

Худайбердиев Э.Н, Насриддинов К.Р,
Самандаров Л. К, Турабова Л.Х.

**ЖАЛПЫ ФИЗИКА
(АТОМ, ЯДРО ЖӘНЕ
ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР
ФИЗИКАСЫ) ЗЕРТХАНАЛЫҚ
ЖҰМЫСТАР**

ЎЗБЕКСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ЖОҒАРЫ БИЛИМ БЕРУ,
ҒЫЛИМЖӘНЕ ИННОВАЦИЯЛАР МИНИСТРЛИҒИ

Худайбердиев Э.Н, Насриддинов К.Р, Самандаров Л. К,
Турабова Л.Х.

ЖАЛПЫ ФИЗИКА
(АТОМ, ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР
БӨЛШЕКТЕР ФИЗИКАСЫ)
ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫСТАР
(оқуқұралы)

60110700 – Физика және астрономия, қосымша математика

ЎЗБЕКISTON RESPUBLIKASI OLIY TA'LIM,
FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI
CHIRCHIQ DAVLAT PEDAGOGIKA UNIVERSITETI
AXBOROT RESURS MARKAZI

Ташкент
«Olmaliq kitob business»

УДК 539.1;811.512.122

КБК 22.3

X-95

Худайбердиев Э.Н, Насриддинов К.Р, Самандаров Л. К, Турабова Л.Х. / Жалпы физика (атом, ядро және элементар бөлшектер физикасы) зертханалық жұмыстар / Оқу-құралы, Ташкент: «Olmaliq kitob business», 2023. – 212 б.

доцент Б.Т.Бисенованың өзбек тілінен аудармасы

Бұл “Жалпы физика (Атом, ядро және элементар бөлшектер физикасы) зертханалық жұмыстар” оқуқұралында педагогикалық жоғары оқу орындарының 60110700 – Физика және астрономия, қосымша математикабағыты үшін соңғы пәндікбағдарламаға енгізілген барлық нақты және виртуалды зертханалық жұмыстардың толық баяндамасы, ақпараттық-коммуникациялық технологиялардың көмегімен олардың орындалуы, жұмыстарды орындауда кездесетін қателіктер, тақырыптар бойынша білімдерін одан әрі бекітуге қызмет ететін бақылау сұрақтары, зертханалық жұмыстарға байланысты есеп беру формалары туралы толық мағлұматтар берілген.

Оқу құралынан педагогикалық жоғары оқу орындарының 60110700 – Физика және астрономия, қосымша математикабағыты талапкерлері және академиялық лицей, кәсіп-өнер мектептері оқытушылары да пайдалануы мүмкін.

O'zbek tilidan dotsent Bisenova B.T tarjimasi

Ushbu “Umumiy fizika (Atom, yadro va elementar zarralar fizikasi)dan laboratoriya ishlari” o'quv qo'llanmasida pedagogika oliy ta'lim muassasalari 60110700-Fizika va astronomiya, qo'shimcha matematika ta'lim yo'nalishi uchun so'nggi namunaviy fan dasturiga kiritilgan barcha real va virtual laboratoriya ishlari to'liq bayoni, axborot-kommunikatsiya texnologiyalari yordamida ularning bajarilishi, ishni bajarishda uchraydigan xatoliklar, mavzular bo'yicha bilimlarni yanada mustahkamlashga xizmat qiluvchi sinov savollari, laboratoriya ishlariga oid hisobot shakllari to'g'risida to'liq ma'lumotlar keltirilgan.

O'quv qo'llanmadan pedagogika oliy ta'lim muassasalarining 60110700-Fizika va astronomiya, qo'shimcha matematika ta'lim yo'nalishi talabalari hamda akademik litsey, kasb-hunar maktablari o'qituvchilari ham foydalanishlari mumkin.

Перевод с узбекского доцента Бисеновой Б.Т

В настоящем учебном пособии «Лабораторные работы по общей физике (физика атома, ядра и элементарных частиц)» дается изложение всех реальных и виртуальных лабораторных работ, предусмотренных программой педагогических вузов по подготовке бакалавров по направлению 60110700-Физика и астрономия. Приведены порядок выполнения лабораторных работ использованием информационно-коммуникационных технологий, методика учёта погрешностей при выполнении работ, контрольные вопросы для закрепления знаний и формы отчёта по выполнению лабораторных работ.

Учебное пособие может быть использовано студентами педагогических высших учебных заведений по направлению 60110700-Физика и астрономия, а также преподавателями академических лицеев, профессиональных школ.

Translated from Uzbek by Associate Professor Bisenova B.T.

This textbook “Laboratory work in general physics (physics of the atom, nucleus and elementary particles)” provides a summary of all real and virtual laboratory work provided by the program of pedagogical universities for the preparation of bachelors in the direction 60110700-Physics and Astronomy. The procedure for performing laboratory work using information and communication technologies, the methodology for accounting for errors in the performance of work, control questions for consolidating knowledge and the report forms for the performance of laboratory work are given.

The textbook can be used by students of pedagogical higher educational institutions in the direction 60110700-Physics and astronomy, as well as teachers of academic lyceums, vocational schools.

ISBN 978-9910-9965-0-4

© Худайбердиев Э.Н ж.б., 2023

©«Olmaliq kitob business», 2023

МАЗМУНЫ

АЛҒЫ СӨЗ	10
Физикалық шамаларды өлшеудегі кателіктер және олардың түрлері	13
Зертханалық жұмыс № 1. Стефан – Больцман заңы: Абсолют қара дене сәулелену интенсивтігінің температураға байланыстылығын өлшеу	20
Зертханалық жұмыс № 2. Планк тұрақтысын анықтау	27
Зертханалық жұмыс №3. Жарықтық пирометрінің көмегімен сәулеленген денелердің нақты температурасын анықтау	30
Зертханалық жұмыс № 4. Электронның шығу жұмысын анықтау	41
Зертханалық жұмыс № 5. Сыртқы фотоэффект құбылысын зерттеу	48
Зертханалық жұмыс № 6. Сыртқы фотоэффект және Комптон эффектісі бойынша компьютерлік эксперименттер	56
Зертханалық жұмыс №7. Ядроның планетарлық моделі бойынша компьютерлік эксперименті	67
Зертханалық жұмыс №8. Атомдардың спектрлері бойынша компьютерлік эксперименті	75
Зертханалық жұмыс № 9. Франк-Герц тәжірибесін зерттеу (атомдардың ояну потенциалын анықтау)	85
Зертханалық жұмыс №10. Франк-Герц тәжірибесі бойынша компьютерлік эксперименті	90
Зертханалық жұмыс №11. Электрондардың бір және екі саңылаулы бөгеттен өтуі бойынша компьютерлік эксперименті	92
Зертханалық жұмыс №12. Гелий-неон лазерін зерттеу	103
Зертханалық жұмыс № 13. Жартылай өткізгішті лазерді зерттеу	110
Зертханалық жұмыс №14. Лазер сәулесінің сұйықта жұтылу заңдылықтарын зерттеу	119
Зертханалық жұмыс №15. Ядролық сәулеленулерді тіркеу	

құрылыстары – детекторлардың құрылымы және жұмыс істеу принципін зерттеу	125
Зертханалық жұмыс №16. Радиоактивті сәулелердің әртүрлі ортадағы жұтылу коэффициентін виртуалды тәжірибеде анықтау	141
Зертханалық жұмыс №17. Альфа бөлшектерінің ауада еркін жүгіру қашықтығын виртуалды тәжірибеде анықтау	149
Зертханалық жұмыс № 18. Альфа бөлшектер энергиясын виртуалды тәжірибеде анықтау	155
Зертханалық жұмыс № 19. Радиоактивті плутоний-238 изотопының жартылай ыдырау периодын виртуалды тәжірибеде анықтау	157
Зертханалық жұмыс №20. Электронның меншікті зарядын магнетрон әдісінде виртуалды тәжірибеде анықтау	163
Зертханалық жұмыстарды орындау және есеп беру бойынша үлгілер	172
Зертханалық жұмыстар бойынша My-test бағдарламасындағы тесттер	185
Қосымшалар	198
Әдебиеттер	208

MUNDARIJA

SO'Z BOSH	10
Fizik kattaliklarni o'lashdagi xatoliklar va ularning turlari	13
Laboratoriya ishi № 1. Stefan –Bolsman qonuni: Absolyut qora jism nurlanish intensivligining haroratga bog'liqligini o'lash	20
Laboratoriya ishi № 2. Plank doimiysini aniqlash	27
Laboratoriya ishi №3. Ravshanlik pirometri yordamida nurlanayotgan jamlarning haqiqiy temperaturasini aniqlash	30
Laboratoriya ishi № 4. Elektronning chiqish ishini aniqlash	41
Laboratoriya ishi № 5. Tashqi fotoeffekt hodisasini o'rganish	48

Laboratoriya ishi № 6. Tashqi fotoeffekt va Kompton effektiga doir kompyuter eksperimentlari	56
Laboratoriya ishi №7. Yadroning planetar modeliga doir kompyuter eksperimenti	67
Laboratoriya ishi № 8. Atomlarning spektrlariga doir kompyuter eksperimenti	75
Laboratoriya ishi № 9. Frank-Gers tajribasini o'rganish (atomlarning uyg'onish potensialini aniqlash)	85
Laboratoriya ishi №10. Frank-Gers tajribasiga doir kompyuter eksperimenti	90
Laboratoriya ishi №11. Bir va ikki tirqishli to'siqdan elektronlarning o'tishiga doir kompyuter eksperimenti	92
Laboratoriya ishi №12. Geliy-neon lazerini o'rganish	103
Laboratoriya ishi № 13. Yarim o'tkazgichli lazerni o'rganish	110
Laboratoriya ishi №14. Lazer nurining suyuqlikda yutilish qonuniyatlarini o'rganish	119
Laboratoriya ishi №15. Yadroviy nurlanishlarni qayd etuvchi qurilmalar-detektorlarning tuzilishi va ishlash prinsipini o'rganish	125
Laboratoriya ishi №16. Radioaktiv nurlarning turli muhitlarda yutilish koeffitsiyentini virtual tajribada aniqlash	141
Laboratoriya ishi №17. Alfa zarralarning havoda erkin yugurish masofasini virtual tajribada aniqlash	149
Laboratoriya ishi № 18. Alfa zarralar energiyasini virtual tajribada aniqlash	155
Laboratoriya ishi № 19. Radioaktiv plutoniy-238 izotopining yarim yemirilish davrini virtual tajribada aniqlash	157
Laboratoriya ishi №20. Elektronning solishtirma zaryadini magnetron usulida virtual tajribada aniqlash	163

Laboratoriya ishlarini bajarish va hisobot yozish bo'yicha namunalar	172
Laboratoriya ishlari bo'yicha My-test dasturidagi testlar	185
Hovalar	198
Adabiyotlar	208

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	10
Погрешности измерения физических величин и их виды.	13
Лабораторная работа №1: Закон Стефана-Больцмана: Измерение зависимости интенсивности излучения абсолютного черного тела от температуры.	20
Лабораторная работа №2: Определение постоянной Планка.	27
Лабораторная работа №3: Определение истинной температуры излучаемых тел с помощью светочувствительного пирометра.	30
Лабораторная работа №4: Определение работы выхода электрона.	41
Лабораторная работа № 5: Изучение явления внешнего фотоэффекта.	48
Лабораторная работа №6: Компьютерные эксперименты по внешнему фотоэффекту и эффекту Комптона.	56
Лабораторная работа №7: Компьютерный эксперимент по планетарной модели атома.	67
Лабораторная работа №8: Компьютерный эксперимент по атомным спектрам.	75
Лабораторная работа №9: Исследование опыта Франка-Герца (определение потенциала возбуждения атомов).	85
Лабораторная работа №10: Компьютерный эксперимент по опыту Франка-Герца.	90
Лабораторная работа №11: Компьютерный эксперимент по	

прохождению электронов через барьер с одной и двумя щелями.	92
Лабораторная работа №12: Исследование гелиево-неонового лазера.	103
Лабораторная работа №13: Исследование полупроводникового лазера.	110
Лабораторная работа №14: Изучение закономерностей поглощения лазерного излучения в жидкости.	119
Лабораторная работа №15: Изучение принципа работы и устройства детекторов ядерных излучений.	125
Лабораторная работа №16: Определение коэффициента поглощения радиоактивных излучений в различных веществах в виртуальной лаборатории.	141
Лабораторная работа №17: Определение длины свободного пробега альфа – частиц в воздухе в виртуальной лаборатории.	149
Лабораторная работа №18: Определение энергии α - частиц по длине свободного пробега в виртуальной лаборатории.	155
Лабораторная работа №19: Определение периода полураспада изотопа плутония в виртуальной лаборатории.	157
Лабораторная работа №20: Измерение удельного заряда электрона методом магнетрона в виртуальной лаборатории.	163
Образцы выполнения лабораторных работ и составления отчета	172
Тесты в программе My-test по лабораторным работам	185
Приложения	198
Литература	208

CONTENT

PREFACE	10
Measurement errors of physical quantities and their types.	13
Laboratory work №№. 1: Stefan-Boltzmann law: Measurement of the dependence of the radiation intensity of an absolute black body on	

temperature.	20
Laboratory work №. 2: Determination of the Planck constant.	27
Laboratory work №. 3: Determination of the true temperature of the emitted bodies using a photosensitive pyrometer.	30
Laboratory work №. 4: Determination of the work of the electron output.	41
Laboratory work №. 5: Study of the phenomenon of external photoelectric effect.	48
Laboratory work №. 6: Computer experiments on the external photoelectric effect and the Compton effect.	56
Laboratory work №. 7: Computer experiment on the planetary model of the atom.	67
Laboratory work №. 8: Computer experiment on atomic spectra.	75
Laboratory work №. 9: Investigation of the Frank-Hertz experiment (determination of the excitation potential of atoms).	85
Laboratory work №. 10: A computer experiment based on the Frank-Hertz experience.	90
Laboratory work №. 11: A computer experiment on the passage of electrons through a barrier with one and two slits.	92
Laboratory work №. 12: The study of a helium-neon laser.	103
Laboratory work №. 13: Research of a semiconductor laser.	110
Laboratory work №. 14: Study of the patterns of absorption of laser radiation in a liquid.	119
Laboratory work №. 15: Study of the principle of operation and device of nuclear radiation detectors.	125
Laboratory work №. 16: Determination of the absorption coefficient of radioactive radiation in various substances in a virtual laboratory.	141
Laboratory work №. 17: Determination of the free path of alpha particles in the air in a virtual laboratory.	149
Laboratory work №. 18: Determination of the energy of α - particles by the free path length in a virtual laboratory.	155
Laboratory work №. 19: Determination of the half-life of a plutonium isotope in a virtual laboratory.	157
Laboratory work №. 20: Measurement of the specific charge of an electron by the magnetron method in a virtual laboratory.	163
Samples of laboratory work and report preparation	172
Tests in the My-test program for laboratory work	185
Applications	198
Literature	208

*Қабілетсіз оқытушы шындықты
жайғана айтады – қояды, жақсысы
болса оны табуға үйретеді
В.О.Дистервиг*

АЛҒЫ СӨЗ

Үздіксіз білім беру жүйесінде физика курсын оқытуда практикалық және зертханалық жұмыстарды теориялық біліммен бірге жүргізу маңызды, өйткені практикалық және зертханалық сабақтарда талапкерлердің теориялық білімдері тәжірибе мен есептеулер арқылы одан әрі шындалады.

Біздің мемлекетіміз көп ұлтты болғандығы үшін қазақ мектептері де бар. Осы мектептерді бітірген талапкерлердің пайдаланулары үшін әдебиеттер өте аздығын есепке алған күйде бұл оқу құралы жаратылды.

“Жалпы физика (Атом, ядро және элементар бөлшектер физикасы) зертханалық жұмыстар” оқу құралының негізгі мақсаты талапкерлердің теориялық білімдерін практикамен байланыстыру, практикалық дағды және іскерлігін және де пысықтау, оларды физика пәніне болған қызығушылығын арттыруға бағытталған.

Бұл оқу құралын дайындауда, біріншіден, қазақ тіліндегі жаңа заманаға сай әдістемемен тәміндеу, екіншіден болашақ физика оқытушыларының физикалық заңдар, құбылыстар және кезеңдерді терең үйренулеріне, олардың тәжірибе өткізу және өлшеулердің қарапайым әдістерін игерулеріне көмектесуді өз алдымызға мақсат етіп қойдық.

Қазіргі уақытта Жалпы физика пәнінің Механика, Молекулалық физика, Электромагнетизм және Оптика бөлімдері бойынша көптеген зертханалық жабдықтар мен зертханалық кешендер бар, бірақ Атом, ядро және элементар бөлшектер физикасы бөлімі бойынша зертханалық жұмыстарды өткізу қанағаттанарлық емес, бұл үшін арнайы дайындалған бөлмелер мен арнайы құрылғылар қажет. Осыны ескере отырып, бұл бөлім бойынша зертханалық

жұмыстарды виртуалды күйде, бүгінгі күннің мүмкіндіктерін пайдалана отырып, компьютерлік техника мен мультимедиялық құралдарды пайдаланған күйде орындауға болады. Осы себепті бұл бөлімнің пәндік бағдарламасында виртуалды зертханалық жұмыстар мен компьютерлік тәжірибелерді нақты зертханалық жұмыстармен бірге қолдану қарастырылған.

Компьютер көмегіnde виртуалды зертханалық жұмыстарды орындау үшін талапкер компьютерлік бағдарламаларды терең меңгермегенімен, оны қолдана білу дағдысы мен іскерлігіне ие болуы жеткілікті. Бұл ретте зертханалық жұмысты орындау кезінде әдістемелік нұсқауларды орындауы, жұмыстың теориялық бөлімімен танысуы, өлшеу құралдарының жұмыс істеу принципін және эксперимент кезінде орындалатын жұмыстардың ретін білуі, есептеу формулаларына енгізілген физикалық шамалардың мағынасын түсінуі, бақылау сұрақтарына жауап беруі, яғни орындалатын тәжірибенің мақсатын түсінуі қажет. Сонымен, компьютерде виртуалды зертханалық жұмыстарын орындауда талапкерлерге қойылатын талаптар нақты физикадан зертханалық жұмыстарды орындауға қойылатын талаптармен дерлік бірдей болады.

Виртуалды эксперименттерді жүргізудің артықшылығы, ғылымға қызығатын жас талапкерлердің белгілі бір эксперименттік жұмыстарды өз бетінше орындауы үшін арнайы құрал-жабдықтарды іздеудің қажеті жоқ, олар кез келген жағдайда қажетті эксперименттік жұмысты орындай алады, бұл үшін тек компьютердің болуы жеткілікті. Қалғанын теориялық бөлімнен оқып, жұмысты орындау тәртібімен және алынған нәтижелерді есептеу жөнінде оларды талдаумен егжей-тегжейлі танысуы жеткілікті.

Бұл оқу құралында педагогикалық жоғары оқу орындарының 60110700 - Физика және астрономия, қосымша математика” тәлім бағыты пәндік бағдарламасындағы зертханалық жұмыстар жүйелілік негізінде қарастырылған. Пәндік бағдарлама сонымен қатар кейбір зертханалық

жұмыстардың нақты және виртуалды немесе компьютерлік эксперименттерін қамтиды. Мұндай жағдайларда талапкерлерге алдымен осы жұмыстардың виртуалды немесе компьютерлік тәжірибелерін жасап, содан кейін нақты зертханалық жұмыстарын орындау ұсынылады. Содан кейін бұл жұмыстардың мазмұнын талапкерлердің жақсы меңгеруі қамтамасыз етіледі. Оқу құралының соңында зертханалық жұмыстарды орындауға қажетті теориялық білімді бекіту мақсатында MyTest бағдарламасына тест сұрақтары енгізілген. Сонымен қатар, виртуалды зертханалық жұмыстың кейбір бағдарламаларында осы жұмысқа қолайлы тест тапсырмаларын орындау қарастырылған.

Оқу құралына енгізілген барлық виртуалды зертханалық жұмыстарға арналған бағдарламалық нұсқаулықты пайдаланушыларға электронды нұсқада latifbeksamandarov@mail.ru электрондық поштасы арқылы ұсынылады. Сонымен бірге оқу құралындағы зертханалық жұмыстарын nuclearphys-edu.uz интернет-сайты арқылы орындау мүмкіндігі де жаратылған.

Авторлар осы оқу құралына қатысты барлық ұсыныстар мен ескертулерді ризашылықпен қабылдайды.

ФИЗИКАЛЫҚ ШАМАЛАРДЫ ӨЛШЕУДЕГІ ҚАТЕЛІКТЕР ЖӘНЕ ОЛАРДЫҢ ТҮРЛЕРІ

Зертханалық тәжірибелердегі кез келген өлшеулер барлық уақытта кейбір қателіктермен орындалады. Бұл қателіктер шартты түрде жүйелі, дөрекі және кездейсоқ қателіктерге бөлінеді.

1. **Жүйелік қателік** – бұл әрқашан болатын қателік. Жүйелік қателіктер өлшегіш прибордың жетілмегендігінен, ақауынан, бастапқыда көрсеткіш жебесінің (стрелкасының) нөлде тұрмауынан және өңдеу әдістемесінің дұрыс қолданылмауынан пайда болады.

Жүйелік қателік көп жағдайларда аспаптың тура көрсетпеуінен немесе өлшеу методының анық еместігінен және бірер үздіксіз сыртқы әсер (айналадағы ортаның әсері) нәтижесінде бір жақтама пайда болады. Мысалы, дене температурасын термометр жәрдеміне өлшеуде нөл нүкте (репер нүкте)нің біраз ығысып қалғаны нәтижесінде, өлшеу нәтижелеріне қажетті түзетулер енгізілуге дейін жүйелік қателікке жол қойылу қайталанатын.

Дәл сондай – ақ, таразы жағының Күн сәулелері әсерінде немесе бірер жылулық көзінен келе жатқан жылулық нәтижесінде бір қалыпсыз жылытылуы да дене массасын өлшеуде жүйелік қателікке алып келеді. Бірақ бұл қателіктерді анықтау және оны жою өте күрделі мәселе болып есептелінеді. Жалпы алғанда, жүйелік қателік объектив себептерге орай пайда болады.

Жүйелік қателік өлшеу нәтижелеріне тек бір жақтама әсер етеді (өлшеу нәтижесі жүйелік қателік нәтижесінде тек көбеюі немесе кемеюі мүмкін).

Демек, жүйелік қателіктер анық себептер нәтижесінде жүзеге келіп, оның мөлшері қайталанатын өлшеулерде өзгермеуі және белгілі бір заңдылық бойынша өзгеруі мүмкін.

Бір шаманы бірнеше рет қайталап өлшегенде жүйелік қателіктің шамасы мен бағыты өзгермейді.

Кейбір физикалық шамалардың мәнін кестеден алғанда (тығыздық, меншікті жылулық сыйымдылығы, серпімділік модульдері және т.б.), оларды дөнгелектеу кезінде, сондай-ақ, формулаға енгізілген кейбір тұрақтылар (π , e – натурал логарифмнің негізі, g – еркін түсу үдеуі және т.б.) дың жуық мәндерін алғанда жүйелік қателікке жол қойылады. Мысалы, $\pi=3,14159265$ ды алу орнына $\pi=3$; $\pi=3,1$; $\pi=3,142$ ны, судың сыну көрсеткіші үшін $n=1,333$ ды алу орнына $n=1,3$; $n=1,33$ ды алсақ да біз әр жолы жүйелік қателікке жол қойған боламыз. Өлшеу әдісін өзгертіп, аспаптың көрсеткіштеріне түзетулер енгізу арқылы жүйелі түрде әсер ететін сыртқы факторларды ескере отырып бұл қателікті азайтуға болады.

2. **Кездейсоқ қателіктер** өлшеу процесіне әсер ететін себептердің кездейсоқ (жүйесіз түрде) өзгеруіне байланысты пайда болады.

Әр түрлі себептерге орай жүзеге келетін қателік кездейсоқ қателік делінеді.

Мысалы: сыртқы жағдайдың түптен өзгеруі, электр жүйесіндегі кернеудің ауытқуы, бөлмедегі температураның өзгеруі сияқты факторлармен қатар, бақылаушының дағдылық дәрежесі мен сезімталдығына қатысты факторлар жатады. Өлшеу барысында кездейсоқ қателіктердің шамасы мен бағыты тұрақты болмайды. Өлшеулер нәтижесіндегі кездейсоқ қателіктерді кеміту үшін, біріншіден, мұқият өлшеу қажет, екіншіден өлшеулер санын арттыру қажет. Қазіргі заманда өлшегіш приборлар өте дәл болғандықтан көптеген өлшеулерде жүйелік қателіктер кездейсоқ қателіктерге қарағанда әлдеқайда аз болады.

Кездейсоқ қателік субъектив сипатқа ие болып, анық бір заңға мойынсұнбайды. Әр бір өлшеудің нәтижесі не артық, не кем болуы мүмкін. Кездейсоқ қателік, негізінде тәжірибе өткізушінің қатесі нәтижесінде (аспап көрсетуін қате көру немесе анық есітпеуі нәтижесінде) жүзеге келеді.

Кездейсоқ қателіктерді де дәл жүйелік қателіктер сияқты толық жойып болмайды. Бірақ өлшеудегі кездейсоқ қателіктерді есепке алатын

ықтималдық заңдылықтарының элементтері жәрдеміне кездейсоқ қателіктерді есептеп, біраз анық нәтижелерге ие болу мүмкін. Кездейсоқ қателікті кеміту тек тәжірибені көп рет қайталау нәтижесінде есепке алынуы мүмкін.

Жүйелік және кездейсоқ қателіктерден басқа өлшеулер барысында ақаулар кездеседі. Олар бақылаушының өлшеу процесіне қажетті көңіл бөлмеуінен немесе шарттарының өзгеріп кетуінен пайда болады. *Экспериментаторлардың мән бермегені үшін жүзеге келетін қателіктер дәрежесі қателік делінеді.* Мысалы, өлшеу приборларының шкаласынан қате жазып алу немесе қате істеуге ұқсастар. Шама жағынан ақаулар басқа өлшемдерге қарағанда айрықша басым болады. Айталық, бақылаушы 1,05 деген санның орнына дәптеріне 10,5 деген сан енгізді. Мұндай қателіктерді есептеу нәтижесіне енгізуге болмайды. Бұл дәрежесі қателікті жою үшін жазбаларды қайта қарап шығу және өлшеулерді қайта орындау қажет. Кез келген өлшеудегі дәрежесі қателікті жоюдың жалғыз жолы – өлшеуді өте мұқият және назар аударып отырып орындау болып табылады.

Тікелей өлшеу нәтижелерінің қателігі

Физикалық шамалардың орташа мәні, өлшеудің абсолюттік және салыстырмалы қателіктері

Өлшеу кезінде өлшеу құралы беретін қателіктен басқа әртүрлі жүйелік қателіктер мен дәрежесі қателіктер жоғалады деп есептесек, тікелей өлшеу қателіктері теориясының негізгі ережелерін қарастырамыз. Төменде берілген қателіктер теориясында кездейсоқ қателіктер сандық мән жағынан жүйелік қателіктерден үлкен болады деп болжанады.

Бірік физикалық шаманың өлшеулер нәтижесінде табылған $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ мәндері ішінде шын мәнге ең жақыны осы

$$x = \langle x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (1)$$

өрнектен анықталады, бұл жерде n - өлшеулер саны, $\langle x \rangle$ -физикалық шаманың орташа мәні.

1. Өлшеу кезінде табылған мәндер бір-бірінен ерекшеленеді және олардың орташа мәннен айырмашылығы кейбір өлшемдердің *абсолюттік қателігі* деп аталады.

$$\Delta x = |x - x_i|.$$

Кез келген өлшемнің абсолюттік қателігі аз болса, бұл өлшеу дәлірек орындалған болып саналады. Орташа мәннен айтарлықтай айырмашылығы бар дәрекі қателіктер қателікті есептеу кезінде алынып тасталады.

Егер n қайта өлшеу нәтижесінде $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3 \dots \Delta x_n$ абсолюттік қателіктер пайда болған болса, өлшемдердің орташа абсолюттік қателігі осы қателіктердің абсолютті мәндерінің орташа арифметикалық мәніне тең

$$\langle \Delta x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta x_i}{n}. \quad (2)$$

Әрине, физикалық шаманың шын мәні табылған орташа мәннен $\pm \langle \Delta x \rangle$ айырмашылық етеді, яғни $x = \langle x \rangle \pm \langle \Delta x \rangle$.

2. Егер тәжірибе кезінде бірқатар физикалық шамаларды өлшеу қажет болса, олардың әрқайсысы үшін өлшеу қателігін анықтау қажет. Алайда әрбір шама үшін абсолюттік қателікті білген күйде, шамалар біртекті болмағандықтан оларды өзара салыстыру мүмкін емес. Мұндай жағдайларда қателіктің салыстырмалы мәнімен айналысу қажет. Бірақ шаманың өлшеулер нәтижесінде табылған орташа мәні $\langle x \rangle$, абсолюттік қателіктің орташа мәні

$\langle \Delta x \rangle$ болса, салыстырмалы қателікті $\varepsilon = \frac{\langle \Delta x \rangle}{\langle x \rangle}$ немесе пайызбен өрнектесек,

$$\varepsilon = \frac{\langle \Delta x \rangle}{\langle x \rangle} \cdot 100\%$$

болады.

Өлшеулер саны n жетерлі түрде үлкен болғанда кейбір өлшеулер абсолюттік қателігінің $\langle \Delta x \rangle$ орташа абсолюттік қателікке әсері өте кіші болады. Осындай жағдай үшін $\langle \Delta x \rangle$ тың бөлінуі төмендегі заң көрінісінде өрнектелуі мүмкін:

$$y = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\langle x \rangle}} e^{-\frac{(\Delta x)^2}{2\sigma_{\langle x \rangle}^2}}, \quad (3)$$

$$\sigma_{\langle x \rangle}^2 = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=1}^n (\langle x \rangle - x_i)^2}{n(n-1)} \text{ бұдан,}$$

$$\sigma_{\langle x \rangle} = \lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\langle x \rangle - x_i)^2}{n(n-1)}}; \quad (4)$$

$\sigma_{\langle x \rangle}$ -шама орташа қателік немесе орташа арифметикалық мәнінің орташа квадраттық қателігі деп аталады.

Түрлі себептерге орай өлшеулер санын өте үлкен ($n \geq 15$) алудың мүмкіншілігі болмайды. Өлшеулер саны шекті болғанда сенім интервалының шекаралық мәнін белгілейтін Госсет жағынан 1908жылда енгізілген және Студент коэффициенті деп аталатын $t_{\alpha}(n)$ коэффициент қолданылады. Бұл коэффициенттер өлшеулер саны және сенімділік интервалы мен төмендегідей байланысқан

$$t_{\alpha}(n) = \frac{\Delta x}{S_{\langle x \rangle}} \quad (5)$$

бұл жерде,

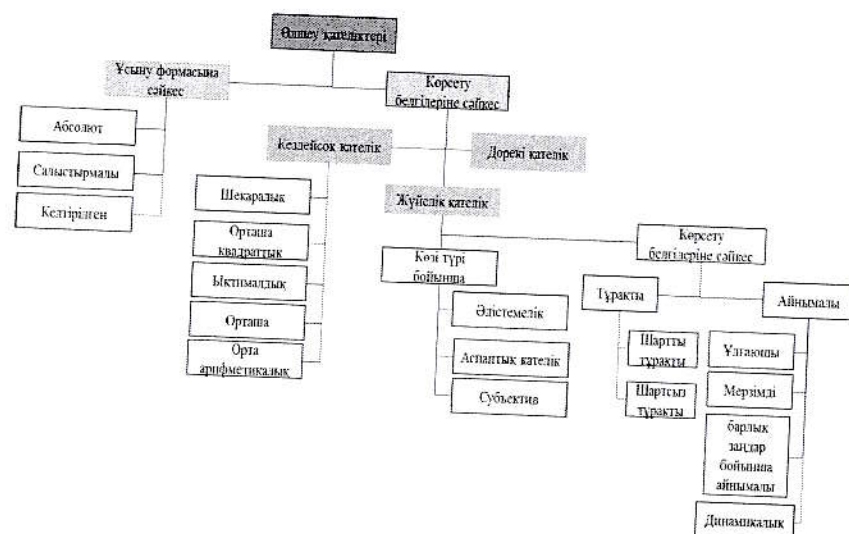
$$S_{\langle x \rangle} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\langle x \rangle - x_i)^2}{n(n-1)}}, \quad (6)$$

(6) шама n өлшеу үшін орташа квадраттық қателіктен тұрады, ол шамамен $\sigma_{<x>}$ ге тең. (5) және (6) лар негізінде өлшеулердің абсолюттік қателігі үшін

$$\Delta x = t_{\alpha}(n) \cdot S_{<x>} = t_{\alpha}(n) \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (<x> - x_i)^2}{n(n-1)}} \quad (7)$$

өрнек келіп шығады.

Физикадан зертханалық жұмыстарды орындау кезінде байқалатын қателіктер және олардың түрлері туралы жалпылама мәліметтер төмендегі 1-суреттегі диаграммада берілген.



1-сурет. Өлшеу қателіктері және олардың классификациясы

Атомдық және ядролық физика бойынша зертханалық жұмыстар кездейсоқ процестерді қарастырады. Мысалы, әрқайсысы өздігінше ыдырайтын радиоактивті ядролардың жиынтығы немесе сцинтилляциялық детектор фотокөбейткішінің катодынан электрондардың пайда болу процестері бұған айқын мысал бола алады. Мұндай жағдайларда нәтижелерді математикалық статистикалық әдістер арқылы талдау керек. Әрбір түскен фотон фотокатодта n фотоэлектронды сөндіреді делік. Егер өлшеулер саны N

рет қайталанса және әрбір i -ші өлшемде n_i электрондары шығарылса, шығарылған электрондардың орташа саны

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i$$

өрнек арқылы анықталады. Эксперимент нәтижелерін статистикалық талдаудың мақсаты алынған нәтижелердің осы орташа мәннің айналасында қалай бөлінетінін анықтау болып табылады. Бұл күйде екі жағдай бар: а) алынған орташа мән шағын саннан тұрады; б) шығарылатын электрондар саны әлдеқайда көп; Бірінші жағдайда n мәнін байқау ықтималдығы $P(n)$ Пуассон таралуына, ал екінші жағдайда қалыпты немесе Гаусс таралуына бағынады. Қарастырылған жағдайлардың таралу функциялары мен графиктері төмендегі 2-суретте берілген.

n	Кем санды бөлшектердің статистикасы	Көп санды бөлшектердің статистикасы
1	Таралу формуласы Пуассон таралуы $P(n) = \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}$	Гаусс таралуы $P(n) = \frac{1}{(2\pi\bar{n})^{1/2}} e^{-(\bar{n}-n)^2/2\bar{n}}$
2	Таралу графигі 	
3	Орташа квадраттық қателік	$\sigma^2 = \sum_{n=0}^{\infty} (\bar{n} - n)^2 P(n); \sigma^2 = \bar{n}, \sigma = \sqrt{\bar{n}}$
4	Өлшеу нәтижесі	$\bar{n} \pm \sigma$

* Δn - таралу максимумы жартысындағы толық кендік; ($\Delta n = 2,35\sigma$)

2-сурет. Эксперимент нәтижелерінің статистикалық талдауы

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 1. СТЕФАН – БОЛЬЦМАН ЗАҢЫ: АБСОЛЮТТІ ҚАРА ДЕНЕ СӘУЛЕЛЕНУ ИНТЕНСИВТІГІНІҢ ТЕМПЕРАТУРАҒА БАЙЛАНЫСТЫЛЫҒЫН ӨЛШЕУ

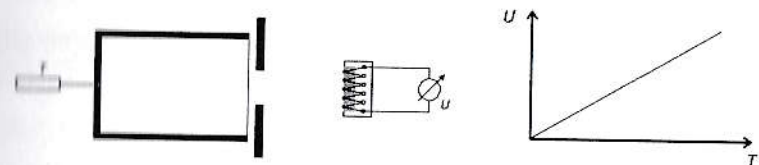
Жұмыстың мақсаты: Молл термоэлементінен пайдаланып 300-750 К температура интервалында «абсолютті кара дене» ретінде қарастырылатын электр пешіндегі сәулеленудің салыстырмалы интенсивтілігін өлшеу. Стефан-Больцман заңын тексеру үшін сәулелену интенсивтілігінің абсолютті температураға тәуелділігінің графигін құру.

Қажетті құрал-жабдықтар: 220В да жұмыс орындайтын электр пеші, абсолютті кара дене деталдары, электр пешінің жабдықтары, бір жағы ашық сандық термометр, NiCr-Ni температура датчигі, молль термоэлементі, микровольтметр, шағын оптикалық орындық.

Қосымша ұсынылады: Иммерсиялық сұйықты сорғы, силикон құбырлар.

Теориялық бөлім

Барлық қыздырылған заттар жылу шығарады. Бұл жылу электромагниттік сәулеленудің интенсивтілігі температураның артуымен жоғарылайды және сонымен бірге объектінің бетіне байланысты. Дене берілген толқын ұзындығында сәулені неғұрлым жақсы жұтса, соғұрлым ол жылу шығарады. Барлық толқын ұзындықтағы жылулық сәулеленуін жұтатын дене *абсолютті кара дене* деп аталады. *Кирхгофф* бірінші болып жабық кеңістікті виртуалды абсолютті кара дене ретінде пайдалануды ұсынды. Абсолютті кара дене ең үлкен жұтылу коэффициентіне ие және берілген температура мен толқын ұзындығында максималды мүмкін болған сәуле шығару қабілетіне де ие.



Стефан-Больцман заңы абсолютті кара дененің шығаратын жалпы сәулеленуі абсолютті температураның T төртінші дәрежесіне пропорционал екенін растайды. Дәлірек айтқанда, сәулелену көзінің сәулеленгіштігіе, яғни сәулеленген беттің ауданына катысты беттің бір жағындағы сәулеленудің жалпы қуаты төмендегі түрде анықталады:

$$\varepsilon = \sigma \cdot T^4; \quad (1)$$

($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right) \text{К}^4$ Стефан-Больцман тұрақтысы)

Сонымен қатар абсолютті кара дене де қоршаған ортадан жарықты жұтады. Осылайша, біз жалпысәуле шығару қабілеті - ε емес, абсолютті кара дененің сәуле шығару қабілетінен алынған ε' сәулелену көзінің сәуле шығару қабілетін өлшейміз. Қоршаған ортадан жұтылатын сәулеленудің сәуле шығару қабілеті мынаған тең:

$$\varepsilon_0 = \sigma \cdot T_0^4; \quad (2)$$

Сондықтан, төмендегіні жазуға болады:

$$\varepsilon' = \sigma(T^4 - T_0^4); \quad (3)$$

Бұл тәжірибеде «абсолютті кара дене» ретінде электр пеші қолданылады. Абсолютті кара дененің бөлшектері жылтыратылған мыс цилиндрден және экраннан тұрады. Бір ұшы оқшауланған мыс цилиндрі электр пешіне салынып, қажетті температураға дейін қызады. Қажет болған жағдайда электр пешінің алдына қайнап жатқан пештің сыртқы қабырғаларының сәулеленуін емес, тек жылтыратылған цилиндрдің жылу сәулеленуін өлшеуге болатындай етіп сумен салқындатылатын экран орнатылады. Температура датчигі NiCr-Ni мыс цилиндріндегі температураны

өлшеу үшін қолданылады. Жылулық сәулеленуі микровольтметрге қосылған Молл термоэлементі арқылы өлшенеді. Термоэлемент жалғанған терможұптар тізбегінен тұрады. Өлшенген нүктелер түскен жарықты толығымен жұтады, ал анықтамалық нүктелер қоршаған орта температурасында болады. Осылайша, сәулелену көзінің М'-салыстырмалы сәуле шығару қабілетінің өлшемі ретінде термоэлектрлік батареялардың шығыс кернеуін алуға болады.

Эксперименттік құрылғы туралы қысқаша ескертулер:

Өлшенген қарқындылық өте төмен және сондықтан ол қоршаған денелерден сәулелену интерференцияларына өте сезімтал:

- Өлшеу кезінде ешқашан термоэлектрлік батареяларды ұстаманыз.
- Термоэлектрлік батареялардың жанында, әсіресе олардың алдында жұмыс істемеңіз.
- Тәжірибе кезінде бөлме температурасының өзгеруіне жол бермеңіз.
- Басқа сәулелену көздерінің араласуына жол қойман; қажет болса, температура датчигін (құрастыруды) картонмен қорғаңыз.
- Қажет болса, бөлмені қараңғылаңыз.

Техникалық қауіпсіздік нұсқаулары

- Бұл зертханалық жұмыста күйіп қалу қаупі бар: электр пешінің сыртқы қабырғасының температурасы 200 °C жоғары болуы мүмкін.
- Ыстық электр пеште терінің күйіп қалуынан сақтаның.
- Электр пешін тек жабдықпен бірге іске қосыңыз.
- Электр пешін пайдалану жөніндегі нұсқаулықты мұқият оқып шығыңыз және нұсқауларды толығымен орындаңыз.
- Иммерсиялық сорғысының двигателі ішіне ағып кірген су қысқа тұйықталуды тудыруы мүмкін.
- 17 см батыру тереңдігінен аспаныз.
- Пайдаланылған дымқыл сорғыны басымен сақтамаңыз.

• Иммерсиялық сорғысын пайдалану жөніндегі нұсқаулықты мұқият оқып шығыңыз және нұсқауларды дәл орындаңыз.

• **Интерференциялық сәулелену** термоэлектрлік батареяның қорнуынан тікелей жылу сәулеленуінен, шағылысатын беттерден (мысалы: ақ түсті киімдерден), жылу алмастырғыштардан, күн сәулесінен және басқа жарық көздерінен сәулеленудің шағылысуынан туындауы мүмкін.

Тәжірибені бастамас бұрын микровольтметрді 10 минут қыздырыңыз.

Микровольтметрді құрылғының артқы жағында орналасқан негізгі көккыяты пайдаланып желіге қосыңыз.

Сумен салқындату кезінде:

• Силикон түтіккі иммерсиялық сорғысына және экранға сондай қосу қажет, экранға судың ағып келуі төменгі түтіктен, шығуы болса экранның негізгі түтіккі арқылы сыртқа шығатындай етіп қосыңыз.

• Резервуарды сумен толтырыңыз және суға түсетін сорғыны монтаждау кысықының көмегімен су ыдысының шетіне кіріс толығымен суға батып, максималды батыру тереңдігі 17 см-ден аспайтын етіп бекітіңіз (1.2-суретті қараңыз, басқа мүмкіндігі бар монтаж үшін пайдалану бойынша нұсқаулықты қараңыз).

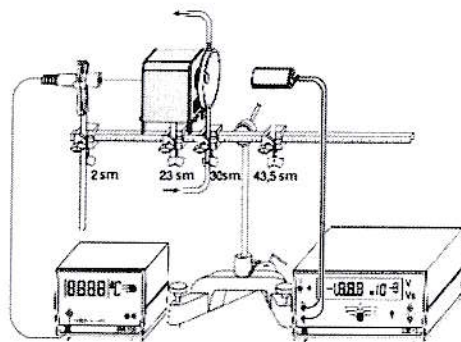
Содан кейін:

• Электр пешін, абсолютті қара дене жинағы экранын және термоэлектрлік батареяны 1.1-суретте көрсетілгендей етіп орнатыңыз, сонда термоэлектрлік аккумулятордың өзегі электр пешінің ашық жағының алдында шамамен 15 см қашықтықта орналасады.

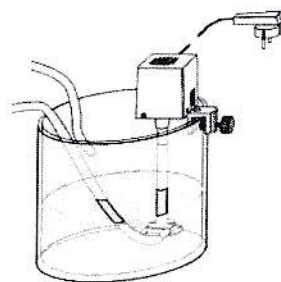
Абсолютті қара дене жинағы экранын электр пешінің алдына металл жағын термоэлектрлік батареяға қаратып, шамамен 5-10 мм ге қойыңыз.

Ескерту: Шыны тесік қысқа толқынды сәулеленуге қарағанда ұзын толқынды сәулеленуді көбірек жұтады, сондықтан сәулелену қарқындылығының температураға тәуелділігін өлшеуді жүйелі түрде бұрмалайды.

- Термоэлектрлік батареяның шыны тесігін алып тастаңыз.
- Температура датчигін NiCr-Ni цифрлық термометрімен жалғап, оны жылтыратылған мыс цилиндрінің ортасындағы тесікке мүмкіндігінше тереңірек енгізіңіз.
- Температура датчигін әмбебап қысқышпен (S) орнатыңыз және сандық термометрді қосыңыз (өлшеу диапазоны $> 200\text{ }^{\circ}\text{C}$).
- Электр пешінің ашық жағын, қара дене жинағы экранын және термоэлектрлік катушканы жылу сәулесі тікелей ашық термоэлектрлік катушкаға түсетіндей етіп туырлаңыз.
- Суды салқындату кезінде суға батыру сорғысын пайдаланыңыз.
- Термоэлектрлік аккумуляторды микровольтметрмен қосыңыз (1.1-суретте көрсетілгендей) (өлшеу диапазоны 10^{-4} V); термоэлектрлік батареядағы қызыл клемма микровольтметрдегі қызыл клеммаға қосылғанына көз жеткізіңіз.
- «Автокомпенсация» түймесін басу арқылы ауысымды өтеңіз; қажет болса, сандық дисплейді нөлге келтіру үшін потенциометрмен дәл реттеңіз (микровольтметр нұсқауларын қараңыз).



1.1-сурет: Стефан-Больцманның жылулықтан сәулелену заңын зерттеуге арналған тәжірибелік құрылғысы



1.2-сурет: Суы бар ыдысқа иммерсиялық сорғысын орнату үлгісі

Жұмысты орындау тәртібі:

1. Мыс цилиндрінің температурасын (t) және термоэлектрлік батареяның бастапқы шығыс кернеуін (U) өлшеңіз және бұл мәндерді тәжірибе дәптеріңізге жазыңыз.
2. Электр пешін қосыңыз және температура әр $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ жоғарылаған сайын, t және U дың мәндерін өлшеп, тәжірибе дәптеріңізге жазыңыз. Температура $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ және $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ аралығындағы деңгейге жеткенде:
3. Электр пешін ажыратыңыз; және температураның әрбір $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ төмендеуі үшін тәжірибе дәптеріңізге t және U мәндерін жазып алыңыз.
4. Температура $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ және бөлме температурасы арасында төмендегенде, электр пешінен температура датчигін алыңыз, бөлме температурасын өлшеңіз және бұл мәнді тәжірибе дәптеріңізге жазыңыз.
5. Термоэлектрлік батареяны қараңғы картонмен қорғаңыз, вольтметр нөлге тең екенін тексеріңіз және бұл мәнді тәжірибелік кестеңізге жазыңыз.

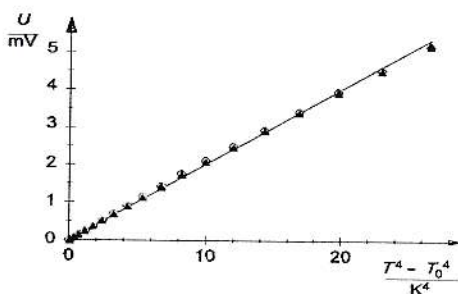
Өлшеу үлгілері

1-кесте. Жылу және салқындау кезіндегі өлшенген мәндер.

t ($^{\circ}\text{C}$)	T (K)	$T^4 - T_0^4$ (K^4)	U_{II} (mV)	U_{I} (mV)
24	297	0	0	0
50	323	0,31	0,06	0,06
75	348	0,69	0,13	0,14
100	373	1,16	0,23	0,24
125	398	1,73	0,35	0,36
150	423	2,42	0,51	0,52
175	448	3,25	0,7	0,67
200	473	4,23	0,92	0,89
225	498	5,37	1,15	1,13
250	523	6,7	1,43	1,41

275	548	8,24	1,74	1,72
300	573	10	2,11	2,07
325	598	12,01	2,51	2,46
350	623	14,29	2,93	2,89
375	648	16,85	3,41	3,38
400	673	19,74	3,94	3,92
425	698	22,96	4,52	4,5
450	698	26,55	5,15	5,16

Шеңберлер қыздыру кезінде өлшенген мәндерге және салкындату кезінде үшбұрыштарға сәйкес келеді. 1.3-суретте термоэлектрлік батареяның шығыс кернеуі U пештің төртінші дәрежелі абсолютті температура T және төртінші



1.3-сурет: U шығыс кернеуінің $T^4 - T_0^4$ функция ретіндегі графигі.

дәрежелі абсолютті бөлме температурасы T_0 арасындағы айырмашылық функциясы ретінде берілген. Бұл қатынас Стефан-Больцман заңы болжағандай шамамен түзу сызық болып табылады. Егер қисықтық мұқият зерттелсе, біз жақсы сәйкес келетін түзу сызықтан сәл ауытқуды байқай аламыз. Бұл келесі әсерлерге байланысты: термоэлектрлік ұяшықтардың өлшемдеріне қоршаған ортадағы конвекция мен радиациялық шығындар әсіресе, шыны тесігі жойылған кезде әсер етеді.

Бұған қоса, пеш температурасы көтерілген кезде термоэлектрлік батареяның анықтамалық нүктелеріндегі жылудың артып баруын толығымен жоя алмаймыз.

Бакылау сұрақтары:

1. Дененің сәулелену қабілеті мен жұтылу қабілеті дегеніміз не?
2. Абсолютті қара дененің сәулелену заңдылықтарын сипаттаңыз.
3. Сәулеленудің тағы қандай түрлерін білесіз?
4. Пирометрдің құрылымын және оның электрлік және оптикалық схемасын сызаныз. Пирометрдің және қандай түрлерін білесіңдер?
5. Қандай температура жарықтық температурасы деп аталады?

ЦЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 2. ПЛАНК ТҰРАҚТЫСЫН АНЫҚТАУ

Жұмыстың мақсаты: Планк тұрақтысының мәнін эксперименттік бағалау әдістерінің бірімен танысу, талапкерлердің физикалық тәжірибелер жүргізу дағдылары және іскерлігін қалыптастыру.

Қажетті құрал-жабдықтар: Жартылай өткізгішті жарық диоды, ток көзі, вольтметр, реостат және қосқыш сымдар.

