

**Ўзбекистон Республикасы Жокары ҳам орта арнаўлы билим
министрлиги**

Бердақ атындағы Қарақалпақ мәмлекетлик университети

Улыўма физика кафедрасы

ЯДРОЛЫҚ ФИЗИКА

**пәни бойынша оқытыў технологиялары (оқыў-методикалық
комплекс)**

**Физика қәнигелигиниң 3-курс студентлери
ушын дүзилген**

Нөкис - 2011

Илим тараўы: 400000 –Фан.
Билим тараўы: 440000 – Табийй пәнлер.
Билим бағдары: 5440100, 5440900 – Физика, Радиоактив
препаратлар ҳам ядролық технологиялар.

Билим тараўы 400000 – фан, тәлим тараўы 440000 – тәбийй пәнлер. тәлим бағдары 5440100 – физика.

Пәнниң оқыў программасы Ўзбекистон Республикасы Жокары ҳам орта арнаўлы билим министрлиги бойынша 2008-жылы 23-августта шыққан 263-буйрық пенен тастыйықланған, 2008-жыл 28-август күни 605440100-3.1.0.1 сан менен есапқа алынған.

Пәнниң оқыў программасы Жокары ҳам орта арнаўлы, кәсиплик билим бойынша оқыў-методикалық бирлеспесиниң хызметин муўапықластырыўшы кеңестинң 2008-жыл 20 август күнги мәжлисинде баянланған (протокол номери 4).

Дүзиўши:

С. Р. Полвонов– Ядро ҳам теориялық физика кафедрасы доценти.

Пикир билдириўшилер:

Ш. Х. Хушмурадов – Сам арқанд мәмлекетлик университетиниң физика-математика факультети «Ядро физикасы» кафедрасының доценти.

Ш. Рўзимов– Ўзбекистон Миллий университетиниң ядро ҳам теориялық физика кафедрасы доценти, физика-математика илимлериниң кандидаты.

Пәнниң оқыў программасы Мырза Улуғбек атындағы Ўзбекистон Миллий университети Илимий-методикалық кеңесинде усынылған).

Пәнниң сабақларға мөлшерленген оқыў программасы Қарақалпақ мәмлекетлик университетиниң илимий-методикалық кеңесиниң 2011-жыл 29-июнь күнги мәжлисинде қарап шығылды ҳам мақулланды. Протоколдың қатар саны 6.

Пәнниң сабақларға мөлшерленген оқыў программасы улыўма физика кафедрасының илимий-методикалық семинарының 2011-жыл 23-июнь күнги мәжлисинде қарап шығылды ҳам мақулланды. Протоколдың қатар саны 10.

Дүзиўши улыўма физика кафедрасының баслығы, физика-математика илимлеринин кандидаты, профессор Б. Абдикамалов.

ЯДРОЛЫҚ ФИЗИКА пәниниң оқыў программасы

Кирисиў

“Кадрлар таярлаў бойынша миллий бағдарлама” да көрсетилип өтилгениндей, илимжоқары квалификациялы қәнигелер таярлаўшы хәм олардан пайдаланыўшы, алдыңғы педагогикалық хәм информациялық технологияларды ислеп шығыўшы болып, билим хәм тәрбияныңөз-ара байланысы, бул процесстин хәр тәреплеме раўажланған инсанды қәлиплестириўгебағдарланғанлығы менен белгиленеди. Бул программахәзирги заман физикасының тийкарғы бағдарларының бири болғанядро физикасының әмелий хәм фундаменталлық әхм ийетке ийе екенлигин итибарға алынған халда дүзилди.

Оқыў пәниниң мақсети хәм ўазыйпалары

Бул пәнниң тийкарғы мақсети атом ядросының дүзилиси, моделлери хәм олардың радиоактив ыдыраўы, элементар бөлекшелердин қәсийетлери, хәр қыйлы нурланыўлардың затлар менен өз-ара тәсирлесиўи хәм ядролық реакциялар ҳаққында билим бериўден ибарат.

Студентлер ядро физикасын үйрениў процессинде ядроның дүзилисин хәм қәсийетлерин үйренеди.

Бул пәнди өзлестириўде оқытыўдың лекция хәм әмелий сабақларды өткериў жолы менен алып барылады.

Пән бойынша студентлердин билимине, көникпе квалификациясына қойылатуғын талаптар

1. Ядро физикасы ызамларын хәм олардың формулаларын, тийкарғы физикалық принциплердин мәниси, мазмуны, квант механикалық қозғалыс ызамларын хәм олардың графиклерин таллаў өткериў. Ядро физикасының шамларының мәниси, билликлери хәм оларды салыстырыў. Ядро физикасының ызам хәм принциплерин макродўня қубылысларына қоллана билиў. Физикалық тәжирийбелер, демонстрациялар хәм қубылысларды физикалық ызамлар хәм принциплер тийкарында тәриплеў. Физикада қолланылатуғын физикалық ызамлар , принциплер, идеалластырылған моделлер хәм схемалардың қолланылыў шегараларын белгилеў.

2. Ядро физикасы мәселелерин шешиў хәм таллаў, мәселелер хәм тәжирийбелер нәтийжелерин хәр қыйлы өлшеў системаларында есаплаў, математикалық есаплаў усылларын қоллана билиў уқыплығына ийе болыўы керек.

3. Бул пәнди үйрениў нәтийжесинде студент хәзирги заман эксперименталлық физикасы, ядро, ядро реакциялары хәм нурланыўлардың затлар арқалы өтиўлерин характерлеўши параметрлерди есаплаў усыллары хәм ядролық-физикалық өлшеўлер ҳаққында улыўма түсиниклерге ийе болыўы керек.

3. Ядро физикасы бойынша лабораториялық жумысларды қойыў, өлшеў жумысларын орынлаў хәм оның нәтийжелерин есаплаўды, эксперименттеги қәтеликлерди баҳалаў хәм тәжрийбениңсапасын анықлаўды билиўи керек. Тажрийбелерде пайдаланылатуғын өлшеў әсбапларын дурыс хәм анық пайдаланыў нәзерде тутылады.

Пәннің оқыу планындағы басқа пәнлер менен өз-ара байланысы хәм методикалық көз-қарастан ізбе-излиги

Ядро физикасы тийкарғы улыўма кәсиплик пән болып есапланып, алтыншы семестрде оқытылады. Бул пәниди үйренбестен бурын студентлер “Квант механикасы”, “Атом физикасы”, “Математикалық анализ”, “Дифференциал теңлемелер” курсларын оқыған балыўы керек.

Пәннің ислеп шығарыўда туткан орны

Студентлер пәниди үйрениўдиң нәтийжесинде алған билимлери орта мектептерде, академиялық лицейлерде, кәсип-өнер колледжлеринде хәм жоқары оқыу орынларында сабақ бериў процесси барысына жәрдем береді. Мийнет етиў барысында пән бойынша ийеленген көнликпелерден пайдаланады.

Пәниди оқытыўда ҳазирги заман информациялық хәм педагогикалық технологиялардан пайдаланыў

Лекцияларды оқыў барысында төмендеги педагогикалық технологиялар қолланылады: 1. Моделлестиріў. 2. Ақыл хұжимин жасаў. 3. Сын көз-қарас пенен қараў. 4. Дебатлар. 5. Модуллестирілген лекция. 6. Бумеранг. 7. Кластер. 8. Пикир алмасыў. Лекциялық хәм басқа да сабақларды сәйкес рәўиште алдыңғы педагогикалық технологиялар пайдаланылады.

Тийкарғы бөлим

Пәннің теориялық сабақларының мазмұны

Атом ядроларының тийкарғы қасиетлери. Ядроның курамы. Электрлик хәм барионлық заряд. Изотоп, изобар, изотон, изомер хәм «нышана» ядролар. Ядроның массасы хәм байланыс энергиясы. Ядроның спино. Ядроның магниттик диполлик моменти. Ядроның өлшемлери хәм тығызлығы. Ядроның курылысы. Статистика хәм жуплық.

Ядролық күшлер. Ядролық күшлерди үйрениў усылы. Дейтрон. Төменги энергиялардағы нейтрон-протон шашыраўы. Төменги энергиялардағы нуклонлардың шашыраўы. Изотоплық инвариантлық. Ядролық күшлердиң қасиетлери. Ядролық күшлер теориясы.

Ядроның моделлери. Ядроларды моделлердиң жәрдемінде сүўретлеўдиң зәрүрлиги. Ядроның моделлериниң классификациясы. Тамшы модели. Ферми-газ модели. Көбик модели. Улыўмаластырылған ядро модели.

Радиоактивлик. Радиоактивлик кубылысының әҳм ийети. Радиоактив ыдыраўдың тийкарғы нызамлары. Тиккелей бөлиниў. Альфа ыдыраўы. Бета ыдыраўы. Радиоактивлик қатарлар хәм трансурани элементлери. Ядролардың гамма нурланыўы. Гамма-өтиўлер. Таңлаў кәделери. Гамма квантларының резонанслық шашыраўы. Мессбауэр эффекти. Ядролардың ыдыраўын жасалма жоллар менен тезлестиріў.

Ядролық нурланыўдың затлар менен өз-ара тәсирлесиўи. Зарядланған бөлекшелердиң орталық пенен өз-ара тәсирлесиўи. Бөлекше энергиясының атомларды ионластырыў хәм қоздырыў ушын сарпланыўы. Зарядланған бөлекшелердиң еркин жүриў жолы. Нейтронлардың затлар менен өз-ара тәсирлесиўи. Нейтронлардың әстелениўи. Гамма-нурланыўдың затлар арқалы өтиўи. Нурланыўдың биологиялық тәсири хәм оннан қорғаныў.

Ядролық реакциялар. тийкарғы түсиниклер хәм тәриплеў. Ядролық реакциялардың кинематикасы. Ядролық реакциялардағы сақланыў ызымлары. Ядролық реакциялардың кесими хәм шығыўы. Ядролық реакциялардың механизми. Туўрыдан-туўры жүзеге келетуғын ядролық реакциялар. Фотоядролық хәм электроядролық реакциялар. Нейтронлар қатнасуғын ядролық реакциялар. Ядролық реакцияларды әмелде қолланыў. Активациялық анализ. Радиоизотопларды ислең шығарыў.

Элементар бөлекшелер. Элементар бөлекшелердің тийкарғы қасиетлери хәм классификациясы. Бөлекшелер хәм антибөлекшелер. Элементар бөлекшелер хәм сақланыў ызымлары. Электромагнитлик өз-ара тәсирлесий. Күшли өз-ара тәсирлесий. Кварклер. Хәлсиз өз-ара тәсирлесийлер.

Әмелий сабақларды шөлкемлестирий бойынша көрсетпелер хәм усыныслар

Әмелий сабақлар тийисли бөлимлер бойынша мәселелер шешиў арқалы әмелге асырылады.

1. Атом ядроларының тийкарғы қасиетлери;
2. Ядролық моделлер;
3. Радиоактивлик;
4. Ядролық реакциялар;
5. Элементар бөлекшелер.

Лабораториялық жұмысларды шөлкемлестирий бойынша көрсетпелер

Лабораториялық жұмыслар студенттиң бул пән бойынша алған билимлерине сүйенген ҳалда тек оқытыўшының руқсаты менен әмелге асырылады хәм төмендегидей лабораториялық жұмысларды орынлаў усынылады:

1. Бета-бөлекшелер энергиясын жутылыў усылы менен анықлаў.
2. Бета-радиоактив деректиң активлигин анықлаў.
3. Гамма-нурлар энергиясын жутылыў усылы менен анықлаў.
4. Узақ жасаўшы радиоактив изотоптың ыдыраў дәуирин анықлаў.
5. Космослық нурлардың қурамын үйрениў.
6. Ядролық процесслердің статистикалық характерде екенлигин үйрениў.
7. Дозиметрия тийкарлары.
8. Гейгер-Мюллер есаплағышын үйрениў.
9. Калий-40 радиоактив изотопының активлигин анықлаў.
10. π -мезонның ыдыраў схемасын үйрениў.

Өз бетинше жұмысты шөлкемлестирийдің қурамы хәм мазмұны

Студент өз бетинше жұмысты берилген пәннің өзгешеликлерин есапқа алған ҳалда төмендегилерден пайдаланыў усынылады:

- сабақтықтар хәм оқыў қолланбалары бойынша пәннің бапларын хәм темалар материалларын үйрениў;

- Арнаўлы әдебиятлар бойынша пәннің бөлимлери ямаса темалары үстинде ислеў;
- пәннің темалары бойынша реферат жазыў;
- пәннің темалары бойынша лекция оқыў;
- таңлап алынған тема бойынша өз-ара сораў-жуўаплар откезий;

Усынылатуғын өз бетинше жұмыслардың темалары:

Әмелий сабақларға таярлық хәм үйге тапсырмаларды орынлаў. Лабораториялық жұмысларды орынлаўға таярлық, алынған нәтийжелер бойынша есап таярлаў хәм оларды

тапсырыўға таярлық көриў. Ядроның спини. Ядролық күшлер теориясы. Альфа ҳәм бета ыдыраў. Фотоядролық ҳәм электроядролық реакциялар. Нейтронлар қатнасуғын ядролық реакциялар. Кварклер.

Программаның информациялық-методикалық тәмийинлениўи

Пәнди оқытыўда Internet системасын, көргизбели материаллардан пайдаланыў мүмкин. Буннан басқа пәнди оқытыўда диссертациялар, дәўирлишығатуғын илимий журналлардан пайдаланыў мүмкин. Программадағы темаларды өтиўде оқытыўдың ҳәзирги заман методларынан кең түрде пайдаланыў, оқыў процессин жаңа педагогикалық технологиялардың моделлестириў, ақыл хўжими, сын көз-қараслар менен караў, дебатлар, модуляцияланған лекция, бумеранг, кластер, пикирлей аласаң ба? сыяқлы методларынан пайдаланыў эффективли нәтийже береди.

Пайдаланылатуғын тийкарғы сабақлықлар, оқыў қолланбалары дизими

1. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1: Физика атомного ядра. Москва: Энергоатомиздат, 1993.
2. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. Москва: Наука, 1980. 728 с.
3. Иродов И. Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике. Москва: Энергоатомиздат, 1984. 215 с.
4. Сивухин Л. В. Общий курс физики. Том 5, часть 2. Москва: Наука. 1989.
5. Бекжонов Р. Д. Атом ядросы ва зарралар физикаси. Тошкент, Ўқитувчи, 1994.

Қосымша әдебиятлар

6. Полвонов С. Р., Каноков З., Караходжаев А., Рузимов Ш. М. Ядро физикасидан масалалар тўплами. Ўқув қўлланма. Тошкент, ЎзМУ, 2006, 119 б.
7. Каноков З., Караходжаев А., К. Р. Насриддинов, Полвонов С. Р. Атом ва ядро физикасидан лаборатория ишлари. Ўқув қўлланма. Тошкент, ЎзМУ, 2006, 148 б.
8. Наумов А. И. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Просвещение. Москва. 1984.
9. Азимов С. А., Абдужамилов А. Элементар зарралар физикаси. Ўқитувчи, Тошкент, 1986.
10. Тешабоев Қ. Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. Ўқитувчи, Тошкент, 1992.
11. Гинзбург В. П., Левин Л. Н., Рабикович М. С. Сивухин Д. В. Сборник задач по общему курсу физики: Атомная физика, Физика ядра и элементарных частиц., уч. пос., Москва: Наука, 1981.
12. Бекжанов Р. Б., Беленьский В. М. Ядерная физика в задачах и примерах. Учеб. Пос., Укитувчи, Ташкент, 1988.
13. Жуковский Ю. Г., Сергеев В. О., Антоньев Н. М. Практикум по ядерной физике. М., «Высшая школа», 1975.
14. Вальтер А. К., Залюбовский И. И. Ядерная физика. Харьков: Основа, 1991. -479 с.
15. Михайлов В. М., Крафт О. Е. Ядерная физика. Л. : Изд-во ЛГУ, 1988.
16. Ракобольская И. В. Ядерная физика. М. : Изд-во МГУ, 1981. -280 с. 17. Власов Н. А. Нейтроны. М. : Наука, 1971. -550 с.
18. Ободовский И. М. Сборник задач по экспериментальным методам ядерной физики. М. : Энергоатомиздат, 1987. -279 с.
19. Полвонов С. Р. Фотоядро реакциялари. Электрон дарслик. 2007.

20. Полвонов С. Р. Электрон тезлатгичларда радиоактив изотопларни олиш имкониятлари. Электрон қўлланма, 2010.

21. <http://www.phys.msu.ru>

22. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>

23. <http://cdfe.sinp.msu.ru/index.ru.html>

Сабақларға мөлшерленген оқыў программасы

	темалар атлары	Лек-ция-лар	Өме-лий саатлар	Өз бетин ше
1	Кирисиў. Тарийхый шолыў. Атом ядроларының тийкарғы қасийетлери. Ядроның курамы. Электрлик хэм барионлық заряд. Изотоп, изобар, изотон, изомер хэм «нышана» ядролар. Ядроның массасы хэм байланыс энергиясы.	2		4
2	Ядроның спини. Ядроның магнитлик диполлик моменти. Ядроның өлшемлери, тығызлығы хэм курамы.	2	2	4
3	Ядролық күшлер. Ядролық күшлерди үйрениў усылы. Дейтрон. Төменги энергиялардағы нейтрон-протон шашыраўы. Төменги энергиялардағы нуклонлардың шашыраўы. Изотоплық инвариантлық.	2	2	4
4	Ядролық күшлердин қасийетлери. Ядролық күшлер теориясы.	2	2	6
5	Ядроның моделлери. Ядроларды моделлердин жәрдемінде сүүретлеўдин зәрүрлиги. Ядроның моделлериниң классификациясы.	2	2	6
6	Тамшы модели. Ферми-газ модели. Көбик модели. Улыўмаластырылған ядро модели.	2	2	6
7	Радиоактивлик. Радиоактивлик кубылысының әҳм ийети. Радиоактив ыдыраўдың тийкарғы нызамлары. Тиккелей бөлиниў.	2	2	6
8	Альфа ыдыраўы. Бета ыдыраўы. Радиоактивлик катарлар хэм трансурани элементлери. Ядролардың гамма нурланыўы. Гамма-өтиўлер. Таңлаў қәделери.	2	2	6
9	Гамма квантларының резонанслық шашыраўы. Мессбауэр эффекти. Ядролардың ыдыраўын жасалма жоллар менен тезлестириў.	2	2	6
10	Ядролық нурланыўдың затлар менен өз-ара тәсирлесиўи. Зарядланған бөлекшелердин орталық пенен өз-ара тәсирлесиўи. Бөлекше энергиясының атомларды ионластырыў хэм қоздырыў ушын сарпланыўы.	2		6
11	Зарядланған бөлекшелердин затлардағы жүриў жолы.	2	2	6
12	Нейтронлардың затлар менен өз-ара тәсирлесиўи. Нейтронлардың әстелениўи. Гамма-нурланыўдың затлар арқалы өтиўи. Нурланыўдың биологиялық тәсири хэм оннан қорғаныў.	2	2	8
13	Ядролық реакциялар. тийкарғы түсиниклер хэм тәриплеў. Ядролық реакциялардың кинематикасы. Ядролық реакциялардағы сакланыў нызамлары.	2	2	8
14	Ядролық реакциялардың кесими хэм шығыўы. Ядролық	2	2	8

	реакциялардың механизми.			
15	Туұрыдан-туұры жүзеге келетуғын ядролық реакциялар. Фотоядролық хәм электроядролық реакциялар.	2	2	8
16	Нейтронлар қатнасуғын ядролық реакциялар. Ядролық реакцияларды әмелде қолланыў. Активациялық анализ.	2	2	8
17	Элементар бөлекшелер. Элементар бөлекшелердің тийкарғы қасиетлери хәм классификациясы.	2	2	8
18	Бөлекшелер хәм антибөлекшелер. Элементар бөлекшелер хәм сақланыў ынамлары. Электромагнитлик өз-ара тәсирлесий.	2		6
19	Күшли өз-ара тәсирлесий. Кварклер.	2	2	6
20	Хәлсиз өз-ара тәсирлесийлер.	2	2	8
	Жәми	40	36	120

Студентлердің билимин қадағалаў баллары

Сабақлар түрлери	Саат көлеми (лек+әмел+лаб)	Өз бетинше	Ағымдағы бағалаў	Шегаралық бағалаў	Жуўмақлаўшы бағалаў	Улыўма балл
Лекция	40			15	30	45
Әмелий	36		10+10			20
Лаборатория	76 ямаса 64		10+10	15		35

Рейтинг қадағалаў түрлеринде ажыратылған қадағалаў түрлери балларын анықлаў усыллары

Қадағалаў түри	Қадағалаў усылы	Саны	Ұақты	Максимал балл
Аралық қадағалаў	Аудиторияда хәм өз бетинше мәселелер шешиў	4	Кесте тийкарында	10
Жәми				40
Шегаралық қадағалаў	Контрол жумысы	2	Кесте тийкарында	15
	Тест сораўлары			
Жәми				30
Жуўмақлаўшы қадағалаў	Жуўмақлаўшы жазба жумысы	1	Кесте тийкарында	30
Жәми		7		100

Қадағалаў түрлеринде студентлердің билим рейтингин бағалаў усыллары

№	№	Қадағалаў түрлери, усылы хәм оларға ажыратылған максимал балл	Аралық қадағалаў				Шегаралық қадағалаў		Жуўмақлаўшы қадағалаў
			10	10	10	10	15	15	
1	1	Сабақларға қатнасыў дәрежеси	1	1	1	1	1	1	
2	2	Лекциядағы активлиги					3		

3	3	Лекцияларды өз бетинше қай-та ислеп жетилистиргенлиги					2		
4	4	Әмелий сабақлардағы активлиги	5	5	6	6	3	3	
5	5	Өз бетинше ислеўге берилген мәселелерди ислеўи	4	4	3	3	3	3	
6	6	Шегаралық жазба жумысты хәм тест саўалларын орынлаў	-	-		-	6	3	
7		Жуўмақлаўшы жазба жумыс	-	-	-	-	-		30
		Жәми	10	10	10	10	15	15	30

Студентлердин билим рейтингин анықлаў кестеси

№	Қадағалаў түрлери өткерилетуғын ўақыт (саат көлеми бойынша)	Аралық		Шегаралық	
		10	10	15	15
1	Лекция	14		20	40
2	Әмелий	12	24	36	

"Ядро физикасы" курсы бойынша жуўмақлаўшы қадағалаў вариантлары

1-вариант

1. Атомлардың қурылысын анықлаў бойынша өткерилген Резерфорд тәжірийбесин хәм оның нәтийжелерин түсиндириңиз.
2. Мессбауэр эффекти хәм оның физикалық мәніси. Гамма квантларының атом ядроларындағы резонанслық жутылыўы.
3. Зарядланбаған элементар бөлекшелерди регистрациялаўшы счетчиклер.
4. Төмендеги реакцияларда жетиспейтуғын ядроларди толтырыңыз. 1) $^{27}_{13}\text{Al}(n, a)^A_Z\text{X}$ 2) $^{27}_{13}\text{Al}(a, p)^A_Z\text{X}$ 3) $^A_Z\text{X}(p, a)^{22}_{11}\text{Na}$.
5. Ядро магнетоны менен Бор магнетоны арасындағы байланыс қандай?

2-вариант

1. Ядроның тийкаргы характеристикаларын нелерден ибарат?
2. β-ыдыраў теориясы хәм оның физикалық мәніси. Әззи ядролық тәсирлесийлер.
3. Эндотермикалық реакциялардың физикалық мәніси хәм бундай реакцияларға мысаллар келтириңиз.
4. Төмендеги реакцияларда жетиспейтуғун бөлекшелерди толтырыңыз: 1) $^{19}_9\text{F}(p, x)^{16}_8\text{O}$ 2) $^{55}_{25}\text{Mn}(x, n)^{55}_{26}\text{Fe}$ 3) $^{14}_7\text{N}(n, x)^{14}_6\text{C}$ $^{14}_7\text{N}(n, X)^{14}_6\text{C}$
5. Алюминий-27 ядросының диаметрин анықлаңыз.

3-вариант

1. Ядроның байланыс энергиясын түсиндириңиз.
2. α-ыдыраў теориясын түсиндириңиз.
3. Экзотермикалық реакцияларды түсиндириңиз.
4. Төмендеги ядролардың қураминда қанша нуклон, протон, нейтронлар барлығы көрсетилсин: 1) ^3_2He 2) $^{54}_{26}\text{Fe}$ 3) $^{104}_{47}\text{Ag}$.

5. Мыс-64 ядросының радиусын анықтаңыз.

4-вариант

1. Байланыс энергиясы үшін полуэмпирикалық формуланың бірінші хәм екінші ағзаларын хәм коэффициенттерін түсіндириңіз.
2. Ү-ыдырау теориясын түсіндириңіз.
3. Ядролық реакциялардағы сақланыу ызамауларын түсіндириңіз.
4. Төмендеги ядролардың қурамында қанша нуклон, протон, нейтронлар барлығы көрсетилсин: 1) $^{10}_5B$ 2) $^{23}_{11}Na$ 3) $^{233}_{92}U$.
5. Бир уран-235 ядросы бөлінгенде 200Мэв энергия ажыралып шығады. Усы энергия уран-235 ядросының тынышлықтағы энергиясының қанша мұғдарын қурайды?

5-вариант

1. Ядроның ыдырау ызамауын түсіндириңіз.
2. Байланыс энергиясы үшін ярым эмпирикалық формуладағы үшінші-бесінші ағзалардағы коэффициенттерді түсіндириңіз.
3. Зарядланған бөлекшелерді регистрациялаушы счетчиклердің іслеу принципін түсіндириңіз.
4. Фотонлар пайда еткен төмендеги ядро реакцияларында жетіспейтуғун белгилерді толтырып жазыңыз: 1) $^{27}_{13}Al(g, x) ^{26}_{12}Mg$, 2) $^{63}_{29}Cu(g, x) ^{62}_{29}Cu$ хәм $^{27}_{13}Al(g, n) ^A_ZX$.
5. Рубидий ^{89}Rb дің ыдырау турақлысы $\lambda = 0,00077$ 1/с. Оның ярым ыдырау дәуірі анықлансын.

6-вариант

1. Ядро күшлерінің характеристикаларын түсіндириңіз.
2. Ү-ыдырау теориясын түсіндириңіз.
3. Ядроның электр майданы менен өлшемлерін анықлау усылларын түсіндириңіз.
4. Азот $^{14}_7N$ ядросы альфа бөлекшени жутты хәм протонды нурландырды. Усы процессте пайда болған ядроның масса саны хәм заряды анықлансын. Пайда болған ядроның қайсы элементке сәйкес келиуы көрсетилсин.
5. Иридий $^{192}_{77}Ir$ изотобинің ярым ыдырау дәуірі 75 сутка. Усы ядроның ыдырау турақлысын хәм орташа жасау уақытын анықтаңыз.

7-вариант

1. Ядроның жыллылық нейтронлары тәсірінде бөлинуі процессі.
2. Ядро реакцияларының улыма қасиеттерін түсіндириңіз.
3. Резонанстарды ізертлеудің усылларын түсіндириңіз.
4. Егер нейтрал литий атомының массасы 7,01601 м.а.б. не тең болса литий ядросының массасы анықлансын.
5. Төменде келтирилген ядролардағы нуклонлар протон хәм нейтронлар санларын анықтаңыз: 4_2He , $^{24}_{12}Mg$, $^{186}_{75}Re$, $^{209}_{84}Po$.

8-вариант

1. Ядроның резонанслық нейтронлар тәсірінде бөлинуін түсіндириңіз.
2. Ядролық реакциялар механизмдерін түсіндириңіз.
3. Протон хәм антипротон тәсірлесіулерін түсіндириңіз.

4. Водород изотоплари ядролариниң химиялық белгилерин жазыңыз хәм олардың атларин атаңыз.

5. ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow \text{x} + \text{x}$ тәсирлесийүинде еки гелий ядросы пайда болған. Литий ядросының массасы 7, 01823 м.а.б., протонниң массасы 1, 00814 м.а.б. хәм гелийдиң массасы 4, 00388 м.а.б. не тең болса ядро реакциясында ажыралып шыққан энергияны есаплаңыз.

9-вариант

1. Ядроның тез нейтронлар тәсиринде бөлиниўин түсиндириңиз.
2. Ядроның тамшы моделин түсиндириңиз.
3. Изобар хәм изотоп ядролардың қәсийетлерин түсиндириңиз.
4. ${}^6_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} \rightarrow$ тәсирлесийүинде еки гелий ядросы пайда болған Литий ядросының массасы 6, 01513 м.а.б., дейтерийдиң массасы 2, 01355 м.а.б. хәм гелийдиң массасы 4, 00149 м.а.б. не тең болса ядро реакциясында ажыралып шыққан энергияны есаплаңыз.
5. Магнийдиң уш изотоплари берилген. 1) ${}^{24}_{12}\text{Mg}$, 2) ${}^{25}_{12}\text{Mg}$, 3) ${}^{26}_{12}\text{Mg}$, усы ядролардиң курамындағы протон хәм нейтронлардиң санын табыңыз.

10-вариант

1. Ядро бөлиниўиниң шынжырлы реакциясын түсиндириңиз.
 2. Атомлық номерлери 101-103 болған трансурани элементлери қалай алынады?
 3. Зарядланған бөлекшелерди тезлетиў усылларын түсиндириңиз.
 4. ${}^7_3\text{Li} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{10}_5\text{B} + {}^1_0\text{n}$ тәсирлесийүинде ажыралып шыққан энергияны есаплаңыз.
- Литий ядросының массасы 7, 01823 м.а.б., нейтронниң массасы 1, 00867 м.а.б., гелийдиң массасы 4, 00388 м.а.б. хәм бордиң массасы 10, 01294 м.а.б. не тең.
5. Кислородтиң үш изотопы берилген: 1) ${}^{16}_8\text{O}$, 2) ${}^{17}_8\text{O}$, 3) ${}^{18}_8\text{O}$, Усы ядролардың курамындағы протон хәм нейтронлардың санын табыңыз.

11-вариант

1. Термоядролық реакцияларды түсиндириңиз.
2. Ядроның Ферми-газ моделин түсиндириңиз.
3. Элементар бөлекшелердиң тәсирлесийүи хәм классификациялары.
4. Төменде келтирилген ядролардағы нуклонлар протон хәм нейтронлар санларын анықлаңыз: ${}^4_2\text{He}$.
5. Төмендеги изотоплар ушын нуклонлар саны, протонлар саны хәм ядролардиң диаметрлери анықлансын: 1) ${}^{225}_{89}\text{Ac}$ 2) ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ 3) ${}^{238}_{92}\text{U}$.

12-вариант

1. Изобар хәм изотоп ядролардың қәсийетлерин түсиндириңиз.
2. Ядроның оптикалық моделин түсиндириңиз.
3. Бөлекшелер хәм антибөлекшелердиң тәсирлесийү реакциялары.
4. Төмендеги ядролар ушын ядродағы нуклонлардиң концентрациясы анықлансын: 1) ${}^{27}_{13}\text{Al}$ 2) ${}^{64}_{29}\text{Cu}$ 3) ${}^{216}_{84}\text{Po}$.
5. Төмендеги ядролар ушын ядродағы хәр бир нуклонға туўры келетуғун байланыс энергиясының шамасы анықлансын. 1) ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ 2) ${}^{64}_{29}\text{Cu}$

13-вариант

1. Радиоактив ыдыраўдың тийкарғы нызамын аңлатыўшы теңлемени келтирип шығарыңыз.
2. Гамма квантларды регистрациялаўшы счетчиклердиң тийкарғы характеристикаларын тусиндриңиз.

3. Ядро күшлеринің зарядлық ғәрезсизлигин түсиндириңиз 4. $^{10}_5B(d,n)$ коринисиндеги ядролық реакцияда қандай радиоактив изотоп пайда болады хәм Оның ядросының диаметрин анықлаңыз

5. Иридий $^{192}_{77}Ir$ изотобиниң ярым ыдыраў дәўири 75 сутка. Усы ядроның ыдыраў турақлысин хәм орташа жасаў ўақытын анықлаңыз.

14-вариант

1. Нейтронлар ағымын өлшеўдиң активизация усылы.
2. Атом ядросының зарядын хәм өлшемин анықлаў формулаларын жазыңыз хәм түсиндириңиз.
3. Кварклердиң дүзилиси хәм характеристикаларин түсиндириңиз.
4. $^{11}_5B$ ядросының масса дефектин хәм байланыс энергиясин есаплаңыз.
5. $^{235}_{92}U$ ядросы бир нейтронди ушлап, еки бөлекке бөлинди, бунда еки нейтрон ажыралды. Бөлеклердиң биреўи ксенонниң $^{140}_{54}Xe$ ядросы болса, екинши бөлектің тәртип номери хәм масса саны анықлансын.

15-вариант

1. Атомлық номерлери 93-94 болған трансурани элементлери қалай алынады?
2. β^+ хәм электрон қақшыўдың ызыамлықларын хәм энергия ажыралыўын түсиндириңиз.
3. Жыллылық нейтронларын регистрациялаў усуллары.
4. Уран-235 ядросының биреўи бөлингенде $1=200$ Мэв энергия ажыралып шығады. Усы энергия уран-235 ядросы тинишлықтағы энергиясының қанша муғдарин курайды.
5. Төмендеги ядролардағы нуклонлар, протонлар хәм нейтронлар санын табыңыз: 1) $^{27}_{13}Al$ 2) $^{64}_{29}Cu$, 3) $^{216}_{84}Po$.

16-вариант

1. Ядролардың радиусын анықлаў усулларын түсиндириңиз.
2. Ионизациялық камера хәм оның ислеў принципи.
3. Ядро реакцияларында орын алатуғын сақланыў ызыамлары.
4. Ядро реакториниң куўаты $P = 1$ Вт болыўы ушын бир секунд ўақыт ишинде уран-235 ядросының қанша ядросы ыдыраўы керек?
5. Төмендеги ядролардиң диаметрлери анықлансын: 1) $^{27}_{13}Al$, 2) $^{64}_{29}Cu$, 3) $^{216}_{84}Po$.

17-вариант

1. Салыстырмалы байланыс энергияның массалық санға ғәрезлилиги.
2. Газ-разрядлы счетчиклердиң характеристикалары.
3. β^+ хәм электрон тутыўлардың ызыамлықларын хәм энергия ажыралыўын түсиндириңиз.
4. Иридий $^{192}_{77}Ir$ изотобиниң ярым ыдыраў дәўири 75 сутка. Усы ядроның ыдыраў турақлысин хәм орташа жасаў ўақытын анықлаңыз.
5. Төмендеги ядролардағы нуклонлар, протонлар хәм нейтронлар санын табыңыз: 1) $^{27}_{13}Al$ 2) $^{64}_{29}Cu$, 3) $^{216}_{84}Po$.

18-вариант

1. Альфа бөлекшелердиң атом ядросында шашыраўының кесе-кесими.
2. Еки бөлекшелік тәсирлесіў схемасы бойынша пайда болатуғын резонанслар.

3. Ядролық заттың характеристикаларын сұйықлық молекуласы характеристикалары менен салыстырыңыз.

4. $^{235}_{92}\text{U}$ ядросы бір нейтронды ұстап, екі бөлекке бөлінді, бұнда екі нейтрон ажыралды. Бөлектердің біреуі ксенонның $^{140}_{54}\text{Xe}$ ядросы болса, екінші бөлектің тәртіп номері және масса саны анықталсын.

5. Төмендегі реакцияларда жетіспейтуғын бөлекшелерді толтырыңыз: 1) $^{19}_9\text{F}(p, x)^{16}_8\text{O}$
2) $^{55}_{25}\text{Mn}(x, n)^{55}_{26}\text{Fe}$, 3) $^{14}_7\text{N}(n, x)^{14}_6\text{C}$.

19-вариант

1. Ядролық реакциялардағы аралық ядролар механизмі және қасиеттері.
2. Ядроның спині және магниттік моменті.
3. Ядро менен нейтрон тәсірлесуінің кесе-кесімі. Ядро менен сұйық нейтронлар тәсірлесуінің реакциялары
4. $^7_3\text{Li} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{10}_5\text{B} + ^1_0\text{n}$ тәсірлесуінде ажыралып шыққан энергияны есеплеңіз. Литий ядросының массасы 7, 01823 м.а.б., нейтронның массасы 1, 00867 м.а.б., гелийдің массасы 4, 00388 м.а.б. және бордың массасы 10, 01294 м.а.б. не тең.
5. Төмендегі ядролардағы нуклонлар, протонлар және нейтронлар санын табыңыз: 1) $^{27}_{13}\text{Al}$ 2) $^{64}_{29}\text{Cu}$ 3) $^{216}_{84}\text{Po}$

20-вариант

1. Радиоактив ыдыраудың тийкарығы нызамын аңлатыушы теңлемени келтирип шығарыңыз.
2. Ядроның Ферми-газ модели.
3. Зарядланбаған элементар бөлекшелерді регистрациялаушы дүзилістер.
4. Ядро реакторинің қуаты $P = 1$ Вт болуы үшін бір секунд уақыт ишінде уран-235 ядросының қанша ядросы ыдырауы керек.
5. $^{18}_8\text{O}$ изотопы ядросының массасын есеплеңіз.

21-вариант

1. Резонанстардың қасиеттері және пайда болуышы реакцияларын түсіндириңіз
2. Термоядролық реакцияларды түсіндириңіз
3. Зарядланған бөлекшелерді регистрациялаушы счетчиклердің іслеу принципин түсіндириңіз
4. $^{10}_5\text{B}(d, n)$ коринисіндегі ядролық реакцияда қандай радиоактив изотоп пайда болады және Оның ядросының диаметрин анықлаңыз
5. Төмендегі ядролар үшін ядродағы нуклонлардың концентрациясы анықталсин. 1) $^{27}_{13}\text{Al}$ 2) $^{64}_{29}\text{Cu}$ 3) $^{216}_{84}\text{Po}$.

22-вариант

1. Ядроның электр майданы және өлшемлерин анықлау усуллары
2. Салыстырмалы байланыс энергия деп неге айтамыз және ол массалық санға қандай ғарезиликте?
3. Эндотермикалық реакцияларды көрсетиңіз
4. Егер нейтрал литий атоминің массасы 7, 01601 м.а.б. не тең болса литий ядросының массасы анықталсин.
5. $^{235}_{92}\text{U}$ ядросы бір нейтронды ұстап, екі бөлекке бөлінді, бұнда екі нейтрон ажыралды. Бөлектердің біреуі ксенонның $^{140}_{54}\text{Xe}$ ядросы, екінші бөлектің тәртіп номері және масса саны анықталсын.

23-вариант

1. Изобар хэм изотоп ядролар деп қандай ядроларды атаймыз хэм олардың тийкарғы қасиеттерін түсіндириңіз.
2. Ионизациялық камераның іслеу принципін түсіндириңіз.
3. Эндотермикалық реакцияларды көрсетіңіз
4. ${}^6_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} \rightarrow$ тәсірлесуінде екі гелий ядросы пайда болған. Литий ядросының массасы 6, 01513 м.а.б., дейтерийдің массасы 2, 01355 м.а.б. хэм гелийдің массасы 4, 00149 м.а.б. не тең болса ядро реакциясында ажыралып шыққан энергияны есеплеңіз.
5. Төмендегі реакцияларда жетіспейтуғун ядроларды толтырыңыз: 1) ${}^{27}_{13}\text{Al}(n, a){}_Z^AX$ 2) ${}^{27}_{13}\text{Al}(a, p){}_Z^AX$ 3) ${}_Z^AX(p, a){}^{22}_{11}\text{Na}$.

24-вариант

1. Ядроның Ферми-газ моделин түсіндириңіз.
2. Ядро күшлерінің характеристикаларын түсіндириңіз.
3. Ядро бөлінуінің шынжырлы реакциясын түсіндириңіз.
4. Төмендегі ядролардың құрамында қанша нуклон, протон, нейтронлар барлығы көрсетілсін: 1) ${}^3_2\text{He}$ 2) ${}^{54}_{26}\text{Fe}$ 3) ${}^{104}_{47}\text{Ag}$.
5. Иридий ${}^{192}_{77}\text{Ir}$ изотобінің ярым ыдырау дәуірі 75 сутка. Усы ядроның ыдырау тұрақлысын хэм орташа жасау уақытын анықлаңыз.

25-вариант

1. Изобар хэм изотоп ядролар деп қандай ядроларды атаймыз?
2. Ю. Ц. Оганесян ұсынған метод бойынша трансурани элементтері қалай алынады?
3. Атомлық номерлері 93-94 болған трансурани элементтері қалай алынады?
4. Иридий ${}^{223}_{83}\text{Ir}$ изотобінің ярым ыдырау дәуірі 75 сутка. Усы ядроның ыдырау тұрақлысын хэм орташа жасау уақытын анықлаңыз.
5. Иридий ${}^{223}_{83}\text{Ir}$ изотобінің ярым ыдырау дәуірі 75 сутка. Усы ядроның ыдырау тұрақлысын хэм орташа жасау уақытын анықлаңыз.

26-вариант

1. Радиоактив ыдыраудың жылжыу қағыйдаларын түсіндириңіз
2. Ядроның оптикалық моделин түсіндириңіз
3. Атомлық номерлері 101-103 болған трансурани элементтері қалай алынады?
4. Төмендегі реакцияларда жетіспейтуғун бөлекшелерді толтырыңыз: 1) ${}^{19}_9\text{F}(p, x){}^{16}_8\text{O}$
- 2) ${}^{55}_{25}\text{Mn}(x, n){}^{55}_{26}\text{Fe}$ 3) ${}^{14}_7\text{N}(n, x){}^{14}_6\text{C}$ 4) ${}^{14}_7\text{N}(n, X){}^{14}_6\text{C}$.
5. ${}^6_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} \rightarrow$ тәсірлесуінде екі гелий ядросы пайда болған литий ядросының массасы 6, 01513 м.а.б., дейтерийдің массасы 2, 01355 м.а.б. хэм гелийдің массасы 4, 00149 м.а.б. не тең болса ядро реакциясында ажыралып шыққан энергияның мәнісін есеплеңіз.

27-вариант

1. Ядроның байланыс энергиясы деп неге айтамыз. Оның формуласы қандай? Масса дефекті деп неге айтамыз? Оның формуласы қандай?
2. Ядроның тамшы моделин түсіндириңіз.
3. Изобар хэм изотоп ядролардың қасиеттерін түсіндириңіз.
4. Ядро реакторының қуаты $P=1$ Вт болуы үшін бір секунд уақыт ішінде уран-235 ядросының қаншасының ыдырауы керек.

5. Ядроның спина деп неге айтылады? Ол қандай шамалардың жыйнағы болып табылады.

28-вариант

1. Ядроның ыдырау нызамын түсіндириңіз
2. Байланыс энергиясы үшін ярым эмпирикалық формуладағы үшінші-бесінші ағзалардағы коэффициенттерді түсіндириңіз
3. Атомлық номерлері 104-108 болған трансурани элементтері қалай алынады?
4. Азот ${}^{14}_{7}\text{N}$ ядросы альфа бөлекшесін жұтты және протонды нурландырды. Усы процессте пайда болған ядроның масса саны және заряды анықлансын. Пайда болған ядроның қайсы элементке сәйкес келіуі көрсетілсин.
5. Төмендегі ядролардағы нуклонлар, протонлар және нейтронлар санын табыңыз: 1) ${}^{27}_{13}\text{Al}$, 2) ${}^{64}_{29}\text{Cu}$, 3) ${}^{216}_{84}\text{Po}$.

29-вариант

1. Ядроның ғәрезсіз бөлекшелер моделлерін атап өтіңіз және түсіндириңіз.
2. β^+ және электрон қақшыудың нызамлықтарын және энергия ажыралыуын түсіндириңіз.
3. Атомлық номерлері 104-108 болған трансурани элементтері қалай алынады?
4. Уран-235 ядросының бйреуі бөлінгенде 200 Мэв энергия ажыралып шығады. Усы энергия уран-235 ядросы тынышлықтағы энергиясының қанша мұғдарын курайды?
5. Төмендегі ядролардың диаметрлері анықлансын: 1) ${}^{27}_{13}\text{Al}$, 2) ${}^{64}_{29}\text{Cu}$, 3) ${}^{216}_{84}\text{Po}$.

30-вариант

1. Δ резонанстардың қасиеттері және пайда болыушы реакцияларын түсіндириңіз.
2. Термоядролық реакцияларды түсіндириңіз.
3. Атомлық номерлері 101-103 болған трансурани элементтері қалай алынады?
4. Егер нейтрал литий атомының массасы 7, 01601 м.а.б. не тең болса литий ядросының массасы анықлансын.
5. ${}^{235}_{92}\text{U}$ ядросы бір нейтронды ұсылап, екі бөлекке бөлінді, бунда екі нейтрон ажыралды. Бөлектердің бйреуі ксенонның ${}^{140}_{54}\text{Xe}$ ядросы болса, екінші бөлектің тәртіп номері және массалық саны анықлансын.

31-вариант

1. Ядролық реакциялардағы сақланыу нызамларын түсіндириңіз.
2. Дейтерий +дейтерий реакцияларын түсіндириңіз.
3. Эндотермикалық реакцияларды көрсетіңіз
4. Төмендегі реакцияларда жетіспейтуғун бөлекшелерді толтырыңыз: 1) ${}^{19}_9\text{F}(p, x){}^{16}_8\text{O}$
- 2) ${}^{55}_{25}\text{Mn}(x, n){}^{55}_{26}\text{Fe}$, 3) ${}^{14}_7\text{N}(n, x){}^{14}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}(n, X){}^{14}_6\text{C}$
5. Алюминий-27 ядросының диаметрін анықлаңыз.

32-вариант

1. Радиоактив ыдыраудың жылжыу қағыйдаларын түсіндириңіз.
2. Ядроның оптикалық моделин түсіндириңіз.
3. Атомлық номерлері 101-103 болған трансурани элементтері қалай алынады?

4. Төмендегі реакцияларда жетіспейтуғын бөлекшелерді толтырыңыз: 1) ${}^{19}_9F(p,x){}^{16}_8O$
 2) ${}^{55}_{25}Mn(x,n){}^{55}_{26}Fe$ 3) ${}^{14}_7N(n,x){}^{14}_6C$ ${}^{14}_7N(n,X){}^{14}_6C$.
 5. Массасы 1 мг болған церий-144 радиоизотопының ыдырауын анықлаңыз. Церийдің ярым ыдырау дәуірі 285 күн.

33-вариант

1. Термоядролық реакциялар дегеніміз не хәм термоядролық реакцияларда энергия нениң есабынан бөлинип шығады?
2. Ядроның Ферми-газ моделин түсиндириңиз.
3. Элементар бөлекшелердің тәсирлесіуі хәм классификациялары.
4. ${}^7_3Li + {}^1_1H \rightarrow x + x$ тәсирлесіуінде 7_4Be ядросы хәм нейтрон пайда болған. Литий ядросының массасы 7, 01823 м.а.б., протонның массасы 1, 00728 м.а.б., нейтронның массасы 1, 00867 м.а.б. не хәм гелийдің массасы 7, 01693 м.а.б. не тең болса ядро реакциясында ажыралып шыққан энергияны есаплаңыз.
5. Төмендегі изотоплар ушын нуклонлар саны, протонлар саны хәм ядролардың диаметрлері анықлансын: 1) ${}^{225}_{89}Ac$ 2) ${}^{226}_{88}Ra$ 3) ${}^{238}_{92}U$.

34-вариант

1. Нейтронлар ағымын өлшеудің активизация усылы.
2. Атом ядросының зарядын хәм өлшемин анықлау формулаларын жазыңыз хәм түсиндириңиз.
3. Кварклердің дүзилісі хәм характеристикаларын түсиндириңиз.
4. ${}^{11}_5B$ ядросының масса дефектин хәм байланыс энергиясын есаплаңыз.
5. ${}^{235}_{92}U$ ядросы бир нейтронды ушлап еки бөлекке бөлинди. Бул процесте еки нейтрон ажырып алып шықты. Бөлеклердің биреуі ксенонның ${}^{140}_{54}Xe$ ядросы болса, екинши бөлектің тәртіп номері хәм масса саны анықлансын.

35-вариант

1. Альфа бөлекшелердің атом ядросында шашырауының кесе-кесими.
2. Еки бөлекшелік тәсирлесіу схемасы бойынша пайда болатуғын резонанслар.
3. Ядролық заттың характеристикаларын суйықлық молекуласы характеристикалары менен салыстырыңыз.
4. ${}^{235}_{92}U$ ядросы бир нейтронды ушлап, еки бөлекке бөлинди, бунда еки нейтрон ажыралып шығады. Бөлеклердің биреуі ксенонның ${}^{140}_{54}Xe$ ядросы болса, екинши бөлектің тәртіп номері хәм масса саны анықлансын.
5. Төмендегі реакцияларда жетіспейтуғын бөлекшелерді толтырыңыз: 1) ${}^{19}_9F(p,x){}^{16}_8O$
 2) ${}^{55}_{25}Mn(x,n){}^{55}_{26}Fe$ 3) ${}^{14}_7N(n,x){}^{14}_6C$.

36-вариант

1. Ядро радиусын анықлау усулларын түсиндириңиз.
2. Ионизациялық камераның іслеу принципі.
3. Ядро реакцияларында энергияның сақланыу ызамаы.
4. Ядро реакторинің қуаты $P=1$ Вт болыуы ушын бир секунд уақыт ишінде уран-235 ядросының қанша ядросы ыдырауы керек.
5. Төмендегі ядролардың диаметрлері анықлансын: 1) ${}^{27}_{13}Al$ 2) ${}^{64}_{29}Cu$ 3) ${}^{216}_{84}Po$.

37-вариант

1. Радиоактив ыдыраудың тийкарғы нызамын аңлатыўшы теңлемени келтирип шығарың
2. Гамма квантларды регистрациялаўшы счетчиклердиң тийкарғы характеристикаларын тусиндриң
3. Ядро күшлериниң зарядлық ғәрезсизлигин тусиндириңиз
4. $^{10}_5B(d,n)$ көринисиндеги ядролық реакцияда қандай радиоактив изотоп пайда болады хәм Оның ядросының диаметрин анықлаңыз
5. Иридий $^{192}_{77}Ir$ изотобиниң ярым ыдыраў дәўири 75 сутка. Усы ядроның ыдыраў турақлысин хәм орташа жасаў ўақытын анықлаңыз.

38-вариант

1. Салыстырмалы байланыс энергияның массалық санға ғәрезлилиги.
2. Газ-разрядлы счетчиклердиң характеристикалары.
3. Элемента бөлекшелердиң тәсирлесийинде пайда болатуғын резонанслар.
4. Иридий $^{192}_{77}Ir$ изотобиниң ярым ыдыраў дәўири 75 сутка. Усы ядроның ыдыраў турақлысин хәм орташа жасаў ўақытын анықлаңыз.
5. Төмендеги ядролардағы нуклонлар, протонлар хәм нейтронлар санын табыңыз:
1) $^{27}_{13}Al$, 2) $^{64}_{29}Cu$, 3) $^{216}_{84}Po$.

39-вариант

1. Ядроның электр майданы хәм өлшемлерин анықлаў усыллары
2. Салыстырмалы байланыс энергия деп неге айтамыз хәм ол массалық санға қандай ғәрезлиликте?
3. Эндотермикалық реакцияларды көрсетиңиз
4. Егер нейтрал литий атоминиң массасы 7,01601 м.а.б. не тең болса литий ядросының массасы анықлансин.
5. $^{235}_{92}U$ ядросы бир нейтронди услап, еки бөлекке бөлинди, бунда еки нейтрон ажыралды. Бөлеклердиң биреўы ксенонниң $^{140}_{54}Xe$ ядросы са, екінши бөлектің тәртип номери хәм масса саны анықлансын.

40-вариант

1. Радиоактив ыдыраудың жылжыў қағыйдаларын тусиндириңиз
2. Ядроның оптикалық моделин тусиндириңиз
3. Атомлық номерлери 101-103 болған трансурани элементлери қалай алынады?
4. Төмендеги реакцияларда жетиспейтуғун бөлекшелерди толтырыңыз: 1) $^{19}_9F(p,x)^{16}_8O$
2) $^{55}_{25}Mn(x,n)^{55}_{26}Fe$ 3) $^{14}_7N(n,x)^{14}_6C$ 4) $^{14}_7N(n,X)^{14}_6C$.
5. $^6_3Li + ^2_1H \rightarrow$ тәсирлесийинде еки гелий ядросы пайда болған литий ядросының массасы 6,01513 м.а.б., дейтерийдиң массасы 2,01355 м.а.б. хәм гелийдиң массасы 4,00149 м.а.б. не тең болса ядро реакциясында ажыралып шыққан энергияны есаплаңыз.

41-вариант

1. Ядроның байланыс энергиясы деп неге айтамыз. Оның формуласы қандай? Масса дефекти деп неге айтамыз. Оның формуласы қандай?
2. Ядроның тамшы моделин тусиндириңиз

3. Изобар хэм изотоп ядролардың қасиетлерин түсіндириңіз
4. Ядро реакторының қуаты $P = 1$ Вт болуы үшін бір секунд уақыт ишінде уран-235 ядросының қанша ядросы ыдырауы керек?
5. Массасы 1 г болған изоляцияланған ^{226}Ra радиоизотопының активлиги хэм оның активлиги 10 процентке кемейетуғын уақыт анықлансын.

42-вариант

1. Ядроның ғарезсиз бөлекшелер моделлерин атап өтиңіз хэм түсіндириңіз.
2. β^+ хэм электрон қақшыудың (жугыудың) нызамлықтарын хэм энергия ажыралыуын түсіндириңіз.
3. Атомлық номерлери 104-108 болған трансурани элементлери қалай алынады?
4. Активлиги $A = 1$ кКи болған ^{60}Co радиоизотопының массасы анықлансын. Усы активлик $t = 10, 5$ жылдан кейин неше есе кемейеди.
5. Массасы 1 г болған радий менен тең салмақтықта болған радонның масса хэм көлемі табылсын.

43-вариант

1. Ядролық реакциялардағы сақланыу нызамларын түсіндириңіз.
2. Дейтерий + дейтерий ядролық реакциясын тусирдириңіз.
3. Эндотермалық реакцияларды көрсетиңіз.
4. Төмендеги реакцияларда жетиспейтуғын бөлекшелерди толтырыңыз.
1) $^{19}_9\text{F}(p, x)^{16}_8\text{O}$ 2) $^{55}_{25}\text{Mn}(x, n)^{55}_{26}\text{Fe}$ 3) $^{14}_7\text{N}(n, x)^{14}_6\text{C}$ $^{14}_7\text{N}(n, X)^{14}_6\text{C}$.
5. Протон хэм нейтронлардан 1 грамм гелий (^4_2He) пайда болғанда қанша энергия ажыралады?

44-вариант

1. Ядроның тез нейтронлар тәсиринде бөлинуін түсіндириңіз
2. Ядроның тамшы моделин түсіндириңіз
3. Изобар хэм изотоп ядролардың қасиетлерин түсіндириңіз
4. $^6_3\text{Li} + ^2_1\text{H} \rightarrow$ тәсирлесіуінде еки гелий ядросы пайда болған. Литий ядросының массасы 6, 01513 м.а.б., дейтерийдің массасы 2, 01355 м.а.б. хэм гелийдің массасы 4, 00149 м.а.б. не тең болса ядро реакциясында ажыралып шыққан энергияны есаплаңыз.
5. Ядродағы нуклонлар концентрациясы, ядро тығызлығы хэм ядродағы электр зарядларының көлемлик тығызлықтарын анықлаңыз.

45-вариант

1. Ядроның электр майданы хэм өлшемлерин анықлау усуллары
2. Салыстырмалы байланыс энергия деп неге айтамыз хэм ол массалық санға қандай ғарезиликте?
3. Эндотермалық реакциялар хэм бундай реакциялар үшін мысаллар келтириңіз.
4. ^3_2He , ^4_2He хэм ^7_3Li ядроларының салыстырмалы байланыс энергияларын салыстырыңыз.
5. $^{235}_{92}\text{U}$ ядросы бір нейтронды усап, еки бөлекке бөлинди, бунда еки нейтрон ажыралды. Бөлеклердің биреуі ксенонның $^{140}_{54}\text{Xe}$ ядросы болса екінші бөлектің тәртип номери хэм массалық саны анықлансын.

46-вариант

1. Радиоактив ыдыраудың тийкаргы нызамын аңлатыушы теңлемени келтирип шығарыңыз.

2. Ядроның Ферми-газ модели.
3. Зарядланбаған элементар бөлекшелерди регистрациялаушы дүзилистер.
4. Дейтерий хәм полоний ядролары радиусларын анықлаңыз.
5. ${}^9\text{Be}$, ${}^{19}\text{F}$ хәм ${}^{127}\text{I}$ ядролар ушын салыстырмалы байланыс энергиясын табыңыз.

47-вариант

1. Изобар хәм изотоп ядролар деп қандай ядроларды атаймыз?
2. Ю. Ц. Оганесян усынған метод бойынша трансурани элементлери қалай алынады?
3. Атомлық номерлери 93-94 болған трансурани элементлери қалай алынады?
4. Иридий ${}^{192}\text{Ir}$ изотобиниң ярым ыдырау дәуири 75 сутка. Усы ядроның ыдырау тураклысин хәм орташа жасау ўақытын анықлаңыз.
5. Иридий ${}^{192}\text{Ir}$ изотобиниң ярым ыдырау дәуири 75 сутка. Усы ядроның ыдырау тураклысин хәм орташа жасау ўақытын анықлаңыз.

48-вариант

1. Альфа бөлекшелердиң атом ядросында шашырауының кесе-кесими.
2. Еки бөлекшелек тәсирлесіу схемасы бойынша пайда болатуғын резонанслар.
3. Ядролық заттың характеристикаларын суйықлық молекуласы характеристикалары менен салыстырыңыз.
4. Нейтронның ${}^{17}_8\text{O}$ кислород изотопы ядросындағы байланыс энергиясын анықлаңыз.
5. Кислород ${}^{17}_8\text{O}$ ядросының салыстырмалы байланыс энергиясын табыңыз.

