասնիկի փոխազդեցությունը առանչին վերցրած մեկ էլեկտրոնի և մեկ պրոտոնի հետ (լավագույն օրինակ է տարածության մեջ մեկուսացված ջրածնի ատոմը)։ Հաշվենք փոխազդեցության ընթացքում մասնիկի կորցրած էներգիայի մեծությունը։ Այնուհեւրև ընդհանրացնենք կամայական կարգաթվով բնութագրվող քիմիական տարրերի ատոմներից կազմված միջավայրի համար։

Сиппийир, пр (+ze) լрдр үрл M qши́qүшдлү (M>>m_e) дши́р hgpudnpduð ишийрир, пийбишр<math>d гшрdиши v шршqпирfлий iկենտրոնից ը նշանային հեռավորության վրա (ատոմի չափերը շատ փոքր են թ նշանային հեռավորությունից)։ Ոչ մեծ սիսալով, $M >> m_e$ պայմանի շնորհիվ, կարող ենք համարել, որ ամբողջ շարժման ընթացքում լիցքավորված մասնիկի շարժման հեւրագիծը աւրոմի հետ փոխազդեցության հետևանքով էական փոփոխություն չի կրում և միջավայրում այն շարժվում է ուղղագիծ։ Շարժման ընթացքում էլեկտրոնից ու պրոտոնից մասնիկի հեռավորությունը գործնականում (ափոմի չափերի անորոշության սահմաններում) փոխվում է միևնույն չափով։ Նշված սկզբնական պայմանների դեպքում էականորեն պարզեցվում են մասնիկի էներգիայի կորուստների հաշվումները, որոնց հիմքում ընկած են շարժվող լիցքավորված մասնիկի էլեկտրաստատիկ փոխազդեցությունները ատոմի մեջ մտնող էլեկտրոնի և պրոտոնի հետ։

Ժամանակի կամայական t պահին հեւրագծի x(t) կեւրում ջրածնի մեկուսացված աւրոմից r(t) հեռավորության վրա պրուրոնի և (կամ) էլեկւրրոնի հեւր մասնիկի փոխազդեցության ուժը որոշվում է Կուլոնի օրենքով՝

$$F = \frac{ze^2}{r^3(t)}r(t),$$
 (3.6)

*npι*μμη $|\mathbf{r}(t)| = \sqrt{x^2 + \rho^2}$:

Сшрдбший пйршдрпій шуп підр фінфприпірупій է фрпій և піңппірушийр, և йкопірушир: Фрпірпйр և էլкфирпийр фрш йшийрф фінqйрд шарпп підкрір фіфирприкрп և шуп підкрір шарікдпіруши фишф пршйд рібщпіцийкрір фінфприпірупіййкрп щширфкріфид ки йф. 3.1пій: Сшрдфіп η + ze [hgp фрпп йшийрір фіпрішарпій t r(t) калифприпруший фрш афійфіп фіфирій фіррицид гршдйр йкфилішдфид աւրումի հետ։ Այդ նույն կետում տեղադրված պրուրոնի հետ փոխազդեցության ուժի վեկտորն ունի r(t)- վեկտորի, իսկ էլեկտրոնի վրա ազդող ուժի վեկտորը` r(t)- վեկտորի հակառակ ուղղությունը։



Նկար 3.1. Շարժվող +ze լիցք կրող մասնիկի փոխազեցությունը ջրածնի մեկուսացված աւրոմի հեւր։

Разиции авришушдишд է ай. 3.1-пий, үрдрширпишд йшиайүүр гшрдйша $0 < x < \infty$ шарпар үррпцурпий шрпупайр и էүвүүрпайр ирш арти үрийүр шарпа пидарр $F_{p||}$ и $F_{e||}$ шрпурийрршайрр гшрдбшай пирапирушар фирииний ба артичийүд ршдшишүша (шрпупайр ншайшр) и ршдшишүшайр артичиша (сүвүүрпайр ншайшр): Մразарас йшиайүүр гшрдбшай пиришишушд пириперишар шрпупайр ирти шарпа пидр $F_{p\perp}$ шрпувидрша бргүп балиа с артичий, нич сүвүүрпайр ирти шарпа пидр $F_{e\perp}$ шрпувидршай ршдшишүша:

Црңіпійрпій և шрпіппйр, և էլեկирпийр йшийрир гшройши піңппірішир рищпіцір фифирипіріпій չեն црпій ($\Delta p_{px} = \Delta p_{ex} = 0$), ризр htipliniй է цппрприширитри ицаришицьтр йцшіриших ншишуширпіріпійрд:

Այլ է պատկերը շարժմանն ուղղահայաց ուղղության դեպքում։ Ամբողջ շարժման ընթացքում շարժմանն ուղղահայաց ուղղությամբ (OY առանցքով) էլեկտրոնի ատացած իմպուլսի պրոյեկցիան բացասական է, իսկ պրոտոնի ատացած իմպուլսի պրոյեկցիան` դրական։ Դրանցից յուրաքնչյուրը ստանում է բացարչակ արժեքով միևնույն մեծությամբ, սակայն հակառակ ուղղություններով ուղղված իմպուլսներ՝

$$\Delta \mathbf{p}_{\perp} = \int \mathbf{F}_{\perp} \, \mathrm{dt} : \tag{3.7}$$

Եթե էլեկտրոնը և պրոտոնը ջրածնի ատոմի մեջ չլինեին միմյանց հետ կապված վիճակում, ապա y-ների առանցքի ուղղոթյամբ պրոտոնը փոփոխական արագացումով կշարժվեր դրական, իսկ էլեկտրոնը՝ հակառակ ուղղությամբ։ Սակայն կապված վիճակում դրանց շարժման պատկերը փոխվում է՝ կախված ստացած իմպուլսի մեծությունից և էներգիայից։

 $F_{u}(x) = F_{u}(x) + F_{u}(x)$ գրումը կատարվում է պրոտոնի և էլեկտրոնի հետ լիզքավորված մասնիկի փոխազդեցության ամբողջ ժամանակահատվածի սահմաններում։ Ճշգրիտ հաշվումների համար պահանջվում է ինտեари́ши́ ишhúши́uhpp hшúшщшрширши́nipjши́ и́by píthj - $\infty < x < \infty$ տիրույթում մասնիկի շարժման եզրային պայմանների հետ։ Սաμω_j μω_j μω ման ընթացքում լիցքավորված մասնիկի կողմից աւրոմի մեջ մւրնող մասնիկներին փոխանցվող իմպուլսի մեծությունը էականորեն չի υμαρμημιν - $\rho \le x \le +\rho$ υμηνωβίμητη (μευμαφή $\Delta x = 2\rho$ μημωրության վրա) այդ մասնիկներին փոխանցված իմպույսի մեծությունից։ Հեւրևաբար՝ որպես աւրոմային մասնիկների հեւր լիցքավորված մասնիկի արդյունավեւր փոխազդեցության ժամանակահաւրψωσ μάηπιάπιά μάρ $\Delta t = \frac{2\rho}{v}$ – μησμρη, μυμ $\Delta x = 2\rho$ ψημητιβητιά πρպես արդյունավեւը էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության ուժի միջին mpdhp` $F_{\perp} = \frac{ze^2}{a^2}$ ihdnipjnihp: Ujn nidh manhgnipjmh ipmh minhh կազմության մեջ մտնող պրոտոնները և էլեկտրոնները ստանում են միևնույն

$$\Delta p_{\perp} = F_{\perp} \Delta t = \frac{2ze^2}{\rho v}$$
(3.8)

մեծությամբ իմպուլսի փոփոխություն և դրան համապատասխան` պրուրոններն ստանում են

$$\Delta T_{p} = \frac{\Delta P \perp^{2}}{2m_{p}} = \frac{2z^{2}e^{4}}{m_{p}v^{2}\rho^{2}}$$
(3.9)

մեծությամբ, իսկ էլեկտրոնները`

$$\Delta T_{e} = \frac{\Delta P \perp^{2}}{2me} = \frac{2z^{2}e^{4}}{m_{e}v^{2}\rho^{2}}$$
(3.10)

մեծությամբ կինեփիկ էներգիաներ։

Ըստ որում՝ էլեկտրոնների ստացած կինետիկ էներգիան համաչայն (3.9) և (3.10) բանաչևերի `

$$\Delta T_{e} = \Delta T_{p} \frac{m_{p}}{m_{e}} = 1838 \ \Delta T_{p}$$
(3.11)

1838 անգամ ավելի մեծ է պրուրոնների սւրացած կինեւրիկ էներգիայից։

Փոխազդեցության ընթացքում լիցքավորված մասնիկը կորցնում է էներգիա` պրուրոնին և էլեկտրոնին փոխանցված էներգիաների գումարի չափով`

$$\Delta T_{\mu} = \Delta T_{e} + \Delta T_{p}; \qquad (3.12)$$

Պրոտոնը (ջրածնի ափոմի դեպքում) և այլ քիմիական փարրերի միջուկները (համապատասխան քիմիական փարրերի մեկուսացված ափոմների հետ փոխազդեցության դեպքում) ստանում են լիցքավորված մասնիկի կորցրած էներգիայի չնչին մասը։

Եթև էլեկտրոնի ստացած էներգիան բավարարում է ատոմի էներգիական մակարդակների միջև անցումներին, ապա ատոմն անցնում է գրգոված վիճակի, այնուհետև վերադառնում է հիմնական վիճակի` առաքելով ֆոտոններ։ Այս պրոցեսում ատոմը կատարում է լիցքավորված մասնիկի կինետիկ էներգիան լուսային էներգիայի փոխակերպման ֆունկցիա։ Եթե էլեկտրոնի ստացած էներգիան գերազանցում է ատոմից էլեկտրոնի ելքի աշխատանքի մեծությանը, ապա այն պոկվում է ատոմից, տեղի է ունենում ատոմի իոնացում։ Իոնացման պրոցեսում ստացած կինետիկ էներգիան վերջիններիս քաոսային շարժման հետևանքով փոխարկվում է միջավայրի ջերմային էներգիայի։ Այսպիսով` ապոոմների հետ փոխազդեցության ընթացքում լիցքավորված մասնիկները կորցնում են կինետիկ էներգիա, որը փոիակերպվում է ապոոմների գրգոման ու իոնացման, ինչպես նաև նյութի ներքին էներգիայի։ Այդ կորուստները միասին վերցրած կոչվում են միջավայրում շարժվող լիցքավորված մասնիկների էներգիայի իոնացման կորուստներ։

Այժմ դիտարկենք լիցքավորված մասնիկի անցումը նյութական միջավայրով։ Այն ուղեկցվում է բազմաթիվ ատոմների իոնացումով։ Մեկուսացված մեկ ատոմի իոնացման մեխանիզմը ընդհանրացնենք իրական նյութական միջավայրի ատոմների համախմբի վրա:

Сирпійьйр, пр Ірдршіррішд йшийрір йірйпій է шірпіййрпій ішщішд է [аңіррпіййррі n_e -упйдайірршдршірі ішшиша hnд йрушішір: Прщацар ішційр йшийрір էйвраршір іпйшдиши упрпіцрійрр йшийрір івіршаддра йрйгі р йгшйшірій івпшірпірішй ірш аупйірп рпіпр шурпійарр івір ірпішарівдпіріпій ішшйрір і ішцадра глірор адбар упшрршірши аршицірій гарпр dp ішшупперішир, р йврррій гшпшірпі і dx врушрпірішир (Ъу. 3.2):



Ъկ. 3.2. +ze մասնիկի հետագծի շուրջը գծված dp հաստությամբ, p ներքին гипиվппі l dx երկարությամբ տարրական գլանային гերտ:

Цја цпійьйш $V = 2\pi\rho d\rho dx$ дициј, прпій цирпійшцип *t*լьцирпийиьрр ррир huциишр црар Vn_e = $2\pi\rho n_e d\rho dx$:

Գլանածև շերւրում պարունակվող բոլոր էլեկւրրոնների հետ փոխազդեցության ընթացքում լիցքավորված մասնիկը իոնացման հետևանքով կկորցնի

$$dT = \Delta T V n_e = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{d\rho}{\rho} dx, \qquad (3.13)$$

էներգիա, իսկ հետագծի միավոր երկարության վրա`

$$\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{d\rho}{\rho} \tag{3.14}$$

էներգիա: Վերջինս հայտնի է որպես լիցքավորված մասնիկների տեսակարար իռնացման կորուստների բանաչև: Այն ճիշտ է նկարագրում տեսակարար իռնացման կորուստները, եթե անտեսվում են դիտարկվող ծավալից դուրս գտնվող էլեկտրոնները: Այդ էլեկտրոնների ազդեցությունը իռնացման պրոցեսի վրա հաշվի առնելու նպատակով (3.14) արտահայտություն ինտեգրում ենք ρ նշանային հեռավորության հնարավոր փոփոխությունների $\rho_{min} \leq \rho \leq \rho_{max}$ տիրույթում: Ինտեգրման արդյունքում ստացվում է հետևյալ բանաչեր՝

$$\frac{dT}{dx}(\rho) = \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{dT}{dx}(\rho) d\rho = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{n_e v^2} \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}: \qquad (3.15)$$

Lnqшррәйшүшй ֆունկցիшյի մեջ մւրնող ρ_{min} և ρ_{max} պшршմեւրրերի ճշգրիւր հաշվումը բավականին բшրդ է։ Цյն պшհшնջում է քվшնւրшյին մեխшնիկшյի և քվшնւրшյին էլեկւրրшդինшմիկшյի իմшցпւթյուն: Սшүшյն шյդ դժվшрпւթյունները կшրելի է շրջшնցել` դшишүшն ֆիզիկшյի շրջшնшүйերում үширшրելով прпշшүի դширпղпւթյուններ։ Մեկնшршնենք ρ_{min} և ρ_{max} մեծությունների իմшип և գնшհширենք դршйд шрժեрները:

Եշանային հեռավпрпւթյան ρ_{min} шрдър հավшишр է 0-ի, երр մասնիկը բախվпւմ է дизииնшир տվյալ պահին իր հետագдի վրш տվյալ կետпւմ գտնվпղ шопіва: $\rho_{min} = 0$ шрдър դեպрпւմ լпашпрезищий фпівидрий прпгишд չէ: Шапрпгперіпир грушидь[пі ншйшр одорицьйр шій фишорд, пр йьд дийадидопи йшийрир, v << с шршаперішя гшрдивіри, шагшрд էլեկорпиври рифиць[пі раридрпів цшрпп է прши фпришадь[шпшиць[шапі)ар

$$\Delta T_{max} = 2m_e v^2 \tag{3.16}$$

մեծությամբ, իսկ լույսի արագությանը մուր արագություններով շարժվելիս, ռելյաւրիվիսւրիկական գործոնների շնորհիվ, էլոկտրոնին կփոիւանցի ավելի մեծ արժեքով էներգիա՝

$$\Delta T_{max} = 2m_e v^2 / (1 - \beta^2): \tag{3.17}$$

Երևույթի պարզ բացափրության համար անշարժ էլեկտրոնի բախումը լիցքավորված մասնիկի հետ դիտարկենք շարժվող մասնիկի հետ կապված հաշվարկային համակարգում։ Անշարժ էլեկտրոնը շարժվող մասնիկի նկատմամբ շարժվում է v արագությամբ և առաչգական բախման արդյունքում էլեկտրոնի իմպուլսը և կինետիկ էներգիան առավելագույնս փոխվում են`

$$\Delta p_{max} = 2m_e v \ l_e \Delta T_{max} = 2m_e v^2$$

Uղпացված (3.17)-ը hավшишрhցhh[п] (3.10) шр η ршhш η рпiрjлiй ihp ΔT_e -h hшiшр и η шg η шd шpd hphh прn2пi h μ p ρ_{min} -h шp d hpp

$$(\rho_{min})_{\eta u u u u u u u u} = z e^2 / m_e v^2,$$
 (3.18)

$$(\rho_{min})_{nkyuun} = z e^2 / m_e v^2 \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$
 (3.19)

Ъгшащјра ћълшијпрлејша шлшијћјшарпја ρ_{max} шрдърр ћшијшишр է јрдршијпријшо ишиаријр ћълшијаридор вришрплејши ијврдријшо шја ајшашјра ишијћји јшијпр шлшијћјшарпја гшлшијпра, прћ ијпш аџпаијпп шџпиаврр јрдршијпријшо ишиарији ипрдршо էавраријр ћшгијра ишрпи ва шџпшаш шпшијћјшарпјар $\Delta T_e = I$ ивопгејшиг саврари (\overline{I} -а рпашдиша шпшћадршја ирдъра шрдъра է) и варшријњј рпашдиша: Uшћишашјра шјп шшјишара прпгпи вар ρ_{max} -р шрдърр:

Տեղադրելով ρ_{min} և ρ_{max} մեծությունների գնահատված արժեքները (3.15) բանաչևում, հաշվի առնելով նաև ռելյատիվիստիկական էֆեկտները T << (M/m_e) Mc² պայմանին բավարարող էներգիական տիրույթում ծանր լիցքավորված մասնիկների տեսակարար իոնացման կորուստների համար ստանում ենք հետևյալ բանաչևը`

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{l}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3.20)$$

прирап, $\bar{I} = 13.5 Z t U - аупіршіцша йрушішуррі ширпайаррі йрура ра$ ашдайша ширпайдршіа է: Фшіршаддрппій аурайня шаршайаваррі шиш $ушда tal ln(<math>\frac{\rho_{max}}{\rho_{min}}$) -р hшгішрірд; (3.20) ршашзир hшурар t прира упаширшир райшдаша царппіцравар ншгійша Апрр ршашзи: (-) агшар дпізд t упшіри, пр райшдаша царппіцраваррі гапрарі Ірдршіпрішда ашийрір t tappapша айшарпій t: Shuшіршрір райшдаша царппіцраваррі аршірарри U2-пій гшіріпій ва 2/а аршіравариі: Uilalp hшашір царшийній ва аші Utulua шрушнішацираціра аршірарі.

Ավելի ուշ Գ. Բետեն և Ֆ. Բլոիսը քվանտային մեխանիկայի շրջանակներում կատարեցին հաշվարկներ իռնացման կորուստների համար: (3.20) բանաչևը փոքր ինչ փոփոխվեց և ընդունեց վերևում բերված (3.1) տեսքը:

Lhgpшվпрվшд մшийhlйbph ућишијшршр hnйшдйшй կпрпиирйћрћ (3.20) ршйшзир йћрјшјшдվпий է йши шјі ућирпи, прпий ућишијшршр hnйшдйшй цпрпицрйћрр hшгуdվпий ћи дшйајшдшући йћшվпрйћрпиј (R [q/uu²] = R [uu]· ρ [q/uu³]): <шгудр шпйћ[пи], пр tlћупрпййћрћ կпйдћирпшдршй ћшијшишр է Z шйаши шупийћрр цпйдћирпшдршјрй` $n_e = Zn_A = Z \frac{N_A}{A} \rho$ (прирћп Z-p` йђушијшјрћ шупийћрр цшпашрћий t, N_A -й` Цупашпрпјр рријр, A-й` йђушијшјрћ шупийћрр qшйаушдшјрй рријр, ρ -й` йђушијшјрћ риппирјпийр) цшрћ[р t qpht]`

$$(-\frac{dT}{dx\rho})_{ion} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{ZN_A}{A} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right]: \quad (3.21)$$

Լաբորատոր աշխատանք 6

ՕԴՈՒՄ α-ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՎԱՉՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՍԻՋՈՑՈՎ ԿԻՆԵՏԻԿ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

α-մասնիկները լիցքավորված ծանր տարրական մասնիկներ են, որոնք հելիումի ատոմային միջուկներ են կազմված երկու պրոտոնից և երկու նեյտրոնից: Դրանց էլեկտրական լիցքը տարրական լիցքի միավորներով Z = 2, իսկ բացարձակ արժեքով $q = Ze = 2 * 1.6 * 10^{-19}$ Կուլոն: Չանգվածը զանգվածի ածխածնային միավորներով հավասար է 4-ի, բացարձակ արժեքով m = 4 * 1.6 * 10⁻²⁷ կգ:

 α -մասնիկները առաքվում են տարբեր ծանր քիմիական տարրերի α -ռադիոակտիվ իզոտոպների տրոհումների ընթացքում։ Չափումները ցույց են տվել, որ բնական ռադիոակտիվ տարրերը առաքում են α -մասնիկներ, որոնց կինետիկ էներգիաները ընկած են 4ՄէՎ < E_{α} < 9ՄէՎ տիրույթում։ Ընդ որում՝ յուրաքանչյուր տիպի ռադիոակտիվ իզոտոպից առաքվում են ճիշտ միևնույն դիսկրետ էներգիաներով α մասնիկներ։

Փորձարարական աշխատանքներում դիտվել են օդում α -մասնիկների շարժման որոշակի օրինաչափություններ` շարժման հետագծերը ուղղագիծ են, մոնոէներգիական α -մասնիկները ունեն միևնույն վազքի երկարություն: Այդ օրինաչափությունները բնորոշ են կամայական ծանր լիցքավորված մասնիկներին: Հետևաբար` α մասնիկների էներգիական կորուստները նյութական միջավայրում պայմանավորված են հիմնականում իոնացումով և հաշվումները կատարվում են տեսակարար իոնացման կորուստների համար Բորի (3.20) բանաձևով, քանի որ α -մասնիկները ունեն փոքր էներգիաներ և ռելյատիվիստիկական գործոնները բացակայում են: α -մասնիկների վազքի երկարությունների հաշվման (3.5) ինտեգրալային բանաձևից օգտվելիս նույնպես բավարարվում ենք տեսակարար իոնացման կորուստների Բորի տեսությամբ: Սակայն օդում α-մասնիկների վազքի երկարության և կինետիկ էներգիայի միջև կապն ուսումնասիրելիս կիրառում են նաև էմպիրիկ բանաձևեր։ Օրինակ `

$$\bar{R} = 0.318 T_{\alpha}^{3/2}$$
 UEU (3.22)

բանաձևերը կիրառվում են վազքի երկարությունների 3 $ud < R_{\alpha} < 7$ սմ և էներգիաների 4 ՄէՎ $< T_{\alpha} < 9$ ՄէՎ սահմանափակ տիրույթների համար:

Արագացուցիչներում արագացված կամ միջուկային ռեակցիաներում առաջացած մեծ էներգիաներով ալֆա մասնիկների համար կիրառում են

$$R = \left(\frac{T_{\alpha}}{37.2}\right)^{1.8} \text{Uty} \tag{3.22u}$$

էմպիրիկ բանաձևը։

α-մասնիկների վազքի երկարությունների ճշգրիտ չափումներ կատարվում են իոնացման խցիկների, կիսահաղորդչային, առկայծման սցինտիլյացիոն և Գեյգեր–Մյուլլերի հաշվիչների միջոցով:

Սարքավորման նկարագրություն

Օգտագործվող սարքավորման սխեմատիկ պատկերը բերված է Նկ. 3.3-ում։





Եկ. 3.3. Սարքավորման սխեմափիկ պատկերը։

Սարքը բաղկացած է երկու փոխկապացված մասից` դետեկտման և կառավարման էլեկտրոնային բլոկներից։

Դետեկտման բլոկը պարունակում է α-մասնիկների աղբյուր (1) և հաշվիչ (3)։ α-մասնիկների աղբյուրի և հաշվիչի միջև հեռավորությունը չափվում է հենարանին ամրացված քանոնի (2) օգնությամբ։

Կառավարման էլեկտրոնային բլոկը (4) պարունակում է վայրկյանաչափ, որի առավելագույն չափման ժամանակը` t=999 վայրկյան է և իմպուլսների թվի տվիչ, որի առավելագույն չափման քանակը` N = 9999 է: Կառավարման էլեկտտրոնային բլոկը օժտված է հետևյալ կառավարման կոճակներով՝

"Сеть" (ետնամասում) – միացնում է հաշվիչի սնուցումը 220 Վ:

"Пуск" – միացնում է վայրկյանաչափը և իմպուլսների տվիչը։

"Стоп" – վայրկյանաչափի և իմպուլսների տվիչի միաժամանակ կանգառ։

"Сброс" – զրոյացնում է ցուցմունքները։

"Время" – ишһմшնпւմ է չшфմшն տևողությունը:

Կառավարման էլեկտրոնային բլոկի պատուհաններում գրանցվում են չափման ժամանակը և գրանցված մասնիկների թիվը:

α-ռադիոակտիվ նմուշը ամրացվում է լույսի նկատմամբ անթափանց պատեր ունեցող խցիկի ներսում։ α-մասնիկները, դուրս թռչելով նմուշից, շարժվում են օդում և հասնում գրանցչին։ Գրանցիչում առաջացած ազդանշանները հաղորդվում են կառավարման էլեկտրոնային բլոկին։ Նմուշի և գրանցիչի միջև եղած α-մասնիկների վազքի երկարությանը գերազանցող հեռավորությունների դեպքում α-մասնիկներ չեն գրանցվում (գրանցվում է միայն ֆոնը), այսինքն՝ α-մասնիկները կլանվում են օդում։

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է ՝

1. Միացնել սարքը և ընտրել չափման ժամանակը 300 վ:

2. Տեղադրել α-ռադիոակտիվ աղբյուրը հաշվիչին առավելագույնս մոտ դիրքում։

 Առաջին չափումը կատարել α-մասնիկների աղբյուրի և հաշվիչի միջև նվազագույն հեռավորության դեպքում: Չափումը կատարել 3 անգամ, և արդյունքները մշակել սխալների տեսության պահանջներին համապատասխան:

4. Հաջորդաբար մեծացել աղբյուրի և գրանցչի միջև եղած հեռավորությունը (2 մմ քայլով) և յուրաքանչյուր դեպքի համար գրանցել ազդանշանների թիվը։ Յուրաքանչյուր չափումը կատարել 3 անգամ, և արդյունքները մշակել սխալների տեսության պահանջներին համապատասխան:

5. Օգտագործելով ստացված տվյալները` կառուցել N(x) գրանցված մասնիկների թվի աղբյուր – դետեկտոր հեռավորությունից կախվածության կորը։ Կորը կառուցելիս հաշվի առնել չափումների սխալանքները։

 6. Կլանման կորը մոտարկելով մինչև ֆոնային մակարդակ` գտնել α-մասնիկների R վազքի երկարությունը օդում:

7. Օգտվելով (3.22) էմպիրիկ բանաձևից` որոշել α - մասնիկների էներգիան:

8. Oqundlind ûli. 3.4-hg` npn2ti α - մասնիկների էներգիան:



Նկ. 3.4. Οηnιմ α - մասնիկների էներգիայի կախվածությունը վազքից (մթնոլորդային ճնշումը 760 մմ սն. ս., ջերմասդիճանը 15 °C):

Լաբորատոր աշխատանք 7

ԱԼՅՈՒՄԻՆՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ (ՔԵՏԱ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ) ՎԱՉՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ ԵՎ ԴՐԱՆՑ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Էլեկտրոնները, անցնելով նյութական միջավայրով, իրենց էներգիան կորցնում են նյութի ատոմային միջուկների և էլեկտրոնների հետ էլեկտրամագնիսական փոխագրեցությունների հետևանքով։ Սակայն փոխագրեզությունների բնույթը տարբերվում է ծանր լիցքավորված մասնիկներից (քանի որ էլեկտրոնի (պոզիտրոնի) զանգվածը փոքր է գոյություն ունեցող այլ լիցքավորված մասնիկների զանգվածներից՝ m_{π}= 200 m_e, m_p \approx 2000 m_e, pnpp pgpudppduð մասնիկները, բացի էլեկտրոններից և պոզիտրոններից, անվանվում են «ծանը»)։ Ծանր լիզքավորված մասնիկները նյութի մեջ շարժվելիս կրում են հիմնականում էներգիայի իոնացման կորուստներ։ Էլեկտրոնի (արգիտրոնի) համար կարևոր դեր են խաղում նաև էներգիայի ճառագայթային կորուստները։ Նյութի ատոմների միջուկների և էլեկտրոնների կույոնյան դաշտում էլեկտրոնի (պոզիտրոնի) արգելակման հետևանքով առաջանում է արգելակային ճառագայթում։ Արգելակային ճառագայթման ինտենսիվությունը հակադարձ համեմատական է մասնիկի զանգվածի քառակուսուն։ Այս է պատճառը, որ էներգիայի ճառագայթային կորուստները առավել կարևոր են մասնավորապես էլեկտրոնների համար։

Էլեկտրոնի համար իոնացման հետևանքով կրած էներգիայի տեսակարար կորուստները որոշվում են (3.2) – (3.4) բանաձևերով:

Արգելակային ճառագայթման երևույթը տեսականորեն առաջին անգամ նկարագրվել է Քետեի և Գայտլերի կողմից։ Համաձայն տեսության` ճառագայթման հետևանքով էլեկտրոնի կրած էներգիայի տեսակարար կորուստները արտահայտվում են հետևյալ բանաձևերով`

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\Delta uun} = -\frac{16}{3}n_e E \frac{Zr_0^2}{137}, E \ll m_e c^2$$

$$\begin{pmatrix} \frac{dE}{dx} \end{pmatrix}_{dum} = -n_e E \frac{Zr_0^2}{137} \left(4ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right), \ 1 \ll \frac{E}{m_e c^2} \ll \frac{137}{Z^{1/3}} \\ \begin{pmatrix} \frac{dE}{dx} \end{pmatrix}_{dum} = -n_e E \frac{Zr_0^2}{137} \left(4ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right), \ \frac{E}{m_e c^2} \gg \frac{137}{Z^{1/3}},$$
(3.23)

որտեղ E-ն էլեկտրոնի էներգիան է, $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ -ը՝ էլեկտրոնի դասական շառավիղը, n_e -ը՝ էլեկտրոնների խտությունը, Z-ը՝ միջավայրի ատոմների կարգաթիվը:

Ելեկտրոնի այն էներգիան, որի դեպքում ճառագայթային կոрուստները հավասարվում են էներգիայի իոնացման կորուստներին կոչվում է կրիտիկական $E_{\text{կրիм}} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{dun}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{pnb}}$:

Կրիտիկականից մեծ էներգիաների դեպքում մասնիկի արգելակային ճառագայթման հետևանքով էներգիայի կորուստները գերազանցում են իոնացման կորուստներին։ Կրիտիկականից փոքր էներգիաների դեպքում հակառակն է։

Sվյալ (Z=const) կարգաթվով միջավայրի համար կրիտիկական էներգիան որոշվում է

$$E_{\mu} = 800/Z U t 4$$
 (3.24)

բանաձևով:

Տարբեր նյութերի համար կրիտիկական էներգիան տարբեր է։ Ալյումինումի համար այն հավասար է $E_{4p} = 47$ ՄէՎ- ի։ Հետևաբար՝ ոադիոակտիվ միջուկների β-տրոհումների ժամանակ առաջացած էլեկտրոնները, որոնց էներգիայի առավելագույն արժեքը 1.5- 2 ՄէՎ է, ալյումինումի մեջ էներգիա կկորցնեն իոնացման կորուստների մեխանիզմով, ինչի շնորհիվ կարելի է ուսումնասիրել ալյումինումի մեջ β-մասնիկների վազքի երկարության և դրանց էներգիայի միջև եղած փոխադարձ կապը։

Οգտագործելով տեսակարար իոնացման կորուստներով պայմանավորված վազքի երկարության հաշվման (3.21) բանաձևը, կարող ենք որոշել β -մասնիկների վազքի երկարությունը կամայական նյութական միջավայրում, մասնավորապես ալյումինումի մեջ։ Ըստ որում` ենթաինտեգրալային ֆունկցիան տեսակարար իոնացման կորուստների համար պետք է տրվի (3.2) ռելյատիվիստիկական տեսքով, քանի որ և΄ β-մասնիկները, և միջուկային ռեակցիաներում ծնված կամ արագացուցիչներում արագացված էլեկտրոնները ռելյատիվիստիկական մասնիկներ են։ Վազքի երկարությունների հաշվման (3.21) ինտեգրալային բանաձևն օգտագործվում է հիմնականում բարձր էներգիաների ֆիզիկայում։

Նշենք նաև, որ էլեկտրոնները իրենց փոքր զանգվածի պատճաոով միջավայրում բազմակի ցրումների են ենթարկվում։ Ցրման հետևանքով նույն սկզբնական էներգիա և ուղղություն ունեցող էլեկտրոնները նյութում տարբեր խորությունների են թափանցում, ինչը առավել զգալի է փոքր էներգիաների դեպքում։ Բացի այդ, բնական ռադիոակտիվ աղբյուրից առաքված β-մասնիկները ունեն որոշակի էներգետիկ բաշխվածություն։ Այս պատճառով նպատակահարմար է սահմանել *առավելագույն վազք* հասկացությունը՝ նյութի այն հաստությունը, որում կլանվում են բոլոր β-մասնիկները։ Տեսականորեն հաշվարկել առավելագույն վազքը բավականին դժվար է, սակայն գոյություն ունեն β-մասնիկների վազքը էներգիայի հետ կապող էմպիրիկ բանաձևեր։

E էներգիայով β-մասնիկների ալյումինումում առավելագույն վազքի համար փորձնականորեն ստացված են հետևյալ էմպիրիկ բանաձևերը՝

 $R(\text{Al}) = 0.407 T_e^{1.38} \text{ q/ul}^2$ էներգիաների $0.15 < T_e < 0.8$ Ut
Ч տիրույթում (3.25),

 $R(\text{Al}) = 0.542T_e - 0.133 \text{ q/uu}^2$ էներգիաների $0.8 \le \text{E}\beta \le 3$ ՄէՎ տիրույթի համար (3.26),

 $R(\text{Al}) = 0.530T_e - 0.106 \text{ q/ud}^2$ էներգիաների $3.5 \le \text{E}\beta \le 20$ ՄէՎ տիրույթի համար (3.27):

Կամայական նյութում (լիցքային Z և զանգվածային A թվերով) էլեկտրոնների վազքի երկարության կապը ալյումինում վազքի երկարության հետ հետևյալն է`

$$R(A, Z) = R(Al) \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)}:$$
 (3.28)

Սարքավորման նկարագրություն

Unijն լաբորատոր աշխատանքում օգտագործվող սարքավորման նկարագրությունը նոijնն է, ինչ որ նախորդ աշխատանքում։ αմասնիկների աղբյուրի փոխարեն օգտագործվում է β-մասնիկներ ճառագայթող իզոտոպ։ Որպես կլանիչ օգտագործվում են բարակ ալյումինե թիթեղներ, որոնց հաստությունները հայտնի են (գրված են թիթեղների վրա):

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է ՝

1. Միացնել սարքը և ընտրել չափման ժամանակը 100 վ։

 Տեղադրել β-ռադիոակտիվ աղբյուրը հաշվիչից առավել հեռու դիրքում և կատարել չափում (առանց կլանիչի առկայության):

3. Կատարել չափումներ ալյումինե կլանիչի առկայությամբ։ Հաջորդաբար թիթեղների թիվը ավելացնելով մեծացնել կլանիչի հաստությունը։ Յուրաքանչյուր հաստության դեպքում գրանցել ազդանշանների *N* թիվը։ Ստացված տվյալները մշակել սխալների տեսության պահանջներին համապատասխան։

4. Օգտագործելով ստացված տվյալները՝ կառուցել գրանցված մասնիկների թվի կախվածության կորը կլանիչի հաստությունից՝ N(d):

5. Որոշել ալյումինում β-մասնիկների առավելագույն վազքի երկարությունը։

6. Օգտվելով (3.25) – (3.27) էմպիրիկ բանաձևերից որոշել $E_{\beta max}$: Ելնելով արդյունքներից՝ որոշել, թե տվյալ դեպքում որ բանաձևն է պետք կիրառել ճշգրիտ արդյունք ստանալու համար:

7. Որոշել $E_{\beta max}$ գրաֆիկական եղանակներով։

Ū2ակման մեթոդները թույլ են տալիս $E_{\beta max}$ որոշել երկու եղա- նակով:

1-ին եղանակ.