Теориялық бөлім

Жарық диодының (LED) жұмыс істеу принципі электр энергиясын электромагниттік сәулеленуге түрлендіруге негізделген, оның спектрі спектрдің көрінетін (оптикалық) немесе инфрақызыл диапазонында болуы мүмкін. Жарық диодының (LED) түзілісі электрондық-кемтікті өтуден тұрады, ондағы салалардың бірі мысалы, n-эмиттер, басқасы p-сала база болып табылады. Жартылай өткізгіште қосымша бос зарядтар тудырмайтын, бірақ жарықтың пайда болуына себеп болатын негізге арнайы қосылыс қосылады. p-n өткелі дұрыс полярлық кернеумен қамтамасыз етілгенде, электрондардың эмиттерден базаға ауысуы басталады. Осы кезде кемтіктердің базадан эмиттерге ауысуы басталады. Заряд тасымалдаушылардың рекомбинациясы базада да, эмиттерде де жүреді, бірақ базада келіп түсетін электрондардың энергиясы сәулелену энергиясына айналады. Кванттық теорияға сәйкес, базалық аймаққа ауысқан электрон

кемтіктермен рекомбинация процесінде сәулелену энергиясының квантын шығарады. Алынған жарық квантының энергиясы ($h\nu$) тыйым салынған энергетикалық аймақтың кеңдігіне тең (валенттілік пен бос энергия аймақтары арасындағы энергия айырмашылығы). Рекомбинация процесінде электрон р-п ауысуындағы энергияны ($E_{эл}$) алады. Бұл энергияның мәні электронды зарядты (e) жарық диодының (LED)р-п өтуіне қолданылатын дұрыс кернеу мәніне (U_d) көбейту арқылы анықталады:

$$E_{эл} = eU_d.$$

$$h\nu = E_{эл}, \text{ екендігінде } h\nu = eU_d$$

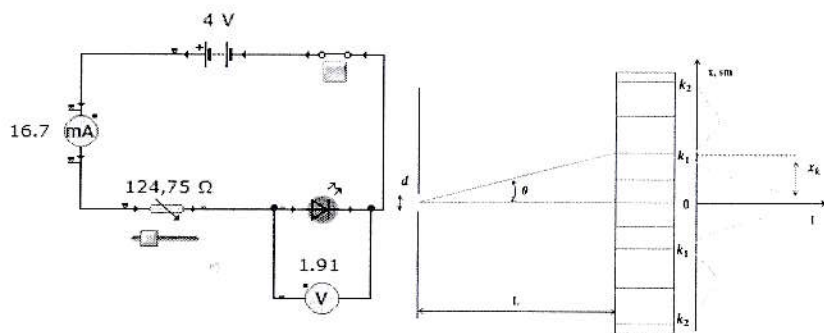
Осы өрнектен Планк тұрақтысын анықтауға арналған жұмысшы формуласы шығады.

$$h = eU_d / \nu \quad (1)$$

(1) формуладан электрон зарядын (e) біле отырып, Планк тұрақтысын анықтау үшін жарық диодына түсірілген кернеуді (U_d) және жарық диоды (LED) ның сәулелену жиілігін (ν) өлшеу қажет екендігін көрсетеді.

Тәжірибе құрылғысы

Планк тұрақтысын жарық диодыарқылы анықтауға арналған тәжірибелік құрылғының схемасы төмендегі 2.1-суретте көрсетілген.



2.1-сурет. Зертханалық құрылғының түзіліс схемасы

Жұмысты орындау тәртібі:

1. Ұсынылған тізбекте жарық диодын (LED) ток ағынының дұрыс бағытымен қуат көзіне қосыңыз. Тізбек үшін $R=100\Omega$ резисторды, 9В қуат көзін және цифрлық вольтметрді немесе мультиметрді пайдаланыңыз.

2. Жарық диодының дұрыс кернеуін өлшеңіз.

3. Жарық диодының сәулелену жиілігін (ν) периоды 1 мм болатын 100 штрих болған дифракциялық тордың көмегімен анықтаңыз (оптика бөлімінде дифракциялық тордың көмегімен жарық жиілігін анықтау бойынша зертханалық жұмысты қайта үйренің).

4. Дифракциялық тордан экранға дейінгі қашықтық (L), шкала центрінен k ретті дифракциялық максимумға дейін болған қашықтық (x_k) және дифракциялық торға дейінгі қашықтық тұрақтысын (d) деп белгілесек, жарық диодының жиілігін (ν) төмендегі формула көмегімен анықтаймыз: $\nu = \frac{c}{\lambda}$, бұл жерде, c – жарықтың вакуумдегі жылдамдығы.

5. Тізбек элементтерінің әртүрлі параметрлерінде немесе жарық диодының сәулелену жиілігін анықтау кезінде тәжірибенің параметрлерін (дифракциялық тордың периоды, дифракциялық тордан шкалаға дейінгі қашықтық) өзгерту арқылы тәжірибені кемінде үш рет қайталаңыз.

6. Қажетті өлшемдерді орындағаннан кейін, $\nu_{эксп,орта}$ жарық диодының сәулелену жиілігінің орташа мәні үшін формула (1) арқылы Планк тұрақтысын анықтаңыз. $h_{эксп,орта} = eU_d / \nu_{эксп,орта}$

7. Алынған мәнді кесте мәнімен ($h_{теор}$) салыстырыңыз және өлшемдердің салыстырмалы қателігін анықтаңыз:

$\delta = \frac{|h_{эксп} - h_{теор}|}{h_{теор}} \cdot 100\%$, бұл жерде $h_{эксп}$ және $h_{теор}$ сәйкесінше тәжірибе кезіндегі және кестедегі Планк тұрақтысының мәндері.

№	$R(\Omega)$	$U_d(V)$	$h_{\text{эксп}}$ (Дж · с)	$h_{\text{теор}}$ (Дж · с)	$h_{\text{эксп,орт}}$ (Дж · с)	$\varepsilon \%$
1						
2						
3						

7. Жұмыс бойынша қорытынды және есеп жазың.

Бақылау сұрақтары:

1. Планк тұрақтысының физикалық мағынасын түсіндіріңіз.
 2. Жарық диодының құрылымы мен жұмыс принципін түсіндіріңіз.
 3. Тәжірибелік құрылғының схемасын және оған кіретін элементтердің қызметін түсіндіріңіз.
 4. Жарық диодының сәулелену жиілігін анықтаудың тәжірибелік схемасын сызыңыз және түсіндіріңіз.
 5. Айнымалы ток көзімен тәжірибе жүргізуге бола ма?
 6. Жарық диодын кері бұрап эксперимент жүргізуге болады ма?
- Физикалық процесті түсіндіріңіз.
7. Планк тұрақтысын анықтаудың қандай әдістерін білесіз?
 8. Жарық сәулесінің жиілігін анықтаудың қандай әдістерін білесіз?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №3. ЖАРЫҚТЫҚ ПИРОМЕТРІНІҢ КӨМЕГІМЕН СӘУЛЕЛЕНГЕН ДЕНЕЛЕРДІҢ НАҚТЫ ТЕМПЕРАТУРАСЫН АНЫҚТАУ

Жұмыстың мақсаты: Жылулық сәулелену құбылысы негізінде оптикалық пирометрдің құрылымымен және жұмыс істеу принципімен танысу, оның көмегімен абсолютті температураны анықтау.

Қажетті құрал-жабдықтар: Оптикалық пирометр, сәулелендіргіш объект, ток көзі, ажыратқыш, реостат.

Теориялық бөлім

Заттың атомдары мен молекулаларының жылулық қозғалысы нәтижесінде пайда болатын электромагниттік сәулелену жылулық сәулелену деп аталады.

Барлық қыздырылған қатты және сұйық заттардың жылулық сәулеленуі когерентті спектр береді. Спектрдегі энергияның таралуы температураға байланысты, ал төменгі температурада жылулық сәулеленуінің негізінен инфрақызыл сәулелерден, ал жоғары температурада көрінетін және ультракүлгін сәулелерден тұрады.

Егер дене қоршаған денелерден жарық немесе жылуды жұту арқылы өзінің сәулелену энергиясын қалпына келтірсе, онда сәулелену процесі тепе-теңдікте болады. Бұл кезде сәуле шығаратын дененің күйін тұрақты температура T -мен сипаттауға болады. Сондықтан жылулық сәулеленуді тепе-теңдік сәулелену деп те атайды. Жылулық сәулелену теңдестірілген процесс болғандықтан, ол термодинамика принциптерінен алынған кейбір жалпы заңдарға бағынады. Осы заңдармен қысқаша танысайық.

1. **Кирхгоф заңы.** Бұл заңды сипаттамас бұрын келесі екі ұғыммен танысайық. Сәуле шығару және сәулежұтылу процестерін сандық бағалау үшін дененің сәуле шығару және сәулежұтылу қабілеті туралы түсініктер енгізіледі. Сәулеленген дене бетінің бірлік жағынан бір мезгілде сәулеленетін жарық энергиясы дененің толық (интегралдық) сәулелену қабілеті R_3 немесе энергетикалық жарықтандыру деп аталады. Дене жұтқан жарық ағынының осы денеге түсетін жарық ағынына қатынасымен өлшенетін A_3 шамасы дененің толық (интегралдық) жарық жұту қабілеті деп аталады. R_3 және A_3 мәндері дененің табиғаты мен температурасына байланысты. Тәжірибе көрсеткендей, дене шығаратын және жұтқан жарық энергиясы әртүрлі толқын ұзындықтары үшін әртүрлі бөлінеді. Сондықтан $r_{\lambda T}$ спектрлік сәулелену және дененің $a_{\lambda T}$ спектрлік жарықты жұту қабілеті туралы түсініктер енгізілген. Дененің толқын ұзындықтағы спектрлік жарық шығару

(сәулежұту) қабілеті $\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$ ден $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$ ге дейін қыска $\Delta\lambda$ дейін интервалда жарық шығару (сәуле жұту) қабілетін білдіреді. Барлық нақты денелердің жарықты жұтылу қабілеті бірден кіші. Кез келген температурада бетіне түсетін барлық жарық энергиясын толығымен жұта алатын дене абсолютті кара дене деп аталады. Абсолютті кара денелер үшін $a_{\lambda T} = 1$. Жоғарыда келтірілген ұғымдарға сүйене отырып, Кирхгоф заңына төмендегідей анықтама беруге болады: Денелердің сәуле шығару қабілетінің жұту қабілетіне қатынасы табиғатына қарамастан барлық денелер үшін өзгермейтін шама болып табылады және ол толқын ұзындығы мен температураның біркелкі (эмбебан) функциясы болып табылады, яғни:

$$r_{\lambda T}/a_{\lambda T} = f(\lambda, T) \quad (1)$$

Абсолютті кара дене үшін $a_{\lambda T} = 1$ деп есептесек, (1) формула $r_{\lambda T}$ ның $f(\lambda, T)$ ға тең екендігін білдіреді. Демек, Кирхгофтың эмбебан функциясы $f(\lambda, T)$ абсолютті кара дененің сәуле шығару қабілетінің өзі болып табылады.

2. *Стефан – Больцман заңы.* Абсолютті кара дененің R_3 жалпы эмиссиясы оның абсолютті температурасының төртінші дәрежесіне тура пропорционал:

$$R_3 = \sigma T^4 \quad (2)$$

бұл жерде, σ – Стефан-Больцман тұрақтысы, оның мәні $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{В}}{\text{м}^2} \cdot \text{К}^4$ тең.

3. *Винниң орын ауыстыру заңы.* Абсолюттік кара дененің сәулелену спектрінің максималды мәніне сәйкес келетін $\lambda_{\text{мак}}$ толқын ұзындығы абсолютті температураның жоғарылауына кері пропорционал қыска толқындар саласына қарай ығысады, яғни:

$$\lambda_{\text{мак}} = b/T \quad (3)$$

бұл жерде, b -Вин тұрақтысы деп аталады, оның мәні $b = 0,28979 \cdot 10^{-2} \text{м} \cdot \text{К}$.

4. *Планк формуласы.* Абсолютті кара дененің спектрлік сәуле шығару қабілеті

$$r_{\lambda T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (4)$$

формуласы арқылы анықталады. Бұл жерде, λ – сәулелену толқынының ұзындығы, c – вакуумдегі жарықтың таралу жылдамдығы, k – Больцман тұрақтысы, h – Планк тұрақтысы, T – абсолютті температура. Егер (4) формула сәулеленудің барлық толқын ұзындықтары бойынша интегралды болса, абсолютті кара дененің интегралды сәулелену қабілеті (немесе энергетикалық жарықтығы) шығарылады, яғни

$$R_e = \int_0^\lambda r_{\lambda T} d\lambda = \int_0^\lambda \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (5)$$

Интеграцияның нәтижесі төмендегідей болады:

$$R_e = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \cdot T^4 \quad (6)$$

(6) өрнекті Стефан-Больцман заңымен (2) салыстыру арқылы Стефан-

Больцман тұрақтысы $\sigma = \sqrt[3]{\frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}}$ келіп шығады, бұдан Планк тұрақтысын

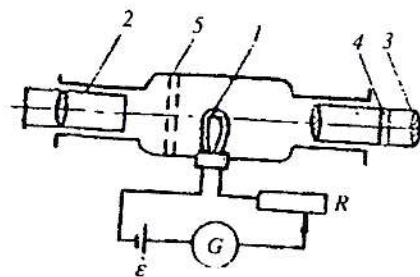
$h = \sqrt[3]{\frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 \sigma^4}}$ табуға болады.

Қыздырылған заттардың температурасын олардың сәулелену спектрі арқылы анықтауға болады. Температураны анықтаудың бұл әдісі *оптикалық пирометрия*, ал сәйкес құрылғылар *оптикалық пирометрлер* деп аталады.

Температураны анықтаудың кең тараған әдісі белгілі бір $\Delta\lambda$ толқын ұзындығы интервалындағы сәуле шығаратын дене спектрінің сәулеленуін сол аралықтағы абсолютті кара дене спектрінің сәулеленуімен салыстыруға негізделген. Әдетте $\lambda = 0,66 \mu\text{м}$ шамасында жатқан спектрдің қызыл бөлігі қолданылады. Температураны осылайша анықтау үшін жойылатын талшық пирометрі деп аталатын жарықтық пирометрі қолданылады.

Пирометрдің схемасы 3.1-

суретте көрсетілген. Бұл жағдайда 1-шамның жарты шеңберлі талшығы аспап осіне перпендикуляр жазықтықта жатады. 2- линза талшық жатқан жазықтықта зерттелген сәулелену бетінің бейнесін жасайды. Жарық фильрі 4 (кызыл фильтр) окуляр 3-ке тек монохроматикалық сәулені өткізеді.



3.1 – сурет. Оптикалык пирометрдің ішкі құрылымы

Пирометрдің окулярына карасақ, оның талшық жарықтығы R реостат көмегімен сәулеленген заттың жарықтығымен бірдей болғанша өзгертіледі. Талшықтың жарықтылығы сәулеленген объектінің жарықтығына тең болғанда, талшық сәулелену фонында сезілмейтін болып қалады, яғни «жоғалады». Құрал абсолютті қара дене температурасына сәйкес калибрленген және сәйкес температура мәндері гальванометр шкаласының G бөлімдеріне сәйкес $^{\circ}C$ көрсетілген.

Егер бақыланатын дене абсолютті қара болса, анықталған температура оның нақты температурасы T болады. Абсолюттік емес қара денелер үшін осылай анықталған $T_{жар}$ температурасы жарықтық температурасы деп аталады. Осы екі температура арасындағы байланысты анықтау үшін энергетикалық жарықтандыру деп аталатын B_3 -шамасы енгізіледі. Φ - жарық ағыны, R -жарықтандыру және B -айқындық сияқты фотометриялық шамалар арасындағы байланыс Φ_3 - энергия ағыны, R_3 - энергетикалық жарықтық және B_3 - энергетикалық айқындық сияқты энергетикалық шамалар үшін де жарамды. Сондықтан,

$$R_E = \pi B_E \quad (8)$$

деп жазуға болады Содан кейін (2) абсолютті қара дененің B_3^* энергетикалық айқындығы үшін

$$B_3^* = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad (9)$$

өрнек құрастырамыз. Энергетикалық айқындық сонымен қатар толқын ұзындығы мен температураның функциясы болып табылады. Абсолюттік емес қара денелер үшін пирометр абсолютті қара дененің толқын ұзындығына λ сәйкес келеді $B_3^*(\lambda, T_{жар})$, T - зерттелетін дененің нақты температурасы $B_3(\lambda, T)$ айқындыққа тең, яғни

$$B_3^*(\lambda, T_{жар}) = B_3(\lambda, T) \quad (10)$$

$T_{жар}$ сол уақыттағы температураны көрсетеді. (9) қатынас әрбір спектрлік компонент үшін жарамды. Сондықтан (8) әрбір спектрлік құрамдас үшін $B_3(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} r_{\lambda T}$ түрінде жаза аламыз. Бұл өрнек Кирхгоф заңына негізделген

$$B_3(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} a_{\lambda T} \cdot f(\lambda, T) \quad (11)$$

деп жазуға болады, $a_{\lambda T}$ — сәуле шығаратын дененің жарықты жұту қабілеті. Абсолютті қара дене үшін $a_{\lambda T} = 1$ деп болжасақ

$$B_3^*(\lambda, T_{жар}) = \frac{1}{\pi} \cdot f(\lambda, T_{жар}) \quad (12)$$

болады. (10), (11) және (12) формулаларынан

$$a_{\lambda T} = \frac{f(\lambda, T_{жар})}{f(\lambda, T)} \quad (13)$$

Бұл өрнектен $a_{\lambda T}$ — зерттелетін объектінің λ толқын ұзындығынан өтетін жарық фильрі үшін нақты температураны жұту қабілеті шығады. (4) Планк формуласына негізделген (13) өрнек $f(\lambda, T) = r_{\lambda T}$ абсолютті қара денені спектрлік сәуле шығару қабілеті деп есептесек, оны төмендегідей жазуға болады:

$$a_{\lambda T} = \frac{e^{hc/\lambda k T} - 1}{e^{hc/\lambda k T_{жар}} - 1}$$

Бұл өрнектес $hc/\lambda k T$ шамал $\lambda = 0,66 \mu$, $T \approx T_{жар} \approx 3000 K$ де біреуден әлдеқайда үлкен болғандықтан, оны елемеуге болады. Бұл жағдайда

$$a_{\lambda T} = e^{\frac{hc}{\lambda k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{жар}}} \right)}$$

болады, мұндағы T - логарифмдеу нәтижесіндегі нақты температура үшін

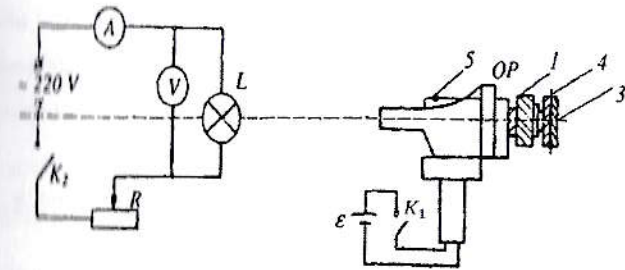
$$T = \frac{c_1 \cdot T_{\text{рав}}}{\lambda T_{\text{рав}} \cdot \ln a_{\lambda T} + c_1} \quad (14)$$

осы қатынасты аламыз, $c_1 = 1,432 \cdot 10^{-2} \text{ мК}$, $a_{\lambda T}$ — шаманың мәні кестелерде берілген. Мысалы, вольфрам үшін $900^\circ\text{C} \div 2000^\circ\text{C}$ температура аралығында $a_{\lambda T} = 0,43$.

Пирометрді қолдану $T_{\text{жар}}$ ны өлшеп, (14) формуладан сәуеленген дененің нақты температурасын T есептеуге болады. Пирометрде екі температура шкаласы бар, біреуі $700 \div 1400^\circ\text{C}$, екіншісі $1200 \div 2000^\circ\text{C}$ аралығындағы температураны өлшеуге арналған. Пирометр шамының температурасы 1500°C аспауы керек. Сондықтан екінші шкаланы пайдаланған кезде 2-объектив пен 1-талшық арасына 5 бұлыңғырлық фильтрі енгізіледі (3.1-сурет).

Жұмысты орындау тәртібі:

1. 3.2-суретте көрсетілген схема бойынша тізбек құрыңыз.
2. ОП пирометрін L қыздыру шамынан 1 м қашықтықта орналастырып, пирометрдің объективін шамның талшығына бағыттаңыз.
3. Пирометр реостатының I бұралу сақинасына ақ нөлдік белгіні оның қабығындағы бірдей белгіге қарсы қойыңыз (3.3-сурет), бұл жағдайда пирометрдің көрсеткіші шкаланың нөлдік белгісіне қарама-қарсы болуы керек.
4. K_1 кілтін жалғап, сақинаны 1 пирометр шамының талшығының температурасы шамамен 1200°C болғанша сағат тілімен бұраңыз. 6-шкаладан температура мәнін жазып алыңыз (3.3-сурет).



3.2 – сурет. Құрылғының схемасы

5. Окулярды 3 аспаптың оптикалық осі бойымен жылжыту арқылы пирометр шамыталшығының анық көрінісін алыңыз, содан кейін K_1 ажыратқышын ажыратыңыз.

6. 4 басынпайдаланып, көру өрісіне қызыл түстегі фильтрді енгізіңіз.

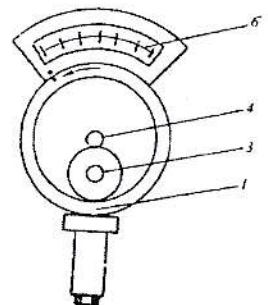
7. 5 басындағы «20» деп белгіленген көрсеткіштен ширек айналымға бұру арқылы күңгірттеу фильтрін алыңыз.

8. K_2 қосқышын пайдаланып қыздыру шамын L көзге қосыңыз.

9. K_1 пернесін қосып, пирометрдің шам талшығының ортаңғы бөлігінің жарықтылығы (3.2-сурет) қыздыру лампының L жіпшесінің жарықтылығымен бірдей болғанша сақинаны ақырын бұраңыз. 6 - шкаладан температураны жазың (3.3-сурет).

10. Пирометр шамының жарықтығын аздап жоғарылату немесе азайту арқылы қыздыру шамының L талшығының температурасын үш рет өлшеп, орташа мәнін алыңыз.

11. R реостатының көмегімен L шамына әртүрлі кернеулер беру арқылы тоқтың әртүрлі мәндері үшін шам талшығының температурасын анықтаңыз.



3.3 – сурет. Оптикалық пирометрді дәрежелеу

12. Қыздыру шамының L талшығының температурасы 1400°C -ден жоғары болғанда, енгізілген күнгірттеу фильтрі 5 (3.1-сурет) арқылы өлшеуді орындаңыз. Күнгірттеу фильтріненгізу үшін нүктені 5-басқа (3.2-сурет) «20» индексіне қойыңыз.

13. (14) формула бойынша қыздыру шамының талшығының нақты температурасын есептеңіз.

№	$T_{\text{жар}}(K)$	C_1	$\lambda(\text{нм})$	$a_{\lambda T}$	$T(K)$	$T_{\text{орт}}(K)$	$\varepsilon(\%)$
1							
2							
3							

14. Ток пен температура арасындағы байланыстылық графигін салыңыз.

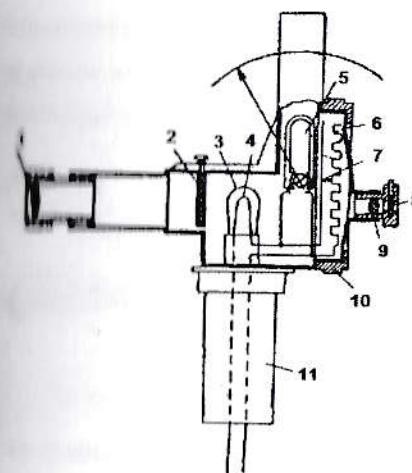
Өздігінше оқу үшін тапсырма

Қазіргі оптикалық пирометрлердің құрылымы мен жұмыс принципін зерттеу:

Пирометрлер заттардың температурасын контактсыз әдіспен анықтау үшін қолданылады. Жұмыс принципі бойынша пирометрлер екі түрге бөлінеді:

1. Көрінетін сәулелерде жұмыс істейтін
2. Инфрақызыл сәулеленуде жұмыс істейтін

Оптикалық (көрінетін) диапазонда жұмыс істейтін пирометрдің құрылымы төмендегі 3.4-суретте көрсетілген.

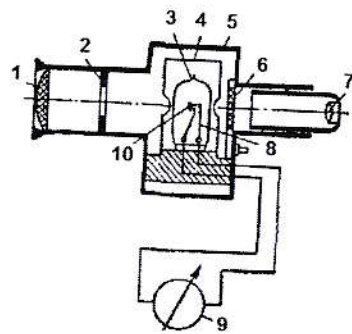


- 1 - Объектив
- 2 - Жарық фильтрі
- 3 - Шам
- 4 - Шамның талшығы
- 5 - милливольтметр
- 6 - Реостат
- 7 - реостаттың қозғалатын бөлігі
- 8 - Монохроматты жарық фильтрі
- 9 - окуляр
- 10 - Реостаттың сақиналы тұтқасы
- 11 - Құрал тұтқасы

3.4-сурет. Көрінетін сәуледе жұмыс істейтін пирометрдің түзілісі

Оптикалық пирометрдің жұмыс істеу принципі объектінің сәулеленуінің жарықтығын сәулеленуі алдын ала белгілі талшықтың жарықтығымен салыстыруға негізделген. Бұл жағдайда қыздырылған денеден түсетін жарық аспаптың объективіне түседі де, окуляр арқылы объектінің жарықтығы мен талшығының жарықтығы салыстырылады. Мұндай салыстыру арнайы жарық фильтрінің көмегімен алынған монохроматикалық жарықта жүргізіледі. Талшық батареямен қызады және реостат арқылы басқарылады. Дененің температурасы пирометрдегі температураға дәрежеленген милливольтметрдің көмегімен анықталады.

Радиометрдің құрылымы (инфрақызыл сәулеленуде жұмыс істейтін пирометр) төмендегі 3.5-суретте көрсетілген.

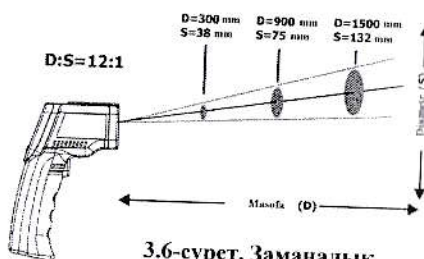


- 1 – Объектив
- 2 – диафрагма
- 3 – Шам
- 4 – Мыс қорап
- 5 – Дене
- 6 – Жарық фильтрі
- 7 – окуляр
- 8 – Жылытқыш
- 9 – милливольтметр
- 10 – қыздыру талшығы

3.5-сурет. Инфрақызыл сәулеленуде жұмыс істейтін пирометрдің құрылымы

Бұл пирометрлердің жұмыс істеу принципі төмендегідей: қыздырылған денеден келетін жылу сәулеленуі термопармен қосылған құрылғының сезімтал элементіне бағытталған құрылғы линзасы бар корпусан тұрады. Пирометрдің сезімтал бөлігі термопар тәрізінде жасалған 4 термопары бар крест тәрізді платина пластина түрінде жасалған. Термопарлар пирометрдің сезімтал элементі салқындаған немесе қызған кезде де қызады. Термопар платина пластиналары сәулеленуді сезімтал элементке өткізетін саңылаулары бар мыс қораппен қоршалған шыны шамның ішінде орналасқан. Шам шығыстары мен термопара шығыстары қысқыштарға қосылған. Қазіргі пирометрлер қолданылу саласына қарай портативті немесе стационарлық, жоғары температуралы ($>400^{\circ}\text{C}$) немесе төмен температуралы ($>-30^{\circ}\text{C}$) болып бөлінеді.

Заманауи пирометрлерде өлшеулерді орындаған кезде объектінің ауданы өлшеу қимасының ауданынан үлкен болуы керек (3.6-сурет). Объект неғұрлым кіші болса, пирометр соғұрлым жақын болуы керек. Қазіргі



3.6-сурет. Заманаулық пирометрлерде өлшеу режимі

пирометрлер үшін объектіге дейінгі қашықтықтың өлшеу қимасының ауданына қатынасы (12:1), (10:1) болуы мүмкін. Бұл қатынас пирометрдің нұсқауларында және құрылғының өзінде көрсетілген болады.



3.7-сурет. а) Портативті пирометрлер б) стационарлық пирометрлер

Стандартты пирометрлердің көрінісі 3.7 а, б-суретте көрсетілген. Бұл пирометрлерде сұйық кристалды индикатор болып, өлшенетін температура параметрлері туралы ақпаратты көрсетеді.

Бақылау сұрақтары:

1. Дененің сәулелену қабілеті мен жұту қабілеті дегеніміз не?
2. Абсолютті қара дененің сәулелену заңдылықтарын сипаттаңыз.
3. Сәулеленудің тағы қандай түрлерін білесіз?
4. Пирометрдің құрылымын және оның электрлік және оптикалық схемасын сызыңыз.
5. Пирометрдің тағы қандай түрлерін білесіңдер?
6. Қандай температураны жарықтық температурасы деп атайды?
7. $T = f(I)$ графикті салудың мақсаты қандай?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 4. ЭЛЕКТРОННЫҢ ШЫҒУ ЖҰМЫСЫН АНЫҚТАУ

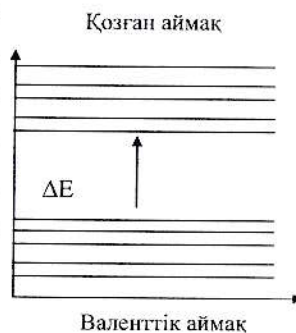
Жұмыстың мақсаты: Металдардан электрондардың шығу жұмысын тәжірибе арқылы анықтау және қойылған сұрақтарға жауап беру, өлшеу қателіктерін бағалау.

Қажетті құрал-жабдықтар: Компьютер, электрондардың шығуын анықтауға арналған құрылғы, бейнепроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмысы бар диск.

Теориялық бөлім

Қатты материалдардағы атомдар арасындағы қашықтық өте аз болғандықтан, олар бір-бірімен электромагниттік әсерлеседі. Нәтижесінде атомдар сыртқы валенттілік электрондарын жоғалтып, иондарға айналады, ал бұл иондар металл кристалдық торын құрайды. Валенттік электрондар бүкіл кристалдық торға жатады және тордың ішінде еркін қозғалады. Атомдардағы валенттік электрондар дискретті энергия деңгейлеріне мүмкіндік береді. Кристалда бұл энергия деңгейлері рұқсат етілген энергетикалық аймақтарды құру үшін өзара әрекеттесу нәтижесінде біріктіріліп, кеңейеді. Энергетикалық аймақтарды бір-бірінен тыйым салынған аймақтармен (жартылай өткізгіштерде және диэлектриктерде) бөлуге болады. Тыйым салынған энергетикалық аймақтарда электрондардың энергиясы жоқ (бұл кристалда ақаулар мен қоспалар болған жағдайда ғана болуы мүмкін). Энергетикалық және жолақ ені әртүрлі заттарда әртүрлі және олар қатты дененің электрлік және фотоэлектрлік қасиеттері сияқты әртүрлі қасиеттерін анықтайды. 4.1-суретте кристалдардағы энергетикалық жолақтардың ең қарапайым диаграммасы көрсетілген. Суретте ΔE кең аймақ, валенттік аймақ және қозған аймақтар жолағы көрсетілген.

Қозған аймақты өткізгіш аймақ деп те атайды. Валенттік аймақтағы электрондар сыртқы электр өрісінің әсерінен ток тудырмайды. Валенттік



4.1-сурет. Кристалдардың энергетикалық аймақтары

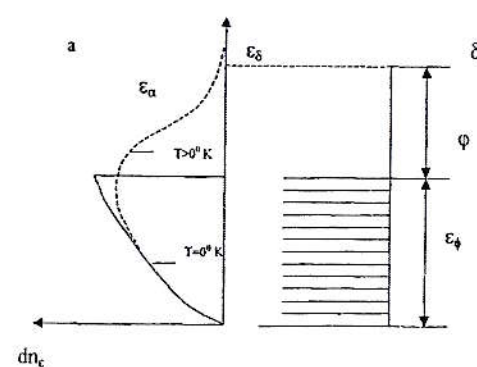
электрон сыртқы күштің әсерінен қозған аймаққа ауысқанда, сыртқы электр өрісінің әсерінен ток тудыруы мүмкін.

Металды қыздырған кезде тор түйіндерінде орналасқан иондардың термиялық тербелісі жоғарылайды және олармен соқтығысқан еркін электрондардың кинетикалық энергиясы да артады. Нәтижесінде бос электрондардың энергиясының таралуы өзгереді. 4.2-суретте $T=0$ К электрондардың энергиясының таралуы үздіксіз қисықпен көрсетілген. Бұл таралу Ферми-Дирак статистикасының көмегімен алынған және нүктелі сызықпен $T>0$ К электрондардың энергиясының таралуы көрсетілген, бұл таралу төмендегі формуламен өрнектеледі:

$$dn_{\varepsilon} = C \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{\exp\left[\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}\right] + 1} \quad (1)$$

бұл жерде, dn_{ε} — энергия ε және $\varepsilon + d\varepsilon$ арасындағы металдың бірлік көлеміндегі бос электрондар саны, T — металл температурасы, k — Больцман тұрақтысы, S — тұрақты шама.

Электронның металдан шығуы үшін металдан шығатын электронның жұмысы деп аталатын жұмысты орында үлгеріп, ΔE — тыйым салынған аймақтың кеңдігі 3 эВ-тен кіші болған денелер жартылай өткізгіштер және 3 эВ-тен үлкен болса



4.2-сурет. Электрондардың энергетикалық таралуы

диэлектрик деп саналады және оларды мұндай ажырату шартты есептеледі. Өткізгіштерде валенттік аймақты электрондармен толтыру мүмкін емес немесе валенттілік пен қозған жолақтар біріктірілуі мүмкін.

Металл арқылы еркін қозғалатын электрондар одан құтыла алмайды. Металл бос электрондар үшін потенциалды тосқауыл ретінде әрекет етеді (4.2-сурет). $T=0\text{K}$ кезінде электрондар Паули принципі бойынша потенциалдық кеңістіктегі энергия деңгейлерін ретімен толтырады. $T=0\text{ K}$ кезінде потенциалдық қабаттағы электрондардың максимал энергиясы ϵ_F – Ферми энергиясы деп аталады.

Металдағы электрондардың энергиясы әртүрлі. Бірақ энергиясы Ферми энергиясына жақын электрон металдан оңай құтылады. Демек, энергиясы Ферми энергиясына тең электронның металдан шығуына қажетті энергия электронның жұмысына тең деп есептеледі. 4.2-суретте электронның шығыс жұмысы ϕ арқылы белгіленеді және $\phi = \epsilon_a - \epsilon_f$ тең, әртүрлі металдар үшін ϕ әртүрлі мәнге ие, ал электронның барлық металдар үшін шығу жұмысы бірнеше эВ диапазонында жатыр. Металды қыздырған кезде электрондардың энергиясының таралуы өзгереді, ал олардың металдан шығу жұмысы азаяды, бұл олардың металдан шығуын жеңілдетеді (4.2-сурет).

Эксперименттік құрылғының сызбасы және жұмыс істеу принципі

Электрондық жұмысты әртүрлі тәсілдермен өлшеуге болады. Мұнда екі электродты электронды шамда өндірілген термоэлектрондардың қанығу тогын өлшеу арқылы электрон жұмысын өлшейміз. Термоэлектрондардың қанығу тогы Ричардсон формуласымен берілген:

$$J = AT^2 \exp\left[-\frac{\phi}{kT}\right] \quad (2)$$

бұл жерде, A – тұрақты, T – температура. (2) формуладан көрініп тұрғандай, термоэлектронды қанықтыру тогы температураға тәуелді. Диодтың вольт-амперлік сипаттамасын өлшеу арқылы катод температурасының T_1 және T_2 мәндеріне сәйкес келетін термоэлектрондардың J_1 және J_2 қанығу токтарының мәндерін және электронның шығу жұмысын анықтап, катодты материалдан электронның шығу жұмысын табуға болады. Шындығында,

$$J_1 = AT_1^2 \exp\left[-\frac{\phi}{kT_1}\right],$$

$$J_2 = AT_2^2 \exp\left[-\frac{\phi}{kT_2}\right]$$

тендеулерден

$$\frac{J_1}{J_2} = \left[\frac{T_1}{T_2}\right]^2 \exp\left[-\frac{\phi}{k} \left[\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}\right]\right] \quad (3)$$

түзіндейді. (3) тендеудің екі жағы $(T_2/T_1)^2$ көбейтіп, содан кейін логарифмдесек, шығу жұмысының төмендегі формуласын аламыз:

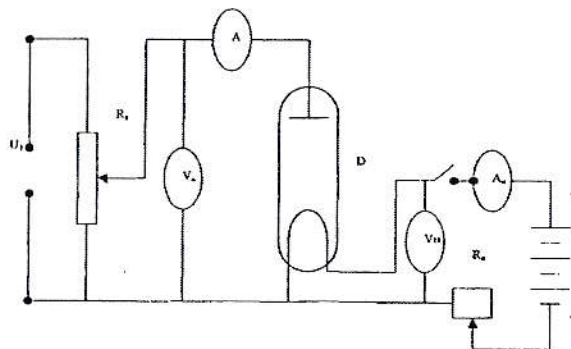
$$\ln\left[\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^2 \frac{J_1}{J_2}\right] = -\frac{\phi}{k} \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}\right)$$

$$\phi = -k \frac{T_2 T_1}{T_2 - T_1} \ln\left[-\frac{J_1}{J_2} \left[\frac{T_2}{T_1}\right]^2\right] \quad (4)$$

4.3-суретте құрылғының схемасы көрсетілген. D-диодты катод U_2 көзінен алынатын және вольтметрдің көмегімен 0-ден 6 В-қа дейін өзгертуге болатын U_2 кернеуімен араласталған.

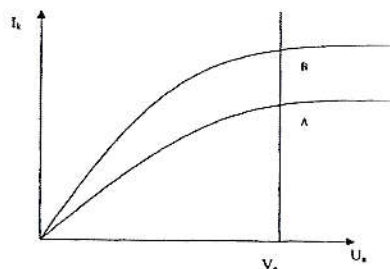
Катодтық токты A_N амперметрі арқылы өлшеуге болады.

Диодтың катоды мен анодының арасындағы анодтық кернеу U_1 көзінен алынады, оны R_a резисторының көмегімен 0-ден 300 В-қа дейін өзгертуге болады. Анод кернеуі мен ток U_a вольтметр мен амперметр A көмегімен өлшенеді. U_1 және U_2 көздері ретінде УИР-2 ден пайдаланылады.



4.3-сурет. Зертханалық құрылғының

Катод кернеуінің үш немесе төрт мәніндегі анодтық кернеуді өзгерту арқылы сәйкес анодтық ток өлшенеді және 4.4-суретте көрсетілген диодтың вольт-амперлік сипаттамалары алынады. Суретте екі вольт-амперлік сипаттамалық қисықтар көрсетілген. Вольт-амперлік сипаттамаларының бірі U_a анодтық кернеуіне сәйкес келетін қанығу токтарының мәні J_1 және J_2 анықталады. (4.4-суреттегі А және В нүктелеріне сәйкес келетін қанығу тогы).



4.4-сурет. Диодтың вольт-амперлік сипаттамасы.

Анодтың қанығу тогына сәйкес катод температурасы төмендегі формула бойынша анықталады:

$$R_t = R_0(1 + \alpha t) \quad (5)$$

Бұл формулада R_0 — диодтың ішкі кедергісі, ал α — кедергінің температуралық коэффициенті. R_0 және α берілген диод үшін белгілі. Бұл жағдайда

$$t = \frac{R_t - R_0}{\alpha R_0} \quad (6)$$

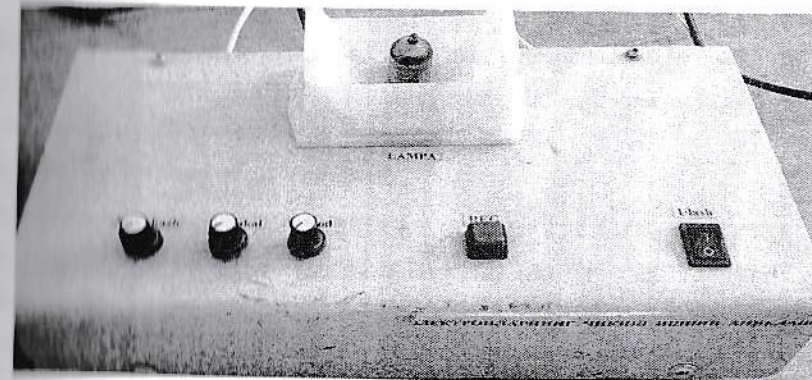
(6) формуладағы R_t мәні төмендегі формуладан табылады:

$$R_t = \frac{U_n}{J_n}$$

(J_n — А амперметр арқылы өлшенеді, ал U_n вольтметр арқылы өлшенеді). Әрине, (4) формуладағы Кельвинмен өлшенген катод температурасының мәні (6)-дан анықталатын және Цельсий бойынша алынған температураның мәніне негізделген деп есептеу керек. Осылайша, J_1 және J_2 , T_1 және T_2 ны біле отырып, электронның шығу жұмысы (4) формула арқылы есептеледі.

Жұмысты орындау тәртібі:

1. Зертханалық құрылғыны ток көзіне, компьютерге қосыңыз және құрылғының жұмысқа дайындалуын 2 минут күтіңіз (4.5-сурет).
2. «Оптика» зертханалық бағдарламасынан «Электрондардың шығу жұмысын анықтау» тапсырмасын таңдаңыз.
3. "Вход" пернесін басыңыз.
4. «Выбрать» пернесінен «СОМ 1» таңдаңыз және «Подключить» пернесін басу арқылы жұмысты бастаңыз.
5. Құрылғыдағы «Өлшеу» түймесін №1 ге қойың және «накал» пернесі арқылы накал кернеуін енгізіңіз.
6. «Анод» пернесі арқылы анодтық кернеуді жоғарылату кезінде «Рес» пернесін басу арқылы нәтижені кестеге енгізіңіз.
7. 3-6 пункттерді қайталау арқылы 1-кестеге өлшеулерді енгізіңіз.
8. «Отключить» пернесін пайдаланып зертханалық құрылғыны өшіріңіз.



4.5-сурет. Зертханалық жабдықтар

Өлшеу үлгілері

Определение работы выхода электронов из металла

№ п/п	U _к , В	I _с , А	U _к , В	I _с , А	U _к , В	I _с , А	U _к , В	I _с , А	U _к , В	I _с , А
1	4	225	109	1						
2	2.4	185	115	0						
3	3.1	203	116	0						
4	4.1	227	73	0						
5	4.7	243	79	1						
6	5.2	255	77	3						
7	5.6	265	74	7						
8	6	275	78	14						
9	6.3	282	77	25						
10	6.5	287	80	30						

Не измерено: 10
Усиление: 6.5 В
Нагрузка: 287 мА
Усиление: 94.5
Нагрузка: 23 мА

Бакылау сұрақтары:

1. Электрондық эмиссия түрлерін түсіндіріңіз.
2. Термоэлектрондық эмиссия құбылысын түсіндіріңіз.
3. Электронның шығу жұмысы дегеніміз не?
4. $J_a = f(U_a)$ байланысын түсіндіріңіз.
5. Жұмыс формуласын шығарыңыз.
6. Қанығу тогы және оның температураға қатынасын түсіндіріңіз.
7. Шығу жұмысын анықтаудың басқа жолдарын білесіз бе?
8. Катод түрлері дегенді қалай түсінесіз?

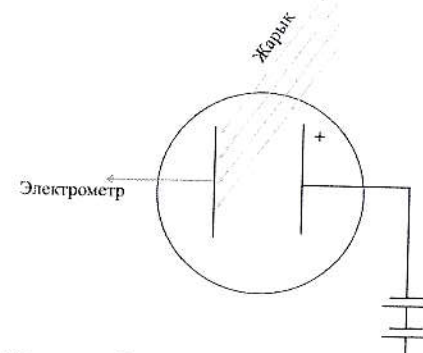
ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 5. СЫРТҚЫ ФОТОЭФФЕКТ ҚҰБЫЛЫСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: сыртқы фотоэффект заңдылықтарын эксперименттік зерттеу.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

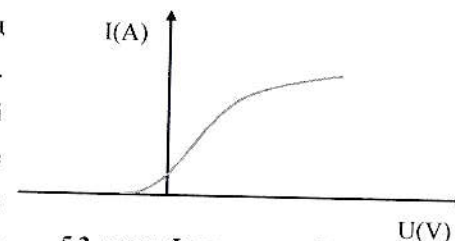
Теориялық бөлім

Жарық әсерінен электрондардың заттардан шығу құбылысы **фотоэлектрлік эффект** немесе қысқа **фотоэффект** құбылысы деп аталады. Бұл құбылысты Г.Герц 1887 жылы газдардағы разряд құбылысын зерттеу барысында байқаған. Фотоэффект құбылысын зерттеуде қолданылатын тәжірибелік құрылғының негізгі сызбасы 5.1- суретте көрсетілген.



5.1-сурет. Фотоэффект құбылысының күзетілу принципі

Катодты жарықпен жарықтандырғанда, одан бөлінген фотоэлектрондар анодқа қарай ығысады және контурда фотоэлектрлік токтың пайда болуын тудырады. Фотоэффект құбылысын беті жақын тазартылған және вакуумге орналастырылған металдардан бакылау ыңғайлы. Түскен жарықтың қарқындылығы мен жиілігін тұрақты ұстай отырып, катод пен анод арасындағы U кернеуін арттыраып, пайда болған фототок пен кернеу арасындағы байланыс 5.2- суретте көрсетілген қисық сызықпен сипатталады. Бұл қатынас фотоэлементтің вольт-амперлік сипаттамасы деп аталады.



5.2-сурет. Фотоэлементтің вольт-амперлік сипаттамасы

Кернеу $U=0$ болғанда да фототоктың болуы катодтан шығатын электрондардың белгілі бір жылдамдыққа ие болуымен түсіндіріледі. В нүктесінен бастап U одан әрі артқан сайын фототок күші өзгермейді.

Өзгеріссіз қалатын фототоктың мәні *қаныққан фототок* деп аталады. Катод пен анод арасындағы $U > U_B$ кернеу мәндерінде жарық түскен барлық фотоэлектрондар анодқа жетеді, нәтижеде қанығу фототогы пайда болады.

Орыс ғалымы А.Г. Столетов фотоэффект құбылысын зерттеп, төмендегі заңдылықты ашты: Фотоэффект кезінде пайда болған қанығу тогының мәні жұтылатын жарықтың интенсивтілігіне пропорционалды өзгереді.

Ленард және басқа ғалымдар жүргізген бірқатар тәжірибелер нәтижесінде фотоэлектрондардың кинетикалық энергиясы түскен жарықтың интенсивтілігіне тәуелді емес, тек жарық жиілігіне тәуелді екендігі анықталды. Сонымен, фотоэлектрондардың кинетикалық энергиясы жарық жиілігіне пропорционал өзгереді. Бұл жағдайды жарықтың корпускулалық сипаты негізінде, яғни жарық фотондар ағынынан тұрады деген көзқарас негізінде түсіндіруге болады. Түскен жарық фотон өзінің барлық энергиясын металда немесе атомда байланысқан электронға береді, ал электрон атомнан немесе металдан бөлініп, белгілі бір кинетикалық энергиямен ұшып шығады. Егер фотоэффект металда жиі кездесетін бос электрондарда пайда болса, электронның кинетикалық энергиясының бір бөлігі электронды металдан шығару үшін қажетті $A_{\text{шығу}}$ жұмысына жұмсалады. Фотоэлектрон металл атомдарымен соқтығысып, энергиясының бір бөлігін жоғалтады және оның жылуына себеп болады. Егер бұл жоғалту орын алмаса, электрон максималды кинетикалық энергиямен металдан ұшып шығады:

$$\frac{1}{2} m_e v_{\text{мак}}^2 = h\nu - A_{\text{шығу}} \quad (1)$$

бұл жерде, A – қарастырылып отырған металл үшін сипаттамалық шығу жұмысы, m_e – электронның массасы, $h\nu$ – фотон энергиясы. Бұл формуланы алғаш рет Эйнштейн шығарған, сондықтан бұл формула Эйнштейннің атымен аталған.

Эйнштейннің формуласы эмпирикалық түрде расталған төмендегі екі қорытындыға әкеледі:

1. Фотоэффект нәтижесінде шығарылған электрондардың максимал кинетикалық энергиясы жарық жиілігіне сызықты байланысты және оның интенсивтілігіне тәуелді емес. Бір қызығы, жиілік осіне қатысты формуланы (1) сипаттайтын түзу сызықтың ауытқу бұрышының тангенсі Планк тұрақтысын береді. Планк тұрақтысын осылайша өлшеуге болады.

2. Фотоэффекттің ν_0 жиілік шегі соншалықты аз, сондықтан фотоэффект төменгі жиіліктерде байқалмайды.

Шындығында, (1) формуладағы A ны $h\nu_0$ тендепесетсек,

$$\frac{1}{2} m_e v_{\text{мак}}^2 = h(\nu - \nu_0) \quad (2)$$

болады.

$\nu < \nu_0$ бұл тендеудің оң жағы теріс болады. Бірақ бұл мүмкін емес, өйткені фотоэлектронның кинетикалық энергиясы $\frac{1}{2} m_e v_{\text{мак}}^2 > 0$ болуы тиіс. Сонымен, $\nu < \nu_0$ фотоэффект құбылысы болмайды. ν_0 және фотоэффект құбылысының төменгі жиілік шегіне сәйкес келеді. Осылайша, жарық фотонының энергиясы $h\nu_0$ фотоэффект құбылысы ең аз энергиядан үлкен болғанда ғана пайда болады. Осы энергияға сәйкес келетін жарық толқын ұзындығының мәні λ_0 – фотоэффекттің қызыл шегі деп аталады.

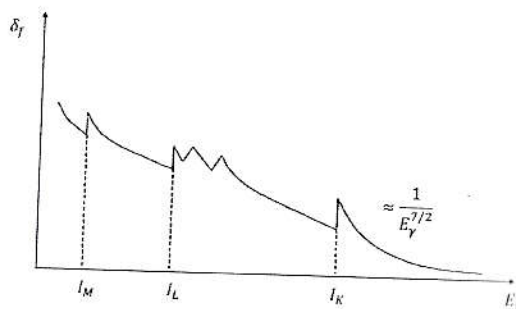
Жоғарыда қарастырылған металдарда болатын фотоэффект құбылысы *сыртқы фотоэффект* деп аталады. Сонымен қатар, жартылай өткізгіштер мен диэлектриктерде болатын меншікті фотоэффект деп аталатын құбылыс та бар. Бұл жағдайда жарықтың әсерінен электрондардың бір бөлігі валенттік аймақтан өткізгіштік аймағына ауысады. Нәтижеде жартылай өткізгіштегі немесе диэлектриктегі зарядты тасымалдаушы электрондардың концентрациясы артып, фотоөткізгіштік пайда болады, яғни жарық әсерінен заттардың электр өткізгіштігі артады.

Фотоэффекттің пайда болу ықтималдығы атомдағы электронның байланыс энергиясына байланысты. Атомдағы электронның байланыс энергиясы неғұрлым көп болса, фотоэффекттің пайда болу ықтималдығы

соғұрлым жоғары болады, δ_f соншалықты үлкен болады. Сондықтан, атомның әртүрлі қабаттарында орналасқан электрондарда болатын фотоэффектінің тиімалдығы әртүрлі. Нәтижеде,

фотоэффектінің эффективтік масының фотон энергиясы (E_γ) байланысын көрсететін қисықсыздықтар түзгерістер байқалады (сурет).