49-вариант

1. Радиоактив ыдыраудың тийкарғы нызамын аңлатыушы теңлемени келтирип шығарыңыз.
2. Ядроның Ферми-газ модели.
3. Зарядланбаған элементар бөлекшелерди регистрациялаушы дүзилистер.
4. Ядро реакториниң қуўаты $P = 1$ Вт болыуы ушын бир секунд ўақыт ишинде уран-235 (${}^{235}_{92}\text{U}$) ядросының қанша ядросының ыдырауы керек.
5. ${}^{18}_8\text{O}$ изотопы ядросының массасын есаплаңыз.

50-вариант

1. Ядроның байланыс энергиясы деп неге айтамыз. Оның формуласы қандай? Масса дефекти деп неге айтамыз. Оның формуласы қандай?
2. Ядроның тамшы моделин түсиндириңиз.
3. Изобар хәм изотоп ядролардың қасийетлерин түсиндириңиз.
4. Ядро реакториниң қуўаты $P = 1$ Вт болыуы ушын бир секунд ўақыт ишинде уран-233 (${}^{233}_{92}\text{U}$) ядросының қанша ядросы ыдырауы керек?
5. Ядроның спини деп неге айтылады. Ол қандай шамалардиң жыйнағынан турады?

51-вариант

1. Ядроның тез нейтронлар тәсиринде бөлинуі.
2. Ядроның тамшы модели.
3. Изобар хәм изотоп ядролардың қасийетлерин түсиндириңиз.
4. ${}^6_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} \rightarrow$ тәсирлесуінде еки гелий ядросы пайда болған литий ядросының массасы 4, 01513 м.а.б., дейтерийдиң массасы 2, 01355 м.а.б. хәм гелийдиң массасы 4, 00149 м.а.б. не тең болса ядро реакциясында ажыралып шыққан энергияның шамасын есаплаңыз.

5. Магнийдің үш изотоптары берілген. 1) $^{24}_{12}\text{Mg}$, 2) $^{25}_{12}\text{Mg}$, 3) $^{26}_{12}\text{Mg}$, осы ядролардың құрамындағы протон және нейтронлардың санын табыңыз.

Лекциялық сабақтар мазмұны

1-санлы лекция. Кіріспе. Тарихы. Атом ядроларының тәжірибелік қасиеттері. Ядроның құрамы. Электрлік және бариондық заряд. Изотоп, изобар, изотон, изомер және «нышана» ядролар. Ядроның массасы және байланыс энергиясы.

2-санлы лекция. Ядроның спині. Ядроның магниттік дипольдік моменти. Ядроның өлшемдері, тығыздығы және құрамы.

3-санлы лекция. Ядролық күштер. Ядролық күштерді үйрену үшін қолданылатын теория. Төменгі энергиялардағы нейтрон-протон шашырауы. Төменгі энергиялардағы нуклондардың шашырауы. Изотоптық инварианттық.

4-санлы лекция. Ядролық күштердің қасиеттері. Ядролық күштер теориясы.

5-санлы лекция. Ядроның модельдері. Ядроларды модельдердің көмегімен зерттеудің маңызы. Ядроның модельдерінің классификациясы.

6-санлы лекция. Тамаша модельдер. Ферми-газ модельдері. Көптік модельдер. Үлгісізделген ядро модельдері.

7-санлы лекция. Радиоактивтік. Радиоактивтік ыдырауының заңдары. Радиоактив ыдыраудың тәжірибелік заңдары. Төменгі энергиялардағы.

8-санлы лекция. Альфа ыдырауы. Бета ыдырауы. Радиоактивтік катарлар және трансактивтік элементтер. Ядролардың гамма нурланыуы. Гамма-кванттар. Таңдау кәсіптері.

9-санлы лекция. Гамма кванттарының резонанстық шашырауы. Мессбауэр эффекті. Ядролардың ыдырауын жасама жолдармен тездету.

10-санлы лекция. Ядролық нурланыудың заттармен өз-ара әсерлесуі. Зарядталған бөлшектердің орташа энергиямен өз-ара әсерлесуі. Бөлшек энергиясының атомдарды иондастыру және қоздыру үшін қолданылуы.

11-санлы лекция. Зарядталған бөлшектердің заттардағы жүріс жолы.

12-санлы лекция. Нейтрондардың заттармен өз-ара әсерлесуі. Нейтрондардың әсерлесуі. Гамма-нурланыудың заттар арқылы өтуі. Нурланыудың биологиялық әсері және оннан қорғаныс.

13-санлы лекция. Ядролық реакциялар. Тәжірибелік түсініктер және тәжірибелік. Ядролық реакциялардың кинематикасы. Ядролық реакциялардағы сақталу заңдары.

14-санлы лекция. Ядролық реакциялардың кинетикасы және шығарылуы. Ядролық реакциялардың механизмі.

15-санлы лекция. Турадан-тура жүзеге келетін ядролық реакциялар. Фотоядролық және электроядролық реакциялар.

16-санлы лекция. Нейтрондар қатысатын ядролық реакциялар. Ядролық реакцияларды әдетте қолданылуы. Активтілік анализ.

17-санлы лекция. Элементар бөлшектер. Элементар бөлшектердің тәжірибелік қасиеттері және классификациясы.

18-санлы лекция. Бөлшектер және антибөлшектер. Элементар бөлшектер және сақталу заңдары. Электромагниттік өз-ара әсерлесу.

19-санлы лекция. Күшті өз-ара әсерлесу. Кварктер.

20-санлы лекция. Ұш (эзз) өз-ара әсерлесулер.

Қолданылатын тәжірибелік сабақтар, оқыту қолданбалары дизайны.

1-санлы лекция. Кирису

Тарийхый шолу. Атом ядроларының тийкарғы қасиетлери. Ядроның курамы. Электрлик хэм барионлық заряд. Изотоп, изобар, изотон, изомер хэм «нышана» ядролар. Ядроның массасы хэм байланыс энергиясы.

Ядро физикасына тийисли биринши ашылу 1896-жылы Анри Беккерел (1852—1908) тәрәпинен исленгенлиги жоқарыдағы хронологияда келтирилди. Бул уран дузларының тәбийий радиоактивлиги еди. Бул нурлар хаўаны ионластырды хэм фотоэмульсияны қараўтқызды. Еки жылдан кейин Пьер Кюри (1859—1906) хэм Мария Склодовская-Кюри (1867—1934) торийдің радиоактивлигин ашты хэм уран дузларынан жаңа химиялық элементлер болған полоний менен радийди бөлип алды. Бул элементлердің радиоактивлиги уран менен торийдің радиоактивлигинен миллионлаған есе үлкен болып шықты.

Э.Резерфорд радиоактив нурларды майда-шүйдесине шекем қалдырмай экспериментте изертледі. Ол радиоактивли нурланыўдың нурлардың үш типинен туратуғынлығын көрсетти. Бул нурлар сәйкес α -, β - хэм γ -нурлары (альфа, бета хэм гамма нурлары) деп аталды. Бета нурлары катод нурларындағы электронларға қарағанда әдеўир тезирек қозғалатуғын электронлар болып шықты, экспериментлер альфа нурларының оң зарядланған, массасы гелий ядроларының массасына тең бөлекшелердің ағысы екенлигин көрсетти. Гамма нурларының Рентген нурларына сәйкес, бирақ оларға салыстырғанда әдеўир қатты екенлиги дәлилленди. Усыларға байланысly α хэм β нурлары магнит майданы арқалы өткенде бағытларын бир бирине карама-карсы тәрәплерге қарай өзгертеди, ал гамма нурларына болса магнит майданы тәсир етпейди.

Ең киши сиңиўшилик хэм ең күшли ионластырыў қасиетине альфа нурлары ийе. Олар қалыңлығы бир неше микрометр болған алюминий фольгасында жутылады. Ал бета нурларын жутыў ушын алюминий фольганың қалыңлығы орташа 1 мм болыўы керек. Бета нурларының ионластырыўшылық қәбилетлиги альфа нурларының ионластырыўшылық қәбилетлигине қарағанда әдеўир киши. Ең үлкен сиңиўшилик хэм ең киши ионластырыўшы қасиетке гамма нурлары ийе болады. Гамма нурларынан қорғаныў ушын қорғасын фольгаларынан пайдаланады. Фольганың қалыңлығын нурланыўдың интенсивлигине байланысly сайлап алады.

Резерфорд 1911-жылы атомның ядролық моделин усынды хэм усының нәтийжесинде ол радиоактивликтің ядрлық тәбиятын түсинди. Резерфорд радиоактивли нурлардың атом ядроларының ишинде жүретуғын процесслердің салдарынан пайда болатуғынлығын көрсетти. Усы моменттен ядро физикасы басланады.

Көп ўақытлар даўамында атом ядросын протонлар менен электронлардан турады деп есаплады. Бирақ бундай гипотеза ядролардың спинлерине хэм магнит моментлерине байланысly өткерилген экспериментлердің нәтийжелерине қайшы келди. Усының менен бирге ядроның ишинде электронның болыўы Гейзенбергтің анықсызлық принципи бойынша мүмкин емес. Хақыйқатында да анықсызлық принципи

$$\Delta p \Delta x \geq \hbar.$$

Бул аңлатпада \hbar арқалы Планк турақлысы, Δp арқалы бөлекшениң импульсиндеги, ал Δx арқалы бөлекшениң координатасындағы анықсызлық белгиленген. Атом ядросында $\Delta x \approx 10^{-12}$ см. Сонлықтан ядро ишиндеги электрон ушын энергияның мәниси ушын $E = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} \approx 4 \times 10^8$ эВ ≈ 40 МэВ шамасын аламыз (m_e арқалы электронның массасын белгиледик). Бул шама ядродағы нуклонлар арасындағы байланыс энергияның мәнисинен киши емес. Сонлықтан атом ядросының ишинде электронның болыўы мүмкин емес деп жуўмақ шығарамыз.

1932-жылы Чедвик (1891— 1974) тәрепинен нейтрон ашылды. Буннан кейин ядроның протонлар менен нейтронлардан туратуғынлығы белгили болды (бул бөлөкшелер нуклонлар деген улыўмалык атқа ийе болды). Тап усы жылы ядроның протонлар менен нейтронлардан туратуғын модели бир биринен гәрезсиз Д.Д.Иваненко хәм Гейзенберг тәрепинен усынылды. Еркін протон турақлы бөлөкше. Нейтронның массасы протонның массасынан 0,14 процентке, яғный 2,5 электрон массасына үлкен. Усыған сәйкес еркін ҳалдағы n нейтрон p протонға, e^- электронға хәм $\bar{\nu}_e$ электронлық антинейтриноға ыдырайды (бул кубылыстың өтиў барысында айырым жағдайларда фотонлардың да бөлинип шығыўы орын алады):



Нейтронның орташа жасаў ўақыты 15,3 минутқа жақын (ең соңғы мағлыўматлар бойынша 886 секунд, қараңыз "Вступила в строй новая установка для экспериментов по фундаментальной нейтронной физике", <http://win.mail.ru/cgi-bin/readmsg?id=1225112476000028363>). Бундай болатуғын болса нейтронды «элементар» бөлөкше деп атаўдың кереги жоқ деген пикирдің туўылыўы тәбийий. Бирақ ядроның ишинде протон еркін емес хәм ол n нейтронға, e^+ позитронға хәм ν_e электронлық нейтриноға ыдырайды:



Сонлықтан тап сондай тийкарда биз протонды да нейтронға, позитронға хәм электронлық антинейтриноға ыдыраўшы «курамалы» бөлөкше деп есаплай аламыз. Сонлықтан протон нейтронға салыстырғанда элементар ма? ямаса нейтрон протонға салыстырғанда элементар ма? - деген сораў физикалық мәниске ийе емес. Бундай қатнас жасағанда еки бөлөкше де теңдей ҳуқыққа ийе. Олардың қайсысының ыдырайтуғынлығы энергиялық қатнастарға байланыслы Еркін халда нейтрон радиоактивли ал протон турақлы, сонлықтан (k1)-процесс жүреди. Ал ядроның ишинде (k1)-процесстин де, (k2)-процесстин де жүриўи мүмкин. Ыдыраўдың типі қарап атырылған ядролардың массаларына хәм ыдыраўдың продуктине байланыслы. Бул жағдай протонлар менен нейтронларды бир бирине айланатуғын элементар бөлөкшелер деп қараўға мүмкиншилик береді

Ядродағы протонлардың санын (зарядлық сан) Z арқалы, ал нейтронлар санын N арқалы белгилеў қабыл етилген. Олардың қосындысы $A = Z + N$ ядроның массалық саны деп аталады. Z санын элементтиң қатар сыны деп те аталады. Бирдей Z ке (яғный бир элементтиң атомлары), бирақ хәр қыйлы N ге ийе атомлар изотоплар деп аталады. Бирдай A ға бирақ хәр қыйлы Z ке ийе атомлар изобаралар деп аталады. Атом ядросы термини менен бир қатарда нуклид термини де қолланылады.

Протон менен нейтрон арасындағы тийкарғы айырма протонның зарядлы бөлөкше екенлигинде (оның заряды $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ(q) = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл. Бул электронның зарядына тең элементар заряд болып табылады. Нейтрон болса электрлик жақтан нейтраллық қәсийетке ийе (буны оның аты да айтып тур). Протон менен нейтронның спинлери бирдей хәм электронның спинине тең (яғный \hbar бирликлеринде $1/2$ ге тең). Протон да, нейтрон да фермионлар болып есапланады хәм Ферми-Дирак статистикасына бағынады. Протон менен нейтронның массалары дерлик бирдей: протонның массасы $m_p = 1836,15m_e$, нейтронның массасы $m_n = 1838,68m_e$. Бул аңлатпаларда m_e арқалы электроның массасы белгиленген; $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-28}$ г.

Бөлөкшениң массасы толық энергия менен Эйнштейннің $E_{\text{толық}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ формуласы бойынша байланысқан. Сонлықтан ядролық физикада хәм элементар бөлөкшелер физикасында массаны энергияның бирликлеринде өлшеў, ал энергияның бирлиги ретинде

мегаэлектронвольт қабыл етилген. Бул бирлікте $m_e = 0,511$ МэВ, $m_p = 938,3$ МэВ, $m_n = 939,6$ МэВ. Бул шамалардың барлығы да бөлекше тынышлықта тұрған халға сәйкес келеді (яғни $E_{\text{тоңық}} = mc^2$ болған жағдай үшін). Массаны массаның атомлық бірліклерінде өлшеу қабыл етилген (м.а.б.). Массаның атомлық бірлігі сыпатында нейтрал ^{12}C углерод атомының массасының $1/12$ бөлегі қабыл етилген. $1 \text{ м.а.б.} = 931,502$ МэВ екенлігін есапқа табыу қыйын емес.

Протон менен нейтронның массалары арасындағы жүде киши айырма хэм олардың спинлериниң бирдей екенлігі бул бөлекшелердің улыұмалық қасиетлериниң бар екенлігиниң дәлилі болып табылады. Егер протонның электр зарядына ийе екенлігін, олардың магнит моментлериниң шамаларының бирдей емес екенлігіне итибар бермесек, онда барлық басқа жағдайларда протон хэм нейтрон бир бирине жүде ұқсас. Бул ұқсаслық ядро физикасында фундаменталлық әхмийетке ийе хэм әсиресе «айналық» ядролардың қасиетлерин үйренгенде айқын көринеди. Айналық деп бирдей массалық сан A ға ийе, ал олардың биринен бири протонларды нейтронларға толық алмастырыу ямаса нейтронларды протонлар менен толық алмастырыу жолы менен алынуатынын ядроларға айтамыз. Усындай жуп сыпатында протон менен дейтронды (^2_1H) келтириуге болады. Басқа мысал ретінде мыналарды келтиремиз: ^3_1H хэм ^3_2H , ^7_4Be хэм ^7_3Li , $^{11}_5\text{B}$ хэм $^{11}_6\text{C}$, $^{13}_6\text{C}$ хэм $^{13}_7\text{N}$, $^{15}_7\text{N}$ хэм $^{15}_8\text{O}$, $^{17}_8\text{O}$ хэм $^{17}_9\text{F}$, $^{23}_{11}\text{Si}$ хэм $^{23}_{12}\text{P}$ хэм басқалар (бул дуплардың ишиндегі салмақлырақ ядролар радиоактивлік қасиетке ийе). Тәжірийбелер еки айналық ядроның бирдей байланыс энергиясына, қозған халда бирдей спектрди шығаратуғынлығын, бирдей спинлерге ийе екенлігін көрсетеди. Бул еки протон хэм еки нейтрон арасындағы бир бири менен тәсир ететуғын күшлердің бирдей екенлігін көрсетеди.

Киши қашықлықларда (мысалы ядроның ишинде) бул бөлекшелер арасында үлкен мәислерге ийе ядролық күшлер тәсир етеди. Бул күшлерге салыстырғанда электромагнит күшлери жүзлеген есе киши. Егер электромагнитлик күшлерди есапқа алмасақ, онда протон хэм нейтрон бирдей қасиетлерге ийе болады: басқа барлық шәртлер бирдей болғанда еки протон арасында тәсир ететуғын ядролық күш еки нейтрон арасындағы тәсир ететуғын ядролық күшке, ал бул ядролық күш протон менен нейтрон арасындағы тәсир ететуғын күшке тең. Бул қасиет ядролық күшлердің зарядлық симметриясы деп аталады. Бул жағдай изотоплық инвариантлық деп аталатуғын ядро физикасында үлкен әхмийетке ийе болған ызыамлықтың көриниси болып табылады.

Усы ўақытларға шекем атом ядросының ақырына жеткерилген избе-из теориясы дөретилген жоқ. Себеби ядролық күшлердің оларды анықлайтуғын параметрлерге ғәрезлігиниң аналитикалық ғәрезлігі елеге шекем белгисиз болып келмекте. Сонлықтан ядролық күшлер үшін кубылыстардың қандай да бир областында алынған эксперименталлық нәтийжелер менен сәйкесликті сақлау үшін арнаулы түрде әпиұайыластырылған хэм шекленген болжауларды қабыл етиуге туұры келеди.

Атом физикасында Кулон ызыамын билмей турып-ақ атомлардың ишиндегі ең әпиұайысы болған водород атомының спектрин үйрениу арқалы сол Кулон ызыамын келтирип шығарыуға болады. Себеби водород атомының спектри жүде көп қәддилерге ийе. Ал ядролық физикада болса бундай мүмкиншилик жоқ. Себеби еки нуклонның тек бир байланысқан халы протон менен нейтроннан туратуғын дейтрон бар. Дейтрон болса тек бир энергиялық қәддиге ийе, ал бул бир қәддиниң мәнисі бойынша протон менен нейтрон арасындағы тәсирлесіу күши хәққында толық мағлыұмат алыуға болмайды. Себеби нуклонлар арасындағы тәсирлесіу күшиниң мәнисі сол нуклонлар арасындағы қашықлыққа да, олардың тезликлерине де хэм олардың спинлериниң бағытына да ғәрезли.

Нуклонлар арасындағы тәсирлесіу күшлери толық белгили болса да ядро теориясында көп денелердің квант-механикалық мәселесин шешіуға туұры келеди. Бул мәселени шешіу көп денелердің классикалық мәселесин шешіуден анағұрлым қурамалы. Хәзирги заман математикасы хәтте бир бири менен тәсирлесетуғын үш дене үшін да бул мәселени шеше алмайды. Мысал келтиремиз. Ядро A дана нуклоннан туратуғын болсын. Бундай жағдайда олардың спинлерин есапқа алмағанның өзінде бул ядроның халы $3A$

кеңісліклик координаталардан ғәрезли болған $\psi(r_1, r_2, r_3, \dots, r_A)$ толқын функциясының жәрдеминде анықланады. Бул функцияның өзи 3A дана ғәрезсиз өзгериўшилерге ийе Шредингер теңлемесиниң жәрдеминде анықланыўы мүмкин. Нуклонлардың спинин есапқа алыў бул мәселени пүткиллей курамалыстырады. Спинди есапқа алсақ ядроның халы $\psi(s_1, s_2, s_3, \dots, s_A; r_1, r_2, r_3, \dots, r_A)$ толқын функциясының жәрдеминде анықланады. Бул функция болса тек кеңісліклик координаталардан емес, ал спинлик өзгериўшилерден де ғәрезли (яғный берилген бағытқа түсирилген спинниң проекциясын анықлайтуғын квант санларынан ғәрезли). Бул өзгериўшилердиң хәр бири $-1/2$ хәм $+1/2$ мәнислерине ийе бола алады. Олардың мәнисин табыў 3A дана кеңісліклик координатаның 2^A дана функциясын анықлаў менен эквивалент. Мысалы, $A = 100$ болса, онда $2^A \approx 1,27 \cdot 10^{30}$. Бундай мәселени шешиў ушын ең жетилискен есаплаў машиналарының куўаты да жетпейди.

Атом теориясында бундай кыйыншылықлардан шығыў ушын Хартри (1898—1974) методы деп аталатуғын, бул методтан да оғада дәлирек нәтийже беретутғын Фок (1898—1974) методы деп аталатуғын оғада қолайлы жуўық усыллар исленип шығылған. Бул усылларда атомлардың дерлик бослық екенлиги пайдаланылады (атомлардағы электронлық кабықлардағы электронлар хәм кабықлардың өзлери менен ядро арасындағы қашықлықлар олардың өзлериниң өлшемлерине салыстырғанда оғада үлкен). Ядролар жағдайында бундай мүмкиншилик жоқ, бул жерде нуклонлар арасындағы қашықлық нуклонлардың өзлериниң өлшемлери менен бирдей. Сонлықтан Хартри, Фок усылларын (Хартри-Фок методы деп те аталады) ядро физикасында пайдаланыўға болмайды.

Ядродағы нуклонлардың саны барлық жағдайларда да екиден артық (Бул жерде тек протон менен дейтроннан туратуғын водород пенен дейтерийдиң ядролары нәзерде тутылып атырған жоқ). Сонлықтан ядроларды көп бөлекшелерден туратуғын система деп қараў керек. Системадағы бөлекшелердиң саны оғада көп болғанда оның халын тәриплейтуғын бирден бир хәм исенимли усыл ретинде статистикалық усыл қабыл етилген болар еди. Бирақ бул шәрт жеңил ядролар ушын пүткиллей орынланбайды. Статистикалық усылды орта, әсиресе салмақлы ядролар ушын қолланыўға болар еди. Бирақ бул жерде де статистикалық усылдың қолланылыўы шекленген, себеби хәтте салмақлы ядроларда да нуклонлардың саны жеткиликли дәрежеде үлкен емес.

Жоқарыда айтылғанлардың барлығы да ядроның акырына жеткерилген избе-из теориясының елеге шекем дөретилмегенлигиниң себебин ашып көрсетеди. Егер усындай теория дөретилген болғанда оның барлық қәсийетлерин бирден-бир жол менен түсинлирген болар еди. Ядро физикасында усындай теорияның орнына ядроның хәр қыйлы моделлери пайдаланылады. Бул моделдиң хәр бири базы бир кубылыслар топарын ғана түсинлире алады. Ядролық моделлер кубылыслардың хақыйқый теориясын бермейди. Бирақ ядро физикасының хәр қыйлы областларындағы кубылысларды системаластырыўға, ең баслысы жаңа кубылысларды болжаўға мүмкиншилик береді. Ядролық моделлердиң пайдасы усынанн ибарат. Усының нәтийжесинде тәжирийбеден белгили болған көп санлы кубылыслардың түсиндирилгенлиги хәм кейин ашылған жаңа кубылыслардың болжап айтылғанлығы таң қаларлық ўақиялардан болып табылады.

Атом ядроларын стабилли хәм радиоактивли деп шәртли түрде бөлиў қабыл етилген. Шәртли түрде бөлиўдиң себеби соннан ибарат, хақыйқатында барлық ядролар радиоактивли ыдыраўға ушырайды. Тек олардың ыдыраў тезликлери хәр қыйлы. Стабилли ядролар деп жеткиликли дәрежеде әстелик пенен ыдырайтуғын ядроларға айтады. Ал әстелик түсиниги айқын түрде қойылған мәселеден ғәрезли. Егер Әлемниң бақланатуғын бөлеми пайда болғаннан бери (хәзирги мағлыўматлар бойынша 13,7 млрд жыл) өткен ўақыт ишинде олардың есапқа алынбайтуғындай бөлеги ыдыраған болса, онда әдетте ядроларды стабилли деп есаплайды. Ал оларға салыстырғанда тезирек ыдырайтуғын ядроларды радиоактивли ядролар деп атайды.

Атом ядроларының қәсийетлерин тәриплейтуғын физикалық шамаларды статикалық хәм динамикалық деп бөлиў қабыл етилген. Статикалық характеристикалар ядролардың

белгили бир, әдетте қоздырылмаған халына тийисли; динамикалық характеристикалар ядролардың қозыуында хәм ыдырауында және ядролық реакцияларда көринеди. Статикалық характеристикаларды әдетте стабилі ядролардың қасиетлери деп атайды. Бирақ бул өзгермей қатып қалған терминология емес. Себеби статикалық қасиетлер тек стабилі ядроларға тән емес, ал радиоактивлі ядроларға да, қозған халлардағы ядроларға да тийисли.

Ядролардың әхмийетли статикалық характеристикалары мыналар: зарядлық сан (атомлық номер) Z , ядроның массасы M , байланыс энергиясы $E_{\text{байланыс}}$, спини I , магнит моменти μ , электрлік квадрупольлық моменти Q , радиусы R хәм ядроның сфералық емеслиги $\delta R/R$, жуплығы P , толқын функциясы ψ , изотоплық спини T , қозған халлардың спектри.

Радиоактив ядролар усыған қосымша радиоактив айланыслардың типі (альфа ямаса бета ыдырау, ядролардың спонтан түрде бөлинуі хәм басқалар), жасау уақыты τ (ямаса ярым ыдырау дәуіри $T_{1/2}$), шығарылатуғын бөлекшелердің энергиясы хәм басқалар менен характерленеди.

Хәзирги уақытлары тәбиятта фундаменталлық тәсирлесіулердің төрт түрі белгили: күшли, электромагнит, әззи ядролық, гравитациялық. Күшли тәсирлесіу нуклонларды ятом ядроларында ушлап турады хәм соның менен бирге адронлар деп аталатуғын көплеген элементар бөлекшелерге тән (протон, нейтрон, гиперонлар, мезонлар хәм басқалар). Гравитацияны итибарға алмағанда тәбияттағы бизиң сезип жүрген күшлердің баолығы да электромагнит тәсирлесіуге алып келинеди (серпимлилик, жабысқақлық, молекулалық, химиялық хәм басқа күшлер). Әззи тәсирлесіу радиоактивлі ядролардың, нейтронлардың бета ыдырауына жууапкер хәм электромагнит күшлери менен бир қатарда лептонлар деп аталатуғын элементар бөлекшелердің қасиетлерин басқарады (спинлери $\frac{1}{2}$ ге тең болған электронлар, мюонлар, нейтринолар хәм басқа да бөлекшелер лептонлар болып табылады). Нейтрал болған лептонлар (барлық нейтринолар хәм антинейтринолар) электромагнит тәсирлесіуге қатнаспайды. Гравитациялық тәсирлесіу барлық бөлекшелер ушын тән. Сонлықтан гравитациялық тәсирлесіуді универсал характердеги тәсирлесіу деп атаймыз.

Жоқарыда атлары келтирилген тәсирлесіулардың интенсивлиги ҳаққында сол тәсирлесіулер тәрәпинен жүзеге келтирилген процесслердің тезлиги бойынша айтыуға болады. Әдетте салыстыру ушын соқлығысушы бөлекшелердің кинетикалық энергиясы шама менен 1 ГэВ ке тең етип алынады. Бундай энергия элементар бөлекшелер физикасы ушын тән. Бундай энергияларда күшли тәсирлесіулер тәрәпинен жүзеге келтирилген процесслер шама менен 10^{-23} секунд ишинде, электромагнит тәсирлесіулер тәрәпинен жүзеге келтирилген процесслер 10^{-20} секунд ишинде, әззи тәрәпинен жүзеге келтирилген процесслер 10^{-9} секунд ишинде болып өтеди. Тәсирлесіудің интенсивлигин тәриплейтуғын басқа процесс бөлекшениң заттағы еркин жүриу жолының узынлығы болып табылады. Энергиясы 1 ГэВ болған күшли тәсирлесіуші бөлекшелерди қалыңлығы бир неше онлаған сантиметр болған темир плитаның жәрдемінде иркип қалыуға болады. Ал энергиясы 10 МэВ болған тек әззи тәсирлесіуге қатнасуғын нейтриноны (ядролық реакторларда пайда болатуғын антинейтринолардың энергиясын усындай) иркиу ушын қалыңлығы 10^9 километрден кем болмаған темир қатлам керек болған болар еди.

Күшли хәм әззи тәсирлесіулер тек киши қашықлықларда бақланады. Күшли тәсирлесіудің тәсир етиуші радиусы шама менен 10^{-13} смге (1 фермиге), ал әззи тәсирлесіудің тәсир етиу радиусы $2 \cdot 10^{-16}$ см ге (0,002 фермиге) тең. Электромагнитлик күшлер узықтан тәсир етиуші күшлер болып табылады. Бул күшлер бөлекшелер арасындағы қашықтықтың квадратына кері пропорционал кемейеди (Кулон нызамын еске түсиремиз). Гравитациялық күшлер де қашықтыққа байланыссыз тап усындай нызам бойынша өзгереді (пүткил дүньялық тартылыс нызамын еске түсиремиз). Сонтықтан электромагнит күшлердің гравитациялық күшлерге қатнасы тәсирлесіуші бөлекшелер

арасындағы қашықтықтан гәрезли емес. Хақыйқатында да электромагнит күшиниң шамасы $F_e = \frac{e_1 e_2}{r^2}$, ал гравитациялық тартылыс күшиниң шамасы $F_g = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$. Ал олар арасындағы қатнас $\frac{F_e}{F_g} = \frac{e_1 e_2}{G m_1 m_2}$ бөлекшелер арасындағы қашықтық r ден гәрезли емес (бул формулалардағы белгилеулер студентлерге таныс деп есаплаймыз). Еки протон арасындағы тәсирлесиу үшін бул формуладан $\frac{F_e}{F_g} \approx 1,23 \cdot 10^{36}$ екенлигине ийе боламыз.

Солай етип эззи тәсирлесиу күшлери бақланатуғын областларда да гравитациялық тәсирлесиу күшлери есапка алынбайды екен. Сонлықтан хәзирги ўақытлардағы микродунья физикасында гравитациялық тәсирлесиу пүткиллей итибарға алынбайды.

Классикалық физика денелер арасындағы тәсирлесиудиң күш майданлары арқалы шекли тезлик пенен берилетуғынлығын қабыл етти. Электр заряды өзиниң этирапында E электр майданын пайда етеди. Бул майдан өзінде турған басқа e электр зарядына базы бир $F = eE$ күши менен тәсир етеди («Электр хәм магнетизм» курсы бойынша). Тап сол сыяқлы табияттағы басқа тәсирлесиулер сәйкес майдан арқалы әмелге асырылады (мысалы гравитациялық тәсирлесиу гравитация майданы арқалы жүзеге келеди). Квант физикасы бундай көз-карасты өзгертпеди, бирақ майданның қәсийетлериниң квантлық қәсийетлерин есапка алды. Корпускулалық-толқынлық дуализм бойынша қәлеген майданға базы бир бөлекше (майданның кванты) сәйкес келеди, бул бөлекше майданның алып жүриушилери болып табылады. Бир бири менен тәсирлесиуши еки бөлекшениң бири өзинен майданның квантын шығарады, ал екиншиси оны жутады. Бөлекшелердиң бир бири менен тәсирлесиуиниң мәниси усыннан ибарат. Электромагнит тәсирлесиуинде электромагнит майданының квантлары (яғный электромагнит тәсирлесиулерди алып жүриушилер) фотонлар болып табылады. Күшли тәсирлесиулер глюонлар арқалы, ал эззи тәсирлесиулер W^+ , W^- хәм Z^0 аралықлық векторлық бозонлар арқалы әмелге асады. Бундай векторлық бозонлардың бар екенлиги дәслеп теориялық жоллар менен болжап айтылды, ал кейинирек 1983-жылы экспериментте ашылды. Гравитациялық тәсирлесиу гипотезалық гравитонлар арқалы жүзеге келеди. Хәзирги ўақытлары электромагнит хәм эззи тәсирлесиулер бирден бир электроэззи тәсирлесиудиң хәр қыйлы көринислери сыпатында қаралады (электр хәм магнит майданларының бир электромагнит майданына бириктирилгениндей). Киши қашықтықларда (10^{-16} см қашықтықларда) эззи күшлер менен электромагнит күшлердиң шамалары өз-ара тең. Бирақ эззи күшлер қашықтықтың артыуы менен экспоненциал түрде кемейеди хәм сонлықтан үлкен аралықларда бул күшлердиң шамасы электромагнит күшлериниң шамасынан салыстырмас дәрежеде киши.

Тәсирлесиуди майданның квантларының алмасыуы менен болады деген көз-карасқа қарсы мынадай мысал көрсетиу мүмкин: Егер бөлекше еркин болса, онда ол майданның квантын шығармайды да, жутпайды да. Бул хаққында төменде көп айтылады.

Дәслеп квантты шығарыу процессин қараймыз (хәм қарама-қарсы болған көз-карасты қолланамыз). Мейли бөлекшениң квантты шығараман дегенше массасы m болсын. Квант шығарылғаннан кейин бул массаның өзгериуи мүмкин. Сонлықтан оны m' арқалы белгилеймиз. Квантты шығарғанда бөлекше берилю импульси p ны алады. Квантты шығармастан бурын бөлекше тынышлықта турған есаплау системасында энергияның сақланыу нызамы былайынша жазылады:

$$mc^2 = \sqrt{(m'c^2)^2 + (pc)^2} + \epsilon_{kv}. \quad (k3)$$

Бул аңлатпада ϵ_{kv} арқалы шығарылған кванттың энергиясы белгиленген. Егер шығарылған кванттың импульси P шамасына тең болса, онда $p + P = 0$ шәртиниң орынланатуғыны анық. Жазылған теңлемеден $m'c^2 \leq mc^2$ екенлиги көринип тур. Егер бөлекше стабилли бөлекше болса, онда оның энергиясы минимумға тең хәм сонлықтан бул энергияның мәниси киширеймейди. Сонлықтан $m = m'$, $p = P = 0$, $\epsilon_{kv} = 0$ болыуы керек. Солай етип майданның шығарылған кванты энергияға да, импульске де ийе

болмайды екен. Ал бул жағдай кваттың пүткиллей болмайтуғынлығынын билдиреди. Бундай дәлиллей шын мәнісінде майданның квантын шығарғанда бөлекшениң ишки кванлық халы өзгермейди деп есаплайды. Егер усы жағдай квант жутылғанда да орын алатуғын болса, дәлиллейди бул жағдай ушында қолланыў қыйыншылықты пайда етпейди.

Хәзир ғана келип шыққан қыйыншылықты шешийге квант механикасы Гейзенбергтиң анықсызлық принципін қолланыў арқалы жәрдем береді. Егер майдан кванты тәсирлесийди алып берий ушын керекли болған Δt ўақыты ишинде жасайтуғын болса, онда оның энергиясы дәл анық мәніске ийе бола алмайды. Энергияның анықсызлығы Гейзенбергтиң $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ қатнасын қанаатландырады. Формаль түрде бул жағдай усындай Δt ўақыт аралығында энергияның сақланыў нызамының орынланбайтуғынлығын аңғартады. Басқа сөз бенен айтқанда тәсирлесийди алып жүрийши бөлекшелер ушын энергия менен импульс арасындағы әдеттеги байланыс бузылады. Сонлықтан оларды әдеттеги бөлекшелер деп емес, ал виртуаллық бөлекшелер ямаса майданның витуаллық квантлары деп атайды. Хакыйқый бөлекшелер тәрәпинен шығарылатуғын хәм жутылатуғын витуаллық бөлекшелерден оларды қоршап турған күш майданлары турады. Дара жағдайда электр зарядын қоршап турған электромагнит майданы шығарылатуғын хәм жутылатуғын виртуаллық фотонлардан турады. Виртуаллық бөлекшелерди шығарыў хәм жутыўдан туратуғын процесслерди виртуаллық процесслер деп атайды.

Виртуаллық бөлекшелер тиккелей қабыл етилмейди. Хәр бир бөлекше қандай да бир майданның дереги болып табылады (мысалы электрон электромагнит майданының дереги). Корпускулалық-толқынлық дуализм бойынша хәр бир майданға усы майданның квантлары болған бөлекшелер сәйкес келеді. Бул бөлекшелердің массасы m ниң шамасы нолге тең болыўы мүмкин (фотонлардай), бирақ нолден өзгеше болыўы да мүмкин. Энергияның сақланыў нызамына сәйкес еркін бөлекше майданның хакыйқый квантын шығара алмайды, себеби буның ушын mc^2 шамасынан кем болмаған энергия талап етиледі. Классикалық физиканың көз-қараслары бойынша бундай процесстиң сырттан энергия алып келинбей өз-өзинен жүрийи мүмкин емес. Бирақ квант механикасы өзиниң анықсызлық принципі $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ менен тәсирлесийди жеткерип берий ушын керекли болған киши Δt ўақыт аралықлары ишинде энергияның сақланыў нызамының бузылыўына жол қояды. Зәрүрли болған $\Delta E = mc^2$ энергиясын алыў ушын $\Delta t \approx \hbar/mc^2$ ўақыты керек. Усы ўақыт ишинде виртуаллық бөлекше

$$R = c\Delta t = \hbar/mc$$

k4

қашықлығынан үлкен қашықлыққа кете алмайды (яғный массасы m болған бөлекше толқынының Комптон ұзынлығынан артық қашықлыққа кете алмайды). Бул ұзынлықты виртуаллық бөлекше тәрәпинен алып жүрилетуғын тәсирлесийдің тәсир етий радиусы деп атай аламыз. Масса m қанша киши болса усы вртуаллық бөлекше алып жүрийши тәсирдің тәсир етий радиусы да соншама үлкен болады (фотонлар менен гравитонлар ушын $m = 0$ хәм сонлықтан бул тәсирлесийлерде тәсирлесий радиусының мәніси шекленбеген, яғный $R = \infty$).

1934-жылы Тамм (1895—1971) хәм Иваненко тәрәпинен ядролық күшлердің теориясы раўажландырылды. Бул теорияда ядролық күшлерди алып жүрийшилер жеңил бөлекшелер болған электрон хәм позитрон, нейтрино хәм антинейтрино (аралықлық массаға ийе болған бөлекшелер мюонлар менен пионлар сол ўақытлары еле белгисиз еді) деп есапланды. Мысалы протон позитрон менен нейтриноны шығарып нейтронға айланады. Нейтрон болса сол бөлекшелерди жутып протонға айланады. Усындай процесслердің салдарынан протон менен нейтрон арасындағы тартылыс күшлери пайда болады. Санлық тәрәптен Тамм хәм Иваненко теориясы пүткиллей жарамсыз болып шықты, себеби бул теория ядролық тәсирлесий ушын зәрүрли болған күштен 10^{11} - 10^{13} есе

киши болған күшти берди. Бирақ бул теорияның тийкарғы идеялары сақланды хәм олар 1935-жылы Япониялы физик Юкава (1907—1981) тәрәпинен пайдаланылды.

Юкава 1935-жылы ядролық күшлердің айрқша майданының бар екенлигин болжады. Бул майданның квантлары Юкава гипотезасы бойынша нуклонлар арасындағы тәсирлесіуді әмелге асырады. Экспериментлик мағлыұматлар бойынша ядролық күшлердің тәсир етиұ радиусы $1,2 \cdot 10^{-13}$ см ге тең. Усы мағлыұматты пайдаланып (k_4) формуласы тийкарында Юкаваның гипотезалық бөлекшесиниң массасының муғдарын бахалаұ мүмкин. Бул массаның шамасы $270m_e$ ге тең болып шықты (шама менен 140 МэВ). Көп узамай 1937-жылы Неддермайер хәм Андерсонлар космос нурларында массасы $207m_e$ ге тең болған оң хәм терис бөлекшелерди тапты (белгиси μ^\pm , хәзирги ўақытлары бул бөлекшелер мюонлар деп аталады, дәслеп мезонлар деген атты алған еди). Мюонларды Юкава бөлекшелери деп есаплаұ тәбийий. Бирақ бул болжауды тезден бийкарлаұға туўры келди. Себеби олар затлар менен әззи тәсирлеседи хәм сонлықтан ядролық күшлердің алып жүриўшилери бола алмады (Мюон қозғалмайтуғын есаплаұ системасында оның жасаұ ўақыты $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ секунд, Сонлықтан атмосфераның жокарғы қатламларында пайда болған релятивистлик мюонлар ҳақыйқатында да Жердің бетине жетип келе алады).

10 жылдан кейин 1947-жылы Пауэлл (1903—1969), Оккиалини хәм Латтес космослық нурлар менен нурландырылған фотоэмульсияларда оң хәм терис зарядланған пионлар (π^\pm) деп аталыўшы бөлекшелердің излерин тапты хәм сол пионлар мюонлар менен нейтриноға ыдырайтуғын болып шықты. 1950-жылы электрлик жақтан нейтрал болған пион π^0 ашылды. Пионлар затлар менен күшли тәсирлеседи (жасаұ ўақыты $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \cdot 10^{-8}$ секунд, $\tau_{\pi^0} = 0,83 \cdot 10^{-16}$ секунд). Сонлықтан пионлар ядролық тәсирлесіуді алып жүриўши бөлекшелерге қойылатуғын талаптарды қанаатландырады. Жақын ўақытларға шекем пионларды ядролық күшли тәсирлесіуді жүзеге келтиреди деп есаплады. Хәзирги ўақытлары бул орын глюонларға берилген.

Жокарыда айтылып өтилгениндей, әззи тәсирлесіулер W^+ , W^- хәм Z^0 аралықлық векторлық бозонлар арқалы жүзеге келеди. Экспериментте алынған мағлыұматлар бойынша W^+ , W^- хәм Z^0 бозонларының массалары сәйкес 80 хәм 90 ГэВ ке тең. Бул мағлыұматлар (k_4)-формула менен бирге әззи күшлердің тәсир етиұ радиусы R ди есаплаұға мүмкиншилик береді. Буш шаманы бахалаұ ушын W^\pm бозонды аламыз. Себеби оның массасы киши хәм сонлықтан оған үлкен тәсир етиұ радиусы сәйкес келеди. $mc^2 = 80$ ГэВ, $\hbar c = 1,973$ ГэВ·см деп есаплап

$$R = \frac{\hbar c}{mc^2} = 2,47 \cdot 10^{-16} \text{ см}$$

екенлигине ийе боламыз.

Атом ядроларыны ҳаққындағы басланғыш мағлыұматлар. Атомларда тығыз оң зарядлы ядроның бар екенлигин 1906-1912 жыллары Э.Резерфорд хәм оның хызметкерлери энергиясының муғдары бир неше мегаэлектронвольт болған альфа бөлекшелери менен алтын хәм басқа да металллардың атомларының серпимли соқлығысыўын изертлеұ жолы менен ашты. Сол ўақытлары альфа бөлекшелери ҳаққында оның массасының $6,7 \cdot 10^{-24}$ грамм (яғный электронның массасынан шама менен 7000 есе үлкен), зарядының $+2e$ екенлиги белгили еди. Альфа бөлекшелериниң тәбийий дереги альфа радиоактив элементлер болған радий, полоний хәм басқа элементлер хызмет етти. Резерфорд тәжирийбелеринде жүдә жуқа болған (қалыңлығы бир неше мың атомның диаметриндей пленка арқалы (фольга арқалы) альфа бөлекшелери өткенде бул бөлекшелердің дерлик барлығының бағытларын өзгертпейтуғынлығы анықланды (1-1 сүүрет) Мысалы тезлиги $1,8 \cdot 10^9$ см/с (жақтылықтың тезлиги $3 \cdot 10^{10}$ см/с, сонлықтан Резерфорд өткерген тәжирийбелердеги тезлик буннан шама менен 17 есе ғана киши) болған альфа бөлекшелери қалыңлығы $6 \cdot 10^{-5}$ см болған алтын фольга арқалы өткенде олардың 20 мыңының тек биреўиниң ғана 90° шамасындағы мүйешке бағытын

өзгертетуғынлығы (шашырайтуғынлығы) анықланды. Бун нәтийжелер материяның тийкарғы массасының заттың көлеми бойынша тең тарқалмағанлығын, ал оғада тығыз болған кишкене ядроларда концентрацияланғанлығын билдиреди.

Резерфорд атомның массасы оның орайындағы оң зарядланған кишкене ядросында топланған деп асаплап атом ядролары тәрөпинен альфа бөлекшелериниң шашырауындағы дифференциал кесе-кесим $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ушын

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Q^2 e^2}{[2vp \sin^2(\varphi/2)]^2} \quad (1.1)$$

формуласын алды. Бул формулада Q арқалы ядроның заряды, v хәм p арқалы альфа бөлекшесиниң тезлиги менен импульси белгиленген. Егер $Q = Ze$ деп қабыл етилсе (1.1)-аңлатпа арқалы есапланған шама тәжирийбеде алынған дифференциал кесе-кесим менен дәл сәйкес келетуғынлығы анықланды (Ze арқалы ядроның заряды, ал Z арқалы элементтиң атомлық номери белгиленген).

Усындай жоллар менен Резерфорд атомлардың планеталық моделин ислеп шықты. Соның менен ол атом ядроларының оға да беккем екенлигин де анықлады. Энергиясы бир неше МэВ болған альфа бөлекшелери ядролар менен туўрыдан-туўры келип соқлығысканда хеш бир ядро қыйрамады.

Резеофордың тәжирийбелериниң нәтийжелери атом ядроларының өлшемлери хаққында да санлық мағлыұматларды берди. Буның ушын мысал ретинде энергиясы $E = 5$ Мэв болған альфа бөлекшесиниң ядроға қандай қашықлыққа шекем жақын келе аталуғынлығын бақалаймыз. Ең жақын келгенде (минималлық қашықлықта) альфа бөлекшесиниң барлық кинетикалық энергиясы толығы менен Кулон ийтерилис күшиниң потенциал энергиясына айланады:

$$E = \frac{2e \cdot Ze}{R}.$$

Демек

$$R = \frac{2e^2 Z}{E} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ см.}$$

Бул нәтийжелерден биз мынадай мағлыұматларды аламыз: бириншиден ядро менен альфа бөлекшесиниң радиусларының қосындысы $2 \cdot 10^{-12}$ см шамасынан киши, екиншиден усындай $2 \cdot 10^{-12}$ см қашықлықларда альфа бөлекшеси менен ядро арасындағы тәсирлесіу күши электростатикалық күш болып табылады.

Солай етип биз мынадай жуўмақларды шығарамыз:

- 1) ядролардың сызықлы өлшемлери атомлардың сызықлы өлшемлеринен кеминде 10^4 есе киши;
- 2) ядролардың оғада үлкен беккемлигин тәмийинлеуши куўатлы ядролық күшлер $2 \cdot 10^{-12}$ см шамасынан да кем жүдә киши тәсир етиу радиусына тең.

Ядроның құрамы. Ядролар элементар бөлекшелер болған протонлар менен нейтронлардан турады. Бул илимге 1932-жылдан бери белгили (Е.Н.Гапон, Д.Д.Иваненко, В.Гейзенберг). Протонның m_p хәм нейтронның m_n массалары бир бирине жақын, яғный

$$\begin{aligned} m_p &= 1836,15m_e = 1,67265 \cdot 10^{-24} \text{ г.} \\ m_n &= 1838,68m_e = 1,67495 \cdot 10^{-24} \text{ г.} \end{aligned}$$

Протон электр зарядына ийе. Оның заряды оң хәм абсолют шамасы бойынша электронның зарядына тең. Нейтронның электр заряды дәл нолге тең. Бул жағдай бөлекшениң атында сәўлеленген.

Протонлар менен нейтронлар спецификалық ядролық күшлер арқалы бир бирине тәсир етеди. Ядролық күшлер тәбияттағы ең күшли болған күшли тәсирлесіулердин дара

жағдайы болып табылады. Ядролық күшлердің тәсирінде протонлар менен нейтронлар хәр қыйлы атомлардың ядроларын пайда етеди.

Күшли тәсирлесіуіге қатнасы жағынан протонлар менен нейтронлар пүткіллей бирдей. Бул жағдай олардың массаларының дерлик бирдейлиги менен түсиндириледі. Протон менен нейтронды нуклон деп аталатуғын бөлекшениң еки халы деп қараўға болады.

Әдетте атомлар электрлик жактан нейтраль. Сонлықтан ядродағы протонлар саны атомның электрон қабығындағы электронлар санына, яғный атомлық номери Z ке тең. Ядродағы нуклонлардың (яғный протонлардың хәм нейтронлардың) улыўмалық саны A арқалы белгиленеди хәм *массалық сан* деп аталады. Z хәм A санлары ядроның курамын толығы менен тәриплейди. Ядродағы нейтронлардың санын N хәрепи менен сийрек белгилейди. Анықламасы бойынша

$$A = Z + N.$$

Хәр қыйлы ядроларды белгилеу үшін әдетте ${}_Z X^A$ белгилеуи қолланылады. Бул жерде X арқалы Z элементине сәйкес келетуғын химиялық символ берилген. Мысалы ${}_4 Be^9$ белгиси $Z = 4$, $A = 9$ болған 4 протон хәм 5 нейтрон бар бериллийди аңлатады. Шеп тәрептеги төменги индексти жазыу шәрт емес, себеби атомлық номер Z элементтиң аты менен анықланады (мысалы водород үшін Z бирге тең). Сонлықтан көбинесе қысқа түрдеги Be^9 жазыуы жийи қолланылады. Бундай белгилеулерде протон ${}_1 p^1$, ${}_0 n^1$ арқалы белгиленеди. Протон водород атомының ядросы болып табылады. Сонлықтан оны ${}_1 H^1$ деп те белгилеймиз. Альфа бөлекшеси еки нейтроннан хәм еки протоннан турады. Сонлықтан ол гелий атомының ядросы болып табылады: ${}_2 He^4$. Әдетиятта ${}_Z X$ белгилениуиниң де жийи қолланылатуғынлығын атап өтемиз хәм биз усындай белгилеулерден пайдаланамыз.

Бирдей Z ке, ырақ хәр қыйлы A ларға ийе атомлар изотоплар деп аталады. Мысалы уранда ($Z = 92$) ${}_{92}^{235}U$ хәм ${}_{92}^{238}U$ изотопларының бар екенлигин атап өтемиз. *Изобарлар* (бирдей A ға, ырақ хәр қандай Z ке ийе ядролар) хәм *изотонлар* (бирдей N ге хәм хәр қыйлы Z ке ийе ядролар) түсиниклери қолланылады. Берилген изотопқа сәйкес келиуши атомларды белгилеу үшін *нуклид* түсиниги қолланылады. Өзлериниң ядролық қәсийетлери бойынша изотоплар бир бирине усамайды. Ырақ көпшилик жағдайларда хәр қыйлы изотоплардың атомлары (бул водород, дейтерий хәм тритийге тийисли емес) бирдей химиялық хәм дерлик бирдей физикалық қәсийетлерге ийе болады. Себеби атомның электронлық қабығының курылысына ядро өзиниң заряды менен ғана тәсир етеди. Сонлықтан ${}_{92}^{235}U$ изотопын ${}_{92}^{238}U$ изотопынан айырып алыу оғада курамалы технологиялық мәселе болып табылады.

Водородтың изотоплары ${}_1^1H$, ${}_1^2H$, ${}_1^3H$ бир биринен массасы бойынша күшли айрылады, сонлықтан олар басқа элементлердің изотопларына салыстырғанда өзлериниң физикалық хәм химиялық қәсийетлери бойынша бир биринен күшли айрылады. Сонлықтан водородтың ауыр изотопларына ат қойыу пайдалы болып шықты. Тәбийий араласпадағы муғдары 0,015 % болған ${}_1^2H$ *дейтерий элементи* деп аталады хәм D арқалы белгиленеди ("ауыр водород" термини де қолланылады). Дейтерийдің ядросы *дейтрон* деп аталады d харипи менен белгиленеди. Мысалы курамына әдеттеги водород киретуғын суў молекуласын H_2O деп, ал "ауыр суў" дың молекуласын D_2O деп белгилейди. Ауыр суўдың тығызлығы $1,108 \text{ г/см}^3$, $3,82^\circ$ та қатады, ал $101,42^\circ$ та қайнайды (яғный әдеттеги суўдан сезилерликтей айырмаға ийе болады).

Турақлы емес (стабилли емес) ${}_1^3H$ изотопының ядросы *тритон* деп аталады ("аса ауыр водород" термини де қолланылады) хәм t арқалы белгиленеди. Сәйкес химиялық элемент T арқалы белгиленеди.

Электрлик хәм барионлық заряд. Атомлық номер Z электронның зчарядының абсолют шамасының бирлигиндеги ядроның зарядына тең. Электр заряды пүтин сан менен анықланады. Бул шама қәлеген тәсирде де қатаң түрде сақланады (зарядтың

сақланыуы нызамы хеш қашан да бузылмайды). Хәзирги ўақытлары жыйналған барлық эксперименталлық мағлаўматлар электр заряды менен бир қатар **барионлық зарядтың да қатаң түрде сақланатуғынлығын** көрсетеди. Қәлеген бөлекешеге барионлық зарядтың базы бир мәнисин бериу мүмкин, ал бундай жағдайда қандай процесслер болса да барлық бөлекшелердің барионлық зарядлардың алгебралық қосындысы өзгериссиз қалады. Барлық бөлекшелердің барионлық зарядлары пүтин санға тең. Электрон менен гамма кванттың биронлық зарядлары нолге, ал протон менен нейтронның барионлық зарядлары бирге тең. Сонлықтан массалық сан A ядроның барионлық саны да болып табылады. Барионлық зарядтың сақланатуғынлығы атом ядроларының стабиллигин тәмийинлейди. Мысалы энергияның, импульстың сақланыуы нызамлары бойынша еки нейтронның еки гамма квантқа айланыуы мүмкин. Бирақ барионлардың сақланыуы нызамы бундай процессти қадаған етеди. Басқа сөз бенен айтқанда еки нейтронның еки гамма квантқа айланыуы мүмкин емес.

Атом ядролары тек A менен Z шамаларының шекленген областында ғана жасай алады. Бул областтан сыртта сәйкес ядро пайда болған жағдайда да, бул пайда болған ядро майда рақ ядроларға ыдырайды ямаса өзинен протон ямаса нейтрон шығарады. Сол областтың ишинде барлық ядролар стабилли (турақлы) емес. Бирақ олар нуклонларды шығарыу жолы менен емес, ал әстерек жүретуғын процесслердің ақыбетинде ыдырайды.

Усы ўақытларға шекем белгили болған ядролар **протон-нейтронлық диаграмма**ға түсирилген (1-2 сүүрет). Бул диаграммада тутас жуўан сызықлар менен ядролардың жасай алыу областының теориялық шегарасы белгиленген.

Стабил ядролар протон-нейтронлық диаграммада **стабиллик жолын** пайда етеди.

Стабиллик ядролар ушын төмендегидей тәжирийбеде анықланған фактлер хәм нызамлар даққатқа алыуға турарлық:

а) Z тиң мәнисиниң 0 ден 107 ге шекемги барлық мәнислерге ийе ядролар белгили ($Z = 0$, $N = 1$ ядросы нейтрон болып табылады). $Z = 0, 43, 61$ хәм $Z \geq 84$ болған стабилли ядролар жоқ.

б) A ның мәниси 1 ден 263 ке шекемги ядролар белгили. $A = 5, 8$ хәм $A \geq 210$ болған стабилли ядролар жоқ.

с) ядролардың қәсийетлери Z пенен N санларының жуплығынан күшли түрде ғәрезли. Стабилли изотоплардың ишинде жуп-жуп ядролар (жуп Z пенен жуп N) көп, ал тақ-тақ (Z пенен N ниң екеуи де тақ) ядролар аз.

д) киши A ларда ядродағы протонлар менен нейтронлардың саны өз-ара тең, ал үлкен A ларды нейтронлардың процентлик муғдары үлкейеди.

е) Көпшилик химиялық элементлер көп сандағы стабил изотопларға ийе. Мысалы қалайы атомының ядросы он стабил изотопқа ийе. Ал екенши тәрәптен бериллий, натрий хәм алюминий элементлери тек бир стабилли изотопқа ийе.

Ядроның байланыс энергиясы. Ядролардың байланыс энергиясы $E_{\text{байланыс}}$ деп ядроларды протонлар менен нейтронларға толық ыдыратыу ушын зәрүрли болған энергияға айтамыз. Сонлықтан $E_{\text{байланыс}}$ шамасы ядролардың беккемлигин сәўлелендиретуғын әхмийетли шама болып табылады. Байланыс энергиясының шамасын билиу ядроны жүдә сийрек ушырасатуғын протонлар менен нейтронларға толық ажыратып жиберу ушын керек болған энергияның мәнисин берип ғана қоймай, ядродағы қәлеген ыдырау ямаса өз-ара айланыс процесслери ушын зәрүр. Мысалы протонды ядродан айырып алыу ушын зәрүрли болған энергия E_p ниң шамасы $\frac{A}{2}X$ хәм $\frac{A-1}{2}X$ ядроларының байланыс энергияларының айырмасына тең:

$$E_p = E_{\text{байланыс}}(Z, A) - E_{\text{байланыс}}(Z - 1, A - 1). \quad (1.2)$$

Тап усы сыяқлы нейтронды бөлип алыу энергиясы

$$E_n = E_{\text{байланыс}}(Z, A) - E_{\text{байланыс}}(Z, A - 1). \quad (1.3)$$

Ядродан альфа бөлекшесин ушырып шығарыу үшін

$$E_\alpha = E_{\text{байланыс}}(Z, A) - E_{\text{байланыс}}(Z - 2, A - 4) \quad (1.4)$$

энергиясы керек болады.