Կլանման կորը՝ գրանցված N ազդանշանների թվի կախվածությունը ալյումինե շերտի d հաստությունից էքստրապոլյացիայի (մոտարկելու) ենթարկելով մինչև ֆոնային մակարդակ, գտնում ենք R_{max} (Նկ. 3.3): Այնուհետև որոշել E_{β} էմպիրիկ բանաձևերի օգտագործմամբ կամ օգտվել նկար 3.4-ում պատկերված գրաֆիկից, որում տրված է R_{max} կախվածությունը $E_{\beta max}$ -ից:



Եկ.3.3. β-մասնիկների կլանման կոր



 \mathcal{G}_{μ} .3.4. Цупийри́пий $E_{\beta max}$ -р կшр́и́ршдопрупи́р R_{max} -рg:

2-րդ եղանակ՝

Այս դեպքում անհրաժեշտ է կառուցել կլանման կորի գրաֆիկը կիսալոգարիթմական մասշտաբով` ln N = f(d) (տես նկ.3.5):



Նկ. 3.5. β-մասնիկների կլանման կորը կիսալոգարիթմանկան մասշտաբով։

Այնուհետև առանձնացնել կախվածության ուղղագիծ մասը, որոշել R_{max} -ը (տես նկ. 3.5) և կիրառել կիսակլանման մեթոդը։ Մեթոդը հետևյալն է։ Գրաֆիկի օգնությամբ պետք է գտնել, թե ալյումինի ինչ հաստությունների դեպքում ճառագայթման սկզբնական ինտենսիվությունը նվազում է 2, 4, 8 և այլն անգամ։ Այս հաստությունների արժեքներից ելնելով` նկ. 3.6-ում պատկերված նոմոգրամի օգնությամբ կարելի է գտնել $E_{\beta max}$ -ի արժեքը:

Նոմագրամը արտահայտում է β-տրոհման $E_{\beta max}$ էներգիայի կախվածությունը կլանող միջավայրի այն d –հաստությունից, որով անցնելիս փնջում հոսքը նվազում է 2ⁿ անգամ (n = 1, 2, 3... արժեքների դեպքում փնջի ինտենսիվությունը նվազում է 2, 4, 8... անգամ): Դա նշանակում է, որ n = 1 դեպքը համապատասխանում է կլանիչի այն հաստությանը, որի դեպքում փնջի ինտենսիվությունը նվազում է 2 անգամ, n = 2 դեպքը համապատասխանում է կլանիչի այն հաստությանը, որի դեպքում փնջի ինտենսիվությունը նվազում է 4 անգամ և այլն:



 \mathcal{U}_{4} 3.6. $E_{\beta max}$ կախվածությունը կլանող միջավայրի այն d – hաստությունից, որով անցնելիս փնջի հոսքը նվազում է 2ⁿ անգամ (n = 1, 2, 3 ... шрдърների դեպքում փնջի հոսքը նվազում է 2, 4, 8... անգամ):

Լաբորատոր աշխատանք 8

ՆՅՈՒԹԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՎ ԷԼԵԿՏՐԱՉԵՋՈՔ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՆՑՄԱՆ ՕՐԻՆԱՉԱՓՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Նյութական միջավայրով էլեկտրաչեզոք մասնիկների հոսքերի անցման օրինաչափություններն էականորեն տարբերվում են լիցքավորված մասնիկների անցման օրինաչափություններից։ Օրինաչափությունների տարբերության հիմնական պատճառը էլեկտրաչեզոք մասնիկների շուրջ էլեկտրամագնիսական դաշտի, հետևաբար և նյութի ատոմների հետ դրանց էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների բացակայությունն է։ Լիցքավորված մասնիկները, ունենալով $1.5*10^{-15}$ մ մեծության կարգի սեփական չափեր, սկսած արդեն իսկ նյութի մեջ ներթափանցման մուտքային սահմանից իրենց էլեկտրաստատիկական դաշտի միջոցով էֆեկտիվ փոխազդում են իրենցից $\rho = 10^{-9} \cdot 10^{-8}$ մ նշանային հեռավորության վրա գտնվող ատոմների հետ (տես նախորդ 3.2 1 պարագրաֆր)։ Նույնիսկ 10^{-9} - 10^{-8} մ հաստությամբ բարակ թաղանթներով անցնելիս դրանք ատոմների իոնացման կամ էլեկտրամագնիսական այլ փոխազդեցությունների շնորհիվ կորցնում են իրենց էներգիայի թեկուզ և չնչին, բայց որոշակի մասը։

Այլ է պատկերը էլեկտրաչեզոք մասնիկների դեպքում։ Դրանք իրենց շուրջն էլեկտրական դաշտ չեն ստեղծում, հետևաբար և էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություններին չեն մասնակցում։

Նույնիսկ նյութի մեծ հաստությամբ շերտերով անցնելիս էլեկտրաչեզոք մասնիկների հոսքի մեջ մտնող ոչ բոլոր մասնիկներն են մտնում փոխազդեցությունների մեջ։ Փոխազդեցության դեպքերի թիվը պայմանավորված է «էլեկտրաչեզոք մասնիկ – նյութական միջավայր» հիմնարար փոխազդեցությունների բնույթով և մասնիկների շարժման ուղղությամբ նյութական միջավայրի հաստությունով։ Նյութական միջավայրով էլեկտրաչեզոք մասնիկների անցման պրոցեսների փորձարարական հետազոտություններում լուծվում են միկրոսկոպիկական և մակրոսկոպիկական բնույթի խնդիրներ։ Միկրոսկոպիկական բնույթի խնդիրները հանգում են ռմբակոծող մեկ մասնիկ-ռմբակոծվող մեկ ատոմ կամ ատոմի միջուկ բախումների ուսումնասիրությանը՝ բացահայտելու համար բախումներում հիմնարար փոխազդեցությունների բնույթը և բախման տվյալ պրոցեսում փոխազդեցությունների իրականացման մեխանիզմները։ Մակրոսկոպիկական տեսակետից խնդիրները հանգում են միջավայրով էլեկտրաչոզոք մասնիկների հոսքերի անցման վիճակագրական այն օրինաչափությունների բացահայտմանը, որոնք ընդհանուր են բոլոր տեսակների էլեկտրաչեզոք մասնիկների համար։ Հետազոտությունների արդյունքում հավաստի եզրահանգումներ կատարելու տեսակետից թե՛ առաջին, և թե՛ երկրորդ տիպի խնդիրների լուծման համար պահանջվում է միջավայրով անցնող էլեկտրաչեզոք մասնիկների բախումների մեծ թվով դեպքերի գրանցում և դրանցում ստացված տվյալների վիճակագրական վերլուծություն։

Նյութական միջավայրի հետ էլեկտրաչեզոք մասնիկների փոիսազդեցության օրենքների ուսումնասիրության խնդրի լուծման լավագույն օրինակ է ստորև բերված փորձը: *x* առանցքի ուղղությամբ շարժվող մոնոէներգիական (նույն էներգիաներով) միատեսակ էլեկտրաչեզոք մասնիկներից (միայն նեյտրոններ, նեյտրինոներ կամ γ –քվանտներ) կազմված՝ φ_0 հոսքի խտությամբ զուգահեռ փնջի առջև տեղադրված է միևնույն քիմիական տարրի միևնույն իզոտոպի ատոմներից կազմված համասեռ նյութական միջավայր: *x*-երի առանցքով (մասնիկների P₀ իմպուլսի ուղղությամբ) միջավայրն ունի d – հաստություն (Նկ. 3.7)։ Կոորդինատների X₀ = 0 կետում հոսքը ներթափանցում է միջավայր։ Մասնիկների հոսքի հատույթով և միջավայրի d – հաստությամբ կազմված ծավալում գտնվող ատոմները հանդիսանում են հնարավոր (պոտենցիալ) թիրախներ փնջի մեջ մտնող մասնիկների համար։



Ъկ. 3.7. Միատեսակ էլեկտրաչեզոք մասնիկների հոսքի նվազումը d – հաստությամբ միջավայրով անցնելիս։

Միջավայրով անցնող էլեկտրաչեզոք մասնիկները կարող են բախվել միայն իրենց հետագծի վրա գտնվող էլեկտրոնների, միջուկների կամ ատոմների հետ: Այլ կերպ ասած՝ էլեկտրաչեզոք մասնիկի և միջավայրին պատկանող մասնիկների միջև տեղի է ունենում կետային փոխազդեցություն (բախում): Համարվում է, որ փոխազդեցությունը տեղի է ունեցել, եթե բախման արդյունքում միջավայրով անցնող մասնիկը կրել է իմպուլսի և էներգիայի փոփոխություն՝ թեկուզ և չնչին չափով: Նյութական միջավայրով անցման արդյունքում հոսքում մասնիկների թվի կամ հոսքի խտության փոփոխությունները հաշվելու համար հիմք ենք ընդունում հետևյալ պարզեցված սկզբունքները՝

1. Հոսքից մեկ մասնիկ փոխազորում է միջավայրի մեկ ատոմի (մեկ միջուկի կամ մեկ էլեկտրոնի) հետ։ Դրան համապատասխանում է էլեկտրաչեզոք մասնիկների թվից փոխազդեցության մեջ մտած մասնիկների թվի dN ~ N գծային կախվածությունը (նույնը` հոսքի խորության համար),

2. Փոխազդեցության տիրույթի՝ dx-ի ընտրությունը կախված չէ x-ից ամբողջ ($0 < x < x_{tip}$) տիրույթի համար։ Այդ սկզբունքին բավարարում է d x-ից փոխազդեցության մեջ մտած մասնիկների թվի dN ~ dx գծային կախվածությունը։ Վերապահում՝ եթե միջավայրը միատարր չէ, նյութը բաշխված է անհամասեռ, ապա պետք է հաշվի առնել նաև այդ հանգամանքը։

 Բախումների նշված պատահական պրոցեսների համար գործում է մեծ թվերի՝ գաուսյան բաշխման օրենքը։ Վերջինս թույլ է տալիս բախումների դիսկրետ բաշխումներով անկախ փոփոխականներից անցնելու անընդհատ բաշխումներով անկախ փոփոխականների։

Հիմնվելով այս 3 սկզբունքի վրա կազմում ենք հետևյալ պարզ գծային դիֆերենցիալ հավասարումը՝

$$dN = -\mu N dx$$
: (3.28)

Հավասարման մեջ (-) նշանը ցույց է տալիս, որ բախումների հետևանքով հոսքում մասնիկների թիվը նվազում է: µ-ն էլեկտրաչեզոք մասնիկների կլանման գծային գործակիցն է: Այն տրվում է $\mu=\sigma(E)$ $n_{\tilde{u}hp}$ տեսքով և կախված է նյութական միջավայրի մասնիկների (ատոմներ, միջուկներ, էլեկտրոններ) հետ էլեկտրաչեզոք մասնիկների փոխազդեցությունների $\sigma(E)$ միկրոսկոպիկական էֆեկտիվ կտրվածphg և միջավայրում դրանց n_{dhp} կոնցենտրացիայից: Ինտեգրելով (3.28) հավասարումը N ($x_0 = 0$) = N₀ եզրային պայմանի հաշվառմամբ`ստանում ենք

$$N = N_0 e^{-\mu x} (3.29)$$

բանաձևը։ Այսինքն` նյութական միջավայրով էլեկտրաչեզոք մասնիկների անցման արդյունքում հոսքում մասնիկների թվի (և դրան համապատասխան հոսքի խտության) փոփոխությունը, կախված միջավայր հոսքի ներթափանցման *x* խորությունից, կատարվում է էքսպոնենցիալ օրենքով։

Նյութական միջավայրի հետ նեյտրոնների փոխազդեցությունների հիմնական մեխանիզմը միջուկային (ուժեղ) փոխազդեցություններն են, իսկ ցրման կենտրոնները (բախումների կետերը)՝ ատոմային միջուկները։ Նեյտրոնների հոսքերի նվազման մեջ ներդրում ունեն ատոմային միջուկների հետ նեյտրոնների բախումների բոլոր հնարավոր ելքերը։ Դրանք կարևորվում են նեյտրոնային հոսքերից պաշտպանության և դոզիմետրական խնդիրների լուծման տեսակետից): Նեյտրոնային հոսքերի թուլացման համար պետք է ընտրել այնպիսի նյութեր, որոնցում նեյտրոնների կլանման էֆեկտիվությունը մեծ է:

Գամմա քվանտների փոխազդեցությունների և գրանցման առանչնահատկությունները

Գամմա քվանտները, ի տարբերություն նեյտրոնների և նեյտրինոների, չունեն հանգստի զանգված։ Դրանք էլեկտրամագնիսական ալիքներ են՝ ֆոտոնների էներգիաների բարձր տիրույթում (50 էՎ $< E\gamma < 10^{20}$ էՎ)։ Բնության մեջ դիտվում են երկու տիպի՝ անընդհատ և ընդհատ (դիսկրետ) էներգիական բաշխումներով (սպեկտրներով) գամմա քվանտներ։ Անընդհատ սպեկտրներով γ քվանտների հոսքեր ձևավորվում են արագացումով շարժվող լիցքավորված մասնիկների ճառագայթման շնորհիվ, ինչպես նաև տարրական մասնիկների բազմամասնիկային տրոհումների արդյունքում (եթե տրոհումից առաջանում են 3 և ավելի թվով մասնիկներ, որոնցից գոնե մեկը γքվանտ է)։ Դիսկրետ էներգիաներով γ- քվանտներ առաքվում են գրգոված ատոմային միջուկներից։

Նյութական միջավայրով γ-քվանտների հոսքերի անցումը նույնպես վիճակագրական բնույթի է և հոսքերում մասնիկների թվի փոփոլսությունը կատարվում է (3.29) բանաձևին համապատասխան վիճակագրական օրենքով։

Գամմա քվանտների համար ցրման կենտրոններ են ատոմները, միջավայրի ազատ և ատոմներում կապված էլեկտրոնները, իսկ մի քանի տասնյակ ՄէՎ-ից մեծ էներգիաներով գամմա քվանտների համար՝ նաև ատոմային միջուկները։ Գամմա քվանտների հոսքերի նվազման մեջ ներդրում ունեն միջավայրի հետ փոխազդեցությունների բոլոր հնարավոր մեխանիզմները՝ ֆոտոէֆեկտ, գամմա քվանտների առաձգական ցրումներ միջավայրի էլեկտրոնների վրա (կոմպտոնյան ցրում), էլեկտրոն – պոզիտրոն զույգերի ծնում, բարձր էներգիաների դեպքում՝ ֆոտոմիջուկային ռեակցիաներ։ Նշված բոլոր պրոցեսները կարևորվում են դոզիմետրական և գամմա ճառագայթների հոսքերից պաշտպանության խնդիրների լուծման տեսակետից:

Ֆոտոէֆեկտի դեպքում ֆոտոնի լրիվ E_{γ} էներգիան հաղորդվում է կապված ատոմային էլեկտրոնին, որը դուրս է թռչում ատոմից T կինետիկ էներգիայով՝

$$T = E_{\gamma} - I: \tag{3.30}$$

Բանաձևում I-ն ատոմում էլեկտրոնի ելքի աշխատանքն է։ Փոիսազդեցության ընթացքում γ-քվանտի իմպուլսի մի մասը հաղորդվում է միջուկին։ Բայց քանի որ նրա զանգվածը շատ մեծ է էլեկտրոնի զանգվածից, ապա միջուկին փոխանցված էներգիան էլեկտրոնին փոխանցված էներգիայի համեմատությամբ կարելի է անտեսել։

Ելնելով էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքներից` կարելի է ցույց տալ, որ ֆոտոէֆեկտը հնարավոր է միայն ատոմներում կապված էլեկտրոնների հետ։

Համաձայն ֆոտոէֆեկտի տեսության` ֆոտոէֆեկտի հավանականությանը (կտրվածքը) կախված է էներգիայից և միջավայրի ատոմների կարգաթվից`

$$\sigma_{\mathfrak{P}} \sim \frac{Z^{5}}{E_{\gamma}} (E_{\gamma} >> \mathrm{I}_{k}); \sigma_{\mathfrak{P}} \sim \frac{Z^{5}}{E_{\gamma}^{\frac{1}{2}}} (E_{\gamma \geq} \mathrm{I}_{k}), \qquad (3.31)$$

որտեղ I_k-ն k-րդ էլեկտրոնային թաղանթից ելքի աշխատանքն է։

Ֆոտոէֆեկտի կտրվածքը կախված է ատոմի կարգաթվի 5-րդ աստիճանից, և մեծ հավանականությամբ ընթանում է հատկապես ծանր նյութերում, նույնիսկ էլեկտրոնի ելքի աշխատանքի համեմատ γ-քվանտների մեծ էներգիաների դեպքում։ Թեթև նյութերում որոշակի ոչ մեծ հավանականությամբ ֆոտոէֆեկտը դիտվում է γ-քվանտների համեմատաբար փոքր էներգիաների դեպքում։ γ-քվանտի էներգիայի մեծացմանը զուգընթաց ֆոտոէֆեկտի հավանականությունը նվազում է։ Փոքր էներգիաների դեպքում γ-ճառագայթների կլանման գործակիցը հիմնականում պայմանավորված է ֆոտոէֆեկտով։

γ-քվանտները նյութական միջավայրում կարող են նաև ցրվել: γքվանտների առաձգական ցրումը կոչվում է Կոմպտոնի էֆեկտ։ Կոմպտոնի էֆեկտը տեղի է ունենում երբ $E_{\gamma} >> I$ և էլեկտրոնը կարելի է համարել ազատ: Քախման հետրանքով տեղի է ունենում էներգիայի և իմպուլսի վերաբաշխում՝ γ-քվանտի էներգիայի մի մասը փոխանցվում է էլեկտրոնին, էլեկտրոնը ստանում է ետ հարված, իսկ γքվանտը փոխում է իր շարժման ուղղությունը՝ ցրվում է θ -անկյան տակ:

Համաձայն Կոմպտոնի ցրման տեսության` կոմպտոնյան ցրման հավանականությունը կախված է միջավայրի ատոմների Z կարգաթվից և γ-քվանտների Εγ էներգիայից`

$$\sigma_{ijnulujunnlu} \sim \frac{Z}{E_{\gamma}}$$
(3.32)

 γ -քվանտների ավելի մեծ էներգիաների դեպքում միջավայրի ատոմների հետ փոխազդեցություններում հնարավոր է դառնում էլեկտրոն – պոզիտրոն (e⁺ e⁻) զույգի ծնումը։ Միջուկի (էլեկտրոնի) դաշտում կլանվում է γ-քվանտը և ծնվում են էլեկտրոն և պոզիտրոն։ Ջույգի լրիվ էներգիաների և բախման ենթարկվող միջուկի կինետիկ էներգիայի գումարը հավասար է γ-քվանտի էներգիային՝

$$h\nu = 2m_e c^2 + T_- + T_+ + T_{ulponull}:$$
(3.33)

Այստեղից հետևում է, որ էլեկտրոն – պոզիտրոն զույգի առաջացման համար անհրաժեշտ նվազագույն էներգիան հավասար է $2m_ec^2$ (1.02 ՄԵՎ):

Վակումում γ-քվանտների ազդեցության տակ էլեկտրոն – պոզիտրոն զույգերի ծնումն արգելված է իմպուլսի և էներգիայի պահպանման օրենքներով:

Տեսական հաշվարկները ցույց են տվել, որ e+ e- զույգի ծնման կտրվածքը կախված է նյութի կարգաթվից և γ -քվանտների էներգիայից՝

$$\sigma_{qnug} \sim Z^2 \ln E_{\gamma}: \qquad (3.34)$$

Նյութի հետ γ-քվանտների փոխազդեցության կտրվածքը հավասար է ֆոտոէֆեկտի, Կոմտոնի էֆեկտի և զույգի ծնման կտրվածքների գումարին`

$$\sigma = \sigma_{s} + \sigma_{ll} + \sigma_{q}, \qquad (3.35)$$

իսկ կլանման գործակիցը՝ այդ երևույթներով պայմանավորված կլանման գործակիցների գումարին՝

$$\mu = \mu_{\mathfrak{H}} + \mu_{\mathfrak{H}} + \mu_{\mathfrak{R}}$$
(3.36)

Նկար 3.8-ում բերված են γ-ճառագայթների լրիվ կլանման գործակցի և նրա բաղադրիչների կախվածությունը γ-քվանտների էներգիայից ալյումինի մեջ, պղինձում և կապարում։



Նկ. 3.8. Դնառագայթների լրիվ կլանման գործակցի և նրա բաղադրիչների կախվածությունը Դքվանտների էներգիայից ալյումինում, պղինչում և կապարում։

Նկարից երևում է, որ կապարում ֆոտոէֆեկտի կտրվածքը գերակշռում է փոքր էներգիաների տիրույթում (մինչև 0.5 ՄէՎ), իսկ γքվանտների էներգիայի մեծացմանը զուգընթաց (կապարի մեջ սկսած 5 ՄէՎ –ից) e- e+ զույգերի ծնման կտրվածքը գերազանցում է կոմպտոնյան ցրման և ֆոտոէֆեկտի կտրվածքներին։ Նշենք, որ փոիազդեցության երեք տեսակներն էլ հանգեցնում են մեծ էներգիաներով էլեկտրոնների առաջացմանը։

Արաջադրանք 1

Կապարում գամմա քվանտների կլանման օրինաչափությունների ուսումնասիրութուն

Սարքավորման նկարագրություն

Սույն լաբորատոր աշխատանքում օգտագործվող սարքավորման բլոկ-սխեման բերված է Նկ. 3.9-ում։



Նկ. 3.9. Оգւրագործվող սարքավորման բլոկ-սխեմա: 1 - գամմա ճառագայթման աղբյուր` փեղադրված կոլիմափորի մեջ, 2 - կլանիչ թիթեղներ, 3 - գամմա ճառագայթների դետեկփոր, 4 - գրանցման ազդանշանների հաշվիչ սարը։

Որպես կլանիչ օգտագործվում են կապարե թիթեղներ, որոնց հաստությունները չափված և նշված են յուրաքանչյուր թիթեղի վրա:

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է ՝

1. Միացնել սարքը և ընտրել փորձի կատարման աշխատանքային օպտիմալ ռեժիմը (լարումը՝ 1600 Վ, գրանցման ժամանակը 100 վ):

2. Կատարել ֆոնային ճառագայթման հոսքերի չափում:

3. Տեղադրել ⁶⁰Co γ-ճառագայթման աղբյուրը դրա համար նաիսատեսված պատյանում դետեկտորից 20 սմ հեռավորության վրա։ Չափել աղբյուրի այդ դիրքում գտնվելու դեպքում գրանցվող մասնիկների թիվը։ Առաջին չափումը կատարել առանց կլանիչի՝ Ν₀։ 4. Տեղադրել կապարե կլանիչներից մեկը աղբյուրի ու դետեկտորի միջև և կապարե կլանիչի առկայությամբ կատարել չափում։ Հաջորդաբար կապարե թիթեղների թվի ավելացմամբ մեծացել կլանիչի հաստությունը (կլանիչի հաստության արժեքը միլիմետրով գրված է կլանիչի վրա)։ Յուրաքանչյուր հաստության դեպքում գրանցել ազդանշանների N թիվը։ Ընդհանուր առմամբ կատարել չափումներ կլանիչի 10 տարբեր հաստությունների համար, վերջին չափումում օգտագործել բոլոր տրամադրված կապարե թիթեղները։

5. Կատարել ֆոնային ճառագայթման հոսքերի չափում, և արժեքը միջինացնել նախորդ ֆոնի չափման արժեքի հետ:

 Մտացված տվյալները, ֆոնային ճառագայթման հոսքերի հաշվառմամբ, մշակել սխալների տեսության պահանջներին համապատասխան։ Լրացնել աղյուսակը՝

Կլանիչի հաստություն <i>x,</i> սմ	Գրանցված գամմա քվանտների թիվ, Ν ± ΔΝ	$(N - N_{pnii}) \pm \Delta N$	$\ln(N - N_{\text{pn}\hat{u}}) \pm \ln(\Delta N)$

7. Քանի որ նյութական միջավայրում գամմա քվանտների կլանումը կատարվում է էքսպոնենցիալ (3.29) օրենքով, հետևաբար, $lnN = lnN_0 - \mu x$,

կառուցել lnN(x) կախվածության գրաֆիկը:

8. Ստացված գրաֆիկից որոշել կլանման գծային և զանգված ծային գործակցների արժեքը (կապարի խտությունը 11.35 գ / ud^3):

Պարզաբանում: $N = N_0 e^{-\mu x}$ բանաձևի մեջ մտնող μ մեծությունը կոչվում է կլանման գծային գործակից $[\mu] = u d^{-1}$: Այսպիսով, μ^{-1} -ը նյութի այն հաստությունն է, որում ֆոտոնների հոսքը նվազում է е անգամ:

 $\mu_q = \frac{\mu}{\rho}$, որտեղ ρ (q/uմ³) –ն նյութի խտությունն է կոչվում է կլանման զանգվածային գործակից $[\mu_q] = ud^2/q$ ։ Այս դեպքում նյութի hաստությունը չափվում է զանգվածային միավորներով՝ $x_q = x\rho$: $[x_q] = q/ud^2$: x_q -ի ֆիզիկական իմաստը նույնն է՝ նյութի այն հաստությունն է, որում ֆոտոնների հոսքը նվազում է е անգամ:

9. Նկ. 3.10 և 3.11-ից որոշել ү-մառագայթների էներգիան:

Առաջադրանք 2

Նույն կերպ որոշել ¹³⁷Cs իզոտոպից առաքվող γ-ճառագայթների էներգիան։



Ъկ. 3.10. Կլանման գծային գործակցի կախվածությունը ≁ մառագայթների էներգիայից կապարի համար:



Ъկ. 3.10. Կլանման զանգվածային գործակցի կախվածությունը γճառագայթների էներգիայից։



Ъկ. 3.11. ¹³⁷Сs և ⁶⁰Со իզпирици́երի ирини́ши́ иµиեи́ши́ьрр:

ՄԱՍ 4 ՌԱԴԻՈԱԿՏԻՎ ՏՐՈՀՄԱՆ ՕՐԵՆՔՆԵՐ

Ռադիոակտիվության տեսակները Ռադիոակտիվության առաջացման ընդհանուր օրինաչափությունները

Միջուկները, ինչպես նաև տարրական մասնիկները, որոշակի պայմաններում ենթակվում են փոխակերպումների, կրելով իրենց կազմի և հատկությունների անդառնալի փոփոխություններ։ Փոխակերպումները, որոնք տեղի են ունենում միջուկների կամ մասնիկների բախումների հետևանքով կոչվում են միջուկային ռեակցիաներ։

Որոշ միջուկների և տարրական մասնիկների փոխակերպումը կատարվում է ինքնաբերաբար և կոչվում է ռադիոակտիվ տրոհում կամ ռադիոակտիվություն: Ռադիոակտիվ միջուկների ճնշող մասը միջուկային ռեակտորներում կամ արագացուցիչներում ստանում են արհեստականորեն:

Երկրի բնական ռադիոակտիվությունը պայմանավորված է երկար ապրող ռադիոնուկլիդների և մթնոլորտի վերին շերտերում կոսմիկական ճառագայթների ազդեցության տակ առաջացող ռադիոակտիվ միջուկներով: Ներկայումս բնական ռադիոակտիվության հիմնական ներդրումը տալիս են հետևյալ երկար ապրող ռադիոնուկլիդները. $_{19}K^{40}$, $_{90}Th^{232}$, $_{92}U^{235}$, $_{92}U^{238}$, որոնց կիսատրոհման պարբերությունը համեմատելի է արեգակնային համակարգի տարիքի հետ։ Բոլոր այդ ռադիոակտիվ էլեմենտները հանդիպում են հանքաքարերում և ջրերում՝ ստեղծելով բնական ռադիոակտիվ ֆոն։
Ատոմային միջուկների ինքնաբերական փոխակերպումների վիճակագրական օրենքները

Տրոհումների ընդհանուր օրինաչափությունները բացահայտելու համար հարկավոր է հիմնվել փորձերով հաստատված հետևյալ սկզբունքների վրա՝

1) տրոհվող միջուկների փոխակերպումները արտաքին պայմաններից կախվածություն չունեցող ներմիջուկային պրոցեսներ են: Որպես հետևանք այդ սկզբունքի՝ տրոհումների ΔN_A թիվը A տիպի մասնիկների $N_A A(t)$ թվից կախված է գծային օրենքով $\Delta N_A \sim N_A(t)$,

2) ժամանակը համասեռ է, այսինքն ժամանակային հաստատուն ինտերվալը կախված չէ ժամանակի տվյալ պահից։ Որպես հետևանք այդ սկզբունքի՝ A տիպի մասնիկների տրոհումների ΔN_A թիվը՝ գծային օրենքով է կախված ժամանակից՝ $\Delta N_A \sim \Delta t$,

3) գործում է մեծ թվերի օրենքը, ինչը թույլ է տալի
ս $N_{\!A}=f(t)$ դիսկրետ արժեքներով ֆունկցիան փոխարինել անընդհատ ֆունկghujnų ΔN -p hphumphūtį dN-nų, huų Δt -ū dt-nų: Umgūtįnų huutմատականության λ գործակից՝ տրոհումների համար ստացվում է

$$dN = -\lambda N(t)dt:$$
(4.1)

Հավասարման մեջ (-) ն2անը գույզ է տայիս, որ ինքնաբերական տրոհումների $N_A(t)$ թիվը ժամանակի ընթացքում նվազում է։ λ -ն կոչվում է տրոհման հաստատուն, որի իմաստը մեկնաբանվում է $\lambda = |-\frac{dN}{N(t) dt}|$ արտահայտության միջոցով։ λ - ն ցույց է տալիս Aտիպի 1 մասնիկի տրոհման հավանականությունը 1 վրկ-ի ընթացքում։ λ-ն հաստատուն մեծություն է տվյալ միջուկների համար։ Այն կախված չէ ժամանակից, միջավայրի ջերմաստիճանից, էլեկտրամագնիսական դաշտերից և արտաքին այլ ազդակներից:

(4.1) գծային դիֆերենգիալ հավասարման լուծման արդյունքում ստացվում է

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \tag{4.2}$$

բանաձևը, որից հետևում է, որ տրոհվող մասնիկների թիվը ժամանակի ընթագքում նվագում է էքսարնենգյալ օրենքով:

Կյանքի միջին տևողություն կոչվում է տրոհման հաստատունի հակադարձ մեծությունը՝

$$\tau = 1/\lambda: \tag{4.3}$$

(4.2) բանաձևը կարելի է գրել այս տեսքով`

$$N = N_0 \ e^{-\frac{t}{\tau}} :$$
 (4.4)

Միջին կյանքի տևողությունը այն ժամանակահատվածն է, որի ընթացքում ռադիոակտիվ միջուկների թիվը նվազում է *e* անգամ։

Միջուկների անկայունությունը բնութագրելու համար օգտագործվում է նաև կիսատրոհման պարբերության հասկացությունը՝ $T_{1/2}$, այն ժամանակամիջոցը, որի ընթացքում ռաղիոակտիվ իզոտոպի ատոմների թիվը նվազում է երկու անգամ։ Այս դեպքում 4.2 բանաձևը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$N = N_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}$$
(4.5)

Հեշտ է տեսնել, որ $T_{1/2} = \tau \ln 2$ և $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$:

Ռադիոակտիվ իզոտոպի **ակտիվությունը** սահմանվում է որպես տրոհումների dN(t) թվի հարաբերություն տրոհման dt ժամանակամիջոցին՝

$$A = dN(t)/d t: (4.6)$$

Oգտվելով $dN(t) = -\lambda N(t) dt$ հավասարումից` ակտիվության համար ստանում ենք հետևյալ բանաձևը`

$$A = \frac{dN(t)}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} = \lambda N(t):$$
(4.7)

Միավորների ՄՀ համակարգում ակտիվության չափման միավորը 1 Բեքերելն է՝ 1*Բ*p = 1 *տրոհում* / 1*վրկ*։ Կիրառվում են նաև «Կյուրի» չափման միավորը Կյուրի՝ 1 *Կ*h = $3.7 \cdot 10^{10}$ *Բ*p.