Суреттегі J_k , J_l , J_m дер K , L және M қабаттарындағы электрондардың байланыс энергиясы (иондану потенциалы) $E_\gamma > J_k$ де $\delta_f \sim Z/E_\gamma^{7/2}$ болады, яғни фотоэффектінің қимасы орта атомдарының реттік санына $-Z$ ге



5.3-сурет. Фотоэффектінің эффективтік қимасы (δ_f)ның электрондардың байланыс энергиясына (E_γ) тәуелділік графигі

қатты тәуелді және фотон энергиясының $E_\gamma^{7/2}$ мәніне кері пропорционал өзгереді. $E_\gamma < J_k$ болғанда фотонның әсерінен K қабатындағы электрондар шығарылмайды және фотоэффект L ,

M және басқа қабаттарда орналасқан электрондарда болуы мүмкін.

Бұл сияқты $E_\gamma < J_l$ болғанда

және L қабықшаларындағы электрондар фотоэффект процесіне қатыспайды және т.б.

Кванттық механикалық септеулер негізінде әртүрлі атомдардың әртүрлі қабаттарында орналасқан электрондар үшін фотоэффект қимасының фотон энергиясымен байланысын көрсететін формулалар алынды. Мысалға, E_γ кішірек жағдай үшін

$$\delta_f^K = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left[\frac{13,61}{E_\gamma} \right]^{7/2} \quad (3)$$

$$\text{яәне } E_\gamma \gg m_e c^2,$$

яғни фотонның энергиясы тыныштықтағы электронның энергиясына сәйкес келе $m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$ энергиядан әлдеқайда үлкен болғанда

$$\delta_f^K = 1,34 \cdot 10^{-33} \frac{Z^5}{E_\gamma \approx n\gamma} \quad (4)$$

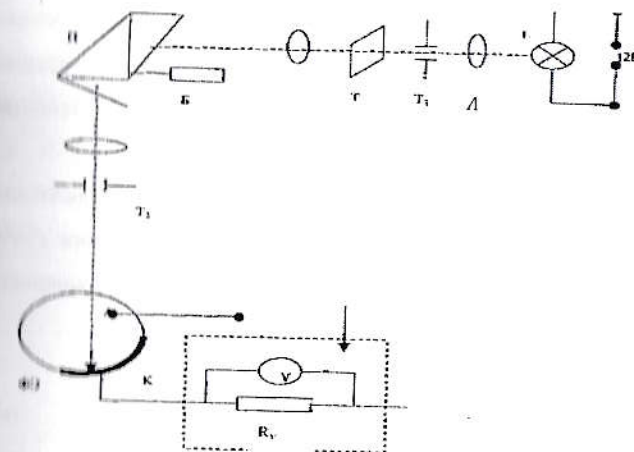
ретінде көрсетілген.

Мұнда,

K қабықшадағы электрондарда болатын фотоэффектінің эффективтік қимасы, E_γ (3) формулада В-де, ал (4) формулада МэВ-де алынады.

Эксперименттік құрылғының жұмыс принципі және схемасы

Бұл жұмыс қаныққан фототоктың (немесе кернеудің) түскен жарық қарқындылығымен толқын ұзындығына байланысты қалай өзгередіті зерттейді. Құрылғының сызбасы 5.4-суретте келтірілген.



5.4-сурет. Сыртқы фотоэффект құбылыстарының заңдылықтарын зерттеуге арналған құрылғы

Оның негізгі бөліктері UM-2 монохроматоры, STSV-4 фотоэлементтері, I-қыздыру шамы және V-шам вольтметрі. L-қыздыру шамынан шыққан жарық линза L арқылы өтіп, монохроматордың T_1 кіріс ойығына түседі.

Монохроматордың ішінде орналасқан Т тосқауылдың көмегімен жарық сәулесінің Р призмалар жүйесіне жолын жауып, ашуға болады. Призмалардың орны Р барабан бұрандасы В көмегімен өзгертіледі. Призмалардың орнын барабанда орналасқан градуирленген шкала арқылы анықтауға болады. Р призмасынан өткеннен кейін спектрге бөлінген монохроматикалық жарық шоғы монохроматордың Т₂ саңылауынан шығып, ауасы сорылған шыны шарда орналасқан фотоэлементтің К фотокатодына түседі. Шыны шардың ортасына фотоэлемент аноды А орналастырылған.

Фотоэлементте пайда болған қанығу фототогының күші колбалық вольтметрдің көмегімен өлшенеді.

Лампалывольтметрiнiңжұмыспринципiтөмендегiдей.

Лампаныңвольтметрiндегiкостриодтардыңторларынасыртқыкернеуберiлмесе

олардыңанодтарындағыпотенциалбiрдейболадыжәнеолардыңарасындатокжүрмейдi.

Егертриодтарторынасыртқыкернеуберiлсе, анодтықтоккүшiнiңөзгеруiнебайланыстысәйкесанодтықкернеудеөзгередiжәне миллиамперметрарқылыторғаберiлгенкернеугепропорционалтоқөтебастайды.

Триодторынақосылғанкедергiарқылыфототоктыңөтуiнебайланыстыторға берiлетiнкернеуөзгередi. Триодтыңторынақосылғанкедергiөтеүлкен (10^7 Ом) болғандықтан, тiптiшағынфототоктордыңкернеуiнiңүлкенөзгеруiнекеледi. Бұлтриодтыңанодтарыарасындағытоқтыңкүшеюiнекеледi.

Осылайша,

лампалывольтметрiфотозлементтiңанодындапайдаболатынәлсiз (кiшi) токтыкүшейтедiжәнеоныөлшеугемүмкiндiкбередi.

Жұмысты орындау тәртібі:

1. Екінші тапсырма қанығу фототогының жарық интенсивтілігіне тәуелділігі зерттеледі. Ол үшін Т₁ саңылауы максимумға дейін ашылады және барабан бұрандасын айналдыру арқылы фототоктың максималды мәніне

сәйкес позиция табылады. Содан кейін Т₁ саңылау аралығы белгілі бір кезеңге азаяды және сәйкес фототок жазылады. Фотоэлементке түсетін жарықтың интенсивтілігі Т₁ (d) саңылауының еніне тура пропорционал болғандықтан, Т₁ саңылауының ені мен фототок арасындағы байланысты анықтау жеткілікті. Өлшемдердегі ойықтар аралығын 0,2 мм қадаммен өзгерту жақсы.

2. Фотоэффекттің қызыл шегіне сәйкес λ_0 және оған сәйкес фотоэлектрондардың шығу жұмысы төмендегі формула бойынша есептеледі.

$$\varphi = \frac{hc}{\lambda_0}$$

Бұл жағдайда саңылау 2мм, барабан 3500° ; фототокпен λ арасындағы байланыс сызылып, зерттеледі.

3. Жұмыс аяқталғаннан кейін құрылғының ток көзін өшіруді ұмытпаңыз.

Бақылау сұрақтары:

1. Фотоэффект құбылысын түсіндір?
2. Ішкі және сыртқы фотоэффект құбылысының ортақтығы мен айырмашылығы.
3. Фотоэффект үшін Эйнштейн теңдеуін түсіндір?
4. Фотоэффекттің қызыл шегін түсіндір?
5. Сакталу заңдарын пайдаланып, бос электронда фотоэффект болмайтынын дәлелдендер.

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 6. СЫРТҚЫ ФОТОЭФФЕКТ ЖӘНЕ КОМПТОН ЭФФЕКТІСІ БОЙЫНША КОМПЬЮТЕРЛІК ЭКСПЕРИМЕНТТЕРІ

Жұмыстың мақсаты:

Тәжірибе 1: Компьютерлік тәжірибе арқылы сыртқы фотоэффект құбылысын бақылау, сұрақтарға жауап беру және өлшеу қателіктерін бағалау;

Тәжірибе 2: Компьютерлік тәжірибе арқылы Комптон эффектісін бақылау, сұрақтарға жауап беру және өлшеу қателіктерін бағалау.

Қажетті құрал-жабдықтар: Компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Тәжірибе 1. Сыртқы фотоэффектке байланысты компьютерлік эксперименті

Теориялық бөлім

Төмен энергиялы фотонның атом электронымен әсерлесуінде екі жағдайды бөлек қарастыру керек: 1) электрон атоммен күшті байланысқанда, бұл жағдайда негізінен фотоэффект құбылысы байқалады; 2) электрон атоммен әлсіз байланысқанда, бұл жағдайда негізінен Комптон эффектісі байқалады.

Фотоэффект құбылысы туралы толық мәліметтер №5 зертханалық жұмыста берілген.

Құрылғының құрылысы және пайдалану жөніндегі нұсқаулық

Егер фотоэлементтің эмиттеріне (электрон шығаратын электрод) жеткілікті қысқа толқын ұзындығындағы жарық түссе, осы электродтан электрондар шығады. Эйнштейннің теориясына сәйкес фотон металл бетіндегі электронға соғылады. Бұл жағдайда фотонның барлық энергиясы

электронға ауысады және фотон жоғалады. Барлық электрондар металлда бұлайдық күштердің әсерінен ұсталатындықтан, электронды металл бетінен шығару үшін белгілі бір A_0 жұмыс орындалуы қажет (бұл жұмыс шығу жұмысы деп аталады, ал көптеген металдар үшін бұл мән бірнеше электронды-вольт тәртібінде болады). Атомның төменгі жағында орналасқан электрондар атомның сыртқы электрондарына қарағанда бөліну үшін көбірек энергияны қажет етеді.

Егер түскен сәуленің жиілігі аз болса, онда $h\nu < A_0$ болып, фотонның энергиясы электронды металл бетінен шығару үшін жеткіліксіз. Егер $h\nu > A_0$ болса, онда электрондар металл бетінен шығады және мұндай процесте энергияның сақталу заңы төмендегідей болады:

$$h\nu = W_{kin} + A_0 \quad (1)$$

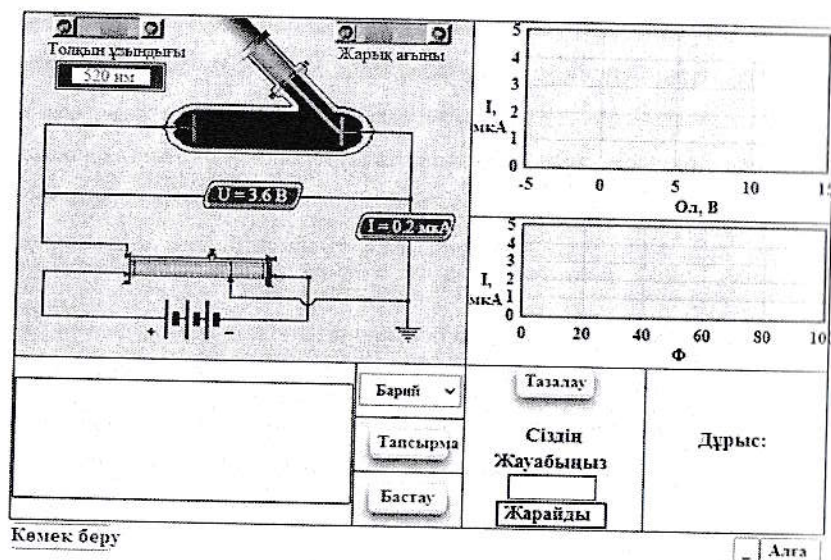
немесе

$$h\nu = mv^2/2 + A_0, \quad (2)$$

бұл жерде m – электронның массасы, ал v – оның жылдамдығы.

Монохроматикалық жарық шоғырында барлық фотондардың бірдей $h\nu$ энергиясы бар. Жарық сәулесінің интенсивтілігінің артуы сәуледегі фотондар санының көбеюін білдіреді, бірақ жиілік өзгеріссіз қалса, олардың энергиясына әсер етпейді.

Осылайша, фотондар теориясы жарықтың әдеттегі қасиеттеріне (дифракция және поляризация) жаңа қасиеттер қосады. Бұл жарық туралы ескі идеядан бас тартуды қажет етпейді; ол фотондар түсінігін электромагниттік толқындар түсінігімен біріктіруді талап етеді.



6.1-сурет. Виртуалды тәжірибе құрылғысы.

Фотоэффект дегенде, сәулеленудің әсерінен электрондардың металл бетінен ұшып шығуына айтылады. Фотоэффект басқа материалдарда байқалғанымен, металдарда оңай байқалады.

Фотоэффект электромагниттік сәулеленудің кванттық табиғатын түсіндіру үшін маңызды. Эйнштейн 1921 жылы «теориялық физикаға қосқан үлесі үшін және әсіресе фотоэффект заңын ашқаны үшін» Нобель сыйлығын алды.

Бұл тәжірибелік жұмыста фотоэффект құбылысын зерттейтін құрылғы бар. Вакуумдық шыны колбаның ішінде кернеу көзіне жалғанған екі пластина, ал сол тізбекке ток өлшейтін құрал жалғанған. Жарық ағыны диафрагма арқылы басқарылады. «Тапсырма» пернесін басу арқылы виртуалды эксперимент экранындағы тәжірибелерді орынданыз және сұрақтарға жауап беріңіз (6.1-сурет).

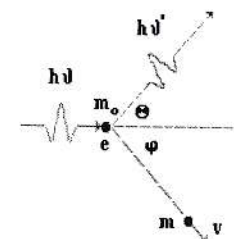
Тәжірибе 2. Комптон эффектісі бойынша компьютерлік эксперименті

Жұмыстың мақсаты: Комптон эффекті құбылысын компьютерлік эксперименті арқылы бақылау, сұрақтарға жауап беру және өлшеу нәтижелерін бағалау.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық бөлім

Фотоэффект тәжірибелерінен электрондардың зат атомдарымен байланысқандығы және байланыс энергиясы бірнеше электрон-вольт ретімен болатыны белгілі. Комптон өз тәжірибесінде энергиясы 17,5 кэВ рентгендік фотондарды пайдаланды. Бұл энергия электрондардың байланыс энергиясынан әлдеқайда жоғары болғандықтан, бұл электрондарды бос бөлшектер ретінде қарастыру айтарлықтай қателік емес.



6.2-сурет. Фотонның электрондағы комптондық шашырауы

Тыныштықтағы электронға энергиясы $h\nu$ фотон түссін (6.2-сурет). Энергия мен импульстің сақталу заңдарын өрнектейтін теңдеулерді жазамыз:

1) энергияның сақталуы: соқтығысуға дейінгі энергия (фотон энергиясы $h\nu$ және электронның тыныштық энергиясы) соқтығысудан кейінгі энергияға тең болуы керек (шашылған фотон $h\nu'$ және реактивті электронның толық энергиясы).

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2, \quad (3)$$

бұл жерде, m_0 – тыныштық күйіндегі электронның массасы, m – қозғалатын электронның массасы, c – жарық жылдамдығы;

2) түскен фотон бағыты бойынша импульс компонентінің сақталуы: түскен фотонның импульсі $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$ электронның импульс компоненттерінің және түскен фотон бағыты бойынша шашыраңқы фотон импульстарының қосындысына тең болуы керек.

$$p = p' \cos \theta + mv \cos \varphi; \quad (4)$$

3) түскен фотонның бағытына перпендикуляр импульс құраушыларының сақталуы: соқтығысқанға дейінгі көлденең бағыттарда импульс болмаса, соқтығысқаннан кейінгі фотон мен электронның толық импульсі нөлге тең болуы керек. Басқаша айтқанда, шашыраңқы фотон мен реактивті электрон импульстерінің көлденең құрамдас бөліктері сандық жағынан тең және бағыты бойынша қарама-қарсы болуы керек.

$$0 = p' \sin \theta + mv \sin \varphi; \quad (5)$$

4) реактивті электрондардың жылдамдығы жоғары болғандықтан, салыстырмалылық теориясы бойынша қозғалатын электрон массасының релятивистік өзгерісін ескеру қажет:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (6)$$

Қажетті математикалық амалдарды орындай отырып, шашыраңқы фотонның жиілігінің, түскен фотонның жиілігінің және шашырау бұрышының өрнегін табамыз:

$$\frac{1}{\nu'} = \frac{1}{\nu} + \frac{h(1 - \cos \theta)}{m_0 c^2}, \quad (7)$$

немесе жиіліктен толқын ұзындығына дейін,

$$\lambda = \lambda' + \frac{h(1 - \cos \theta)}{m_0 c}. \quad (8)$$

$h/m_0 c$ — шама электронның Комптон толқын ұзындығы деп аталады, оның сандық мәні $\lambda = \frac{h}{m_0 c} = 2,4263096(15) \cdot 10^{-12}$ м.

Бұл толқын ұзындығы электронның тыныштық энергиясына тең энергиясы бар фотонның толқын ұзындығы.

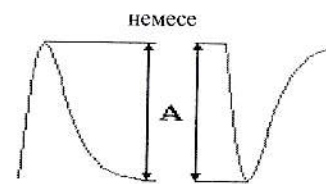
Тепкі электрондық қозғалыстың бағытын білдіретін бұрышты табу үшін жоғарыдағы теңдеулерден төмендегі өрнекті аламыз:

$$\tan \varphi = \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2}} \tan \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (9)$$

Құрылғының түзілісі және жұмысты орындау бойынша нұсқаулар

Фотон детекторға түскенде детектордың шығысында электрлік импульс (ток пен кернеудің қысқа мерзімді өзгеруі) пайда болады. Бұл импульстің амплитудасы (A) (6.3-сурет) жұтылған фотон энергиясына $h\nu$ пропорционал болады.

Тәжірибе кезінде импульстік анализатордың атқарған жұмысының нәтижесі экранда көрсетіледі: абсцисса осінде — импульс амплитудасы, ордината осінде — осындай амплитудасы бар импульстар саны (дәлірек айтқанда, $A \pm \Delta A$) қойылады.



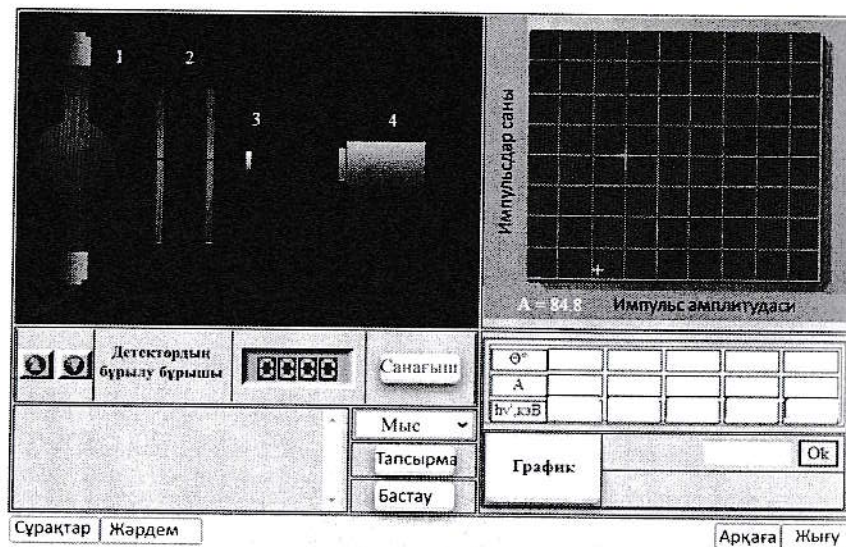
6.3-сурет.

Детекторға фотон жазылған кезде анализатор детектордың шығысындағы импульс амплитудасын өлшейді және алынған мәнге сәйкес осы амплитудасы бар импульстар санына біреуін қосады. Анализаторды дәрежелілеу үшін белгілі энергияның фотондарын өлшеу керек. Біздің құрылғыда шашырамаған фотондардың энергиясы 100 кэВ деп есептеледі. Бірінші тәжірибеде детекторды тік күйде өлшеу керек. Импульс амплитудасы энергияға тура пропорционал деп есептеп, амплитуданы энергияға байланыс коэффициентін анықтаңыз. Қозғалмайтын фотон энергиясының әртүрлі флуктуациясына (ауытқуына) байланысты амплитудалардың белгілі бір таралуы қалыптасады. Сондықтан энергияны орташа амплитуда арқылы анықтаймыз.

Толқындар кері серпілгенде немесе тосындарды айналып өткенде, толқын ұзындығы немесе жиілігі өзгермейді. Сондықтан атомдарда

шашыраңқы рентген сәулелерімен жүргізілген Комптон тәжірибесінде бастапқы жиіліктен ν_0 ерекшеленетін ν' жиіліктің пайда болуы түсініксіз болды. Жиіліктің мұндай өзгерісімен (ығысуымен) байқалатын шашырау Комптон эффектісі деп аталады. Аумәні өте аз болғандықтан, Комптон эффектісі қысқа толқынды сәулеленуде ғана байқалады. Бұл тәжірибенің нәтижелерін фотонның импульсінің болуы және оның электрондармен соқтығысқан екі сфера сияқты әрекеттесуі арқылы түсіндіруге болады.

Комптон эффектісін зерттеу құрылғысы (6.4-сурет) рентгендік түтіктен (1), монохроматикалық рентген сәулесінің жұқа шоғын бөлетін екі диафрагмадан (2), зерттелетін заттан жасалған фольгадан (3) және сәулеленуді тіркеу детекторы (4) нан тұрады.



6.4-сурет. Комптон эффектісін зерттеуге арналған тәжірибелік құрылғы

Детекторды фольгаға қатысты айналдыруға болады. Артур Комптон өзінің тәжірибелері және олардың нәтижелерін түсіндіріп бергені үшін (1922) 1927 жылы Нобель сыйлығын алды.

Виртуалды эксперимент құрылғысындағы «тапсырма» пернесін басу арқылы сұрақтарға жауап беріңіз және «сұрақтар» пернесін басу арқылы экранда пайда болатын төмендегі тест сұрақтарына жауап беріңіз.

Тест сұрақтары

1-сұрақ. Фотоэффекттің нәтижесінде газ толтырылған камерада электрон шығарылады, оның энергиясы кванттық энергиядан 13,6 эВ аз. Камера қандай газбен толтырылған?

- ☐ А) Дұрыс жауап беру үшін ақпарат жеткіліксіз
- ☐ Б) натрий буы
- ☐ В) цезий буы
- ☐ Г) гелий
- ☐ Д) сутегі

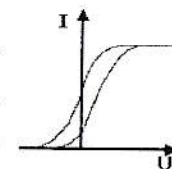
Дұрыс жауапты белгілең және «енгізу» пернесін басыңыз.

2-сұрақ. Басқа заттардан алыс орналасқан мырыш шарын толқын ұзындығы 200 нм ультракүлгін сәулемен сәулелендіру арқылы қандай потенциалына зарядтауға болады? Мырыштың жұмыс өнімділігі 3,74 эВ.

- ☐ А) еанылау пайда болғанға дейін (диэлектрлік санылау, жаркыл)
- ☐ Б) 4,0 В
- ☐ В) 2,5 В
- ☐ Г) 6,2 В
- ☐ Д) шар зарядталмайды

Дұрыс жауапты белгілең және «енгізу» пернесін басыңыз.

3-сұрақ. График вакуумдық фотоэлементтің вольт-амперлік сипаттамаларын көрсетеді. Никель-катод монохроматикалық жарыкпен жарыктандырылады. Қысык



сызықтардағы айырмашылықтардың себебі неде?

- ☐ түскен жарық қарқындылығы
- ☐ анод материалы
- ☐ жарық жиілігі
- ☐ нақты жауап жоқ
- ☐ Сұраққа жауап беру үшін ақпарат жеткіліксіз

Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

4-сұрақ. Комптондық шашырауда электрон импульсі ... тең.

- ☐ артады
- ☐ γ -квант импульсіне тең
- ☐ нольге кемиді
- ☐ өзгеріссіз қалады
- ☐ нөлдік емес мәнге дейін төмендейді

Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

5-сұрақ. Комптон эффектісінің нәтижесінде атомның бір электроны энергияға ие болды. Электронның энергиясы γ -кванттық энергияға тең болуы мүмкін бе?

- ☐ ол атомның реттік санына байланысты
- ☐ мүмкін емес
- ☐ мүмкін
- ☐ ол электронның негізгі кванттық санына байланысты
- ☐ α -кванттың бастапқы энергиясына тәуелді

Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

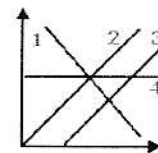
6-сұрақ. 10 кэВ энергиялы рентген сәулелерінен қорғау үшін алюминийден емес қорғасын экранды қолданған дұрыс, өйткені

- ☐ Дұрыс жауап жоқ.
- ☐ қорғасын атомында көптеген электрондар бар.
- ☐ қорғасын ядросының заряды үлкен және электрондар қатты байланысқан.
- ☐ қорғасын сәулеленуді күштірек шашыратады.
- ☐ қорғасын атомының мөлшері үлкен.

Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

7-сұрақ. Суретте түзу сызықтардың бірі фотоэлектрондардың максимал кинетикалық энергиясының жарық жиілігіне тәуелділігін көрсетеді. Қайсысы?

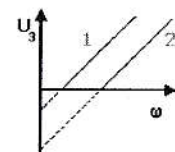
- ☐ нақты жауап жоқ
- ☐ 1
- ☐ төрт
- ☐ бір
- ☐ 3



Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

8-сұрақ. Суретте тормоздалу кернеуі көрсетілген. Ол түскен жарықтың жиілігіне байланысты. Бұл сызықтардың шығарылу шарттары қалай ерекшеленеді?

- ☐ түскен жарық қарқындылығы
- ☐ жарық жиілігі
- ☐ Сұраққа жауап беру үшін ақпарат жеткіліксіз
- ☐ катодты материал
- ☐ нақты жауап жоқ



Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

9-сұрақ. Фотоэффекттік тәжірибенің нәтижелері бойынша қандай фундаментал тұрақтының мәнін табуға болады?

- ☐ Ридберг тұрақтысы
- ☐ Больцман тұрақтысы
- ☐ Планк тұрақтысы
- ☐ барлығы
- ☐ жоқ

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

10-сұрақ.Комптон шашырауында кванттық толқын ұзындығы...

- ☐ өзгеріссіз қалады
- ☐ үздіксіз нөлге дейін төмендейді
- ☐ дискретті түрде $h/2\pi$ көбейтіледі
- ☐ артады
- ☐ минимумға дейін азаяды

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

Бақылау сұрақтары:

1. Фотозффе́кт құбылысын сипаттаңыз.
2. Комптон эффектісін сипаттаңыз.
3. Комптон эффектісін зерттеу үшін тәжірибелік қондырғы мен жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз.
4. Фотозффе́кт пен Комптон эффектінің айырмашылығы неде?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №7. ЯДРОНЫҢ ПЛАНЕТАРЛЫҚ МОДЕЛІ БОЙЫНША КОМПЬЮТЕРЛІК ЭКСПЕРИМЕНТІ

Жұмыстың мақсаты: Компьютерлік эксперименті арқылы Томсон моделі мен Резерфорд тәжірибесін бақылау және сұрақтарға жауап беру, өзіне қателіктерін бағалау.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық бөлім

Атом сөзі «бөлінбейтін» дегенді білдіреді. Бұған көне заманнан бері сенім келінген. XIX ғасырдың соңғы онжылдығында атомдардың күрделі құрылымды екенін түсінуге әкелген бірқатар жаңалықтар (рентген сәулелері, табиғи радиоактивтілік, элементар заряд тасушы – электронның болуы) жасалды.

Атомның бірінші моделін Дж.Томсон ұсынған: оң заряд атомның бүкіл көлемін алады, ал электрондар онда біркелкі таралады. Резерфорд пен оның әріптестері істің нақты жағдайын анықтауды өздеріне алды. Олар атомдарды альфа бөлшектерімен зерттеу үшін эксперименттер жүргізді. Бұл бөлшектер радиоактивті элементтердің ыдырауы кезінде пайда болады және гелий атомдарынан, яғни толық иондалған гелий атомдарынан тұрады. Альфа-бөлшектің массасы электроннан шамамен 8000 есе үлкен, сондықтан олар электрондармен соқтығысқан кезде бағытта айтарлықтай өзгеріс болады деп күтуге болмайды. Шашырау (қозғалыс бағытының өзгеруі) атомның оң зарядталған бөлігінде ғана болуы мүмкін. Соқтығыс кезінде тебілу бұрышының мәні, дәлірек айтқанда, шашыраңқы бөлшектер санының $N(\varphi)$ шашырау бұрышына тәуелділігі атом ішіндегі оң заряд пен массаның таралу сипатын анықтай алады. Шашырау 180° -қа жақын бұрышта байқалғандықтан, Резерфорд атомның негізгі бөлігі мен оң заряд өте аз

көлемде — атом ядросында шоғырланған деп күдіктенді. Ядроның өлшемі атом өлшемімен салыстырғанда шамалы деп есептей отырып, Резерфорд $N(\varphi)$ теориялық тәуелділігін есептеді. Алынған нәтижелердің эксперимент нәтижелерімен сәйкестігін компьютерлік эксперимент жүргізу арқылы тексеруге болады. Экранда эксперименталды құрылғының қысқаша сипаттамасы көрсетіледі.

Тәжірибелер мен есептеулер нәтижесінде атомның центріне оң зарядты ядро орналасқан және оның айналасында электрондар қозғалатыны белгілі болды. Төмендегі сұрақ туындайды: атомда электрондар қалай қозғалады? Олардың ядро айналасындағы әр түрлі нүктелерден табыну ықтималдығы қандай?

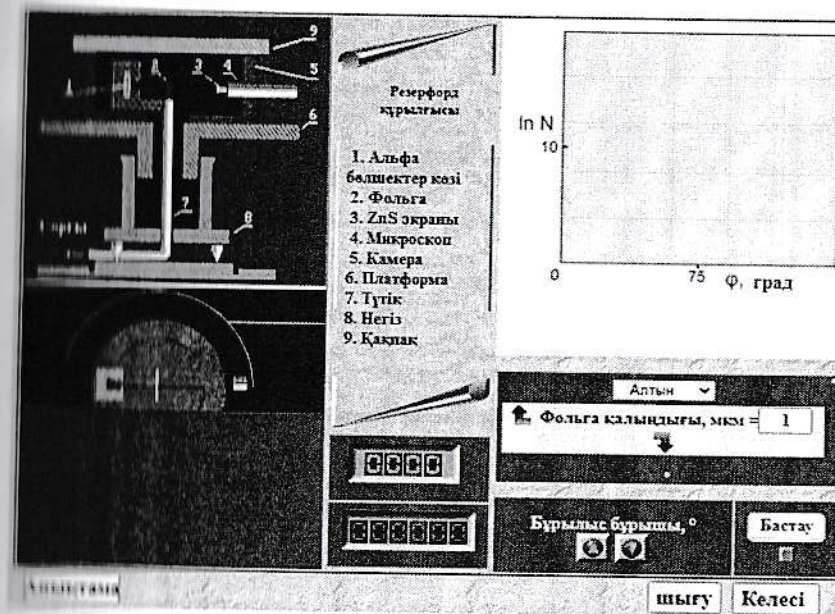
Нильс Бор электрондар тұрақты орбиталарда қозғалады деп есептеді. Бұл гипотеза оған сутегі спектрінің бұрын белгілі заңдарын түсіндіруге мүмкіндік берді. Жиілікті есептеудің дәлдігі миллионға бір бөліктені тәжірибемен сәйкес келеді.

Бірақ кейінгі тәжірибелер атомдағы электрон қозғалысының табиғаты Күн жүйесінің планеталарымен бірдей емес екенін көрсетті. Мұны әртүрлі теориялық модельдер негізінде бөлшектердің шашырауы эксперименттерінің нәтижелерін есептеу арқылы тексеруге болады. Тәжірибеде сәуле шығаратын бөлшектер ретінде жеңіл электрондарды алған жөн. Олардың қозғалысының бастапқы бағыттан ауытқуы атом электрондарының саны мен орналасуына сезімтал. Альфа бөлшектері сияқты, шашыраған электрондардың $N(\varphi)$ бұрыштық таралуын өлшеу қажет. Осылайша, эксперимент идеясы қарапайым және келесі тәртіпте жүзеге асырылады: біз атомдардағы электрон қозғалысының сол немесе басқа әдісін орнатамыз, шашыраған электрондардың бұрыштық таралуын есептейміз және эксперимент жүргіземіз. Теориялық және эксперименттік қатынастарды салыстырғаннан кейін біз қозғалыс моделін қабылдаймыз немесе қабылдамаймыз және жаңа модель аламыз.

Бөлшектердің шашырауы. Резерфорд тәжірибесі

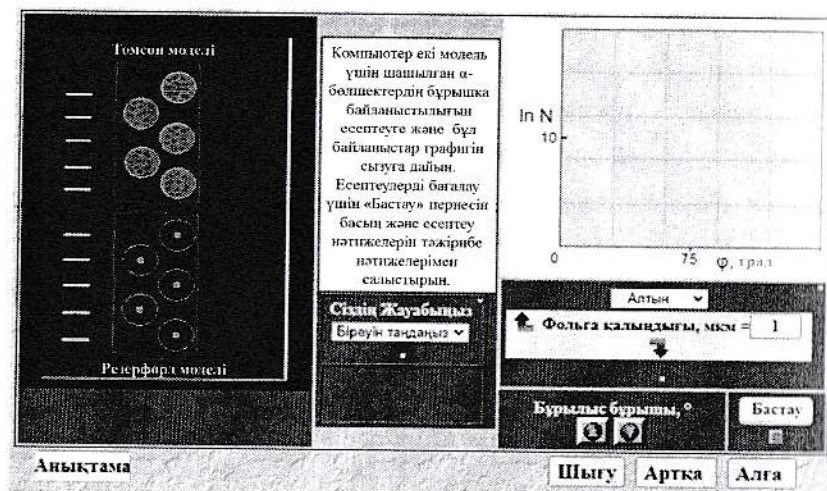
Бұл зертханалық жұмыста атом құрылысын зерттеу үшін бөлшектердің шашырауы бойынша компьютерлік тәжірибе (7.1-сурет) ұсынылады. Бұл тәжірибені алғаш рет 1906 жылы Резерфорд жасады. Жұқа фольгаға шашыраған α -бөлшектердің N саны шашырау бұрышына φ тәуелді болатыны зерттелді. Алынған тәжірибелік байланыс сызығы Томсон моделімен (атомдағы оң және теріс зарядтардың бірдей таралуы) және Резерфорд моделімен (оң зарядтар атомның центріне шоғырланған) салыстырылады.

Тәжірибені фольга материалы мен қалыңдығын таңдау арқылы бастаңыз. Содан кейін детектордың әртүрлі күйінде (φ әр түрлі мәндерінде) шашыраған α -бөлшектердің санын өлшеңіз. Эксперимент нәтижелері туралы қорытынды жазың.



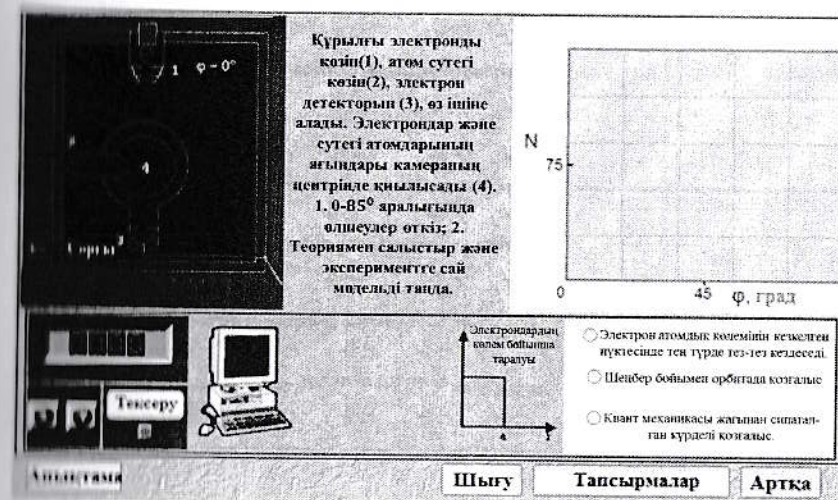
7.1-сурет. α -бөлшектердің шашырауы бойынша компьютерлік тәжірибе

«Келесі» пернесін басып, Томсон моделі мен Резерфорд моделін салыстырыңыз. Компьютер екі модель үшін де шашыраңқы α -бөлшектердің бұрыштық тәуелділігін есептеуге және осы байланыстар графигінсызуга мүмкіндік береді (7.2-сурет). Есептеулерді бағалау және есептеу нәтижелерін эксперимент нәтижелерімен салыстыру үшін *санау* пернесін басыңыз.



7.2-сурет. Виртуалды эксперимент кезінде Томсон және Резерфорд модельдерін салыстыру

Келесі пернесін басыңыз, сонда экранда 7.3-суреттегі кескін шығады. Есептеулерді бағалау және есептеу нәтижелерін эксперимент нәтижелерімен салыстыру үшін *санау* пернесін басыңыз.



7.3-сурет. Сутегі атомдарындағы электрондардың шашырауы бойынша компьютерлік тәжірибе

Электрондардың шашырауы

Енді «Атомдағы электрондардың қозғалысы қандай? – деген сұраққа жауап береміз. Электрондар қандай көлемді алады, қай жерде азырақ кездеседі? Бұл сұрақтарға жауап беру үшін біз электронды шашырау эксперименттерінің нәтижелерін әртүрлі модельдер негізіндегі есептеулердің нәтижелерімен салыстырамыз. Ол үшін атомды жеңіл бөлшектермен – электрондармен сәулелендіру қажет, өйткені олардың бастапқы бағыттан ауытқуы атом электрондарының орнына өте сезімтал. Альфа бөлшектерімен жүргізілген тәжірибелердегідей, $N(\varphi)$ шашыраңқы электрондардың бұрыштық таралуы өлшенеді.

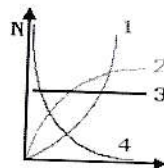
Алдымен электрондардың шашырауы бойынша тәжірибесін орындаңыз және осы нәтижелерді атомдағы электрондардың қозғалысының үлгісімен салыстырыңыз. Теориялық және эксперименттік $N(\varphi)$ байланыстарының сәйкестігіне сүйене отырып, тандалған модельдің дұрыстығы туралы қорытынды жасаңыз. Бұл тәжірибені басқа үлгілер үшін қайталаңыз. «Тапсырмалар» пернесін басу арқылы компьютер экранында пайда болатын

тест сұрақтарына жауап беріңіз және өз біліміңізді тәжірибе арқылы бағалаңыз.

Тест сұрақтары:

1-сұрақ. Қай қисық сызық санау жылдамдығының ядролардың зарядына қатынасын көрсете алады?

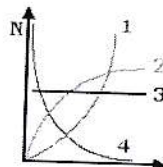
1. ☐ төрт
2. ☒ 3
3. ☐ Барлығы да мүмкін
4. ☐ Т.Ж.Ж
5. ☐ бір



Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

2-сұрақ. Графиктің қай қисық сызығы санау жылдамдығының шашырау бұрышына тәуелділігін көрсете алады?

1. ☒ 2
2. ☐ Барлығы да мүмкін
3. ☐ Т.Ж.Ж
4. ☐ 3
5. ☐ төрт



Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

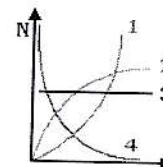
3-сұрақ. Егер ядролар зарядтары бірдей атомдар мөлшеріне дейін ұлғайса, біз оны анықтай аламыз ба?

1. ☐ нақты жауап жоқ
2. ☐ жоқ, өйткені детектордың санау жылдамдығы өте аз өзгереді
3. ☐ не, өйткені детектордың санау жылдамдығы өте аз өзгереді
4. ☐ жоқ, өйткені детектордың санау жылдамдығы өзгермейді
5. ☐ не, өйткені детектордың санау жылдамдығы артады

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

4-сұрақ. Графиктің қай қисық сызығы санау жылдамдығымен дененің қалыңдығы арасындағы байланысты көрсетеді?

1. ☐ 2
2. ☐ Т.Ж.Ж
3. ☐ төрт
4. ☐ Барлығы да мүмкін
5. ☒ 3



Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

5-сұрақ. Шашырау бұрышын 5-тен 10 градусқа дейін арттырыңыз ...

1. ☐ шашыранды бөлшектердің санын екі есе арттырады
2. ☐ шашыранды бөлшектердің санын шамамен 16 есе азайтады
3. ☐ шашыранды бөлшектердің санын 2 есе азайтады
4. ☐ шашыранды бөлшектердің санын өзгертпейді
5. ☐ шашыранды бөлшектердің санын 4 есе азайтады

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

6-сұрақ. Нейтрондардың шашырауын сипаттау үшін Резерфорд формуласы қолайлы ма?

1. ☐ бұл олардың бастапқы энергиясына байланысты
2. ☐ не, өйткені олардың массасы шамамен протондардың массасына тең
3. ☐ Бұл мақсат материалға байланысты
4. ☐ не, өйткені олар протондар сияқты ядролық әсерге не
5. ☐ жоқ, өйткені нейтрондар кулондық әсерлесуге қатыспайды

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

7-сұрақ. Дененің материалы мен қалыңдығы өзгертілді, ал денеге түсетін бөлшектердің жылдамдығы өзгерген жоқ. Бұл жағдайда шашыраған бөлшектердің санау жылдамдығы өзгермеуі мүмкін бе?

1. ☐ иә, егер сіз тек мақсатты қалыңдықты арттырсаңыз
2. ☐ бұл олардың бастапқы энергиясына байланысты
3. ☐ Бұл мақсат материалға байланысты
4. ☐ бұл өзгерістер санау жылдамдығына әсер етпейді
5. ☐ иә, егер мақсатты қалыңдық Z ұлғайған сайын азайса

Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

8-сұрақ. Дене қалыңдығын 5-тен 10 мкм-ге дейін ұлғайту ...

1. ☐ шашыранды бөлшектердің санын өзгертпейді
2. ☐ шашыранды бөлшектердің санын көбейтеді
3. ☐ шашыраған бөлшектердің санын азайтады, себебі бөлшектердің детекторға жетуі қиынырақ
4. ☐ нақты жауап жоқ
5. ☐ шашыранды бөлшектердің саны азаяды, себебі мақсаттағы энергияның жоғалуы артады

Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

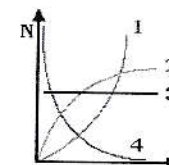
9-сұрақ. Басқа параметрлерді өзгертпей бастапқы сәуленің энергиясын арттыру ...

1. ☐ детекторларды санау жылдамдығын төмендетеді
2. ☐ бөлшектердің түріне байланысты санау жылдамдығын өзгертпейді
3. ☐ мақсат материалға байланысты санау жылдамдығын өзгертпейді
4. ☐ детектордың санау жылдамдығын өзгертпейді
5. ☐ детектордың санау жылдамдығын арттырады

Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

10-сұрақ. Графиктің қайсысы дененің энергиясының қалыңдығына байланысты екендігін көрсетеді?

1. ☐ Барлығы да мүмкін
2. ☐ Т.Ж.Ж
3. ☐ төрт
4. ☐ 3
5. ☐ 2



Дұрыс жауапты белгілең және “енгізу” пернесін басыңыз.

Бақылау сұрақтары:

1. Ядроның планетарлық моделі туралы не білесіз?
2. Томсон моделі дегеніміз не?
3. Резерфорд моделін түсіндіріңіз?
4. Томсон моделінің Резерфорд моделінен айырмашылығы неде?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 8. АТОМДАРДЫҢ СПЕКТРЛЕРІ БОЙЫНША КОМПЬЮТЕРЛІК ЭКСПЕРИМЕНТІ

Жұмыстың мақсаты: Атомдардың сәулелену спектрлері құбылысын компьютерлік эксперимент арқылы бақылау және сұрақтарға жауап беру, өзіңіздің қателіктерін бағалау.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық бөлім

Сирек газдарды олар өздерінен сәуле шығару үшін қоздырылуы мүмкін. Бұған қарқынды қыздыру немесе газ разряд трубасына жоғары кернеуді қолдану арқылы қол жеткізуге болады. XIX ғасырдың басында

сирек кездесетін газдардың сәулелену спектрі сызықты, яғни белгілі бір толқын ұзындығы үшін сәулелену қарқындылығы нөлден өзгеше болатыны анықталды. Дегенмен, әрбір атомның өз толқын ұзындығы бар. Сутегі – ядро мен бір электроннан тұратын ең қарапайым атом. Сутегінің спектрі ең қарапайым көріністе болады. Спектрдің көрінетін бөлігіндегі сызықтар арасындағы қашықтық 1885 жылы швейцариялық мектеп мұғалімі және сонымен бірге Базель университетінің докторы Иоганн Балмер ашқан заңға сәйкес азаяды:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

бұл жерде, $m = 3, 4, 5, \dots$,

$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ (Ридберг тұрақтысы).

Кейінірек ультракүлгін және инфрақызыл аймақтарда толқын ұзындығы ұқсас формуламен сипатталатын сызықтардың басқа қатарлары бар екендігі анықталды. Сәулелену спектрінің сызықты сипатын түсіндіру үшін Н.Бор атомның дискретті энергетикалық стационарлық күйлері түсінігін енгізді. Осындай спектрлік заңдылықтар сутегі атомдарында да байқалады. Атомға үлкен энергия берілгенде оның иондануы, яғни электронның атомнан бөлінуі байқалады. Сутегі атомының спектріндегі сәулелену катары (8.1-сурет). Толқын ұзындығы үшін Бальмердің жалпыланған формуласын қолдануға болады.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

бұл жерде, $n = 1, 2, 3, \dots, m = n + i, i = 1, 2, \dots$

Лаулан сериясы: $n = 1, m = 2, 3, 4, \dots$

Бальмер сериясы: $n = 2, m = 3, 4, 5, \dots$

Пашен сериясы: $n = 3, m = 4, 5, 6, \dots$ және тағы басқа.

Н.Бор атомдағы электрон жоғары энергиялы күйден төменгі энергиялы күйге өткенде сәуле шығарады және бұл күйлердің энергиялары дискретті

деп есептеді. Әрбір ауысу кезінде шығарылатын фотонның энергиясы төмендегі формуламен анықталады (энергияның сақталу заңы).

$$h\nu = E_m - E_n,$$

бұл жерде, m – жоғары энергиялы күйдің реті, ал n – аз энергиялы күйдің реті.

Егер кванттық энергия электрон вольтпен өрнектелсе, фотон энергиясы үшін төмендегі өрнекті қолдануға болады:

$$h\nu = 13,6 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \text{ эВ.}$$

Егер екі заряд бір-бірінен шексіз алыс болса, олардың әсерлесу күші нөлге тең болады. Потенциалды энергия (өзара әсерлесу энергиясы) зарядтарды бір-біріне жақындату үшін энергияны жұмсау қажет болса, он деп саналады. Атомға қосылған электрондар ядроға тартылатындықтан, олардың энергиясы теріс ($E < 0$):

$$E = \frac{13,6}{n^2} \text{ эВ,}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

Ядроға бір электрон қосылған иондалған атомдар ($\text{He}^+, \text{Li}^{++}, \dots$) сутегі атомдары деп аталады және олардың спектрлері сутегі спектріне ұқсас, бірақ олардың сәйкес жиіліктері сутегі спектріндегі жиіліктен Z^2 есе артық (Z – ядродағы протондар саны):

$$h\nu = 13,6 Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \text{ эВ,}$$

бұл жерде, $n = 1, 2, 3, \dots$,

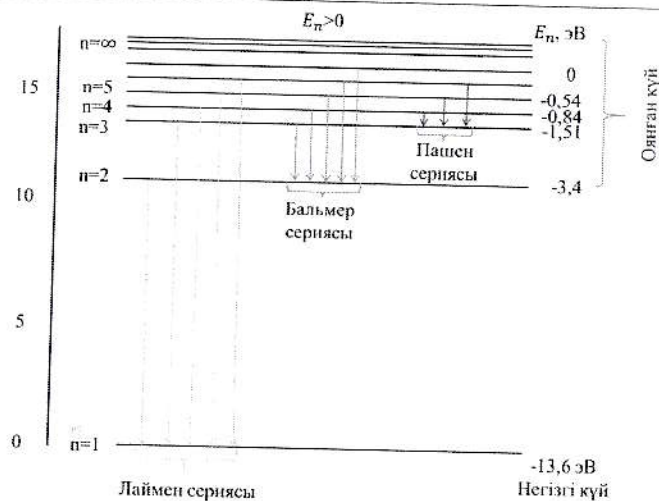
$$m = n + i, \quad i = 1, 2, \dots$$

Электрондарды атомнан бөлуге қажетті минималды энергия электронның байланыс энергиясы немесе E_i – атомның иондану энергиясы деп аталады. Егер жұтылған кванттың энергиясы электронның байланыс энергиясынан үлкен болса, онда бұл энергия айырмашылығы кинетикалық энергия түрінде беріледі (энергияның сақталу заңы қолданылады!)

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - E_i$$

Сынап спектрінің ең жарқын сызықтары

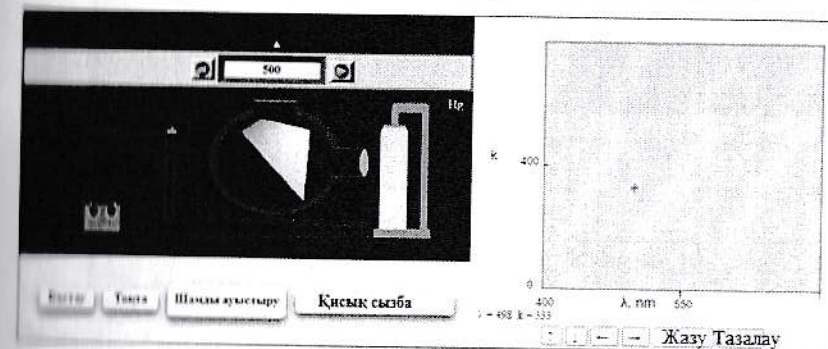
Спектр сызығы	Толқын ұзындығы (нм)
Бірінші күлгін	404.6
Екінші күлгін түс	407.8
Көк (көк отбасындағы ең жарқын түс)	435.8
Бірінші көк	491.6
Екінші көк	494.0
Жасыл түс	546.1
Бірінші сары	577.0
Екінші сары	579.0
Қызыл (соңғы қызыл)	690.7



8.1-сурет. Сутегі атомының сәулеленуінің спектрлік сериялары

Құрылғының құрылымы және жұмыс тәртібі

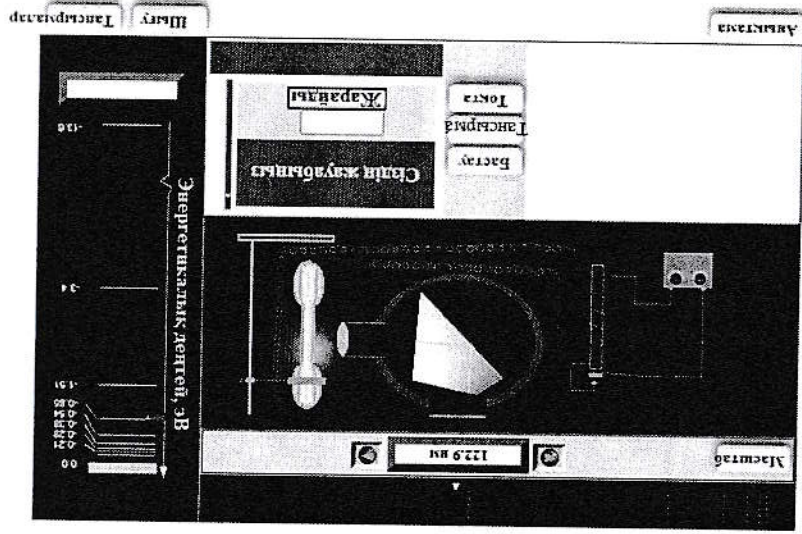
Тәжірибелік құрылғы (8.2-сурет) бастапқыда сынап буымен толтырылған түтіктен (кварц шынысынан), жоғары вольтты конвертор - Румкорфф катушкаларынан және $400 \sim 700$ нм толқын ұзындығында жұмыс істейтін спектрографтан тұрады. Коммутаторды тізбекке қосу арқылы түтікке жоғары кернеу беріледі және онда газ разряды пайда болады. Газ атомдарының сәулеленуі спектрлерге бөлінеді. Кезкелген сызықтың толқын ұзындығын бұл спектрлік сызықты ығыстыру және бұл сызықты көрсеткіш тұрысына көлтіру арқылы салыстырмалы k бірлікте анықтау мүмкін. Спектрографты дәрежелеу үшін сынап шамы қажет («анықтамада» сынаптың ең жарық сызықтарының толқын ұзындығы берілген). Графикте дәрежелеу сызығы сызылады. «Бастау» пернесін басу арқылы тәжірибені бастаңыз.