Байланыс энергиясынан басқа байланыстың салыстырмалы энергиясы деп аталатуғын ядродағы хәр бир нуклонға сәйкес келиуші $E_{\text{байланыс}}/A$ шамасын пайдаланған қолайлы.

Салыстырмалық теориясынан кәлеген физикалық системаның масса M менен оның толық энергиясы E арасында мынадай байланыстың бар екенлигин билемиз:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (1.5)$$

Егер ядро тынышлықта болса, онда (1.5)-формуланың орнына

$$E = mc^2 \quad (1.6)$$

формуласына ийе боламыз. Усы жағдай үшін байланыс энергиясын ядроның массасы m , протонлар менен нейтронлардың массалары менен былайынша байланыстыра аламыз:

$$E_{\text{байланыс}}(Z, A) = (Zm_p + Nm_n - m_{\alpha, A})c^2. \quad (1.7)$$

(1.7)-формуладан ядроның массасының усы ядродағы нуклонлардың массаларының қосындысынан $E_{\text{байланыс}}/c^2$ шамасына киши екенлиги көринип тур. Ядролық байланыс энергиясының шамасы соншама үлкен. Усыған байланыссыз массаларды дәл өлшеу арқалы ядролардың байланыс энергияларын жоқары дәллікте анықлауға болады. Мысалы альфа бөлекшеси үшін байланыс энергиясы $E_{\text{байланыс}}(\alpha) = 28$ МэВ. Сонлықтан оның массасы бир биринен айрылған еки протон хәм еки нейтронның массасынан

$$\frac{E_{\text{байланыс}}(\alpha)}{c^2} \approx 4 \cdot 10^{-26} \text{ г} \quad (1.8)$$

шамасына киши болады. Ал бул шама альфа бөлекшесиниң толық массасының 7 процентин қурайды. Салыстырыу үшін водород атомының (ядроның емес) массасын келтиремиз. Водород атомының массасы протон менен электронның массаларының қосындысынан $23,4 \cdot 10^{-33}$ граммға киши. Бул шама водородтың толық массасының $1,4 \cdot 10^{-6}$ процентин ғана қурайды. Ал макроскопиялық денелерди бөлгендеги массаның өзгериси пүткиллей киши.

Ядролық байланыс энергиялары көбинесе массаның атомлық бирликлеринде өлшенеди (м.а.б.) Массаның атомлық бирлиги углерод атомының массасының 1/12 бөлегине тең. Бул шама $1,66056 \cdot 10^{-24}$ граммға ямаса 931,502 МэВ ке тең. Мысалы гелий ядросының массасы (альфа бөлекшениң массасы) $M_\alpha = 4,001523$ МэВ ке тең. Демек альфа бөлекшесиниң энергиясы

$$\begin{aligned} E_{\text{байланыс}}(\alpha) &= 2m_p c^2 + 2m_n c^2 - m_\alpha c^2 = \\ &= (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665 - 4,001523) \text{ м.а.б.} \approx 28,3 \text{ МэВ.} \end{aligned}$$

Массаның атомлық бірліклеріндегі ядроның массасы менен оның массалық саны арасындағы айырма **Δ ядроның массасының дефекти** деп аталады:

$$\Delta = \frac{Zm_p + Nm_n}{c^2} - A. \quad (1.9)$$

Анықлама бойынша C^{12} ядросының массасының дефекти нөлге тең. Бірақ бұл жағдайда протон менен нейтронның массаларының дефекттері нөлге тең емес: $\Delta_p = 0,007276$ м.а.б. хәм $\Delta_n = 0,008665$. (2.7)- менен (2.9)-аңдатпаларды бір бири менен салыстырсақ масса дефектінің байланыс энергиясы менен тиккелей байланысly екенлігіне көз жеткереміз. Бұл жерде айырма белгиси, бірліклер системасын сайлап алыуға хәм энергия бойынша есаплау системасының басын жылыстырууға ғана байланысly. Бірақ бұл еки шама арасында массаның дефектин есаптағанда протон менен нейтронның массаларының айырмасын есапка алыуға байланысly болған физикалық айырмашылық бар. Усыған байланысly Δ_p менен Δ_n шамаларының айырмасының бар екенлігінің себебинен еркин нейтронның бета ыдырауының мүмкин екенлігі көринеди, ал байланыс энергиясынан бұл мүмкиншілік көринбейди. Кестелерде әдетте $E_{\text{байланыс}}$ тың орнына Δ шамасы келтириледі. Бундай жағдайларда кестелерде келтирилген массалардың хәм массалар дефектінің мәніслерінің ядроларға тийісli емес, ал сәйкес нейтрал атомларға тийісli екенлігін барқулла есте тутыу керек. Бир нуклонған тийісli масса дефекти f белгиси менен белгиленеди хәм **жайластыруу коэффициенті** (упаковочный коэффициенті) деп аталады: $f = \Delta/A$.

Жеңил ядролардың салыстырмалы байланыс энергияларының кестеси

Ядро	H^2	H^3	He^4	Li^6	Li^7
$E_{\text{байланыс}}/A$	1,11	2,6	7,1	5,3	5,6

Бир канша мәселелер шығарамыз.

1-мәселе. $^{16}_8O$ ядросының массасының дефектин, байланыс энергиясын хәм байланыстың салыстырмалы энергиясын есаплаймыз.

Берілгенлері: $m_{^1_1H} = 1,00783$ м.а.б.; $m_n = 1,00867$ м.а.б.; $m_{^{16}_8O} = 15,99492$ м.а.б.; $Z = 8$; $A = 16$. Табыу керек: Δm , $E_{\text{байл}}$, $f_{\text{байл}}$.

Шешими: Массаның дефекти Δm мына формула бойынша анықланады

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{ядро}} \quad (1)$$

(1)-формуланы былайынша да жаза аламыз:

$$\Delta m = Zm_{^1_1H} + (A - Z)m_n - m_{\text{атом}} \quad (2)$$

$m_{\text{атом}}$ аркалы ядросының массасының дефекти анықланыуы керек атомның массасы. (2)-аңдатпаға сан мәніслерін қойып мынаған ийе боламыз:

$$\Delta m = 0,37081 \text{ м.а.б.}$$

Ядроның байланыс энергиясы мына формуланың жәрдеминде есапланады:

$$E_{\text{байл}} = c^2 \Delta m. \quad (3)$$

Егер массаның дефекти Δm шамасын массаның атомлық бірліклерінде, ал $E_{\text{байл}}$ байланыс энергиясын МэВ лерде аңлататуғын болсақ, онда

$$E_{\text{байл}} = 931 \Delta m. \quad (4)$$

(4)-аңлатпаға сан мәнісін қойсақ, онда мынаған ийе боламыз:

$$E_{\text{байл}} = 931 \cdot 0,13708 \cong 128 \text{ (МэВ)}$$

Байланыстың салыстырмалы энергиясы мына формула бойынша есапланады:

$$\varepsilon_{\text{байл}} = \frac{E_{\text{байл}}}{A}. \quad (5)$$

Есаплаулар жүргізсек мынаған ийе боламыз:

$$\varepsilon_{\text{байл}} = \frac{E_{\text{байл}}}{A} = \frac{128}{16} = 8 \text{ (МэВ)}.$$

Енді бір мысал келтіреміз.

Кинетикалық энергиясы тынышлықтағы энергиясы mc^2 шамасына тең бөлекшениң

тезлігі v ның мәнісін есаплайық.

Бөлекшениң толық энергиясы

$$E = T + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

формуласы менен анықланады. $T = mc^2$ болған жағдайда

$$2mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Буннан $v = \frac{\sqrt{3}}{2} c \approx 0,87 c$ екенлігіне ийе боламыз.

2-санлы лекция. Ядроның спини. Ядроның магниттик диполлик моменти. Ядроның өлшемлери, тығызлығы хәм құрамы

Протон, нейтрон хәм көпшилик атом ядролары нолге тең емес спинге, яғный нолге тең емес ишки қозғалыс муғдарының моментине ийе болады. Биз нолге тең емес спинге ийе микроскопиялық бөлекшелердің нолге тең емес спининің айланыушы макроскопиялық денелердің қозғалыс муғдарының моментинен айырмасының бар екенлігін атап өтеміз. Макроскопиялық денелердің (мысалы зырылдауықтың) қозғалыс муғдарының моментин үзликсіз өзгерту мүмкін. Басқа сөз бенен айтқанда қозғалып турған макроскопиялық дененің айлапныу тезлігін кәлеген шамаларға өзгерте аламыз. Ал микробөлекшениң спининің абсолют мәнісін биз хеш өзгерте алмаймыз, ал оның тек бағытын ғана өзгерте аламыз. Мысалы нуклонның ямаса жеңіл ядроның спинлик айланысын биз хеш "тоқтата алмаймыз". Бірақ орта салмақлы хәм ауыр ядроларда макроскопиялық зырылдауықтың кәсіетлери көрине баслайды.

Биз усы моментлер хақында еске түсіремиз.

Планк турақлысы \hbar қозғалыс муғдарының моментиниң өлшеміне (размерность) ийе. Сонлықтан ол бул физикалық шаманың тәбийий масштабы болып табылады. Сонлықтан моменти M ди әдетте \hbar бирликлеринде аңлатады хәм J арқалы белгилейди. $M = \hbar J$ екенлиги түсиникли. Квант механикасында қозғалыс муғдарының моменти хақында мынадай тастыйықлаулардың орын алатуғынлығы дәлиллеленеди:

а) қәлеген изоляцияланған физикалық системаның қозғалыс муғдарының моментиниң квадраты M^2 тек

$$M^2 = \hbar^2 J(J+1) \quad (2.1)$$

мәнислерине ғана ийе бола алады. Бул аңлатпадағы J шамасы қәлеген пүтин ямаса қәлеген ярым пүтин сан:

$$J = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots \quad (2.2)$$

Әдетте J санын моменттиң шамасы деп атайды. Мысалы "ядро $\frac{3}{2}$ моментине тең" деген сөз $J = \frac{3}{2}$ екенлигин аңлатады.

б) берілген J ушын моменттиң z көшерине түсірилген проекциясы M_z тиң мәниси $2J + 1$ дана

$$M_z = \hbar J, \hbar(J-1), \dots, -\hbar J \quad (2.3)$$

шамаларының бирине тең болады.

б) Моментлери M_1 хәм M_2 болған подсистемалардан (системаның ишиндеги система) туратуғын курамалы системаның моменти M_3 мынаған тең болады:

$$M_3^2 = (M_1 + M_2)^2 = \hbar^2 J_3^2 = \hbar^2 J_3(J_3 + 1)$$

Бул аңлатпадағы J_3 болса

$$J_3 = J_1 + J_2, J_1 + J_2 - 1, \dots, |J_1 - J_2| \quad (2.4)$$

мәнислерин қабыл етеди. (2.4) аңлатпасы квант механикасындағы **моментлерди қосыу қағыйдасы** деп аталады. Бул қағыйда ядро физикасында да толық орынланады.

Солай етип спинниң бирлиги ретинде Планк турақлысы \hbar қабыл етиледі. J квант саны микробөлекшениң спининиң мәниси деп аталады.

Протон менен нейтронның спинлерин өлшеу бойынша өткерилген экспериментлер олардың спининиң $1/2$ ге тең екенлигин көрсетти (электронлардың да спининиң $1/2$ ге тең екенлигин еске түсіремиз). Ядроның спини болса усы ядроны кураушы протонлар менен нейтронлардың қозғалыс муғдарларының геометриялық қосындысына тең. Моментлерди қосыу (2.4) формуласы жәрдеминде әмелге асырылады. Ал хәр бир нуклонның толық моментиниң спин хәм орбиталық моментлердиң қосындысынан туратуғынлығын естен шығармаймыз (демек ядроның ишинде нуклонның "орбиталық" қозғалысы бар екенлигин нәзерде тутамыз), қала берсе орбиталық момент тек пүтин мәнислерге ийе болады (ал спин моментлери болса ярым пүтин мәниске ийе).

Хәр қыйлы ядролардың спинлери бойынша төмендегидей нызамлар бакланады:

а) A саны жуп болса спинлер барлық уақытта да пүтин, ал тақ A ларда спинлер ярым пүтин мәниске ийе. Бул факт ядроның протонлық-электронлық моделинен протонлық-нейтронлық моделине өткенде тарийхый әхмийетке ийе. Хақыйкатында да, мысалы дейтрон протон менен электроннан туратуғын болғанда ярым пүтин спинге ийе болған болар еди. Ал экспериментте болса дейтронның

спининиң бирге тең екенлиги анықланды.

б) тийкарғы халларда турған жуп-жуп ядролардың спинлери нолге тең.

с) барлық стабилли (турақлы) болған ядролардың спинлериниң мәніси $9/2$ ден аспайды.

Ядролардың магнитлик диполлик моменти. Спини нолге тең емес хәр бир ядро магнитлик диполлик моменти μ ге тең болады. Бул магнитлик диполлик момент сыртқы бир текли магнит моменти H пенен тәсирлеседи. Бул тәсирлесіудің энергиясы E ниң шамасы $E = \mu H$ формуласының жәрдемінде анықланады. Жоқарыда атап өтилгениндей микробөлекшениң магнит моментиниң бағыты спинниң бағыты J менен бағытлас, яғный $\mu = gJ$ формуласы жәрдемінде анықланады. Бул формуладағы g шамасы **гиромагнитлик қатнас** деп аталады. μ хәм J векторларының бир бирине параллел екенлигине байланысly ядролардың қәсийетлери максималлық болған $I_z = J$ ҳалына сәйкес келетуғын тек бир константа болған μ менен анықланады:

$$\mu = gJ \quad (2.5)$$

Бул константаны магнит моменти деп атайды. Әдетте магнит моментлери хәм гиромагнитлик қатнастар ядролық магнетонларда өлшенеди

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_p c} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс.}$$

Бул аңлатпада m_p арқалы протонның массасы белгиленген. Мысалы, нетронның магнит моменти $\mu_n = -1,91$ деп айтса, онда $\mu_n = -1,91\mu_0 \approx -0,95 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс екенлиги нәзерде тутылады. Атом электронларының орбиталық хәм спин магнит моментлериниң шамасы $\mu_e = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ Бор магнетонының шамасындай болады (Бор магнетоны деп электронлық магнетонды айтамыз). Бул шама ядролардың магнит моментлериниң шамасынаң мың есе дей үлкен..

Ядролық спинлерди хәм магнит моментлерин өлшеу бир бири менен тығыз байланысқан. Бул шамалардың тәбиятлары хәр қыйлы болса да әдетте бундай өлшеулерди жүргизиу мәселелери биргеликте үйрениледи. Спин масса менен бир қатарда бөлекшениң әхмийетли механикалық (яғный инертлик хәм гравитациялық) характеристикасы болып табылады, ал магнит моменти болса бөлекшениң сыртқы бир текли магнит майданы менен тәсирлесіуиниң характеристикасы болып табылады.

Ядроның өлшемлери, тығызлығы хәм курамы. Ядроның өлшемлерин анықлау мәселеси курамалы мәселелердиң бири болып табылады. Себеби ядроның курамына киретуғын бөлекшелер квант механикасының нызамларына сәйкес қозғалады, ал квант механикасының тийкарында Гейзенбергтиң анықсызлық принципи жатады. Усының ақыбетинде ядроның бети анық шегараларға ийе емес хәм сонлықтан оның өлшемлери ҳаққындағы көз-қараслардың анық болыуы мүмкин емес.

Атом ядроларының өлшемлерин баҳалаудың бир неше усылы бар. Хәр қыйлы усыл хәр қыйлы нәтийжени береді. Бирақ олардың сан шамалары бир бирине жақын (тәртиби бирдей).

Атом ядросының өлшемлери ҳаққындағы ең дәслепки көз-қараслар Резерфорд тәрпинен α -бөлекшелериниң затлардағы шашырауын изертлеу бойынша өткерген тәжирийбелеринде алынған мағлыұматлар тийкарында алынды. Резерфорд өткерген тәжирийбелер аұыр элементлер ядроларының өлшемлериниң (радиусының) 10^{-12} см ден үлкен емес екенлигин көрсетти.

Көпшилик ядролардың кесе-кесимиинң майданы $\pi R^2 \approx 10^{-24}$ см². Усыған байланысly

ядролық физикада майданларды өлшеу ушын арнаулы бирлик **барн** қолланылады.

$$1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2, \\ 1 \text{ миллибарн} = 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Атом ядросының формасы сфера тәрізлі деген болжау тийкарында көп санлы усыллар жәрдемінде ядроның радиусы R менен массалық сан A арасындағы эмперикалық байланыс анықланған. Бул байланыс мына түрге ийе:

$$R = r_0 A^{1/3}.$$

Бул аңдатпада $r_0 = (1,2 + 1,3) \cdot 10^{-13}$ см.

$R = r_0 A^{1/3}$ аңдатпасынан ядроның массасының оның көлеми V ға пропорционал екенлиги көринеди:

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A.$$

Бул аңдатпадан барлық ядролар үшін көлем бирлигиндеги нуклонлар санының (n аркалы белгилеймиз) бирдей болатуғынлығына ийе боламыз:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} \approx \frac{1}{7 \cdot 10^{-39}} \frac{\text{нуклон}}{\text{см}^3} \approx 10^{38} \frac{\text{нуклон}}{\text{см}^3}.$$

Демек барлық ядролардың тығызлығы да бирдей мәніске ийе болуы керек:

$$\rho = n m_N \approx 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \approx 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}.$$

Бундай тығызлыққа ийе болған көлеми 1 см^3 болған шар 100 млн тонна шығады.

Ядролардың радиустарының шамасы олардың протонлар менен нейтрондардан туратуғынлығын көрсетеді. Ал электронлар болса ядроның курамында пүткиллей болмайды. Бундың дурыслығын анықсызлық принципі хәм ядроның өлшемлерин салыстыруы аркалы көриуге болады. Хәкыйқатында да анықсызлық принципі бойынша $\Delta x \cdot \Delta p = \hbar$, ал $\Delta x \approx 10^{-12}$ см. Релятивистлик тезликлерде электронның кинетикалық

энергиясы $T \approx p \cdot c$. Биз бул жерде импульс p ның орнына анықсызлық принципинен

алынған $\Delta p = p = \frac{\hbar}{\Delta x}$ шамасын қойыуымыз керек. Бундай жағдайда $T \approx 40$ Мэв шамасын

аламыз. Демек биз электронды ядроға жайластырамыз деп оны өлшемлери $\Delta x \approx 10^{-12}$ см

болған орынға қысып алып келсек, онда оның энергиясы 40 Мэв ке шеккем көтеріледі екен. Бундай энергияға ийе болған электрон ядроға жасай алмайды.

Ядрода электронлардың болмауының 1-параграфта да дәлелденді.

3-санлы лекция. Ядролық күшлер. Ядролық күштерді үйреніуі ұсылы. Дейтрон. Төменгі энергиялардағы нейтрон-протон шашырауы. Төменгі энергиялардағы нуклонлардың шашырауы. Изотоплық инвариантлық

Ядроның құрылысы мәселелерін қарап шыққанымызда протонлар менен нейтронлар арасында тәсір ететұғын ядролық күштердің қасиеттері хакқындағы тәжірибеден алынған мағлыұматлар менен таныстық. Ұсы ұақытларға шекем ядролық күштерге тийісін санық қатнастарды дәл анықлау қыйыншылықтары еле сапластырылған жоқ. Ядролық күштердің өзгешеліктері хакқындағы ең әхміетлі мағлыұматлар ең әхміетлілері төменде қарап шығылатұғын эксперименталлық ізертлеулер болып табылады.

Тек екі бөлекше (бір протон менен бір нейтрон) байланысқан ең әпіұайы ядро водородтың изотопы **дейтрон** болып табылады. Бул ядроның құрылысы менен энергияларының мәнісін ізертлеу бізге ядролық күштер хакқында көп мағлыұматларды береді.

Ядролық күштер хакқындағы мағлыұматлардың және бір әхміетлі дерегі нуклонлардың нуклонлардағы шашырауын ізертлеу болып табылады. Классикалық физикада екі бөлекше арасында тәсір етіуші күштерді қалеген дәллікте бөлекшелер бір бирінен хәр қыйлы қашықтықта тұрғанда, олардың хәр қыйлы тезліктерінде хәм олардың моменттерінің хәр қыйлы ориентацияларында ізертлейді. Микродұнья болса квант механикасының нызамларына бағынады. Ұсыған байланыссы екі нуклонды бір бирінен дәл қашықтықта ұслап тұруу хәм олар арасындағы тәсірлесіу күшін өлшеу мүмкін емес. Ядролық күштерді ұсындай жоллар менен әпіұайы түрде ізертлеу жолы жабық болып табылады.

Бөлекшелердің соқлығысыұын ізертлегенде де барлық мәселе әпіұайы түрде шешілмейді. Микробөлекшелердің соқлығысыұ процессінің характеристикасы ретінде процесстің эффективлі кесе-кесімі (кесімі ямаса көлденең кесе-кесімі) деп аталатұғын жаңа түсінікті қирғизіу зәрүрлігі туұылады. Бул кесім σ арқалы белгіленеді. Бул параметрдің келіп шығыу себебі шашыратушы бөлекшені дөңгелек нышана түрінде көз алдыға келтіріуге байланыссы. Егер келіп түсіуші (келіп ұрылушы) бөлекшелер нышанаға ұрылғанда дәстеден шығып калатұғын болса (ямаса жуылатұғын, ямаса шашыраудың себебінен бағытын өзгертетұғын болса), онда нышананың сол майданы процесстің эффективлі кесе-кесімі болған $\sigma = \pi R^2$ шамасын береді (бул аңлатпада R арқалы нышананың радиусы белгіленген).

Тек жалғыз бір бөлекше менен тәжірибелер өткеріу әмелде мүмкін емес. Біз барлық ұақытта да бөлекшелердің ағымы хәм көп сандағы шашыратушылар менен жұмыс алып барамыз. Ұсыған байланыссы "біз қалай эффективлі кесе-кесімді анықлай аламыз?" деген сорау беріледі.

Нышанаға келіп соқлығысатұғын бөлекшелердің тығызлығын $I = Nv$ аңлатпасы жәрдемінде жаза аламыз. Бул аңлатпада N арқалы көлем бірлігіндегі нышанаға келіп түсіуші бөлекшелердің саны, ал v арқалы олардың тезлігі белгіленген.

Мейлі нышананың қалыңлығы Δx көп сандағы шашырау орын алмайтұғындай қиі болсын. n арқалы нышананың көлем бірлігіндегі шашыратушы бөлекшелердің санын белгілейік. Бундай жағдайда Δx қатламында ағыстың тығызлығы ΔI шамасына кемейеді хәм бул шама былайынша есапланады:

$$\frac{\Delta I}{\Delta x} = -In\sigma.$$

бул анлатпада σ шамасының мәнісі I , n хәм x шамаларынан ғәрезли емес хәм бир шашыраў актине тийисли болады.

σ шамасы бөлекшелердің бир бирлик ағысына тийисли болған шашыраў (егер дәстениң толық хәлсиреўи өлшенетуғын болса) актлериниң санына тең (яғный актлердің санының 1 секундта 1 см² майдан арқалы өтиўши бөлекшелердің толық санына қатнасына тең). Басқа сөз бенен айтқанда эффективлик кесе-кесим деп бир бирлик ағыста 1 шашыратыўшы бөлекшеге ийе қалыңлығы 1 см болған нышана қатламында реакцияның (ямаса шашыраўдың) жүзеге келиў итималлығына айтамыз.

Хәр кыйлы бағытлар бойынша шашыраўдың характеристикасы ретинде шашыраўдың дифференциаллық кесе-кесими $d\sigma$ түсинигин киргизген қолайлы. Дифференциал кесе-кесим деп Ω денелик мүйеши ишиндеги шашыраў кесе-кесимин түсинеди. Нышанаға келип түскеннен кейин $d\Omega$ денелик мүйеши ишинде шашыраған бөлекшелердің саны дифференциал кесе-кесимге туўры пропорционал. Толық кесе-кесимди алыў ушын σ нышананы қоршап турған толық сфера бойынша $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ шамасынан алынған интегралға тең.

Шашыраў процесслерин қарап шығыў барысында координаталардың еки системасынан пайдаланады: бириншиси лабораториялық координаталар системасы, екиншиси инерция орайы координаталар системасы. Хәр кыйлы өлшеўлердің жуўмақлары әдетте координаталардың лабораториялық системасында (КЛС) бериледи. Бу система нышана менен байланысқан есаплаў системасы болып табылады. Бирақ нәтийжелерди таллаў инерция орайы системасында өткерген қолайлы (ИОС). Бундай координаталар системасында қозғалмайтуғын координаталар басы ретинде бир бири менен тәсирлесіўши бөлекшелердің улыўмалық салмақ орайы қабыл етиледи. Бундай координаталар системасында өлшенген бөлекшелердің импульслары абсолют шамалары бойынша бир бирине тең хәм импульслериниң бағытлары бойынша қарама-карсы. Солай етип бундай системада импульслердің толық қосындысы барлық ўақытта да нолге тең. Бул жағдай экспериментлерде алынған мағлыўматларды эпиўайыластырады.

Толық кесе-кесимнің шамасы процесстиң қандай есаплаў системасында үйренилип атырғанлығынан ғәрезли емес. Соның менен бирге жоқарыда кесе-кесимлер ҳаққында биз киргизген түсиниклердің барлығының квант кубылыслары басым процесслерде де дурыс нәтийже берететуғынлығын атап өтемиз.

Ядролық күшлердің тийкарғы характеристикалары. Ядролық күшлер тартылысты тәмийинлейди (яғный ядролық күшлер тартылыс күшлери болып табылады). Протонлар менен нейтронлардан туратуғын стабилли (орнықты) ядролардың бар екенлиги ядролық күшлердің тартылыс күшлер екенлигиниң дәлили болып табылады.

Ядролық күшлер абсолют шамалары бойынша үлкен. Бул күшлердің киши аралықлардағы тәсири тәбиятта белгили болған басқа күшлердің (соның ишинде электромагнит күшлерден де) барлығынан да үлкен.

Усы ўақытларға шекем бизге төрт фундаменталлық тәсирлесіўлер белгили. Олар

а) күшли (ядролық) тәсирлесіўлер;

б) электромагнитлик тәсирлесіўлер;

в) эззи (эззи ядролық) тәсирлесіўлер, бундай тәсирлесіўлер күшли хәм электромагнитлик тәсирлеспейтуғын бөлекшелерде (мысалы нейтриноларда) айкын көринеди;

г) гравитациялық тәсирлесіўлер.

Жоқарыда атап өтилген тәсирлесіўлерди бир бири менен салыстырып көриўге болады. Буның ушын усы күшлерге сәйкес келиўши тәсир етисиў константалары (зарядлардың "квадратлары") өлшем бирлиги жоқ бирликлер системасынан пайдаланамыз.

Ядроның ишіндегі екі нуклон үшін (бул нуклонлар барлық тәсірлесіуіге қатнасады) мынадай шамаларға ийе:

күшли тәсірлесіуі	1
электромагнит тәсірлесіуі	10^{-2}
әззи тәсірлесіуі	10^{-14}
гравитациялық тәсірлесіуі	10^{-36}

Ядролық күшлер ядролардың бар екенліген жууапкер. Электромагнит тәсірлесіуі атомлар менен молекулалардың бар екенлігін тәсілдейді. Ядродағы нуклонның орташа энергиясы 8 МэВ ке, яғный 10^{-3} МэВ шамасына тең (нуклонның тынышлықтағы энергиясы МэВ шамасына тең).

Водород атомындағы электронның байланыс энергиясы 13,57 эВ қа тең (яғный 10^{-3} МэВ шамасына тең яғный электронның тынышлықтағы энергиясынан жүз мың есе киши). Демек бул масштабларда байланыс энергиялары характерли константалар сыпатында қатнасақ ийе: $\frac{10^{-3}}{10^{-3}} = \frac{1}{10^{-2}}$.

Әззи тәсірлесіулер β -ыдырау ямаса К-тутуу жолы менен нейтронның протонға хәм протонның нейтронға өз-ара айланыуына, элементар бөлекшелердің хәр кыйлы ыдырауларына хәм нейтриноның затлар менен тәсірлесіуі процесслеріне жууапкер.

Космослық денелер менен системалардың орнықтылығына гравитациялық тәсірлесіуі жууапкер.

Электромагниттік хәм гравитациялық тәсірлесіуі күшлері қашықтықтың квадратына кері пропорционал кемейеді ($F \propto \frac{1}{r^2}$). Усының нәтижесінде бундай күшлер узықтан тәсір етіуіші күшлер болып табылады.

Күшли ядролық хәм әззи тәсірлесіулер қашықтыққа байланыссы тез өзегереді хәм сонлықтан олар жақынна тәсір етіуіші күшлер болып табылады.

Ядролық күшлердің жақыннан тәсір етіуіші күшлер болып табылатуғынлығы мыналардан келип шығады:

а) Резерфорд тәжірийбелеріндегі α -бөлекшелердің жеңил ядроларда шашырауы бойынша (10^{-12} см ге шекемгі қашықтықтар үшін тәжірийбелердің нәтижелері α -бөлекше менен ядро арасындағы электромагниттік тәсірлесіуі нызамы болған Кулон нызамы бойынша дәл түсіндіріледі, ал киши қашықтықтарда болса ядролық күшлердің тәсірінде Кулон нызамына бағынуы тоқтайды, буннан ядролық күшлердің 10^{-12} см қашықтықтан киши қашықтықтарда тәсір ететугынлығы келип шығады);

б) ауыр ядролардың α -нурланыуы бойынша;

в) нейтронлардың протонлардағы шашырауы хәм протонлардың протонларда шашырауы бойынша.

Бул жағдайларды толығырақ үйренеміз.

Нейтронлардың энергиялары киши болғанда олардың инерция орайы системасындағы шашырауы изотоплық характерге ийе. Хәкыйқатында да импульси p ға тең классикалық бөлекше радиусы ядролық күшлердің тәсір етіуі қашықтығы r_0 болған шашыратуышы нышанаға "илинеді" (яғный оның қозғалыс мұғдарының моментинің бағыты траектория тегислігине перпендикуляр бағытта $r_0 p$ шамасынан үлкен болмағанда, 3-1 сүүрет).

Ле Бройль қатнасы бойынша түсіуіші нур үшін $p = \hbar/\lambda$ хәм усыған сәйкес

$$r_0 p = 2\pi(r_0 \hbar/\lambda).$$

Бирақ бөлекшениң орбиталық моментинің максималлық мәнісі тек $\hbar l$ шамасына ғана тең бола алады. Сонлықтан

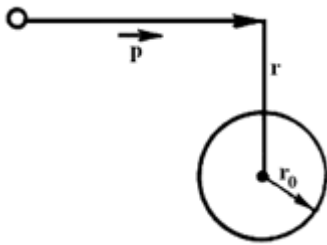
$$2\pi(r_0 \hbar/\lambda) = \hbar l.$$

Буннан

$$l = 2\pi r_0/\lambda$$

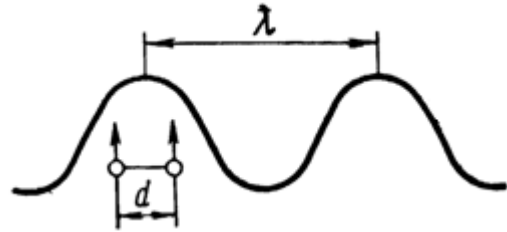
аңлатпасына ийе боламыз.

Солай етип $\lambda \gg r_0$ шәрти орынланғанда l диң мәниси нолге умтылады ($l \rightarrow 0$). Ал $l = 0$ де системаның ҳалын тәриплейтуғын толқын функциясы инерция орайы системасында (ИОС) сфералық симметрияға ийе (яғный шашыраў иротроплық характерге ийе болыуы керек).



3-1 сүүрет.

Бөлекше хәм шашыратыушы нышана.



3-2 сүүрет.

Нейтронның водород молекулаларындағы шашырауы.

$\lambda = 2\pi r_0$ шәрти орынланғанда шашыраў изотроплық характерге ийе емес. Түсиўши нейтронлардың энергиясын кемейтип барыу арқалы λ ниң мәниси үлкейтилиди. Усындай жоллар менен шашыраўдың изотропиясы орын алатуғын жағдай табылады. Усындай жоллар менен ядролық күшлердиң тәсир етиў радиусын табыу мүмкин.

Сфералық симметриялы шашыраў еле орын алатуғын нейтронлардың максималлық энергиясы 20 МэВ ке тең. Бул шама ядролық күшлердиң тәсир етиўиниң жоқары шегарасын анықлаўға мүмкиншилик берди. Бул шама $2 \cdot 10^{-13}$ см ге тең болып шықты.

Ядролық күшлердиң тәсир етиў радиусының шамасы басқа да усыллар (мысалы протонлардың протонларда шашырауы) менен анықланған. Олардың барлығында да бул шаманың мәниси $(2-3) \cdot 10^{-13}$ см ге тең екенлиги анықланды.

4-санлы лекция. Ядролық күшлердиң қәсийетлери. Ядролық күшлер теориясы

Ядролық күшлердиң бир бири менен тәсир етисиўши бөлекшелердиң электрлик зарядынан ғәрезли емес екенлиги анықланды. Протон менен протон, протон менен нейтрон, нейтрон менен нейтрон арасындағы ядролық тартысу күшлериниң шамалары бирдей.

Ядролық күшлердиң бул қәсийетлери фундаменталлық характерге ийе хәм протон менен нейтрон арасында терең симметрияның бар екенлигинен дерек береді. Буд жағдай зарядлық ғәрезсизлик деп аталады (ямаса зарядлық симметрия деп аталады) хәм протон менен нейтронды бир бөлекше болған нуклонның еки ҳалы деп караўға мүмкиншилик береді.

Солай етип нуклонның базы бир қосымша ишки еркинлик дәрежеси – зарядлық еркинлик дәрежеси болады. Бул еркинлик дәрежесине қатнасы бойынша тек еки ҳал – протон хәм нейтрон жүзеге келеди.

Ядролық күшлер спиннен ғәрезли (спинге байланыслы). Бундай байланыс мына фактлерден келип шығады:

Ядро ҳәр қыйлы спинлик ҳалларда турғнада ҳәр қыйлы байланыс энергияларына ийе. Мысалы дейтронда протон менен нейтронның спинлери өз-ара параллель болғанда байланыс энергиясының шамасы 2,23 МэВ ке тең. Ал спинлер антипараллель болғанда орнықлы хал пүткиллей жүзеге келмейди.

Нейтронлардың протонлардағы шашырауы да спинлердиң бағытларына байланыслы.

Ядролық күшлердің спиннің бағытына ғәрезли екенлиги нейтронлардың *орто*- хәм *пара*-водородтағы шашырауында да айқын көринеди (Ортоводород хәм параводород сөзлери сызықшасыз жазылады). Мәселе соннан ибарат, еки типтеги водород молекулалары орын алады: *орто*-водородтағы еки протонның спинлери өз-ара параллель ($\uparrow\uparrow$), толық спин I диң шамасы 1 ге тең хәм $2I + 1 = 3$ (үш) ориентацияға ийе бола алады (бундай жағдайды триплетлик хал деп атаймыз). *Пара*-водородта спинлер антипараллель ($\uparrow\downarrow$), толық спин нолге тең хәм усыған байланыслы тек бир хал (синглет хал) бар болады.

Орто- хәм параводородтың молекулаларының саны өжире температураларында 3:1 ди қурайды. бул катнас мүмкин болған халлардың саны менен аныкланады. Пара-халдың тийкарғы халының энергиясы ортоводородтың тийкарғы халының энергиясынан киши. Төменги температураларда ортоводородтың молекулалары параводородтың молекулаларына айланады. Катализатор пайдаланылған жағдайда бул айланыс үлкен тезлик пенен өтеди хәм сонлықтан таза параводород халындағы суйық водородты алыу мүмкин.

Нейтронлар ортоводородта шашырағанда нейтронның спини еки протонның спинлерине параллель ямаса антипараллель, яғный мынадай конфигурациялар орын алады:



Параводородта шашырағанда нейтронның спини еки протонның спинине параллель ямаса антипараллель, яғный параводородтың молекуласының ориентациясынан ғәрезсиз бир $\uparrow \downarrow$ конфигурациясы орын алады.

Шашырауды толқынлық процесс түрінде қараймыз. Егер шашырау спинлердің өз-ара ориентацияларынан ғәрезли болатуғын болса, онда еки протон тәрәпинен шашыратылған нейтронлық толқынлардың интерференциялық эффекти орто- хәм параводород ушын хәр кыйлы болады (3-2 сүўрет).

Шашыраудағы айырманы сезиу ушын нейтронлардың энергиясы қандай болуы керек? H_2 молекуласында протонлар бир биринен $d \approx 10^{-8}$ см қашықтықта жайласады (яғный ядролық күшлер тәсир ететуғын қашықтықлардан жүзлеген мың есе үлкен қашықтықта). Сонлықтан, егер $\lambda \geq d$ шәрти орынланатуғын болса, онда нейтронның еки протонда бир ўақыттағы шашырауы орын алады. Бул жағдай ушын зәрүрли болған де Бройль толқынының узынлығы

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{hc}{\sqrt{2m}c^2\sqrt{E}} = 10^{-8} \text{ см.}$$

Массасы

$$mc^2 = 938 \text{ МэВ}$$

ке сәйкес келиуши нейтрон ушын

$$E = 3 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ эВ}$$

кинетикалық энергия сәйкес келеди.

$$E = kT$$

екенлиги бәршеге мәлим ($k = 1,4 \cdot 10^{-16}$ эрг/град Больцман турақлысы болып табылады.). Демек зәрүрли болған E энергиясына нейтрон

$$T \leq \frac{3 \cdot 10^{-15}}{1,4 \cdot 10^{-16}} \approx 20 \text{ К.}$$

температурада ийе болады.

Нейтронлардың таза параводородтағы хәм ортоводород пенен параводородтың 3:1 катнасындағы араласпасындағы шашырауын изертлеулер ортоводород пенен параводородтағы эффективлик кесе-кесимлерди анықлауға мүмкиншилик берди. Бул шамалар ушын мынадай санлар алынды:

$$\sigma_{\text{орто}} = 125 \text{ мб}, \sigma_{\text{пара}} = 4 \text{ мб},$$

яғнай

$$\sigma_{\text{орто}} : \sigma_{\text{пара}} \approx 30$$

болып шықты.

Бул нәтиже ядролық күшлердің спиннен ғәрезли екенлигин көрсетеди.

Ядролық күшлер орайлық күшлер емес. Бул жағдай дейтронның квадруполь моментинің бар екенлигинен хәм магнит моментлеринің аддитивлик қәсийетке ийе емеслигинен келип шығады (мысалы дейтрондағы).

Ядролық күшлер тойыныұ қәсийетине ийе. Бул жағдай ядродағы байланыс энергиясының шамасының A ға (A^2 қа емес) туұры пропорционал екенлигинен келип шығады.

Ядролық күшлердің бундай өзгешелиги жеңил ядролардың орнықтылығынан (стабиллигинен) көринип тур. Мысалы дейтронға жаңа бөлекшелерди қоса беріуіге болмайды. Дейтронға тек бир нейтрон қосылғанда алынатұғын ядро – тритий ғана белгили. Солай етип протон тек еки нейтрон менен ғана байланысқан халды пайда ете алады.

Тойыныұды түсиндириұ мақсетинде Гейзенберг тәрепинен ядролық күшлер алмасыұ характерине ийе деген болжаұ айтылды.

Ядролық күшлер алмасыұ характерине ийе. Нуклонлар бир бири менен соқлығысқанда бир бирине өзинің заряды, спинлеринің проекциялары хәм басқа да қәсийетлерин бере алады. Бул алмасыұдың көриниұи болып табылады.

Ядролық күшлердің мезонлық теориясының физикалық жақтан тийкарланыұы.

Биз жоқарыда ядролық күшлердің қәсийетлерин уйрениұ бойынша өткерилген тәжирийбеде анықланған қәсийетлерин атап өттик. усы эксперименталлық мағлыұматлар тийкарында ядролық күшлер теориясын дәретиұ бойынша көп жумыслар исленди. Бул жумысларда еки түрли жақынласыұ пайдаланылды.

Теориядағы биринши феноменологиялық бағдар алдына ядролық күшлердің тәбиятын анықлаұды қоймайды. Ал эксперименталлық мағлыұматларға ең жақсы сәйкес келиұши тәсирлесіұ потенциалы сайлап алынады.

Екинши түрли жақынласыұда ядролық күшлер массасы электронлардың массасынан 300 есе үлкен болған π -мезонлар менен алмасыұ жолы менен пайда болады деп есапланады.

Нуклонлар арасындағы тәсирлесіұлер зарядланған бөлекшелер менен алмасыұ арқалы жүзеге келеди деген идеяны биринши рет 1930-жыллары И.Е.Тамм усыңған еди. Бул идеяның тийкарында β -ыдыраұға тийисли мына реакциялар жатыр еди:



Бирақ β -ыдыраұда көринетуғын күшлердің ядролық күшлерди түсиндириұ ушын оғада эззи екенлигин И.Е.Таммның өзи мойынлады. Япониялы физик Юкава таммның идеяларын раұажландырды хәм ядролық күшлерге жуұапкер болған басқа бөлекшелердің болыұы керек деп есаплады. Усы тийкарда Юкава электромагнит майданына уқсас болған, бирақ басқа тәбиятқа ийе және бир майданның бар болатуғынлығын болжады.

Майданларға квантлық көз-қараста қарайтуғын болсақ бөлекшелер арасындағы тәсир етисіұди базы бир майданның квантларының нурландырылыұы хәм жутылыұы процесси түринде қараұымыз керек. Электромагнит майданы жағдайында электрон өзинен фотон шығарады, бул фотон басқа электрон ямаса сол электронның өзи тәрепинен жутылады. Фотонларды нурландырыұ хәм жутыұ процесслеринің жыйнағы электромагнит майданын пайда етеди (4-а сүұрет). Бирақ бул әдеттегидей фотонлар емес. Буған тынышлықта турған еки зарядланған бөлекшениң тәсирлесіұинен көриұге болады. Еркин хәм

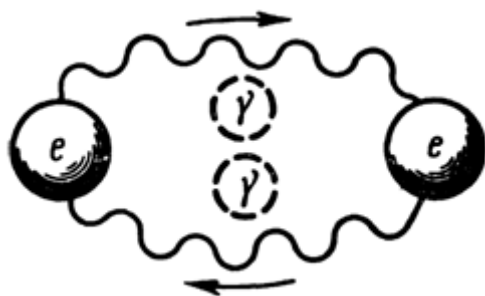
тынышлықта тұрған зарядланған бөлекше өзінің массасын да, энергиясын да өзгерте алмайды. Ондай болса фотон шығаруы (нурландыруы) процессі

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

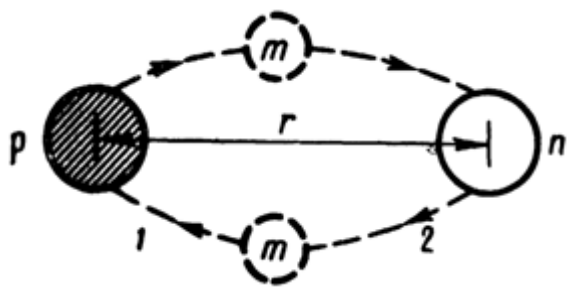
энергияның сақланыуы нызамының бузылуына алып келеді деген жууға алып келіуі мүмкін. Себебі фотон (яғни γ -квант) өзі менен бірге $\Delta E = h\nu = \hbar\omega$ энергиясын алып кетіуі керек. бірақ анықсыздық принципіне сәйкес өзгеріуіші системада энергия анық мәніске ийе бола алмайды хәм система өзгеріске ушырайтуғын уақыт аралығы Δt менен энергияның анықсызлығы ΔE бір бири менен былайынша байланысқан:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar.$$

Басқа сөз бенен айтқанда жүріу уақыты $\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E}$ болған процессегі энергияның $\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t}$ шамасынан да дәл мәнісі хақында айтыу мәніске ийе болмайды. Δt ның шамасы үлкен болған жағдайда ғана энергияның дәл сақланыуы хақында гәп ете аламыз (мысалы атом бир энергиялық халдан екінші энергиялық халға өткенде). Бөлекшелер менен алмасыу процесслери уақыттың жүдә киши аралығында болып өтеді хәм анықсыздық принципі бойынша бундай уақыт ишінде энергияның сақланыуы нызамы дәл орынланбайды. Энергия балансының бузылуы менен жүретуғын процесслерди **виртуаллық процесслер** деп атайды, ал тәсірлесиуді алып беріуші бөлекшелерди **виртуаллық бөлекшелер** деп атайды. Еркін бөлекшелердей болып виртуаллық бөлекшелер энергияға хәм импульске ийе бола алмайды.



a



b

4-сүурет. Виртуаллық бөлекшелер алмасыу арқалы тәсірлесиу.

a – зарядланған бөлекшелердің виртуаллық γ -квантларын алмасыу арқалы тәсірлесиуі.

b – нуклонлардың виртуаллық мезонларын алмасыу арқалы тәсірлесиуі.

Нурландырылуышы бөлешенің энергиясын үлкейтіу арқалы (мысалы электронды тезлетіу жолы менен) виртуаллық фотонларды хақықый еркін фотонларға айландырыу хәм оларды регистрациялау мүмкін. Бул процесс хақықый (реаллық) фотонларды үйрениу процессі болып табылады.

Жоқарыда тәріпленген электромагнит тәсірлесиудің қасиетлеріне сәйкес Юкава нуклонларды базы бир "мезонлық" зарядлар g ның алып жүріушісі деп болжады. Бул зарядлар мезон пайданын, яғни ядро күшлерінің тәсір етіу майданын пайда етеді деп болжады. Ядролық күшлердің тәсір етіу радиусы (r_0) жүдә киши болғанлықтан нуклонлардың майданының потенциалы электромагнит майданның потенциалына салыстырғанда қашықлыққа байланыссы тезірек кемейіуі керек. Мысалы Юкаваның болжауы бойынша потенциалдың өзгеріуі

$$U = \frac{g^2}{r} e^{-\frac{r}{r_0}} \quad (4.1)$$

нызамы бойынша орын алыуы керек.

Электр зарядлары тең өлшеулі емес қозғалғанда электромагнит майданын нурландырады. Тап сол сыяқлы мезон зарядлары да базы бир шараятларда мезон толқындарын нурландырыуы керек. Бирақ бул мезон толқындарының тарқалыуы нызамы пүткіллей басқаша болыуы керек. Себеби онда r_0 шамасына ғәрезлик бар екенлигин есапқа алыу керек болады.

φ электромагнит майданы ушын толқын теңлемеси

$$\Delta\varphi + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$$

толқын узынлығы λ менен $\psi = \psi_0 e^{2\pi i(\frac{x}{\lambda} - vt)}$ электромагнит толқынының жийилиги ν шамасы менен

$$\frac{\nu^2}{c^2} = \frac{1}{\lambda^2}$$

аңлатпасы жәрдемінде байланыстырады.

Жоқарыдағы теңлемениң ноқатлық дерек ушын статикалық сфералық симметрияға ийе шешими $\varphi = \frac{e^2}{r}$ кулон майданы болып табылады.

(4.1)-аңлатпада берілгендей типтеги майданның алыныуы ушын мезонлық майдан ψ ушын теңлемени басқашарак түрде жазыуымыз керек болады:

$$\Delta\psi + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{d^2\psi}{dt^2} - \frac{1}{2\pi r_0} \psi = 0.$$

$\psi = \psi_0 e^{2\pi i(\frac{x}{\lambda} - vt)}$ функциясы бундай теңлемениң шешими болыуы ушын λ , ν хәм r_0 шамалары арасында

$$\frac{\nu^2}{c^2} = \frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{(2\pi r_0)^2} \quad (4.2)$$

түріндеги байланыстың орын алыуы керек (бул байланысты алыу ушын ψ функциясын координаталар хәм ўақыт бойынша сәйкес туўындылар алғаннан кейин мезон майданының теңлемесине қойыуымыз керек).

$E = h\nu$ хәм $p = \frac{h}{\lambda}$ екенлигин есапқа алсақ хәм ν менен λ шамаларының энергия хәм импульс аркалы анықланған мәнислерин (4.2)-аңлатпаға қойсақ ($\nu = E/h$ хәм $\lambda = \frac{h}{p}$), онда мына аңлатпаны аламыз:

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + \frac{h^2}{(2\pi r_0)^2}.$$

Бөлекшениң энергиясы менен импульси массасы былайынша байланысқан екенлигин билемиз (қараңыз: Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Формула (9,6), 43-бетте):

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m^2 c^2.$$

Усы аңлатпаларды бир бири менен салыстырып Юкава массасы (бул массаны m_π аркалы белгилеймиз) ядролық күшлердің тәсир етиу радиусы r_0 менен былайынша байланысқан бөлекшелердің бар екенлигин болжады:

$$\frac{h^2}{(2\pi r_0)^2} = m_\pi^2 c^2.$$

Буннан

$$m_x = \frac{h}{2\pi cr_0}.$$

Бул аңлатпадағы тұрақты шамалардың мәнісін орындарына қойсақ

$$m_x = \frac{10^{-27}}{10^{-13} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 3 \cdot 10^{-25} \text{ г} \approx 300 m_e$$

шамасына ийе боламыз. Демек Юава болжаған бөлекшениң массасы электрон менен протонның массаларының аралығында болады екен. Бул жағдайдан мезон (грек тилинде "мезон" сөзі "аралықтық" деген мәнісін аңлатады) атамасы келип шықты.

Солай етип массасы электронның массасынан 300 есе үлкен болған бөлекшени пайда етіу үшін $300 m_e c^2 = 145 \text{ МэВ}$ энергия талап етіледі. Усыған байланысты виртуаллық мезон жасай алатуғын уақыттың шамасы $\Delta t = \frac{h}{300 m_e c^2} = 10^{-23}$ секундты курайды.

Юава массасы $300 m_e$ болған бөлекшениң бар екенлігін болжаған уақыттары протонлар, электронлар хәм нейтронлар ғана белгили еді. Екі жылдан кейін космослық нурларды изертлеу барысында μ -мезон деп аталушы элементар бөлекше ашылды. Оң хәм теріс зарядланған μ -мезонлар табылды. Олардың массасы $207 m_e$ шамасына, ал спини $\frac{1}{2}$ ге тең болып шықты. Тынышлықта тұрған μ -мезонның жасау уақыты $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ қа тең. Ол мына схема бойынша ыдырайды:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}.$$

Космос нурларының курамында бар болған бул μ -мезонлардың Жер атмосферасындағы көрсеткен қасиеттері ядролық күшлерді алып жүріуші бөлекшелерге ұсамайтуғынлығын көрсетті. Бул қасиеттер мыналардан ибарат:

а) μ -мезонлар ядролық актив бөлекшелер болмай шықты, олардың заттар менен тасир етисіуі тийкарынан электромагниттік күшлер жәрдеминде түсіндірилді;

б) протон менен протон, нейтрон менен нейтрон арасындағы тасирлесіулер үшін жуаппер нейтраллық μ -мезонның жоқ екенлігі анықланды;

в) мезонлар алмасыу арқалы жүзеге келетуғын ядролық күшлерді түсіндіриу үшін мезонлардың спини 0 ге ямаса 1 ге тең болыуы керек (яғный бозон болыуы шәрт), ал μ -мезонда спин $\frac{1}{2}$ ге тең болып шықты.

Тек 1947-жылы ғана Пауэлл өзінің хызметкерлері менен биргеликте космослық нурлардың курамында π -мезон деп аталатуғын оң (π^+), теріс (π^-) хәм электрлік нейтрал (π^0) бөлекшелердің бар екенлігін тапты. Оның характеристикалары мынадай болып шықты:

$$\begin{aligned} m_{\pi^\pm} &= 273 m_e; & \tau_{\pi^\pm} &= 10^{-8} \text{ с}; & \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu; & \text{спин} &= 0; \\ m_{\pi^0} &= 263 m_e; & \tau_{\pi^0} &= 10^{-16} \text{ с}; & \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma; & \text{спин} &= 0. \end{aligned}$$

Усылай етип Юава тәрәпинен 12 жыл бұрын болжап айтылған бөлекшелер табылды. π -мезон ядролық тасирлесіулердегі байланыс агентінің орнын ийелейді (яғный ядролық күшлі байланысты тәмийинлейді). (n, p) тасирлесіулерде оң хәм теріс зарядланған π^\pm -мезонлар, ал (p, p) хәм (n, n) тасирлесіулерде нуклонлар арасында электрлік жақтан нейтрал болған π^0 -мезонлар алмасыуы орын алады. Мысалы киші қашықтықтарда мезонлар алмасыу процессін былайынша жазыу мүмкін:

$$\begin{aligned} p + n &\rightarrow n' + \pi^+ + n \rightarrow n' + p'; \\ n + p &\rightarrow p' + \pi^- + p \rightarrow p' + n'; \\ p + p &\rightarrow p' + \pi^0 + p \rightarrow p' + p'. \end{aligned}$$

Айырым еркин π -мезонларды олар виртуаллық емес түрде пайда болған жағдайларда бақылауға болады. Бундай жағдайда сол π -мезонлар ядролық күшлер тәсір ететугын қашықтықтардан (радиустан) ұзақ қашықтықтарға шығыуы керек. Бұның үшін π -мезонлардың үлкен кинетикалық энергияға ийе болуы шарт.

5-санлы лекция. Ядроның моделлери. Ядроларды моделлердің жәрдемінде сұйретлеудің зәрүрлиги. Ядроның моделлеринің классификациясы

Ядро физикасы, соның ишінде ядро теориясы өткерілген эксперименттердің көп санлы нәтижелеринің жәрдемінде биринши гезекте ядроның ишки қурылысын түсіндириуі керек. Бундай теория ядроны ядролық күшлер менен байланысқан протонлар менен нейтронлардан турады деп есаплайды.

Бирақ атом ядросы хаққындағы бизің билимлеримиздің жеткиликсизлиги бизің алдымыздағы үлкен тоскынлықты пайда етеди. Атомда теориясы жүдә жақсы исленип шығылған эксперименттер нәтижелери менен жақсы сәйкес келетугын электромагнит күшлери тәсір етеди. Ядролық күшлердің теориясы принципиаллық характерге ийе кыйыншылықтардың орын алыуының себебинен усы ўақытларға шекем толық дөретилмеген: ядролық күшлердің бир қатар характеристикалары бойынша яэсперименталлық мағлыұматлар усы ўақытларға шекем алынбады, усының менен бир қатар көп денелердің тәсір етисиў мәселеси математикалық аппаратының оғада қурамалы екенлигине байланыслы жүдә жуўық түрде шешиледі (хәтте оғада күшли компьютерлерди пайдаланған жағдайларда да).

Ядролық күшлер хаққындағы мағлаўматларды алыўдың усы ўақытларға шекем көп қолланылып келген усылы еки нуклонның соқлығысыўын изертлеуден хәм протон менен нейтроннан туратуғын байланысқан система болған дейтронды изертлеуден ибарат. бирақ бул изертлеулер ядролық күшлердің тәсири нызамларын анықлаў ушын жеткиликсиз. Бул жағдайлардың барлығы да физиклерди ядроның гипотезалық моделлерин дүзиўге мәжбүрлейди.

Атом ядросының қурылысын хаққында бир қатар болжаўлар тийкарында хәм эксперименттерде алынған нәтижелерге салыстыра отырып қолда бар эксперименталлық мағлыұматдарға мүмкин болғанынша жақсы сәйкес келиўши моделди сайлап алады. Усы ўақытларға шекем ядроның көп санлы моделлери усынылды. Олардың барлығы да ядроның айырым қасийетлери түсіндире алады. бирақ олардың хеш қайсысы да тәжирийбелерде алынған мағлыұматлардың барлық жыйнағын түсіндире алмайды.

Барлық моделлерди еки классқа (классификациялаўға) бөлиўге болады. Бул моделлерди хақыйқытлыққа қарай еки тәрәптен жақынласыў деп қараўға болады.

Күшли тәсірлесіўге ийе моделлер. Бул моделлерде ядроны тек киши қашықтықтарда бир бири менен күшли тәсір етисетуғын бөлекшелерден туратуғын система деп қарайды. Нуклонның ядродағы еркин жүриў жолы λ , еки бөлекше арасындағы тәсір ететугын күштиң тәсір етиў радиусы r_0 шамалары ядроның өлшемлеринен киши деп есапланады (яғный $\lambda \ll R$ хәм $r_0 \ll R$, R аркалы ядроның радиусы белгиленген). Бундай моделде нуклонның қозғалысы ядроның тутасы менен алығандағы халы менен емес, ал оның қоңысыларының қозғалысы менен анықланады. Бундай типке мынадай моделлер киреди: ядроның тамшы модели, ядроның статистикалық модели, ядроның α -бөлекшелерден туратуғын модели хәм басқалар.

Ядролардың бир биринен гәрәзсиз бөлекшелерден туратуғын модели. Бундай моделлерде нуклонлардың қозғалыслары бир бири менен пүткиллей байланыссыз деп есапланады, олар ядроның барлық нуклонлары тәрәпинен дөретилген пайда етилген

потенциал майданда бир биринен ғәрезсиз қозғалады хәм $\lambda \gg R$ деп есапланады. Ядроның моделлериниң бундай типине ядроның қабықлық модели, ядроның Ферми-газ модели, ядроның потенциал шуқыр модели хәм басқа да моделлер киреди.

Жоқарыда келтирилген еки классқа киретуғын моделлерди бир бири менен сәйкеслендириўге бағдарланған моделлер де усынылған.