Տրոհման էներգիա

Ռադիոակտիվ տրոհումը, որպես ինքնակամ գործընթաց, հանգեցնում է տվյալ համակարգի հանգստի էներգիայի նվազմանը։ Ընդհանուր դեպքում ռեակցիան կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$X_i \to X_f + b_1 + b_2 + \dots,$$
 (4.8)

որտեղ X_i -ը սկզբնական (մայր) միջուկն է, X_f -ը դուստր միջուկն է, իսկ b_1, b_2 ...-ը` թեթև մասնիկները։

Ինքնաբերաբար տրոհման պայմանը հետևյալն է՝

$$M(X_i) > M(X_f) + M(b_1) + M(b_2) + \dots$$
 (4.9)

Դիտարկվող համակարգի համար էներգիայի պահպանման օրենքը ունի հետևյալ տեսքը`

$$M(X_i) c^2 = M(X_f)c^2 + E(X_f) + M(b_1)c^2 + E(b_1) + M(b_2)c^2 + E(b_2) + ...;$$
(4.10)

Որտեղ $E(X_f), E(b_i)$ – տրոհման արդյունքում առաջացած դուստր միջուկի և թեթև մասնիկի կինետիկ էներգիաներն են (մայր միջուկը գտնվում է դադարի վիճակում)։ Տրոհման էներգիան կամ էներգետիկ ելքը ներկայացվում է հետևյալ տեսքով`

$$\Delta E = E(X_f) + E(b_1) + E(b_2) + \dots + \{M(X_i) - [M(X_f) + M(b_1) + M(b_2) + \dots]\}c^2:$$
(4.11)

Spnhման արդյունքում առաջացած յուրաքանչյուր մասնիկի կինետիկ էներգիայի չափաբաժինը հակադարձ համեմատական է նրա զանգվածին։ Oրինակ՝ α-տրոհման ժամանակ α-մասնիկին բաժին է ընկնում տրոհման էներգիայի 98%-ը, իսկ մնացած 2%-ը կազմում է դուստր միջուկի հետհարվածի էներգիան։ β-տրոհման ժամանակ միջուկին բաժին է ընկնում Δ E էներգիայի 0.01–0.1%:

Ատոմային միջուկների α–ռադիոակտիվություն

Բեքերելի կողմից ռադիոակտիվության հայտնագործումից հետո կատարված փորձերի արդյունքում ատոմների միջուկներից առաքվող α մասնիկները նույնականացվեցին ⁴He-ի կրկնակի իոնացված ատոմների հետ, β⁻-մասնիկները՝ էլեկտրոնների (e⁻), β⁺-մասնիկները՝ պոզիտրոնների (e⁺) հետ:

Երկրաֆիզիկական և միջուկային ֆիզիկայի հետազոտական մեթողներով կատարված աշխատանքների արդյունքում պարզվեց, որ A > 209 զանգվածային թվերով իզոտոպներն անկայուն են αտրոհումների նկատմամբ, որի մեկնաբանությունը տրվում է տեսակարար կապի էներգիայի՝ $\varepsilon = f(A)$ ֆունկցիայի անալիզից: Եթե իզոտոպի զանգվածային թիվը շատ է գերազանցում A = 209 թվին (օրինակ՝ ²³⁸*U*-ի համար A = 238), ապա այդ իզոտոպները ենթարկվում են հաջորդական α-տրոհումների, մինչև որ առաջացած վերջին իզոտոպի համար զանգվածային թիվը լինի A < 209: Ophնակ՝ ստորև բերված տրոհումների հաջորդականությունը սկսվում է ²³⁸₉₂*U* ից և վերջանում ²⁰⁶*Pb* -ով՝

$${}^{238}_{92}U \xrightarrow{\alpha} {}^{234}_{90}Th \xrightarrow{\alpha} {}^{230}_{88}Ra \xrightarrow{\alpha} {}^{228}_{88}Rn \xrightarrow{\alpha} \dots \xrightarrow{\alpha} {}^{206}Pb:$$
(4.12)

α-nաղիոակտիվ իզոտոպների բաշխվածության ուսումնասիրության արդյունքում պարզվել է, որ ^{238}U -ից ծանր քիմիական տարրերը բնության մեջ բացակայում են: Հայտնաբերված իզոտոպները, ըստ ծագման, խմբավորվում են 3 ընտանիքների (սկզբնական միջուկները՝ 238 U, 235 U, 232 Th):

α-տրոհման երևույթը պայմանավորված է ներմիջուկային և միջնուկլոնային փոխազդեցություններով։ Այն տեղի է ունենում, եթե թույլատրված է էլեկտրական, բարիոնային և լեպտոնային լիցքերի, մեխանիկական մոմենտի, էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները։ Մեկնաբանենք α-տրոհման պրոցեսը միայն էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքների տեսանկյունից։

Ընդունենք, որ ${}^{A}_{Z}X$ միջուկը ենթարկվում է α-տրոհման` ${}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\alpha} {}^{A-4}_{Z-2}X + {}^{4}_{2}He$:

 $\frac{4}{Z}X$ միջուկի կապի էներգիան բաղադրյալ մասերի նկատմամբ որոշում է հետևյալ բանաձևով`

$$\Delta W_p = [M(A-4;Z-2) + M({}^{4}_{2}He) - M(A;Z)]c^2: \quad (4.13)$$

 $^{A}_{Z}X$ միջուկի կայունության պայմանը բաղադրյալ մասերի նկատմամբ հետևյալն է`

- եթե $\Delta W_p > 0$, ապա միջուկը կայուն է բաղադրյալ մասերի α -տրոհման նկատմամբ,
- եթե $\Delta W_P < 0$, ապա $M(A;Z) > M(A-4;Z-2) + M({}_2^4He)$ միջուկն անկայուն է α-տրոհման նկատմամբ։

Ռադիոնուկլիդների տրոհումը հարմար է ներկայացնել տրոհման գծապատկերի օգնությամբ, որն իր մեջ կրում է քանակական և որակական տեղեկութուններ։ α-ռադիոակտիվ միջուկների պարզ և բարդ տրոհման գծապատկերները բերված են Նկ. 4.1 ա) և բ)-ում։ Պարզ դեպքերի համար կատարվում է անցում մայր միջուկի հիմնական վիճակից դուստր միջուկի հիմնական վիճակին։



Նկ. 4.1. ա) և բ) α -ւրրոհման պարզ և բարդ ւրրոհման գծապաւրկերները։

 α -մասնիկի և դուստր միջուկի կինետիկ էներգիաների բաշխումների տեսքը գտնելու համար օգտվում ենք էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքներից։ Ընդունենք, որ $\frac{4}{2}X$ միջուկը լաբորատոր համակարգում մինչ տրոհվելը գտնվում է դադարի վիճակում, ապա ըստ էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքների՝

$$\begin{cases} M(A;Z)c^{2} = M_{\eta}(A-4;Z-2)c^{2} + E_{\eta} + M_{\alpha}({}_{2}^{4}He)c^{2} + E_{\alpha} \\ 0 = \overrightarrow{P_{\alpha}} + \overrightarrow{P_{\eta}}, \end{cases}$$
(4.14)

որտեղ M_{η} , E_{η} և P_{η} դուստր միջուկի զանգվածը, կինետիկ էներգիան և իմպուլսն է, M_{α} , E_{α} և P_{α} ՝ α-մասնիկի զանգվածը, կինետիկ էներգիան և իմպուլսը:

Համոզված լինելով, որ կապի էներգիայի փոքր լինելու պատճաոով α-մասնիկը ստանում է փոքր կինետիկ էներգիա և շարժվում ոչ ռելյատիվիստիկական արագություններով` խնդրի լուծման համար ոչ մեծ սխալով (սխալի մեծությունը կարելի է գնահատել) կարող ենք օգտվել դասական ֆիզիկայի օրենքներից.

$$\begin{cases} E_{\alpha} + E_{\eta}[M(A;Z) - M(A-4;Z-2) - M({}_{2}^{4}He)]c^{2} = -\Delta W \\ \vec{P}_{\alpha} = -\vec{P}_{\eta}. \end{cases}$$
(4.15)

Իմպուլսների մողուլների հավասարության պայմանից հետևում է, որ

$$\begin{split} 2M(A-4;Z-2)E_{\eta}&=2M({}^4_2He)E_{\alpha}\;,\\ \text{nphg tl} \; E_{\eta}&=\frac{M({}^4_2He)}{M(A-4;Z-2)}\cdot E_{\alpha}\;(\;4.16): \end{split}$$

Ստացված արդյունքը տեղադրելով էներգիայի պահպանման օրենքի բանաձևի մեջ՝

$$E_{\alpha} + E_{\alpha} \cdot \frac{M(4;2)}{M(A-4;Z-2)} = [M(A;Z) - M(A-4;Z-2) - M({}^{4}_{2}He)]c^{2},$$
(4.17)

և կատարելով համապատասխան գործողություններ՝ α-մասնիկի կինետիկական էներգիայի համար ստանում ենք հետևյալ բանաձևը՝

$$E_{\alpha} = \frac{M(A-4;Z-2) \cdot [M(A;Z) - M(A-4;Z-2) - M(\frac{4}{2}He)]c^2}{M(A-4;Z-2)} :$$
(4.18)

Sվյալ ${}^{A}_{Z}X$ միջուկից առաքված α-մասնիկների կինետիկ էներգիայի համար ստացված բանաձևի աջ մասում ունենք միայն հաստատուն մեծություններ պարունակող առնչություն, ինչից հետևում է, որ α-մասնիկների կինետիկ էներգիան դիսկրետ արժեքով (միարժեք) հաստատուն մեծություն է։ Նկ. 4.2 ա)-ում և բ)-ում բերված են αմասնիկների էներգետիկ բաշխման գրաֆիկական տեսքերը։



Եկ. 4.2 α- մասնիկների էներգեւրիկ բաշխման գրաֆիկական տեսքը։

α-մասնիկների էներգետիկ սպեկտրը մոնոէներգիական է, սակայն էներգիան չափող սարքավորումների չափումների անորոշություններով պայմանավորված՝ α-մասնիկների կինետիկ էներգիայի մոնոէներգիական գծային բաշխման փոխարեն ստանում ենք գաուսյան բաշխումով պատկեր:

Դուստր միջուկը ևս, որպես երկմասնիկային պրոցեսի տրոհման հետևանք, իմպուլսի պահպանման օրենքի համաձայն, ետհարվածի շնորհիվ ստանում է դիսկրետ արժեքով կինետիկ էներգիա`

$$E_{\eta} = \frac{M(\frac{4}{2}He)}{M(A-4;Z-2)} \cdot E_{\alpha} < E_{\alpha}:$$
(4.19)

 α -մասնիկի և դուստր միջուկի կինետիկ էներգիաների բանաձևերից հետևում է, որ α -տրոհման ժամանակ անջատված էներգիայի մեծ մասը ստանում է α -մասնիկը:

β-տրոհումների տեսակները

Ատոմային միջուկների β-տրոհումը ֆիզիկական մի պրոցես է, որի ընթացքում անկայուն միջուկը փոխակերպվում է այլ իզոբար միջուկի՝ առաքելով e^- , e^+ կամ էլ գրավելով էլեկտրոն։ Բոլոր դեպքեpnւմ էլ կատարվում է միջուկի լիցքի փոփոխություն Δ*Z* = ∓1 չափով: Lիցքի տարբերությունը իր վրա է վերցնում փոխազդեցությանը մասնակցող էլեկտրոնը կամ պոզիտրոնը: Հայտնի է β-տրոհման 3 տեսակ` $β^-$, $β^+$ տրոհումներ, k-գրավում:

β-տրոհման նկատմամբ անկայուն իզոբարներից կյանքի տևողություն 10^{-2} վրկ–ից 10^{15} տարի է:

 β^- -տրոհման ենթարկվող միկրոմասնիկի դասական օրինակ է նեյտրոնը։ Այն տրոհվում է փոխակերպվելով պրոտոնի, միաժամանակ առաջանում են էլեկտրոն և հականեյտրինո`

$${}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + e^{-} + \widetilde{\nu_{e}}$$
: (4.20)

 $m_n > m_p + m_e$, տրոհումը թույլատրված է նեյտրոնի համար և ազատ վիճակում, և միջուկի մեջ։ Նման ձևով β^- -տրոհման են ենթարկվում այլ քիմիական տարրերի իզոբարներ։ Օրինակ՝

$${}_{1}^{3}H \xrightarrow{\beta^{-}}{}_{2}^{3}He + e^{-} + \tilde{\nu}_{e}$$
, (τ =12mmph): (4.21)

Uhջուկների **β**⁻- **արոհումների** ընթացքում միջուկի մեջ նեյտրոնը փոխակերպվում է պրոտոնի։ Uhջուկից հեռանում են e⁻-ը և $\tilde{\nu}_e$ -ն` իրենց հետ տանելով էներգիա, իմպուլս նաև բացասական լիցք։ Դրա հետևանքով միջուկի լիցքը մեծանում է մեկով։ A զանգվածային թվով և Z կարգաթվով $\frac{A}{Z}X$ միջուկը փոխակերպվում է Z+1 կարգաթվով իր հարևան իզոբար իզոտոպին, որն այլ քիմիական տարր է։ Բերված օրինակում ջրածնի $\frac{3}{1}H$ իզոտոպը փոխակերպվում է հելիումի $\frac{3}{2}He$ իզոտոպին։ Ընդհանուր դեպքում β⁻-ռադիոակտիվ իզոտոպի տրոհումը ներկայացվում է հետևյալ տեսքով`

$${}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\beta^{-}} {}^{A}_{Z+1}X + e^{-} + \tilde{\nu}_{e}:$$

$$(4.22)$$

Պրոցեսը տեղի կունենա, եթե այն թույլատրված է պահպանման հիմնարար օրենքների համար՝

$$q \to Z = Z + 1 - 1 + 0 = Z$$

$$B \to A = A + 0 + 0 = A : \qquad (4.23)$$

$$L \to 0 = 0 + 1 - 1 = 0$$

Դիտարկենք β^- -տրոհման էներգիական պայմանը։ Որպեսզի տեղի ունենա β^- -տրոհում, ապա տրոհման ենթարկվող միջուկի հանգստի էներգիան պետք է մեծ լինի տրոհման արգասիքների հանգստի էներգիայից (նեյտրինոյի զանգվածը անտեսվում է)՝

$$M(A,Z) > M(A,Z+1) + m_e$$
: (4.24)

Այս պայմանը կարող ենք ներկայացնել էլեկտրաչեզոք ատոմների զանգվածների միջոցով՝

$$M_{uun}(A,Z) > M_{uun}(A,Z+1)$$
: (4.25)

 β^+ -տրոհման դեպքում տրոհման ենթարկվող միջուկից առաքվում է պոզիտրոն (e⁺)։ Միջուկի մեջ պրոտոնը փոխակերպվում է նեյտրոնի։ Այդ պրոցեսը պրոտոնի ազատ վիճակում արգելված է էներգիայի պահպանման օրենքով, իսկ միջուկում թույլատրված՝

$$p^+ \not\rightarrow n + e^+ + \nu_e: \tag{4.26}$$

Միջուկի մեջ պայմանը բավարարվում է այլ նուկլոնների հետ փոխազդեցությունների շնորհիվ:

 β^+ -տրոհման օրինակ է ${}^{11}_6C$ իզոտոպի տրոհումը՝

$${}^{11}_{6}C \xrightarrow{\beta^+}{}^{11}_{5}B + e^+ + \nu_e, \tau = 20.4 \text{ pnup:}$$
 (4.27)

Ածխածնի ${}^{16}_{6}C$ միջուկում ինքնաբերական եղանակով մեկ պրոտոնը փոխակերպվում է մեկ նեյտրոնի։ Վերջինս մնում է միջուկում, իսկ առաջացած պոզիտրոնը և նեյտրինոն դուրս են թռչում միջուկից, իրենց հետ տանելով էներգիա, իսկ պոզիտրոնը՝ նաև դրական +e լիցք։ ${}^{16}_{6}C$ ռադիոակտիվ միջուկը փոխակերպվում է ${}^{15}_{5}B$ իզոբար իզոտոպի։

Ընդհանուր դեպքում կարելի է գրել՝

$${}^{A}_{Z}X \xrightarrow{\beta^{+}} {}^{A}_{Z-1}X + e^{+} + \nu_{e}:$$
 (4.28)

Պրոցեսը տեղի կունենա, եթե այն թույլատրված է պահպանման օրենքներով՝

$$q \to Z = Z - 1 + 1 = Z$$

$$B \to A = A + 0 + 0 : \qquad (4.29)$$

$$L \to 0 = 0 - 1 + 1 = 0$$

 eta^+ -տրոհման էներգիական պայմանը գրվում է հետևյալ տեսքով՝

$$M(A,Z) > M(A,Z-1) + m_e$$
: (4.30)

Ինչպես և β^- -տրոհման դեպքում, միջուկների β^+ -տրոհման դեպքում ևս տրոհվող իզոտոպի էլեկտրաչեզոք ատոմը փոխակերպվում է դուստր միջուկի էլեկտրաչեզոք ատոմի։ Հետևաբար, կարելի է գրել`

$$M_{uun}(A,Z) > M_{uun}(A,Z-1) + 2m_e$$
: (4.30u)

β-տրոհման երրորդ տեսակը **էլեկտրոնների գրավումն է (e-գրավում)։** Տրոհումը կատարվում է միջուկի կողմից իր իսկ ատոմի K-րդ կամ L-րդ էլեկտրոնային թաղանթներից էլեկտրոնի կլանումով (Եկ. 4.3):



Եկ. 4.3. β-ւրրոհման էլեկտրոնային գրավումը (e-գրավում)։

e-գրավման դեպքում միջուկին ամենամոտ K-րդ թաղանթում առաջանում է թափուր տեղ, որն այնուհետև լրացվում է ատոմի բարձր էներգիական մակարդակներից դեպի K-րդ թաղանթ էլեկտրոնների անցումով և անցմանն ուղեկցվող ռենտգենյան ճառագայթների առաքումով (Նկ. 4.4):



Ъу. 4.4. е-дршуйши ддшушурр:

e-գրավման օրինակ է ${}_{4}^{7}Be$ իզոբար միջուկի կողմից իր իսկ ատոմի K-րդ թաղանթից էլեկտրոնի գրավմանը պրոցեսը τ =53.6 օր միջին կյանքի տևողությամբ `

$${}_{4}^{7}Be + e^{-} \xrightarrow{k-qpuudpuud} {}_{3}^{7}Li + v_e:$$

$$(4.31)$$

Ընդհանուր դեպքում k-գրավումը սխեմատիկ ներկայացվում է հետևյալ կերպ՝

$$e^{-} + {}^{A}_{Z}X \xrightarrow{k-qnuulnul} {}^{A}_{Z-1}X + \nu_{e}:$$

$$(4.32)$$

Պահպանման օրենքները թույլատրված են ՝

$$q \rightarrow -1 + Z = Z - 1$$

 $B \rightarrow 0 + A = A + 0$: (4.33)
 $L \rightarrow 1 + 0 = 0 + 1$

e-գրավման (K-գրավում, L-գրավում, M-գրավում) էներգիական պայմանը հետևյալն է՝

$$M(A,Z) + m_e > M(A,Z-1)$$
: (4.34)

Անցում կատարելով ատոմների համար e-գրավման էներգիաան պայմանին կունենանք՝

$$M_{uun}(A,Z) > M_{uun}(A,Z-1)$$
: (4.35)

e-գրավման էներգիական պայմանը ավելի թույլ է, քան β^+ տրոհման էներգիական պայմանը, այս պատճառով β^+ -տրոհումը միշտ ուղեկցվում է e-գրավումով:

β-սպեկտրի տեսքը

β-տրոհման պրոցեսները թույլատրված են, եթե դրանք ենթարկվում են պահպանման օրենքներին: 4.8, 4.9, 4.10 կետերում բերված օրինակներում ստուգվեցին էլեկտրական, բարիոնային և լեպտոնային լիցքերի պահպանման օրենքները:

Դիտարկենք էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները β^+ և β^- -տրոհման դեպքում՝

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}X + e^{-} + \tilde{\nu}_{e}:$$

$$(4.36)$$

Գրենք էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները` ընդունելով, որ մայր միջուկը լաբորատոր համակարգում գտնվում է դադարի վիճակում`

$$\begin{cases} M(A,Z)c^{2} = \left[M(A,Z+1) + m_{e} + m_{\widetilde{\nu}_{e}}\right]c^{2} + E_{\eta} + E_{e} + E_{\widetilde{\nu}_{e}} \\ \vec{P}_{\iota \ell} = 0 = \vec{P}_{\eta} + \vec{P}_{e} + \vec{P}_{\widetilde{\nu}_{e}} \end{cases},$$
(4.37)

որտեղից`

$$\begin{cases} E_e = \left[M(A,Z) - M(A,Z-1) - m_e - m_{\tilde{\nu}_e} \right] c^2 - E_{\bar{\mu}_e} - E_{\tilde{\nu}_e} \\ 0 = \vec{P}_{\bar{\mu}_e} + \vec{P}_e + \vec{P}_{\tilde{\nu}_e} \end{cases}$$
(4.38)

Ունենք 2 հավասարումներից կազմված 3 անհայտներով համակարգ։ Այն չի բերում E_e -ի արժեքի որոշման։ Դրանում հեշտ է համոզվել՝ կառուցելով իմպուլսային վեկտորական եռանկյունին (Եկ. 4.5):

Վեկտորական եռանկյան կողմերի գումարը հավասար է զրոյի։



Եկ. 4.5. Իմպուլսային գծապատկեր։

Կարելի է կառուցել անթիվ բազմությամբ եռանկյուններ, որոնց կողմերի վեկտորական գումարը հավասար լինի զրոյի։ Կողմերից յուրաքանչյուրի արժեքը անընդհատ տատանվում է $|\vec{P}_{min}| < |\vec{P}| < |\vec{P}_{max}|$ տիրույթում, որն էլ հանգեցնում է էներգիական անընդհատ բաշխման` նվազագույն և առավելագույն արժեքներով։

 $|\vec{P}_e| \approx 0$, եթե $\vec{P}_{\tilde{\nu}_e} + \vec{P}_{\eta,\iota!} \approx 0$ համապատասխանաբար $E_{e\ min} = 0$, $|\vec{P}_e| = \vec{P}_{max}$, եթե $\vec{P}_{\tilde{\nu}_e} = 0$ համապատասխանաբար $E_e = E_{\beta\ max}$:

 β^- -մասնիկների էներգիական սպեկտրը փոխվում է $0 \le E_{\beta} \le E_{\beta max}$ տիրույթում և ունի Նկ. 4.6-ում պատկերված տեսքը՝



Նկ. 4.6. β[–]-մասնիկների էներգիական սպեկտրի տեսքը։ Յածր էներգիական տիրույթում (մինչև տասնյակ էՎ-եր) սպեկտրը ցույց է տրված կետագծով։

Գամմա ճառագայթման բնույթը

Բնության մեջ դիտվում են γ- ճառագայթման հոսքեր ֆոտոնների էներգիաների դիսկրետ և անընդհատ բաշխումներով։ Էներգիական սպեկտրի տեսքը պայմանավորված է ճառագայթման աղբյուրներում ընթացող ֆիզիկական պրոցեսներով։ Դիսկրետ սպեկտրով γ–ճառագայթման աղբյուրներ են ատոմային միջուկները և երկմասնիկային ելքերով տրոհման ենթարկվող տարրական մասնիկները: Ֆոտոնների Էներգիաների **անընդհատ բաշխումով** հոսքեր ձևավորվում են էլեկտրաստատիկական դաշտերում լիցքավորված մասնիկների ցրումների (արգելակման), ինչպես նաև արագացուցիչների մագնիսական դաշտերում և հզոր մագնիսական դաշտերով օժտված երկնային մարմինների մագնիսական դաշտերում լիցքավորված մասնիկների շարժումների ընթացքում։ Ըստ հոսքերի առաջացման մեխանիզմների՝ առաջինները կոչվում են արգելակային ճառագայթում, իսկ վերջինները՝ մագնիսաարգելակային կամ, որ նույնն է, սինքրոտրոնային ճառագայթում։

Համաձայն էլեկտրոդինամիկայի օրենքների՝ ճառագայթման ինտենսիվությունը համեմատական է լիցքավորված մասնիկների արագացման քառակուսուն և հակադարձ համեմատական մասնիկի զանգվածի քառակուսուն ($I \sim a^2 \sim f/m^2 \sim 1/m^2$)։ Հետևաբար՝ արգելակային ճառագայթման ինտենսիվությունը մեծ է (Z)-կարգաթվի մեծ արժեք ունեցող ատոմային միջուկների կենտրոնից $10^{-14} 10^{-13}$ մ հեռավորությունների տիրույթներում բաշխված մեծ լարվածությամբ էլեկտրաստատիկական դաշտերում թեթև մասնիկների (էլեկտրոնների) շարժման համար։ Էլեկտրամագնիսական ալիքների սանդղակի գամմա և ռենտգենյան ճառագայթումների տիրույթում Էներգիաների անընդհատ բաշխումով Ֆոտոնների հոսքեր ձևավորվում են ռենտգենյան սարքավորումներում, էլեկտրոնային արագացուցիչներում, ինչպես նաև գերիզոր էլեկտրաստատիկական ու մագնիսական դաշտեր ունեցող պուլսարների, սև խոռոչների և տիեզերական համանման մարմինների մերձակա տիրույթներում։

Արգելակային ճառագայթման ֆոտոնների էներգիական բաշիսումն անընդիատ է և սահմանափակված 0 < T_e < $T_{e\,max}$ տիրույթում (Եկ 4.7): Եկ. 4.7-ում կորերի վրա նշված թվերը ցույց են տալիս էլեկտրոնների սկզբնական կինետիկ էներգիաները՝ արտահայտված էլեկտրոնի հանգստի $m_ec^2 = 0.511 U \xi 4$ էներգիայով: 5; 20; 100 և 1000 դեպքերը վերաբերում են կապարին, իսկ 0.125-ը՝ ալյումինին: Ինտենսիվությունը տրված է հարաբերական միավորներով:



Նկար 4.7. Կապարում և ալյումինում բարչը էներգիաներով էլեկտրոնների շարժումով չևավորված արգելակային ճառագայթման հոսքերում ֆոտոնների էներգիական բաշխումները։

Միջուկներից էներգիաների դիսկրետ արժեքներով γ-քվանտների ինքնաբերական առաքման երևույթը անվանում են γ-ճառագայթում։ Այս երևույթը ևս բացատրվում է միջուկի թաղանթային կառուցվածքով։ γ-քվանտների առաքման դեպքում միջուկը գրգռված վիճակից անցնում է ավելի ցածր էներգիական վիճակի (ռադիացոն անցում)։ Անցումը կարող է լինել միարժեք, եթե միջուկը առաքում է մեկ քվանտ և միանգամից անցնում հիմնական վիճակի (Նկ. 4.8 ա) և բազմարժեք (կասկադային), երբ միջուկը գրգռված վիճակից հիմնական վիճակի անցնում է հաջորդաբար՝ երկու կամ մի քանի γ քվանտների առաքումով (Նկ. 4.8 բ):



124

Միջուկներից առաքվող γ-քվանտների էներգիան սահմանափակված է 10 կէվ-ից մինչև 5 Մէվ։ ճառագայթման ժամանակային տևողությունը (գամմա ճառագայթման նկատմամբ միջուկների միջին կյանքի տևողությունը) չի գերազանցում 10⁻¹³ - 10⁻¹² վ։ Հետևաբար, բնության մեջ, մակածված ակտիվության մեթոդով ստացված միայն γ-ճառագայթներ առաքող միջուկներ գոյություն ունենալ չեն կարող։ Միջուկները գամմա ճառագայթներ առաքում են միայն այն դեպքում, երբ մայր միջուկների ալֆա-, բետա- տրոհումների կամ մակածված ռադիոակտիվության հետևանքով դուստր միջուկները առաջացել են գրգոված վիճակում։

Ophնակ՝ ²²⁶Ra hqnmnuh hhuấuuhuն tũt
րգիական dhấuuh
g 222 Rn hqnmnuh hhuấuuhu
ն tũt
րգիական dhấuuhu
ն անցման ընթաց-
рпւմ առաջանում tũ
 α - մասնիկն
եր 4,77 Մt
վ hhuấuuhu
կանարիկական tũtp-
գիայով 94.3 % hu
վանականությամբ (Նկ. 4.9): Spnh
ման մth այլ
ուղիով կատարվում t անցում 226 Ra hqnmnuh hhuấuuhu
ն dhấuuh
g 222 Rn hqnmnuh unu
ջին գրգոված dhấuuhu
ն 4.591 Մt
d tũtp
գիայոd α – մասնիկ
h unu
pnıմnu (5.7% hu
duauhu
նական
mipináne): Ut
phùu
nınthu
duauhu
i t 0.186 Մt
d tũtp
qhu
jnu γ -p
duauhu mu
pnı
ánh unu
pnı
dua



Նկ. 4.9²²⁶Ra իզուրոպի ւրրոհման սիսեման`²²² Rn իզուրոպի առաջացմամբ։

Միջուկների β - տրոհումների ընթացքում β - մասնիկների առաքման հետ միասին γ- քվանտների առաքումը նույնպես բացատրվում է դուստր միջուկների գրգռված վիճակում գտնվելով։ ճառագայթման պրոցեսում γ –քվանտի E_{γ} էներգիան հավասար չէ միջուկի գրգռման մակարդակների միջև եղած Е տարբերությանը, ինչը բացատրվում է դուստր միջուկի ետհարված ստանալով։ Էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքներից ունենք

$$0 = \overrightarrow{P_{\gamma}} + \overrightarrow{P}_{u/p\varrho}, E = E_{\gamma} + T_{u/p\varrho}, \qquad (4.39)$$

որտեղ P_{միջ}- ը և T_{միջ} -ը համապատասխանաբար` միջուկի ետհարվածի իմպուլսը և կինետիկ էներգիան են։ Հավասարումների համակարգից հեշտ է ստանալ T_{միջ}-ի արժեքները`

$$T_{u/pg} = \frac{E_{\gamma}^2}{2M_{u/pg}C^2}$$
: (4.40)

(4. 40) բանաձևով մոտավոր գնահատումները ցույց են տալիս, որ 100 <A < 250 զանգվածային թվերով տիրույթին պատկանող միջուկների գրգոման E = 0,1÷1 ՄէՎ էներգիաների դեպքում ետհարվածի միջուկները տանում են ընդամենը $T_{dh_2} \approx (10^{-6} \div 10^{-5})$ E \approx 0.1÷1,0 էՎ էներգիա։ Այն անհամեմատ փոքր է γ –քվանտների տարած էներգիայից և մեծ ճշգրտություն չպահանջող չափումներում գործնականում անտեսվում է:

Լաբորատոր աշխատանք 9

ՀԱՅՏՆԻ ԻՉՈՏՈՊԻ ԱԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ռադիոակտիվ իզոտոպների կիրառությունը ֆիզիկայի, քիմիայի, բժշկության և այլ բնագավառներում ստեղծում է β-ճառագայթման ինտենսիվության չափման անհրաժեշտությունը։

Հիշեցնենք, որ ռադիոակտիվ աղբյուրների ինտենսիվությունը բնութագրվում է դրա A ակտիվությամբ՝ այսինքն միավոր ժամանակում միջուկների տրոհումների թվով՝ A = N λ , N-ը ռադիոակտիվ միջուկների թիվն է, λ -ն՝ տրոհման հաստատունը։ Որպես ակտիվության միավոր ՄՀ համակարգում ընդունված է Բեքերելը։ Լայն տարածում ունի նաև ակտիվության Կյուրի միավորը՝ 14 $h = 3.7 \cdot 10^{10} \, \textit{Fp}$ ։

 β -ռադիոակտիվ աղբյուրի ակտիվությունը չափելիս անհրաժեշտ է հաշվի առնել սպեկտրի վերին սահմանը ($E_{\beta max}$) և փորձի երկրաչափությունը։ Եթե β - սպեկտրը բարդ է և կազմված է մի քանի մասնիկի սպեկտրներից, ապա պետք է իմանալ ռադիոակտիվ իզոտոպի տրոհման սխեման։

β -ակտիվության գնահատման նպատակով չափվում է նմուշից արձակված մասնիկների հաշվման արագությունը՝ մասնիկների թիվը միավոր ժամանակում (1 վ): Պետք է հաշվի առնել, որ մի կողմից գրանցիչում գրանցվում են նմուշի արձակած ոչ բոլոր β - մասնիկները: Նրանց մի մասը չի ընկնում գրանցիչ, մի մասը կլանվում է օդում և գրանցիչի պատուհանում: Հաստ նմուշներում β- մասնիկները ցրվում և կլանվում են հենց նմուշում: Մյուս կողմից գրանցիչ են ընկնում տիեզերական մասնիկները, երկրի և շրջապատի γ – ճառագայթները (առկա է բնական ճառագայթային ֆոնը): Այս հանգամանքներով պայմանավորված անհրաժեշտ է մտցնել ուղղումներ:

Բացարձակ ակտիվությունը չափելու համար անհրաժեշտ ուղղումները կարելի է կատարել մեծ ճշտությամբ։ Բարակ նմուշում (նմուշի հաստությունը չի գերազանցում կիսակլանման հաստության շերտի $\frac{1}{200}$ -րդ մասը) կլանումը չի հասնում 1% -ի և այն կարելի է անտեսել։ Անհրաժեշտ ուղղումներ մտցնել ֆոնի, մարմնային անկյան, β-մասնիկների օդում և սցինտիլյատորը ծածկող սև ֆոտոթղթում կլանման և աղբյուրի տակդիրից անդրադարձման նկատմամբ։ Քննարկենք պարզ սպեկտր ունեցող β -ռադիոակտիվ նմուշի ակտիվության չափման ընթացքում ուղղումներ մտցնելու մեթոդները։

Եթե β -ակտիվ նմուշը, բացի էլեկտրոններից, առաքում է նաև γ քվանտներ, ապա դրանք գումարվում են բնական ֆոնին։ Գումարային ֆոնը չափելու համար նմուշը տեղադրվում է գրանցիչից որոշ հեռավորության վրա, նմուշի և գրանցիչի միջև տեղադրում է ալյումինի թիթեղ 2.5 մմ հաստությամբ, որը ամբողջապես կլանում է նմուշից արձակված էլեկտրոնները և բաց է թողնում γ -ճառագայթումը։ Չափվում է ֆոնային մասնիկների հաշվման արագությունը, այսինքն N_ֆ-ը: Գրանցիչ ընկած β -մասնիկների թիվը միավոր ժամանակում կլինի N_{β} = N₀ – N_{β}, որտեղ N₀–ն հաշվման արագությունն է առանց ալյումինի կլանիչ թիթեղի:

Մարմնային անկյունով պայմանավորված ուղղումը որոշվում է որպես միավոր ժամանակում գրանցիչի աշխատանքային ծավալի ուղղությամբ առաքված մասնիկների թվի (N_{առաք}) հարաբերությունը միավոր ժամանակում բոլոր ուղղություններով առաքված մասնիկների թվին (N_{ևմուշ}) $\omega = N_{առաք} / N_{tuínւշ}$:

Կետային նմուշի ակտիվության չափման դեպքում ∞-ի արժեքները կորոշվի

$$\omega = \frac{\Omega}{4\pi}$$

բանաձևով:

$$\Omega = \frac{ab}{r^2},$$

որտեղ a-ն և b-ն հաշվիչի պատուհանի երկարությունն ու լայնությունն են, r -ը՝ հաշվիչ-աղբյուր հեռավորությունը։

Կլանումով պայմանավորված ուղղումը՝ k-ն, գրանցիչի աշխատանքային տիրույթի ուղղությամբ առաքված մասնիկների թվի N_{ω} հարաբերությունն է աշխատանքային տիրույթ հասած մասնիկների թվին (N_B), այսինքն՝

$$k = \frac{N_{\omega}}{N_{\beta}}:$$
(4.42)

β-մասնիկների կլանումը նյութում լավ նկարագրվում է էքսպոնենցիալ օրենքով՝

$$N = N_0 e^{-\mu x},$$

որտեղ μ -ն կլանման գործակիցն է, x-ը կլանիչ շերտի հաստությունը։

Աղյուսակ 4.2-ում բերված են β-մասնիկի առավելագույն էներգիաները և դրանց համապատասխանող զանգվածային կլանման գործակիցները:

β-մասնիկի առավելագույն	Չանգվածային կլանման
էներգիան, ՄէՎ	գործակից, սմ²/գ
0,01	6930
0,02	2310
0,05	866
0,10	385
0,20	178
0,30	99
0,40	59
0,50	40
0,60	29
0,70	23
0,80	19
0,90	15
1,00	13
1,25	9,4
1,50	7,1
1,75	5,8
2,00	5,0
2,50	4,0

Կլանումով պայմանավորված ուղղումը հավասար է՝

$$k = \frac{N_{\omega}}{N_{\beta}} = e^{-\mu x}, \ \mu x = (\mu x)_{o\eta} + (\mu x)_{u}.$$
(4.44)

Հայտնի էներգիայով β -ճառագայթման կլանման գործակիցը կարելի է որոշել աղյուսակ 4.2-ի օգնությամբ։

Հաջորդ ուղղումը պայմանավորված է նմուշի տակդիրից անդրադարձող մասնիկներով։ Տակդիրի անդրադարձման գործակից (q) կոչվում է գրանցիչի ուղղությամբ տակդիրով նմուշից առաքված մասնիկների թվի հարաբերությունը նույն ուղղությամբ առանց տակդիրի նմուշից առաքված մասնիկների թվին։ Այդ գործակցի մեծությունը կախված է տակդիրի հաստությունից, նրա նյութի ատոմային թվից և β -սպեկտրի առավելագույն էներգիայից։ Տակդիրի հաստության աճմանը զուգընթաց գործակիցն աճում է և հասնում հագեցման β - մասնիկների առավելագույն վազքի 0.2 մասին` հավասար հաստության դեպքում:

q -անդրադարձման գործակցի կախվածությունը β -ապեկտրի առավելագույն էներգիայից ալյումինե հաստ տակդիրի համար (d > 0.5մմ) տրված է Նկ. 4.10-ում:



Նկ. 4.10. Անդրադարչման գործակցի կախվածությունը β -սպեկտրի առավելագույն էներգիայից։

Ujuպիսով, β -մասնիկների թվի որոշման համար վերջնական արտահայտությունն է

$$N_{\text{tuln1}_2} = \frac{N_\beta k}{\omega q}$$
(4.45)

Սինտիլյացիոն գրանցիչով β-մասնիկների գրանցման ժամանակ էֆեկտիվության ուղղում չի մտցվում, քանի որ այն մոտ է 100%ի։ Նմուշի բացարձակ ակտիվությունը՝ A-ն համընկնում է N_{ևմուշ} ստացված արդյունքին, եթե նմուշում տեղի է ունենում միայն β-մասնիկներ առաքող ռադիոակտիվ փոխակերպումներ, և նմուշը չի առաքում կոնվերսիոն էլեկտրոններ։ Հակառակ դեպքում, որպեսզի N_{ևմուշ}ից անցում կատարվի A-ի, անհրաժեշտ է մտցնել ուղղումներ՝ հաշվի առնելով տրոհման սխեման և ներքին կոնվերսիայի էլեկտրոնները։

Վերը նշված ուղղումների մանրակրկիտ որոշման դեպքում գումարային սխալը բարակ նմուշների համար β -սպեկտրի E $_{\beta max} =$ 0.6ՄԷՎ-ից բարձր էներգիայի դեպքում չի գերազանցում 8 – 10 %-ը։ Սակայն ռադիոակտիվ տրոհման վիճակագրական բնույթը բերում է վիճակագրական սխալի առաջացման։ Նմուշում միավոր ժամանակում N տրոհում տեղի ունենալու հավանականությունը միջին արագությամբ տրոհման դեպքում հաշվում է Պուասոնի բաշխման օգնությամբ՝

$$W(N) = N^{-N} \cdot e^{-N} / N !:$$
 (4.46)

Այս արտահայտությունից կարելի է ստանալ, որ միջին վիճակագրական շեղումը $\Delta = \sqrt{N}$, որտեղ N - ը գրանցված տրոհումների լրիվ թիվն է: Այստեղից N տրոհում գրանցելու դեպքում հարաբերական վիճակագրական սխալը $\delta = \frac{\Delta}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$, այսինքն՝ հարաբերական վիճակագրական սխալը նվազում է հակադարձ համեմատական \sqrt{N} -ին: Տվյալ δ -մեծությամբ չափումներ կատարելու համար անհրաժեշտ է շարունակել իմպուլսների հաշիվը մինչև N = $1/\delta^2$: 1% ճշտություն ստանալու համար անհրաժեշտ է գրանցել $1/(0.01)^2 = 10000$ իմպուլս: Հարկ է նշել, որ կարելի է չափումներ կատարել մեկ կարգ փոքր վիճակագրական ճշտությամբ, եթե մասնիկների գրանցման արագությունը գերազանցի ֆոնի գրանցման արագությանը ոչ պակաս, քան երկու կարգով:

Սարքավորման նկարագրություն

Աշխատանքի կատարման համար օգտագործվում է մասնիկների հաշվիչ, որը միացված է լարումը կարգավորող համակարգին։ Որպես β մասնիկների աղբյուր օգտագործվում է ⁹⁰Sr/⁹⁰Y ռադիոակտիվ աղբյուրը։

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է՝

- 1. Միացնել սարքավորումը։
- 2. Չափել ֆոնն առանց աղբյուրի:

3. Տեղադրել 90 Sr/ 90 Y ռադիոակտիվ աղբյուրը հաշվիչից 10-12 սմ հեռավորության վրա (պահիչի վրա) և չափում կատարել 600 վ ժամանակահատվածում։

4. Աղբյուրի և հաշվիչի միջև տեղադրել 2.5 մմ ալյումինե թիթեղ և չափում կատարել 600 վ ժամանակահատվածում։

5. Սցինտիլյացիոն հաշվիչում գրանցված ռադիոակտիվ աղբյուրի կողմից առաքված մասնիկների թվից հանել ալյումինե թիթեղով գրանցված իմպուլսների թիվը, կլինի՝ $N_{\beta} = N_0 - N_{3}$:

- 6. Արդյունքները բերել միավոր ժամանակի։
- 7. Հաշվել ուղղումներով պայմանավորված սխալները։

Ա) Գտնել ω-ի արժեքը։

Բ) Գտնել k-ի արժեքը՝ օգտվելով (4.44) բանաձևից՝

$$\rho_{oq} = 1.27 \cdot 10^{-3} \frac{\text{q}}{\text{ul}^2}, \rho_{ujj \perp q u} = 2.6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{q}}{\text{ul}^2}, \text{E} = 2.3 \text{ Utv}.$$

- Գ) Գտնել զ-ի արժեքը՝ օգտվելով 4.10 նկարից։
- 9. Ստանալ ակտիվությունը Բք և Կի միավորներով:

Լաբորատոր աշխատանք 10

ԴՈՆԱՑՆՈՂ ՃԱԴԱԳԱՅԾՆԵՐԻ ԿԵՆՍԱՑԱՆՆ ԴՈՆՅԱՆՈՎ ՉԵՆՆՎՈՇԹՎՈԾԵՆԱԿԱՆ ՄԵՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԴՈՀԻՈՏՅԱՅԱ

Իոնացնող ճառագայթների ֆոնային դաշտերը կենսոլորտում

Երկրի կենսոլորտի ձևավորումը ընթացել է և ներկայումս էլ ընթանում է Տիեզերական և Երկրային ծագում ունեցող բնական իոնացնող ճառագայթման դաշտերի, իսկ վերջին հարյուրամյակի ընթացքում նաև մարդու կողմից ստեղծված (տեխնածին) աղբյուրների աշխատանքով պայմանավորված ճառագայթման դաշտերի առկայության պայմաններում։

Մարդու գործունեությամբ չպայմանավորված ճառագայթման հոսքերը *բնական ֆոնային ճառագայթում* են։ Դրանցում մասնիկների հոսքերը, էներգիայի հոսքերը և ճառագայթման դաշտերին բնութագրող այլ մեծություններ ունեն քառսային բաշխում։ Բնական ֆոնային ճառագայթումն ունի երկու բաղադրիչ՝ տիեզերական և երկրային։

1. Տիեզերական ծագում ունեցող իոնացնող ճառագայթներ: Դրանք երկրորդային տիեզերական ճառագայթների հոսքերի մեջ մտնող պրոտոններ են (92%), նեյտրոններ, լիցքավորված և էլեկտրաչեգոք մեզոններ, μ-մեզոններ, էլեկտրոններ, γ-քվանտներ և որիշ այլ մասնիկներ։ Դրանք առաջանում են մթնոլորտի բաղադրության մեջ մտնող քիմիական տարրերի և մոլեկույների ատոմների միջուկների հետ առաջնային (արտամբնոլորտային ծագումով) տիեփոխազդեությունների ճառագայթների զերական արդյունքում։ Տիեզերական ճառագայթների ազդեցության տակ ընթացող միջուկային ռեակցիաների հետևանքով մթնոլորտում առաջանում են ռաղիոնուկլիդներ, օրինակ՝ 14 C (T $_{1/2}$ = 5730 տարի) և 3 H (T $_{1/2}$ = 12.35 տարի), որոնք զգալի ներդրում ունեն մարդու ներքին ճառագայթման մեջ (ներքին ճառագայթումը տեղի ունի երբ ռադիոակտիվ իզոտոպը շնչառական ուղիներով կամ սննդի միջոցով թափանցում է օրգանիզմ):

2. Երկրային ծագում ունեցող իոնացնող ճառագայթման դաշտեր: Դրանք ձևավորվում են երկրակեղևի, բնահողի և ջրի բաղադրության մեջ մտնող ռադիոակտիվ նյութերի փոխակերպումների, մասնավորապես ուրանի $^{238}_{92}$ Ս և թորիումի $^{232}_{90}$ Th ռադիոակտիվ ընտանիքների մեջ մտնող ռադիոնուկլիդների α-տրոհումների արդյունքում։ Որոշ իզոտոպների տրոհումներում α-մասնիկների առաքումն ուղեկցվում է նաև γ-ճառագայթների առաքումով։ Տրոհումներից առաջացած α-մասնիկները կլանվում են հենց ռադիոակտիվ տարրեր պարունակող նյութի (երկրակեղևի և բնահողի) մեջ, իսկ γ-ճառագայթները ներթափանցում են մթնոլորտ։ Գամմա ճառագայթներ առաքվում են նաև կալիում քիմիական տարրի (40 K) ռադիոակտիվ իզոտոպի տրոհման արդյունքում։ Այդ քիմիական տարրը մտնում է շինարարության մեջ օգտագործվող նյութերի (ավազի տարբեր տեսակներ, գաջ, գիպս և այլն) բաղադրության մեջ, ինչի հետևանքով գամմա ճառագայթների հոսքերի մակարդակը շինություններում կարող է փոքր ինչ գերազանցել ճառագայթման բնական մակարդակը, սակայն մնալով կենսաբանական ազդեցությունների տեսակետից անվտանգ տիրույթում։ Իսկ, ընդիանրապես, կենսոլորտում երկրային ծագում ունեցող γ-ճառագայթման հոսքերում հիմնական ներդրում ունեն $^{232}_{90}$ Th , 228 Ac, $^{214}_{82}$ Pb, 214 Bi, 40 K ռադիոակտիվ տարրերի տրոհումները:

Իոնացնող ճառագայթների *տեխնածին* մարդու կողմից ստեղծված հոսքերը կենսոլորտում ունեն երկու բաղադրիչ։

 Դրանցից առաջինը պայմավորված է օգտակար հանածոների հանման և մշակման, շինանյութերի արտադրության ընթացքում շրջակա միջավայրի ռադիոնուկլիդներով աղտոտվածության, ինչպես նաև միջուկային տարաբնույթ աշխատանքներով պայմանավորված միջուկային թափոններով և ռադիոակտիվ նյութեր պարունակող օգտագործումից հանված բժշկական և տեխնոլոգիական սարքերով շրջակա միջավայրի ռադիոնուկլիդներով աղտոտվածության:

 Իոնացնող ճառագայթման տեխնածին աղբյուրների մյուս բաղադրիչը ռենտգենյան սարքերն են, լիցքավորված մասնիկների (էլեկտրոնային, պրոտոնային, ծանր իոնների) արագացուցիչները, միջուկային ռեակտորները, ճառագայթման ռադիոիզոտոպային աղբյուրները:

Մարդու կողմից ստեղծված ճառագայթման աղբյուրների աշխատանքները, ի տարբերություն բնական ֆոնային ճառագայթման աղբյուրների, կառավարելի են, ինչը թույլ է տալիս ձևավորելու տվյալ գիտափորձի, տեխնոլոգիական և փորձարարական այլ խնդիրների լուծման համար անհրաժեշտ բնութագրերով իոնացնող փնջեր և աշխատանքի ավարտից հետո դադարեցնել աղբյուրի աշխատանքը:

Իոնացնող ճառագայթների կենսաբանական ազդեցությունները

Նյութական միջավայրի հետ իոնացնող ճառագայթների փոխազդեցությունների ընթացքում վերջիններիս կողմից միջավայրին փոխանցվող էներգիայի հաշվին տեղի են ունենում միկրոսկոպիկական (առանձին մասնիկների կամ ճառագայթների դեպքում) և մակրոսկոպիկական (իոնացնող ճառագայթների մեծ հոսքերի ազդեցության տակ) փոփոխություններ, որոնք դիտարկվում են որպես ճառագայթային (ռադիացիոն) էֆեկտներ։ ճառագայթային էֆեկտների դրսևորման ձևերը և կատարված փոփոխությունների չափերը պայմանավորված են ճառագայթման ենթարկվող նյութերի հատկություններով, իոնացնող ճառագայթների բնույթով և ճառագայթահարման չափով՝ դոզայով։ ճառագայթահարմանը ենթարկվող բյուրեղային նյութերում և կիսահաղորդիչներում տեղի են ունենում բյուրեղային կառուցվածքների փոփոխություններ, պլաստմասաները և այլ օրգանական նյութերը փոխում են իրենց մեխանիկական ու օպտիկական հատկությունները։ Աայդպիսի էֆեկտները դիտվում են որպես ֆիզիկական։

ճառագայթահարմանը ենթարկվող կենդանի օրգանիզմներում դիտվում են կենսաբանական փոփոխություններ, որոնք արդյունք են միմյանց հաջորդող երեք փուլերի՝ ա) ֆիզիկական, որի ընթացքում իոնացնող ճառագայթները նյութի հետ փոխազդեցությունների հետևանքով կորցնում են էներգիա, բ) կենսաքիմիական, որի ընթացքում իոնացնող մասնիկի կորցրած էներգիայի հաշվին տեղի են ունենում քիմիական ու կենսաքիմիական ռեակցիաներ, գ) կենսաբանական՝ ի հայտ են գալիս ճառագայթահարման կենսաբանական հետևանքները:

Որպեսզի հասկանանք ինչով են պայմանավորված ճառագայթման կենսաբանական հետևանքները կամ կարողանանք կանխատեսել օրգանիզմի արձագանքը դրանց ազդեցությանը, դիտարկենք, թե ինչ է կատարվում հյուսվածքներում ճառագայթների ազդեցության հետևանքով կենսաբանական տեսակետից:

Յանկացած կենսաբանական հյուսվածք կամ օրգանիզմ բաղկացած է բջիջներից։ Ուրեմն, իոնացնող ճառագայթների ազդեցությունը կենսաբանական հյուսվածքի վրա պայմանավորված է առանձին բջջի հետ նրանց փոխազդեցությամբ, մասնավորապես՝ բջջի տարբեր բաղադրիչների՝ մոլեկուլների հետ փոխազդեցությամբ։ Իոնացնող ճառագայթների ազդեցությանը վերաբերող բազմաթիվ հետազոտություններ թույլ տվեցին ենթադրել, որ բջիջներում կան ճառագայթման նկատմամբ գերզգայուն «թիրախներ»։ Չգալի փոփոխություն (օրինակ՝ բջջի մահը) տեղի է ունենում միայն այն դեպքում, երբ իոնացնող ճառագայթների էներգիան փոխանցվում է բջջի թիրախին։ Բազմաթիվ ուսումնասիրությունները հանգեցրին այն եզրակացությանը, որ բջջի թիրախն է նրա ԴՆԹ-ն։

Եթե իոնացման արդյունքում վնասվում է բջջի ԴՆԹ-ն, ապա բջիջը կարող է կորցնել կիսվելու ունակությունը կամ կրել այնպիսի կառուցվածքային փոփոխություններ, որոնք կանդրադառնան դրա ֆունկցիոնալ գործունեության վրա։ Եթե վնասվեն (մահանան, մուտացվեն) մեծ քանակությամբ բջիջներ, ապա կխախտվի օրգանի նորմալ ֆունկցիանալությունը, ինչը կանդրադառնա օրգանիզմի վրա:

ԴՆԹ-ն կարող է վնասվել իոնացնող ճառագայթների ուղղակի կամ անուղղակի ազդեցությունից։ *Ուղղակի ազդեցության* դեպքում իոնացման հետևանքով խախտվում են ԴՆԹ-ի մոլեկուլի քիմիական կապերը, առաջանում են կառուցվածքային փոփոխություններ (Նկ. 4.11):



Եկ.4.11. ԴԵԹ-ի ուղղակի և անուղղակի վնասվածքներ։

ԴՆԹ-ի վնասվածքները կարող են առաջանալ նաև իոնացնող ձառագայքների *անուղղակի ազդեցությունից*: Բջիջների 70%-ը կազմում է ջուրը։ Իոնացնող ձառագայքների ազդեցության հետևանքով ջրի մոլեկուլը բաժանվում է H[°] և OH[°] ռադիկալների, որոնք քիմիապես շատ ակտիվ են և կարող են փոխազդել ԴՆԹ-ի հետ և առաջ բերել նրա քիմիական կառուցվածքի փոփոխություն։ Բացի այդ, ռադիկալները կարող են սկիզբ դառնալ մի շարք քիմիական ռեակցիաների, որոնց հետևանքով բջջում կառաջանան նոր բջջի համար վնասակար միացություններ, օրինակ ջրածնի պերօքսիդ H₂O₂, որը թունավոր է։ Տեղի ունեցող փոփոխությունների հետևանքով բջիջը կարող է մահանալ կամ մուտացվել։

Նկարագրված պրոցեսների տևողությունները բերված են աղյուսակ 4.3-ում։

Փուլ	Պրոցես	Փուլի տևողությունը
Ֆիզիկական	ճառագայթման էներգիայի կլանում, իոնացված և գրգռված ատոմների ու մոլեկուլների առաջացում։	10 ⁻¹⁶ - 10 ⁻¹⁵ վ
Ֆիզիկա- քիմիական	Կլանված էներգիայի վերաբաշխում, ազատ ռաղիկալների առաջացում։	10 ⁻¹⁴ - 10 ⁻¹¹ վ
Քիմիական	Ռեակցիաներ ռադիկալների միջև և ռադիկալների ու մոլեկուլների միջև։ Փոփոխված կառուցվածքով և ֆունկցիանալ խախտումներով մոլեկուլների առաջացում։	10 ⁻⁶ - 10 ⁻³ ปฺ
Կենսաբանական	Վնասվածքների զարգացում բջջային և օրգանիզմային մակարդակներով։ Վերականգնման պրոցեսների ուժեղացում։	վայրկյաններ - տարիներ

Աղյուսակ 4.3. Իոնացնող ճառագայթների ազդեցության հիմնական փուլերի տևողությունները Կարևոր է այն հանգամանքը, որ ԴՆԹ-ի կամ այլ մոլեկուլների ոչ բոլոր տիպի վնասվածքներն են հանգեցնում բջջի մահվան կամ մուտացիայի: Ցանկացած կենսաբանական համակարգ օժտված է վերականգնման հատկությամբ (ռեպարացիա), որը սովորաբար շատ արդյունավետ է: Վնասվածքների մեծամասնությունը վերականգնվում է, և բջիջները ոչ մի փոփոխություն չեն կրում: Սակայն, եթե վերականգնման մեխանիզմը չաշխատեց, ապա բջջում առաջացած կենսաքիմիական փոփոխությունները հասցնում են նրա փոփոխությանը (մուտացիայի) կամ մահվան: Քջջի մուտացիան կարող է քաղցկեղային բջիջների առաջացման պատճառ դառնալ։ Սաղմնային բջիջների փոխակերպումները առաջացնում են մուտացիաներ, որոնք արտահայտվում են որպես ժառանգական էֆեկտներ։

Իոնացնող ճառագայթների ազդեցությունը մարդու օրգանիզմի վրա բաժանում են երկու տիպերի՝ շեմային էֆեկտներ (ճառագայթային հիվանդություն, աչքի ճառագայթային կատարակտ և այլն) և հավանական բնույթ կրող (չարորակ ուռուցքների առաջացում, լեյկոզներ, ժառանգական հիվանդություններ)։ ճառագայթման հետևանքները կախված են կլանված դոզայի չափաբաժնից և հզորությունից, ճառագայթման տեսակից և ճառագայթվող հյուսվացքի տեսակից։ ճառագայթման հնարավոր հետևանքները գնահատելու համար անհրաժեշտ է սահմանել որոշակի քանակական բնութագրեր։

Դոզիմեփրիական հիմնական մեծությունները

Իոնացնող ճառագայթները, անկախ իրենց տեսակից և փոիսազդեցության բնույթից, անցնելով նյութի միջով հաղորդում են նրան որոշակի էներգիա։ Այս պատճառով բնական է որպես ճառագայթման ազդեցության չափանիշ ընդունել հենց հաղորդված էներգիան։ Այսպիսով, դոզիմետրիայի հիմնական մեծությունը սահմանվում է որպես միավոր զանգվածին հաղորդված էներգիա և կոչվում է **կլանված դոզա** (կլանված բաժնաչափ).

D = dE / dm

Կլանված դոզայի չափման միավորը ՄՀ-ում Ջ/կգ է, որը ունի հատուկ անվանում՝ Գրեյ (**Գր**) (անգլիական ֆիզիկոս Գ. Գրեյի պատվին)

1Գր = 1Ջ / 1կգ

Կլանված դոզայի չափման միավորը CGS համակարգում ռադ-ն է (radiation absorbed dose).

1ռադ = 100 էրգ / 1գ = 0.01 Գր

Իոնացնող ճառագայթների տարբեր տեսակները նույն կլանված դոզայի դեպքում տարբեր ազդեցություն են թողնում կենսաբանական օբյեկտի վրա։ Օրինակ՝ α-մասնիկներն իրենց ճանապարհին առաջացնում են մեծ խտությամբ իոնացում։ Դա նշանակում է, որ α-մասնիկներով ճառագայթման հետևանքով բջիջի ԴՆԹ-ն կարող է վնասվել մի քանի տեղից և վնասվածքը կարող է լինել անվերականգնելի։ γ-ճառագայթներն առաջացնում են փոքր խտությամբ իոնացում, ինչը բերում է ավելի փոքրաքանակ վնասվածքների։

Կենսաբանական օբյեկտի կրած վնասվածքները կախված են տվյալ էներգիայով մասնիկի ստեղծած *գծային իոնացման իսրությունից* ($\Delta N/\Delta L$) և *էներգիայի գծային հաղորդումից* ($\Delta E/\Delta L$) (ΔN առաջացած իոնների թիվն է, ΔE - հաղորդված էներգիան, ΔL - մասնիկի անցած ճանապարհը): Ելնելով ($\Delta N/\Delta L$) և ($\Delta E/\Delta L$) արժեքներից հաշվարկվում են գործակիցներ, որոնք կոչվում են **կշոային գործակիցներ** (W_R): Տվյալ տեսակի ճառագայթման կենսաբանական ազդեցությունը գնահատելիս անհրաժեշտ է հաշվի առնել W_R գործակիցները:

Կշռային գործակիցների արժեքները որոշ ճառագաթների տեսակների և էներգիաների համար բերված են աղյուսակ 4.4-ում։

Ճառագաթման տեսակը և էներգիան	W _R
Ֆոտոններ(բոլոր էներգիաների)	1
Էլեկտրոններ և մյուոններ (բոլոր էներգիաների)	1
Նեյտրոններ E < 10 կէՎ	5
10 կէՎ - 100 կէՎ	10
100 կէՎ - 2 ՄէՎ	20
2	10
Պրոտոններ E > 2 ՄէՎ	5
α-մասնիկներ, ծանր միջուկներ, բաժանման արդյունքներ	20

Աղյուսակ 4.4. Կշռային գործակիցների արժեքները

Օգտագործելով $W_{\rm R}$ գործակիցները հաշվարկվում է
 huuůupdtp դոզան

$H = W_R D_R,$

որտեղ $W_{\rm R}$ -ը կշռային գործակիցն է R տեսակի ճառագայթման համար, իսկ D_{R} -ը՝ այդ ճառագայթման ստեղծած կլանված դոզան: Համարժեք դոզան ցույց է տալիս, թե նույն կլանված դոզայի դեպքում ինչքանով են տարբերվում տվյալ տեսակի ճառագայթման առաջացրած կենսաբանական էֆեկտը γ-ճառագայթման առաջացրած էֆեկտից:

Խառնակազմ ճառագայթման համար՝

$$H = \sum_{i} W_{R_i} D_{R_i}:$$

ՄՀ-ում համարժեք դոզայի չափման միավորը կոչվում է Չիվերտ (Ձվ) (շվեդացի ֆիզիկոս Ռ. Չիվերտի պատվին): CGS համակարգում օգտագործվում է այլ միավոր՝ ՌԿՀ-ը (ռադ-ի կենսաբանական համարժեք, rem-rad equivalent in man, бэр-биологический эквивалент рада)

 $12d = 1 \Omega / 14q = 10^4 tpq / q, 1 Prus = 0.01 \Omega d$

Օրգանիզմում տարբեր հյուսվածքների զգայնությունը ճառագայթահարման նկատմամբ նույնը չէ։ Մարմնի անհավասարչափ ճառագայթման դեպքում կիրառվում է **արդյունարար դոզա** հասկացությունը, որը որոշվում է որպես հյուսվածքների/օրգանների համարժեք դոզաների գումար՝ բազմապատկված համապատասխան *W _{հրուս,}* կշռային գործակիցներով՝

$$E = \sum_{i} W_{hynin_{i}} D_{hund}$$

որտեղ E -ն համարժեք դոզան է օրգանում կամ հյուսվածքում, W_{hjnu} –օրգանի կամ հուսվածքի համար կշռային գործակիցն է: Համարժեք դոզայի չափման միավորն է $\mathbf{2}\mathbf{q}$: Կշռային գործակիցների արժեքները որոշ օրգանների համար բերված են աղյուսակ 4.5-ում։

Սեռակ Ողնուղ Թոքեր

Մաշկ

Ստամոքս Վահանաձև գեղձ

	որոշ օրգանների համա		
Օրգան	W _{hjntu}		
ան օրգաններ	0.2		
եղ կարմիր	0.12		
	0.12		

Աղյուսակ 4.5. Կշռային գործակիցների արժեքները որոշ օրգանների համար

0.12

0.05

Որոշ դեպքերում որպես դոզայի չափման միավոր օգտագործվում է «ոենտգենը» (**Ռ**, P, R): Ռենտգենով չափված դոզան կոչվում է *եքապոզիցիոն դոզա (պահածամի բաժնաչափ*): 1 ոենտգենը դա γ և ոենտգենյան ճառագայթների այն դոզան է, որի դեպքում նորմալ պայմաններում (T = 0°C, P = 760 մմ սնդիկի սյուն) 1 սմ³ օդում առաջանում է յուրաքանչյուր նշանի էլեկտրաստատիկ լիցքի մեկ միավոր (2.083*10⁹ զույգ իոններ): Քանի որ օդում պարունակվող մոլեկուլների իոնացման միջին էներգիան 34 էՎ է, 1 ոենտգեն դոզային համապատասխանում է չոր օդի 1 գ-ի կողմից կլանված 87.3 էրգ էներգիա։ Կենսաբանական օբյեկտի համար 1 ռենտգեն դոզային համապատասխանում է կյանված 95 էրգ էներգիա։

Դոզայի հզորություն կոչվում է միավոր ժամանակում ստացված դոզան։ Սահմանումը կիրառելի է բոլոր քննարկված դոզաների համար: Դոզայի հզորության չափման միավորներն են՝ Գր/ժ, Չվ/ժ, Ռ/ժ: Հնարավոր են նաև այլ միավորներ՝ մՉվ/վ, մՉվ/տարի և այլն։

Անվաանգության նորմեր

Միջուկային մեթոդների կիրառումը տարբեր բնագավառներում պահանջում է սահմանել իոնացնող ճառագայթների առաջացրած դոզաների թույլատրելի մակարդակները։ Որպես ճառագայթման նորմավորման իրավական հիմք Հայաստանում ընդունված է «ճառագայթային անվտանգության նորմեր» փաստաթուղթը, համաձայն որի սահմանվում են ֆիզիկական անձանց համար նախատեսված թույլատրելի դոզաների չափերը։ Աղյուսակ 4.6-ում բերված են սահմանված թույլատրելի դոզաների արժեքները։

 $U\eta jn u u h 4.6$

Նորմավորվող	Սահմանված դոզան		
մեծություն	Ա խումբ*	Բնակչություն	
Արդյունարար դոզա	Միջինում 20 մՁվ	Միջինում 1 մՉվ	
	տարեկան,	տարեկան,	
	յուրաքանչյուր	յուրաքանչյուր	
	հաջորդական 5 տարի	հաջորդական 5	
	աշխատելու	տարվա ընթացքում՝	
	ընթացքում` ո'չ ավելի,	ոչ ավելի, քան 5 մՉվ	
	քան 50 մՉվ տարեկան	տարեկան	
Համարժեք դոզա,			
ստացված 1 տարվա			
ընթացքում։	150 մՁվ	15 մՉվ	
Աչքի ոսպնյակում	500 մՁվ	50 մՉվ	
Մաշկում	500 նՁվ	50 նՁվ	
Ձեռքերում և			
ոտնաթաթերում			

Սահմանված թուլատրելի դոզաների արժեքները

* խումբ Ա - ներառում է տեխնոգեն իոնացնող ճառագայթների հետ աշխատող անձնակազմը

Ուսումնական լաբորատոր աշխատանքներում օգտագործվում են α -մասնիկների հոսքերի աղբյուր հանդիսացող 239 Pu, 238 U, 226 Ra

ոադիոակտիվ իզոտոպները, β- մասնիկների հոսքերի աղբյուր հանդիսացող ⁹⁰Sr, ⁹⁰Y և համանման այլ իզոտոպներ, գամմա ճառագայթների հոսքերի աղբյուր հանդիսացող ⁶⁰ Co, ¹³⁷Cs և համանման այլ իզոտոպներ: Լաբորատոր աշխատանքների կատարման ընթացքում պետք է ուսումնասիրվեն ճառագայթման այդ աղբյուրների հետ աշխատելու և դրանց ռադիոակտիվ տրոհման արդյունքում առաքվող ճառագայթների հոսքերից պաշտպանվելու մեթոդները։ ճառագայթման հոսքերի հետ առնչություն ունեցող մարդկանց ճառագայթահարման դոզան փոքրացնելու համար պետք է հիմք ընդունել 3 հիմնական գործոններ։ Դրանք են՝ *ժամանակային գործոնը* (հնարավորինս նվազեցնել ճառագայթման դաշտում գտնվելու ժամանակը), *երկրաչափական գործոնը* (հնարավորինս հեռու մնալ ճառագայթման աղբյուրից), *նյութերում ճառագայթման հոսքերի կլանման գործոնը* (ճառագայթման հոսքերի լրիվ կլանման կամ հոսքի թուլացման միջոցով)։

Ռադիոիզոտոպների առաքած *α-մասնիկների* էներգիաները ընկած են 4 – 9 ՄէՎ տիրույթում։ Դրանց վազքը օդում կազմում է 3 – 10 սմ, ալյումինումում` 0.02-0.04 մմ։ *α*-մասնիկները ամբողջովին կլանվում են մարդու հագուստում ու մաշկային ծածկույթում և արտաքին ճառագայթման ժամանակ վտանգավոր չեն մարդու ներքին օրգանների վնասման տեսանկյունից։ Սակայն ներքին ճառագայթման դեպքում *α*-մասնիկները վտանգավոր են, քանի որ առաջացնում են մեծ խտությամբ իոնացում (~ 3*10³ զույգ իոն 1 սմ անցած ճանապարհ)։ *α*-մասնիկները շարժվելով նյութում գրեթե չեն ցրվում, նրանց շարժման հետագիծը մոտավորապես ուղղագիծ է, էներգիայի առավելագույն կորուստները մասնիկը կրում է վազքի վերջում։

β-մասնիկների թափանցելիությունը ավելի մեծ է, քան α-մասնիկներինը: 4 ՄէՎ էներգիայով β-մասնիկների վազքը օդում կազմում է մոտավորապես 18 մ, կենսաբանական հյուսվածքներում՝ 2-3 սմ։ Հագուստը և մաշկը կլանում են β-մասնիկների 75%-ը, առավել վտանգավոր է β-ճառագայթումը աչքի համար։

eta-մասնիկների առաջացրած գծային իոնացման խտությունը փոքր է նույն էներգիայով lpha-մասնիկների համեմատությամբ (~ 60

զույգ իոն 1 սմ անցած ճանապարհին)։ Միաժամանակ, թեթև β-մասնիկները ցրվում են, ինչի արդյունքում ճառագայթահարման տիրույթը մեծանում է։

γ-ճառագայթներն անցնում են մեծ տարածություններ ինչպես օդում, այնպես էլ կենսաբանական հյուսվածքներում: γ-ճառագայթների առաջացրած գծային իռնացման խտությունը փոքր է (1 սմ օդում մի քանի զույգ իռն): Եթե α - և β -ճառագայթումը կլանվում է հագուստում ու մաշկում և վտանգավոր է հիմնականում ներքին ճառագայթման ժամանակ, ապա γ-ճառագայթումը վտանգավոր է և՛ արտաքին, և՛ ներքին ճառագայթման դեպքերում:

Թուլացնել γ-ճառագայթների հոսքի ինտենսիվությունը կարելի է օգտագործելով պաշտպանիչ շերտեր ծանր մետաղներից՝ կապարից, պողպատից կամ կապարով հագեցած բետոնից։ Անցնելով *x* հաստությամբ նյութի շերտով՝ γ-ճառագայթների հոսքի ինտենսիվությունը նվազում է հետևյալ օրենքով՝

$$I(x)=I_0e^{-\mu x},$$

որտեղ μ-ն կլանման գործակիցն է, որը կախված է նյութի հատկություններից` հատկապես ատոմների կարգաթվից և γ-քվանտների էներգիայից։

Ռադիոակտիվ իզոտոպի առաքած γ-ճառագայթների առաջացրած իոնացումը գնահատելու համար օգտագործվում է իոնացման հաստատունը (**Г**) (կամ γ-հաստատունը)։ Ռադիոնուկլիդի *իոնացման հաստադունը* 1 միլի Կյուրի ակտիվություն ունեցող կետային ռադիոակտիվ աղբյուրի առաջացրած γ-ճառագայթման էկսպոզիցիոն դոզայի հզորությունն է 1 սմ հեռավորության վրա։ Չափման միավորն է՝ $\frac{ / M u d^2}{ d f p d}$;

Աղյուսակ 4.7-ում բերված են իոնացման հաստատունի արժեքները որոշ ռադիոնուկլիդների համար (տվյալները վերցված են "The Health Physics and Radiological Health Handbook. Edited by Bernard Shleien, Pharm. D. Certified Health Physicist, ABHP FAPHA, 1992):

Ц*ղјпшµ4.7*

Ռադիոիզոտոպ	T _{1/2}	γ- ճառագայթման էներգիա, կէՎ	Г, <u>Л[.]ии²</u> иЧр д	Γ, <u>ưų Q</u> ų u ² 9:Fp d
²⁴ Na	14.66 đ	1369 և 2754	19.37	523.7
²² Na	2.6	1274.53	13.39	362
	տարի			
⁶⁰ Co	5.27	1176 u 1332	13.69	370
	տարի			
¹³¹ I	8.04 op	Բարդ սեպկր	2.8	76.47
¹³⁷ Cs	30	661.6	3.81	103
	տարի			

Իմանալով ռադիոակտիվ աղբյուրի ակտիվությունը՝ կարելի է հաշվարկել աղբյուրի առաջացրած ճառագայթման դոզայի հզորությունը աղբյուրից կամայական հեռավորության վրա։ Դոզայի հզորությունը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\boldsymbol{P}=\frac{\Gamma A}{R^2},$$

որտեղ R-ը կետային աղբյուրի և օբյեկտի միջև հեռավորությունն է, A-ն` ռադիոիզոտոպի ակտիվությունը, Γ -ն` գամմա հաստատունը (որոշ աղբյուրներում կոչվում է իոնացման հաստատուն):

Ն*եյպրոնները* չեն առաքվում ռադիոակտիվ նուկիրների կողմից, բայց շատ հաճախ առաջանում են միջուկային ռեակցիաներում։ Նեյտրոններն էլեկտրաչեզոք են և անմիջականորեն կենսաբանական էֆեկտներ չեն առաջացնում։ Սակայն, փոխազդելով թեթև միջուկների հետ (օրինակ ջրածնի), արագ նեյտրոնները (E > 10 ՄէՎ) իրենց կինետիկ էներգիայի մի մասը հաղորդում են ատոմային միջուկներին (ինչում կարելի է համոզվել նեյտրոն – պրոտոն բախումների կինեմատիկական հաշվարկներով), որոնք որպես երկրորդային լիցքավորված մասնիկներ կարող են առաջացնել իոնացում։ Դանդաղ (E < 10 ՄէՎ) նեյտրոնները մեծ հավանականությամբ կլանվում են միջուկների կողմից և առաջացնում են տարբեր միջուկային ռեակցիաներ, օրինակ՝ ²H(ո,γ)²H, ¹⁴N(n,p)¹⁴C: Հիմնական կենսաբանական ազդեցությունը առաջացնում են (ո,p) ռեակցիաներում
առաջացած պրոտոնները, որոնք կորցնում են իրենց ամբողջ կինետիկ էներգիան` անցնելով շատ կարճ ճանապարհ։

Նեյտրոնային հոսքից պաշտպանությունը կատարվում է երկու փուլով՝

 Նեյտրոնների դանդաղեցում մինչև E = 0.01 - 0.1 էՎ (ջերմային նեյտրոններ): Որպես դանդաղեցուցիչ օգտագործում են ջրածին պարունակող նյութեր (ջուր, պարաֆին, պլաստմասներ և այլն):

 2) Ջերմային նեյտրոնների կլանում: Որպես կլանիչ օգտագործվում են կլանման մեծ կտրվածք ունեցող նյութեր (բոր, կաղմի և նրանց քիմիական միացությունները):

Նեյտրոնների կլանումը որոշ դեպքերում զուգորդվում է γ-ճառագայթների առաքմամբ, ինչը պետք է հաշվի առնել նեյտրոնային հոսքերից պաշտպանական խնդիրներ լուծելու ժամանակ:

Նկար 4.12-ում սխեմատիկորեն պատկերված է քննարկված ճառագաթների թափանցելիությունը։



Եկար 4.12. Ճառագաթների թափանցելիության գծապատկերը։

Առաջադրանք

Ռադիոակտիվ այբյուրի առաջացրած դոզայի հզորության վրա ազդող գործոնների ուսումնասիրություն և աղբյուրի հետ անվտանգ աշխատելու պայմանների գնահատում

Սարքավորման նկարագրություն

Աշխատանքի կատարման համար օգտագործվում է դոզիմետր, γ-ճառագայթման աղբյուր՝ տեղադրված կալիմացնող պատյանի մեջ և կապարե կլանիչներ։

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է՝

1. Դոզիմետրի օգնությամբ չափել ռադիոակտիվ աղբյուրի առաջացրած դոզայի հզորությունը աղբյուրից 20, 30, 50, 100 սմ հեռավորությունների վրա։ Յուրաքանչյուր չափումը կատարել մի քանի անգամ և օգտագործել միջին արժեքը։ Հաշվի առնել բնական ֆոնի ներդրումը։ Լրացնել աղյուսակը։

R,	Р,	P-P _f ,	$(P-P_f) \cdot R^2$,
սմ	մկՉվ/վ	մկՉվ/վ	սմ² մկՁվ/վ

2. Կառուցել (P–P_f) = f_1(R) և (P-P_f) -R^2 =f_2(R) կախվա-ծությունները։

3. Օգտագործելով $\mathbf{P} = \mathbf{\Gamma} \mathbf{A} / \mathbf{R}^2$ առնչությունը հաշվել A-ն դիտարկվող բոլոր հեռավորությունների դեպքում։

4. Որոշել պաշտպանիչ շերտի շնորհիվ դոզայի նվազման պատիկությունը։ Կատարել դոզայի հզորություն չափում 50 սմ հեռավորության վրա առանց պաշտպանիչ շերտի և պաշտպանիչ շերտի առկայությամբ: Արդյունքների հարաբերությունը դոզայի նվազման պատիկությունն է։

Արդյունքը համեմատել տեսական հաշվարկների հետ (կլանման գործակցի արժեքը վերցնել Նկ. 4.13-ից)։

5. Որոշել 50 սմ հեռավորության վրա գտնվելու դեպքում դասընթացների ընթացքում կլանված դոզան և համեմատել թույլատրելի արժեքի հետ: Արդյունքները ներկայացնել հետևյալ միավորներով՝ Ռ, ոադ, ոկի, Չվ, Գր:



Նկ.4.13. Կապարի կլանման գծային գործակցի կախվածությունը էներգիայից։

ՄԱՍ 5 ՏԻԵՉԵՐԱԿԱՆ ճԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՓՈՐՉԱՐԱՐԱԿԱՆ ՖԻՉԻԿԱ

Տիեզերական ճառագայթների հայտնագործումը

Տիեզերական ճառագայթները հայտնագործվել են պատահականորեն Էլստերի, Հայտելի և Վիլսոնի կողմից։ Էլստերը և Հայտելը, ովքեր մթնոլորտային էլեկտրականության հետազոտողներ էին, 1900 թ. կատարած փորձերում դիտեզին օդի իոնազման այնպիսի երևույթ, որը չէր բացատրվում գազերի իոնացման` այդ ժամանակ հայտնի ֆիզիկական մեխանիզմներով։ Նոր հայտնագործված երևույթի էությունը հասկանալու համար նրանք կատարեզին բազմաթիվ փորձեր: Օդի ուսումնասիրվող ծավալում դիտվում էր մնացորդային իոնաgniů, npp կախված stp n's փnpåh պայմաններից և n's tj spsuumunnմիջավայրի ազդեցությունից։ Նրանք ենթադրեցին, որ դիտվող իոնացման պատճառը անհայտ բնույթի ճառագայթներ են։ Անհայտ էին նաև այդ ճառագայթների աղբյուրները։ Նյութական միջավայրի վրա գործող ազդեզությամբ դրանք նման էին ռենտգենյան և ռաղիոակտիվ իզոտոպներից առաքվող ճառագայթներին, սակայն որանցից տարբերվում էին նյութական միջավայր ներթափանցելու ավելի մեծ ունակությամբ:

Այդ նուն թվականին Վիլսոնը, ով կատարում էր իոնացման իսցիկի միջոցով իոնացնող ճառագայթների հոսքերի գրանցման փորձեր, Ելստերից և Հայտելից անկախ նույնպես դիտեց անհայտ ճառագայթների ազդեցության տակ տեղի ունեցող իոնացում։ Մանրակրկիտ հետազոտությունների շնորհիվ նա հանգեց այն եզրակացության, որ դիտվող իոնացում առաջացնող ճառագայթներն ունեն արտաերկրային, արտամթնոլորտային ծագում։ Սակայն հայտնագործված ճառագայթների տիեզերական ծագման մեջ համոզվելու համար պահանջվում էին լրացուցիչ փորձարարական տվյալներ։ Դրանք ավելի ուշ ստացվեցին Հեսսի, Կոլխերստերի և այլոց կողմից կատարված հետազոտություններում։ Անհայտ ճառագայթների անմիջական չափումների առաջին տվյալները ստացվեցին օդապարիկով վեր բարձրացող հերմետիկ իոնացման խցիկի միջոցով 1911 թ. Հեսսի կողմից կատարված փորձերում։ Նա նկատեց, որ մթնոլորտում օդապարիկի վեր բարձրացմանը զուգընթաց խցիկում իոնացումը սկզբում նվազում է, այնուհետև՝ արագ աճում։ Ըստ որում՝ այդ փորձերում հասանելի 5 կմ բարձրության վրա իոնացման մեծությունը խցիկում գերազանցում է իոնացման՝ երկրի մակերևույթի վրա ստացված արժեքին։ Այդ փորձերի հիման վրա Հեսսն առաջ քաշեց հիպոթեզ այն մասին, որ մթնոլորտի վերին շերտերից, միգուցե և տիեզերական տարածությունից, գալիս են ճառագայթներ, որոնք նման են γ ճառագայթներին, սակայն դրանց գերազանցում են միջավայր ներթափանցելու մեծ ունակությամբ։

ճառագայթների բնույթը պարզելու և դրանց աղբյուրների տեղայնացումը հստակեցնելու գործում մեծ դեր կատարեցին Կոլխերստերի կատարած 1913-1914 թթ. փորձերը։ Նա օդապարիկով մի քանի անգամ վերելք կատարեց դեպի մթնոլորտի վերին շերտեր և չափեց անհայտ ճառագայթների պատճառով իցիկում առաջացած իոնացումը՝ վերելքի մինչև 9 կմ բարձրության վրա։ Պարզվեց, որ այդ բարձրության վրա իոնացումը իցիկում, հետևաբար և անհայտ ճառագայթների ինտենսիվությունը 10 անգամ ավելի մեծ է, քան երկրի մակերևութի վրա։ Պարզվեց նաև, որ այդ ճառագայթներն օդում կլանվում են 10 անգամ ավելի թույլ, քան ռադիոակտիվ նյութերից առաքված ճառագայթները։ Հետագայում Կոլխեստերը, Սկոբելցինը, Կլեյը և Վեռնովը, միմյանցից անկախ, օդապարիկներով կատարվող հետազոտությունների «առաստաղը» հասցրին մինչև 20-30 կմ բարձրության և ցույց տվեցին, որ իցիկում իոնացում նկատվում է նաև այդ բարձրության վրա։

Նշված փորձերում անվիճելիորեն հաստատվեց այն ենթադրությունը, որ այդ ճառագայթներն ունեն արտամթնոլորտային ծագում։ Հեսսի փորձերից հետո դրանք կոչվեցին տիեզերական ճառագայթներ։ Ավելի ուշ կատարված փորձերը ցույց տվեցին, որ տիեզերական ճառագայթները բարձր էներգիաներով օժտված տարրական մասնիկներ են և ատոմային միջուկներ, որոնք առաքվում են Արեգակից, աստղերից և աստղակերպ այլ երկնային մարմիններից։

Երկրամերձ տիեզերական տարածությունից դեպի երկրի մակերևութ շարժման ճանապարհին տիեզերական ճառագայթներն անցնում են մթնոլորտի հաստ շերտի միջով, որտեղ և ենթարկվում են զանազան փոխակերպումների։ Էական փոփոխություններ են կրում ճառագայթների զանգվածային, ինչպես նաև էներգիական և տարածական բաշխումները։ Այդ իսկ պատճառով երկրի մակերևույթին հասնող տիեզերական ճառագայթների հոսքերը զգալիորեն տարբերվում են արտամթնոլորտային տիեզերական տարածության մեջ դրանց հոսքերից։ Որպեսզի կատարվի տարբերակում արտամթնոլորտային տիեզերական և մթնոլորտում փոփոխությունների ենթարկված տիեզերական ճառագայթների միջև, դրանց անվանում են համապատասխանաբար առաջնային և երկրորդային տիեզերական ճառագաթներ։

Գիտատեխնիկական զարգացման մակարդակը մինչև 50-ական թվականների կեսերը թույլ էր տալիս զբաղվել միայն երկրորդային տիեզերական ճառագայթների անմիջական փորձարարական հետազոտություններով: Ընդ որում` ուսումնասիրությունները կատարվում էին երկրի մակերևույթին (վերերկրյա) և լեռնագագաթներին (բարձր լեռնային) տեղադրված տիեզերական ճառագայթների հետազոտման կայանների, ինչպես նաև օդապարիկներում և ինքնաթիռներում (թռչող լաբարատորիաներում) տեղադրված սարքավորումների միջոցով։ Երկրորդային տիեզերական ճառագայթների համանման հետազոտությունները շարունակվում են նաև ներկայումս աշխարհի մի շարք խոշոր գիտական կենտրոններում, սակայն ավելի կատարելագործված ու հզոր սարքավորումների միջոցով։

Հատկանշական է, որ տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայի բնագավառում կատարվող հետազոտություններում էական է հայ ֆիզիկոսների ներդրումը։ Դեռևս տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայի ձևավորման և կայացման տարիներին (20-րդ դարի 30-ական թվականներ) սովետական ֆիզիկոսներ Ս. Ն. Վեռնովի, Դ. Վ. Սկոբելցինի և այլոց հետ միասին հետազոտությունների մեջ ընդգրկվեցին երիտասարդ հայ ֆիզիկոսներ Ա. Ի. Ալիխանովը, Ա. Ի. Ալիխանյանը, Ն. Մ. Քոչարյանը։ Նրանք իրենց սովետական գործընկեր ֆիզիկոսների հետ միասին 1934-1942 թթ. ընթացքում տիեզերական ճառագայթների բնույթի ուսումնասիրության համար բազմաթիվ չափումներ կատարեցին Արագած լեռան վրա՝ դրանով իսկ հիմք ստեղծելով տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայի դպրոցի կայացման համար։ 1942 թ. պատերազմական ծանր տարիներին Երևանի պետական համալսարանի ֆիզիկամաթեմատիկական ֆակուլտետում նրանք հիմնադրեցին Տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայի լաբորատորիա, որի բազայի վրա հետագայում կազմակերպվեց Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտը՝ իր Նոր Համբերդի և «Արագած» գիտական հզոր լաբորատորիաներով։

Հայ ֆիզիկոսները առաջնակարգ հետազոտություններ են կատարում ինչպես Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտի «Բարձր էներգիաների ֆիզիկա և աստղաֆիզիկա» և «Տիեզերական եղանակ» գիտական բնագավառներում, այնպես էլ մասնակցում էին տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայի կարևորագույն միջազգային ծրագրերի իրականացմանը։

Տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայի բնագավառում աշխարհի վերերկրյա, բարձր լեռնային, ստորգետնյա, ստորջրյա գիսական կայաններում կատարվող հետազոտությունները ներկայումս զուգակցվում են արտամթնոլորտային հետազոտություններով:

Արտամթնոլորտային հետազոտությունների համար իրադրությունը փոխվեց 50-ական թվականների երկրորդ կեսին երկրաֆիզիկական ու տիեզերական մղիչ հրթիռների ստեղծման շնորհիվ։ Ֆիզիկոսների համար հնարավորություն ընձեռվեց փորձարարական սարքավորումները դուրս բերելու արտամթնոլորտային տարածություն և զբաղվելու առաջնային տիեզերական ճառագայթների անմիջական չափումներով։ Ներկայումս այդ նպատակների համար նախատեսված տիեզերական ապարատներում (Voyager, telescope FERMI -GLAST, HEAO 3, Swift, AGLE) տեղադրված սարքերի միջոցով կատարվում են բարձր էներգիաների տիեզերական ճառագայթների և գամմա քվանտների հետազոտություններ Արեգակնային համակարգության սահմաններում` Մերկուրի մոլորակի ուղեծրից մինչև միջաստղային պաուզայի տիրույթ (Կոյպերի աստերոիդային գոտուց դուրս), իհարկե ներառյալ և երկրամերձ տիեզերական տարածությունը [4]:

Ուշադրություն ենք հրավիրում տերմինաբանական երկու սահմանումների վրա, որոնք լայն կիրառություն ունեն տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայում։ Դրանք կապված են հոսքի ինտենսիվության և հոսքի խտության հասկացությունների հետ.

ա) մասնիկների հոսքի ինտենսիվությունը՝ I = E / s t, սահմանվում է որպես միավոր մակերեսով միավոր ժամանակում անցած էներգիայի մեծություն,

բ) մասնիկների հոսքի խտությունը՝ $\phi = N / s$ t, սահմանվում է որպես միավոր մակերեսով միավոր ժամանակում անցած մասնիկների թիվ:

Տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայում որպես հոսքի ինտենսիվություն ընդունվում է I = N / s t հարաբերությունը, որն իրականում հոսքի խտություն է: Քանի որ այդ մոտեցումը սկզբնավորվում է պատմականորեն և լայն մասշտաբներով կիրառվում գիտության տվյալ բնագավառում, ապա սույն աշխատանքում ևս առաջնորդվում ենք ավանդական դարձած ընդհանուր պայմանավորվածությամբ:

ԱՌԱՋՆԱՅԻՆ ՏԻԵՉԵՐԱԿԱՆ ճԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐ

Մինչ այժմ կատարված վերերկրյա, բարձր լեռնային, ինչպես նաև արտամթնոլորտային հետազոտությունների ընթացքում առաջնային տիեզերական ճառագայթների մասին ստացվել է մեծածավալ տեղեկատվություն, ինչը թույլ է տալիս այդ ճառագայթների հոսքերի հետ կապված բազմաթիվ խնդիրները խմբավորել հետևյալ 4 ուղղությունների մեջ՝ ա) ըստ տիեզերական ճառագայթների ծագման, բ) ըստ հոսքերի մեջ մտնող մասնիկների զանգվածների բաշխումների, գ) ըստ տիեզերական ճառագայթների էներգիական բաշխումների, դ) ըստ տեզերական ճառագայթների տարածական բաշխումների և ժամանակային փոփոխությունների:

Տիեզերակամն ճառագայթների ծագումը

Shեզերական ճառագայթների հոսքեր առաջանում են և ձևավորվում տիեզերական այնպիսի օբյեկտների կողմից, որոնցում կատարվում են նյութի ջերմամիջուկային և միջուկային փոխակերպումներ: Այդպիսիք են՝ Արեգակը և Արեգակի տիպի աստղերը, զարգացման վերջին փուլում գտնվող աստղերը, գերնոր աստղերը, պուլսարները (նեյտրոնային աստղերը), սև խոռոչները, գալակտիկաների միջուկները և այլն: Shեզերական ճառագայթների բնույթը էապես կախված է ճառագայթման աղբյուրներում տեղի ունեցող ֆիզիկական պրոցեսներից: Վերջին հանգամանքը կարևոր է տիեզերական ճաոագայթների միջոցով երկնային մարմինների ներսում ընթացող պրոցեսների մասին տեղեկություններ ստանալու և աստղաֆիզիկական մի շարք խնդիրներ լուծելու համար [1, 2]:

Արեգակում և արեգակնանման աստղերում միջուկային փոխակերպումների հիմնական մեխանիզմը տարբեր ցիկլերով ընթացող ջերմամիջուկային ռեակցիաներն են, այդ թվում `

1. ⁴He - h unugugnund p + p ghun

$$p + p \rightarrow {}^{2}H + e^{+} + v_{e} + 0.42 \text{ Utd.},$$

$${}^{2}H + p \rightarrow {}^{3}\text{He} + \gamma + 5.49 \text{ Utd.},$$

$${}^{3}\text{He} + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{4}\text{He} + 2p + 12.85 \text{ Utd.},$$

(5.1)

որի ընթացքում անջատվում է ջերմային էներգիա, առաջանում են 4 He-ի միջուկ, պոզիտրոն, նեյտրինո: v_e-ն հեռանում է աստղից` համալրելով տիեզերական ճառագայքների հոսքերը:

⁴He-ի առաջացմամբ p + p ցիկլը ընթանում է նաև այլ, պահպանման հիմնարար օրենքներով թույլատրված ուղիներով:

2. ⁴He-h այրում ¹²C, ¹⁶O, ²⁰Ne միջուկների առաջացմամբ: Այն տեղի է ունենում, երբ աստղի ներսում ջրածնի պաշարները վերջանում են. p + p ցիկլն ավարտվում է ⁴He-h կուտակումով, որից հետո աստղի ջերմաստիճանն իջնում է, գրավիտացիոն ուժերի ազդեցության տակ նյութը սեղմվում է, սկսվում է հելիումի այրման պրոցեսը։

3. Uumntpnit ⁴He-h шյրմшնը հաջորդում է α-պրոցեսը, որի ընթացքում ²⁰Ne միջուկը կլանում է α-մասնիկ, այնուհետև պրոցեսը շարունակվում է ²⁴Mg, ²⁸Si, ³²S, ³⁶Ar, ⁴⁰Ca միջուկների հաջորդաբար առաջացումով՝

$${}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \rightarrow {}^{8}\text{Be} + {}^{4}\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}^{*} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma \qquad (5.2)$$

 ${}^{4}\mathrm{He} \xrightarrow{\alpha} {}^{8}\mathrm{Be} \xrightarrow{\alpha} {}^{12}\mathrm{C} \xrightarrow{\alpha} {}^{16}\mathrm{O} \xrightarrow{\alpha} {}^{20}\mathrm{Ne} \xrightarrow{\alpha} {}^{24}\mathrm{Mg} \xrightarrow{\alpha} {}^{28}\mathrm{Si} \xrightarrow{\alpha} {}^{32}\mathrm{Si}$

α-պրոցեսով է բացատրվում տիեզերքում N·α (α-ն ⁴He-ի միջուկն է, N-ը ամբողջ թիվ է) տիպի իզոտոպների համեմատաբար մեծ տարածվածության օրինաչափությունը:

4. Աստղերի էվոլյուցիայի e-պրոցեսում ջերմադինամիկական հավասարակշռության պայմաններում տեղի են ունենում միջուկային փոխակերպումներ, որոնց ընթացքում կտրուկ մեծանում է երկաթի և Մենդելեևի պարբերական աղյուսակում երկաթի հարևան տարրերի կոնցենտրացիան:

5. Աստղերում ընթացող r-արագ և s-դանդաղ ընթացող պրոցեսներում միջուկների կողմից տեղի է ունենում նեյտրոնների ինտենսիվ կլանում, որի հետևանքով առաջանում են մինչև A \sim 90, 138, 208 և A = 80, 130, 195 զանգվածային թվերով ծանր իզոտոպներ:

Միջուկային փոխակերպումների մեխանիզմները կախված են աստղերի և աստղանման մարմինների զանգվածներից, որը երևում է ստորև բերված աղյուսակ 5.1-ից։

Աղյուսակ 5.1 կаիաները տարբեր զանգվածներով

Ձանգվածը M / M _☉	Սինթեզման միջուկային ռեակցիաները տարբեր զանգվածներով աստղերում
0.08	Ռեակցիաներ չեն ընթանում
0.3	ռեակցիաներ ջրածնի մասնակցությամբ
0.7	\mathfrak{Q} րածնի և հելիումի այրում
5.0	Ջրաժնի, հելիումի և ածխաժնի այրում
25.0	Բոլոր հնարավոր տիպի ռեակցիաներ

 Սինթեզման միջուկային ռեակցիաները տարբեր զանգվածներով աստղերում՝ M– աստղի զանգվածն է, M_{\odot} – Արևի զանգվածը

Փոխակերպումների բոլոր պրոցեսներում աստղերից առաքվում են նեյտրինոներ, γ-քվանտներ, լիզքավորված մասնիկներ, որոնգով և ձևավորվում են տիեզերական ճառագայթների հոսքերը։ Սովորական աստղերից գերնոր աստղերի անցման պայթման պրոցեսում հսկայական զանգվածներով ներաստղային նյութ է արտանետվում միջաստղային տարածություն, որն ուղեկցվում է տիեզերական ճառագայթների հոսքերում նեյտրինոների և γ-քվանտների հոոսքերի կտրուկ աճմամբ [1, 2, 5]: Քննարկվածից հետևում է, որ առաջնային տիեզերական ճառագայթների մասնիկային կազմը պետք է կրկնի ճառագայթների աղբյուրում նյութի մասնիկային կազմին։ Երկրամերձ տարածության մեջ առաջնային տիեզերական ճառագայթների ընդհանուր հոսքում տարբեր աղբյուրների ներդրումը, կախված երկրից այդ աղբյուրների ունեցած հեռավորությունից և աղբյուրից առաքվող ճառագայթների ինտենսիվությունից, տարբեր է: Ըստ այդ ներդրման բնույթի՝ Երկրի վրա գտնվող դիտորդի համար առաջնային տիեզերական ճառագայթների հոսքն ունի հետևյալ բաղադրիչները.

- ա) արեգակնային տիեեզերական ճառագայթներ,
- բ) գալակտիկական տիեզերական ճառագայթներ,
- գ) արտագալակտիկական տիեզերական ճառագայթներ։

ճառագայթների այդ հոսքերը միմյանցից տարբերվում են մասնիկների զանգվածային, էներգիական բաշխումներով և այլ բնութագրերով [2]:

Տիեզերական ճառագայթների հոսքերի բաշխումն ըստ դրանց մեջ մտնող մասնիկների զանգվածների

Առաջնային տիեզերական ճառագայթների հոսքերում դիտվում են պրոտոններ՝ α-մասնիկներ, էլեկտրոնային թաղանթներից ամբողջությամբ զրկված ատոմային միջուկներ, էլեկտրոններ, նեյտրոններ, ռենտգենյան ու γ-ճառագայթներ, ինչպես նաև նեյտրինոներ: Հոսքերի մասնիկային կառուցվածքը հիմնականում վերարտադրում է ճառագայթների աղբյուրներում նյութի մասնիկային կառուցվածքի բաշխումը, սակայն վերջինից որոշակի շեղումներով, ինչը բացատրվում է միջաստղային տարածության մեջ տիեզերական ճառագայթների տարբեր տիպի փոխակերպումներով։ Աղյուսակ 5.2-ում բերված են քիմիական տարրերի միջուկների բաշխումերը տիեզերական ճառագայթների հոսքերում և տիեզերքում N / N_H հարաբերական միավորներով։ Աղյուսակում Z-ը միջուկների կարգաթիվն է, N_H-ը՝ H-խմբի միջուկների կոնցենտրացիան, իսկ N-ը` կամայական խմբի մեջ մտնող միջուկների կոնցենտրացիան։

Միջուկների խումբը	Z կարգաթիվը	N / N _H Տիեզերական	N / N _H -ի միջին արժեքը տիեզերքո	
		ճառագայթներում		
Р	1	650	3360	6830
α	2	47	258	1040
L	3 - 5	1.0	10-5	10-5
М	6-9	3.3	2.64	10.1
Н	≥ 10	1.0	1	1
VH	\geq 20	0.26	0.06	0.05
VVH	\geq 30	0.3* 10 ⁻⁴	0.6* 10 ⁻⁵	-

Աղյուսակ 5.2. Քիմիական տարրերի միջուկների բաշխումերը տիեզերական ճառագայթների հոսքերում և տիեզերքում

L-խմբի մեջ մանում են $3 \le Z \le 5$ կարգաթվերով ատոմների միջուկները (₃Li, ₄Be, ₅B), M- խմբի մեջ ` $6 \le Z \le 9$ կարգաթվերով ատոմների միջուկները (₆C, ₇ N, ₈O, ₉F), VH- խմբի մեջ` $10 \le Z \le 20$ կարգաթվերով ատոմների միջուկները (₁₀Ne, ..., ₂₀Ca), VVH -խմբի մեջ` Z ≥ 30 կարգաթվերով ատոմների միջուկները:

Աղյուսակի 3-րդ սյան մեջ ներկայացված են նշված խմբերի մեջ մտնող ատոմների միջուկների բաշխումները առաջնային տիեզերական ճառագայթների հոսքերում, իսկ 4-րդ և 5-րդ սյուներում` նշված իսմբերի ատոմային միջուկների բաշխումների միջին արժեքները` ստացված հետազոտությունների երկու տարբեր սերիաներում:

Աղյուսակից երևում է, որ.

- տիեզերական ճառագայթների հոսքերում H -խմբի 1 ատոմին համապատասխանում է 650 պրոտոն, իսկ տիեզերական նյութի մեջ 1 ատոմին` ջրածնի մոտավորապես 10⁸ ատոմ, ինչը փաստարկ է հօգուտ այն բանի, որ տիեզերքում ջրածնային վառելիքի պաշարները շատ մեծ են:
- Անոմալ մեծ տարբերություն է դիտվում L-խմբի մեջ մտնող ատոմային միջուկների համար։ Դ-րանց հարաբերական կոնցենտրացիան տիեզերական ճառագայթների հոսքերում 10⁵ անգամ գերազանցում է տիեզերական նյութի մեջ դրանց կոնցենտրացիային։ Անոմալ երևույթն ունի մեկ բացատրություն։ Այն է՝ L-խմբի միջուկների կոնցենտրացիան մեծանում է շնորհիվ այն բանի, որ միջաստղային տարածության մեջ ծանր միջուկների տրոհումների հետևանքով տեղի է ունենում մյուս խմբերի մեջ մտնող միջուկների փոխակերպում L-խմբի միջուկների։
- Պրոտոնների, α-մասնիկների և քիմիական տարրերի մերկ միջուկների բաժնեմասը, որը անվանում են առաջնային տիեզերական ճառագայթների միջուկային բաղադրիչ, կազմում է ճառագայթների լրիվ հոսքի 96%-ը։ Z ≥ 30 կարգաթվերով ատոմների միջուկների գումարային բաժնեմասը ամբողջ հոսքի մեջ չի գերազանցում 1%-ը, իսկ էլեկտրոնների, նեյտ-

րոնների և γ-քվանտների բաժնեմասը չի գերազանցում ընդհանուր հոսքի 3%-ը։

- Նեյտրինոների և «մութ մատերիայի» մասնիկների հոսքերի մասին հավաստի տվյալները դեռևս բացակայում են, քանի որ նեյտրինոների փոխազդեցությունների կտրվածքները շատ փոքր մեծություններ են գիտափորձերում դրանց գրանցումների առումով, իսկ «մութ մատերիայի» մասնիկները դեռևս հայտնաբերված չեն:
- Միջաստղային տարածության մեջ տիեզերական ճառագայթների հոսքերում կարճ, միջին կյանքի տևողություն ունեցող տարրական մասնիկների և կարճ կիսատրոհման պարբերություն ունեցող միջուկները բացակայում են, քանի որ ճառագայթների աղբյուրներից հեռանալու ընթացքում դրանք տրոհվում են և փոխակերպվում կայուն մասնիկների ու միջուկների: Մակայն աղբյուրներից տիեզերական մասշտաբներով ոչ մեծ հեռավորությունների վրա դրանք կարող են դիտվել (օրինակ՝ Արեգակնային համակարգության սահմաններում դիտվում են Արեգակից առաքված նեյտրոնների շատ թույլ հոսքեր):

Տիեզերական ճառագայթների էներգիական բաշխումը

Տիեզերական ճառագայթների հոսքերի մեջ մտնող տարրական մասնիկների և ատոմային միջուկների էներգիական բաշխումների ուսումնասիրությունը ճանաչողական կարևոր նշանակություն ունի միկրոաշխարհի և Տիեզերքի կառուցվածքը ու նրանցում ընթացող պրոցեսների բնույթը հասկանալու համար:

Տիեզերական տարածությունը լցված է առաջնային տիեզերական ճառագայթների հոսքերով, որոնց կազմության մեջ մտնող մասնիկների էներգիաների արժեքները սահմանափակված են 10⁻² էՎ-ից միչև 10²⁰ էՎ էներգիական լայն տիրութում։ Մինչդեռ աստղերի ներսում ընթացող միջուկային և այլ փոխակերպումների արդյունքում առաքվող մասնիկների կինետիկական էներգիաները սահմանափակված են ընդամենը $0 < E < 10^{10}$ էՎ տիրույթում։ Փոքր էներգիաներով տիեզերական ճառագայթների աղբյուրներին հեշտ է ճանաչել՝ առաքվող մասնիկների էներգիաները կապելով դրանցում ընթացող ֆիզիկական պրոցեսների հետ։

Այլ է պատկերը բարձր էներգիաներով տիեզերական ճառագայթների համար։ Հնարավոր չէ գտնել տիեզերական որևէ օբյեկտ, որից առաքվեն 10^{15} - 10^{19} էՎ էներգիաներով տարրական մասնիկներ, որքան էլ որ ակտիվ լինեն այդ օբյեկտներում ընթացող ֆիզիկական պրոցեսները։ Երկար ժամանակ անհասկանալի էր մնում 10^{10} էՎ-ից մեծ էներգիաներով տարրական մասնիկների առկայունությունը տիեզերական ճառագայքների հոսքերում։ Խնդրի լուծման մեջ պարզաբանում մտցրեց Էնրիկո Ֆերմին` ստեղծելով տիեզերական ճառագայթների միջանկյալ արագացման տեսությունը։ Համաձայն Ֆերմիի տեսության, որը հետագայում հաստատվեց գիտափորձերում, տիեզերական ճառագայթներն աղբյուրներից առաքում են մինչև 10^9 - 10^{10} էՎ էներգիաներով մասնիկներ, իսկ ավելի մեծ էներգիաներ դրանք ձեռք են բերում միջաստղային տարածության էլեկտրամագնիսական դաշտերում շարժումների ընթացքում։

Shեզերական ճառագայթների ֆիզիկայի կարևորագույն խնդիրներից մեկն է առաջնային տիեզերական ճառագայթների էներգիական բաշխման մասին ամբողջական պատկերացում կազմելը և դրանց նույնացնելը աղբյուրներին, որի համար պահանջվում են հոսքերի մեջ մտնող մասնիկների էներգիաների չափումներ։ Այդ նպատակով էներգիայի չափման արտամթնոլորտային մեթոդները զուգակցվում են վերերկրյա մեթոդների հետ։ Ռենտգենյան, γ-քվանտների և ցածր էներգիաներով լիցքավորված մասնիկների էներգիական բաշխման ուսումնասիրությունը կատարվում է տիեզերական ապարատների միջոցով անմիջականորեն՝ արտամթնոլորտային տարածություն դուրս բերած սպեկտրաչափերի օգտագործմամբ։ Մեծ էներգիաներով մասնիկների էներգիական բաշխվածությունն ուսումնասիրվում է ինչպես արտամթնոլորտային տարածություն դուրս բերված հզոր սպեկտրաչափերի անմիջական, այնպես էլ վերերկրյա անուղղակի չափումներով։ Վերջին դեպքում առաջնային մասնիկների էներգիան վերականգնվում է կա՛մ ըստ կալորիմետրական չափումների (եթե մասնիկը անցել է կալորիմետրով և այնտեղ թողել իր լրիվ էներգիան), կա՛մ էլ մասնիկի կողմից մթնոլորտում գրգռած կասկադային հեղեղների լրիվ էներգիայի չափումներով։ Արտամթնոլորտային և վերերկրյա հետազոտությունների արդյունքում բացահայտվեցին նաև տիեզերական ճառագայթների հոսքերում էներգիական բաշխման օրինաչափությունները:

Եներգիայի բաշխումը բնութագրվում է I(E) մեծությամբ, որն անմիջականորեն կապված է հոսքում $E > E_o$ էներգիաներով մասնիկների թվի հետ: I(E)- ին համապատասխան ֆունկցիան կոչվում է ճառագայթների ինտեգրալային էներգիական սպեկտր։ Պրոտոնների համար ինտեգրալային էներգիական սպեկտրը ներկայացվում է

$$I(E) = k \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha}$$
(5.3)

ֆունկցիայի տեսքով, որտեղ E_0 -ն, k-ն և α-ն դիտումների արդյունքում ընդհանրացված էմպիրիկ մեծություններն են: (5.3) բանաձևը կիրառվում է նաև առաջնային տիեզերական ճառագայթների կազմության մեջ մտնող միջուկների էներգիական սպեկտրը որոշելու համար։ Վերջին դեպքում էներգիաների E և E_0 արժեքների տակ նկատի է առնվում նուկլոնի տեսակարար էներգիան (մեկ նուկլոնին ընկնող կինետիկ էներգիան), իսկ k և α էմպիրիկ մեծությունների արժեքները, ինչպես պրոտոնների դեպքում, ընտրվում են էներգիական որոշակի տիրույթների համար։ Ստորև բերված աղյուսակում ներկայացված են այդ մեծությունների արժեքները բարձր էներգիաներով առաջնային պրոտոնների էներգիական որոշ տիրութների համար։

O_{III} mulling S_{III}	Unji	ուսակ	5.	3
-----------------------------	------	-------	----	---

Էներգիական տիրույթները, ԷՎ	E _{0,} ԷՎ	K , սմ՞ վրկ⁻¹ Ստեր⁻¹	α-1
$3.10^{10} - 2.10^{12}$	10^{11}	$(3.6+0.4) 10^{-4}$	1.75 +0.03
8.10 ¹⁴ - 4.10 ¹⁷	10 ¹⁷	$(1.8+0.4) 10^{-14}$	2.20 +0.15
$3.10^{17} - 10^{19}$	10 ¹⁹	$(1.5 \pm 0.3) 10^{-18}$	2.24 +0.04

(5.3) բանաձևից հետևում է, որ E-ի մեծացմանը զուգընթաց հոսքում բարձր էներգիաներով մասնիկների ինտենսիվությունը փոքրանում է առանց սահմանափակման և ձգտում 0-ի։

Դա նշանակում է, որ թեկուզ և փոքր հավանականությամբ տիեզերական ճառագայթների հոսքերում կարող են լինել մասնիկներ՝ 10²⁰ էՎ-ից մեծ էներգիաներով:

Սակայն 1965 թ. ռելիկտիվ ճառագայթման հայտնագործումից հետո (ռելիկտիվ ճառագայթում – իզոտրոպ տիեզերական էլեկտրամագնիսական ճառագայթում, որը առաջացել է տիեզերքի ձևավորման վաղ շրջանում, և որի էներգիական սպեկտրը համընկնում է 2.7 Կ ջերմաստիճանով սև մարմնի սպեկտրի հետ, այսինքն՝ կարճալիք ռադիոալիքներ են) սովետական ֆիզիկոսներ Զացեպինը, Կուզմինը և ամերիկացի ֆիզիկոս Գրեյզենը 1966 թ. տեսական հաշվումներով ցույց տվեցին, որ ռելիկտիվ ճառագայթումը պետք է սահմանափակի տիեզերական ճառագայթների էներգիական սպեկտրը բարձր էներգիաների կողմից։ Այդ սահմանափակումը հայտնի է որպես Գ Ձ Կ լսզում և մեկնաբանվում է հետևյալ կերպ։

Տիեզերքը լցված է միկրոալիքային ռելիկտիվ ճառագայթմամբ։ Տեղի է ունենում բարչը էներգիաներով պրոտոնների ցրում միկրոալիքային ֆոտոնների վրա, որի ընթացքում պրոտոնների կինետիկական էներգիայի մի մասը փոխանցվում է ֆոտոններին (հակադարչ կոմպտոնյան երևույթ)։ Ի տարբերություն սովորական կոմպտոնյան երևույթի` պրոտոնների կինետիկական էներգիան նվազում է, ֆոտոնների էներգիան` ամում։

Գրեյզենի, Ձացեպինի, Կուզմինի (Գ Ձ Կ-ի) խզման տեսությունը ստուգելու նպատակով լայն մթնոլորտային հեղեղների ֆիզիկան ուսումնասիրող գիտական կենտրոններում իրենց պլանային հիմնական հետազոտական աշխատանքների հետ միաժամանակ հավաքվել են նաև տվյալներ՝ գերբարձր էներգիաների մասնիկների հոսքերի մասին: Տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայի Յակուտսկի կայանում մի քանի տարիների ընթացքում կատարված դիտումների ընթացքում 1989 թ. գրանցվել է (1.2-2.3)* 10^{20} էՎ էներգիայով ընդամենը 1 մասնիկ: «ճանճի աչք» (Flay's Eye) դիտակայանում 2 - 3 տարիների ընթացքում 1991 թ. գրանցվել է (1.2-2.3)* 10^{20} ԷՎ էներգիայով ևս 1 մասնիկ։ Գերբարձր էներգիաների նշված տիրույթում գնահատվել է մասնիկների հոսքի ինտենսիվությունը։ Այն փոքր է 7.4 * 10^{-34} կմ⁻²* վրկ⁻¹*ստեր ⁻¹:

Գ Չ Կ խզման տեսության ստուգման վերաբերյալ նորագույն տվյալներ ստացվել են "AGASA" փորձարարական սարքավորումով 1990-1997 թվականներին` 8 տարի տևողությամբ էքսպոզիցիոն ժամանակում կատարված չափումների ընթացքում։ Լայն մթնոլորտային հեղեղների (LUՀ) ուսումնասիրության այդ սարքավորումն ունի 100 կմ² աշխատանքային մակերես, որի վրա միմյանցից 1-ական կմ հեռավորության վրա տեղադրված են յուրաքանչյուրը 2.2 մ² մակերեսով 111 դետեկտորներ (Եկ. 5.1)։ Նկ. 5.1-ում` X-ը (նաև Xi) մթնոլորտի ատոմների հետ առաջնային մասնիկի երկու հաջորդական բախումների միջև եղած միջին երկարությունն է, ո-ը` հեղեղի սկզբնավորման կետից մինչև դետեկտոր բախումների միջին թիվը, N (nX)-ը` հեղեղային մասնիկների թիվը (nX) խորության վրա։ Հեղեղային հոսքի սկզբնավորման կետը գտնվում է Երկրի մակերևույթից 30-35 կմ բարձրության վրա` ստրատուֆերայի միջին շերտերում։



Եկ 5.1. Լայն մթնոլորդային հեղեղ` գեներացված 10²⁰ էՎ էներգիայով պրուրոնի կողմից։

Ըստ գիտափորձի արդյունքների` հեղեղային մասնիկների գումարային էներգիայի չափման սխալը չի գերազանցում 20 %-ը։ Ստացված էներգիական սպեկտրը (բազմապատկած E^3 -ով) բերված է նկ. 5.2-ում։



Նկ 5.2. Առաջնային տիեզերական ճառագայթների էներգիական բաշխման տեսքը։

Նկ 5.2-ում կետագծված կորն արտագոյում է Տիեգերքում համասեռ բաշխված արտագալակտիկական աղբյուրներից առաքված մասնիկների սպեկտրը։ Խզման սպասվող տիրույթից դուրս գրանցվել է 6 մասնիկ։ Ստացված արդյունքը վիճակագրական տվյալների ψnpp pdh պատճառով n'y hաumumnu t, n'y tj ðhumnu Φ24 þuquuu տեսությունը։ Դա նշանակում է, որ դեռևս անհասկանայի են մնում տիեզերական ճառագայթների գերբարձր էներգիական տիրույթում ֆիզիկական պրոցեսները։ Հարցի կատարվող արդի վիճակը քննարկված է Գ. Ե. Քոչարովի մեկնաբանական հոդվածում [6]: Գերբարձր էներգիաների տիրույթում տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկայի էությունն ամբողջությամբ հասկանալու համար պահանջում են վերերկրյա և արտամթնոլորտային մեծածավալ մանրակրկիտ չափումներ։

Տիեզերական ճառագայթների հոսքերը երկրամերչ տարածությունում

Երկրամերձ և, ընդիանրապես, մոլորակամերձ տարածություններում առաջնային տիեզերական ճառագայթների հոսքերը զգալիորեն տարբերվում են միջաստղային և միջմոլորակային տարածության մեջ դրանց բաշխումներից: Հոսքերի մասնիկային կազմի և էներգիական բաշխման վրա ազդեցություն է գործում Երկրի մթնոլորտը` տրոպոսֆերայով, ստրատոսֆերայով և մթնոլորտից միջմոլորակային վակուումին անցման տիրույթովներով։ Երկրի մակերևույթից մեծ բարձրությունների վրա գազային վիճակում գտնվող նյութի մասնիկների անգամ շատ փոքր կոնցենտրացիաների դեպքում զգալի են տիեզերական ճառագայթների բախումները ատոմների հետ:

Տիեզերական ճառագայթների հոսքերի վրա ազդեցություն գործող մյուս գործոնը Երկրի և ընդհանրապես մոլորակների, մագնիսական դաշտն է, որը լորենցյան ուժով ազդում է լիցքավորված մասնիկների շարժման վրա։ Մագնիսական դաշտերից և մթնոլորտից զուրկ երկնային մարմինների (Մերկուրի, Մարս, Լուսին) շրջակայքում տիեզերական ճառագայթների հոսքերն էական փոփոխություններ չեն կրում։ Դրանք անմիջականորեն հասնում են այդ մարմիններին և փոխազդում մակերևութային բարակ շերտի նլութի (ռեգոլիտի) ատոմների հետ։

Այլ է պատկերը Երկրի և՛ մագնիսական դաշտով օժտված, և՛ մթնոլորտ ունեցող այլ երկնային մարմինների դեպքում։ Երկրի մագնիսական դաշտը արգելք է հանդիսանում մագնիսոլորտի մեջ ցածր էներգիաներով լիցքավորված մասնիկների խորանալուն։ Իրոք, Երկրի մագնիսական դաշտում լիցքավորված մարսնիկի շարժման խնդրի լուծումից ստացվում է հետևյալ արդյունքը՝

$$P_{\min} = 59.3 \frac{\cos^4 \lambda}{\sqrt{1 - \cos \theta \cos^3 \lambda} - 1}$$
 (5.4)

P_{min} փոքրագուն իմպուլսը, որով շարժվող պրոտոնը կարող է թափանցել գեոմագնիսական դաշտերի խորքերը զուգահեռականի նկատմամբ θ անկյան տակ, որոշվում է (5.4) բանաձևով: Մինչև 1 ԳէՎ էներգիաներով պրոտոնները չեն խորանում Երկրի մագնիսոլորտի մեջ (համաձայն (5.4) հավասարման) 300 ՄէՎ-ից 1 ԳէՎ էներգիաներով մասնիկները շեղվում են Երկրի մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ և վերադառնում միջմոլորակային տարածություն: Մինչև 300 ՄէՎ էներգիայով պրոտոնները և ավելի փոքր էներգիաներով էլեկտրոնները գրավվում են Երկրի մագնիսական դաշտի կողմից և անցնում գեոմագնիսական դաշտի ուժագծերով ստեղծված մագնիսական որսիչների (магнитные ловушки) մեջ: Մագնիսական որսիչներում (Երկրի ռադիացիոն գոտիներում) գրավված լիցքավորված մասնիկների կոնցենտրացիան շատ անգամ ավելի մեծ է տարածության հարևան տիրույթներում մասնիկների կոնցենտրացիաներից:

Դիտումները և արտամթնոլորտային հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ գեոմագնիսական որսիչներում ճառագայթների ինտենսիվությունը կտրուկ աճում է, հատկապես արեգակնային ակտիվության ժամանակ՝ ի հաշիվ ռադիացիոն գոտիների մեջ արեգակնային տիեզերական ճառագայթների լրացուցիչ ներարկման։ Մթնոլորտի և գեոմագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում Արեգակից առաքված հոսքերը կարող էին հասնել Երկրի մակերևույթին և մեծ վտանգ ներկայացնել կենսոլորտի համար։

Ամփոփելով քննարկվածը՝ կարող ենք նշել, որ գեոմագնիսական դաշտը և Երկրի մթնոլորտը հզոր միջոց են կենսոլորտը տիեզերական ճառագայթների հոսքերից, հետևաբար և տիեզերքից եկող իոնացնող ճառագայթներից պաշտպանելու համար:

ԵՐԿՐՈՐԴԱՅԻՆ ՏԻԵՁԵՐԱԿԱՆ ճԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆ

Տիեզերական ճառագայթների հոսքի անցումը մթնոլորտով

Երկրորդային տիեզերական ճառագայթներն առաջանում են մթնոլորտի վերին շերտերում` առաջնային տիեզերական ճառագայթների կլանման հետևանքով: Դեպի երկրի մակերևույթ շարժման ընթացքում տիեզերական ճառագայթներն անցնում են մթնոլորտի հաստ շերտի միջով, որում նյութը բաշխված է անհավասարաչափ։ Դրա հետևանքով Երկրի մակերևույթից տարբեր բարձրություններում մասնիկների հետագծի հավասար հատվածների վրա ճառագայթների կլանումը կատարվում է տարբեր չափով։ ճառագայթների կլանման մեծությունը կախված է ոչ միայն միջավայրում դրանց անցած ճանապարհի երկարությունից, այլ նաև այդ ճանապարհին հանդիպող նյութի զանգվածից։ Ուստի օդում ճառագայթների կլանումն ուսումնասիրելու համար մթնոլորտին վերագրում ենք երկու տիպի հաստություն՝ ա) զանգվածային և բ) երկրաչափական։

- Մթնոլորտի զանգվածային հաստությունը նյութի զանգվածն է՝ բաշխված ուղղաձիգով՝ Երկրի մակերևույթից մինչև մթնուրոտի վերին սահմանները։ Այն սահմանվում է որպես նյութի խտության և տվյալ նյութական միջավայրի հաստության ξ=ρh արտադրյալ և չափվում է կզ/մ²-ով։ Չանգվածային խտության միավորներով մթնոլորտային շերտի հաստությունը հավասար է 10⁴ կգ/մ²:
- Մթնոլորտի երկրաչափական հաստությունը երկրամերձ տարածության այն շերտի հաստությունն է (արտահայտված մետրերով), որտեղ կենտրոնացված է մթնոլորտի գրեթե ամբողջ զանգվածը:

Սակայն մթնոլորտում նյութի անհավասարաչափ բաշխման հետևանքով այն չունի խիստ ընդգծված սահմաններ: Իրոք, ըստ բարոմետրական բանաձևի, մթնոլորտային ճնշումը, օդի խտությունը և մոլեկուլների կոնցենտրացիան, Երկրի մակերևույթից (ծովի մակերևույթից) ունեցած հ բարձրությունից կախված, փոփոխվում են էքսպոնենցիալ օրենքով՝

$$p = p_0 \exp\left[-Mg\frac{h - h_0}{RT}\right], n = n_0 \exp\left[-mg\frac{h - h_0}{kT}\right],$$

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{Mgh}{NA^{kT}}}, \qquad (5.5)$$

որտեղ P_0 -ն օդի խտությունն է, ո₀-ն՝ մոլեկուլների կոնցենտրացիան ծովի մակերևույթին, P-ն և ո-ը օդի խտությունը և կոնցենտրացիան հ բարձրության վրա, T-ն օդի բացարձակ ջերմաստիճանն է, M-ը՝ հարաբերական մոլեկուլային զանգվածը, K-ն Բոլցմանի հաստատունն է, N_A-ն՝ Ավոգադրոյի թիվը, R- ը՝ գազային ունիվերսալ հաստատումը, g-ն՝ ազատ անկման արագացումը:

(5.5) բանաձևից հետևում է, որ երբ $h \to \infty$, ապա $\rho \to 0$: Հետևաբար, ըստ բարոմետրական բանաձևի, մթնոլորտային շերտի հաստությունը ձգվում է Երկրի մակերևույթից մինչև անվերջություն: Սակայն մեծ բարձրությունների վրա կատարվում է օրինաչափության որոշ փոփոխություն: Իրականում Երկրի մակերևույթից արդեն 400-500 կմ բարձրության վրա մթնոլորտի խտությունն էականորեն չի տարբերվում միջմոլորակային տարածությունում (միջմոլորակային վակուումում) բաշխված նոսը նյութական միջավայրի խտությունից: Ուստի ընդունվում է, որ մթնոլորտային շերտի հաստությունը հավասար է 400-500 կմ-ի` շերտի հաստությունների և զանգվածի բաշխման հետևյալ կառուցվածքով.

 Տրոպոսֆերա, որը բևեռներում ընդգրկում է Երկրի մակերևույթից մինչև 8-10 կմ հաստությամբ` շերտ, միջին լայնություններում` հասարակածային շրջաններում 16-18 կմ հաստությամբ շերտ: Տրոպոսֆերայում կենտրոնացված է մթնոլորտի զանգվածի 80 %-ը:

2. Ստրատոսֆերա։ Մթնոլորտի 8-50 կմ հաստությամբ շերտն է տրոպոսֆերայից վերև ընկած տիրույթում, որում կենտրոնացված է մթնոլորտի զանգվածի 19.5-19.75 %-ը։

3. Մեզոսֆերա: Երկրի մակերևույթից 50 կմ բարձրությունից մինչև 80 կմ բարձրության հասնող շերտն է, որում օդի խտությունը 200-250 անգամ փոքր է Երկրի մակերևույթին մթնոլորտի խտությունից; Այդ տիրույթում բաշխված է մթնոլորտի զանգվածի ընդամենը 0.25 %-ը:

4. Ձերմասֆերա, որը բաշխված է մեզոսֆերայի և միջմոլորակային վակուումին անցման տիրույթում, ունի նյութի պարունակության չնչին խտություն: Մթնոլորտի նման կառուցվածքով բացատրվում է երկրորդային տիեզերական ճառագայթների գեներացման տարածական տիրույթների տեղայնացումը՝ կախված Երկրի մակերևույթից ունեցած բարձրությունից։

Առաջնային փիեզերական ճառագայթների փոխազդեցությունը մթնոլորտի ատոմների հետ

Առաջնային տիեզերական ճառագայթների էլեկտրամագնիսական և միջուկային բաղադրիչները, կախված դրանց հոսքերի մեջ մտնող մասնիկների տեսակից ու էներգիայից, ինչպես նաև նյութի հետ փոխազդեցության բնույթից, մթնոլորտում կլանվում են տարբեր օրինաչափություններով [1, 2]:

Յածր էներգիաների էլեկտրամագնիսական ճառագայթները (nենտգենյան ni γ քվանտները պուլսարներից, աննիհիլյացիոն γ քվանտները գալակտիկայի կենտրոնից) կլանվում են մթնոլորտի ամենավերին շերտերում՝ ֆոտոէֆեկտի և կոմպտոնյան երևույթի շնորհիվ։ Հենց այնտեղ էլ կյանվում են նաև այդ ճառագայթների ազդեցության տակ ծնված ֆոտո- և կոմպտոնյան էլեկտրոնները։ Փաստորեն՝ այդ ճառագայթները մթնոլորտում զգայի չափով խորագող երկրորդային ճառագայթների հոսքեր չեն առաջացնում։ Բարձր էներգիաների γ-քվանտները, որոնք առաքվում են հիմնականում «Կարապ X-3» և համանման բնույթի աղբյուրներից, մթնոլորտում ավելի հաճախ առաջացնում են էլեկտրամագնիսական կասկադային հեղեղներ, որոնք զգալիորեն խորանում են և հասնում օդի խիտ շերտերին: Սակայն, ինչպես այդպիսի էներգիաներով γ- ճառագայթների ինտենսիվությունը առաջնային տիեզերական ճառագայթների հոսքերում, այնպես էլ դրանցով գեներացված երկրորդային ճառագայթների ինտենսիվությունները շատ փոքր են, որի հետևանքով էլ որանց ներդրումը երկրորդային ճառագայթների հոսքերում շատ չնչին է։

Առաջնային տիեզերական ճառագայթների միջուկային բաղադրիչի մեջ մտնող մասնիկները (պրոտոններ, α-մասնիկներ, ծանր միջուկներ) մթնոլորտով անցնելու ժամանակ ինտենսիվ փոխազդում են օդի ատոմների հետ։ Դրանք և՛ էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություններ են՝ միջավայրի ատոմների հետ բախումների իոնացման կորուստներով, և՛ միջուկային (ուժեղ) փոխազդեցություններ են՝ ատոմային միջուկների հետ առաձգական ու ոչ առաձգական բախումներով։ Բախումները տիեզերական ճառագայթների և ատոմների միջև կատարվում են պատահականորեն, ենթարկվում պատահական պրոցեսների օրենքներին։ Դրա հետևանքով մթնոլորտի X խորություն ներթափանցած առաջնային ճառագայթների հոսքի ինտենսիվությունը որոշվում է հետևյալ էքսպոնենցիալ օրենքով՝

$$I_{i}(X) = I_{i}(0)e^{-\frac{X}{X_{i}}}$$
 (5.6)

որտեղ I_i(0)-ն առաջնային տիեզերական ճառագայթների ինտենսիվությունն է մթնոլորտի վերին սահմանների մոտ (400-500 կմ բարձրության վրա), I_i(X)-ը հոսքի ինտենսիվությունը մթնոլորտի X խորության վրա, \mathbf{X}_{i} -ն մթնոլորտում մասնիկների ազատ վազքի միջին երկարությունն է, որ հայտնի է նաև որպես մասնիկների փոխագղեցության վազքի երկարություն անվան տակ։ Բոլոր տեղերում i ինդեքսը բնութագրում է փոխազդեցության մեջ մտնող մասնիկի untumly (ψρημημί, α-ύμιμβμ, Li, Be, B): Φημιμαρματιριμί μμαρhերկարությունը, հատկապես փոքր էներգիաների դեպքում, կախված է մասնիկի էներգիայից և տեսակից։ Սակայն էներգիաների E>1 ԳԷՎ տիրույթում փոխազդեցության վազքի երկարության՝ մասնիկների էներգիաներից կախվածության ֆունկցիան դառնում է այնքան թույլ փոփոխվող, որ այն կարելի է անտեսել։ Այդ տիրույթին պատկանող տեսակարար էներգիայի 3 ԳԵՎ/նուկյոն արժեքի դեպքում փոխազդեցության վազքի X_i երկարությունները տիեզերական ճառագայթների ստորև բերված խմբերի համար օդում կազմում են՝

Ц*ղյпишµ5.4*

Տիեզերական ճառագայթների խումբ	N / N _H բաշխվածությունը հարաբերական միավորներով	X _i , կգ/մ²
Р	650	950
L	1.0	325
М	3.3	216
VH	0.26	139

Համեմատելով միջին վազքի երկարությունների բերված արժեքները մթնոլորտի $\zeta = 10^4$ կզ/մ² հաստության հետ` հեշտ է տեսնել, որ X_i << ξ կամայական խմբին պատկանող միջուկների հոսքերի համար: Փաստորեն` մթնոլորտի հաստությունը համարժեք է փոխազդեցության բազմաթիվ վազքի երկարություների: Հետևաբար առաջնային տիեզերական ճառագայթներն օդի ատոմների հետ փոխազդեցության մեջ մտնում են` սկսած մթնոլորտի ամենավերին շերտերից` հիմնականում տրոպոսֆերայի վերին, ստրատոսֆերայի ստորին շերտերում 10-30 կմ բարձրությունների վրա (տե՛ս աղյուսակ 5.1): Դրանց հոսքը նվազում է համաձայն (5.6) բանաձևի, քանի որ փոխազդեցության մեջ մտած մասնիկները դուրս են գալիս հոսքից:

Փոխազդեցությունների թիրախ են մթնոլորտի կազմության մեջ մտնող քիմիական տարրերի ատոմներն ու միջուկները (աղյուսակ 5.5)

	N_2	O ₂	Ar	CO ₂	H ₂ O գոլորշի	այլ
Կոնցենտրացիա	78.084	20.988	0.934	0.032	եղանակային	չնչին
ծավալային %					կախված	%
մոլ. զանգվածը	28.013	31.999	39.948	44.01	18.00	-

Աղյուսակ 5.5 Մթնոլորտի քիմիական կազմը Երկրի մակերևույթին

Բախումների բոլոր ելքերը արդյունք են մթնոլորտի կազմության մեջ մտնող ատոմների և ատոմային միջուկների հետ առաջնային տիեզերական ճառագայթների յուրաքանչյուր խմբի մեջ մտնող մասնիկների կամ միջուկների բոլոր հնարավոր փոխազդեցությունների։ Փոխազդեցությունները հանգեցնում են. մթնոլորտի քիմիական կազմության փոփոխության (չնայած և չնչին չափով),

2. երկրորդային տիեզերական ճառագայթների հոսքերի առաջացման։

Մթնոլորտի քիմիական բաղադրության փոփոխությունն արտահայտվում է այն բանով, որ առաջնային տիեզերական ճառագայթների միջուկային ակտիվ բաղադրիչի և օդի ատոմների միջուկների բախման ժամանակ ընթացող միջուկային ռեակցիաների ելքերում առաջանում են

$${}^{3}_{1}$$
 H , ${}^{14}_{6}$ C , ${}^{9}_{4}$ Be , ${}^{32}_{15}$ P , ${}^{35}_{16}$ S , ${}^{37}_{17}$ Cl

քիմիական տարրերի միջուկներ, որոնք անկայուն են և ենքարկվում են ոադիոակտիվ տրոհումների՝ պատճառ հանդիսանալով մքնոլորտային ծագումով բնական ֆոնային ճառագայքման։ Մթնոլորտում դրանց կոնցենտրացիան ժամանակի ընթացքում հաստատուն պահվում է դինամիկական հավասարակշռության շնորհիվ (տրոհումների հետևանքով ատոմների կոնցենտրացիայի նվազումն ուղեկցվում է տիեզերական ճառագայքների ազդեցության տակ դրանցից նորերի առաջացումով)։ Դինամիկական հավասարակշռությամբ է պայմանավորված Երկրի ջրավազաններում ջրածնի $\frac{3}{1}$ H իզոտոպի 10⁻¹⁶ % կոնցենտրացիայի հաստատուն մեծությունը, ինչպես նաև $\frac{6}{3}$ Li իզոտոպի դիտվող 0.03 % ավելցուկը Երկրի կեղևի մակերևութային շերտի նյութերում։

Երկրորդային փիեզերական ճառագայթների հոսքերի չևավորումը

Երկրի մթնոլորտի հետ առաջնային տիեզերական ճառագայթների փոխազդեցության մյուս մեխանիզմը մթնոլորտում երկրորդային տիեզերական ճառագայթման հոսքերի ստեղծումն է։ Դրանք արդյունք են օդի ատոմային միջուկների հետ մեծ էներգիայով օժտված տիեզերական ճառագայթների, հիմնականում պրոտոնների, բախումների։ Մանրակրկիտ ուսումնասիրություններով պարզվել է, որ $E_p > 1$ ԳԵՎ էներգիաներով պրոտոնների ու ատոմային միջուկների բախումները ենթարկվում են հետևյալ օրինաչափություններին.

- ամեն մի բախման ժամանակ պրոտոնը կորցնում է իր կինետիկ էներգիայի միջին հաշվով 0.5 մասը,
- սկզբնական պրոտոնի էներգիայի մի մասը ծախսվում է միջուկներից նուկլոններ պոկելու վրա։ Ըստ որում՝ դուրս թռած նուկլոնների էներգիական բաշխման մեջ գերակշռում են 140 ՄԵՎ միջին կինետիկ էներգիայով նուկլոնները, որոնց անվանում են ծ-նուկլոններ։ Փոխազդեցության ընթացքում նուկլոններ կորցրած միջուկների որոշ մասը մինչ ռեակցիայի ավարտն անցնում է հիմնական վիճակի։ Ռեակցիայի արդյունքում առաջացած միջուկների մի մասը ռեակցիայի արդյունքում առաջացած միջուկների մի մասը ռեակցիայի ավարտից հետո դեռևս մնում է գրգոված վիճակում։ Ապագոգռումը կատարվում է միջուկից պրոտոնների, α-մասնիկների, նեյտրոնների և փոքր էներգիաներով γ-ճառագայթների առաքումով։ Առաքված լիցքավորված մասնիկների էներգիան անմիջականորեն, իսկ էլեկտրաչեզոք մասնիկներինը՝ միջնորդավորված, ծախսվում է օդի ատոմների իոնացման վրա։
- Պրոտոնների կինետիկ էներգիայի հիմնական մասը ծախսվում է ստորև բերված

$$P + {}^{A}_{Z}X \rightarrow P + {}^{A}_{Z}X + \pi^{0} \qquad P + {}^{A}_{Z}X \rightarrow \Lambda^{\circ} + {}^{A}_{Z}X + K^{+}$$

$$P + {}^{A}_{Z}X \rightarrow n + {}^{A}_{Z}X + \pi^{+} \qquad P + {}^{A}_{Z}X \rightarrow \Sigma^{+} + {}^{A}_{Z}X + K^{0}$$

$$P + {}^{A}_{Z}X \rightarrow P + {}^{A}_{Z}X + \pi^{-} \qquad P + {}^{A}_{Z}X \rightarrow \Sigma^{+}_{C} + {}^{A}_{Z}X + \Psi^{0} \qquad (5.7)$$

և նմանատիպ միջուկային այլ ռեակցիաներում` միջուկային փոխազդեցություններին մասնակցող π^+ , π^- , π^0 ռելյատիվիստիկական մասնիկների, ինչպես նաև համեմատաբար ավելի փոքր հավանականություններով` (s) – տարօրինակ, (c) – հմայիչ քվարկներից կազմված բարիոնների ու մեզոնների:

Երկրորդային տիեզերական ճառագայթների հոսքերի կազմի մասնիկային, զանգվածային, էներգիական սպեկտրների մեջ համեմատաբար ինտենսիվ փոփոխություններ մտցնելու տեսանկյունից էական դեր ունեցող որոշ մասնիկների բնութագրեր բերված են աղյուսակ 5.6-ում։

	Մասնիկ	Սիմվոլ	Հանգստի զանգված	Էլեկտ- րական	Կյանքի տևողություն	Լեպտո- նային
			(mc ⁻), Ut4.	լիցք		լիցք
1	π^+ մեզոն	π^+	139	+1	26.10 ⁻⁸ վրկ	0
2	π^0 մեզոն	π^0	135	0	8.10 ⁻¹⁷ վրկ	0
3	π^- մեզոն	π^-	139	-1	3,6.10 ⁻⁸ վրկ	0
4	Էլեկտրոն	e	0.511	-1	$< 4.3 * 10^{23}$ m.	1
5	µ⁻ մեզոն	μ	105.	-1	2.18*10 ⁻⁶ վրկ	+1
6	պոզիտրոն	e ⁺	0.51	+1	$< 4.3 * 10^{23}$ m	-1
7	μ^+ մեզոն	μ^+	105.	+1	2.18* 10 ⁻⁶ վրկ	-1

Աղյուսակ 5.6. Տիեզերական ճառագայթների հոսքերի կազմի մեջ մւրնող որոշ մասնիկային բնութագրեր

Աղյուսակում բերված մասնիկների մասնակցությամբ մթնոլորտում կատարվող միջուկային և այլ փոխակերպումներ հարստացնում են հոսքերում զանգվածային և էներգիական բաշխումները։ Հոսքերի մեջ մտնում են տարբեր զանգվածներով ու կյանքի տևողություններով մասնիկներ։ Այնուհանդերձ, այդ ճառագայթների հոսքերի ինտենսիվության կարևոր բաղկացուցիչը կայուն և առավելապես երկար միջին կյանքի տևողություն ունեցող մասնիկներն են, քանի որ կարճ միջին կյանքի տևողություն ունեցող մասնիկները մթնոլորտում ունեն փոքր վազքի երկարություն, տրոհվում են և փոխակերպվում տրոհումների նկատմամբ կայուն կամ ավելի մեծ միջին կյանքի տևողությամբ մասնիկների։ Դրա հետևանքով տարբեր է նաև մասնիկների կամ մասնիկների որոշ խմբերի՝ մթնոլորտի մեջ ներթափանցման խորությունը։

Հիմնվելով դիտումներում և գիտափորձերում հաստատված այդ իրողության վրա` երկրորդային տիեզերական ճառագայթների հոսքերը խմբավորվում են հետևյալ երեք բաղադրիչներում` ա) միջուկային ակտիվ, բ) էլեկտրոնաֆոտոնային գ) կոշտ (հիմնականում μ մեզոնային):

Լաբորատոր աշխատանք 11

ԵՐԵՎԱՆԻ ԱՇԽԱՐՀԱԳՐԱԿԱՆ ԴԻՐՔՈՒՄ ՏԻԵՉԵՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀՈՍՔԵՐՈՒՄ ՓԱՓՈՒԿ ԵՎ ԿՈՇՏ ԲԱՂԱԴՐԻՉՆԵՐԻ ՀԱՐԱԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ

Հիմնվելով դիտումներում և գիտափորձերում հաստատված իրողության վրա՝ երկրորդային տիեզերական ճառագայթների հոսքերը խմբավորվում են հետևյալ երեք բաղադրիչներում՝

ա) միջուկային ակտիվ` ադրոնային,

բ) փափուկ՝ էլեկտրոնաֆոտոնային,

գ) կոշտ` **µ**-մեզոնային:

Մթնոլորտի վերին շերտերում առաջնային տիեզերական ճառագայթները փոխազդում են օդի ատոմների հետ, ինչի հետևանքով առաջանում են պիոններ, կաոններ, հիպերոննոր և այլն: Սովորաբար առաջացած մասնիկներից մեկը ստանում է սկզբնական էներգիայի մոտ կեսը (առաջնորդության էֆեկտ) և առաջացնում է ևս մի քանի միջուկային փոխազդեցություններ մթնոլորտում` ձևավորելով միջուկային ակտիվ բաղադրիչը:

Միջուկային փոխազդեցություններում առաջանում են π^0 , π^+ , π^- մեզոններ։ Առաջացած π^+ , π^- մեզոնները շարժվում և փոխազդում են օդում կամ տրոհվում են՝ առաջացնելով μ^{\pm} մեզոններ (կոշտ բաղադրիչ) և նեյտրինո կամ անտինեյտրինո՝

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \tag{5.8}$$

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{5.9}$$

 π^0 մեզոնները տրոհվում են` առաջացնելով 2 γ -քվանտ և սկիզբ են դառնում էլեկտրոնաֆոտոնային բաղադրիչի`

$$\pi^0 \to 2 \gamma: \tag{5.10}$$

Առաջացած γ-քվանտների էներգիան մեծ է ($m_{\pi_0} \approx 135 \ MeV$), և միջավայրի հետ փոխազդելիս դրանք մեծ հավանականությամբ առաջացնում են էլեկտրոն-պոզիտրոնային (e⁺ - e⁻) զույգ։ Առաջա-

ցած էլեկտրոնները և պոզիտրոնները շարժվում են օդում և առաջացնում արգելակային γ-քվանտներ, որոնք իրենց հերթին ծնում են նոր (e⁺ - e⁻) զույգեր: Այս պրոցեսը շարունակվում է և ձևավորվում է Էլեկտրամագնիսական հեղեղ, որը զարգանում է, քանի դեռ լիցքավորված մասնիկների էներգիան կրիտիկականից մեծ է (օդում նորմալ պայմանների դեպքում $E_{4p} = 81$ ՄէՎ է):

Նկ. 5.3-ում բերված է մթնոլորտում երկրորդային տիեզերական մասնիկների առաջացման սխեմատիկ պատկերը:



Նկ. 5.3. A -ырап_іприрі цырра ишыйша, 1 -иң*ар*ашцша йшийрі (щрпирий), 2 - шпшуйпри-йшийрі (йпіціпй), 3 - щрпййырі ырупіцшурй ирпишарыдпірупіййр, 4 - шпшйд пызипріціниріц йшийрійырі шпшушдиши ырупіцшура ирпишарыдпірупіййыр, $5 - \pi^0$ инарий ирпиний (tithupnшишайришцши ыницир шпшушдпій), $6 - \pi^{\pm}$ инарийнері ирпиний (ирги ырпийшура ршищиріх шпшушдпій), 7 - инар сывраршупі ишийрірі иришарыдпірупійр орі ширпийнері ырупіцанрі ырипі

Տիեզերական ճառագայթների հետազոտությունների առաջին իսկ փորձերում հաստատվել է, որ երկրորդային տիեզերական ճառագայթների հոսքերի խտությունները կախված են Երկրի մակերևույթից ունեցած բարձրությունից, հետևաբար և մթնոլորտային շերտի հաստությունից։ Սակայն տիեզերական ճառագայթների տարբեր բաղադրիչների հոսքերի խտությունները չեն փոփոխվում միևնույն օրինաչափությամբ։ Նկ. 5.4-ում բերված են երկրորդային տիեզերական ճառագայթների բաղադրիչների ինտենսիվության կախվածությունը մթնոլոտ ներթափանցման խորությունից։ Ինչպես երևում է նկարից.

 տիեզերական ճառագայթների միջուկային բաղադրիչի հոսքը նվազում է մթնոլորտ ներթափանցման խորության մեծացմանը զուգընթաց և ծովի մակարդակի վրա գրեթե բացակայում է (կազմում է մոտ 1%),

2. էլեկտրոնաֆոտոնային բաղադրիչի հոսքը գերակշռող է մեծ բարձրությունների վրա, սակայն ծովի մակարդակի վրա զգալիորեն զիջում է ճառագայթների կոշտ բաղադրիչի հոսքին,

3. ծովի մակարդակի վրա տիեզերական ճառագայթների հոսքի իստությունը 100 անգամ փոքր է մթնոլորտի վերին սահմանի վրա դիտվող ճառագայթների հոսքի խտությունից և էլեկտրոնապոզիտրոնային հոսքի փոքր խառնուրդով, կազմված է հիմնականում ճառագայթների կոշտ բաղադրիչներից (μ^+ և μ^- մեզոններից):



Նկ 5.4. Տիեզերական ճառագայթների հոսքի խորության կախվածությունը մթնոլորդը ներթափանցման խորությունից` 1-միջուկային ակորիվ բաղադրիչ, 2-էլեկդրրոնաֆուրոնային բաղադրիչ, 3-կոշտ բաղադրիչ, 4- գումարային հոսքի խորություն։

Դա է պատճառը, որ անգամ Արեգակի ակտիվության բուռն պրոցեսներում արեգակնային տիեզերական ճառագայթների հոսքերի փոփոխությունը մթնոլորտի ցածր շերտերում հոսքերի մեջ էական ներդրում չեն տալիս։ Երկրի մակերևույթի նկատմամբ փոքր բարձրությունների վրա ճառագայթների հոսքերի ինտենսիվության վրա ազդում են մթնոլորտի օդերևութաբանական պայմանները։ Օդի ջերմաստիճանի, խոնավության փոփոխությունները, հրաբխային ծագումով փոշու և գազերի, մարդկային գործոններով պայմանավորված աէրոզոլային նյութերի, գազերի ու փոշու արտանետումը մթնոլորտ հանգեցնում են մասնիկների վազքի երկարության փոքրացման և որպես դրա հետևանք՝ ճառագայթների հոսքերի մինչև 1 % փոփոխության։ ճշգրիտ չափումների ժամանակ այդ փոփոխությունները դիտվում են, ինչը հնարավորություն է տալիս տիեզերական ճառագայթների հոսքերն օգտագործելու մթնոլորտի և կենսոլորտի աղ-

Երկրի մակերևույթի վրա երկրորդային տիեզերական ճառագայթների ինտեգրալային հոսքի մեջ էլեկտրամագնիսական և կոշտ բաղադրիչները առաջին անգամ տարբերակել է Ռոսսին։ Նյութական միջավայր տիեզերական ճառագայթների ուղղաձիգ բաղադրիչի ներթափանցման հատկություններն ուսումնասիրելու նպատակով նա փորձեր էր կատարում 2 կամ 3 գազապարպումային հաշվիչներից կազմված դիտակի միջոցով։ Ռոսսին դիտակի հարթությանը ուղղաձիգ վիճակում հաշվիչների միջև տեղադրում էր կապարե թիթեղներ և համընկնման սխեմայի միջոցով գրանցում էր կապարե կլանիչներով անցած մասնիկների թիվը։ Փորձի արդյունքում ստացված օրինաչափության գրաֆիկական պատկերը բերված է նկ. 5.5 ում։



Նկ 5.5. Կապարով տեզերական ճառագայթների ինտեգրալային հոսքի անցման ֆունկցիայի գրաֆիկը։

Ելնելով ստացված արդյունքնորից՝ Ռոսսին եզրակացրեց, որ գրանցված արդյունքները բաղկացած են երկու բաղադրիչներից. բաղադրիչներից մեկը ամբողջությամբ կլանվում է կապարի 10-15 սմ հաստությամբ շերտում, իսկ մյուսը անցնում է կապարով առանց էական փոփոխման: Այս փորձի արդյունքներից ելնելով՝ տիեզերական ճառագայթներում առանձնացվեցին ինտենսիվ կլանվող «փափուկ» և մեծ թափանցելիությամբ օժտված «կոշտ» բաղադրիչները: Փափուկ և կոշտ բաղադրիչների ինտենսիվությունների հարաբերությունը փոքր խոտորումնրով գործնականում հաստատուն մեծություն է`

$$\frac{I_{\psi}}{I_{\psi}+I_{\psi}} = \frac{1}{3},$$
(5.11)

$$\frac{I_{ij}}{I_{ij}+I_{ij}} = \frac{2}{3}:$$
(5.12)

Բացարձակ արժեքներով ծովի մակարդակին փափուկ և կոշտ բաղադրիչների ինտենսիվությունների արժեքներն՝ $I_{\rm th} = 0,7 \cdot 10^{-2}$ մասնիկ սմ⁻² վ⁻¹, $I_{\rm th} = 1.7 \cdot 10^{-2}$ մասնիկ սմ⁻² վ⁻¹:

Սարքավորման նկարագրություն

Փորձարարկան սարքավորումը՝ դիտակը, բաղկացած է Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչներից, որոնք կազմում են երկու զուգահեռ տեղադրված մասնիկների հաշման համակարգ (1), բարձր լարման աղբյուրից (2) և գրանցման համակարգից (3):



Նկ. 5.6. Փորչարարկան սարքավորման՝ դիւրակի, սիսեմաւրիկ պատկերումը։ 1– Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչներ, 2 – բարչը լարման աղբյուր, 3 – գրանցման համակարգ։

Կառավարման էլեկտտրոնային համակարգը պարունակում է վայրկյանաչափ (առավելագույն չափման ժամանակը t = 999 վայրկյան) և իմպուլսների թվի տվիչ (առավելագույն չափման քանակը N = 9999):

Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչները միացված են համընկման սխեմայով այնպես, որ ազդանշանը գրանցվում է միայն այն դեպքում, եթե կարճ ժամանակահատվածում մասնիկը անցնում է և՛ վերևի, և՛ ներքևի հաշվիչներով։ Մասնիկի մի գրանցչից մյուսին հասնելու ժամանակահատվածը կախված է դրա արագությունից։ Գրանցման ժամանակահատվածը ընտրվում է հնարավորինս փոքր, որպեսզի նվազեցվեն պատահական համընկումները։

Համակարգը թույլ է տալիս գրանցել միայն տիեզերական լիցքավորված ճառագայթները։ Սենյակի ֆոնային ճառագայթումը չի թափանցում համակարգի հաստ պատյանով և այդ պատճառով չի գրանցվում։

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Աշխատանքը կատարելու համար անհրաժեշտ է՝

1. միացնել սարքավորումը և բերևլ աշխատանքային ռեժիմի,

2. ընտրել չափման ժամանակը այնպես, որ առանց կապարե կլանիչների գրանցվի 100 և ավելի մասնիկ (ոչ պակաս քան 15 րոպե),

 հաջորդաբար ավելացնել կապարե կլանիչի հաստությունը և կատարել չափումներ: Կլանիչի յուրաքանչյուր հաստության համար կատարել 2-3 չափում, արդյունքները միջինացնել և հաշվել սխալանքը,

4. լրացնել աղյուսակը՝

Փորձի համարը	Կլանիչի	Չափման	Սխալանք,
	հաստություն d,սմ	արդյունք,	ΔN_i
		Ni	

5. կառուցել հաշման արագության կախվածությունը կլանիչի հաստությունից։ Գրաֆիկի վրա նշել յուրաքանչյուր չափման սխալանքը,

6. էքստրապոլացնելով ստացված կորը ստանալ կոշտ և փափուկ բաղադրիչների ինտենսիվությունները,


 գտնել փափուկ և կոշտ բաղադրիչների հարաբերության վերին սահմանը`

$$\frac{I_{\scriptscriptstyle M}}{I_{\scriptscriptstyle \mathcal{H}}} = \frac{N_{i(d=0)} - N_{i(d=\max)}}{N_{i(d=\max)}}$$
(5.13)

Լաբորատոր աշխատանք 12

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՀԵՂԵՂՆԵՐԸ ԿԱՊԱՐՈՒՄ

Մթնոլորտի վերին շերտերում տիեզերական ճառագայթներով գեներացված էլեկտրամագնիսական (էլեկտրոնաֆոտոնային) հեղեղները, կախված հեղեղ սկզբնավորող մասնիկի էներգիայի մեծությունից, մարում են մթնոլորտի վերին կամ միջին խորության շերտերում։ Մեծ էներգիաների դեպքում, շատ փոքր հավանականությամբ, կարող են հասնել մթնոլորտի ստորին շերտերին:

Մթնոլորտի մեծ խորություններում, Երկրի մակերևույթից փոքր բարձրությունների, ծովի մակարդակի վրա և երկրակեղևի մակերևույթային շերտում էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղներ առաջանում են ֆոտոնների կողմից։ Այդ հեղեղները ծագումնաբանական առումով կապված են տիեզերական ճառագայթների կոշտ բաղադրիչի՝ μ մեզոնների հետ, որոնց կողմից փոքր բարձրությունների վրա էլեկտրոններ և ֆոտոններ ստեղծելու պատճառ են հանդիսանում`

 նյութական միջավայրի ատոմների իոնացումը` ատոմներից մեծ էներգիայով δ–էլեկտրոնների պոկման երևույթով,

2. μ-մեզոնների ոչ մեծ հավանականություններով կատարվող արգելակային ճառագայթումը,

3. e^+e^- qnıjqtph dünun,

4. μ – մեզոնների տրոհումները`

$$\mu^- \to e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_{e,}$$
 (5.14)

$$\mu^{+} \to e^{+} + \nu_{e} + \bar{\nu}_{\mu}. \tag{5.15}$$

 μ – մեզոնների 1 $\leq E_{\mu} \leq 5$ ԳէՎ էներգիական տիրույթում գերակայում են հիմնականում ծ- էլեկտրոնների կողմից էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղների առաջացման պրոցեսները, մյուս պրոցեսների ներդրումը չնչին է: Էներգիաների 5 $\leq E_{\mu} \leq 100$ ԳԵՎ տիրույթում նշված բոլոր պրոցեսներն էլ առաջացնում են էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղների գրգռում: Այդպիսի էներգիաներով μ – մեզոններից յուրաքանչյուրը նյութական միջավայրում առաջացնում է հեղեղներ գրգռող 1 էլեկտրոն: Բոլոր դեպքերում, բացառությամբ $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$ տրոհման դեպքերի, էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղները սկզբնավորվում են էլեկտրոններով:

էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղների զարգացման սխեմատիկ պատկերը ներկայացված է 5.7 նկարում։



Նկ 5.7 էլեկտրոններով սկզբնավորվող էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղների առաջացման գծապատկերը։

Որպեսզի կասկադային հեղեղներում տեղի ունենա հեղեղայինների մասնիկների թվի աճ, պետք է բավարարվեն հետևյալ պայմանները.

ա) Էլեկտրոնապոզիտրոնային զույգերի ծնման փոխազդեցության կտրվածքը պետք է լինի մեծ ֆոտոէֆեկտի և կոմպտոնյան ցրման փոխազդեցությունների կտրվածքների գումարից։ Այդ պայմանը բավարարվում է նորմալ պայմաններում գտնվող օդում` ֆոտոնների E>15 ՄէՎ և կապարում` ֆոտոնների E>5 ՄէՎ էներգիաների դեպքում:

բ) Էլեկտրոնների ու պոզիտրոնների էներգիական կորուստները արգելակային ճառագայթման վրա պետք է գերազանցեն նյութի ատոմների իոնացման վրա էներգիական կորուստներին.

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{funn.}} > \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{lmfn.}}$$

Կրիտիկական կոչվում է մասնիկի այնպիսի էներգիան, որի դեպքում արգելակային ճառագայթման վրա տեսակարար էներգիական կորուստները հավասարվում են տեսակարար իոնացման կորուստներին։ Տվյալ (Z=const) կարգաթվով միջավայրի համար կրիտիկական էներգիան որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$E_{ij} = \frac{800}{Z}$$
 Utu: (5.16)

(5.16) բանաձևի օգնությամբ կարելի է հաշվել կրիտիկական էներգիայի մեծությունը ցանկացած նյութական միջավայրի համար։ Կրիտիկական էներգիայի արժեքները օդի համար նորմալ պայմանների դեպքում $E_{ij} = 81$ ՄԵՎ և կապարի համար $E_{ij} = 7,4$ ՄԵՎ է:

Նյութական միջավայրի (սույն փորձում կապարի) X հաստությամբ շերտով անցնելիս հեղեղում մասնիկների թիվն աճում է։ Հեղեղներում մասնիկների թվի աճ տեղի է ունենում այնքան ժամանակ, քանի դեռ յուրաքանչյուր էլեկտրոնի կամ պոզիտրոնի համար բավարարված է $E > E_{y}$ պայմանը։

Էներգիայի ճառագայթային կորուստների դեպքում էներգիան փոխվում է

$$E = E_0 e^{-x/x_0} \tag{5.17}$$

орենքով: Այսինքն` ճառագայթման կորուստների դեպքում մասնիկի էներգիան նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով: x_0 -ն կոչվում է ռադիացիոն երկարություն, այն ունի հետևյալ իմաստը` ռադիացիոն երկարությունը նյութական միջավայրում էլեկտրոնների (պոզիտրոնների) այն ճանապարհի երկարությունն է, որի վրա արգելակային ճառագայթման հետևանքով դրանց էներգիան նվազում է e = 2.7 անգամ: Կորցրած էներգիան փոխանցվում է արգելակային ճառագայթման ֆոտոններին, որոնք իրենց հերթին առաջացնում են (e^+ , e^-) զույգեր և միջավայրում գրգռում էլեկտրոմագնիսական կասկադային հեղեղների մեջ մտնող մասնիկների հաջորդ սերունդներ:

Հեղեղի սկզբնավորման կետից առավելագույն

$$X_{max=} \operatorname{X} \ln \frac{E_0}{E_{ij}}$$
(5.18)

խորության վրա էլեկտրոնի և պոզիտրոնի էներգիաների մեծությունը նվազելով հասնում է $E = E_{ij}$ -ի և հեղեղում, մասնիկների թիվը հասնում է իր առավելագույն արժեքին`

$$n_{max} = \frac{E_0}{E_{\psi}}:$$
 (5.19)

Ըստ որում՝ մասնիկների թվի մոտավորապես 0,5 մասը e^+ , e^- մասնիկներն են, իսկ մյուս կեսը՝ γ – քվանտներ:

Էլեկտրամագնիսական հեղեղները սկզբնավորման կետից, պահպանելով հեղեղ առաջացնող մասնիկի սկզբնական իմպուլսի ուղղությունը, տարածվում են և՛ ըստ խորության, և՛ ըստ լայնության (Նկ. 5.8):



Նկ. 5.8. Էլեկտրամագնիսական հեղեղների գրգռումը մթնոլորտում և կապարի մեջ։ ա) Հեղեղը, ըստ իտրության, տարածվում է սկզբնավորող մասնիկի իմպուլսի ուղղությամբ։ բ) Հեղեղը, Մոլերյան օրենքով, ըստ լայնության, տարածվում է սկզբնավորող մասնիկի իմպուլսի ուղղությամբ ուղղված առանցքի շուրջը կոնական մակերևույթի ներսում, իսկ Երկրի մակերևույթի հետ կապված՝ դիտրորի նկատմամբ նկար ա) -ում բերված պատկերի տեսքով։

Հեղեղների լայնական տարածական բաշխումն ուսումնասիրելու համար օգտագործում է մոլերյան

$$\tau_{\rho} = \frac{E_{\rho}}{E_{\psi}} X_0, \qquad (5.20)$$

միավորը, որտեղ $E_{\rho}=21$ ՄԵՎ, որը նյութական միջավայրում մասնիկների բազմակի ցրումների բնութագրական էներգիան է։ Հեղեղային հոսքի միևնույն էներգիայի դեպքում օդում հեղեղն ընդգրկում է մեծ ծավալ, մինչդեռ կապարում այն տարածվում է փոքր ծավալի մեջ։ Նյութական միջավայրում հեղեղների զարգացման պատկերը տրված է նկար 5.7-ում։

Նյութական մի միջավայրից մյուսին անցնելիս, ինչպես նաև տարբեր խտություն ունեցող նյութական միջավայրի սահմանի վրայով անցում կատարելիս, փոխվում են հեղեղային պրոցեսների գրգոման պայմանները, որ հայտնի է անցումային էֆեկտ անվան տակ: Էֆեկտը դիտվում է, երբ հեղեղային հոսքն անցնում է օդից ($\varepsilon_0=81$ ՄԵՎ) կապարի ($\varepsilon_0=7,4$ ՄԵՎ): Անցման ժամանակ կապարում հեղեղային մասնիկների թիվն աճում է:

Հեղեղի սկզբնավորման կետից $X \ge X_{max}$ խորությունների վրա, որը մոտավորապես հավասար է 1500-2000 կգ/մ², հեղեղում մասնիկների թիվն այլևս չի աճում։ Բոլոր մասնիկների էներգիան ծախսվում է նյութական միջավայրում իոնացման կորուստների և ատոմների հետ առաձգական բախումների վրա։ Հեղեղում մասնիկների էներգիան նվազում է, իսկ հեղեղը՝ մարում։

Ավելի մեծ խորությունների վրա հեղեղն ամբողջությամբ մարում է, հեղեղ առաջացնող էլեկտրոնաֆոտոնային բաղադրիչն ամբողջությամբ կլանվում է, որից հետո հոսքի ինտենսիվությունը պայմանավորվում է միայն տիեզերական ճառագայթների կոշտ բաղադրիչով` *µ*- մեզոններով:

Սարքավորման նկարագրություն

Կապարում տիեզերական ճառագայթներով գրգռված կասկադային հեղեղների ուսումնասիրության փորձի գծապատկերը տրված է նկ. 5.9-ում։



Նկ 5.9 էլեկտրամագնիսական էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղների ուսումնասիրության փորչի տրամաբանական բլոկ-սիւեման

Փորձում օգտագործվում են Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 դետեկտորները՝ տեղադրված եռանկյան գագաթներում, Λ_1 , Λ_2 , Λ_3 դիսկրիմինատոր-ձևավորիչները, ζU_3 եռակի համընկնման սխեման և ζ հաշվիչ սարքը: Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 դետելտորները 15*40մմ²՝ լայնական չափերով և 400 մմ երկարությամբ ուղղանկյուն պրիզմայաձև մարմիններ են՝ պատրաստված օրգանական ապակուց: Դրանք համակցված են ՖԵА-87 ֆոտոէլեկտրոնային բազմապատկիչների հետ:

Փորձում օգտագործվում է եռակի համընկման ՀՍ₃ սխեման, որի ելքում ելքային ազդանշաններ ձևավորվում են երեք մուտքերում միաժամանակ (τ =20կամ 200 նվրկ-ի ընթացքում) էլեկտրական ազդանշաններ հայտնվելու դեպքում։ Իսկ դա համապատասխանում է Գ₁, Գ₂, Գ₃ դետեկտորներով միաժամանակ մասնիկների գրանցմանը։ Դետեկտորների եռանկյունաձև դասավորությունը բացառում է երեք դետեկտորներով միաժամանակ մեկ մասնիկի անցումը և մեկ մասնիկի ազդեցության տակ եռակի համընկնման գրանցումը։ Եռակի համընկնում գրանցվում է միայն այն դեպքում, երբ դետեկտորներով ընդգրկված ծավալում միաժամանակ անցնում է մասնիկների համախումբ, որոնցից գոնե երկուսն անցնում են Գ $_1 \hbox{-} {\bf P}_2$ և ${\bf P}_1 _ {\bf P}_3$ դետեկտորներով:

Հաշվիչներից կազմված եռանկյան վերևում տեղադրվում են կապարե շերտեր։ Շերտերի հաստության մեծացման միջոցով փոփոխվում են կապարում (հաստությունից կախված) կակսադային էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղների առաջացման պայմանները։ Երբ կապարի շերտերի համապատասխան գումարային հաստության դեպքում ստեղծվում են հեղեղների առաջացման պայմաններ, ապա մասնիկների համախմբից միաժամանակ մասնիկներ են անցնում Գ ₁-Գ₂ և Գ₁_Գ₃ դետեկտորներով և առաջացնում եռակի համընկնում։

Հետևաբար տվյալ փորձում եռակի համընկնումների գրանցումը կասկադային հեղեղների ճանաչման հիմնական հայտանիշներից մեկն է և ամենապարզը:

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Չափումները կատարելու համար անհրաժեշտ է՝

1. ստուգել օգտագործվող բլոկների ու սխեմաների միացման համապատասխանությունը նկ. 5.9-ում բերված գծապատկերում,

2. Գ₁, Գ₂, Գ3 դետեկտորների ՖԷՔ-երի նկատմամբ կիրառել աշխատանքային ռեժիմին համապատասխան լարում,

3. համընկնման սխեմաների կողմից գրանցվող պատահական համընկնումների թիվը գնահատելու նպատակով հաշվել դրա 1, 2, 3 մուտքերին եկող իմպուլսների թիվը, որի համար Դ₁, Դ₂, Դ₃ դիսկրիմինատորների ելքերը միացնել ՀՍ₃-ի մուտքին և կատարել չափումներ 5-10 րոպեի ընթացքում,

4. 3 դետեկտորներից կազմված դիտակի վրա հաջորդաբար ավելացնել կապարի թիթեղները և կառուցել կասկադային հեղեղներում եռակի համընկնումների թվի` կապարի հաստությունից կախվածության գրաֆիկը, 5. Մշակել փորձի արդյունքները և կառուցել կասկադային հեղեղների բնութագրական N=f(x) ֆունկցիոնալ կախվածության գրաֆիկը,

6 Հաշվել չափումների վիճակագրական սխալները և կապարով անցած երկրորդական տիեզերական ճառագայթների կոշտ բաղադրիչի հոսքը։

Լաբորատոր աշխատանք 13

ՏԻԵՉԵՐԱԿԱՆ ճԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԿՈՇՏ ԲԱՂԱԴՐԻՉԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Միջուկային բաղադրիչը, որը գերակշռում է մթնոլորտի վերին շերտերում (մինչև 20 կմ բարձր ծովի մակարդակից), խիստ կլանվում է մթնոլորտում և ծովի մակարակում գրեթե բացակայում է: Էլեկտրոնաֆոտոնային կամ փափուկ բաղադրիչը գերակշռում է մթնոլորտի միջին (15-5 կմ բարձր ծովի մակարդակից) բարձրություններում և նույնպես խիստ նվազում է բարձրության հետ մեկտեղ:

Կոշտ մյուոնային բաղադրիչի նվազումը ավելի սահուն է, ծովի մակարդակում այն դառնում է գերակշռող։ Մյուոնները (μ -մեզոնները) ծնվում են բարձր էներգիաներով առաջնային պրոտոնների և մթնոլորտի կազմության մեջ մտնող ատոմային միջուկների միջև տեղի ունեցող միջուկային ռեակցիաներում առաջացած π^{\pm} մեզոնների տրոհումների արդյունքում՝

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_{\mu}, \qquad (5.21)$$

$$\pi^- \to \mu^- + \overline{\nu}_{\mu}: \tag{5.22}$$

Spnhnıմների նկատմամբ π-մեզոնների միջին վազքի երկարությունը հավասար է h = 10³ կգ / մ², կյանքի տևողություն $\tau_{\pi^{\pm}} = 2.55 \cdot 10^{-8}$ վ։ Մյուոնները ունեն π^{\pm} մեզոնների համեմատությամբ մեծ կյանքի տևողություն ($\tau_{\mu^{\pm}} = 2.212 \cdot 10^{-6}$) և տրոհվում են հետևյալ մեխանիզմով՝

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_{\mu}, \qquad (5.23)$$

$$\mu \to e + \tilde{\nu}_e + \nu_{\mu}: \tag{5.24}$$

Մինչև տրոհվելը մյուոնները մթնոլորտում անցնում են շատ ավելի երկար ճանապարհ, քան π^{\pm} մեզոնները։ Մյուոնները մասնակցում են միայն թույլ և էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություններին (չեն մասնակցում ուժեղ փոխազդեցություններին), դրանով էլ որոշվում է դրանց վարքը նյութական միջավայրում։

Վերերկրյա փորձարարական հետազոտություններում տիեզերական ճառագայթների ուղղված հոսքերը դիտվում են ազիմուտային φ և զենիթային θ անկյունների տակ (Նկ. 5.10)։



Նկար 10. Սֆերիկ կոորդինափների համակարգ։

Բազմաթիվ փորձերի ընթացքում հաստատվել է, որ զենիթային ուղղության նկատմամբ հոսքերի I = f (θ, φ) խտությունը ազիմուտային φ անկյունից ունի շատ թույլ կախվածություն, ինչը գործնականում կարելի է անտեսել: Այդ իսկ պատճառով տիեզերական ճառագայթների անկյունային բաշխման հասկացության տակ նկատի է առնվում հոսքերի խտության I = f (θ, φ) կախվածությունը միայն զենիթային θ անկյունից: θ = 0 անկյան տակ դիտվող հոսքի խտությունը կոչվում է ուղղաձիգ (զենիթային)՝ I(0)=I₀: Երկրորդային տիեզերական ճառագայթների հոսքերի ուսումնասիրությունների հարմար մեթոդ է θ անկյան տակ դիտվող $I(\theta)$ հոսքի խտության արտահայտումը ուղղաձիգով դիտվող I_0 հոսքի խտության միջոցով։ Այդ բաշխումը լավ նկարագրվում է էմպիրիկ մեթոդներով ստացված

$$I(\theta) = I_0 \cos^n \theta \tag{5.25}$$

բանաձևով, որում n ցուցիչի մեծությունը կախված է տիեզերական ճառագայթների հոսքերի մեջ մտնող մասնիկների տեսակից, դրանց էներգիայից և միջավայրի նյութի հետ փոխազդեցության բնույթից: ո-ի արժեքը որոշվում է մթնոլորտում մասնիկի անցած X երկարության և X_i փոխազդեցության վազքի (ազատ վազքի) միջին երկարության n = X / X_i հարաբերության միջոցով:

ճառագայթների միջուկային-ակտիվ, էլեկտրոնաֆոտոնային (էելկտրամագնիսական) և կոշտ բաղադրիչներից յուրաքանչյուրի համար ո-ի արժեքն ընտրվում է էմպիրիկ մեթոդով: Այն ամենափոքր արժեք ունի միջուկային ակտիվ բաղադրիչի մասնիկների և ամենամեծ արժեք՝ կոշտ բաղադրիչի մասնիկների համար։ Դ-ա է պատճաոը, որ զենիթային θ-անկյունից հոսքերի ինտենսիվության կախվածությունը Երկրի մակերևույթին դիտվում է հիմնականում հոսքերի կոշտ բաղադրիչի մեջ մտնող մասնիկների՝ μ- մեզոնների համար, քանի որ մթնոլորտում տարածման ընթացքում միջուկային ակտիվ և էլեկտրամագնիսական բաղադրիչների մեջ մտնող մասնիկները մթնոլորտի վերին շերտերում կլանվում են։

Դիտարկենք այն հիմնական` զանգվածային և երկրաչափական ֆիզիկական գործոնները, որոնք նյութական միջավայրի հետ μ + և μ - մեզոնների փոխազդեցությունների առանձնահահատկություններին զուգահեռ, կարող են հանգեցնել զենիթային անկյունից կոշտ բաղադրիչի հոսքի ինտենսիվության կախվածության:

ա) Չանգվածային գործոններ

Ե՛վ դրական, և՛ բացասական լիցքավորված μ – մեզոնները ենթարկվում են տրոհումների թույլ փոխազդեցությունների մեխանիզմով։ Կատարվում է միայն միջին կյանքի տևողության մեծացում՝ պայմանավորված ռելյատիվիստիկական էֆեկտներով, եթե դրանք շարժվում են լույսի տարածման արագությանը մոտ արագություններով։

Այլ է պատկերը նյութական միջավայրում դրանց շարժման դեպքում։

Դրական լիցքավորված մյուոններն իրենց կինետիկ էներգիան կորցնում են հիմնականում *իոնացման* կորուստների շնորհիվ, ենթարկվում են *պրոհումների* թույլ փոխազդեցությունների մեխանիզմով։ Շատ փոքր հավանականություններով դրանք կարող են գրավել էլեկտրոն, կազմել ջրածնանման ատոմ և տրոհման ենթարկվել էլեկտրոնի հետ կապված վիճակում։ Այսինքն` նյութական միջավայրի առկայությունը որևէ ազդեցություն չի գործում դրական լիցքավորված մյուոնի միջին կյանքի տևողության վրա:

Բացասական լիցքավորված մյուոնները ևս նյութական միջավայրում շարժվելիս իրենց կինետիկական էներգիան կորցնում են իոնացման կորուստների վրա: Դրանց որոշ մասը, դանդաղելով մինչև միջավայրի ատոմների քաոսային շարժման արագությունները, էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների շնորհիվ զավթվում են ատոմների կողմից և կազմում μ – մեզոստոմ։ Այնուհետև, կասկադային անցումներ կատարելով, μ – մեզոնը հասնում է ատոմի K-րդ թաղանթին, որի շառավիղը, իր զանգվածին համապատասխան, 206 անգամ փոքր է էլեկտրոնային K-րդ թաղանթի շառավղից։ Մեծ կարգաթվերով նյութերի ատոմներում μ – մեզոնային K-րդ թաղանթը կարող է անցնել միջուկի ծավալի արտաքին շերտով։ Այս դեպքում μ – մեզոնի շարժումը կատարվում է նուկլոնային միջավայրում և դրանց ինքնաբերական տրոհումներն ուղեկցվում են նաև նուկլոնների հետ մյուոնների թույլ փոխազդեցություններով, մասնավորապես պրոտոնի կողմից մյուոնի կլանումով.

$$\mu' + p \longrightarrow n + \upsilon_{\mu}: \tag{5.26}$$

Դրա հետևանքով բացասական լիցքավորված մյուոնների հոսքը լրացուցիչ նվազում է, որը չափումներում կարելի է նույնացնել դրանց միջին կյանքի տևողության փոքրացումով` պայմանավորված հոսքի նվազմամբ: Այնուհանդերձ, փոխազդեցությունները չեն հանգեցնում մթնոլորտում մյուոնների հոսքի ամբողջական կլանման։ Նյութական միջավայրով μ – մեզոնների անցումն ուղեկցվում է հիմնականում էներգիայի իոնացման կորուստներով, քանի որ արգելակային ճառագայթման վրա դրանք էներգիա չեն կորցնում։ Ձանգվածային միավորներով 1կգ / մ² ճանապարհի վրա μ – մեզոնները կորցնում են միջին հաշվով 0.1 ՄԵՎ էներգիա։ Դրա շնորհիվ մթնոլորտում դրանց լրիվ վազքի երկարությունն անհամեմատ ավելի մեծ է էլեկտրոնների վազքի երկարությունից։

Անցնելով մթնոլորտի ամբողջ շերտով μ^+ և μ^- մեզոնների հոսքերը հասնում են Երկրի մակերևույթին և մակերևույթամերձ ցածր բարձրություններին՝ էլեկտրոնների և γ -քվանտների ոչ մեծ խառնուրդով։ Ուստի երկրի մակերևույթի վրա տիեզերական ճառագայթների հոսքերի անկյունային բաշխման խնդիրը հանգում է μ – մեզոնների անկյունային բաշխման չափումներին։

Մթնոլորտի վերին շերտերում ծնման տիրույթից դեպի Երկրի մակերևույթ ուղղաձիգով շարժման ընթացքում μ – մեզոններն անցնում են մթնոլորտի ամբողջ 10^4 կգ/ մ² հաստությամբ շերտի միջով (ավելի փոքր բարձրություններում ծնվելու դեպքում՝ 9·10³ կգ / մ² հաստությամբ շերտի միջով), որում մասամբ կլանվում են, մասամբ էլ՝ տրոհվում:

բ) Երկրաչափական գործոններ

Ուղղաձիգի նկատմամբ θ – անկյան տակ շարժվող μ – մեզոնները մթնոլորտի վերին շերտերից մինչև երկրի մակերևույթին (ծովի մակարդակին) հասնելն անցնում են 1/ cos θ անգամ ավելի մեծ գծային (երկրաչափական) ճանապարհ, քան ուղղաձիգով շարժվող մասնիկները (տե՛ս նկար 5.11-ում բերված փորձի գծապատկերը): Համապատասխանաբար մեծ է նաև ճանապարհի ամբողջ երկարության վրա μ – մեզոնների տրոհման հավանականությունը:



Նկ 5.11 Կոշփ բաղադրիչի հոսքերի կախվածությունը զենիթային անկյունից։

Եթե փորձարարական սարքը գրանցում է տվյալ դիտակով ձևավորված մարմնային անկյունով անցնող բոլոր μ – մեզոններին` անկախ դրանց էներգիաներից, ապա կունենանք հետևյալ պատկերը։

 $\Omega_{nn\eta\eta}$ և Ω_{pkp} մարմնային անկյունները, որոնց տակ հաշվիչների համար «տեսանելի» են մթնոլորտի վերին շերտերում մեզոնների գեներացիայի տիրույթները, ապա դիտակի ուղղաձիգ և թեք դիրքերում այդ տիրույթները կդիտվեն երկնակամարի տարբեր՝ միմյանցից շեղված մասերում։ Մարմնային անկյունները հակադարձ համեմատական են առաջացման տիրույթից մինչև հաշվիչներն ընկած հեռավորությունների քառակուսիներին՝

$$\Omega_{\text{nupp}} / \Omega_{\text{ptp}} = (S/L)^2 : \qquad (5.27)$$

Իսկ V էֆեկտիվ ծավալները, որոնցից մեզոններ են առաքվում դիտակով ձևավորված մարմնային անկյան մեջ, ուղիղ համեմատական են նույն հեռավորությունների քառակուսիներին`

$$V_{nunn} / V_{php} = (L/S)^2$$
: (5.28)

Արդյունքում (5.30) և (5.31) առնչություններից ստացվում է, որ

$$Ωnιηη / Ωptp = Vptp / Vnιηη:$$
(5.29)

Վերջինս հետևանք է այն բանի, որ մթնոլորտի հ և հ´ հաստությունները (արտահայտված կգ/մ² միավորներով), որոնցով տեղի է ունենում µ-մեզոնների հոսքը, նույնն են ինչպես ուղղաձիգ, այնպես էլ թեք ուղղությունների դեպքերում։ Այսպիսով` θ անկյան տակ մասնիկների հոսքի փոքրացման միակ պատճառը կարող են լինել թռիչքի ժամանակ մեզոնների տրոհումները։

Վերը բերված ա) և բ) դեպքերի քննարկումից հետևում է, որ մթնոլորտում θ անկյան տակ μ - մեզոնների շարժման ժամանակ մեզոնների հոսքի փոքրացման մեջ ներդրում են տալիս և՛ զանգվածային, և՛ երկրաչափական գործոնները։ Սակայն փորձերում հնարավոր է տարանջատել մեզոնների հոսքերի այն մասը, որոնց կլանումը պայմանավորված է միայն թեք ուղղությամբ շարժման ճանապարհին նյութի զանգվածի ավելացմամբ և երկրաչափական ճանապարհի երկարացմամբ։

Տարանջատման խնդրի լուծման հիմքում դրվում են Երկրի ընդերքի տարբեր խորություններում µ-մեզոնների ուղղաձիգ հոսքի ինտենսիվության չափումների արդյունքները։ Դրանք ցույց են տվել, որ µ-մեզոնների N(x) թիվը նվազող ֆունկցիա է՝ կախված դրանց ճանապարհին հանդիպող նյութի զանգվածից։ Այդ ֆունկցիան ունի հետևյալ տեսքը՝

$$N(x) = N_0 \left(\frac{10^4}{10^4 + x}\right)^{1.6},$$
(5.30)

որտեղ ընդունված է, որ մթնոլորտի շերտի հաստության արժեքը 10^4 կգ/ ${\rm d}^2$ է:

Միաժամանակ կարելի է գրել՝

$$N(x) = N_0 \left(\frac{10^4}{10^4 + x}\right)^{1.6} = \left(\frac{10^4}{10^4 / \cos\theta}\right)^{1.6},$$
 (5.31)

որտեղ $(10^4+x) = 10^4 / \underline{\cos\theta}$ նյութի այն հաստությունն է (արտահայտված կգ/մ² միավորներով), որը բաշխված է μ-մեզոնների ծնման կետից մինչև կլանման կետ անցման ճանապարհին: Հետևաբար $N(x) = N_0 (\cos\theta)^{1.6}$ (5.32)

ֆունկցիան արտահայտում է cos θ -ից մասնիկների N(x) թվի կախվածության օրենքը։

Սարքավորման նկարագրություն

Փորձի գծապատկերը տրված է նկ. 5.12-ում։ Փորձը կատարվում է Գեյգեր-Մյուլլերի զուգահեռ տեղադրված հաշվիչներից բաղկացած համակարգի օգնությամբ։



Նկ 5.12 Տիեզերական ճառագայթների կոշտ բաղադրիչի ուսումնասիրության փորչի բլոկ- սխեման։ 1 և 5 – հենարան, 4 –անկյունների չափման սանդղակ, 2- Հեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչներ, 3 – թեքվող շրջանակ։

Դետեկտորները միմյանց ամրացված են կոշտ կապով և կազմում են հոդոսկոպային համակարգ՝ d = 0,4 մ միջդետեկտորային հեռավորությամբ։ Այն ունի հորիզոնական հարթության մեջ գտնվող և դետեկտորի երկայնական առանցքով անցնող անշարժ պտտման առանցք, որի շուրջը հոդոսկոպային համակարգի պտույտը, ըստ θանկյան, սահմանափակված է 0°<θ<90° տիրույթում։ Սակայն չափումները կատարվում են այդ տիրույթին պատկանող 0°, 30°, 45°, 60°, 75°, 90° դիսկրետ արժեքների դեպքերում։ μ^+ , μ^- մեզոնների տրոհումներից առաջացած էլեկտրոնների ու պոզիտրոնների, շենքի պատերի, լաբորատորիայի առաստաղի նյութի հետ տիեզերական ճառագայթների բախումներից առաջացած δ – էլեկտրոնների գրանցումից խուսափելու համար, որոնք աղավաղում են անկյունային բաշխման պատկերը, դետեկտորը բոլոր կողմերից շրջապատվում է կապարի 5-10 սմ հաստությամբ շերտով:

Իրենց ֆիզիկական, տեխնիկական և աշխատանքային բնութագրական հատկություններով անկյունային բաշխման փորձում օգտագործվող էլեկտրոնային սարքերն ամբողջությամբ կրկնում են տիեզերական ճառագայթների ինտեգրալային հոսքի չափման փորձում օգտագործվող սարքերը (լաբորատոր աշխատանք 11)։

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

Աշխատանքը կատարելու համար անհրաժեշտ է՝

1. միացնել սարքավորումը և բերել այն աշխատանքային վիճակի,

2. ընտրել չափման ժամանակը 5-15 րոպե,

3. կատարել չափումներ անկյունների 0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 75° արժեքների դեպքերում։ Հաշվել չափումների վիճակագրական սխալանքները,

4. գտնել N (θ) = N₀ cosⁿ θ առնչության մեջ մտնող n-ի արժեքը: Դրա համար օգտագործելով ստացված արդյունքները՝ կառուցել *ln* $N(\theta) = ln N(0) - n ln(cos \theta)$ կախվածությունը և գրաֆիկից գտնել n-ի արժեքը:

Առաջադրանք 2 μ – մեզոնների միջին կյանքի տևողության չափումը

Մյուոնների համեմատաբար երկար միջին կյանքի տևողության շնորհիվ մեծ է մթնոլորտում դրանց վազքի երկարությունը։ Դրանք կարող են անցնել մթնոլորտի ամբողջ շերտով և նույնիսկ ներթափանցել Երկրի ծավալ՝ խորանալով տասնյակ ու հարյուրավոր մետրեր։

Երկրի ընդերքի տարբեր խորություններում կատարվել են μմեզոնների ուղղաձիգ հոսքի ինտենսիվության չափումներ։ Դրանք ցույց են տվել, որ μ - մեզոնների N(x) թիվը նվազող ֆունկցիա է` կախված դրանց ճանապարհին հանդիպող նյութի զանգվածից։ μ մեզոնների ինտենսիվության նվազման մնացած մասը հետևանք է X (θ)= X₀ / cos θ ճանապարհի վրա դրանց տրոհումների:

Փորձարարական այդ փաստը հիմք է տալիս լուծելու մի քանի հիմնարար խնդիրներ, որոնցից են` 1. ժամանակային ինտերվալների ռելյատիվիստիկական երկարացման էֆեկտի ստուգումը μ –մեզոնների միջին կյանքի տևողության չափման միջոցով, 2. երկրորդային ճառագայթների կոշտ բաղադրիչում մյուոնների միջին էներգիայի որոշումը:

Սույն լաբորատոր աշխատանքի կատարման հիմքում դրված են գիտական խմբերի կողմից µ-մեզոնների կյանքի տևողության չափման համար մշակված մեթոդները։ Նկ. 5.12-ում բերված է նաև փորձի կատարման համար մշակված փորձարարական սարքավորման տրամաբանական կառուցվածքը, որը արդեն քննարկվել է։

 μ - մեզոնների միջին կյանքի տևողությունը չափվում է հետևյալ կերպ: Ուղղաձիգի նկատմամբ θ անկյան տակ թեքված A, B հաշվիչների դիտակով չափվում է կոշտ բաղադրիչի հոսքի մեջ մտնող մասնիկների N (θ) թիվը: Այնուհետև չափվում է N (θ=0)-ն` նախապես դիտակի վրա ավելացնելով M (կգ*մ⁻²) զանգվածով կլանիչի շերտ (հիմնականում կապար) զանգվածի այնպիսի մեծությամբ, որ համարժեք լինի դիտակի հարթության ուղղությամբ θ անկյան տակ և ուղղաձիգ դիրքերում դրա վրա եղած մթնոլորտի զանգվածների տարբերությանը: Դրանով իսկ միմյանց կհավասարեցվեն ուղղաձիգ ուղղությամբ և θ անկյան տակ նյութի մեջ մյուոնների հոսքերի կլանումները: Չնայած այս հանգամանքին, այնուամենայնիվ, դիտակի թեք դիրքում գրանցվում է մասնիկների ավելի փոքր N(θ) թիվ, քան N(0) թիվը, որ գրանցվում է դիտակի ուղղաձիգ դիրքում: Երևույթը բացատրվում է միայն թոիչքի ժամանակ μ-մեզոնների ինքնաբերական տրոհումներով և փորձարարական արդյունավետ միջոց է μ-մեզոնների միջին կյանքի տևողության չափման և հարաբերականության հատուկ տեսության դրույթներից մեկի՝ ժամանակային ինտերվալների ռելյատիվիստիկական երկարացման ստուգման առումներով։ Մեկնաբանությունը հետևյալն է `

τ₀ -ն μ -մեզոնի հետ կապված կոորդինատական համակարգում (մեզոնի դադարի վիճակում) մյուոնի միջին կյանքի տևողությունն է: Երկրի մակերևույյթին դադարի վիճակում գտնվող դիտողի հետ կապված կոորդինատական (լաբորատոր) համակարգում β = v / c հարաբերական արագությամբ շարժվող մյուոնի $τ_{\mu\mu}$ միջին կյանքի տևողությունը ժամանակի ռելյատիվիստիկական ձևափոխության օրենքով τ₀-ի հետ կապված է

$$\tau_{\rm lup} = \tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = \tau_0 E / m_{\mu} c^2$$
 (5.33)

առնչությամբ, որտեղ Е-ն մյոոնի լրիվ էներգիան է, $m_{\mu}c^2 = 105,6$ ՄէՎն՝ հանգստի էներգիան: Փորձում չափելով N(θ) և N(0) թվային արժեքները՝ կարելի է հաշվել µ-մեզոնների միջին կյանքի տևողությունը: Եթե N₀(θ =0)-ն µ-մեզոնների գրանցումների թիվն է դիտակի ուղղաձիգ դիրքում, իսկ N(θ)-ն՝ դիտակի թեք դիրքում, ապա լաբորատոր համակարգում՝

$$N(\theta) = N_0(\theta) \exp[-t/\tau_{lup}], \qquad (5.34u)$$

քանի որ N(θ) - N₀(θ=0) թվով μ - մեզոններ ենթարկվել են տրոհման թեք և ուղղաձիգ ճանապարհների երկարությունների տարբերության վրա: Եթե *l*-ը մեզոնի անցած ճանապարհն է, իսկ v-ն` շարժման արագությունը, ապա ընդունելով, որ մյուոնները շարժվում են լույսի արագությանը մոտ արագություններով, կարելի է (5.34ա) առնչությունը գրել

$$N(\theta) = N_0(\theta) \exp[-\tau_{\mu\mu\rho}c]$$
 (5.34p)

տեսքով:

θ = 0 ητωρηιά l = L μ

$$N(0)=N_0(\theta)\exp[-L/\tau_{\mu\mu\rho}c],$$
 (5.34q),

Ըստ նկար 5.11-ի նշանակումների` $\theta \neq 0$ դեպքում l = S և

$$N(\theta) = N_0(\theta) \exp[-S/\tau_{\mu\nu\rho} c]: \qquad (5.34\eta)$$

(5.34ա) և (5.34
բ)-ից՝ N(0)=N_0(θ)։ Բաժանելով (5.34գ)-ն (5.34դ)-ի վրա՝ կստանանք՝

$$\ln \frac{N(0)}{N(\theta)} = (S - L) / \tau_{lup} c$$
 (5.35)

բանաձևը:

Կատարելով համապատասխան ձևափոխություններ և օգտագործելով չափումներում ստացված տվյալները` լաբորատոր համակարգում, շարժման արագությունից կախված, μ մեզոնի կյանքի տևողության համար ստանում ենք

$$\tau_{lup} = \frac{S-L}{\ln \frac{N(\theta)}{N(0)}c}$$
(5.36)

բանաձևը:

Հաշվի առնելով (5.33)-ը և ընդունելով մյուոնների լրիվ էներգիան՝

$$E = \frac{m_{\mu}c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 2 \cdot 10^9 \xi \xi$$
(5.37)

 $m_{\mu}c^2$ = 105 ՄէՎ, L = 15 կմ և S = L/ cos θ, կարելի է ստանալ մյուոնների τ_0 կյանքի տևողությունը՝

$$\tau_0 = \frac{L(\frac{1}{\cos\theta} - 1)m_{\mu}c^2}{E\ln(\frac{N(\theta)}{N(0)})c}:$$
(5.38)

Սարքավորման նկարագրություն

Փորձը կատարվում է տիեզերական ճառագայթների կոշտ բաղադրիչի անկյունային բաշխման ուսումնասիրության ճիշտ նույն մեթոդով և նույն փորձարարական սարքավորման օգտագործմամբ։

Չափումների կատարում և ստացված տվյալների մշակում

1. Միացնել սարքավորումը և բերել այն աշխատանքային վիճակի:

2. Ընտրել չափման ժամանակը 30-40 րոպե։

3. Կատարել չափումներ անկյուններ
ի $15^0, 30^0, 45^0$ արժեքների դեպքերում։

4. Օգտվելով 5.38 բանաձևից` գտնել մյուոնների կյանքի տևողությունը։ Ստացված երեք արժեքները միջինացնել և հաշվել սխալանքը։

Գրականություն

1. Тейлор Дж., Введение в теорию ощибок, "Мир", Москва, 1985.

2. Худсон Д., Статистика для физиков, "Мир", Москва, 1970.

3. Абрамов А. И., Каданский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальных методов ядерной физики, Атомиздат, 1977.

4. Мухин К. Н., Эксперементальная ядерная физика. "Щнергоатомиздат", Москва, 1993.

5. Դանագուլյան Ա. Ս., Միջուկային ֆիզիկա և տարրական մասնիկներ, Երևան, 2006:

6. Хаякава С., Физика космических лучей. Часть І. Ядерно-физический аспект. "Мир", Москва, 1973.

7. Хаякава С., Физика космических лучей. Часть II. Астрофизиический аспект. "Мир" Москва, 1974.

8. Чилингарян А. А., Мирзоян Р. Г., Зазян Н. М., Исследование космических лучей в Армении, Известия НАН РА Физика, 2014.

9. Michelson P. F., Atwood W. B., Ritz S., Fermi Gamma-ray Space Telescope: high-energy results from the first year // Reports on Progress in Physics, 2010, Vol. 73, № 7, P. 074901.

10. Бугаев Е. В., Котов Д., Розентал И. Л., Космические мюоны и нейтрино, 1970.

11. Кочаров Г. Е., Космические лучи ултравысоких энергий и реликтивное излучение, Соросовскии образовательный журнал, том 7, 2001.

12. Широков Ю. М., Юдин Н. П., Ядерная физика. "Наука" Москрва, 1980.

13. Сборник лабораторных работ по ядерной физике, под ред. К.Н. Мухина, 1979.

14. http://nuclphys.sinp.msu.ru/p/index.html

Բովանդակություն

ՄԱՍ	1

Իոնացնող ճառագայթների հոսքերի չափումներ
և տվյալների մշակման մեթոդներ5
Լաբորատոր աշխատանք 1
γ-ճառագայթների դաշտը բնութագրող մեծությունների չափում5
Լաբորատոր աշխատանք 2
Սխալանքների տեսության կիրառություն18
ՄԱՍ 2
Իոնացնող ճառագայթների հոսքերի գրանցման սարքեր42
Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչներ42
Հաբորատոր աշխատանք 3
Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչի հաշվային բնութագրի ստացում
Հաբորատոր աշխատանք 4
Գեյգեր-Մյուլլերի հաշվիչի մեռյալ ժամանակի և էֆեկտիվության
որոշումը
Հաբորատոր աշխատանք 5
Սցինտիլյացիոն հաշվիչներ58
Սցինտիլյատոր
Ֆոտոէլոկտրոնային բազմապատկիչ63
ՄԱՍ 3
Իոնացնող ճառագայթների շարժումը նյութական միջավայրում72
Լիցքավորված մասնիկների նյութի հետ փոխազդեցության
առանձնահատկությունները72
Հաբորատոր աշխատանք 6
Օդում α-մասնիկների վազքի երկարության միջոցով կինետիկ
էներգիայի որոշումը
Լաբորատոր աշխատանք 7
Ալյումինում էլեկտրոնների (բետա մասնիկների) վազքի
երկարության չափումը և դրանց էներգիայի որոշումը

Հաբորատոր աշխատանք 8
Նյութական միջավայրով էլեկտրաչեզոք մասնիկների անցման
օրինաչափությունները97
ՄԱՈ 4
Ռադիոակտիվ տրոհման օրենքներ109
Լաբորատոր աշխատանք 9
Հայտնի իզոտոպի ակտիվության որոշումընի հարդության որոշումը հերկության որոշումը հերկությունների հերկություն
Լաբորատոր աշխատանք 10
Իոնացնող ճառագայթների կենսաբանական ազդեցությունը
դոզիմետրիական մեծություններ132
UUU 5
Տիեզերական ճառագայթների փորձարարական ֆիզիկա149
Տիեզերական ճառագայթների հայտնագործումը149
Առաջնային տիեզերական ճառագայթներ153
Երկրորդային տիեզերական ճառագայթների փորձարարական
ուսումնասիրություն166
Հաբորատոր աշխատանք 11
Երևանի աշխարհագրական դիրքում տիեզերական ճառագայթների
հոսքերում փափուկ և կոշտ բաղադրիչների հարաբերության
չափումը175
Լաբորատոր աշխատանք 12
Էլեկտրոնաֆոտոնային հեղեղները կապարումմերում 182
Հաբորատոր աշխատանք 13
Տիեզերական ճառագայթների կոշտ բաղադրիչի անկյունային
բաշխման ուսումնասիրությունը190

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ռազմիկ Խալաթի Մարգարյան, Գոհար Հովհաննեսի Հովհաննիսյան, Կարապետ Սարիբեկի Օհանյան, Լեոնիդ Հենրիկի Պետրոսյան

ՄԻՋՈԻԿԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐ

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի Հրատ. սրբագրումը՝ Լ. Հովհաննիսյանի

Տպագրված է Time to Print օպերատիվ տպագրությունների սրահում։ ք. Երևան, Խանջյան 15/55

> Ստորագրված է տպագրության` 15.10.2018: Չափսը` 60x84 ¹/₁₆: Տպ. մամուլը` 12,875: Տպաքանակը` 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1 www.publishing.am