8.2-сурет. $400 \sim 700$ нм толқын ұзындығы диапазонында жұмыс істейтін спектрограф

«Жалғастыру» пернесін басыңыз. Бұл жағдайда тәжірибелік құрылғы, жоғарыда айтылғандардан айырмашылығы, сынап буымен толтырылған түтіктен (кварц шыны), жоғары вольтты конвертор - Румкорфф катушкаларынан ультракүлгіннен инфрақызыл салаға $90 \sim 5000$ нм лі спектрлерді бақылауға мүмкіндік беретін мінсіз спектрографтан тұрады (8.3-сурет). Кілтті тізбекке қосу арқылы түтікке жоғары кернеу беріледі және

онда газ разряды пайда болады. Газ атомдарының сәулеленуі спектрлеріне бөлінеді. Ультракүлгін және инфрақызыл жолақтар көзге көрінбейді және шартты түрде үзік сызықтармен белгіленеді. Кескінінің масштабын немесе спектрорафтың ажырата алу қабілетін қалауыңызша өзгерте аласыз, индикатордың астына қажетті сызықты қою және оның толқын ұзындығын анықтау үшін пернені басу арқылы спектрді жылжытуға болады. «Бастау» пернесін басу арқылы тажірибені бастаңыз.



8.3-сурет. 90 ~ 5000 нм толқын ұзындығы диапазонында жұмыс істейтін спектрораф

«Тансырма» пернесін басу арқылы компьютер экранында пайда болған тест сұрақтарына жауап беріңіз және тажірибе туралы біліміңізді бағаланыз.

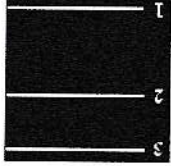
Тест сұрақтары:

1-

сұрақ. Суретте атомның энергия деңгейлерінің диаграммасы ұсынылған. Қандай деңгейлер арасында максимумда жиілікті фотон шығаруы пайда болады?

Айрне ажыратымы белгілен және "енгізу" пернесін басыңыз.

1. ☐ 2 > 1
2. ☐ 3 > 2
3. ☐ 1 > 2
4. ☐ 3 > 1
5. ☐ 2 > 3



3-сұрақ. Суретте атомның энергетикалық деңгейлерінің диаграммасы көрсетілген. Келтірілген қайсы деңгейлер максимумда толқын ұзындығына не болған фотонның жұтылуымен болады?

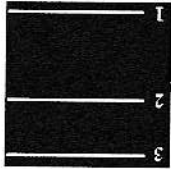
Айрне ажыратымы белгілен және "енгізу" пернесін басыңыз.

1. ☐ 411 нм
2. ☐ 434 нм
3. ☐ 365 нм
4. ☐ 486 нм
5. ☐ 656 нм

2-сұрақ. Суреті атомның энергетикалық деңгейге өту деңгейінің энергетикалық деңгейден екінші энергетикалық деңгейге өту деңгейінің энергетикалық деңгейінің толқын ұзындығын анықтаңыз.

Айрне ажыратымы белгілен және "енгізу" пернесін басыңыз.

1. ☐ 1 > 2
2. ☐ 3 > 2
3. ☐ 2 > 3
4. ☐ 2 > 1
5. ☐ 3 > 1



4-сұрақ. Сутегі атомындағы бірінші энергетикалық деңгейден бесінші электрондардың энергия деңгейіне ауысуы үшін ең төменгі жылдамдық қандай болуы тиіс?

1. ☐ 2,06 мм /с
2. ☐ 2,19 мм /с
3. ☐ 2,12 мм /с
4. ☐ 2,14 мм /с
5. ☐ 1,89 мм /с

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

5-сұрақ. Сутегі атомының бірінші энергетикалық күйден үшіншісіне ауысуы кезінде оның энергиясы неше рет өзгереді?

1. үш есе артады
2. ☐ Дұрыс жауап жоқ
3. ☐ тоғыз есе артады
4. ☐ тоғыз есе азаяды
5. ☐ үш есе азаяды

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

6-сұрақ. Сутегі атомы гамма квантын жұтып, екінші энергетикалық деңгейден үшінші энергетикалық деңгейге өтті. Түсіп жатқан сәулеленудің толқын ұзындығы қандай?

1. ☐ 486 нм
2. ☐ 434 нм
3. ☐ 656 нм
4. ☐ 411 нм

5. ☐ 365 нм

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

7-сұрақ. Толқын ұзындығы 498 нм болған фотонмен сәулеленгенде сутегі атомындағы электронның энергиясы қанша өзгерді?

1. ☐ 2,40 эВ
2. ☐ 2,34 эВ
3. ☐ 2,22 эВ
4. ☐ 2,63 эВ
5. ☐ 2,50 эВ

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

8-сұрақ. Сутегі атомын иондандыру үшін қандай максималды толқын ұзындықтағы жарықпен оны сәулелендіру керек?

1. ☐ 102,6 нм
2. ☐ 66,8 нм
3. ☐ 40,2 нм
4. ☐ 121,6 нм
5. ☐ 91,2 нм

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

9-сұрақ. 1897 жылы астроном Пикеринг жұлдыздар спектріндегі Гильмер формуласы мен өрнектелуі мүмкін болған, бірақ кванттық сандарып = 2,5; 3; 3,5; 4; 4,5 болған сызықтар жинағын тапты. Осы серияның пайда болу себебі ...

1. ☐ алыс жұлдыздағы процестерде энергияның сақталмауы
2. ☐ гелий иондары эмиссиясы

3. ☐ сілтілік металдардың буларының бөлінуі
4. ☐ құбылыстың түсіндірмесі жұмбақ күйінде қалды
5. ☐ сутегі атомдарының ерекше күйдегі сәулеленуі

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

10-сұрақ. Сутегі атомының екінші стационарлық күйден бірінші күйге ауысу кезінде шығарылатын жарық жиілігі қандай? R — Ридберг тұрақтысы, c — жарық жылдамдығы.

1. ☐ $3Rc/4$
2. ☐ $8Rc/9$
3. ☐ $Rc/2$
4. ☐ $Rc/4$
5. ☐ $2Rc/3$

Дұрыс жауапты белгілең және "енгізу" пернесін басыңыз.

Бақылау сұрақтары:

1. Сутегі атомы үшін Бор теориясының негізгі идеялар түсіндір.
2. Сутегі атомы спектрлік сериялары үшін Бальмердің жалпыланған формуласын түсіндір.
3. Бальмердің жалпыланған формуласының меншікті күйлерін түсіндір.

БЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 9. ФРАНК-ГЕРЦ ТӘЖІРИБЕСІН БЕРТТЕУ (АТОМДАРДЫҢ ОЯНУ ПОТЕНЦИАЛЫН АНЫҚТАУ)

Жұмыстың мақсаты: Нильс Бор теориясының дұрыстығын Франк және Герц тәжірибелері негізінде тексеру.

Қажетті құрал-жабдықтар: Аргон толтырылған ТГ-1-0,1/0,3 тиратрон, (10-30) В қа мөлшерленген вольтметрлер, 160 μA ге мөлшерленген микроамперметр, 1 A ге мөлшерленген амперметр.

Теориялық бөлім

Атомының дискретті энергетикалық деңгейлерінің болуы Франк пен Герцтің тәжірибелерінде дәлелденді. Бұл тәжірибедегі құрылғының принципалды схемасы 9.1-суретте көрсетілген.

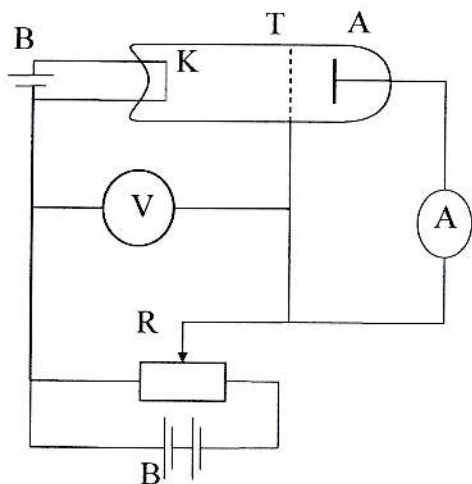
Ауасы сорылған шыны түтікке 1 мм сынап бағанасының қысымымен сынап булары толтырылып, оған катод (К), анод (А), тор (Т) қызметін атқаратын электродтар қойылады. Термоэлектрондық эмиссия нәтижесінде катодтан ұшатын электрондар катод пен тор арасындағы потенциалдар айырымы (U) есебінен торға қарай үдетіледі. Бұл потенциалдар айырмасын потенциалметр (P) көмегімен біркелкі өзгертуге болады. Тор арқылы өтетін электрондардың анодқа қарай қозғалысын тежеу үшін тор мен анод арасында әлсіз электр өрісі пайда болады.

Анод тізбегіндегі I ток күші Гальванометрмен өлшенеді және оның U кернеуіне тәуелділігі анықталады. Тәжірибеден алынған нәтижелер 9.2 - суретте келтірілген. Суреттен көруге болады, кернеу жоғарылағанда ток күші алдымен монотонды түрде артады, $U = 4,9$ В жеткенде күрт төмендейді және минимумға түседі, кернеуді арттыра барсақ, ток күші және арта бастайды, осы тәрізді ток күшінің күрт төмендеулері кернеудің 9,8 В, 14,7 В және т.б. мәндерінде қайталанатын.

Токтың жоғарыда аталған кернеу мәндерінде күрт төмендеуі және ең төменгі мәндерге дейін түсуі атом энергиясы деңгейлерінің дискреттілігімен

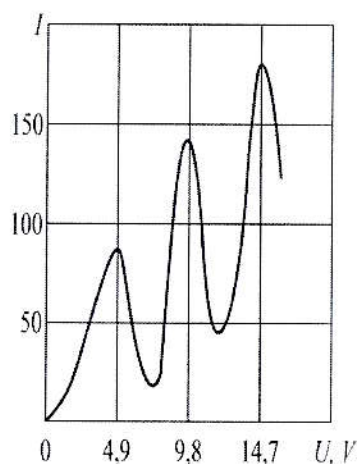
түсіндіріледі, яғни атомдар энергияны тек белгілі бір бөліктер түрінде қабылдай алады. Бұл тәжірибеде термоэлектрондардың энергиясы $\Delta W = 4,9$ эВ жеткенше сынап атомдарымен серпімді соқтығысады. Бұл кезде кернеудің жоғарылауына байланысты ток күші әдеттегі заң бойынша өседі. Кернеу 4,9

В жеткенде соқтығыс серпімсіз болады, бұл жағдайда электронды атом өзінің барлық энергиясын беруді жалғастырады. Мұндай электрондар анодқа жете алмайды, олар торда ұсталады, нәтижесінде анодтық ток күрт төмендейді. Егер электрондар энергия алуды жалғастырса, электрондар соқтығыс кезінде сынап атомына энергиясының бір бөлігін береді, жеткілікті артық энергияны



9.1-сурет Тәжірибе құрылғысының схемасы

сақтайды және анодқа жету үшін тор мен анод арасындағы тежеу өрісін жеңеді. Нәтижесінде анодтық ток қайтадан артады. Ток күшінің артуы электродтар арасындағы кернеудің мәні 9,8 В жеткенше жалғасады, кернеу $U = 9,8$ В жеткенде ток қайтадан күрт төмендейді. Ток мәнінің күрт төмендеуі



9.2-сурет. Тәжірибе нәтижелері

$U = 14,7$ В және т.б. Электронның атоммен серпімсіз соқтығысуы үшін қажетті потенциалды атомның критикалық потенциалы немесе ояту потенциалы деп атайды. Мысалы, сынап атомының ояту потенциалы 4,9 В; 9,8 В; 14,7 В және т.б. тең. Осындай потенциалдар айырмасын кесіп өткен электрон атоммен серпімді емес соқтығысады және оны қалыпты күйден қозған күйге ауыстырады. Атомның қалыпты күйден бірінші қозған күйге өтуіне сәйкес келетін потенциал ($U = 4,9$ В) атомның бірінші ояту потенциалы немесе резонанстық потенциалы деп аталады. Сондай-ақ, екінші ($U = 9,8$ В), үшінші ($U = 14,7$ В) т.б. потенциалды ояту туралы айтуға болады. Сонымен, Франк пен Герцтің тәжірибелерінен атомдарда дискретті энергетикалық деңгейлердің бар екендігін тікелей растауға болады және мұндай тәжірибе арқылы атомның ояту потенциалдарын тәжірибе жүзінде анықтауға болады. Электронмен серпімсіз соқтығысу кезінде энергия алған атом бұл энергияны өте қысқа уақытқа ($\sim 10^{-8}$ с) сақтайды, содан кейін бұл энергияны сәулелену энергиясы түрінде немесе басқа түрде қайтарады, яғни ол қалыпты жағдайына оралады. Егер газ қысымы жеткілікті аз болса, ең ықтимал ауысу энергияны жарық ретінде шығару болып табылады. Бұл жағдай Бор постулаттарын эксперименталды түрде тексеруге тағы да мүмкіндік береді. Сынап атомының бірінші ояту потенциалы 4,9 В болғандықтан

$$\Delta W = W_2 - W_1 = eU = 4,9$$

еңеңда болуы керек, W_1, W_2 — тиісінше қалыпты, бірінші қозған күйдегі сынап атомының энергетикалық деңгейлері.

Бордың екінші постулаты бойынша атом өзінің қалыпты күйіне өткенде бұл энергия ΔW .

$$\Delta W = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

найда болуы керек. Осыдан

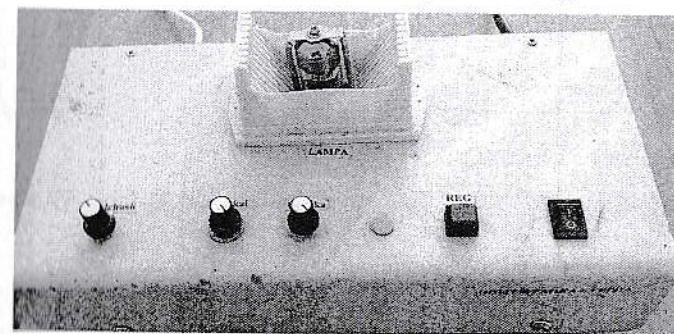
$$\lambda = \frac{hc}{\Delta W} = 2520 \text{ Å}$$

Сонымен, егер теория дұрыс болса, онда энергиясы 4.9 эВ электрондар ағынымен сәулеленетін сынап буы толқын ұзындығы $\lambda=2520\text{\AA}$ бір ғана ультракүлгін сызықтан тұратын спектрді беруі керек. Шынында да, тәжірибеде Бор постулатын растайтын $\lambda=2537\text{\AA}$ болатын жалғыз ультракүлгін сызық байқалады. Оптикалық қозу тәжірибелері негізінде атом бірінші қозған күйден қалыпты күйге өткенде бұл сызықтың пайда болуына көз жеткізуге болады. Егер сұйылтылған сынап буы $\lambda=2537\text{\AA}$ монохроматикалық жарықпен жарықтандырылса, онда жоғарыда айтылғандай, сынап атомдары $W_2 = +4,9\text{ эВ}$ энергиямен қалыпты күйден қозған күйге өтуі керек. Бірақ 10^{-8} секундтан кейін қалыпты күйге оралған кезде жарық бірдей толқын ұзындығы бар бір спектрлік сызықты шығаруы керек. Бұл ойдың да дұрыс екенін тәжірибе дәлелдеп отыр. Мұндай спектрлік сызықтар резонанстық сызықтар деп аталады, өйткені олардың толқын ұзындығы оптикалық қозу кезінде жұтылатын толқын ұзындығына тура тең. Сондықтан резонанстық сызықтардың толқын ұзындығын анықтау арқылы бірінші ояту потенциалын есептеуге болады.

Жұмыс тәртібі:

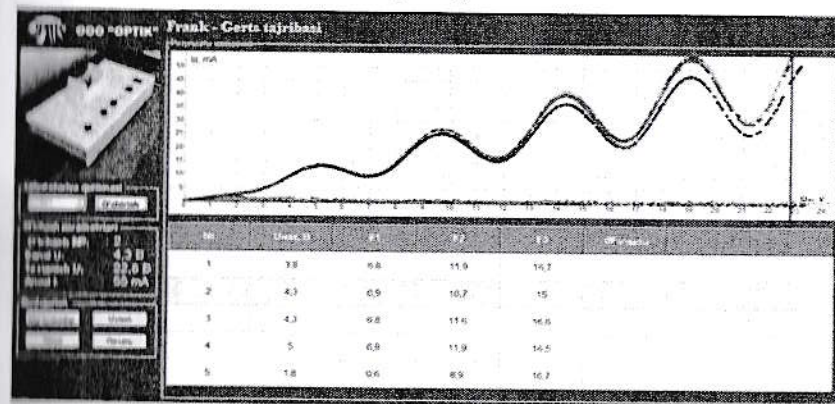
1. Зертханалық құрылғыны (9.3-сурет) қуат көзіне, компьютерге қосыңыз және құрылғыны жұмысқа дайындау үшін 2 минут күтіңіз.
2. “Оптика” зертханалық бағдарламасынан “Франк Герц” атты жұмысты таңдаңыз.
3. “Вход” пернесін басыңыз.
4. “Выбрать” пернесінен “COM 1” және “Подключить” пернесін таңдау арқылы жұмысты түсіндіру.
5. Құрылғыдағы “Өлшеу” түймесін №1 етіп орнатыңыз және “накал” түймесі арқылы арнаның кернеуі “Rec” түймесі арқылы енгізіңіз.
6. “Setka” түймесі арқылы анод кернеуін арттыру арқылы, “Rec” пернесін басу арқылы нәтижені кестеге енгізіңіз.
7. 5-6 кадамдарды қайталау арқылы кестеге өлшемдерді енгізіңіз.

8. “Отключить” пернесін пайдаланып зертханалық құрылғыны өшіріңіз.



9.3-сурет. Зертханалық құрылғы

Тәжірибе үлгісі



9.4-сурет. Франк-Герц тәжірибесі нәтижелерінің компьютер экранындағы көрінісі

№	$R_H (\Omega)$	$R_A (\Omega)$	$U_A (V)$	$R_c (\Omega)$	U_c	$I_A (A)$	$U_{c,орта} (V)$	$I_{A,орта} (A)$	$U (A)$
1									
2									
3									

Бақылау сұрақтары:

1. Франк пен Герц тәжірибесінің мазмұнын түсіндіріңіз.
2. Тиратрон шамының сәулелену себебін анықтаңыз.
3. Электрондар мен атомдардың серпімді және серпімді емес соқтығысуы қандай жағдайда пайда болады?
4. Неліктен резонанс атомның бірінші ояту потенциалы болып табылады?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №10. ФРАНК-ГЕРЦ ТӘЖІРИБЕСІ БОЙЫНША КОМПЬЮТЕРЛІК ЭКСПЕРИМЕНТІ

Жұмыстың мақсаты: Франк-Герц тәжірибесінде компьютерлік тәжірибе арқылы әртүрлі заттардың атомдарының козуын қандай кернеу мәндерінде болатынын бақылау, сұрақтарға жауап беру, өлшеу қателіктерін бағалау.

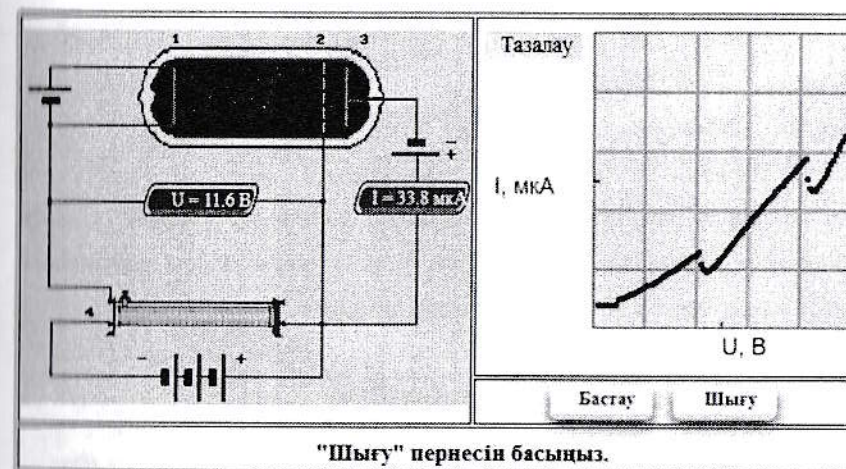
Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық бөлім

Бұл зертханалық жұмыстың теориялық мәліметтері №9 зертханалық жұмыста толық қамтылған.

Құрылғыны пайдалану бойынша нұсқаулар

Вакуумдық шардан ауа сорылады және оған сынап буы (немесе басқа зат) 1 мм.см қысыммен енгізіледі. Қыздырылған катодтан шығатын электрондар катод (1), тор (2) және анод (3) арасындағы тұрақты электр өрісінің әсерінен үдетеді. ~1 эВ шағын баяу кернеу тор мен анод арасында қолданылады. Сондықтан коллекторға (анодка) энергиясы 1 эВ жоғары электрондар ғана түсе алады. Коллекторлық ток микроамперметр көмегімен өлшенеді. Үдемелі кернеуді реостат (4) көмегімен өзгертуге болады. Тәжірибені көрсету «бастау» пернесін басу арқылы басталады (10.1-сурет).



10.1-сурет. Эксперименттік құрылғының схемасы және тәжірибе нәтижелері

Бұл жағдайда біз тізбекті қосамыз және электрондарды жеделдететін



10.2-сурет. Атомдағы энергетикалық деңгейлерді зерттеу

кернеуді арттырамыз.

Тәжірибенің 2-ші және 3-ші кезеңдерінде атомдардың энергетикалық деңгейлері және қозған атомдардың сәулелену спектрлері зерттеледі. Тәжірибенің 2-қадамында сұрақтарға жауап беріп, 10.2-суретте берілген «бастау» пернесін басу арқылы сәйкес спектрлерді бақылаңыз. Тәжірибенің 3-ші кезеңінде экрандағы электромагниттік толқындар шкаласы арқылы оянған атом деңгейлері мен олардың толқын ұзындықтары арасындағы ауысуларға сәйкес сәулеленуді анықтаңыз (10.3-сурет).



10.3-сурет. Оянған атомдардың сәулелену спектрін зерттеу

Бақылау сұрақтары:

1. Қандай жағдайда электрондар мен атомдар арасында серпімді және серпімсіз соқтығысулар болады?

2. Компьютерлік тәжірибелік құрылғының жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз.
3. Франк-Герц тәжірибесінің мазмұнын түсіндіріңіз.
4. Тиратрон шамының сәулелену себебін анықтаңыз.
5. Неліктен атомның бірінші ояту потенциалы резонанстық потенциал деп те аталады?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №11. ЭЛЕКТРОНДАРДЫҢ БІР ЖӘНЕ ЕКІ САҢЫЛАУЛЫ БӨГЕТТЕН ӨТУІ БОЙЫНША КОМПЬЮТЕРЛІК ЭКСПЕРИМЕНТІ

Жұмыстың мақсаты: Компьютерлік тәжірибеде электрондардың бір және екі саңылаулы кедергі арқылы өтуі кезіндегі дифракция құбылысын бақылау арқылы микробөлшектердің толқындық қасиеттерін және микроәлем құбылыстарының кванттық механикалық қасиеттерін зерттеу.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық бөлім

1923 жылы француз физигі Луи Де-Бройль (1892-1987) корпускулалық-толқындық дуализмнің әмбебаптығы туралы гипотеза жасады, яғни кез келген микроскопиялық объект толқындық және корпускулалық қасиеттерді көрсете алады. Бірқатар оптикалық құбылыстарды (шағылу, қысым және ыңғу) корпускулалық теориямен де, жалпы толқындық теориямен де түсіндіруге болады. Осы жағдайларды талдай отырып, Луи Де-Бройль жарықта корпускулалық-толқындық дуальділікке ие болса, онда бөлшектерде толқындық-корпускулалық дуализм болуы керек деген гипотеза жасады.

Де-Бройльдің идеясы бойынша, бір жағынан микрообъектілер E-энергиясы және P-импульсі бар корпускулалық қасиетке ие болса, екінші жағынан ω -жиілік және λ -толқын ұзындығы бар толқындық қасиеттерге ие.

Жарықтың корпускулярлық-толқындық дуализміне сәйкес жарық фотоны үшін келесі қатынастар орындалады:

$$\varepsilon = \hbar \omega, \quad (1)$$

$$p' = \hbar k', \quad (2)$$

бұл жерде, $\hbar = h / 2\pi = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с-Планк тұрақтысы; $k' = 2\pi/\lambda'$ -толқын векторы; p' , ε , λ' — фотон импульсі, энергиясы және толқын ұзындығы.

Жарықтың қасиеттеріне ұқсас бұл қатынасты Де-Бройль материяның микробөлшектері үшін орындайтынын көрсетті. Сонда (2) формулаға сәйкес келесі өрнекке ие боламыз:

$$p = \hbar \cdot k = \hbar \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda_B} \right) = h/\lambda_B, \quad (3)$$

бұл жерде, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с-Планк тұрақтысы; λ_B - Де Бройль толқын ұзындығы.

Осылайша, импульсі бар кез келген бөлшек толқын ұзындығы λ_B -Де Бройль толқынына сәйкес келеді.

$$\lambda_B = 2\pi\hbar/p, \quad (4)$$

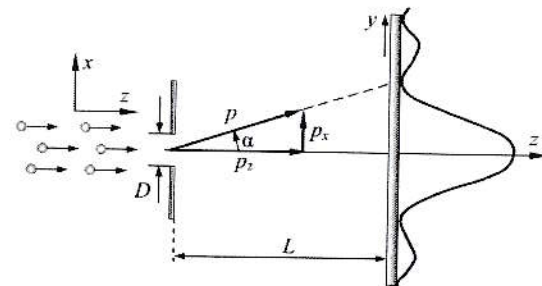
Релятивистік жағдай үшін:

$$\lambda_B = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{h\sqrt{1-v^2/c^2}}{m_0 v}, \quad (5)$$

болады, мұнда, m_0 - тыныштықтағы бөлшектің массасы; v -бөлшектердің жылдамдығы.

Де-Бройльдің гипотезасы материя қасиеттерінің симметриясына негізделген және ол кезде тәжірибемен расталмаған. Бірақ бұл материалдық

объектілердің табиғаты туралы жаңа идеяларды дамытуға күшті революциялық серпін болды. Осы идеяны негізге ала отырып, 20 ғасырдың атақты физиктері — В.Гейзенберг, Э.Шредингер, П.Дирак, Н.Бор және басқалары кванттық механика деп аталатын жаңа ғылымның теориялық негіздерін жасады. Толқындық тұрғыдан алғанда электрондардың дифракциясы дифракциялық тордағы жарықтың дифракциясынан еш айырмашылығы жоқ. Дифракция құбылыстары дифракцияланатын тосқауылдың өлшемдері толқын ұзындығына сәйкес келгенде айқын көрінеді. Бұл кез келген физикалық құбылыстарға, әсіресе электронды толқындарға қатысты. Де-Бройль толқындары үшін табиғи дифракциялық тор ретінде кристалдық тордың атомдары арасындағы саңылаулар қызмет ете алады (~0,1 нм). Мұндай өлшемдегі тосқауыл (мысалы, мөлдір экрандағы тесік) жасанды түрде жасалмайды, бірақ Де-Бройль толқындарының табиғатын түсіну үшін ой эксперименттерін жасауға болады.



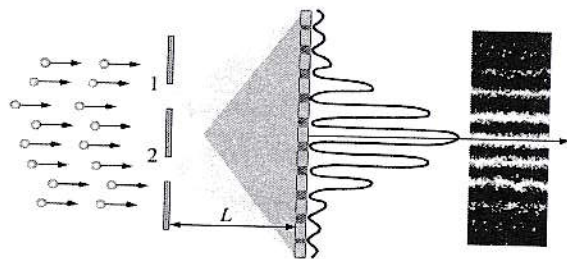
11.1-сурет. Бір саңылаулы бөгеттегі электрондардың дифракциясы (Оң жақтағы график фотопластинкадағы электрондардың таралуын өрнектейді)

Ені D саңылаудағы электрондардың дифракциясын қарастырайық (11.1-сурет). Жарық арқылы өтетін барлық электрондардың 85%-дан астамы орталық дифракциялық максимумға түседі. Бұл максимумның жарты ені бұрышы келесі шарттан табылады:

$$D \sin \alpha = \lambda. \quad (6)$$

Бұл шарт толқындар теориясының формуласына сәйкес келеді.

Тағы бір ойлау тәжірибесін қарастырайық — екі саңылаулы кедергідегі электронды сәуленің дифракциясы (11.2-сурет). Бұл тәжірибенің схемасы Юнгтың оптикалық интерференциялық экспериментінің схемасына сәйкес келеді.



11.2-сурет. Қос саңылаулы бөгеттегі электрондардың дифракциясы

Бұл экспериментті талдау кванттық теорияда туындайтын логикалық қиындықтарды көрсетуге мүмкіндік береді. Осыған ұқсас мәселелер Юнгтың фотондар тұжырымдамасына негізделген оптикалық тәжірибесін түсіндіруге туындайды. Екі саңылаулы тосқауылдағы электрондардың дифракциясын байқау үшін тәжірибеде саңылаулардың бірі жабылса, интерференциялық сызықтар жойылып, фотопластинка бір саңылаулы кедергідегі электрондардың дифракциясын жазады (11.1-сурет). Бұл жағдайда барлық электрондар ашық саңылау арқылы фотопластикаға түседі. Екі саңылау да ашық болса, интерференциялық сызықтар пайда болады. Бұл жағдайда электрондар қай ұяшық арқылы өтеді?

Психологиялық тұрғыдан бұл сұраққа бір ғана жауап болуы мүмкін екенін қабылдау өте қиын: электрон екі саңылаудан да өтеді. Біз интуитивті түрде микробөлшектердің ағынын шағын сфералардың бағытталған қозғалысы ретінде елестетеміз және бұл қозғалысты сипаттау үшін классикалық физика заңдарын қолданамыз. Бірақ электронның (және басқа микробөлшектердің) корпускулалық ғана емес, сонымен қатар толқындық қасиеттері де бар. Юнгтің оптикалық тәжірибесінде электромагниттік жарық

толқынының екі саңылау арқылы қалай өтетінін елестету оңай, өйткені толқын кеңістікте локализацияланбаған. Бірақ фотондар ұғымын қабылдайтын болсақ, әрбір фотон бір нүктеде орналаса бермейтінін мойындауымыз керек.

Фотонның қай саңылау арқылы ұшатынын көрсету мүмкін емес, өйткені фотопластинкадағы фотонның қозғалыс траекториясын қадағалап, оның түсетін жерін көрсету мүмкін емес. Тәжірибе көрсеткендей, фотондар интерферометр арқылы бөлек ұшқанда, көптеген фотондар бір уақытта ұшқанда интерференциялық көрініс пайда болады. Сондықтан, кванттық физикада «фотон өзіне кедергі жасайды» деген қорытынды жасалады. Жоғарыда айтылғандардың барлығы екі саңылаулы бөгет арқылы өтетін электрондар тәжірибесіне де қатысты. Кейбір эксперименттік фактілерді әрбір электронның Де-Бройль толқыны екі тесіктен бір уақытта өтетінін ескерсек ғана түсіндіруге болады. Мұндай бөгеттер арқылы электрондардың жеке ұзақ өтуі көптеген электрондардың бір мезгілде өтуіне сәйкес келеді. Бұдан «электрон фотон сияқты өзіне кедергі жасайды» деген қорытынды жасауға болады.

Эксперимент әдістемесі

Бұл жұмыста виртуалды зертханалық құрылғыларда алынған дифракциялық спектрлерді өңдеу негізінде Де-Бройль толқын ұзындығы λ_B анықталған. Бөлшектердің бір саңылаудағы дифракциясы кезіндегі дифракцияның максимумдарын байқау шарты төмендегідей:

$$\Delta x \sin \alpha = \pm (2n + 1) \frac{\lambda_B}{2}, \quad (7)$$

бұл жерде, $n = 0, 1, 2, \dots$ — дифракция тәртібі, Δx — саңылаудың кеңдігі.

Екі саңылаулы бөгетте бөлшектер дифракциясы күйінде негізгі дифракциялық минимумдарды күзету шарты төмендегідей:

$$\Delta x \sin \alpha = \pm n \lambda_B, \quad (8)$$

бұл жерде, $n = 1, 2, 3, \dots$ — дифракция тәртібі, Δx — саңылаудың кеңдігі.

Негізгі дифракция максимумы жақын орналасқан екі негізгі минимум арасында орналасқаны анық.

Сонымен қатар, кейбір бағыттағы екі саңылау арқылы өтетін сәулелердің өзара интерференциясы салдарынан олар бір-бірін әлсіретеді, яғни қосымша минимумдар пайда болады. Саңылаулардың саны N болғанда, екі негізгі максимум арасында әлсіз фон құрайтын қосымша максимумдармен бөлінген $N-1$ қосымша минимумдар болады. N саңылаулардың саны неғұрлым көп болса, соғұрлым жарық энергиясы тор арқылы өтеді және соғұрлым көршілес негізгі максимумдар арасында соғұрлым көп минимумдар қалыптасады, ал максимумдардың қарқындылығы мен тіктігі жоғары болады.

$N > 1$ саңылаулардан тұратын дифракциялық торда негізгі дифракциялық максимумдардың түзілу шарты төмендегідей:

$$d \sin \alpha = \pm n \lambda_B, \quad (9)$$

бұл жерде, $n = 0, 1, 2, \dots$ — дифракция тәртібі, d — дифракциялық тордың периоды.

(7) - (9) формулаларды пайдалана отырып, белгілі бір параметрлері бар саңылауларда алынған дифракция сызықтары арқылы Де-Бройль толқын ұзындығын анықтауға және бұл нәтижені теориялық мәнмен салыстыруға болады:

$$\lambda_{B \text{ теор}} = \frac{2\pi\hbar}{mv}, \quad (10)$$

бұл жерде, m, v — бөлшектің массасы мен жылдамдығы.

Сәйкес нәтижелер Де-Бройль теориясының дұрыстығын дәлелдейді.

Жұмыс тәртібі

1. Open Physics бағдарламасын іске қосыңыз. «Кванттық физика» құрамынан «Бөлшектердің толқындық қасиеттері» моделін таңдаңыз (11.3, а-сурет).



а)

б)

11.3-сурет. Бір саңылаулы (а) және екі саңылаулы (б) бөгеттегі электрондардың дифракциясын бақылау

2. Саңылау кендігінің мәндерін мұғалімнен алынған нұсқаға сәйкес $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3$ ты 1-кестеден таңдаңыз және оларды 2-кестеге жазыңыз.
3. «Экран көрінісі» қосқышын «Бір саңылау» күйіне орнатыңыз.
4. Тышқаншамакерін саңылау кендігі сырғытпасының үстіне жылжытыңыз Δx_1 саңылау кендігін орнатыңыз.
5. «Бастау» пернесін басып, бір саңылаудағы электрондардың дифракциясын бақылаңыз. Өлшеудің дәлдігін арттыру үшін компьютерлік эксперимент кезінде эксперименттің ұзақтығы 1 минуттан кем болмауы керек.
6. «Токтату» пернесін басып, дифракциялық түзулердің максимумдарының координатасы мен ретін Y осінің оң бағытымен анықтаңыз, оларды 2-кестеге жазыңыз.
7. «Тақтау» пернесін басыңыз, кілтті «екі саңылау» күйіне қойыңыз (11.3 б-сурет).
8. «Бастау» пернесін басып, қос саңылаулы бөгеттегі бөлшектердің дифракциясын бақылаңыз. Өлшеудің дәлдігін арттыру үшін компьютерлік

эксперимент кезінде эксперименттің ұзақтығы 1 минуттан кем болмауы керек.

9. «Тоқтату» пернесін басып, дифракциялық түзулердің максимумдарының координатасы мен ретін Y осінің оң бағытымен анықтаңыз, оларды 2-кестеге жазыңыз.

10. Саңылаулардың ені Δx_2 , Δx_3 құндылықтар үшін 4-9 пункттегі амалдарды қайталаңыз. Алынған нәтижелерді 2 кестеге жазыңыз.

Өлшеу нәтижелерін өңдеу

1. (8) формуланы қолданатын негізгі максимумдардың координаттары $Y_{\text{макс}}$ есептеңіз. Бұнда $\sin \alpha = \frac{Y}{\sqrt{Y^2 + L^2}}$, және барлық эксперименттер үшін $L = 0,1$ м. Алынған нәтижелерді 2-кестеге енгізіңіз.

2. (7) формула бойынша Де-Бройль толқынының теориялық мәні үшін ($\lambda_{\text{Б теор}} = 4 \cdot 10^{-11}$ м) негізгі максимумдардың координаталары $Y_{\text{макс теор}}$ есептеңіз. Осы нәтижелерді $Y_{2, \text{саңылау}}$ мәнімен салыстырыңыз және төмендегі есептеулерде осы мәндерді ескеріңіз.

$Y_{1, \text{саңылау}}$ және $Y_{\text{макс теор}}$ бағандардағы мәндерді салыстырыңыз және алынған нәтижені түсіндіріңіз.

3. $Y_{2, \text{саңылау}}$ (10) формулаға негізделген Де-Бройль толқын ұзындығының мәнін пайдалану $\lambda_{\text{Б}}$ есептеп, 2-кестеге енгізіңіз.

4.

Алынған нәтижелердің орташа мәндері $\lambda_{\text{Б, орта}}$ есептеу және теория $\lambda_{\text{Б, теор}}$ мәнімен салыстыру, қорытынды жасау. Есептеу нәтижелері 2-кестеге енгізілген.

5. (10) формула бойынша әрбір тәжірибе үшін Де-Бройль толқын ұзындығын $\lambda_{\text{Б}}$ есептеңіз және алынған мәндерді 2-кестеге енгізіңіз. Мұнда $\sin \alpha = \frac{X}{\sqrt{X^2 + L^2}}$ және барлық эксперименттер үшін $L = 0,1$ м.

6.

(10)

әрбір эксперимент үшін Де-

Бройль толқын ұзындығының теориялық мәндері $\lambda_{\text{Б, теор}}$

алынған мәндерді есептеп, 2-кестеге енгізіңіз.

7.

Де-

Бройль толқын ұзындығының теориялық және тәжірибелік мәндерін салыстырыңыз және қорытынды жасаңыз.

1-кесте. Зертханалық жұмыстың нұсқалары.

№	Дифракциялық саңылаудың кеңдігі 10^{-10} м			Тор периоды 10^{-10} м	Электрондар жылдамдығы 10^7 м/с		
	Δx_1	Δx_2	Δx_3		v_1	v_2	v_3
1	2	2,8	3,6	1	1,5	1,9	2,25
2	2,1	2,9	3,5	1,1	1,55	1,95	2,3
3	2,2	3	3,7	1,2	1,6	2	2,35
	2,3	3,1	3,8	1,3	1,65	2,05	2,4
	2,4	3,2	3,9	1,4	1,7	2,1	2,45
	2,5	3,3	4	1,5	1,75	2,15	2,5

2-кесте. Бір және екі саңылаулы кедергілердегі бөлшектердің дифракциясы үшін Де - Бройль толқын ұзындығын есептеу.

Δx , 10^{-10} м	Максимумдар тәртiбi	Y_1 саңылау 10^{-2} м	Y_2 саңылау 10^{-2} м	$Y_{\text{макс}}$ 10^{-2} м	$Y_{\text{мин, экс}}$ 10^{-2} м	$\lambda_{\text{Б}}$ 10^{-11} м	$\lambda_{\text{Б, орта}}$ 10^{-11} м	$\lambda_{\text{Б, теор}}$ 10^{-11} м
								4
1								
2								
3								

Бақылау сұрақтары:

1. Де-Бройль гипотезасының мәні неде?
2. Электронға сәйкес келетін Де-Бройль толқын ұзындығын тәжірибе жүзінде анықтау формуласын шығарыңыз.
3. Электрондар дифракциясы кезіндегі интенсивтіліктің максималды таралу бағыты қандай шартты қанағаттандырады?
4. Дифракция тәртібі қандай?
5. Гейзенбергтің белгісіздік қатынасын түсіндіріңіз?
6. Планк тұрақтысының мағынасын түсіндіріңіз?
7. Неліктен біз айналамыздағы заттардан көрінетін толқындық қасиеттерді байқамаймыз?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №12. ГЕЛИЙ-НЕОН ЛАЗЕРІН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: Компьютерлік эксперимент арқылы лазерлерді, олардың құрылымын және жұмыс істеу принципін бақылау, сұрақтарға жауап беру, өлшеу қателіктерін бағалау.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Лазерлер – жұқа монохроматикалық сәуле шығаратын бірегей жарық көзі. Бұл жағдайда еріксіз сәулелену күйі атомдардың деңгейлері кері толтырылған ортада қолданылды. Бұл тәжірибеде өзінің сәулеленудің қасиеттері алдымен 1-тапсырмада зерттеледі. 2-тапсырмада деңгейлердің кері толтырылған күйге жететіні көрсетілген. 3-тапсырмада He-Ne лазерінде лазерлік сәулеленуді алудың қажетті шарттары зерттеледі.

Теориялық бөлім

Лазер – өте қысқа толқын ұзындығы диапазонында жоғары монохроматикалық жұқа сәуле шығаратын жарық көзі. Сәулелену үзіліссіз

немесе 10^{-12} с аз қысқа мәндерге дейін бірнеше миллисекунд ұзақтығымен ысқа импульстар түрінде болуы мүмкін. Лазерлік сәулеленудің ерекшелігі мәжбүрлі сәулеленудің қасиеттеріне, деңгейлерді кері толтыруды қолдану арқылы генерациялау механизмінің ерекшелігіне және резонатордағы сәулеленудің күшеюіне байланысты қол жеткізіледі. Ең кең таралған лазерлердің бірі гелий-неон (He-Ne) лазері болып табылады.

Өз-өзінен (Спонтанды) және еріксіз сәулеленулер

Біздің әлем микробөлшектердің – ядролардың, атомдардың және молекулалардың энергиялары ерікті мәндерді қабылдай алмайтындай етіп құрылымдалған. Олар энергия деңгейлері деп аталатын белгілі бір мәндерді ғана қабылдай алады. Бұл мәндердің E_1 жиыны бөлшектердің әрбір түрі үшін әртүрлі: біреуі сутегі атомы үшін, екіншісі гелий үшін. Әрбір бөлшектің күйі мен энергиясы басқа бөлшектермен немесе электромагниттік өріспен әрекеттескенде өзгеруі мүмкін. E_2 энергиясы бар күйден өткенде жарық үзілісіндегі сәуле (фотон) шығарады.

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (E_2 > E_1)$$

Жоғары деңгейге көтерілген кезде бөлшектер сырттан келетін бірдей жиіліктегі электромагниттік толқындарды сіңіре алады.

А.Эйнштейн жарықтың затпен әсерлесуінің кванттық теориясын жасады. Көптеген тәжірибелер таңғаларлықтай расталған бұл теорияға сәйкес, электромагниттік толқындардың затпен әрекеттесу процесі үш элементар әрекеттен тұрады – фотондардың жұтылуы және олардың өзінің немесе еріксіз сәулеленуі. Бөлшек сергек күйде болса, яғни оның энергиясы E_0 минималды мәнінен жоғары болса, онда бұл күй ұзаққа созылмайды. Бөлшек сыртқы әсерлерден толығымен оқшауланған болса да, біраз уақыттан кейін ол фотон шығарады және төмен энергиялық күйге өтеді. Мұндай өту спонтанды сәулелену деп аталады. Жеке бөлшектер дербес шығарылады, сәулеленудің бағыты және оның фазасы кездейсоқ. Мұндай тербелістерді

қосқанда интерференциялық құбылыстар байқалмайды, сондықтан мұндай тербелістерді когерентсіз деп атайды. Барлық дәстүрлі жарық көздері өздігінен жарық шығарады. Әйтпесе, еріксіз сәулелену пайда болады. Егер атом энергиясы E_2 және қозған күйде болса

$$\nu = (E_2 - E_1)/h,$$

егер ол жоғары жиілікті фотондармен сәулелендірілсе, ол сыртқы жақтан келетін фотонның E_1 энергетикалық күйіне дейін жиілігі, фазасы және таралу бағыты бірдей фотонды шығара алады. Сыртқы сәулеленудің қарқындылығы неғұрлым жоғары болса, соғұрлым еріксіз ауысу орын алады. Мұндай сәулелену когерентті деп аталады, өйткені еріксіз ауысу кезінде пайда болатын электромагниттік толқындардың фазалары сыртқы толқындардың фазасымен қатаң үйлестіріледі. Когерентті толқындар қосылғанда интерференция құбылысы байқалады.

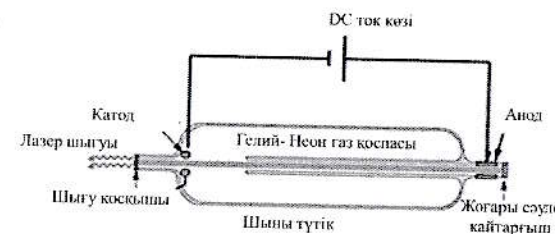
Деңгейлердің инверс толуы

Қалыпты заттағы күйдің энергиясы неғұрлым жоғары болса, осы күйдің бөлшектері соғұрлым аз кездесетіні белгілі. Демек, атомдардың қозған күйге өтуі кезінде фотондардың жұтылуы төменгі күйге өткен кезде байқалатын еріксіз сәулеленуден көп болады. Нәтижесінде қоршаған ортадағы резонанс жиілігі сөнеді. Еріксіз сәулелену жұтылудан үлкен болуы үшін сыртқы энергия көзінің есебінен төменгі энергетикалық күймен салыстырғанда қозған күйдің суперзарядталған (кері) күйіне жету керек. Сонда орта белсенді күйде болады және резонанс жиілігінің толқындарын күшейту мүмкіндігіне ие болады. Белсенді ортада резонанс жиілігі бар кванттардың қозғалысында, мысалы, өздігінен ауысу нәтижесінде олардың санының артуы – күшейту байқалады, бірақ бір реттік кезде күшейту коэффициенті өте аз (3-5%). Түтіктің ұштарында шағылыстыратын айналар орналастырылса, фотондардың белсенді орта арқылы көп рет өтуіне байланысты жоғары күшейтуге қол жеткізуге болады.

Бұл жағдайда түтіктің осі бойымен қозғалатын сәулелену ғана күшейеді, өйткені басқа бағыттағы фотондар түтіктен шығады. Айналардың арасындағы қашықтық ерікті болуы мүмкін емес: айнаға түсетін толқындар және олардан қайтып келетін (шағылған) толқындар бір-бірін күшейтуі үшін жарты толқын ұзындығының бүкіл саны жол ұзындығына сәйкес келуі керек. $(2k + 1) = \frac{\lambda}{2l}$. Бір-бірінен алшақ орналасқан екі жалпақ айналар (мұнда k – бүтін) құрылғы резонатор деп аталады. Сәулеленуді болдырмау үшін олардың біреуінің шағылысу коэффициенті біреуден (0,97-0,98) кіші етіп жасалады.

He-Ne лазері

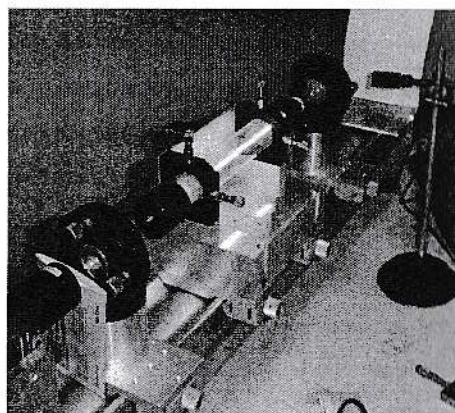
Лазер жұмыс істеуі үшін төмендегілер қажет:
Инверс толтырылған күй жасалған орта;
бөлшектерді ояған метатұрақты күйге



12.1-сурет. He-Ne лазерінің түзілісі
ауыстыру үшін энергия көзінің және ортаның “белсенді” бөлшектерінің синхронды жұмысын қамтамасыз ететін резонатор.

He-Ne лазері 15% гелий мен 85% неонның газ қоспасын пайдаланады. Бұл қоспа екі газдың да қасиеттерінің қолайлы комбинациясына байланысты белсенді орта болып табылады (12.1-сурет). Араластырғыш түтікке берілген жоғары кернеу газда жыпылықтайтын электр разрядын тудырады. Разряд процесі кезінде гелий атомдарының бір бөлігі электрондардың әсерінен оянып, энергиясы 20,6 эВ болатын E_2 метатұрақты күйге көшеді. Неон атомдары негізгі күйден жоғары энергиясы 20,66 эВ болатын ұзақ өмір сүретін E_3 күйіне ие. Гелий атомдары соқтығысу кезінде өз энергиясын неон атомдарына өздігінен сәуле шығарусыз жиі береді. Мұндай энергияның

берілуі резонанстық қозу деп аталады. Осы соқтығыстардың нәтижесінде гелий атомдары E_1 күйіне, ал неон атомдары қозған E_3 метатұрақты күйге ауысады. Шағын энергия тапшылығы (0,05 эВ) қозғалатын атомдардың кинетикалық энергиясымен өтеледі. Нәтижесінде неон атомының метатұрақты күйі E_3 төменгі күйіне қарағанда



12.2-сурет. He-Ne лазер құрылғысының көрінісі

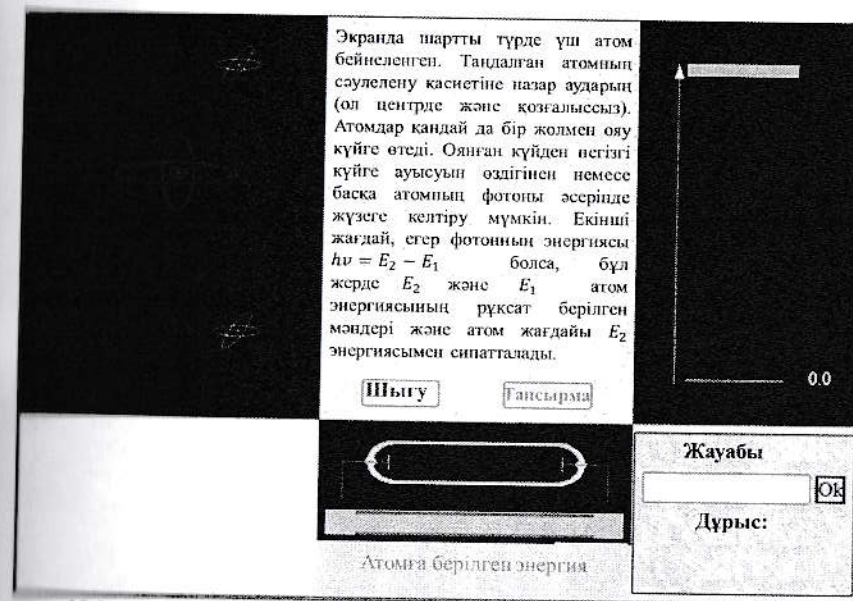
көбірек толтырылған болып шығады, ал лазердің жұмысына қажетті кері толтыру орын алады. Осылайша, He-Ne лазеріндегі гелий гелийден неонға резонанстық түрде тасымалданатын ояту резервуары ретінде қызмет етеді. Шығатын түтіктің ұштары, біріншіден, қажетсіз шағылысуларды болдырмау үшін, екіншіден, поляризацияланған сәулеленуді алу үшін бүктеледі. Резонаторды құрайтын бейметалдардың орнын баптау құрылғыларының көмегімен реттеуге болады. Электр зарядын ұстап тұру үшін түтік ішіндегі электродтарға қуат көзінен жоғары кернеу қолданылады. He-Ne лазері (12.2-сурет) үздіксіз режимде жұмыс істейді, бұл көптеген практикалық қолданбаларға ыңғайлы. He-Ne лазерлерінің қуаты бірнеше ондаған милливаттқа жетеді.

Жақсы жобаланған лазерде сәуленің бұрыштық дивергенциясы дифракциямен ғана шектеледі және λ/D ретті, мұндағы λ - сәулелену толқынының ұзындығы және D - шығыс айнасының диаметрі.

1-тапсырма

Экранда шартты түрде үш атом бейнеленген (12.3-сурет). Тандалған атомның сәуле шығару қасиетіне назар аударыңыз (ол центрленген және

қозғалмайтын). Атомдар қандай да бір түрде ояу күйге өтеді. Қозған күйден негізгі күйге ауысу өздігінен немесе басқа атомның фотонының әсерінен болуы мүмкін. Екінші жағдай, егер фотон энергиясы $h\nu = E_2 - E_1$ болса, мұндағы E_2 және E_1 атом энергиясының рұқсат етілген мәндері және атомдық күй E_2 энергиясымен сипатталады.



12.3-сурет. 1-тапсырма бойынша тәжірибелік құрылғының көрінісі

Тапсырма пернесін басып, дұрыс жауапты таңдаңыз

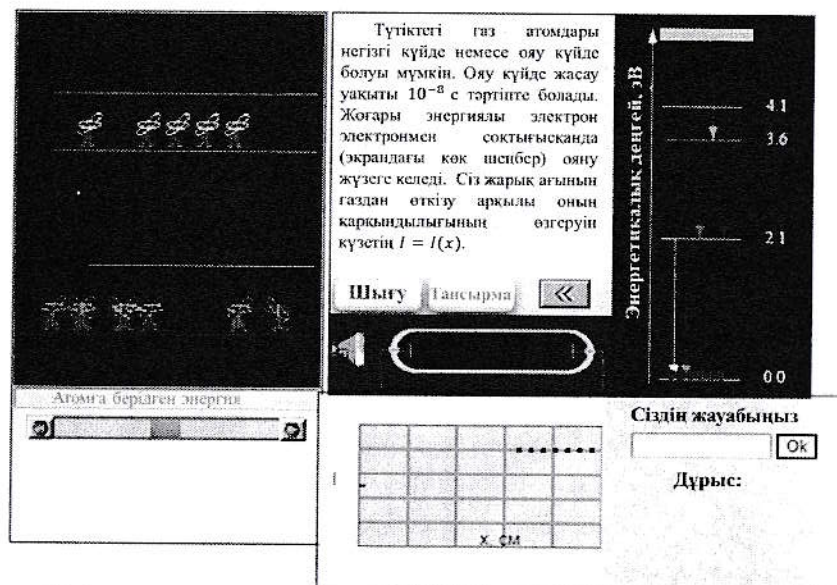
- Өтілетін жарық қарқындылығы тым төмен
- Мұндай жүйеде атомдардың оянуы байқалмайды
- Атомдардың көпшілігі ояу емес
- Ояу күйдегі атомдар саны өте көп

2-тапсырма

Түтіктегі газ атомдары негізгі күйде немесе қозған күйде болуы мүмкін. Ояу өткізілген уақыт 10^{-8} секундтар ретімен болады. Ояну энергиясы жоғары

электрон электронмен соқтығысқанда пайда болады (12.4-суреттегі көк шеңбер). Газ арқылы жарық шоғын өткізіп, оның қарқындылығының өзгеруін байқауға болады $I = I(x)$.

“Тапсырма” пернесін басып, жоғарыдағы сұрақтарға жауап беріңіз



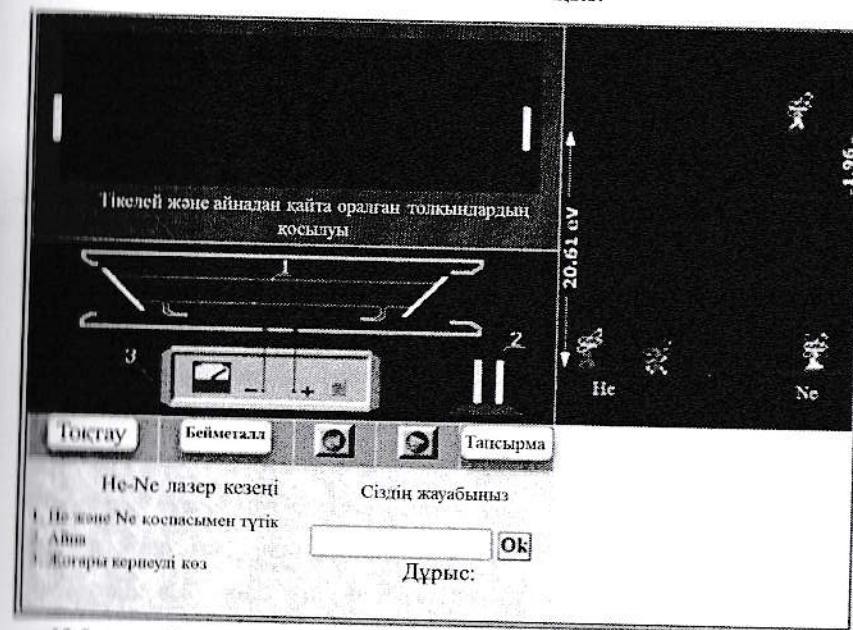
12.4-сурет. 2-тапсырма бойынша тәжірибелік құрылғысының көрінісі

3-тапсырма

Жұмысты орындау тәртібі:

1. Сізге лазерлік жұмысын модельдеу құрылғысында тапсырмалар ұсынылады (12.5-сурет).
2. Алдымен лазерлік құрылғымен танысыңыз.
3. Содан кейін жоғары кернеу көзін қосып, газ түтігінің ұштарына металл болмаған айналар орнатыңыз.
4. Енді алынған жүйені реттеуіңіз қажет (“Айналарды реттеу”).

5. Ол үшін айналардың бірінің көлденең осі бойымен сәйкес түймелерді жылжытыңыз және тікелей және шағылысқан жарық толқындарының интерференциясының графигін зерттеңіз және талдаңыз.
6. Айна позицияларының бірінде лазер жарық сәулесін шығара бастайды.
7. Бұл жағдайды қалай сипаттар едіңіз?
8. Гелий мен неон атомдары арасындағы энергия алмасуды сипаттайтын модельді әзірлеуді қарастырыңыз.
9. Өрбір атом қандай рөл атқарады?
10. Тапсырмалардың сұрақтарына жауап беріңіз.
11. Қысқаша мазмұны мен баяндамасын жазыңыз.



12.5-сурет. 3-тапсырма бойынша тәжірибелік құрылғысының көрінісі

Бақылау сұрақтары:

1. Атомдардың өздігінен сәулелену процесін түсіндіріңіз?

2. Атомдардың еріксіз сәулеленуі дегеніміз не және оның физикалық мағынасын түсіндіріңіз?
3. Деңгейлердің кері толықтауы дегенді қалай түсінесіз?
4. Лазер сөзінің кеңейтілген мағынасын түсіндіріңіз?
5. Лазерлер мен лазерлердің бір-бірінен айырмашылығы?
6. He-Ne лазерінің құрылымы мен жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз?
7. Лазердің қандай түрлерін білесіз?
8. Рубин лазері мен He-Ne лазерінің айырмашылығын түсіндіріңіз?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 13. ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШТІ ЛАЗЕРДІ ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты:

1. Жартылай өткізгішті лазерлердің құрылымы мен жұмыс істеу принципін зерттеу;
2. Жартылай өткізгішті лазерлердің толқын ұзындығын дифракциялық тор арқылы анықтау.

Қажетті құрал-жабдықтар: Жартылай өткізгішті лазер, оптикалық негіз, дифракциялық тор, миллиметрлі қағаз.

Теориялық бөлім

Жартылай өткізгішті лазер - қатты күйдегі лазердің ерекше түрі. Кері басып алудың қалыптасуын және осы типтегі лазерлерде когерентті сәулеленуді қабылдауды энергия деңгейлері мен энергетикалық өрістер негізінде түсіндіруге болады. Кванттық физика негіздері бойынша қатты денені құрайтын атомдардағы электрондар олардың ішінде болады, ядролармен электрлік күштер арқылы байланысады, ал байланыс энергиясы дискретті мәндерді қабылдайды. Ядроға ең жақын электронның ең аз дискретті энергиясы бар және оны ең қатты энергетикалық деңгейде деп

санауға болады. Бұл ядроға ең жақын ядродан ең алыстағы электронның энергиясы тұрған (яғни, ең төменгі энергетикалық деңгейде орналасқан) электронның энергиясынан үлкен және ол жоғары энергетикалық деңгейде орналасқан деп болжауға болады. Электрондар орналасқан көптеген деңгейлер бар және қатты денелердің жолақ теориясына сәйкес бұл денедегі атомдардың энергетикалық деңгейлерінің жиынтығы қатты дененің энергетикалық жолақтарын құрайды.

Атомдағы әрбір электронның күйі төрт кванттық санмен сипатталады.

Бас кванттық саны n ($n = 1, 2, 3, 4, \dots$)

Орбиталық кванттық саны l ($l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$)

Магниттік кванттық саны m ($m = -l(-l + 1), \dots, 0, 1, 2, \dots, +l$)

Спин кванттық саны m ($m = \pm 1/2$)

Қатты атомдардың электрондық қабатындағы электрондар ядромен байланысқандықтан валенттік электрондар деп аталады, ал олар орналасқан энергия деңгейлерінің жиыны валенттілік өрісі деп саналады. Тыйым салынған аймақ валенттілік өрісінің жоғарғы жағында орналасқан электрондардың байланыс энергиясына тең энергетикалық саңылау болып саналады. Бұл аймақ валенттік зона мен өткізгіштік зонаның арасында орналасқан және энергия бойынша тыйым салынған жолақтың ені өткізгіштік зонаның төменгі шегінің энергиясына карағанда валентті аймақтың жоғарғы шекарасының энергетикалық айырмасына тең. Электрондық энергия деңгейлері мен аймақтарының схемалық диаграммасы 13.1-суретте берілген.



13.1-сурет. а) металлдарда; б) диэлектриктердегі энергетикалық зоналардың диаграммалары

Жартылай өткізгіш материалдарда энергетикалық салалар диаграммасы да 13.1-суретте көрсетілген. Тыйым салынған саланың кеңдігі ғана диэлектриктікінен аз, ал оның мәні бір электрон вольт айналасында болады. Жартылай өткізгіштік кристалдарда негізделген қатты күйдегі лазерлер *жартылай өткізгіштік лазерлер* деп аталады.

Бұл лазерлерде рұқсат етілген энергетикалық салалардағы сәулеленулі кванттық ауысулардан пайдаланады. Жартылай өткізгішті белсенді ортада үлкен оптикалық күшейту көрсеткішіне (10^4 см^{-1}) қол жеткізуге болады. Бұл лазерлерде резонатордың ұзындығы $50 \text{ мкм} - 1 \text{ мм}$ аралығында болады. Жартылай өткізгіштік лазерлер (ЖӨЛ) өте кішкентай, бірақ сонымен бірге инертсіздігі (10^{-9} с), ПӘК жоғарылығы (30%), спектрлік құрамды реттеу мүмкіндігі, белсенді орта ретінде қолданылатын заттардың көп мөлшері, сәулелену толқын ұзындығы $l = 0,3 - 30 \text{ мкм}$ болуымен, олар басқа лазерлерден ерекшеленеді. Жартылай өткізгіштік лазерлердегі белсенді бөлшектер - бос электрондар мен саңылаулар, олар белсенді ортада инъекцияға, диффузияға және дрейфтеуге болатын бос заряд тасымалдаушылар болып табылады. Жартылай өткізгіштік лазерлерде негізгі допинг әдісі электр энергиясын тікелей анық когерентті сәулелену энергиясына түрлендіретін $n - \text{p}$ ретуі немесе гетеро өтуарқылы инжекция болып табылады. Бұл инжекциялық лазер деп аталады.

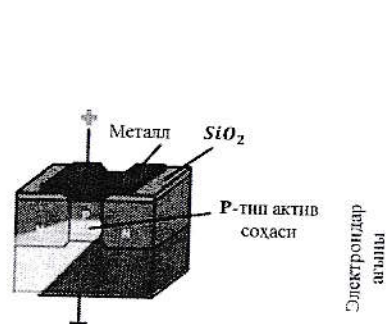
Электрлік тесіп өту әдістері (стримерлік лазер), электронмен атқылату әдісі (электрондық қоспамен) және оптикалық қоспа әдістері бар. Н.Г.Басов және оның әріптестері ұсынған оптикалық қоспалы жартылай өткізгіштік лазерлер $n - \text{p}$ ретінде GaAs кристалында алғаш рет Р.Холл, М.И.Нейтен (АҚШ), ал электрондық қоспалы жартылай өткізгіш лазерлерді Басов және оның қызметкерлері жасаған.

Жартылай өткізгіштердегі тепе-теңдік емес күйлер

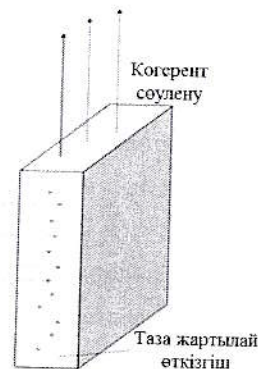
салалары арасындағы ауысулардағы сәулелену рекомбинациясы

Идеал жартылай өткізгіште абсолютті нөлден жоғары температурада ток (немесе өткізгіштік) генерациясы жылулық қозғалыс арқылы өткізгіштік аймағында электрондардың генерациясында шешуші рөл атқарады. Басқаша айтқанда, оң абсолютті температурада өрістер арасындағы жылу балансының пайда болуына байланысты өткізгіштік өрісте электрондар пайда болады. Жылулық тепе-теңдіктегі жартылай өткізгіштер лазерлер үшін жарамсыз. Лазерлерде қолдану үшін жартылай өткізгіштегі заряд тасымалдаушылар теңгерімсіз күйде болуы керек. Жартылай өткізгіштерді бұл күйге әртүрлі тәсілдермен ауыстыруға болады. Лазерлерде қолданылатын жартылай өткізгіштер осы мақсат үшін үш әдісті қолданады:

1) жартылай өткізгіштер оптикалық релаксацияны, яғни қуатты когерентті немесе когерентсіз сәулелердегі жарық кванттарымен жартылай өткізгіш атомдарды сәулелендіруді пайдалана отырып, жоғары жиілікті сыртқы сәулеленумен (оптикалық қозу әдісімен) жарықтандырылады; (13.2-а, сурет)



13.2-сурет. а) оптикалық тундыру әдісі



б) Электрондар ағынымен тундыру әдісі

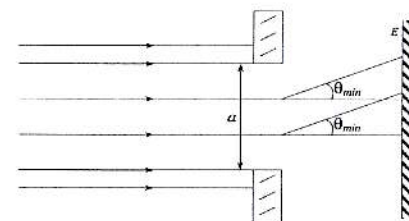
2) жартылай өткізгіштер электронды токпен сәулеленеді; электрондарды қозу әдісімен, яғни электрондардың жылдам ағыны бар жартылай өткізгіш арқылы атқылату; (13.2 б-сурет)

3) Сыртқы электр өрісі қолданылады: оны $p-n$ өткеліне дұрыс керісу бергенде заряд сіңіргіштерді айдау арқылы байқауға болады;

Соңғы жағдайда $p-n$ өткелдерін қолдану ең тиімді. Заряд тасымалдаушылардың концентрациясы теңгерілмеген жартылай өткізгіштердегі радиациялық рекомбинацияны қарастырайық. Рекомбинация процесі – бос заряд тасымалдаушылардың электронды және саңылау жұптарының жоғалуын тудыратын процесс. Жалпы алғанда, рекомбинация нәтижесінде бөлінетін энергия үш түрлі процесс түрінде өтеді: фотонды генерациялау (радиациялық рекомбинация), торлы қыздыру (фонондық генерация), заряд тасымалдаушылардың кинетикалық энергиясының артуы (Оже рекомбинациясы). Лазерлік сәулелену осы процестердің біріншісіне, сәулелену рекомбинациясына жатады.

Дифракция құбылысы – жарық сәулесінің кішкене саңылаудан өтуі немесе кедергіні айналып өтуі.

Жарық толқындарының дифракциясы қалыпты жағдайда байқалмайды. Жарық дифракциясын бақылау үшін арнайы жағдай жасау керек. Мұның себебі, біріншіден, жарықтың толқын ұзындығы λ кедергілердің (немесе саңылаулардың) өлшемдерінен бірнеше есе аз. Сондықтан дифракцияны бақылау, яғни жарықтандырудың қалыпты кескіннен (геометриялық оптика негізінде) кедергіден үлкен қашықтықтағы айырмашылығы ($l \geq \frac{a^2}{\lambda}$) мүмкін болады. Мысалы, айнымалы саңылау ені арқылы жалпақ толқындық фронты бар жарықтың (лазер сәулесінің сәулесі) өтуі кезінде келесі кескінді байқауға болады (13.3-сурет). Саңылаудың кеңдігіна салыстырмалы үлкен болғанда ($l \gg \frac{a^2}{\lambda}$) саңылау кеңдігін азайту кескін өлшемін азайтады. Саңылаудың кеңдігіна толқын ұзындығына тең болады ($l \geq \frac{a^2}{\lambda}$) кескіннің өлшемі бақыланатын қашықтыққа қарай артады және бірнеше кескінге бөлінуі мүмкін.



13.3-сурет. Шекті сәуле шоғырының бұрыштық таралуы

Дифракция құбылыстарын Гюйгенс-Френель принципі негізінде түсіндіруге болады. Осы принципке сүйене отырып, толқын бетінің әрбір нүктесін екінші реттік сфералық толқындардың көзі ретінде қарастыруға болады. Сондықтан, экранның белгілі бір нүктесіндегі жарық тербелістерін осы нүктеге келетін екінші реттік толқындардың амплитудасы мен фазаларын ескере отырып, олардың қосылуы ретінде қарастыруға болады.

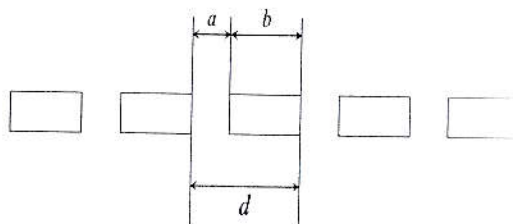
Жарықтандифракциялық құбылысты тудыратын дифракциялық торды пайдалануда байқауыңыз мүмкін. Дифракция шығымдатор мәлдір деп

айтсақ, мезгіл-мезгіл шыны пластинаға параллельді, өткізбейтін қара сызықтар сызылады және олардың арасында өткізгіш оптикалық құрылғыға жатады. Сондықтан қара жолдарды саңылаулар ретінде қарастыруға болады (саңылаулардың саны 1 мм-де 1700-ге дейін болуы мүмкін). Дифракциялық тордың d периоды қара сызықтардың ені b болатын саңылаулардың a енінің қосындысы болып табылады (13.4-сурет).

Сонымен,

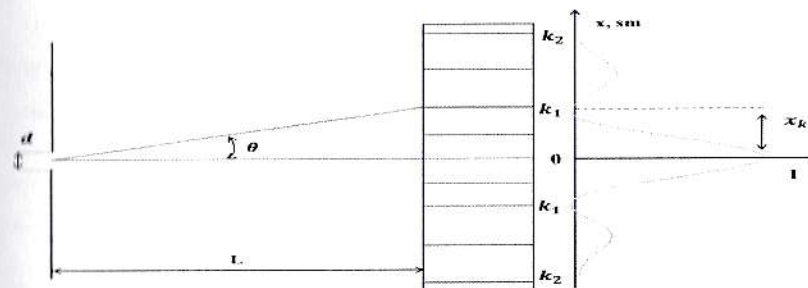
$$d = a + b. \quad (1)$$

Сәулелер шоғы (жазық толқындар) дифракциялық тордың бетіне параллель түссін. Гюйгенс-Френель принципі бойынша дифракциялық тордағы саңылаулардың әрбір нүктесін әртүрлі бағыттағы жарықтың шашырау центрі ретінде қарастыруға болады.



13.4-сурет. Дифракциялық тор сипатына байланысты

Саңылаулардан шыққан сәулелер бір-біріне кедергі келтіреді және бір бағытта бір-бірін күшейтіп, басқа бағытта әлсірей алады. Дифракцияланған сәулелердің интерференциясы нәтижесінде линзаның фокустық жазықтығында орналасқан экранда айқын максимум және минимум қарқындылығы бар дифракциялық көрініс пайда болады (13.5-сурет).



13.5-сурет. Зертханалық құрылғының схемасы

Көріністегі негізгі максимумға θ_n бағыттары (олардың фокустық жазықтықтағы орны) іргелес саңылаулардан екінші реттік толқындардың өзара күшеюінен анықталады (жол айырмасы толқын ұзындығының бүтін еселілігіне тең):

$$d \sin \theta_n = \pm k \lambda, \quad (2)$$

бұл жерде, k – кез келген бүтін сан ($0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Бұл сан орталық максимумдардан бастап қалған максимумдардың ретін көрсетеді.

Негізгі максимум үшін $k = 0$, $\sin \theta = 0$ және оның жарықтығы жоғары. Оның сол және оң жағында бірінші, екінші және т.б. реттік жарықтандыру максимумдары орналасқан. Егер дифракцияланған жарық монохроматикалық болса, максималды диапазон жұқа күңгірт жолақтармен бөлінеді.

Дифракциялық тордан экранға дейінгі қашықтықты (L), нөлдік және k ретті максимумдар арасындағы қашықтықты (x_k) және дифракциялық тор тұрақтысы (d) анықтай отырып, жартылай өткізгіш лазердің толқын ұзындығын (λ) анықтаудың жұмыс формуласын аламыз.

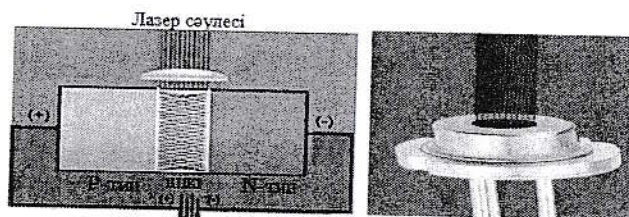
Кіші дифракция бұрыштарында $\tan \theta_n \approx \sin \theta_n$ болатынын көреміз.

$$\tan \theta_n \approx \frac{x_k}{L} \quad (3)$$

Сондықтан (2) және (3) формулалардан келесі қатынасты алуға болады:

$$\lambda = \frac{x_k \cdot d}{L}. \quad (4)$$

Бұл өрнектен көрініп тұрғандай, дифракциялық тордан экранға дейінгі қашықтықты (L), нөлдік және k ретті максимумдар арасындағы қашықтықты (x_k) және дифракциялық тор константасын (d) өлшеу арқылы жартылай өткізгіш лазердің толқын ұзындығын (λ) анықтаймыз.



13.6-сурет. Жартылай өткізгішті лазердің ішкі құрылымы және көрінісі

Жұмысты орындау тәртібі:

1. Құрылғыны 13.5-суретте көрсетілгендей жинаңыз.
2. Оптикалық негізге дифракциялық тор орнатылған.
3. Жартылай өткізгішті лазер ток көзіне қосылған және дифракциялық тор арқылы дифракциялық көрініс байқалады.
4. Экраннан дифракциялық торға дейінгі қашықтықты (L) өлшеңіз.
6. Нөл мен реттік k максимум арасындағы қашықтықты (x_k) өлшеңіз.
7. Кіші бұрыштар үшін $tg\theta_n \approx \sin\theta_n$ болғандықтан $tg\theta_n = \frac{x_k}{L}$ қатынасы табылады және (4) формула бойынша толқын ұзындығын есептейміз.
8. Өлшеу және есептеу нәтижелерін төмендегі кестеге жазамыз.

№	Түсі	d , (м)	k	L , (м)	x_k , (м)	λ , (м)	$\lambda_{орт}$, (м)	$\Delta\lambda$, (м)	$\Delta\lambda_{орт}$, (м)	ε , (%)
1	Қыз ыл									
2	Жас									

	ыл									
3										

9. Тәжірибедегі өлшемдердің қателіктері анықталады.

Бақылау сұрақтары:

1. Дифракция құбылысын түсіндіріңіз және дифракцияны бақылау шартын жазыңыз.
2. Гюйгенс және Гюйгенс-Френель принциптерін түсіндіріңіз.
3. Бір саңылау арқылы дифракциялық көріністі сызың және дифракциялық максимумдары мен минимумдарының пайда болуын түсіндірің.
4. Дифракциялық тордың максимум және минимум шарттарын жазыңыз.

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №14. ЛАЗЕР СӘУЛЕСІНІҢ СҰЙЫҚТА ЖҰТЫЛУ ЗАҢДЫЛЫҚТАРЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты:

1. Лазерлік сәулеленудің негізінде жатқан физикалық процестерді зерттеу;
2. Жұтылған және өтетін сәулелердің интенсивтілігінің өзгеру заңдылықтарын эксперименттік зерттеу.

Қажетті құрал-жабдықтар: LG-104 типті гелий-неонды газ лазері, фотоэлемент, әртүрлі ұзындықтағы екі жақты мөлдір түтіктер, штатив, универсал микрометр, қорғаныс қабығы.

Теориялық негіздеме

Электромагниттік толқындар сұйықтыққа түскенде, олар ішінара жұтылады және ішінара беріледі.

Алдымен оптикалық біртекті орта арқылы өтетін электромагниттік толқындар процесін талдап көрейік.

Электромагниттік толқын оптикалық біртекті зат арқылы өткенде толқын энергиясының бір бөлігі электрондардың тербелісін арттыруға жұмсалады. Бұл энергия электрондар жасаған екінші реттік толқындар түрінде сәулеленуге ішінара оралады, ал ішінара энергияның басқа түріне айналады. Сонымен, жарық зат арқылы өткенде оның интенсивтілігі төмендейді — жарық затпен жұтылады.

Тәжірибе көрсеткендей, жарық қарқындылығының өзгеруі dx қашықтыққа және түскен жарық интенсивтілігіне J пропорционал болады:

$$dJ = -kJdx \quad (1)$$

Бұл өрнекте k — жұту коэффициенті, ол жұтатын заттың қасиеттеріне байланысты. Минус таңбасы жарық интенсивтілігі dx қашықтықта dJ төмендейтінін көрсетеді.

J жұтатын қабатқа түсетін жарықтың қарқындылығы болсын. Заттың қалыңдығы dx қабаты арқылы өтетін жарықтың dJ интенсивтілігін табайық. Ол үшін (1) өрнекті айнымалыларға бөлеміз, содан кейін біріктіреміз:

$$\int_{J_0}^J \frac{dJ}{J} = -k \int_0^L dx$$

Болғандықтан, $\ln J - \ln J_0 = -kl$ осыдан қалыптасады

$$J = J_0 \cdot e^{-kl} \quad (2)$$

(2) қатынасы *Бугер заңы* деп аталады. Бұл заңға сәйкес жұтатын затта жарықтың интенсивтілігі экспоненциалды түрде төмендейді. $l = 1/k$ болғанда J қарқындылығы J_0 -ден есе аз. Осылайша, жұтылу коэффициенті - қабаттың қалыңдығына кері пропорционалшама, ол өтетін жарықтың қарқындылығына есе азайтады. Жұту коэффициенті k толқын ұзындығына байланысты λ .

Атомдары немесе молекулалары өзара іс-қимыл жасамайтын дерлік заттардағы (газдардағы) жұту коэффициенті көрінетін аймақтың толқын ұзындығы үшін нөлге жақын, өткір максимумдары өте қысқа ($\lambda < 3000 \text{ \AA}$) спектрлік толқын ұзындығында ғана болады.

Осы максимумдарға сәйкес келетін жиіліктер атомдағы электрон тербелістерінің резонанстық жиіліктеріне сәйкес келеді.

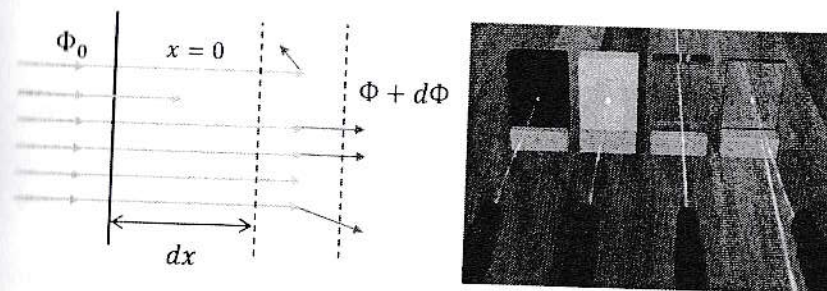
Абсорбция максимумдары көп атомды молекулалар үшін де олардың құрамындағы электрондардың тербелістеріне сәйкес жиіліктерде байқалады.

Молекулалары әлсіз әрекеттесетін ерітінділер үшін сіңіру коэффициенті k концентрацияға тәуелді пропорционал:

$$k = k' n \quad (3)$$

бұл жерде, n — ерітіндінің концентрациясы, ал k' — бірлік концентрация үшін сіңіру коэффициенті. Бұл өрнек *Бугер заңы* деп аталады. (3) өрнегін (2) орнына қойып, шешімдер үшін *Бугер-Ламберт заңының* көрінісін аламыз:

$$J = J_0 \cdot e^{-n l k'} \quad (4)$$



14.1-сурет. Зертханалық құрылғысының жұмыс істеу принципі және сыртқы көрінісі

Жоғарыда келтірілген (2) және (4) өрнектер оптикалық біртекті орта үшін жарамды. Оптикалық біртекті емес ортада екінші реттік электромагниттік толқындардың бір бөлігі барлық бағытта шашыраңқы

болады. Осы шашырау нәтижесінде бастапқы жарық ағынының энергиясы азаяды.

Жұтатын орта арқылы таралатын параллель жарықтың кең шоғын қарастырайық. $x = 0$ жазықтықтағы бастапқы жарық ағыны Φ_0 арқылы анықтайық. Ортадағы dx қабаты арқылы өткенде жұтылу мен шашырау есебінен жарық ағыны азаяды, ал оның $\Phi(x)$ мәні бастапқы Φ_0 -мен салыстырғанда төмендейді. Ортаның ені dx бөлігінен өтетін немесе $x + dx$ қабаты арқылы өтетін ағын $\Phi + d\Phi$ -ке тең және оның шамасы Φ_0 -ден аз. Сонда жарық ағынымен өрнектелген *Бугер-Ламберт* заңының көрінісі келесідей болады:

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot e^{-k_0 x} \quad (5)$$

бұл жерде, k_0 - жарық ағынының әлсіреу коэффициенті, жұтатын ортаның табиғатына тәуелді шама, шашыраудан жарық ағынының әлсіреуі.

$$k_0 = k + \mu \quad (6)$$

түрінде жазуға болады.

Осылайша, жарық ағыны мөлдір орта арқылы өткенде әлсірейді. Егер жарықтың жұтылуы мен шашырауын көрсететін k_0 -ді жұту және шашырау коэффициенттерін арқылы өрнектесек:

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot e^{-(k+\mu)x}, \quad (7)$$

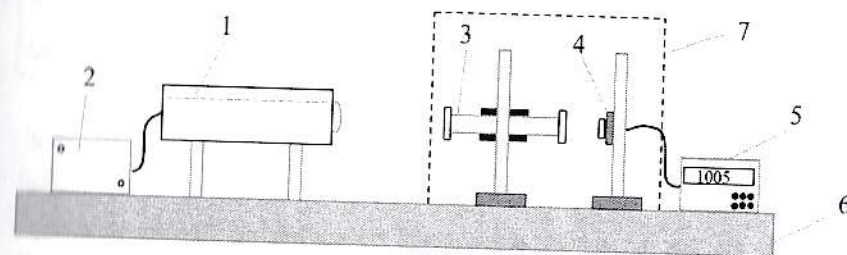
(2), (4) және (7) өрнектерінен мөлдір сұйықтықтардағы жарықтың жұтылуын зерттеу үшін күшті жарық ағыны пайда болуы керек екені анық.

Сұйықтардағы лазер сәулесінің жұтылу заңдылықтарын зерттеу үшін қуаттылығы аз гелий-неон газды лазерін қолданамыз. Өйткені сұйықтар арқылы жоғары энергиялы электромагниттік толқындар өткенде сызықты емес құбылыстар орын алып, сұйық молекулалары үзілуі мүмкін.

Экспериментал құрылғы және жұмысты орындау тәртібі:

Сұйықтардағы жарық толқындарының жұтылу заңдылықтарын зерттеу мақсатында құрастырылған құрылғы гелий-неонды газ лазерінен 1, ток

көзінен 2, екі жағына зерттелетін сұйық орналастырылған әр түрлі ұзындықтағы мөлдір түтіктерден 3, а. оптикалық негіз 6, қорғаныс қабығы 7, фотоэлемент 4 және микроамперметр 5 (14.2 -сурет).



14.2-сурет. Зертханалық құрылғының түзілісі

Жұмысты орындау алдында газ лазерінің, сұйық түтіктің және фотоэлементтің бір оптикалық осьте орналасуы қамтамасыз етіледі. Біз білетіндей, лазер сәулесі когерентті толқын болып табылады. Сұйықтардағы осы когерентті жарық толқындарының әлсіреуін зерттеу сұйықтықтардың жарықты сіңірумен байланысты қасиеттерін ашады.

Сондай қасиеттердің бірі сұйықтан өтетін жарық ағынының сұйық концентрациясына тәуелділігі.

Зертханалық жұмыста жарық ағынын жазу үшін жартылай өткізгіш фотоэлемент қолданылады. Фотоэлементте оған түсетін жарық мөлшеріне пропорционал фототок пайда болады (Столетов заңы). Мұндай фотоэлементті таңдау оның лазерлік толқын ұзындығы диапазонында спектрлік сезімталдығының жоғары болуына негізделген. Фототок сұйық кристалдарға негізделген жоғары сезімталдықты цифрлық микроамперметр көмегімен жазылады. Жарықтың әлсіреу заңдылықтарын зерттеу үшін сұйық ретінде дистилденген су, ас тұзы мен қанттың судағы ерітіндісі қолданылады. Өлшеу сыртқы жарықтан қорғайтын жабын астында немесе қараңғыда жүргізілуі керек. Бұл жұмыста сұйықтардағы лазер сәулесінің жұтылуы когерентті жарық толқындарын жұтатын ортаның қалыңдығы мен концентрациясына байланысты екенін зерттеуге болады.

Жұмыс тәртібі:

1. Газ лазері ток көзіне қосылып, 5-10 минут қыздырылады;
2. Концентрлі сұйық немесе тазартылған суды алып, ұзындығы әртүрлі 9-10 түтікке құяды.
3. Бос түтік арқылы өтетін лазер сәулесі тудыратын фототоктың максималды мәні микроамперметр көрсеткішінен жазылады.
4. Құрамында белгілі концентрациядағы сұйық бар түтіктің ең кіші ұзындығынан бастап, штативтің көмегімен түтіктер лазер сәулесінің жолына бір-бірден орналастырылады және әрбір ұзындықтағы микроамперметр көрсеткіші жазылады.
5. Әрбір түтік ұзындығы үшін тәжірибені 3-4 рет қайталаңыз және фототоктың орташа мәнін анықтаңыз.
6. Алынған нәтижелер негізінде $I_{\text{орт}} = f(l)$ график сызу.
7. Енді бірдей ұзындықтағы 7 – 8 пробирканы алып, оған концентрациясы $n_0, n_0/2, n_0/4, n_0/8, n_0/16, n_0/32$ сұйықтарын салыңыз.
8. Әрбір концентрациядағы сұйық лазер сәулесінің жолына орналастырылады және эксперименттерді қайталау арқылы фототок мәндерінің ($I_{\text{орт}}$) орташа мәнін табады.
9. Сұйықтың берілген ұзындығы үшін $I_{\text{орт}} = f(n)$ байланыс графигі сызылады.
10. Өлшеу қателіктерін бағалаңыз.
11. Алынған эксперимент нәтижелерін теориямен салыстырыңыз.

№	l (м)	I (А)	n_0 (м ⁻³)	k
1(бос ыдыс)		I_0	0	
2			$n/2$	
3			$n/4$	
4			$n/8$	
5			$n/16$	

6			$n/32$	
7			$n/64$	
8			$n/128$	
9			$n/512$	
Орташа				

Бакылау сұрақтары:

1. Лазерлік сәулеленуде болатын процестерді түсіндіріңіз.
2. Лазердің қандай түрлерін білесіз?
3. Гелий-неонды лазердің жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз.
4. Жарық сәулелері заттар арқылы өткенде шағылған, жұтылған және өтетін сәулелердің интенсивтілігінің өзгеру заңдылықтарын түсіндіріңіз.
5. Қоршаған ортадағы жарықтың жұтылуы жұтатын ортаның қалыңдығына байланысты және ол концентрацияға қалай тәуелді?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №15. ЯДРОЛЫҚ СӘУЛЕЛЕНУЛЕРДІ ТІРКЕУ ҚҰРЫЛҒЫЛАРЫ – ДЕТЕКТОРЛАРДЫҢ ҚҰРЫЛЫМЫ ЖӘНЕ ЖҰМЫС ІСТЕУ ПРИНЦИПІН ЗЕРТТЕУ

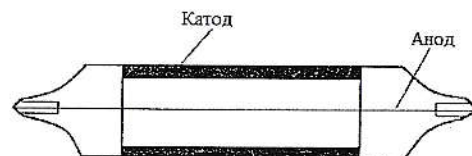
Жұмыстың мақсаты: әртүрлі сәулелену көздерінен ядролық сәулеленуді тіркеу әдістерімен, тіркейтін құрылғылар-детекторлардың құрылымы мен жұмыс істеу принциптерімен танысу.

Қажетті құрал-жабдықтар: Гейгер-Мюллер есептегішінің, сцинтиллятордың, фотокөбейткіштің және басқа детекторлардың мысалдары, ДП-5 А, Б, В радиометрі, детекторлардың жұмыс істеу принципін түсіндіреді: диаграммалар және басқа да суреттер.

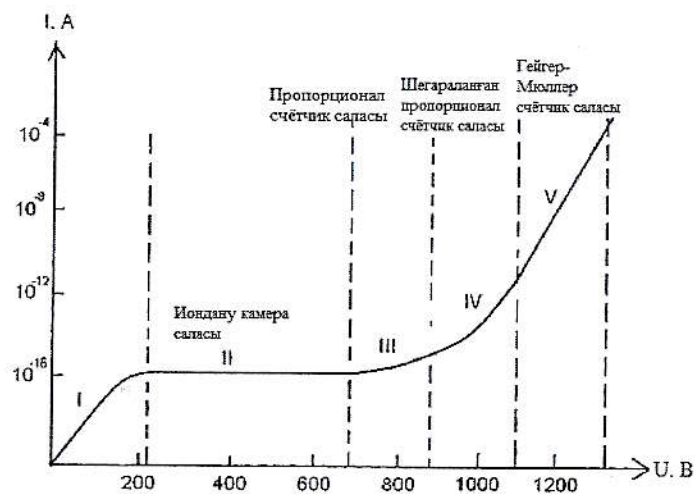
Теориялық бөлім

Гейгер-Мюллер санағышы

Гейгер-Мюллер санауыштарының иондану камерасынан пропорционалды есептегіштерден негізгі айырмашылығы ток импульсінің мәні біріншілік зарядтарға тәуелді емес. Сондықтан осы санауыштардың көмегімен тек сәулелену ағынының тығыздығын анықтауға болады. Бөлшектердің интенсивтілігі мен энергиясы туралы ақпарат алу мүмкін емес. Жұмыс істеу принципін разряд механизмінің көмегімен түсіндіруге болады. Сәулеленуден пайда болатын бастапқы зарядтар есептегіште разрядты жасау үшін қажет. Содан кейін разряд тәуелсіз түрде жалғасады. Бұл процесс орын алу үшін есептегішке жеткілікті кернеу беру керек. Сондықтан Гейгер-Мюллер есептегіштерінің жұмыс кернеулері пропорционалды есептегіштердің жұмыс кернеулерінен үлкен. Бұл есептегіштің жұмыс аймағы 15.2-суретте көрсетілген графиктегі (V) ауданға сәйкес келеді.



15.1-сурет. Гейгер-Мюллер санағышының құрылымы



15.2-сурет. Вольт-амперлік сипаттамалары бойынша ядролық сәулеленуді тіркеу құрылғыларының жұмыс салалары

Егер разрядтарды сөндіру шаралары қабылданбаса, есептегіштің уақыт бойынша ажырату мүмкіндігі болмайды. Разрядтарды сөндірудің бірқатар әдістері әзірленді.

Өздігінен сөндіретін есептегіштерде негізгі газ құрамына қосымша газдар қосылады, ал газдар разрядты сөндіру қызметін атқарады. Жалпы газдың 90%-ы негізгі газ, ал қалған 10%-ы сөндіргіш газ болып табылады. Көмекші газ ретінде көбінесе спирттің булары мен эфир қолданылады. Сөндіргіш газ келесі талаптарға сай болуы керек. Сөндіргіш газдағы бастапқы иондану потенциалының мәні әрқашан негізгі газдағы бастапқы иондану потенциалынан жоғары болуы керек. Есептегіштің жұмысы келесідей: бірінші реттік зарядталған бөлшек газ атомдарымен әрекеттеседі және оларды иондайды. Электрондар анодтық электродқа қарай жылжиды және 10^{-8} секундалықта жиналады. Анод талшығының айналасында оң кеңістік заряды пайда болады. Бұл кеңістік заряды анод талшығының алдындағы электр өрісінің шамасын азайтады. Нәтижесінде электрон-фотондық күшті процесс сөнеді. Есептегіш келесі бөлшекті жазуға дайын болады. Оң зарядтар келесі бөлшекті жазуға дайын болу үшін анодтан белгілі бір сыни қашықтықты өтуі керек. Сонда ғана электр өрісі өзінің бастапқы мәніне дейін көтеріледі. Бұл уақыт аралығы санауышты қалпына келтіру уақыты деп аталады. Екі дәйекті келетін бөлшектерді жазуға болатын уақыт аралығы санауыштың уақытты ажырату мүмкіндігін анықтайды.

Өздігінен сөнетін есептегіштер әртүрлі бөлшектерді тіркеу үшін қолданылады. Есептегіштің жазу мүмкіндігі бөлшектердің түріне байланысты. Зарядталған бөлшектерді жазу мүмкіндігі 100%-ға жақын. Атақтылықты келесі өрнек арқылы табуға болады:

$$\varepsilon = 1 - \exp(-\omega LP / P_0)$$

бұл жерде, қалыпты қысымда 1 см қашықтықта бөлшектің бастапқы меншікті иондану мөлшері; L- санауыштағы бөлшектің жүріп өткен жолы; P- есептегіш ішіндегі газдың қысымы. Гейгер-Мюллер санағышы арқылы α -, β -, γ -сәулелерді тіркеуге болады. Бұл есептегіштердің төмен кернеулерде жұмыс істейтін және галогендік есептегіштер деп аталатын нұсқалары бар. Гелийге немесе неонға аз мөлшерде аргон газы қосылады. Разряд механизмі басқа формада болады. Неонның бірінші қозған күйі метатұрақты, ал неон атомдарын электрондар қозғау үшін шағын электр өрісі жеткілікті.

Төмендегі кестеде дозиметрлік құрылғыларда қолданылатын кейбір есептегіштер көрсетілген.

Дозиметрлік құрылғыларда қолданылатын есептегіштер

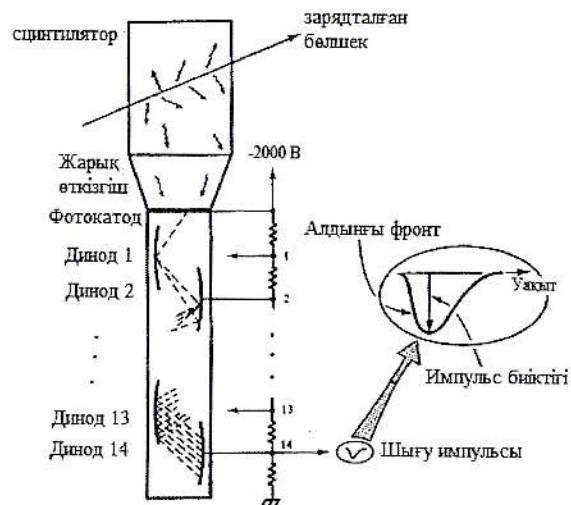
Шамалар	Өлшем бірлігі	SBT-7	MST-17	SI-3BG	STS-5	SI-34G
Жұмыс кернеуі	V	380	1300	390	390	300
Санақ басталатын кернеу	V	300	1200	300	300	300
γ -сәулеленуге сезімталдық	имп/с	-	-	235	27	50
Сәулеленудің ең үлкен қуаты	P/h	-	-	300	0,5	500
Есептегіштемаксималды ток мәні	μA	-	-	20	-	15
Фон	имп/с	1	1	-	-	-

Сцинтилляциялық детекторлар

Алғашқы сцинтилляциялық детектор-спинтарископты 1903 жылы Уильям Крукс жасаған. Бұл құрал мырыш сульфидімен (Zn S) қапталған экран мен микроскоптан тұрады. Альфа бөлшектері экранға түскенде

жарықтың жыпылықтауы байқалып, жаркыл жазылды. Адам көзінің инерттілігіне байланысты бұл әдісті қолдану ұзақ уақыт бойы қолданылмады. 1944 жылға қарай адам көзінің орнына фотокөбейткіш қолданыла бастады, сцинтилляциялық детекторлар танымал болды.

Заманауи сцинтилляциялық детектордың құрылымы және одан алынған электрлік сигналдың көрінісі 15.3-суретте көрсетілген. Бұл құрылғыда сцинтилляциялық жарық өткізгіш арқылы фотокөбейткішке қосылады. Сцинтиллятор арқылы өткен бөлшек өз атомдарын қозған күйге келтіреді. Оянған атомдар фотон шығару арқылы бастапқы энергетикалық күйіне оралады. Шығарылған фотондар арнайы пішінді жарық өткізгіш арқылы фотокөбейткіштің фотокатодына беріледі. Фотокатодқа соқтығысқан фотондар одан электрондарды шығарады. Бұл электрондар электр өрісінде үдетілген және фотокөбейткіштің 1-ші динодына фокусталған. Динодка түскен әрбір біріншілік электрон 2 ÷ 5 екінші реттік электрон шығарады. Екінші реттік электрондар екінші динодка келіп, үшінші реттік электрондарды шығарады және процесс осылай жалғасады. Бұл құрылғыларда 14-ке дейін фотокөбейткіш сатысы бар, олар сигналды 10^9 есеге дейін күшейте алады, осылайша фотокөбейткіштің шығысында өлшеуге ыңғайлы өлшемдегі сигналды алады. Фотокөбейткіштің соңғы динодында алынған толқын пішіні 15.3-суретте бөлек көрсетілген.

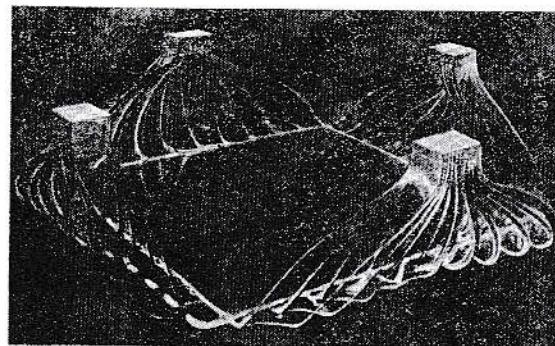


15.3-сурет. Сцинтилляционная детектордың құрылымы және фотокөбейткіште қабылданған электрлік сигнал

Қазіргі уақытта натрий йоды және пластикалық сцинтилляторлар кеңінен қолданылады. Натрий йодид кристалының люминесценция орталығы қызметін атқаратын таллий (Tl) элементі аз мөлшерде қолданылады. Сондықтан оның формуласы былай жазылады: NaI(Tl).

Бұл бейорганикалық кристалдар гамма-сәулелерге өте сезімтал болғанымен, жарқылдың ыдырауы өте баяу ($\sim 0,25\mu s$). Сонымен қатар, NaI (Tl) қосылысы ылғалға өте сезімтал (гигроскопиялық) және үлкен кристалдар өте қымбат.

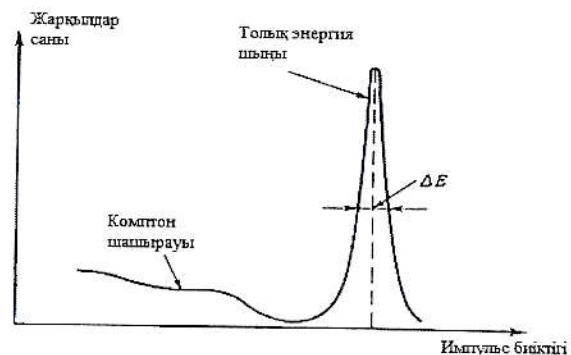
Полицирин сияқты пластикалық сцинтилляционная есептегіштер салыстырмалы түрде арзан. Бұл заттарды пленка түрінде алуға және ерікті пішінді беруге болады (15.4-сурет). Пластикалық сцинтилляторлардың жарқыл ыдырау уақыты өте қысқа (бірнеше наносекунда), бірақ олардың фотонды анықтау сезімталдығы төмен. Сондықтан, мұндай детекторлар негізінен зарядталған бөлшектерді тіркеу үшін қолданылады.



15.4-сурет. Арнайы жасалған сцинтиллятор үлгісі

NaI(Tl) кристалында гамма-сәулелерді тіркеу механизмі келесідей: энергиясы 1 МэВ-ден аз гамма-сәулелердің энергиясы негізінен фотоэффект пен Комптон эффектісіне жұмсалады. Фотоэффект кезінде түзілетін электрондардың энергиясы $E_e = E_\gamma - E_{бай}$ тең, бұл жерде, $E_{бай}$ - ядродағы электронның байланыс энергиясы.

Бұл электрондар қарсы кристалда толығымен жұтылады, олардың энергиясы фотондар түрінде фотокөбейткішке беріледі және электронның бастапқы энергиясы E_e пропорционалды және белгілі ΔE кендікте импульс пайда етеді. Фотоэффект арқылы пайда болатын мұндай импульс немесе толық энергетикалық импульс 15.5-суретте көрсетілген.



15.5-сурет. Сцинтилляция детекторының шығыс импульсі

Комптон эффектісінде электронның алатын энергиясы электронның шашырау бұрышына тәуелді болғандықтан 15.5-суретте көрсетілгендей спектрлік таралуға ие.

Толық энергия импульсінің жарты ені детектордың рұқсатын анықтайды. Детектордың анықтау қабілеті келесі түрде анықталады.

$$R = \frac{\Delta E}{E_j} \cdot 100\%$$

Сцинтилляциялық детекторларға арналған ажыратымдылық $E_j = 100$ кэВ да $R = 20\%$, $E_j = 1$ МэВ да $R = 6 \div 8\%$, тең. Гамма кванттық энергия 1 МэВ-ден жоғары болса, электрон-позитрон жұбы түзіледі, электрондар кристалда жұтылады, ал екі позитрон 0.51 МэВ фотонға айналып, кристалдан кетуі мүмкін. Сонымен, фотондар кристалға толық жұтылған жағдайда ғана кристалдың алатын энергиясы гамма-кванттық энергияға тең болады. ($E = E_{\text{ж}}$). Егер бір фотон шығарылса, $E = E_{\text{ж}} - m_e c^2$, егер позитрон аннигиляциясы нәтижесінде пайда болған екі фотон да шығарылса, $E = E_{\text{ж}} - 2m_e c^2$ тең болады.

Детекторда жазылған бөлшектердің энергетикалық бөлінуі — детектордың бөліну қабілеті ядролық физика эксперименттерінің маңызды мәселелерінің бірі болып табылады. Жоғарыда көрсетілген $R = 10\%$, кейбір жағдайларда бөлу жеткілікті болғанымен, ұқсас энергиялардың гамма-сәулелерін тіркеуде ол жетіспейді.

Детектор қатесінің себептерін түсіну үшін ондағы процестердің ретін білу қажет:

Негізгі — квант оның энергиясына дерлік тең фотоэлектрон шығарады ($E_{\text{э}} \approx E_{\text{ж}}$). Түзілген фотоэлектрон атомның козуы мен иондалуына қатысады, n_{1q} — Түзілген фотоэлектрон атомның козуы мен иондалуына қатысады $E_{1q} \approx 3$ эВ ($\lambda \approx 400$ нм).

Жарық кванттарының саны төмендегідей анықталады:

$$n_{1q} \approx \frac{E_{\gamma}}{E_{1q}} \cdot \varepsilon_{\text{жарық}}$$

бұл жерде, $\varepsilon_{\text{жарық}}$ — ояту энергиясын жарық квантына айналдыру тиімділігі.

Экспозиция арқылы n_{1q} — жарық қалыптасады, оның бір бөлігі ғана фотокөбейткіштің квантынан катодына түседі ($\varepsilon_{\text{соқтығысу}}$). Фотокатодқа түсетін жарықтың әрбір кванты $\varepsilon_{\text{катод}}$ — электронды нокаутқа түсіруі мүмкін. Осылайша, фотокөбейткіштің кірісінде түзілетін электрондар саны келесі түрде анықталады.

$$n_{\text{т}} \approx \frac{E_{\gamma}}{E_{1q}} \cdot \varepsilon_{\text{жарық}} \cdot \varepsilon_{\text{соқтығысу}} \cdot \varepsilon_{\text{катод}}$$

Берілген формуладағы тиімділік коэффициенттері келесі мәндерді қабылдайды.

$$\varepsilon_{\text{жарық}} \approx 0.1; \varepsilon_{\text{соқтығысу}} \approx 0.4; \varepsilon_{\text{катод}} \approx 0.2$$

Жоғарыда келтірілген бағалауларға негізделген энергия 1 МэВ болды — кванттық жұтылу кезінде фотокатодтан бөлінген электрондар саны $n_{\text{э}} \approx 3 \cdot 10^4$ тең болуы керек.

NaI(Tl) кристалы үшін $\varepsilon_{\text{жарық}} \approx 0.1$ пластикалық сцинтилляторлар үшін $\varepsilon_{\text{жарық}} \approx 0.03$ тең. Осы бағалауларды зерделеу кезінде қарастырылатын процестердің статистикалық сипатта болатынын ескеру қажет. Статистикалық үлестірімдерге сүйене отырып, сцинтилляциялық детекторларда байқалатын сәулелік импульс енінің теориялық бағалаулары мұндай детекторлардың рұқсат ету мүмкіндігінен $6 \div 8\%$ аз емес екендігін көрсетеді.

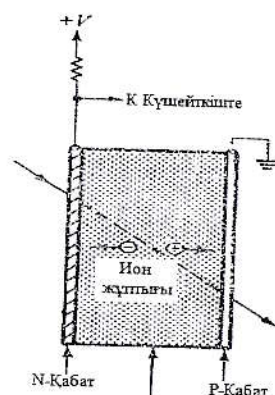
Жартылай өткізгішті детекторлар

Жартылай өткізгішті детектордың жұмыс істеу принципі зарядталған бөлшектер қатты дене арқылы өткенде келесі формула бойынша анықталатын иондық жұптардың пайда болуына негізделген.

$$n_{\text{ион}} = \frac{E_e}{W}$$

Бұл өрнекте W – бір ион жұбының түзілуіне қажетті энергия мөлшері.

Түзілген иондарды электр өрісінің көмегімен бөліп, бірдей таңбалы зарядтардың қосындысын өлшесек, жоғарыдағы формула бойынша бастапқы электрондардың энергиясын анықтауға болады. Жартылай өткізгіштерде жалғыз иондық жұпты құрайтын W энергиясы германий (Ge) үшін. 2.9эВ, кремний үшін (Si). 3.5 эВ болып табылады. Мұндай аз иондану энергиясы жартылай өткізгіштердің электрондық құрылымының ерекшелігімен байланысты. Жартылай өткізгішті детектордың жұмыс принципі мен құрылымы 15.6-суретте көрсетілген.

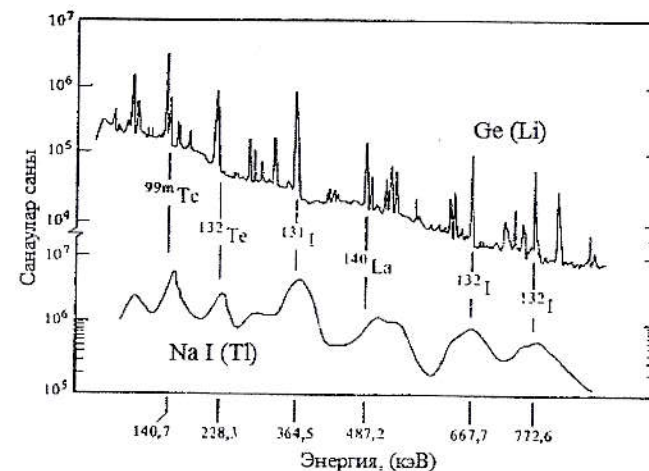


15.6-сурет. Жартылай өткізгішті детектордың жұмыс принципі және құрылымдық схемасы

Жартылай өткізгішті пластинаның бүйірлерінде орналасқан электр өрісі әртүрлі бағыттағы зарядтарды ажыратып, ток импульсін құрайды. Алынған ток импульсі төмен шулы күшейткішке беріледі. Бөлме температурасындағы термиялық ауытқулар құрылғыда қажетсіз импульстарды тудырады. Сондықтан жартылай өткізгішті детекторлар сұйық азот температурасына дейін салқындатылады.

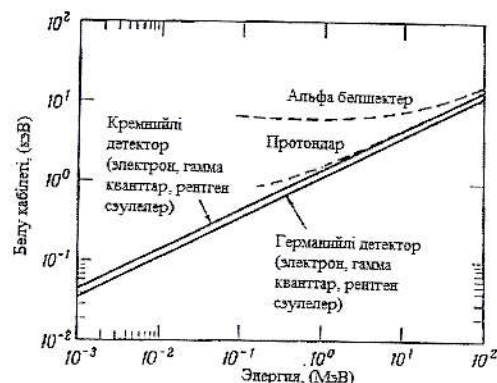
Жартылай өткізгішті детекторларда иондану энергиясы аз және барлық иондарды жинау мүмкіндігі осы детекторлардың жоғары ажыратымдылығына әкеледі.

Төмендегі 15.7-суретте сцинтилляциялық (NaI(Tl)) және жартылай өткізгіш (Ge(Li)) детекторларымен алынған кешенді спектр көрінісі көрсетілген.



15.7-сурет. Сцинтилляциялық және жартылай өткізгіш детекторлардағы радиоактивті үлгінің сәулелену спектрін салыстыру

Бұл спектрлерден көрініп тұрғандай, жартылай өткізгіш детекторлардың ажырату қабілеті айтарлықтай жоғары. Детекторлар үшін Ge (Li) және Si (Li) жартылай өткізгішті бөлу қабілетінің жазылған бөлшектер энергиясына тәуелділігі 15.8-суретте көрсетілген.



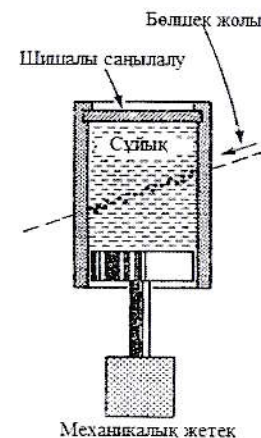
15.8-сурет. Жартылай өткізгішті детектордың энергетикалық ажыратымдылығының графигі

Көпіршікті камералар

Сцинтилляционный және жартылай өткізгіш детекторы тек олар арқылы өтетін бөлшектердің энергиясы мен саны туралы ақпарат береді. Егер бұл детекторларға бір уақытта екі детектор келсе, олар бұл фактіні анықтай алмайды.

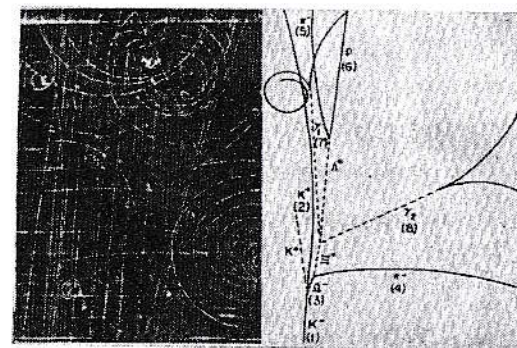
1952 жылы М.Глейзер жасаған көпіршікті камералар элементар бөлшектердің қасиеттерін зерттеуде маңызды рөл атқарды. Глейзер көпіршікті камерада өтетін физикалық процестерді былай сипаттады: «Көпіршікті камера өте қызған мөлдір сұйықтықпен толтырылған ыдыстан тұрады және ол арқылы өтетін иондаушы бөлшек бұл сұйықтықты қайнатады, осылайша көпіршіктер тізбегін құрайды. оның жолы».

Қатты қыздырылған сұйықтық - бұл температура мен қысымдағы сұйықтық, оның қысымы бірдей жағдайларда оның буының қысымынан әлдеқайда төмен болады. Сұйықтықтың мұндай күйі тұрақсыз, ол арқылы өтетін сұйықтықта бу көпіршіктерінің пайда болуын тудырады. (15.9-сурет)



15.9-сурет. Көпіршікті камераның жұмыс принципі және құрылымы

Сұйық бастапқыда өте қызып кету үшін тепе-тендік қысымында болады, содан кейін қысым поршеньді төмен итеру арқылы кенеттен төмендейді және камера бірнеше миллисекунд бойы сезімтал күйде болады. Бұл сезімталдық уақыты бөлшектердің үдеткіштен камераға түсу уақытымен синхрондалады. Фотоаппаратта пайда болған көпіршіктер электронды жарқылмен жарықтандырылып, олардың стереофотографиялық бейнесі алынады (15.10-сурет).



15.10-сурет. Көпіршікті камерада элементар бөлшектер қалдырған жолдар

Көпіршікті камераларда сұйық сутегі жиі пайдаланылады және жарылыс қаупі бар. Мұндай камералардың тиімділігін арттыру үшін олар күшті магнит өрісіне орналастырылады. Бұл жағдайда камераға түсетін бөлшектердің траекториясы кисық болады және олардың массасы мен энергиясы туралы ақпарат алуға болады.

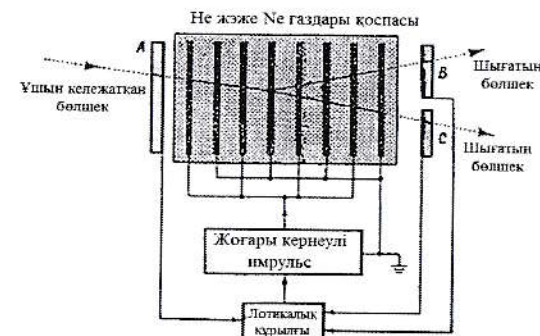
Ұшқын камералары

Көпіршікті камералардың көптеген артықшылықтары болса да, олардың бір кемшілігі бар: олар біз қалаған процесті бақылағымыз келген кезде іске қосылмайды. Мұның себебі, көпіршікті камераны тез іске қосу мүмкіндігі жоқ, өйткені ондағы сұйықтық өте қызған күйде болуы керек.

Ұшқын камераларын біз бақылайтын процесті қызықтыратын сәтте қосуға болады.

Ұшқын камералары өте қарапайым құбылысқа негізделген жұмыс істейді: бір-бірінен 1 см қашықтықта параллель орналасқан екі металл пластина арасындағы кернеу критикалық мәннен асып кетсе, электр заряды басталады. Егер осы уақытта пластиналардың арасынан иондаушы бөлшек өтсе, иондық жұптар түзіліп, заряд бөлшектің траекториясы бойынша таралатын ұшқын түрінде болады. Егер түзілген иондар бірнеше микросекунд бойына орнында болатынын ескерсек, ұшқын камерасына бөлшек камерадан өткеннен кейін де қуат беруге болатын сияқты. Осылайша, ұшқын камерасын автоматты түрде іске қосылатын детектор ретінде қарастыруға болады.

Қарапайым ұшқын камерасының құрылымы 15.11-суретте көрсетілген.



15.11-сурет. Ұшқын камерасының құрылымы және жұмыс істеу принципі

Мұндай камералардың көмегімен камераға түсетін бөлшектің атом ядросымен соқтығысуы және кем дегенде екі зарядталған бөлшек түзетін реакцияларды байқауға болады. Бұл жағдайда 15.11-суреттегі А, В, С сцинтилляциялық детекторлар бір уақытта үш зарядталған бөлшекті тіркейді. Бұл процесс орын алған кезде логикалық құрылғы кернеудің секіруін тудыратын сигнал шығарады және жоғары кернеулі импульс (10-20 кВ) камера пластинкаларына 50нс-тен аз уақытта беріледі. Электр зарядынан пайда болған ұшқын арналары стереофотография көмегімен бейнеленеді.

Жоғарыда көрсетілген стандартты ұшқын камерасы құрылғысы әртүрлі физика есептерін шешу үшін әртүрлі модификацияларда қолданылады. Мысалы, жұқа пластиналы ұшқын камералары зарядталған бөлшектердің траекториясын анықтау үшін, ал қалың қорғасын тақталары гамма-сәулелерді зерттеу немесе мюондардан электрондарды бөлу үшін қолданылады. Электрондардың мюондардан айырмашылығы олар қорғасында бөлшектер ағынын құрайды.

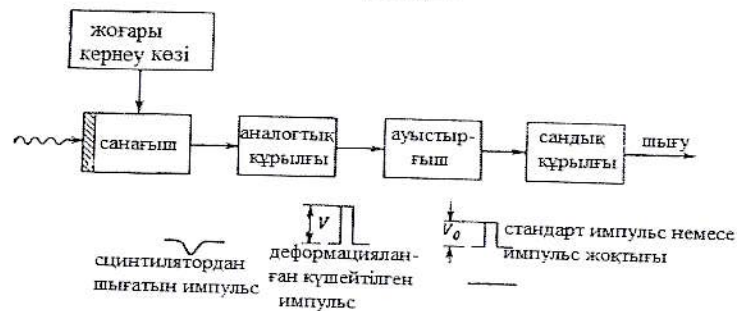
Шағын масштабты ұшқын камералары ядролық физикада әртүрлі мақсаттарда қолданылады, ал үлкен масштабты камералар негізінен нейтриноларды жазу үшін қолданылады.

Оптикалық ұшқын және көпіршікті камераларда бөлшектердің траекторияларының немесе тректерінің фотосуреттерінен тәжірибе нәтижелерін алудың кемшілігі бар. Бұл процесс өте ыңғайсыз болғандықтан, қазіргі уақытта электронды жазба камералары қолданылады. Бұл камераларда пластиналар координаталық торды құрайтын өткізгіштермен ауыстырылады. Пайда болған ұшқындар өткізгіштерде импульс жасайды және феррит өзектерінде магниттелу түрінде жазылады және электронды есептеуіш машинаға беріледі.

Детекторларға арналған электронды құрылғылар

Барлық заманауи детекторларда электронды құрылғылар бар. Электрондық құрылғының мысалы ретінде сцинтилляциялық детектормен қолданылатын келесі электрондық схеманы келтіруге болады (15.12-сурет). Фотокөбейткіштің шығыс сигналы аналогтық құрылғыда белгілі бір формаға түрлендіріліп, күшейтіледі. Бұл жағдайда қабылданған импульстің амплитудасы бастапқы импульстің амплитудасына пропорционал болады.

ADC-де (аналогты-цифрлық түрлендіргіш) импульстар цифрлық көрініске түрлендіріледі. Мұнда амплитудасы V_0 және $V_0 + \Delta V$ аралықта жататын импульстар ғана тіркеледі. Яғни, импульс осы интервалға жататын болса, түрлендіргіш құрылғы стандартты сигнал шығарады, әйтпесе түрлендіргіш ешқандай сигнал шығармайды.



15.12-сурет. Ядролық сәулеленулерді тіркеу құрылғысының принциптік

схемасы

Сандық құрылғы тек стандартты сигналдарды жазады. Бұл құрылғы әрбір 10 немесе 10^n (n -бүтін) кіріс сигналын бір деп санай алады. Бұл жағдайда оның шығысындағы сигнал белгілі бір энергетикалық интервалға сәйкес келетін 10^n бірліктегі кіріс сигналдарының санын көрсетеді. Берілген электрондық схеманы зертханада құрастыру қиын емес, өйткені оның құрамдас блоктары дайын және сатылған. Эксперименттік физикке тек оларды тандау және қажетті бөлшектерді жинау ғана талап етіледі. Электрондық схемадан сигналдар көп арналы анализаторға немесе дербес компьютерге беріледі, ал жазылған сәулелену спектрін дисплейде көруге болады (15.7 суретті қараңыз).

Бақылау сұрақтары:

1. Радиоактивті сәулелер және олардың түрлерін түсіндіріңіз.
2. Табиғи және жасанды радиоактивті тұқымдастарды түсіндіріңіз.
3. Газды разрядтау детекторларының құрылымы мен жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз.
4. Сцинтилляциялық детекторлардың құрылымы мен жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз.
5. Детекторды ажырату мүмкіндігін не деп атайды?
6. Сцинтилляторлардың түрлерін және олардың сипаттамаларын түсіндіріңіз.
7. Жартылай өткізгішті детекторлардың құрылымы мен жұмыс істеу принципі.
8. Көпіршікті камералардың құрылымы мен жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз.
9. Ұшқын камераларының құрылымын, жұмыс істеу принципін түсіндіріңіз және олардың артықшылықтарын айтыңыз.
10. Детекторларға арналған электронды құрылғылардың қызметін түсіндіріңіз.

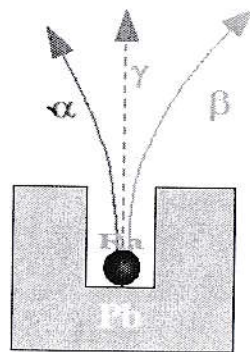
ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №16. РАДИОАКТИВТІ СӘУЛЕЛЕРДІҢ ӘРТҮРЛІ ОРТАДАҒЫ ЖҰТЫЛУ КОЭФФИЦИЕНТІН ВИРТУАЛДЫ ТӘЖІРИБЕДЕ АНЫҚТАУ

Жұмыстың мақсаты: әртүрлі заттардағы радиоактивті сәулеленудің жұтылу коэффициентін, материалдың қалыңдығына қарай радиоактивті сәулелену қарқындылығының өзгеруін анықтау және талапкерлерде ақпараттық-коммуникациялық технологиялар негізінде радиоактивті сәулеленудің қасиеттері туралы білімдері мен дағдыларын қалыптастыру.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық негіздеме

Француз физигі А. Беккерель уран тұздарында жарықтың әсерінен фосфоресценция құбылысы байқалғандай, Рентген сәулелерінде да осы құбылыс байқалады, жоқпа, соны білу мақсатында жарықтың уран тұздарына әсерін зерттей бастады. 1896 жылы 1 наурызда уран тұзы фотопластинканың қараюына байланысты күшті енетін қасиетке ие, көрінбейтін сәулелер шығаратынын анықтады. Көп ұзамай Беккерель уранның өзінде жарық шығару қасиеті бар екенін анықтады. Сонда ол мұндай құбылыстың торий атомында да бар екенін байқады. Радиоактивтілік — сыртқы әсерсіз денелерден жарықтың өздігінен шығуы. Радиоактивтілік Д.И. Менделеевтің периодтық жүйесінің ең ауыр элементтеріне тән. 1898 жылы француз ғалымдары М.Складовская-Кюри мен П.Кюри уран минералынан уран мен торийден әлдеқайда радиоактивті екі жаңа затты бөліп алды. Олар полоний және радий деп аталды. Радиоактивтілік процесінде үш түрлі сәулелер



16.1-сурет

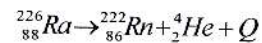
таралады: α , β , γ - сәулеленулер. γ - сәулеленулерге магнит және электр өрістері әсер етпейді (16.1-сурет). Магнит және электр өрістері α және β - сәулелеріне әсер етеді. Әсер нәтижесіне қарай α - сәулелер он және β - сәулелер теріс зарядтарға ие екендігін білу мүмкін. Шындығында да, α - сәулелері иондасқан гелий атомдары, β - сәулелері электрондардан тұратындығы анықталған. γ - сәулелер ең қысқа толқын ұзындыққа ие болған үлкен энергиялы электромагниттік толқындар болып саналады. 1903-жылы Э. Резерфорд және Ф. Содди радиоактивтілік процесінде бір химиялық элемент басқа химиялық элементке өтуін анықтаған. Радиоактивтілік процесінде энергия ажыралып шығады. Мысалы, 1 г радийден сәулелену процесінде 600 Дж энергия ажыралып шығады.

Альфа-бөлшектің табиғаты оның зарядын анықтаудан басталды. Ол электрометр көмегімен анықталады. Осы жолмен анықталған альфа-бөлшек зарядының шамасы $3,19 \cdot 10^{-19}$ Кл-ға тең, бұл электрон зарядынан екі есе үлкен. Оның таңбасы оң. $\frac{e}{m}$ қатынастан α -бөлшектің массасы анықталды. Оның шамасы $6,62 \cdot 10^{-24}$ г тең. Бұл сутегі атом массасы $1,62 \cdot 10^{-24}$ г-нан төрт есе үлкен. Мұндай тәжірибелік дәлелдер негізінде α -бөлшек гелий атомы екендігін дәлелдейді.

Магнит өрісінде α -бөлшектің қозғалысын үйрену процесінде, оның жылдамдығы анықталды. α -бөлшектің орташа жылдамдығы $1,6 \cdot 10^7$ м/с-қа тең. Жылдамдық шамасы изотопқа және радиоэлементке байданысты. α -бөлшектің кинетикалық энергиясы бір неше электрон вольтқа тең, ол атом түзілісін үйренуде идеал снаряд міндетін орындайды.

Атом ядросынан α -бөлшек шыққанда, атом ядросының заряды екіге, массасы болса төрт атом бірлігіне кемиді. Радиоактивті ыдырау процесінде өте үлкен энергия ажырайды. Мысалы, радий атомы ($Z = 88$, $A = 226$) α -

бөлшек шығару нәтижесінде радон атомы ($Z = 86$, $A = 222$) пайда болады. Бұл ыдырау төмендегідей жазылады:

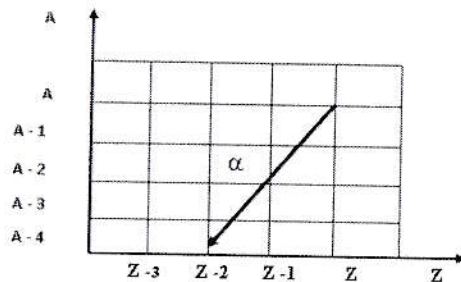


Q — ыдырау кезінде бөлінетін энергия.

Тендеудің сол жағында бастапқы атом ядросы, оң жағында алынған атом ядросы орналасқан. Бұл тендеудің оң жақ жоғарғы және төменгі индекстерінің қосындысы сол жағындағы атомдық көрсеткішке тең болуы керек, яғни $222 + 4 = 226$ массаның сақталу заңы және $86 + 2 = 88$ зарядтың сақталу заңы орынды болып табылады. Бөлшектердің атом массасын білген күйде ыдырау энергиясы Q — мәнін анықтау мүмкін.

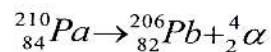
α -бөлшектер тек масса саны A үлкен ($A > 200$) болған атом ядроларынан шығады. Мысалы, радий атом ядросы α -ыдырау пайда болғанда радон ядросы пайда болады. Нәтижеде төмендегі ығысу заңы орындалады: $A - 4; Z - 2; N - 2$.

${}_Z^AX_1 \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4}X_2 + {}_2^4\alpha$ реакция графикте көрсетілген.

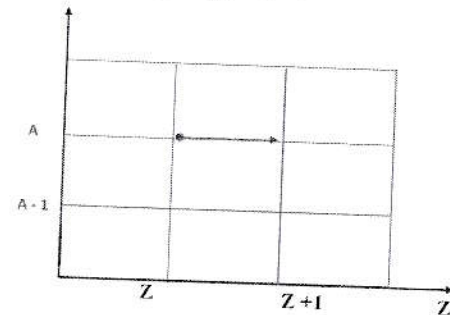
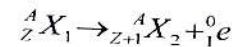


16.2-сурет. α -ыдырауда ығысу ережесінің орындалуы

Мысал ретінде радиоактивті протактиний (Pa) атомы α — бөлшек шығарғанда қорғасын (Pb) атомы пайда болуын қарайық:



Радиоактивті изотоп (β)-бөлшек шығару нәтижесінде ыдыраса, атом ядросының заряды бірлік оң зарядқа артады, бірақ масса саны өзгермейді. $A = Z + N$ теңдік орынды болғандығы нәтижесінде радиоактивті изотопта нейтрондар саны бірге кемиді. Реакция төмендегідей жазылады:

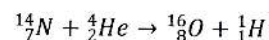


16.3-сурет. β -ыдырауда ығысу ережесінің орындалуы

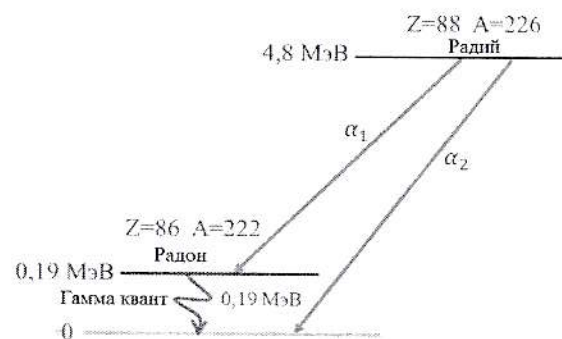
Мысалы, полоний изотопы ${}_{84}^{210}\text{Po}$ пайда болуында висмут изотопы ${}_{83}^{210}\text{Bi} \rightarrow {}_{84}^{210}\text{Po} + \beta$ өзінен β -бөлшек шығаруы қажет. Реакция 16.3-суреттегі график көрінісінде болады. Графиктен көрініп тұрғандай, атомнан β -бөлшек шыққанда оның оң заряды бір бірлікке артады, бірақ атом массасы A өзгермейді. β -бөлшектердің спектрі үздіксіз болады. β -бөлшектердің олардың жылдамдықтары кіші мәндерден үлкен мәндерге дейін өзгереді, яғни олар үздіксіз энергияның таралуына ие. β -ыдырау процесінде ядродағы нейтрон протонға және электронға бөлінеді, ал электрон ядродан шығады. Бірақ бұл β -бөлшектердің энергия бойынша үздіксіз таралуын түсіндірмейді. Қиыншылықты 1931-жыл Паули шеше алды. Паулидің пікірі бойынша β -ыдырауда электроннан басқа бөлшек шығуы керек. Бұл бөлшек нейтрино екені анықталды. Нейтриноның массасы электронның массасымен салыстырғанда өте аз және оның заряды жоқ, сондықтан ол электрлік бейтарап бөлшек. Нәтижесінде толық энергия электрон мен нейтрино энергиялары арасында бөлінеді. Егер электрон жоғары энергиямен шықса,

нейтрино төмен энергиямен шығады және керісінше. Оның бар екендігі жанама әдістермен дәлелденеді.

Гамма сәулелену атом ядросының ыдырауы кезінде пайда болады, α және β -бөлшектер мен бірге бақыланады. Интерференциялық және дифракциялық тәжірибелер нәтижесінде γ -сәулелердің табиғаты рентген сәулелерінің табиғатына сәйкес келетіні анықталды. Оның энергиясы жанама фотоэффект, Комптон эффекті әдістерімен анықталады. Гамма сәулелерінің толқын ұзындығы атом ядросының энергетикалық күйінің өзгеруіне байланысты өте қысқа электромагниттік толқындар болып есептеледі. Атом ядросынан α , β — бөлшектер шыққанда жаңа ядро пайда болады, оның энергиясы алдыңғы жағдайынан үлкен. Жаңа ядро бастапқы күйіне қайтуды сәулелер шығарады. 1919 жыл Резерфорд α — бөлшекпен белгілі бір атомды атқылатқанда, екінші атомды жүзеге келтіреді. Мысалы, α — бөлшекпен азот газын атқылатқанда оттегі және сутегі атомдары пайда болады. Бұл реакция төмендегідей жазылады:



Альфа және гамма сәулеленулердің бірге бақылануына төмендегі Ra — Rn радиоактивті ыдырауын мысал ретінде келтіру мүмкін.

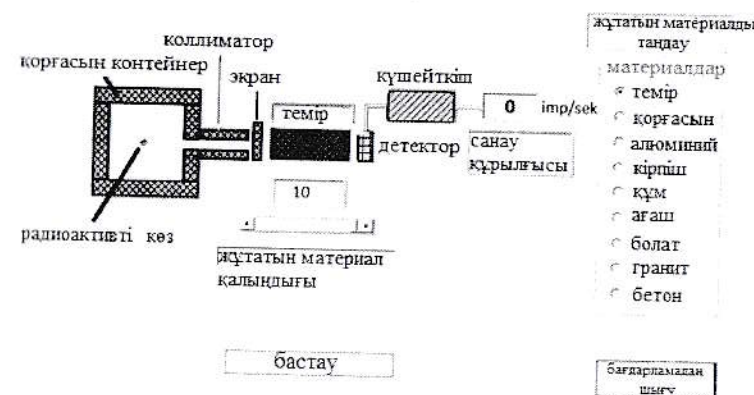


16.4-сурет. Ra-Rn радиоактивті ыдырау схемасы

Жұмысты орындау тәртібі:

1. Талапкерлер зертханалық жұмыстың сипаттамасымен танысып, жұмыстың мақсаты мен жұмысшы формулаларын дәптерлеріне жазып алады.
2. Зертханалық жұмыстың электронды нұсқасы талапкерлерге компьютер, видеопроектор, экран арқылы кескінделеді. Оқушыларға суреттегі көрініс түсіндіріледі.

Түрлі заттарда радиоактив сәулеленулердің жұтылу коэффициентін анықтау



16.5-сурет. Зертханалық жұмыс құрылғысының компьютер экранындағы көрінісі

3. Зертханалық жұмысты орындау үшін тышқаншаның көмегімен жұтатын материалдың түрі таңдалады және оның қалыңдығы белгілеп алынады.
4. “Старт” пернесін тышқаншаның көмегімен басу арқылы виртуалды зертханалық құрылғы іске қосылады. Бұл жағдайда контейнер саңылауының алдындағы экран қозғалады және детектор зат арқылы өтетін сәулеленудің қарқындылығын санайды. Виртуалды зертханалық жұмыста есептегіш берілген шарттарда 1 секундта қарқындылықты (белсенділікті) көрсетеді.
5. Радиоактивті көзден шығатын сәулеленудің бастапқы қарқындылығын анықтау үшін жұтатын зат қалыңдығы нөлге теңестіріледі.

Бұл жағдайда есептелген қарқындылық көздің қарқындылығы болып, барлық тәжірибелер үшін бірдей мәнге ие болады.

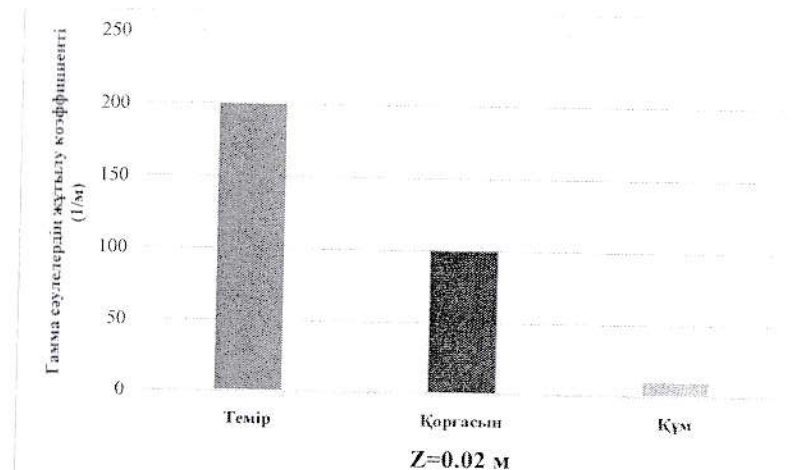
6. Әрбір таңдалған заттың белгіленген қалыңдығы үшін өлшеулер 3 рет қайталанады және алынған нәтижелер 1-кестеде түсіріледі. Бұл өлшемдерде топ талапкерлері шағын топтарға бөлінеді және мұғалім белгілеген әртүрлі материалдар үшін жұтылу коэффициенттері анықталады.

1-кесте

Өлшеулер				Есептеулер			
Материал түрі	$Z, (м)$	$I_0, (имп/сек)$	$I, (имп/сек)$	$\mu, (1/м)$	$\mu_{орт}, (1/м)$	$\Delta\mu$	$\varepsilon(\%)$

Кестенің бірінші бөлігінде тәжірибе кезінде жұтатын материалдың таңдалған параметрлері және өлшеу нәтижелері келтірілген. Кестенің екінші бөлігінде тәжірибе нәтижелері бойынша есептелген жұтылу коэффициенті, оның орташа мәні, абсолютті және салыстырмалы қателіктері енгізіледі.

Виртуалды өлшеулер нәтижесінде бірінші кестеге енгізілген мәліметтер негізінде бір қалыңдықтағы әртүрлі заттардың гамма-сәулелерін жұтылу коэффициенті арнайы компьютерлік бағдарлама арқылы диаграмма түрінде салыстырылады.



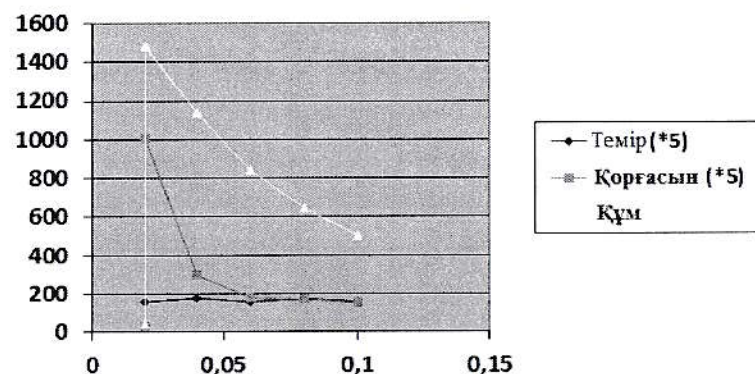
16.6-сурет. Бірдей қалыңдықтағы түрлі заттар үшін гамма сәулелердің жұтылу коэффициентін салыстыру

Таңдалған материалдың қалыңдығы өзгертіліп, алынған нәтижелер 2-кестеге түсіріледі.

2-кесте

$Z, (м)$	0,02	0,04	0,06	0,08	0,01
$I, (имп/сек)$					
Темір					
Қорғасын					
Құм					

Өтетін сәулелердің интенсивтілігі мен материалдың қалыңдығы арасындағы байланыстың графигі ($I = f(z)$) сызылады (16.7-сурет).



16.7-сурет. Жұтатын заттан өтетін сәулелену қарқындылығының материал қалыңдығына байланысы

Бақылау сұрақтары:

1. Гамма-сәулеленудің табиғаты мен қасиеттерін түсіндіріңіз.
2. Радиоактивті заттарды сақтау және пайдалану ережелерін түсіндіріңіз.
3. Неліктен әртүрлі заттар радиоактивті сәулелерді әртүрлі жұтады?
4. Заттардағы радиоактивті сәулеленулердің жұтылу коэффициентін анықтау формуласын жазып, түсіндіріңіз.
5. Заттағы гамма-сәулелердің жұтылуында негізінен қандай физикалық процестер байқалады?
6. Заттағы гамма-сәулелердің жұтылуында байқалатын физикалық процестер сәулелену энергиясымен қалай байланысты?

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №17. АЛЬФА БӨЛШЕКТЕРІНІҢ АУАДА ЕРКІН ЖҮГІРУ ҚАШЫҚТЫҒЫН ВИРТУАЛДЫ ТӘЖІРИБЕДЕ АНЫҚТАУ

Жұмыстың мақсаты: радиоактив изотоптардың α -ыдырауында шығатын α -бөлшектердің ауадағы еркін жүгіру қашықтығын анықтау.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық негіздеме

1. Қозғалыстағы альфа бөлшектердің заттармен әсерлесуі

Үлкен бастапқы жылдамдыққа ие болған ($v \approx 10^6$ м/с), ауыр және оң зарядталған бөлшек өз энергиясын жұтатын заттың электрондарымен және ядроларымен әсерлесуіне жұмсайды. Жылдам қозғалатын альфа-бөлшек өз энергиясын үш түрлі жолмен жоғалтады: а) жұтатын заттың атомдарын иондау және ояту арқылы; б) соққы ядроларды түзу арқылы; в) тормоздалу электромагниттік толқындарды шығару арқылы.

2. Иондалу процесіндегі шығындар. Зарядталған бөлшектердің жұтатын заттың атомдарымен соқтығысуы кезінде олар осы атомның электрондарын жоғары энергетикалық деңгейлерге шығаруға (атомды оятуға) немесе бұл электрондарды атомнан ұрып шығаруға (ионизацияға) жеткілікті энергия алуы мүмкін. Бұл жағдайларда жұмсалатын энергия *иондану процесіндегі шығындар* деп аталады. Мұндай әрекеттесулерде альфа бөлшектерінің энергиясы салыстырмалы түрде аз потенциалдармен жоғалады. Мысалы, ауа атомдары мен молекулаларының иондану потенциалы 35 эВ-ке тең. Альфа-бөлшектің ауадағы қозғалысындағы иондану процесі бөлшек энергиясы зат молекулаларының иондану потенциалынан аз болғанша жалғасады. Осыдан кейін ғана альфа-бөлшегі екі электронды иелеп, бейтарап гелий атомына айналады. Альфа-бөлшектің ішінде тығыздығы қозғалыс жолының соңында артып баратын иондар тізбегі пайда болады. Пайда болатын иондар санын альфа-бөлшек энергиясы

($4 \div 8$) МэВ) ты орташа ояну потенциал энергиясына бөлу арқылы бағалау мүмкін. Ауа үшін бұл мән $\approx 10^5$ ты құрайды. Дәл сол себепті альфа-радиактивті заттармен физикалық организмдердің зақымдануы өте қауіпті.

Сокқы ядросының түзілуіндегі энергия шығыны. Оң зарядталған альфа-бөлшектердің зат ядроларымен әсерлесуі де серпімді соқтығыс болуы мүмкін. Бұл жағдайда бөлшектің жылдамдығының бағыты мен мәні өзгереді, ал жұтатын заттың ядросы болса, тепе-теңдік күйінен қозғалады. Бұл ядролық *соққы ядро* деп аталады. Егер жұтатын зат идеалды кристалдан тұрса, одан альфа бөлшектері өткеннен кейін кристалдық тордың нүктелік ақаулары пайда болады.

Ауада қозғалатын альфа бөлшектері үшін сокқы ядроға жұмсалатын энергия иондану энергиясына салыстырғанда есепке алмайтын дәрежеде кіші, өйткені альфа бөлшектерінің ядролармен соқтығысу ықтималдығы өте аз.

Электромагниттік сәулеленулерге жұмсалатын шығындар. Белгілі болғандай, зарядталған бөлшектің үдемелі қозғалысы оның электромагниттік сәулеленуді шығаруына себеп болады, оны *тормоздалу сәулеленуі* деп атайды. Бөлшектер энергиясының электромагниттік сәулеленуге жұмсалатын электромагниттік сәулеленулер (радиация) ға жұмсалған шығын деп аталады.

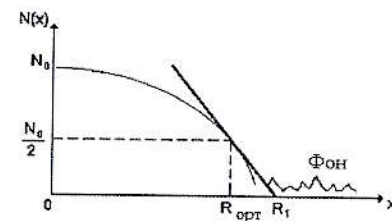
Альфа-бөлшектер үшін радиацион шығындар атомдар мен молекулалардың оянуы мен иондалуы үшін энергия шығындарына салыстырғанда өте аз.

Сонымен, ауада қозғалатын альфа бөлшектерінің энергиясы негізінен атомдар мен молекулаларды оятуға және иондауға жұмсалады. Альфа-бөлшектің массасы электронның массасынан ≈ 10000 есе үлкен болғандықтан, оның траекториясы дерлік түзу сызықты болады және ол зат ядроларымен соқтығысқанда ғана ауытқиды.

3. Заттардағы альфа-бөлшектердің жұтылуы

Альфа-бөлшектердің жылулық қозғалысының жылдамдығына дейін (100 м/с) тежелу кезеңінде жүретін жолы *толық жүгіру қашықтығы* деп аталады. Бірақ бірдей бастапқы жылдамдықтағы бөлшектердің еркін жүгіру жолдары зат атомдарының концентрациясының ауытқуына және әрбір әсер ету актісінде энергия жоғалтуларының ауытқуына байланысты ерекшеленеді. Сол себепті заттардағы бөлшектердің жұтылуын зерттеуде осы бөлшектердің жартысы жұтылатын еркін қозғалыстың орташа қашықтығы қолданылады. Бұл қашықтық заттағы бөлшектердің жұтылу графигі $N=f(x)$ арқылы анықталады. Бұл график белгілі бір уақыт аралығында санау құрылғысымен тіркеледі. Ол моноэнергетикалық бөлшектер санының қабат қалыңдығының функциясынан тұрады (17.1-сурет).

Орташа жүгіру қашықтығын тек моноэнергетикалық бөлшектердің жұқа коллимацияланған шоғы үшін ағын қарқындылығы екі есе төмендейтін қашықтық ретінде қарастыру орынды. Мұны орындамау еркін жүгіру қашықтығы үшін нақты мәннен кіші мәнге ие болуына алып келеді. Сондықтан коллимацияланбаған бөлшектер шоғыры жағдайында R_1 экстраполяцияланған жүгіру қашықтығы қолданылады (17.1-сурет).



17.1-сурет. Альфа бөлшектердің заттарда жұтылу графигі. x -санау құрылғысы және радиоактив көз арасындағы қашықтық, $R_{орт}$ -орташа жүгіру қашықтығы, R_1 -экстраполяцияланған жүгіру қашықтығы

Мұны анықтау үшін $N=f(x)$ графигінің ең тік нүктесіне жанама өткізіледі және бұл жанаманың x осі мен қиылысу нүктесі анықталады. Практикалық жағынан алып қарағанда экстраполяцияланған жүгіру

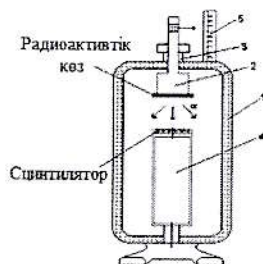
қашықтығы ретінде фон сәулеленуі болмағанда тіркелініп жатқан бөлшектер саны нольге тең болған қашықтық алынады.

4. Эксперименттік бөлім

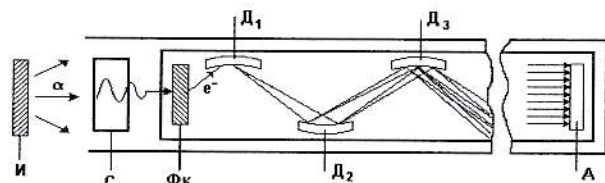
4.1. Эксперименттік құрылғының

сипаттамасы

Тәжірибелік өлшем ұяшығының жұмыс принципі мен конструкциясы сәйкесінше 17.2 және 17.3-суреттерде көрсетілген. Өлшеу ұяшығы қорғасын контейнер (1) және оның үстіндегі жылжымалы штокке бекітілген үлгіге орналастырылған кіші мөлшердегі радиоактивті элементтен тұрады. Ұяшықтағы штоктың ығысуы винттың (3) көмегімен жүзеге асырылады, ал альфа-радиоактивті препараттың сцинтилляциялық есептегішке (4) қатысты орны миллиметрлік сызғыштың (5) көмегімен анықталады.



17.3-сурет. Өлшеу ұяшығының конструкциясы



17.2-сурет. Өлшеу ұяшығының істеу принципі

1. Қорғасын контейнер
2. Радиоактивті көзді ұстайтын қозғалатын шток
3. Штокты ығыстыратын винт
4. Сцинтилляциялық санау құрылғысы
5. Сызғыш

4.2. Сцинтилляциялық санау құрылғысының жұмыс істеу принципі

Бөлшектерді тіркейтін санағыш құрылғысы эксперименталды қондырғының негізгі элементі болып табылады. Альфа бөлшектері

радиоактивті көзден (И) сцинтилляторға (3) түскенде ол жарқыл жасайды. Фотоэффекттің нәтижесінде фотокадоттан (Φ_k) бір немесе бірнеше фотоэлектрондар ұшып шығады. Фотокадоттан бөлінген электрондар үдеу потенциалы есебінен қосымша энергия алып, бірінші электродқа (бірінші диод D_1) түседі. Электрондар диодқа соқтығысуынан екіленген электрондар лақтырылады. Фотокөбейткіш кернеуі ($U=1500V$) бөлу схемасы жәрдеміне диодтан диодқа өткенде потенциалдар айырмасы 100-150 В өсетіндей етіп беріледі. Диодтардың пішіні мен орналасуы электр өрісі электрондарды әрі жылдамдатып, әрі кейінгі диодқа фокустайтындай етіп таңдалады. Диодтан диодқа электрондар санының артуы нәтижесінде фотокөбейткіштің шығуы-анодда санау құрылғысымен тіркелетін жоғары қуатты электр импульсі пайда болады. Фотокөбейткіш шағын инерциялық құрылғы болғандықтан, жарқылдар саны құрылғымен тіркелген импульстар санына қатаң пропорционалды.

4.3. Жұмысты орындау тәртібі

Бұл виртуалды зертханалық жұмыста плутоний-238 изотопын ($T_{1/2}=87,75$ жыл) зерттеу модельденген. Бұл зертханалық жұмыста экспериментаторға өлшеулер ретін, экспозиция уақытын және тәжірибелер санын ыңғайлы таңдау мүмкіндігі берілген.

1. Курсорды «өлшеу» пернесіне әкеліп, тышқаншаның сол жақ пернесін басыңыз. Мұнда компьютер өлшеу ұяшығының схемасын, секундомерді, импульсті есептегіш тақтаны, көзбен санағыш арасындағы x қашықтықты басқаруға арналған құрылғыны, әрқайсысы 2 мм ден болған 20 бөлімнен тұратын шкаланы және қашықтықты (X) көрсетеді.

2. Альфа-радиоактивті затты сцинтилляторға өте жақын орналастырып, сынақ өлшемдері ($x=0$) $t=3,4,5...$ сек да өткізіледі. Бұл жағдайда «токтату» пернесін қажетті уақытта басуға үлгеру қажет. Индексация уақытын әрбір экспериментатор өзіне ыңғайлы түрде таңдайды және барлық өлшеулер бір уақытта жүргізіледі.

3. Таңдалған қашықтық пен уақыт үшін өлшеулер 5 рет қайталанады.

Өлшенген импульстердің орташа мәні $\langle N(x) \rangle = \frac{1}{5} \sum N(x)$ анықталады және өлшеу нәтижелері 1-кестеге түсіріледі.

4. Өлшеу курсордың көмегімен қайталанады, әр жолы радиоактивті препаратты 2 мм-ге жылжытады. Өлшеу импульстердің орташа мәні тұрақты мәнге жеткенше жалғасады. Бұл тұрақты шама (N_f) *табиғи фон* деп аталады және әрбір X қашықтығы үшін $\langle N(x) - \langle N_f \rangle \rangle$ айырма есептеліп, кестеге енгізіледі. Сонымен қатар, әрбір өлшемде алынған нәтиже бірлік денелік бұрышқа нормалануы керек, яғни қашықтықтың ұлғаюымен денелік бұрыштың төмендеуіне түзету енгізілуі керек:

$$(\langle N(x) - \langle N_f \rangle \rangle) / \Omega \equiv N'(x) \quad (2)$$

бұл жерде, Ω -қашықтықтың артуымен денелік бұрыштың кемуіне енгізілген түзету болып, берілген құрылғы үшін есептелген және кестеге келтірілген. Осы жолмен алынған нәтижелер кестеге енгізіледі және миллиметрлі қағазда $\langle N'(x) \rangle = f(x)$ жұтылу графигі сызылады.

5. Тәжірибе нәтижелері негізінде сызылған график (17.1) тен альфа бөлшектерінің ауадағы экстраполяцияланған жүгіру жолы R_1 анықталады.

6. Орындалған зертханалық жұмыс бойынша қорытынды жазылады.

Бақылаусұрақтары:

1. Альфа-бөлшектің негізгі қасиеттерін түсіндіріңіз.
2. Альфа-бөлшектердің орта арқылы өтуі кезіндегі энергия шығыны түрлерін түсіндіріңіз.
3. Альфа-бөлшектердің орташа, экстраполяцияланған және келтірілген жүгіру жолдарын түсіндіріңіз.
4. Неліктен альфа-бөлшектердің жүгіру жолын бағалау кезінде денелік бұрышқа түзету жасалады?
5. Фотокобейткіштің жұмыс принципін түсіндіріңіз.

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 18. АЛЬФА БӨЛШЕКТЕР ЭНЕРГИЯСЫН ВИРТУАЛДЫ ТӘЖІРИБЕДЕ АНЫҚТАУ

Жұмыстың мақсаты: Виртуалды тәжірибелерде альфа-бөлшектердің энергиясын олардың ауадағы еркін жүгіру қашықтығы арқылы анықтау.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық негіздеме

Ядролардың радиоактивті α -ыдырауы. Ядролардың радиоактивті α -ыдырауында екі протон мен екі нейтроннан тұратын α -бөлшек гелий ядросы лактырылады. α -бөлшектің массасы $6,644 \cdot 10^{-27}$ кг, спин және магнит моменті нөлге тең. Бұл бөлшектің заряды оның құрамындағы протондардың зарядымен анықталады және $+2e$ ге тең ($e = 1,644 \cdot 10^{-19}$ Кл). α -ыдырауда бастапқы Z зарядты және A массалық санына ие болған «ана» ядросы реттік нөмірі $Z-2$ және массалық саны $A-4$ болатын «қыз» ядроға айналады.

Қазіргі уақытта 150-ден астам α -радиоактивті ядролар анықталды, олардың көпшілігі элементтердің периодтық жүйесінің соңында орналасқан.

α -радиоактивті ядролардың және олар шығаратын α -бөлшектердің негізгі сипаттамалары ретінде жартылай ыдырау периоды- $T_{1/2}$, кинетикалық энергия E_α және еркін жүгіру қашықтығы R қарастырылады.

Ядролардың жартылай ыдырау периоды уақыт бойынша белсенділіктің төмендеуі немесе ғасырлық (секуляр) тендеу негізінде анықталуы мүмкін. Нақты тәжірибелерде α -бөлшектердің еркін жүгіру қашықтығы Вильсон камерасы немесе көпіршікті камера арқылы анықталады. Виртуалды зертханада альфа-бөлшектердің еркін жүгіру қашықтығын анықтау 17-зертханалық жұмыста толық сипатталған.

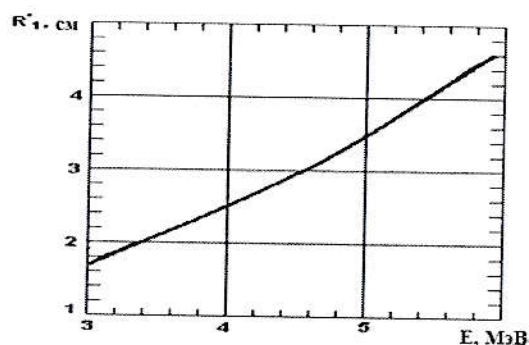
Альфа-бөлшектердің энергиясын тікелей және дәл өлшеу магниттік спектрометрлердің көмегімен жүзеге асырылады. Бұл құрылғылар ~ 5 кэВ дәлдікпен энергияны өлшеуге мүмкіндік береді.

Көптеген тәжірибелер мен теориялық зерттеулердің нәтижесінде альфа-бөлшектердің еркін жүгіруінің қашықтығы мен энергиясы арасында төмендегі қатынас анықталды:

$$R \approx 0,3 E_{\alpha}^{3/2} \quad (1)$$

Бұл қатынасты пайдалана отырып, альфа-бөлшектердің энергиясын еркін жүгіру қашықтығы арқылы жанама түрде анықтауға болады. Альфа-бөлшектердің еркін жүгіру қашықтығын анықтау әдісі 17-зертханалық жұмыста сипатталған.

Ауадағы альфа-бөлшектердің экстраполяцияланған жүгіру қашықтығының энергияға байланысты эмпирикалық графигі 18.1-суретте көрсетілген.



18.1- сурет. Ауадағы альфа-бөлшектердің экстраполяцияланған жүгіру қашықтығының олардың энергиясына байланысы

Альфа-бөлшектердің энергиясын анықтау үшін 17-зертханалық жұмысдағы 17.1-суреттегі жұтылу графигінен экстраполяцияланған жүгіру қашықтығы R_1 табылады. Сонда (1) формула бойынша сызылған 18.1-суреттегі графиктен осы шамаға сәйкес энергия анықталады.

Эксперименттік бөлім

1. Эксперименттік құрылғының сипаттамасы

Экспериментал өлшеу ұяшығының құрылысы 17-зертханалық жұмыста сипатталған.

2. Жұмысты орындау тәртібі

1. 17-зертханалық жұмыста берілген виртуалды эксперимент құрылғысының көмегімен альфа бөлшектерінің еркін жүгіру қашықтығы анықталады.

2. Тәжірибеде анықталған еркін жүгіру қашықтығына радиоактивті көз үстіне қапталған титан оксидінің (TiO_2) қабықшасындағы жұтылу түзетілуі енгізіледі.

3. Альфа-бөлшектердің энергиясы тәжірибеде анықталған экстраполяцияланған жүгіру қашықтығы негізінде анықталады.

4. Тәжірибеде анықталған альфа бөлшектерінің энергиясы нақты тәжірибелер нәтижесімен салыстырылады және қателіктер есептеледі.

5. Тәжірибедегі бөлшектің энергиясын анықтаудың салыстырмалы қателігі $\gamma = \frac{E_{\text{теор}} - E_{\text{эксп}}}{E_{\text{теор}}} \cdot 100\%$ формуладан табылады. Теориялық және эксперименттік нәтижелер күрт ерекшеленетін болса, экспозиция уақытын көбейту арқылы тәжірибелерді қайталау қажет.

6. Орындалған зертханалық жұмыс бойынша қорытынды жазылады.

Бакылау сұрақтары:

1. Альфа-бөлшектің негізгі қасиеттерін түсіндіріңіз.
2. Ядроның жартылай ыдырау периоды альфа-бөлшек энергиясымен қалай байланысты?
3. Альфа-бөлшектердің орта арқылы өтуі кезіндегі энергия шығыны түрлерін түсіндіріңіз.
4. Альфа-бөлшектердің орташа, экстраполяцияланған және келтірілген жүгіру жолдарын түсіндіріңіз.
5. Неліктен альфа-бөлшектердің жүгіру қашықтығын бағалау кезінде денелік бұрышқа түзету жасалады?
6. Фотоэлектрон көбейткіштің жұмыс принципі түсіндіріңіз.

**ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС № 19. РАДИОАКТИВТІ ПЛУТОНИЙ-238
ИЗОТОПЫНЫҢ ЖАРТЫЛАЙ ЫДЫРАУ
ПЕРИОДЫНВИРТУАЛДЫТӘЖІРИБЕДЕАНЫҚТАУ**

Жұмыстың мақсаты:плутоний изотопының α -ыдырауын зерттей отырып, Гейгер-Неттол формуласы арқылы жартылай ыдырау периодын анықтау.

Қажетті құрал-жабдықтар:компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық негіздеме

Ядролардың радиоактивті α - ыдырауы. Ядролардың радиоактивті α -ыдырауында екі протон мен екі нейтроннан тұратын α -бөлшек гелий ядросы лақтырылады. α -бөлшектің массасы $6,644 \cdot 10^{-27}$ кг, спин және магнит моменті нөлге тең. Бұл бөлшектің заряды оның құрамындағы протондардың зарядымен анықталады және $+2e$ ге тең ($e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл). α - ыдырау кезінде бастапқы Z зарядты және Амассалық санына ие болған «ана» ядросының реттік нөмірі $Z-2$ және массалық саны $A-4$ болған «қыз» ядроға айналады.

Қазіргі уақытта 150-ден астам α - радиоактивті ядролар анықталды, олардың көпшілігі элементтердің периодтық жүйесінің соңында орналасқан.

α -радиоактивті ядролардың өмір сүру ұзақтығы өте үлкен диапазонда жатады: $3 \cdot 10^{-7}$ секунд ($^{212}_{84}Po$)- $1,4 \cdot 10^{10}$ жыл ($^{232}_{90}Th$). α -бөлшектердің кинетикалық энергиялары болса $2,0 - 8,8$ МэВ кіші диапазонда жатады. Тәжірибе көрсеткендей, радиоактивті ядроның өмір сүру уақыты неғұрлым кіші болса, түзілетін α -бөлшектердің энергиясы соғұрлым үлкен болады. Бұл шамалар арасындағы мөлшерлі қатынас Гейгер-Неттол заңымен өрнектеледі:

$$\log_{10} \tau = \frac{148}{\sqrt{E}} - 53,6 \quad (1)$$

бұл жерде, τ - берілген изотоптың альфа-радиоактивті ядросының орташа өмір сүру уақыты (сек), E - альфа-бөлшектің кинетикалық энергиясы (МэВ).

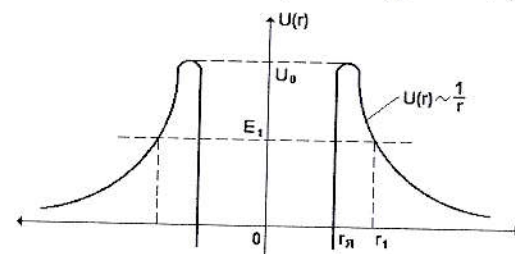
Гейгер-Неттол заңын пайдалана отырып, α -бөлшектердің энергиясын біле отырып, берілген изотоптың орташа жасау уақытын және жартылай ыдырау периодын анықтау мүмкін.

$$T = \tau \ln 2 \approx 0,69\tau \quad (2)$$

Ядро ішінде пайда болған α -бөлшекті тек $\sim 10^{-15}$ м қашықтықта әсер ететін электрлік емес ядролық күштермен ұстап тұрылады. Ядроның сыртында α -бөлшек пен жаңа ядро арасында Кулондық тебіліс күштері бар. Бұл әсерлесудің потенциалдық энергиясы төмендегі түрде өрнектеледі:

$$U(r) = (Z-2)2e^2 / 4\pi\epsilon_0 r \quad (3)$$

Кванттық механикалық елестерге сәйкес альфа бөлшектері 19.1-суретте көрсетілген потенциалдық кедергіден туннель эффектсі арқылы өтеді.



**19.1-сурет. Альфа-бөлшектердің потенциалдық кедергі арқылы өтуі
(Туннель эффектсі) не байланысты сызба**

Бұл потенциалды кедергіге және альфа-бөлшектің энергиясына байланысты күйде төмендегі үш жағдай болуы мүмкін:

- $E \leq 0$ болса, альфа-бөлшек ядроның ішінде орналасады.
- $E \geq U_0$ болса, альфа-бөлшек ядромен байланыспаған күйде кез келген қашықтыққа алыстауы мүмкін.
- $0 < E < U_0$ болғанда, альфа-бөлшектің ядродан тыс табылу ықтималдығы бар.

Бөлшектердің потенциалдық кедергі арқылы «ағу» құбылысын *туннель эффектсі* деп атайды.

Массасы m_α және энергиясы E_1 болған бөлшектің кендігі $\Delta r = r_1 - r_2$ ядролық кендіктегі кедергі арқылы өту ықтималдығы төмендегі кванттық механикалық қатынаспен өрнектеледі.

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{r_0}^{r_1} \sqrt{2m_\alpha [U(r) - E_1]} dr \right] \quad (4)$$

(4) өрнектен бөлшектер энергиясының жоғарылауымен туннель-эффектісінің ықтималдығы артып, ядроның орташа жасау уақыты азаятынын көруге болады.

4. Эксперименттік бөлім

4.1. Эксперименттік құрылғының сипаттамасы

Тәжірибелік құрылғының өлшеу ұяшығының конструкциясы 17-зертханалық жұмыста сипатталған.

4.2. Жұмысты орындау тәртібі

1. 17 және 18 зертханалық жұмыстарда ұсынылған виртуалды тәжірибе құрылғысының көмегімен альфа-бөлшектердің еркін жүгіру қашықтығы мен энергиясы анықталады. Бұл зертханалық жұмыста әрбір талапкер 17 және 18 зертханалық жұмыстарда өзі алған нәтижелерін пайдалана алады.

2. Альфа-бөлшектердің энергиясы үшін тәжірибеде алынған нәтижелер негізінде Гейгер-Неттол заңынан пайдаланып берілген изотоптың орташа жасау уақыты мен жартылай ыдырау периоды анықталады.

3. Зерттелетін радиоактивті изотоптың жартылай ыдырау периоды үшін виртуалды тәжірибеде алынған нәтижелер нақты тәжірибемен салыстырылады және қателіктер есептеледі.

4. Зертханалық жұмыс нұсқаулығында берілген үлгі бойынша есеп жазылады.

5. Орындалған зертханалық жұмыс бойынша қорытынды жазылады.

Бақылау сұрақтары:

1. Альфа-бөлшектің негізгі қасиеттерін түсіндіріңіз.

2. Ядроның жартылай ыдырау периоды альфа-бөлшек энергиясымен қалай байланысты?

3. Альфа-бөлшектердің орта арқылы өтуі кезіндегі энергия шығыны түрлерін түсіндіріңіз.

4. Альфа-бөлшектердің орташа, экстраполяцияланған және келтірілген жүгіру жолдарын түсіндіріңіз.

5. Неліктен альфа-бөлшектердің жүгіру қашықтығын бағалау кезінде денелік бұрышқа түзету жасалады?

6. Фотоэлектрон көбейткіштің жұмыс принципі түсіндіріңіз.

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫС №20. ЭЛЕКТРОННЫҢ МЕНШІКТІ ЗАРЯДЫН МАГНЕТРОН ӘДІСІНДЕ ВИРТУАЛДЫ ТӘЖІРИБЕДЕ АНЫҚТАУ

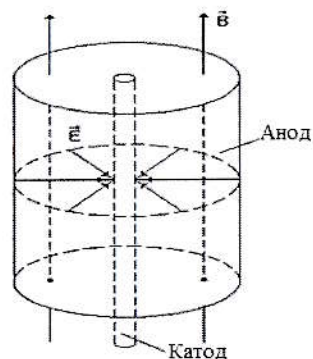
Жұмыстың мақсаты: электронның меншікті зарядын магнетрон әдісінде анықтау және өлшеу қателіктерін бағалау.

Қажетті құрал-жабдықтар: компьютер, видеопроектор, экран, виртуалды зертханалық жұмыс жазылған диск.

Теориялық негіздеме

1. **Магнетрон ішіндегі электрондардың қозғалысы:** Бөлшектің меншікті заряды оның зарядының (q) массасына (m) қатынасы ретінде анықталады.

Ең қарапайым магнетрон – цилиндрлік анод пен оның осінде орналасқан катодтан тұратын екі электродты электронды радиотрап (диод) (20.1-сурет).



20.1- сурет. Магнетрон құрылымы

Бұл шам оның осінің бойымен бағытталған өрісіне орналастырылады. Бұл жұмыста магнит өрісі лампалы диод айналасына оралған цилиндрлік катушка-соленоид арқылы жасалады. Бұл өрістің магниттік индукция векторы $\vec{B}$ соленоидтағы токтың I_0 өзгеруіне байланысты өзгереді.

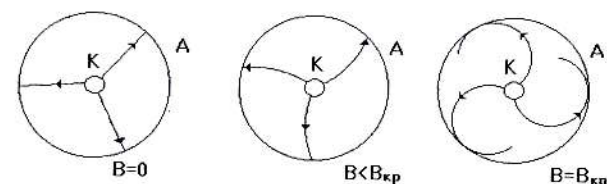
Электронның меншікті заряды $|e|/m$ (тәжірибе арқылы анықталған) радишамдағы анодтық тогының I_a соленоидтағы I_c тогына байланысы $I_a = f(I_c)$ арқылы анықталады.

Шамның ішіндегі катодтан анодқа қарай қозғалатын электронға екі күш әсер ететіні белгілі:

- 1) Электр өрісі жағынан әсер ететін күш $\vec{F}_E = e\vec{E}$ (1)
- 2) Магнит өрісі жағынан әсер ететін күш $\vec{F}_M = e[\vec{v}\vec{B}]$ (2)

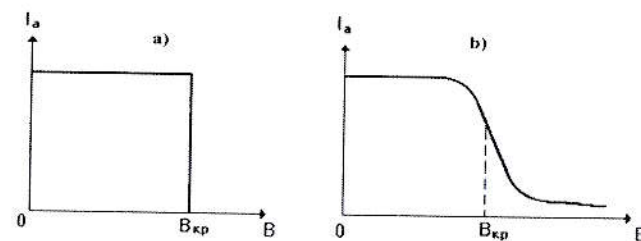
Бұл жағдайда бірінші күш радиус бойымен катодтан анодқа бағытталған болса, ал екіншісі жылдамдық пен магнит өрісінің индукция векторларына перпендикуляр бағытталған болады. 20.2-суретте магнит өрісінің индукция векторларының әртүрлі мәндеріндегі электрондардың траекториясы көрсетілген. Магниттік индукцияның жоғарылауымен электрондардың траекториясы қисық болып, магнит индукциясының белгілі бір критикалық

мәні $B_{кр}$ кезінде электрондар анодқа жетпейтінін және бұл жағдайда анодтық токтың күрт төмендейтінін көруге болады.



20.2-сурет. Магнит өрісінің электрондар қозғалыс траекториясына әсері ($\vec{B}$ векторы қағаз жазықтығына перпендикуляр бағытталған)

20.3(a) және 20.3(b) суреттерде кескінделген анод тогы (I_a) ның магнит индукциясы ($\vec{B}$) векторға байланысы магнетронның түсу сипаттамасы деп аталады.



20.3-сурет. Магнетронның идеалды (а) және нақты (b) түсу сипаттамалары

Магнетронның идеалды түсу сипаттамасы электрондардың бірдей жылдамдығымен қатаң біртекті өрісте байқалады. Бірақ шын мәнінде анодтық ток кенеттен тоқтамайды, бірақ бірте-бірте азаяды. Бұл жағдайда магниттік индукция векторының критикалық мәні $I_a = f(B)$ сызықтың бұрылыс нүктесіне сәйкес келеді.

Егер лампаның катодының радиусы (r_k) анод радиусынан (R_a) әлдеқайда аз ($r_k/R_a \ll 1$) болса, электрон негізінен катодқа жақын кеңістікте жеделдетіледі, өйткені электр өрісінің кернеулігі катодтың айналасында іс

жүзінде нөлге тең емес. Сондықтан, электронның жылдамдығын тұрақты ($v \approx const$) деп қабылдауға болады және траекториясы шеңберден тұрады, ал критикалық траекторияның диаметрі анодтың радиусына тең:

$$2r_{кр} = R_a \quad (3)$$

2. Есептеу формуласын келтіріп шығару

Ньютонның 2-ші заңы бойынша магнит өрісінің электронға әсер ететін күші оған нормаль үдеу береді:

$$F_M = ma_n \text{ yoki } |e|vB_{кр} = \frac{mv^2}{r_{кр}} \quad (4)$$

бұдан

$$r_{кр} = \frac{mv}{|e|B_{кр}} \quad (5)$$

Екінші жағынан

$$\frac{mv^2}{2} = eU_a, \quad (6)$$

(U_a — катод және анод арасындағы потенциалдар айырмашылығы) екендігін есепке алсақ,

$$v = \sqrt{\frac{2eU_a}{m}} \quad (7)$$

(7) ны есепке алған күйде (4) формуладан электронның меншікті заряды үшін төмендегі өрнекті аламыз:

$$\left(\frac{|e|}{m}\right) = \frac{8|U_a|}{R_a^2 B_{кр}^2} \quad (8)$$

Шекті ұзындықтағы өзегі жоқ соленоид жағынан өндірілетін магнит өрісі индукциясы төмендегі формула мен анықталады:

$$B = \frac{\mu_0 N I_c}{\sqrt{D^2 + L^2}} \quad (9)$$

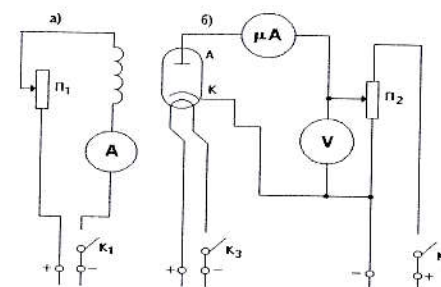
бұл жерде: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнит тұрақтылық, N — соленоидтағы орамдар саны; L — соленоид ұзындығы; D — соленоид диаметрі; I_s — соленоидтағы ток күші.

(9) ескеротырып,

электронның меншікті зарядына есептеу формуласы төмендегі керініске не болады:

$$\left(\frac{|e|}{m}\right) = \frac{8|U_a|(L^2 + D^2)}{R_a^2 \mu_0^2 I_c^2 N^2} \quad (10)$$

3. Зертханалық жұмыстың тәжірибелік құрылғысының электрлік схемасы



20.4-сурет. Тәжірибе құрылғысы схемасы

Құрылғының электр тізбегі екі бөліктен тұрады: а) соленоид тізбегі, б) диод тізбегі.

Бұл схемада A — соленоидтағы ток күшін өлшейтін амперметр; μA — анодтық тоқты өлшейтін микроамперметр; V — анодтық кернеуді өлшейтін вольтметр; P_1 және P_2 — ток және кернеуді басқару құрылғылары.

Зертханалық жұмыстың тәжірибелік құрылғысында біртекті магнит өрісін құруға мүмкіндік беретін салыстырмалы ұзын соленоидтың ішіне қарапайым радиошам — диод орналастырылған.

Бұл зертханалық жұмыстың компьютерлік нұсқасында эксперименттік өткізу жағдайлары максималды дәлдікпен модельдестірілген. Компьютердің

дисплейінде радиошамдағы анодтық тоқты өлшейтін микроамперметр және соленоидтағы тоқты өлшейтін амперметр көрсетіледі. Осы өлшеу құралдарының көрсеткіштеріне сүйене отырып, магнетронның түсу сипаттамасын құруға болады.

Тәжірибені өткізуде экспериментатордан өлшеу нәтижелерінің есептеулері мен қателіктерін мұқият және дұрыс орындау талап етіледі. Өлшеулерді соленоид тогын монотонды түрде арттыру немесе азайту арқылы жасауға болады. Ол тек клавиатура және тышқаншамен жүзеге асырылады. Бірақ виртуалды зертханалық жұмысын орындаудан алдын нұсқаулықтың теориялық бөлігін мұқият оқып, бақылау сұрақтарына жауап беруге болады. Бақылау сұрақтарына қанағаттанарлық жауап берген талапкер зертханалық жұмысты орындауға кіріседі.

4. Жұмысты орындау тәртібі

1. Курсорды “Өлшеу” пернесіне апарып, тышқаншаның сол жақ клавишын басыңыз, компьютер дисплейінде жоғарыда аталған амперметр мен микроамперметр пайда болады.

2. Өлшеу құралдарымен танысқаннан кейін есептің «Өлшеу құралдары және олардың сипаттамалары» кестесі толтырылады.

3. Есеп беруге магнетронның параметрлері енгізіледі. Өлшеулер анод кернеуінің $U_a = 6 \pm 0,1V$ мәні бойынша жүргізіледі.

4. Курсорды соленоид тогын басқару тұтқасына келтіру арқылы анодтық тогы I_a ның соленоид тогы I_c ға байланысы анықталады. Өлшеулер 18 мәннен кем болмауы керек, ал алынған нәтижелер есептің 2 кестесіне енгізіледі.

5. Алынған нәтижелер бойынша $I_a = f(I_c)$ байланыс графигі салынады. Бұл графиктен соленоидтағы тоқтың критикалық мәні $I_{кр}$ графикалық дифференциалдау әдісімен анықталады.

Графикалық дифференциациялау төмендегідей орындалады.

Соленоидтық токтың жақын нүктелері үшін $\left| \frac{\Delta I_a}{\Delta I_c} \right|$ және ΔI_c алынады, $\left| \frac{\Delta I_a}{\Delta I_c} \right|$

қатынасы анықталады және үшінші кестеге енгізіледі. Миллиметрлі қағазға

$\left| \frac{\Delta I_a}{\Delta I_c} \right| = f(I_c)$ график сызылады. Бұл жағдайда I_s - алынған екі нүктеге

сәйкес келетін соленоидтық токтың орташа мәні, яғни соленоидтық токқа сәйкес нүктеге іргелес нүктелер алынуы керек.

Графиктегі максимумға сәйкес абсцисса осіндегі нүкте соленоидтағы критикалық тоқты береді.

6. Алынған тәжірибе нәтижелерін негізгі есептеу формуласына (10) қойып, электронның меншікті электр заряды анықталады. Алынған нәтиже кестенің мәнімен салыстырылады.

7. Есепте берілген формулалар негізінде абсолютті және салыстырмалы қателіктер анықталады. Тәжірибе нәтижелері кестедегі мәннен айтарлықтай ерекшеленетін жағдайларда тәжірибелер қайталанатын.

8. Екінші косымшада келтірілген үлгі бойынша есеп дайындалады және оқытушыға тексеруге ұсынылады.

1-косымша.

Өзегі жоқ соленоидтың магнит өрісінің индукциясы төмендегі формуладан табылады:

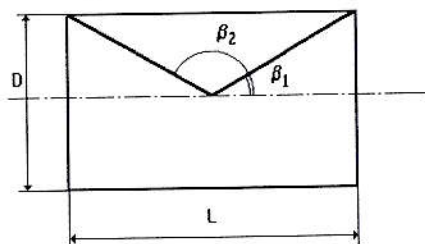
$$B = \frac{\mu_0 I_c N}{2L} (\cos \beta_1 - \cos \beta_2)$$

N — соленоидтағы орамдар саны; I_s — соленоидтағы ток күші; L — соленоидтың ұзындығы;

β_1 және β_2 — соленоидтың осі және шеткі нүктелерге өткізілген радиус-векторлар арасындағы бұрыштар.

20.5-суретте көрсетілген,

$$\cos \beta_1 = \frac{L}{\sqrt{D^2 + L^2}}, \cos \beta_2 = -\frac{L}{\sqrt{D^2 + L^2}}.$$



20.5-сурет. Соленоид магнит индукциясын есептеуге байланысты сызба

Сонымен, магнит индукциясы үшін төмендегі өрнекке ие боламыз:

$$B = \frac{\mu_0 I_c N}{\sqrt{D^2 + L^2}}.$$

Егер $D \ll L$ (үшін соленоид) болса, $B = \mu_0 I_c \frac{N}{L}$.

$$\frac{e}{m} = \frac{8 \cdot 5,9 \left((50 \cdot 10^{-3})^2 + (33,4 \cdot 10^{-3})^2 \right)}{(5 \cdot 10^{-3})^2 (12,5 \cdot 10^{-7})^2 (93 \cdot 10^{-3})^2 (1700)^2} = \frac{47,2 (2500 \cdot 10^{-6} + 1115,56 \cdot 10^{-6})}{25 \cdot 10^{-6} \cdot 156,25 \cdot 10^{-14} \cdot 8649 \cdot 10^{-6} \cdot 289 \cdot 10^4} =$$

$$= \frac{170654,432 \cdot 10^{-6}}{9763,91 \cdot 10^{-16}} = 17,47 \cdot 10^{-10}$$

Соленоидтық токтың орташа мәндері үшін магниттік индукцияны есептейміз және оған сәйкес анодтық токтың мәндерін екінші кестеге енгіземіз.

2-кесте

№	I_c, mA	$B, \text{Tл}$	$I_{A, \text{орт}} (\mu A)$
1	18,75	66,94	185
2	43,75	156,19	165
3	68,75	245	145
4	93	332	128
5	117,5	419,48	110
6	142	506,94	90
7	167,5	598	72
8	193,5	690,8	54

Бақылау сұрақтары:

1. Зарядталған бөлшектердің электр және магнит өрісіндегі қозғалысын түсіндіріңіз.
2. Магнетронның жұмыс принципі мен құрылымын түсіндіріңіз.
3. Магнетронның идеалды және нақты түсу сипаттамаларының айырмашылығы неде?
4. Зертханалық жұмыстағы жұмысшы формуласын түсіндіріңіз.
5. Тәжірибе құрылғысын түсіндіріңіз.
6. Жұмысты орындау тәртібін түсіндіріңіз.

Зертханалық жұмыстарды орындау және есеп беру бойынша үлгілер

ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫСҚА ЕСЕП БЕРУ ҮЛГІСІ

ТИТУЛ БЕТІ

Науайы мемлекеттік педагогикалық институты

Физика-технология факультеті

“Физика және астрономия” кафедрасы

Атом, ядро және элементар бөлшектер физикасы пәнінен

____-зертханалық жұмысына

ЕСЕП БЕРУ

Орындады: “Физика және астрономия” бағыты

3-курс талапкері _____

Қабылдады: _____

Оқытушының аты-жөні (колы)

Науайы-202__

1-Үлгі: Зертханалық жұмыс № 16. Радиоактивті сәулелердің әртүрлі ортадағы жұтылу коэффициентін виртуалды тәжірибеде анықтау

1. Зертханалық жұмыстың мақсаты:

2. Зертханалық жұмысты орындау үшін қажетті құрал-жабдықтар: _____

3. Зертханалық жұмыстың түсіндірме жазбасы негізінде таңдалған зат үшін тәжірибе нәтижелері алынады. Есеп беруде таңдалған зат түрі көрсетіледі.

4. Алынған нәтижелер 1-кестеге түсіріледі.

5. 1-кесте негізінде компьютерлік бағдарлама негізінде әртүрлі заттар үшін жұтылу коэффициенттерін салыстыру диаграммасы сызылады.

6. Таңдалған заттар үшін жұтылу коэффициенттері зат материалының әртүрлі қалыңдығында қалай өзгередіні зерттеледі. Алынған нәтижелер 2-кестеге түсіріледі және компьютерлік бағдарлама негізінде заттан өтетін сәулелену активтілігінің қалыңдық бойынша өзгеру графигі сызылады.

16-зертханалық жұмыстың есеп беру үлгісі

1. Зертханалық жұмысты өткізуден мақсат: әртүрлі заттардағы гамма-сәулеленудің жұтылу коэффициентін, зат арқылы өтетін гамма-сәулеленудің интенсивтілігін материалдың қалыңдығына қарай өзгеруін анықтау және ақпараттық-коммуникациялық технологиялар негізінде талапкерлерде гамма-сәулеленудің қасиеттері туралы білім және дағдыларын қалыптастырудан тұрады.

2. Виртуалды зертханалық жұмысын орындау үшін есеп кітапшасына тәжірибелік құрылғысының жалпы кескіні сызылады.

3. Зертханалық жұмысты орындау үшін мұғалім көрсеткен жұтатын материалдың түрі тышқанша көмегінде таңдалып, оның қалыңдығы белгілеп алынады. Тышқанша көмегінде «Бастау» пернесін басу арқылы виртуалды

зертханалық құрылғы іске қосылады. Бұл жағдайда контейнер саңылауының алдындағы экран қозғалады және детектор зат арқылы өтетін сәулеленудің қарқындылығын санайды. Виртуалды зертханалық жұмыста санау құрылғысы берілген шарттардағы белсенділікті (1 секундтағы ыдыраулар санын) көрсетеді. Көзден шығарылатын I_0 сәулелену белсенділігін анықтау үшін жұтатын материалдың қалыңдығы 0-ге келтіріледі.

4. Бір заттың көрсетілген қалыңдығына өлшеулер 3 рет қайталанады және алынған нәтижелер 1-кестеге түсіріледі. Бұл өлшеулерде топ талапкерлері шағын топтарда жұмыс істейді. Мысалы, топқа өлшеу материалдары ретінде темір (Fe), қорғасын (Pb) және құм (негізінен Si) берілді делік. Әртүрлі материалдар үшін жұтылу коэффициенттері төмендегі формула бойынша анықталады:

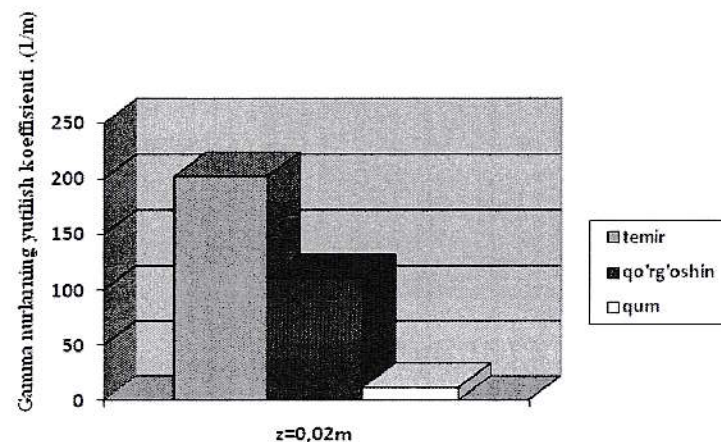
$$I = I_0 e^{-\mu z} \Rightarrow \mu = [\ln(I_0 / I)] / z$$

Натурал логарифмдер кестесі қосымшада келтірілген.

3-кесте

Өлшеулер						Есептеулер					
Материал түрі	Z, (м)	I ₀ , (имп/с)	I, (имп/сек)			μ, (1/м)			μ _{орт} , (1/м)	Δμ _{орт}	ε, (%)
			1	2	3	1	2	3			
Темір	0,02	2000	32	36	37	206	201	199	202	2,7	1,33
Қорғасын	0,02	2000	201	240	231	115	106	108	110	3,7	3,36
Құм	0,02	2000	1599	1598	1620	11	12	11	11,3	0,43	3,8

5. 3-кесте негізінде қалыңдығы бірдей ($z=\text{const}$) әртүрлі заттардағы гамма-сәулелердің жұтылу коэффициенттері диаграмма түрінде сызылып, салыстырылады. Қарастырылып отырған заттар бойынша тәжірибе нәтижелері негізінде төмендегі диаграмма алынған (1-сурет).



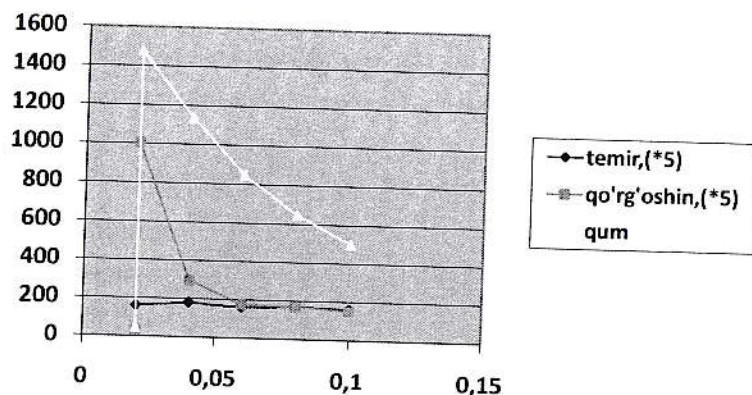
1-сурет

6. Таңдалған материалдың қалыңдығы өзгертіліп, әртүрлі қалыңдықтар үшін алынған нәтижелер 3-кестеде келтірілген және берілген сәулелену белсенділігінің материалдың қалыңдығына байланыс графигі ($I = f(z)$) сызылған (1-сурет).

4-кесте

Z, (м) \ I, (имп/сек)	0,02	0,04	0,06	0,08	0,01
Темір	32	36	32	34	32
Қорғасын	201	59	35	34	30
Құм	1476	1137	846	647	500

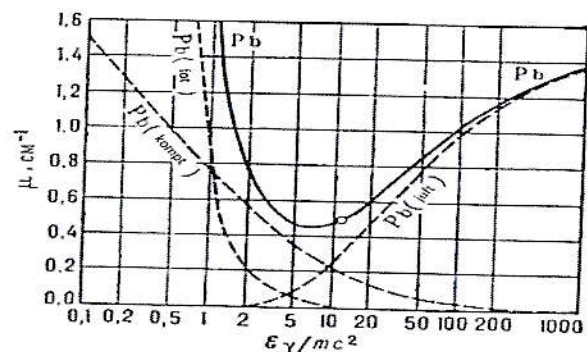
6-суреттегі графикте темір мен қорғасынның байланыс сызықтары көрінуі үшін 5 есе үлкейтілген күйде сызылған.



2-сурет

7. Виртуалды тәжірибеде алынған нәтижелер нақты эксперимент нәтижелерімен және теориялық мәліметтермен салыстырылып, соңғы қорытындылар жасалады:

Заттардың гамма-сәулелерінің заттарда жұтылуы күрделі процесс екендігі белгілі, ол негізінен фотоэффект, Комптон эффектісі және электрон-позитрондық жұптардың пайда болуымен байланысты. Осы процестердің қайсысы жұтылу кезінде орын алу ықтималдығы гамма сәулелерінің энергиясына байланысты. Мысалы, төмен энергияларда негізінен фотоэффект, Комптон эффектісі байқалады, жоғары энергияларда электрон-позитрон жұбының түзілуі байқалады. 3-суретте эксперименталды зерттеулерде анықталған қорғасындағы гамма-сәулелердің жұтылу коэффициентінің сәулелену энергиясына тәуелділігі көрсетілген.



3-сурет

Зерттелетін виртуалды зертханалық жұмыстың бір кемшілігі – түсетін гамма-сәулелену энергиясының нақтыланбауы. Дегенмен, қорғасын үшін алынған нәтижелер белгілі бір энергия диапазонындағы нақты тәжірибе нәтижелерімен сәйкес келетінін көреміз.

8. Талапкерлер виртуалды зертханалық жұмыста алынған өлшеу нәтижелері бойынша әртүрлі заттардағы гамма-сәулелердің жұтылуы туралы алынған мәліметтерді талдайды және тест сұрақтарына жауап жазады.

2-Үлгі: Зертханалық жұмыс №17. Альфа бөлшектерінің ауада еркін жүгіру қашықтығын виртуалды тәжірибеде анықтау

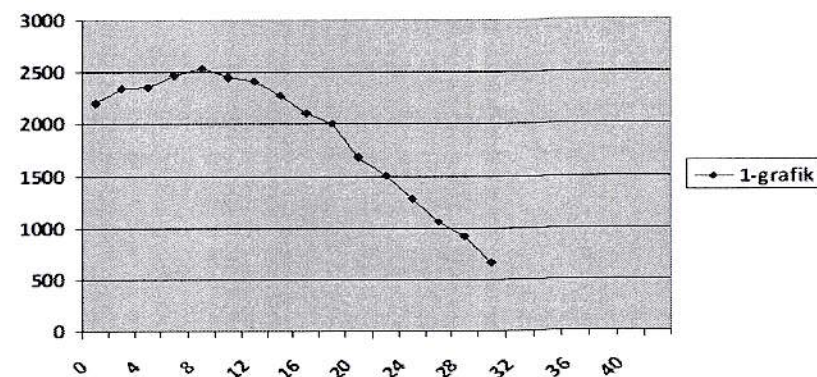
1. Детекторда тіркелетін импульстар санының альфа-радиактивті көз және сцинтиляциялық есептегіш арасындағы қашықтыққа байланысының нәтижелері 1-кестеге түсіріледі.

1-кесте

x, m	Ω салы с. бір	N					$\langle N(x) \rangle$	$\langle N(x) \rangle - \langle N_0 \rangle$	$\langle N(x) - \langle N_0 \rangle \rangle$
		1	2	3	4	5			Ω
0	0,500	1143	1138	1111	1083	1123	1119	1100	2200
2	0,465	1086	1083	1053	1110	1105	1107	1088	2339
4	0,425	1082	1008	1053	983	971	1019	1000	2352
6	0,395	1011	1009	990	997	967	994	975	2468
8	0,360	922	924	904	981	935	933	914	2538
10	0,325	753	841	846	793	852	817	798	2455
12	0,300	757	709	722	760	779	745	726	2420
14	0,274	629	694	645	649	606	644	625	2281
16	0,250	538	546	516	572	552	544	525	2100
18	0,229	490	479	484	469	466	477	458	2000

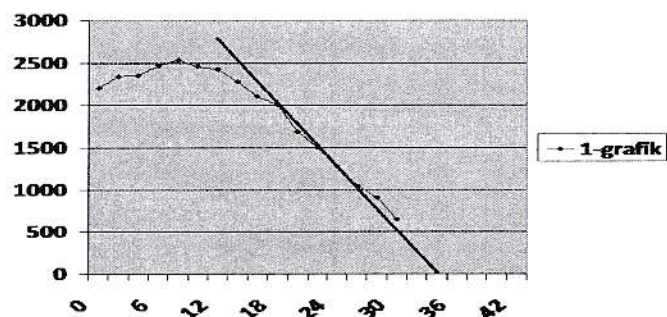
20	0,210	391	369	375	370	357	372	353	1680
22	0,195	306	304	299	338	314	312	293	1502
24	0,184	247	263	255	251	262	255	236	1282
26	0,165	197	209	185	185	191	193	174	1054
28	0,142	155	147	139	156	150	149	130	915
30	0,135	111	102	104	116	107	108	89	659
40	(fon)	20	19	18	19	21	19	0	0

Детекторға тіркелген импульстар санының қашықтыққа байланыс графигі (1-график)



1-графикті пайдалана отырып, графикке өткізілген жанаманың X осімен қиылысу нүктесі ретінде альфа-бөлшектердің экстраполяцияланған жүгіру қашықтығын анықтаймыз:

$$R_1 \approx 40mm.$$



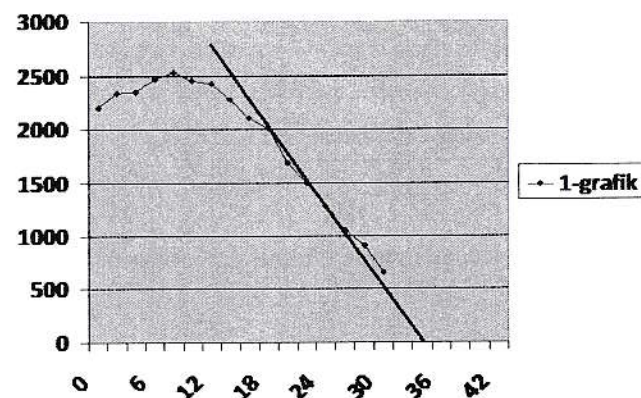
Альфа бөлшектердің көз үстіне қапталған плёнқадағы жүгіру қашықтығын есепке алған күйде келтірілген экстраполяцияланған жүгіру қашықтығы (R'_1) ді анықтаймыз:

$$R'_1 = R_1 + \Delta R_1,$$

бұлжерде, $\Delta R_1 = I_0 C$ және $I_0 = 1,7$ мкм, TiO_2 -плёнқа қалыңдығы, $C = (3,4 \pm 0,1) \cdot 10^3$.

$$R'_1 = 34,9 \cdot 10^{-3} + 1,7 \cdot 10^{-6} \cdot 3,4 \cdot 10^3 = 34,9 \cdot 10^{-3} + 5,78 \cdot 10^{-3} = 40,68 \cdot 10^{-3} \text{ м} \\ = 40,68 \text{ мм} \approx 4,07 \text{ см}$$

3-Үлгі: Зертханалық жұмыс № 18. Альфа бөлшектер энергиясын виртуалды тәжірибеде анықтау



1-сурет.

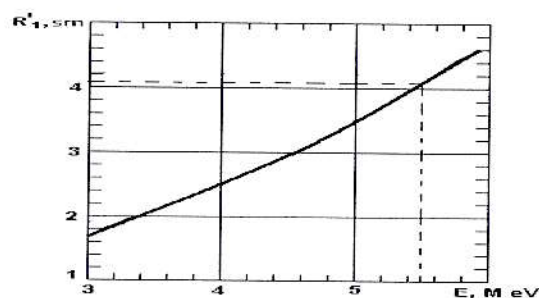
2-үлгіде альфа бөлшектердің көз үстіне қапталған плёнқадағы жүгіру қашықтығын есепке алған күйде келтірілген экстраполяцияланған жүгіру қашықтығы (R'_1) төмендегідей анықталған еді:

$$R'_1 = R_1 + \Delta R_1,$$

бұлжерде, $\Delta R_1 = I_0 C$ және $I_0 = 1,7$ мкм, TiO_2 -плёнқа қалыңдығы, $C = (3,4 \pm 0,1) \cdot 10^3$.

$$R'_1 = 34,9 \cdot 10^{-3} + 1,7 \cdot 10^{-6} \cdot 3,4 \cdot 10^3 = 34,9 \cdot 10^{-3} + 5,78 \cdot 10^{-3} = 40,68 \cdot 10^{-3} \text{ м} \\ = 40,68 \text{ мм} \approx 4,07 \text{ см}$$

Бұл тәжірибеде 1-суреттегі экстраполяцияланған жүгіру қашықтығының альфа-бөлшектердің энергияға тәуелділік графигінен көзден шығып кеткен альфа бөлшектерінің энергиясын анықтаймыз: $E_{\text{экс}} = 5,48 \text{ Мэв}$ (2-сурет).



2-сурет

Гейгер-Неттол заңына сүйене отырып, біз альфа-бөлшек энергиясының теориялық мәнін есептейміз:

$$\log_{10} \tau = \frac{148}{\sqrt{E}} - 53,6$$

Бұл формулада плутоний-238 изотопының нақты тәжірибелерде жартылай ыдырау периоды $T_{1/2} = 87,75$ жыл екендігін есепке алсақ,

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = \frac{87,75}{0,693} = 126,6 \text{ жыл} = 126,6 \cdot 31536000 \text{ сек} = 3992457600 \text{ сек}$$

ге тең және

$$E_{\text{теор}} = \left(\frac{148}{\log_{10} \tau + 53,6} \right)^2 = \left(\frac{148}{9,6012403 + 53,6} \right)^2 = \left(\frac{148}{63,2} \right)^2 = 2,34177215^2 = 5,48389681 \text{ МэВ}$$

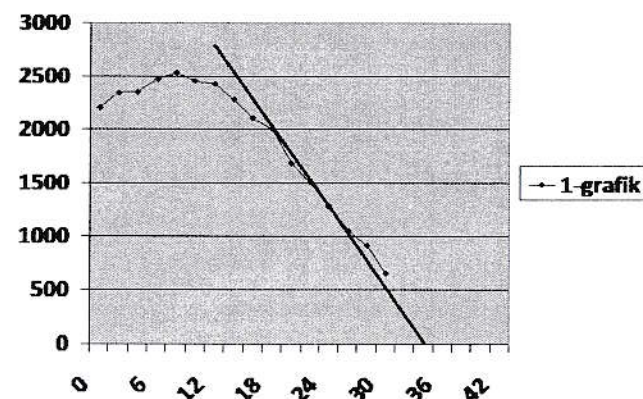
Жоғарыда алынған нәтижелер негізінде энергияны анықтаудың салыстырмалы қателігін есептейміз.

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{теор}} - E_{\text{эксп}}}{E_{\text{теор}}} \cdot 100\% = \frac{5,483 - 5,48}{5,483} \cdot 100\% = 0,05\%$$

4-Үлгі: Зертханалық жұмыс № 19. Радиоактивті плутоний-238 изотопының жартылай ыдырау периодының виртуалды тәжірибеде анықтау

2-үлгідегі кесте және графиктен пайдалана отырып, графикке өткізілген жанаманың X осімен қиылысу нүктесі ретінде альфа-бөлшектердің экстраполяцияланған жүгіру қашықтығын анықтаймыз:

$$R_1 \approx 40 \text{ mm}.$$

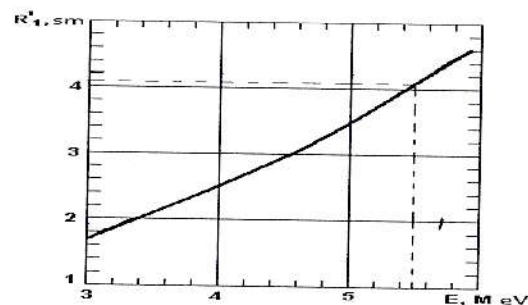


1-сурет

Альфа бөлшектердің көз үстіне қапталған плёнкадағы жүгіру қашықтығын есепке алған күйде келтірілген экстрополяцияланған жүгіру қашықтығы (R_1') ді анықтаймыз:

$$R_1' = 34,9 \cdot 10^{-3} + 1,7 \cdot 10^{-6} \cdot 3,4 \cdot 10^3 = 34,9 \cdot 10^{-3} + 5,78 \cdot 10^{-3} = 40,68 \cdot 10^{-3} \text{ м} \\ = 40,68 \text{ мм} \approx 4,07 \text{ см}$$

3-үлгідегі экстрополяцияланған жүгіру қашықтығының альфа-бөлшектер энергиясына байланыстылық графигінен көзден шығатын альфа-бөлшектердің энергиясын анықтаймыз: $E_{\text{жжн}} = 5,48 \text{ МэВ}$ (2-сурет).



2-сурет

Альфа-бөлшек энергиясының тәжірибелік мәніне сүйене отырып, плутоний-238 изотопының жартылай ыдырау периоды анықталады:

$$\log_{10} \tau = \frac{148}{\sqrt{5.48}} - 53.6 = \frac{148}{2.34} - 53.6 = 9.6224667$$

бұдан орташа жасау уақыты үшін төмендегі нәтижеге ие боламыз:

$$\tau = 4192438774.1465 \text{ сек} = \frac{4192438774.1465}{31536000} = 132.94 \text{ жыл}$$

Осыған негізделіп, плутоний-238 изотопының жартылай ыдырау периоды үшін төмендегі нәтижені аламыз:

$$T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2 = 132.94 \cdot 0.693 = 92.1 \text{ жыл}$$

$$\varepsilon = \frac{T_{1/2(\text{жжн})} - T_{1/2(\text{плутоний})}}{T_{1/2(\text{жжн})}} \cdot 100\% = \frac{87.75 - 92.1}{87.75} \cdot 100\% = 4.95\%$$

ВЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫСТАР БОЙЫНША МҮ-TEST БАҒДАРЛАМАСЫНДАҒЫ ТЕСТТЕР

1. Фотонның массасы қандай формуламен анықталады?

- a) $m = \rho \cdot v$
- b) $m = 2E/v^2$
- c) $m = hv/c^2$
- d) $m = h/v \cdot \lambda$

2. Фотозффект құбылысында фототоктың қанығу бөлігі жарыққа ...

байланысты.

- a) ағынына;
- b) ағынына және жиілігіне;
- c) толқын ұзындығына;
- d) металдың шығу жұмысына.

3. Фотозффект құбылысында фотоэлектрондардың жылдамдығы (кинетикалық энергиясы) жарыққа ... байланысты.

- a) ағынына
- b) жиілігіне
- c) металдың шығу жұмысына
- d) жарық ағынына да, жарық жиілігіне де.

4. Фотозффекттің қызыл шекарасы нені білдіреді?

- a) Фототок күшінің мәні нөлге тең болған жағдайды;
- b) Жарық фотонының энергиясы металдың шығу жұмысынан кіші болған жағдайды;

c) Металл бетіне түсетін жарық жиілігі металдың шығу жұмысымен төмендегі шартты орындаған жағдайды, яғни $hv = A$;

d) Фотонның энергиясы металдың шығу жұмысынан үлкен болған жағдайды.

5. Фотозффект құбылысында фотоэлектрондарды ұстайтын кернеу жарық жиілігіне ...

- a) байланысты емес;
- b) квадрат байланыста;
- c) Сызықты байланыста;
- d) Күрделі көрініске байланысты.

6. ... фотоэлементтердің фотосезімталдығы ең үлкен болады.

- a) Вакуумды;
- b) Газ толтырылған;
- c) Жартылай өткізгішті;
- d) Барлық фотоэлементтердің.

7. Фотоэффект құбылысында жарық фотоні металға түскенде, ол оған қалай әсер етеді?

- a) Металл иондарымен өзара жеке әсерлеседі, яғни металл иондарымен жұтылады;
- b) металдағы бос электрондардың бірімен өзара жеке әсерлеседі және оған жұтылады;
- c) Металл иондық торлармен өзара әсерлеседі және өз энергиясын береді;
- d) металл бетіне түсіп, шашырап кетеді;
- f) Металдағы барлық электрондармен өзара әсерлесіп, оларға өз энергиясын береді.

8. Фотоэлементтердің сапасы катод бетінің сапасына байланысты ма?

- a) Иә, бұл байланысты, өйткені әртүрлі фотокатодтардың шығу жұмыстары әртүрлі; катодтың беті неғұрлым таза болса, шығу жұмысы соғұрлым анық болады;
- b) Жоқ, байланысты емес, өйткені катодтың бетінде отырған атомдар оның жұмысын өзгерте алмайды;

c) Оңша байланысты емес, себебі фототоктың мәні фотоэлектрондардың жылдамдығына, фотоэлектрондардың сапасы фототоктардың мәніне байланысты;

d) Жоқ, байланысты емес, себебі фотоэлементтердің сапасы фотокатодтардың шығу жұмысына емес, жоғары немесе төмен вакуумға байланысты.

9. Газ толтырылған фотоэлементтерді жасау үшін қандай газдар қолданылады және олардың мақсаты қандай?

- a) Оттегі, сутегі, азот, өйткені олардың электронды жақындығы аз;
- b) Инертті газдар: неон, аргон, гелий, өйткені олар оңай иондалады;
- c) Тек сутегі газы пайдаланылады, өйткені оның атомында бір электрон бар;
- d) Тек оттегі, өйткені оны алу арзан.

10. Вакуумды және газ толтырылған фотоэлементтер ... бойынша ерекшеленеді.

- a) Фототоктың шамасы;
- b) Фотосезімталдық;
- c) Ұстағыш потенциал мәнінің шамасы;
- d) Фотоэлектрондар бұлытының пайда болуы.

11. Тәжірибелерде фотокатодтың қызыл шекарасы 300 нм болатыны анықталды. Осы фотокатодтан электронның шығу жұмысы қанша эВ екендігі анықталсын.

- a) 1,6; b) 3; c) 4,1; d) 4,8.

12. Қандай кернеуде фототоктың мәні нөлге тең болады?

- a) Кернеу нөлге тең болғанда;
- b) Кернеу теріс болғанда;
- c) Кернеу оң болғанда;
- d) Кернеу мәні ұстағыштың потенциалдық мәніне тең болғанда.

13. Жарық ағыны жоғарылағанда фотоэффекттің вольт-амперлік сипаттамасы қалай өзгереді?

- a) Вольт-амперлік сипаттама өзгермейді;
- b) Вольт-амперлік сипаттаманың қанығу бөлігі төмендейді;
- c) Вольт-амперлік сипаттаманың қанығу бөлігі артады;
- d) Вольт-амперлік сипаттаманың негізгі бөлігінде өзгеріс болады.

14. Фотоэффекттің вольт-амперлік сипаттамасы (ВАС) жиілікке...

- a) қарай өседі, оның соңында өзгеріс байқалмайды;
- b) ВАС соңы жиіліктің жоғарылауымен солға ығысады, қанығу тогы дерлік өзгермейді;
- c) ВАС қанығу бөлігі де, оның соңы да жиілікке пропорционалды өзгеріп барады.

15. Жарықтың қанығу фототогы ... тәуелді.

- a) Жиілігіне;
- b) Ағымына;
- c) Спектрлік құрамына;
- d) Табиғи немесе поляризацияланғандығына.

16. Эйнштейн тендеуі (фотоэффект үшін) қай жағдайда дұрыс жазылғанын анықтаңыз.

- a) $h\nu = \frac{mv^2}{2} + A$; b) $h\nu_0 = A + \frac{mv^2}{2}$; c) $h\nu = \frac{mv_{max}^2}{2} + A$; d) $h\nu_0 = \frac{mv_{max}^2}{2} + A_0$.

17. Фотоэффект кезінде фотокатод материалы өзгермесе, фотоэлектронның кинетикалық энергиясы неге тәуелді?

- a) Электрондың шығу жұмысына;
- b) электрондарға берілетін кернеуге;
- c) жарық жиілігіне;
- d) Жарық ағынына.

18. Жарықтың шағылыстыратын бетке түсіретін қысымы (барлық басқа жағдайлар өзгермегенде) абсолютты қара денеге көрсететін қысымнан болады.

- a) 2 есе үлкен;
- b) 2 есе аз;
- c) 4 есе үлкен;
- d) 4 есе аз.

19. Жарықтың қатты денеге түсіретін қысымын сезіну мен өлшеудегі негізгі тәжірибелік қиындықтар қандай?

- a) Жарық қысымы молекулалардың қысымынан аз болғандығы;
- b) Радиометриялық әсерді жою кезінде;
- c) Жоғары вакуум құрудың қиындығында;
- d) Лебедев бұралу таразысында серпімділігі жоғары болған сымды табу қиындығында.

20. Максвеллдің электромагниттік толқындар теориясына негізінде жарықтың қысымы неге тең?

- a) бірлік ауданға тура келген жарық энергиясына;
- b) бірлік ауданға түсетін электромагниттік толқын энергиясына;
- c) көлем бірлігіндегі электромагниттік толқын энергиясына;
- d) Жарық қарқындылығына.

21. Лебедев тәжірибелерінде радиометриялық эффект қалай жоғалды?

- a) Шенберлер жіңішке етіп жасалған;
- b) Шенберлердің бірі қара түске боялған;
- c) Конвекция ағыны жойылған;
- d) Шенберлер жалғанатын құрылғы шыныдан жасалған.

22. Лебедев тәжірибелерінде қандай физикалық шамалар абсолютті өлшенген?

- a) Жарықтың қысым күші бұрама таразы(шыныдан жасалған құрылғы) ның бұралу бұрышы шенберлерінің ауданы;
- b) Бұрама таразының бұралу бұрышы;
- c) Таразы ілінген сымның бұралу моменті;

d) Бұрама таразыға түсетін жарық қуаты.

23. Жарық қысымы астрофизикалық құбылыстарда қалай көрінеді?

a) Күннен түсетін жарық қысымының әсерінен кометаның құйрық пішіні өзгереді;

b) Кометалардың құйрығының көлемі өзгереді;

c) Кометалардың пішіні өзгереді;

d) Кометалардың пішіні де, массасы да өзгереді.

24. Жарық қысымын ... теориясы негізінде түсіндіруге болады.

Дұрыс және толық жауапты көрсетіңіз.

a) Электромагниттік толқын;

b) фотондар;

c) Электромагниттік толқын және фотондар;

d) кванттар.

25. Заттардың сәулелену қабілеті деп нені айтады?

a) Заттың бетінен уақыт бірлігінде бөлінетін энергия;

b) Заттың бірлік бетінен уақыт бірлігіндегі сәулелену энергиясы;

c) Заттың бетінен бөлінетін қуат;

d) Энергетикалық жарқырау.

26. Абсолюттік кара дененің сәуле жұту қабілеті ... тең.

a) нөлге;

b) бірге;

c) екіге;

d) бірге тең емес.

27. Тепе-теңдік сәулеленудің ... спектрі бар.

a) сызықты; b) қатынас; c) жол – жол; d) сызықты және қатынас.

28. Тепе-теңдік сәулелену қасиеті сәулеленетін денелердің табиғатына

a) тәуелді; b) байланысты емес; c) аса байланысты емес; d) ішінара тәуелді.

29. Неліктен абсолют кара денелердің сәуле шығару қабілеті бірдей температурадағы барлық басқа денелердің сәуле шығару қабілетінен жоғары?

a) Өйткені, сәуле жұту қабілеті бірге тең;

b) Өйткені, сәуле жұту қабілеті нөлге тең;

c) Өйткені, сәуле жұту қабілеті бірден аз;

d) Өйткені, сәуле жұту қабілеті бірден жоғары.

30. Абсолютті кара дененің интегралдық сәуле шығару қабілеті спектрлік сәулелену қабілетімен қалай байланысты?

a) $R_0 = \int_0^\infty r_0 d\lambda$; b) $R = \int_0^\infty r d\lambda$;

c) $R_0 = \int_0^\infty r_0 dT$ d) $R = \int_0^\infty r dT$.

31. Абсолютті кара дененің энергетикалық тығыздығы оның температурасына ... түрінде байланысты.

a) $R_0 = \sigma T^4$; b) $R \sim T^5$; c) $R_0 \sim \sigma T^4$; d) $R \sim T^2$.

32. $r_0(\lambda, T)$ қисығы нелеген ауданның физикалық мағынасы қандай?

a) Бет сәулелену энергиясын білдіреді;

b) Бет интегралды сәулелену энергиясын білдіреді;

c) Бет сәулелену қуатын білдіреді;

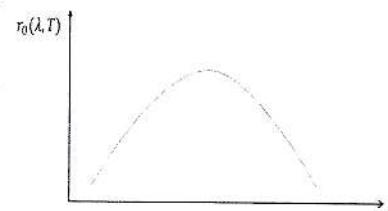
d) Бет спектрлік сәулелену қабілетін білдіреді.

33. $r_0(\lambda, T)$ қисығының қай бөлігі Рэлей-Джинс формуласы негізінде түсіндіріледі?

a) Қисық сызықтың ұзын λ ға тура келген бөлігі;

b) Қисық сызықтың қысқа λ ға тура келген бөлігі;

c) Қисық сызықтың максимум нүктесі;



д) Қысық сызықты Рэйлей-Джинс формуласы негізінде түсіндіріп болмайды.

34. Абсолютті кара дененің температурасын 1000 К нен 2000 К ге дейін арттырғанда оның сәулелену қабілеті қалай өзгереді?

- а) 4 есе артады; б) 8 есе артады; с) 8 есе төмендейді; д) 16 есе артады.

35. «Ультракүлгін жою» ... білдіреді.

- а) Сәулелену энергиясының нөлге ұмтылуын;
б) Сәулелену қуатының шексіздікке ұмтылуын;
с) Сәулелену энергиясының шексіздікке ұмтылуын;
д) Сәулелену қуатының нөлге тең болып қалуын.

36. Кирхгофтың ашылмаған универсал функциясының физикалық мәні неде?

- а) Заттардың сәулелену қабілетін білдіреді;
б) Абсолютті кара дененің сәулелену қабілетін білдіреді;
с) Абсолютті кара дененің сәулелену қуатын білдіреді;
д) Заттардың сәулелену энергиясын білдіреді.

37. Абсолютті кара дененің таралу функциясының максимумының биіктігін сипаттайтын толқын ұзындығы (яғни $\lambda_{\text{макс}}$) температурамен ... көріністе байланысқан.

- а) $\lambda_{\text{макс}} = \sigma T^4$; б) $\lambda_{\text{макс}} = \frac{c}{T^2}$; с) $\lambda_{\text{макс}} = \frac{b}{T}$; д) $\lambda_{\text{макс}} = \frac{c}{T^4}$.

38. Классикалық теория бойынша кара дененің сәулелену спектріндегі энергияның таралу заңы формуласын анықтаңыз.

- а) $r_{\theta, \lambda, T} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT d\nu$; б) $r_{\theta, \lambda, T} = r_{\theta, \lambda, T} \frac{c}{\nu^2}$;
с) $r_{\theta, \lambda, T} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} e^{h\nu/kT}$; д) $\lambda_{\text{макс}} \cdot T = \text{const}$

39. Стефан-Больцман заңы Планк формуласынан қалай шығарылады?

- а) Спектрлік сәулелену қабілеті өрнегін жиілік бойынша 0-ден ∞ -ке дейін интегралдау нәтижесінде шығарылады;

б) $r_{\theta, \lambda, T}$ ның өрнегінен жиілік бойынша дифференциал алу нәтижесінде келтіріп шығарылады;

с) $r_{\theta, \lambda, T}$ ның өрнегінен толқын ұзындығы бойынша интегралдау нәтижесінде келтіріп шығарылады;

д) $r_{\theta, \lambda, T}$ ның өрнегін λ және T бойынша интегралдау нәтижесінде келтіріп шығарылады.

40. Планк формуласынан Вин заңы қалай шығарылады?

а) Спектрлік сәулеленудің өрнегі толқын ұзындығы бойынша 0-ден ∞ -ке дейінгі интегралдау нәтижесінде шығарылады;

б) Спектрлік сәулелену қабілеті өрнегінен λ -ға қатысты дифференциалды алу нәтижесінде шығарылады;

с) Спектрлік сәуле шығару қабілеті өрнегінен толқын ұзындығы бойынша дифференциал алып, шыққан нәтижені нөлге теңестіру арқылы шығарылады;

д) $r_{\theta, \lambda, T}$ ның өрнегін λ және T бойынша интегралдау нәтижесінде келтіріп шығарылады.

41. Планк формуласы қашан және қандай жағдайда тепе-теңдік сәулелену спектріндегі энергияның таралуы үшін алынған классикалық өрнекке ауысады?

- а) $\frac{h\nu}{kT} \gg 1$; б) $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$; с) $\frac{h\nu}{kT} \approx i$; д) $\frac{h\nu}{kT} \approx 1$.

42. Рентген түтігінің ... рентгендік сәулеленуі генерацияланады.

- а) катодында;
б) анодында;
с) антикатодында;
д) катодында және анодында.

43. Тормоздалу рентген сәулеленуі неден тұрады?

- а) Антикатодтан генерацияланған электрондар ағынынан тұрады;
б) Антикатод атомдары арасында электрондардың қозғалысы нәтижесінде генерацияланған электромагниттік толқындардан тұрады;

с) Антикато́д атомдары ішіне кіріп барған электрондардың әсерінен пайда болатын электромагниттік толқындардан тұрады;

д) Катодтан шыққан электрондар ағынынан тұрады.

44. Рентгендік сәулеленуге тән механизм қандай?

а) Электрондардың антикатод атомдары арасындағы тормоздалу есебіне электромагниттік толқындардың пайда болуынан тұрады;

б) Электрондардың антикатод атомдары ішіне енуінен атом ішіндегі өзгерулер есебіне электромагниттік толқындардың пайда болуынан тұрады;

с) Күшті электр өрісінің әсерінен электромагниттік толқындардың пайда болуынан тұрады;

д) Катод пен антикатод арасына берілген жоғары кернеудің әсерінен электромагниттік толқындардың пайда болуынан тұрады.

45. Рентген сәулелерінің минималды толқын ұзындығы оларды тудыратын анод кернеуінің мәніне қалай байланысты екендігін анықтаңыз.

а) $\frac{hc}{\lambda_0} = eU$; б) $\frac{hc}{\lambda} = \frac{1}{eU}$; в) $\frac{hc}{\Delta\lambda} = eU$; д) $\frac{hc}{\lambda_0} = \frac{U}{e}$.

46. Вульф — Брегг шарты ... көрінісінде болады.

а) $d\sin\varphi = k\lambda$; б) $\frac{\sin\theta}{d} = k\lambda$; в) $2d\sin\theta = k\lambda$; д) $d\sin\theta = \frac{k\lambda}{2}$;

47. Тормоздалу рентген сәулелену спектрі ... болады.

а) сызықты;

б) белгілі бір пішіндегі қатынас;

с) жол-жол;

д) қатынас спектрдің фонындағы сызықты спектрден тұрады.

48. Рентгендік сәулелену ...

а) қатынас спектр фонындағы сызықты спектрден тұрады;

б) қатынас спектрден тұрады;

с) жол-жол спектрден тұрады;

д) белгілі бір пішіндегі қатынас спектрден тұрады.

49. Мозли заңының математикалық өрнегі... көрініске ие.

а) $v = R(Z - \sigma)^2$; б) $\omega = R(Z - \sigma)^2$; в) $v = R(Z - \sigma)$; д) $v = R'(Z - \sigma)$.

50. Комптон эффектісіндегі сәулелену жиілігі...

а) өзгермейді; б) $\Delta\lambda$ ға артады; в) $\Delta\lambda$ ға азаяды; д) $v_0 + \Delta v$ ға артады.

51. Комптон эффектісінде сәулелену жиілігінің өзгеру себебі неде?

а) Энергияның сақталу заңы; б) Импульстің сақталу заңы;

с) Энергия мен импульстің сақталу заңы; д) Массаның сақталу заңы.

52. Сәулеленудің затқа әсерінде Комптон эффектісі қандай жағдайларда пайда болады?

а) Ауыр заттармен өзара әсерлескенде;

б) Металдармен өзара әсерлескенде;

с) Жартылай өткізгіштермен өзара әсерлескенде;

д) Жеңіл заттармен өзара әсерлескенде.

53. Тормоздалу сәулелену спектрлерінің көрінісі антикатод затына

...

а) байланысты; б) байланысты емес; в) ішінара тәуелді; д) катодтық затқа байланысты.

54. Комптон эффектісінде энергияның сақталу заңының өрнегін анықтаңыз.

а) $\frac{h\nu}{\lambda} = \frac{hc}{\lambda'} + m_0v^2$; б) $h\nu' = h\nu + m_0v^2$; в) $h\nu = h\nu' + \frac{m_0v^2}{2}$; д) $h\Delta\lambda = \frac{\lambda_0\sin 2\theta}{2}$.

55. Комптон диаграммасында m_0v ... білдіреді.

а) шашыраған фотон энергиясын; б) шашыраған электрон энергиясын;

с) шашыраған фотон импульсын; д) шашыраған электрон импульсын.

56. Рентген түтігіне берілетін кернеу ... болуы керек.

а) 20 В дан үлкен; б) 20 В ға дейін; в) 20 кВ дан үлкен; д) 20 МВ дан кіші.

57. Франк және Герц тәжірибесі атомның ... растайды.

а) импульс моментінің квантталғандығын;

б) энергиясының квантталғандығын;

- с) спинінің квантталғандығын;
д) магнит моментінің квантталғандығын.

58. Атомдағы электронның қабылдай алатын энергиясының дискретті сипатта екендігін ... тәжірибесі растайды.

- а) Штерн — Герлах; б) Девиссон — Джермер;
с) Франк және Герц; д) Де — Бройль.

59. Атомдағы электрон $E_K = 7,7 \cdot$

10^{-19} Дж энергиялы деңгейден $E_n = 4,4 \cdot$

10^{-19} Дж энергиялы деңгейге өткенде шығарылатын электромагниттік

сәулеленудің толқын ұзындығы неше нм екендігі анықталсын.

- а) 150; б) 300; с) 340; д) 600.

60. Атомда электрон спинге не екендігін ... тәжірибесі растайды.

- а) Франк және Герц; б) Девиссон — Джермер;
с) Эренфест; д) Штерн — Герлах;

61. Атомдар сутегі газы сәулелену спектрінің ... сериясы жақын инфрақызыл сәулелену саласында жатады.

- а) Бальмер; б) Пашен; с) Лайман; д) Брекэт.

62. Төмендегі формула ... Бальмер сериясының формуласы есептеледі.

- а) $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$; б) $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$; с) $\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$; д) $\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$.

63. Бальмердің жалпыланған формуласы көрінісінде болады.

- а) $\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$; б) $\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$;
с) $\nu = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, $k < n$; д) $\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$, $k < n$.

64. Молекулаларда спектрлер ... болады.

- а) сызықты; б) қатынас; с) жол-жол; д) әрі қатынас, әрі сызықты.

My-test бағдарламасының жауаптары:

1 - c	15 — b	29-a	43-b
2 — a	16 — d	30-a	44-b
3-b	17 — b	31 -a	45-a
4-c	18 — a	32-b	46-c
5-c	19-b	33-a	47-b
6-c	20-c	34-d	48-a
7-b	21-a	35-c	49-a
8-a	22-b	36-b	50-c
9 -b	23-a	37-c	51-a
10-b	24-c	38-a	52-d
11-c	25-b	39-a	53-b
12-d	26-b	40-c	54-c
13-c	27-b	41-b	55-d
14-b	28-b	42-c	56-c
57-b	59-d	61-b	63-c
58-d	60-d	62-c	64-c

Қосымшалар

Негізгі физикалық тұрақтылар

Вакуумдегі жарық жылдамдығы	$c = 2,99792 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Гравитациялық тұрақты	$\gamma = 6,672 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$
Идеал газдың мольдік көлемі	$(T_0 = 273,15 \text{ К}, p_0 = 1,01 \cdot 10^5 \text{ Па})$ $V_m = 0,0224138 \text{ м}^3 / \text{моль}$
Молдік газ тұрақтысы (Универсал газ тұрақтысы)	$R = 8,314 \text{ Дж} / (\text{К} \cdot \text{моль})$
Фарадей тұрақтысы	$F = 96485 \text{ Кл} / \text{моль}$
Авагадро тұрақтысы	$N_A = 6,02204 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Больцман тұрақтысы	$k = 1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} / \text{К}$
Протонның тыныштық массасы	$m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Электронның тыныштық массасы	$m_e = 9,10953 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Нейтронның тыныштық массасы	$m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Протон мен электронның тыныштық массаларының қатынасы	$m_p / m_e = 1836,1515$
Электронның заряды	$e = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Вин тұрақтысы	$b = 0,0028978 \text{ м} \cdot \text{К}$
Планк тұрақтысы	$h = 6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Стефан-Больцман тұрақтысы	$\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Ридберг тұрақтысы	$R_\infty = 1,09737318 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Бор магнетоны	$\mu_B = 9,27408 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} / \text{Тл}$
Ядролық магнетон	$\mu_N = 5,05082 \cdot 10^{-27} \text{ Дж} / \text{Тл}$
Электронның магнит моменті	$\mu_e = 9,28483 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} / \text{Тл}$
Протонның магнит моменті	$\mu_p = 1,4106171 \cdot 10^{-26} \text{ Дж} / \text{Тл}$
Масса атом бірлігі	$m.a.b = 1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Электронның массасы	$m_e = 9,09534 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ $m_e = 5,4858026 \cdot 10^{-4} \text{ м.а.б}$
Электрон зарядының массасына қатынасы	$\frac{e}{m_e} = 1,7588047 \cdot 10 \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$
Бор радиусы	$a_0 = 5,291771 \cdot 10^{-11} \text{ м}$
Еркін түсу үдеуі	$g = 9,80665 \text{ м/с}^2$
Судың максималь тығыздығы ($t = 3,98^\circ \text{ С}; p = 101325 \text{ Па}$)	$\rho_{H_2O} = 999,973 \text{ кг} / \text{м}^3$

Қалыпты жағдайдағы атмосфера қысымы	$p_{\text{атм}} = 101325 \text{ Па}$
Қалыпты жағдайда ауада дыбыстың тарқалу жылдамдығы	$\vartheta = 331,46 \text{ м/с}$
Қалыпты жағдайда құрғақ ауаның тығыздығы	$\rho_{\text{ауа}} = 1,293 \text{ кг} / \text{м}^3$
Қалыпты жағдайда бір моль идеал газ мольдік көлемі	$V_m = 22,41383 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$
Магнит тұрақтысы	$\mu_0 = 12,566371 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}}$
Электр тұрақтысы	$\epsilon_0 = 8,854188 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} / \text{м}$
Люшмидт тұрақтысы (саны)	$N_L = 2,68719 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$

Атомдар және молекулалардың диаметрлері

Гелий (He)	$2 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Сутегі (H ₂)	$2,3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Оттегі (O ₂)	$3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Азот (N ₂)	$3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$

Электрондардың металдан шығу жұмысы (эВ да)

W	4,5
W+Cs	1,6
W+Th	2,63
Pt+Cs	1,40
Pt	5,3
Ag	4,74
Li	2,4
Na	2,3
K	2,0
Cs	1,9
Zn	4,2

Кейбір радиоактив заттардың жартылай ыдырау периоды

Bi	5,02 тәулік	$^{222}_{86}\text{Ra}$	3,82 тәулік
Ir	75 тәулік	$^{90}_{38}\text{Si}$	28 жыл
$^{45}_{20}\text{Ca}$	164 тәулік	Th	$1,39 \cdot 10^{11}$ жыл
Na	15,3 сағат	$^{235}_{92}\text{U}$	$7,1 \cdot 10^8$ жыл

Po	138 тәулік	$^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ жыл
$^{226}_{88}\text{Ra}$	1590 жыл		

Кейбір изотоптардың массалары (м.а.б)

Изотоп	Масса	Изотоп	Масса	Изотоп	Масса
^1_1H Сутегі	1,00783	^9_4Be Бериллий	9,01505	$^{23}_{12}\text{Mg}$ Магний	23,00145
^2_1H Дейтерий	2,01410	$^{10}_5\text{B}$ Бор	10,01294	$^{24}_{12}\text{Mg}$ Магний	23,99267
^3_1H Тритий	3,01605	$^{11}_5\text{B}$ Бор	11,00931	$^{30}_{14}\text{Si}$ Кремний	29,98325
^3_2He Гелий	3,01602	$^{12}_6\text{C}$ Көміртегі	12,00000	$^{63}_{29}\text{Cu}$ Мыс	62,94962
^4_2He Гелий	4,00260	$^{14}_7\text{N}$ Азот	14,00307	$^{40}_{20}\text{Ca}$ Кальций	39,97542
^6_3Li Литий	6,01513	$^{15}_7\text{N}$ Азот	15,00011	$^{113}_{48}\text{Cd}$ Кадмий	112,94206
^7_3Li Литий	7,01601	$^{16}_8\text{O}$ Оттегі	15,99491	$^{200}_{80}\text{Hg}$ Сынап	200,02800
^7_4Be Бериллий	7,01916	$^{17}_8\text{O}$ Оттегі	16,99913	$^{235}_{92}\text{U}$ Уран	235,11750
^8_4Be Бериллий	8,00785	$^{27}_{13}\text{Al}$ Алюминий	26,98146	$^{238}_{92}\text{U}$ Уран	238,12376

Радиоактивті нуклидтер гамма-кванттар энергиясы

Нуклид	$E_\gamma(\Delta E_\gamma), \text{кэВ}$	Нуклид	$E_\gamma(\Delta E_\gamma), \text{кэВ}$	Нуклид	$E_\gamma(\Delta E_\gamma), \text{кэВ}$
1	2	3	4	5	6
^{182}Ta	31,7370(7)	^{173}Lu	285,369(6)	^{160}Tb	962,342(18)
^{182}Ta	42,7143(9)	^{92}Ir	295,9483(52)	^{152}Eu	964,070(18)
^{241}Am	59,538(2)	^{160}Tb	298,571(6)	^{160}Tb	966,163(19)
^{169}Yb	63,1182(11)	^{133}Ba	302,850(6)	^{56}Co	1037,841(18)
^{182}Ta	65,7219(13)	^{175}Se	303,908(10)	^{82}Br	1043,996(20)
^{182}Ta	67,7496(13)	^{169}Yb	307,732(6)	^{207}Bi	1063,660(19)
^{182}Ta	84,2517(15)	^{192}Ir	308,4464(54)	^{152}Eu	1085,835(19)
^{182}Ta	84,6802(16)	^{192}Ir	316,4977(56)	^{152}Eu	1112,065(22)

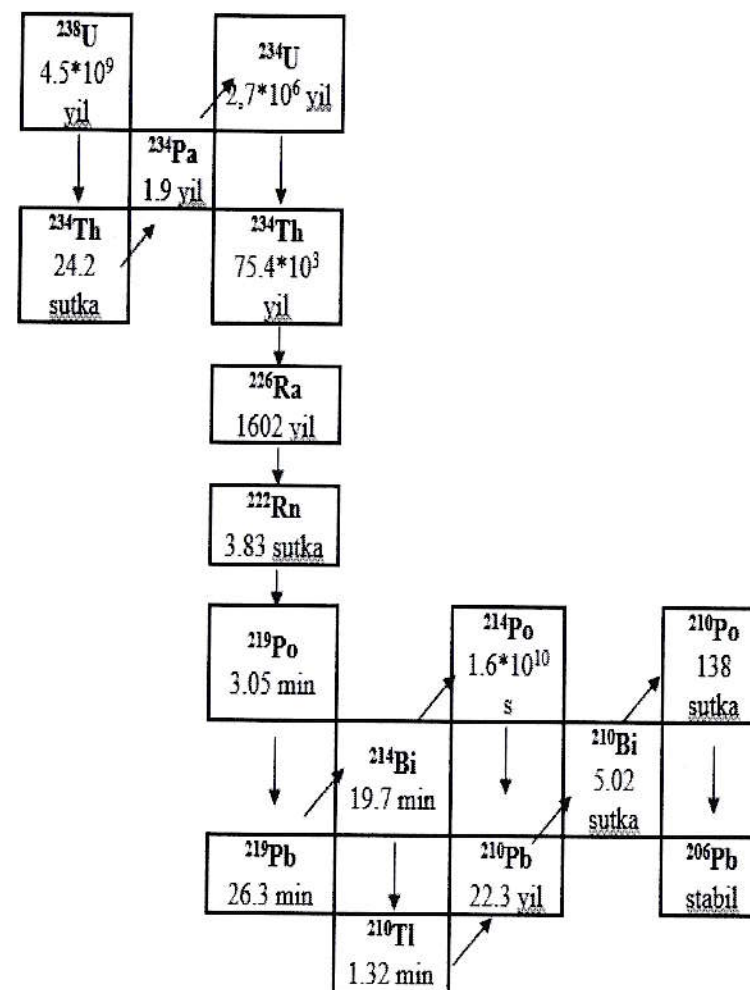
^{160}Tb	86,790(2)	^{152}Eu	344,267(7)	^{65}Zn	1115,555(20)
^{109}Gd	88,032(2)	^{133}Ba	356,005(7)	^{182}Ta	1121,290(20)
^{179}Lu	88,367(3)	^{133}Ba	383,831(8)	^{60}Co	1121,290(20)
^{75}Se	96,734(3)	^{113}Sn	391,688(7)	^{56}Co	1175,095(23)
^{109}Gd	97,432(3)	^{75}Se	400,650(8)	^{160}Tb	1177,970(22)
^{182}Ta	100,1067(19)	^{152}Eu	411,084(10)	^{182}Ta	1177,970(22)
^{153}Gd	103,181(2)	^{198}Hg	411,794(7)	^{160}Tb	1199,904(23)
^{169}Yb	109,784(3)	^{192}Ir	416,4501(79)	^{152}Eu	1212,895(23)
^{182}Ta	113,6677(22)	^{152}Eu	443,940(9)	^{182}Ta	1221,391(22)
^{182}Ta	116,4172(23)	^{110}Ag	446,802(11)	^{182}Ta	1230,988(23)
^{169}Yb	118,191(3)	^{192}Ir	468,0546(82)	^{56}Co	1238,271(22)
^{75}Se	121,117(3)	^{82}Br	554,330(11)	^{182}Ta	1257,416(23)
^{152}Eu	121,782(3)	^{134}Cs	563,231(11)	^{182}Ta	1271,896(24)
^{57}Co	121,060(2)	^{134}Cs	569,322(12)	^{182}Ta	1273,711(24)
^{169}Yb	130,525(3)	^{207}Bi	569,683(11)	^{22}Na	1274,531(23)
^{144}Ce	133,518(3)	^{192}Ir	588,5562(106)	^{182}Ta	1289,119(24)
^{75}Se	136,000(3)	^{192}Ir	604,3942(106)	^{152}Eu	1289,119(24)
^{57}Co	136,475(5)	^{134}Cs	604,701(12)	^{160}Tb	1312,174(26)
^{141}Ce	145,443(3)	^{192}Ir	612,4460(106)	^{82}Br	1317,459(25)
^{182}Ta	152,4298(29)	^{110}Ag	620,353(14)	^{60}Co	1332,485(25)
^{182}Ta	156,3819(30)	^{173}Lu	636,129(13)	^{56}Co	1360,209(24)
^{139}Ce	165,854(3)	^{110}Ag	657,744(13)	^{134}Cs	1365,177(24)
^{173}Lu	171,402(4)	^{137}Cs	661,648(13)	^{24}Na	1368,615(26)
^{169}Yb	177,208(4)	^{110}Ag	677,613(14)	^{110}Ag	1384,285(26)
^{173}Lu	179,363(4)	^{110}Ag	687,001(14)	^{152}Eu	1407,974(26)
^{182}Ta	179,3895(34)	^{144}Ce	696,492(13)	^{110}Ag	1475,778(27)
^{160}Tb	197,026(4)	^{82}Br	698,361(13)	^{144}Ce	1489,132(27)
^{169}Yb	197,948(4)	^{110}Ag	706,672(14)	^{110}Ag	1505,036(28)
^{182}Ta	198,3478(38)	^{110}Ag	744,271(15)	^{110}Ag	1562,303(29)
^{75}Se	198,603(5)	^{110}Ag	763,936(16)	^{207}Bi	1770,253(34)
^{167}Tm	207,797(4)	^{82}Br	776,516(14)	^{56}Co	1771,347(32)
^{160}Tb	215,641(4)	^{152}Eu	778,914(15)	^{56}Co	1810,768(37)
^{82}Br	221,476(6)	^{95m}Br	786,188(15)	^{88}Y	1836,074(34)
^{182}Ta	222,1037(42)	^{134}Cs	795,856(16)	^{56}Co	1963,760(38)
^{182}Ta	229,3162(52)	^{134}Cs	801,957(16)	^{56}Co	2015,196(40)
^{173}Lu	233,603(5)	^{110}Ag	818,028(15)	^{56}Co	2034,772(37)
^{152}Eu	244,691(5)	^{95m}Tc	820,632(19)	^{56}Co	2113,154(48)
^{113}Sn	255,132(8)	^{82}Br	827,828(16)	^{144}Ce	2185,607(41)
^{169}Yb	261,069(9)	^{54}Mn	834,858(15)	^{56}Co	2212,859(55)
^{182}Ta	264,0711(50)	^{56}Co	846,777(16)	^{56}Co	2598,444(47)
^{75}Se	264,652(5)	^{152}Eu	867,383(16)	^{24}Na	2753,989(51)
^{173}Lu	272,111(5)	^{160}Tb	879,387(17)	^{56}Co	3009,587(59)

^{133}Ba	276,397(5)	^{110}Ag	884,695(16)	^{56}Co	3201,987(60)
^{203}Hg	279,189(6)	^{88}Y	898,048(19)	^{56}Co	3253,414(60)

Жасанды түрде алынған радиоактивті элементтер

Элементтің реттік нөмірі	Химиялық элементтің атауы және формуласы		Элементтің синтез жасалған жылы	Салыстырмалы түрде мол жасайтын изотоптарының массалық саны	Салыстырмалы түрде мол жасайтын изотоптарының жарытылай ыдырау периодтары
43	Технеций	Tc	1937	97	$2,6 \cdot 10^6$ жыл
61	Прометий	Pm	1947	145	18 жыл
85	Астас	At	1940	210	8 сағат 18 минут
87	Франций	Fr	1939	223	21 минут

^{238}U Табиғи радиоактив жанысы



Натурал логарифмдер кестесі

N	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1,0	0,0000	0,0100	0,0198	0,0296	0,0392	0,0488	0,0583	0,0677	0,0770	0,0862
1,1	0,0953	0,1044	0,1133	0,1222	0,1310	0,1398	0,1484	0,1570	0,1655	0,1740
1,2	0,1823	0,1906	0,1989	0,2070	0,2151	0,2231	0,2311	0,2390	0,2469	0,2546
1,3	0,2624	0,2700	0,2776	0,2852	0,2927	0,3001	0,3075	0,3148	0,3221	0,3293
1,4	0,3365	0,3436	0,3507	0,3577	0,3646	0,3716	0,3784	0,3853	0,3920	0,3988
1,5	0,4055	0,4121	0,4187	0,4253	0,4318	0,4383	0,4447	0,4511	0,4574	0,4637
1,6	0,4700	0,4762	0,4824	0,4886	0,4947	0,5008	0,5068	0,5128	0,5188	0,5247
1,7	0,5306	0,5365	0,5423	0,5481	0,5539	0,5596	0,5653	0,5710	0,5766	0,5822
1,8	0,5878	0,5933	0,5988	0,6043	0,6098	0,6152	0,6206	0,6259	0,6313	0,6366
1,9	0,6419	0,6471	0,6523	0,6575	0,6627	0,6678	0,6729	0,6780	0,6831	0,6881
2,0	0,6931	0,6981	0,7031	0,7080	0,7129	0,7178	0,7227	0,7275	0,7324	0,7372
2,1	0,7419	0,7467	0,7514	0,7561	0,7608	0,7655	0,7701	0,7747	0,7793	0,7839
2,2	0,7885	0,7930	0,7975	0,8020	0,8065	0,8109	0,8154	0,8198	0,8242	0,8286
2,3	0,8329	0,8372	0,8416	0,8459	0,8502	0,8544	0,8587	0,8629	0,8671	0,8713
2,4	0,8755	0,8796	0,8838	0,8879	0,8920	0,8961	0,9002	0,9042	0,9083	0,9123
2,5	0,9163	0,9203	0,9243	0,9282	0,9322	0,9361	0,9400	0,9439	0,9478	0,9517
2,6	0,9555	0,9594	0,9632	0,9670	0,9708	0,9746	0,9783	0,9821	0,9858	0,9895
2,7	0,9933	0,9969	1,0006	1,0043	1,0080	1,0116	1,0152	1,0188	1,0225	1,0260
2,8	1,0296	1,0332	1,0367	1,0403	1,0438	1,0473	1,0508	1,0543	1,0578	1,0613
2,9	1,0647	1,0682	1,0716	1,0750	1,0784	1,0818	1,0852	1,0886	1,0919	1,0953
3,0	1,0986	1,1019	1,1053	1,1086	1,1119	1,1151	1,1184	1,1217	1,1249	1,1282
3,1	1,1314	1,1346	1,1378	1,1410	1,1442	1,1474	1,1506	1,1537	1,1569	1,1600
3,2	1,1632	1,1663	1,1694	1,1725	1,1756	1,1787	1,1817	1,1848	1,1878	1,1909
3,3	1,1939	1,1969	1,2000	1,2030	1,2060	1,2090	1,2119	1,2149	1,2179	1,2208
3,4	1,2238	1,2267	1,2296	1,2326	1,2355	1,2384	1,2413	1,2442	1,2470	1,2499

3,5	1,2528	1,2556	1,2585	1,2613	1,2641	1,2669	1,2698	1,2726	1,2754	1,2782
3,6	1,2809	1,2837	1,2865	1,2892	1,2920	1,2947	1,2975	1,3002	1,3029	1,3056
3,7	1,3083	1,3110	1,3137	1,3164	1,3191	1,3218	1,3244	1,3271	1,3297	1,3324
3,8	1,3350	1,3376	1,3403	1,3429	1,3455	1,3481	1,3507	1,3533	1,3558	1,3584
3,9	1,3610	1,3635	1,3661	1,3686	1,3712	1,3737	1,3762	1,3788	1,3813	1,3838
4,0	1,3863	1,3888	1,3913	1,3938	1,3962	1,3987	1,4012	1,4036	1,4061	1,4085
4,1	1,4110	1,4134	1,4159	1,4183	1,4207	1,4231	1,4255	1,4279	1,4303	1,4327
4,2	1,4351	1,4375	1,4398	1,4422	1,4446	1,4469	1,4493	1,4516	1,4540	1,4563
4,3	1,4586	1,4609	1,4633	1,4656	1,4679	1,4702	1,4725	1,4748	1,4770	1,4793
4,4	1,4816	1,4839	1,4861	1,4884	1,4907	1,4929	1,4951	1,4974	1,4996	1,5019
4,5	1,5041	1,5063	1,5085	1,5107	1,5129	1,5151	1,5173	1,5195	1,5217	1,5239
4,6	1,5261	1,5282	1,5304	1,5326	1,5347	1,5369	1,5390	1,5412	1,5433	1,5454
4,7	1,5476	1,5497	1,5518	1,5539	1,5560	1,5581	1,5602	1,5623	1,5644	1,5665
4,8	1,5686	1,5707	1,5728	1,5748	1,5769	1,5790	1,5810	1,5831	1,5851	1,5872
4,9	1,5892	1,5913	1,5933	1,5953	1,5974	1,5994	1,6014	1,6034	1,6054	1,6074
5,0	1,6094	1,6114	1,6134	1,6154	1,6174	1,6194	1,6214	1,6233	1,6253	1,6273
5,1	1,6292	1,6312	1,6332	1,6351	1,6371	1,6390	1,6409	1,6429	1,6448	1,6467
5,2	1,6487	1,6506	1,6525	1,6544	1,6563	1,6582	1,6601	1,6620	1,6639	1,6658
5,3	1,6677	1,6696	1,6715	1,6734	1,6752	1,6771	1,6790	1,6808	1,6827	1,6845
5,4	1,6864	1,6882	1,6901	1,6919	1,6938	1,6956	1,6974	1,6993	1,7011	1,7029
5,5	1,7047	1,7066	1,7084	1,7102	1,7120	1,7138	1,7156	1,7174	1,7192	1,7210
5,6	1,7228	1,7246	1,7263	1,7281	1,7299	1,7317	1,7334	1,7352	1,7370	1,7387
5,7	1,7405	1,7422	1,7440	1,7457	1,7475	1,7492	1,7509	1,7527	1,7544	1,7561
5,8	1,7579	1,7596	1,7613	1,7630	1,7647	1,7664	1,7681	1,7699	1,7716	1,7733
5,9	1,7750	1,7766	1,7783	1,7800	1,7817	1,7834	1,7851	1,7867	1,7884	1,7901
6,0	1,7918	1,7934	1,7951	1,7967	1,7984	1,8001	1,8017	1,8034	1,8050	1,8066
6,1	1,8083	1,8099	1,8116	1,8132	1,8148	1,8165	1,8181	1,8197	1,8213	1,8229

6,2	1,8245	1,8262	1,8278	1,8294	1,8310	1,8326	1,8342	1,8358	1,8374	1,8390
6,3	1,8405	1,8421	1,8437	1,8453	1,8469	1,8485	1,8500	1,8516	1,8532	1,8547
6,4	1,8563	1,8579	1,8594	1,8610	1,8625	1,8641	1,8656	1,8672	1,8687	1,8703
6,5	1,8718	1,8733	1,8749	1,8764	1,8779	1,8795	1,8810	1,8825	1,8840	1,8856
6,6	1,8871	1,8886	1,8901	1,8916	1,8931	1,8946	1,8961	1,8976	1,8991	1,9006
6,7	1,9021	1,9036	1,9051	1,9066	1,9081	1,9095	1,9110	1,9125	1,9140	1,9155
6,8	1,9169	1,9184	1,9199	1,9213	1,9228	1,9242	1,9257	1,9272	1,9286	1,9301
6,9	1,9315	1,9330	1,9344	1,9359	1,9373	1,9387	1,9402	1,9416	1,9430	1,9445
7,0	1,9459	1,9473	1,9488	1,9502	1,9516	1,9530	1,9544	1,9559	1,9573	1,9587
7,1	1,9601	1,9615	1,9629	1,9643	1,9657	1,9671	1,9685	1,9699	1,9713	1,9727
7,2	1,9741	1,9755	1,9769	1,9782	1,9796	1,9810	1,9824	1,9838	1,9851	1,9865
7,3	1,9879	1,9892	1,9906	1,9920	1,9933	1,9947	1,9961	1,9974	1,9988	2,0001
7,4	2,0015	2,0028	2,0042	2,0055	2,0069	2,0082	2,0096	2,0109	2,0122	2,0136
7,5	2,0149	2,0162	2,0176	2,0189	2,0202	2,0215	2,0229	2,0242	2,0255	2,0268
7,6	2,0281	2,0295	2,0308	2,0321	2,0334	2,0347	2,0360	2,0373	2,0386	2,0399
7,7	2,0412	2,0425	2,0438	2,0451	2,0464	2,0477	2,0490	2,0503	2,0516	2,0528
7,8	2,0541	2,0554	2,0567	2,0580	2,0592	2,0605	2,0618	2,0631	2,0643	2,0656
7,9	2,0669	2,0681	2,0694	2,0707	2,0719	2,0732	2,0744	2,0757	2,0769	2,0782
8,0	2,0794	2,0807	2,0819	2,0832	2,0844	2,0857	2,0869	2,0882	2,0894	2,0906
8,1	2,0919	2,0931	2,0943	2,0956	2,0968	2,0980	2,0992	2,1005	2,1017	2,1029
8,2	2,1041	2,1054	2,1066	2,1078	2,1090	2,1102	2,1114	2,1126	2,1138	2,1150
8,3	2,1163	2,1175	2,1187	2,1199	2,1211	2,1223	2,1235	2,1247	2,1258	2,1270
8,4	2,1282	2,1294	2,1306	2,1318	2,1330	2,1342	2,1353	2,1365	2,1377	2,1389
8,5	2,1401	2,1412	2,1424	2,1436	2,1448	2,1459	2,1471	2,1483	2,1494	2,1506
8,6	2,1518	2,1529	2,1541	2,1552	2,1564	2,1576	2,1587	2,1599	2,1610	2,1622
8,7	2,1633	2,1645	2,1656	2,1668	2,1679	2,1691	2,1702	2,1713	2,1725	2,1736
8,8	2,1748	2,1759	2,1770	2,1782	2,1793	2,1804	2,1815	2,1827	2,1838	2,1849
8,9	2,1861	2,1872	2,1883	2,1894	2,1905	2,1917	2,1928	2,1939	2,1950	2,1961

9,0	2,1972	2,1983	2,1994	2,2006	2,2017	2,2028	2,2039	2,2050	2,2061	2,2072
9,1	2,2083	2,2094	2,2105	2,2116	2,2127	2,2138	2,2148	2,2159	2,2170	2,2181
9,2	2,2192	2,2203	2,2214	2,2225	2,2235	2,2246	2,2257	2,2268	2,2279	2,2289
9,3	2,2300	2,2311	2,2322	2,2332	2,2343	2,2354	2,2364	2,2375	2,2386	2,2396
9,4	2,2407	2,2418	2,2428	2,2439	2,2450	2,2460	2,2471	2,2481	2,2492	2,2502
9,5	2,2513	2,2523	2,2534	2,2544	2,2555	2,2565	2,2576	2,2586	2,2597	2,2607
9,6	2,2618	2,2628	2,2638	2,2649	2,2659	2,2670	2,2680	2,2690	2,2701	2,2711
9,7	2,2721	2,2732	2,2742	2,2752	2,2762	2,2773	2,2783	2,2793	2,2803	2,2814
9,8	2,2824	2,2834	2,2844	2,2854	2,2865	2,2875	2,2885	2,2895	2,2905	2,2915
9,9	2,2925	2,2935	2,2946	2,2956	2,2966	2,2976	2,2986	2,2996	2,3006	2,3016

ӘДЕБИЕТТЕР:

1. Лавренчик В.Н. Постановка физического эксперимента и статистическая обработка его результатов: -М.: Энергоатомиздат, 1996 г
2. Фраунфельдер Г., Э.Хенли. Субатомная физика (пер. с англ.)-М.: Мир, 1999 г
3. Бегимкулов У.Ш., Махмудова Х.М., Гадоев О.А., Камолов Ж., Гойибназарова Г.Н., Тошхонова Ж.А. Физикадан практикум, Оптика және кванттық физика. –Ташкент. “Муסיқа” баспаханасы. 2007.
4. Бессонов А.А., Дергобузов К.А. Физика атома и ядра: виртуальная лаборатория. –Челябинск. 2018.
5. Худайбердиев Э.Н., Бисенова Б.Т. Умумий физика (Ядро физикаси)дан лаборатория ишлари. Ёдістемелік қолданба. – Ташкент. “Таълим” баспаханасы. 2017.
6. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.1-2. –Москва, Энергоатомиздат, 1993.
7. Бекжонов Р.Б. Атом ядроси ва зарралар физикаси. –Тошкент, Ўқитувчи, 1995.
8. Тешабоев С.Ш. Ядро ва элементар зарралар физикаси. –Тошкент, Ўқитувчи, 1992.
9. Мўминов Т.М., Хушмуродов Ш.Х., Холикулов А.Б. Атом ядроси ва элементар зарралар физикаси маъруза курси. – Самарқанд, 2001.
10. Бекжонов Р.Б. Элементар ядро физикаси. –Тошкент, Ўқитувчи, 1982.
11. Сивухин Д.В. Общей курс физики. –Москва, Наука, 1989.
12. Наумов А.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – Москва, Просвещение, 1984.
13. Альфа, бета и гамма-спектроскопия. Под редакцией К.Зигбана. Вып. 1,2,3,4. Перевод с англ. –Москва, Атомиздат, 1969.
14. Петрик Т.Б. и др. Лабораторный практикум по физике. Т-2. УПИ-УГТУ. –Екатеринбург-2009.

15. Айзенберг И., Грайнер В. Модели ядер коллективные и одночастичные явления. Перевод с англ. канд. ф.-м. наук С.П.Камерджиева и Б.А.Тулупова. –Москва, 1975.

16. Шпольский Э.В. Атом физикасы. I том, –Toshkent, O'qituvchi, 1970.
17. Сивухин Д.В. Общей курс физики. Ч.1. –Москва, Наука, 1986.
18. Тешабоев Қ.Т. Yadrovaelementarzarralarfizikasi. –Toshkent, O'qituvchi, 1992.
19. Бекжонов Р., Ахмаджужаев Б. Atomfizikasi. –Toshkent, O'qituvchi, 1991.
20. Савельев И.В. Курс общей физики в 4-х томах. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: КноРус, 2012. – Т.3. – 368 с.
21. Сивухин Д.В. Общей курс физики. Атомная и ядерная физика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, МФТИ, 2006. – Т.5. – 784 с.
22. Трофимова Т.И. Курс физики. – 20-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 560 с.
23. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Курс физики. – 9-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 720 с.
24. <http://nuclearphys-edu.uz>
25. www.pedagog.uz
- www.ziyounet.uz
- www.teachmen.csu.ru
- www.edu.uz

14089/20 -

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY TA'LIM,
FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI
CHIRCHIQ DAVLAT PEDAGOGIKA UNIVERSITETI
AXBOROT RESURS MARKAZI

Худайбердиев Э.Н, Насриддинов К.Р, Самандаров Л. К,
Турабова Л.Х.

ЖАЛПЫ ФИЗИКА
(АТОМ, ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР
ФИЗИКАСЫ)
ЗЕРТХАНАЛЫҚ ЖҰМЫСТАР
(оқуқұралы)

60110700 – Физика және астрономия, қосымша математика

Редакторы:	Х.Тахиров
Техникалық редакторы:	С.Меликузиев
Корректор:	М.Юнусова
Беттеуші:	А.Зиямухамедов

Баспа лизензиясы: №2044

Пішімі 60x84 1/16 гарнитурасы Кеглі 14

Офсеттік әдіспен басылды. Шартты баспа табағы 13,2.
Таралымы 100.Таспырыс №1546868

"Olmaliq kitob business" ӨШҚ дабасылды.