Бир бирин бийкарлаўшы еки классқа кириўши моделлерди (биреўинде $\lambda \ll R$, ал екиншисинде $\lambda \gg R$) бир бири менен қалай келистириўге болады?

Егер тийкарғы халда турған қоздаралмаған ядроны бир биринен ғәрезсиз бөлекшелер модели бойынша қарайтуғын болсақ, онда энергияның төменги қәддилери толығы менен толтырылған болыўы керек хәм Паули принципине сәйкес бул қәддилерге басқа бөлекшелерди орналастырыў мүмкин емес. Ядрода нуклонлар қозғалғанда хәм олар бир бири менен соқлығысқанда олар арасындағы энергияның қайтадан бөлистирилиўи орын алады. Нәтийжеде нуклонлардың бири энергияның ең төменги қәддине өтиўи керек, ал бундай қубылыстың орын алыўы мүмкин емес. Усыған байланысly нуклонларды бир бири менен тәсир етиспейди, ал олардың еркин жүриў жолын үлкен ($\lambda \gg R$) деп есаплаўға туўры келеди.

Егер қозыў энергиясының шамасы ядродағы нуклонның байланыс энергиясының орташа мәнисинен үлкен болған қозған ядроны қарайтуғын болсақ, онда бундай ядроның ишиндеги нуклонлардың соқлығысыўы мүмкин болады. Себеби төменде хәм жоқарыда бос қәддилер пайда болады хәм нуклонлар бир халдан екинши халға өтиў мүмкиншилигине ийе болады. Бундай жағдайда нуклонлардың еркин жүриў жолын ядролардың өлшемлеринен киши деп есаплаўға туўры келеди. Сонлықтан хәр қыйлы физикалық қубылысларды үйренгенде хәр қыйлы моделлерден пайдаланыў зәрүрлиги пайда болады.

6-санлы лекция. Тамшы модели. Ферми-газ модели. Улыўмаластырылған ядро модели

1. **Ядроның тамшылық модели (тамшы модели,** биринши рет 1936-жылы Н.Бор хәм Я.И.Френкель тәрепинен усынылған). Ядроның тамшы моделиниң тийкарғы өзгешеликлери хаққында ядроның энергиясы хаққындағы мәселени қарап шыққан ўақытта гәп етилди. Егер Вайцзеккер формуласына қосымша спинлик ағза болған $\delta(A, Z)$ шамасын киргизетуғын болсақ, онда бул формуланың тийкарғы халда турған ядроның энергиясының A менен Z шамаларына байланысын жақсы түсинлиретуғынлығын атап өткен едик (бирақ тамшы моделинде ядролардың спинлик характеристикаларын есапқа алыў мүмкин емес. Биз тамшы моделинде ядроның энергиясының шамасының Вайцзеккердиң ярым эмперикалық формуласы жәрдемінде анықланатуғынлығын еске түсиремиз. Бул формула мына түрге ийе:

$$\Delta E = \alpha A - A^{\frac{2}{3}} - \gamma Z^2 A^{-\frac{1}{3}} - \zeta \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A, Z).$$

Бул формуладағы $\delta(A, Z)$ қосымша спинлик ағза болып табылады).

Ядроның тамшылық моделинде ядроны қысылмайтуғын суйықлықтың тамшысы түрінде қарайды. Биз хәзир ядроның радиусы ушын жазылған $R = r_0 A^{1/3}$ [$r_0 = (1,2 + 1,5) \cdot 10^{-13}$ см] формуласынан пайдаланамыз). Бундай жағдайда ядродағы нуклонлардың концентрациясы ушын мына аңлатпаны аламыз:

$$n = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \frac{3}{4\pi r_0^3} = 0,87 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3} \approx 10^{38} \text{ см}^{-3}.$$

Ядродағы затлардың тығызлығы мынадай шамаға ийе болады:

$$\rho = nm \approx 1,45 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3.$$

Бул аңлатпада m аркалы нуклонның массасы белгиленген, ал r_0 диң мәнісі сыпатында $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см аралық алынған.

Нуклонлар арасындағы орташа қашықтық δ мынаған тең:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}} r_0 \approx 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Солай етип егер дыққаттан ең жеңіл ядроларды алып тасласақ, онда ядроғағы нуклонлардың концентрациясы, затлардың тығызлығы, нуклонлар арасындағы орташа қашықтық барлық ядролар үшін бірдей болып шығады. Бул жағдай тамшы моделинде ядроны қысылмайтуғын деп есаплайға мүмкиншілік береді.

«Ядролық сұйықтықтың» қысылмайтуғынлығы ядроғағы нуклонлар арасында жүдә күшли тәсирлесиўдиң бар екенлигин аңлатады. Усыған байланысly тамшы модели коллективлик моделлер қатарына киреди. Бул модель Вейцеккердиң ярым эмперикалық формуласындағы биринши үш ағзаның физикалық мәнісин жүдә әпиўайы түрде түсиндире алады.

Тамшы модели бойынша ядро қозбаған халда сфералық формаға ийе болыўы керек. Хәқыйкатында да 1950-жылларға шекем атом ядроларын сфералық симметрияға ийе деп келди. Бирақ кейинирек бул көз-карастан бас тартыўға туўры келди.

Ядроның қабықтық модели. Қабықтық моделдиң тийкарында нуклонлар арасындағы тәсир етиўши ядролық күшлер биринши жақынласыўда барлық нуклонлар үшін улыўмалық болған күш орайы менен алмастырылады. Бундай жағдайда көп денелер мәселесин усы майданда қозғалатуғын бир бөлекше хәққындағы мәселеге алып келиўге болады. Сәйкес потенциал эмперикалық жоллар менен сайлап алынады. Усындай майданда қозғалыўшы нуклон үшін Шредингер теңлемесин шешиў аркалы мүмкин болған байланысқан халлар системасын аламыз. Хәр бир халға энергияның белгили қәдди сәйкес келеди. Нуклонлар фермионлар болғанлықтан (яғный олардың спинлери $\frac{1}{2}$ ге тең болғанлықтан) Паули принципине бағынады. Бул принципке сәйкес хәр бир халда тек бир ғана бөлекше тура алады. Сонлықтан ядроғағы нуклонлар энергияның ең төменги қәдинен баслап барлық қәдилерди избе-из толтырады.

Әлбетте қабықтық модель биринши рет усынылғанда оған қарсы болғанлардың саны көп болды. Себеби ядро күш орайына ийе емес. Екиншиден нуклонлар атомдағы электронарға салыстырғанда бир бири менен күшли тәсир етиседи. Үшиншиден бул модель тамшы моделине пүткиллей қайшы келеди (бул моделде бөлекше тек өзиниң қоңысылары менен ғана тәсир етисе алады). Ал тамшы модели бойынша көп санлы эксперименталлық мағлыўматларды түсиндире алды.

Бирақ усы жағдайларға қарамастан қабықтық модель де бир қатар өзгешеликлерге ийе болды. Мысалы протонлары менен нейтронларының саны сыйқырлы санлар [Сыйқырлы санлар (магические числа) деп 2, 8, 20, 50, 82, 126 хәм басқа санларды айтамыз (бул жерде 126 саны тек нейтронлардың санына сәйкес келетуғынлығын аңғарыўымыз керек)] деп аталатуғын санларға тең болған ядролар өзлериниң айрықшы ортықлылығы (стабиллиги) менен айрылып турады. Бул жағдай бир қатар өзгешеликлери менен көринеди:

а) бул ядролардың байланыс энергиялары айқын түрде көринип туратуғын максимумларына ийе;

б) протонларының хәм нейтронларының санлары сыйқырлы санларға тең ядролар тәбиятта көбирек тарқалған;

в) бундай ядролар тәрәпинен нейтронды тутып алыў итималлығы аз;

г) нуклонларының саны сыйқырлы санларға тең ядролардың квадруполлик моментлери аз, сонлықтан бундай ядролар сфералық симметрияға ийе деп жуўмақ шығарыўға болады;

д) уран ядролары бөлінгенде пайда болған сынықтар (ядролардың бөлімлери) бірдей емес, усы сынықтардың биреуінің 50, ал екіншісіннің 82 нейтронға ийе болуы итималлығы жүдә үлкен.

Солай етип жоқарыда атап өтилген тәжірийбеде топланған фактлер (мағлыұматлар) ядродлағы сыйқырлы санларға тең болған нейтронлар менен протонлар ядрода айрықша орнықлыққа ийе туйық қабықларды пайда етеди деп жуұмақ шығаруға алып келеди.

Ферми-газ модели. Қабықлық моделдің ең әпиұайыластырылған варианты. Бул моделде нуклонлар шекленбеген үлкен көлемдеги идеал ферми-газ сыпатында қаралады.

Ядроның улыұмаслатырылған модели. Бул моделде нуклонлардың коллективлик қозғалыс орташа майданның шамасына тәсир етеди. Ең әпиұайы вариантында бул модель қабықлық хәм тамшы моделлеринің синтези болып табылады. Ядро тамшы болған орайлық бөлімге хәм усы бөлім менен тәсир етисетуғын сыртқы бөлімге бөлінеди.

7-санлы лекция. Радиоактивлик

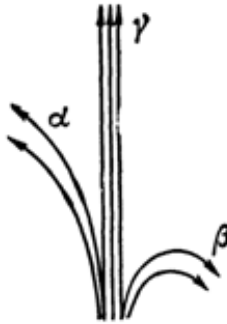
Радиоактивлик қубылысының әхмийети. Радиоактив ыдыраудың тийкарғы нызамлары.
Радиоактивлик қатарлар хәм трансуран элементлери.

Радиоактивлик деп бир химиялық элементтің орнықты емес изотопының элементар бөлекшелерди ямаса ядроларды бөліп шығару менен басқа химиялық элементтің ядросына айланыуына айтады (мысалы ${}^{238}_{92}\text{U}$ ядросын бөліп шығару менен). Ядролардың тәбийий шараятлардағы радиоактивлигин тәбийий радиоактивлик деп атаймыз. Ал ядролық реакциялардың салдарынан алынған ядролардың радиоактивлигин жасалма радиоактивлик деп атаймыз. Тәбийий хәм жасалма радиоактивлик арасындағы пиниципиаллық айырма жоқ. Себеби қлеген изотоптың қәсийети, соның менен бирге оның радиоактивлик ыдырау нызамы сол изотоптың қандай жоллар менен алынғанлығынан ғәрезли емес.

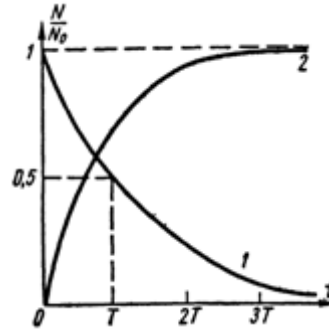
Нуклонларының саны көп болған ядролар массалық саны A орташа болған ядроларға салыстырғанда орныксызырақ болатуғынлығын биз жоқарыда көрдик. Сонлықтан тәбийий радиоактив ядролардың көпшилиги элементардың дәуірлик системасында қорғасыннан кейин жайласқан. Жасалма жоллар менен массалық саны A киши болған да, үлкен болған да изотопларды алыу мүмкин.

Радиоактивлик биринши рет 1896-жылы А.Беккерель тәрөпинен ашылды. Оның ашылыу тарийхы жүдә қызықлы. Буннан азымаз бурын рентген нурлары ашылған еди. Усыған байланыслы А.Беккерель флюоресценция менен рентген нурлары арасындағы байланысты үйрене баслады. Уранның флюоренценцияға ушырау қәбилетлиги бар дузлары қара қағазға оралған фотопластинканың үстине жайластырылды. Булардың барлығы да Қуяш нырларының астына қойылды. Қуяштың нурларының тәсиринде уран флюоресциялайды деп есапланды хәм егер флюоресция спектринің курамында рентген нурлары бар болатуғын болса, онда бул нурлардың қара қағаз арқалы өтип фотопластинканы қарауытыуы керек еди. Бир неше күн даұамында Қуяш көринбеген хәм сонлықтан ураны бар пластинкалар қараңғы қутының ишинде Қуяштың көриниуін күтип жатып қалған. Усы жағдайға қарамастан химиялық қайта ислеу (проявление фотопластинки) фотопластинканың күшли қарауытқанын көрсеткен. Солай етип уран дузларының өзлеринің қандай да бир нурларды шығаратуғынлығы анықланды.

Бекерель тәрепинен табылған нурларды магнит майданы арқалы өткергенде олардың үш түрлі нурлардан тұратуғынлығы анықланған (бул 7-1 сүўретте көрсетилген). Бул нурларды α -, β - хәм γ -нурлары деп атады.



7-1 сүўрет. Магнит майданындағы α -, β - хәм γ -нурларының траекториялары.



7-2 сүўрет. Радонның актив ядроларының санының ўақытқа ғәрезлиги.

α -нурлары затлар арқалы киши өтиў қәбилетлигине ийе аўыр бөлекшелер (кейинирек бул нурлардың гелий атомларының ядролары екенлигин экспериментлер көрсетти);

β -нурлары затлар арқалы үлкен өтиўшилиқ қәбилетликке ийе жеңил бөлекшелер (тәжирийбелер β -нурларының электронлардың ағымы екенлигин дәлилледі);

γ -нурлары затлар арқалы ең үлкен өтиўшилиқ қәсийетке ийе нурлар болып, олардың өткир электромагнит нурлар екенлигин экспериментлер көрсетти.

Кейинирек ядродан α -бөлекше ушып шығатуғын радиоактивлик процессти α -ыдыраў, β -бөлекшелер ушып шығатуғын процессти β -ыдыраў деген атаманы алды. усыған сәйкес α -нурларын шығарыўшы ядроларды α -актив ядролар, ал β -нурларын шығарыўшы ядроларды β -актив ядролар деп атай баслады.

Буннан басқа радиоактивликтің басқа да типлери ашылды. Олар протонлық радиоактивлик, еки протонлық радиоактивлик, ядролардың спонтан бөлиниўи деп аталады.

Радиоактив ядролардың ўақытқа байланыслы санының өзгериси. 1911-жылы Резерфорд хәм Содди экспериментте алынған нәтийжелерди улыўмаластырып мынадай әхмийетли жуўмаққа келди: базы бир элементлердиң атомлары избе-из айланысларға ушырап радиоактивли семействоны пайда етеди, бул семействоның хәр бир ағзасы өзиниң алдыңғы ағзадан пайда болады, ал алынған хәр бир ағза өзинен кейинги ағзаны пайда етеди.

Бул қубылысты радийден радонның пайда болыўы мысалында көрсетиў мүмкин. Егер RaCl_2 бирикпесин дәнекерленген ампулаға салып қойсақ, онда бир неше күн өткеннен кейин ампуланың ишиндеги газ ушын өткерилген анализ гелий менен радонның пайда болғанлығын көрсетеди. Гелий орнықлы, соның ушын ол жыйнала береді. Ал радонның өзи ыдырайды. 7-2 сүўреттеги 1-иймеклик радий болмағандағы радонның ыдыраў нызамын сәўлелендиреди. бул сүўреттеордината көшерине радонның еле ыдырамаған ядроларының саны N диң ядролардың дәслепки саны N_0 ге қатнасы берилген. Радонның муғдарының экспоненциал нызам бойынша кемейетуғынлығы көринип тур. 2-иймеклик болса радий бар болғандағы радонның радиоактивли ядроларының санының қалайынша өзгеретуғынлығын көрсетеди.

Радиоактив затлар менен өткерилген тәжирийбелер сыртқы шараятлардың хеш кайсысының (жоқары температураларға қыздырыў, магнит хәм электр майданлары, үлкен басымлар) ыдыраўдың тезлигине, басқа да характерлерине тәсир жасамайтуғынлығын көрсетти.

Радиоактивлик атом ядросының қәсийети болып табылады хәм белгили энергиялық халда турған берилген типтеги ядролар ушын бир бирлик ўақыт ишиндеги радиоактив ыдыраўдың итималлығы турақлы шама болып табылады.

Ыдырау процесси өз-өзинен жүзеге келетуғын болғанлыктан (бундай процессти спонтан жүзеге келетуғын процесс деп атаймыз) Δt ўақыт аралығы ишиндеги N дана ядроның ыдыраудың салдарынан өзгериси ΔN тек ғана t ўақыт моментиндеги радиоактивли ядролар саны N ге ғана ғарезли хәм Δt ўақыт аралығының шамасына туўры пропорционал:

$$-\Delta N = \lambda N \Delta t. \quad (7.1)$$

Бул аңлатпада λ арқалы ыдырау тезлигин тәриплеўши турақлы шама белгиленген. Егер $t = 0$ ўақыт моментиндеги ядролар санын $N = N_0$ деп белгилесек, онда (7.1) ди интеграллап мынаған ийе боламыз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (7.2)$$

формуласына ийе боламыз. Бул формуладан радиоактивли ядролар санының экспоненциал нызам бойынша кемейетуғынлығын көремиз.

(7.2)-нызам статистикалық орташа шамаға тийисли хәм бөлекшелердиң саны көп болғанда ғана орынланады. λ шамасы радиоактив ыдырау турақлысы деп аталады хәм ол 1/с өлшем бирлигине ийе болып, бир ядроның бир секунд ишиндеги ыдырау итималлығын береді.

Радиоактив элементлердиң характеристикасы ретинде ярым ыдырау дәўири T деген түсиник киргизиледи. Ярым ыдырау дәўири деп бар атомлар (ядролар) санының ярымының ыдырап кететуғын ўақытына айтамыз. (7.2) ге $N(T) = N_0/2$ мәнисин қойып мына аңлатпаны аламыз:

$$\frac{1}{2} N = N_0 e^{-\lambda T}$$

Бул аңлатпаны логарифмлеп мынаған ийе боламыз:

$$\lambda T = \ln 2 = 0,692$$

хәм ярым ыдырау дәўири

$$T = \frac{0,692}{\lambda} \quad (7.3)$$

шамасына тең болып шығады.

Радиоактивли ыдыраудың экспоненциаллық нызамында кәлеген t ўақыт моментинде еле ыдырамаған ядроны табыудың итималлығы нолге тең болмайды. Бул ядролардың жасау ўақыты t дан үлкен болады. Бирақ t ўақыт моментине шекем ыдырағын (яғный t дан аз жасаған) ядролар да бар болады. Берилген радиоактив изотоптың орташа жасау ўақыты былайынша табылады:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{\int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt}.$$

$\lambda t = x$ деп белгилеп

$$\frac{\frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\infty} x e^{-x} dx}{\frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\infty} e^{-x} dx} = \frac{\frac{1}{\lambda} \left(-x e^{-x} \Big|_0^{\infty} + \int_0^{\infty} e^{-x} dx \right)}{\frac{1}{\lambda} \left(-e^{-x} \Big|_0^{\infty} \right)} = \frac{1}{\lambda}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Солай етип радиоактивлі ядроның орташа жасау ұақыты τ ыдырау тураклысы λ ниң шамасының кериси болады екен. τ ұақыты ишинде ядролардың дәслепки саны e есе кемейеди.

Экспериментте алынған мағлыұматларды қайта ислеуде (7.2)-формуланы баска формада жазған макул:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N = -\frac{0,692}{T} N. \quad (7.4)$$

$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N$ шамасын берилген радиоактив препараттың активлі геп атаймыз. Бул шама хәр секундағы ыдыраулар санына тең. Активлік ыдыраушы ядроға тийисли емес, ал ыдыраушы заттың барлығына тийисли. Активліктің әмелде қолланылатуғын өлшем бирлиги **кюри** болып табылады. 1 кюри (C) 1 г радийдің 1 с ишинде ыдыраған ядроларының санына тең ($3,7 \cdot 10^{10}$ ыдырау/с). Әмелде майдарақ бирликлер болған милликюри (10^{-3} C), хәм микрокюри (10^{-6} C) қолланылады. Физикалық экспериментте активліктің баска да бирлиги болған Резерфорд (R) қолланылады: $1 R = 10^6$ ыдырау/с.

Радиоактив қатарлар (радиоактив семействолар). Егер бир бири менен генетикалық байланысқан еки элементтен артық элементлер бар болатуғын болса, онда радиоактивлі қатардың бар екенлиги ҳаққында геп етемиз. Бул жағдай ушын k-элементтиң ядроларын анықлаушы аңлатпа мына түрге ийе болады:

$$N_k(t) = \sum_{i=1}^{k-1} C_i^k e^{-\lambda_i t}. \quad (7.5)$$

Бул аңлатпадағы C_i^k тураклылары (константалары) айырым элементлердин характеристикалары бойынша анықланады.

Массалық саны A ның мәниси 208 ден үлкен болған аұыр элементлердеги кулон энергиясының мәниси үлкен болғанлықтан α -ыдырауға қәбилетлиги үлкен болады. Егер массалық сан 208 ден артық болса, онда ядро избе-из ыдырау жолы менен стабил (ортықлы) халға өтеди. Бирақ бул шынжырдағы (избе-изликтеги) ыдыраулардың барлығы да α -ыдырау болып табылмайды. Хәр бир α -ыдырауды массалық сан 4 ке кемейеди, ал протонлардың саны 4 ке кемейеди хәм усыған сәйкес нейтронлардың тутқан проценти үлкейеди. Усының нәтийжесинде бир неше α -ыдыраудан кейин ядро β -ыдырауға умтылады хәм ядроның ишиндеги бир нейтрон $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$ схемасы бойынша протонға айланады. Радиоактив қатарларда α -ыдырау процесси менен β -ыдырау процесси бир бири менен гезеклеседи.

α -ыдырауда массалық сан 4 ке кемейеди, ал β -ыдырауда болса массалық сан өзгериске ушырамайды. Сонлықтан α -ыдырауды барлық ядролардың массалық саны 4 ке кемейетуғын болғанлықтан берилген семействоның қатары ушын массалық сан A былайынша анықланады:

$$A = 4n + C. \quad (7.)$$

Бул аңлатпада C арқалы тураклы шама белгиленген, ал n болса пүтин мәнислерди қабыл ететуғын сан.

Принципинде тек 4 радиоактив қатардың орын алуы мүмкин. Бул қатарларда A ның мәниси $4n, 4n + 1, 4n + 2, 4n + 3$ шамаларына тең.

Радиоактив қатар әдетте жасау ұақыты үлкен (жасау ұақыты Жердің жасау ұақыты болған $\sim 10^9$ жылдан кем емес) изотоптан басланады (бирақ айырым жағдайларда бул қағыйда орынланбайды, төмендеги кестени қараңыз). Оны мына кесте жәрдемінде көрсетиу мүмкин:

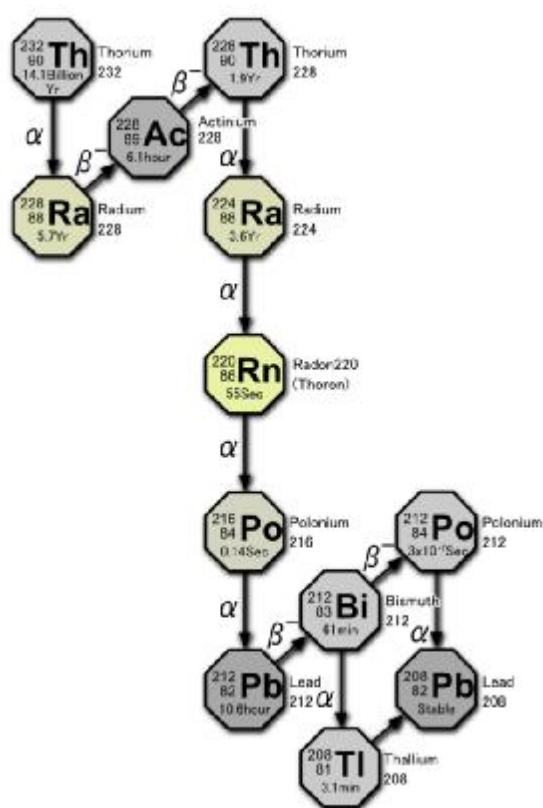
Қатардың аты	A	Басланғыш изотоп	Биринши изотоп үшін T	Ескертиу
Торий қатары ($C = 0$)	$4n$	${}^{232}_{90}\text{Th}$	10^{10} жыл	11 элементке ийе, ақыры ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ менен питеди.
Уран қатары ($C = 2$)	$4n + 2$	${}^{238}_{92}\text{U}$	$5 \cdot 10^9$ жыл	15 элементке ийе, ақыры ${}^{206}_{82}\text{Pb}$ менен питеди.
Актиний қатары ($C = 3$)	$4n + 3$	${}^{235}_{92}\text{U}$	10^9 жыл	14 элементке ийе, ақыры ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ менен питеди.
Нептуний қатары ($C = 1$)	$4n + 1$	${}^{237}_{93}\text{Np}$	10^6 жыл	14 элементке ийе, ақыры ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ пенен питеди.

Актиний қатарын гейде актиноуран қатары деп те атайды.

Ушинши қатардың ең басында плутоний ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ турған болар еди. Бул элемент үшін $T = 10^4$ жыл. Сонлықтан ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ ядролары әдеуір бурын ыдырап кетти хәм тәбийий шараятларда табылмайды.

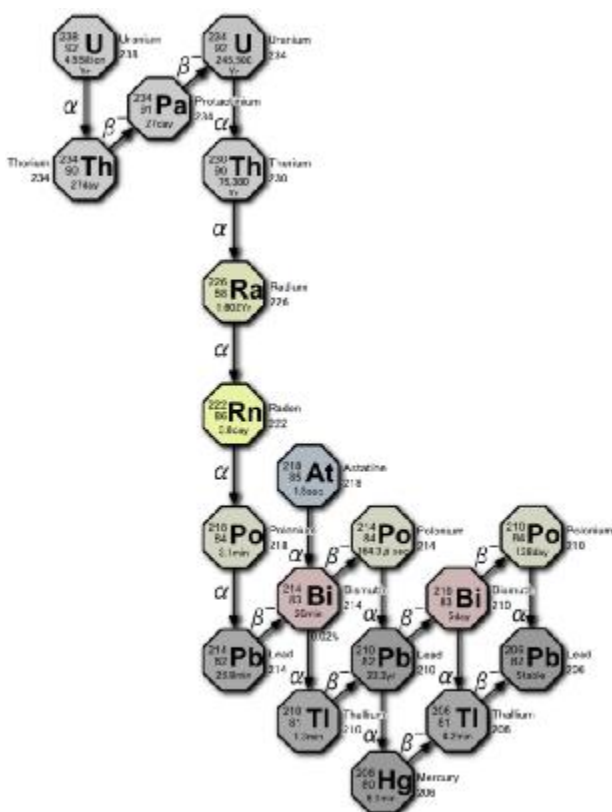
Соңғы қатардың болыуы теориялық жоллар менен болжанды хәм лабораториялық шараятларда алынды.

Енди радиоактивли қатарларды сүүрет түрінде көрсетемиз:



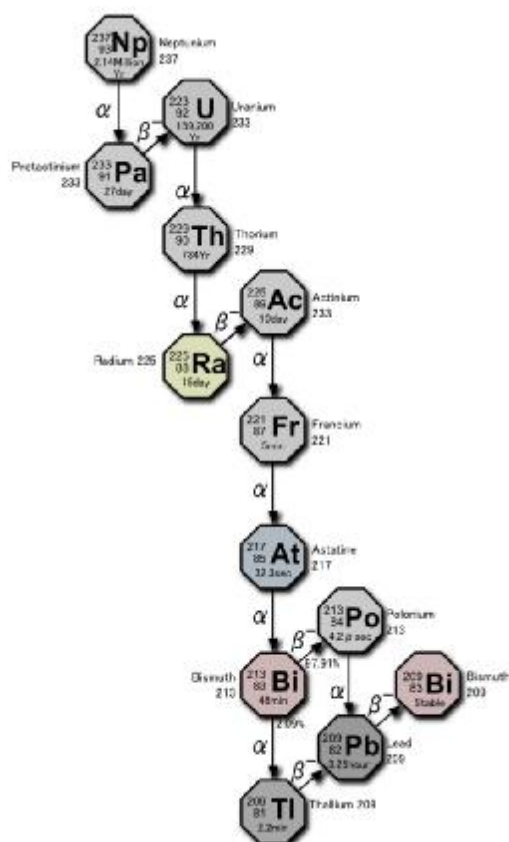
7-3 сүүрет.

Торий қатары ($C = 0$).



7-4 сүүрет.

Уран қатары ($C = 2$).



7-5 сүүрет.
Нептуний қатары ($C = 1$).

Трансуран элементлери (ураннан кейинги элементлер, трансуранлар). Трансуран элементлери деп Д.И.Менделеев дүзген элементлердің дәуірлік системасындағы ураннан кейинги жайласқан элементтерді айтамыз. Трансуран элементтердің атомлық номері 92-ден жоғары болады.

Белгили болған 11 трансуран элементлери (номерлери 93-тен 103-ке шекем) актиноидлар қатарына киреди. Ал атомлық номері 103-тен жоғары болған элементлер трансактиноидлар деп аталады.

Трансуран элементтердің белгили болған барлық изотопларының ярым ыдырау уақыты Жердің жасынан әдеуір киши. Сонлықтан трансуранлар әдетте Жерде табиғий халда дерлік ушыраспайды хәм сонлықтан оларды тек жасалма жоллар менен лабораторияларда ядролық реакциялардың жәрдемінде алады. Ең биринши трансуран элемент нептуний Np уранды нейтронлар менен бомбалау жолы менен 1940-жылы алынды. Биз төменде трансуран элементлеринин дизимин келтиремиз:

Инглиз тилинде
93 neptunium Np
94 plutonium Pu
95 americium Am
96 curium Cm
97 berkelium Bk
98 californium Cf
99 einsteinium Es
100 fermium Fm
101 mendelevium Md
102 nobelium No
103 lawrencium Lr
104 rutherfordium Rf
105 dubnium Db
106 seaborgium Sg

Орыс хәм қарақалпақ тиллеринде
нептуний Np (қ. с. 93)
плутоний (Pu , қ. с. 94),
америций (Am , қ. с. 95),
кюри (Cm, қ. с. 96),
беркли (Bk, қ. с. 97),
калифорний (Cf , қ. с. 98),
эйнштейний (Es , қ. с. 99),
фермий (Fm , қ. с. 100),
менделевий (Md , қ. с. 101),
нобелий (No , қ. с. 102)
лоуренсия (Lr , қ. с. 103).
резерфордий (Rf , қ. с. 104),
дубний (Db , қ. с. 105),
сиборгий (Sg , қ. с. 106),

107 bohrium Bh
 108 hassium Hs
 109 meitnerium Mt
 110 darmstadtium Ds
 111 roentgenium Rg
 112 ununbium Uub
 113 ununtrium Uut
 114 ununquadium Uuq
 115 ununpentium Uup
 116 ununhexium Uuh
 118 ununoctium Uuo

борий (Bh, қ. с. 107),
 хассий (Hs, қ. с. 108),
 мейтнерий (Mt, қ. с. 109),
 дармштадтий (Ds, қ. с. 110),
 рентгений (Rg, қ. с. 111).
 унунбий (Uub, қ. с. 112),
 унунтрий (Uut, қ. с. 113),
 унунквадий (Uuq, қ. с. 114),
 унунпентий (Uup, қ. с. 115),
 унунгексий (Uuh, қ. с. 116),
 унуноктий (Uuo, қ. с. 118).

Төмендегі кестеде Д.И.Менделеев дүзген элементлердің дәуірлік системасындағы актиноидлардың орны көрсетілген (ең төмендегі қатар):

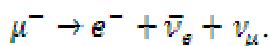
		Group																		
		I	II											III	IV	V	VI	VII	VIII	
1		1 H																		2 He
2		3 Li	4 Be																	
3		11 Na	12 Mg																	
4		19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr	
5		37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe	
6		55 Cs	56 Ba	*	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn	
7		87 Fr	88 Ra	**	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg	112 Uub	113 Uut	114 Uuq	115 Uup	116 Uuh	117 Uus	118 Uuo	
8		119 Uum																		
* Lanthanides		57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu				
** Actinides		89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr				

Барлық трансурани элементтері адамдар үшін зәһарлы болған металлар болып табылады. Олардың барлығы да жеңіл түрде бөлінеді. Ал айырымдары ядролық қарал үшін пайдаланылады (мысалы $^{235}_{94}\text{Pu}$). Олардың дерлік барлығы да реакторларда алынады. Көпшілік трансурани элементтерінің изотоптары алынған (трансурани элементтердің сексендей изотоптары белгілі).

Енді мысал ретінде кинетикалық энергиясы $T = 0,5$ ГэВ болған мюонлар дәстесінің

интенсивлігі қандай қашықтықта өзінің дәлелі мәнсінен екі есе жиілейді?

Мюонлар дәстесінің интенсивлігі мюонлардың ыдырауы нәтижесінде жүзеге келеді:



t уақыт моментіне шекем ыдыраған мюонлардың саны $N(t)$ мына аңдатпаның жәрдеміне есептеледі:

$$N(t) = N(0) \exp(-t/\tau)$$

Бул аңлатпада τ арқалы мюонның орташа жасау ұақыты, $N(0)$ арқалы мюонлардың ұақыттың басланғыш моментіндегі саны белгіленген. Тынышлықта тұрған мюонлардың орташа жасау ұақыты $2.2 \cdot 10^{-6}$ сек шамасына тең. Бул жағдайда

$$N(t) = \frac{N(0)}{2} = N(0) \exp(-t/\tau).$$

Яғный $\exp(-t/\tau) = \frac{1}{2}$ ямаса $t = \tau \ln 2$. Ыақыттың әстелениуи ушын жазылған релятивистлик аңлатпа мынадай түрге ийе:

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Бул аңлатпада t_0 арқалы қозғалыушы дене менен байланысқан ұақыт белгіленген. Биз қарап атырған жағдайда мынаған ийе боламыз:

$$t = \frac{\tau \ln 2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Бөлекшениң T кинетикалық энергиясы менен импульси p арасындағы байланыс

$$p^2 c^2 = T^2 + 2Tmc^2 \text{ ямаса } p = \frac{\sqrt{T^2 + 2Tmc^2}}{c}$$

аңлатпасы жәрдемінде бериледи. Бөлекшениң импульси

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Бул аңлатпада m арқалы бөлекшениң массасы, ал v арқалы оның тезлиги белгіленген. Жоқарыдағы аңлатпаларды салыстырыу арқалы төмендегилерге ийе боламыз:

$$v = \frac{p\sqrt{1 - v^2/c^2}}{m} = \frac{\sqrt{T^2 + 2Tmc^2}\sqrt{1 - v^2/c^2}}{mc}.$$

Мюонның тынышлықтағы энергиясы 106 МэВ шамасына тең. Мюонның жүріп өтиу жолы

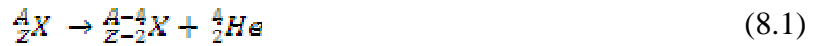
$$l = vt$$

шамасына тең. Жоқарыда келтирилген формулалардан мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} l &= \frac{\tau c \ln 2 \sqrt{T^2 + 2Tmc^2}}{mc^2} = \\ &= \frac{2,2 \cdot 10^6 \text{ сек} \cdot 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}} \cdot 0,693 \cdot \sqrt{(500 \text{ МэВ})^2 + 2 \cdot 500 \text{ МэВ} \cdot 106 \text{ МэВ}}}{106 \text{ МэВ}} = 2,6 \cdot 10^5 \text{ см}. \end{aligned}$$

8-санлы лекция. Альфа ыдырауы. Бета ыдырауы. Ядролардың гамма нурланыуы. Гамма-өтиулер. Таңлау қәделери

Альфа-ыдырау. Альфа-ыдырау кубылысында ядро өзінше α -бөлекше шығарып массалық саны 4 ке кем, ал атомлық номери 2 ге кем ядроға айланады:



Хәзирги ўақытлары еки жүзден аслам α -актив ядролар белгили. Олардың көпшилиги жасалма жоллар менен алынады.

α -ыдыраудың жүзеге келиуі ушын дәслепки ана ядроның байланыс энергиясы пайда болған ядроның хәм шығарылатуғын α -бөлекшениң байланыс энергиясынан кем болуы керек. Усы шәрт орынланғнада бөлинип шыққан α -бөлекшениң кинетикалық энергиясы Q мына аңлатпаның жәрдеминде есапланады:

$$Q = E_{\text{байл}}(A, Z, 2) + E_{\text{байл}}(\alpha) - E_{\text{байл}}(Z, A). \quad (8.2)$$

Q тийкарынан α -бөлекшениң кинетикалық энергиясы болып табылады. Себеби пайда болған ядроның массасы да, ана ядроның массасы да α -бөлекшениң массасынан үлкен деп есапланады. Соған сәйкес ана ядроны әдетте қозғалмайды деп есаплайды.

α -ыдырау тек $Q > 0$ болған жағдайда ғана жүзеге келеди. $Q < 0$ шәрти орынланса α -ыдыраудың жүзеге келиуі мүмкин емес. Мысал ретинде уранның ${}^{234}_{92}U$ хәм торийдің ${}^{232}_{90}Th$ изотопларын аламыз. Бул ядролардың байланыс энергиялары мына шамаларға тең:

$$\begin{aligned} E_{\text{байл}}(92, 234) &= 1\,778\,630 \text{ кэВ}, \\ E_{\text{байл}}(90, 230) &= 1\,755\,190 \text{ кэВ}. \end{aligned}$$

σ -бөлекшесиниң байланыс энергиясы $E_{\text{байл}}(\alpha) = 28\,296,10 \text{ кэВ}$. (8.2)-формула бойынша ${}^{234}_{92}U$ ядросының α -бөлекше менен ${}^{230}_{90}Th$ ядросына ыдырағанда $Q = 4856 \text{ кэВ}$ энергия бөлинип шығады. Бул энергияның мәниси оң шама, сонлықтан бул процесстиң жүриуі энергетикалық жақтан мүмкин. Хәқыйқатында да бул процесс жүреді: уран ${}^{234}_{92}U$ өзинен α -бөлекше шығаруы арқалы торий ${}^{230}_{90}Th$ изотопына айланады. Кинетикалық энергия Q пайда болған бөлекшелердің массаларына кери пропорционал бөлистириледи: α -бөлекше 4773 кэВ , ал ${}^{230}_{90}Th$ ядросы тек 86 кэВ энергияны алып кетеди.

Солай етип өз-өзинен α -ыдыраудың жүзеге келиуі ушын қойылатуғын энергетикалық шәртти былай да жаза аламыз:

$${}^A_ZM \geq {}^{A-4}_{Z-2}M + {}^4_2m. \quad (8.3)$$

Дәслепки ядроның (ана ядроның) хәм пайда болған ядро менен α -бөлекшениң тынышлықтағы энергияларының айырмасы (бул айырма байланыс энергиясының абсолют мәнисине тең) α -бөлекшениң хәм тебиу ядросының (орыс тилинде «ядро отдачи») кинетикалық энергиясы түринде бөлинип шығады:

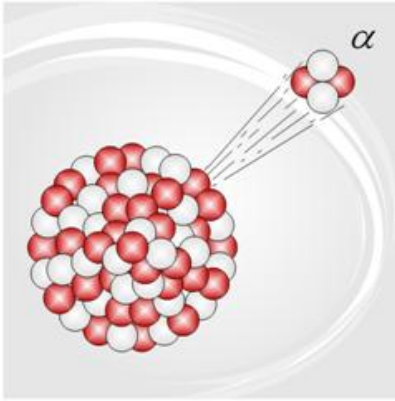
$$\Delta E = |E_\alpha| = \{ {}^A_ZM - {}^{A-4}_{Z-2}M - {}^4_2m \} c^2 = T_\alpha + T_{\text{ядр}}. \quad (8.4)$$

T_α ның мәнисиниң $T_{\text{ядр}}$ шамасының мәнисинен әдеуір үлкен екенлиги хәққында биз жоқарыда айттық.

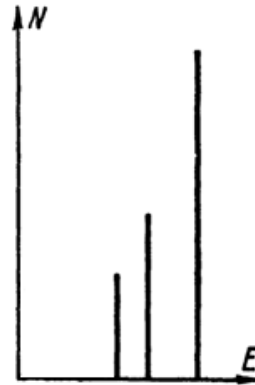
Мысалы ${}^{212}_{83}\text{Bi}$ ядросы ыдырағанда байланыс энергиясының мәнісі 6,2 МэВ, $T_{\alpha} = 6,08$ МэВ, $T_{\text{тыдр}} = 1,117$ МэВ.

Тәжірийбелерде анықланған α -ыдыраудың өзгешеліктері менен танысамыз:

Көпшілік жағдайларда берілген изотоптың ядроларынан ушын шығған α -бөлекшелерінің энергиялары бірдей мәніске ийе болады (бундай жағдайда моноэнергетикалық деген атама қолланылады). Мысалы ${}^{214}_{84}\text{Po}$ ыдырап кинетикалық энергиясы $T_{\alpha} = 7,68$ МэВ болған α -бөлекшелерін шығарады.

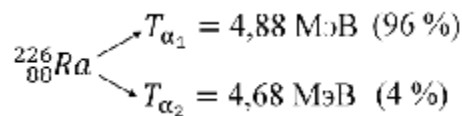


8-1 сүрет. Ядроның α -ыдырауын схема түрінде көрсетіу.



8-2 сүрет. α -спектрдің курылысы (жука курылысы).

Бирақ айырым ядролар моноэнергетикалық α -бөлекшердің бір неше типін шығарады. Бундай кубылыс α -спектрдің жука курылысы деп аталады (тонкая структура α -спектра). Мысалы ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ ядролары екі түрлі энергияға ийе α -бөлекшелерін шығарады:



Экспериментлер киши энергиялы α -бөлекшелерінің киши интенсивлікте шығарылатуғынлығын көрсетті. Егер усындай ядролар ушын α -нурланыуының спектрін дүзсек хэм усындай мақсетте ордината көшеріне берілген энергияға ийе α -бөлекшерінің санын қойсақ биз дискрет сызықлардың қатарын аламыз. Бул жағдай 8-2 сүретте келтирилген. Кеңлігі шама менен 0,1 эв болған сызықлар α -бөлекшелерінің монохроматиклігінің дәрежесін көрсетеді. Усы уақытларға шекем белгілі болған баврлық 2000 дай α -актив изотоплардың нурландыратуғын α -бөлекшерінің энергиясы $4 \text{ МэВ} \leq T_{\alpha} \leq 9 \text{ МэВ}$ шамасына тең, ал орташа энергиясы болса шама менен 6 МэВ.

Моноэнергиялығы хэм дисктертили α -спектрлерінің тийкарғы қасиеттерінің бири болып табылады. Бул жағдай ядролардың энергия қадділерін уйрениуде кеңнен қолланылады.

Радиоактивлі ядролардың ярым ыдырау дәуірінің жүдә үлкен шеклерді өзгерісі ($3 \cdot 10^{-7} \text{ с} < T < 5 \cdot 10^{15} \text{ жыл}$) α -ыдыраудың және бир айрықша өзгешеліктерінің бири болып табылады. Бирақ усы жағдайға қарамастан бөлініп шығарылатуғын α -бөлекшелердің энергиясы 2,5 еседен үлкен емес. Мысалы торий Th бөліп шығаратуғын α -бөлекшелердің энергиясы 4 МэВ шамасына тең, $1,4 \cdot 10^{10}$ жылға тең. Ал ең тез α -бөлекшелер ThC' ядросынан ушып шығады хэм олардың энергиясы 10,5 МэВ шамасына тең, ал ThC' ядроларының ярым ыдырау дәуірі $3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, яғный торий ядроларында орын алған жағдайға салыстырғанда 10^{24} есе киши.

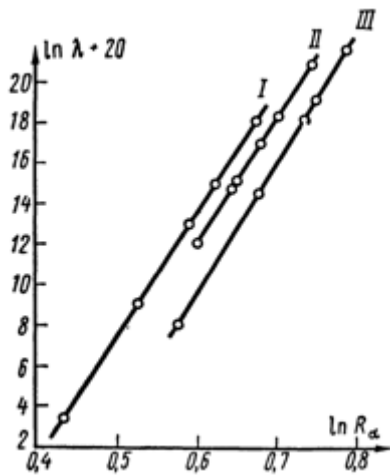
Гейгер хэм Нэттол экспериментлер өткеріу барысында барлық үш радиоактивлі семействолар ушын ядроның ыдырау тураклысы λ хэм α -бөлекшенің жууырып өтиу жолы (пробег) R_{α} узынлығы арасында байланыстың бар екенлігін анықлады хэм ол мына аңлатпа менен бериледі:

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B. \quad (8.5)$$

Бул аңлатпада A хәм B арқалы турақлы шамалар белгиленген. Жуўырып өтиў жолы T_α кинетикалық энергиядан ғәрезли болғанлықтан Гейгер-Нэттол нызамын былайынша жаза аламыз:

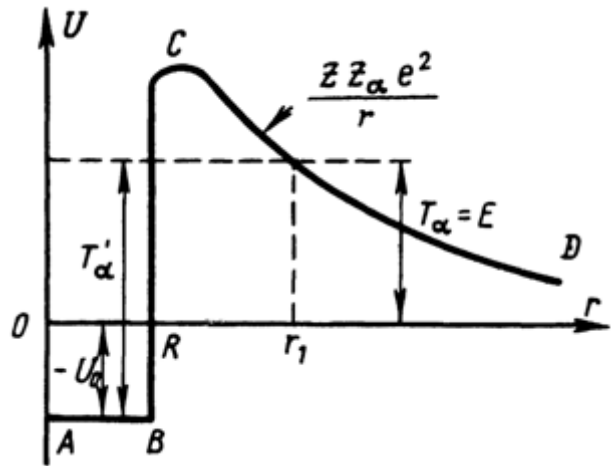
$$\lg \lambda = A' \lg T_\alpha + B'. \quad (8.6)$$

8-3 сўўретте үш семейство ушын Гейгер-Нэттол нызамы графикалық түрде корсетилген. Бул сўўретлерден ыдыраў итималлығының ушып шығыўшы α -бөлекшелериниң кинетикалық энергиясының өсиўи менен өсетуғынлығын көремиз.



8-3 сўўрет.

Үш радиоактив семействолар ушын
Гейгер-Нэттол нызамы.



8-4 сўўрет.

α -бөлекшениң ядро менен тәсир етисиўиниң
потенциал энергиясының қашықлықтан
ғәрезлиги.

Жоқарыда келтирилген α -ыдыраўдың барлық өзгешеликлери жоқарыда баян етилген ядро ҳаққындағы элементар көз-қараслардың тийкарында түсиндириледі.

α -бөлекше атом ядросының ишинде бар хәм нуклонлар тәрепинен дөретилген ядроның потенциал майданында жасайды деп есаплаймыз. α -ыдыраўдың нәтийжесинде пайда болған α -бөлекшениң ядро менен тәсирлесиўиниң потенциал энергиясының ядро менен сол α -бөлекшеси арасындағы қашықлықтан ғәрезлиги 8-4 сўўретте берилген.

CD участкасы α -бөлекшениң ядро менен кулонлық тәсирлесиўи менен анықланады. CB участкасындағы тик төменге түсиў тартысыўдың жақыннан тәсир етисиўши ядролық күшлери менен байланыслы. Ядроның ишинде α -бөлекшесиниң потенциал энергиясы турақлы деп есапланады (AB участкасы). Ядроның шегарасындағы кулон энергиясының шамасын анықлаймыз (энергияның бул шамасы потенциал барьердиң бийиклигине тең). Мейли ^{238}U ыдырайтуғын болсын ($Z = 92$). Бундай жағдайда α -бөлекше (заряды $2e$ ге тең) ядроның шегарасында ядро (заряды $92 - 2$ ге тең) менен тәсирлеседи:

$$U_{\text{барьер}} = \frac{Z_\alpha (92-2) e^2}{R} \approx \frac{2 \cdot 90 \cdot 25 \cdot 10^{-20}}{0,9 \cdot 10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-9}} \approx 30 \text{ МэВ.}$$

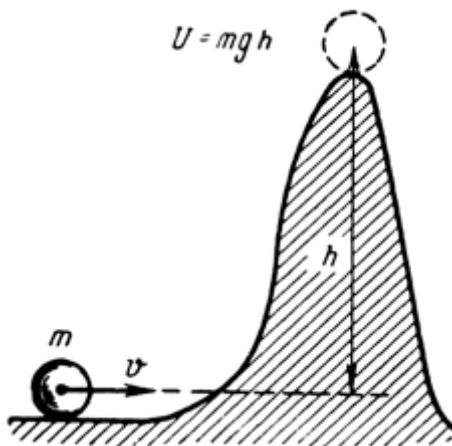
Бул есаплаўды жүргизгенимизде $R = r_0 A^{1/3} \approx 0,9 \cdot 10^{-12}$ см екенлиги есапка алынған.

Ядролардан ушып шығыушы α -бөлшекшелер шама менен 5 МэВ кинетикалық энергияға ийе болады (яғный кулон барьері бийиклигинен әдеуір киши). Бул фактти классикалық физика көз-қараслары менен түсиниў мүмкин емес.

Егер ушып шыққан α -бөлшекшесиниң энергиясы 5 МэВ, ал потенциал барьердин бийиклиги 30 МэВ болса, онда α -бөлшекшесиниң энергиясының барьер арқалы өтип атырғандағы кинетикалық энергиясы терис мәниске ийе болыуы керек. Себеби

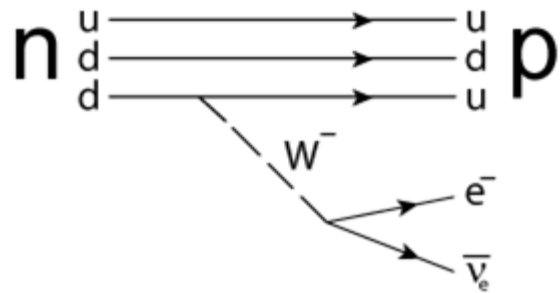
$$E_{\alpha} = T_{kin} + U_{pot}.$$

Классикалық механикаға сәйкес егер массасы m болған шарик v тезлиги менен қозғалатуғын болса хәм оның кинетикалық энергиясы барьердин төбесиндеги потенциал энергия U дан киши болса (яғный онда $\frac{mv^2}{2} < U$), онда шарик барьерге келип соқлығысып кейинге қарай қозғалысын даўам етиўи керек.



8-5 сүүрет.

Классикалық механикадағы потенциал барьер.



8-6 сүүрет.

$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}$ процесси фундаменталлык көз-карастан ядродағы d-кварктиң u-кваркке W-бозонның шығарылыуы менен айланыуы түринде көрсетиледи.

Толқынлық қәсийетке ийе болған бөлшекшелер ушын мәселе басқаша шешиледи. Квант механикасы бойынша потенциал барьердин қәлеген шекли бийиклигинде оған келип түсиўши толық энергиясы оң мәниске ийе болған зарядланған бөлшекшениң «барьер арқалы өтиўиниң» киши, бирақ шекли итмаллығы бар болады. «Туннеллик өтиў» деп аталатуғын усындай квант эффекти α -ыдыраўдың тийкарында жатады.

Бета-ыдыраў (β -ыдыраў). Бета-ыдыраўда орныклы емес ядро электронды (ямаса позитронды) шығарыу ямаса атомның ишки электронлық қабығынан электронды жутыу жолы менен заряды дәслепки ядроның зарядынан $Z = \pm 1$ ге айрылатуғын ядроның пайда болыуы орын алады. усы процесстиң барысында ядро өзинен нейтрино ямаса антинейтрино шығарады.

β -актив ядролардың ярым ыдыраў дәўири 10^{-2} секундтан 10^{18} жылға шекем жетеди. α -ыдыраўдың тек аўыр ядроларда бақланатуғынлығын еске түсиремиз. Ал β -ыдыраў болса массалық саны A киши болған ядроларда да, үлкен болған ядроларда да бақланады.

β -ыдыраўдың үш түри белгили.

Бириншиси β^- -ыдыраў деп аталады хәм бул ыдыраўда ядродан электрон менен антинейтрино ушып шығады хәм сол массалық санға ийе, бирақ атомлық номери $\Delta Z = +1$ ге өзгерген ядро пайда болады:



β^- -ыдыраудың ең әпийәйысы еркин нейтронның мынадай схема бойынша ыдырауы болып табылады:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}.$$

Мысал ретинде $^{137}_{55}\text{Cs} \rightarrow ^{137}_{56}\text{Ba} + e^- + \bar{\nu}$ ыдырауын көрсетіу мүмкин.

β^- -ыдыраудың екінши түрин β^+ -ыдырау деп атайды. Бундай процессте ядродан позитрон менен нейтрино ушып шығады хәм жаңа ядроның атомлық номери 1 ге кемейеди:

$$^A_Z M \rightarrow ^A_{Z-1} M + e^+ + \nu.$$

β^+ -ыдыраудың ең әпийәйысы еркин нейтронның мынадай схема бойынша ыдырауы болып табылады:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu.$$

Әдетте протон өз-өзинен нейтронға, позитронға хәм нейтриноға ыдырамайды. Себеби протонның массасы нейтронның массасынан киши. Ядроның ишинде болса $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ процесси ядроның энергиясының есабынан жүре алады.

Мысал ретинде $^{22}_{11}\text{Na} \rightarrow ^{22}_{10}\text{Ne} + e^+ + \nu$ реакциясын көрсетіу мүмкин.

β^- -ыдыраудың үшінши түрине ядроның электронды тутыу процесси киреди. Бундай процессте ядро атомның электронлық қабығынан бир электронды жутады хәм нейтрино шығарады:

$$e^- + ^A_Z M \rightarrow ^A_{Z-1} M + \nu.$$

Әдетте көпилик жағдайларда атомның К электронлық қабығынан электронларды жутыу орын алады. бирақ басқа электронлық қабықлардың да электронларының жутылыуы мүмкин. Усының салдарынан ядроның ишиндеги бир протон нейтронға айланады:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu.$$

К-тутыу әдетте атомның характеристикалық рентген нурларын шығарыу менен бирге жүреди. Себеби ядро тәрөпинен жутылған электронның орнын басқа электронлық қабықтағы электрон толтырады хәм бул процесс характеристикалық рентген нурының шығарылыуы менен жүреди.

Мысал ретинде $^{22}_{11}\text{Na} + e^- \rightarrow ^{22}_{10}\text{Ne} + \nu$ реакциясын көрсетемиз.

Биз жоқарыда келтирген нейтринолардың барлығы да **электронлық нейтринолар** болып табылады.

β^- -ыдырау процессинде энергия бөлинип шығады. Бул энергияның шамасы ана ядроның, пайда болған ядроның хәм электронның энергияларының айырмасына тең:

$$\Delta E_\beta = ({}^A_Z M - {}^A_{Z-1} M - m_e) c^2.$$

Электронлар ядроның курамына кирмейди. Сонлықтан β^- -ыдырауда пайда болатуғын электронлар ыдырау процессиниң барысында пайда болады.

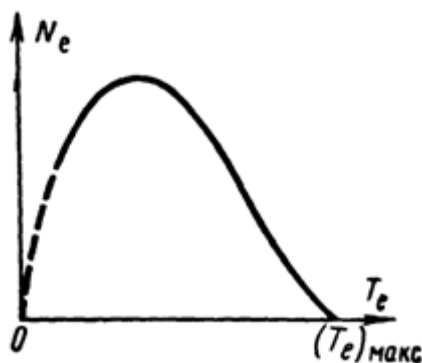
α -ыдырау процессинде ядролық күшлердиң тәсиринде жүретуғын болса, β^- -ыдырау эzzi ядролық күшлердиң тәсиринде жүреди.

Нейтронның протонға, электронға хәм антинейтриноға ыдырау процесси болған $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ процесси фундаменталлық көз-карастан ядродағы d-кварктың u-кваркке W-бозонның шығарылыуы менен айланыуы түрінде көрсетиледи (8-6 сүүретте сәйкес Фейнман диаграммасы көрсетилген). Солай етип β -ыдырау нуклонның ишинде жүретуғын процесс болып табылады (яғный ядро ишинде жүретуғын процесс емес). Биз төменде γ -нурланыу хақында гәп еткенимизде бундай нурланыудың нуклон ишинде жүретуғын процесс емес, ал ядро ишинде жүретуғын процесс екенлигин көремиз.

Электронлардың β -ыдыраудағы энергиясының спектри хәм нейтриноның тутқан орны. β -ыдырауда пайда болған электронлардың энергияларының тарқалыуын изертлеулер бундай ыдырауда энергиясы 0 ден баслап ядролардың массаларының айырмасына шама менен тең болған базы бир T_{\max} шамасына шекем үзликсиз өзгеретуғын электронлардың тууылатуғынлығын көрсетти:

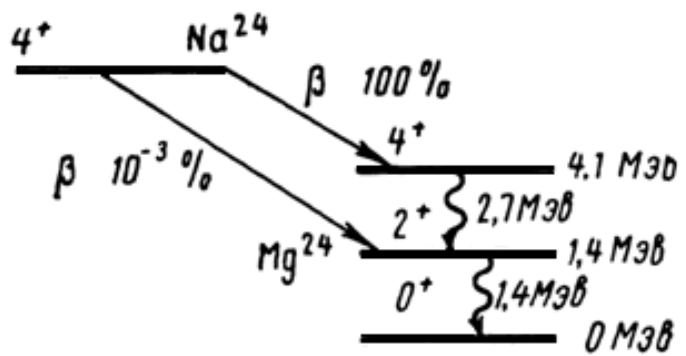
$$T_{\max} = \Delta E_p.$$

Бул шама β -спектрдің жоқарғы шегарасы деп аталады.



8-7 сүүрет.

β -ыдырауда тууылған электронлардың энергияларының спектри.



8-8 сүүрет.

^{24}Na изотопының ыдырау схемасы.

β -спектрдің әдеттеги формасы 8-7 сүүретте берилген. Энергияның базы бир мәнисинде интенсивликтің максимумы бақланады. Энергияның буннан кейинги өсиүинде электронлардың саны монотонлы түрде кемейеди. Шығарылыушы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы шама менен максималлық энергияның 1/3 бөлегине тең хәм оның мәниси тәбийий радиоактив элементлер ушын 0,25 - 0,45 МэВ әтирапында.

Электронлардың энергиясының үзликсиз спектрин түсиндириу дәслепки ўақытлары оғада үлкен қыйыншылықлар менен байланысly болды. α -ыдырау сыяклы β -ыдырауда да моноэнергиялық (энергияның бир мәнисине тең) электронлардың ушып шығуы керек деп күтилди. Ал бул энергияның мәниси дәслепки хәм кейинги ядролардың массаларының айырмасына тең болуы керек екенлиги энергияның сақланыу ызамаы бойынша бәршеге түсиникли.

β -ыдырауда ядродан электрон менен бирге басқа да бөлекше ушып шығады деп болжау қабыл етилмесе β -ыдырауды энергияның сақланыу ызамаының орынланбауы керек. β -ыдырауда барлық ўақытта да қозған ядро пайда болады, сонлықтан электронлардың энергиясы үзликсиз өзгереди деген идея да дурыс болмай шықты. Себеби бундай жағдайда β -ыдырауда барлық ўақытта катнасуатын γ -спектр де үзликсиз болуы тийис. Ал экспериментлер β -ыдырауда пайда болатуғын γ -нурларының спектриниң дискрет екенлигин көрсетти. Бул жағдай ядроның β -ыдырау нәтийжесинде бир тийкарғы халдан екінши тийкарғы халға өтетуғынлығын көрсетти.

β -ыдырауды егер электрон менен бирге басқа да бөлекше ушып шығады деген болжау қабыл етилмесе қозғалыс муғдары моментиниң сақланыу ызамаы менен сәйкес келтириу мүмкиншилиги табылмады. Мысалы, егер нейтрон тек протон менен электронға ыдыраса

(яғный $n \rightarrow p + e^-$ теңлиги орынланса), онда нейтронның спини $\frac{1}{2}$ ге тең, ал протон менен электронның спинлеринің қосындысы пүтин санға тең. Бундай жағдайда қозғалыс мұғдарының моментинің сақланыуы нызамы орынланбай қалады.

Усы жағдайларға байланысly 1931-жылы Паули β -ыдырауды және бир бөлекшениң ушып шығатуғынлығын, оның массасының нолге жакын, электр заряды жоқ, спини $\frac{1}{2}$ ге тең екенлигин хәм затлар менен оғада хәлсиз тәсир етисетуғынлығын болжады. Ферми оны нейтрино деп атады (итальян тилинде «кишкене нейтрон» деген мәнисти береді). Бул бөлекшени ν арқалы белгилеймиз, оның антибөлекшеси $\bar{\nu}$ арқалы белгиленеди). бул гипотезаға сәйкес хәм бир β -ыдырау актиндеги бөлинип шығатуғын энергия (ΔE) электрон менен нейтрино арасында хәр кыйлы болып бөлистириледі.

Солай етип нейтронның ыдырауы былайынша жазылады:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}.$$

Бундай процессте энергияның сақланыуы нызамы да, қозғалыс мұғдары моментинің сақланыуы нызамы да орынланады.

Электр зарядының болмағанлығы хәм затлар менен оғада хәлсиз тәсир етисетуғынлығы себепли нейтриноны экспериментаторлар көп уақытларға шекем бақлай алмады хәм оның бар екенлигин дәлиллейтуғын дәслепки мағлыұматлар нейтринодан алынған тиккелей мағлыұматлар емес еді. Тек 1955 - 1956 жыллары ғана нейтриноның еркин халда жасайтуғынлығын бөлекше екенлигин дәлиллейудің сәти түсти.

Енди β -ыдыраудағы энергиялық қатнастар менен танысамыз. Қысқалық ушын тек электронлық ыдырауды қарап шығамыз. Нейтриноның массасын нолге тең деп есаплаймыз.

Электронлық β -ыдырау

$${}^A_Z M > {}^A_{Z+1} M + m_e \quad (8.7)$$

теңсизлиги орынланған жағдайларда ғана жүзеге келеді. Бул аңлатпада ${}^A_Z M$ арқалы дәслепки ядроның (ана ядроның), ${}^A_{Z+1} M$ арқалы β -ыдыраудың нәтижесинде пайда болған ядроның, m_e арқалы тууылған электронның массасы белгиленген.

Бул шәртти атомлардың толық массаларын есапқа алған халда (яғный электрон қабықларында жайласқан электронлардың массалары менен бирге) жазған қолайлы. Себеби тәжірийбелерде ядролардың массалары емес, ал атомлардың массалары анықланады хәм китаптардағы кестелерде атомлардың массалары берілген.

Ядроның массасы ${}^A_Z M$ атомлардың массасы $(M_{at})_Z$ пенен былайынша байланысқан:

$${}^A_Z M = (M_{at})_Z - Z m_e. \quad (8.8)$$

$${}^A_{Z+1} M = (M_{at})_{Z+1} - (Z + 1) m_e.$$

(8.8)-аңлатпаны (8.7)-аңлатпаға қойсақ β -ыдыраудың жүзеге келиу шәртин мына түрде аламыз:

$$(M_{at})_Z > (M_{at})_{Z+1}. \quad (8.9)$$

Демек дәслепки изобардың массасы кейинги изобардың массасынан үлкен болған жағдайда ғана β -ыдыраудың орын алыуы мүмкин екен (яғный Д.И.Менделеев кестесинде изобардың массасы оң тәрәпиндеги изобардың массасынан үлкен болуы керек). Дәслепки хәм ақырғы атомлардың массаларының айырмасы электрон менен нейтриноның кинетикалық энергияларының қосындысына тең болады, яғный

$$\Delta E = (M_{\text{ат}})_Z c^2 + (M_{\text{ат}})_{Z+1} c^2. \quad (8.10)$$

Усы алынған жуымақлар тийкарында β -ыдырау үшін энергияның сақланыу нызамы менен қозғалыс муғдарының моментиниң сақланыу нызамлары былайынша жазылады:

$$\Delta E = T_e + T_\nu + T_{\alpha\gamma}. \quad (8.11)$$

$$\vec{p}_e + \vec{p}_\nu + \vec{p}_{\alpha\gamma} = 0.$$

Бул аңлатпаларда T_e аркалы электронның кинетикалық энергиясы, T_ν аркалы нейтриноның энергиясы, ал $T_{\alpha\gamma}$ аркалы ана ядроның электрон менен нейтриноны шығарыудың нәтижесинде алған тепки энергиясы (бул да кинетикалық энергия) белгиленген. \vec{p}_e электронның, \vec{p}_ν нейтриноның, ал $\vec{p}_{\alpha\gamma}$ ана ядроның импульси (қоғалыс муғдары).

Ядролардың γ -нурланыуы. Ядролардың γ -нурланыуы қозған халдан тийкаргы халға өткенде орын алады. γ -нурларының толқын узынлығы рентген толқынларының узынлығынан мыңлаған есе киши болған электромагнит толқынлары болып табылады. Гамма квантларының энергиясы (гамма квантлары, γ -нурлары бир мәнисте қолланылады)

$$E_\gamma = h\nu = 2\pi\hbar\nu = \hbar\omega,$$

ал импульси

$$\vec{p}_\gamma = \hbar\vec{k}.$$

Бул аңлатпада \vec{k} аркалы γ -квантларының толқын векторы белгиленген.

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_\gamma}.$$

Буннан

$$|\vec{p}_\gamma| = \frac{h\nu}{c}$$

екенлигине ийе боламыз.

Егер кванттың энергиясы $E_\gamma = 1$ МэВ болса, онда $\lambda \approx 10^{-10}$ см. Салыстырыу үшін жақтылық нурының квантының энергиясының шама менен 1 эВ екенлигин еслетип өтемиз.

Қоздырылған ядролар хәр қыйлы жоллар менен алынады: оларды зарядланған ямаса зарядланбаған бөлекшелер менен бомбалау, ядроның фотонды жутыуы, α - ямаса β - өтиулерде жаңа ядро барлық уақытта да қозған халда пайда болады.

γ -нурлоарының спектри барлық уақытта да дискрет. Бул жағдай ядролық энергия қәдилериниң дискретлиги хаққында мағлыұмат береді. Әдетте ядроның қозыу энергиясы нуклонды шығарыу үшін жеткиликсиз, сонлықтан қозған хал γ -квантлардың шығарылыуы менен тийкаргы халға өтеді.

α -ыдыраудан кейин әдетте энергиясы 0,5 МэВ тен үлкен болмаған γ -квантлары нурландырылады. Ал β -нурланыудан кейин шығарылған γ -квантларының энергиясы 2 - 2,5 МэВ ке шекем жетеді.

γ -нурларының пайда болыуына мысал ретинде ^{24}Na изотопының ^{24}Mg изотопына ыдырау схемасын көріп шығамыз (8-8 сүұрет). ^{24}Na изотопының тийкаргы қәддиси спинниң 4 ке тең мәнисі хәм 4+ оң жуплық пенен характерленеді. ^{24}Mg изотопының тийкаргы қәддиси 0+ характеристикасына ийе. Бул қәддиге ыдырау моменттиң үлкен өзгерисин талап етеді хәм әмелде ыдырау процесси жүрмейді. Биринши қозған қәдди 2+ пенен характерленеді, бирақ бул қәддиге β -ыдырау қадаған етилген. Бирақ бул қадаған өтиу күшли емес хәм сонлықтан өтиу жүдә киши итималлық пенен жүреді. ^{24}Mg изотопының екінши қозған қәддиси 4+ қәди болып табылады. Усыған байланыслы

барлық ыдырау ұсы қәддиге өтуі менен жүреді. Буннан кейін ^{24}Mg энергиялары 2,7 МэВ хәм 1,4 МэВ болған еки γ -квант шығаруы менен тийкарғы халға өтеді.

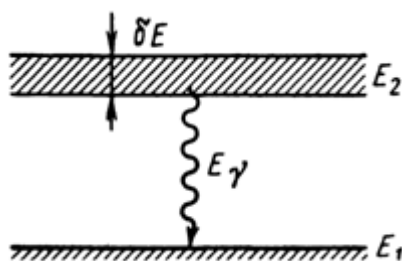
Жоқарыда айтылғанларға байланысly ^{24}Na изотопы салынған шийше ампула γ -нурларының дереги болып табылады. Себеби ыдырауда нурланған электронлар шийше арқалы өтпейди, ал γ -квантлары болса шийше арқалы өтеді.

9-санлы лекция. Гамма квантларының резонанслық шашырауы. Мёссбауэр эффекти. Ядролардың ыдырауын жасалма жоллар менен тезлестіріу

Оптика курсында резонанслық жутылуы ямаса резонанслық флюоресценция деп аталатуғын кубылыс үйреніледі. Бул кубылыста атомлар энергиясы ұсы атомның қозған хәм тийкарғы халларына сәйкес келіуші энергиялардың айырмасына тең фотонларды үлкен итималлық пенен жутады. Фотонды жутқан атом қозған халға өтеді хәм ұсы халда жасау ұақыты өткеннен кейін ($\tau = 10^{-7} - 10^{-8} \text{ c}$) ол қайтадан тийкарғы халға өтеді, тап сондай жийиликтеги фотонды шығарады (нурландырады) хәм атом физикасындағы Бор шәрти орынланады:

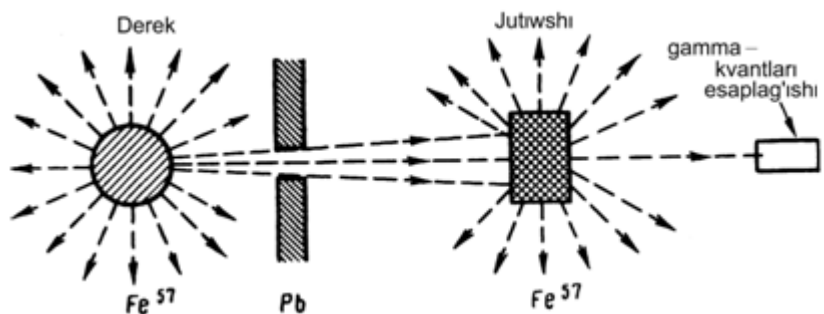
$$h\nu = E_2 - E_1.$$

Тап ұсындай резонанслық жутылуы ядроларда да орын алыуы керек. Ядролар да энергияның дискрет қәддилерине ийе хәм олардың биринен екіншісине өткенде γ -квантлары нурландырады. Бул жерде биз γ -нурланыуының ядро ишінде жүретуғын процесс екенлигин анық көреміз (β -нурланыуының нуклон ишінде жүретуғын процесс екенлигин биз жоқарыда көрген едик).



9-1 сүүрет.

Энергиялар қәдди хәм оның кеңлиги.



9-2 сүүрет.

Резонанслық жутылуыды бақлау ұшын өткерілген тәжірийбенің схемасы.

Егер қандай да бир ядролар тәрәпинен нурландырылған энергиясы $h\nu = E_2 - E_1$ шамасына тең γ -квантлары тап сондай ядролар тәрәпинен жутылатуғын болса, онда ұсы γ -квантларының резонанслық жутылуы үлкен итималлық пенен орын алады. γ -квантлары жутылғаннан көп ұақыт өтпей ядро жутылған квантларды қайтадан нурландырады.

Бирақ γ -квантларының резонанслық жутылуы бақлау бойынша өткерілген тәжірийбелер көп ұақытларға шекем нәтийже бермеді. Себеби γ -кванты нурландырғанда

өзинің энергиясының бір бөлімін усы γ -квантты нурландырған ядроға да береді. Сонлықтан нурланған γ -кванттың энергиясы жутылыушы ядроны қоздырыу үшін зәрүрлі болған $h\nu = E_2 - E_1$ айырмасынан әдетте киши болады хәм нәтийжеде резонанслық жутылыу жүзеге келмейді.

Резонанстың бақланыуы үшін зәрүрлі болған нурланған хәм жутылған нурлардың спектраллық сызықтарының бір бирине сәйкес келиуінің дәллігінің дәрежесін есаплауға болады. Нурланған квантлардың энергиясы дәл бірдей емес: спектраллық сызық киши, бірақ шеклі δE кеңлікке ийе болады (бул жағдай 9-1 сүүретте келтирилген). Бул кеңліктің мәнісі ядроның усы халда болыу ўақыты Δt менен байланысқан:

$$\delta E \cdot \Delta t \approx \hbar.$$

Ядроның қозған халда жасау ўақыты Δt қаншама үлкен болса оның энергиясы дәл мәніске ийе болады хәм кванттың монохромлық дәрежесі жоқары болады. Мысал ретінде ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросын аламыз. Ол қозған халда шама менен 10^{-7} с жасайды хәм энергиясы $E_\gamma = 14$ кэВ болған γ -квантты нурландырады. Бул ядроның қаддисинің кеңлігі

$$\delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{10^{-27}}{10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-42}} \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ эВ.}$$

Резонанслық жутылыудың бақланыуы үшін γ -нурлардың энергиясы қозған халдан тийкарғы халға өтиуде δE шамасынан шекемгі дәллікте сәйкес келиуі керек.

9-2 сүүретте жутыушы сыпатында тийкарғы халда тұрған ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ қолланылатуғын тәжірийбенің схемасы көрсетілген¹. Резонанслық жутылыу орын алған жағдайда жутыушы барлық тәреплерге бірдей тарақалатуғын (яғный изотроп) γ -нурларын шашыратыуы хәм соның салдарынан эсбаптың көшери бойынша γ -квантларын есаплаушыға жетип келетуғын квантлардың санының азайыуы керек. Дәслепки өткерілген тәжірийбеде бундай эффектти бақлаудың сәти түспеди.

Ядро γ -квантын нурландырғанда сезилерліктей шамадағы берилиу импульсин алады хәм оның шамасы менен сәйкес энергияның шамасы мынаған тең:

$$|\vec{p}_{\gamma\text{adro}}| = \frac{h\nu_0}{c}, \quad T_{\gamma\text{adro}} = \frac{p_{\gamma\text{adro}}^2}{2M_{\gamma\text{adro}}} = \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{\gamma\text{adro}}c^2}.$$

Бул импульс те, энергия да ядро тәрепинен γ -квантынан алып қалынады. Биз қарап атырған жағдайда

$$T_{\gamma\text{adro}} = \frac{(14 \cdot 10^3)^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^6} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ.}$$

Тап усындай шамадағы кинетикалық энергияны жутыушы ядро да γ -кванттан алады.

Солай етип нурландырылған γ -кванттың кинетикалық энергиясының бір бөлімі еки ядроның кинекалық энергиясына айланады хәм жутыушы ядроны қоздырыу үшін

$$E_\gamma = h\nu_0 - 2T_{\gamma\text{adro}} = h\nu_0 - 2 \cdot 10^{-3}$$

мұғдарындағы энергия қалады.

Биз бул жерде еки ядроға берілген кинетикалық энергияның δE энергиясының шамасынан шама менен миллион есе үлкен екенлігін көреміз. Сонлықтан биз қарап

¹ ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ ядролары қозған халда ${}^{57}_{25}\text{Mn}$ изотопының β -ыдырауының нәтийжесінде алынады.

атырған жағдайда Бор шәрті орынланбайды. Бул жағдай γ -квантларының резонанслық жутылыуының дәлелігі уақыттары бақланбауының тийкары себебі болып табылады.

Атом нурланғанда да процесс тап усындай жоллар менен жүреді, бірақ жақтылық фотонының энергиясы жүдә киші (шама менен 1-2 эв) хәм сонлықтан нурланыу актинде атомның өзине берилетуғын энергияның мұғдары да жүдә киші. Атом үшін ΔE шамасының мәнісі ядродағы жағдайдағыдай ($\sim 10^{-9}$ эв), ал атомға берилетуғын кинетикалық энергияның мәнісі

$$T_{AT} = \frac{2 \cdot (2.0)^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^4} \approx 8 \cdot 10^{-11} \text{ эв}$$

шамасына тең болады. Бул шама қаддинің кеңлігінен киші хәм сонлықтан резонанс бақланады (нәтижеде Фраунгофер сызықлары пайда болады).

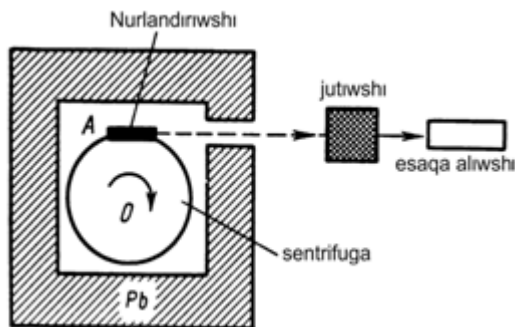
Ядролардағы резонансты жүзеге келтирүү үшін квант тәрәпинен жоғалтылған энергия болған $h \Delta \nu = 2T_{\text{ядро}}$ шамасының мәнісін қандай да бир жоллар менен компенсациялау керек. Буның үшін Допплер эффектін пайдаланады: егер дерек жутыушыға қарай v тезлігі менен қозғалатуғын болса, онда жутыушы тәрәпинен жутылатуғын жиілік $\Delta \nu = v_0 \frac{v}{c}$ шамасына артады. Усыған сәйкес кванттың энергиясы да $h \Delta \nu$ шамасына артады. Ядроларға берілген энергияны компенсациялау (орнын өтеу) үшін зәрүрлі болған тезлік v ның шамасын анықлауға болады:

$$h \Delta \nu = h v_0 \frac{v}{c} = 2 \frac{(h v_0)^2}{2 M_{\text{ядролар}} c^2}.$$

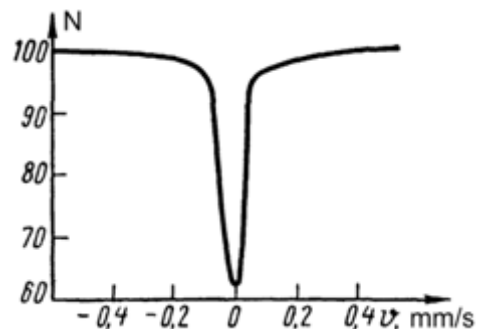
Буннан $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросы үшін

$$v = \frac{h v_0}{Mc} = \frac{14 \cdot 10^5 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{5 \cdot 10^{20}} \approx 100 \text{ м/с}.$$

Бул идея 9-3 сүүретте көрсетілген схема жәрдеминде өткерілген тәжірийбелерде әмелге асырылды. γ -нурлары дерегі ультрацентрифуганың роторына бекитілді. Ротордың жеткилікті дәрежедегі үлкен айланысларында резонанс хәқыйкатында да бақланды хәм аппаратура тәрәпинен есапқа алынды. Буннан бұрын өткерілген тәжірийбелердің дурыс нәтижелер бермеуінің себептері анықланды.



9-3 сүүрет. Мёссбауэр тәжірийбесінің схемасы.



9-4 сүүрет. Регистрациялаушы әсбап тәрәпинен есапқа алынған γ -квантларының санының дерек пенен жутыушының салыстырмалы тезлігінен ғәрезлігі.

1957- ямаса 1958-жылы Гейдельберг қаласындағы (Германия Федеративлік Республикасы) М.Планк атындағы Институтта іслеуші немис физигі Рудольф Мёссбауэр (Mossbauer, Rudolf Ludwig) нурланыушы хәм жутыушы ядролар сәйкес кристаллық пәнжерінің қурамына киретуғын болса тебиу импульсінің шамасының кескін кемейетуғынлығын көрсетті (Усы жұмысы үшін Р.Мёссбауэр 1961-жылы халық аралық Нобель сыйлығын алыуға миясар болды). Бул жағдайда тебиу энергиясы ядроға емес, ал кристалдың өзине берилетуғынлығы анықланды. Кристалдың массасы ядроның массасына салыстырғанда оғада үлкен болғанлықтан тебиу үшін берилетуғын

энергияның мұғдары киши болады. Соның ушын бундай жағдайларда резонансты дерлик қозғалмайтуғын системада да алыў мүмкиншилиги туўылады.

Солай етип Мёссбауэр эффектинің мәніси тебиў импульси берилмей γ -квантларының ядролар тәрепинен шығарылыўы менен жутылыўы болып табылады екен. Мёссбауэр эффекти 46 элементтің 87 изотопының бирин өз ишине қамтыйтуғын кристаллық, аморфлық ямаса унталған затларды изертлегенде бақланады.

10-санлы лекция. Ядролық нурланыўдың затлар менен өз-ара тәсирлесіўи

Зарядланған бөлекшелердің орталық пенен өз-ара тәсирлесіўи. Бөлекше энергиясының атомларды ионластырыў хәм қоздырыў ушын сарпланыўы.

Тәсирлесіўдің түрлери. Ядролық нурланыўды бақлаў, есапқа алыў, соның менен бирге сол ядролық нурланыўдан қорғаныў ушын мыналарды билиў керек: затлар арқалы өткенде бөлекшелер энергиясының қандай бөлегин жоғалтады; бөлекшелердің затлар арқалы өтиў қәбилетлиги қандай; бөлекшелердің параметрлери (заряды, массасы хәм энергиясы) хәм затлардың қәсийетлери (ядросының заряды, ионизация потенциалы) менен хәр қыйлы тәсирлесіў процесси қалай байланысқан?

Зарядланған бөлекшелер менен γ -квантларының затлар менен тийкарғы тәсирлесіў процесслерин атап өтеміз (затлардың нейтронлар менен тәсир етисіў процесси арнаўлы параграфта гәп етиледі):

Зарядланған бөлекшелердің орталық пенен тәсирлесіўи.

1. Затлар арқалы бөлекшелер өткенде олардың энергиясы тийкарынан усы заттың атомлары менен соқлығысыўдың нәтийжесинде жоғалады. Атомның электронларының массасынан ядроның массасы оғада үлкен болғанлықтан "электронлық соқлығысыў" менен "ядролық соқлығысыў" арасындағы айырманы анық билип алыў керек. Электронлық соқлығысыўда келип түсіўши бөлекшениң энергиясы атомның электронларының биреўине бериледи хәм усының нәтийжесинде атомның қозыўы ямаса ионизациясы орын алады (бул серпимли емес соқлығысыў болып табылады). Ядролық соқлығысыўда бөлекшениң импульси менен кинетикалық энергиясы атомның тутасы менен илгерилемели қозғалыўы ушын жумсалады (серпимли соқлығысыў). Ядролық соқлығысыўлар көп рет қайталанып бөлекшелердің көп санлы шашыраўына алып келеди.

2. Жеңил зарядланған бөлекшелердің (электронлардың) энергиясының жоғалыўында радиациялық тормозланыў әхмийетли орын ийелейди. Бул қубылыстың мәніси мынадан ибарат: Ядроның ямаса электронның Кулон майданында шашырағанда бул бөлекше тезлениў алады, нәтийжеде электродинамика нызамларына сәйкес электромагнит нурларын нурландырады. Усындай жоллар менен γ -нурларының үзликсиз спектри – тормозлық нурланыў пайда болады

3. Аўыр бөлекшелер жағдайында (протон, α -бөлекше хәм басқалар) олардың энергиялары әдетте ядроның Кулонлық барьері арқалы өтиўге жеткиликли болады хәм нәтийжеде ядролардағы бөлекшелердің потенциаллық шашыраўы ямаса ядролық реакция процесси жүреди. Усының салдарынан ядродан γ -нурларының шығарылыўы менен

биргелікте хәр қыйлы бөлекшелердің ушып шығыуы, ядроның бөлинуі хәм басқа да кубылыстардың жүзеге келиуі мүмкін.

4. Зарядланған бөлекше орталықта усы орталықтағы жақтылықтың фазалық тезлигинен жоқары тезлик пенен қозғалса (фазалық тезликтің формуласы $v = \frac{c}{n}$, n арқалы орталықтың сыныу көрсеткіші белгиленген), онда орталықта Вавилов-Черенков нурланыуы деп аталатуғын өзіне тән нурланыу пайда болады.

γ-нурланыудың орталық пенен тәсірлесиуі. γ-нурлары орталық арқалы өткенде тийкарынан төмендегі кубылыстардың жүзеге келиуінің себебинен энергиясын жоғалтады:

1. Комптон-эффект ямаса γ-квантлардың электронлардағы шашырауы. Бундай жағдайда γ-квантлар өзлерінің энергиясының бир бөлімін атомлардың электронларына береді.

2. Фото эффект ямаса γ-кванттың атом тәрепинен жутылуы. Бундай жағдайда фотонның барлық энергиясы атомнан ушып шыққан электронға бериледи.

3. Электрон-позитрон жубының пайда болуы. Бул кубылыс ядроның ямаса басқа бөлекшениң майданында γ-квантларының энергиясы $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ шамасында орынланады.

4. γ-квантларының энергиясы 10 МэВ тен жоқары болғанда жүзеге келетуғын ядролық реакциялар

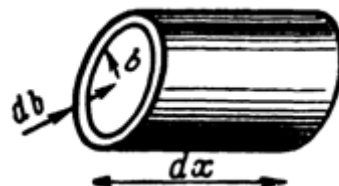
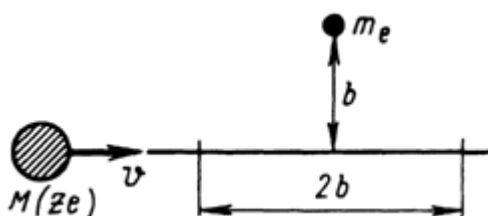
Енди жоқарыда айтылған жағдайларды толығырақ қарап шығамыз.

Зарядланған бөлекшелердің орталық пенен тәсірлесиуі. *Зарядланған бөлекшелердің ионластыруы тормозланыуы.* Тез ушатуғын зарядланған бөлекшелер затлардың электронлары менен тәсірлескенде зат қозған халға өтеді; егер электронлар атомлардың ишінде болатуғын болса, онда атомлардың қозуы процессі жүзеге келеді. Бул халлардың спектри дискрет характерге ийе. Егер электронлар атомлардан жулынып алынатуғын болса, онда олардың энергиялары қалеген мәніске ийе болуы мүмкін, ал атомлар болса ионласады. Электронлардың кинетикалық энергияларының өсими келип түсіуі бөлекшениң энергиясының есабынан болады. Сонлықтан жоқарыда келтирилген еки жағдайда да келип түсіуі бөлекшениң энергиялары ионизацияға байланысly кемейеди.

Ауыр зарядланған бөлекшениң электрон менен тәсірлесиуін қарап шығайық. Бундай бөлекше өзінің тууры сызықлы жолынан жүдә киши шамаға ауысады. Сонлықтан бундай бөлекшелердің траекторияларының өзгерислерін есапқа алмауға болады. Заряды Ze , массасы M , тезлигі v болған бөлекше электроннан b қашықтықтан өтетуғын болсын. Бул b шамасын **нышаналық параметр** ямаса **урылуы параметрі** деп атаймыз (10-1 сүүрет). Бөлекшениң электрон менен тәсірлесиуі соннан ибарат, электрон бөлекшениң ушыу бағытына перпендикуляр бағытта импульс алады:

$$p_n = \int_{-\infty}^{\infty} F_n dt.$$

Бул аңлатпада F арқалы электростатикалық күш, F_n арқалы бөлекшениң қозғалыс бағытына перпендикуляр болған оның кураушысы, ал t арқалы тәсірлесиу уақыты белгиленген.



10-1 сүрет. Зарядланған бөлекшениң атом электроны менен тәсирлесіуі.

10-2 сүрет. Ионизациялық жоғалтыуларды есаплауға арналған сүрет.

Бойлық бағытта (яғни зарядланған бөлекшениң қозғалыс бағытында) алынған импульс $p_z = \int_{-\infty}^{\infty} F_z dt$ нолге тең. Себеби сәйкес күштің ең жақын келіуі нокатына шекем хәм оннан кейінги шамалары бір бирине тең хәм бағытлары бойынша қарама-қарсы.

Егер тәсирлесіу жолдың тек базы бир $2b$ участкасында ғана сезилерликтей деп есаплайтуғын болсақ, онда бөлекшениң электронның тусынан өтіуі уақыты $t \approx 2b/v$ шамасына тең болады. Бул участкадағы Кулон күшінің шамасы Ze^2/b^2 қа тең болады. Усыларға байланысly электрон тәрепинен алынатуғын импульстің шамасы мынаған тең болады:

$$p_n \sim F_n(b) \Delta t \approx \frac{2Ze^2}{bv},$$

ал электронға берілген энергия

$$T = \frac{p_n^2}{2m_e} \sim \frac{2Z^2e^4}{m_e b^2 v^2}$$

шамасына тең болады. Орташа усындай энергияны зарядланған бөлекше жоғалтады.

Берілген урылуы параметрине ийе барлық электронларды есапқа алыу үшін көшери бөлекшениң траекториясы менен сәйкес келіуіші, ал қаптал бети электрон жайласқан нокат арқалы өтіуіші сақыйна тәрізлі цилиндрди қараймыз (10-2 сүрет). Егер заттың 1 см^3 көлеміндеги электронлар саны n_e болса, онда радиустары b хәм db болған цилиндрлер арасындағы бир бирлік узынлыққа ийе $2\pi b db$ көлемде $2\pi n_e b db$ дана электрон жайласады. Сол электронлар менен тәсирлесіудің салдарынан зарядланған бөлекше dx аралығын өтемен дегенше

$$-\frac{dE}{dx} db = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{db}{b}$$

энергиясын жоғалтады. Толық ионизациялық жоғалтыуларды есаплау үшін жоқарыдағы аңлатпаны урылуы параметринің мүмкін болған барлық мәніслери бойынша (b_{\min} шамасынан b_{\max} шамасына шекем) интеграллауымыз керек. Нәтижеде мынаны аламыз:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \text{ эрг/см.}$$

b_{\min} менен b_{\max} шамаларының мәніслерин физикалық көз-қараслар тийкарында релятивистлик хәм релятивистлик емес жағдайлар үшін теңлеп алады. Бул шамалар логарифм ишине киретуғын болғналықтан олардың айрықша дәллігі талап етилмейди. Мысалы классикалық көз-қарасларда $b_{\min} \approx \frac{Ze^2}{m_e v^2}$ шамасын алыуымыз керек. Квант механикалық эффектлерди есапқа алыу басқашарак аңлатпаға алып келеди.

Егер дәл есаплаулар жүргізетуғын болсақ, онда ауыр бөлекшениң ионизация үшін энергиясын жоғалтыуы мына формула бойынша есапланады:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \text{ эрг/см.}$$

Бул аңлатпада I арқалы жутыушы заттың атомларының орташа ионизациялық потенциалы белгіленген. $\beta = \frac{v}{c}$.

Ал егер орталық арқалы аўыр бөлекше емес, ал электрон өтсе, онда алынған формула бир қанша өзгерістерге ұшырайды.

Ең кейінгі формуладан атомлардың ионизациясы үшін салыстырмалы жоғалтыу бойынша тийкаргы жуўмақтарды шығара аламыз:

Биріншіден қозғалыушы бөлекшенің зарядының квадраты $(Ze)^2$ шамасына туўры пропорционал;

Екіншіден орталықтағы электронлардың концентрациясы n_e шамасына туўры пропорционал;

Үшіншіден тезликтің функциясы $f(v)$ болып табылады;

Төртіншіден ушып келиушы бөлекшенің массасынан ғәрезли емес.

Бұл жағдайлардың барлығын есапқа алып, аңлатпаны улыўма түрде жазатуғын болсақ

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ioniz}} \approx (Ze)^2 n_e f(v)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Салыстырмалы ионизациялық жоғалтыу шамасы бөлекшенің тезлигине хәм зарядына байланысly болғанлықтан энергияның тек бир мәнисинің өзінде электрон үшін жоғалтыу протон ямаса α -бөлекше үшін жоғалтыудың бир неше есе кем болады. Мысалы бир неше МэВ энергияларда электронның ионизациялық жоғалтыаы α -бөлекшесинің ионизациялық жоғалтыуынан 10 000 есе киши. Усы себепли электронлар менен α -бөлекшелеринің өтиу қәбилетлиги хәр кыйлы: хаўада α -бөлекшелери жыллылық тезликлерине шекем әстеленемен дегенше бир неше сантиметр аралықты ғана өте алады, ал электрон өтетуғын жолдың узынлығы онлаған метрге тең.

11-санлы лекция. Зарядланған бөлекшелердин затлардағы жүриу жолы

Бөлекшелердин затлардағы жүриу жолы деп зат қатламының бетине перпендикуляр бағытта энергиясы E_0 болған бөлекшенің толық тоқтағанша өткен жолына айтамыз.

Ғақыйкатында бул шама тек аўыр бөлекшелер үшін белгили бир дәрежеде анық анықланады. Себеби олар әдетте туўры сызықлы траектория бойынша қозғалады. Сонлықтан жүриу жолын анықлағанда хәр бир айқын бөлекше үшін алынатуғын жолдың узынлығындағы артықмашлық ямаса кемислик онша үлкен емес. Жеңил бөлекшелерде болса (масалы электронларда) шашырау итималлығы үлкен мәниске ийе хәм сонлықтан олар үшін "жол" ямаса "жүрип өткен жол" түсиниклери бир бири менен сәйкес келмейди.

Орталықта бөлекше жүрип өткен жолдың узынлығын пайдаланып оның энергиясын ямаса өткен жолдың энергияға қандай ғәрезликке ийе екенлигин билиу арқалы бөлекшенің массасын анықлау мүмкин.

Берилген орталық хәм заряды Ze болған бөлекше үшін $\frac{dE}{dx}$ салыстырмалы жоғалтыудың мәниси тек тезликтің функциясы болып табылады, яғный массасы белгили болған бөлекшелер жағдайында тек кинетикалық энергияның функциясы болып табылады:

$$\frac{dE}{dx} = f(E).$$

$f(E)$ функциясының түрин билиу арқалы бөлекшенің толық өтиу жолын да анықлау мүмкин:

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{f(E)}. \quad (11.1)$$

Релятивисттик емес энергиялар ушын ($v \ll c$)

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{dv}{dx} \quad (11.2)$$

$$f(E) = A \frac{(Ze)^2}{v^2} \quad (11.3)$$

аңдатпаларын жаза аламыз. (11.2) менен (11.3) аңдатпаларын (11.1)-аңдатпаға қойып буннан кейин интеграллап мына аңдатпаға ийе боламыз:

$$R \approx \text{const} \frac{mv^4}{(Ze)^2}. \quad (11.4)$$

Бул қатнастан биз мыналарға ийе боламыз:

1) теңдей тезликлерде зарядланған бөлекшелердің затлардағы өтиу жолының шамасы бул бөлекшелердің массасына тууры пропорционал хэм зарядларының квадратларына кері пропорционал:

$$R_1 : R_2 = \frac{m_1}{Z_1^2} : \frac{m_2}{Z_2^2};$$

2) бөлекшелердің энергиялары бирдей болған жағдайда олардың өткен жолының узынлығы массаларына кері пропорционал:

$$R_1 : R_2 = \frac{m_1}{m_2} : \frac{Z_2^2}{Z_1^2}.$$

Зарядланған бөлекшелердің өткен жолының узынлығы г/см^2 ларда жийи түрде белгиленеди

$$R (\text{г/см}^2) = x (\text{см}) \rho (\text{г/см}^3)$$

хэм салыстырмалы жоғалтыулардың

$$\frac{dE}{dR} = \frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{\rho}$$

формуласынан пайдаланады.

12-санлы лекция. Нейтронлардың затлар менен өз-ара тәсирлесиуи. Нейтронлардың әстелениуи. Гамма-нурланыудың затлар арқалы өтиуи. Нурланыудың биологиялық тәсири хэм оннан қорғаныу

Нейтрон хэм оның қасиеттері. Ядро физикасында нейтронлар оғада әхмийетли орынлардың бирин ийелейди. Нейтронлардың жәрдеминде ядролар бөлінгенде олардың энергиясын ажыратып алыу мүмкиншилиги тууылды. Нейтрон зарядланбаған бөлекше болғанлықтан оның ядроға кириуі ушын Кулон барьері карсылық қылмайды. Бул жағдай нейтронларды ядролардың қурылысын хэм ядролық реакцияларды үйрениу ушын пайдаланыуға айрықша мүмкиншиликлер дөретип береді.

Нейтронның ашылуы тарихы ядролық физиканың рауажланыу барысы ушын характерли уақыт болып табылады. 1920-жыллардың өзінде-ақ Э.Резерфорд улыұмалық көз-караслар тийкарында $Z = 0$, массасы шама менен протонның массасына тең бөлекшениң бар екенлигин болжап айтты хэм хәтте оның базы бир қасиеттерин де белгилеп берди.

1930-жылы Боте хэм Беккер Ве бериллий пластинкасын α -нурлары менен нурландырғанда есаплағышқа (счетчике) тәсир етиуши қандай да бир нурланыуды сезді. Бул «қандай да бир нурлар» дың α -бөлекшелер болыуы мүмкин емес еді. Себеби сол α -бөлекшелердің жүріп өтиу жолының узынлығы пайдаланылған Ве пластинкасының қалыңлығынан әдеуір киши еді.

Бақланған жаңа нурланыу қорғасын пластинкалар тәрәпинен әззи жутылғанлығы себебли бул нурларды γ -нурлары деп есаплады.

1932-жылы Ф.Жолио хэм И.Кюри Ве менен тәжірийбелер өткерди. Белгисиз нурлардың жолына олар парафин орналастырды хэм усы парафиннен ушып шыққан протонларды бақлады. Протонлардың энергиялары 4,3 Мэв ке тең болып шықты. усыған байланысly ядролық фотоэффект қубылысы жүреді деген болжау айтылды. Кинематиканың улыұмалық нызамларынан мына жағдай орын алады: егер энергиясы 4,4 Мэв болған протонлардың ядролық фотоэффекттиң салдарынан ядродан ушып шығыуы ушын дәслепки γ -нурланының энергиясы 50 Мэв тен киши болмауы керек. Бирақ сол уақытлары ядроның энергиялық қаддилери ушын бир неше Мэв энергияның сәйкес келетуғынлығы, усыған байланысly ядролардан энергиясы 50 Мэв болған γ -квантларының нурландырылуының мүмкин емес екенлиги белгилі еді. Сонлықтан энергиясы жоқары (қатты) γ -нурланыуының дереги хәққындағы мәселе шешілген жоқ.

Резерфордтың идеясын басшылыққа алған Чэдвак Боте менен Беккердің, Жолио менен Кюридің тәжірийбелеринің нәтижелерин талқылады хэм жаңа өтиуши нурланыу фотонлардан турмайды, ал ауыр нейтрал бөлекшелерден турады деп болжады. Вильсон камерасында жаңа нурланыу менен азот тәсир етискендеги тепки азот пенен парафинде пайда болған тепки протон излерин бақлап Чэдвак нейтронның массасын биринши болып анықлады. нейтронның массасы шама менен протонның массасына тең болып шықты. Хәзирги мағлыұматлар бойынша нейтронның массасы $1,67492716(13) \cdot 10^{-27}$ кг = 1,00866491578 (55) м.а.б. [939,565330(38) МэВ], спино $\frac{1}{2}$ ге тең фермион болып табылады.

Кейинги жылларда өткерілген дәл тәжірийбелер нейтронлардың ишинде электр зарядларының бар екенлигин көрсетти. Нейтронның орайынша оң белгиге ийе зарядлар, ал шетлеринде терис белгиге ийе электр зарядларының бар екенлиги. ал олардың қосындысының 0 ге тең екенлиги анықланды.

Энергиясының муғдарына байланысly нейтронларды тез, әсте, жыллылық нейтронлары деп бөледі. Жыллылық нейтронлары деп энергиясы кТ ның шамасындай нейтронларға айтамыз. Әжире температурсында (300 К) $kT \approx 4,14 \cdot 10^{-14}$ эрг $\approx 0,025$ эВ. Тап сол сыяқлы илимде "салқын" нейтронлар деп аталатуғын нейтронлар да бар. Олардың энергиясының шамасы $E_{min} \approx 0,0018$ эВ шамасын қурап, бул шама $T = 20$ К температурға сәйкес келеді.

Егер энергиясы $E \gg 1$ МэВ болса, онда нейтронларды тез нейтронлар деп атаймыз.

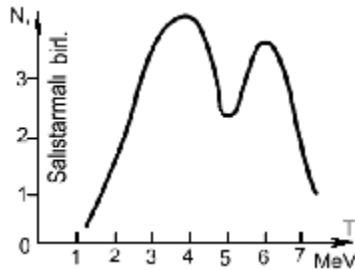
Нейтронлардың дереклери.

Радий-бериллийли дереклер. Жоқарыда гәп етилгениндей нейтронлардың биринши рет радий нурландырған α -бөлекшелердің бериллий менен реакциясының нәтижесінде

алынғанлығы атап өтилди. Кейинирек радий тәрепинен нурландырылған α -бөлекшелеринин



реакциясына кирисетуғынлығы мәлим болды. Усындай жоллар менен алынған нейтронлардың энергияларының спектри 12-1 сүўретте келтирилген.



12-1 сүўрет.

Бериллий пластинкасын α -нурлары менен нурландырғанда алынатуғын нейтронлардың энергияларының спектри.

Нейтронлардың дереги былайынша соғылған: герметикалық дәнекерленген ампулаға ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ менен ${}^9_4\text{Be}$ араласпасы салынған болады (гейде ${}^9_4\text{Be}$ менен араластырылған полоний Po). ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ хэм оның ыдырауының пайда болған хэм радий менен тең салмақтықта турған изотоплар ыдырағында энергиясының шамасы $E_\alpha = 4,8 + 7,7$ МэВ болған α -бөлекшелери пайда болады. Олардың жүрип өтиў жолы жүдә киши хэм сонлықтан ампуладан шығып кете алмайды. Бул α -бөлекшелери бериллий менен реакцияға кирисип нейтронлар ағысын пайда етеди. Бул нейтронлар ағысы ампуланың дийўаллары арқалы еркин өте алады.

Бундай дерек өзиниң эпиўайылығы, арзанлығы хэм көп сандағы нейтронлардың шығатуғынлығы менен ажыралып турады (егер ампуланың ишинде 1 г радий болса, онда 1 секунд ишинде шама менен 10^7 нейтрон шығады).

Радий-бериллийли деректиң кемшилиги соннан ибарат, пайда болған нейтронлардың энергиясының спектри кең (12-1 сүўрет), соның менен бирге нейтронлар менен бирге γ -нурлары да шығады. Бул нурлар экспериментерди өткерийўге кесент жасайды.

Фотонейтронлық дереклер. (γ, n) реакциясына тийкарланған фотонейтронлық дереклер әсте ушатуғын (орысшасы "медленные") монохромлық нейтронларды алыўға мүмкиншилик береді. γ -нурларын беретуғын радиоактивли препарат дийўалларынан α -нурлары өте алмайтуғын ампулада дәнекерленген болады. Бул ампула ишинде бериллий ямаса дейтерий бар екінши ампулаға жайластырылады. Бундай жағдайдарда мынадай реакциялардың орын алыўы мүмкин:

А. Дейтронның фотоажыралыўы (орысшасы "фоторасщепление дейтрона", толық мәниси "дейтронның жоңқаларға ажыралып кетиўи"):



Әдетте нурландырыўшы орнын ийелейтуғын ThC" нурландыратуғын γ -квантлары $E = 2,62$ МэВ энергияға ийе болады. Квант массаға ийе болмағанлықтан ядролық реакция процессинде импульсин бермейди, сонлықтан пайда болған протон да, нейтрон да қозғалыс бағытынан ғәрезсиз бирдей энергияға ийе болады ($T_n = T_p = 200$ кэВ).

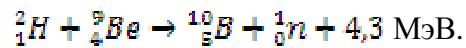
Б. Тап сол сыяқлы энергиясы шама менен 1,78 МэВ болған γ -нурларының тәсиринде ${}^9_4\text{Be}$ изотопының фотоажыралыўы орын алады:



Усының салдарынан энергиясы $T_n \approx 100$ кэВ болған монохромлық нейтронлар пайда болады.

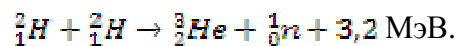
Тезлеткишлерде алынатуғын дейтронлардың тәсиринде жүретуғын реакцияларға тийкарланған дереклер.

А. Бериллийден туратуғын нышананы бомбалағанда жүретуғын реакция мына түрде жазылады:



Бундай жағдайларда бір секунд ишінде хәр қайсысының энергиясы $E_n = 4$ МэВ болған миллиардлаған нейтронды алыу мүмкін.

Б. Дейтронларды дейтронлар менен бомбалағанда жүретуғын реакция былайынша жазылады (нышана ретінде аұыр суудың музы қолланылады, аұыр суу деп дейтерийдің окиси D_2O бирикпесине айтамыз, оның тығызлығы $\rho = 1,108 \text{ г/см}^3$, $3,82^\circ\text{C}$ температурада қатады, ал $101,4^\circ\text{C}$ температурада қайнайды, электролиз процессінде H_2O жеңил изотопы айрылып шығады, ал D_2O болса суудың қалдығында жыйналады):



В. Дейтронлар менен тритийди бомбалағанда жүретуғын реакция (нышана сыпатында тритий абсорбцияланған цирконийден исленген фольга қолланылады) былайынша жазылады:



Бул реакция экзоэнергиялы болғанлықтан дейтронларды үлкен тезликлерге шекем тезлетиу керек (энергиясы $E_\alpha \approx 0,3 \text{ МэВ}$ болғанша). Бул әпиуайы газразрядлы найдың жәрдеминде әмелге асырылады. Усындай усыл менен бирдей энергияға ийе болатуғын нейтронлардың ағысын алыу мүмкін.

Урынның бөлиниуи орын алатуғын ядролық реакторлар нейтронлардың оғада кууатлы дереги болып табылады. Уран ядроларының бөлиниуи бир нейтронлар тәрөпинен әмелге асырылады, ал усы бөлиниуде екинши нейтронлар бөлинип шығады. Аұыр ядро бөлингенде орташа салмаққа ийе еки сынық (ядроның еки сынығы деген мәнисте) пайда болады хәм 2-3 нейтрон бөлинип шығады. Менделеев кестесиниң орталарында жайласқан ядролар ең орнықты ядролар болып табылады. Оларда нейтронлардың саны протонлардың санынан онша көп емес. Аұыр ядролар ушын $N > Z$ екенлиги дыққатқа ылайық, сонлықтан пайда болған сынықлар нейтронлар менен күшли толған. Усындай бөлиниулерде пайда болған нейтронлар уран менен соқлығысып оның және де бөлиниуйн жүзеге келтиреді. **Шынжырлы реакция** деп аталатуғын усындай реакциялардың өтиуи ядролық реакторларда услап турылады.

Реакторда пайда болған нейтронлар 0 ден 13 МэВ ке шекемги энергиялық спектрге ийе. Хәзирги заман реакторларында 1 секунд ишінде 1 см^2 бет арқалы 10^{19} нейтронға шекемги нейтронлардың ағысын алыу мүмкін.

Нейтронлардың затлар менен тәсирлесиуи. Нейтронлар затлар арқалы өткенде мынадай процесслер жүреді:

- 1) нышананың ядроларындағы нейтронлардың серпимли шашырауы;
- 2) серпимли емес шашырауы;
- 3) ядролар тәрөпинен нейтронлардың тутып алыныуы;
- 4) тутып алыу реакциялары (реакции подхвата).

Нәтийжеде нейтронлар орталықларда шашырайды, жутылады ямаса көбейеди (жронлық бөлиниу процессинде).

Улыума жағдайда заттың жуқа қатламына нейтронлардың параллель дәстеси келип түсетуғын болса, усы ағысқа нормаль бағытланған x қалыңлығындағы қатламнан өткенде нейтронлардың саны мынаған тең болады:

$$v_x = v_0 e^{-\sigma n}.$$

Бул аңлатпада χ арқалы сантиметрлердегі заттың қалыңдығы, n арқалы 1 см^2 бетке сәйкес келіуіші ядролар саны, ν_0 арқалы затқа келіп түсіуіші нейтронлардың саны белгіленген; $\sigma = \sigma_{\text{жұтылуышы}} + \sigma_{\text{шашырауышы}}$.

Нейтронлар менен тәсірлесіулердің хәр қыйлы түрлерін қарап өтеміз.

Атомлық номері киші болған элементтерде қоздырылған халлар тийкарғы халдан энергиясы бойынша 1 МэВ ке (ямаса көбірек) жоқары. Сонлықтан жеңіл элементтерде энергиясы 1 МэВ тен кем болған нейтронлардың серпимли шашырауы серпимли емес шашырауына салыстырғанда итималлырақ. Атомлық номердің үлкейіуі менен ядроны қоздырыу үшін зәрүрлі болған минималлық энергияның шамасы 0,1 МэВ ке шекем азаяды хәм сонлықтан үлкен энергияға ийе нейтронлардың серпимли шашырауы да, серпимли емес шашырауы да орын алады. (n,n') реакцияларында тез нейтронлар дәслепп ядро-нышана менен биригеди хәм қурамлық ядроны пайда етеди, буннан кейін энергиясы киші болған нейтрон шығарылады, ал ядро-нышана қозған халда қалады. Әдетте ядроның қозған халы γ -нурларын шығарыу арқалы тез тийкарғы халға өтеди. Бирақ бир қанша жағдайларда қозған хал метастабилли хал, яғный орнықлы изотоптың изомерлик халы болып табылады.

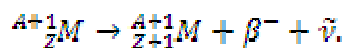
Ядролардың жұтылуы ядролық реакциялардың жүзеге келіуіне де болдырады. Нәтийжеде жасалма радиоактивлик хәм ядролардың бөлиніуі орын алады.

Нейтронлардың тәсирінде жүретуғын ядролық реакцияларға мысаллар келтиремиз.

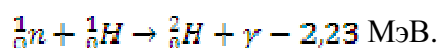
Нейтронды радиациялық тутыу (n,γ) :



Пайда болған ядро әдетте радиоактивли ядро болып табылады. Себеби бул ядроғағы нейтронлардың санының протонлардың санына қатнасы үлкейеди. Сонлықтан пайда болған ядро β -ыдырау жолы менен стабилли (орнықлы ядроға өтеди:



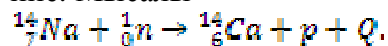
Жоқарыда айтылып өтилгениндей, бундай реакциялар әсте нейтронлардың тәсирінде жүреді. Усындай типтегі эпиуайы реакция:



Протонлар пайда болыу менен жүретуғын реакция (n,p) :



Жоқарыда айтылған себепке байланыслы пайда болған ядро радиоактивли қәсийетке ийе. Мысалы

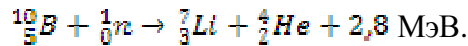


Бул жерде ақырғы нәтийже дәслеппки изотоп пенен бирдей. Әдетте эндоэнергетикалық бундай реакциялар кинетикалық энергиясы 1 МэВ те үлкенирек нейтронлардың тәсирінде жүреді. Тек жеңіл ядроларда ғана реакциялар жыллылық нейтронларының тәсирінде жүре алады. Себеби бундай изотоплардың бир қаншаларында реакция энергиясының мәніси оң (мысалы 3He ямаса ${}^{14}N$ үшін) хәм протонлардың ушып шығыуы үшін кесент жасайтуғын потенциал барьердің бийиклиги үлкен емес.

α -бөлекшелеринің пайда болыуы менен жүретуғын реакциялар (n,α) :



Мысалы



Бундай реакциялар нейтронлардың энергиясы киши болғанда тек жеңил ядроларда жүреді. (n,α) реакциясының аұыр ядроларда жүріуі ушын энергиясы жоқары болған нейтронларды пайдаланыў керек болады. Бирақ бундай жағдайда (n,2n) реакциясының жүзеге келиуінің итималлығы жоқары. Буннан бурынғы жағдайдағыдай, α-бөлекшесинің ушып шығыуы менен ядроа нейтронлардың салыстырмалы саны үлкейеді. Сонлықтан пайда болған ядро әдетте α-активликке ийе болады. Мысалы:



Еки ямаса екиден де көп нуклонлардың пайда болыуы менен жүретуғын реакция (n,2n), (n,3n), (n,np). Бундай реакциялар нейтронлардың энергиясы 10 МэВ тен жоқары болғанда орын алады. Бундай реакциялардың итималлығы келип түсиуіш нейтронлардың санының өсиуі менен тез артады. Шама менен 70 % жағдайда пайда болған ядро позитронды шығарыу ямаса К-тугыудың салдарынан ыдырайды. Себеби бундай жағдайда ядроағы протонлардың процентлик муғдары артады. Мысалы:

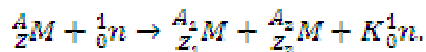


${}^{11}_6C$ изотопының жасау ўақыты 20,4 мин. Нәтийжеде ол



схемасы бойынша ыдырайды.

Бөлиниў реакциялары. (n,f) белгисине ийе (fission – бөлиниў деген мәнисте)



К ның мәниси орташа 2 менен 3 тиң ортасында. Бундай реакциялар базы бир аұыр элементлерде энергиясы шама менен 1 МэВ болған нейтронлардың тәсиринде жүреді. Бир қанша жағдайларда бундай реакциялар жыллылық нейтронларының тәсиринде де жүре алады.

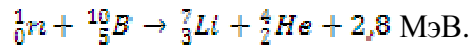
Нейтронларды регистрациялау усуллары. Нейтронлар электронлар менен дерлик тәсирлеспейтуғын болғанлықтан жүдә эззи ионизацияны пайда етеді – 1 м аралықты өткенде тек бир жуп ионды пайда етеді. Ал тап сондай энергияға ийе протонлар болса усындай аралықта миллионлаған жуп ионды пайда етеді.

Солай етип нейтронларды әдеттеги әсбаплардың жәрдемінде зарядланған бөлекшелердің ионизация пайда етиу кубылысына тийкарланып бақлауға болмайды екен. Сонлықтан екінши эффектлерди пайдаланыуға туўры келеді.

Нейтронларды регистрациялау еки принципке тийкарланған: бириншиден биз пайдаланып атырған әсбапқа киргизилген затлар нейтронлар менен тәсирлескенде пайда болатуғын зарядланған бөлекшелерди бақлау, екіншиден нейтронлар менен жеңил ядролар соқлығысқандағы сол жеңил ядролардың алатуғын тепкиси кубылысын пайдаланыу (явление отдачи). Усылды сайлап алыу нейтронлардың энергиясына байланыслы: әсте нейтронларды изертлегенде ядролық тәсирлесіулер усылы, ал тез нейтронларды пайдаланғанда тепки ядролар усылы қолланылады.

Пайда етилген активлик усылы. Нейтронлар пайда болғанда ямаса жутылғанда радиоактивлик ыдырауы ыдырайтуғын радиоактивли ядролар пайда болады. Усындай жоллар менен алынған деректердің активлигин өлшеу арқалы келип түсіуіш нейтронлардың санын анықлау мүмкін.

Бор усылы. Нейтронларды регистрациялаудың оғада әхмийетли усылы энергиясы жыллылықтан баслап бир неше кэВ болған нейтронларды бордың жутыуына тийкарланған. Бундай жағдайда мынадай реакция жүреди:



Тууылған α -бөлекшелер затларда күшли ионизацияны пайда етеди хэм бул ионизация эсбаплардың жәрдемінде есапқа алынады. Буның ушын ислеу принципи ионизацияға тийкарланған барлық эсбап-үскенелерди (фотокөбейткишлерди) пайдаланыу мүмкін.

Нейтронларды әстелетиу.

Нейтронлардың тәсирінде жүретуғын реакциялардың ең әпиуайы түри серпимли шашырау болып табылады. Бундай жағдайда реакцияны еки серпимли шардың – ядро менен нейтронның серпимли соқлығысыуы деп қарау мүмкін. Мысалы нейтрон протон менен соқлығысып оған өзиниң энергиясы менен импульсиниң бир бөлимин береді. Энергия менен импульстиң сақланыу нызамларын пайдаланып маңлай соқлығысыуы ушын биз мынадай аңлатпаларды жаза аламыз:

$$E_{n1} = E_{n2} + E_p, \quad (12.1)$$

$$\vec{p}_{n1} = \vec{p}_{n2} + \vec{p}_p \quad (12.2)$$

Нейтрон тәрәпинен жоғалтылатуғын энергия тепки ядроның кинетикалық энергиясының пайда болыуы ушын жумсалады.

Маңлай соқлығысыуында нейтрон тәрәпинен ядроға берилетуғын энергиясының үлеси η мына формула менен анықланады:

$$\eta = \frac{4mM}{(m+M)^2}. \quad (12.3)$$

Бул аңлатпада m хэм M арқалы нейтрон менен ядроның массасы белгиленген. Жоқарыдағы формула бойынша M ниң артыуы менен η шамасының кемейетуғынлығы көринип тур. Егер $M \rightarrow \infty$ шегине умтылуы орын алса нейтронның әстелениуі пүткиллей орын алмайды (шардың дийуалға серпимли урылуы сыяқлы).

(12.3)-формуладан $\eta_{\max} = 0,5$ шамасына $m = M$ шәрти орынланғанда жететуғынлығы көринип тур. Яғный нейтрон протон менен серпимли түрде соқлығысқанда энергиясын максимал түрде жоғалтады екен. Сонлықтан әстелеткиш сыпатында барлық уақытта да қурамында водороды бар затлар қолланылады. Бирақ әстелендириу процессінде ядролар нейтронларды тек шашыратып ғана қоймайды, ал өзине қосып та алады (өзине тутып алады). Сонлықтан бул жағдайды әстелеткишти сайлап алыу процессінде есапқа алыу шәрт болады.

Есаплаулар протон менен соқлығысқаннан кейин нейтронның орташа энергиясының дәслепки энергиясының ярымына тең болатуғынлығын көрсетеди:

$$E_1 = \frac{1}{2} E_0.$$

m дана соқлығысқаннан кейин нейтронның энергиясы мынаған тең болады:

$$E_m = \left(\frac{1}{2}\right)^m E_0.$$

Әстеленіу жыллылық нейтронларының энергиясына жеткенше дауам етеди. Солай етип көп қайтара соқлығысқаннан кейинги нейтронның кинетикалық энергиясы смол заттағы атомлардың жыллылық энергиясындай болып қалады екен.

Жыллылық нейтронларының спектри Максвелл спектрине жақын келеди (Максвеллдің молекулалардың тезликлери бойынша бөлітстириуінен келип шығатуғын спектр ҳаққында гәп етилип атыр). Олардың орташа энергиясының $E_n \approx 0,025$ эв ке тең екенлиги жоқарыдла айтылып өтилди.

Төмендеги кестеде энергиясы 1 МэВ болған нейтронлардың энергиясын $E_n \approx 0,025$ эв ке шекем әстелетиу ушын ҳәр қыйлы затларда неше рет соқлығысыудың зәрүрли екенлиги келтирилген:

Изотоп	${}^1_1\text{H}$	${}^2_1\text{H}$	${}^4_2\text{He}$	${}^9_4\text{Be}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{238}_{92}\text{U}$
А	1	2	4	9	12	16	238
Соқлығысыулар саны	18	25	42	90	114	150	2100
$\sigma_{\text{гиги}}$ барн	0,33	$4,6 \cdot 10^{-4}$	0	$9 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	

Бул кестеде водородта жыллылық нейтронларын жутыудың кесе-кесимнің үлкен екенлиги көринип тур. Сонлықтан водородты таза түрінде әстелеткиш сыпатында пайдаланыу утымлы.

Әстеленіу процессинің тез жүриуі ушын қатты ямаса суйық әстелеткиштен пайдаланыу мақсетке муўапық келеди.

Ядролық реакторларда нейтронларды әстелеткиш сыпатында көбинесе графит ямаса суу колланылады.

Кристаллық спектрометрдің қолланылыуы. Материяның екилик (толқынлық хәм бөлекшелік) қәсиетлеринің бар екенлиги әсте нейтронлардың кристаллық денелердеги дифракциясынан анық көринеди. Де Бройль формуласы бойынша нейтронлардың (қәлеген бөлекшенің) толқын узынлығы

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

ал үлкен емес тезликлердеги кинетикалық энергиясы

$$E = \frac{mv^2}{2}.$$

Буннан электронның тезлиги $v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$. Бул аңлатпаларды $\lambda = \frac{h}{mv}$ формуласына қойсақ

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$$

формуласын аламыз. Егер E энергиясын эВ ларда, толқын узынлығын см лерде өлшейтуғын болсақ, онда нейтронлар ушын

$$\lambda = \frac{4,5 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{E}}$$

формуласына ийе боламыз.

Кристалларда нейтронлардың дифракцияға ушырауы ушын λ толқын узынлығының шамасы кристаллардағы атомлық тегисликлер арасындағы қашықлық 10^{-8} см шамасында болыуы керек. Бундай толқын узынлығы энергиясы 100 эВ тен кем болған нейтронларға сәйкес келеди.

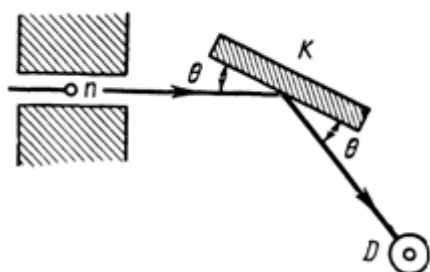
Нейтронлардың кристаллардағы дифракциясын изертлеу арқалы атомлардағы электронлардан ғәрезсіз атомлық тегисликлер арасындағы қашықтықтарды анықлауға мүмкіншілік береді. Себеби нейтронлар атомлардағы электронларда емес, ал атом ядроларында шашырайды. Екіншіден кристаллық дененің бетінен нейтронлар шашырағанда берілген бағытта тек белгилі бір мәніске иіе нейтронлар шашырайды. Бул жағдай монокромлы нейтронларды алыуға мүмкіншілік береді.

Кристалларда шашыраушы нейтронлар үшін дифракцияға ушырау шәрті Вульф-Брегг шәрті бойынша анықланады:

$$2d \sin\theta = n\lambda = \frac{nh}{mv}$$

Бул аңлатпада d арқалы атомлық тегисликлер арасындағы қашықтық, ал n арқалы дифракциялық максимумның тәртібі (номери) белгіленген. θ ның мәнісін өзгерте арқалы хәр қыйлы энергияларға иіе нейтронларды алыу мүмкіншілігі тууады.

Кристалларда нейтронлардың дифракциясын алыудың схемасы 12-2 сүүретте келтирилген.



12-2 сүүрет.

Нейтронларды тезлігі бойынша айыратуғын кристаллық спектрометрдің схемасы.

Әсте нейтронлар интенсивлі деректен K кристаллына қарай жибериледі. Детектор D дифракцияға ушырыған нейтронлар дәстесін бақлау үшін қойылады. Сайлап алынған θ ның мәнісінде детекторға келіп түскен нейтронлар

$$E = \frac{h^2}{8m d^2} \cdot \frac{n}{\sin^2\theta}$$

энергиясына иіе болады.

Кристаллық спектрометрдің жәрдеминде энергиялары 0,01 эВ шамасынан 100 эВ шамасына шекемгі нейтронларды айырып алыуға болады.

Гамма нурларының затлар арқалы өтіуі. Биз электромагнит толқынлар шакаласын кесте түрінде келтиремиз.

Диапазон аты		Толқын ұзындығы, λ	Жийилигі, ν	Дерегі
Радиотолқын- лар	Аса ұзын	10 км ден зыят	30 кГц тен кем	Атмосфералық қубылыстар, өткізгішлердегі өзгермелі тоқтар.
	Ұзын	10 км — 1 км	30 кГц — 300 кГц	
	Орта	1 км — 100 м	300 кГц — 3 МГц	
	Қысқа	100 м — 10 м	3 МГц — 30	

			МГц	
			30 МГц — 150 ГГц	
Оптикалық нурланыу	Ультрақасқа	10 м — 2 мм		
	Инфрақызыл нурланыу	2 мм — 760 нм	150 ГГц — 429 ТГц	Жыллылық хәм электрлік тәсирлесіулердегі атомлар менен молекулалардың нурланыуы.
	Көрінетуғын нурланыу	760—400 нм	429 ТГц — 750 ТГц	
Ионластырыушы электромагнит нурланыу	Ультрафиолет нурланыу	400 — 10 нм	$7,5 \times 10^{13}$ Гц — 3×10^{16} Гц	Тезлетілген атомлардың тәсиріндегі атомлардың нурланыуы.
	Рентген нурлары	$10 — 5 \times 10^{-3}$ нм	3×10^{16} — 6×10^{19} Гц	Тезлетілген зарядланған бөлекшелердің тәсиріндегі атомлық процесслер.
	Гамма нурлары	5×10^{-3} нм ден де киши	6×10^{19} Гц тен жоқары	Ядролық хәм космослық процесслер, радиоактив ыдырау.

Жоқарыда келтирилген кестеде гамма нурларының толқын ұзынлығы 5×10^{-3} нм ден де киши болған электромагнит толқынлары екенлигі көринип тур. Гамма толқынларының толқын ұзынлығы рентген толқынларының ұзынлығынан мыңлаған есе киши, ал рентген нурларының толқын ұзынлығы жақтылық нурларының (көзге көринетуғын электромагнит нурларының) толқын ұзынлығынан мыңлаған есе киши. Солай етип гамма толқынлары ушын

$$\lambda \ll a$$

шәрти орынланады (a арқалы кристаллардағы атомлық тегисликлер арасындағы қашықлық белгиленген, $a \approx 10^{-8}$ см). Корпускулалық картинада бел нурланыуға γ -квантлары деп аталатуғын бөлекшелердің ағысы сәйкес келеді. γ -квантларының энергиясының ең төменгі шегі

$$E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda}$$

энергиясы сәйкес келеді. Оның мәнісі онлаған кэВ шамасын қурайды. γ -квантлары ушын энергияның жоқарғы шегі жоқ. Хәзиргі уақытлары тезлеткишлерде энергиясы 20 ГэВ ке шеккем жететуғын γ -квантлары алынады. Әмелий мақсетлер ушын энергияларының шамасы онлаған кэВ тен 200-300 МэВ болған γ -квантлары әхмийетке ийе.

Зарядланған бөлекшелер сыяқлы (хәм нейтронлардан парқы усыннан ибарат) γ -кванталарың дәстеси затларда тийкарынан электромагнит тасирлесіудің салдарынан жутылады. Бірақ жутыудың механизми пүткиллей басқаша. Оның еки себеби бар:

Бириншіден γ -квантлары зарядқа ийе емес, сонлықтан оған узықтан тәсір етіуші Кулон күшлери тәсір етпейді. Соның менен бирге γ -квантлары электронлар менен 10^{-11} см қашықтықтан тәсір етиседі. Бұл шама атомлық тегісликлер арасындағы қашықтықтардан үш тәртіпке киши (яғный 10^3 есе деген сөз). Сонлықтан γ -квантлары затлар арқалы өткенде электронлар хәм ядролар менен сийрек соқлығысады. Бірақ соқлығысқанда ол өз жолынан үлкен мүйешлерге бурылады хәм дәстеден шығып қалады.

γ -квантларының екінші өзгешелигі соннан ибарат, олар массаға ийе емес хәм сонлықтан тек жақтылықтың тезлігіндей тезлік пенен тарқалады. Демек γ -квантлары орталықта әстелене алмайды. Олар я жутылады, ямаса үлкен мүйешлерге шашырайды.

γ -квантларының дәстесі затлар арқалы өткенде олардың энергиясы кемеймейді, ал соқлығысыұлардың ақыбетинен дәстениң интенсивлігі кемейеді (хәлсирейді). Бундай хәлсирейдің қандай нызам бойынша жүзеге келетуғынлығын анықлау қыйын емес. J арқалы монохромлық түйуші бөлекшелердің ағысын белгилейміз (яғный 1 см^2 арқалы 1 с уақыт ишінде өтетуғын бөлекшелердің саны). Зат арқалы dx аралықты өткенде дәсте dJ шамасына хәлсирейді. dJ шамасының қатламның қалыңлығына пропорционал екенлігі бәршеге мәлім, яғный

$$dJ = \mu J dx. \quad (12.4)$$

Егер орталық бір теклі болса μ тұрақты шама болып табылады. Бундай жағдайда (12.4)-теңдеме аңсат интегралланады:

$$J = J_0 e^{-\mu x}. \quad (12.5)$$

Бұл формулада J_0 арқалы γ -квантларының дәслепкі интенсивлігі белгіленген. μ шамасы *жұтылу коэффициенті* деп аталады. *Массалық жұтылу коэффициенті* деп аталатуғын μ/ρ коэффициенті де жиі қолланылады (ρ арқалы заттың тығызлығы белгіленген).

γ -нурларының затларда жұтылуы тийкарынан төмендегідей үш процесстің салдарынан жүзеге келеді: а) фотоэффект, б) комптон-эффект хәм в) ядроның Кулонлық майданда электрон-позитрон жұбының пайда болуы. Биринші екі процесте γ -квантлары электронлар, ал үшінші процессте ядро менен соқлығысады. Электронлар менен соқлығысыұлыр әдетте киши энергияларда, ал ядролар менен соқлығысыұлар үлкен энергияларда орын алады. в) процеске γ -квантларының ядролар менен соқлығысуының барлық түрлерінің кирмейтуғынлығын атап өтеміз.

Фотоэффект деп атом γ -квантын жутып электронды шағаратуғын процеске айтамыз. Бундай жағдайда бір квант бір электрон тәрәпинен жутылады.

Фотоэффекттің тийкаргы өзгешелигі соннан ибарат, еркін электрон энергия менен импульстің сақланыу нызамларының бір уақыттағы тәсірі бойынша фотонды (γ -квантты) жута алмайды. Буннан фотоэффекттің γ -квантларының энергиясы атомлардағы электронлардың байланыс энергиясы менен тең болғанда ең интенсивлі түрде жүретуғынлығы келип шығады.

Нурланыудың биологиялық тәсірі хәм оннан қорғалуы. Ядролық нурлар барлық тири организмлерге тәсір етеді зиянын тийгизеді. Тири организмге тийген зиянның характери хәм интенсивлігі нурланыу дозасына хәм бөлекшелердің түріне байланысly. Бирдей нурланыу хәр қыйлы органларға хәм хәр қыйлы организмлерге хәр қыйлы органларға хәр қыйлы тәсір жасайды.

Нурланыудың жеткикли дәрежеде үлкен дозасында қалеген организм набыт болады. Өлімді туұдыратуғын минималлық доза (бул берілген типтегі хайуан ямаса адамлардың 50 проценти өлетуғын дозасы) 50 Р шамасынан айырым беккем бактериялар ушын 300 000 Р шамасына шекем жетеді. Өлімге алып келетуғын дозадан киши дозалар

да хәр қыйлы кеселликлерди пайда етеди. Бул кеселликлерди "нур кеселлиги" деп атайды. Хәр қыйлы дозалардың адамға тәсири төменги кестеде берилген:

Доза, Р	Адамға тәсири
0-25	Анық көринип туратуғын зыян келтирмейди.
20-50	Қанның курамы әхмийетли өзгерислерге ушырайды.
50-100	Қанның курамы өзгереді. Териде жаралар пайда болады.
100-200	Териде хәм басқа да органларда жаралар пайда болады. Мийнетке қәбилетликтің жоғалыуы мүмкін.
200-400	Мийнетке қәбилетлик жоғалады. Өлим қәуипи пайда болады.
400	50 % өлиўшилик орын алады.
600	Адамды өлтириўши доза.

Тири организмлердің қурылысын үш қәддиге бөлиў мүмкін: а) айырым молекулалар, б) клеткалар хәм в) организмнің макроскопиялық бөлимлери ямаса системалары. Радиацияның зыян тийгизиўши тәсири үш қәддинің барлығын да өз ишине алады.

Нурланыўдың организмге ең биринши тәсири молекулалардан басланады. Бундай зәлел тийиядің еки механизми анықланған (туўрыдан-туўры хәм жанапай [косвенный] тәсир). Туўрыдан-туўры тәсирде ядролық бөлекше молекулаға тиккелей тәсир жасайды. Жанапай механизмде нурланыў суўдың радиолизин пайда етеди, ал оның нәтийжелери (ОН радикалы, Н, HO_2 , водородтың перекиси) макромолекулалар менен тәсир етиседи.

13-санлы лекция. Ядролық реакциялар

Тийкарғы түсиниклер хәм тәриплеў. Ядролық реакциялардың кинематикасы. Ядролық реакциялардағы сақланыў нызамлары.

Ядролық реакциялар ҳаққында гәп еткенимизде биринши гезекте ядролық реакциялар деп нени түсинетуғынымызға итибар бериўимиз керек. Усыған байланыслы биз биринши гезекте ядролық реакциялар жөнинде кең мәнисте хәм тар мәнисте анықлама берилетуғынлығын атап өтемиз.

Кең мәнисте ядролық реакциялар деп бир неше курамалы атом ядролары ямаса элементар бөлекшелердің бир бири менен тәсир етисиўнің салдарынан жүзеге келетуғын процессти түсинемиз. Бул анықламаға бөлекшелердің серпимли тәсир етисиўи де киреди. Мысалы нуклон менен нуклон серпимли түрде тәсир етискенде жаңа бөлекшелер пайда болмайды, олардың қозыўы да орын алмайды, ал тек олар арасында энергия менен импульстін қайтадан бөлистирилиўи орын алады. Серпимли емес шашыраўда да жаңа бөлекшелер пайда болмайды, бирақ олардың кеминде биреўи қозған ҳалға өтеди.

Тар мәнистеги анықлама бойынша ядролық реакцияларда ең кеминде бир ядро қатнасады. Бул ядро басқа ядро ямаса элементар бөлекше менен соқлығысады. Усының салдарынан ядролық реакция жүзеге келеди хәм жаңа бөлекшелер пайда болады.

Биз төменде тек тар мәнистеги ядролық реакцияларды қараймыз.

Әдетте ядролық реакциялар ядролық күшлердің тәсиринде жүреді. бирақ бул қағыйда барлық ўақытта орынлана бермейди. Мысалы ядроның жоқары энергиялы γ -квантларының ямаса үлкен тезликлер менен қозғалатуғын электронлардың тәсириндеги бөлеклерге бөлиниўи ядролық реакция болып табылады. Бирақ бул ядролық реакция электромагнит күшлердің тәсиринде жүзеге келеди. Себеби ядролық күшлер фотонлар (γ -квантлар) менен электронларға тәсир етпейди. Тап сол сыяқлы ядролық реакцияларға нейтриноның соқлығысыўының салдарынан жүзеге келетуғын процесслер де киреди. Бундай жағдайларда болса бундай ядролық реакциялар әззи күшлердің тәсиринде жүреді.

Ядролық реакциялар табиғий шараятларда жүре алады. Бундай табиғий шараятлар сыпатында жұлдызлар ишіндегі хәм космослық нурлардың тәсирінде жүзеге келетуғын ядролық реакцияларды көрсетиўге болады.

Ядролық реакциялар лабораториялық шараятларда да жүзеге келтириледі. Әдетте лабораторияларда эксперименталлық әсбап-үскенелердің жәрдеминде зарядланған бөлекшелер үлкен тезликлерге шекем тезлетиледи (яғный оларға үлкен тезликлер бериледи). Бундай әсбап-үскенелерди **тезлеткишлер** деп атайды. Бундай жағдайларда салыстырмалы аўыр бөлекшелер тынышлықта турады хәм оларды **нышана бөлекшелери** деп атайды. Ал жоқары тезликке ийе жеңилірек бөлекшелер болса сол нышана бөлекшелерге **тезлетилген дәстениң** қурамында келип урылады. Ушырасыўшы дәстелер тезлеткишлеринде болса соқлығысыўшы бөлекшелер бир бирине қарама-қарсы бағытта қозғалады. Соның ушын бундай жағдайда «дәстениң бөлекшеси» хәм «нышананың бөлекшеси» деген сөзлер мәниске ийе болмай қалады. Усының менен бирге нышананың нейтронлардан хәм айырым элементар бөлекшелерден турыўы мүмкин емес. Себеби бундай нышаналарды таярлаў усылы жоқ.

Бөлекшелерди тезлетиў жолы менен бөлекшелерди бир бирине 10^{-13} см ге шекем жақынластырыў имканияты туўдырылады. Бундай қашықлықларда ядролық күшлер тәсир ете баслайды. Солай етип ядролық реакциялардың жүзеге келиўи ушын реакцияға қатнасыўшы бөлекшелер бир бирине 10^{-13} см аралыққа шекем жақынласыўы шәрт.

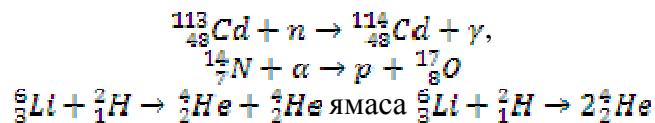
Ядролық реакциялардың универсаллырақ хәм көргизбелірек жазылыўы химиядан алынған. Шеп тәрепте дәслепки бөлекшелердің қосындысы жазылады. Буннан кейин стрелка қойылады. Стрелкадан кейин реакцияның нәтийжелериниң ақырғы қосындысы жазылады. Мысалы



жазыўы 7_3Li изотопын протонлар менен бомбардировкалағанда жүретуғын реакцияны билдиреди. Бундай реакцияның нәтийжесинде нейтрон хәм 4_2He бериллий изотопы пайда болады.

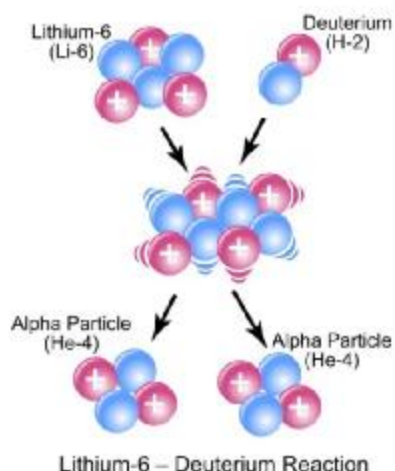


жазыўы болса 9_4Be ядросының γ -квантларының тәсиринде еки α -бөлекшеге бөлиниўин аңғартады. Және бир мысал ретинде

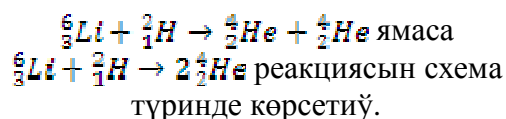


реакцияларын көрсетиў мүмкин.

Кейинги ядролық реакцияны схема түринде былайынша көрсетемиз:

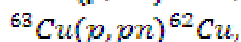
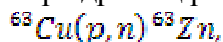


13-1 сүўрет.



Тар мәнистеги ядролық реакцияларды әпиұайырақ етип $A(\alpha, bcd \dots)B$ символы түрінде жазады. Бул аңлатпадағы A нышана ядро, α болса бомбалаўшы бөлекше, $bcd \dots$ лар ядролық реакцияның барысында бөлинип шығатуғын бөлекшелер, B қалдық ядроны аңлатады. Мысалы (13.1) аңлапасын былайынша жаза аламыз: ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. ${}^{40}\text{Ca}(\gamma, pn){}^{38}\text{K}$ жазыўы болса γ -кванттың тәсиринде ${}^{40}\text{Ca}$ ядросынан протон менен нейтронның урып шығарылыўын аңғартады.

Бир ядролық реакция бир неше усыл менен жүре алады. Мысаллар келтиремиз:



Белгили (анық) квант халындағы соқлығысыўшы бөлекшелердің жыйнағы (мысалы p хәм ${}^{63}\text{Cu}$ ядросы) **ядролық реакцияның кириў каналы** деп аталады. Ал белгили бир квант халларында ядролық реакцияның салдарынан туўылатуғын бөлекшелер ядролық реакцияның **шығыў каналын** пайда етеди. Ядролық реакциялардың тийкарғы каналлары төмендеги кестеде келтирилген.

Ядролық реакциялардың тийкарғы каналлары

Ушып келиўши бөлекшенің энергиясы	Орташа ядролар ($30 < A < 90$)				Аўыр ядролар ($A > 90$)			
	n	p	α	Ушып келиўши бөлекше d	n	p	α	d
0-1 КэВ	n (серп.)	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	γ n (серп.)	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды
1-500 КэВ	n (серп.)	n	n	p	n (серп.)	жүдә	жүдә	жүдә
	γ	γ α	γ	n	p	үлкен емес кесе-кесим	үлкен емес кесе-кесим	үлкен емес кесе-кесим
0,5-10 МэВ	n (серп.)	n	n	p	n (серп.)	n	n	p
	n (серп. емес)	p (серп. емес)	p	n	n (серп. емес)	p (серп. емес)	p	n
	p	α	α (серп. емес)	pn	p	γ	γ	pn

	α 2n n (серп. емес) n (серп.)	2n n p (серп. емес)	2n n p	2n p 2n pn	γ 2nm n (серп. емес) n (серп.)	2n n p (серп. емес)	2n n p	2n p 2n pn
10-50 МэВ	p np	np 2p	np 2p	3n d (серп. емес) t	p pn	np 2p	np 2p	3n d (серп. емес) t
	2p	α	α (серп. емес)		2p	α	α (серп. емес)	
	α Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	α Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше

Квантмеханикалық көз-қараслар бойынша ядролық реакцияларды санлық жақтан тәріптеу тек статистикалық жол менен әмелге асырылады. Бундай жағдайда ядролық реакцияны тәріптеуші хәр қыйлы процесслердің итималлығы хаққында ғана гәп етилиуі мүмкин. Усындай көз-қарас пенен қарағанда мысалы басланғыш халда да, ақырға халда да еки бөлекше орын алатуғын $\alpha + A \rightarrow b + B$ реакциясы $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ денелик мүйеши ишиндеги $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ дифференциаллық эффективли кесе-кесим менен тәріпленеди. Бул аңлатпаларда ϑ хәм φ арқалы бөлекшелердің биреуінің (әдетте ең жеңилинің) ушып шығыуының полярлық хәм азимуталлық мүйешлери белгиленген. ϑ мүйеши келип урылыушы бөлекшениң қозғалыс бағытынан баслап есапланады. Дифференциал эффектив кесе-кесимнің ϑ хәм φ мүйешлеринен ғәрезлиги реакцияда пайда болатуғын бөлекшелердің **мүйешлик тарқалыуы** деп аталады. Реакцияның интенсивлиги **интеграллық** ямаса **толық кесе-кесим** менен тәріпленеди. Интеграллық кесе-кесимди табыу ушын дифференциаллық эффективли кесе-кесимди ϑ хәм φ мүйешлери бойынша интеграллау керек, яғный

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (13.3)$$

Егер ушып келиушы бөлекше хәм нышана бөлекшелери спинлерге ийе болмаса ямаса тәртіпсиз түрде бағытланған болса, онда барлық бөлекшелер бөлекшениң қозғалыс бағытына салыстырғанда аксиаллық симметрияға ийе. Бул жағдайда $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ шамасы тек ϑ полярлық мүйештен ғәрезли болады хәм $d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ деп жазыуға болады.

Эксперименталлық изертлеулердің басым көпшилиги лабораториялық координаталар системасында орынланады (бундай системаны қысқа болыу ушын ЛС деп белгилеймиз). Әлбетте лабораториялық системада нышана тынышлықта турады. Ал теориялық изертлеулерде **массалар орайы системасын** (қысқаша МОС) ямаса **инерция орайы системасын** (қысқаша ИОС) пайдаланған қолайлы. Бул системада соқлығысыушы бөлекшелердің импульслеринің қосындысы нолге тең. МОС та алынған нәтижелерди ЛС ушын қайтадан есаплау қыйын емес (бірақ биз хәзир бул мәселе менен шуғылланбаймыз). Бундай жағдайда хәм релятивистлик емес қозғалысларда (үлкен емес тезликлерде) массалар орайы аұыр бөлекшениң масса орайы менен сәйкес келеди. Нәтижеде ЛС хәм МОС системаларындағы координаталар физикалық жақтан бир бири менен үйлеседи. Бірақ үлкен тезликлерде ЛС менен МОС арасындағы айырма үлкен болады.

Ядролық реакциялардағы сақланыу нызамлары. Ядролық реакцияларды үйренгенде төмендегидей дәл орынланатуғын сақланыу нызамлары басшылыққа алынады:

- 1 Энергияның сақланыуы нызамы;
- 2 Импульстің сақланыуы нызамы;
- 3 Импульс моментінің сақланыуы нызамы;
- 4 Электр зарядының сақланыуы нызамы;
- 5 Барионлық зарядтың сақланыуы нызамы;
- 6 Лептонлық зарядтың сақланыуы нызамы.

Бұлардан басқа да сақланыу нызамлары пайдаланылады. Атап айтқанда олар мыналар:

- 7 Өззи тәсірлесіуді есепке алмағанда - толқын функциясының жуплығының сақланыуы нызамы;
- 8 Электромагнит тәсірлесіуді есепке алмағанда - изотоплық спиннің сақланыуы нызамы.

Сақланыу нызамлары бизің ойымызда жүріуі мүмкін деп есепланған реакциялардың қайсысының хақыйқатында да жүзеге келетуғынлығын, қайсысының жүзеге келмейтуғынлығын (яғный қадаған етилгенлигин) анық болжауға мүмкіншилик береді.

Енді мысал ретінде төмендегі мәселені шешейік:

1) $\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^-$; 2) $\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^0$; 3) $K^+ + n \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$
реакцияларының күшли тәсірлесіудің нәтижесінде жүре алатуғынлығын ямаса жүре алмайтуғынлығын үйренейік.

Бұл реакцияларда электр заряды Q дың, барионлық заряд B ның, ерсилик S тиң хәм изоспин I_3 шамаларының сақланыуын қарайық:

$$\begin{array}{lll}
 1) & \pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^- & \\
 Q: & -1 + 1 \rightarrow -1 + 1 - 1 & \Delta Q = -1 \\
 B: & 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 + 0 & \Delta B = 0 \\
 S: & 0 + 0 \rightarrow -2 + 1 - 1 & \Delta S = -2 \\
 I_3: & -1 + 1/2 \rightarrow -1/2 + 1/2 - 1/2 & \Delta I_3 = 0
 \end{array}$$

Бұл кестеден реакцияның жүріуінің мүмкін емес екенлигі көриніп тұр. Себеби электр заряды менен ерсилик сақланбайды.

$$\begin{array}{lll}
 2) & \pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^0 & \\
 Q: & 1 + 1 \rightarrow 2 + 0 & \Delta Q = 0 \\
 B: & 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 & \Delta B = 0 \\
 S: & 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 & \Delta S = 0 \\
 I_3: & 1 + 1/2 \rightarrow 3/2 + 0 & \Delta I_3 = 0
 \end{array}$$

Реакцияның жүріуі мүмкін. Себеби барлық сақланыу ызамаларының талаптары орынланады.

$$\begin{array}{lll}
 3) & K^+ + n \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0 \\
 Q: & 1 + 0 \rightarrow 1 + 0 & \Delta Q = 0 \\
 B: & 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 & \Delta B = 0 \\
 S: & 1 + 0 \rightarrow -1 + 0 & \Delta S = -2 \\
 I_3: & 1/2 - 1/2 \rightarrow 1 + 0 & \Delta I_3 = 1
 \end{array}$$

Бул реакцияның жүріуі мүмкін емес. Себеби ерсилик пенен изоспиннің проекциясының шамасы сақланбайды.

Солай етип жоқарыда келтирилген реакциялардың тек екіншиси ғана жүреді екен.

Биз хәзир экзотермалық хәм эндотермалық ядролық реакциялар хақында гәп етемиз.

Дәслеп ядролық реакциялар ушын энергияның сақланыу ызамаын мына түрде жазамыз:

$$\varepsilon_{1rel} + \varepsilon_{2rel} = \varepsilon'_{1rel} + \varepsilon'_{2rel} + \dots + \varepsilon'_{nrel} \quad (13.4)$$

Эксперименталлық изертлеулерде бөлекшениң энергиясы дегенде оның кинетикалық энергиясын түсінеди: $\varepsilon \equiv \varepsilon_{kin} = \varepsilon_{rel} - mc^2$. Бул аңлатпада m арқалы бөлекшениң массасы белгиленген, ал $\varepsilon_{rel} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$.

Енди энергияның сақланыу ызамаының математикалық аңлатпасы болған (13.4)-аңлатпаны былайынша жазамыз:

$$\varepsilon_{1rel} + \varepsilon_{2rel} = \varepsilon'_{1rel} + \varepsilon'_{2rel} + \dots + \varepsilon'_{nrel} + Q. \quad (13.5)$$

Бул аңлатпада

$$Q = (m'_1 + m'_2 + \dots + m'_n)c^2 - (m_1 + m_2)c^2. \quad (13.6)$$

Физикалық мәніси бойынша Q шамасы реакцияның нәтижесинде бөлинип шыққан энергия болып табылады. Химия илиминдегидей бул шаманы реакцияның теңлемесиниң өзине қосып жазады. Мысалы $A(a, b)B$ реакциясы толығырақ түрде былайынша жазылады:

$$a + A \rightarrow b + B + Q. \quad (13.7)$$

Бул аңлатпаның мәніси мынадай: егер тынышлықта турған a хәм A бөлекшелери бир бири менен реакцияға кириссе, онда пайда болған b хәм B бөлекшелери тынышлықта болмайды хәм олардың кинетикалық энергияларының қосындысы сол Q шамасына тең болады. Химияда Q шамасы *реакция жыллылығы* деп аталады. Ал ядролық физикада болса бул шаманы *реакцияның энергиясы* деп атау қабыл етилген. Реакцияның энергиясы хақында гәп еткенимизде биз барлық уақытта бөлекшелердің кинетикалық энергиясын нәзерде тутамыз.

Егер $Q > 0$ болса, яғный реакция энергияның бөлип шығарылыуы менен жүрсе, онда реакцияны *экзотермалық реакция* деп атаймыз. Мысал ретинде



реакциясын көрсете аламыз (бундай реакция биринши рет Кокрофт хэм Уолтон тәрәпинен бақланды).

Егер $Q < 0$ шәрти орынланса, онда реакция *энергияның жутылыуы* менен жүреди хэм бундай реакцияны *эндотермалық реакция* деп аталады. Әлбетте экзотермалық реакцияға кери болған барлық реакция эндотермалық болады. Мысалы жоқарыда келтирилген реакцияның кериси



реакциясы эндотермалық реакция болып табылады.

Есаплар шығарамыз:

1. ${}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow p + {}^7_3\text{Li}$ реакциясының энергиясын есаплау керек.

Шешими:

Ядролық реакцияның энергиясы

$$Q = c^2 (m_1 + m_2 - \sum m'_i)$$

формуласы жәрдеминде анықланады. Бул формулада m_1 хэм m_2 арқалы реакцияға кирисиуіши, ал $\sum m'_i$ арқалы реакцияның нәтийжесинде тууылған бөлекшелердің массалары белгиленген. Егер бөлекшелердің массаларын массаның атомлық бирликлеринде берсек, онда жоқарыдағы формула $Q = 931(m_1 + m_2 - \sum m'_i)$ түрине енеди.

Ядролық реакцияның энергиясын есаплағанда ядролардың массаларының орнына сол ядролардың атомларының массаларын қойыуға болады. Китаптардан мынадай мағлыұматларды аламыз:

$$m_{{}^4_2\text{He}} = 4,00260 \text{ м.а.б.},$$

$$m_{{}^1_1\text{H}} = 1,00783 \text{ м.а.б.},$$

$$m_{{}^7_3\text{Li}} = 7,01601 \text{ м.а.б.}$$

шамаларын аламыз.

Реакцияның массасының дефекти мынаған тең

$$(2m_{{}^4_2\text{He}} - m_{{}^1_1\text{H}} - m_{{}^7_3\text{Li}}) = -0,01864 \text{ м.а.б.}$$

шамасына тең. Бул шамаларды жоқарыдағы Q ушын жазылған аңлатпаға қойсық, мыналарға ийе боламыз:

$$Q = 931(-0,01864) \cong -17,4 \text{ (МэВ)}.$$

Бул аңлатпада $Q < 0$, сонлықтан реакцияның жүриуі ушын энергия талап етиледі.

2. ${}^2_1\text{H} + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$ ядролық реакциясының энергиясын есаплау керек.

Берилгени: $m_{{}^2_1\text{H}} = 2,0141$,

$$m_{{}^7_3\text{Li}} = 7,01605,$$

$$m_{{}^4_2\text{He}} = 4,0026,$$

$$m_{\text{n}} = 1,00867 \text{ м.а.б.}$$

$E = ?$

Шешими: Ядролық реакцияның энергиясы $E = \Delta m c^2$ формуласы жәрдеминде анықланады. Бул аңлатпада Δm арқалы реакцияға кириўши хәм реакцияның нәтийжесинде болған бөлекшелердин массаларының айырмасы белгиленген:

$$\Delta m = m_{\text{Li}} + m_{\text{H}} - 2m_{\text{He}} - m_{\text{n}} = 2,0141 + 7,01605 - 2 \cdot 4,0026 - 1,00867 = 0,01628 \text{ м.а.б.}$$

Ядролық реакцияның энергиясы

$$E = \Delta m c^2 = 0,01628 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = 15,2 \text{ МэВ.}$$

3. Бир протон менен еки нейтрон қосылып бир ядроны пайда ететугын болса қандай энергия бөлинип шығады?

Шешими:



ядролық реакциясының нәтийжесинде тритий ядросы пайда болады (бул ядро ${}^3_1\text{H}$ арқалы белгиленген). Ядролық реакцияның энергиялық эффекти $E = \Delta m c^2$ мынаған тең:

$$\Delta m = m_{\text{p}} + 2m_{\text{n}} - m_{\text{H}}.$$

$$m_{\text{p}} = 1,00728 \text{ м.а.б.},$$

$$m_{\text{n}} = 1,00867 \text{ м.а.б.},$$

$$m_{\text{H}} = 3,01605 \text{ м.а.б.}$$

Бундай жағдайда

$$E = \Delta m c^2 = (1,00728 + 2 \cdot 1,00867 - 3,01605) \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \cong \cong 12,8 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} \cong 8 \text{ МэВ.}$$

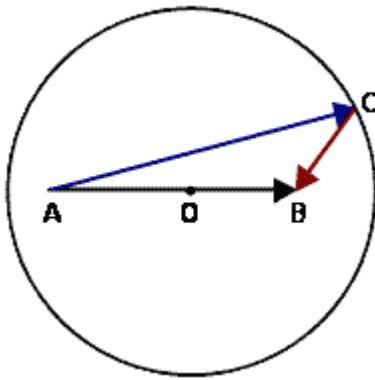
Ядролық реакцияның кинематикасы. $a + A \rightarrow b + B$ реакциясын релятивистлик

емес көз-қарастан қараймыз. Мейли лабораториялық есаплау системасында A

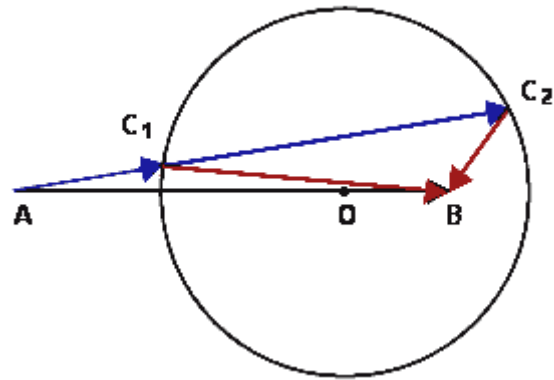
тынышлықта тұрған болсын хәм энергиясы T_a болған бөлекше оған келип соқлығысын. Лабораториялық системадағы энергия ушын дәстениң бағытына θ_b мүйеши бағытында ушыўшы b бөлекшесиниң энергиясы ушын мына аңлатпа орынлы болады (төменде келтирилген аңлатпа <http://nuclphys.sinp.msu.ru/react/misc/kynem.htm> адресинде келтирилип шығарылған):

$$T_b = \frac{m_a m_b T_a}{(m_a + m_b)^2} \left(\cos \theta_b \pm \sqrt{\cos^2 \theta_b + \frac{(m_a + m_b)[(m_b - m_a)T_a + m_b Q]}{m_a m_b T_a}} \right)^2. \quad (13-10)$$

Бул аңлатпада m_a , m_A , m_b , m_B арқалы a , A , b хәм B бөлекшелериниң массалары белгиленген, Q болса реакцияның энергиясы. Егер квадрат түбирдин астындағы қосынды нолден үлкен ямаса нолден киши болса, онда квадрат түбирдин алдына "+" белгиси қойылады. Бундай жағдайда θ_b мүйеши 0 ден π ге шекемги мәнислерди қабыл етеди (13-2 сүүретти қараңыз), егер квадрат түбирдин астындағы шама нолден киши болса, онда берилген T_b энергиясы ушын θ_b ның еки мәниси (T_b ның шамасына пропорционал болған AC_1 хәм AC_2 кесиндилери, 13-3 сүүрет), ямаса бир де мәниси сәйкес келмейди. Бундай жағдайда θ_b ның мәнислери сүйир мүйешлер областы менен шекленген. Бундай мәнислер ушын квадрат түбирдеги $\theta_b < \theta_b^{\text{max}}$ сәйкес келеди (13-3 сүүретке қараңыз).



13-2 сүрөт.



13-3 сүрөт

Реакция энергиясы Q , ушып шыгыў мүйеши θ_b , бөлекшедердиң энергиялары менен массалары мына аңлатпа менен байланысқан:

$$Q = T_b \frac{m_b + m_B}{m_B} - T_a \frac{m_B - m_a}{m_b} - 2 \frac{\sqrt{m_a m_b}}{m_b} \sqrt{T_a T_b} \cos \theta_b. \quad (13-11)$$

Инерция орайы системасында b бөлекшесиниң кинетикалық энергиясы T'_b ушын мына аңлатпа орынлы:

$$T'_b = \frac{m_b}{m_B + m_b} \left(\frac{m_A}{m_a + m_A} + Q \right) = \frac{m_B}{m_b} T'_B, \quad (13-12)$$

Координаталардың лабораториялық системадан инерция орайы системасына өткенде мүйешлер мынадай болып түрлендириледі:

$$\tan \theta_b = \frac{\sin \theta'_b}{k_b + \cos \theta'_b} \quad (13-13)$$

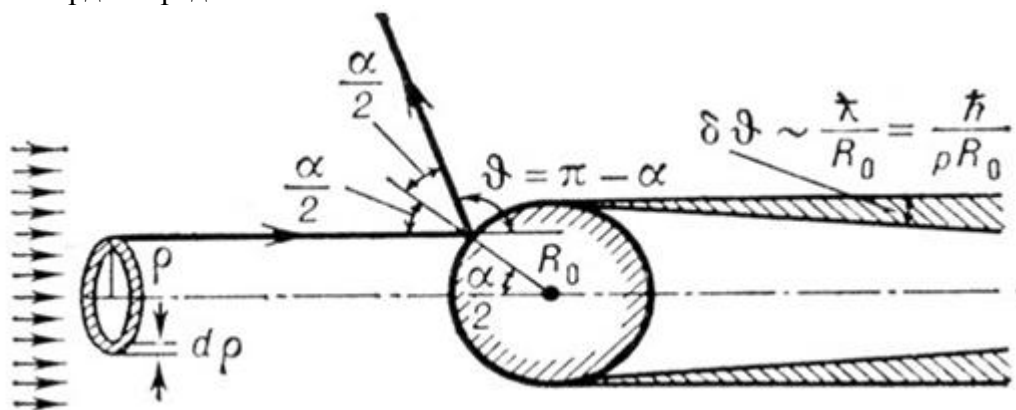
бул аңлатпада

$$k_b = \left(\frac{m_a m_b T_b}{m_b [m_A T_a + Q(m_a + m_A)]} \right)^{1/2} \quad (13.14)$$

B бөлекшеси ушын кейинги формулалардағы индекслерди алмастырып қойыў арқалы әмелге асырылады.

14-санлы лекция. Ядролық реакциялардың кесими хәм шығыўы

Ядролық реакцияның кесе-кесими. Бир бири менен тәсир етисіуші еки бөлекшеден туратуғын системаның белгили бир ақырғы халға өтиуінің итималлығын тәриплеуші шаманы ядролық реакцияның кесе-кесими (кесими) деп атайды. Ядролық реакцияның кесе-кесими хакқында төмендеги 14-1 сүүрет көргизбели түрде мағлыұматларды береді.



14-1 сүүрет. «Классикалық» бөлекшениң «абсолют серпимли» шардағы серпимли шашырауын түсиндириуіге арналған сүүрет. $\vartheta = \pi - \alpha$ мүйешине шашырауға

$\rho = R_0 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) = R_0 \cos\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$ гөзлеу параметри жууап береді. Ал $d\Omega = 2\pi \sin\vartheta d\vartheta$ денелик

мүйешине шашыраудың кесе-кесими $d\sigma$ штрихланған сақыйнаның майданына тең:

$$d\sigma = 2\pi \rho d\rho = \frac{\pi}{2} R_0^2 \sin\vartheta d\vartheta, \text{ яғный дифференциаллық кесе-кесим } \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R_0^2}{4}.$$

шашыраудың толық кесе-кесими шариктің геометриялық кесе-кесимине тең: $\sigma = \pi R_0^2$.

Бөлекшелердің квантлық қасиетлерін есапқа алсақ кесе-кесимнің мәнісі басқаша болып шығады. Ең шекли жағдайда $\lambda \gg R_0$ ($\lambda = \frac{h}{p}$ аркалы де-Бройль толқынының

узынлығы, ал p аркалы бөлекшениң импульси белгиленген). Шашырау сфералық

симметрияға ийе, ал толық кесе-кесим классикалық жағдайдағыға қарағанда 4 есе үлкен:

$$\sigma_{kv} = 4\pi R_0^2. \text{ Егер } \lambda \ll R_0 \text{ шәрті орынланса, онда шекли мүйешлерге шашырау } (\vartheta \neq 0)$$

классикалық шашырауды еске түсиреди. Бирақ жүдә киши мүйешлерде ($\delta\vartheta \sim \lambda/R_0$)

$\sigma = \pi R_0^2$ кесе-кесимине ийе толқынлық дифракциялық шашырау орын алады. Солай етип

дифракцияны есапқа алғанда толық кесе-кесим классикалық кесе-кесимнен еки есе үлкен:

$$\sigma = 2\pi R_0^2.$$

Ядролық тәсир етисіудің итималлығын дәстениң жолында турған ядроның эффективли майданы σ аркалы анықлау қабыл етилген. Дәстеге перпендикуляр қойылған нышананың бир бирлик майданындағы бөлекшелер санын N_0 аркалы белгилеймиз. Мейли

усы майданда n дана ядро жайласқан болсын. Бундай жағдайда тәсірлесіулер саны мына аңлатпаның жәрдеминде анықланады:

$$N = N_0 \sigma n. \quad (14.1)$$

Бул аңлатпадағы σ шамасын толқ кесе-кесім деп атаймыз. Бул кесе-кесімнің шамасы ядроның кеси-кесімнің геометриялық майданынан үлкен шамаларға айрылыуы мүмкін (жүзлеген, мыңлаған есе).

Егер нышананың қалыңлығы белгили болса, онда бир бирлик майдандағы ядролардың санын анықлау мүмкін:

$$n = \frac{\rho d N_A}{A}. \quad (14.2)$$

Бул аңлатпада ρ арқалы нышана затының тығызлығы, d арқалы нышана заттың қалыңлығы, N_A арқалы Авагадро саны, ал A арқалы массалық сан белгиленген.

Хәр қыйлы шығыу каналларына ийе реакциялардың кесе-кесімлері (мысалы (p,n) , (p,d) хәм тьағы басқалар) парциаллық кесе-кесімлер деп аталады. Бул реакцияларда акырғы ядролардың хәр қыйлы халларының қозыуына алып келетуғын процесслердің кесе-кесімлерин айырып көрсетеди. Бундай кесе-кесімлерди де парциаллық кесе-кесімлер деп атайды. Реакциялардың толық кесе-кесіми энергияның берилген мәнісине сәйкес келиуши парциаллық кесе-кесімлердің қосындысына тең болады:

$$\sigma = \sum \sigma_b.$$

Бул аңлатпада σ_b арқалы парциаллық басым белгиленген.

Кесе-кесімнің бир бирлиги ретинде $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$ қабыл етилген.

Қойылған мәселеге хәм өткерилип атырған эксперименттың өзгешеликлерине байланысly интеграллық, дифференциаллық, еки қайтара дифференциаллық хәм басқа да кесе-кесімлер қолланылады.

$a + A \rightarrow b + B$ типіндеги реакцияның интеграллық кесіми деп мына шамаға айтамыз:

$$\sigma_{ab} = \frac{dN_b}{nN_0}. \quad (14.3)$$

Бул аңлатпадағы n бир бирлик майдандағы нышана бөлекшелердің саны, N_0 болса a бөлекшелери нышанасына келип түсіуши бөлекшелердің саны. dN_b реакцияның нәтижеси болған b бөлекшелерінің саны.

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\epsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\epsilon_b}, \quad (14.4)$$

Бул аңлатпадағы n нышананың бир бирлик майданындағы бөлекшелер саны, N_0 арқалы нышанаға келип түскен a бөлекшелерінің саны, $dN_b/d\epsilon_b$ арқалы $\epsilon_b - \epsilon_b + d\epsilon_b$ диапазонындағы энергияға ийе реакцияның нәтижеси болған b бөлекшелерінің саны.

$a + A \rightarrow b + B$ реакциясының еки қайтара дифференциаллық кесе-кесіми деп

$$\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\epsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega d\epsilon_b}. \quad (14.5)$$

шамасына айтамыз. Бул аңлатпадағы n бир бирлик майдандағы нышананың бөлекшелериниң саны, N_0 - нышанаға келип түскен a бөлекшелериниң саны, $\frac{dN_b}{d\Omega d\varepsilon_b}$ арқалы усы реакцияның нәтижеси болған, $d\Omega$ денелик мүйештиң ишинде поляр θ

хәм азимуталлық φ мүйеши бағытында ушатуғын хәм $\varepsilon_b - \varepsilon_b + d\varepsilon_b$ интервалы ишиндеги

энергияға ийе b бөлекшелериниң саны.

Кесе-кесимлер бир бири менен мына қатнас арқалы байланысқан:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\varepsilon_b. \quad (14.6)$$

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\Omega. \quad (14.7)$$

$$\sigma_{ab} = \iint \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\Omega d\varepsilon_b. \quad (14.8)$$

$a + A \rightarrow b + B$ реакциясының интеграллық кесе-кесими σ_{ab} хәм кери болған $b + B \rightarrow a$

$+ A$ реакциясының σ_{ba} кесе-кесими *дәлме-дәл тең салмақтық принципі менен байланысқан:*

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{(2j_b + 1)(2j_B + 1)\vec{p}_b^2}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)\vec{p}_a^2}, \quad (14.9)$$

бул аңлатпада бөлекшелердің инерция орайы системасындағы спинлери j_a, j_A, j_b, j_B арқалы, ал импульслери \vec{p}_a хәм \vec{p}_b арқалы белгиленген.

Егер реакцияда γ -квант қатнасуғын болса, онда оның ушын $2j + 1 = 2$ көбеймесиниң орын алатуғынылығын еске алыу керек. Себеби γ -кванттың спини 2 проекцияға ийе.

Енди **ядролық реакциялардың механизмлери** хақында гәп етеміз. Соның менен бирге ядролық реакциялар хақында гәп еткенімізде оның тар мәнистеги анықламасын басшылыққа аламыз.

Ядролық реакция атом ядросының қайтадан қурылыуының қурамалы процесси болып табылады. Ядроның қурылысы хақындағы мәселелерди дәл шеше алмағанымыз сыяқты ядролық реакцияларды үйренгенімізде де мәселелерди дәл шеше алмаймыз. Биз жоқарыда атом ядролары ушын хәр қыйлы моделлерди пайдаланыуды көрген едик (басқа сөз бенен айтқанда ядроның структурасын хәр қыйлы ядролық моделлер менен аппроксимациялайды). Тап сол сыяқты ядролық реакцияларды да реакциялардың хәр қыйлы механизмлер менен аппроксимациялайды.

Реакциялардың хәр қыйлы механизмлериниң саны көп. Биз төменде солардың ең тийкарғыларын атап өтеміз.

1. Бордың қурамлық (компаунд) ядро модели. Биз төменде бул механизмди толығырақ қараймыз.

2. Туұрыдан-туұры ядролық тәсірлесиу механизми. Үлкен тезликлер менен қозғалатуғын нуклонлардың ядролар менен тәсірлесиуи ушып келиуши бөлекшениң нышанадағы тек бир ямаса еки нуклон менен тәсірлесиуи ямаса қандай да бир бөлекше менен алмасыу сыпатында өтетуғын процесслер бар. Бундай жағдайларда қурамлық ядроның пайда болыуы орын алмайды.

Бундай реакциялардың ең әпийәйы мысаллары ретинде (d, n), (d, p) реакцияларын атап өтйү мүмкин, реакция процессинде бомбалаўшы дейтрон ядросының бир нуклоны нышананың ядросына бериледи. Бундай реакциялардың және бир түринде нышана ядроның бир нуклоны келип соқлығысыўшы бөлекшеге бериледи: (p, d), (n, d).

3. Кулон қоздырыўы механизми. Базы бир жағдайларда ушып өтйүши зарядланған бөлекше өзиниң электр майданы арқалы ядро менен тәсирлеседи. Усы қубылыстың өзи ядроны қоздырыўға хәм ядролық реакцияның жүрийүине алып келеди.

4. Бөлекшелердиң биримлеп ямаса көп сандағы туўылыўы механизми. Ушып келиўшы бөлекшелердиң энергиясы жүдә жоқары болса ($>10^9$ эВ) көп санлы мезанлардың, ал гейпара жағдайларда барион-антибарион жупларының туўылыўы бақланады. Бул қубылыс космослық нурлардың затлар менен тәсирлесийүинде әхмийетли орынды ийелейди хәм космослық нурлар үйренилгенде толығырақ қарап шығылады (космослық нурларды үйрениў студентлерге өз бетинше жумыс сыпатында бериледи).

Ядролық реакциялардың жоқарыда келтирилген механизмлеринен басқа да көп санлы механизмлери бар.

Биз әхмийетиниң үлкен болыўына байланыслы курамлық ядро механизмин толығырақ қараймыз. Н.Бор тәрепинен усынылған бул моделде ядролық реакция еки басқыш арқалы жүреди. Биринши басқышта аралықлық С ядросы пайда болады:



Курамлық ядро түсиниги аралықлық ядро болған С ядросының жасаў ўақыты характерли ядролық ўақыт $\tau_{\text{ядро}} \approx 10^{-21}$ секундтан артық болған жағдайда ғана пайдаланылады.

Солай етип реакцияның өтйү дәўири $\tau_{\text{ядро}} \approx 10^{-21}$ секундтан артық болған жағдайда ғана ядролық реакция курамлық ядро арқалы жүзеге келеди.

Курамлық ядро арқалы жүрийүши ядролық реакцияларды **резонанслық** хәм **резонанслық емес** деп екиге бөледі.

15-санлы лекция. Туўырдан-туўры жүзеге келетуғын ядролық реакциялар. Фотоядролық хәм электроядролық реакциялар

Егер ядролық реакция тез өтетуғын болса ($10^{-21} - 10^{-22}$ с даўамында), онда бундай реакцияны **туўры реакция** (туўырдан-туўры өтетуғын реакция) деп атаймыз. Туўры реакцияда ушып келген бөлекше өзиниң энергиясын ядроға (дурысырағы ядроның қандайда бир әпийәйы еркинлик дәрежесине) туўырдан-туўры береді.

Туўры реакциялар өзине тән бир қатар өзгешеликлерге ийе болады. Биз хәзир ушып келген бөлекшениң тәсиринде ядродан басқа бир бөлекшениң тиккелей ушып шығыўы менен байланыслы болған реакцияларды қараймыз. Анықлық ушын (N,N') реакциясын үйренеміз.

Бириншиден келип түсийүши нуклон өзиниң импульсин тийкарынан бир нуклонға беретуғын болғанлықтан ядродан ушып шыққан нуклонның импульси басым көпшилик жағдайда усы импульстин бағытына жақын болады. Екиншиден келип түсийүши нуклон ядродағы нуклонға өзиниң энергиясының дерлик барлығын беретуғын болғанлықтан ушып шығыўшы нуклонлар әдеўир жоқары (мүмкин болған ең максималлық энергияға жақын) энергияға ийе болады. Мысалы (n,n') реакциясында ушып шығыўшы нейтронлар алға қарай бағытланған мүйешлик тарқалыўға хәм келип түсийүши нейтронның энергиясына жақын мәнистегі энергияға ийе болады.

Туұры реакциялардың ең кейинги әхмийетли өзгешеликлериниң бири соннан ибарат, реакцияның ақыбетинде тендей интенсивликте протонлардың да, нейтронлардың да ушып шығыуы мүмкин. Себеби энергияның жоқарығы мәнислеринде Кулон барьериниң бөлекшелердиң ушып шығыуы ушын тәсири күшли болмайды.

Онлаған МэВ энергияларда туұры процесслер хеш ўақытта да таза түринде жүрмейди. Бундай процесслер менен бирге басқа да процесслер, мысалы, қурамлық ядро арқалы жүретуғын реакциялар да жүзеге келеди.

Туұры процесаслердиң түрлери оғада көп. Бундай процесслер барлық ядроларда да, қалеген ушып келиўши бөлекшелерде де жүреди. Ядродан жеке нуклонлардың, нуклонлар жубының, дейтронның, ^3He ядроларының, α -бөлекшелериниң, литийдиң, бериллийдиң, басқа да қурамалы элементлердиң ядроларының ушып шығыуы мүмкин. Соңғы жағдайларда ушып шығыўшы ядролар-сынықлар **фрагментлер** деп аталады, ал процесстиң өзи **фрагментилениў** ямаса **усақлаў** (скалывание) деп аталады.

Егер соқлығысыўдың ақыбетинде ядродан пионлар, каонлар, гиперонлар хәм басқа да элементар бөлекшелер ушып шығатуғын болса, онда бундай процесслер де туұры процесслер қатарына киреди.

Төмендегидей туұры процесслер көбирек үйренилген:

а) (n,n) , (n,p) , (p,n) , (p,p) реакциялары. Бундай туұры реакциялар ядроларды энергиясы онлаған (бир неше он) МэВ болған нуклонлар менен бомбалағанда әмелге асады.

б) (d,p) , (d,n) үзип алыўы (срыв) хәм (p,d) , (n,d) қосып алыўы (подхват). Үзип алыў механизми мынадан ибарат: дейтрон ядро менен соқлығысқанда усы ядроға бир нуклоны арқалы "жабысады". Бул нуклон ядроға жутылады, ал ал екинши нуклон қозғалысы бағытында қозғалысын еркин түрде даўам ете береді.

Үзип алыў реакциясы әсиресе дейтронларда интенсивли түрде жүреди. Себеби дейтронда нуклонлар бир бири менен әззи байланысқан, бир биринен үлкен қашықлықларда жайласқан хәм ўақыттың көп бөлгинде ядролық күшлердиң тәсир етиў радиусынан үлкен қашықлықларда жайласады.

Қосып алыў реакциясы үзип алыў реакциясына пүткиллей қарама-қарсы. Келип түсиўши нуклон ядроға жақынласады хәм оннан басқа бир нуклонды үзип өзине қосып алады (ядродан нуклонды үзип алады).

в) $(p, 2p)$, (p, np) квазисерпимли урып шығарыўлары. Егер келип түсиўши нуклонның энергиясы ядроғағы нуклонның байланыс энергиясынан үлкен болатуғын болса (яғный 100 МэВ тен үлкен), онда келип түсиўши нуклон менен ядроғағы бир нуклонның соқлығысыўы орын алады. Бул соқлығыўшы еки нуклонның басқа нуклонлар менен тәсирлесиўи екинши дәрежели орынды ийелейди. Усының салдарынан еки нуклонның еркин серпимли соқлығысыўы орын алады. Нәтийжеде еки нуклон да хәр тәрепке қарай ушады, яғный ядроны таслап кетеди. Бул нуклонларды квазисерпимли урып шығарыў процесси болып табылады.

г) тритонлар, α -бөлекшелери хәм басқа да қурамалы бөлекшелер қатнасатуғын туұры процесслер. Бундай процесслер ядроларды жүдә үлкен энергияға ийе (бир неше жүзлеген МэВ) нуклонлар ямаса басқа бөлекшелер менен бомбалағанда жүзеге келеди.

Басқа да көп санлы туұры процесслерге көплеген мысалларды келтириў мүмкин.

Фотоядролық хәм электроядролық реакциялар. Биз хәзир электрмагнит майданның қатнасыўында жүретуғын ядролық реакцияларды қарап шығамыз. Бундай "қатнасыўдың" формаларының саны көп хәм хәр қыйлы. Мысалы ең әпиўайы экспериментте ядроларды энергиясы онлаған ямаса жүзлеген МэВ болған γ -квантлары менен бомбалаў мүмкин. Бундай жағдайда көплеген ядролар бундай γ -квантларын жутады хәм өзинен протонларды, нейтронларды, басқа да бөлекшелерди бөлип шығарады. Бундай процесслер **фотоядролық реакциялар** деп аталады. (γ,p) хәм (γ,n) фотоядролық реакциялар ең көп изертленилген реакциялар болып табылады. Соның менен бирге (γ,d) , (γ,np) , (γ,α) реакциялары да көп изертленген фотоядролық реакциялар қатарына киреди.

Жоқары энергияға ийе квантлар (бир жүз елиў МэВ тен жоқары энергияға ийе γ -квантлар) ядролар ямаса айырым нуклонларда жутылып оларда пионлар хәм басқа да элементар бөлекшелерди туўдырады. Бундай процесслер де фотоядролық реакциялар қатарына киреди. Мысалы водород нышананы бир неше жүз МэВ энергияға ийе болған γ -квантлары менен бомбалағанда терис (π^-) хәм оң (π^+) пионлар пайда болады:

$$\gamma + n \rightarrow p + \pi^-, \quad \gamma + p \rightarrow p + \pi^0.$$

Электроядролық процесслер ядроларды зарядланған бөлекшелер менен бомбалағанда бақланады. Бирақ бундай жағдайда электромагнит майданы қатнасуатын хәм электромагнит майданы қатнаспайтуын процесслер арасында конкуренция жүреді. Мысалы, егер бомбалаушы бөлекше α -бөлекше болып табылатуын болса, онда ол ядро менен ядролық күшлер арқалы да, электромагнит күшлери арқалы да тәсирлесе алады. Усы еки тәсирлесіуің қайсысының күшли болатуынлығы α -бөлекшесиниң энергиясынан (бул энергияны E арқалы белгилеймиз) хәм ядроның заряды Z тен ғәрезли. Ядролық күшлер оғада интенсивли, бирақ жақыннан тәсир етеді хәм сонлықтан әмелде ол тек ядроның ишинде ғана эффективли. Кулон күшлериниң интенсивлиги кемБирақ бундай күшлер ядродан алыста тәсир етеді. Сонлықтан жоқары энергияларға ийе болған α -бөлекшелери ядроға еркин жақынлап келе алады хәм ядро менен интенсивли түрде тәсир етисіуіге кириседи. Бундай жағдайда электромагнит күшлериниң тутқан орны сезилмейді. Бирақ киши энергияларда α -бөлекшеси ядроға жақынлап келе алмайды хәм ядро менен тек Кулон майданы (электр майданы) арқалы тәсир етиседи. Үлкен энергия менен киши энергия арасындағы шегаралық мәніси E_{shagara} бөлекше менен ядро тийискен моменттеги Кулон потенциал энергиясына тең:

$$E_{\text{shagara}} = \frac{2Ze^2}{R + r}.$$

Бул аңлатпада R арқалы ядроның радиусы, ал r арқалы α -бөлекшесиниң радиусы белгиленген. Орта ядролар ушын E_{shagara} ның мәніси он МэВ ке жақын.

Электронлар күшли тәсирлесіуіге қатнаспайды. Сонлықтан энергиясы жүдә жоқары (жүзлеген хәм оннан да жоқары МэВ лер) болған электронлар ядролар менен тек электромагнит майданы арқалы тәсирлеседи.

Ядролар қатнасуатын электромагнит процесслерге ядролардың γ -нурланыуы да киреди (қозған ядролардың γ -нурларын шығарыу менен тийкарғы халға өтетуынлығын еске түсиремиз). Бул процесслер экспериментте ядролық спектроскопия усыллары менен изертленеди.

Ядролардағы электромагнит процесслер басқа ядролық процесслерге салыстырғанда киши интенсивлик пенен өтеді. Себеби электромагнит тәсирлесіулер ядролық тәсирлесіулерге салыстырғанда мыңлаған есе әззи. Екиншиден ядродағы электромагнит процесслер тек электромагнит тәсирлесіулер менен байланысly болып қалмай, ядролық тәсирлесіулер менен де байланысly болады.

16-санлы лекция. Нейтронлар қатнасуатын ядролық реакциялар. Ядролық реакцияларды әмелде қолланыу. Активациялық анализ

Биз нейтронлар қатнасуатын ядролық реакциялар ҳаққында 12-параграфта толығырақ айтқан едик. Сонлықтан бул параграфта нейтронлар қатнасуатын айырым ядролық реакциялар ҳаққында гәп етемиз.

Ауыр ядролардың бөлиніуі. Нейтронлардың тәсирінде аяыр ядро әдетте еки (гейпара жағдайларда үш хәм сирек төрт) бөлекке (сыныққа) бөлинеди. Бул бөлиніуінің оғада зор тәрепи соннан ибарат, бөлиніуінің барысында еки ямаса үш нейтрон бөлиніп (ушып) шығады хәм хәр бир бөлиніуі актинде шама менен 200 МэВ ке тең энергия бөлиніп шығады.

Ядроның бөлиніуінің әхмийетли тәреплери мыналардан ибарат:

Бириншиден бөлиніуі ядроның терең түрдеги қайта курылыуы менен байланыслы болып, сонлықтан өзинің механизми бойынша басқа ядролық реакциялардан үлкен өзгешеликке ийе.

Екиншиден бөлиніуі реакциясына барлық ядролық реакторлардың жумыслары (яғный барлық ядролық энергетика хәм ядролық санааттың барлық басқа тарауларының жумыслары) тийкарланған.

Ауыр ядролардың бөлиніуі реакциялары тек нейтронлардың тәсирінде емес, ал фотонлар (γ -квантлар), дейтронлар, протонлар хәм басқа да бөлекшелердің тәсирінде де жүреди. Айырым, солардың ишинде оғада ауыр ядролардың өз-өзинен бөлиніуі де (спонтан бөлиніуі) орын алады. Бул процесслердің барлығы да ауыр ядролардың курылысын хәм бөлиніуі механизмлерин билиуі ушын үлкен әхмитйетке ийе.

Спонтан бөлиніуі трансуранизотопларды алыу мүмкиншиликлерине шек қояды. Себеби атомлық номер Z тиң үлкейіуі менен бирге элементтің ярым ыдырау дәуири де кескин киширейеди².

Бөлиніуі реакциясының интенсивлиги нейтронлардың энергиясынан хәм ядролардың сортынан күшли түрдеги ғәрезликке ийе. Жеткиликли дәрежеде жоқары энергияға ийе нейтронлардың тәсирінде (100 МэВ тен де жоқары энергияларда) дерлик барлық ядролар да бөлинеди (ауыры да, орташасы да, жеңили де). Бир неше МэВ энергияға ийе нейтронлардың тәсирінде тек аяыр ядролар ғана бөлинеди (шама менен $A = 210$ нан, яғный 85-элементтен баслап). Базы бир ауыр ядролар қәлеген энергияға ийе, соның ишинде ноллик энергияға ийе нейтронлар тәрепинен бөлинеди. Бундай ядролар катарына уранның $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$, изотоплары, плутонийдің $^{239}_{94}\text{Pu}$ изотопы, амерцийдің $^{241}_{95}\text{Am}$, $^{243}_{95}\text{Am}$ изотоплары хәм трансурани элементлердің бир катар изотоплары киреди.

Ядролар көбинесе еки бөлекке (еки сыныққа) бөлинеди. Сынықлардың массаларының бир бирине қатнасы хәр қыйлы мәниске ийе болыуы мүмкин. Жыллылық нейтронлары тәрепинен жүзеге келетуғын бөлиніуілерде массалары бир бирине тең ямаса бир бирине жақын сынықлар хеш қашан бақланбайды. Сынықлардың массалары бир биринен 1,5 есе үлкен болған бөлиніуінің жүзеге келиуі ең үлкен итималлыққа ийе.

Ядро бөлінгенде бөлиніп шығатуғын энергияның нелерге жумсалатуғынлығы менен танысамыз. Ядродан сынықлар, нейтронлар хәм γ -кванталыр тиккелей ушып шығады. Сынықлар өзлери менен бирге қосымша кинетикалық хәм ишки энергия алып кетеди. Бул энергиялар $^{235}_{92}\text{U}$ изотопында орташа былайынша бөлистірілген:

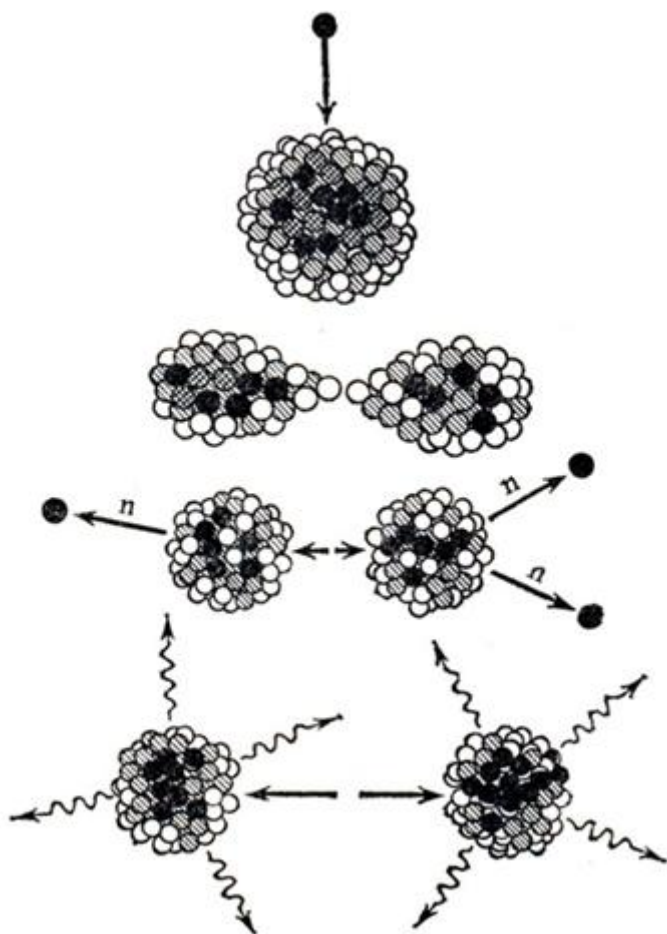
сынықлардың кинетикалық энергиялары	160 МэВ
бөлиніуінің γ -нурланыуының энергиясы	8 МэВ
бөлиніуі нейтронларының кинетикалық энергиялары	6 МэВ
сынықлардың радиоактивли ыдырауының энергиясы	21 МэВ

Бул энергиялардың қосындысы бөлиніуі процессінде бөлиніп шығатуғын толық энергияның мәнисин береді. Бул шама 195 МэВ ке тең.

Ядролық реакторлар. Биз хәзир ғана ядроның бир бөлиніуі процессінде шама менен 200 МэВ энергияның (биз көрген мысалда 195 МэВ) бөлиніп шығатуғынлығын көрдик.

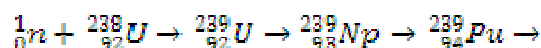
² $A > 280$ болған жағдайда айырым ауыр ядролардың ярым ыдырау дәуиринің үлкейетуғынлығы хакқында теориялық мағлұматлар бар.

Бул шама химиялық реакцияның бір актинде бөлиніп шығатуғын энергияның мәнісінен миллирадіаған есе үлкен (ең көп энергия бөліп шығаратуғын химиялық реакцияның бір актинде бір неше электровольт энергиядан жоғары мұғдардағы энергия бөлініп шықпайды). Атом ядролары бөлінгенде бөлініп шығатуғын энергияны **ядролық энергия** ямаса **атом энергиясы** деп атайды. Бундай энергияны әмелде **ядролық реакторлардың** жәрдемінде алады.



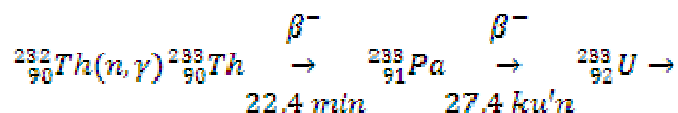
$^{235}_{92}\text{U}$ ядросының бөлінуі.
Бул сұйретте n арқалы келип түсіуші (сұйреттің жоғарысында) хәм сынықлар тәрәпинен (сұйреттің орта бөлімінде) шығарылатуғын нейтронлар белгіленген.

Ядролық реакторларда бөлінуі ядролық реакцияларын пайда етіу үшін пайдаланылатуғын затларды **ядролық жанылғы** деп атаймыз. Тәбиятта тәбийй шараятларда тек бир ғана ядролық жанылғы – уран гезлеседи. Тәбийй уранның қурамында 0,7 % ке шекем $^{235}_{92}\text{U}$ изотопы бар. Усы $^{235}_{92}\text{U}$ изотопы ядролық жанығы болып табылады. Тәбийй уранның 99,3 проценти $^{238}_{92}\text{U}$ изотопы болып табылады. Сол $^{238}_{92}\text{U}$ изотопы менен $^{232}_{90}\text{Th}$ изотопы бөлінетуғын хәм ядролық жанылғы болып табылатуғын $^{233}_{92}\text{U}$ хәм $^{239}_{94}\text{Pu}$ изотоплары алынатугын шийки зат материаллары болып табылады. Бирақ $^{233}_{92}\text{U}$ хәм $^{239}_{94}\text{Pu}$ изотоплары тәбиятта ушыраспайды. $^{239}_{94}\text{Pu}$ былайынша алынады:



Әлбетте $^{239}_{92}\text{U}$ изотопының $^{239}_{93}\text{Np}$ изотопына, ал оның $^{239}_{94}\text{Pu}$ изотопына айланыуы β^- ыдыраудың нәтижесінде жүреді.

$^{233}_{92}\text{U}$ изотопы мына схема бойынша алынады:



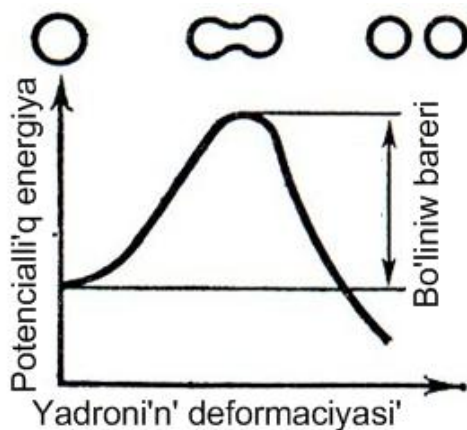
Бул жағдайда да ${}^{233}_{90}\text{Th}$ изотопының ${}^{233}_{91}\text{Pa}$ изотопына, ал оның ${}^{233}_{92}\text{U}$ изотопына айланыуы β^- ыдыраудың салдарынан әмелге асады.

Ядролық энергетикада тийкарғы орынды ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ хәм ${}^{233}_{92}\text{U}$ изотоплары ийелейди. Олардың үшеуі де тақ сандағы нейтронларға ийе, қәлеген энергияға ийе нейтронлардың (соның ишинде жыллылық нейтронларының да) тәсиринде бөлинеди.

Бөлинийуши ядроны тәриплейтуғын әхмийетли шама бир ядро бөлингенде ушып шығатуғын екінши нейтронлардың орташа саны ν болып табылады. Екінши шама болған η шамасы айырым ядроны емес, ал бирдей ядролардан туратуғын бир текли орталықты тәриплейди. Бундай орталықтың өлшемлери жеткиликли дәрежеде үлкен (шеклик мәниси шексиз үлкен). Бул шама ядро тәрепинен бир нейтронды тутып алыу актиндеги екінши нейтронлардың орташа шамасы болып табылады. ν хәм η шамалары бир бирине сәйкес келмейди. Себеби орталықтағы нейтронлар тек ядролардың бөлинийуин жүзеге келтирип қоймайды, ал ядролар тәрепинен бөлинуен-ақ тутып алынады. Бундай жағдайда γ -квантлары шығарылады, яғный (n, γ) **радиациялық тутып алыу** реакциясына кириседи. Мейли σ_{nf} арқалы бөлинийу кесе-кесими, ал $\sigma_{n\gamma}$ арқалы радиациялық тутып алыу кесе-кесими белгиленген болсын. Бундай жағдайда бөлинийуге қәбилетли ядролардың орташа үлесі $\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}$ шамасына тең болады. Нейтронды тутып алыудың бир актине сәйкес келиуши бөлип шығарылған екінши нейтронлардың орташа саны мынаған тең болады:

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}$$

Бул формулаға кириуши барлық шамалардың мәниси нейтронлардың энергиясынан ғәрезли. Сонлықтан формуланың өзи моноэнергиялық нейтронларға тийисли болады.



Бөлинийу баръери хәм бөлинийуши ядроның формасының өзгериуиниң избе-излиги

Төмендеги кестеде жыллылық хәм тез нейтронлар менен бөлинийуши ядролар ушын η менен ν шамаларының мәнислери берилген:

Ядро		${}^{233}_{92}\text{U}$	${}^{235}_{92}\text{U}$	${}^{239}_{94}\text{Pu}$
Жыллылық нейтронлары	ν	2,48	2,42	2,86
($E = 0,025$ эВ)	η	2,28	2,07	2,11
Тез нейтронлар	ν	2,59	2,52	2,98
($E = 1$ МэВ)	η	2,45	2,3	2,7

Жоқарыдаға кестеде $\eta > 1$ екенлиги көринип тур (1 ден әдеуір үлкен). Бул атом **ядроларының бөлинийуиниң шынжырлы реакциясының** жүзеге келиуиниң зәрүр болған шәрти болып табылады (бирақ жеткиликли шәрти емес). "Шынжырлы реакция" термини

химиядан алынған. Реакцияның шынжырлы реакция болыуы үшін реакцияға кирисуі заттардың биринің қайтадан тиклениуі (хәтте бурынғыдан да көбирек муғдарда) шәрт.

Атом ядроларының бөлинуіндеги шынжырлы реакцияда нейтронлар қайтадан тикленеди. Бундай реакцияның идеалластырылған түри үшін төмендегидей мысал келтиремиз.

Мейли үлкен өлшемлерге ийе дене таза уран-235 тен ($^{235}_{92}\text{U}$ изотопынан) туратуғын болсын. Мейли космослық нурлардың тәсиріндеги спонтан бөлинуінің себебинен нейтрон пайда болатуғын болсын. Бул нейтрон ерте ямаса кеш басқа бир $^{235}_{92}\text{U}$ ядросы тәрепинен тутып алынады, нәтийжеде $^{235}_{92}\text{U}$ бөлинеди хәм еки жаңа нейтрон пайда болады. Бул еки нейтронды биринши әулад нейтронлар деп атаймыз. Бул еки нейтрон еки ядроның бөлинуін болдырады, нәтийжеде екинши әулад төрт нейтрон пайда болады. Екинши әулад нейтронлардың орнына үшінши әулад $2^3 = 8$ нейтрон пайда болады. n-әулад нейтронлардың саны уақытқа байланыссы экспоненциаллық нызам бойынша өседі.

Уран-235 теги бир әулад нейтронлардың орташа жасау уақыты $10^{-7} - 10^{-8}$ с. Мысал үшін үлкенирек болған 10^{-7} с уақытты аламыз. Бундай жағдайда реакция басланғаннан кейин 10^{-5} с уақыттан кейин жүзинши әулад нейтронлар пайда болады. Олардың саны $N_{100} = 2^{100} = 1,27 \cdot 10^{30}$ ға тең болады. Усы уақыттың ишинде $1 + 2 + 2^2 + \dots + 2^{100} \approx 2^{101} \approx 2,54 \cdot 10^{30}$ ядролық бөлину әмелге асады. Хәр бир бөлинуде 200 МэВ энергия бөлинип шыққанлықтан $200 \cdot 2,54 \cdot 10^{30} \text{ МэВ} \approx 5 \cdot 10^{32} \text{ МэВ} \approx 8 \cdot 10^{26} \text{ эрг}$ энергия бөлинип шығады. Бул оғада куәтлы партланыуды болдырады, оның орташа куәты $8 \cdot 10^{31} \text{ эрг/с}$ қа тең. Салыстыру үшін Куяштың нурланыуының толық куәтының $3,8 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}$ екенлигин атап өтемиз.

Бир қарап өткен уақыт ишиндеги бөлінген уран-235 ядроларының массасы $235 \cdot 1,68 \cdot 10^{-24} \cdot 2,54 \cdot 10^{30} \approx 10^9 \text{ г} = 10^6 \text{ кг} = 10^3 \text{ т}$. Демек биз қарап шыққан идеалластырылған партланыудың жүзеге келиуі хәм биз келтирген уақытта (10^{-5} секунд ишинде) сол партланыудың сөниуі үшін бөлінетуғын заттың ең дәстепки массасы 10^3 тоннадан сәл артық болыуы керек деп жуумақ шығарамыз. Жер шараятларында бундай тәжирийбени ислеп көриудің иләжы жоқ. Бирақ жоқарыда келтирилген санлар атом бомбасының ислеу принципін дурыс түсіндиреди.

Ядролық реакторларда жүретуғын тийкарғы процесс шынжырлы реакция болып табылады. Бөлінетуғын зат жайластырылған реактордың көлеми **реактордың актив зонасы** деп аталады. Әмелде шынжырлы реакция **байтытылған уран** деп аталатуғын уранда жүзеге келтириледі.

Жоқарыда айтылғанындай, тәбийий уранның 99,3 процентин ^{238}U қурайды, ал ^{235}U тиң үлесине 0,7 процент ғана тийеди. Байтытылған уранда ^{235}U тиң муғдары 2-5 процентке жеткериледи. Тәбийий уранды байытуу изотопларды айыруу усылы менен әмелге асырылады. бул көп уақытты талап ететуғын хәм қымбатқа түсетуғын процесс. Бундай айырууды химиялық усыллар менен әмелге асырууға болмайды. Себеби ^{238}U пенен ^{235}U изотопларының химиялық қасийетлери бирдей. Сонлықтан ^{238}U хәм ^{235}U изотопларын бир биринен айыруу сол изотоплардың массаларының айырмасына тийкарланған физикалық усыллар менен әмелге асырылады.

Тәбийий уранға араластырылған ^{235}U изотопын бир қатар жағдайларда бөлину реакциялары уран-235 тиң бөлину реакцияларына уқсас болған плутоний-239 ямаса уран-233 пенен алмастырады.

Активациялық анализ. Активациялық анализ затлардың курамын аныклайтуғын усыл болып табылады. Бул усылда изертлениуі (курамын аныклау керек болған) зат нейтрон, γ -квантлары, басқа да бөлекшелер (ф-юелекшелери, протонлар хәм басқалар) менен нурландырылады хәм усының салдарынан пайда болған радиоактивлик изертлениледі (пайда болған екинши нурланыудың интенсивлиги менен энергиялық спектри, ярым ыдырау дәуири $T_{1/2}$ хәм басқалар). $T_{1/2}$ диң шамасын, радиоактив айланыслардың түрин хәм энергияларын билиу аркалы кестелерде келтирилген

мағлыұматлар менен салыстырып дәслепки ядроның қатар тәртиби Z тиң мәнисин, массалық сан A ның шамасын анықлау мүмкин. Ұақыт бирлигиндеги ыдыраулар саны дәслепки ядролардың санына тууры пропорционал. Сонлықтан активациялық анализ анализ санлық таллауды (заттың курамынындағы затлардың процентин анықлауға) әмелге асырыуға мүмкиншилик береді.

17-санлы лекция. Элементар бөлекшелер

Элементар бөлекшелердің тийкарғы қәсийетлери хәм классификациясы.
Элементар бөлекшелердің тәсирлесіу механизми.

Элементар бөлекшелер физикасы ядро физикасы менен барлық физикада ғана емес, ал пүткил илимде айрықша орын ийелейди. Элементар бөлекшелер физикасының илимде тутқан айрықша орнының мәниси мынадан ибарат: физиканың басқа бөлимлериниң ямаса тарауларының барлығында да (плазма физикасы, қатты денелер физикасы, электр хәм магнетизм, ядролық спектроскопия хәм басқалар) тийкарғы фундаменталлық ызамлар ашылған. Бул жағдай физиканың сол тараулары рауажланып болды дегенди аңлатпайды. Керисинше, бул тарауларда оғада әхмийетли болған жаңалықлар ашылмақта. Ал элементар бөлекшелер физикасында болса фундаменталлық ызамлары еле ашылмаған кубылыслар үйрениледі.

Элементар бөлекшелер физикасында орын алатуғын киши қашықлықлар хәм энергияның үлкен концентрациялары анықсызлық принципи арқалы бир бири менен байланысқан. Бундай жағдайда барлық бөлекшелер ушын энергия импульске пропорционал $E = \hbar \omega$ хәм сонлықтан анықсызлық қатнасы мына түрге ийе болады

$$\Delta E \cdot \Delta x \geq \hbar/2. \quad (17.1)$$

Сонлықтан

$$\Delta E \geq \hbar/2\Delta x. \quad (17.2)$$

Бул аңлатпада ΔE шамасы Гэв лерде, ал Δx та сантиметрлерде беріу керек. Бул аңлатпа Δx шамасындай киши болған қашықлықларға жетіу ушын қандай энергияның керек екенлигин көрсетеді. Солай етип 10^{-14} см болған қашықлықларға кириу ушын 1 Гэв тен үлкен болған энергия талап етиледі деген сөз. Усының нәтийжесинде «элементар бөлекшелер физикасы» сөзлериниң орнына «жоқары энергиялар физикасы» сөзлери де жийи қолланылады.

Әлбетте бизиң күнлдеримиздеги элементар бөлекшелер физикасында үйренилип атырылған процесслер хәзирги ұақытлары турмыста қолланылмайды. Бирақ келешекте бул процесслердің турмыста қолланылатуғынлығына гүман жоқ. Соның менен бирге элементар бөлекшелер физикасында ашылып атырған илимий жаңалықлар тәбияттың дүзилиси хакқындағы фундаменталлық мағлыұматларды береді. Соның ушын элементар бөлекшелер физикасы ызамлары тәбияттың фундаменталлық ызамларының қатарына жатады.

Элементар бөлекшлердің баслы қәсийети: олар басқа элементар бөлекшелер бир бири менен соқлығысқанда пайда болады. Бул релятивистлик эффект болып табылады. Жаңа бөлекшелердің пайда болыу мүмкиншилиги Эйнштейннің формуласы менен анықланады:

$$E_{rel} = Mc^2. \quad (17.3)$$

Бул формулаға сәйкес соқлығысқанда энергия балансына соқлығыушы бөлекшелердің кинетикалық энергиялары да, олардың тынышлықтағы энергиялары да киреди. Соқлығысыу процессінде бул энергиялар бир бирине өте алады. Мысалы. Пионның тынышлықтағы энергиясы 150 МэВ. Сонлықтан кинетикалық энергиялары 150 МэВ тен киши болмаған еки протон соқлығысқанда пионның тұылыуы мүмкин:



Әлбетте соқлығысыушы бөлекшелердің кинетикалық энергиялары жоқары болса да бөлекшелердің тұылыуының барлық реакцияларының өтиуі мүмкин емес. Бундай реакциялардың көплегени электр зарядының сақланыу ызамаы хәм басқа да сақланыу ызамалары тәрөпинен қадаған етилген. Усыған қарамастан жоқары энергиялы қәлеген соқлығысыудың нәтижесінде бөлекшелердің көплеген түриниң пайда болыуы мүмкин деп тастыйықлау мүмкин. Мысалы электр хәм барионлық зарядлардың сақланатуғынлығына байланыслы еки протон соқлығысқанда үшінши протон пайда болмайды. Бирақ протонның сыңары бар. Ол антипротон \bar{p} . Антипротонның электр заряды да, барионлық заряды да абсолют шамасы бойынша протонның сондай зарядлары менен тең, бирақ белгилери бойынша қарама-қарсы. Сонлықтан протон-антипротон жұбының пайда болыуы сақланыу ызамалары тәрөпинен қадаған етилген емес. Усыған байланыслы белгилі физик Д.И.Блохинцев былай деген еди: егер соқлығысыу энергиясы жеткиликли болса, онда протон менен протон соқлығысқанда хәтте Әлемнің өзи де тұыыла алады.

Ұақыттың өлиу бағытына микродүнья ызамаларының симметриясының бар екенлигине байланыслы егер бөлекшелер пайда бола алатуғын болса, онда олар соқлығысыудың нәтижесінде жоқ бола алады. Соның менен бирге бир соқлығысыуда жутылыу менен тұыылыудың бир ұақытта орын алыуы да мүмкин. Бундай жағдайда тұыылыу менен жутылыудың комбинациясы орын алады деп айтамыз. Мысалы γ -квант пенен протон соқлығысып пүткиллей басқа бөлекшелер болған оң зарядлы пионға хәм нейтронға айлана алады:



Биз төменде элементар бөлекшелердің бир бирине айланыуының көплеген мысалларын көремиз.

Элементар бөлекшелердің тұыылыуы хәм жутылыу процесслериниң орын алатуғынлығы олардың «мынадай бөлекшелерден туратуғынлығы» хәққындағы болжаулардың мәниске ийе емес екенлигин көрсетеди. Мысалы (17.5)-формуладан γ -квант пенен протон нейтрон менен оң зарядлы пионнан турады деген жуумақ келип шықпайды. Биз жеткиликли энергияға ийе γ -квант пенен протон соқлығысқанда нейтрон менен оң зарядланған пион тұыылады деп ғана айта аламыз.

Жоқарыда айтылған жағдайларға қарамастан бир элементар бөлекшениң екіншисинен айырыудың эксперименталлық критерийн келтирип шығарыуға болады. Буның ушын усы бөлекше еркин халда ямаса эззи байланысқан халда болатуғын жағдайда ғана бөлекше түсинигин пайдалана алатуғынлығымызды есапқа алыуымыз керек.

«Х бөлекшеси X_1, X_2, \dots, X_n бөлекшелеринен турады» деген сөз төмендегидей еки шәрт бир ұақытта орынланғанда ғана мәниске ийе болады:

1. Қандай да бир соқлығысыуларда Х бөлекшеси X_1, X_2, \dots, X_n бөлекшелерине бөлиу мүмкин.

2. Қәлеген X_i бөлекшесиниң байланыс энергиясы $E_{i \text{ байл}}$ оның тынышлықтағы энергиясы $M_i c^2$ тан әдеуір киши, яғный

$$E_{i \text{ байл}} \ll M_i c^2. \quad (17.6)$$

Усы еки шәрт орынланғанда курамлық бөлекшелердин бөлиниўи бирақ жаңа бөлекшелердин туўылыўы орын алмайтұғын E соқлығысыўлар энергиясының областы бар болады: $M_1 c^2 > E > E_{1\text{ бауы}}$.

Енди биз элементар бөлекшеге анықлама бере аламыз:

Егер жоқарыда келтирилген 1- ямаса 2-шәртлердин кеминде биреўи орынланатуғын болса, онда биз бөлекшени элементар бөлекше деп атаймыз.

Басқа бөлекшелердин барлығын да курамлық бөлекшелер деп атаймыз.

Жоқарыда келтирилген элементарлық шәрти сол элементар бөлекшелердин ишки курылысқа ийе болмайтұғынлығын, яғный олардың «мынадай элементар бөлекшелерден туратуғынлығын» аңғартпайды. Экспериментлер көплеген элементар бөлекшелердин ишки курылысқа ийе екенлигин көрсетеди. Сонлықтан элементар бөлекшелердин ишки курылысының болыўы ҳаққындағы болжаўлар атом ядроларының нуклонлардан туратуғынлығынлығы ҳаққындағы болжаўлар менен мәниске ийе емес екен.

Элементар бөлекшелердин басқа әҳмийети қасийети олардың санының оғада көп екенлигинде. Хәзирги ўақытлары белгили болған элементар бөлекшелердин саны жүзден әдеўир асып кетти.

Элементар бөлекшелер арасындағы тәсирлесийўлер төрт фундаменталлық тәсирлесийўге алып келинеди. Олар мыналар:

No	Тәсирлесийў тип	Тәсирлесийўдин салыстырмалы интенсивлиги	Күшлердин тәсир етийў радиусы, см
1	Күшли ядролық	1	10^{-13}
2	Электромагнитлик	10^{-4}	∞
3	Әззи ядролық	10^{-24}	10^{-16}
4	Гравитациялық	10^{-40}	∞

Дерлик барлық элементар бөлекшелер стабилли емес. Еркин ҳалда стабилли болған тоғыз бөлекше ғана бар: протон, электрон, фотон, антипротон, позитрон хәм нейтриноның төрт сорты. Көплеген элементар бөлекшелердин жасаў ўақыты характерли ядролық ўақытқа салыстырғанда әдеўир көп (ядролық ўақыттың 10^{-23} с хәм бул ўақыттың жақтылық нурының ядроның диаметрин өтийў ўақытына, яғный $\frac{10^{-15} \text{ см}}{10^{10} \text{ см/с}} = 10^{-25} \text{ с}$ шамасына тең екенлигин еске түсиремиз). Мысалы нейтронның орташа жасаў ўақыты 11,7 мин, мюон 10^{-6} с, зрядланған пион 10^{-8} с, гиперонлар менен каонлар 10^{-10} с ғана жасайды. Бул бөлекшелердин барлығы да әззи ядролық тәсирлесийўдин себебинен ыдырайды (яғный әззи ядролық тәсирлесийў болмағанда бул бөлекшелердин барлығы да стабилли бөлекшелер болған болар еди). Нейтрал пион менен эта-мезонлардың жасаў ўақыты шама менен 10^{-16} с шамасын қурайды. Бул бөлекшелердин ыдыраўы электромагнит тәсирлесийўи менен байланысly.

Жасаў ўақыты ядролық ўақыт 10^{-23} с шамасына тең көп санлы элементар бөлекшелер бар. Бундай элементар бөлекшелерди резонанслар деп атайды.

Сақланыў нызамлары. Үш себепке байланысly элементар бөлекшелер физикасында сақланыў нызамлары физиканың басқа тараўларына қарағнада үлкенирек әҳмийетке ийе. Усы үш себепти атап өтемиз:

Бириншиден элементар бөлекшелер физикасында қандай да бир избе-изликке ийе жетилискен теория болмаса да сақланыў нызамлары қатаң түрде сақланады.

Екиншиден, элементар бөлекшелер физикасында сақланыў нызамларының саны көп.

Үшиншиден, микродүньяға өткенде сақланыў нызамлары эффективли түрде ислей баслайды. Егер макродүньяда сақланыў нызамлары тек қадаған ететуғын болса, онда микродүньяда қадағалаўға жатпайтуғын барлық процесслердин жүзеге келиўине руқсат

береди. Басқа сөз бенен айтканда элементар бөлекшелер физикасында сақланыу ызамалары тәрәпинен қадаған етилмеген процесслердің барлығының экспериментлерде сөзсиз бақланыуы тийис.

Биз хәзир хәр бир сақланыу ызамаының тәбияттың ызамаларының симметриясы менен байланыслы екенлигин билемиз. Мысалы ўақыттың бир теклилигинен энергияның сақланыу ызамаы, ал кеңисликтің бир теклилигинен импульстің сақланыу ызамаы келип шығады. Кеңисликтің изотроплығынан болса импульс моментинің сақланыу ызамаы орын алады.

Сақланыу ызамаларының классификациясы. Сақланыу ызамаларының классификациясы олардың физикалық тәбияты менен байланыслы. Барлық сақланыу ызамаларын үш топарға бөлиу мүмкин.

Биринши топарға кеңислик-ўақыттың геометриясы менен байланыслы болған сақланыу ызамалары киреди. Олар мыналар:

Ўақыттың бир теклилиги энергия E ниң сақланыу ызамаының орын алыуына алып келеди.

Кеңисликтің бир теклилиги менен импульс P ның сақланыу ызамаы байланыслы.

Үш өлшемли кеңислик тек бир текли ғана емес, ал изотроплық қасиетке де ийе (яғный үш өлшемли кеңисликтің қасиетлери барлық бағытлар бойынша да бирдей). Бул M импульс моментинің (қозғалыс муғдары моментинің) сақланыу ызамаының орын алыуына алып келеди.

Төрт өлшемли кеңислик-ўақытта барлық инерциал есаплау системалары бирдей хуқыққа ийе. Бул теңдей хуқықлық та симметрия болып табылады хәм инерция орайы X тың сақланыу ызамаына алып келеди.

Жоқарыда атап өтилген төрт сақланыу ызамаына квант теориясында координаталар көшерлеринің хәр қыйлы шағылысыуларына байланыслы және де еки ызам қосылады. Олардың бириншиси кеңисликтеги шағылысыу, ал екіншиси ўақыт бойынша шағылысыуға байланыслы.

Екинши топарға зарядлардың дәл сақланыу ызамаларын киргиземиз. Бул ызамлардың барлығы да электр зарядының сақланыу ызамаына сәйкес келеди. Қәлеген физикалық системаға пүтин мәниске ийе заряд жазылады. Бул зарядтың хәр бири аддитивли хәм сақланады. Хәзирги ўақытлары бундай зарядлардың бесеуи белгили: электр заряды Q , барионлық заряд B , лептонлық заряд L , екінши лептонлық заряд L' (бул заряд, мысалы, мюонды электроннан айырып турады) хәм үшінши лептонлық заряд L'' (бул заряд жақында ашылған τ -лептонды электроннан хәм мюоннан айырып турады).

Бул зарядлардың хәр қайсысы менен байланысқан симметрияның физикалық мәниси хәзирге шекем толық ашылған жоқ. Бул зарядлардың пүтин мәниске ийе болыуының себеби де еле анықланған жоқ.

Үшинши топарға тек айырым фундаменталлық тәсирлесіуіге тән болған сақланыу ызамалары киреди. Бул ызамлардың барлығы да дәл емес, ал жууық орынланады. Бундай жууық ызамларды үйрениу хәр қыйлы тәсирлесіулердің симметрияның хәр қыйлы дәрежесине ийе екенлигин көрсетеди: тәсирлесіу қанша күшли болса оның симметриясы да жоқары (яғный бундай тәсирлесіу ушын көбирек сандағы сақланыу ызамалары орынланады).

Жууық ызамлардың ең дәли S ерсиликтің сақланыу ызамаы хәм C таң каларлықтың сақланыу ызамаы болып табылады. Бундай ызамлар күшли хәм электромагнитлик тәсирлесіулер ушын дәл орынланады. Бирақ эззи тәсирлесіулерде бул шамалар сақланбайды. Ерсилик хәм таң каларлық заряд типіндеги аддитив хәм пүтин мәнисли шамалар болып табылады. «Ерсилик» орнына гейде « U гиперзаряды» атамасы да қолланылады.

Төменги кестеде элементар бөлекшелер физикасындағы қозғалыс интеграллары берилген.

Сақланыу нызамының типи	No	Атамасы	Белгиси	Физикалық жақтан келип шыққанлығы	Қандай тәсірлесіулерде сақланады?
Геометриялық жақтан келип шығыушы назымлар	1	Энергия	E	Ұақыттың бир теклилиги	Барлығында
	2	Импульс	P	Кеңисликтің бир теклилиги	Барлығында
	3	Момент	M	Кеңисликтің изотроплығы	Барлығында
	4	Инерция орайы	X	Инерциаллық есаплау системалардың теңдей хуқықлығы	Барлығында
	5	Кеңисликтік көшерлердің шағылысыуына байланыссы нызамлар	CP	Кеңисликтің-оң- шеп симметриясы	Дерлик барлығында
	6	Ұақыттың шағылысыуына байланыссы нызамлар	T	Ұақыттың белгисинің өзгериуіне қа- рата симметрия	Дерлик барлығында
Зарядлар	7	Электр	Q	Белгисиз	Барлығында
	8	Барионлық	B	Белгисиз	Барлығында
	9	Лептонлық	L	Белгисиз	Барлығында
	10	Екинши лептонлық	L'	Белгисиз	Барлығында
	11	Үшинши лептонлық	L''	Белгисиз	Барлығында
	12	Ерсилик (гиперзаряд)	S $(Y = B + S)$	Белгисиз	Күшли хәм электромагнитлик
	13	Таң қаларлық	C	Белгисиз	Күшли хәм электромагнитлик
Жууық қозғалыс интеграллары	14	Толық изотоплық спин	T	Изотоплық симметрия	Күшли
	15	Зарядлық түйинлеслик (жуплық)	C (P)	Белгисиз	Күшли хәм электромагнитлик
		(\bar{G} -жуплық)	(G)	Белгисиз	
	16	Спонтан бузылуы		Белгисиз	Баркулла бузылады.

Элементар бөлекшелердің классификациясы. Биз төменде элементар бөлекшелердің тийкарғы характеристикаларын атап өтеміз:

- 1) массасы,
- 2) спини,
- 3) электр заряды (Q),
- 4) барионлық заряды (B),
- 5) лептонлық зарядлары (L, L', L''),
- 6) ерсилик (S),
- 7) таң қаларлық (C),
- 8) изотоплық спин (T),
- 9) жуплық (P),
- 10) жасау ұақыты (τ),

- 11) статистика,
- 12) G -жуплық,
- 13) CP -жуплық,
- 14) заряддық жуплық,
- 15) магнит моменти,
- 16) электр зарядының тарқалыуының орташа квадратлық радиусы хәм басқалар.

Элементар бөлекшелерди мынадай классларға бөлиу мүмкин:

а) Фотон (γ -квант). Фотонның барлық зарядлары нолге тең, массасы да жоқ. Фотон күшли тәсир етисийге қатнаспайды, Оның спини пүтин, бирге тең. Сонлықтан фотон бозон болып табылады.

б) Лептонлар. Лептонлар салыстырмалы жеңил бөлекшелер болып табылады. Олар лептонлық (L, L', L'') зарядларға хәм нолге тең барионлық зарядқа ийе. Лептонлар күшли ядролық тәсирлесийге қатнаспайды. Олар ярым пүтин спинге ийе хәм сонлықтан фермионлар болып табылады.

в) Мезонлар. Лептонлық хәм барионлық зарядлары нолге тең, күшли тәсирлесийге қатнасады. Барлық бозонлардың спини пүтин санға тең хәм сонлықтан бозонлар болып табылады.

г) Барионлар. Барионлардың лептонлық заряды нолге тең, ал барионлық заряды нолге тең емес. Ең жеңил барионлар протонлар менен нейтронлар болып табылады. Сонлықтан барионлар аүйр бөлекшелер болып табылады. Барлық барионлар ярым пүтин спинге ийе, сонлықтан олар фермионлар болып табылады.

Мезонлар менен барионларды улыўма түрде адронлар деп атайды. Усы ат пенен олардың күшли тасирлесетуғынлығын атап көрсетеди.

Биз енди элементар бөлекшелердин дизимин беремиз.

Лептонлардың дизими

Бөлекше	Бел-гиси	Масса, МэВ/с ²	Спин	Жасаў ўақыты, с	Ыдыраў нәтийжеси	Электр заряды, е
Электрон	e^-	$0,51099892 \pm 0,00000004$	1/2	$4,6 \times 10^{26}$ жыл	-	-1
Позитрон	e^+	$0,51099892 \pm 0,00000004$	1/2	$4,6 \times 10^{26}$ жыл	-	+1
Тау-лептон	τ^-	1777	1/2	$2,9 \cdot 10^{-13}$	$\mu^- + \nu_\mu + \nu_\tau$ ямаса $e^- + \nu_e + \nu_\tau$	-1
Мюон	μ^-	105,658369(9)	1/2	$2.19703(4) \cdot 10^{-6}$	$e^- + \nu_e + \nu_\mu$	-1
Антимюон	μ^+	105,658369(9)	1/2	$2.19703(4) \cdot 10^{-6}$	$e^+ + \nu_e + \nu_\mu^-$	+1
Нейтирино	ν	$\sim 18,2(\nu_\tau \text{ ушын})$ хәм $19 \times 10^{-2}(\nu_\mu \text{ ушын})$				0

Мезонлардың дизими

Бөлекше	Бел-гиси	Кварклик курамы	Масса, ГэВ/с ²	Спин	Жасаў ўақыты, с	Ыдыраў нәтийжеси
Пион	π^+	$u\bar{d}$	0,140	0	$2,6 \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$
Каон	K^+	$s\bar{u}$	0,494	0	хәр қыйлы	$\pi^0 + e^+ + \nu_e$ ямаса $\pi^+ + \pi^0 + \pi^0$

ρ-бөлекше	ρ ⁺	ud ⁻	0,776	1	-	-
B ⁰	B ⁰	db ⁻	5,279	0	-	-
η _c	η _c	cc ⁻	2,980	0	-	-

Барионлардың дизими

Бөлекше	Бел ги си	Кварклик курамы	Масса, МэВ/с ²	Спин	S	C	B	Жасау ұақыты, с	Ыдырау нәтижесі	Изоспин	Изоспин проекциясы
Протон	p	uud	938,3	1/2	0	0	0	Стабилли	Бақланбады	1/2	+1/2
Нейтрон	n	ddu	939,6	1/2	0	0	0	885,7±0,8	p + e ⁻ + $\bar{\nu}_e$	1/2	-1/2
Дельта	Δ ⁺⁺	uuu	1232	3/2	0	0	0	6×10 ⁻²⁴	π ⁺ + p	3/2	+3/2
Дельта	Δ ⁺	uud	1232	3/2	0	0	0	6×10 ⁻²⁴	π ⁺ + n ямаса π ⁰ + p	3/2	+1/2
Дельта	Δ ⁰	udd	1232	3/2	0	0	0	6×10 ⁻²⁴	π ⁰ + n ямаса π ⁻ + p	3/2	-1/2
Дельта	Δ ⁻	ddd	1232	3/2	0	0	0	6×10 ⁻²⁴	π ⁻ + n	3/2	-3/2
Лямбда	Λ ⁰	uds	1115,7	1/2	-1	0	0	2.60×10 ⁻¹⁰	π ⁻ + p ямаса π ⁰ + n	0	0
таң қаларлық Лямбда	Λ _c ⁺	udc	2285	1/2	0	+1	0	2,0×10 ⁻¹³		0	0
гөззал Лямбда	Λ _b ⁰	udb	5624	1/2	0	0	-1	1,2×10 ⁻¹²		0	0
Сигма	Σ ⁺	uus	1189,4	1/2	-1	0	0	0,8×10 ⁻¹⁰	π ⁰ + p ямаса π ⁺ + n	1	+1
Сигма	Σ ⁰	uds	1192,5	1/2	-1	0	0	6×10 ⁻²⁰	Λ ⁰ + γ	1	0
Сигма	Σ ⁻	dds	1197,4	1/2	-1	0	0	1,5×10 ⁻¹⁰	π ⁻ + n	1	-1
гөззал Сигма	Σ _b ⁺	uub		1/2	0	0	-1		Λ _b ⁰ + π ⁺	1	+1
гөззал Сигма	Σ _b ⁻	ddb		1/2	0	0	-1		Λ _b ⁰ + π ⁻	1	-1
Кси	Ξ ⁰	uss	1315	1/2	-2	0	0	2,9×10 ⁻¹⁰	Λ ⁰ + π ⁰	1/2	+1/2
Кси	Ξ ⁻	dss	1321	1/2	-2	0	0	1,6×10 ⁻¹⁰	Λ ⁰ + π ⁻	1/2	-1/2
Омега	Ω ⁻	sss	1672	3/2	-3	0	0	0,82×10 ⁻¹⁰	Λ ⁰ + K ⁻ ямаса Ξ ⁰ + π ⁻	0	0
таң қаларлық Омега	Ω _c ⁰	ssc	2698		-2	+1	0	7×10 ⁻¹⁴		0	+1
таң қаларлық Кси	Ξ _c ⁺	usc	2466		-1	+1	0	4,4×10 ⁻¹³		1/2	+3/2 ?
таң қаларлық Кси	Ξ _c ⁰	dsc	2472		-1	+1	0	1,1×10 ⁻¹³		1/2	+1/2
	Ξ _b	dsb	5629,6	-	-	-	-	-	J/Ψ + Ξ ⁻	-	-

Каскад-b											
----------	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Бозонлардың дизими

Бөлекше	Белгиси	Масса, ГэВ/c ²	Спин	Жасау ұақыты, с	Ыдырау нәтижесі	Электр заряды, е
W-бозон	W ⁺	80,403±0,029	1	3·10 ⁻²⁵	-	+1
W-бозон	W ⁻	80,403±0,029	1	3·10 ⁻²⁵	e ⁻ +ν _e ⁻	-1
Z-бозон	Z ⁰	91,1876±0,0021	1	3·10 ⁻²⁵	-	0
X-бозон	X				u + u → X → e ⁺ + d ⁻	+4/3
Y-бозон	Y				u + d → Y → ν _e ⁻ + d ⁻	+1/3
Фотон	γ	0 (<6×10 ⁻²⁶)	1	стабилли	-	0 (<10 ⁻³²)

Енди барионлар ҳаққында кеңірек мағлыұматлар беремиз.

Барионлар (грек тилинде βαρύς салмақлы деген мәнисти береді) үш кварктен туратуғын хәм күшли тәсирлесетуғын фермионлар болып табылады. Барионлар элементар бөлекшелердің самействосын пайда етеді. Барионлар еки кварктен туратуғын мезонлар менен бирге күшли тәсирлесиўге катнасуатуғын элементар бөлекшелердің топарын пайда етеді. Бул топардағы элементар бөлекшелерди адронлар деп атайды.

Тийкарғы барионларға төмендегилер киреди (массасының өсиўи бағытында жазылған): протон, нейтрон, лямбда-гиперон, сигма-гиперон, кси-гиперон, омега-гиперон. Омега гиперонның массасы электронның массасынан 3278 есе үлкен хәм бул шама протонның массасынан шама менен 1,8 есе үлкен.

Барионлардың классификациясы. Протон менен нейтрон ең орнықлы барионлар болып табылады (олар биргеликте нуклонлар топарын пайда етеді). Протон абсолют орнықлы бөлекше болып табылады, нейтрон болса бета ыдырайды хәм оның жасау ұақыты 1000 секундқа (16 минутқа) жақыт. Салмақлырақ барионлар 10⁻²³ секундтан 10⁻¹⁰ секундқа шекемги ұақытлар ишинде ыдырайды.

Нуклонлар uud (протон) хәм udd (нейтрон) түриндеги кварклик курамға ийе. Олардың спини ½ ге тең, ерсилиги болса ноллик (яғный нолге тең). Массасы 940 МэВ шамасына жақын. Өзлериниң қысқа жасаушы халлары менен нуклонлар N барионлар топарына киреди.

Ең кеминде бир ерси кварке ийе, бирақ салмақлы кварклерге ийе емес барионлар гиперонлар деп аталады.

Барионлардың самействосында нуклонлардан баска Δ-, Λ-, Σ-, Ξ- хәм Ω-барионлардың топарларын айырып көрсетеди.

- Δ-барионлар (Δ⁺⁺, Δ⁺, Δ⁰, Δ⁻) нуклонлар сыяқлы u хәм d кварклерден турады. Бирақ олардың спини 3/2 ге тең. Олар тийкарынан нуклон менен пионға ыдырайды. Δ-барионлардың жасау ұақыты 10⁻²³ секунд этирапында.

- Λ-берионлар (Λ⁰) электрлик жақтан нейтрал (бирақ ҳақыйкый нейтрал емес) бөлекшелер болып, спини ½ ге, ерсилиги -1 ге тең (яғный оларды u, d хәм s кварклерден туратуғын Λ-гиперонлар деп атауға болады). Оларда u хәм d кварклер изоспини бойынша синглетлик халда турады (I = 0). Массасы 1117 МэВ. Тийкарынан протон менен терис зарядлы пионға ямаса нейтрон менен жасау ұақыты 2,6·10⁻¹⁰ сек шамасындағы нейтраллық пионға ыдырайды. Соның менен бирге салмақлы Λ-барионлар да (Λ_c⁺ хәм Λ_b⁰) ашылды.

Бул барионларда ерси кварк таң қаларлық (очарованный) кварк (с-кварк) ямаса сулыұ (гөззал) кварк (b кварк) пенен алмасқан.

- Σ -барионлар (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-), спини $\frac{1}{2}$ ге, ерсилги -1 ге тең. Λ -барион сыяқлы бундай барионлар u-, d- хәм s-кварклерден турады, бирақ изоспини бойынша триплетли ($I = 1$). Нейтраллық Σ^0 -барион Λ^0 -бариондай кварклик курамға ийе (uds) болады, бирақ оның салмағы аұырырақ. Сонлықтан олар Λ^0 ге тез ыдырайды хәм фотон ушып шығады (ыдыраұ электромагнитлик тәсирдің есабынан жүретуғын болғанлықтан жасаұ ўақыты $6 \cdot 10^{-20}$ секундты ғана курайды). Σ^+ (uus) хәм Σ^- (dds) барионлар шама менен 10^{-10} секунд жасағаннан кейин пион хәм нуклонға ыдырайды. Соның менен бирге Σ^+ хәм Σ^- барионлар бөлекше хәм антибөлекше емес, ал олардың хәр қайсысы өз алдына бөлекше болып табылады және өзлериниң антибөлекшелерине ийе болады (мысалы Σ^0 барион да өзиниң антибөлекшесине ийе.). Σ -гиперонлардың массалары 1200 МэВ шамасының этирапында. Усылар менен бир қатар аұыр Σ -барионлар да табылды. Олар гиперонлар емес, себеби s-кварктиң орнына салмақлырақ кварке ийе.

- Ξ -барионлардың (Ξ^0 и Ξ^-) спинлери $\frac{1}{2}$ ге, ал ерсилги -2 ге тең. Олар еки ерси кварке ийе. Кварклик курамы uss (Ξ^0) хәм dss (Ξ^-). Олардың массасы 1,3 ГэВ этирапында. Орташа жасаұ ўақыты шама менен 10^{-10} секунд. Олар пион менен Λ^0 -гиперонға ыдырайды. Гиперон болып табылмайтуғын аұыр Ξ -барионлар да бар (бундай бөлекшеде ерси кварклердің бири с- ямаса b-кварк пенен алмастырылған).

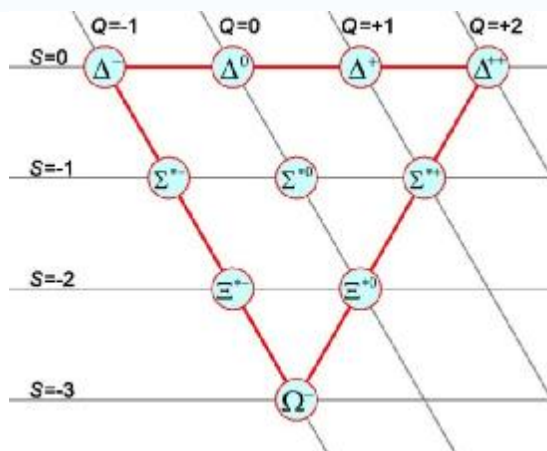
- Ω -барионлар (бул бөлекшелердің Ω^- гиперон деп аталатуғын тек бир типі бар). Спини $3/2$ ге хәм ерсилги -3 ке тең. Олар үш ерси кварктен турады (sss). Бөлекшениң массасы шама менен 1,672 ГэВ ке тең. Жасаұ ўақыты шама менен 10^{-10} секунд. Усындай ўақыттың өтиўи менен Ω -барион тийкарынан терис каонға хәм терис пионға ыдырайды. Соның менен бирге аұыр Ω -барионлар да табылды. Бундай барионларда s-кварклердің бири аұыр кварк пенен алмасқан.

Бул барионлардың қысқа жасаұшы қозған халларының кең спектри орын алады.

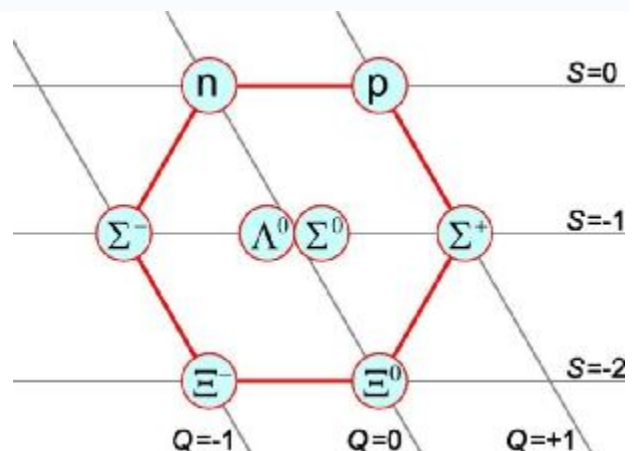
Жеңил барионлардың көпшилиги тийкарғы халда эззи тәсирлесийўдің есабынан ыдырайды. Сонлықтан олардың жасаұ ўақыты салыстырмалы үлкен (жоқарыда гәп етилгендей Σ^0 -гиперон ушын бундай өзгешелик тән емес).

Жеңил барионлар (гиперонлар, Δ -барионлар и нуклонлар) спинлериниң мәнисине байланыслы еки мультиплетлердің биреўиның курамына киреди: спини $3/2$ болған декуплеттиң (Δ -барионлар, Ω -гиперонлар және Σ - хәм Ξ -гиперонлардың қозған халлары) хәм спини $\frac{1}{2}$ ге тең болған октеттиң (нуклонлар, Σ -, Λ - хәм Ξ -гиперонлар).

Барионлық материя деп барионлардан (нейтронлар менен протонлардан) хәм электронлардан туратуғын материяға айтамыз. Усының менен бир қатарда барионлық антиматерия ямаса антизат та бар.



Спини $3/2$ ге тең барионлардың декуплети.



Спини $\frac{1}{2}$ ге тең барионлардың октети.

Барионлық сан эксперименттерде табылған барионлық санның сақланыуы ызамаына бағынады: туйық системада барионлардың саны менен антибарионлардың санының айырмасы сақланады. Бул сан барионлық сан деп аталады. Барионлық санның сақланыуы себептери елеге шекем белгисиз (қандай болғанда да бул ызамға қандай да бир калибровкалық майданның бар екенлиги байланыслы емес). Бирақ хәзирги ўақытлары бир қанша теориялар (ямаса бул теориялардың гейпара вариантлары) бул ызамның айырым жағдайларда орынланбайтуғынлығын болжайды. Егер барионлық сан сақланбайтуғын болса, онда барионлардың ишиндеги ең жеңили протон ыдырай алады. Бирақ хәзирше протонның ыдырауы эксперименттерде бақланған жоқ. Хәзирги ўақытлары теоретиклер тәрепинен протонның жасау ўақытының төменги шеги ғана болып табылды (ыдырау каналына байланыслы 10^{29} жылдан 10^{33} жылға шекем). Барионлық санның сақланбауына алып келетуғын баска да процесслер болжап айтылмақта, мысалы нейтрон-антинейтронлық осцилляциялар.

18-санлы лекция. Бөлекшелер хәм антибөлекшелер

Микродүньяда хәр бир бөлекшеге “антибөлекше” сәйкес келеди. Антибөлекше деп массасы да, спини де бирдей, бирақ тәсирлесийўдин базы бир характеристикаларының белгиси менен айрылатуғын базы бир басқа элементар бөлекшениң сыңары болып табылады. Биз бул жерде тәсирлесийўдин базы бир характеристикалары деп электр, реңлик зарядларды, барионлық хәм лептонлық квант санларын нәзерде тутамыз.

Биз бөлекше менен антибөлекшелер ушын бирдей болған хәм бирдей болмаған характеристикаларды кесте түринде көрсетемиз:

Бөлекше-антибөлекше ушын бирдей болған характеристикалар масса, спин, изотоплық спин, жасау ўақыты	Бөлекше-антибөлекше ушын абсолют шамасы бойынша бирдей, бирақ белгиси бойынша хәр қыйлы болған характеристикалар электр заряды, магнит моменти, лептонлық хәм барионлық зарядлар, ерсилиги (странность), таң каларлық (очарование), сулыўлық (красота)
--	--

Бөлекше хәм антибөлекше түсиниклери салыстырмалы мәниске ийе. Сонлықтан бөлекше-антибөлекше жубындағы бөлекшелердин бирин «бөлекше» ямаса «антибөлекше» деп атау шәртли түрде қабыл етиледі. Бирақ биз «бөлекшени» қабыл етип алсақ, онда «антибөлекше» ни анықлау қыйын емес. Мысалы биз электронды элементар бөлекше деп қабыл еткенбиз. Усының салдарынан позитронды электронның антибөлекшеси деп атаймыз.

Базы бир жағдайларда бөлекшениң антибөлекшеси де өзи болап табылады. Бундай элементар бөлекшелерди ҳақыйқый нейтрал бөлекшелер деп атайды. Бундай бөлекшелер қатарына мыналар киреди:

Фотон	π^0 -мезон	η^0 —мезон	I/ψ —мезон	Υ —ипсилон бөлекше
-------	----------------	-----------------	-----------------	--------------------------------

Жоқарыдағы кестеде келтирилген элементар бөлекшелер қатарына Хиггс бозонын, гравитонды хәм баска да гипотезалық элементар бөлекшелерди киргизий мүмкин. Бирақ олар еле экспериментте табылған жоқ.

Биринши антибөлекше позитрон (антиэлектрон) П.А.М.Дирак тәрепинен 1931-жылы болжап айтылған еди. Ол 1932-жылы Андерсон тәрепинен ашылды.

Дирак 1928-жылы Паули принципін сақлаған халда электронның қозғалысының квантлық релятивисттик теңлемесін келтиріп шығарған еди (Бул теңлемени Дирак теңлемеси деп атайды). Бул теңлеме теріс белгиге ийе энергиялы шешімлерге ийе болды. Кейинирек теріс энергияға ийе электронның жоғалыу қубылысын массасы электронның массасындай, оң энергияға хәм оң зарядқа ийе бөлекшениң пайда болыуы түрінде түсіндириудің мүмкін екенлиги анықланды. Жоқарыда атап өтилгендей, позитрон деп аталатуғын бул бөлекше 1932-жылы ашылды.

Андерсон позитронды космослық нурлардың қурамында сол космослық бөлекшелердің Вильсон камерасында қалдырған излерін фотосүұретке түсириу жолы менен ашты. Позитронның изи электронның изине жүдә уксас еди. бирақ магнит майданында бул излер карама-қарсы тәрепке қарай иймейген болып шықты. Бул бақланып атырған бөлекшениң зарядының оң екенлигинен мағлыұмат берди.

Вакуумде позитрон электрон сыяқлы стабилли. Бирақ электрон менен позитрон ушырасқанда аннигиляцияға ушырайды, яғный олар еки, үш ямаса бир неше фотонға (γ-квантқа) айланады. Бир γ-кванттың нурланыуы мүмкін емес. Себеби бул жағдайда импульстиң сақланыуы нызамы бузылған болар еди.

Бирақ кери процестің орын алыуы мүмкін: γ-квант e^+e^- жұбын пайда ете алады. Буның ушын γ-кванттың энергиясы жұптың меншикли энергиясы $2m_e c^2$ шамасынан киши болмауы керек. Бул процесс тек үшінши дене (мысалы атом ядросы) бар болған жағдайда ғана жүреди. Себеби үшінши дене болмаған жағдайда импульстиң сақланыуы нызамы бузылған болар еди.

1955-жылы Америка Қурама Штатларының бир топар физиклері тәрепинен Беркли қаласында антипротон ашылды. Барионлық зарядтың сақланыуы нызамы бойынша антипротон тек протон менен бир ўақытта пайда болады. Антипротонларды алыу ушын физиклер протонларды 5,6 ГэВ энергияға шекем тезлетти хәм бир бири менен соқлығыстырды.

Элементар бөлекшелердің тәсирлесіу механизми. Элементар бөлекшелердің бир бири менен тәсирлесіулері хәкқында толығырақ информацияларды алыу ушын бөлекшелердің қурылысы хәм реакциялар менен ыдыраулардың өтиу механизмлері хәкқында мағлыұматларға ийе болыуымыз керек. Бул қубылыстардың толық теориясы усы күнлерге шекем дөретилмеген. Бирақ элементар бөлекшелердің бир бири менен тәсирлесіуі механизминің көплеген айырым бөлеклері

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta t \cdot \Delta E \geq \frac{\hbar}{2} \quad (18.1)$$

анықсызлық қатнастарының жәрдеминде әпиұайы түрде түсіндирилиуі мүмкін.

Бул қатнастардан, егер бөлекше Δt ўақыты даўамында өмир сүретуғын болса, онда оның энергиясының $\frac{\hbar}{2\Delta t}$ шамасына, ал бөлекше өлшемлері тек Δx шамасына тең областта жайласқан болса, онда оның импульсинің $\frac{\hbar}{2\Delta x}$ шамасына флуктуацияға ушырайтуғынлығыны келип шығады. Солай етип киши ўақыт аралықларында “ўақытша” энергияның сақланыу нызамы, ал киши аралықларда импульстиң сақланыу нызамы бузылады екен. Әпиұайы мысал келтиремиз. Егер еркин бөлекше E_p энергиясына ийе болса, онда оның толқын функциясы $\Psi(t)$ ўақыттан гармоникалық ғәрезли болады:

$$\Psi(t) = \exp\left(-i \frac{E_p t}{\hbar}\right) \Psi(0). \quad (18.2)$$

Мейли енди бөлекше тек $-T/2 \leq t \leq T/2$ ўақыт аралығында жасайтуғын болсын. Демек оның толқын функциясы усы ўақыт аралығының сыртында нолге тең болады. Бундай жағдайда усы функцияның фурье-образы

$$\tilde{\Psi}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} dt e^{i\omega t} \Psi(t) = \frac{\Psi(0)}{\pi} \frac{\sin\left[\frac{T\left(\omega - \frac{E_p}{\hbar}\right)}{2}\right]}{\omega - \frac{E_p}{\hbar}} \quad (18.3)$$

формуласы жәрдеминде анықланады. Бул формуладан $\tilde{\Psi}(\omega)$ функциясының жийиликтің $\omega = \frac{E_p}{\hbar}$ болған мәнісінде максимумға ийе болатуғынлығы көринип тур. Бирақ бул функцияның мәніси басқа жийиликлерде де нолге тең емес. Бул бөлекшениң жнергиясы болған $\hbar\omega$ шамасының E_p дан өзгеше бола алатуғынлығын көрсетип тур.

Салыстырмалық теориясында бөлекшениң толық энергиясы E_{rel} оның импульси p хэм массасы m арасында мынадай байланыс орын алған:

$$E_{rel} = c\sqrt{p^2 + m^2 c^2} \quad (18.4)$$

Жоқарыда айтылғанларға сәйкес киши Δt ўақыт аралығында энергия, масса хэм импульс арасындағы дурыс $E_{rel} = c\sqrt{p^2 + m^2 c^2}$ қатнасы бузылады деп есапланылады, яғный

$$E_{rel} \neq c\sqrt{p^2 + m^2 c^2} \quad (18.5)$$

Энергия, масса хэм импульс арасындағы дурыс (18.4) қатнасы бузылатуғын бөлекшелерди *виртуаллық бөлекшелер* деп атайды. Усындай бөлекшелер шығарылатуғын процесслерди *виртуаллық процесслер* деп атайды (виртуаллық бөлекшелер хэм виртуаллық процесслер ҳақында биз жоқарыда гәп еттик).

Виртуаллық процесслерде хәр қандай зарядлардың, ерсиликтің, таң қаларлықтың сақланыў ыызамлары қатаң түрде орынланады. Бирақ энергия хэм импульслер бойынша шек қойылмайды. Усыған байланыслы жеткиликсиз энергияларда да виртуаллық түрде эндотермалық реакциялардың да жүриўи мүмкин. Мысалы еркин электрон фотонды шығара ямаса жута алмайды. Себеби бул жағдайда энергия менен импульстиң сақланыў ыызамлары бир ўақытта орынланбайды. Бул жағдайды барлық инерциаллық есаплаў системаларының тең ҳуқықлығынан пайдаланып хэм электрон фотонды жутқаннан кейин тынышлықта туратуғын системадағы энергияның балансын жазыў арқалы аңсат көриўге болады. Бундай жағдайда электронның фотонды жутпастан бурынғы импульси p фотонның k импульсиниң терис белгиге ийе мәнісине тең, яғный

$$p = -k, \quad \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} + |k|c = mc^2. \quad (18.6)$$

Бул теңликтиң тек $p = k = 0$ шәрти орынланғанда, яғный фотон қатнаспаған жағдайда ғана орынланатуғынлығы аңсат көриўге болады. Бирақ

$$\gamma + e^- \rightarrow (e^-)_v \quad (18.7)$$

процессиниң виртуаллық түрде жүриўи мүмкин. Бул аңлатпадағы индекси v болған қаўсырманьң ишиндеги электронның виртуаллық характерде екенлиги көрсетилген. Бул виртуаллық электрон көп ўақыт жасай алмайды, ал ҳақыйкый электрон менен фотонға

ыдырайды. Бул электрон менен фотон дәслепки электрон менен фотонның қозғалыс бағытынан басқа бағытларда уша алады:

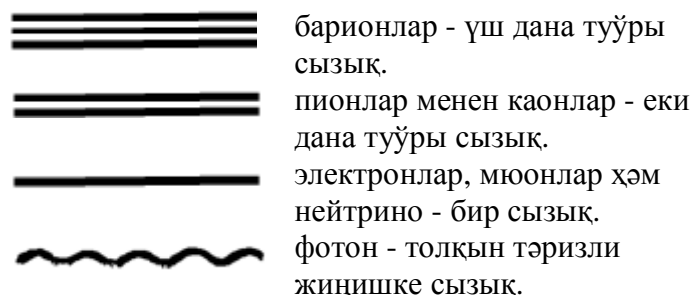
$$\gamma + e^- \rightarrow (e^-)_v \rightarrow \gamma' + e^{-'}. \quad (18.8)$$

(18.8)-аңлатпа Комптон эффектіне сәйкес келеді.

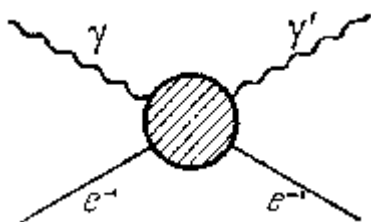
Виртуаллық процесслерді тәріптеу үшін ең дәслеп Ричард Фейнман тәрепинен іслеп шығылған хәм усынылған қолайлы графикалық усыл бар. Фейнман усылы хәр қыйлы процесслерді графикалық түрде сәулендиріп ғана қоймай, сол процесслердің кесе-кесімн еасплауға да мүмкіншілік береді.

Енді Р.Фейнманның графикалық усылының мәнісі менен танысуды баслаймыз. Бул усылда изертленип атырған процесстің хәр бир механизміне базы бир графикалық схема сызылады. Бул схема қандай да мәністе процесстің кеңіслікте уақыт бойынша өтіуін сәулендиреді хәм алынған схеманы *Фейнман диаграммасы* деп атайды.

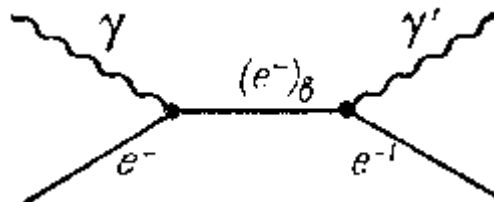
Бул графикте уақыт көшери шеп тәрептен оңға қарай бағытланған деп есеплаймыз. Демек графиктің шеп тәрепинде дәслепкі хал, ал оң тәрепинде ақырғы хал орын алады. Процессте қатнасуын бөлекшеге Фейнман диаграммасында сызық сәйкес келеді. Бөлекшелерді бир биринен аңсат айыруу үшін хәр қыйлы бөлекшелер хәр қыйлы сызықлар менен сәулендіріледі. Биз төмендегідей белгілеулерді қолланамыз:



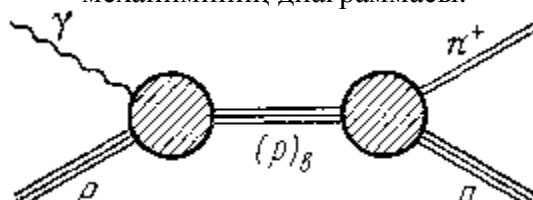
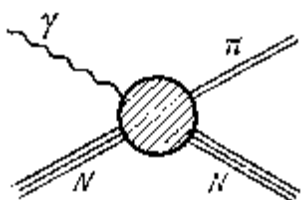
Диаграмманың шеп хәм оң тәрепиндегі сызықлардың ерки ушлары дәслеп хәм ақырындағы бөлекшелерге сәйкес келеді. Ал диаграммада бөлекшелердің тәсірлесиуі түйінлердің жәрдемінде сәулендіріледі. Түйін киретуын хәм шығатуын сызықларға ийе дөңгелекше ямаса ноқат болып атылады. Түйін процеске де, бул процесстің айырым этапларына да сәйкес келеді. Төмендегі сүүретлерде көп санлы мысаллар келтірілген.



18-1 сүүрет.
 $\gamma + e^- \rightarrow e^{-'} + \gamma'$ Комптон-эффектінің диаграммасы

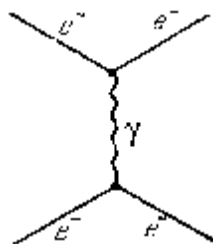


18-2 сүүрет.
 $\gamma + e^- \rightarrow (e^-)_v \rightarrow \gamma' + e^{-'}$
Комптон-эффектінің тийкарғы механизмінің диаграммасы.

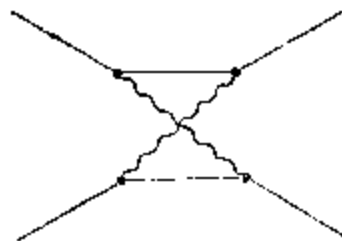


18-3 сүрөт. Нуклонлардагы пионлардың фототууылыуының диаграммасы.

18-4 сүрөт. Оң пионның нуклондагы $\gamma + p \rightarrow (p)_{\gamma} \rightarrow n + \pi^{+}$ механизми менен фототууылыуының диаграммасы.



18-5 сүрөт. Электронның электрондагы шашырауын көрсөтөтуугын эпийайы диаграмма.



18-6 сүрөт. Электронның электронда эки фотон алмасыу аркалы шашырауын тәриплейтуугын диаграмма.

Электромагнит тәсирлесиу. Электромагнитлик тәсирлесиу басқа фундаменталлык тәсирлесиулерге салыстырғанда теориялык жақтан да, экспериментте де әдеуир толық хәм терең изертленген.

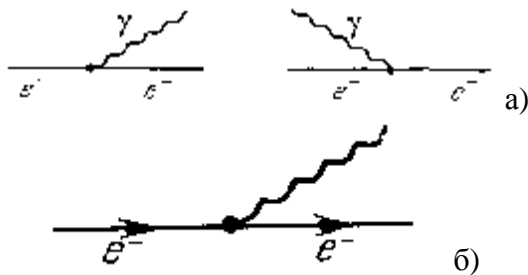
Тәсирлесиудин анық бир түрин изертлеу ушын тек усы түрдеги тәсирлесиуге катнасуугын, ал басқа фундаменталлык тәсирлесиуге катнаспайтуугын бөлекшелерди сайлап алыу керек. Сонлықтан электромагнит тәсирлесиуди фотонларда, электронларда, позитронларда хәм мюонларда үйрениу керек болады. бул бөлекшелер күшли тәсирлесиуге пүткиллей катнаспайды.

Жокарыда аты аталған бөлекшелердин (фотонлар, электронлар, позитронлар хәм мюонлар) электромагнит тәсирлесиуинин теориясы квант электродинамикасы деп аталады. Квант электродинамикасы әдеуир алға жылжыған, базы бир мәнисте толық дөретилип болынған теория болып табылады. Бул теорияның шеклеринде фотонлар, электронлар, позитронлар, мюонлар катнасуугын дерлик барлық процесслерди қәлеген дәлликте есаплау мүмкин. басқа фундаменталлык тәсирлесиулердин хеш кайсысы ушын бундай есаплаулар өткеріу мүмкин емес. Былайынша айтканда квант электродинамикасы фотонлардан, электронлардан, позитронлардан хәм орныклы (стабилли) мюонлардан туратуугын Әлемдеги процесслерди толық хәм дәл тәриплейди.

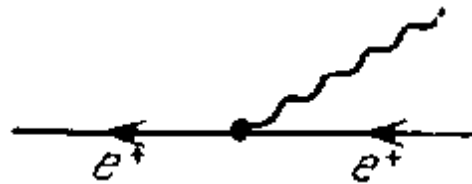
Мюонның тынышлықтағы энергиясы (≈ 100 Мэв) электронның тынышлықтағы энергиясынан шама менен 200 есе үлкен. Сонлықтан 100 Мэв энергияға шекемги процесслерде мюонлардың катнасын есапка алмауға болады хәм бундай жағдайда тек фотонлар, электронла хәм позитронлар итибарға алынады. Бундай көз-карасларды пайдаланғанда квант электродинамикасын күшли тәсиресетуугын бөлекшелер ушын да қолланыу мүмкин. Мысалы 150 МэВ ке шекемги энергиялардағы (усындай энергияларда пионлар тууыла баслайды) электронлар менен фотонлардың протонлардағы шашырауын протонды қозбайтуугын хәм бектилилген зарядланған бөлекше деп қарау жолы менен есаплауға болады. Хәтте буннан да үлкенирек энергияларда электронлардың протонлардағы серпимли шашырауын пионлардың ҳақыйқый хәм виртуаллык тууылыуларын есапка алмай әдеуир дәл есаплау мүмкиншилиги бар.

Биз хәзир квант электродинамикасының процесслерин Фейнман диаграммалары техникасы жәрдемінде караймыз (әпиуайылык ушын мюонлар катнасуугын процесслерди карамаймыз). Жокарыда гәп етилгениндей Фейнман диаграммаларының

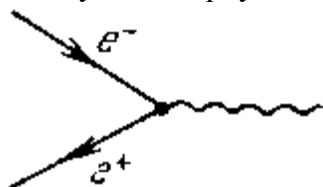
мәнісі мыналардан ибарат: изертленип атыған процесстің амплитудасы баска, әпиұайырақ, әдетте виртуаллық процесслердің амплитудаларының избе-излиги жәрдеминде анықланады. Бундай көз-қарста квант электродинамикасы үшін аңсат жағдай орын алады: бул жерде тек бир элементар процесс орны алып, калған процесслердің барлығы да усы процесс аркалы аңлатылады.



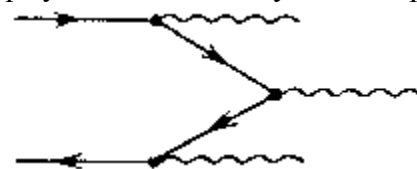
18-7 сүүрет. Электронның фотонды шығарыуын сәулелендириүди диаграмма.



18-8 сүүрет. Позитрон тәрәпинен фотонды шығарыуғы сәйкес келетуғын диаграмма.

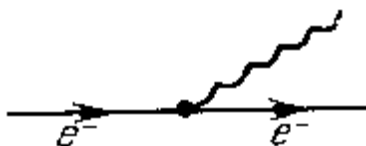


18-9 сүүрет. Электрон менен позитронның бир фотонлық аннигиляциясына сәйкес келиүши түйин.

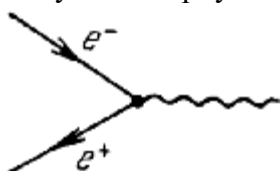


18-10 сүүрет. Электрон менен позитронның үш фотонлы аннигиляциясы.

18-7 б сүүреттің 18-7 а сүүреттен парқы соннан ибарат электронлық сызықта усы сызықтың бағытын көрсететуғын стрелка қойылған. Электронлық сызықтың усындай бағытланғанлығы мынадай мәніске ийе: егер сызық ўақыт көшери бағытында бағытланған болса, онда сызық электронды аңлатады. Егер сызық ўақыт көшерине карама-карсы бағытланған болса, онда сызық протонды аңлатады. 18-8 сүүрет позитрон тәрәпинен фотонның виртуаллық туўылыўына сәйкес келеди. Зарядтың сақланыў ызыамынан мынаны аңғарамыз: электронлық сызық өзиниң бағытын (мысалы) электрон-позитрон жубының аннигиляциясының нәтийжесинде фотон виртуаллық туўылғанда да өзгерте алады. ўақыттың өтиўи менен өзгерте алады (8-9 сүүрет).



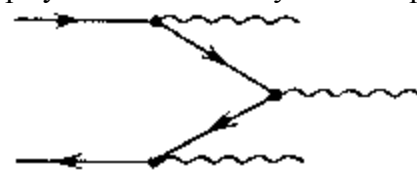
18-7 сүүрет. Электронның фотонды шығарыуын сәулелендириүди диаграмма.



18-9 сүүрет. Электрон менен позитронның бир фотонлық аннигиляциясына сәйкес



18-8 сүүрет. Позитрон тәрәпинен фотонды шығарыуғы сәйкес келетуғын диаграмма.



18-10 сүүрет. Электрон менен позитронның уш фотонлы аннигиляциясы.

келиуіші түйін.

19-санлы лекция. Күшлі өз-ара тәсірлесиуі

Күшлі тәсірлесиудің тәжірийбелерде бақланатуғын ең баслы қасиетлери мыналардан иберат:

а) күшлі тасирлесиулер утиверсаллық характерге ийе емес. Бундай күшлер лептонлар менен фотонларға тасир етпейди.

б) күшлі тасирлесиуіге катнасатуғын бөлекшелерди адронлар деп атаймыз. Адронлар ушын күшлі тасирлесиулер ең баслы тәсірлесиулер болып табылады.

в) адронлардың өлшемлери R_0 ушын $R_0 \approx 0,35 \cdot 10^{-13}$ см шамасы анықланған.

г) күшлі тасирлесиуіле үлкен интенсивлик пенен жүреді, соның менен бирге адронлар бир бири менен тасирлескенде олардың “бирдей материалдан” туратуғынлығы анық көринеди.

д) адронлар оғада киши өлшемлерге ийе (адронның өлшемлеринен мыңлаған есе киши) суббөлекшелерден турады. Соның менен бирге адронлардың массалары оның көлеми бойынша бир текли таркалған емес, ал оның көлеминің оғада киши бөлімлеринде топланған. Адронның ноқатлық қурамлық бөлімлери **партоңлар** деп аталады.

Хәзирги ўақытлары адронлардың қурылысына байланыслы болған барлық эксперименталлық мағлыұматлар **кварк-партоңлық модель** тийкарында түсиндириледі. Усының менен бирге **квант хромодинамикасы** дөретилген. Бул квант хромодинамикасы квант электродинамикасына жүдә ұқсас, бирақ бул хромодинамика адронлық қурылысларды хәм процесслерди тәриплейди.

Квант электродинамикасы бойынша адронлар кванклер менен глюонлардан турады.

“Кварк” сөзи Гелл-Ман тәрепинен Дж.Джойстың “Финнеганға тийе берсин айтыў” (“Поминки по Финнегану”) романынан алынған. Бул романда “Three quarks for Muster Mark!” фразасы орын алған (әдетте “Мистер Марк ушын үш кварк!” деп аўдарылады). Бул фразадағы “quark” сөзи теңиз қусларынының қарқалдасқан сеслерине сәйкес келеді. Дж. Цвейг оларды “дуз” лар (соқтадағы дузлар) деп атады. Бирақ бул атама көп қолланылмады, себеби дузлардың саны төртеу, ал дәслепки моделде кварклердің саны үшеу ғана еді.

	Аты	қарақалпақша	инглизше	заряды	массасы
Биринши әўлад					
<i>d</i>	төменги	төменги	down	-1/3	~ 4 МэВ/с ²
<i>u</i>	жоқарғы	жоқары	up	+2/3	~ 6 МэВ/с ²
Екинши әўлад					
<i>s</i>	ерси	ерси	strange	-1/3	150 МэВ/с ²
<i>c</i>	таң қаларлық	таң қаларлық	charm	+2/3	1,5 ГэВ/с ²

Үшінші әулад					
b	әжайып	гөззал	<i>beauty</i> (botton)	$-1/3$	$4,5 \text{ ГэВ}/c^2$
t	хақыйқый	хақыйқый	<i>truth</i> (top)	$+2/3$	$171 \text{ ГэВ}/c^2$

Кварклердің қасиеттері. Хәзірше белгисіз болған себеплерге байланысты кварклер табиғий түрде "үш әулад" деп аталатуғын топарларға бөлінеді (бул әуладлар кестеде берілген). Хәр бир әуладта бир кварк $+2/3$ зарядқа, ал екіншиси $-1/3$ зарядқа ийе. Әуладларға бөліу лептонлар ушын да орын алады.

Кварклер күшли, әззи хәм электромагнит тәсирлесіулерінде қатнасады. Күшли тәсирлесіу (глюонлар менен алмасыу) кварктің реңін өзгертеді, бірақ ароматын өзгертпейді. Әззи тәсирлесіу болса керісінше кварктің реңін өзгертпейді, ал ароматын өзгертіуі мүмкін. Күшли тәсирлесіудің өзіне тән өзгешелігі соннан ибарат, жалғыз кварк басқа кварклерден сезилерліктей қашықтықларға алыслап кете алмайды. Сонлықтан кварклердің еркін халда бақланыуы мүмкін емес (бул кубылыс конфайнмент атамасын алды). Кварклердің "реңсіз" комбинациялары болған адронлар ғана бир биринен үлкен қашықтықларға ушып кете алады.

Әлбетте күшли тәсирлесіудің қасиеті болған конфайнменттің орын алыуы (кварклердің еркін халда жасай алмауы) кварклердің хақыйқатында да бар екенлігіне гүман туұдырады. Бірақ көплеген эксперименталлық фактлер кварклердің хақыйқатында да бар екенлігін тастыйықлайды. Олар мыналар:

Бириншіден, 1960-жыллары адронлардың әпиұайы классификацияға бағынатуғынлығын көрсетті: олар бир бири менен мультиплетлерге хәм супермультиплетлерге биригеді екен. Басқа сөз бенен айтқанда бул мультиплетлерді тәриплегенде көп емес еркін параметрлерден пайдаланыудың сәти түседі. Яғный барлық адронлар үлкен болмаған еркінлік дәрежесіне ийе: бирдей спинге ийе барлық барионлар үш еркінлік дәрежесіне, ал барлық мезонлар тек еки еркінлік дәрежесіне ийе. Кварклер гипотезасының өзі усы еркінлік дәрежелерінің санынан келип шықты хәм мәнісі бойынша "суб-адронлық еркінлік дәрежесі" фразасының мәнісі менен бирдей.

Екіншіден, спинді есапқа алғанда хәр бир еркінлік дәрежесіне $1/2$ спинді, кварклердің хәр бир жубына белгили бир орбиталық моментті жазыудың мүмкін екенлігі анықланды. Усындай көз-карастан кварклер бири биринің этирапында айланыушы бөлекшелер болып шықты. Өз гезегінде бул гипотеза адронлардың спинлерінің хәр кыйлылығын, олардың магнит моментлерін айқын түсіндіріу мүмкіншілігін берді.

Үшіншіден жаңа бөлекшелердің ашылыуы теорияны модификациялауды талап етпеді: хәр бир жаңа адрон кварк конструкциясына сәтлі түрде үйлесті (егер жаңа кварклерді қосыу зәрүрлігінің пайда болғанлығын қосыуды есапқа алмасақ).

Төртіншіден: кварклердің зарядларының бөлшек мәнісли екенлігін қалайынша тексеріп көріуге болады? деген сорау пайда болады. Кварк модели жоқары энергияға ийе электрон менен позитрон аннигиляцияға ушырағанда адронлардың өзі емес, ал дәслепп кварк-антикварк жубының пайда болатуғынлығын, кейін бул жуптың адронға айланатуғынлығын болжайды. Бундай процесстің өтиуін есаплаулардың нәтижелері туұылған кварклердің зарядларының қандай екенлігінен байланысты болып шықты. Экспериментлер бул болжаулардың дурыслығын толығы менен тастыйықлады.

Бесіншіден жоқары энергиялы тезлеткішлердің дәуірінің басланыуы менен бөлекшелердің (мысалы протонның) ишіндегі импульстің тарқалыуын изертлеу мүмкіншілігін берді. Тәжірийбелер протонның ишіндегі импульстің сол протон ийелеп турған көлемде теңдей тарқалмағанлығын, ал айырым еркінлік дәрежелерінде бөлініп топланғанлығын көрсетті. Бул еркінлік дәрежелерін "партонлар" деп атады

(part англиз сөзи "бөлеги" деген мәнисти береді). Усының менен бирге партонлардың биринши жақынласыуда $1/2$ спинге хәм кварклердің зарядларына ийе болатуғынлығы анықланды. Энергияның өсиуі менен партонлардың саны артады. Бундай артыу аса жоқары энергиялардағы кварк моделинде де күтилген еді.

Алтыншыдан, тезлеткишлердің энергиясының өсиуі менен жоқары энергиялы соқлығысыуларда адроннан айырым кваркти урып шығарыу мүмкиншилиги пайда болды. Кварк теориясы бундай соқлығысыулардың нәтийжелеринин ағыслар ("струя" лар) түрінде түрінде көринетуғынлығын болжады. Бундай ағыслар эксперименттерде анық түрде бақланды. Егер протон тек бир бөлекше болғанда ағыс хеш ўақытта да бақланбаған болар еді.

Жоқарыда келтирилген фактлердің кварклер гипотезасының қолда бар эксперименталлық мағлыұматларды толық түсіндире алатуғынлығын көрсетеді.

Кварклер мәселесінде төмендегидей сораўларға еле жуўап берилген жоқ:

1. Неликтен тек үш рең бар?
2. Реңлердің саны менен әўладлардың санының бирдей екенлиги тосыннан болған сәйкеслик пе?
3. Кварклердің үшеу екенлигин бизиң дүньямыздағы кеңисликтин өлшемлеринин санының үшеу екенлигине байланыслы емес пе?
4. Кварклердің массаларының хәр қыйлы екенлиги қайдан келип шығады?
5. Кварклердің өзлери нелерден турады?

Бул мәселелер еле шешилген жоқ.

20-санлы лекция. Хәлсиз (әззи) өз-ара тәсирлесіулер

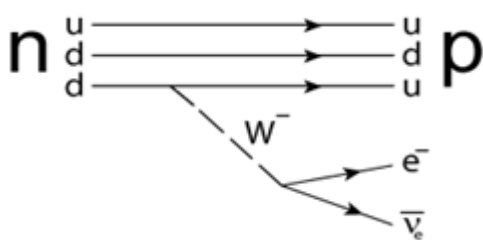
1896-жылы А.Беккерель курамында уран элементи бар дузлардың затлар арқалы жақсы өтетуғын, көзге көринбейтуғын нурлар шығаратуғынлығын анықлады хәм усының менен бирге радиоактивлик қубылысы ашылды. Сол ўақытлары Беккерель өзи бақлаған нурлардың β -нурлары екенлигин, яғный радиоактивлик ыдырауда шығарылатуғын электронлар екенлигин билмеди (Беккерельде торийдің β -ыдырауы бақланған еді). Усындай жоллар менен β -ыдырау ашылды хәм әззи тәсирлесіулерди изертлеудин тарийхы басланды.

Радиоактивлик нурлардың және бир түри α -нурлары аўыр радиоактивли элементлер тәрепинен шығарылатуғын гелий атомларының ядролары екенлигин биз жақсы билемиз. α -бөлекшелер менен өткерилген тәжирийбелер атом ядросының хәм ядролық күшлердің ашылыуына алып келди. Солай етип радиоактивликтин ашылыуы әззи тәсирлесіуди хәм күшли тәсирлесіуди изертлеудин басланыуына алып келди. Жоқарыда келтирилген мағлыұматлар әзии тасирлесіу менен күшли тасирлесіудин «бир туўылған күнге» ийе екенлигин көрсетеді.

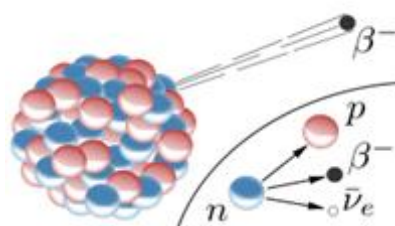
β -ыдыраудың биринши этапын изертлеудин биринши этапы 1930-жыллары жуўмақланды. Усы ўақытлары Паули көп эксперименталлық мағлыұматлар тийкарында β -ыдырауда электронлар менен бирге электрлик жактан нейтрал болған жеңил бөлекшелер де бирге нурландырылады деген болжауды усинды. Бул жеңил бөлекшелерди Э.Ферми «нейтрино» деп атады (Италия тилинде «нейтрино» сөзи «кишкене нейтрон» деген мәнисти аңлатады) хәм ол көп узамай β -ыдыраудың квантлық-майданлық теориясын усинды. Бул теория бойынша нейтронның ыдырауы (биз нейтронның протонға, электронға хәм антинейтриноға ыдырайтуғынлығын билемиз) еки тоқтың тәсирлесіуи нәтийжесинде әмелге асады. Сол тоқлардың биреуин хәзирги ўақытлары адронлық тоқлар деп атайды хәм ол нейтронды протонға айландырады. Лептонлық тоқ деп аталыушы екинши тоқ электрон + антинейтрино жубының туўылыуына алып келеди. Хәзирги ўақытлары бул тоқлардың өз-ара тәсирлесіуи төрт фермионлық тәсирлесіу деп аталады. Себеби бундай тәсирлесіуде 4 фермион қатнасады.

20-1 сүзетте нейтронның протонға, электронға хэм антинейтриноға ыдырауы ушын Фейнман диаграммасы келтирилген. Бул жерде нейтронның β -ыдырауында (виртуаллық) аўыр W -бозонның қатнасуғынлығы көрсетилген. Ал 20-2 сүзетте атом ядросының β -ыдырауы көргизбелилик ушын эпийайы түрде сәўлелендириген. Бул жерде β -ыдырауының ядро ишинде болатуғын процесс емес, ал нуклон ишинде жүретуғын процесс екенлиги анық көринип тур.

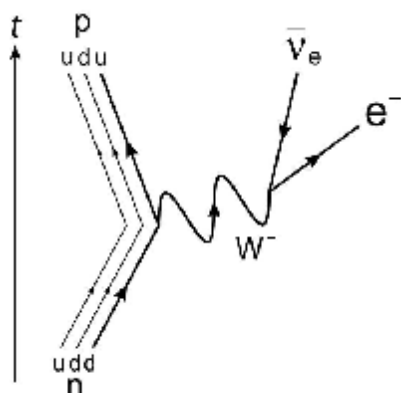
Әззи тәсирлесиўлердиң туткан орнын көз алдымызға көргизбелирек түрде келтириўимиз ушын биз дүньяның анаў ямаса мынаў түрдеги тәсирлесиўсиз кандай түрге енетуғынлығын еслетип өтейик. Егер дүньяда күшли тасирлесиўлер орын алмағанда квант электродинамикасы менен лептонлар физикасы ҳеш кандай өзгерислерге ушырамаған болар еди. Комптон-эффектте, мюонның ыдырауы да әдеттеги дүньядағыдай болып өткен болар еди. бирақ күшли тәсир етисетуғын бөлекшелер (адронлар) пүткиллей болмаған болар еди ямаса олардың орнында пүткиллей басқа бөлекшелер пайда болған болар еди. Сонлықтан дүнья пүткиллей басқа көринске ийе болған болар еди.



20-1 сүзет. Нейтронның протонға, электронға хэм антинейтриноға β -ыдырауының Фейнман диаграммасы.



20-2 сүзет. Атом ядросының β -ыдырауы (сүзет Википедия универсаллық энциклопедиясынан алынған).



20-3 сүзет.

Нейтронның β^- ыдырауы ушын дүзилген Фейнман диаграммасы.

Бул процессте нейтрон аралықлық W^- векторлық бозон арқалы протонға, электронға хэм антинейтриноға ыдырайды.

Егер электромагнитлик тәсирлесиўлер жоғалса, онда атом ядролары хэм күшли тәсирлесетуғын бөлекшелер бүлинген (майрылған) ҳалда қалған болар еди. Протон менен нейтронның арасында айрыма пүткиллей жоғалған болар еди. Тап сол сыяқлы хәр бир изотоплық мультиплеттиң ишиндеги бөлекшелердиң де (мысалы үш пионның) бир биринен парқы жоғалған болар еди. Атомлық масштаблардан баслап дүнья пүткиллей өзгерип кеткен болар еди. Атомлар, молекулалар, макроскопиялық денелер, электромагнит нурлары пүткиллей жоғалады.

Егер әззи тәсирлесиўлер жоғалған жағдайда тек нейтрино ғана жоғалған болар еди, ал басқа бөлекшелер болса сезилерликтей өзгериске ушырамаған да болар еди (Ескертиў: жүдә киши қашықлықларда әззи тәсирлесиўлер үлкен интенсивликке ийе болады хэм бул жағдай бөлекшелердиң массасы менен қурылысына тәсир етеди). Ядролар, атомлар, молекулалар, кристаллар бурынғыдай жасай береді. Бирақ орнықты (стабилли) бөлекшелердиң саны әдеўир көбейген болар еди, ал бул жағдай материяның атомлық хэм макроскопиялық қәдилердеги мүмкин болған структуралық формаларын байытқан болар еди.

Әлбетте эззи тәсирлесиўлер жоғалған жағдайда биринши гезекте β -радиоактивлик жоғалады хәм жоқарыда айтылған гәплердиң барлығы да усы β -ыдыраўдың жоғалыўы менен байланыслы болады.

Енди қандай жағдайларда эззи тәсирлесиўлерге байланыслы болған ыдыраўларды күтиўге болатуғынлығын көрип шығамыз.

Биринши гезекте мынадай қағыйда ҳүким сүреди: бөлекшениң ямаса ядроның эззи күшлердиң тәсиринде сезилерликтей ылдыраўы ушын олардың күшли ямаса электромагнит тәсирлесиўдиң салдарынан ыдыраяы қадаған етилген болыўы керек. Мысалы нейтрал пионда барлық зарядлары хәм ерсилиги нолге тең. Сонлықтан ол электромагнит тәсирлесиўлердиң есабынан еки фотонға ямаса электрон-позитрон жубына ыдырай алады. Ол ҳақыйкатында да тийкарынан жасаў ўақыты $2 \cdot 10^{-16}$ с болған еки фотонға ыдырайды. Бирақ нейтрал пионда басқа да қандай да бир эззи ыдыраўлар бар, бирақ бул ыдыраўлар жүдә әстелик пенен хәм сийрек жүзеге келетуғын болғанлықтан бақланбайтуғын шығар? деген сораў бериледи. Жоқарыда келтирилген қағыйда ушын орынланбайтуғын бирден-бир процесс жүдә аўыр ядролардың β -ыдыраў процесси болып табылады. Бул ядролардың барлығы да электромагнит хәм күшли тәсирлесиўлердиң конкуренциясының салдарынан α -ыдыраў процессине қатнасы бойынша стабилли емес. Кулон барьериниң бар болыўының себебинен бул процесслер соншама бастырылып қалыңған болып, көпшилик ядролар ушын β -ыдыраў процесслери үлкенирек итималлыққа ийе. Барлық басқа жағдайларда (мысалы барлық бөлекшелер ушын) «ыдыраў күшли хәм электромагнит тәсирлесиўлердиң есабынан жүре алмайтуғын жағдайларда эззи тәсирлесиўлердиң тәсиринде жүре алады» қағыйдасы барлық ўақытта да орынланады.

Бул қағыйда зәрүрли қағыйда болып табылады, бирақ ол жеткилики емес. Мысалы протон күшли хәм электромагнит тәсирлесиўлердиң тәсиринде ыдырамайды, бирақ эззи тәсирлесиўлер де протонның ыдыраўын жүзеге келтире алмайды. Эззи ыдыраўдың жүзеге келиўи ушын ол барлық сақланыў ызамалары тәрепинен руқсат етилген болыўы керек (сақланыў ызамалары 13-параграфта келтириген). 17-параграфта элементар бөлекшелер физикасындағы қозғалыс интеграллары арнаўлы кесте түринде берилген еди. Бул кестеде биз а) ерсилик, б) таң қаларлық, в) жуплық хәм г) зарядлық жуплықтың күшли хәм электромагнитлик тәсирлесиўлерде сақланатуғынлығын, ал эззи тәсирлесиўлерде бузылатуғынлығын көрдик. Сонлықтан эззи ыдыраўлар ерсилик сақланғанда қадаған етилген, ал ерсиликтиң сақланыўы бузылғанда руқсат етилген жағдайларда бақлана алады. Мысалы Λ -гиперон барионлық заряды $B = 1$, ерсилиги $S = -1$ болғанәң жеңил бөлекше болып табылады. Сонлықтан күшли хәм электромагнит тәсирлесиўлер бул бөлекшелердиң ыдыраўын болдыра алмайды. Бирақ Λ -гиперонның массасы протон менен терис зарядлы пионның массаларының қосындысынан үлкен. Протон менен терис зарядлы пионда $S = 0$, ал қалған зарядлары Λ -бөлекшелериникиндегидей. Сонлықтан эззи тәсирлесиўлердиң себебинен $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ ыдыраўының жүриўи мүмкин хәм ҳақыйкатында да жүретуғынлығы экспериментлерде дәлилленди.

Ерсиликтиң сақланыў ызамыны эззи ыдыраўлардың жүриўиниң бирден-бир себеби емес. Екинши хәм ең соңғы себеп нейтриноның тек эззи тәсирлесиўлерге қатнасуғынлығында (әлбетте егерт гравитациялық тәсирлесиўлерди есапқа алмағанда, гравитациялық тәсирлесиўдиң ең универсаллық тәсирлесиў екенлигин умытпаяымыз керек).

Ұлыўмалық жуўмақ: егер а) таң қаларлық ямаса ерсиликтиң сақланыў ызамының бузылыўы, б) ыдыраў продуктларының ишинде нейтриноның бар екенлиги шәртлериниң кеминде биреўиниң орынланғанда жүретуғын ыдыраў эззи ыдыраў болып табылады.

Енди мысал сыпатында нейтрино хәм антинейтриноның тәсиринде жүретуғын 1) $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$; 2) $\nu_e + n \rightarrow p + \mu^-$; 3) $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ реакцияларының қайсыларының жүриўи мүмкин хәм қайсыларының жүриўи мүмкин емес екенлигин анықлайық.

Жоқарыд келтирилген реакциялар ээзи тәсирлесіуің салдарында жүреді. Бул реакциялардағы электр Q , барионлық B зарядларының, лептонлық электронлық L_e хәм мюонлық L_μ санларының өзгеріслерін қарайық:

$$\begin{array}{lll}
 1) & \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+ & \\
 Q: & 0 + 1 \rightarrow 0 + 1 & \Delta Q = 0 \\
 B: & 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 & \Delta B = 0 \\
 L_e: & 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 & \Delta L_e = 0 \\
 L_\mu: & -1 + 0 \rightarrow 0 - 1 & \Delta L_\mu = 0
 \end{array}$$

Бундай реакцияның жүріуі мүмкін. Себеби барлық сақланыу нызамлары орынланады.

$$\begin{array}{lll}
 2) & \nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^- & \\
 Q: & 0 + 0 \rightarrow 1 - 1 & \Delta Q = 0 \\
 B: & 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 & \Delta B = 0 \\
 L_e: & 1 + 0 \rightarrow 0 + 0 & \Delta L_e = -1 \\
 L_\mu: & 0 + 0 \rightarrow 0 + 1 & \Delta L_\mu = 1
 \end{array}$$

Бундай реакцияның өтіуі мүмкін емес. Себеби электронлық хәм лептонлық санлар сақланбайды.

$$\begin{array}{lll}
 3) & \bar{\nu}_\mu + n \rightarrow p + \mu^- & \\
 Q: & 0 + 0 \rightarrow 1 - 1 & \Delta Q = 0 \\
 B: & 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 & \Delta B = 0 \\
 L_e: & 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 & \Delta L_e = 0 \\
 L_\mu: & -1 + 0 \rightarrow 0 + 1 & \Delta L_\mu = 2
 \end{array}$$

Бундай реакцияның өтіуі де мүмкін емес. Себеби мюонлық лептонлық сан сақланбайды.

Енді p , n , лямбда Λ , сигма Σ^0 , кси Ξ^0 хәм омега Ω^- бөлекшелерін кварклерден дүземіз.

Протон:

	u	u	d	p
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	1
Ерсилик	0	0	0	0

Нейтрон:

	u	d	d	n
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
Ерсилик	0	0	0	0

Λ бөлекше:

	u	d	s	Λ
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
Ерсилик	0	0	-1	-1

Σ^0 бөлекше:

	u	d	s	Σ^0
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
Ерсилик	0	0	-1	-1

Ξ^0 бөлекше:

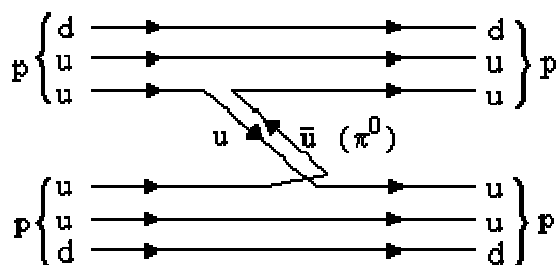
	u	s	s	Ξ^0
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
Ерсилик	0	-1	-1	-2

Ω^- бөлекше:

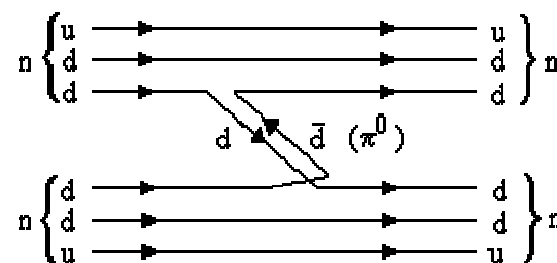
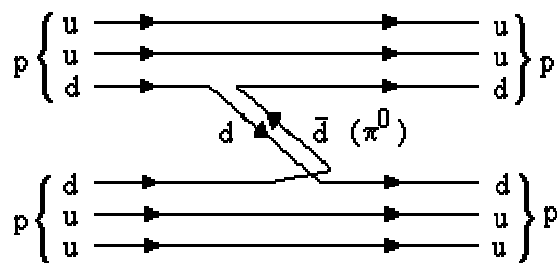
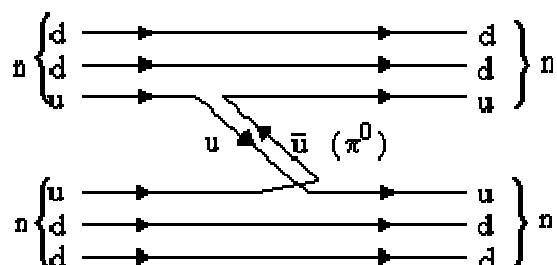
	s	s	s	Ω^-
Электр заряды	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1
Ерсилик	-1	-1	-1	-2

Және де бир мысал ретинде p-p, n-n, p-n тәсирлесиўлериниң кварклик диаграммаларын сызыўды келтиремиз.

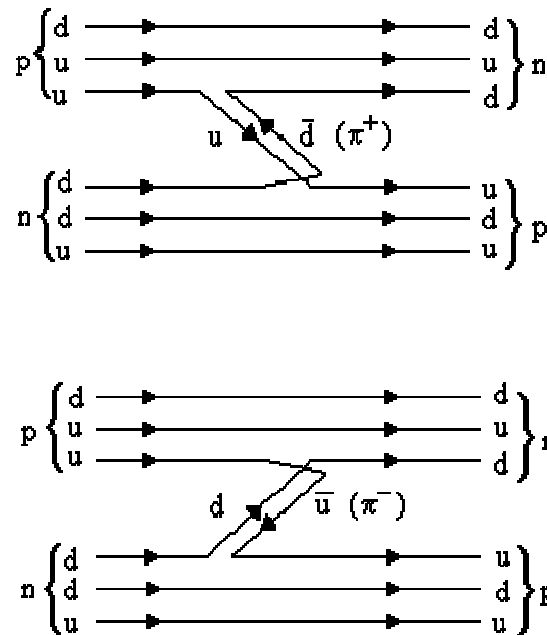
p-p тәсирлесиўи:



n-n тәсирлесиўи:

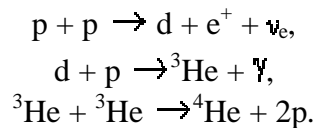


p-n тәсирлесиўи:

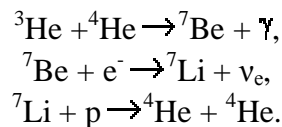


Параграфтың ақырында Жер бетіндегі Куяш нейтриноларының ағысын есеплаймыз.

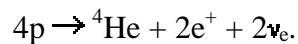
Куяш энергиясы тийкарынан водородлық цикл ямаса водородлық шынжыр деп аталатуғын ядролық реакциялардың нәтижесінде нурланады. Бул дизбектегі тийкаргы реакциялар былайынша жазылады:



Бул реакциялардың ақыбетінде 24.6 МэВ энергия бөлинип шығады. Бул дизбектин (шынжырдың) және де шақалары бар. Мысалы



Бирақ биринши дизбек тийкаргы дизбек болып табылады. Бул дизбекти қысқаша былайынша жазамыз



Солай етип нурланыўдың хәр бир $E = 24.6$ МэВ энергиясына еки нейтрино сәйкес келеди. Куяш хәр бир секундта $W = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с энергия бөлип шығарады, ал Жердің

орбитасының радиусы болса $R_{\text{Жер}} = 1.5 \cdot 10^{13}$ см. Куяш тәрөпинен ўақыт бирлигинде нурландырылған нейтринолардың саны $N = 2 W/E$ шамасына тең. Жердің орбитасының

радиусындай болған сфераның бетиниң майданы

$$S = 4\pi R_{\text{Жер}}^2.$$

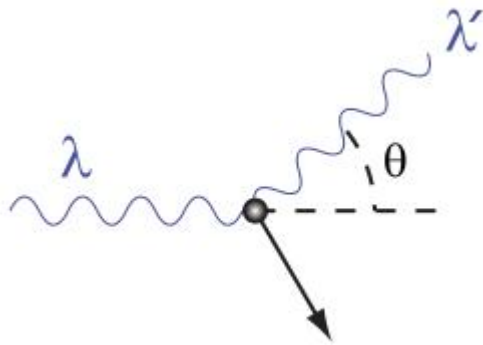
Бундай жағдайда Жер арқалы өтиўши Куяш нейтриноларының тығызлығы былайынша есапланады:

$$J = \frac{2W}{4\pi R_{\text{Жер}}^2 E} = \frac{2 \text{ нейтрино} \cdot 4 \cdot 10^{33} \text{ эрг/сек}}{4 \cdot 3,14 \cdot (1,5 \cdot 10^{13} \text{ см})^2 \cdot 24,6 \text{ МэВ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/МэВ}} =$$

$$= 7 \cdot 10^{10} \frac{\text{нейтрино}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2}.$$

Қосымшалар (студентлердің өз бетінше үйреніуі үшін)

Комптон эффекти



Комптон эффектин иллюстрациялаушы сүрөт.

Комптон эффекти (Комптон-эффект) электронларда шашыраудың нәтижесінде электромагниттік нурланыудың толқын ұзындығының өзгеріуі кубылысы болып табылады. Америкалы физик Артур Комптон тәрәпинен 1923-жылы рентген толқынлары үшін ашылды. Усы жумысы үшін Комптон 1927-жылы физика бойынша Нобель сыйлығын алыуға миясар болды.

Тынышлықта тұрған электронда фотон шашырағанда жийилигі ν дан ν' шамасына өзгереді. Бұл екі жийилик арасындағы байланыс

$$\nu' = \nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

аңдатпасы жәрдемінде бериледи. Бұл аңдатпада θ арқалы шашырау мүйеши (фотонның шашырамастан бұрынғы хәм шашырағаннан кейінгі бағытлары арасындағы мүйеш) белгиленген. Егер толқын ұзындығына өтсек, онда

$$\lambda' - \lambda = \lambda_K (1 - \cos \theta)$$

формуласына ийе боламыз. Бұл аңдатпада $\lambda_K = \frac{h}{m_e c}$ шамасы электрон толқынының комптонлық ұзындығы болып табылады.

Электрон үшін $\lambda_K = 2,4263 \cdot 10^{-10}$ см. Комптонлық шашыраудан кейінгі фотонның энергиясының кишірейіуі Комптонлық жылжыу деп аталады.

Классикалық электродинамикада электромагнит толқынының зарядтағы шашырауы (Томсон шашырауы) толқынның жийилигінің (яғнай толқын ұзындығының) өзгеріуіне алып келмейди.

Комптон эффектин классикалық электродинамика жәрдемінде түсіндириу мүмкин емес. Классикалық физика көз-қараслары бойынша электромагнит толқын үзликсиз объект болып табылады хәм еркин электронларда шашырағанда оның толқын ұзындығының өзгермеуі керек. Комптон эффекти болса электромагнит толқынының квантланыуының туұрыдан-туұры дәлилі болып табылады. Басқа сөз бенен айтқанда Комптон эффектинде фотонның бар екенлигі тастыйықланады. Соның менен бирге бұл

эффект микробөлекшелердің крpusкулалық-толқынлық дуализмінің дұрыс екенлігінің және бір дәлилі болып есапланады.

Комптон эффектіне байланысты мынадай мәселені шешеміз: