УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ
ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ

Миодраг **Крмар**

УВОД У НУКЛЕАРНУ ФИЗИКУ

Нови Сад, 2013.

УВОД У НУКЛЕАРНУ ФИЗИКУ

Издавач

Универзитет у Новом Саду
Природно-математички факултет
Департман за физику

Аутор
др Крмар Миодраг
редовни професор Природно-математичког факултета у Новом Саду

Рецензенти
др Иштван Бикит
редовни професор Природно-математичког факултета у Новом Саду
др Јован Пузовић
ванредни професор Физичког факултета у Београду
др Владимир Удовичић
виши научни сарадник Института за физику у Београду

Приредила и лекторисала
Николина Шарчевић

Дизајн и графичко обликовање
Александар Арсенин

Илустрације
Раденко Кисић

Штампање ове књиге одобрено је
одлуком Научно-наставног већа
Природно-математичког факулета
на XXXII седници одржаној 21. јуна 2012.
у Новом Саду

прво издање

Штампа
Факултет техничких наука, Нови Сад
Департман за графичко инжењерство и дизајн
Графички центар ГРИД

тираж 300

ПРЕДГОВОР

Уџбеник „УВОД У НУКЛЕАРНУ ФИЗИКУ“ је писан са превасходном намером да се студентима физике понуди питко штиво којем би основна функција била да читаоце уведе у област нуклеарне физике и на прави начин их припреми за све наредне курсеве који подразумевају елементарно знање из ове области. Садржај ове књиге је углавном базиран на предавањима које аутор већ годинама изводи на разним студијским групама физике, на Департману за физику, на Природно–математичком факултету у Новом Саду. Књига је писана на начин да може послужити као корисна литература свима којима је неопходно неко почетно знање из области нуклеарне физике.

Нуклеарна физика је веома широка научна дисциплина која је доживела и бројне примене тако да избор поглавља којима би се заокружила нека целина, довољна да послужи као увод у ову област није ни мало једноставан проблем. Но, у највећем броју признатих уџбеника из нуклеарне физике постоји неколико тема које се ни у ком случају не смеју изоставити. Уводно штиво из нуклеарне физике обавезно мора да садржи поглавља у којима ће бити описана својства језгра (маса, величина, момент импулса, електрични и магнетни моменти итд.), процес радиоактивног распада, интеракција зрачења са материјом као и начини детекције зрачења. Чест је случај да се у уводним уџбеницима из нуклеарне физике напише нешто и о моделима језгра, тако да је аутор и ову област укључио у књигу.

Уколико уџбеници нуклеарне физике садрже инека друга поглавља осим набројаних, избор обрађеног материјала је прилично шаролик код разних аутора. Приликом писања ове књиге, аутор се превасходно руководио чињеницом да је нуклеарна физика доживела бројне примене као и израженом тенденцијом да временом све већа популација људи долази у контакт са зрачењем. Од физичара се оправдано очекује да јавност упозори на потенцијалне опасности излагања зрачењу, али и да сузбију неоправдане страхове од зрачења. Из тог разлога је неопходно полазнике уводног курса нуклеарне физике упознати са начинима интеракције зрачења са органским структурама, ткивима, органима и целим организмима и едуковати их у смислу доброг познавања дозиметрије као и последица које се могу очекивати у случају експозиције појединаца или целе популације. Из тог разлога је у предавањиме која је аутор одржавао разним студијским групама физике обавезно било одвојено неколико термина за област дозиметрије. Потпуно је разумљиво да је и једно поглавље ове књиге посвећено дејству зрачења на органске структуре и човека као и дозиметријским величинама.

Приликом писања овог уџбеника намера аутора је била да се у уводни курс нуклеарне физике обавезно укључи и једна област, у великој мери изостављена из

сличних књига. Наиме, свет око нас се састоји од елемената насталих у процесима који се углавном могу описати законитостима које изучава нуклеарна физика. Процес нуклеонсинтезе се своди на различите нуклеарне реакције, што свакако значи да се добар део еволуције свемира може објаснити уз помоћ нуклеарне физике. Из тог разлога је једно поглавље ове књиге посвећено нуклеарним реакцијама, али у контексту објашњења процеса фузије као и нуклеонсинтезе. Незаобилазно је било да се у том поглављу помене и фисија, као једна карактеристична нуклеарне реакција, али веома значајна за производњу енергије као и за еколошку безбедност планете.

Начин на који се већ традиционално изводи настава нуклеарне физике на Департману за физику у Новом Саду је у многоме одредио којим ће редоследом бити приказан одабрани материјал. Ниме, пракса је да се полазници курсева нуклеарне физике не уводе у експерименталне вежбе док не одслушају и савладају један део градива који се тиче радиоактивног распада, интеракција зрачења са материјом као и детекције зрачења. Из тог разлога након уводног поглавља прво бива објашњен процес радиоактивног распада, али само феноменолошки, да би потом следило поглавље о интеракцији зрачења са материјом. У наредном поглављу су обрађени појмови везани за детекцију зрачења. Карактеристике језгра су предмет у наредног поглавља а за њим следи део у коме се говори о моделима језгра. Следеће поглавље је посвећено механизмима радиоактивног распада. Наредно поглавље почиње са кратким уводом у нуклеарне реакције, али само онолико колико је неопходно да се могу разумети процеси фисије, фузије лаких елемената и нуклеонсинтезе који су обрађени у том делу књиге. Последње поглавље овог уџбеника је посвећено дозиметријским величинама и начинима на које се дешава интеракција зрачења са органским структурама живих организама као и ризицима које излагање зрачењу представља за човека.

Аутор се искрено нада да ће читање ове књиге бар у малој мери студентима пробудити интерес за нуклеарном физиком. Основна функција овог уџбеника је да студенте уведе у нуклеарну физику и аутор се нада да је делом и успео у томе.

Аутор
У Новом Саду
Август 2013

САДРЖАЈ

1.УВОД 1

1.1 Нуклеарна физика: предмет изучавања 3
1.2 Из историјата нуклеарне физике: прва открића 5
1.3 Састав атомског језгра 9
1.4 Основне интеракције у природи 13

2. РАДИОАКТИВНОСТ 17

2.1 Закон радиоактивног распада 22
2.2 Активност 25
2.3 Период полураспада 27

3. ИНТЕРАКЦИЈА ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈОМ 29

3.1 Основне чињенице о интеракцији зрачења са материјом 33
3.2 Тешке наелектрисане честице 36
3.2.1 Домет алфа честица 36
3.2.2 Јонизациони губици алфа честица 40
3.3 Лаке наелектрисане честице 45
3.3.1 Домет бета честица; емпиријске релације 45
3.3.2 Јонизациони губици лаких наелектрисаних честица 48
3.3.3 Радијациони губици лаких наелектрисаних честица 49
3.3.4 Ефекат Черенкова 51
3.4 Гама и рендгенско зрачење 54
3.4.1 Фотоелектрични ефекат 56
3.4.2 Расејање зрачења. Комптонов ефекат 60
3.4.3 Стварање парова 63
3.4.4 Атенуациони коефицијент у функцији енергије фотона 65

4. ДЕТЕКТОРИ ЗРАЧЕЊА 69

4.1 Детектори електричног типа 74
4.1.1 Гасни детектори 74
4.1.1.1 Јонизациона комора 78
4.1.1.2 Пропорционални бројач 80
4.1.1.3 Гајгер-Милеров бројач 82
4.1.2 Сцинтилациони детектори 84
4.1.3 Полупроводнички детектори 91
4.2 Оптички детектори 97
4.2.1 Вилсонова маглена комора 97
4.2.2 Мехураста комора 101
4.2.3 Варнична комора 104

5. ОСНОВНЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ ЈЕЗГРА 107
5.1 Маса језгра 110
5.1.1 Начини одређивања масе атома 110
5.1.2 Маса и енергија везе језгра 112
5.1.3 Полуемпиријска једначина масе 116
5.2 Наелектрисање језгра 119
5.3 Величина језгра 121
5.3.1 Одређивање полупречника језгра Кулоновим расејањем 122
5.3.2 Расејање брзих неутрона на језгру 125
5.4 Моменат импулса, магнетни и електрични моменти језгра 126
5.4.1 Моменат импулса 126
5.4.1.1 Моменат импулса микроскопских објеката 126
5.4.1.2 Моменат импулса језгра 129
5.4.2 Магнетни диполни моменат језгра 131
5.4.3 Електрични моменти језгра 134
5.5 Парност језгра 137

6. МОДЕЛИ ЈЕЗГРА 141
6.1 Модел капи 146
6.1.1 Основне поставке модела капи 146
6.1.2 Побуђена енергетска стања језгра-капи 148
6.1.3 Модел капи и фисија језгра 152
6.2 Модел Фермијевог гаса 154
6.3 Модел љусака 157
6.3.1 Експериментални докази постојања структуре љусака 158
6.3.2 Основне поставке модела љусака 162
6.3.2.1 Модел љусака са неким једноставним облицима нуклеарног потенцијала 164
6.3.2.2 Спин-орбитална спрега 169
6.3.3 Неки домети једночестичног модела 173
6.3.3.1 Једночестични модел љусака и спин језгра 174
6.3.3.2 Побуђени нивои језгра 175
6.3.3.3 Изомеризам језгра 179
6.3.3.4 Магнетни моменат језгра 181

7. РАДИОАКТИВНИ РАСПАД 185
7.1 Алфа распад 188
7.1.1 Гајгер-Наталов закон 190
7.1.2 Механизам алфа распада 192
7.2 Бета распад 195
7.2.1 Врсте бета распада и енергијски услови 195
7.2.2 Енергијски спектар бета честица и неутрино 198
7.3 Емисија гама зрачења 204
7.3.1 Унутрашња конверзија 207
7.3.2 Нуклеарни изомеризам 210

8. НУКЛЕАРНЕ РЕАКЦИЈЕ 213

8.1 Основне чињенице о нуклеарним реакцијама 218

8.1.1 Начин обележавања и подела нуклеарних реакција 219

8.1.2 Закони одржања и енергетски биланс нуклеарних реакција 222

8.2 Механизми одвијања нуклеарних реакција 226

8.2.1 Сложено језгро 226

8.2.1 Директне нуклеарне реакције 230

8.3 Фисија и фузија 232

8.3.1 Фисија 232

8.3.1.1 Енергетски биланс и услови одвијања фисије 233

8.3.1.2 Продукти фисије 236

8.3.1.3 Ланчана реакција и начини коришћења фисионе енергије 239

8.3.2 Фузија 242

8.4 Термонуклеарни процеси у звездама 246

8.4.1 Водонични циклус 246

8.4.2 Угљенични циклус 248

8.5 Порекло хемијских елемената 250

8.5.1 Распрострањеност хемијских елемената 250

8.5.2 Настанак елемената 252

8.5.2.1 Примарна нуклеонсинтеза 252

8.5.2.2 Звездана (стеларна) нуклеосинтеза 254

9. ДЕЈСТВО ЗРАЧЕЊА НА ОРГАНСКЕ СТРУКТУРЕ 261

9.1 Основне дозиметријске величине 265

9.1.1 Експозициона доза 265

9.1.2 Апсорбована доза 267

9.1.3 Еквивалентна доза 271

9.2 Дејство зрачења на молекуларном нивоу 274

9.2.1 Директна интеракција зрачења и органских молекула 275

9.2.2 Радиолиза воде и индиректни ефекти зрачења 277

9.3 Дејство зрачења на ћелију 282

9.4 Дејство зрачења на организам 290

9.4.1 Детерминистички ефекти зрачења 291

9.4.2 Стохастички ефекти зрачења 294

9.4.3 Генетски ефекти зрачења 297

БИБЛИОГРАФИЈА 299

ИНДЕКС ПОЈМОВА 303

Миодраг **Крмар**

УВОД У НУКЛЕАРНУ ФИЗИКУ

Књигу посвећујем:

Грубор Богољубу,
наставнику физике у основној школи у Бачкој Тополи
Прерадовић Радивоју,
професору физике у средњој школи у Бачкој Тополи
Маринков др Лазару,
професору нуклеарне физике на Природно-математичком факултету у Новом Саду

пошто су ме они на најлепши начин увели у физику

Миодраг ***Крмар***

УВОД

НУКЛЕАРНА ФИЗИКА: ПРЕДМЕТ ИЗУЧАВАЊА

Нуклеарна физика је једна од најмлађих области физике. Њен развој је почео крајем деветнаестог и почетком двадесетог века открићем природне радиоактивности. У веома динамичном успону физике и осталих природних наука у двадесетом веку, нуклеарна физика се развијала паралелно у два смера: као ***експериментална*** и као ***теоријска дисциплина***. Добијени резултати, како експеримената тако и теорије, уткани су у нека од најзначајнијих фундаменталних знања о природи те се може рећи да је нуклеарна физика дала један од најпресуднијих доприноса развоју физике двадесетог века.

Ретко је која област физике доживела толико широк спектар примена у другим делатностима као нуклеарна физика. Експерименталне технике развијене за потребе истраживања у нуклеарној физици користе се у многим другим областима од којих је медицина једна од најзначајнијих. Нуклеарна енергетика почива искључиво на сазнањима стеченим у нуклеарној физици. Та су сазнања паралелно коришћена у производњи нуклеарног оружја као и у изградњи нуклеарних генератора енергије.

Као логичан наставак истраживања у нуклеарној физици створена је нова област – физика елементарних честица, која претендује да понуди одговоре на питање од којих је то најситнијих градивних елемената сачињена материја. Чињенице установљене у нуклеарној физици послужиле су као основа за тумачење и објашњење неких законитости које владају у свету најелементарнијих честица. Поврх свега, помоћу сазнања до којих се дошло у нуклеарној физици могу се описати и неки процеси од суштинског значаја за понашање свемира и његову еволуцију, почев од самог настанка па све до садашњег тренутка.

Предмет изучавања нуклеарне физике је ***атомско језгро: његова структура, својства и трансформације***. Корисно би било погледати, тек да се стекне осећај о реду величина, колике су димензије језгара и осталих објеката које истражује нуклеарна физика, колике су карактеристичне енергије процеса у којима је језгро учесник, као и колика су времена трајања тих процеса.

- ***Размере (величине) језгара*** су реда величине 10^{-14} m до 10^{-15} m. То је четири до пет редова величине мање од димензија атома, чије се величине крећу око 10^{-10} m. Величине протона и неутрона су око 10^{-15} m, а како се показало да ни они нису елементарне честице, процењује се да су димензије елемената њихове структуре мањи за још два реда величине.
- ***Маса језгра*** се најчешће изражава у атомским јединицама масе. Она износи $1.66 \cdot 10^{-27}$ kg и приближна је маси једног нуклеона. Како језгра могу да имају од

једног протона (водоник) до преко 200 нуклеона (протона и неутрона), видимо да се опсег маса језгра креће од једне до преко 200 атомских јединица масе. Такође је значајно имати у виду да се у језгру налази готово сва маса атома; занемарљиво мали део масе отпада на орбиталне електроне.

- ***Енергије*** које се јављају у нуклеарним процесима се крећу у широком опсегу величина. Везивна енергија једног нуклеона (протона или неутрона) у језгру је реда величине 8 MeV-а. То је многоструко више од енергија које смо сретали у атомским процесима. Везивне енергије електрона у атомима могу да се крећу до неколико десетина keV-а. Приликом радиоактивног распада, енергије емитованог зрачења се крећу од неколико десетина keV-а па све до неколико MeV-а. Много више енергије се срећу при извођењу нуклеарних реакција где се језгро бомбардује честицама убрзаним до GeV-а и више. Имајући у виду да су масе језгара и његових саставних делова реда величине 10^{-27} kg, јасно је да се ради о изузетно високим енергијама за микроскопска тела.
- ***Време*** потребно некој честици која се креће брзином блиској брзини светлости да пролети кроз језгро је реда величине 10^{-24} s. Неки од процеса унутар језгра или између елементарних честица се и одвијају том брзином. Карактеристична времена за неке интеракције у језгру могу бити знатно дужа, реда величине 10^{-9} s па навише, док се периоди полураспада радиоактивних језгара крећу у веома широком опсегу величина. Постоје језгра чији је период полураспада много мањи од једне секунде, док је период полураспада ^{238}U реда величине 10^{9} година.

Познато је да четири основне интеракције одређују све познате физичке процесе. То су ***јака, слаба, електромагнетна и гравитациона интеракција***. Масе језгара и честица које улазе у његов састав су толико мале да не производе гравитациону силу која би се могла упоредити са осталим силама које унутар језгра владају али зато остале три фундаменталне силе веома суштински условљавају понашање језгра као целине. Јака интеракција је одговорна за силе које честице језгра држе на окупу; путем слабе силе интеракције се одвија бета распад, док се електромагнетна интеракција остварује кроз електрична и магнетна дејства наелектрисања која у језгру постоје. Гравитациона и електромагнетна интеракција су изучаване и пре открића радиоактивности а за друге се две фундаменталне интеракције (јаку и слабу) сазнало приликом изучавања језгара. На основу теоријских претпоставки и експерименталних резултата који су након њих уследили, показано је да се слаба и електромагнетна интеракција могу објединити у заједничку електро-слабу интеракцију, тако да се може рећи да у свету којега познајемо постоје само три основна међудејства: ***јако***, ***електро-слабо*** и ***гравитационо***. Детаљније о томе ће бити речи на крају овог поглавља.

ИЗ ИСТОРИЈАТА НУКЛЕАРНЕ ФИЗИКЕ: ПРВА ОТКРИЋА

Приликом изучавања луминесценције уранијумових соли, Бекерел је 1896. године приметио да узорци који нису експонирани светлошћу емитују зрачење које врши јонизацију и може да се забележи на фото-плочи. Бекерел је установио да је емитовање зрачења својство самога уранијума и да није индуковано никаквим спољашњим утицајима. У наредне две године, Пјер и Марија Кири су показали да слична својства поседује и торијум. На основу различитих продорности и путем скретања у магнетном и електричном пољу, у истраживањима Кирија и Радерфорда је установљено да непознато зрачење има две компоненте, назване ***α- и β-зрацима***. Обе компоненте имају корпускуларну природу. 1900-те године Вилард је открио и трећу, најпродорнију компоненту, ***γ-зрачење***, за коју је касније установљено да има електромагнетну природу. Како се у то доба једино знало за постојање електрона, чињеница да неки атоми спонтано емитују позитивне или негативне честице, као и електромагнетно зрачење, није могла бити адекватно објашњена. У наредних петнаестак година прикупљен је велики број експерименталних чињеница о радиоактивним елементима и упознате су неке опште законитости саме радиоактивности као појаве. Установљено је да алфа честице нису ништа друго до убрзани двоструко јонизовани атоми хелијума и да су бета честице брзи електрони, но још увек је недостајала глобална слика о саставу атома.

Године 1911. Радерфорд је изнео своју теорију структуре атома, где је по први пут уведен појам ***атомског језгра***, или ***нуклеуса***, као позитивно наелектрисаног тела димензија знатно мањих од величине атома. У језгру би требала бити сконцентрисана готово комплетна маса атома, док се негативно наелектрисани електрони много мање масе обрћу око њега. Година у којој је Радерфорд објавио своју теорију атома се може сматрати и годином у којој је настала нуклеарна физика као наука којој је предмет истраживања управо атомско језгро.

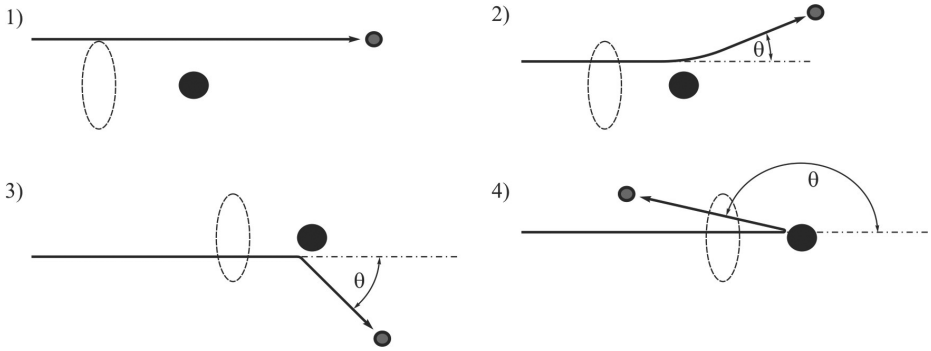
Да атом поседује позитивно наелектрисано језгро малих димензија, Радерфорд је закључио на основу мерења која су извели Гајгер и Марсден у његовој лабораторији. Приликом мерења проласка α-честица кроз танке фолије злата, установљено је да највећи број њих пролази без скретања. Но веома мали број α-честица, отприлике једна на сваких 20,000, скренула би под великим углом реда величине 90°. Та чињеница се могла објаснити једино на основу претпоставке да се α-честице крећу у јаком централном Кулоновом пољу којег могу да створе само наелектрисана тела малих димензија. Позитивно наелектрисање атома распоређено по запремини величине атома, како је претпостављао Томсонов модел, не би могло да изазове скретање α-честица под већим угловима.

На слици 1.1 шематски су приказане путање неколико α-честица у пољу језгра. Једна од њих, честица означена бројем 1, која пролази на довољно великом растојању од језгра, не бива скренута. Код других α-честица, што је мање растојање правца кретања од центра атома, тј. језгра, угао скретања θ бива већи. Уз претпоставку да је Кулоново поље у коме се α-честица креће изразито централно те му као таквом интензитет опада са квадратом растојања, могуће је аналитичким путем добити следећу релацију:

$$n(\theta) \sim \frac{\left(2Ze^2\right)^2}{\left[2mv^2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]^2} \tag{1.1}$$

где је $n(\theta)$ број α-честица које су скренуле под углом θ, Z је редни број језгра на коме се одвија расејање, e је елементарно наелектрисање, m је маса α-честице а v је брзина α-честице.

Горња релација веома добро описује експерименталне резултате које су Гајгер и Марсден добили пребројавањем појединачних α-честица скренутих под одређеним углом θ. Како је основна претпоставка у извођењу горње релације била да се кретање и скретање α-честица врши у јаком централном пољу, Радерфордов експеримент је био довољан да се у физику уведе појам атомског језгра као позитивно наелектрисаног тела, смештеног у центру атома.



Слика 1.1: Шематски приказ путања неколицине алфа честица у пољу језгра

На овом месту би корисно било да се уведе још један појам који се често користи у нуклеарној физици — појам којим се описују вероватноће одигравања неких процеса у нуклеарној физици назван ***ефикасни пресек***. Из једног експеримента, сличног Радерфордовом, могуће је установити да је број честица dN, које се расеју приликом бомбардовања неке мете, пропорционалан броју упадних честица, означимо их са N, као и дебљини мете dx. Број интеракција које ће довести до скретања упадних честица са почетне путање свакако зависи и од природе саме

мете. Вероватноћа скретања искључиво зависи од тога колико су густо паковане језгра као центри интеракције. Број скренутих честица је дакле пропорционалан и броју центара интеракције по јединици запремине, означимо то са ***n***. У већини експеримената сличних Радерфордовом, центри интеракције су атомска језгра, тако да је ***n*** у ствари број атома мете у јединици запремине, што можемо представити као:

$$\mathrm{d}N \sim N \cdot n \cdot \mathrm{d}x \qquad \textbf{(1.2)}$$

Да би горња пропорционалност постала једнакост, уводи се константа σ којој је задатак да бројчано и димензионално изједначи леву и десну страну. Коначно се добија:

$$\mathrm{d}N = \sigma \cdot N \cdot n \cdot \mathrm{d}x \qquad \textbf{(1.3)}$$

Уведена константа се назива ***ефикасни пресек*** и има димензије површине. Ако погледамо слику 1.1, видећемо да заиста и можемо одредити извесну површину око сваког језгра, нормалну на правац кретања упадних честица, као центра за интеракцију и расејање упадних пројектила. Уколико је почетни правац кретања неке α-честице довољно близу неког од језгара (тако да пресеца ту површину) — доћи ће до расејања. У случају да је линија кретања неке од упадних честица довољно далеко од било којег од језгара (тако да јој путања не пресеца ту површину), неће доћи до интеракције тј. скретања. У том контексту би се ефикасни пресек могао схватити као она површина око сваког појединачног центра интеракције, кроз коју упадна честица када прође, обавезно доживљава интеракцију (и скреће у случају Радерфордовог расејања). Дакле, ако је интеракција између упадних честица и језгара одређена силама које делују на великим растојањима, површина око сваког језгра која оивичава зону интеракције ће бити већа и већи број упадних честица ће доживети интеракцију. И супротно, уколико међудејство језгара и упадних честица није дугог домета, интеракција ће се дешавати тек када се пројектил веома приближи језгру, што и површину ефикасног пресека чини много мањом. То значи да ће, сходно томе, много мањи број честица доћи у ситуацију да интерагује са језгром. Јасно је да се ефикасни пресек може сматрати мером вероватноће дешавања неког процеса у нуклеарној физици. Што је ефикасни пресек већи, то је вероватноћа дешавања неког процеса већа, и обрнуто. Речено је већ да ефикасни пресек има димензије површине. Јединица која је у употреби се назива барн (***barn)*** и износи 10^{-28} m^2.

До 1911. године феномен спонтаног распада језгра је изучаван у оквиру генералне науке о атомима. Након што је Радерфорд изнео своју претпоставку о грађи атома, долази до раздвајања области истраживања атомске и нуклеарне физике. Атомска физика истражује атом, тачније речено електроне чије интеракције одређују хемијско понашање елемената и једињења, као и макроскопско понашање материје. Нуклеарна физика истражује атомско језгро. Језгро је у односу на цео атом тачка скоро занемарљивих димензија; но, будући да се електрони налазе у Кулоновом пољу коме је језгро извориште, јасно је да оно има пресудан утицај на њихов распоред и кретање. Са друге стране, језгро се налази усред електронског облака, при чему су

нивои енергије процеса који се у самом језгру одвијају неколико редова величине већи од оних који се срећу приликом интеракција електрона у атому. То би могло значити да утицај атомског омотача на нуклеарне процесе није толико очигледан. Међутим, постоји низ феномена (из области такозване хиперфине интеракције) при којима је могуће уочити дејство атомског омотача на неке процесе у језгру.

Све до 1919. године се није много знало о самој структури језгра. Тада је Радерфорд уочио да се приликом бомбардовања азотових атома алфа честицама ослобађа радијација продорнија од α-зрачења. Установљено је да је то зрачење корпускуларне природе и да се састоји од честица које имају масу и наелектрисање као и јонизовани атом водоника. На тај начин је откривен ***протон***, саставна честица језгра која поседује једно елементарно позитивно наелектрисање.

Ипак, то још увек није било довољно да би се објаснила структура језгра. Наиме, познато је било да се све масе хемијских елемената могу изразити као целобројни умношци масе водониковог атома. Неоспорно је да језгро поседује Z протона у своме саставу, где је Z редни број елемента у периодном систему или број електрона у атому. Но како би језгро атомског броја A морало имати управо A честица масе протона, да би се адекватно објаснила атомска маса наметнула се претпоставка да у језгру постоји и $A–Z$ електрона. На тај начин би се могле објаснити масе атома као и радиоактивни распад. Пошто се неке друге чињенице нису могле објаснити на основу овакве претпоставке о саставу језгра, настављена су истраживања која би дала одговор на ово питање. Тако је коначно 1932. године Чедвиг доказао да зрачење настало када се берилијум бомбардује α-честицама потиче од ненаелектрисаних честица, масе приближно једнаке маси протона. Честица је названа ***неутрон*** и након њеног открића је постављена теорија протон-неутронског састава језгра, која је и каснијим истраживањима вишеструко потврђена.

Коначно, упрвих тридесетак година након открића радиоактивности искристалисале су се најосновније чињенице о структури атома у облику каквог га и данас познајемо (без битнијих измена). Установљено је да је атом тело сложене структуре, састоји се од позитивног језгра много мањих димензија од величине самог атома. У језгру се налази скоро сва маса атома док се негативни електрони крећу око њега. Језгро сачињавају позитивни протони и неутрални неутрони, честице са малом разликом у маси.

САСТАВ АТОМСКОГ ЈЕЗГРА

Убрзо након открића неутрона, Хајзенберг је 1932. године поставио до данас важећу протон-неутронску теорију структуре атома. Дакле, у састав језгра улазе позитивни протони чије је наелектрисање једнако наелектрисању електрона, тј. једном елементарном наелектрисању које износи $1.602 \cdot 10^{-19}$ C (***кулона***). Неутрон је електрично неутралан а маса му је нешто мало већа од масе протона. Масе протона m_p и неутрона m_n, изражене у апсолутној скали као и преко маса мировања електрона m_e, су:

$$m_p = 1.67265 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{kg} = 1836.15\, m_e \tag{1.4}$$

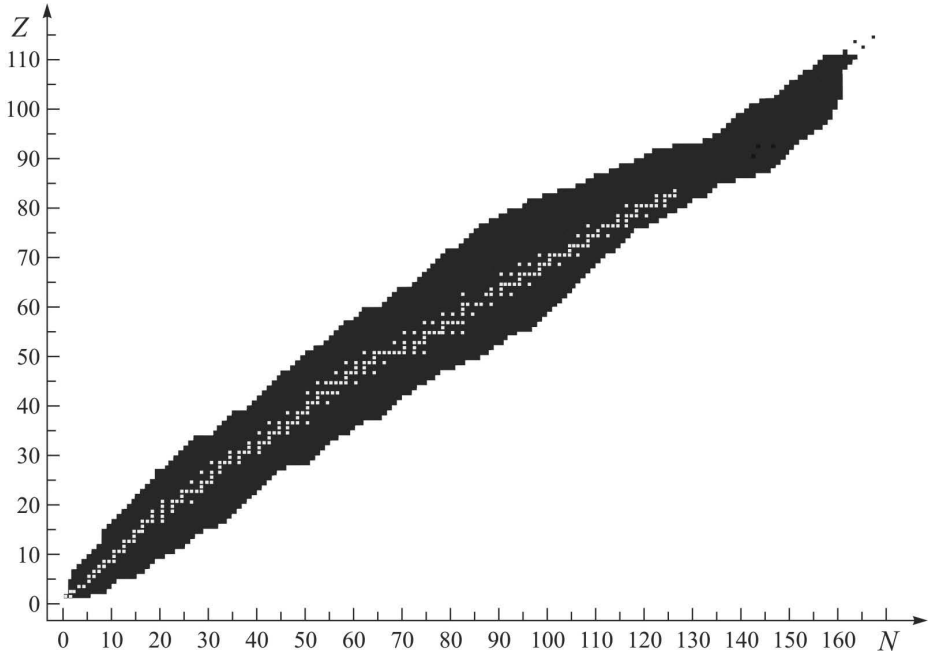
$$m_n = 1.67495 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{kg} = 1838.68\, m_e \tag{1.5}$$

Будући да су масе протона и неутрона преко 1800 пута веће од масе електрона, јасно је да је готово сва маса атома сконцентрисана у језгру.

С обзиром да је атом електронеутрална целина, број протона у језгру је једнак броју орбиталних електрона. То значи да у језгру одређеног атома постоји Z протона, где је Z атомски број или редни број датог елемента у периодном систему елемената. Уобичајено је да се број неутрона у језгру означава са N. Укупан број честица у језгру, тј. $Z+N$, је масени број A. Тачно дефинисан број протона и неутрона који сачињавају целину одређује један ***нуклид*** — језгро са специфичним својствима. Како су нестабилна (или радиоактивна) језгра од посебног интереса у нуклеарној физици, веома често се употребљава и израз ***радионуклид***. Прихваћена је конвенција да се приликом означавања појединачног нуклида (или тачно одређеног језгра) користе масени и атомски број, као и хемијски симбол елемента који у периодном систему има редни број Z. На тај начин са $^{60}_{27}$Co је означено језгро кобалта које има масени број 60, тј. у своме саставу има 27 протона и 33 неутрона. Како је хемијски симбол довољан да се закључи о редном броју елемента или броју протона, довољно је да ознака садржи хемијски симбол и масени број као ^{235}U, ^{137}Cs, ^{22}C, итд.

Нуклеарне силе које протоне и неутроне држе на окупу су најјаче силе у природи. Оне су искључиво привлачне и својим интензитетом вишеструко превазилазе одбојне Кулонове силе које владају међу протонима. С друге стране, познато је да нуклеарне силе, за разлику од гравитационих и електромагнетних, делују на веома малим растојањима; поље њиховог дејства је ограничено на волумен језгра. Јака нуклеарна сила на идентичан начин делује и на протоне и на неутроне, као да се ради о идентичним честицама. Из тог разлога, када се анализирају силе које владају у језгру, не прави се разлика између протона и неутрона те се оне називају заједничким именом ***нуклеони***.

Језгро као целина може бити ***стабилно*** и ***нестабилно***. Граница између ове две групе није јасно одређена, но стабилним језгрима се могу сматрати она којима се број није смањио за неки значајнији износ у временском интервалу реда величине 10^{10} година, што би била нека процена старости видљивог нам дела свемира. За сва језгра која се распадају брже од тога можемо рећи да су нестабилна или радиоактивна. Најтежи стабилни елемент у природи је олово са редним бројем 82 док је ^{238}U, коме је редни број 92, најтежи природни радиоактивни елемент. У лабораторијама је произведен велики број нових језгара тако да до сада постоје подаци о њих преко 2000, од којих стабилна представљају битно мањи део. Из просте систематике броја протона и неутрона свих језгара чије су карактеристике познате, може се видети да постоји релативно јасно одређена област величина ***Z*** и ***N*** у којима језгро може постојати. На слици 1.2 приказан је такозвани ***протон-неутронски дијаграм*** на којем су уцртана сва до сада позната језгра. У једном таквом протон-неутронском дијаграму, сваком појединачном језгру одговара један квадратић на шеми.



Слика 1.2: Протон-неутрон дијаграм

Белим квадратићима на слици 1.2 приказана су језгра која постоје у природи. То су стабилна језгра, као и нека нестабилна, којима је период полураспада довољно велик тако да се до сада нису распала. Она чине мали део познатих језгара и често се називају ***линија стабилности***. Осим њих, постоје подаци за велики број језгара која су произведена вештачким путем. Та језгра оивичавају област стабилних језгара

са обе стране и њихова заједничка карактеристика је да су нестабилна па се путем једног или неколико распада трансформишу у неко од стабилних језгара. Језгра из области која се налази испод линије стабилности се распадају емитујући β^--честицу, док језгра изнад линије стабилности емитују позитроне или достижу стабилније стање захватом орбиталног електрона. Такође је могуће да се језгра која се налазе изнад линије стабилности, поготово она тежа, распадну емисијом α-честице.

Са слике 1.2 се може видети да језгра, као стабилна или нестабилна, могу постојати у једној релативно уској области приказаној на N-P дијаграму. Некакав скуп нуклеона, који би садржавао број протона или неутрона који би га лоцирао ван поменуте уске области на неутрон-протон дијаграму, био би веома нестабилан и распао би се емисијом протона, неутрона или неке још теже честице за време које би било реда величине 10^{-21} секунде. То је време толико кратко да се може тврдити како такав скуп нуклеона представља нестабилну творевину која не живи довољно дуго да би се у њој почели одвијати процеси карактеристични за функционисање правог језгра. Због тога се такви скупови нуклеона не могу сматрати језгрима у правом смислу те речи.

Ако се погледа распоред стабилних језгара на слици 1.2, уочава се како код лакших језгара, до редног броја 20, стабилна бивају она језгра која имају једнак број неутрона и протона. Од те правилности полако се одступа како се иде ка језгрима веће масе. То потиче од чињенице да код језгара са већим атомским бројем, одбојне Кулонове силе које владају између протона могу да дестабилишу језгро. Стабилност се у том случају постиже јачањем нуклеарних сила, којима интензитет расте са бројем нуклеона. Како би додатни протони још више појачали Кулоново одбијање, повећање броја неутрона је таква језгра учинило стабилним. Језгра са редним бројем већим од 20 имају већи број неутрона од протона.

У табели 1.1 приказан је део протон-неутронског дијаграма који садржи лаке елементе, од литијума до азота. Црним квадратићима су означени стабилни изотопи који се и у природи могу наћи, док се остали производе у различитим нуклеарним реакцијама.

Табела 1.1: Део протон-неутронског дијаграма

7		**^{10}N** P:100 %	**^{11}N** 1.58 MeV P:100 %	**^{12}N** 11 ms ε=100 %	**^{13}N** 9.965 min ε=100 %	**^{14}N** STABLE 99.634 %	**^{15}N** STABLE 0.366 %	**^{16}N** 7.13 s β-:100 % β-αt:1.2E-3 %	**^{17}N** 4.173 s β-:100 % β-n:95.1 %
	^{8}C 230 keV P:100 % α	**^{9}C** 126.5 ms ε=100 % ε=61.60 %	**^{10}C** 19.290 s ε=100 %	**^{11}C** 20.334 min ε=100 %	**^{12}C** STABLE 98.89 %	**^{13}C** STABLE 1.11 %	**^{14}C** 5700 y β-:100 %	**^{15}C** 2.449 s β-: 100 %	**^{16}C** 0.747 s β-:100 % β-n:99 %
5	**^{7}B** 1.4 MeV α P	**^{8}B** 770 ms εα:100 % ε	**^{9}B** 0.54 keV 2α:100.00 % P:100.00 %	**^{10}B** STABLE 19.8 %	**^{11}B** STABLE 80.2 %	**^{12}B** 20.20 ms β-:100 % β3α	**^{13}B** 17.33 ms β-:100 %	**^{14}B** 12.5 ms β-:100 %	**^{15}B** 9.93 ms β-:100 % β-n:100 %
	^{6}Be 95 keV α:100 % P:100 %	**^{7}Be** 53.22 d ε:100 %	**^{8}Be** 5.57 eV α:100 %	**^{9}Be** STABLE 100 %	**^{10}Be** 1.51E+6 y β-:100 %	**^{11}Be** 13.81 s β-:100 % β-α:3.1 %	**^{12}Be** 21.49 ms β-:100 % β-n≤1 %	**^{13}Be** 2.7E-21 s N	**^{14}Be** 4.35 ms β-:100 % β-n:81 %
3	**^{5}Li** ≈1.5 MeV α:100 % P:100 %	**^{6}Li** STABLE 7.59 %	**^{7}Li** STABLE 92.41 %	**^{8}Li** 839.9 ms β-α:100 % β-:100 %	**^{9}Li** 178.3 ms β-:100 % β-n:100 %	**^{10}Li** N=100 %	**^{11}Li** 8.59 ms β-:100 % β-nα:0.027 %	**^{12}Li** <10 ns N	
	2		**4**		**6**		**8**		**10**

Језгра поређана у хоризонталном низу на протон-неутронској шеми имају исти број протона, али различит број неутрона и називају се ***изотопи***. Тако на пример, у табели 1.1 је приказано девет изотопа угљеника, од ^{8}C до ^{16}C. Одређени број протона подразумева исти број орбиталних електрона, што свим изотопима одређује идентичне хемијске особине. Но са аспекта особина језгра изотопи се могу веома разликовати међусобно. Вертикални низови језгара су ***изотони***. Они имају идентичан број неутрона али им се број протона разликује. Изотони су рецимо језгра поређана у вертикалном низу од ^{9}Li до ^{13}N. И коначно, дијагонални низови језгара са опадајућим нагибом представљају ***изобаре***. То су језгра која имају идентичан масени број односно број нуклеона у језгру. Сваки од њих има различит број протона и неутрона али је њихов број за један изобарни ланац константан. У табели 1.1 је приказан део изобарног ланца ***A***=11, од ^{11}N до ^{11}Li, на пример. Изобари су веома значајни пошто се бета-распад (β^-, β^+, електронски захват) одвија без промене масеног броја. Дакле, узастопни бета распади повезују изобаре.

ОСНОВНЕ ИНТЕРАКЦИЈЕ У ПРИРОДИ

Међудејства или интеракције, како између елементарних честица, тако и између било којих других микроскопских или макроскопских објеката, могу да буду разнолике. Но, све оне могу да се сведу на четири познате основне интеракције: ***јаку***, ***електромагнетну***, ***слабу*** и ***гравитациону***. Свака од ових интеракција има своју специфичну област деловања а неке од њихових основних карактеристика (релативни интензитет, домет дејства, време карактеристично за интеракцију) приказане су у табели 1.2. Овде треба нагласити да упоређивање релативних интензитета појединих интеракција није једноставан посао и зависи од начина на који се то поређење врши, за које објекте, колико је растојање између њих, итд. Но у сваком случају, вредности приказане у табели 1.2 могу да послуже да би се стекао осећај о реду величине.

Табела 1.2: Неке од карактеристика основних интеракција

Интеракција	Релативни интензитет	Радијус дејства силе [cm]	Време трајања интеракције [s]
јака	1	10^{-13}	10^{-23}
електромагнетна	10^{-4}	∞	10^{-20}
слаба	10^{-24}	10^{-11}	10^{-9}
гравитациона	10^{-40}	∞	

- ***Јака интеракција*** има највећи интензитет и најмањи радијус дејства од свих осталих интеракција у природи. Ова је интеракција одговорна за јаке силе које на окупу држе нуклеоне у језгру. Домет ових сила је толико мали да се практично ни не осећа ван језгра, тако да јака интеракција нема скоро никакав директан утицај на понашање атома као целине. Унутар језгра се ова интеракција остварује разменом честица између нуклеона. Честице које преносе ову интеракцију су π^+, π^- и π^0 мезон. Осим нуклеона, ова интеракција делује између других честица: мезона као и хиперона (честица које имају већу масу од протона и неутрона). Приликом судара ових честица на високим енергијама, под дејством јаке интеракције, долази до интензивне производње великог броја нових честица. Ова интеракција је одговорна за производњу највећег броја до сада познатих честица. Између честица на које делује јака интеракција примећене су неке законитости као и закони очувања који не важе код других честица и интеракција, но ово спада у домен посебне области – физике елементарних честица. Јака интеракција нема универзалан карактер пошто постоје честице на које она уопште не делује. Те честице су фотони, електрони, миони, неутрина и њихове античестице.

- *Електомагнетна интеракција* је неколико редова величине слабијег интензитета од јаке интеракције. Но, у неким случајевима, електромагнетна интеракција може да надјача јаку, као на примеру фисије (када долази до цепања језгра на два дела). Силе електромагнетне интеракције немају ограничен радијус дејства те теоретски гледано делују до у бесконачност. Ове су силе одговорне за понашање макрообјеката: почев од сила између језгра и електрона, преко сила које држе молекул на окупу, па све до сила еластичности, трења, површинског напона, итд. Највећи део тела се дакле може свести на електромагнетну. Неизбежно је да се сила остварује између два наелектрисана тела, без обзира које су им димензије. Ова интеракција делује и на елементарне честице и то на два основна начина: преко наелектрисања и магнетних момената. Неке ненаелектрисане честице које поседују сопствени моменат количине кретања, као што је то неутрон, имају магнетни моменат који интерагује са околним електромагнетним пољем. Ова интеракција не делује на тела без наелектрисања и магнетног момента.
- *Слаба интеракција* је одговорна за нека дешавања у језгру. Наиме, бета распад је пример процеса који се одвија под дејством слабе интеракције. Миони су честице на које јака интеракција уопште не делује и они се распадају путем слабе интеракције. Ова интеракција има знатно нижи интензитет од претходне две али зато делује знатно дуже. Примећено је да известан број честица које настају путем јаке интеракције имају средњи живот око 10^{13} пута већи него што би се то могло очекивати уколико би се и распадали под дејством јаке интеракције. Овако велика разлика у дужини живота потиче од чињенице да се те честице распадају дејством слабе интеракције. Дакле, слаба интеракција је одговорна за распад још неких честица (не само протона и неутрона) приликом бета распада. Интензивност слабе интеракције расте са порастом енергије и смањењем растојања између интерагујућих честица, тако да под одређеним условима може да буде истог интензитета као електромагнетна интеракција. Електромагнетно и слабо међудејство се могу сматрати једном интеракцијом, па се често у уџбеницима она помиње као електро-слаба интеракција.
- *Гравитациона интеракција* делује на сва тела која имају масу различиту од нуле али је њен интензитет занемарљив у односу на јаку, електромагнетну и слабу интеракцију. Нема ограничења што се тиче даљине на коју делује, потпуно је универзална и делује на сва тела која поседују масу без икаквог изузетка. Гравитациона сила је увек привлачна и њено дејство се уочава на нивоу небеских тела. У свету микрочестица се у потпуности може занемарити.

Како ће се нека честица понашати у интеракцијама са другим честицама првенствено зависи од тога које све основне силе могу да делују на њу. Тако протон, на пример, може да учествује у великом броју различитих процеса пошто на њега делују све четири основне интеракције (мада се гравитациона због малог интензитета може занемарити). С друге стране неутрино је познат као честица која

веома слабо интерагује са материјом. Установљено је да неутрино не учествује у јакој интеракцији, а како не поседује наелектрисање и магнетни моменат, на њега не делује ни електромагнетно поље. Неутрино ступа у интеракције са другим честицама само путем слабе интеракције.

Нуклеарна физика се бави изучавањем језгра а у њему се одвијају процеси под утицајем све четири основне интеракције. Како се на нивоу језгра дејство гравитационих сила може занемарити, за нуклеарну физику су од посебног значаја јака, електромагнетна и слаба интеракција.

РАДИОАКТИВНОСТ

Процес у којем долази до спонтане трансформације језгра којом приликом оно мења свој састав или енергетско стање представља ***радиоактивност***. Састав језгра се мења уколико оно доживи алфа или бета распад. Приликом алфа распада долази до емисије честице која се састоји од два протона и два неутрона, баш као и језгро атома хелијума. Један од начина распада нестабилних језгара из групе бета емитера је емисија негативе бета честице која није ништа друго до обичан електрон. У поглављу 7. ове књиге видећемо да се у електронском бета распаду један неутрон трансформише у протон чиме се мења структура језгра. И алфа и бета распад бивају пропраћени емисијом гама зрачења, које је електромагнетне природе. Након радиоактивног распада створено језгро може бити у побуђеном стању а на основно енергетско стање најчешће прелази емисијом гама зрачења. Постоје и језгра која не емитују ни алфа ни бета честице већ само гама зрачење. То су такозвани ***изомери*** — језгра којима је емисија гама зрачења успорена, тако да га емитују понекад чак и годинама након што су настала.

Уобичајена је терминологија да се језгро које се распада назива ***предак***, док се језгро које путем радиоактивног распада настаје назива ***потомак***. Језгро потомак, настало алфа распадом, у односу на претка има два протона мање а масени број му је мањи за четири. Приликом емисије негативне бета честице се не мења масени број али потомак поседује један протон више и један неутрон мање у односу на претка. Код изомера не долази до промене састава језгра пошто не долази до емисије честица — емитује се гама зрачења које мења само енергетско стање језгра.

Радиоактивним распадом се може сматрати и спонтана фисија коју доживљавају језгра ^{238}U и још нека тешка језгра. Том приликом долази до спонтане деобе језгра на два фрагмента мање масе. Прецизним мерењима такође су откривени и спонтани процеси распада којим путем нека тешка радиоактивна језгра могу да емитују ^{14}C, ^{24}Ne или ^{25}Ne. Ови распади, као и спонтана фисија, дешавају се са 10^{10} до 10^{12} пута мањом вероватноћом него алфа распад и више служе као пример да се под одређеним условима путем спонтаних трансформација језгра могу делити или емитовати честице велике масе.

До 1934. године, када су Ирена и Фредерик Жолио-Кири открили вештачку радиоактивност, сматрало се да језгро у процесу распада може да емитује само алфа или бета честице (електроне), као и гама зрачење. Киријеви су открили да језгра добијена у лабораторији могу да емитују и позитроне, тј. позитивне електроне. Недуго затим откривено је да се у нуклеарним реакцијама стварају нестабилна језгра која могу да емитују протоне, неутроне па чак и неколико нуклида истовремено. Као резултат нуклеарних реакција често се добијају и продукти који су до те мере нестабилни да се тренутно распадају. У том случају се поставља питање шта се може сматрати радиоактивношћу. Оквирно је усвојено да се сви процеси у којима до распада долази за краће време од 10^{-12} s након што је језгро створено не сматрају радиоактивношћу. Наиме, у уводу је речено како неки процеси у језгру трају реда величине 10^{-24} s. То значи да се велики број процеса може одиграти у

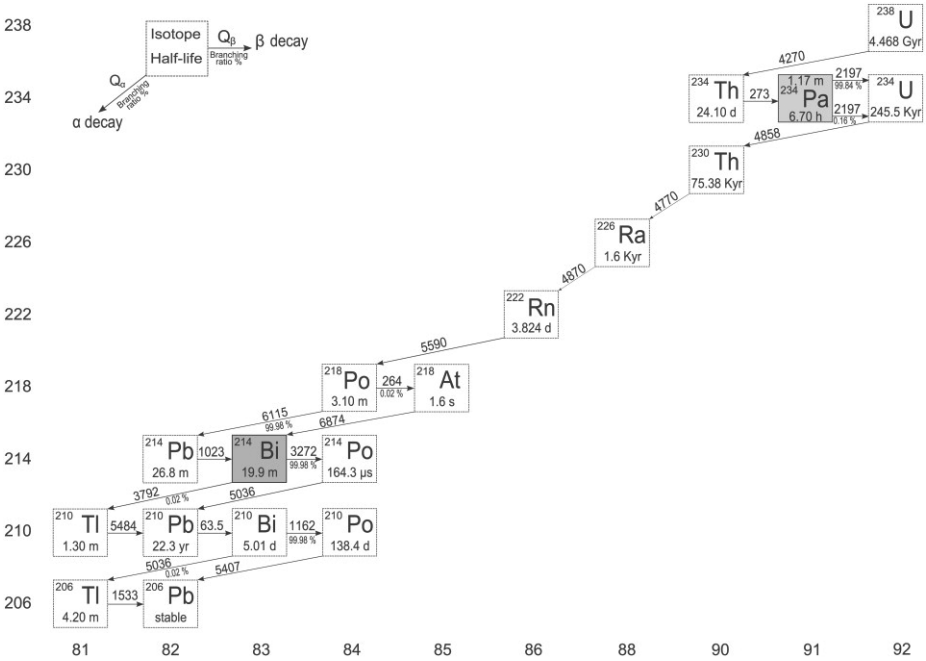
новоствореном скупу протона и неутрона и уколико они не доведу добијени продукт нуклеарне реакције до неке стабилне структуре која би могла да траје барем 10^{-12} s — ради се о нестабилној творевини која није језгро у правом смислу те речи. Распад такве нестабилне творевине се не сматра радиоактивношћу као што се ни ова нестабилна творевина не може сматрати језгром.

Са аспекта радиоактивног распада, сва се језгра деле у две велике групе: ***стабилна*** и ***нестабилна (радиоактивна)***. Оштра граница између ове две групе није постављена пошто се и језгра која сматрамо стабилним могу распадати, али је брзина тог распада толико мала да се експериментално тешко може установити.

Радиоактивна језгра се могу поделити у две групе: ***природна*** и ***вештачка***. Вештачка радиоактивна језгра не постоје у природи — она су произведена у нуклеарним реакцијама и до сада постоји евиденција о више од 2000 таквих језгара. У природи се може пронаћи известан број изотопа, нешто више од шездесет, који су нестабилни и распадају се. Постоје три радиоактивна елемента којима је период полураспада толико дуг да нису успели у потпуности да се распадну за последњих 4 до 4.5 милијарди година, на колико се процењује старост планете Земље. Ради се о уранијумовим изотопима ^{235}U и ^{238}U, као и о ^{232}Th који имају периоде полураспада $7.1 \cdot 10^8$ година, $4.5 \cdot 10^9$ година и $1.4 \cdot 10^{10}$ година, респективно. Изотоп ^{238}U се након емисије алфа честице трансформише у ^{234}Th, који је нестабилан и који након бета распада прелази у такође нестабилни ^{234}Pa. Ни његов потомак није стабилан тако да се процес распада наставља преко низа елемената, док се као продукт распада не створи стабилни изотоп олова ^{206}Pb. Скуп радионуклида који сукцесивно настаје након распада ^{238}U се назива низ уранијумовог изотопа ^{238}U. Шематски приказ радиоактивног низа ^{238}U дат је на слици 2.1.

Постоје и радиоактивни низови ^{235}U и ^{232}Th који се након одређеног броја узастопних алфа и бета распада такође завршавају стабилним изотопима олова. Периоди полураспада свих чланова поменута три радиоактивна низа су битно мањи од периода полураспада ^{235}U, ^{238}U и ^{232}Th тако да се не могу наћи у природи самостално ван низова. Постоји још неколико дугоживећих радиоактивних изотопа који још увек нису у потпуности нестали из природе а не припадају радиоактивним низовима. Сви ови изотопи се радиоактивним распадом трансформишу у стабилног потомка тако да не стварају низове као ^{235}U, ^{238}U и ^{232}Th. Из ове групе најпознатији је ^{40}K, чији је период полураспада $1.4 \cdot 10^9$ година.

У природи се такође могу пронаћи и неки радиоактивни изотопи којима је период полураспада много мањи од периода полураспада ^{235}U, ^{238}U, ^{232}Th или ^{40}K. Они у природи постоје због тога што се континуирано производе интеракцијом космичког зрачења са атомима у вишим слојевима атмосфере. Такви радиоизотопи су ^{7}Be и ^{14}C.



Слика 2.1: Радиоактивни низ ^{238}U

Основни закони одржања, као што су закони одржања енергије, импулса, момента импулса, наелектрисања итд., морају да важе у процесу радиоактивног распада. Закон одржања енергије на примеру радиоактивног распада би могао да се напише у облику:

$$M_0 c^2 = M c^2 + \sum_i M_i c^2 + E \qquad \textbf{(2.1)}$$

где је M_0 маса језгра које се распада (језгра претка), M је маса језгра које настаје распадом (језгра потомка), M_i су масе честица које се током распада могу емитовати а E је укупна енергија која се дели на продукте распада.

Како је радиоактивни распад спонтан процес, то је вредност енергије E увек позитивна, тј. у радиоактивном распаду се увек ослобађа одређена количина енергије. Део те енергије се претвори у енергију побуде језгра потомка уколико оно у процесу радиоактивног распада није настало у свом основном енергетском стању. Остатак се у виду кинетичке енергије додели емитованој честици као и језгру потомку.

ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГ РАСПАДА

Језгро није макроскопски објекат тако да се ни једно од његових својстава не може установити директним мерењем. Но чак уколико би се и могло издвојити једно радиоактивно језгро и посматрати одвојено, ни на који начин се не би могло са сигурношћу предвидети да ли ће се то језгро распасти у неком интервалу времена или не. Процеси који доводе до распада језгра су статистичке природе и у том случају се може говорити само о вероватноћама њиховог одвијања. Уколико имамо извесну количину неког краткоживећег радиоактивног елемента, мерењем се веома поуздано може установити када ће се распасти половина језгара која се у узорку налазе. Тако је, на пример, установљено да се за 5 дана распадне половина од почетног броја језгара ^{210}Bi, једног од чланова низа ^{238}U. На основу једног оваквог податка могуће је проценити колика је вероватноћа распада појединачног језгра у неком одређеном интервалу времена, како за ^{210}Bi, тако и за било који радионуклид.

Већ у првим годинама након открића радиоактивности је установљено да се на брзину распада неког радиоактивног елемента не може утицати ни једним спољашњим фактором: температуром, притиском, електричним или магнетним пољем итд. То значи да је вероватноћа распада неког радиоактивног језгра одређена искључиво природом процеса који се у њему одвијају и може се за дати изотоп сматрати константом. Из тог разлога уведена је величина која се назива ***константа радиоактивног распада*** а представља вероватноћу да се неко радиоактивно језгро распадне у јединици времена. Прецизна мерења су показала да је константа радиоактивног распада карактеристика сваког појединог радиоизотопа а експериментално се може израчунати као

$$\lambda = \frac{\left[\dfrac{\Delta N}{\Delta t}\right]}{N} \qquad \textbf{(2.2)}$$

где је ΔN број језгара који се распао у временском интервалу Δt а N је укупан број радиоактивних језгара у посматраном узорку у почетном тренутку.

Познавањем константе радиоактивног распада могуће је добити још једну величину: ***средњи живот нестабилног језгра*** τ. Оно се преко константе радиоактивног распада може изразити као

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \qquad \textbf{(2.3)}$$

а добија се усредњавањем времена живота по целом скупу радиоактивних језгара једне врсте.

Када се упореде неке вредности карактеристичне за радиоактивне распаде, као што су то на пример тип емитованог зрачења, константа радиоактивног распада или средњи живот језгра претка (и потомка уколико је нестабилан), начин на који се дели енергија између продуката распада итд., може се закључити да је сваки радиоактивни распад потпуно јединствен процес. Да би се радиоактивни распад као појава боље описао, неопходно је било да ли се у тој разноликости пронађе нешто опште и заједничко за све распаде.

Праћењем динамике распада великог броја нестабилних нуклида, уочене су неке правилности које су без изузетка важиле за све посматране радионуклиде. На основу тих правилности формулисан је закон радиоактивног распада. Уколико је у неком произвољном тренутку t у узорку било неких N радиоактивних језгара, број распада у одређеном временском интервалу $\mathrm{d}t$ би био

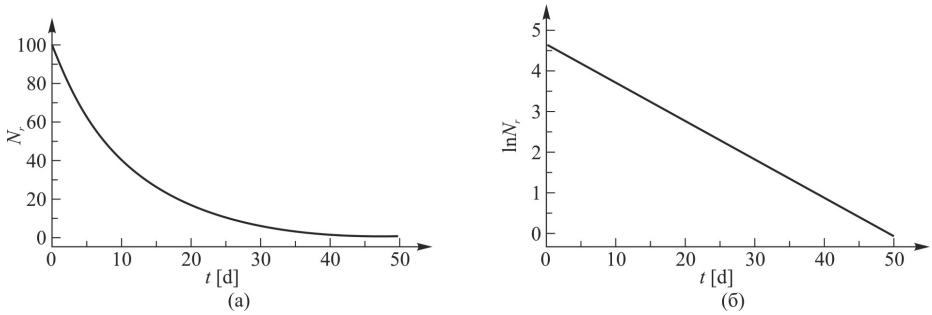
$$\mathrm{d}N = -\lambda \cdot N \cdot \mathrm{d}t \tag{2.4}$$

Негативан предзнак на десној страни горње једначине означава да се распадом смањује број посматраних радиоактивних језгара. Интеграцијом једначине 2.4 се добија ***закон радиоактивног распада***

$$N = N_0 \mathrm{e}^{-\lambda t} \tag{2.5}$$

где је N_0 број језгара посматраног радиоактивног изотопа у тренутку t=0. Закон радиоактивног распада нам казује да се број радиоактивних језгара у неком узорку N експоненцијално смањује са временом t. Једначина 2.5 се без икаквих ограничења може применити за било који радионуклид. Уз познавање почетног броја нестабилних језгара у неком узорку, као и константе радиоактивног распада, употребом једначине 2.5 се може израчунати број нераспаднутих језгара у било ком тренутку времена.

На слици 2.2 а) приказана је у линеарној скали промена броја атома јодовог изотопа ^{131}I са временом.



Слика 2.2: Графички приказ закона радиоактивног распада у а) линеарној скали и б) логаритмаској скали

Чешћи је случај да се распад неког нестабилног нуклида представља улогаритамској размери пошто се тада временска зависност броја нераспаднутих језгара веома једноставно може представити правом линијом (слика 2.2 б)). Логаритмовањем једначине 2.5 добија се

$$\ln N = \ln N_0 - \lambda \cdot t \tag{2.6}$$

што у ствари представља једначину праве. Из горње релације се може видети да константа радиоактивног распада у ствари преставља коефицијент правца праве линије којом се у логаритамској скали описује радиоактивни распад.

АКТИВНОСТ

Из једначине 2.2 се може изразити и колики ће се број језгара неког радиоактивног узорка распасти у јединици времена као:

$$-\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t}=\lambda\cdot N \qquad \textbf{(2.7)}$$

Очигледно је да ће производ вероватноће распада једног језгра и укупног броја нестабилних језгара у неком узорку дати број распада. Ова се величина назива ***активност радиоактивног узорка***, и најчешће се означава са A. Број распада у јединици времена за дати радиоактивни изотоп, окарактерисан константом распада λ, зависи једино од количине радиоактивног елемента тј. од броја радиоактивних атома N који се у њему налазе.

Јединица за активност је 1 Bq (бекерел) и једнака је активности неког радиоактивног извора коме се сваке секунде распадне тачно једно језгро. У употреби је још и стара јединица кири, 1 Ci која је у своје доба дефинисана као активност једног грама ^{226}Ra и износи $3.7\cdot10^{10}$ s^{-1} (распада у једној секунди). Да би се стекао осећај о томе колико износи одређена активност, добро је знати да су школски извори зрачења, који се без опасности могу користити на студентским вежбама, активности реда величине 10^4 Bq (или микрокирија, μCi). Кречњачке стене у себи обично садрже око 30 Bq природног изотопа ^{238}U у једном килограму. Активност ^{60}Co који се користи у радијационој терапији је реда величине кило кирија или 10^{13} Bq.

Множењем леве и десне стране једначине 2.5 константом радиоактивног распада добије се једноставна релација која показује како и активност неког извора зрачења експоненцијално опада са временом:

$$A=A_0\,\mathrm{e}^{-\lambda t} \qquad \textbf{(2.8)}$$

где је A_0 почетна активност радиоактивног извора.

Веома је често потребно познавати активност неког радиоактивног препарата. Из једначине 2.7 се може видети да се активност може израчунати ако је позната количина радионуклида у неком узорку, број језгара или његова маса као:

$$A=\lambda\cdot N=\lambda\frac{m\cdot N_{\mathrm{Av}}}{M} \qquad \textbf{(2.9)}$$

где је m укупна маса нуклида у узорку чија се активност треба одредити, N_{Av} је Авогардров број а M је моларна маса елемента или једињења које садржи нестабилна језгра.

Уколико није позната количина нестабилног нуклида у узорку, могуће је до његове

активности доћи мерењем. Детектор који ради у диференцијалном режиму рада, о чему ће бити говора у једном од наредних поглавља, може да забележи укупан број алфа или бета честица, као и фотона који стигну до његове активне запремине у одређеном временском интервалу. Ако се извор непознате активности постави испред једног таквог мерног уређаја, у временском интервалу Δt биће детектовано N_d честица или фотона. Уз претпоставку да се зрачење емитује равномерно у свим правцима, ка детектору ће бити усмерен само један део емитованих честица. Овај део се према укупном броју емитованих честица или фотона односи као и просторни угао који заузима сам детектор у датој геометрији према укупном просторном углу од 4π стерадијана. Активност се на основу мерења може одредити као

$$A = \frac{N_d}{\Delta\Omega \cdot \varepsilon \cdot \Delta t} \tag{2.10}$$

где је $\Delta\Omega$ део укупног просторног угла под којим се види детектор са места где се налази извор а ε је апсолутна ефикасност мерног уређаја. Горња релација описује најједноставнији случај тачкастог извора коме су димензије занемарљиво мале у односу на растојање до детектора. Такође је претпостављено да у самом извору не долази до апсорпције посматраног зрачења.

С обзиром да је константа радиоактивног распада својство самог нестабилног нуклида, из релације 2.9 се може видети да ће и активност тачно одређене количине радионуклида такође бити карактеристика датог радионуклида. За разне практичне намене уведена је величина ***специфичне активности***, која се дефинише као активност једног грама хемијски чистог радионуклида. Већ је речено да је активност једног грама ^{226}Ra усвојена као прва јединица за активност. Дакле, специфична активност поменутог изотопа је $3.7 \cdot 10^{10}$ Bq·g^{-1} (или $3.7 \cdot 10^{13}$ Bq·kg^{-1}). Специфичне активности радионуклида ће се међусобно разликовати у оној мери колико им се разликују и константе радиоактивног распада (или периоди полураспада). Тако на пример специфична активност дугоживећег ^{40}K износи $2.46 \cdot 10^{10}$ Bq·kg^{-1}, специфична активност ^{137}Cs (период полураспада му је 30 година) је $3.22 \cdot 10^{15}$ Bq·kg^{-1} док код краткоживећег ^{7}Be (период полураспада 53.29 дана) она износи $1.29 \cdot 10^{19}$ Bq·kg^{-1}.

ПЕРИОД ПОЛУРАСПАДА

За многе практичне потребе далеко је корисније познавати период полураспада неког радиоизотопа него константу распада. ***Период полураспада*** $T_{1/2}$ је оно време за које ће се од почетног броја нестабилних језгара у неком узорку распасти тачно половина њих. Са слике 2.2 се може видети да ће почетни број језгара ^{131}I пасти на половину за 8.1 дана. Након још једног интервала времена од 8.1 дана, од почетног броја радиоактивних језгара ^{131}I ће остати четвртина, након три периода полураспада преостаће их осмина, итд. Активност радиоактивног извора је пропорционална броју нераспаднутих радионуклида у мереном узорку, као што се то може видети из релације 2.9. То значи да ће након времена једнаком једном периоду полураспада активност неког радиоактивног извора такође пасти на половину почетне. Веза између периода полураспада и константе радиоактивног распада је

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \tag{2.11}$$

Период полураспада је једна од неколико основних величина које морају бити познате за било који радоактивни елемент. За краткоживеће изотопе, којима се може мерити промена активности у неком експериментално прихватљивом интервалу времена, период полураспада се може одредити на основу временске промене активности. Уколико се та временска промена активности извора представи у логаритамској скали, добиће се линеарна зависност којој ће константа радиоактивног распада представљати коефицијент правца. Период полураспада се у том случају може израчунати као

$$T_{1/2} = -\frac{\ln 2 \cdot \Delta t}{\ln A - \ln A_0} \tag{2.12}$$

где је A_0 почетна активност мереног радиоактивног узорка а A је активност узорка након истека времена Δt.

Период полураспада неког радиоактивног језгра се на овај начин може једноставно израчунати и то онолико поуздано, колико тачно може да се одреди активност мереног узорка.

У случају да неки радиоактивни елемент има веома дуг период полураспада па му се активност толико мало мења да се у неком експериментално достижном временском интервалу може сматрати константном, период полураспада се може одредити на други начин. Ако се неком узорку (коме познајемо количину или број присутних радиоактивних атома N) детекцијом радиоактивног зрачења може поуздано одредити активност, константа радиоактивног распада се једноставно израчунава као

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2 \cdot N}{A} = \frac{\ln 2 \cdot m \cdot N_{Av}}{A \cdot M} \qquad \textbf{(2.13)}$$

где је m маса мереног радиоизотопа, M је моларна маса мереног активног елемента а N_{Av} је Авогардров број.

О начину како се мерењем броја емитованих честица може одредити активност неког радиоактивног узорка је било речи у овом поглављу (једнакост 2.10), док се количина радионуклида може одредити неком од хемијских метода.

ИНТЕРАКЦИЈА ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈОМ

Пре детаљнијег излагања основних механизама путем којих зрачење интерагује са материјалном средином кроз коју се креће, потребно би било дефинисати сам појам зрачења. Уобичајено је да се под општим појмом ***зрачење*** подразумевају фотони гама и закочног зрачења, као и наелектрисане или ненаелектрисане честице које поседују одређену кинетичку енергију. Износ енергије коју би честице или фотони требали имати да би се у строжијем смислу речи могли сматрати зрачењем, мора бити већи од енергије јонизације атома материјала кроз који се простиру. Уколико је та енергија нижа, мали је број механизама путем којих честице или фотони могу интераговати са материјом и вршити размену енергије. Приликом проласка кроз неку материјалну средину зрачење у највећој мери врши јонизацију, па је чест случај да се у литератури и пракси назива и ***јонизујуће зрачење***. То свакако не значи да се осим јонизације не одигравају још и неки други процеси путем којих честице зрачења губе своју енергију. Тако на пример, бета честице приликом проласка кроз неки материјал могу да емитују електромагнетно зрачење као што и фотони довољно високих енергија могу да стварају електрон-позитронски пар, а у оба поменута процеса не долази до директне јонизације атома средине кроз коју се зрачење простире. Но и зрачење емитовано од стране бета честица, као и створени електрон-позитронски пар, такође могу да врше јонизацију. То коначно значи да се у крајњем билансу у највећој мери баш путем јонизације врши интеракција зрачења са материјом.

Неутрони, као неутралне честице, не јонизују материјал у директним интеракцијама. Чест је случај да се пролазак неутрона кроз неку материјалну средину, као и основни механизми путем којих они интерагују, изучавају потпуно одељено од осталих врста зрачења. Томе је свакако допринела и чињеница да су интеракције неутрона од суштинског значаја за процес фисије на којем почива комерцијална производња енергије. Из тог разлога се интеракције неутрона са материјом најчешће проучавају у нуклеарној енергетици, која је израсла из нуклеарне физике у потпуно одељену област.

Природни радиоактивни извори емитују алфа и бета зрачење које се састоји од неалектрисаних честица. Бета зрачење природних елемената чине негативне бета честице док изотопи произведени путем нуклеарних реакција могу да емитују и позитронско зрачење. У лабораторијама је помоћу акцелератора могуће убрзати велики број честица: протоне, деутероне, језгра трицијума, лаке елементе па чак и огољена језгра тежих елемената. И овакви снопови убрзаних честица се сматрају зрачењем и изучавају паралелно са зрачењима емитованим од стране природних радионуклида. Протони, алфа честице, као и огољена језгра тежих атома високих енергија, сачињавају космичко зрачење које се може детектовати већ у вишим слојевима атмосфере. У фотонско зрачење, којим се бави нуклеарна физика, свакако спада гама зрачење које се појављује и код природних и код вештачки произведених радиоизотопа. Гама зрачење следи након распада радиоактивног језгара, било оно природно, или произведено у лабораторији. У категорију фотонског зрачења

спада и рендгенско (или х-зрачење) пошто има енергију довољно високу да врши јонизацију материјала кроз којег пролази.

Путем јонизације (или ексцитације), појединачне честице неког зрачења предају енергију орбиталним електронима. То значи да се након једног таквог процеса енергија честице смањи за управо онолики износ колики је предат електрону. На тај начин честице зрачења троше своју енергију све док она не падне до нивоа када јонизација више није могућа. Бета честице тада бивају захваћене од стране атома и настављају свој живот као обични електрони. Алфа честице захвате два електрона и претворе се у атоме хелијума који временом дођу у термалну равнотежу са околним молекулима. Фотонима се енергија може смањивати кроз расејања на електронима али такође и могу у потпуности нестати након што комплетну енергију изгубе приликом фотоелектричног ефекта или стварања пара електрон-позитрон. Дакле, коначна судбина сваког јонизујућег зрачења је да се у потпуности апсорбује и нестане приликом проласка кроз неку материјалну средину.

ОСНОВНЕ ЧИЊЕНИЦЕ О ИНТЕРАКЦИЈИ ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈОМ

Основни механизми путем којих зрачење интерагује са материјалом кроз који се простире су јонизација и екситација, дакле — интеракције које се одвијају у атомском омотачу. Дејство нуклеарних сила, путем којих би могло да дође до интеракције између језгра и неке честице зрачења уз размену енергије, ограничено је на веома мали део простора. Кратак домет нуклеарних сила своди овакве интеракције приближно на само онај део простора који језгро физички и заузима. Димензије језгра су многоструко мање од димензија атома. Атом има око 10^4 пута већи полупречник од језгра и самим тим је вероватноћа да приликом кретања кроз неку материјалну средину честице зрачења или фотони интерагују са атомом многоструко већа него да се интеракција деси са језгром.

Језгро је заштићено електронским омотачем кроз који се могу пробити само оне наелектрисане честице које поседују довољно високу енергију. Да би доспеле до језгра, позитивно наелектрисане честице морају савладати и одбојни потенцијал, који код тежих језгара може да износи и до 30 MeV. Фотони такође могу да интерагују са језгром али је вероватноћа за један овакав процес веома мала, све док фотони не поседују толико високу енергију да им је таласна дужина реда величине димензија језгра. То значи да до интеракције фотона са језгром и размене енергије долази тек на енергијама од неколико MeV. Дакле, највећи део процеса који се одвијају између зрачења и материјала кроз који пролазе се дешава у атомском омотачу. Интеракције зрачења са језгром су много ређе и у овом поглављу се неће посебно анализирати. Механизми интеракција зрачења са језгрима спадају у домен нуклеарних реакција, што представља посебну област нуклеарне физике.

Процеси који се одвијају између честица или фотона зрачења и атома средине кроз коју се зрачење простире могу се објаснити дејством електромагнетних сила. Наелектрисане честице путем Кулонове силе делују на орбиталне електроне а како она има много већи домет него нуклеарна интеракција, много је већа вероватноћа интеракције зрачења са атомом него са језгром. Сама природа електромагнетне интеракције је веома добро позната, но то још увек не значи да се пролазак неког зрачења кроз одређену средину може аналитички описати на задовољавајући начин. Чак је и пролазак једне честице кроз неку средину довољно сложен проблем да би се могао описати без увођења одређених апроксимација. Наиме, свака честица зрачења током кретања наилази на мноштво електрона. Приликом сваке појединачне јонизације честица предаје електрону део своје енергије, а везивне енергије електрона се крећу у заиста широком опсегу — од пар eV-а (колико износе везивне енергије спољашњих електрона средње тешких атома) па све до

115.6 keV (што одговара енергији којом су везани K-електрони уранијума, најтежег природног елемента). Велики број електрона, као и широк опсег јонизационих енергија, у великој мери отежава сваки аналитички прорачун. У том случају од користи су емпиријске чињенице тако да се до великог броја законитости које описују простирање неког зрачења кроз материју дошло експерименталним путем.

Интеракције зрачења са материјом се одвијају у електронском омотачу посредством електромагнегнетних сила. Само место одвијања интеракције, као и силе које у њима учествују, не спадају у ужи домен изучавања нуклеарне физике. Процеси који се одвијају у електронском омотачу приликом проласка неког зрачења на задовољавајући начин су описани у атомској физици. Упркос томе, пролазак зрачења кроз материју се изучава искључиво у нуклеарној физици. На основу својстава зрачења емитованих приликом радиоактивног распада или током извођења нуклеарних реакција, могу се извући корисне информације о самом радиаоктивном језгру или језгрима учесницима реакције. Особине емитованог зрачења, његова енергија, врста, интензитет, продорна моћ, просторна дистрибуција, итд., основни су извори информација о испитиваном објекту. У те сврхе развијен је и велики број различитих детектора помоћу којих се региструје зрачење и мере нека од његових својстава. Детекција зрачења се врши на основу ефеката до којих долази приликом проласка зрачења кроз неку средину, тако да је неопходно добро познавати механизме интеракције зрачења са материјом.

Шира примена радиоизотопа и радијације у индустрији, енергетици или медицини, довела је неминовно до тога да значајна популација људи буде изложена зрачењу. То излагање може бити део планиране дијагностичке или терапијске процедуре у медицини, али до њега може доћи и нежељено. То свакако значи да је неопходно добро познавати ефекте које зрачење производи приликом проласка кроз живу материју — од нивоа органских молекула, преко ћелијског нивоа, ткива, па све до нивоа целог организма. Структура органске материје је знатно комплекснија од неорганских материјала и саме последице проласка зрачења кроз живу материју могу бити много сложеније са аспекта њеног функционисања. Но механизми основних интеракција су идентични као и у случају проласка зрачења кроз било који други материјал. Изучавање дејства зрачења на органску материју је довело до стварања неколицине интердисциплинарних области, од којих је најпознатија радиобиологија.

Пролазак зрачења кроз органске структуре је специфичан и по још једном аспекту. Наиме, када се изучава интеракција зрачења са материјом, у највећој мери се прати историја честице: колико енергије изгуби по јединици пута, на који начин губи ту енергију, колики ће јој бити домет итд. Уколико је средина кроз коју се зрачење простире жива материја, далеко је значајније пратити ефекте које зрачење изазива у њој самој него посматрати шта се са честицама упадног зрачења дешава. Промене настале у органским структурама, као резултат процеса у којима зрачење предаје своју енергију атомима средине кроз коју се креће, могу имати своје последице на

функционисање неких макромолекула, ћелије, ткива, и на крају и самог организма.

Механизми предаје енергије одређене честице зрачења појединачном електрону могу бити веома различити. Фотони и наелектрисане честице интерагују са средином кроз коју се крећу на потпуно другачији начин. Наелектрисане честице интерагују углавном посредством електричног поља којим путем може доћи до јонизације атома средине кроз коју се зрачење простире, али и Кулоновог расејања (еластичног или нееластичног) саме честице зрачења. За пролазак наелектрисаних честица кроз неки материјал карактеристични су и радијациони губици енергије. Наиме, уколико наелектрисана честица приликом проласка кроз неку материјалну средину доживи довољно интензивну промену брзине, може доћи и до емисије електромагнетног зрачења. Емитовано електромагнетно зрачење може да настави да врши јонизацију материјала кроз који се простире. Постоји још један механизам путем којег наелектрисане честице предају своју енергију средини кроз коју се простиру. То је такозвани Черенковљев ефекат где не долази до јонизације, али је необично значајан за истраживање својстава релативистичких наелектрисаних честица. Фотони приликом проласка кроз материју могу да доживе: расејање (Томсоново, Комптоново), фотоелектрични ефекат као и да створе електрон-позитронски пар. И једна и друга врста честица могу да изазову нуклеарне реакције под условом да поседују довољно високе енергије.

Јасно је да се због различитих механизама путем којих наелектрисане честице и фотони интерагују са материјом ове две врсте зрачења морају потпуно одељено проучавати. Поврх свега, примећено је да постоје и значајне разлике између различитих наелектрисаних честица. Тако на пример тешке и лаке наелектрисане честице могу на потпуно различите начине да интерагују са материјом. Због тога се зрачење дели на три одвојене групе: тешке наелектрисане честице, лаке наелектрисане честице и фотоне. Ове се три групе одвојено изучавају.

ТЕШКЕ НАЕЛЕКТРИСАНЕ ЧЕСТИЦЕ

Под тешким наелектрисаним честицама подразумевају се алфа-честице, протони, деутерони, језгра трицијума, лаких елемената и югољена језгра неких тежих елемената. Алфа зрачење емитују природни радонуклиди док се све остале поменуте честице могу срести у космичком зрачењу или се добијају у лабораторијама. Основни механизми путем којих све ове поменуте честице интерагују са материјом и губе енергију током своје путање су потпуно једнаки. Како су алфа честице познате још од открића радиоактивности а алфа емитери су много доступнији лабораторијској употреби од космичког зрачења, јасно је да су оне најбоље и изучене. Током година прикупљен је обиман експериментални материјал о интеракцијама алфа честица са материјом, тако да ће и у овом излагању оне најчешће бити помињане.

За проучавање интеракција зрачења са материјом технички је најједноставније да се посматра како оно пролази кроз ваздух или гасове. Како је јонизација основна интеракција која се одвија проласком алфа зрачења, технички је најједноставније да се у ваздуху или гасовима путем електричног поља прикупи створено наелектрисање. На овај начин се релативно једноставно може добити квантитативна мера учинка зрачења приликом његовог простирања.

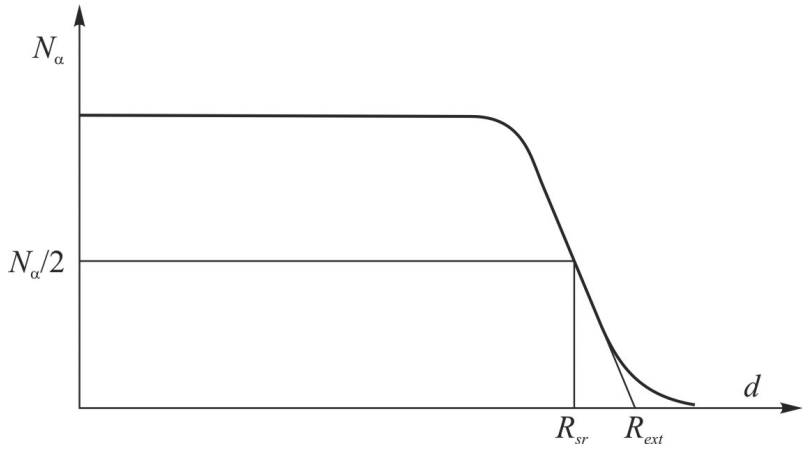
Домет алфа честица

Језгра хелијума, односно алфа честице, имају преко 7,300 пута већу масу од електрона. Овако велика разлика у масама даје ограничење по питању количине енергије која може бити предата једном електрону у директном судару са алфа честицом. Максимална енергија E_e коју електрон у једној оваквој директној интеракцији може добити је:

$$E_e = 4\frac{m_e}{m_\alpha}E_\alpha \qquad \textbf{(3.1)}$$

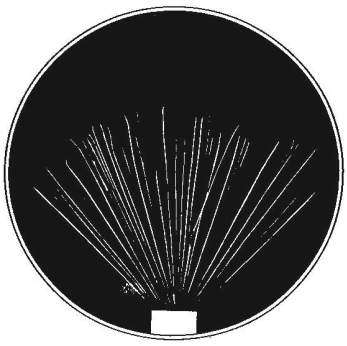
где је m_e маса електрона, m_α је маса алфа честице а E_α је енергија алфа честице. Дакле, у једној интеракцији, алфа честица појединачном електрону може да преда веома мали део своје енергије, реда величине $5{\cdot}10^{-4}$. То значи да ће до коначног заустављања, алфа честица своју енергију поделити великом броју електрона.

Приликом интеракције са појединачним електронима из атомског омотача, алфа честице неће скретати због велике разлике у маси него ће задржавати свој првобитни правац кретања. Уколико се измери број алфа честица у неком снопу дуж њихове путање, добије се да се највећим делом свог пута сноп не осипа и садржи једнак број честица, као што је то приказано на слици 3.1.



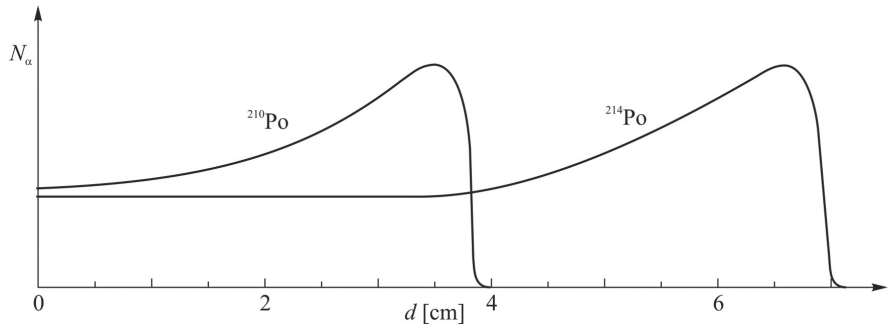
Слика 3.1: Број алфа честица у снопу у зависности од дужине путање пређене у ваздуху

Са слике 3.1 се може видети да је број алфа честица у једном снопу константан током највећег дела њихове путање. Оне евидентно задржавању исти правац кретања и значајније осипање се дешава тек при крају њихове путање, када број алфа честица у снопу нагло опадне. Детектори трагова, као на пример Вилсонова маглена комора, могу и визуелно да прикажу како изгледа путања алфа честица. На слици 3.2 приказана је фотографија начињена након што је неки алфа емитер постављен у маглену комору. Може се видети да је путања сваке појединачне алфа честице права линија. Тек се негде при крају трага забележеног у магленој комори могу видети мала одступања од праволинијске путање. Дужине трагова алфа честица одређене енергије у магленој комори су приближно једнаке.



Слика 3.2: Трагови алфа честица у Вилсоновој магленој комори

Занимљиво је погледати како се мења број јона које алфа честице стварају током свога проласка кроз ваздух. Експериментално се то може релативно једноставно установити мерењем количине наелектрисања које се ствара дуж правца којим се сноп алфа честица простире у ваздуху. На слици 3.3 приказани су резултати једног таквог мерења и то за две групе алфа честица различитих енергија. Мерења су показала да количина наелектрисања које алфа честице стварају током свог пута расте дуж правца њиховог кретања, с почетка споро, а затим све брже и брже. При крају пута, јонизација достиже максимум, да би након тога веома брзо пала на нулу. Максимум криве приказане на слици 3.3 се назива ***Брегов пик***.



Слика 3.3: Број јонских парова створених у ваздуху дуж правца кретања снопа алфа честица

Свака појединачна алфа честица постепено губи енергију, предајући је у малим порцијама околним електронима. Са слике 3.3 се може видети да је губитак енергије алфа честице обрнуто пропорционалан енергији коју поседује. Највише јона алфа честица ствара баш на крају своје путање, када јој је енергија најмања. При крају пута се енергија алфа честице веома брзо смањи до те границе да захвати прво један, а затим и други електрон и на тај начин постане неутрални атом хелијума. Настали атом хелијума не поседује наелектрисање нити електрично поље путем којег би вршио јонизацију, и у том моменту престаје да постоји као алфа честица. На овај се начин може објаснити нагли пад броја алфа честица приказан на слици 3.1, као и оштар пад броја створених јона при крају њихове путање.

Једна од основних величина којима се описује зрачење је његов ***домет*** у неком материјалу. Под дометом се подразумева најмања дебљина слоја неког материјала која у потпуности може да заустави одређено зрачење. Како се алфа честице крећу праволинијски, може се сматрати да је дужина њихове путање једнака домету. Будући да се осипање броја алфа честица из снопа дешава тек на крају њихове путање, релативно је једноставно одредити им домет. На слици 3.1 је означена она дебљина ваздуха која број алфа честица у неком снопу сведе на половину почетне. То се назива ***средњи домет алфа честица***. Како се број алфа честица у снопу на крају њихове путање готово линеарно смањује, могуће је извршити екстраполацију тог линеарног дела. Пресек правца линеарног дела криве приказане на слици 3.1 и

апсцисе даје такозвани ***екстраполирани домет***.

Домет алфа честица у ваздуху се мери веома једноставно: повећава се растојање између извора алфа зрачења и детектора и бележи интензитет зрачења или број детектованих честица. Дистанца на којој детектор показује само фонско зрачење, присутно и без извора зрачења, може се сматрати дометом алфа честица у ваздуху. За очекивати је да ће алфа честице веће енергије имати и већи домет. На основу великог броја мерења домета алфа честица R_α разних енергија у ваздуху, добијена је једноставна емпиријска релација

$$R_\alpha[\mathrm{cm}]=0.318\cdot E_\alpha^{\frac{3}{2}}[\mathrm{MeV}] \tag{3.2}$$

Уколико се енергија алфа честице изрази у MeV-има, домет у ваздуху ће се добити у центиметрима.
Горња релација даје добру процену за енергије алфа честица у интервалу од 3 до 7 MeV. Лако се може израчунати да алфа честице енергија од 7 MeV у ваздуху могу да прођу нешто мало мање од 6 cm док честице енергије од 3 MeV имају домет од 1.65 cm у ваздуху.

Домет алфа честица у зависности од енергије у неким другим материјалима се може установити релативно једноставно — на основу детектовања број алфа честица за различите дебљине атенуатора. Овде свакако треба нагласити да је продорна моћ алфа честица чак и у материјалима сачињеним од лаких елемената веома мала, тако да се у оваквим експериментима често користе микрометарске дебљине атенуатора. Брег и Клеман су поставили емпиријску релацију која даје везу између домета алфа честица одређене енергије у два различита материјала. Та релација је облика

$$\frac{R_1}{R_0}\simeq\frac{\rho_0\sqrt{A_1}}{\rho_1\sqrt{A_0}} \tag{3.3}$$

где су ρ_0 и ρ_1 густине посматрана два материјала а A_0 и A_1 су њихови масени бројеви. Помоћу ове формуле се може проценити величина домета алфа честица одређене енергије у било ком материјалу ако је познат њихов домет у неком другом материјалу. Најчешћи је случај да R_0 буде домет алфа честице у ваздуху, пошто се он најједноставније може измерити. Како је густина ваздуха неколико редова величине мања од густине било ког другог материјала, из горње релације се може закључити да је домет алфа честица у свим другим чврстим или течним материјалима реда величине микрометра.

На основу домета алфа честица у ваздуху могуће је проценити величину домета других тешких наелектрисаних честица. Тако су на пример Ливингстон и Бете пронашли везу између домета протона R_p и алфа честица у ваздуху :

$$R_p=1.0072\cdot R_\alpha\cdot(3.971\cdot E_p)-0.20[\mathrm{cm}] \tag{3.4}$$

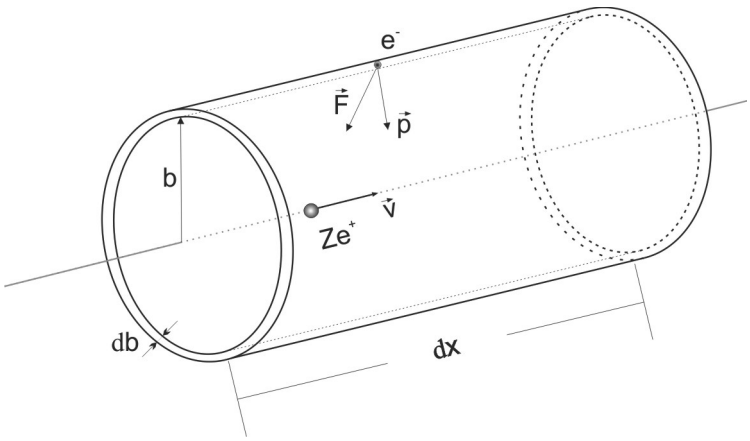
Домет протона се добија у центиметрима уколико се његова енергија изрази у MeV-има. Горњи образац даје добру процену за домет протона којима су енергије приближно једнаке четвртини енергије алфа честице.

Јонизациони губици алфа честица

Постоји већи број емпиријских релација које повезују домет и енергију разних тешких наелектрисаних честица. Погледајмо сада како би се аналитичким путем могло описати кретање једне тешке наелектрисане честице кроз неку материјалну средину. Претпоставимо да је наелектрисање те честице $+Ze$ и да се креће брзином v. Такође можемо сматрати да је путања те честице права линија, што је експериментално и потврђено. Посматрајмо сада најелементарнији случај — шта се дешава када та тешка честица пролази поред једног електрона у мировању. Нека се електрон налази на растојању b од правца кретања честице, као што је то приказано на слици 3.4. Међудејство честице и електрона може се остварити путем Кулонове силе. Укупан импулс p који ће електрон примити од стране посматране честице једнак је

$$p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp} \, \mathrm{d}t \qquad \textbf{(3.5)}$$

где је F нормална компонента Кулонове силе.



Слика 3.4: Шематски приказ интеракције електрона и тешке наелектрисане честице

Укупна паралелна компонента Кулонове силе је, због промене смера делововања у зависности са које се стране електрона налази тешка честица, једнака нули. Израз 3.5 се на једноставан начин може трансформисати тако да се интеграција уместо по времену врши по координати x, увођењем смене $\mathrm{d}t = \mathrm{d}x/v$. Поред тога, Кулонова

сила се може изразити преко нормалне компоненте јачине електричног поља E, тако да коначно добијамо:

$$p=\frac{1}{v}\int_{-\infty}^{+\infty} e E_{\perp}\,\mathrm{d}x \tag{3.6}$$

Горњи интеграл се може једноставно решити на основу Гаусове теореме, по којој је укупан флукс електричног поља који пролази кроз неку затворену површину једнак укупној количини наелектрисања затвореног том површином. Уколико површину која окружује нашу честицу наелектрисања ze одаберемо тако да има облик цилиндра полупречника b и дужине dx, применом Гаусове теореме се добија:

$$\int_S E\cdot 2\pi b\cdot \mathrm{d}x = k\cdot 4\pi z\cdot e \tag{3.7}$$

где је k=1/4$\pi\varepsilon_0$. Заменом вредности $\int E\mathrm{d}x$ у израз 3.6, добија се да је укупан импулс који нормална сила преда једном електрону приликом проласка тешке наелектрисане честице једнак

$$p=k\frac{2ze^2}{bv} \tag{3.8}$$

У том случају је енергија коју честица преда електрону једнака

$$\frac{p^2}{2m_e}=k^2\frac{2z^2e^4}{m_e b^2 v^2} \tag{3.9}$$

где је m_e маса мировања електрона.

Ако се у материјалу кроз који тешка наелектрисана честица пролази налази n_e електрона по јединици запремине, тада ће се у елементу запремине приказаном на слици 3.4 (који би се најједноставније могао описати као цев полупречника b, дебљине db и дужине dx) налазити $n_e\cdot 2\pi b\cdot \mathrm{d}b\cdot \mathrm{d}x$ електрона, од којих се сваки налази на растојању од b до b+db од правца кретања наелектрисане честице. Број електрона по јединици запремине се може изразити као $n_e=Z\cdot n$, где је Z атомски број (ефективни) материјала кроз којег се наелектрисана честица креће а n је број атома у јединици запремине. Укупна количина енергије коју по јединици пута тешка наелектрисана честица преда електронима у посматраном елементу запремине би у том случају била

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}=k^2\frac{2z^2e^4}{m_e b^2 v^2}Zn\cdot 2\pi b\cdot \mathrm{d}b \tag{3.10}$$

Укупна енергија, коју честица преда свим електронима по јединици пута, добија се интеграљењем по параметру b, што коначно даје:

$$\left[-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_{\mathrm{jon}}=k^2\frac{4\pi Z z^2 e^4 n}{m_e v^2}\ln\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \tag{3.11}$$

Да би се добио израз за губитак енергије тешке наелектрисане честице по јединици пута, остаје само да се одреде вредности минималног и максималног растојања на којима се дешава интеракција између електрона и честице. Теоријски гледано, интеракција се одвија путем Кулонове силе која делује на свим растојањима од 0 па све до бесконачности. Јасно је да израз 3.11 даје бесконачну вредност као решење, ако се било која од ове две граничне вредности уврсти. То значи да уколико тешка наелектрисана честица заиста има могућност да интерагује и предаје енергију свим електронима који се налазе од неког нултог растојања од правца њеног кретања па све до бесконачности, њен губитак енергије по јединици пута мора бити бесконачан. У том случају би тешка наелектрисана честица готово тренутно предала сву своју енергију околним електронима и практично се не би ни кретала кроз неку средину. Како су експерименти недвосмислено показали да се тако нешто не дешава, јасно је да пренос енергије од честице ка електрону поседује нека ограничења. Та ограничења потичу од тога да електрони нису слободни већ се налазе везани у атому као и од чињенице да се овде ради о микро објектима (којима квантна механика даје нека ограничења).

Од процене параметара b_{max} и b_{min} зависи колико верно ће изведени образац за губитак енергије тешке наелектрисане честице по јединици пута описивати реалне експерименталне околности. Вредност b_{max} се може проценити на основу чињенице да дистанца између честице и електрона мора путем Кулонове силе дозволити пренос онолике количине енергије колика је енергија везе електрона. Треба имати у виду и да дужина процеса преноса енергије од честице ка електрону не сме бити већа од периода ротације електрона на орбити на којој се налази. Када се процењује минимална вредност параметра b, не сме се заборавити да је максимална енергија коју честица може предати електрону одређена релацијом 3.1. Осим тога, из принципа неодређености следи да се електрон не може приближити тешкој наелектрисаној честици на мање растојање од његове таласне дужине.

Уважавајући горе наведене чињенице, добијено је неколико различитих релација за губитак енергије тешке наелектрисане честице. Испоставило се да експерименталне резултате на најбољи начин описује ***Бете-Блохова формула***

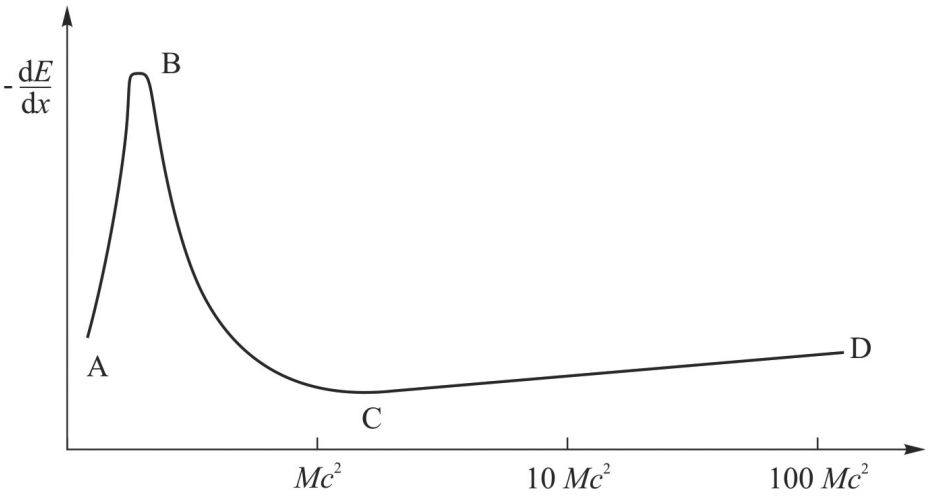
$$\left[-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_{\text{jon}} = k^2 \frac{4\pi Z z^2 e^4 n}{m_e v^2} \ln\left(\frac{2 m_e v^2}{I_S\left(1-\beta^2\right)} - \beta^2\right) \qquad \textbf{(3.12)}$$

где је I_S ***средњи јонизациони потенцијал*** атома материјала кроз који се честица креће а β је однос брзине честице и брзине светлости.

На основу Бете-Блохове формуле може се закључити да је енергија коју по јединици пута изгуби тешка наелектрисана честица директно пропорционална квадрату њеног наелектрисања као и броју електрона по јединици запремине, што је и разумљиво. Посебно је значајно приметити да је енергија коју тешка наелектрисана честица изгуби по јединици пута обрнуто пропорционална квадрату њене брзине.

Будући да се Кулонова интеракција преноси коначном брзином (брзина светлости), јасно је да при великим брзинама кретања тешке наелектрисане честице дужина преноса енергије није довољна да се електрону саопшти довољан импулс. На слици 3.3 се може видети да је број јонских парова створених на самом почетку путање тешке наелектрисане честице најмањи и да он полако расте како се честици смањује енергија дуж њене путање.

На слици 3.5 приказана је зависност губитака енергије тешке наелектрисане честице по јединици пута од њене енергије. У делу криве од B до C може се видети јасна обрнута пропорционалност од енергије честице, као што то и предвиђа Бете-Блохова формула. У делу од C до D лагани пораст се може захвалити чињеници на да вишим енергијама логаритамски члан даје свој допринос, док први део криве, од A до B, није предвиђен Бете-Блоховом формулом. Наиме, јонизациони губици тешке наелектрисане честице нагло падају на нулу смањењем њене енергије. То се може објаснити већ поменутом чињеницом да на веома малим енергијама тешке наелектрисане честице захвате онолико електрона колико им треба да се претворе у неутрални атом. Како се основна интеракција између тешке наелектрисане честице и орбиталних електрона одвија посредством електричног поља, јасно је да неутрални атоми немају могућност да врше јонизацију, па им се и губитак енергије по јединици пута нагло смањује са смањењем енергије.



Слика 3.5: Губитак енергије тешке наелектрисане честице по јединици пута у функцији енергије

Покушаји да се на основу Бете-Блохове формуле аналитички одреди дужина трага (или домет) тешке наелектрисане честице, нажалост, нису дали жељене резултате.

Наиме, дужина трага неке тешке наелектрисане честице би се могла израчунати као

$$R = \int_{E_0}^{0} \frac{\mathrm{d}E}{\left[-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]} \tag{3.13}$$

где би израз у имениоцу подинтегралне функције био дат Бете-Блоховом формулом. Но, како она не успева да опише интеракцију тешке наелектрисане честице са материјом на ниским енергијама, процене за домет добијене на овај начин се нису показале довољно добрим. За домет алфа честица у ваздуху се још увек квалитетнија процена добија на основу добро познате емпиријске релације 3.2.

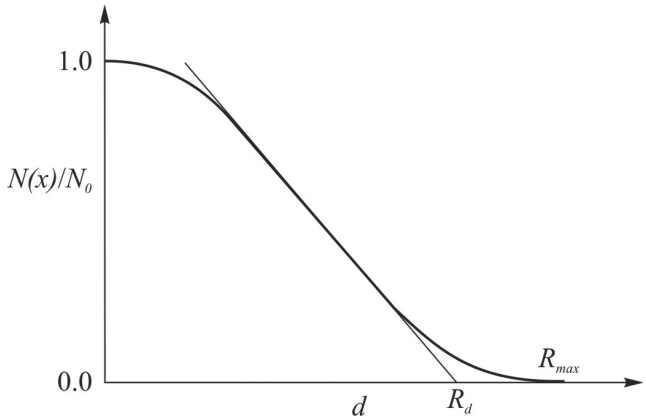
ЛАКЕ НАЕЛЕКТРИСАНЕ ЧЕСТИЦЕ

Под појмом ***лаке наелектрисане честице*** подразумевају се електрони и позитрони. Пошто су бета честице емитоване из природних радиоактивних извора биле много доступније истраживачима, обиман експериментални материјал, као и резултати теоријских прорачуна који се могу наћи у литератури, углавном се односе на интеракције електрона са материјом. Међутим, ове две врсте честица на готово идентичан начин интерагују са материјом. Једина значајна разлика се састоји у томе да када електрони изгубе своју комплетну енергију, бивају захваћени од стране неког атома и претворе се у обичан орбитални електрон, док позитрони када изгубе енергију, доживљавају анихилацију са једним електроном. Том приликом обе честице нестају, уз стварање два кванта гама зрачења од 511 keV, који се разилазе под углом од 180°. Дакле, када се прате ефекти проласка позитрона кроз неку средину, треба се имати на уму да ће на крају њиховог кретања доћи до стварања продорног електромагнетног зрачења. Ова разлика између електрона и позитрона постаје посебно значајна када се пројектује заштита од позитронског зрачења.

Велика разлика у масама између електрона и тешких наелектрисаних честица условила је и значајну разлику у начину на који интерагују са материјом. Један од основних начина путем којих електрони и позитрони губе енергију је јонизација, као и код алфа честица. Но, бета честице имају идентичну масу као и орбитални електрони са којим интерагују. То значи да бета честице не задржавају сталан правац кретања — због њихове мале масе релативно лако бивају скренуте. Из тог је разлога путања бета честица изломљена линија. Тешке наелектрисане честице предају само мали део своје енергије електронима (образац 3.1), док бета честице у интеракцији са орбиталним електроном могу изгубити знатне износе енергије. Због мале масе електрона могући су и радијациони губици, тако да лаке наелектрисане честице своју енергију могу да губе и путем емисије такозваног закочног зрачења. Егзактан опис кретања електрона кроз неку средину је, из горе наведених разлога, битно сложенији него што је то случај са тешком наелектрисаном честицом.

Домет бета честица; емпиријске релације

Посматрајмо најједноставнији случај проласка снопа електрона кроз неки материјал, при чему сви електрони имају једнаку енергију. За разлику од алфа честица, којима је број у снопу био константан током највећег дела пута (слика 3.1), електронима се због честог скретања број знатно осипа. На слици 3.6 приказано је како се смањује број електрона у зависности од дебљине слоја материјала кроз који су прошли.



Слика 3.6: Зависност броја електрона од дебљине слоја материјала кроз који електронски сноп пролази

Мерења путем којих би се установила једна стандардна ***атенуациона крива***, као она приказана на слици 3.6, нажалост нису ни мало једноставна. Испоставило се да резултати мерења интензитета електронског зрачења, у зависности од дебљине слоја атенуатора који се постави између извора зрачења и детектора, у великој мери зависе од геометрије експерименталне поставке. Мале промене у геометрији, типа ширине колиматорског отвора или растојања између извора и детектора, могу да произведу значајну разлику у добијеним резултатима. То је свакако последица честог скретања електрона приликом интеракција. Као и код тешких наелектрисаних честица, максимални домет електрона R_{max} се може одредити као пресек атенуационе криве (приказане на слици 3.6) и апсцисе. Такође је могуће добити и екстраполирани домет R_d, као пресек правца линеарног дела криве са апсцисном осом. Домет (или минимална дебљина слоја неког материјала која у потпуности зауставља зрачење) се због изломљене путање електрона знатно разликује од дужине његовог трага. Средњи пут који електрони пређу у неком материјалу (или средња дужина трага) је отприлике двоструко дужи од домета.

Постоји велики број емпиријски постављених релација које повезују домет електрона у неком материјалу у зависности од њихове енергије. Најчешћи је случај био да се као атенуатор користи алуминијум. Резултати који се добијају применом разних релација могу се међусобно и разликовати у зависности од геометрије експеримента путем којих је релација установљена, али свака од њих се може употребити за процену домета електрона. Тако на пример, за моноенергетске електроне којима је енергија мања од 10 MeV, добру процену домета у зависности од енергије даје релација

$$R_{max} = 0.526 \cdot E - 0.24 \qquad \textbf{(3.14)}$$

где се домет добија у g·cm^{-2} ако се енергија електрона изрази у MeV-има.Кац и Пенфолд су добили нешто мало сложенију везу између екстраполираног домета електрона и њихове енергије у алуминијуму:

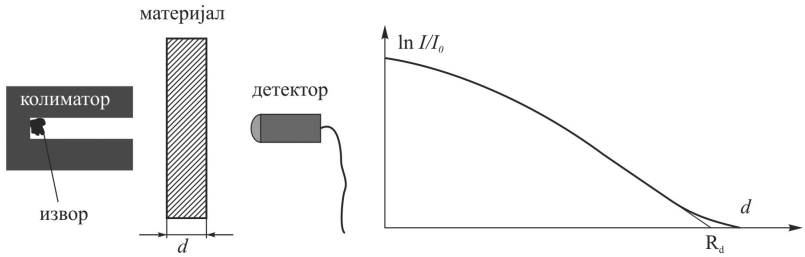
$$R_d = 412 \cdot E^n \quad \text{где је} \quad n = 1.265 - 0.0954 \cdot \ln E \tag{3.15}$$

Дакле, експонент n је функција енергије електрона. Уколико се енергија изрази у MeV-има домет у алуминијуму се добије у mg·cm^{-2}. Горња формула показује добре резултате у опсегу енергија електрона од 0.01 до 2.5 MeV. За релативистичке енергије електрона од 2.5 па све до 20 MeV, добро се показала емпиријска релација

$$R_d = 530 \cdot E - 106 \tag{3.16}$$

И овде се максимални домет добије у mg·cm^{-2} ако се енергија изрази у MeV.

Знатно је сложенији случај са дометом бета честица емитованих из неког језгра. Горње релације се односе на моноенергетске електроне док бета зрачење има континуиран спектар. Пажљиво снимљена атенуациона крива бета зрачења, приказана је на слици 3.7. Како је зависност броја бета честица од дебљине слоја атенуатора у овом случају приказана у логаритамској скали, може се видети да је слабљење интензитета бета зрачења с почетка експоненцијално. При већим дебљинама атенуатора, долази до видног одступања од експоненцијалне атенуације. Максималан домет бета честица се и у овом случају дефинише као пресек атенуационе криве и апсцисе.



Слика 3.7: Зависност интензитета бета зрачења од дебљине слоја материјала кроз који пролази

На основу атенуационих мерења дошло се до већег броја емпиријских релација које повезују максималну енергију бета спектра са дометом, најчешће у алуминијуму. Већина тих израза даје добре резултате само када се максимална енергија спектра налази у одређеној области. Пар једноставнијих релација би биле:

$$R_{max} = 0.407 \cdot E_{max} - 1.38 \quad \text{за} \quad 0.15\,\text{MeV} < E_{max} < 0.8\,\text{MeV} \tag{3.17}$$

$$R_{max} = 0.542 \cdot E_{max} - 0.133 \quad \text{за} \quad E_{max} > 0.8\,\text{MeV} \tag{3.18}$$

Када се у горње једначине уврсти максимална енергија бета честица у MeV-има,

максимални домет се добија у g·cm^{-2}. Из релације 3.18 се може добити да домет бета честица, чија је максимална енергија 2 MeV у ваздуху, може да износи неколико метара, док у алуминијуму бивају заустављене атенуатором дебљине око 3.5 mm.

Чињеница да атенуациона крива бета честица показује делимични експоненцијални карактер искоришћена је да се њихова атенуација прикаже експоненцијалним законом ($I=I_0e^{-\mu x}$, са I_0 и I су означени интензитети зрачења пре и након проласка кроз материјал дебљине x). Међутим, у том случају се мора водити рачуна о чињеници да масени атенуациони коефицијент који фигурише у стандардном експоненцијалном закону није константа већ и он зависи од максималне енергије бета спектра као:

$$\mu_m = 17.0 \cdot E_{max}^{-1.43} \tag{3.19}$$

Уз помоћ горње формуле и експоненцијалног атенуационог закона се може проценити начин на који сноп бета зрачења слаби приликом проласка кроз неки атенуатор. На тај начин се може добити процена о интензитету снопа бета зрачења након проласка кроз неки атенуатор коме је дебљина мања од домета бета честица.

Јонизациони губици лаких наелектрисаних честица

Уколико бета честица током проласка кроз неки материјал врши јонизацију, основни механизам предаје енергије неком од орбиталних електрона је веома сличан механизму описаном у одељку 3.2.2. Наиме, путем електричног поља бета честица делује Кулоновом силом на орбитални електрон током кратког временског интервала и тим путем дође до размене енергије. На тај начин се може добити релација која описује губитак енергије лаке наелектрисане честице по јединици пута слична изразу 3.12. Основна разлика између алфа и бета честица се огледа у томе да се при процени вредности параметара b_{max} и b_{min} мора водити рачуна о неколико значајних чињеница: бета честица има много мању масу од алфа честице, приликом интеракције између бета честице и електрона морају се уважити квантно-механички феномени као и да бета честице показују релативистичке ефекте на много нижим енергијама него алфа честице. Коначно се израз за губитак енергије бета честице по јединици пута добија у облику:

$$\left[-\frac{dE}{dx}\right]_{jon} = k^2 \frac{2\pi e^4 Z n}{m_e v^2}\left(\ln\frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right)\ln 2 + \right.$$
$$\left. + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)^2\right) \tag{3.20}$$

где је са E означена релативистичка кинетичка енергија бета честице.
Овај се израз може поједноставити за случај када бета честице имају нерелативистичке енергије, односно када је β<<1. Тада се горњи израз своди на

$$\left[-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_{\text{jon}}=k^2\frac{4\pi e^4 Zn}{m_\mathrm{e}v^2}\ln\left(\frac{m_\mathrm{e}v^2}{2I}\right) \tag{3.21}$$

У ултрарелативистичком случају, када је енергија бета честице многоструко већа од њене масе мировања, такође се добија нешто једноставнији израз:

$$\left[-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_{\text{jon}}=k^2\frac{2\pi e^4 n}{m_\mathrm{e}c^2}\ln\left(\frac{E^2}{2I^2\sqrt{1-\beta^2}}+\frac{1}{8}\right) \tag{3.22}$$

С обзиром да је маса мировања бета честице 0.511 MeV, већ при енергијама од неколико MeV може се сматрати да су ултрарелативистичке.

Губитак енергије бета честице по јединици пута је, као што се то може видети из горња три израза, директно пропорционалан броју електрона по јединици запремине ***n***. Као и код алфа честица, губитак енергије бета честица је обрнуто пропорционалан квадрату брзине, поготово на нижим енергијама (када допринос логаритамског члана није значајан).

На основу израза 3.12 и 3.20 може се закључити да уколико алфа и бета честице имају једнаку брзину, имају приближно једнаке и губитке енергије по јединици пута. Међутим, ако алфа и бета честица имају једнаке енергије, јонизациони губици ће им се знатно разликовати. Узимајући у обзир да је маса алфа честице преко 7,000 пута већа од масе бета честице, па у случају да обе од њих имају једнаке кинетичке енергије, квадрати брзина би им се разликовали баш за тај фактор. То значи да би алфа честица имала много мању брзину па би јој и губитак енергије по јединици пута био много већи него бета честици исте енергије. Дакле — алфа честице много брже губе своју енергију него бета честице исте енергије, па је логична последица томе да им је и домет знатно мањи. Из праксе је познато да алфа честице имају много краћи домет у неком материјалу него бета честице идентичне енергије.

Радијациони губици лаких наелектрисаних честица

По законима класичне механике, наелектрисано тело које трпи убрзање обавезно емитује електромагнетно зрачење. На основу овог механизма функционишу рендгенске цеви у којима се електрони убрзавају у вакууму јаким електричним пољем, да би након тога ударили у металну антикатоду. Том приликом електрони бивају нагло успорени и долази до емисије рендгенског или такозваног ***закочног зрачења***. Интензитет односно енергија електромагнетног зрачења, која се емитује у јединици времена када нека честица наелектрисања ***ze*** буде изложена убрзању ***a***, је:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2}{3}\frac{z^2e^2}{c^3}a^2 \tag{3.23}$$

До промене брзине наелектрисане честице долази у електричном пољу неког другог тела. Најчешће то бива језгро неког од атома који улазе у састав материјала кроз коју се честица креће. Ако је наелектрисање језгра Ze, а маса посматране честице m, добије се да је

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \sim \frac{Z^2 z^2}{m_e^2} \tag{3.24}$$

Дакле, интензитет емитованог електромагнетног зрачења обрнуто је пропорционалан квадрату масе честице зрачења. То значи да је интензитет закочног зрачења које ће емитовати бета честица преко 50 милиона пута већи од интензитета закочног зрачења које би емитовала алфа честица, под условом да обе имају једнако убрзање. Видимо да је интензитет закочног зрачења директно пропорционалан квадрату наелектрисања тела у чијем се електричном пољу дешава промена стања кретања упадне наелектрисане честице. Енергија емитована након судара бета честице са језгром ће из тог разлога бити Z^2 пута већа него након судара са једним орбиталним електроном, под условом да у оба случаја бета честице доживе идентичну промену брзине. Радијациони губици енергије бета честице по јединици пута могли би се представити као:

$$\left[\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_{\mathrm{rad}} = n\int_0^{E_0} E\,\Phi\left(E_0, E\right)\mathrm{d}E \tag{3.25}$$

где је n број атома по јединици запремине материјала кроз које зрачење пролази, $\Phi(E_0, E)$ је вероватноћа за емисију фотона закочног зрачења енергије E, уколико је енергија упадне бета честице била E_0.

Проблем се своди на проналажење одговарајућег израза за $\Phi(E_0, E)$, што се није показало као једноставан задатак. Наиме, вероватноћа емисије фотона одређене енергије у великој мери зависи од убрзања које доживи бета честица. Како ће се мењати вектор брзине упадне бета честице приликом интеракције у којој долази до емисије закочног зрачења, првенствено зависи од интензитета електричног поља на месту где се интеракција одвија. Орбитални електрони заклањају (екранирају) језгро и на тај начин ефективно смањују јачину електричног поља. Разни аутори су добили различите облике израза којим се описује вероватноћа емисије фотона, у доброј мери због разлика у начину на који су проценили ефекат екранирања. Испоставило се да вероватноћа за емисију закочног зрачења веома зависи и од енергије упадне бета честице, тако да се у литератури могу пронаћи различити облици функције $\Phi(E_0, E)$ у зависности да ли је енергија бета честице нерелативистичка, релативистичка или пак ултрарелативистичка. Све у свему — постоји велики број израза за вероватноћу емисије закочног зрачења, но који год од њих да се употреби, за губитак енергије радијацијом по јединици пута се добије:

$$\left[\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_{\mathrm{rad}} \sim n Z^2 E_0 \tag{3.26}$$

Губици енергије бета честице на радијацију су, као и јонизациони, директно

пропорционални броју атома по јединици запремине. Но за разлику од јонизационих губитака, радијациони губици су директно пропорционални енергији бета честице. Такође треба напоменити да радијациони губици расту са квадратом редног броја материјала средине кроз коју се бета честице крећу.

Како радијациони губици лаких наелектрисаних честица расту са порастом енергије, може се очекивати да на вишим вредностима енергије они буду доминантни, тј. да на вишим енергијама лака наелектрисана честица по јединици свога пута губи више енергије него на јонизацију. Ако се упореде радијациони и јонизациони губици бета честица, добије се следећа процена

$$\frac{\left[\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_{\mathrm{rad}}}{\left[\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_{\mathrm{jon}}} \approx \frac{E_{\mathrm{e}} Z}{800} \tag{3.27}$$

Горња релација се може применити уколико је енергија бета честице E_{e} изражена у MeV. Вредност енергије E_{e} за коју је однос радијационих и јонизационих губитака у неком материјалу једнак, назива се ***критична енергија***. Тако се може одредити да ће радијациони и јонизациони губици бета честице у води бити једнаки када енергија бета честице достигне отприлике 100 MeV, док ће та енергија за олово бити око 10 MeV. Дакле, тек на енергијама преко 100 MeV ће радијациони губици у води надмашити јонизационе. Како максималне енергије бета честица не прелазе вредност од пар MeV, јасно је да ће код ове врсте зрачења јонизација бити доминантан начин губитка енергије, чак и у случају проласка кроз материјале високог редног броја.

Ефекат Черенкова

Наелектрисана честица, приликом проласка кроз неку средину, дуж сцоје путање врши локалну поларизацију атома те средине. Та се поларизација огледа у индуковању диполног момента у околним атомима услед дејства електричног поља честице на орбиталне електроне. Електрони бивају привучени или одбијени од стране наелектрисане честице зрачења и на тај начин се створи краткотрајни дипол. Након проласка те наелектрисане честице долази до деполаризације, електрони се враћају у првобитно стање, што доводи до емисије електромагнетног зрачења. Уколико се честице крећу брзином мањом од неке граничне, просторна расподела поларизације око ње је потпуно симетрична. У том случају се сво зрачење емитовано приликом деполаризације међусобно поништава. Но, у случају када је брзина честице довољно велика, електрично поље не успева да поларизује атоме који се налазе испред, већ само оне иза. Ово доводи до асиметричне поларизације. Приликом деполаризације једног оваквог асиметрично поларизованог система атома неће се све електромагнетно зрачење поништити, већ ће доћи до реемисије

неког резултујућег електромагнетног зрачења. Овај ефекат је открио Черенков па се и назива ***Черенковљево зрачење*** или ***Черенковљев ефекат***. Емисија Черенковљевог зрачења се врши на рачун кинетичке енергије наелектрисане честице. Дакле — енергија наелектрисане честице бива мања за износ укупне енергије емитованог Черенковљевог зрачења.

Било која наелектрисана честица може изазвати емисију Черенковљевог зрачења. Једнини услов који треба бити испуњен је да јој је брзина већа од фазне брзине светлости у тој средини. Светлост се у свакој средини креће мањом брзином него у вакууму. Фазна брзина светлости ***c'***, или брзина светлости у некој средини, добија се када се брзина светлости у вакууму подели са индексом преламања светлости у тој средини, односно:

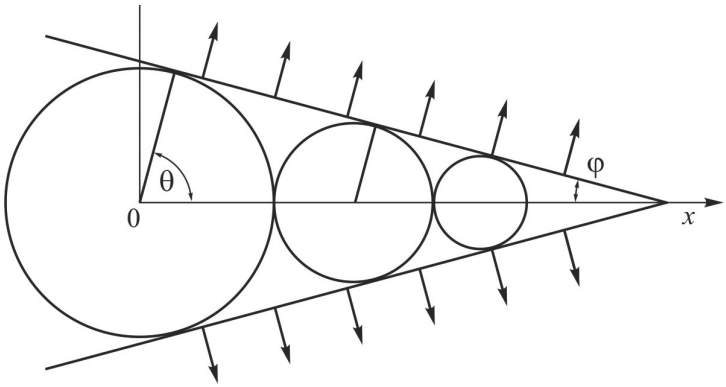
$$c' = \frac{c}{n} \tag{3.28}$$

Овом брзином се простире и електромагнетна интеракција у датој средини, па ако је брзина честице већа од ње, јасно је да њено електрично поље неће успети да поларизује атоме испред себе.

Резултујуће се зрачење, емитовано након деполаризације асиметрично поларизованих атома, простире само под одређеним углом у односу на правац кретања наелектрисане честице. То ствара таласни фронт иза честице који подсећа на таласе који настају на површини глатке воде након проласка чамца. Изглед таласног фронта шематски је приказан на слици 3.8. Угао под којим се емитује зрачење Черенкова дато је следећим изразом:

$$\cos\theta = \frac{c}{v\,n} \tag{3.29}$$

где је са ***v*** означена брзина честице.



Слика 3.8: Таласни фронт Черенковљевог зрачења

Черенковљево зрачење се налази у области плавог и љубичастог дела видљивог

спектра. Енергија коју честица изгуби на овај начин је утолико већа што је већа и брзина те честице, али су укупни губици мали уодносу на јонизационе ирадијационе. Тек за релативистичке честице губици енергије путем емисије Черенковљевог зрачења достигну неколико процената од укупних губитака. Овај ефекат није толико значјан за анализу губитака енергије наелектрисане честице приликом кретања кроз неку средину али је зато дао велики број могућности за детекцију релативистичких честица. Осетљива запремина детектора може бити начињена од неког веома обичног материјала као што је то вода — потребно је само детектовати емитовану светлост, што не представља озбиљан технички проблем. На бази Черенковљевог ефекта конструисан је веома велики број различитих детектора за мерење својстава релативистичких наелектрисаних честица.

ГАМА И РЕНДГЕНСКО ЗРАЧЕЊЕ

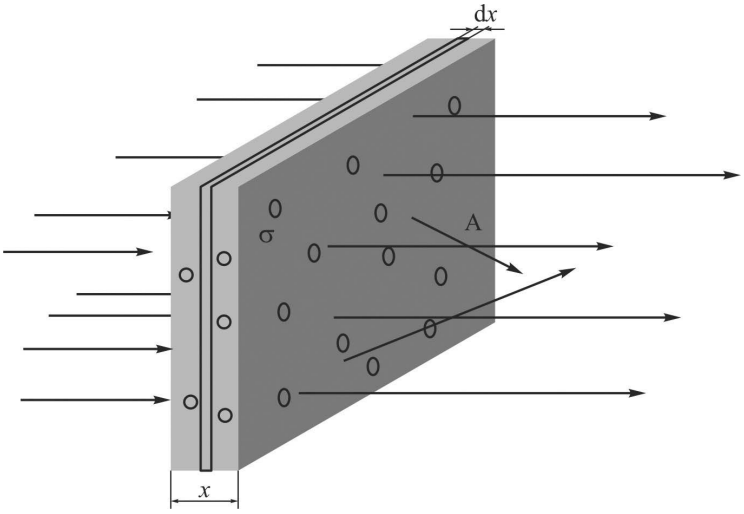
Између гама и рендгенског зрачења не постоји никаква разлика по питању интеракције са материјом. У оба случаја реч је о електромагнетном зрачењу мале таласне дужине, а међусобно се разликују једино по месту њиховог настанка. Гама зрачење потиче из језгра док рендгенско зрачење настаје у процесима који се одвијају у пољу језгра. У исто време, обе врсте зрачења можемо третирати и као снопове фотона који се крећу брзином светлости.

Основни механизми интеракције електромагнетног зрачења са материјом могу се описати једино квантном електродинамиком и битно су сложенији од процеса путем којих интерагују наелектрисане честице. Као прво — фотони немају наелектрисање тако да не могу деловати на електроне путем електричног поља на већа растојања, као што је то био случај са алфа и бета честицама. До интеракције између фотона и електрона, као и између фотона и језгра, долази само у релативно уској области величине такозване Комптонове таласне дужине, која је за електроне реда величине 10^{-12} m, док је за нуклеоне више од два реда величине мања. Друга важна особина фотона је да се увек крећу брзином светлости а путем интеракција у којима учествују не могу бити успорени. За разлику од наелектрисаних честица, фотони могу у потпуности да нестану ако у интеракцији предају своју комплетну енергију електрону или створе пар електрон-позитрон. Осим тога, приликом интеракције, фотони могу предати електрону само део своје енергије након чега са умањеном енергијом настављају да се крећу али уз обавезно скретање са првобитног правца кретања. Фотони не доживљавају континуиран губитак енергије, као што је то случај са алфа честицама, тако да им се током пута између две интеракције енергија не смањује. То значи да им се не може одредити ни губитак енергије по јединици пута, као што је то урађено за наелектрисане честице. Коначно, немогуће им је одредити домет или дужину путање.

Чињеница да фотони приликом интеракције или у потпуности нестају или скрећу са првобитног правца, искоришћена је да се на једноставан начин опише њихово простирање кроз неку средину. Наиме, ако се посматра узан сноп фотона, њихов ће се број смањивати са порастом дебљине материјала кроз који пролазе пошто ће остајати само они фотони који нису доживели никакву интеракцију. Посматрајмо за почетак најједноставнији случај, када сви фотони имају једнаке енергије и пролазе кроз танак слој неког материјала дебљине d$\boldsymbol{x}$, као што је то приказано на слици 3.9. Број фотона d$\boldsymbol{N}$ који нестане из снопа приликом проласка кроз апсорбер директно је пропорционалан броју упадних фотона $\boldsymbol{N}$, броју атома у јединици запремине материјала $\boldsymbol{n}$ као и његовој дебљини, односно

$$\mathrm{d}N = \sigma \cdot N \cdot n \cdot \mathrm{d}x \qquad \textbf{(3.30)}$$

где σ представља ефикасни пресек као меру вероватноће да фотон буде уклоњен из снопа.



Слика 3.9: Шематски приказ атенуације фотонског снопа

Производ ефикасног пресека σ и броја атома по јединици запремине материјала кроз који зрачење пролази N се назива ***линеарни атенуациони коефицијент*** и обично се означава са μ. Након интеграције се добија добро познати атенуациони закон:

$$N = N_0 \, e^{-\mu \cdot x} \tag{3.31}$$

где је N број фотона у снопу након проласка кроз слој неког материјала дебљине x, N_0 је почетни број фотона а μ је линеарни атенуациони коефицијент.

Пракса је да се уместо линеарног атенуационог коефицијента често употребљава ***масени атенуациони коефицијент*** μ_m, који се добија као количник линеарног атенуационог коефицијента и густине материјала од којег је атенуатор сачињен:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma \cdot n}{\rho} = \frac{\sigma \cdot N_{Av}}{M} \tag{3.32}$$

где је N_{av} Авогардров број а M је релативна атомска или молекулска маса материјала кроз који се зрачење простире.

Масени атенуациони коефицијент не зависи од густине, а самим тим ни од агрегатног стања материјала. Атенуациони закон се може приказати у следећем облику:

$$N = N_0 \, e^{-\mu_m \rho x} \tag{3.33}$$

Дакле, број фотона неког снопа експоненцијално опада са дебљином материјала кроз који пролази. Уместо дебљине често се наводи производ ρx који се изражава у јединицама $g \cdot cm^{-2}$. Линеарни (или масени) атенуациони коефицијент у потпуности

одређује пролазак гама или х-зрачења кроз неки материјал. Ови су коефицијенти различити за различите материјале. Вредности атенуационих коефицијената за један исти материјал могу веома да се разликују за разне енергије зрачења.

Основни начини путем којих фотон може бити удаљен из снопа су: ***фотоелектрични ефекат***, ***Томсоново***, ***Релијево*** и ***Комптоново расејање***, као и ***стварање парова***. Приликом фотоелектричног ефекта и стварања парова фотони у потпуности нестају. У процесу Томсоновог и Релијевог расејања фотони бивају скренути, обично за мали угао, без губитка енергије. Ови су процеси знатно мање вероватноће од Комптоновог расејања, када електрон бива скренут, али том приликом преда део своје енергије електрону.

Фотоелектрични ефекат

У доба када је радиоактивност откривена, фотоелектрични ефекат је веома брижљиво изучаван али као процес у којем светлост или ултраљубичасто зрачење избијају електроне са површине метала. Класична електродинамика, базирана на Максвеловим једначинама, која је познавала само таласна својства електромагнетног зрачења, није могла да објасни ову појаву. То је пошло за руком Алберту Ајнштајну који је 1905. дао тумачење ове појаве, доказујући тим путем да се светлост може апсорбовати у малим пакетима, тј. фотонима. Као што фотон видљиве светлости интерагује са електроном на површини метала, тако и гама зрачење предаје своју енергију орбиталним електронима. Механизам је потпуно идентичан с том разликом да се због велике продорне моћи гама зрачења овај процес може одвијати и у дубини неког материјала. Фотоелектрични ефекат је процес у којем фотон предаје своју комплетну енергију орбиталном електрону. Фотон том приликом престаје да постоји а електрон се удаљи из атома са енергијом

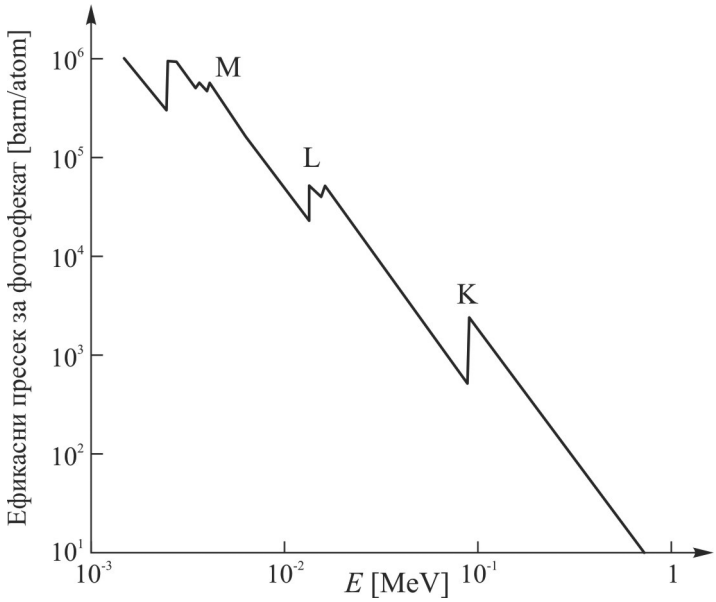
$$E_e = E_f - E_v \qquad \textbf{(3.34)}$$

где је E_f енергија коју је поседовао фотон пре интеракције а E_v је енергија везе орбиталног електрона.

Дакле, енергија фотона се утроши на рад потребан да се електрон избаци из атома као и на његову кинетичку енергију. Фотоелектрични ефекат је могућ само на везаном електрону. То је условљено законом одржања импулса — неопходно је још једно тело да на себе прихвати део импулса фотона. То треће тело је атом, који у овом процесу подели са електроном импулс фотона. Но како се у оваквим ситуацијама енергија између два тела дели у обрнутој сразмери са њиховим масама, јасно је да ће енергија узмака целог атома бити занемарљиво мала у односу на енергију коју добије електрон. Пошто је енергија узмака језгра неколико редова величине мања од енергије узмака електрона, није ни наведена у релацији 3.34.

Ефикасни пресек (као мера вероватноће дешавања фотоефекта) у зависности од енергије, шематски је приказан на слици 3.10. Може се видети да се ефикасни

пресек за фотоефекат смањује са порастом енергије, уз неколико оштрих скокова на енергијама које одговарају енергијама везе орбиталних електрона. Уколико фотон поседује енергију која је знатно виша од енергије везе K-електрона, вероватноћа за фотоефекат је релативно мала. Како се енергија фотона смањује, то и вероватноћа фотоефекта расте да би достигла локални максимум баш за енергије фотона које су једнаке везивној енергију K-електрона.



Слика 3.10: Ефикасни пресек фотоефекта као функција енергије

Као што је речено, фотоелектрични ефекат се одиграва само на везаним електронима. То теоретски значи да се фотоефекат може одиграти на сваком појединачном орбиталном електрону, али се вероватноћа одвијања овог процеса разликује од електрона до електрона. Што је енергија везе електрона ближа енергији фотона — то је електрон чвршће везан, те је и вероватноћа дешавања фотоефекта на таквом електрону виша. Иобрнуто, ако фотон поседује енергију знатно вишу од енергија везе електрона, вероватноћа за фотоефекат ће бити мала, пошто се са аспекта енергије фотона електрони не могу сматрати довољно чврсто везаним да би се фотоефекат одиграо. Уколико је енергија фотона незнатно нижа од енергије везе K-електрона, фотон нема могућност да га избаци из атома па се вероватноћа фотоефекта нагло смањује. На тим енергијама је могућ фотоефекат само на L и M-електронима. Како овде фотон има знатно вишу енергију од енергија којим су везани L и M-електрони, ефикасни пресек за фотоефекат поново има ниску вредност. Но како се енергија фотона приближава енергији везе L-електрона, вредност ефикасног пресека расте. Тако се добија још један максимум, када је енергија фотона управо једнака енергији

везе електрона на L-љусци. Након максимума, идући ка нижим енергијама, ефикасни пресек нагло пада пошто фотони немају довољно енергије да избаце L-електроне. Ситуација се на идентичан начин понавља и са M-електронима.

Стога, не само да је фотоефекат могућ једино на везаном електрону, него је и вероватноћа за његово одвијање утолико већа уколико везивна енергија електрона има вишу вредност. Ако фотон поседује довољно високу енергију, највећа ће веровтноћа бити да се фотоефекат одигра баш на електронима који се налазе на K-љусци. Вероватноћа за фотоефекат на K-љусци је око 5 пута већа од вероватноће да се исти процес одигра на L-љусци, а отприлике 20 пута већа од вероватноће фотоефекта на M-љусци. Процена је да се око 80 % од свих фотоефеката одигра на K-електронима, под условом да је енергија фотона већа од везивне енергије K-електрона. Ако је енергија фотона нижа од енергије везе електрона на K-љусци, највећи број фотоефеката ће се одиграти на L-електронима.

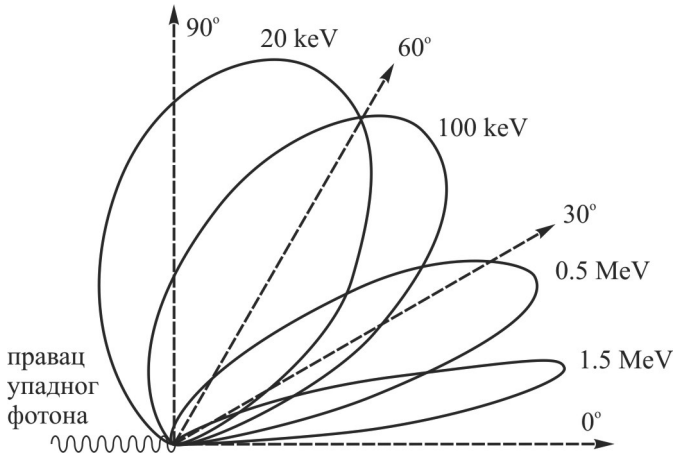
Као што се на слици 3.10 може видети, ефикасни пресек за фотоефекат је прилично комплексна функција енергије тако да је тешко пронаћи неки релативно прост израз који би ту зависност добро описао у широком опсегу енергија. Општа формула за израчунавање ефикасног пресека фотоефекта је прилично гломазна и неће бити овде наведена. Но вреди нагласити да се зависност ефикасног пресека у области енергија које су незнатно више од енергије везе K-електрона може описати функцијом $E^{-7/2}$. На енергијама које су знатно више од енергије везе електрона ова функција полако прелази у E^{-1}. Ефикасни пресек за фотоефекат веома зависи од редног броја материјала. Установљено је да се вероватноћа за фотоефекат повећава пропорционално са Z^5. Овако брзо повећавање вероватноће фотоефекта са редним бројем материјала се може објаснити чињеницом да енергије веза електрона такође расту са повећањем редног броја. Тако на пример, везивна енергија K-електрона у атому алуминијума износи 2.5 keV, док је код уранијума она 116 keV. Будући да се фотоефекат одвија у већој мери тамо где су електрони чвршће везани, јасно је да мора постојати веома јака зависност ефикасног пресека и редног броја материјала. Дакле, зависност ефикасног пресека фотоефекта од енергије и редног броја материјала је:

$$\sigma_{\mathrm{fe}} \sim \frac{Z^5}{E^{\frac{7}{2}}} \text{ за } E_{\mathrm{f}} > E_{\mathrm{v}}^{\mathrm{K}} \tag{3.35}$$

$$\sigma_{\mathrm{fe}} \sim \frac{Z^5}{E} \text{ за } E_{\mathrm{f}} \gg E_{\mathrm{v}}^{\mathrm{K}} \tag{3.36}$$

Ако је енергија упадних фотона довољно висока, електрон избачен из атомског омотача може имати енергију довољну да и сам врши јонизацију. Због тога је важно знати у ком се правцу емитују фотоелектрони. Угаона расподела електрона емитованих у фотоефекту такође зависи од енергије фотона. Она се може израчунати употребом квантне електродонамике, а на слици 3.11 представљене су

угаоне дистрибуције емитованих фотоелектрона за неколико различитих енергија. Уколико је енергија фотона $E_f < m_e c^2$, електрони ће са највећом вероватноћом бити емитовани нормално на правац простирања фотонског снопа, као што је то на слици на 3.11 и приказано. Са повећањем фотонске енергије, правац у којем се емитују електрони се полако помера према правцу простирања упадног фотона. Када фотони достигну MeV-ске енергије, тј. $E_f >> m_e c^2$, фотоелектрони се емитују у релативно уском просторном углу, преферентно унапред (у правцу упадних фотона).



Слика 3.11: Угаона дистрибуција електрона емитованих у процесу фотоелектричног ефекта

Са слике 3.10 се може видети да се ефикасни пресек за фотоефекат повећава са смањењем енергије фотона. То значи да ће и уклањање нискоенергетских фотона из снопа путем фотефекта бити знатно израженије него што је то случај са фотонима високих енергија. И обрнуто — са порастом енергије фотона вероватноћа за фотоефекат постаје све мања и мања. Дакле, у атенуацији гама или рендгенског зрачења утицај фотоефекта је најизраженији на ниским енергијама. Тренд повећања ефикасног пресека фотоефекта са смањењем енергије фотона иде све док оне не буду мање од најниже вредности везивне енергије електрона са спољашњих орбитала. Тада ефикасни пресек за фотоефекат нагло пада на нулу.

Након што један од електрона буде избачен из атома у процесу фотоелектричног ефекта, на његово место долази електрон са неке од виших орбитала. Том приликом долази до емисије зрачења. У случају да се тај процес одиграо на К-електрону, емитована радијација за већину елемената ће, осим оних најлакших, бити у области рендгенског зрачења. То је такозвано ***карактеристично рендгенско зрачење*** које увек неизбежно прати процес фотоелектричног ефекта. Понекад је могуће да атом уместо емисије фотона, која би уследила након попуњавања празног места на некој

од орбитала, енергију побуде директно преда неком од електрона из омотача и на тај начин сиђе у основно енергетско стање. Електрони емитовани на овај начин се називају ***Ожеови електрони***.

Расејање зрачења. Комптонов ефекат

Приликом проласка кроз неки материјал, фотони гама или рендгенског зрачења могу да буду скренути са првобитне путање, или како се то чешће каже, бивају расејани. За разлику од фотоелектричног ефекта када фотони у потпуности нестају, расејани фотони настављају да се крећу и након интеракције, али у другом правцу. Ово расејање може да буде ***кохерентно***, када не долази до размене енергије па фотони са идентичном енергијом наставе да се крећу у другом правцу, или ***некохерентно***, када долази до промене и правца и енергије упадног фотона. Пример за кохерентну интеракцију је ***Томсоново расејање***, док ***Комптонов ефекат*** представља типичан пример некохерентног расејања фотона. Томсоново расејање се дешава на орбиталном електрону када фотон има мању енергију од енергије везе. Том приликом фотон само скрене, најчешће за неки мали угао, а да му се енергија не промени. Један овакав процес утиче на слабљење снопа приликом проласка кроз неку материјалну средину пошто скреће фотоне са првобитног правца. Ову је појаву било могуће објаснити применом само класичне електродинамике. Томсон је одредио да је укупан ефикасни пресек за ову интеракцију:

$$\sigma_{\mathrm{Tom}}=\frac{8\pi}{3}r_{\mathrm{e}}^{2}=0.64\cdot 10^{-28}\,\mathrm{m}^{2} \qquad \textbf{(3.37)}$$

где је

$$r_{\mathrm{e}}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_{0}}\frac{e^{2}}{m_{\mathrm{e}}c^{2}} \qquad \textbf{(3.38)}$$

такозвани ***класични радијус електрона*** и износи $2.8\cdot 10^{-15}$ m. Из горње се релације види да укупна вероватноћа за Томсоново расејање уопште не зависи од енергије упадног фотона. Просторна расподела расејаних фотона је пропорционална са функцијом $1+\cos^{2}\theta$. То значи да је највећа вероватноћа да фотони приликом Томсонове интеракције буду скренути под углом од 0 и 180°.

Уколико је енергија фотона знатно виша од енергије везе орбиталних електрона, долази до некохерентног расејања. Обично се каже да се ова интеракција одвија на слободном електрону. Овом приликом фотон преда део своје енергије електрону и наставља да се креће у другом правцу са мањом енергијом (већом таласном дужином). Комптон је 1923. установио да енергија коју ће фотон задржати након интеракције зависи од угла под којим се расејао. Ова се појава није могла објаснити применом закона класичне електродинамике. Но применом квантне теорије,

ако се гама и рендгенско зрачење третира као сноп фотона (тј. честица), процес ***Комптоновог расејања*** се може описати као еластично расејање фотона на слободном електрону. На основу закона одржања енергије и импулса примењеног на еластични судар добија се одлична сагласност рачунских са експерименталним резултатима. Енергија фотона који се расејао под углом θ се може изразити као

$$E_f = \frac{E_{f0}}{1 + \frac{E_{f0}}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \tag{3.39}$$

где E_{f0} представља енергију коју је фотон поседовао пре интеракције а m је маса мировања електрона.

Може се видети да је за мале углове скретања, када величина $\cos\theta$ има вредност веома блиску јединици, енергија расејаног фотона приближно једнака енергији упадног фотона. Како угао расејања расте, тако расте и разлика у енергијама фотона пре и након интеракције. Најмању енергију има фотон који се расејава под 180° (уназад). За високе енергије упадног фотона тј. $E_{f0} >> mc^2$, добија се да ће енергија расејаног фотона бити

$$E_f \approx \frac{E_{f0}}{1 - \cos\theta} \tag{3.40}$$

Најмању енергију ће имати фотони расејани унатраг и она ће бити приближно једнака $mc^2/2$.

Комптон је у својим експериментима установио и да разлика таласних дужина упадног и расејаног фотона на одређеном углу уопште не зависи ни од енергије фотона коју је имао пре интеркције, као ни од редног броја материјала на којем се расејање врши. Из једначине 3.39 може се изразити разлика таласних дужина фотона након и пре расејања а за њихову разлику се добија:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \Lambda(1 - \cos\theta) = 2\Lambda \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{3.41}$$

где је λ таласна дужина расејаног фотона, λ_0 је таласна дужине упадног фотона а Λ се израчунава као:

$$\Lambda = \frac{h}{m_e c} = 2.42 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{m} \tag{3.42}$$

и назива се ***Комптонова таласна дужина електрона***.

Из обрасца 3.42 се може видети да разлика таласних дужина фотона пре и након интеракције зависи само од угла а не од почетне енергије фотона нити редног броја материјала на којем се Комптоново расејање одвија. Након расејања фотон ће имати таласну дужину за $\Delta\lambda$ већу од таласне дужине упадног фотона. Ова је разлика једнака и за гама зрачење и за видљиву светлост јер $\Delta\lambda$ не зависи од енергије упадног фотона. Код видљиве светлости, таласне дужине су толико велике

да се износ повећања $\Delta\lambda$ не може ни приметити. Но, код гама и x-зрачења MeV-ских енергија, повећање таласне дужине је истог реда величине као и сама таласна дужина упадног фотона и лако се може приметити. Из тог разлога некохерентно расејање није могло бити примећено на видљивој светлости — откривено је тек приликом изучавања својстава гама зрачења.

Приликом детекције и спектроскопије гама или x-зрачења, ако фотон доживи Комптонов ефекат у активној запремини детектора, практично се детектује само онај износ енергије коју је добио електрон. Фотон са одређеном вероватноћом напусти детектор и у његовој активној запремини остави само део своје енергије. Из тог је разлога добро знати и колику енергију може добити електрон у једној оваквој интеракцији и која се израчунава као:

$$E_e = E_{f0}\frac{\dfrac{E_{f0}}{m_e c^2}(1-\cos\theta)}{1+\dfrac{E_{f0}}{m_e c^2}(1-\cos\theta)} \tag{3.43}$$

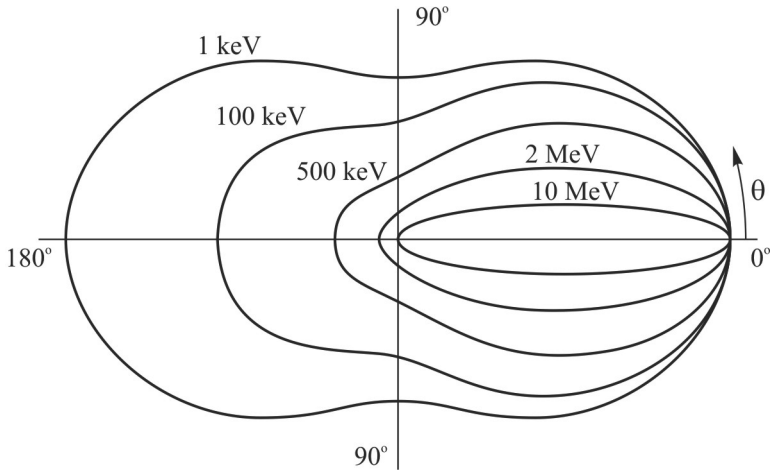
Максималан износ енергије електрон ће добити у случају када фотон бива расејан под углом од 180°. У случају када је $E_{f0} \gg mc^2$, енергија коју добије електрон бива једнака

$$E_e \approx E_{f0} - \frac{1}{2} m_e c^2 = E_{f0} - 0.255\,\text{MeV} \tag{3.44}$$

Диференцијални ефикасни пресек, као вероватноћу скретања под датим углом за расејање фотона на једном електрону, извели су Клајн и Нишина. На основу њега могуће је одредити вероватноћу расејања фотона под неким углом и интензитет зрачења које ће се расејати под датим углом у зависности од енергије упадног фотона. Ова угаона зависност интензитета расејаног зрачења приказана је на слици 3.12. За мале енергије, вероватноћа расејања фотона је симетрична, тј. једнака је вероватноћа да ће фотон бити расејан унапред као и уназад. Како енергија фотона расте, ова дистрибуција се помера ка унапред (тачније речено у правцу и смеру кретања упадног фотона), да би за високе енергије био случај да су готово сви фотони након расејања усмерени ка напред.

На основу Клајн-Нишинине релације могуће је одредити укупни ефикасни пресек за Комптоново расејање интеграцијом по свим могућим угловима расејања. Добија се релативно компликован израз који се често упрошћава на тај начин што се одељено посматрају различите енергетске области. Но, за све обрасце који се добијају на овај начин, заједничко је да је тотални ефикасни пресек за расејање фотона на једном електрону обрнуто пропорционалан његовој енергији. Ако се још узме у обзир да атом има Z електрона, коначно се добија да је:

$$\sigma_{\text{Com}} \sim \frac{Z}{E} \tag{3.45}$$



Слика 3.12: Угаона дистрибуција интензитета расејаног Комптоновског зрачења за неколико различитих енергија упадних фотона

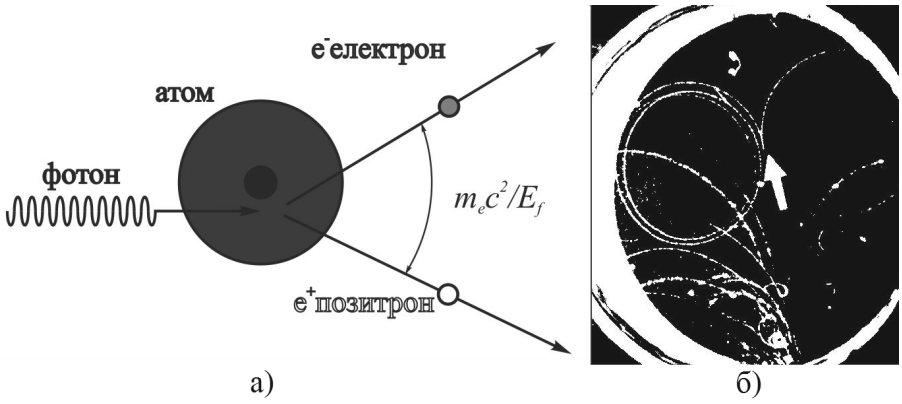
Дакле, и вероватноћа Комптоновог ефекта се смањује са порастом енергије фотона, али у много мањој мери него што је то био случај са фотоелектричним ефектом. Осим тога, вероватноћа Комптоновог ефекта много мање зависи од редног броја материјала него што је то случај са фотоелектричним ефектом.

Стварање парова

У случају када је енергија фотона довољно велика, могућ је процес стварања пара електрон-позитрон приликом којег фотон у потпуности нестане. Постојање позитрона предвидео је Дирак доследним тумачењем релативистичког квантно-механичког израза за укупну енергију електрона. Карл Андерсон је 1932., четири године након Диракове претпоставке постојања позитивног електрона, експериментално потврдио њихово постојање приликом изучавања космичког зрачења. Позитрон има идентичну масу као електрон, једнаке су им вредности спинског и магнетног момента као и апсолутне вредности наелектрисања. Једина се разлика састоји у томе да позитрон поседује позитивно наелектрисање. Због позитивног наелектрисања, позитрони у магнетном пољу бивају скренути Лоренцовом силом супротног смера у односу на силу која доводи до скретања електрона. Андерсон је у фотографијама добијеним снимањем трагова у магленој комори приметио честице које имају потпуно идентична својства као и електрони, једино у магнетном пољу скрећу на супротну страну у односу на електроне. Развојем физике елементарних честица дошло се до сазнања да свака честица има и своју античестицу. Електрон и позитрон чине пар честица-античестица.

Да би дошло до ***стварања пара електрон-позитрон***, енергија фотона не сме да буде мања од $2m_ec^2$ (тј. двоструке енергије мировања електрона), што износи 1.022 MeV. Процес стварања пара не може да се одигра у празном простору пошто би дошло до нарушења закона одржања импулса. Потребно је да се то одигра у присуству неког другог тела — да би оно на себе преузело део импулса фотона који у овом процесу у потпуности нестаје. Најчешћи је случај да до стварања парова долази у Кулоновом пољу језгра. Доказано је да се процес стварања парова не дешава у самом језгру већ изван њега и то на растојању које би одговарало Комптоновој таласној дужини електрона Λ. Посредством Кулоновог поља, језгру буде предат одређени износ импулса. Због велике разлике у маси између језгра и електрона, енергија коју добије језгро је занемарљиво мала, тако да је праг за овај процес у том случају једнак износу од две енергије масе мировања електрона ($2m_ec^2$). Ако је фотон поседовао и вишу енергију, све што је било преко 1.022 MeV поделиће настали електрон и позитрон у облику кинетичке енергије.

Електрон и позитрон бивају емитовани у правцу кретања фотона, а угао између њих изражен у радијанима је приближно једнак вредности $m_ec^2E_f^{-1}$, као што је шематски приказано на слици 3.13 а). Најефектнији начин да се визуелно прикажу створени електрон и позитрон је у магленој комори која се налази у јаком магнетном пољу. У маглену комору се постави мета од неког тешког метала и на њу се усмери сноп високоенергетских фотона. Створени електрон и позитрон ће под дејством Лоренцове силе описивати кружне путање (слика 3.13 б)), али у супротним правцима пошто су им наелектрисања супротног знака.



Слика 3.13: а) Шематски приказ настанка пара електрон-позитрон, б) њихово кретање у магнетном пољу забележено у магленој комори

Процес стварања пара се може одиграти и у пољу електрона, тако да у овом случају он преузме на себе део импулса фотона. Како електрон у чијем се пољу процес одвија има идентичну масу као и честице које том приликом настају, приликом деобе импулса он може добити енергију која је истог реда величине као и енергија

насталих честица. Овај се процес може десити само уколико је енергија фотона виша од $4m_ec^2$ односно 2.044 MeV.

Израз за ефикасни пресек за стварање електрон-позитронског пара је прилично комплексан и у поједностављеној форми се често даје за неке специфичне енергијске интервале у којима би се кретала енергија упадног фотона. Углавном, у енергетском интервалу од прага па све до оријентационо 1000 m_ec^2 добија се да је:

$$\sigma_{\text{par}} \sim Z^2 \ln \frac{E}{m_e c^2} \tag{3.46}$$

На вишим енергијама од поменуте границе, ефикасни пресек за стварање парова лагано поприма константну вредност која износи:

$$\sigma_{\text{par}} \approx 0.08 \cdot Z^2 \cdot r_e^2 \tag{3.47}$$

где је r_e класични радијус електрона. Можемо видети да вероватноћа за стварање парова, за разлику од фотоелектричног и Комптоновог ефекта, расте са порастом енергије до одређене вредности, да би након тога даљим порастом енергије имала константну вредност.

У случају да електрон и позитрон имају довољно високу енергију могу и они да врше јонизацију, као што то чине бета честице. Када изгуби своју кинетичку енергију, позитрон доживљава анихилацију у контакту са електроном. Обе честице нестају у том процесу, уз емисију два фотона од 0.511 MeV. Фотони се емитују под углом од 180° чиме не долази до повреде закона одржања импулса. Непосредно пред анихилацију, електрон и позитрон могу да створе ***позитронијум***, систем аналоган атому водоника, где обе честице ротирају око заједничког центра масе. Ова творевина може да живи од 10^{-10} до 10^{-7} секунде, у зависности да ли су спинови електрона и позитрона паралелни или антипаралелни.

Атенуациони коефицијент у функцији енергије фотона

На почетку одељка 3.4 речено је да је линеарни атенуациони коефицијент карактеристика материјала којом су описана његова атенуациона својства. Такође је речено да се линеарни атенуациони коефицијент добија као производ броја атома по јединици запремине посматраног материјала и укупног ефикасног пресека σ за уклањање фотона из снопа зрачења, односно

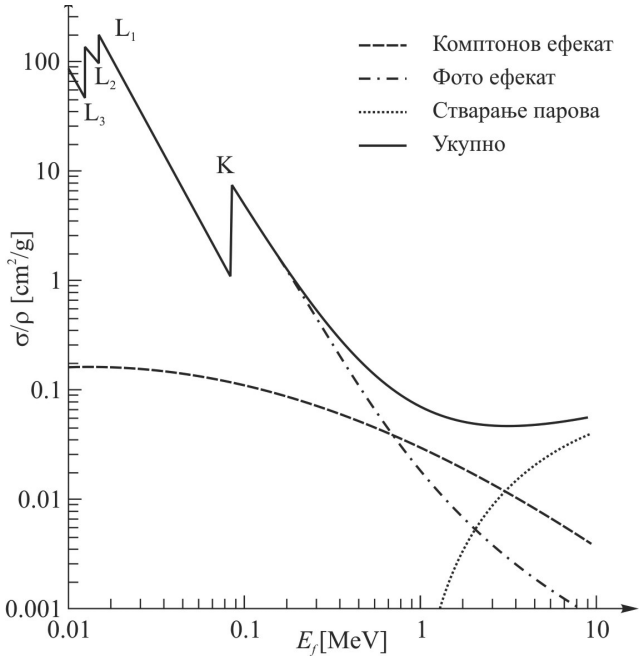
$$\mu = n \cdot \sigma \tag{3.48}$$

Видели смо да фотони могу да буду уклоњени из снопа путем фотоефекта, Комптоновог ефекта и стварањем парова. То значи да би се укупан ефикасни пресек могао добити као збир ефикасних пресека за поменута три процеса. У том случају се горњи израз може написати као збир три линеарна атенуациона коефицијента од

којих је сваки одређен једном од интеракција као:

$$\mu = n\sigma_{fe} + nZ\sigma_{Com} + n\sigma_{par} \tag{3.49}$$

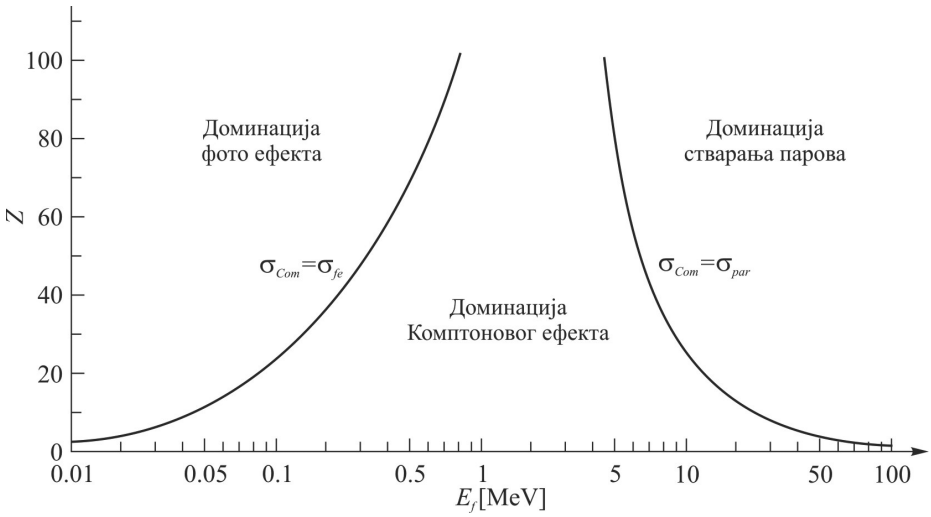
Вредности ефикасних пресека за фотоефекат и стварање парова одређени су за атом, док је ефикасни пресек за Комптонов ефекат израчунат по једном електрону. Масени атенуациони коефицијент се добија деобом горње једначине са густином материјала кроз који се зрачење простире.



Слика 3.14: Масени атенуациони коефицијенти за појединачне интеракције и укупни масени атенуациони коефицијент

Погледајмо сада како појединачни ефекти доприносе укупном атенуационом коефицијенту. Сва три ефикасна пресека на различит начин зависе од енергије и редног броја материјала. Ефикасни пресек за фотоелектрични ефекат је пропорционалан са $Z^2E^{-7/2}$ или Z^5E^{-1} (у зависности који се енергетски интервал посматра), ефикасни пресек за Комптонов ефекат је пропорционалан са ZE^{-1}, док је пресек за стварање парова пропорционалан са $Z^2\ln E$. На слици 3.14 приказано је како се масени атенуациони коефицијенти за три интеракције мењају са енергијом, као и како укупни масени атенуациони коефицијент зависи од енергије фотона. Може се видети да на ниским енергијама доминира фотоелектрични ефекат, да би на средњим енергијама допринос Комптоновог ефекта био највећи. Како ефикасни пресек за оба процеса опада са порастом енергије, и укупни масени атенуациони коефицијент се смањује како расте енергија фотона. Почев од 1.022 MeV почиње

стварање парова што на вишим енергијама доводи до пораста укупног атенуационог коефицијента. На високим енергијама допринос фотефекта и Комптоновог ефекта је практично занемарљив и једини начин путем којег се врши атенуација фотонског зрачења је стварање парова. Масени атенуациони коефицијент има минимум на енергијама од неколико MeV, у зависности од редног броја материјала. На тој енергији је и продорна моћ зрачења максимална. Ефикасни пресеци за фотоефекат, Комптонов ефекат и стварање парова на различите начине зависе од енергије, али и од редног броја материјала. На слици 3.15 је приказан график на коме су оријентационо приказане области енергија и редних бројева материјала у којима се може очекивати доминација једног од поменутих начина путем којих фотони интерагују са материјом.



Слика 3.15: Области E и Z у којима доминирају поједини ефекти атенуације

На ниским енергијама доминантан допринос ће имати фотоелектрични ефекат. Он ће имати највећи удео у атенуацији фотонског зрачења и на нешто вишим енергијама, реда величине неколико стотина keV, али само за атенуаторе веома високог атомског броја. Стварање парова доминира на високим енергијама, од неколико MeV и навише, док на средњим енергијама највећи удео атенуацији зрачења даје Комптонов ефекат. Комптонов ефекат ће бити доминантан механизам атенуације зрачења и на веома ниским и високим енергијама, али само у случају када се атенуација врши у материјалима јако ниског атомског броја. Мека ткива човековог тела углавном су сачињена од лаких елемената — угљеника, кисеоника, азота и водоника. Средњи редни број меких ткива се креће негде око 7, тако да се може закључити да ће доминантан начин интеракције зрачења у веома широком интервалу фотонских енергија са меким ткивима бити управо Комптонов ефекат.

ДЕТЕКТОРИ ЗРАЧЕЊА

Под појмом „***детектори зрачења***“ подразумевају се сви уређаји који врше регистровање јонизујућег или неутронског зрачења, као и мерење било које релевантне особине зрачења. Најпростији детектори дају само информацију да ли је неки простор изложен зрачењу или не, док мало компликованији уређаји могу мерити једну или више његових карактеристика. Прилично је широк списак физичких величина којима се зрачење квантитативно и квалитативно описује. То могу бити интензитет зрачења, његов тип, уколико се ради о фотонима занима нас њихова енергија, код честица треба измерити колика им је енергија или брзина, наелектрисање, маса, средњи живот, спин, магнетни моменат. Све ове набројане величине носе и неку од информација о својству или структури језгра које је емитовало мерено зрачење, о природи неких процеса који се одвијају у језгру итд. Пуно се сазнало о природи неких елементарних честица изучавањем својстава космичког зрачења или зрачења које прати процесе нуклеарних реакција изведених у лабораторијама. Јасно је да је сваки напредак у детекторској техници за собом повлачио знатан напредак у изучавању језгра и елементарних честица. О језгру се могло прикупити онолико информација колико је ниво експерименталне и детекторске технике дозвољавао. Због тога се интеракцијама зрачења са материјом и детекторима поклањала велика пажња.

У ужем смислу речи „***детектор***“ подразумева се објекат у којем се дешава интеракција зрачења са материјом. Као резултат интеракције добија се неки сигнал или слика. Даље се тај сигнал или слика обрађују на одговарајући начин да би се коначно добила информација о неком својству самог зрачења или тела које га емитује. Материја која поседује својство да производи мерљив сигнал или да омогући неки визуелни приказ у интеракцији са зрачењем може бити обичан гас, сцинтилатор, полупроводник, подхлађена водена пара, прегрејана течност, филмска емулзија итд. Осетљива запремина самог детектора се креће у веома широком опсегу величина — фотоемулзија од само неколико кубних милиметара може извршити запис трага неке честице; Гајгер-Милерови бројачи обично имају запремину од пар десетина кубних центиметара док детектори визуелног типа могу имати запремину реда величине кубног метра. Највећи постојећи детектор се употребљава у Супер-Камиоканде експерименту. Активна запремина овог детектора, у којој се прати емисија Черенковљевог зрачења, садржи 50,000 тона воде.

На основу једне од подела, детектори се могу сврстати у две велике групе: ***интегралне*** и ***диференцијалне***.

- ***Интегрални детектори*** мере укупан ефекат проласка зрачења кроз неку средину. Њима је могуће измерити укупан интензитет неког зрачења па се често користе као дозиметри тј. инструменти који дају информацију о енергији коју зрачење предаје материјалу у тачки мерења.

- ***Диференцијални детектори*** имају могућност да региструју појединачне честице зрачења. Ови детектори у неком једноставнијем техничком решењу могу само да преброје колико честица доспе до детектора, као што то раде Гајгер-Милерови бројачи. Комплекснији детектори могу да регистрованој честици одреде енергију и нека друга својства.

У зависности који тип информације нуде, детектори се деле на ***електричне*** и ***оптичке***.

- ***Електрични детектори*** производе неки електрични, најчешће краткотрајни напонски сигнал који настаје као резултат интеракције зрачења са осетљивом запремином детектора. Електрични сигнал може настати сакупљањем наелектрисања које зрачење створи приликом свог проласка кроз детектор, али може и потицати од трансформације светлосне енергије која се услед сцинтилација или Черенковљевог ефекта емитује. Ови се детектори често називају и бројачи уколико раде у диференцијалном режиму рада, пошто им је једна од основних функција баш пребрајање електричних сигнала који настају услед регистровања појединачних честица зрачења. Детекторима електричног типа се могу добити информације о типу, енергији, брзини, наелектрисању, маси итд. детектованих честица.

- ***Оптички детектори*** или детектори визуелног типа могу да прикажу путању којом се кретала нека честица зрачења, као и путање честица које су, након интеракције са примарним зрачењем, добиле довољну енергију да и саме могу вршити јонизацију. Детекторима визуелног типа се на основу регистрованих трагова могу добити информације о правцу кретања неке честице, њеним интеракцијама, распаду, као и о геометријским условима под којима су се неки судари или распади одиграли. Ови су детектори веома корисни у изучавању својстава елементарних честица.

Постоји одређени број захтева које детектори морају испуњавати да би се њима на задовољавајући начин могла вршити мерења. Неке од основних карактеристика детектора су:

- ***ефикасност*** или способност детектора да региструје што је могуће већи број честица које су на њега пале. Најчешће се изражава у процентима.

- ***енергетска резолуција*** или способност детектора који ради у диференцијалном режиму да разликује две честице сличних енергија.

- ***временска резолуција*** се изражава преко времена које треба да протекне да детектор након регистровања једне честице буде у могућности да прихвати другу честицу и третира је као независтан догађај. С тим у вези је и мртво време детектора односно време током којег детектор није у стању да региструје другу честицу. Ако детектор електричног типа ствара напонски сигнал услед прикупљања наелектрисања које честица зрачења ствара, време

потребно да се то наелектрисање сакупи одређује временску резолуцију детектора. Уколико током прикупљања наелектрисања наиђе и друга честица, наелектрисање којега она створи ће се придодати постојећем, настаће један заједнички напонски сигнал тако да ће у коначном исходу изгледати као да је само једна честица детектована.

- ***ефикасна запремина*** је запремина оног дела простора који након интеракције са зрачењем може да произведе неки сигнал или покаже траг којим су се честице зрачења кретале. Често је неопходно да та запремина буде што је могуће већа.
- ***осетљивост*** или способност детектора да региструје и мале интензитете неког зрачења.
- ***масена или електрична резолуција***. Од детектора који мери масу или наелектрисање честица се очекује да има добру масену или електричну резолуцију, тј. детектор мора бити у стању да разликује две блиске масе или наелектрисања.

Постоји још неколико фактора од којих би се могла поменити и ***цена детектора***, као и ***колико је једноставан за руковање***, ***да ли се информације које нуди могу лако обрадити*** итд. Квалитет неког детектора се мери тиме у коликој мери поседује све набројане особине.

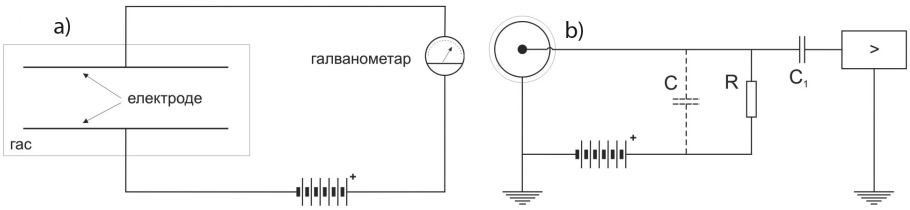
ДЕТЕКТОРИ ЕЛЕКТРИЧНОГ ТИПА

У претходном поглављу смо видели да је јонизација основни механизам путем којег зрачење интерагује са материјом. Технички је најједноставније прикупити наелектрисање које том приликом буде створено и претворити га у неки електрични сигнал који се даље може лако обрађивати. На тај начин функциношу електрични детектори. Могуће је мерити количину наелектрисања које зрачење ствара у осетљивој запремини детектора, струју која настаје од тог наелектрисања, или пак напонске сигнале које та струја производи приликом проласка кроз неки отпорник. У гасовима се најједноставније може прикупити наелектрисање које ствара зрачење. Једноставном применом електричног поља, електрони и створени јони ће се кретати ка одговарајућим електродама. Због тога највећи број детектора користи гас као радну материју којом је детектор испуњен. Осим гаса сличан поступак се може извести и у полупроводницима. Зрачење приликом проласка кроз полупроводнички материјал производи електроне и шупљине који се могу једноставно прикупити електричним пољем. Прикупљено наелектрисање код полупроводничких детектора производи напонске сигнале који се даље обрађују.

У неким материјалима јонизација за собом повлачи емисију светлости. Светлосна енергија коју неки сцинтилациони материјали емитују након интеракције са зрачењем се једноставно може претворити у електрични сигнал. На овај начин се посредно добија информација о неком својству детектованог зрачења у виду електричног сигнала тако да и сцинтилациони детектори спадају у електричне.

Гасни детектори

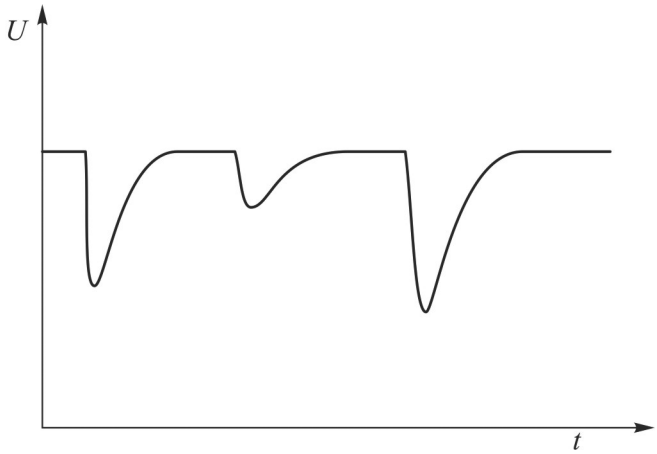
Постоји неколико различитих врста гасних детектора од којих сви раде на принципу јонизационе коморе. На слици 4.1 шематски су приказане два различита облика јонизационих комора. Јонизационе коморе су најчешће цилиндричне мада могу имати и различите друге облике. Обично имају танке зидове и испуњене су ваздухом или неким другим гасом под различитим притисцима, све у зависности од намене. У унутрашњности јонизационе коморе се налазе две електроде на које се споља може довести напон. Уколико је комора цилиндричног облика, анода најчешће бива обична метална жица затегнута дуж осе, и изолована од зидова. У том случају се катода прави као унутрашња облога шупљег цилиндра. Јонизациона комора у ствари представља обичан кондензатор који се може напунити наелектрисањем које зрачење ствара у гасу којим је комора напуњена.



Слика 4.1: Шематски приказ јонизационе коморе која ради у а) интегралном и б) диференцијалном режиму

Ако се јонизациона комора изложи неком зрачењу, доћи ће до ослобађања електрона и стварања позитивних јона који се под дејством електричног поља почињу кретати ка аноди и катоди. Наелектрисање које се том приликом сакупи може се довести на електроскоп где би било директно измерено, али оваква техничка решења се ретко примењују. Најчешћи је случај да се у спољашње коло постави осетљиви галванометар. Кондензатор којега јонизациона комора у ствари представља ће се путем овог кола испразнити, а јачина струје коју би галванометар том приликом регистровао мера је зрачењем створеног наелектрисања. На овај начин углавном функционишу детектори интегралног типа а јачина струје је пропорционална интензитету мереног зрачења.

На слици 4.1 б) приказана је јонизациона комора која функционише у диференцијалном режиму. Претпоставимо да једна честица зрачења улази у јонизациону комору и тамо ствара јоне. Дејством електричног поља електрони и јони бивају прикупљени, а цилиндрични кондензатор који сачињавају две електроде напуњен. Капацитивна својства цилиндричне јонизационе коморе на слици 4.1 б) шематски су приказана кондензатором C нацртаним испрекиданим линијама. Након прикупљања наелектрисања које је створила честица зрачења, долази до пражњења кондензатора и уместо тога мала краткотрајна струја протекне кроз радни отпорник R. Извор високог напона одржава сталну разлику потенцијала на крајевима отпорника све док не дође до детекције неке честице зрачења. Тада краткотрајна струја која протекне кроз отпорник обори разлику потенцијала на његовим крајевима. Након што се кондензатор испразни и сво створено наелектрисање протекне кроз спољашње коло, напон на крајевима отпорника се поново врати на првобитну вредност. То значи да детекција сваке појединачне честице успе да произведе краткотрајан напонски импулс на радном отпорнику. На слици 4.2 шематски је приказан изглед напонских сигнала који се добијају краткотрајним проласком наелектирсања кроз радни отпорник. Амплитуда и облик ових сигнала зависе од вредности отпора, капацитивних својстава јонизационе коморе и прикључака, али и од енергије коју је честица упадног зрачења потрошила



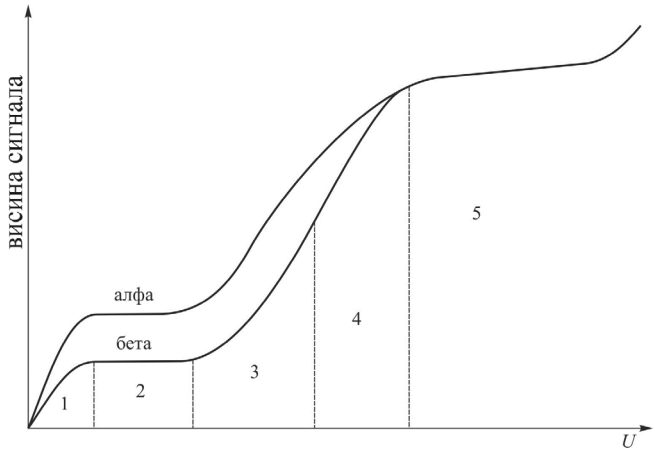
Слика 4.2: Изглед напонских сигнала који се добијају прикупљањем наелектрисања након проласка честице зрачења кроз активну запремину јонизационе коморе

на јонизацију гаса. Већа енергија одговара већој количини створеног наелектрисања а самим тим и амплитуди напонског сигнала који се добија на радном отпорнику. Потребно је само те напонске импулсе преко кондензатора, који служи да одсече једносмерну компоненту струје, довести до појачавача и даље их процесуирати.

Рад јонизационе коморе веома зависи од напона који је примењен на њеним електродама. На слици 4.3 приказано је како изгледа висина сигнала који се добије након детекције честица одређене енергије у зависности од напона који влада између електрода јонизационе коморе. Тај сигнал може бити амплитуда краткотрајног струјног тока који је регистровао галванометар код коморе која ради у интегралном режиму рада, или још очигледније, напонски сигнал приказан на слици 4.2 који настаје на радном отпорнику уколико јонизациона комора ради у диференцијалном режиму. Ради поређења, на слици 4.3 су приказане вредности амплитуде излазног сигнала за случај када се детектује алфа и бета честица. Може се видети да у већем делу напонске области која се примењује на јонизациону комору, алфа честице због веће јонизационе моћи производе сигнале веће амплитуде.

Карактеристике јонизационе коморе се могу веома разликовати у зависности од напона напајања. Из тог разлога је укупан опсег напона који се може довести на електроде јонизационе коморе подељен на пет различитих области.

1) У првој области која се зове ***област рекомбинације***, висина сигнала се веома брзо повећава са порастом напона између електрода. У овој области напон још увек није довољно висок да електрично поље прикупи све јоне створене приликом проласка честице зрачења. Јони се споро крећу под дејством слабог електричног поља и успевају да се рекомбинују пре него што стигну до одговарајућих електрода. Но како напон расте, повећава се број јона који доспеју до електроде пре



Слика 4.3: Амплитуда сигнала јонизационе коморе у функцији примењеног напона на њеним електродама

рекомбинације. Због тога се у овој области може запазити веома брз пораст висине сигнала са напоном. Ова област нема практичну примену у раду јонизационе коморе.

2) У првој области која се зове ***област рекомбинације***, висина сигнала се веома брзо повећава са порастом напона између електрода. У овој области напон још увек није довољно висок да електрично поље прикупи све јоне створене приликом проласка честице зрачења. Јони се споро крећу под дејством слабог електричног поља и успевају да се рекомбинују пре него што стигну до одговарајућих електрода. Но како напон расте, повећава се број јона који доспеју до електроде пре рекомбинације. Због тога се у овој области може запазити веома брз пораст висине сигнала са напоном. Ова област нема практичну примену у раду јонизационе коморе.

3) Следећа се област назива ***област јонизационе коморе***. Овде је амплитуда излазног сигнала константна и уопште не зависи од напона између електрода. У овој области је напон довољно висок да створи електрично поље које може да прикупи све јоне које честица зрачења створи. Број јона је одређен интеракцијом честице зрачења и гаса у комори и повећање напона у овој области не може да утиче на њега. У овој области напона ради јонизациона комора.

4) Даљим повећавањем напона долази до повећања амплитуде излазног сигнала. Ова се област зове ***област пропорционалне коморе***. Напон је довољно висок да електрони, крећући се ка аноди, бивају убрзани до те мере да им кинетичка енергија премаши енергију потребну за јонизацију у гасу којим је комора испуњена. Долази до секундарних јонизација у којима се ствара ново наелектрисање, што коначно доводи до тога да амплитуда сигнала знатно порасте. Сигнал који се добија још увек

је пропорционалан енергији коју је честица зрачења оставила у гасу јонизационе коморе. У овој области раде пропорционалне коморе.

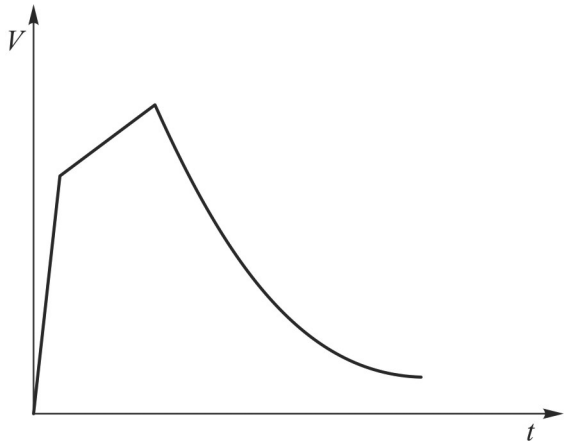
5) При порасту напона, висина сигнала наставља брже да расте него у претходној области. Не дешава се ништа другачије него у области пропорционалне коморе, само се секундарне и све остале јонизације које следе још интензивније одвијају. Ова се област назива ***област ограничене пропорционалности*** јер излазни сигнал не мора нужно бити пропорционалан енергији коју је честица изгубила у гасу. Детектори ретко раде у овом опсегу напона.

6) У овој области висина сигнала веома слабо зависи од напона доведеног на електроде. Напон је толико висок да долази до лавинског пражњења. Висина сигнала не зависи ни од типа детектоване радијације ни од енергије коју је унутар јонизационе коморе изгубила честица зрачења. Ово је ***Гајгер-Милерова област*** и детектори који функционишу са овако високим напонима су добро познати Гајгер-Милерови детектори. Даљим повећавањем напона долази до неконтролисаног пражњења у гасу које доводи до уништења јонизационе коморе.

Јонизациона комора

У области јонизационе коморе електрично поље је довољно да прикупи само оно наелектрисање које створи честица зрачења. Приликом кретања ка одговарајућим електродама, лаки и покретљиви електрони не стекну довољну енергију да би вршили нове јонизације. Једина количина наелектрисања која се створи (и у потпуности прикупи) потиче од електрона и јона које је створила честица зрачења у активној запремини јонизационе коморе. Јонизационе коморе раде и у интегралном и у диференцијалном режиму. Своју најширу примену су пронашле у интегралном режиму као стационарни дозиметри и у неким другим наменама када је потребно мерити укупан интензитет неког зрачења. За ове потребе су веома погодне због једноставности и стабилности рада. Струје које се добијају приликом дозиметријских мерења су релативно мале (уколико се не ради о екстремно високим интензитетима зрачења) па се морају користити појачавачи. У диференцијалном режиму, јонизационе коморе се употребљавају за одређивање енергија честица кратког домета, када честице своју комплетну енергију изгубе унутар јонизационе коморе.

Облик напонског сигнала који се добије детекцијом једне честице зрачења је приказан на слици 4.4. У претходном одељку (слика 4.2) је речено да детектори диференцијалног типа приликом детекције једне честице зрачења производе негативан напонски сигнал. Када се ти сигнали приказују помоћу осцилоскопа, најчешће се конвертују у позитивне сигнале. На слици 4.4 је ради једноставности приказан позитиван напонски сигнал. Овај се сигнал грубо може поделити у три



Слика 4.4: Облик напонског сигнала јонизационе коморе која ради у диференцијалном режиму

области. У првој се уочава веома брз пораст сигнала што потиче од наелектрисања које се добије прикупљањем електрона. Процењено је да се у електричном пољу у неком гасу електрони крећу око хиљаду пута брже од јона. Други део напонског сигнала потиче од битно споријег прикупљања позитивних јона, док експоненцијални пад сигнала одговара пражњењу кондензатора кроз радни отпорник. Облик напонског сигнала је веома сличан код већине детектора електричног типа.

Прикупљање електрона у јонизационој комори може да траје око 10^{-6} s док прикупљање јона траје и до 10^{-3} s. Колико ће трајати експоненцијални пад сигнала зависи од величине радног отпорника R и укупног капацитета целог система C. ***Временска константа*** која одређује трајање експоненцијалног дела сигнала се добија као производ отпора и капацитета, односно:

$$\tau = R\,C \tag{4.1}$$

И код осталих детектора који раде у диференцијалном режиму дужина трајања импулса је одређена RC константом.

Претпоставимо да је јонизационом комором детектована једна алфа честица енергије 5 MeV. Јонизациони потенцијал гасова којима се обично пуне јонизационе коморе се налазе у опсегу од 25 до 35 eV. То значи да ће алфа честица која комплетну своју енергију остави унутар јонизационе коморе створити 10^5 парова јона, или негде око 10^{-14} C наелектрисања. Карактеристични капацитет јонизационе коморе је реда величине 10^{-12} F. Висина напонског сигнала која се може очекивати, добија се из добро познате релације

$$V = \frac{Q}{C} \tag{4.2}$$

где је Q наелектрисање а C капацитет. Лако се може израчунати да су напонски сигнали јонизационе коморе реда величине mV. То су релативно ниски сигнали који захтевају квалитетне појачавачке уређаје. Могуће повећање висине сигнала смањењем капацитивности целог система или повећањем отпора радног отпорника имало би последица на RC константу и трајање сигнала те се може примењивати само до одређених граница.

Релативно дуго време трајања сигнала и мала амплитуда су основна ограничења јонизационих комора у диференцијалном режиму рада. Но, упркос томе, често се користе за одређивање енергија честица због директне везе између количине створеног (и прикупљеног) наелектрисања и енергије посматране честице. Велика предност јонизационих комора у односу на остале гасне детекторе је и велика стабилност рада. Са слике 4.3 се може видети да је амплитуда напонских сигнала који се добијају приликом детекције честица одређене енергије потпуно независна од примењеног напона напајања у области рада јонизационе коморе. Варијације напона напајања не утичу на амплитуду излазних сигнала.

Пропорционални бројач

Диференцијални режим рада је једини начин употребе пропорционалних бројача. Код њих се електрони створени у примарним јонизацијама изазваним честицама зрачења убрзавају до енергија када и сами могу да врше јонизацију и на тај начин умножавају количину створеног наелектрисања. Број који показује колико пута је умножена количина наелектрисања створена у примарним јонизацијама се зове ***фактор гасне мултипликације***. Овај се фактор креће од 10 до 10^3, а понекад може бити и већи. На овај начин се добијају знатно виши сигнали него код јонизационе коморе, тако да у неким случајевима чак није ни потребно користити појачавач.

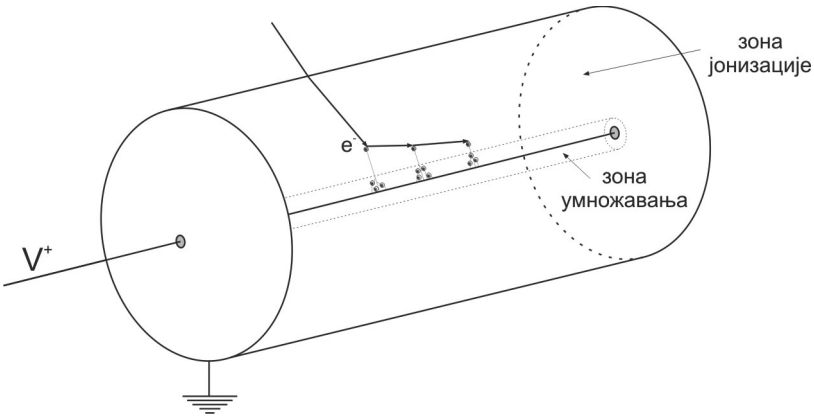
Пропорционални бројачи се увек праве у коаксијалној геометрији. Тело бројача је цилиндричног облика, анода је жица у средини, док метална облога са унутрашње стране зида детектора представља катоду. Јачина електричног поља унутар оваквог коаксијалног кондензатора је:

$$E = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}} \tag{4.3}$$

где је U напон између електрода, r је радијално растојање од централне осе до тачке у којој се посматра јачина електричног поља а d_1 и d_2 су дијаметри електрода, тј. пречници централне жице и катоде, респективно.

Може се видети да је у једној оваквој коаксијалној геометрији јачина електричног поља највећа близу аноде, где r има најмању вредност. На брзину коју ће један електрон стећи између два судара са атомима гаса утичу два фактора: јачина

електричног поља (тј. напон) и притисак гаса у детектору. На малим притисцима гас је ређи тако да електрон има могућност да пређе дужи пут између два судара. Како га електрично поље континуирано убрзава дејством силе ***eE***, од дужине пута између два судара зависи колику ће енергију електрон добити. Са порастом притиска смањује се средњи слободни пут електрона, тако да се између два судара не успеју довољно убрзати да би вршили нове јонизације. Овај се проблем може решити постојањем већег убрзања које се постиже уз помоћ виших вредности напона напајања. Тада електрон, због веће јачине електричног поља, добија већу енергију на краћим путањама између два судара. Погодним избором напона и притиска у детектору могуће је постићи да примарни електрони, без обзира у ком су делу детектора створени, у једној уској области око централне електроде где је електрично поље најјаче, добију довољно високу енергију да и сами могу вршити јонизације. У уском простору око аноде долази до лавинског пражњења које умножава број електрона, као што је то приказано на слици 4.5. Област у којој долази до лавинског пражњења је занемарљивих димензија у односу на запремину пропорционалног бројача. Ако би се лавинско пражњење одвијало у целој запремини гаса, број створених електрона би зависио од места на коме се примарна јонизација одиграла. Наиме, електрони који би били створени далеко од аноде, на већем путу би лавинским процесом створили знатно већу количину наелектрисања од електрона који су настали непосредно уз аноду и прешли краће растојање. Овако мала запремина омогућава да сваки електрон, без обзира на место на коме је настао, произведе приближно исти број секундарних јона. На овај начин укупан број електрона који се створе у примарним јонизацијама једино зависи од енергије честице (под условом да јој је домет краћи од димензија детектора). Пошто сваки од примарних електрона створи једнаку количину наелектрисања, јасно је да ће висина сигнала бити директно пропорционална енергији детектоване честице.



Слика 4.5: Шематски приказ процеса умножавања наелектрисања код пропорционалног бројача

Напонски сигнал пропорционалног бројача се формира на сличан начин као и код јонизационе коморе — електрони створени непосредно уз аноду брзо бивају покупљени, док позитивно наелектрисани јони спорије путују ка зиду детектора. Како се јонизација најинтензивније одвија непосредно уз аноду, велики број спорих позитивних јона створе облак наелектрисања који делимично заклања аноду и смањује електрично поље. То спречава појаву нове лавине, а време потребно да се покупе позитивни јони у великој мери одређује мртво време детектора. Потребно је око 10^{-4} s да се покупе позитивни јони након детекције једне честице зрачења.

Пропорционални бројачи се користе за детекцију свих врста зрачења. Једноставни су за употребу и захваљујући високим сигналима не захтевају комплексну електронику. Укупна количина наелектрисања које се створи на описани начин је пропорционална енергији коју је честица зрачења оставила унутар активне запремине пропорционалног бројача. То даље значи да је висина напонског сигнала на радном отпорнику директно пропорционална енергији честице. Из тог разлога пропорционалне коморе могу да се користе и за спектроскопију бета честица и фотонског зрачења нижих енергија.

Гајгер-Милеров бројач

По свом облику Гајгер-Милерови бројачи се не разликују од пропорционалних детектора — такође се праве у коаксијалној геометрији. Напон на којем Гајгер-Милеров бројач ради такође омогућава лавинско пражњење, али за разлику од пропорционалних бројача, оно се одвија у целој запремини детектора. Пражњење код пропорционалног бројача није самостално, престаје онога часа када престане производња примарних јона. Код Гајгер-Милеровог бројача, пражњење је самостално и том приликом се ствара велика количина наелектрисања. Са слике 4.3 се може видети да су напонски сигнали који се добијају Гајгер-Милеровим бројачем знатно виши од сигнала који се добијају другим гасним детекторима.

За стварање лавине и започињање пражњења довољан је и један електрон који ће јаким пољем бити убрзан до те мере да почне јонизовати и побуђивати атоме гаса на које наиђе. Радни гас у бројачу је најчешће аргон. Електрони створени приликом јонизације атома гаса у јаком електричном пољу веома брзо добију довољну енергију да и сами наставе да врше јонизације. Побуђени атоми гаса, након преласка на ниже енергетско стање, емитују фотоне који падају на металну катоду и из ње избијају нове електроне, који опет започињу нове јонизације и лавине. Подсетимо се да је излазни рад за емисију електрона са површине метала од којег је катода направљена неколико пута нижи од енергије јонизације аргона (и енергије фотона које аргон емитује приликом деексцитације) и износи 4 – 5 eV. Овај процес је релативно брз и цео циклус од стварања електрона, екситације атома аргона, емисије фотона и избијања нових електрона са катоде траје око 10^{-6} s. Јони аргона

путују у електричном пољу до катоде, и уколико су успут стекли довољну енергију, успевају да избију нове електроне који започињу нове лавине. Овај је процес мало спорији, пошто јону треба до 10^{-4} s да превали растојање од места на коме је настао до зида бројача.

Једном започет процес лавинског пражњења никада се не би окончао сам од себе. Но, да би детектор био у могућности да детектује наредну честицу, неопходно би било то пражњење зауставити. То се може електронским путем — спуштањем напона у моменту када лавина започне. У условима када се вредност електричног поља између електрода обори на нижу вредност, електрони не могу стећи довољно енергије да наставе лавински процес. Други начин би био да се у Гајгер-Милерову цев поред аргона дода и неки вишеатомски гас. Најчешће то бивају алкохолне паре. Задатак ових вишеатомских молекула је да апсорбују фотоне настале деексцитацијом аргона а да том приликом не настану електрони који би са катоде избијали нове електроне. Молекули алкохолних пара се након апсорпције фотона побуђују и доживљавају дисоцијацију, а без емисије нових фотона. На тај начин се ефективно смањује број фотона који имају могућност да на катоди произведу нове електроне. Алкохолне паре у исто време успевају да смање број јона гаса који ударају у катоду и избијају електроне. Наиме, уколико дође до судара између јона гаса, рецимо аргона и молекула алкохола, често се дешава да један електрон из молекула алкохола пређе на аргон и неутралише га. Ово је могуће због чињенице да је јонизациони потенцијал молекула алкохола нижи од енергије јонизације аргона. Сада јонизовани молекул алкохола путује ка катоди, а како он има знатно већу масу од јона аргона, не успе да стекне довољну кинетичку енергију да би избио електрон са површине метала. На овај начин се брзо редукује број електрона што као последицу има гашење лавине. Гајгер-Милерови бројачи који раде на овај начин се зову ***самогасећи***.

Са слике 4.3 се може видети да висина напонског сигнала у Гајгер-Милеровој области слабо зависи од напона између електрода. Такође се може видети да је висина сигнала иста за алфа и бета честице. Једанпут започета лавина ће дати напонски сигнал који је одређен дизајном Гајгер-Милерове цеви и који уопште не зависи од врсте детектоване честице или њене енергије. Због тога се ови детектори могу користити само као бројачи. Брзина бројања није нарочито висока због релативно дугог времена потребног за формирање сигнала и гашење лавине, но за основне намене ових детектора временска резолуција од 10^{-2} до 10^{-5} s је више него довољна.

Предности који Гајгер-Милеров детектор има у односу на друге бројаче учиниле су да се он користи много више од осталих. Лавински процес створи велику количину наелектрисања која формира високе напонске сигнале. Ови сигнали могу бити и до неколико десетина волти што значи да иза самог детектора може функционисати проста електроника без појачавача. Из тог је разлога могуће направити разне облике Гајгер-Милерових бројача малих димензија (преносног типа) са којим се могу вршити мерења где год се за то укаже потреба. Ефикасност Гајгер-Милерових

бројача може бити веома висока. Довољно је да зрачење произведе само један пар јона у гасу детектора па да започне лавински процес. Детектори код којих се примарна јонизација одвија у гасу често имају малу ефикасност за гама зрачење због мале вероватноће интеракције гама фотона са гасом. Код Гајгер-Милеровог бројача није неопходно да гама фотон створи јонски пар у разређеном гасу — довољно је да избије само један електрон из зида бројача па да процес стварања лавине започне. Вероватноћа за интеракцију фотонског зрачења за чврсти материјал од којег је Гајгер-Милерова цев начињена знатно је већа од вероватноће интеракције са гасом којим су пуњени остали гасни детектори, што детекцију гама или рендгенског зрачења чини битно ефикаснијом.

Најчешћи је случај да се Гајгер-Милерови детектори користе за дозиметријску контролу. Помоћу њих се релативно једноставно може установити да ли до неког простора допире радијација и да ли у њему постоје извори зрачења.

Сцинтилациони детектори

Пионирима нуклеарне физике којима дугујемо прва сазнања о радиоактивности је на располагању стајала заиста скромна мерна техника. Рендген је приметио да х-зрачење може побудити неке материјале на светлуцање, а убрзо је установљено да и зрачења која емитују нестабилна језгра приликом распада такође изазивају тај ефекат. Ово је својство искоришћено код првих детектора. Они су се састојали од обичног картона на који је био нанесен танак слој цинк-сулфида (ZnS). Овај материјал има способност луминесценције, тј. да емитује видљиву светлост уколико му атоми бивају побуђени или јонизовани. Појединачне интеракције алфа или бета честица са цинк-сулфидом изазивале би видљиве сцинтилације, а истраживачи су их посматрали, најчешће кроз увеличавајуће стакло и пребрајали ситне искре. То значи да је и око део детекционог система. На овај начин су и Радерфордови сарадници Гајгер и Марсден установили просторну дистрибуцију алфа честица расејаних на танкој фолији злата. Ефикасност детекције је у овом случају веома мала, пошто је осетљива запремина детектора ограничена само на танки слој цинк сулфида, с обзиром да су видљиве само оне сцинтилације које се одвијају на његовој површини. Сцинтилационим екраном од ZnS успешно су детектоване алфа честице пошто им је домет веома мали и ретко када превазилази дебљину хартије и слоја сцинтилатора.

Основни проблем који је стајао на путу детекцији зрачења која би се базирала на процесу луминесценције је у ствари чињеница да су материјали углавном непрозирни за сопствену светлост. Таласна дужина светлости коју тело апсорбује, једнака је таласној дужини светлости коју оно емитује. Тек када су пронађени материјали који су прозирни за сопствену светлост, добијена је могућност да се направе сцинтилациони детектори код којих би цела запремина могла бити

употребљена за регистрацију јонизујућег зрачења, а не само њихова површина. Овакви су детектори били неопходни за регистровање бета и гама зрачења, пошто они имају знатно већу продорну моћ од алфа честица па им је и вероватноћа да доживе интеракцију са танким слојем ZnS пропорционално мања.

Материјали који имају својство да су прозирни за сопствену светлост су ***органски сцинтилатори***, као на пример нафталин, антрацен, стилбен итд. Наведени материјали се појављују у кристалној форми. Постоје и неке течне супстанције које се могу употребити као сцинтилатори. Најпознатије од њих су ксилен и толуен. И кристални и течни сцинтилатори су угљоводонична једињења. Тако је на пример збирна хемијска формула антрацена $C_{14}H_{10}$, док је формула ксилена $C_6H_4(CH_3)_2$. Код молекула ових једињења свако електронско енергетско стање, било оно основно или побуђено, поседује још и велики број вибрационих и ротационих стања. Када један овакав молекул буде побуђен на више електронско стање, део енергије побуде се потроши на прелазе између вибрационих нивоа тог побуђеног електронског стања. Енергија фотона који се емитује приликом преласка молекула на основно електронско енергетско стање, може у том случају да буде мања од енергије којом је молекул побуђен. То омогућава да опсег таласних дужина светлости која се емитује буде померен у односу на опсег таласних дужина апсорбоване светлости, уз мало преклапање. Емитована светлост има већу таласну дужину од светлости коју један овакав органски материјал апсорбује. То значи да ће светлост, емитована након што јонизујуће зрачење побуди молекуле органског сцинтилатора, успети да избегне апсорпцију и изађе износећи информацију о интеракцији која се одиграла.

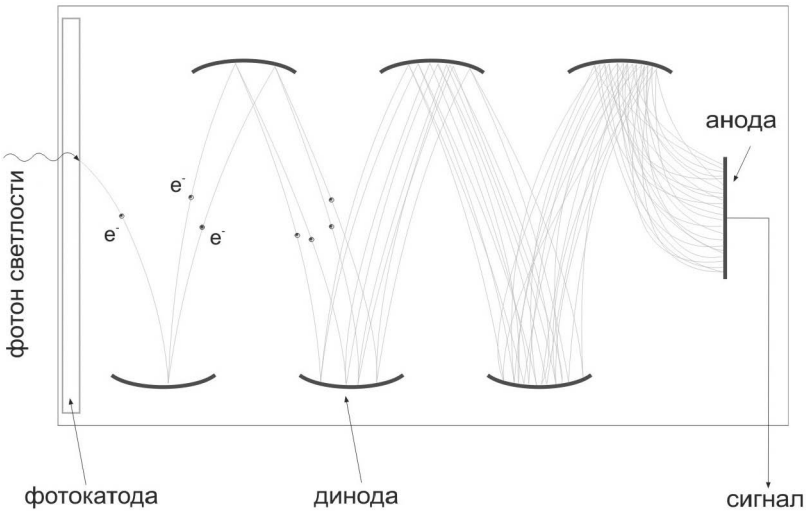
Друга врста материјала који се користе за производњу детектора су ***неорганski сцинтилатори*** у облику монокристала. Најчешћи од њих је NaI, али се употребљавају и LiI, CsI, CsF и KI. Ни ови кристали не би били прозирни за светлост коју емитују да им се у малим количинама (негде око 0.1 %) не додају примесе, такозвани ***активатори***, који стварају луминесцентне центре. Код већине наведених материјала као активатор се употребљава Tl. Најчешћи је случај да се детектори означавају са NaI(Tl), LiI(Ta), итд. Зрачење које пролази кроз кристал ствара електроне и шупљине који се померају дуж кристалне решетке. Те шупљине могу да буду попуњене електронима из луминесцентног центра, чиме он бива побуђен након чега емитује светлост преласком на основно стање. На тај начин се енергија побуде кристала предаје луминесцентном центру, а светлост коју он емитује не бива апсорбована. Чист кристал NaI емитује и апсорбује светлост чији се максимални интензитет налази на 303 nm док се максимум емисије светлости коју емитује кристал натријум-јодида активиран Tl налази на 410 nm у љубичастој области, близу краја видљивог дела спектра.

Органски сцинтилатори могу бити растворени у чврстој прозирној пластици, као на пример терфенил у полистирену. На овај начин се добијају ***пластични сцинтилатори***. Друга могућност је да се сцинтилациони материјали растварају у органским течностима. Овако се добијају ***течни сцинтилатори***. У оба случаја се

енергија коју зрачење остави у пластици или растварачу пренесе до сцинтилатора који емитује одговарајући интензитет светлости. Помоћу пластичних или течних сцинтилатора се могу правити сцинтилациони детектори разних облика и запремина.

Интензитет светла које сцинтилатор емитује након побуђивања опада експоненцијално са временом. Средње време трајања сцинтилације је различито за разне типове детектора. За NaI(Tl) оно износи 10^{-7} s, код органских сцинтилатора је оно реда величина 10^{-8} s, док је код пластичних сцинтилатора 10^{-9} s. Кратко време трајања светлосног импулса након детекције честице зрачења или фотона је значајна предност сцинтилационих детектора у односу на гасне. Сцинтилационим детекторима је могуће постићи неколико редова већу брзину бројања него гасним детекторима. Део енергије детектоване честице који се претвори у светлост се назива ***конверзиона ефикасност***. Код неорганских кристала она типично износи око 5 до 10 %, у зависности од концентарације атома активатора. Од свих сцинтилационих материјала, најбољу конверзиону ефикасност има NaI(Tl).

Да би се од неког сцинтилационог материјала направио детектор, неопходно је светлосне импулсе, који се емитују приликом проласка зрачења кроз активну запремину, појачати и трансформисати у сигнале који се касније лако могу обрађивати. Најједноставнији начин би био да се ти светлосни импулси трансформишу у електричне. То се може урадити уз помоћ фотомултипликатора, шематски приказаног на слици 4.6.

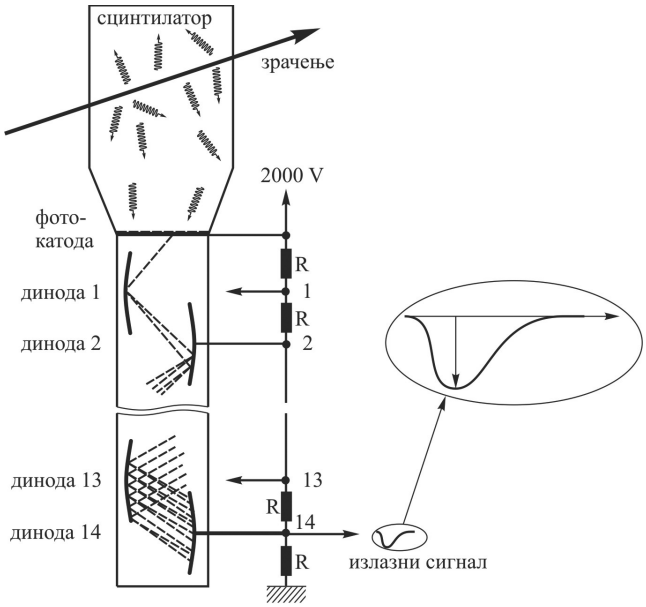


Слика 4.6: Шематски приказ фотомултипликатора

Фотомултипликатор је електронска цев цилиндричног облика на чијем се једном

крају налази прозор транспарентан за светлост коју емитује сцинтилатор. Испод прозора се налази фотокатода начињена од метала који има мали излазни рад за емисију електрона. Светлост коју сцинтилатор емитује пада на фотокадоду и избија из ње електроне. Они путем електричног поља бивају убрзани и усмерени ка првој од 10 до 20 динода које су поређане од прозора ка супротном крају фотомултипликатора. Диноде су електроде начињене од материјала који такође има мали излазни рад за емисију електрона. Свака од динода се налази на вишем потенцијалу од претходне, што се постиже разделником напона — низом редно везаних отпорника. Електрони који падну на прву диноду убрзани електричним пољем, поседују енергију довољну да са њене површине избију од 3 до 10 нових електрона. Ови електрони путем растућег електричног поља бивају убрзани и фокусирани ка другој диноди, одакле избијају нове електроне. Процес се наставља до последње диноде при чему се укупан број електрона умножава за неколико редова величине, чак до 10^8 пута. Иза последње диноде се налази анода која има највиши потенцијал и коначно прикупља све електроне.

Сцинтилациони детектор се може направити остваривањем оптичког контакта између сцинтилационог материјала и прозора фотомултипликатора. Веза између сцинтилатора и фотомултипликатора треба да буде изведена на тај начин да спољашња светлост никако не може да продре до фотокатоде, тако да сигнали који се добијају на излазу фотомултипликатора потичу само од светлости створене интеракцијом зрачења са кристалом.



Слика 4.7: Шематски приказ NaI(Tl) детектора

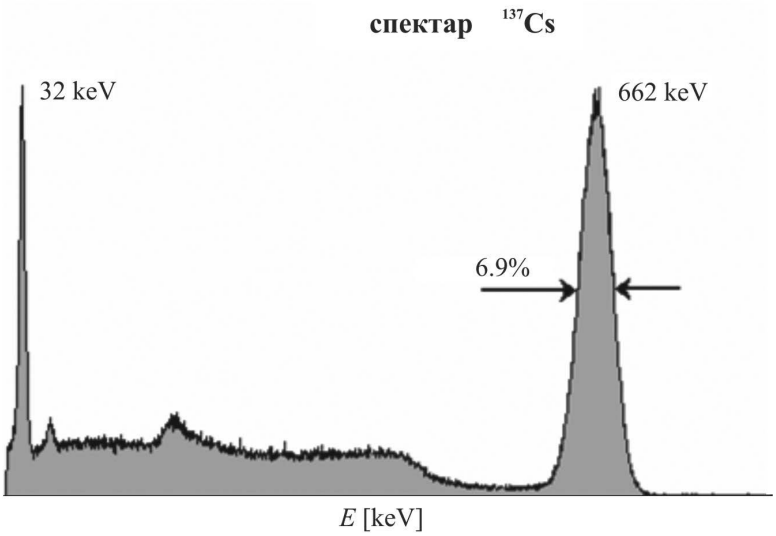
Изглед једног сцинтилационог детектора са кристалом NaI(Tl) приказан је на слици

4.7. Сам сцинтилатор мора да буде уоблику монокристала да би се избегле рефлексије и губици светлости на кристалним границама. Натријум-јодид је као материјал веома хигроскопан тако да мора бити херметички затворен са свих страна. Са једне стране кристал мора бити затворен неким прозирним материјалом. Та прозирна површина се спаја са прозором фотмултипликатора. Заштитни (непрозирни) слој се обично прави од танког алуминијума да би што је могуће више зрачења доспело до кристала. Најчешћи је случај да се NaI(Tl) кристали режу у облику цилиндра а са фотомултипликатором се спаја једна од његових база. Спој се изводи помоћу вискозних материјала великог индекса преламања да би се изгубили губици због рефлексије на граничним површинама. Унутрашњост алуминијумског контејнера је прекривена рефлектујућим материјалом коме је задатак да дифузном рефлексијом емитује што је могуће већу количину светлости која се у разним правцима усмерава ка прозору фотомултипликатора. Погледајмо сада како се формира сигнал у случају када NaI(Tl) детектор функционише у диференцијалном режиму рада. Једна честица зрачења, најчешће то бива фотон, изазива краткотрајну емисију светлости приликом проласка кроз кристал. Фотомултипликаторска цев није проводна све док на фотокатоду не падне та светлост. Електрони прикупљени на аноди, након описаног умножавања, изазову краткотрајни пад напона на радном отпорнику, а овај се сигнал пренесе на појачавачку електронику. Краткотрајни напонски импулс се ствара на сличан начин као и код гасних детектора, што је било објашњено у одељку 4.1.1. Напонски сигнал који одговара детекцији једне честице зрачења има облик сличан облику сигнала који се добијају из гасног детектора: брз пораст до одређене висине, а затим нешто спорији експоненцијални пад. Битна разлика између сигнала добијених гасним и сцинтилационим детектором је у њиховој дужини трајања — сигнали које даје сцинтилациони детектор су знатно краћи. За разлику од гасних и полупроводничких детектора, сигнали добијени сцинтилатором не потичу од примарног наелектрисања које је зрачење створило у самом детектору. Емитована луминесцентна светлост служи као посредник, а наелектрисање се ствара и умножава у фотомултипликатору. Како у овом случају нема прикупљања примарног наелектрисања створеног у детектору, нити кретања спорих позитивних јона ка катоди, јасно је да процес стварања сигнала битно краће траје.

На аноди се формира краткотрајан напонски сигнал чија висина одговара количини светлости која је пала на фотокатоду. Како је количина емитоване светлости пропорционална енергији коју је честица зрачења оставила у сцинтилатору, јасно је да постоји директна пропорционалност између висине напонског сигнала и енергије регистроване у сцинтилатору. То значи да се сцинтилационим детекторима могу мерити енергије детектованих честица, под условом да оне своју комплетну енергију оставе унутар сцинтилатора.

Због бројних предности које поседују, сцинтилациони детектори су доживели веома широку примену. У претходном поглављу смо видели да вероватноћа интеракције зрачења расте са порастом броја атома по јединици запремине (тј. густине) материјала кроз који се простире и његовог редног броја. Будући да је активна

запремина сцинтилационог детектора чврсто тело, јасно је да ће им због знатно веће густине ефикасност бити пар редова величине виша од ефикасности гасних детектора. Ово се посебно односи на сцинтилационе детекторе са неорганским кристалима који имају знатно вишу густину од пластичних сцинтилатора. Додатна погодност неорганских сцинтилатора се огледа у томе да су они сачињени од материјала релативно високог редног броја, као што су то I или Cs, чиме им се додатно повећава ефикасност. Детектори са неорганским сцинтилатором су доживели широку примену у гама спектроскопији. Одредити енергију фотона могуће је само у случају када је он доживео фотоелектрични ефекат у активној запремини детектора. То значи да је у том случају фотон своју комплетну енергију предао сцинтилатору и да ће висина напонског сигнала на излазу фотомултипликатора одговарати енергији фотона. Када фотон доживи Комптоново расејање унутар кристала, да би га након тога напустио без додатне интеракције, предаће му само део своје енергије која ће се путем емисије луминесцентне светлости претворити у напонски сигнал. Висина овог сигнала одговара само оном делу енергије коју је фотон изгубио приликом интеракције са кристалом и на основу њега се не може закључити колика је била енергија примарног фотона. У претходном поглављу је било речено да вероватноћа фотоелектричног ефекта расте са петим степеном редног броја материјала, Z^5. Висок редни број неорганских сцинтилатора их чини веома погодним за одређивање енергије фотона, тј, за гама или x-спектроскопију. Изглед једног карактеристичног спектра гама зрачења ^{137}Cs мерен NaI(Tl) детектором приказан је на слици 4.8.



Слика 4.8: Изглед енергетског спектра гама зрачења мерен NaI(Tl) детектором

На слици 4.8 се јасно може видети пик који потиче од сигнала регистрованих након што је фотон оставио своју комплетну енергију сцинтилатору. Овај пик има облик Гаусове функције, а њеном ширином је одређена енергетска резолуција детектора.

Што је ужи пик — већа је могућност детектора да разликује фотоне блиских енергија. Након β^- распада ^{137}Cs емитују се само фотони енергије 661.66 keV. Након бета распада ^{137}Cs, настаје ^{137}Ba у побуђеном енергетском стању, са енергијом побуде од поменутих 661.66 keV. На основно енергетско стање језгро насталог ^{137}Ba прелази емисијом гама фотона, али и емитовањем такозваних конверзионих електрона, о чему ће бити речи у поглављу 7. Пик облика Гаусове функције, који одговара случају када фотон гама зрачења комплетну своју енергију изгуби у сцинтилатору, може се видети на спектру приказаном на слици 4.8. На нижим енергијама од Гаусовог пика се уочава континуирана дистрибуција која потиче од детекције Комптонски расејаних фотона који су само део своје енергије изгубили у сцинтилатору. На самом почетку спектра се може видети пик који потиче од детекције карактеристичног рендгенског зрачења ^{137}Ba насталог распадом ^{137}Cs. Као што је речено, језгро ^{137}Ba у основно енергетско стање може прећи и емисијом конверзионих електрона. Након интерне конверзије остаје једно место на K орбитали које бива попуњено електроном са неког вишег енергетског стања, што коначно доводи до емисије карактеристичног рендгенског зрачења енергије од 32 keV.

Течни и пластични сцинтилатори имају веома добру временску резолуцију. Код њих је трајање емисије луминесцентне светлости кратко, што омогућава детекцију великог броја догађаја. Из тог разлога су органски сцинтилатори ненадмашни у мерењу великог броја догађаја. Често се користе у системима који детектују брзе сукцесивне догађаје. Органски сцинтилатори, као и пластике и течни растварачи са којима се мешају, имају мали ефективни редни број Z, тако да се у случају детекције фотона већи број интеракција одвија путем Комптоновог ефекта. То значи да се енергија фотона пластичним сцинтилаторима не може установити са тачношћу коју поседују неоргански сцинтилатори. Из тог разлога се органски сцинтилатори ређе користе за гама спектроскопију, али су веома погодни за спектроскопију бета честица. Пластични и течни сцинтилатори се могу правити у разним геометријама и облицима, као и величинама. Експеримент у којем су Реинес и Коуен потврдили постојање антинеутрина, коришћени су течни сцинтилатори укупне запремине од преко 5000 литара. У савременим експериментима у којима се детектују елементарне честице, користе се детектори од пластичних сцинтилатора чак и већих запремина него у поменутом експерименту.

Полупроводнички детектори

У случају када се детекција зрачења заснива на ефекту јонизације, технички најједноставнији начин је био да се мери количина наелектрисања коју честице зрачења створе у гасу. У гасној средини електрони и јони могу да се крећу под дејством електричног поља ка одговарајућим електродама, па чак и да успут врше нове јонизације и тиме повећају укупну количину прикупљеног наелектрисања. Но, основни недостатак гасних детектора је релативно мала ефикасност, поготово за фотонско зрачење виших енергија. Фотони у гасу на атмосферском притиску могу да пређу и неколико стотина метара без интеракције. Од свих гасних детектора највећу осетљивост има Гајгер-Милеров бројач, пошто интеракција фотона са танким металним зидом детектора ослобађа електроне који иницирају стварање напонског сигнала. Међутим, вероватноћа да гама фотон енергије 1 MeV буде регистрован Гајгер-Милеровим бројачем након интеракције фотона са танким металним зидом бројача је реда величине процента.

Да би неки чврсти материјал могао да послужи као активна запремина детектора у којој ће се стварати и прикупљати наелектрисања, неопходно је да буду испуњена два услова. Први од њих је да зрачење може лако раздвојити наелектрисања удаљавањем електрона од атома. Други услов је да електрично поље у које се један такав материјал постави не покреће никакво друго наелектрисање осим онога које је зрачење створило. Први услов би једноставно био задовољен код проводника – код њих је најједноставније ослободити електроне из металне везе. Други услов је задовољен код изолатора, пошто су код њих електрони чврсто везани и дејство електричног поља их тешко покреће. Полупроводници су материјали који у исто време могу поседовати особине и проводника и изолатора. Развој полупроводничке технике омогућио је да се конструишу детектори од чврстог материјала код којих би прикупљање наелектрисања створеног зрачењем било једнако ефикасно као и код гаса, при чему би примењено електрично поље покренуло само оно наелектрисање створено дејством зрачења.

Први полупроводнички детектори су почели да се користе крајем шездесетих година. Ефикасност детекције полупроводничких детектора је знатно виша него код гасних бројача, но њихова основна предност се огледа у томе да имају веома добру енергијску резолуцију. Способност полупроводничких детектора да могу разликовати две честице веома блиских енергија их је учинила ненадмашним у спектроскопији.

Подсетимо се накратко основних својстава полупроводника. То су материјали који се по својим проводним карактеристикама налазе између проводника и изолатора. Тако на пример Ge и Si, који се у чистом стању налазе у облику чврстих кристала, на собној температури веома слабо проводе струју. Оба су елемента четворовалентна, и у кристалној решетци им сва четири спољашња електрона учествују у ковалентним

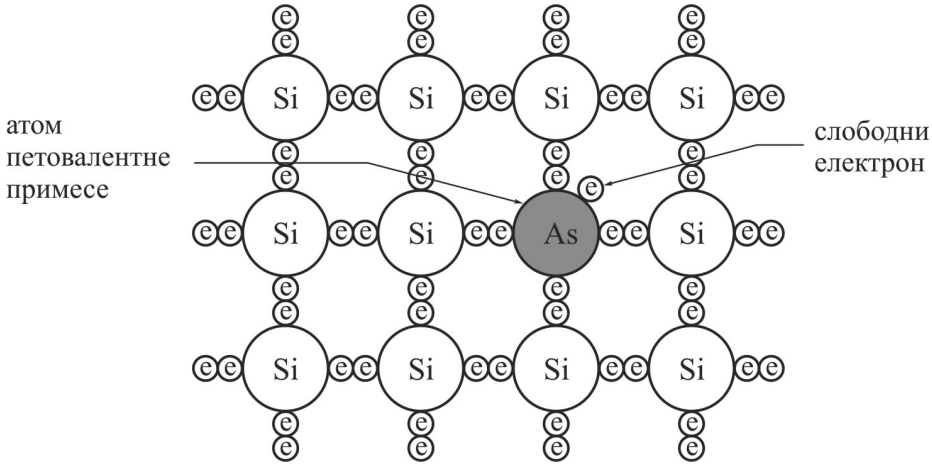
везама са околним атомима. Тек један на сваких 10^9 електрона на собној температури може да напусти везу и слободно се креће између атома. За њега кажемо да је из ***валентне зоне*** прешао у ***проводну зону***. Овакви електрони могу да се усмеравају електричним пољем и путем њих се остварује проводност. Када електрон напусти ковалентну везу, остави за собом празнину, која се назива ***шупљина***. Услед термалног кретања, на то место може да дође неки други електрон, остављајући шупљину за собом. Следећи електрон попуњава ту новонасталу празнину, остављајући шупљину за собом. Овај се процес може настављати, што као коначан резултат даје померање шупљине, као ефективног позитивног наелектрисања. Ово се померање у неком електричном пољу врши у супротном смеру од смера кретања електрона. Дакле, проводност чистог полупроводника потиче од кретања малог броја електрона и шупљина у електричном пољу.

Да би један електрон напустио ковалентну везу, или из валентне зоне прешао у проводну, потребно му је довести енергију реда величине 1 eV. Код изолатора је енергетски размак између валентне и проводне зоне знатно шири (износи око 6 eV), док код проводника тај размак ни не постоји. За метале кажемо да им се валентна и проводна зона преклапају. У металима увек постоји одређени број електрона који могу да се крећу под дејством електричног поља.

Проводна својства полупроводника се драматично мењају додавањем примеса. Претпоставимо да је у кристалну решетку уместо атома Ge и Si уграђен неки петовалентни елемент, P или As. На овај начин се добија ***полупроводник n-типа***. Четири валентна електрона атома примесе би била укључена у ковалентне везе са суседним атомима Ge и Si, док би пети електрон био слободан од хемијских веза (слика 4.9). Полупроводник са петовалентном примесом остаје електронеутралан, само што на овај начин добија одређени број електрона који су знатно слабије везани и веома лако могу да се ослободе. Пети електрон у кристалу Ge постаје слободан ако му се доведе износ енергије од 0.01 eV, док је код Si ова енергија око 0.05 eV. Обично се каже да ови електрони чине ***донорски ниво*** у простору између валентне и проводне зоне. Донорски ниво се на енергетској скали налази испод проводне зоне, померен за износ од поменутих 0.01 или 0.05 eV, у зависности да ли се ради о Ge или Si. То значи да су проводна својства полупроводника са петовалентном примесом знатно побољшана на рачун слабо везаних електрона, којима је потребно знатно мање енергије да би прешли у проводну зону.

Побољшање проводности полупроводника се добија и када се у кристалну решетку угради тровалентни елемент, чиме се добија ***полупроводник p-типа***. Тада ће једна од четири ковалентне везе остати непопуњена. То практично значи да ће сваки атом тровалентне примесе у кристал Ge или Si унети по једну шупљину. Околни електрони се могу померати да би попунили ту празнину, чак и ако им је енергија много мања од енергије потребне да пређу у проводни ниво. Довољно је да електрон поседује 0.01 eV у Ge или 0.05 eV у Si да би дошло до оваквог кретања. То ефективно доводи до просторног померања наелектрисања и провођења струје, а

без пребацивања електрона у проводни ниво. У интерпретацији која се заснива на теорији зона, каже се да се у овом случају ствара ***акцепторски ниво***, у енергетској скали непосредно изнад валентног нивоа.



Слика 4.9: Шематски приказ распореда ковалентних веза у случају када се у полупроводник унесу атоми примесе

Ако се споје полупроводници p- и n-типа, електрони из n-типа ће дифундовати ка полупроводнику p-типа да би тамо попуњавали шупљине. Као резултат ових дифузионих процеса, створиће се вишак негативног наелектрисања у полупроводнику p-типа, док ће n-тип полупроводника услед одсуства електрона бити позитивно наелектрисан у области близу споја. Процес дифузије електрона ће трајати онолико дуго док се на споју не створи електрично поље довољног интензитета да онемогући даљну прерасподелу наелектрисања. На овај начин се ствара ***контактни потенцијал***. Део полупроводника око споја у коме се одвијају поменути дифузиони процеси, назива се ***област просторног наелектрисања***. У овој области постоји електрично поље, што је чини веома сличној кондензатору (или јонизационој комори), само што је овде простор у коме влада електрично поље испуњен полупроводником а не ваздухом. У случају када би неко зрачење, пролазећи кроз област просторног наелектрисања, вршило јонизацију — стварали би се електрони и шупљине које би постојеће електрично поље усмеравало на супротне стране. Довољно би било само на крајевима овог споја поставити електроде да би се овако створено наелектрисање покупило.

Описани p-n спој је обична полупроводничка диода. Уколико се на крајеве овог споја доведе напон, и то такав да се p-тип полупроводника прикопча на негативни, а n-тип на позитивни потенцијал, као што је то приказано на слици 4.10, добиће се инверзно поларисана диода, којој је знатно повећана област просторног наелектрисања. То диоду чини непроводном. Електрично поље унутар ове области

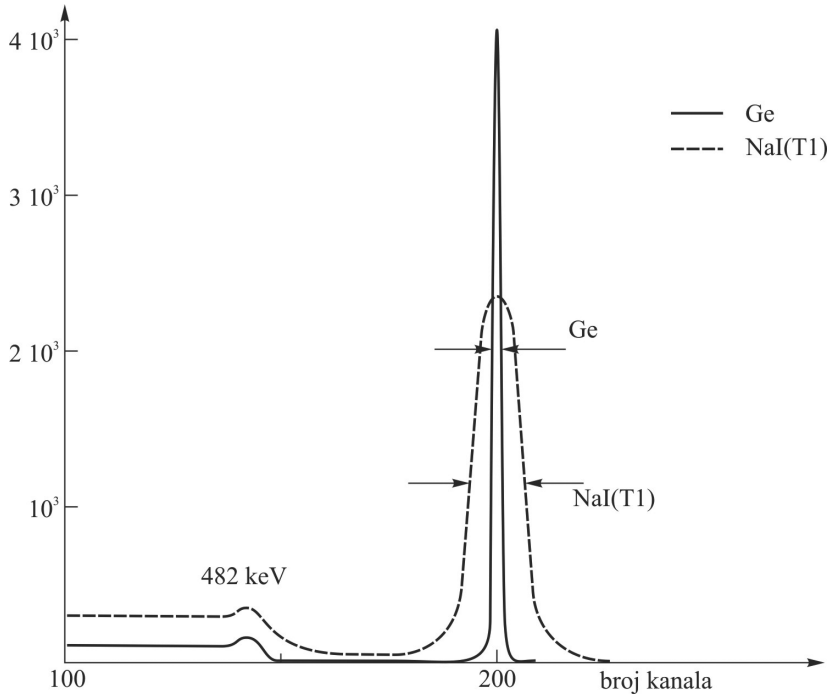
је сада много снажније него у случају када потиче само од контактног потенцијала, без извора напона. Ако кроз област просторног наелектрисања пролази неко зрачење, електрони и шупљине који том приликом настају се много ефикасније покупе електричним пољем. Сакупљено наелектрисање може да створи напонски сигнал на неком радном отпорнику, на идентичан начин као и код јонизационе коморе. Једина значајна разлика је у томе да се уместо гаса, код полупроводничког детектора у активној запремини налази чврсто тело — кристал Ge или Si са примесама.

Слика 4.10 Полупроводнички детектор као инверзно поларисани p-n спој

Густина полупроводничких материјала је неколико редова величине већа од густине гасова који се користе код гасних бројача, што их чини знатно ефикаснијим. За честице ниских енергија, ефикасност полупроводничког детектора иде чак и до 100 %. Нискоенергетско гама и рендгенско зрачење, енергија реда величине неколико десетина keV, мери се најчешће силицијумским детекторима код којих је литијум најчешћа примеса. За гама зрачење виших енергија чешће се употребљава германијум пошто има виши редни број па му је самим тим виша и ефикасност.

Додатна предност полупроводничких детектора се огледа у томе што је за стварање једног јонског пара у полупроводнику потребно знатно мање енергије него за стварање јонског пара у гасу или неком сцинтилатору. То значи да ће од две идентичне честице које поседују једнаку енергију, у случају да обе буду у потпуности заустављене, честица регистрована полупроводничким детектором створити знатно више наелектрисања од честице заустављене у гасу. Количина наелектрисања које створи нека честица зрачења (или фотон) приликом свог

потпуног заустављања уактивној запремини детектора директно је пропорционална њеној енергији. Неодређеност са којом се мери енергија честице углавном потиче од могућих флуктуација уколичини наелектрисања које детектор прикупи приликом детекције. Ове флуктуације, или неодређеност са којом се добија мерена вредност, су статистичког карактера, и њихов је релативни допринос утолико мањи уколико се ради о већим количинама наелектрисања. То значи да од количине наелектрисања које се прикупи у детектору зависи са коликом ће се тачношћу одредити енергија посматране честице. Како се приликом детекције неке честице у полупроводнику ствара више наелектрисања него у гасном или сцинтилационом бројачу, јасно је да ће вредност енергије честице измерене полупроводничким бројачем бити најмање подложна неодређености статистичког карактера. То коначно доводи до тога да је енергетска резолуција полупроводничких детектора много боља него код било којих других детектора.



Слика 4.11: Изглед спектара гама зрачења моноенергетског извора мерених полупроводничким (пуна линија) и сцинтилационим детектором (испрекидана линија)

На слици 4.11 приказана су два спектра. Један од њих је мерен полупроводничким детектором, док је други од њих добијен NaI(Tl) детектором. Код оба спектра се види слична структура: пик који потиче од сигнала насталих приликом детекције комплетне енергије фотона, као и Комптоновска расподела на нижим енергијама.

Но, битна разлика између ова два спектра се огледа у томе да је ширина пика мереног полупроводничким детектором знатно мања од ширине пика којега даје сцинтилациони детектор. То значи да полупроводнички детектор може две веома блиске енергије фотонског зрачења да раздвоји у два пика која се неће преклапати, тј. да има одличну енергетску резолуцију у поређењу са NaI(Tl) детектором. Ова је особина полупроводничке детекторе учинила ненадмашним у гама и x-спектроскопији.

Полупроводнички детектори се израђују за различите намене и у различитим облицима. Полупроводнички кристали се праве у димензијама од величине новчића, па све до пар стотина кубних центиметара. Због добре резолуције се најчешће користе у гама и x-спектроскопији, мада се могу користити и за детекцију других врста зрачења. С обзиром да за стварање пара електрон-шупљина није потребна висока енергија, на собној температури би се појављивао висок шум ниских напонских сигнала који би потицали од наелектрисања створеног и без присуства зрачења. Из тог разлога се полупроводнички кристал током рада хлади до температуре течног азота.

ОПТИЧКИ ДЕТЕКТОРИ

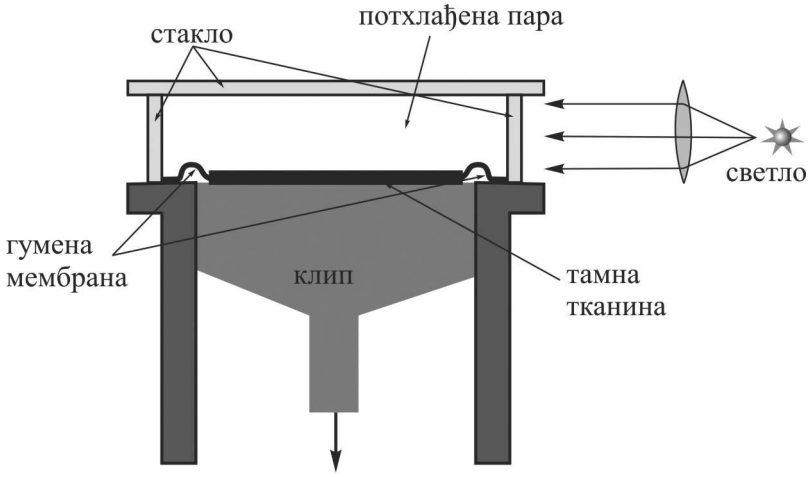
Бројачи електричног типа након интеракције са зрачењем стварају електрични сигнал, као меру количине енергије коју је то зрачење изгубило приликом проласка кроз активну запремину детектора. Као излазна информација код оваквих детектора се обично добијају напонски сигнали, а њиховим пребрајањем и анализом можемо доћи до закључка о неким карактеристикама система одакле мерено зрачење потиче. Но, укупна енергија коју зрачење остави детектору понекад није довољна да би се описали неки комплекснији процеси који се одвијају у неколико етапа. То се поготово односи на процесе у којима долази до стварања нових честица у самом детектору. Један детектор електричног типа не може пружити меродавну информацију ни о месту где се интеракција одиграла, као ни о геометрији и динамици процеса.

Оптички детектори, или ***детектори визуелног типа***, дају могућност да се у одређеној запремини трајно забележе путање честица. Како се овим детекторима бележе трагови честица понекад се називају и ***детектори трагова***. Оптички детектори су у великој мери омогућили брз развој физике елементарних честица. Чест је случај да нека честица високе енергије може да ствара нове честице путем разних интеракција које доживљава. На основу добијених трагова, могуће је реконструисати процес и израчунати неке карактеристике честица које у једном оваквом процесу учествују. Само један добар снимак трагова свих честица које ступају у неки процес или се у њему стварају може бити довољан за решавање најкомпликованијих проблема из области физике елементарних честица.

Вилсонова маглена комора

Први детектор којим је било могуће забележити трагове честица конструисао је 1912. године Чарлс Вилсон. Основни принцип на коме функционише овај уређај се заснива на својству јона да постану центри кондензације ако се нађу у окружењу презасићених пара неке течности. Око сваког јона се у том случају може формирати оком видљива капљица. Честица зрачења ствара јоне приликом свог кретања, а уколико се оно одвија кроз средину засићену парама неке течности, на месту сваког створеног јона ће се формирати капљица. То значи да ће се у области презасићене паре формирати траг честице сачињен од ситних капи створених око јона које је она оставила за собом. У случају да честица ступи у неке интеракције у којима долази до стварања нових честица, и оне могу оставити своје трагове сачињене од ситних капљица кондензованих око јона. Ако се овако формиран траг фотографише, остаће трајан запис из којег се може прочитати мноштво података. Дебљина трага зависи

од тога колико јона честица ствара по јединици пута. Они могу бити дебели око 1 милиметар, што се веома једноставно фотографише. Вилсонова комора се састоји од херметички затворене посуде облика цилиндра или паралелопипеда. Један зид коморе је помичан, тако да јој се унутрашња запремина може мењати. То се најлакше постиже помичним клипом, или се један зид коморе направи од металне или гумене мембране. Комора је пуњена неким гасом који се не кондензује на собној температури (ваздух, водоник, хелијум, аргон) и паре воде или алкохола, или њихове смеше. Прозори од неког довољно чврстог а транспарентног материјала морају бити на бар два зида да би се кроз један од њих могла осветљавати њена унутрашњост а кроз други фотографисати. Супротна страна прозора кроз који се фотографише треба да буде црна, да би се формирани трагови као беле линије боље приметили на тамној подлози. Шематски приказ Вилсонове маглене коморе је дат на слици 4.12.



Слика 4.12: Шематски приказ изгледа Вилсонове маглене коморе

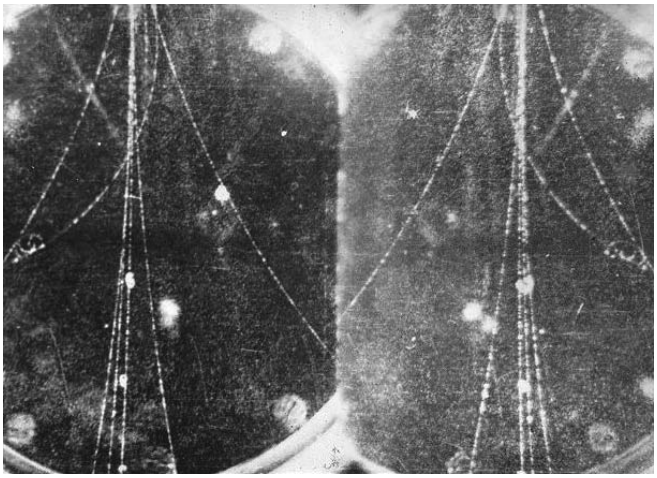
Најједноставнији начин путем којег се гас унутар коморе може довести у презасићено стање је ***адијабатска експанзија***. Том приликом долази до наглог пада температуре, што пару током кратког интервала времена доводи у презасићено стање. Уколико је комора испуњена воденом паром, довољно је запремину повећати за 25 до 35 % да би се постигли услови у којима се око створених јона формирају капљице воде. Неизбежно је да се гас и пара унутар коморе загревају кроз зидове, као што и сам процес кондензације ослобађа одређену количину латентне топлоте испаравања тако да пара убрзо престаје бити презасићена и не долази до стварања нових трагова. Комора је осетљива током релативно кратког интервала времена — тек 0.1 до максимално 1 секунд након експанзије. У том периоду се врши фотографисање унутрашњости коморе и трагова који су у њој створени. Како изгледају трагови честица у Вилсоновој магленој комори може се

видети на слици 4.13. Након фотографисања, комора се враћа у почетно стање тако, што се путем клипа или мембране врши компресија гаса и паре у комори да би створене капљице испариле. Новом адијабатском експанзијом се поново стварају услови потребни за кондензацију дуж путање неке честице јонизујућег зрачења. На овај начин маглена комора може да комплетира до три циклуса у једном минуту. За случај да се створени јони нису у потпуности рекомбиновали, да се на њима не би вршила кондензација и у наредном циклусу, у унутрашњости коморе постоји електрично поље (од неколико десетина волти по центиметру) којем је функција прикупи заостале јоне.

Могућности Вилсонове маглене коморе се знатно повећавају када се постави у магнетно поље. Тада све наелектрисане честице остављају закривљене трагове под дејством Лоренцове силе. Радијус кривине честице наелектрисања q у магнетном пољу индукције B је

$$r = \frac{p}{qB} \sin \alpha \tag{4.4}$$

где је α угао којег заклапају вектори магнетне индукције и правца кретања честице а p је импулс наелектрисане честице.
Радијус кривине трага се једноставно може измерити са фотографског снимка након чега се импулс честице лако израчунава. Уколико се зна о којој се честици ради, тј. уколико јој је позната маса мировања, са познатим импулсом се може одредити енергија честице. Коју врсту наелектрисања честица поседује, може се закључити само на основу чињенице на коју страну честица скреће у магнетном пољу. На основу фотографије приказане на слици 4.13, Андерсон је открио постојање позитрона.



Слика 4.13: Снимци начињени магленом комором на којима се виде трагови електрона и позитрона који скрећу на супротне стране у магнетном пољу

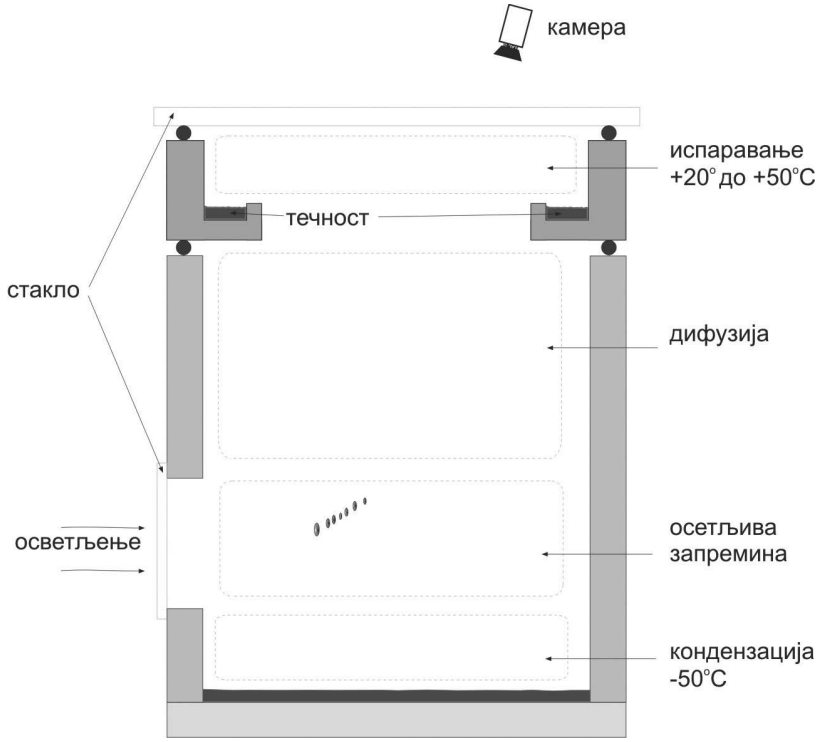
Да би се избегло насумично фотографисање унутрашњости Вилсонове коморе, може се додати још један детектор. Најчешће је то Гајгер-Милеров бројач који се поставља изнад коморе у случају детектовања и снимања трагова честица космичког зрачења или честица које космичко зрачење производи. Када нека честица зрачења прође кроз бројач, сигнал који се том приликом добија иницира окидање камере. На тај начин се фотографише стање у комори непосредно након што је бројач најавио честицу која се упутила ка Вилсоновој комори.

Уколико експеримент захтева да се бележе трагови честица мале продорне моћи, као што су то алфа честице или фисиони фрагменти, притисак гаса у Вилсоновој комори је мањи од атмосферског. С друге стране, честице велике продорне моћи стварају мали број јона по јединици пута. Да би се вероватноћа њихове детекције повећала, Вилсонова комора се пуни гасом до притисака од неколико десетина атмосфера. Но то још увек не може да отклони основни недостатак овог детектора — малу ефикасност детекције, пошто је осетљива запремина испуњена гасом. Димензије коморе се могу повећавати само до одређене границе (максимална величина је око 1.8 метара). Основни разлог томе је чињеница да се код великих димензија тешко могу избећи турбулентна кретања ваздуха након наглог повлачења клипа, што би довело до кривљења трагова.

Кратак период времена у коме је Вилсонова комора осетљива је један од њених основних недостатака. Овај је проблем решен код дифузионе коморе, која може да ради континурано. ***Дифузиона комора*** је шематски приказана на слици 4.14. Код ње се одређена количина паре непрекидно налази у потхлађеном стању тако да се трагови честица могу континуирано фотографисати.

Дифузиона комора је у ствари затворен суд са два прозирна зида. Најчешће се, као и код Вилсонове коморе, са бочне стране осветљава а са врха се фотографише. Уз врх коморе се налази жљеб напуњен алкохолом чије се паре кондензују на јонима. Врх дифузионе коморе се загрева до температуре од 20° до 40° C, док се дно хлади до –50°C. Алкохол испарава из жљеба на врху, дифундује ка дну коморе при чему се хлади и кондензује. Јак градијент температуре од врха ка дну обезбеђује да у једној области простора увек постоји пара у потхлађеном стању. У тој се области врши кондензација и стварање ситних капи течности око сваког створеног јона што даје могућност да се оцрта траг неке честице зрачења која је кроз ту област прошла. Дебљина слоја у којем се пара налази у презасићеном стању је максимално 7.5 cm.

Иако су услови за формирање трага честице континуирано испуњени, фотографисање се врши на 3 до 5 секунди, пошто капљицама које се створе треба времена да падну на дно. Додатна предност дифузионе коморе је да се може правити у већим димензијама него што је то случај код Вилсонове коморе. Код дифузионе коморе не постоји проблем померања клипа који би изазвао турбуленције код маглених комора већих димензија. У изучавању космичког зрачења се користе дифузионе коморе површине и до 3 m^2.



Слика 4.14: Шематски приказ дифузионе коморе

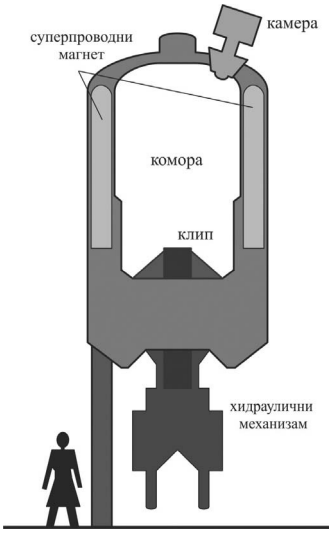
Мехураста комора

Вилсонова маглена комора је имала огроман значај у развоју нуклеарне физике и физике елементарних честица. Радерфорд је чак једном приликом изјавио да је маглена комора један од најзначајних научних изума. Но, као и гасни бројачи електричног типа, маглена комора има један крупан недостатак — малу ефикасност, пошто се интеракције зрачења одвијају са гасом. Услед релативно мале зауставне моћи гаса (dE/dx), чест је случај да честице зрачења, приликом проласка кроз осетљиву запремину маглене коморе, не доживе довољан број интеракција да би се на задовољавајући начин оцртао њен траг. Могућности детектора визуелног типа би се знатно поправиле ако би честице остављале видне трагове у течности или чврстом телу уместо у гасу. Доналд Глезер је 1952. године конструисао детектор који је испуњен течношћу и у коме честице приликом проласка остављају за собом траг сачињен од ситних али видљивих мехурића. Наиме, јони створени од стране честица зрачења могу послужити као центри на којима ће доћи до испаравања

прегрејане течности. У одређеним условима је могуће да се око сваког јона формира гасни мехурић те се на тај начин путем мехурића може оцртати путања неке честице и датој течности. Овај детектор је назван мехураста комора и отворио је нове могућности у детекцији честица пошто су се код њега интеракције дешавале у течности — материјалу којем је густина пар редова величине већа од густине гаса.

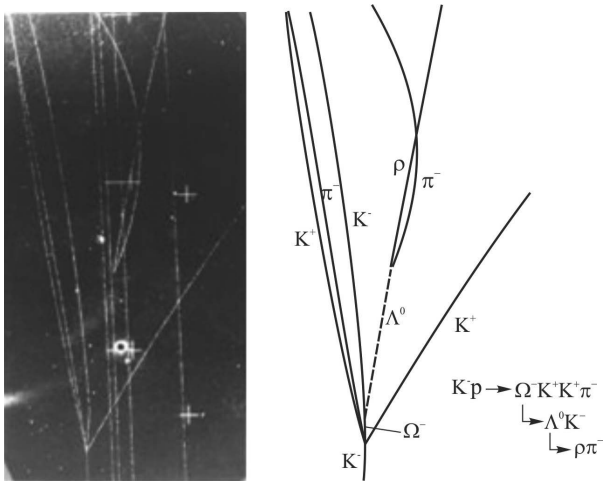
Честице зрачења на свом путу кроз прегрејану течност стварају јоне, а електрони који се том приликом ослободе обично имају довољну енергију да и сами врше јонизацију. Ови се електрони називају ***делта-електрони*** и у течностима имају веома мали домет. Делта-електрони имају кључну улогу у формирању трага честице у прегрејаној течности. Приликом интеракција које доживљавају, делта-електрони подижу садржај кинетичке енергије честица са којима се сударају, што доводи до локалног пораста температуре. То као последицу има стварање мехурића паре на месту интеракције. На тај се начин створи низ мехурића дуж путање неке честице чиме њен траг постане видљив. Мехураста комора по свом техничком решењу делимично подсећа на Вилсонову комору. Састоји се од суда испуњеног прозирном течношћу, са два прозора да би се унутрашњост могла осветлити и фотографисати. Шематски приказ мехурасте коморе се може видети на слици 4.15. Мехурасте коморе могу бити испуњене течним пропаном, бутаном, водоником, хелијумом, ксеноном итд. Та се течност налази на температури вишој од тачке кључања, али под повишеним притиском, понекад и до преко 20 атмосфера, тако да не долази до бурног процеса издвајања мехурића по целој њеној запремини. Помоћу клипног механизма или мембране, притисак унутар мехурасте коморе се може нагло смањити, тако да течност у њеној унутрашњости у једном веома кратком интервалу времена бива у нестабилном прегрејаном стању пре него што започне бурно кључање. Тај интервал времена траје неколико милисекунди и током њега у прегрејаној течности честице зрачења могу да стварају трагове од мехурића. Створени трагови се фотографишу пре него што започне кључање. Након тога се клипом или мембраном поново подигне притисак унутар течности чиме се заустави кључање и мехураста комора доведе у почетно стање. Пошто нестану сви мехурићи, изнова се смањује притисак и фотографише. Најбрже мехурасте коморе могу да обаве неколико циклуса у секунди.

Употребом мехурасте коморе се могу добити сви они подаци које даје и Вилсонова маглена или дифузиона комора. Анализом дужине и дебљине трага може се проценити домет и брзина неке честице. И мехурасте коморе се постављају у хомогено магнетно поље да би се на основу закривљености путање наелектрисаној честици одредио импулс. Ефикасност мехурасте коморе је знатно виша пошто је испуњена течношћу а не гасом. Осим тога, праве се у разним облицима и димензијама — од десетак центиметара па све до неколико метара. У Фемијевој лабораторији у Америци, мехураста комора има запремину од 33 m^3. То значи да је помоћу ових детектора могуће приказати трагове високоенергетских честица великог домета. Велика предност мехурасте коморе се састоји у томе да омогућују визуелни запис



Слика 4.15: Шематски приказ мехурасте коморе у Брукхевен лабораторији

неких догађаја који се састоје од већег броја разних процеса и трансформација. Могуће је следити пут неке честице у свим њеним интеракцијама, пратити нове честице које том приликом настају и коначно добити визуелни запис о распадима неких од њих. На слици 4.16 приказана је фотографија начињена мехурастом комором на којој се види интеракција *K*-мезона са протоном којом приликом долази до стварања и распада још неколико других честица.



Слика 4.16: Фотографски запис интеракције K-мезона са протоном начињен мехурастом комором

Додатна погодност мехурасте коморе се састоји у томе да језгра атома течности могу послужити као мета за нуклеарне процесе. Уколико се истражују интеракције неког зрачења са протонима, мехураста комора се испуњава течним водоником. На тај начин и језгра хелијума или ксенона могу послужити као мете на којима ће се одиграти неке интеракције.

Варнична комора

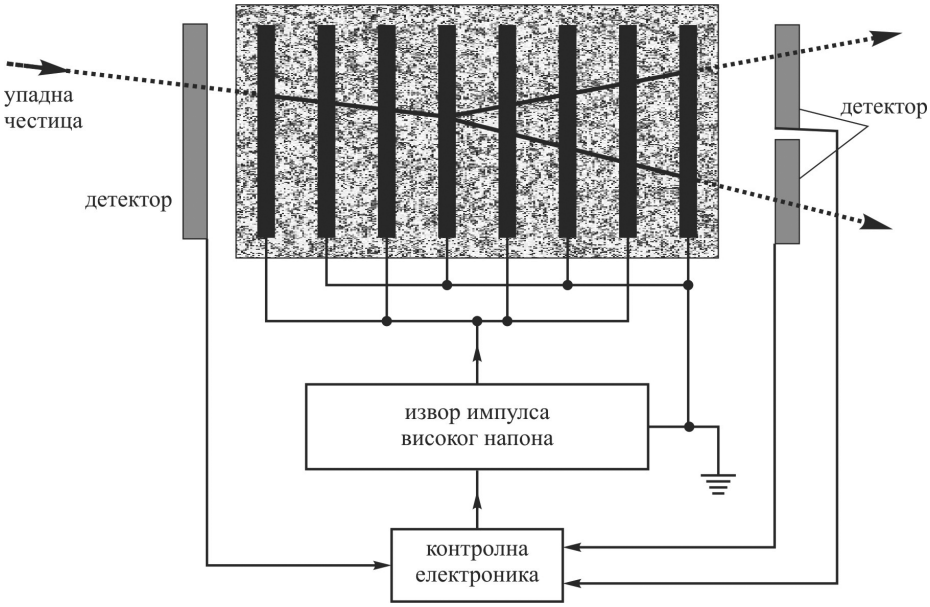
Варнична комора је најбржи од свих детектора којима се добија трајни визуелни запис о путањама честица које учествују у неком процесу. У овом случају се траг неке честице добија путем низа ситних варничних пражњења између специјално постављених плоча. Овај је процес знатно бржи од стварања капи течности или мехура гаса. Изглед једног оваквог детектора приказан је на слици 4.17.

Варнична комора се састоји од низа паралелних металних плоча мале дебљине, тачније речено металних фолија. Растојање између њих је од неколико милиметара па све до пар центиметара. Површина плоча може да буде већа и од 1 m^2. Плоче су наизменично повезане у електрично коло тако да је свака друга везана за извор високог напона. Друга половина плоча је међусобно повезана проводницима и уземљена. То значи да постоји могућност да се довођењем напона на половину плоча, између било које две од њих, створи потенцијалска разлика, као код обичног плочастог кондензатора. Електрично поље које влада између плоча је реда величине од неколико десетина киловолти по центиметру па може да усмерава и убрзава наелектрисања која би се створила проласком неке наелектрисане честице јонизујућег зрачења. Плоче се налазе у атмосфери инертних гасова, а напон који се доводи на половину њих је незнатно испод напона пробоја. Дакле, потребно је само мало да би до пробоја дошло. Ако нека честица јонизујућег зрачења уђе у простор између плоча, јони које том приликом створи ће у јаком електричном пољу изазвати мало електрично пражњење баш на месту где је јонизација извршена. То значи да ће се дуж путање честице унутар коморе створити варнице које се могу фотографисати. На овај ће начин варнице оцртати путању честице.

Да би се избегла спорадична пражњења која нису узрокована проласком честице зрачења кроз активну запремину детектора, извор напајања је подешен тако да обезбеди импулс високог напона у тачно одређеним моментима. У том циљу се испред варничне коморе поставља детектор путем којег се иницира укључивање извора импулсног напона. Када детектор да сигнал који би могао одговарати регистрацији одређене честице, истовремено се укључују извор високог напона и камера. Фотографише се низ варница између плоча, да би се касније на основу добијених трагова вршила анализа и реконструкција догађаја. Након пражњења напон поново пада испод вредности блиске напону пробоја и чека се нови сигнал из детектора који ће указати да у активну запремину коморе улази нова честица.

Цео процес подизања импулсног напона, варничног пражњења и спуштања напона траје око 10^{-2} s. То значи да варнична комора може комплетирати и стотину циклуса у једној секунди. Ово је неколико редова величине брже од маглене коморе.

И мехурасте и варничне коморе су релативно комплексни и скупи уређаји тако да постоје само у већим научним центрима. Приликом пражњења између плоча варничне коморе се не добијају тако прецизни трагови као код мехурасте коморе, али су једноставност и велика брзина бројања погодности које су отворилe многе могућности примене варничне коморе. Како се варничне коморе често користе за снимање трагова честица велике продорне моћи, чест је случај да се са њене задње стране поставе детектори који ће регистровати и идентификовати честице на излазу чиме се може употпунити слика о процесу који се истражује.



Слика 4.17: Шематски приказ варничне коморе

ОСНОВНЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ ЈЕЗГРА

Језгро је са аспекта данашњег знања једна динамична целина састављена од *A* нуклеона везаних јаком нуклеарном силом. Оно се налази у сталним интеракцијама са својом околином или доживљава трансформације, као што се то дешава код нестабилних нуклида, и уоба случаја може доћи до знатних измена његових својстава. Језгро које поседује минимум енергије налази се у ***основном енергетском стању***. За сва остала енергетска стања каже се да су ***побуђена***. Неке од особина језгра, као што је то број нуклеона, маса или наелектрисање, се не мењају у зависности од тога да ли је оно у основном стању или је побуђено. Друге карактеристичне величине, као на пример електрични и магнетни моменти, могу у побуђеном стању попримити вредности које се битно разликују од вредности карактеристичних за основно стање. Када се говори о општим особинама језгра, ту се углавном мисли на она својства која оно поседује у основном енергетском стању. Понекад се чак та својства називају и ***статичке особине језгра***, мада се класични појам статике за језгро као квантно-механички објекат тешко може применити. Следећи ову терминологију, имамо и такозване ***динамичке карактеристике*** које описују језгро у процесима у којима доживљавају неке трансформације, као на пример током радиоактивног распада или приликом извођења неких нуклеарних реакција.

МАСА ЈЕЗГРА

Једна од првих карактеристика језгра, за коју је сакупљена богата систематика измерених вредности, је била његова маса. То се првенствено може захвалити чињеници да је постојао велики број измерених атомских маса, па чак и пре него што је Радерфорд својом теоријом увео појам језгра смештеног у центар атома.

У језгру се налази преко 99.95 % масе атома. Између масе неутралног атома M_a и масе језгра M_j постоји једноставна веза:

$$M_a = M_j + Z m_e - \frac{1}{c^2} \sum_{i=1}^{Z} q_i \qquad \textbf{(5.1)}$$

где је Z редни број посматраног атома, m_e је маса једног електрона, c је брзина светлости у вакууму а q_i су везивне енергије орбиталних електрона.
Прецизно познавање масе језгра неопходно је приликом израчунавања енергетског биланса нуклеарних реакција, изучавања неких параметара структуре језгра, интеракција између нуклеона, итд. Последњи члан у горњем изразу, масени еквивалент везивне енергије свих орбиталних електрона, доприноси укупној маси атома са отприлике 10^{-4} % и веома често је испод тачности која се захтева за познавање масе језгра, па се по правилу занемарује. То додатно поједностављује израз 5.1.

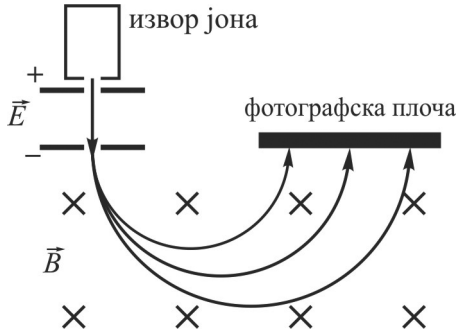
Експериментално добити потпуно огољено језгро, ослобођено од свих електрона (осим за неколико најлакших атома) је прилично сложен задатак. То значи да је директно мерење масе самих језгара озбиљан експериментални проблем. С друге стране, релативно је лако измерити масу једноструко или двоструко јонизованог атома, за шта постоји известан број експерименталних метода и техника које се зову ***масена спекрометрија***. Имајући у виду једноставну везу између масе атома и масе језгра, јасно је да су измерене атомске масе биле значајан извор корисних информација и у нуклеарној физици.

Начини одређивања масе атома

Метод мерења атомских маса који је заснован на раздвајању снопова наелектрисаних честица приликом њиховог проласка кроз магнетно или електрично поље назива се масена спектрометрија. Када се наелектрисана честица масе m креће кроз хомогено магнетно поље индукције B линија сила нормалних на правац кретања честице, путања ће јој бити кружна. Полупречник путање се може добити из једнакости Лоренцове и центрипеталне силе:

$$r = \frac{mv}{qB} \tag{5.2}$$

где је ***v*** брзина честице а ***q*** је њено наелектрисање.
Поједностављена шема једног уређаја којим се мере масе јонизованих атома на основу њиховог скретања у хомогеном магнетном пољу је приказан на слици 5.1. Јонизација атома чија се маса жели мерити врши се у јонском извору, загревањем или бомбардовањем атома испитиваног елемента брзим електронима. Након тога се добијени јони убрзавају јаким електричним пољима да би на крају са неком познатом брзином ушли у магнетно поље. Ако се постигне да се електричним пољем сви јони убрзају до исте брзине, полупречник скретања у магнетном пољу ће им искључиво зависити од масе. На тај начин је функционисао Томсонов масени спектрометар којим је 1912. године установљено да се неон састоји од смеше атома различитих маса. Дакле, и са масеним спектографом веома једноставне конструкције, било је могуће установити постојање изотопа. Као детектор код једног таквог спектрометра служиле су обичне фото плоче. Јони који имају идентичну масу су, крећући се по путањи једнаког полупречника, падали на исто место на фото плочи, образујући на тај начин једну спектралну линију у спектру маса анализираног узорка.



Слика 5.1: Шематски приказ масеног спектрометра у којем се раздвајање јона по масама врши на основу скретања у хомогеном магнетном пољу

До сличне појаве долази и приликом кретања наелектрисане честице у електричном пољу. Ако су линије сила електричног поља ***E*** нормалне на вектор брзине наелектрисане честице, доћи ће до њеног скретања, а за полупречник путање се добија:

$$r = \frac{mv^2}{qE} \tag{5.3}$$

Видимо да оба механизма из једног снопа наелектрисаних честица могу да изврше раздвајање по масама, наравно, под условом да све те честице имају идентичну брзину. Анализом горње две једначине се такође може уочити да скретањем ***у магнетном пољу*** долази до раздвајања честица ***по импулсима***, док се ***у електричном пољу*** та сепарација врши ***по кинетичким енергијама***. Чест је случај

да се масеним спектрометрима комбинују оба начина, тако да се честице прво раздвајају у електричном пољу да би се након тога увеле у хомогено магнетно поље.

Осим масене спектрометрије, постоје и други методи за одређивање маса језгра. Неки од њих би се условно могли назвати и „нуклеарним" методима. Радиоактивни распад, као и нуклеарне реакције, могу се користити за одређивање непознате масе једног од језгара учесника у набројаним процесима. Приликом алфа распада, неко језгро масеног броја A и атомског броја Z, трансформише се у ново језгро чији је масени број A–4 а атомски Z–2. Алфа честица је у ствари огољено језгро хелијума и у свом саставу има два протона и два неутрона. Закон одржања енергије у случају алфа распада даје следећу релацију:

$$M_{\mathrm{at}}(A,Z)c^2 = M_{\mathrm{at}}(A-4,Z-2)c^2 + M_{\mathrm{at}}({}^4_2\mathrm{He})c^2 + \\ + T({}^4_2\mathrm{He}) + T_{\mathrm{u}}(A-4,Z-2) \tag{5.4}$$

У горњем изразу фигуришу атомске масе. Маса хелијума $M_{\mathrm{at}}({}^4\mathrm{He})$ је добро позната, и уколико је непозната маса једног од два атома која учествују у алфа распаду, било претка $M_{\mathrm{at}}(A, Z)$, било потомка $M_{\mathrm{at}}(A–4, Z–2)$, она се може лако израчунати након што се измере кинетичка енергија алфа честице $T({}^4\mathrm{He})$ као и енергија узмака језгра $T_{\mathrm{u}}(A–4, Z–2)$. На овај начин је могуће одредити масу само тешких језгара пошто једино она доживљавају алфа распад или настају у њему. Идентичан поступак се може применити и анализом бета распада.

Анализом енергетског биланса неке нуклеарне реакције се такође може израчунати атомска маса једног од учесника реакције. Претпоставимо да убрзана честица a познате кинетичке енергије $T(a)$ удара у језгро атома B у мировању. Нека су продукти ове реакције језгра или честице C и d са кинетичким енергијама $T(C)$ и $T(d)$. Из закона одржања енергије следи:

$$[M(a)+M(B)]c^2 + T(a) = [M(C)+M(d)]c^2 + T(C) + T(d) \tag{5.5}$$

Ако је маса једног од језгара или једне од честица учесника реакције непозната, на основу мерења кинетичких енергија продуката реакције $T(C)$ и $T(d)$ могуће ју је прецизно одредити.

Маса и енергија везе језгра

Маса језгра се може изразити у апсолутним јединицама (у килограмима) али се то из практичних разлога ређе користи. Много чешће је у употреби мања јединица, такозвана ***атомска јединица масе*** која се по конвенцији дефинише као дванаести део масе угљениковог изотопа ^{12}C. Овај изотоп угљеника у језгру има 6 протона и 6 неутрона, као и 6 орбиталних електрона. На овај начин дефинисана јединица масе[1] је приближна маси једног нуклеона и износи:

1 *Atomic mass unit* (енг.) — атомска јединица масе

$$1\,\text{ајм} = 1.66 \cdot 10^{-27}\,\text{kg} \tag{5.6}$$

Понекад је корисно да се зна и енергетски еквивалент те масе. По Ајнштајновој релацији се добије да је:

$$E = 1\,\text{ајм} \cdot c^2 = 1.492232 \cdot 10^{-10}\,\text{J} = 931.480\ \text{MeV} \tag{5.7}$$

Масе саставних делова атома, протона, неутрона и електрона су веома добро познате и приказане су у табели 5.1.

Табела 5.1: Масе протона, неутрона и електрона

Честица	Маса [kg]	Маса [ајм]	mc^2 [MeV]
протон	$1.672623 \cdot 10^{-27}$	1.007277	938.2723
неутрон	$1.674929 \cdot 10^{-27}$	1.008665	939.5653
електрон	$9.109390 \cdot 10^{-31}$	$5.485799 \cdot 10^{-4}$	0.5109988

Из горње табеле се лако може видети да је разлика између једне атомске јединице масе и масе једног протона или неутрона мања од 1 %, тако да је за грубе процене вредности масе атома довољно узети да је

$$M_{\text{at}} = A \cdot 1.66 \cdot 10^{-27}\,\text{kg} \tag{5.8}$$

Астон је 1919. конструисао масени спектрограф који је радио на принципу двоструког раздвајања јонизованих атома – прво у електричном а затим и у магнетном пољу. Већ су Астонова мерења показала да се измерена маса неког атома, изражена у атомским јединицама масе, разликује од одговарајућег масеног броја тог атома. Каснија прецизнија мерења су само потврдила да је збир маса саставних делова атома, Z протона и N-Z неутрона, увек већи од масе целог језгра M_j. Та разлика се назива ***дефект масе*** и израчунава се као:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M_j(A, Z) \tag{5.9}$$

Величина

$$E_v = [Z \cdot m_p + (A - Z) m_n - M_j(A, Z)] \cdot c^2 \tag{5.10}$$

се зове ***енергија везе језгра***. Она представља минималну количину енергије коју је потребно уложити да би се дато језгро раставило на саставне делове. То је уједно она количина енергије која би се ослободила приликом спајања Z слободних протона и A–Z слободних неутрона у језгро као целину. Ово значи да је језгро као сложен систем чврсто спрегнутих нуклеона приликом свога настанка енергетски минимум достигао ослобађањем извесне количине енергије. Та је енергија једнака везивној енергији језгра (једначина 5.10).

Језгро као скуп везаних нуклеона има нижу потенцијалну енергију него скуп

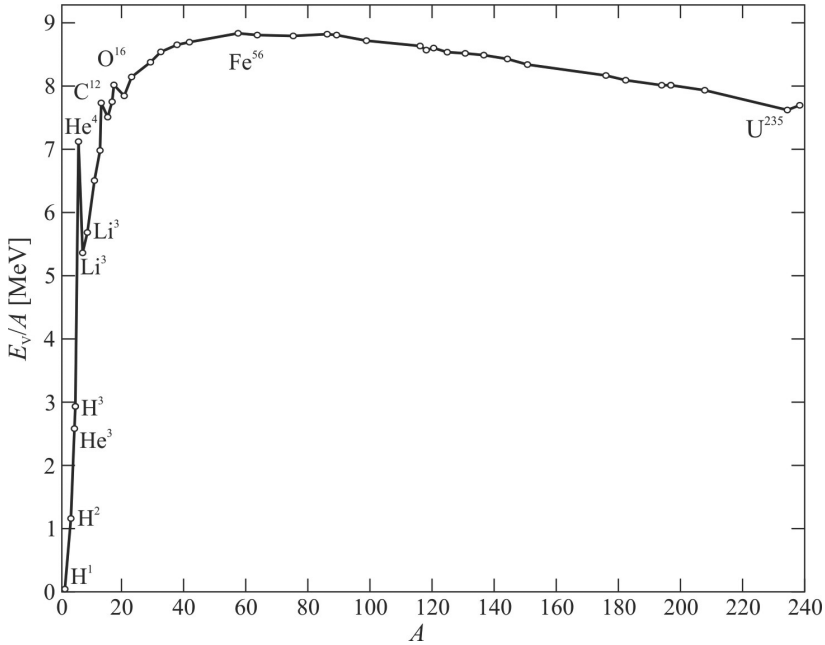
слободних нуклеона. Та се енергија ослобађа на рачун разлике у масама самога језгра и његових саставних делова. Аналогна величина везивној енергији у термодинамици би била латентна топлота испаравања, тј. она енергија која се троши или ослобађа приликом испаравања или кондензовања молекула гаса из течности. Подаци о атомским масама су далеко доступнији од вредности маса голих језгара тако да је практичније у горњу формулу укључити и масу Z електрона и прећи на атомске масе. У том случају енергију везе можемо изразити у следећем облику:

$$E_v = [Z \cdot m(^1\mathrm{H}) + (A - Z) \cdot m_n - M_{at}(A, Z)] \cdot c^2 \qquad \textbf{(5.11)}$$

где је $m(^1\mathrm{H})$ маса атома водоника а $M_{at}(A, Z)$ је маса посматраног атома.

Из богате систематике измерених вредности атомских маса није било тешко израчунати енергије везе за велики број језгара. Ту су веома брзо уочене правилности из којих се могу добити информације о неким генералнијим својствима атомског језгра. Уобичајено је да се за стабилна језгра прикаже средња енергија везе по једном нуклеону $E_v A^{-1}$ у зависности од масеног броја.

Очигледно је да су све вредности енергије везе позитивне величине што значи да је маса било ког језгра мања од збира маса појединачних нуклеона. На слици 5.2 се може видети да код лаких језгара, до A=16, постоји веома брз пораст енергије везе по једном нуклеону са јако израженим пиком код масеног броја 4.



Слика 5.2: Средња енергија везе по једном нуклеону у функцији масеног броја

Овај се пик односи на хелијум ^{4}He. Знатно виша енергија везе у односу на околна језгра наводи на закључак да структура од два протона и два неутрона има високу стабилност. Након A=16 почиње област са споријим порастом енергије везе по једном нуклеону и она се протеже све до области језгара са масеним бројем 60 где крива достиже свој максимум од отприлике 8.5 MeV по једном нуклеону. Дакле — најстабилнија језгра која се у природи могу наћи леже у овој области. То су изотопи гвожђа, никла и кобалта који имају највећу просечну везивну енергију по једном нуклеону. Након максимума се уочава лагани пад криве до вредности од 7.5 MeV по једном нуклеону за најтежа језгра.

Нуклеоне на окупу држе привлачне силе које потичу од њихових међусобних интеракција. О природи тих сила се може добити једна веома општа карактеристика на основу познате систематике вредности средње везивне енергије по једном нуклеону. Наиме, очигледно је да почев од масеног броја 16, везивна енергија по једном нуклеону има мање-више константну вредност. Тачније речено — мења се у релативно уском интервалу вредности од 7.5 до 8.5 MeV. Када би један нуклеон интераговао са свих преосталих A–1 нуклеона, укупан број међунуклеонских веза би био $A(A-1)$, или грубо гледано A^2. У том случају би на сличан начин требала и укупна везивна енергија језгра да зависи од броја нуклеона, или масеног броја. Тада би енергија везе по једном нуклеону морала бити пропорционална са A, тј. линеарно би расла са масеним бројем. То заиста и јесте случај, али само за лака језгра, до масеног броја 16. Чињеница да је везивна енергија по једном нуклеону скоро константна величина за језгра атомског броја већег од 16, може се објаснити претпоставком да појединачни нуклеони не интерагују са свим осталим нуклеонима у језгру већ долази до извесног засићења броја веза међу нуклеонима. До оваквог засићења долази само уколико је домет нуклеарних сила мањи од димензија језгра, тако да сваки нуклеон интерагује само са одређеним бројем својих најближих суседа те се не остварује свих $A(A-1)$ могућих веза између нуклеона.

Нуклеарне силе морају бити знатно већег интензитета од Кулонових одбојних сила које делују између истоимено наелектрисаних протона. О ком се реду величине ради, може се најједноставније показати на примеру хелијума. Везивна енергија по нуклеону за ово језгро је око 7 MeV. Потенцијал система од два тела са елементарним наелектрисањем, а која се налазе на растојању једнаком пречнику језгра хелијумовог атома, био би десетак пута мањи. Но, код језгара са већим бројем протона, ефекат Кулоновог одбијања које се јавља међу протонима није занемарљив. Са слике 5.2 се може приметити да од језгара са масеним бројем 60 крива благо опада. То се може објаснити чињеницом да са порастом броја протона у језгру расту и одбојне силе, што као резултат даје смањење енергије везе по нуклеону.

У облику криве приказане на слици 5.2, скривено је и једно веома специфично сазнање које је имало далекосежне последице на развој нуклеарне физике. Наиме, уколико би дошло до деобе (фисије) једног тешког језгра, као што је то на пример језгро неког од изотопа уранијума, настала би два лакша језгра од којих свако

понаособ има већу енергију везе по једном нуклеону, за отприлике 1 MeV. То значи да би стварање два нова јаче спрегнута језгра довело до ослобађања енергије. Слично би се десило уколико би се два лака језгра спојила и дала једно теже. Са слике 5.2 се може видети да најлакша језгра имају знатно ниже енергије везе од средње тешких језгара. Приликом настанка једног таквог продукта фузије такође се ослобађа енергија. Могућност добијања енергије у војне и мирнодопске сврхе у великој мери је утицало на правце развоја нуклеарне физике. О овоме ће више речи бити у поглављу 8..

Полуемпиријска једначина масе

Када се поседује богата систематика неких измерених физичких величина, уобичајено је да се покуша изградити нека теорија која би објединила добијене експерименталне резултате, дала неку генералнију слику о испитиваном систему и омогућила предвиђање дате физичке величине у областима где не постоје мерени подаци. Слично је било и са масом језгра. Измерене вредности маса језгара су на задовољавајући начин обједињене полуемпиријском једначином која по своме творцу носи име ***Вајсцекерова формула***. Као и многи други покушаји да се објасне неке експериментално уочене појаве и својства атомског језгра, и Вајсцекерова формула се заснива на једном од модела језгра, такозваном моделу капи. О моделима ће детаљније бити речи касније, а за разумевање Вајсцекеровог израза довољно је знати да овај модел полази од неких аналогија између капи течности и језгра. За текуће излагање је најзначајније поменити да језгро, као и кап течности, има константну густину која не зависи од његове величине. То значи да је запремина језгра пропорционална броју нуклеона или масеном броју A док би његов полупречник, за случај да језгро има сферан облик, био пропорционалан са $A^{1/3}$. Вајсцекерова формула има следећи облик:

$$M_{\mathrm{at}}(A,Z)c^2=\left(Z\,m(^1\mathrm{H})+(A-Z)m_{\mathrm{n}}\right)c^2-a_{\mathrm{v}}A+a_{\mathrm{s}}A^{\frac{2}{3}}+a_{\mathrm{sim}}\left(\frac{A}{2}-Z\right)^2A^{-1}+ \\ +a_{\mathrm{C}}Z^2A^{-\frac{1}{3}}+a_{\mathrm{par}}\delta A^{-\frac{3}{4}} \tag{5.12}$$

Основна идеја којом се Вајсцекер руководио је била та да се маса одређеног атома добије из збира маса Z протона и A–Z маса неутрона, уз корекције за неке ефекте који следе из модела капи. То се добија уз помоћ неколико чланова који садрже слободне параметре a_{v}, a_{s}, a_{sim}, a_{C} и a_{par} чије се бројне вредности одређују на основу добро познатих атомских маса.

У изразу 5.12 употребљен је енергетски еквивалент маса језгра, водоника и неутрона тако да и сви корекциони чланови имају димензије енергије. Сваки од корекционих чланова потиче од неке особине језгра за коју је установљено да има утицаја на масу језгра.

Трећи члан у горњем изразу, $a_V A$, назван ***запреминска енергија***, смањује масу језгра за износ енергије везе те због тога има негативан предзнак. Како се на основу слике 5.2 може закључити да је енергија везе по једном нуклеону од A=16 готово константна величина, мења се у релативно уском опсегу од 7.5 до 8.5 MeV, то је укупна енергија везе за дато језгро пропорционална његовом масеном броју, тј. броју нуклеона.

Следећи члан, $a_s A^{2/3}$, узима у обзир чињеницу да нуклеони на површини немају могућност да интерагују са истим бројем нуклеона као што би то био случај да су у средини језгра. Овај ***редуковани број могућих веза површинских нуклеона*** донекле смањује укупну енергију везе те је у горњој једначини члан који описује овај ефекат позитиван.

Примећено је да стабилност језгра расте у случају да је број протона једнак броју неутрона тј. $A/2$. То је посебно очигледно код лакших језгара која обично имају једнак број протона и неутрона у свом саставу, што се може видети на слици 1.2. У Вајсцекеровој формули, члан уз коефицијент a_{sim} ***урачунава ефекат смањења енергије везе за случај када се број протона разликује од*** $A/2$.

Протони унутар језгра међусобно делују одбојним силама, што свакако доприноси смањењу енергије везе. Потенцијал, као мера енергије која потиче од Кулонових сила, директно је пропорционалан квадрату наелектрисања, а обрнуто пропорционалан полупречнику језгра односно $A^{-1/3}$. Члан уз коефицијент a_C коригује енергију везе језгра за ***Кулонову интеракцију међу протонима***.

Код језгра је уочена јако изражена тенденција да се ***нуклеони групишу у парове са супротним спиновима***. Језгра која имају паран број нуклеона су из тог разлога стабилнија. Последњи члан у Вајсцекеровом изразу описује ту тенденцију у језгру. Коефицијент δ узима вредност –1 уколико је језгро сачињено од парног броја протона и неутрона, +1 за случај непарно-непарног језгра, а једнак је нули за парно-непарна језгра, тј. у случају када језгро садржи паран број протона и непаран број неутрона и обрнуто. Утицај ефекта спаривања на енергију везе језгра свакако зависи и од масеног броја. Емпиријским путем је установљено да се најбоља сагласност са експерименталним вредностима добија уколико се постави да та зависност има баш облик $A^{-3/4}$.

Вајсцекерова формула је објединила велики број познатих атомских маса заједничким изразом насталим употребом једног од модела језгра. Наиме, користећи се неким од основних претпоставки модела капи, Вајсцекерова формула је дала задовољавајуће објашњење енергије везе и масе језгара. У своје доба, Вајсцекеров израз је био директна потврда неких од претпоставки модела капи.

На основу поуздано измерених атомских маса, одређена је оптимална комбинација коефицијената a_v, a_s, a_{sim}, a_C и a_{par} која даје максимално добро слагање између измерених и израчунатих вредности маса. Вредност Вајсцекерове формуле

се огледа у томе да је на основу ње, са познатим вредностима коефицијената, могуће проценити масу неког атома (или језгра). Но пракса је показала да постоје језгра којима се маса разликује од масе предвиђене Вајсцекеровом формулом. Та несавршеност Вајсцекерове једначине је понудила један од одлучујућих аргумената за увођење модела љусака. Претпоставка је била да се у случају када нуклеони у потпуности попуне једну љуску, добија језгро веће стабилности, што би требало дати разлику у измереној и израчунатој маси. На основу тих разлика могуће је било одредити неке од магичних бројева, тј. бројева нуклеона који у потпуности попуњавају једну од љусака.

У каснијим варијантама једначине масе урачунати су и ефекти љусака, но и без тога је Вајсцекерова формула, колико год несавршена, учинила значајан помак на тумачењу структуре атомског језгра. Вајсцекерова формула је базирана на моделу течне капи а ефекти неких од претпостављених особина језгра су дати у појединачним сабирцима у једначини. Неке од предпоставки не следе директно из модела течне капи већ су чисто емпиријске природе. Чињеница да разлике између измерених и израчунатих вредности, иако постоје, нису ни у једном случају веће од појединачног доприноса било којега од сабирака у једначини 5.12. То значи да су све претпоставке о особинама језгра на којима је Вајсцекерова формула и изграђена у потпуности оправдане.

НАЕЛЕКТРИСАЊЕ ЈЕЗГРА

Језгро поседује позитивно наелектрисање које потиче од протона који се у њему налазе. Наелектрисање једног протона је q_p=1.602·10^{-19} C што чини вредност једног елементарног наелектрисања. Управо толико наелектрисање супротног предзнака имају електрони. Како је атом електронеутрална целина, јасно је да је број протона у језгру једнак броју орбиталних електрона, или редном броју Z посматраног елемента у периодном систему. Дакле, језгро поседује Z елементарних наелектрисања.

Ове се чињенице са данашњег нивоа познавања атома и језгра чине веома простим и логичним. Оне су се подразумевале од самог открића атомског језгра, али је прошло доста времена док нису добиле строгу научну проверу. Расејање алфа честица на фолији злата изведено у Радерфордовој лабораторији, било је путоказ за велики број експеримената у којима су истраживачи покушавали да процене наелектрисање језгра. Из формуле 1.1 се види да је број алфа честица које скрену из упадног снопа под одређеним углом директно пропорционалан квадрату наелектрисања језгра. Будући да су истраживачи физичари у то доба располагали веома примитивном мерном техником, добијени резултати су углавном били непрецизни и слабо поуздани. Но, чак и на основу таквих резултата, учврстило се уверење да је наелектрисање језгра у директној вези са редним бројем атома, али нажалост без поузданијих доказа.

Потврда ове претпоставке, дошла је са сасвим друге стране. 1913. године, Мозли поставља свој закон којим се описује уочена правилност код таласних дужина карактеристичног рендгенског зрачења. За разлику од физичара нуклеараца, Мозлију је у то доба за мерење таласних дужина карактеристичног зрачења стајао на располагању веома поуздан метод дифракције на кристалној решетки, тако да су се и његови резултати одликовали високом тачношћу. Мозлијев закон се у математичком облику може изразити као:

$$\lambda^{-\frac{1}{2}} = \mathrm{a}\,Z - \mathrm{b} \qquad \textbf{(5.13)}$$

Мозли је приметио да инверзна вредност квадратног корена измерене таласне дужине карактеристичног рендгенског зрачења λ зависи од неке атомске константе, означимо је овде веома тенденциозно са Z, која се од атома до атома мења за јединицу. За водоник јој је вредност једнака 1, док јој се за друге испитиване елементе бројна вредност поклапа са редним бројем у периодном систему. Вредности константи a и b не зависе од елемента који се мери. С обзиром да је емисија зрачења из атомског омотача електромагнетни процес који у крајњој линији зависи и од наелектрисања језгра, Мозли је претпоставио да константа Z у једначини одређује наелектрисање језгра.

Ова претпоставка, колико год разумно изгледала, није имала директну експерименталну потврду, па је остала на нивоу постулата све до 1920. године када је Чедвиг, мало прецизније изведеним експериментом расејања алфа честица на танким металним фолијама, формално потврдио да је наелектрисање језгра заиста једнако Z елементарних наелектрисања. Три године пре тога, Миликен је одредио вредност елементарног наелектрисања.

ВЕЛИЧИНА ЈЕЗГРА

За разлику од вредности масе и наелектрисања језгра, које се веома тачно могу установити и при чему постоји висока сагласност између резултата добијених мерењем потпуно различитим методама, не постоје једнозначно одређене вредности размера језгра. То је уосталом проблем код свих микро-објеката који се на задовољавајући начин могу описати једино законима квантне механике — њима се не могу строго дефинисати границе.

Прво сазнање о величини атомског језгра добио је Радерфорд у експерименту расејања алфа честица на танким фолијама злата. Том приликом је процењено да збир полупречника језгра злата и хелијума није већи од $2{\cdot}10^{-14}$ m. То је била прилично груба процена, али довољна да се добије увид о реду величине димензија језгра. Ако Радерфордов резултат упоредимо са величином атома која је у то доба била позната, а реда је величине 10^{-10} m, добије се да су димензије језгра 10,000 пута мање од димензија атома. Ради илустрације послужимо се следећим примером: када би језгро неког средње тешког атома било величине фудбалске лопте смештене на средини терена, неки од електрона би кружили по путањама које би биле далеко изван трибина стадиона ЈНА у Београду.

Радерфорд је претпоставио да је језгро сферног облика, и та апроксимација се показала као довољно добра. Касније је установљено да облик језгра може знатно одступати од сферног, о чему ће касније бити речи. За потребе овог излагања, може се сматрати да је језгро сферно, и сходно томе, да му се величина може једнозначно одредити познавањем полупречника. Развојем експерименталне нуклеарне физике дошло се до могућности да се на различите начине оцене вредности полупречника језгра, али су, у зависности од примењеног метода, добијани резултати који су се донекле разликовали. Коначно, када се сумирају сви постојећи резултати, добија се да се полупречник језгра може изразити једноставном релацијом:

$$r = r_0 A^{\frac{1}{3}} \tag{5.14}$$

док су за вредност константе r_0 различитим методама добијане разне вредности, грубо гледано у опсегу од $1.2{\cdot}10^{-15}$ m до $1.5{\cdot}10^{-15}$ m. Ради једноставности приликом изражавања величине језгра, уведена је само у нуклеарној физици величина дужине ***fermi*** која износи $1{\cdot}10^{-15}$ m.

Да би се мало разјаснила неодређеност у систематици вредности полупречника добијених за једно исто језгро, погледајмо најпре шта се под величином језгра заправо подразумева. Прво, границе језгра могу бити одређене на основу оног ***дела простора у којем је смештено позитивно наелектрисање***. С друге стране, када

смо говорили о енергији везе по једном нуклеону, поменули смо како нуклеарне силе кратког домета делују само у оквиру језгра. То значи да се под величином језгра може сматрати и величина оне ***области у којој се запажа дејство нуклеарних сила***. Већина досадашњих експерименталних метода процену полупречника језгра врши на основу интеракције неких честица са језгром. Те интеракције могу бити на нивоу дејства електромагнетних или нуклеарних сила између језгра и неке друге честице којом га бомбардујемо. Уколико се полупречник језгра одређује путем неког електромагнетног међудејства, димензије језгра можемо добити на основу границе дистрибуције позитивног наелектрисања. Ако је интеракција коју посматрамо чисто нуклеарна, под величином језгра које се на тај начин одреди може се сматрати онај део простора попуњен нуклеонима у којем се запажа дејство нуклеарних сила. Експерименти су показали да област у којој је смештено позитивно наелектрисање и област дејства нуклеарних сила не морају бити идентичне. То коначно доводи до разлика у резултатима који су добијени различитим методама за једно исто језгро.

Одређивање полупречника језгра Кулоновим расејањем

Поменуто је да прву процену величине језгра дугујемо Радерфорду. То је класичан пример посматрања Кулоновске, тј. електромагнетне интеракције између два тела. Расејањем позитивних наелектрисаних честица на неком језгру се у ствари може добити само растојање до којег му се она успела приближити савладавајући одбојну силу на рачун кинетичке енергије коју поседује. На минимално растојање до језгра ће доспети оне алфа честице којима се бомбардовано језгро налази на путањи кретања. Такве се алфа честице након интеракције са Кулоновим пољем језгра расејавају унатраг, под углом од 180º. Када достигне то минимално растојање, комплетна кинетичка енергија коју је честица поседовала E_α се трансформисала у потенцијалну. Ако претпоставимо да је језгро сферног облика и да је наелектрисање у њему равномерно распоређено, можемо се послужити добро познатом једначином која нам даје израз за потенцијал сфере. У том случају имамо:

$$E_\alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{3}{5}\frac{Z^2 e^2}{r} \qquad \textbf{(5.15)}$$

Са познатом енергијом алфа честице није тешко проценити полупречник језгра из величине минималног растојања до којег је доспела у Кулоновом пољу. Како алфа честица није тело чије се димензије у потпуности могу занемарити, доследним тумачењем резултата Радерфордовог експеримента може се само установити доња граница збира полупречника атома злата и хелијума. Из горње формуле се може закључити и да процена минималног растојања до којег се алфа честица успела приближити језгру зависи од њене почетне кинетичке енергије.

Након Радерфордовог експеримента, усавршавањем техничких могућности понављана су слична мерења са различитим језгрима и честицама са све вишом и вишом енергијом, што је омогућило да се језгру приђе све ближе и ближе. То је омогућило да се много оштрије оцртају контуре језгра. Мерено је растојање до које одређена убрзана честица може прићи језгру, а да се приликом детекције њиховог расејања могу уочити правилности предвиђене на основу чисто Кулонове интеракције. Када би се на одређеној енергији упадне честице уочили први знаци одступања од понашања условљеног само електромагнетном интеракцијом, значило би да се честица успела приближити језгру до те мере да је ушла у област дејства краткодометних нуклеарних сила, тачније речено да је ступила у само језгро.

Приликом обраде добијених података који описују расејање упадних честица у једном оваквом експерименту, претпоставља се да је језгро равномерно наелектрисана сфера а резултат добијен на овај начин се назива ***Кулонов радијус језгра***. Из великог броја мерења са различитим упадним честицама и са разним језгрима за Кулонов полупречник је добијено:

$$r_C = 1.24 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-15}\,\mathrm{m} \tag{5.16}$$

На електромагнетној интеракцији се заснива и процес расејања високоенергетских електрона на језгру. Да би приликом интеракције са језгрима расејање електрона достигло неки мерљив ниво, неопходно је да им Де Бројева таласна дужина буде истог реда величине као и димензије самог језгра. На основу овог услова, процењено је да се за успешно извођење једног оваквог експеримента електрони требају убрзати до енергија од око 100 MeV. Снажан привлачни потенцијал који стварају протони мења енергију електрона, а самим тиме и њихову таласну дужину. Пролазак електрона кроз језгро би се у том случају могао третирати као кретање светлости кроз средину која има другачији индекс преламања. У таквим случајевима светлост се прелама што коначно доводи до њене дифракције. На заклону иза објекта на који пада светлост се добијају концентрични дифракциони прстенови. Мерењем угаоне расподеле електрона расејаних након проласка кроз неку мету се уочавају се ефекти дифракције. Уколико би се мерила просторна расподела електрона који падају на површину иза мете, такође би се добили карактеристични дифракциони кругови. Анализом добијене угаоне дистрибуције могуће је израчунати полупречник језгра. Са претпоставком да је наелектрисање равномерно распоређено по целом језгру правилног сферног облика, овом методом је процењено да се полупречник језгра креће у опсегу:

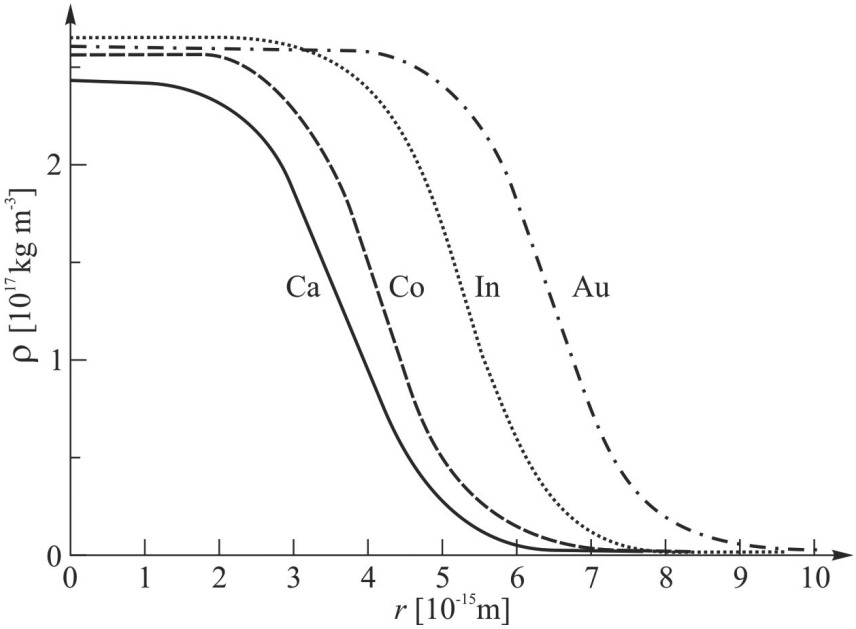
$$r_C = (1.18 - 1.32) \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-15}\,\mathrm{m} \tag{5.17}$$

У експериментима са знатно вишим енергијама електрона (до 500 MeV) потврђена је претпоставка да наелектрисање није равномерно распоређено по целој запремини језгра, тј. да густина наелектрисања $\rho(r)$ није константна величина. Доказано је да је густина највиша у самом средишту језгра, да је идући ка периферији у једној

области константна, да би се равномерно спустила до нулте вредности. Како изгледа дистрибуција густине наелектрисања за известан број језгара, приказано је на слици 5.3. Расподела густине наелектрисања успешно се може представити ***Фермијевом функцијом*** која садржи три параметра:

$$\rho(r)=\frac{\rho_0}{1+e^{\frac{R-r}{\delta}}} \tag{5.18}$$

где је ρ_0 густина наелектрисања у центру језгра, R је полупречник на месту где густина наелектрисања $\rho(r)$ пада на $\rho_0/2$, а δ одређује дебљину онога слоја језгра потребног да се идући од периферије ка његовом средишту достигне пуна густина наелектрисања. За готово сва језгра параметар R има вредност од $1.08\cdot10^{-15}\cdot A^{1/3}$ m.



Слика 5.3: Просторна дистрибуција густине наелектрисања за нека језгра

Методом расејања електрона високих енергија на танким фолијама систематски се добијају нешто мање вредности него другим техникама. То би се могло објаснити чињеницом да се дифракција електрона на језгру одвија кроз електромагнетну интеракцију наелектрисаних честица. Електрично неутрални неутрони слабо учествују у интеракцији и расејању електрона па се на тај начин добија дистрибуција протона у језгру. Разумно је претпоставити да је простор испуњен позитивним наелектрисањем незнатно мањи од димензија самог језгра.

Расејање брзих неутрона на језгру

Неутрони, будући да не поседују наелектрисање, не интерагују са Кулоновим пољем, и то их чини веома погодним за испитивање језгра. Неутрони интерагују са конституентима језгра на нивоу јаке интеракције. Уколико се неутрони употребе као пројектили за изучавање димензија језгра, добијеним резултатом би био одређен онај део простора који заузимају нуклеони груписани у средишту атома а у којем се осећа дејство нуклеарних сила. И у том случају најпогодније је мерења вршити неутронима чија је Де Брољева таласна дужина приближна димензијама језгра. То значи да би енергија једног таквог неутрона требала бити најмање 5 MeV.

Мерење се врши као и код других експеримената расејања честица. Паралелан сноп од N неутрона усмери се на веома танку мету одабраног елемента дебљине dx који има n језгара по јединици запремине. Том приликом се мери број интеракција dN/N, или релативно слабљење снопа након проласка кроз мету. Будући да су поменуте величине повезане изразом

$$\frac{\mathrm{d}N}{N} = -\sigma \cdot n \cdot \mathrm{d}\,x \qquad \textbf{(5.19)}$$

мерењем релативног слабљења снопа, или тачније речено из броја расејаних честица, може се одредити ефикасни пресек σ за процес расејања неутрона. Појам ефикасног пресека је објашњен у првом поглављу. Подсетимо се овде укратко да се дејство језгра у процесима расејања брзих честица може квантитативно описати ефикасним пресеком, тј. оном површином око језгра, нормалном на правац кретања упадних честица, кроз коју честице када прођу обавезно мењају стање кретања па скрену или нестану из снопа. Упадне честице којима путања не пресече површину око језгра одређену ефикасним пресеком за интеракцију, не буду скренуте и наставе своје кретање без икаквих промена тј. прођу кроз мету. Ако су упадне честице неутрони одговарајућих енергија, може се очекивати да само језгро са својим физичким димензијама представља непрозирну препреку за такве неутроне. Дакле, једино ће они неутрони којима правац кретања пресеца само језгро бити уклоњени из снопа. То значи да измерени ефикасни пресек има вредност

$$\sigma = \pi \cdot r^2 \qquad \textbf{(5.20)}$$

Ефикасни пресек се може одредити детекцијом и пребрајањем расејаних неутрона, а полупречник језгра се израчунава на основу горње релације. На овај начин је установљено да се полупречник језгра креће у границама:

$$r = (1.3 - 1.4) \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-15}\,\mathrm{m} \qquad \textbf{(5.21)}$$

Овде се може видети да постоји известан опсег вредности у којем се константа r_0 може одредити методом расејања брзих неутрона. Са неутронима већих енергија добијају се нешто мање вредности r_0. То се тумачи чињеницом да са порастом енергије неутрона језгро постаје транспарентније.

МОМЕНАТ ИМПУЛСА, МАГНЕТНИ И ЕЛЕКТРИЧНИ МОМЕНТИ ЈЕЗГРА

Атомско језгро, као целина, поседује моменат количине кретања који потиче од орбиталних и сопствених момената импулса протона и неутрона који се у њему налазе. Како је језгро наелектрисано тело, а поседује механички моменат импулса, логично је да ће имати и магнетни моменат. Што се електричних момената тиче, код непобуђених језгара није примећено постојање електричног диполног момента док велики број њих и у основном стању поседују електрични квадрополни моменат.

Уопштено треба водити рачуна о чињеници да је језгро сложен квантно-механички систем који се састоји од више честица, као и да се поменути моменти понашају по закономерностима карактеристичним за квантномеханичке векторске величине.

Моменат импулса

Моменат импулса микроскопских објеката

У класичној механици, која описује понашање макроскопских тела, као најједноставнији пример физичког система који поседује моменат количине кретања (моменат импулса) обично се наводи тело које врши кружно кретање. Посебно су значајна кретања у пољу централних сила за која се моменат импулса добија као векторски производ радијус вектора $\boldsymbol{r}$ и импулса посматраног тела $\boldsymbol{p}$. Моменат количине кретања тела макроскопских димензија је векторска величина, чији су правац и смер одређени правилима векторског производа, а интензитет јој може попримити било коју бројчану вредност. Код микроскопских тела је то битно другачије. У овом контексту под микроскопским телима, чије се понашање на задовољавајући начин описује квантном механиком, могу се сматрати сви они објекти којима је моменат импулса реда величине Планкове константе. У квантној механици која описује микроскопске објекте, у које се убраја и атомско језгро, доказано је да постоји јако ограничење по питању вредности које би неке физичке величине могле имати. Велики број физичких величина је квантизован, тј. те величине могу попримати само дискретне нумеричке вредности. Тако је и моменат импулса неке микрочестице која се креће у пољу централних сила квантован па може имати само одређене дискретне вредности. Модул вектора момента импулса може имати бројне вредности одређене следећим изразом:

$$\left|\vec{l}\right| = \hbar\sqrt{l(l+1)} \tag{5.22}$$

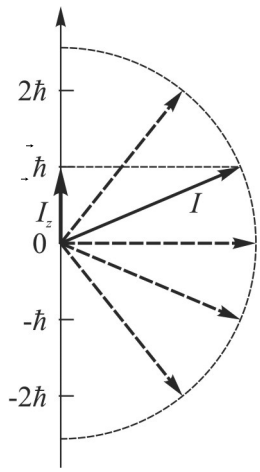
Величина l се назива ***орбитални квантни број*** и може имати само целобројне вредности 0, 1, 2, 3, 4 итд. Овим се бројем врши квантовање момента импулса микроскопских тела.

У класичној механици се неки вектор у потпуности може одредити преко три његове пројекције на осе Декартовог координатног система. Због неодређености која влада у микросвету, код квантномеханичких вектора се истовремено може одредити само модул и пројекција на једну од оса. Најчешће се за пројекцију узима ***z***-оса. Пројекција једног таквог вектора на одабрану осу, може имати само целобројне вредности умношка $\hbar$. У том случају су вредности пројекције квантномеханичког вектора квантоване ***магнетним квантним бројем*** m_l

$$l_z = \hbar\, m_l \tag{5.23}$$

Магнетни квантни број m_l може попримити све целобројне вредности од $-l$ до $+l$. Дакле, моменат импулса језгра, или било ког другог квантно-механичког објекта, може у односу на неку посматрану осу имати дискретан број од $(2l+1)$ оријентација од којих се ни једна не поклапа са одабраним правцем већ заклапају известан угао, као што је то приказано на слици 5.4. Са слике се види да је вектор момента импулса могуће наћи на конусу чији је угао полуотвора једнак:

$$\cos\theta = \frac{m_l\hbar}{\left|\vec{l}\right|} = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}} \tag{5.24}$$



Слика 5.4: Пројекције момента импулса на одабрану осу

Мерењем се може добити вредност само једне од пројекција на одабрани правац. То значи да се мерењем не добија вредност модула квантномеханичког вектора, него његова највећа пројекција на одабрану осу, што износи $\hbar l$. Због тога је у праксу ушао обичај да се приликом описа неког квантномеханичког вектора, као што је то моменат импулса неке честице, никада не изражава вредност његовог модула, него се даје вредност његове максималне пројекције. Такође је чест случај да се то изрази у $\hbar$ јединицама, па је довољно навести само l. Дакле, када се говори о моменту импулса наводи се максимална вредност орбиталног квантног броја l, док се његов модул може израчунати помоћу обрасца 5.22.

Макроскопска тела чије се понашање описује класичном механиком, с обзиром да имају многоструко већу масу, имају ивећи моменат импулса уколико врше орбитално кретање. Ако се једно такво тело третира стандардним квантномеханичким формализмом, може се приметити да високој вредности момента импулса одговара и изузетно велика вредност орбиталног квантног броја l. То значи да се од $2l+1$ пројекција вектора момента импулса највећа компонента готово поклапа с заданим правцем. У том случају је вредност пројекције једнака вредности самог вектора момента импулса.

Осим орбиталног момента импулса, који потиче од кретања у пољу централних сила, квантни објекти могу имати и ***сопствени моменат импулса*** који се обично назива спински моменат импулса. Ова је величина по први пут примећена код електрона и с почетка се претпостављало да потиче од његове ротације. Но, како се на ову величину ни на који начин не може утицати, испоставило се да је она у ствари неотуђиво својство тела, као маса и наелектрисање. ***Модул вектора спинског момента импулса*** се може одредити на сличан начин као и модул орбиталног момента импулса:

$$|\vec{s}| = \hbar\sqrt{s(s+1)} \tag{5.25}$$

Као што се види из горње релације, спински моменат импулса такође не може имати све могуће бројне вредности већ је квантован ***спинским квантним бројем s***. Ни спински моменат импулса не може заузети све могуће оријентације у простору већ их може имати $2s+1$ у односу на неки одабрани правац. Вредности пројекција спинског момента импулса се крећу од $-\hbar s$ до $\hbar s$. И овде је пракса да се уместо тачне вредности модула спинског момента импулса наводи вредност његове највеће пројекције на одабрани правац, тј. вредност спинског квантног броја s. Када се за неку честицу каже да има спин једнак 1/2, то значи да је модул вектора сопственог момента импулса једнак

$$|\vec{s}| = \hbar\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)} = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar \tag{5.26}$$

док је максимална вредност пројекције спинског момента импулса на одабрану осу једнака 1/2 $\hbar$.

Орбитални моменат импулса је увек целобројан умножак $\hbar$, док сопствени моменат количине кретања неке честице може бити и полуцела вредност. Познато је да електрони имају спин једнак 1/2. Половичан сопствени моменат импулса имају и протон и неутрон. Но, постоје и честице које имају целобројну вредност сопственог момента количине кретања, или спина. То је уосталом и један од основа по којима се деле елементарне честице: да ли имају целобројну или половичну вредност спина.

Моменат импулса језгра

Честице које улазе у састав језгра поседују сопствени (спински) моменат импулса. Протон и неутрон имају спински моменат импулса раван 1/2 $\hbar$, као што је то случај и код електрона. Када се налазе у језгру, нуклеони се крећу у простору потенцијала нуклеарних сила који није једноставног централног облика, као што је то случај са Кулоновским потенцијалом у којем се крећу орбитални електрони. Међутим, нуклеони ипак поседују орбитални моменат импулса који по својој вредности може бити једнак само целобројном умношку $\hbar$. Сопствени и орбитални моменти импулса појединачних нуклеона доприносе укупном моменту импулса целог језгра. Овај је моменат импулса карактеристика датог језгра и у пракси се често назива и ***спин језгра***. Систематика измерених вредности спинова за велики број језгара је показала са језгра могу имати вредности укупног момента импулса 0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, ... , изражено у $\hbar$ јединицама. Највећа вредност спина за неко језгро у основном енергетском стању је 9/2. Ако се језгро налази у побуђеном стању, може имати и веће вредности спина.

Погледајмо сада како се орбитални и сопствени моменти импулса појединачних атома сабирају у укупан моменат импулса језгра. Из атомске физике је познат начин на који се сабирају моменти импулса појединачних електрона. Испоставило се да је код честица које се крећу у јаком централном пољу, као што је то случај код орбиталних електрона, интеракција између орбиталног и сопственог момента импулса појединачног електрона много слабија од интеракције између посебно спинских и посебно орбиталних момената импулса различитих честица. То значи да се орбитални моменти импулса $\vec{l}$ појединачних електрона сабирају у вектор укупног орбиталног момента импулса $\vec{L}$, док се њихови сопствени моменти $\vec{s}$ сабирају у заједнички вектор спина $\vec{S}$. Тако је:

$$\vec{L}=\sum_{i=1}^{A}\vec{l}_i \quad \text{и} \quad \vec{S}=\sum_{i=1}^{A}\vec{s}_i \tag{5.27}$$

Укупан моменат импулса свих електрона у атому се у овом случају добија као збир ова два вектора, односно:

$$\vec{J}=\vec{L}+\vec{S} \tag{5.28}$$

Овај начин спрезања посебно орбиталних и посебно спинских момената импулса

се назива ***Расел-Сандерсова спрега*** и одиграва се код орбиталних електрона (поготово код лакших атома пошто се тамо електрони крећу у јако израженом централном пољу).

Примећено је да код извесног броја лаких језгара заиста и долази до овакве спреге између момената импулса појединачних нуклеона. За тај мали број језгара би се потенцијал нуклеарних сила заиста могао сматрати централним, али за већину језгара то није случај. Код њих се нуклеони крећу у изразито не-централном пољу што доводи до другачијег начина спрезања момената појединачних нуклеона. Када нуклеарне силе нису централног типа, битно је јаче изражена интеракција између сопственог и орбиталног момента импулса једног нуклеона. Дакле, за сваки појединачни нуклеон, орбитални и сопствени моменат импулса се спрежу у заједнички вектор:

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} \qquad \textbf{(5.29)}$$

Овде се такође морају узети у обзир и неке правилности карактеристичне за сабирање квантних вектора. Како је сопствени моменат импулса нуклеона једнак ½$\hbar$, укупан моменат импулса посматраног нуклеона, или тачније речено његова највећа пројекција може бити:

$$j = l + \frac{1}{2} \text{ и } j = l - \frac{1}{2} \qquad \textbf{(5.30)}$$

Моменат импулса целог језгра се добија сабирањем укупних момената импулса појединачних нуклеона као:

$$\vec{I} = \sum_{i=1}^{A} \vec{j}_i \qquad \textbf{(5.31)}$$

Овај начин спрезања се назива ***j-j спрега***.

На основу до сада измерених вредности за моменат импулса разних језгара, може се доћи до неких веома значајних чињеница о понашању нуклеона. Наиме, уколико би моменти импулса свих појединачних нуклеона у језгру били једнако усмерени, укупан спин средње тешког језгра, масеног броја око 100, био би неколико десетина $\hbar$ јединица. До сада измерени моменти импулса се налазе у опсегу величина које су знатно мање од неколико десетина $\hbar$ јединица. Поменуто је да максимална позната вредност спина језгра у основном стању износи 9/2. Евидентно је да унутар језгра нуклеони могу имати супротно усмерене спинове па се неки од њих међусобно поништавају. Такође је примећено да сва парно-парна језгра (језгра која имају паран број неутрона и паран број протона) у основном стању имају моменат импулса једнак нули, без изузетка. Нулти моменат импулса парно-парних језгара се једино може објаснити чињеницом да унутар језгра долази до спаривања нуклеона супротно оријентисаних вектора момента импулса. Један такав пар нема резултујућег момента импулса.

Из једначине 5.30 се може видети да се додавањем или одузимањем полуцеле вредности сопственог момента импулса ***s*** на целобројну вредност орбиталног

момента импулса I као резултат добија полуцела вредност укупног момента импулса једног нуклеона. Експериментално је установљено да језгра са непарним бројем нуклеона имају полуцеле вредности спина у основном стању. Непаран број нуклеона значи да ће један протон или неутрон остати неспарени. Спарени нуклеони не доприносе укупном моменту импулса целог језгра. Спин непарног језгра једнак је моменту импулса последњег, неспареног нуклеона. Како појединачни нуклеони имају полуцеле вредности момента импулса, јасно је да ће и спин једног непарног језгра бити полуцела вредност.

Језгра са парним масеним бројем, а која имају непаран број протона и непаран број неутрона, такозвана ***непарно-непарна језгра***, имају целобројну вредност спина изражену у $\hbar$ јединицама. Укупан моменат импулса појединачних нуклеона је, као што је то већ речено, полуцела величина. Целобројне вредности момента импулса непарно-непарних језгара добијене су сабирањем два полуцела броја. То је могуће једино уколико не долази до спаривања протона и неутрона. Спаривање којом приликом би дошло до поништавања момената импулса долази само између истоветних честица — протона са протонима и неутрона са неутронима. На тај начин остану неспарени по један протон и један неутрон. Како оба неспарена нуклеона имају полуцеле вредности момента импулса, њиховим векторским сабирањем се добија целобројна вредност укупног спина језгра. Једноставна систематика измерених вредности момената импулса језгара у основном стању открила је једну веома значајну чињеницу: са аспекта интеракција момената импулса, протони и неутрони се унутар језгра понашају као две независне целине. Не долази до спаривања момената импулса појединачних протона са неутронима.

Магнетни диполни моменат језгра

Наелектрисано тело које поседује моменат импулса мора, по законима класичне електродинамике, имати и магнетни диполни моменат. Ради лакшег разумевања ове величине, послужимо се простим примерима са ранијих курсева физике. Познато је да електрична струја јачине i, када протиче кроз проводник савијен у облику круга полупречника r ствара магнетно поље идентично магнетном пољу које би се добило ако би се у раван проводника поставио веома танак магнет — магнетни лист. То значи да кружна струја може да створи магнетни дипол који поседује магнетни диполни моменат:

$$\mu = \frac{1}{c}\pi i r^2 \qquad \textbf{(5.32)}$$

Случај када се једно наелектрисано тело, ради једноставности претпоставимо да поседује само једно елементарно наелектрисање e, креће по кружној путањи са учесталошћу ν, потпуно је идентичан ситуацији у којој би истом путањом протицала електрична струја јачине $i=\nu e$.

Магнетни моменат које би створило једно овакво кретање би био:

$$\mu = \frac{e}{c}\pi v r^2 \tag{5.33}$$

Одавде се лако добија веза између момента импулса посматране честице и магнетног диполног момента:

$$\mu = \frac{e}{2mc} l \tag{5.34}$$

где је m маса посматране наелектрисане честице.

Из горње једначине се види да је магнетни диполни моменат неке наелектрисане честице директно пропорционалан њеном механичком моменту импулса. Ако су вектори $\vec{\mu}$ и $\vec{l}$ оријентисани у истом смеру, бројна вредност магнетног диполног момента је позитивна, а уколико су ова два вектора антипаралелна, магнетни диполни моменат има негативну вредност. У свету микрочестица, магнетни диполни моменат се покорава неким законитостима квантне механике, па се на основу једначина 5.22 и 5.34 може изразити као:

$$\mu_l = \frac{e\hbar}{2mc}\sqrt{l(l+1)} \tag{5.35}$$

Горњи израз представља магнетни моменат који потиче од орбиталног кретања једне наелектрисане честице. Уколико се ту ради о протону масе m_p, скуп константи који фигурише у изразу 5.35 се назива ***нуклеарни магнетон***, а бројна вредност му је:

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5.0508 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{J\,T^{-1}} \tag{5.36}$$

Подсетимо се да је ова величина аналогна Боровом магнетону, константи којом се изражавају вредности диполних магнетних момената орбиталних електрона. Вредност нуклеарног магнетона је мања од вредности Боровог магнетона тачно онолико пута колико пута је маса протона већа од масе електрона. То значи да би се у свету нуклеона могле очекивати вредности магнетних диполних момента око 1830 пута мањих од вредности карактеристичних за орбиталне електроне.

Осим диполног магнетног момента дефинисаног изразом 5.35, који потиче од орбиталног кретања неке наелектрисане честице, постоји и ***спински магнетни моменат*** $\vec{\mu}_s$. Речено је да неке честице, као што су то електрони и нуклеони, поседују сопствени моменат импулса s, такозвани спин. Слично као у релацији 5.35, може се дефинисати и магнетни моменат који би потицао искључиво од сопственог момента импулса као:

$$\mu_s = \frac{e\hbar}{2mc}\sqrt{s(s+1)} \tag{5.37}$$

Како је спин неотуђиво својство честице, тако и магнетни диполни моменат (дефинисан горњом релацијом) честица поседује и када се не креће у пољу

централних сила. Измерено је да спински диполни магнетни моменти протона и неутрона износе:

$$\mu_{s(\mathrm{p})} = +2.79276 \cdot \mu_0 \tag{5.38}$$

и

$$\mu_{s(\mathrm{n})} = -1.91315 \cdot \mu_0 \tag{5.39}$$

Као што се може видети, неутрон, мада је као целина електронеутралан, поседује магнетни диполни моменат. Очигледно је да неутрон има сложену структуру која подразумева некакву расподелу једнаког износа позитивног и негативног наелектрисања у својој унутрашњости. Приликом β^--распада, неутрон се унутар језгра трансформише у протон и електрон који напушта језгро као негативна бета честица. Но у сваком случају, неутрон се не може третирати као прост скуп протона и електрона. Магнетни моменат неутрона је један од против доказа такве претпоставке. Уколико би електрон унутар неутрона поседовао индивидуалност као целовита честица, диполни магнетни моменат неутрона би требао бити реда величине Боровог магнетона. Да би неко сферно тело, које не поседује нето наелектрисање у случају ротације око осе имало негативан диполни магнетни моменат, као што је то случај са неутроном, морало би да се састоји од позитивног наелектрисања у средишту, којега покрива периферно негативно наелектрисање. Вероватно некаква слична дистрибуција наелектрисања заиста постоји у неутрону, пошто он евидентно поседује сопствени магнетни моменат.

Мерења су показала да свако језгро са спином различитим од нуле има магнетни диполни моменат. За разлику од момента импулса језгра, које може имати само целобројне и полуцеле вредности, диполни магнетни моменат може попримити разне вредности, до отприлике 5 нуклеарних магнетона, колико је измерено у неким случајевима.

На основу израза 5.37 се може видети да постоји директна веза између сопственог момента импулса и диполног магнетног момента. Нешто слично се може применити и на језгро које као целина има моменат импулса $\vec{I}$. Ако се моменат импулса изрази у $\hbar$ јединицама, диполни магнетни моменат језгра се може изразити као:

$$\vec{\mu} = g\,\vec{I} \tag{5.40}$$

Скаларна вредност g се назива ***жиромагнетни однос језгра***. И у овом случају је диполни магнетни моменат као вектор одређен правцем момента импулса језгра и усвојено је да има позитивну вредност уколико им се смерови поклапају а негативну вредност уколико су супротно усмерени.

Диполни магнетни моменат језгра је величина коју одређују спински магнетни моменти нуклеона као и расподела токова наелектрисања унутар њега. По једночестичном моделу језгра, о коме ће бити речи у наредном поглављу, укупном диполном магнетном моменту непарних језгра доприносе једино орбитални и сопствени магнетни моменти неспареног нуклеона. Неутрони поседују спински

диполни магнетни моменат, али њихово орбитално кретање (пошто су као целина електронеутрални) не доприноси укупном магнетном моменту језгра. Детаљном анализом већег броја експериментално установљених вредности диполних магнетних момената језгра, дошло се до претпоставке да магнетном моменту вероватно доприносе сви нуклеони преко затворене љуске. Теоретски гледано, у том случају би се укупни магнетни моменат језгра који има Z' протона и N' неутрона преко неке потпуно затворене љуске могао израчунати као:

$$\vec{\mu}=g_l^{\mathrm{p}}\sum_{\mathrm{i}=1}^{Z'}\vec{l}_i+g_s^{\mathrm{p}}\sum_{\mathrm{i}=1}^{Z'}\vec{s}_i+g_s^{\mathrm{n}}\sum_{\mathrm{i}=1}^{N'}\vec{s}_i \qquad \textbf{(5.41)}$$

где су

$$g_l^{\mathrm{p}}\ ,\ g_s^{\mathrm{p}}\ \text{ и }\ g_s^{\mathrm{n}}$$

орбитални жиромагнетни однос протона и спински жиромагнетни односи протона и неутрона, респективно. Вектор диполног магнетног момента неког језгра се добија сабирањем три вектора који потичу од сопствених момената импулса нуклеона и орбиталних момената импулса протона.

Електрични моменти језгра

Наелектрисање језгра је интегрална карактеристика која ништа не говори оњеговом облику. Да би се добила информација о просторној расподели тог наелектрисања, тј. о облику језгра, потребно је одредити вредности електричних момената: диполног, квадрополног и виших. Диполни електрични моменат је величина карактеристична за два наелектрисања q једнака по износу, различитих предзнака, који се налазе на међусобном растојању d:

$$\vec{p}=q\cdot\vec{d} \qquad \textbf{(5.42)}$$

Да би се појавио резултујући диполни моменат, није обавезно постојање разноимених наелектрисања која су физички раздвојена. Довољно је да се постигне и неравномерност расподеле наелектрисања једног знака по неком телу. Код језгра би се диполни електрични моменат појавио уколико се не би поклапали његово тежиште са центром просторне области у којој је смештено наелектрисање. На основу експерименталних мерења, може се тврдити да језгро у основном стању нема електричног диполног момента. То је значајна информација која нам казује да је наелектрисање унутар језгра равномерно распоређено по целој његовој запремини. Тек на вишим енергијама побуде, на пример путем интеракције са високоенергетским фотонима реда величине неколико MeV-а, када долази до такозване ***гигантске диполне резонанце***, код језгра се појављује електрични

диполни моменат. Ова се појава објашњава интеракцијом језгра као целине са јаким електричним пољем електромагнетног зрачења. Под дејством јаког електричног поља лоцираног на месту језгра, долази до релативног кретања протона у односу на неутроне и том приликом се раздвајају центри масе и наелектрисања.

Најједноставнији систем који поседује електрични квадрополни моменат би се састојао од два антипаралелно оријентисана дипола који се налазе један крај другог, на неком сталном растојању δ и био би облика

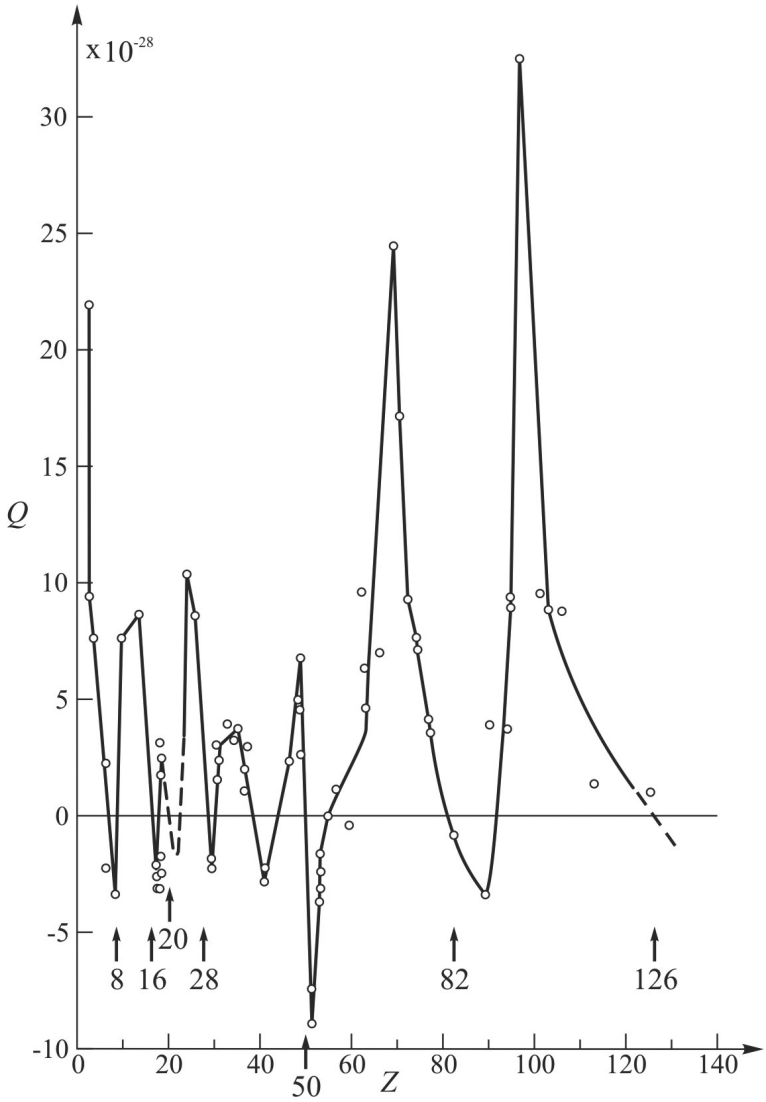
$$Q = 2d\,\delta q \tag{5.43}$$

Квадрополни електрични моменат се изражава у јединицама површине помножене са наелектрисањем. У нуклеарној физици се мале површине изражавају у барнима (1 barn=10^{-28} cm^2) тако да се за квадрополни моменат користи јединица електрон барн (***ebarn***). Језгро је тродимензионално тело са сложеном расподелом наелектрисања, па се за њега квадрополни моменат не може просто израчунати већ се одређује експерименталним путем. У овом контексту важно је знати да је код наелектрисаних тела сферног облика електрични квадрополни моменат једнак нули. Због тога је посебно интересантно познавати електрични квадрополни моменат језгра, јер се на тај начин добија информација да ли му форма одступа од сферно симетричне, и у којој мери.

Мерење електричног квадрополног момента је могуће извести уз помоћ његове интеракције са спољашњим електричним пољем. На слици 5.5 сумирани су познати резултати мерења електричних квадрополних момената. Познате измерене вредности су показале како готово сва језгра поседују електрични квадрополни моменат и да је он једнак нули само за језгра са магичним бројевима нуклеона. То су она језгра код којих су у потпуности попуњене неке енергетске љуске, слично као и код инертних гасова у свету атома. Може се тврдити да само та језгра имају сферно симетричан облик, док сва остала поседују мање или више изражену деформацију.

Електрични квадрополни моменат може имати позитивне и негативне вредности, што указује на два основна облика деформације. Језгра са позитивном вредношћу електричног квадрополног момента имају облик издуженог елипсоида, или грубо гледано изгледају слично рагби лопти. Ако је електрични квадрополни моменат негативан, језгро има облик ротационог елипсоида. Такав облик се добија уколико би се од лопте притиском са две стране, рецимо горње и доње покушала направити палачинка.

Језгра са спином већим од 3/2 могу имати и октополни електрични моменат. Но, његова интеракција са спољашњим пољима је веома слаба, што значи да се тешко може одредити експерименталним путем али и да има знатно мањи ефекат на понашање језгра него што је то случај са електричним квадрополним или магнетним диполним моментом.



Слика 5.5: Зависност вредности електричног квадрополног момента од масеног броја језгра

ПАРНОСТ ЈЕЗГРА

Концепт парности уведен је у физику много пре открића језгра. У разним областима физике, постојао је интерес да се установи на који начин се огледалска промена просторних координата одражава на поједине физичке величине или понашање неких система. Под огледалском симетријом се подразумева инверзија просторних координата ($x \to -x$, $y \to -y$, $z \to -z$) или ($\vec{r} \to -\vec{r}$). За све физичке величине којима се вредност не мења услед инверзије координата кажемо да поседују парну парност, што се најчешће означава са $P=+1$. Класичне физичке величине које се не мењају због инверзије координата су: маса, енергија, снага, густина наелектрисања, густина енергије електромагнетног поља, итд. Постоје и физичке величине којима се мења предзнак након инверзије координата, док им се бројна вредност не мења. Најједноставнији пример је сила којој се мења предзнак услед огледалске трансформације, тј. $F(x, y, z)=-F(-x, -y, -z)$. Те величине имају негативну парност $P=-1$. Негативну парност имају: брзина, убрзање, густина електричне струје, електрично поље, Поинтингов вектор, итд.

У квантној механици је парности посвећена нарочита пажња. Хамилтонијан који фигурише у Шредингеровој једначини има следећи облик:

$$\mathcal{H} = -\Sigma \frac{\hbar^2}{2m_i}\left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2}+\frac{\partial^2}{\partial y_i^2}+\frac{\partial^2}{\partial z_i^2}\right)+U(x_i, y_i, z_i) \qquad \textbf{(5.44)}$$

Евидентно је да је Хамилтонијан инваријантан у односу на огледалску симетрију пошто у њему фигуришу квадрати парцијалних извода а потенцијална енергија $U(x_i, y_i, z_i)$ зависи само од међусобних интеракција честица у посматраном систему, тако да се не мења због огледалске промене координата. У квантној теорији, стање неког система се описује таласном функцијом $\Psi(x_i, y_i, z_i)$, која је функција координата. Познато је да квадрат модула таласне функције којом се описује нека честица даје вероватноћу њеног налажења у одређеном елементу запремине у датом тренутку. Вероватноћа налажења честице у некој тачки простора независна је од тога да ли је изабран такозвани десни (x, y, z) или леви координатни систем ($-x, -y, -z$). Одатле следи да је квадрат модула таласне функције инваријантан на инверзију координата, односно:

$$\Psi(-x, -y, -z) = \Psi(x, y, z) \qquad \textbf{(5.45)}$$

Сама таласна функција може поседовати парну или непарну парност, или како се то обично каже, да буду парне или непарне. Парним таласним функцијама ($P=+1$) се вредност не мења уколико дође до инверзије координатног система:

$$\Psi(-x, -y, -z) = \Psi(x, y, z) \qquad \textbf{(5.46)}$$

док се непарним таласним функцијама (P=–1) мења знак приликом огледалске трансформације координата:

$$\Psi(-x,-y,-z)=-\Psi(x,y,z) \tag{5.47}$$

Како се таласном функцијама описују одређени квантни објекти, можемо рећи да свака честица која поседује масу мировања има своју сопствену парност. Одабрано је да протон, неутрон и електрон имају сопствену парност ($P=+1$).

Горње релације се односе на таласну функцију којом је описана једна честица. Ако се систем састоји од две честице, његова таласна функција се добија као производ таласних функција појединачних честица и таласних функција којима су описана релативна кретања честица једне у односу на другу:

$$\Psi_{A+B}=\Psi_A\Psi_B\Psi_{lA}\Psi_{lB} \tag{5.48}$$

где су Ψ_A и Ψ_B таласне функције које описују честице A и B, респективно а Ψ_{lA} и Ψ_{lB} су таласне функције релативног кретања честица A и B, респективно.
То значи да је парност таласне функције тог система одређена производом сопствених парности P_A и P_B тих појединачних честица и производом парности таласних функција релативних кретања нуклеона P_{lA} и P_{lB}, односно:

$$P_{A+B}=P_A+P_B+P_{lA}+P_{lB} \tag{5.49}$$

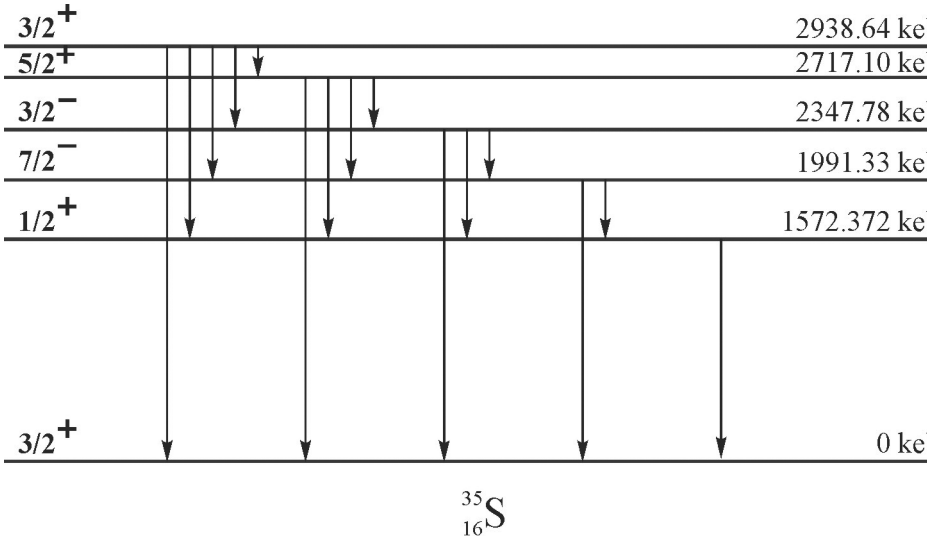
Овај се приступ може генерализовати и за већи број честица, као што је то на пример језгро. На основу претпоставки модела љусака, по коме се протони и неутрони крећу унутар језгра без међусобних интеракција, добије се релативно једноставан израз путем којег је могуће одредити парност неког нуклида:

$$P=(-1)^{l_1+l_2+l_3+...+l_n} \tag{5.50}$$

где $l_1+l_2+l_3+...+l_n$ представљају орбиталне моменте импулса појединачних нуклеона у језгру.
Дакле, ако је збир момената импулса које нуклеони поседују о одређеном стању језгра паран, цело језгро ће бити парно, док у случају непарног збира момената импулса језгро поседује непарну парност.

Установљено је да основна стања парно-парних језгара имају позитивну парност пошто ће им сума момената импулса бити увек паран број. Остала језгра у основном стању могу имати како позитивну, тако и негативну парност, у зависности од тога да ли је збир момената импулса свих нуклеона у језгру паран или непаран број. Језгро се, као и атом, може довести у побуђено стање превођењем једног или неколико нуклеона на више енергетске нивое. На тим нивоима нуклеони могу имати другачије орбиталне моменте импулса него што их имају када се језгро налази у основном стању. То значи да збир момената импулса поприма нову вредност па се и парност језгра у неком побуђеном стању може разликовати од парности коју језгро поседује

у свом основном стању. Обичај је да се у графичком приказу побуђена енергетска стања неког језгра приказују хоризонталним линијама чије је растојање од линије која приказује основно енергетско стање пропорционално енергетској побуди. На свакој линији која представља побуђено стање се наводи колика је енергија побуде језгра, колики му је укупан моменат импулса као и парност. На слици 5.6 приказан је део шеме побуђених стања ^{35}S. На основном енергетском стању ово језгро има спин једнак I=3/2 и позитивну парност. Први побуђени ниво језгра ^{35}S се налази на 1573.372 keV, или тачније речено толика је енергија потребна да би се ово језгро довело до првог побуђеног стања. У овом енергетском стању укупан моменат импулса језгра је ½ а парност је такође позитивна. Негативну парност језгро ^{35}S има када се побуди до 1991.33 keV, као и до 2347.78 keV.



Слика 5.6: Део шеме побуђених стања језгра ^{35}S

Утврђено је да неки изолован физички систем очувава парност коју је поседовао у почетном тренутку. Ово се својство назива ***закон очувања парности***. У свим електромагнетним интеракцијама које одређују понашање атома и молекула парност се очувава. Парност такође бива очувана и у јаким интеракцијама којима су одређени неки од процеса у језгру. Но међутим, у слабој интеракцији, чије се дејство уочава у процесу бета распада, долази до нарушења закона одржања парности.

МОДЕЛИ ЈЕЗГРА

Од Радерфордовог експеримента, када су по први пут процењене бројне вредности неких величина карактеристичних за атомско језгро, па све до данас, прикупљено је мноштво разних експерименталних резултата који нуде право обиље информација. Теорија саздана на овако обимном експерименталном материјалу, а чији би крајњи циљ био да у потпуности опише атомско језгро, морала би да објасни и предвиди велики број његових својстава:

- све ***статичке карактеристике језгра када се оно налази у основном енергетском стању***: спин, магнетни диполни и електрични квадрополни моменат, парност итд.
- ***спектар побуђених стања језгра***, као и вредности свих поменутих величина на вишим енергетским нивоима
- ***динамичка својства језгра***: величине карактеристичне за радиоактивни распад за радиоактивна језгра, вероватноћу за разне начине преласка језгра са побуђених на нижа енергетска стања, енергијску и угаону расподелу емитованих честица или фотона, као и велики број параметара којима се описују нуклеарне реакције.

Дакле, од добре теорије се очекује да рачунским путем потврди експерименталне резултате, као и да предвиди понашање језгра у неким другим условима, што би опет био путоказ за организовање нових експеримената. Нажалост, до данас није створена свеобухватна теорија која би могла да објасни процесе који се дешавају унутар језгра, као и да реконструише све познате експерименталне чињенице. Има више разлога томе, наведимо овде само неке најважније:

- ***силе које делују између нуклеона још увек нису довољно познате***. Природа овог пута није била наклоњена истраживачима као у случају испитивања структуре атома. Подсетимо се само да понашање атома, као квантно механичког система, а одређује електромагнетна интеракција са једноставним централним потенцијалом. Најједноставнији случајеви, као атом водониковог типа (где постоји интеракција само две саставне честице атома — језгра и једног електрона), има велики број побуђених нивоа који су спектроскопским методама веома тачно окарактерисани. На основу њих створена је и проверена теорија која на задовољавајући начин описује основне интеракције којима је одређено понашање атома. У природи постоји само један пример система од два нуклеона — језгро деутеријума, које нема побуђених стања и ни приближно не пружа онолике могућности истраживања као што је то случај са атомом водоника. Интеракција између саставних делова језгра може се изучавати само методом нуклеарних реакција, и то у такозваним нуклеон-нуклеон расејањима. Испоставило се да резултати ових експеримената још увек нису довољни да би се створила комплетна слика о интеракцији између нуклеона. Томе треба додати још и чињеницу да у језгру постоје протони и неутрони, који су различите честице, што још додатно усложњава слику језгра.

Такође, треба узети у обзир да између протона у језгру, осим нуклеарних, делују и незанемарљиве електричне силе.

- уколико би природа интеракције између нуклеона и била добро позната, или би се барем на задовољавајући начин могла апроксимирати, остаје још увек ***проблем више тела***. Чак и у класичној физици проблем међудејства три тела се решава са доста тешкоћа. У квантној механици овај проблем бива још комплекснији. Једно средње тешко језгро са око A=100 нуклеона још увек представља објекат који се описује квантно-механичким формализмом. То значи да би таласна функција која одређује један овакав систем зависила од 3A=300 просторних координата. Поврх свега, сваки од нуклеона има две могуће оријентације спина, тако да се Шредингерова једначина којом се један овакав систем описује, састоји од 2^{100} диференцијалних једначина. Један овакав систем без упрошћавања и укидања неких степени слободе је немогуће решавати.

Због наведених разлога се прибегло стварању ***модела језгра*** — упрошћених слика заснованих на неким аналогијама са системима који су добро познати у физици. Приликом стварања модела су нека својства језгра, за која се сматрало да не утичу пресудно на његово понашање, нужно занемаривана. На овај начин је постигнуто да се један сложени квантно-механички систем од A објеката опише довољно једноставним и решивим математичким моделом који дозвољава да се рачунским путем одреде неке величине карактеристичне за њега.

Непознавање природе основне интеракције између нуклеона приликом стварања појединих модела, као и проблем великог броја тела, третиран је на различите начине. У зависности од тога постоји известан број модела који се углавном групишу око две потпуно супротне полазне претпоставке. У једној од њих се интеракција унутар језгра сматра толико јаком да се губи индивидуалност појединачних нуклеона. Они су унутар језгра толико чврсто везани да им је средњи слободни пут знатно мањи од димензија језгра што у доброј мери подсећа на понашање појединачних атома или молекула унутар течности или чврстог тела. У том случају, приликом описа језгра у квантно-механичком формализму нема потребе да се води рачуна о појединачним нуклеонима, већ само о кретању језгра као целине. На овој претпоставци су засновани сви такозвани ***модели јаке интеракције***.

Други начин да се поједностави слика језгра је да се пође од потпуно супротне претпоставке — да нуклеони у језгру уопште не интерагују међусобно. По овој претпоставци нуклеони стварају неки средњи потенцијал, чак до одређене мере независан и од самих нуклеона који га стварају. Они се крећу унутар таквог потенцијала при чему веома слабо ступају у међудејства а средњи слободни пут им је знатно већи од димензија језгра. Због слабих интеракција појединачни нуклеони не губе индивидуалност — потребно је само правилно претпоставити средњи потенцијал, а математички апарат се веома поједностављује услед непостојања

интеракција међу самим нуклеонима. Дакле, довољно је знати облик средњег потенцијала а не и начин на који је он настао. Ово би били ***модели независне честице.***

Нуклеарна физика је наука у којој су теорија и експеримент вишеструко испреплетани. У математичком апарату којим се на основу неког модела описује језгро, нужно фигурише и одређени број параметара. Њихове се вредности одређују на основу неких експериментално установљених величина. Након тога се ваљаност модела може проверити упоређивањем неких других експерименталних резултата са одговарајућим вредностима, добијеним чисто рачунским путем. Ако се испостави да у одређеној класи ситуација рачун успева да добро реконструише неке експерименталне резултате, могуће је на основу модела предвидети и нека друга својства језгра, и на тај начин усмерити експериментална истраживања.

У овој књизи ћемо поменити ***модел капи*** као најуспешнији пример модела јаке интеракције. Код модела који оперишу са независном честицом поменићемо ***модел Фермијевог гаса*** као и ***модел љусака***. Успешан је био и обједињени модел који је заснован на комбинацији колективног моедал и модела љусака. Сваки од поменутих модела до одређене мере добро описује нека својства језгра, док се у некој другој области не може применити. За сада нажалост не постоји модел којим је могуће описати језгро у потпуности.

МОДЕЛ КАПИ

Први модел који је објаснио известан број експерименталних чињеница и на основу кога су коректно предвиђена нека до тада неизмерена својства језгра, био је ***модел течне капи***, који је 1936. године поставио Нилс Бор. Ово је основни модел јаке интеракције, и занимљиво је рећи да је у своје време био толико успешан у објашњавању експерименталних резултата који су до тада били познати, да је у доброј мери успорио развој других модела, поготово оних заснованих на претпоставци независне честице.

Основне поставке модела капи

По овом моделу, језгро у највећој мери подсећа на наелектрисану кап нестишљиве течности потпуно сферног облика. Нуклеони унутар језгра (као ни молекули у капи услед јаких веза којима су спрегнути) немају индивидуалност, тако да се највећи број његових својстава објашњава колективним кретањем целе његове масе. Језгро се, дакле, третира као наелектрисана кап коју сачињавају чврсто спрегнути нуклеони. Карактеристике језгра које овај модел покушава да објасни добиле би се кроз неке колективне ефекте, као на пример осциловање површине језгра. Модел, следећи аналогију са течношћу, користи и терминологију карактеристичну за описивање непрекидних средина као нпр. површина, температура, притисак, густина, средњи слободни пут, итд. Наравно, језгро се не може посматрати као проста кап течности, првенствено због тога што је изразити квантни објекат, а осим тога и не садржи довољан број честица да би се на њега примениле неке законитости непрекидних средина. Тако се у овом моделу често оперише са појмовима површине, површинске енергије, површинског напона и слично. Ово се треба само условно прихватити пошто језгро не поседује површину у оном смислу те речи као што смо то навикли код класичних течности (где је број молекула на површини занемарљив у односу на њихов укупан број у посматраном телу). Код средње тешког језгра више од половине нуклеона се налази на површини. Стога, треба имати у виду да однос између језгра и капи мора остати само на нивоу аналогије; да се на основу неког добро познатог механизма код течности покуша на приближан начин објаснити неко својство језгра.

Известан број поуздано установљених експерименталних чињеница је указивао на аналогију између језгра и капи течности. Наведимо најважније од њих:

- ***густина нуклеарне материје је приближно константна за сва језгра*** и износи $2{\cdot}10^{14}$ $g{\cdot}cm^{-3}$ или отприлике 10^{38} нуклеона по кубном центиметру. Повећањем броја нуклеона расте само величина језгра али не и његова густина. Течности

су такође нестишљиве (имају константну густину) и додавање нових молекула једној капи утиче само на њене димензије. Константна густина наводи и на закључак да је природа нуклеарних сила таква да интерагујуће нуклеоне доводи до неког равнотежног растојања, као што то Ван дер Валсове силе чине са молекулима течности. У том случају је и средњи слободни пут нуклеона знатно мањи од димензија језгра.

- *средња енергија везе по једном нуклеону је приближно константна величина* (за сва језгра осим оних најлакших) и креће се од око 7.5 MeV до око 8.5 MeV. Може се рећи да, грубо гледано, енергија везе по једном нуклеону не зависи од димензија језгра (слика 5.2).
- када неки нуклеон буде захваћен од стране језгра ***ослобађа се енергија везе***, која се манифестује као енергија побуде језгра. И супротно, да би се издвојио један нуклеон из језгра потребно је предати му износ енергије не мањи од везивне. Процес подсећа на кондензацију и испаравање, када се преласком молекула из гасног у течно стање и обрнуто ослобађа или троши латентна топлота испаравања.

Овај је модел био основа за постављање Вајсцекерове масене једначине, и испоставило се да је био успешан у објашњавању усредњених вредности везивних енергија и маса језгара, као и свих осталих својстава која су директно зависна од ових величина (енергија издвајања нуклеона, енергетски услови за различите облике радиоактивног распада, услов стабилности у изобарном ланцу, итд.). Добро слагање експериментално и рачунски одређених маса је на најбољи могући начин потврдио исправност ове претпоставке модела капи.

Једна од првих претпоставки до које се дошло на основу неких подударности између језгра и капи је била та да и код језгра мора постојати нешто налик на површински напон. Нуклеони унутар језгра изложени су дејству сила од стране својих суседа са свих страна подједнако, док они спољашњи нуклеарним силама бивају привлачени само ка средишту. Постојање површинске енергије узето је у обзир код Вајсцекерове формуле (једначина 5.12). По аналогији са течношћу, површинска енергија језгра пропорционална је његовој површини и могла би се изразити као:

$$E_s = 4\pi r_0^2 \sigma_j A^{\frac{2}{3}} \qquad \textbf{(6.1)}$$

где је σ_j величина која би одговарала коефицијенту површинског напона. Из познате вредности параметра a_s, добијене фитовањем Вајсцекерове једначине на експерименталне вредности маса, може се одредити и коефицијент σ_j. Добије се да је он реда величине 10^{17} J·m^{-2}. Напоменимо само да је коефицијент површинског напона воде на собној температури $72.6 \cdot 10^{-3}$ J·m^{-2}. Ова два броја врло илустративно говоре о томе колико су силе које држе нуклеоне на окупу веће од сила између молекула воде.

Побуђена енергетска стања језгра-капи

Језгро, као и атом, има дискретне вредности побуђених енергетских стања. Свако од тих стања окарактерисано је са неколико параметара, од којих су најзначајнији енергија побуде, моменат количине кретања који језгро у том енергетском стању поседује (такозвани спин нивоа), парност, итд. Не постоје два различита нуклида који имају идентична побуђена стања, па је мерило за ваљаност неког модела управо била провера његових могућности да реконструише најзначајније карактеристике побуђених стања језгра.

На основу модела капи језгро увек има сферни облик, баш захваљујући дејству изузетно снажних сила површинског напона. У случају да му на неки начин буде предата извесна количина енергије, оно прелази у побуђено стање. Том приликом долази до малих ***деформација језгра*** — осцилација његове површине и самим тим до периодичне промене облика језгра. Механизам ових осцилација је потпуно аналоган променама облика капи која би слободно лебдела у бестежинском стању. Уколико би се нека кап деформисала и добила облик различит од сферног, силе површинског напона би покушале да капи поврате сферни облик. Кап би у једном тренутку заиста постала у потпуности сферна, али би се услед инерције кретања делова течности поново деформисала. Силе површинског напона би поново покушале ову кап да врате у сферни облик, тако да би се процес осциловања капи између два крајња облика настављао. Вишка енергије се језгро ослобађа емисијом неке честице или гама зрачења и тако поново добија сферни облик и прелази на основно стање.

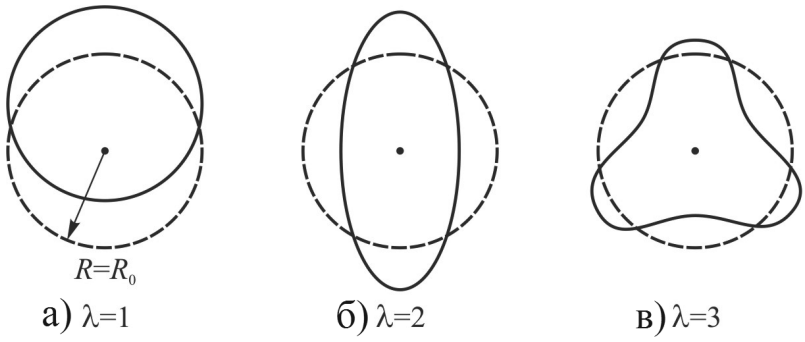
Након неког процеса у којем се језгро побуди, предата енергија се распореди по свим чврсто спрегнутим нуклеонима. Чест је случај да се по аналогији са течношћу каже да је том приликом повишена температура језгра. Енергија побуде се огледа у повишењу површинске енергије, величине аналогне енергији површинског напона код течности, и то кроз појаву осцилација површине језгра. Језгро из сферног облика периодично прелази у неки деформисан облик, што се претвара у осцилације одређене фреквенције. Како је језгро квантно-механички објекат, фреквенција његовог осциловања су квантизоване. Језгро може да осцилује тачно одређеном фреквенцијом.

Сваки, па и најсложенији просторни облик може да се представи као суперпозиција сферних хармоника. Посматрајмо најједноставнији случај — када деформације језгра поседују ангуларну симетрију. Тада се у поларном систему радијална координата може представити развојем у ред:

$$R(\theta)=R_0\left[1+\sum_{\lambda}\alpha_{\lambda}Y_{\lambda}(\theta)\right] \qquad \textbf{(6.2)}$$

R_0 представља полупречник сферног непобуђеног језгра, α_λ су параметри којима је одређена амплитуда осцилација површине језгра а $Y_\lambda(\theta)$ су сферни хармоници.

Погледајмо сада неке једноставне облике деформације језгра, одређене нижим члановима развоја у горњем изразу. За случај λ=0 имамо такозвану ***монополну деформацију језгра***, када долази само до промене величине језгра — оно би се смањивало и повећавало при чему би стално имало сферан облик. С обзиром да се у моделу претпоставља да је језгрена материја нестишљива, ова могућност се одбацује. Деформације код којих је λ=1 се називају ***диполне***, и оне одговарају случају када се две независне течности у језгру, протонска и неутронска, мало размакну и на тај начин се створи електрични дипол, као што је то приказано на слици 6.1 а). Овако нешто је могуће приликом интеракције језгара са високоенергетским фотонима (дешава се само на вишим фотонским енергијама). Код средње тешких језгара, енергија фотона који може изазвати диполне осцилације језгра, треба да буде преко 10 MeV. Енергије побуде приликом једног оваквог процеса, званог ***гигантска диполна резонанца*** могу имати континуиране вредности у широком опсегу енергија. Осим тога, начини регистровања овако високих побуда језгра повезани су са извесним експерименталним тешкоћама. За тестирање претпоставки модела капи далеко су занимљивије ***квадрополне*** и ***октополне*** деформације које су одређене вредностима параметара λ од 2 и 3, респективно. У случају када је λ=2, функција $R(\theta)$ описује геометријско место тачака које чини развучену или спљоштену сферу (слика 6.1 б)). Октополна деформација (приказана на слици 6.1 в)), одређена је са чланом у развоју преко сферних хармоника са λ=3. Могло би се казати да језгро приликом такве деформације добија облик налик на крушку. Наравно постоје и деформације вишег реда, али оне овом приликом неће бити разматране.



Слика 6.1: Најпростији облици деформације језгра: а) диполна, б)квадрополна, в) октополна

Услед дејства површинских сила, које теже да језгру врате првобитни сферни облик, долази до осцилација у којима му се периодично мења облик. Код квадрополне деформације, језгро осцилује између облика издужене и спљоштене сфере, примајући два пута у сваком циклусу равнотежни сферан облик. При томе се ова периодична промена облика може окарактерисати сопственом фреквенцијом ω. Енергија осциловања једнака је енергији побуде језгра и она се

може израчунати као $E=\hbar\omega$. Будући да су језгра изразити квантни објекти, квантна механика са своје стране даје нека ограничења. Језгро се може наћи у побуђеним стањима тачно одређене енергије. Дискретност побуђених нивоа језгра је посебно изражена на нижим енергијама, до пар MeV-а, где је и густина нивоа релативно мала па не долази до њихових преклапања. Мала густина енергетских нивоа значи да је на енергетској скали размак између суседних побуђених нивоа битно већи него што је то ширина тих енергетских нивоа. На вишим енергијама (неколико MeV-а) њихова густина је толико велика да долази до преклапања у оквиру енергетске ширине побуђеног нивоа, тако да се може стећи утисак да енергија побуде може имати и континуирану вредност. Енергије побуде услед осцилација језгра након квадрополне и октополне деформације нису толико високе и побуђују језгро до неког од најнижих енергетских нивоа. Таква побуђена стања могу лако бити одређена неким од метода детекције зрачења које бива емитовано приликом спонтаног преласка језгра на основно стање. Нека је сопствена фреквенција осциловања језгра-капи након квадрополне деформације ω_{quad} а након октополне деформације ω_{oct}. Услови квантовања одређују да се кроз процес осциловања језгра могу побудити до дискретних нивоа квантованих са n_{quad}, n_{oct}, итд. на следећи начин:

$$E_{quad}=\hbar\omega_{quad}n_{quad} \tag{6.3}$$

и

$$E_{oct}=\hbar\omega_{oct}n_{oct} \tag{6.4}$$

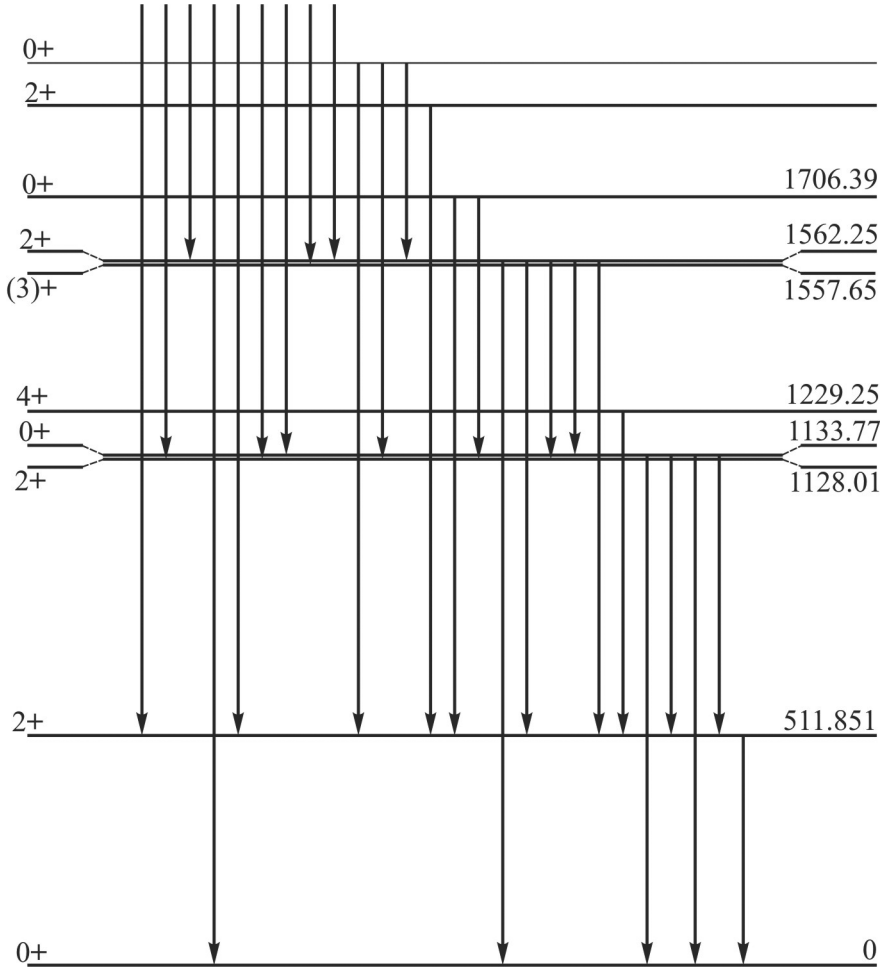
где n може имати само целобројне вредности.

Претпоставимо сада да неко парно-парно језгро (спин основног стања једнак нули) услед побуде врши квадрополне осцилације. На основу модела капи на најнижем енергетском нивоу, за који је n_{quad}=1, језгро би требало да има спин I=2 и позитивну парност. Следећи енергетски ниво квадрополних осцилација за који је n_{quad}=2 би био триплет. Састоји се, дакле, од три веома блиска енергетска нивоа позитивне парности са спиновима чије су вредности 0, 2 и 4, и наравно, на двоструко вишој енергији од првог побуђеног стања. Први побуђени ниво језгра приликом октополних осцилација квантованих са n_{oct}=1 требао би да има спин I=3 и негативну парност. Енергије првих побуђених стања за осцилације разних мултиполности, изражена у MeV-има, на основу модела капи могле би приближно да се одреде на основу релације

$$E_{\lambda}\simeq 13\lambda^{\frac{3}{2}}A^{-\frac{1}{2}} \tag{6.5}$$

Експериментална мерења су у доброј мери потврдила неке резултате модела капи. Испоставило се да скоро сва парно-парна језгра имају најнижи побуђени ниво са спином $I=2^+$. Такође се код највећег броја парно-парних језгара може наћи триплет са спиновима 0^+, 2^+ и 4^+ и то на енергији која је заиста двоструко виша од енергије првог побуђеног нивоа. Скоро сва парно-парна језгра имају и ниво са спином $I=3^-$, који је на енергетској скали отприлике двоструко виши од најнижег побуђеног стања, као што то модел капи и предвиђа.

На слици 6.2 приказани су неки најнижи енергетски нивои језгра ^{106}Pd. Малопре поменута структура најнижих побуђених нивоа се лако може уочити на примеру овога изотопа.



Слика 6.2: Најнижи побуђени нивои ^{106}Pd

На основу претпоставки модела капи (једначина 6.1), првих неколико нивоа који потичу од квадрополних и октополних осцилација требали би за језгро ^{106}Pd бити у опсегу од 3 MeV и више. Са слике 6.2 је очигледно да су енергије побуде језгра ^{106}Pd, знатно ниже. Код већег броја других језгара су израчунате могуће енергије побуде језгра, као и вредности спинова које би језгро требало имати у тим побуђеним стањима. Експериментална мерења су поново потврдила постојање таквих побуђених нивоа. Њихов међусобни распоред и вредности спинова су одговарали

теоријској претпоставци, али нажалост, као и у случају приказаног ^{106}Pd измерене вредности енергија су се знатно разликовале од израчунатих на основу модела капи.

Осим побуђених стања које модел капи предвиђа на основу колективних осцилација језгрене материје, постоји у неким случајевима чак веома велик број других енергетских нивоа које модел капи не може да објасни. Касније је установљено да први побуђени ниво парно-парних језгара са спином 2^+ може да потиче и од неког сасвим другог механизма. Модел капи дакле није могао да објасни све ово поједностављеним аналогијама између језгра и капи.

Модел капи и фисија језгра

Велики успех модел капи постигао је и у тумачењу феномена дељења језгра, чак неколико година пре него што је процес фисије уранијума експериментално доказан. По претпоставкама модела капи, након што језгру буде предата извесна количина енергије, долази до његове деформације. С једне стране површинске силе теже да језгро доведу у почетни сферно симетричан облик, док одбојне Кулонове силе теже да протоне, као тела истоименог наелектрисања, раздвоје што је могуће више и тиме додатно повећају деформацију језгра. Уколико је енергија побуде довољно висока, може се десити да површинске силе буду надвладане и да се језгро подели на два дела. Наравно, то је утолико вероватније уколико је већи редни број Z, па се процес може очекивати само код тежих језгара.

Дакле, у односу између величине површинске и Кулонове енергије треба тражити под којим је условима процес фисије могућ. На основу модела капи је нађено да су фисији склона само она језгра код којих је однос Кулонове и површинске енергије мањи или једнак са 2. На основу Вајсцекерове формуле добијамо да је однос ове две енергије:

$$\frac{E_c}{E_s} = \frac{a_c Z^2 A^{-\frac{1}{3}}}{a_s A^{\frac{2}{3}}} \leq 2 \qquad \textbf{(6.6)}$$

Однос

$$\frac{Z^2}{A} \qquad \textbf{(6.7)}$$

се назива ***фактор дељења***. Када се посматрају вредности Z и A познатих нуклида, може се закључити да фактор дељења равномерно расте са порастом редног броја. Из горње једначине се може видети да ће фисија постати могућа када достигне одређену вредност. Коефицијенти a_c и a_s су процењени на основу Вајсцекерове релације и познатих атомских маса и износе 0.710 MeV и 17.8 MeV, респективно.

Коначно се добија да спонтану фисију, без довођења енергије са стране, могу да доживе језгра код којих је фактор дељења достигао вредност 49. Будући да постоје различите процене параметара у Вајсцекеровој једначини, могу се добити и нешто другачије вредности за фактор дељења али се углавном све налазе између 45 и 50. Експериментално је установљено да неки тешки нуклиди, првенствено изотопи уранијума и торијума, задовољавају овај услов и заиста могу да доживе фисију услед осцилација облика површине до којих долази довођењем релативно малог износа енергије.

Наведимо овде још једну интересантну чињеницу. На основу границе за фактор дељења код којег долази до спонтане фисије (без довођења енергије са стране), по моделу капи је установљено да у природи не могу постојати нуклиди са редним бројем већим од 116. Наравно и овде постоје нешто другачије процене, у зависности од тога која се комбинација параметара из Вајсцекерове формуле употребила. Код свих језгара са вишим редним бројем су површинске силе недовољне да компензују Кулоново одбијање протона у језгру, и она се спонтано деле.

МОДЕЛ ФЕРМИЈЕВОГ ГАСА

Најједноставнији од свих модела независних честица је ***модел Фермијевог гаса***. О њему се пре може говорити као о покушају да се провери колико је реално претпоставити да унутар језгра нуклеони слабо ступају у интеракције, него као о озбиљном моделу који има претензије да објасни многа својства језгра. Због тога су и домети овог модела били мали али је успео да процени средњу енергију и расподелу момената нуклеона у језгру, дубину потенцијалне јаме у којој се неутрони и протони налазе, енергију симетрије, итд. Тиме су била отворена врата новим моделима који би језгро посматрали као скуп слабо интерагујућих нуклеона.

По Фермијевом моделу, нуклеони се потпуно слободно, без међусобних интеракција, крећу унутар запремине облика лопте полупречника

$$r = r_0 A^{\frac{1}{3}} \tag{6.8}$$

Поље у којем се крећу потиче од свих нуклеона истовремено и једнако је за све њих. Једино ограничење које нуклеони имају је Паулијев принцип забране, собзиром да се ради о квантно-механичком објекту. По овом принципу, на одређеном енергетском стању могу да постоје само два нуклеона са супротно оријентисаним спиновима. Када се језгро налази на основном стању, нуклеони попуњавају најниже енергетске нивое. Уколико би се тражила аналогија са неким макроскопским системом, ова би слика у највећој мери одговарала јако разређеном гасу на нултој температури. Због тога је и је систем честица које у пару попуњавају најниже енергетске нивое назван дегенерисани Фермијев гас.

Експериментални резултати говоре у прилог чињеници да између нуклеона делују веома јаке краткодометне силе, и по неколико редова величине интензивније од електромагнетних сила. Имајући у виду ову чињеницу, пред Фермијем је стајао озбиљан задатак да објасни како се може образложити претпоставка да су интеракције међу нуклеонима ретки догађаји (као и судари молекула јако разређеног гаса). Идентични нуклеони попуњавају најниже енергетске нивое, при чему у једном стању могу постојати само два протона или неутрона супротно оријентисаних спинова. Ако би дошло до интеракције између два иста нуклеона, којим приликом би се нужно десила и размена енергије, један од нуклеона коме је предата одређена количина енергије би требао да заузме место на неком вишем нивоу. Други нуклеон, који је овом приликом изгубио део своје енергије, требао би да се спусти на неко ниже енергетско стање. Будући да на нижим нивоима по Паулијевом принципу постоји ограничен број места која су попуњена спареним нуклеонима, испоставља се да је један овакав прелаз немогућ, а самим тим ни интеракција између два нуклеона уз размену енергије. Једино што може да се деси је да нуклеони замене места али овај процес ни на који начин не мења стање језгра

као целине (као да се интеракција овог типа није ни одиграла). Дакле, Паулијев принцип би био основа са које би се језгро могло посматрати као скуп нуклеона који међусобно слабо интерагују. Уз услов да нуклеони попуњавају најниже енергетске нивое, може се сматрати да се сваки од њих креће у неком средњем пољу, потпуно независно од других нуклеона са којима ретко доживљава интеракције.

За нуклеоне спрегнуте унутар језгра каже се да се налазе у потенцијалној јами. У квантно-механичком формализму, сваки се од нуклеона који се креће потпуно слободно и независно од других унутар потенцијалне јаме, може представити раванским таласом. Шредингерова једначина у том случају даје дискретна енергетска стања на којима се нуклеони могу налазити. Са повећањем броја нуклеона, по Паулијевом принципу, енергетска стања се попуњавају редом — од најнижег ка вишима. На последњем од њих, такозваном ***Фермијевом нивоу***, налази се нуклеон са највишом кинетичком енергијом. Да би се један протон или неутрон издвојио из језгра, потребно је уложити око 8 MeV, колика је просечна везивна енергија једног нуклеона. То значи да се Фермијев ниво налази у потенцијалној јами, на око 8 MeV испод нулте енергије која одговара слободном нуклеону. На основу модела Фермијевог гаса извршена је квантитативна процена максималне енергије нуклеона унутар језгра, тј. висине Фермијевог нивоа, као и дубина потенцијалне јаме. Посматрајмо за почетак неутроне као једноставнији случај, пошто међу њима нема Кулонове интеракције. По аналогији са гасом, расподела неутрона по импулсима се, сходно Фермијевој статистици, може описати функцијом

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p}=2\frac{4\pi p^2 V}{h^3} \tag{6.9}$$

где је p импулс неутрона а V запремина језгра.
Фактор 2 у горњој једначини узима у обзир да свако енергетско стање садржи два неутрона супротно оријентисаних спинова. Укупан број неутрона N се може добити интеграљењем по свим вредностима импулса:

$$N=\int_0^{p_{\max}}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p}\mathrm{d}p \tag{6.10}$$

Коначно се добије да се укупан број неутрона може изразити као:

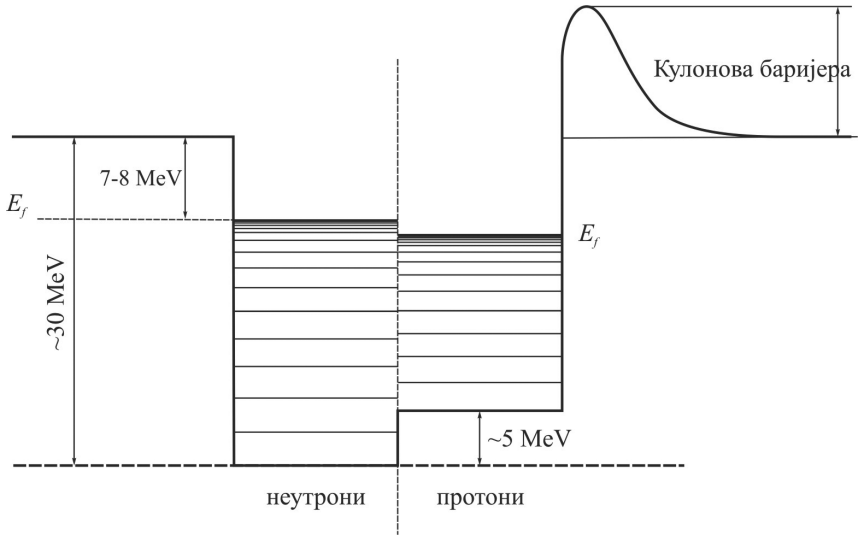
$$N=\frac{8\pi}{3}\frac{V p_{\max}^3}{h^3} \tag{6.11}$$

За најједноставнији случај симетричног језгра, где је $N=A/2$, из горње једначине се може проценити вредност максималног импулса неутрона, а одатле и максимална вредност његове енергије. Максимална енергија неутрона у језгру је стога око 32 MeV. Са оних 8 MeV разлике између Фермијевог нивоа и нулте енергије слободног неутрона ван дејства нуклеарних сила, добија се да је дубина потенцијалне јаме неутрона негде око 40 MeV.

Из једначине 6.11 се види да максимална вредност импулса, а самим тим и дубина потенцијалне јаме, зависе од броја нуклеона. У случају када је број протона једнак броју неутрона, могло би се очекивати да је и протонска потенцијална јама исте дубине. Но, с обзиром да између протона постоји и Кулонова сила која делује насупрот привлачних нуклеарних сила, потенцијална јама је у овом случају плића за отприлике

$$E_c = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{3}{5}\frac{Z^2e^2}{r} \qquad \textbf{(6.12)}$$

на колико је процењена енергија Кулонове интеракције за случај када би језгро било равномерно наелектрисана сфера. У случајевима када је број протона знатно мањи од броја неутрона, као што је то случај код тежих нуклида, разлика између дубине потенцијалне јаме неутрона и протона постаје знатна. Шематски приказ потенцијалне јаме за протоне и неутроне дат је на слици 6.3



Слика 6.3: Потенцијална јама за неутроне и протоне

Протонска потенцијална јама има још једно својство које је разликује од неутронске. Протон, или било каква друга позитивно наелектрисана честица, да би ушла у језгро мора да савлада рад одбојних Кулонових сила, тј. да пређе преко потенцијалне баријере. Исто важи и за позитивно наелектрисану честицу која тежи да напусти језгро. Осим енергије потребне за издвајање онолико нуклеона колико та честица има, потребно је додати и енергију довољну за прелазак преко потенцијалне баријере уколико се процес не одвија такозваним ***тунел ефектом*** (о чему ће бити речи у наредном поглављу када се буде говорило о алфа распаду).

МОДЕЛ ЉУСАКА

До средине четрдесетих година, експериментални резултати, прикупљени приликом истраживања основних својстава атомског језгра, били су довољни да се јасно уоче дисконтинуитети у систематици неких измерених величина. Ови се дисконтинуитети појављују код језгара која имају одређени број протона или неутрона. Појава да се нека величина, карактеристична за језгро са одређеним бројем протона или неутрона, битно разликује од исте величине измерене код суседних језгара, ни на који начин није могла да се објасни моделима изграђеним на аналогији са непрекидним срединама (течности или гасу).

Пре открића језгра је било добро познато да се нека својства атома скоковито мењају са порастом редног броја. Из тог разлога се аналогија између језгра и електронског омотачем сама наметнула. Познато је да се орбитални електрони крећу у пољу централних сила и да могу заузимати само дискретна енергетска стања. Неколико енергетских стања (или енергетских нивоа, како се то чешће каже) групишу се у такозване ***љуске***. Једну љуску сачињава одређени број енергетских нивоа блиске енергије. Енергетски размак између две љуске је отприлике један ред величине већи од разлика у енергијама између појединачних нивоа који сачињавају једну љуску. Све хемијске особине елемената, тј. комплетан Мендељејев систем, може се објаснити периодиком попуњавања енергетских нивоа. Најочигледнији доказ постојања структуре љусака у електронском омотачу атома представљају дисконтинуитети уочени у величини јонизационог потенцијала. Присетимо се да је зависност јонизационог потенцијала од редног броја елемента функција која показује видан пораст код инертних гасова. Јонизациони потенцијал једног инертног гаса је неколико пута већи од јонизационог потенцијала његовог најближег суседа из прве групе периодног система. Висок јонизациони потенцијал и слабу хемијску реактивност инертни гасови могу да захвале чињеници да им електрони у потпуности попуњавају једну од љусака. Тиме се добија затворена и стабилна структура. Редни бројеви инертних гасова у периодном систему су добро познати, тако да се са сигурношћу може тврдити да су енергетски нивои у омотачу груписани на тај начин да се електронске љуске атома комплетно попуњавају са 2, 10, 18, 36, 54 и 86 електрона.

По аналогији са електронским омотачем изграђен је ***модел љусака*** који покушава да опише језгро као скуп нуклеона који се крећу по орбитама тачно одређене енергије. Као и претходно описани модел Фермијевог гаса, и модел љусака се заснива на претпоставци о независној честици унутар језгра. За разлику од Фермијевог модела (где се нуклеони крећу као и молекули веома разређеног гаса и то без икаквих ограничења, у неком средњем пољу једнаком по целој запремини језгра),

модел љусака се базира на претпоставци да је поље нуклеарних сила централног типа. Дакле, нуклеони унутар језгра стварају неко средње, ***самоусаглашено поље***, чији интензитет има радијалну зависност. Ово се поље, настало услед постојања одређеног броја протона и неутрона спрегнутих нуклеарним силама, одржава даље независно од понашања појединачних нуклеона. И у овом случају, као и код Фермијевог гаса, претпоставља се да су интеракције са разменом енергије између појединачних нуклеона мало вероватне због чињенице да су нижи енергетски нивои попуњени спареним нуклеонима. Услед непостојања интеракција и размене енергије међу нуклеонима, проблем великог броја тела се своди на једноставнији случај — случај изучавања понашања једне честице која интерагује са централним пољем. С обзиром да природа нуклеарних сила још увек није довољно позната, облик потенцијала у језгру је биран емпиријски.

На основу Шредингерове једначине, без обзира на облик изабраног потенцијала, добија се да један систем нуклеона може имати низ дискретних стања од којих се свако карактерише тачно одређеном вредношћу енергије. По Паулијевом принципу, нуклеони попуњавају те енергетске нивое редом од најнижег ка вишим. Нивои се групишу у одређеној области енергија, сачињавајући на тај начин једну љуску. Енергетски размак између две љуске је реда величине неколико MeV, што знатно превазилази разлику у енергијама између појединих нивоа унутар љуске. Приликом решавања Шредингерове једначине облик одабраног потенцијала може у мањој или већој мери да осликава стварно стање у језгру, што коначно даје различит распоред нивоа на енергетској скали.

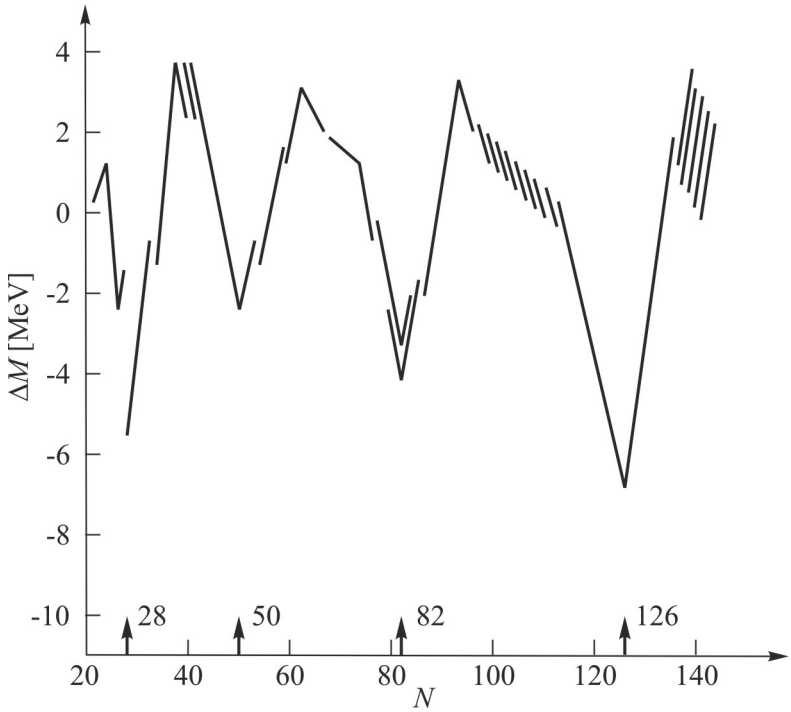
Експериментални докази постојања структуре љусака

На основу дисконтинуитета у систематици неколико различитих карактеристика језгра, установљено је да су љуске потпуно попуњене нуклеонима, или како се то обично каже потпуно затворене, уколико поседују 2, 8, 20, 50, 82 и 126 неутрона или протона. Овај последњи број важи само за неутронске љуске, пошто у природи не постоји језгро са толиким бројем протона. Ово су такозвани ***магични бројеви***, а њима се у неким случајевима може придружити и 28.

Језгра која поседују магични број протона или неутрона имају стабилнију структуру од околних, као што су инертни гасови као атоми стабилнији од својих суседа у периодном систему. Посебно су стабилна ***двоструко магична језгра***, тј. она која имају потпуно затворене и неутронске и протонске љуске као нпр. $^{4}_{2}$He или $^{40}_{20}$Ca. Постоји богата систематика експерименталних резултата који потврђују постојање структуре љусака. Овде ћемо навести само неке од њих.

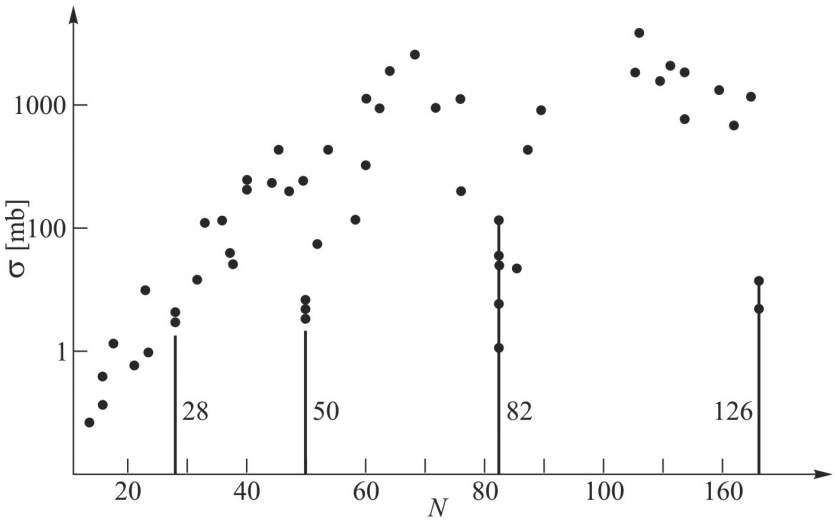
- ***магична језгра*** поседују у потпуности попуњене љуске и због тога ***имају већу стабилност у односу на околна језгра***. То значи да би магична језгра требала

имати вишу енергију везе од околних. Будући да од везивне енергије зависи маса језгра, кроз систематска мерења атомских маса могуће је установити да ли постоје нека знатнија одступања измерених вредности које би указивале на постојање структуре љусака. У претходном поглављу је наглашено да Вајсцекерова једначина веома добро предвиђа средње вредности масе језгара у широком опсегу. Мерењем су установљене ситне варијације маса у односу на рачунски добијене вредности. Ова разлика једино може потицати од неког ефекта који модел капи, а делом и модел Фермијевог гаса, нису били у стању да предвиде. Јасно је да ће разлика између резултата Вајсцекерове једначине и експерименталних вредности бити најочигледнија баш на местима где је повећање енергије везе, тј. смањење масе услед постојања структуре љусака, најјаче изражено код магичних језгара. На слици 6.4 приказана је зависност разлике у маси која се уочава између експериментално установљених вредности и процене из Вајсцекерове формуле од броја неутрона у језгру. Веома је очигледно да та разлика има минималне вредности баш код језгара са магичним бројем неутрона.



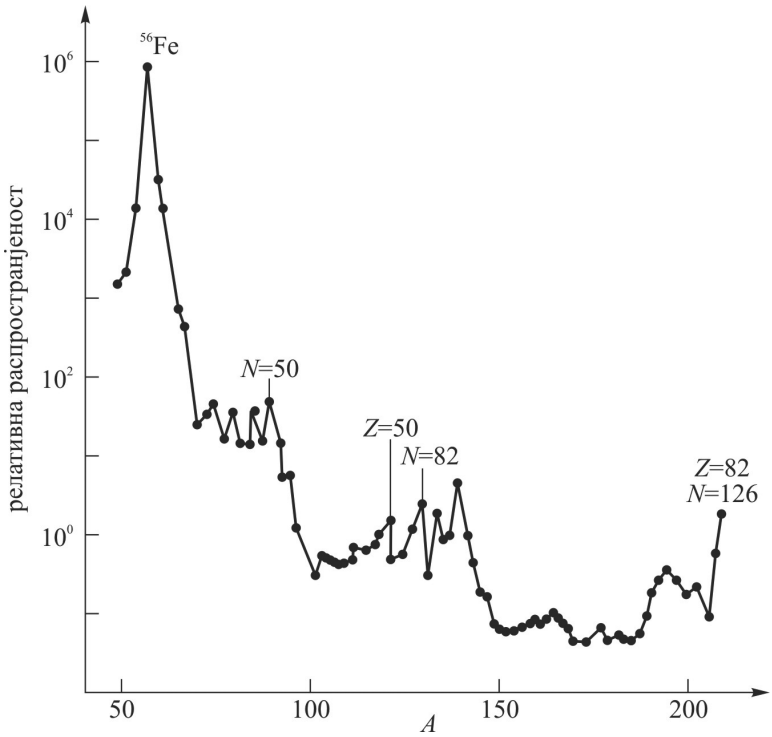
Слика 6.4: Зависност разлике у маси језгра између измерених вредности и Вајсцекерове формуле од броја неутрона у језгру

- веома је занимљиво пратити ***енергију издвајања или присаједињења неког нуклеона низу језгара око магичног***. Приликом захвата нуклеона од стране језгра, долази до ослобађања његове везивне енергије. Ако се том приликом ствара магично језгро које поседује повишену стабилност, за очекивати је да ће тада бити ослобођена и већа количина енергије. Ова је појава најочигледнија код лаких језгара. Када се језгру водоника $^{1}_{1}$H дода један неутрон, добија се деутеријум $^{2}_{1}$H, којом приликом се ослобађа 2.2 MeV. Уколико се трицијумовом језгру $^{3}_{1}$H дода један протон, настаје изотоп хелијума $^{3}_{2}$He а енергија која се овом приликом ослободи је 5.5 MeV. Захват неутрона на овом изотопу доводи до стварања двоструко магичног хелијумовог изотопа $^{4}_{2}$He а ослободи се 20.6 MeV. Језгра $^{5}_{2}$He и $^{5}_{3}$Li, која би настала након захвата једног неутрона и протона од стране $^{4}_{2}$He, су нестабилна и не постоје у природи, а рачунски се добија да би енергија присаједињења додатног нуклеона била негативна. Сама вероватноћа захвата неутрона може указати на постојање затворених структура код језгара. Вероватноћа за захват неутрона изражава се ефикасним пресеком. За брзе неутроне, енергије око 1 MeV, ефикасни пресек расте са повећањем редног броја језгра, и то све до језгара са редним бројем око ***A***=100. Даљим порастом редног броја ефикасни пресек постаје мање-више независан од ***A***. Изузеци су магична језгра код којих је вероватноћа за захват неутрона 10 до 100 пута мања него код околних језгара, пошто увођењем још једног неутрона долази до нарушења стабилне структуре. На слици 6.5 се може видети да је код магичних језгара измерен ефикасни пресек за захват неутрона један до два реда величине мањи од пресека за суседна језгра.



Слика 6.5: Ефикасни пресек за захват неутрона у фунцкији броја неутрона у језгру

- у релативној присутности разних изотопа у природи може уочити ***повишена присутност језгара са магичним бројем неутрона***. На слици 6.6 се виде три јасно изражена пика код магичних неутронских бројева 50, 82 и 126. Ова се језгра чешће налазе у природи због њихове више стабилности.



Слика 6.6: Релативна распрострањеност изотопа у функцији масеног броја

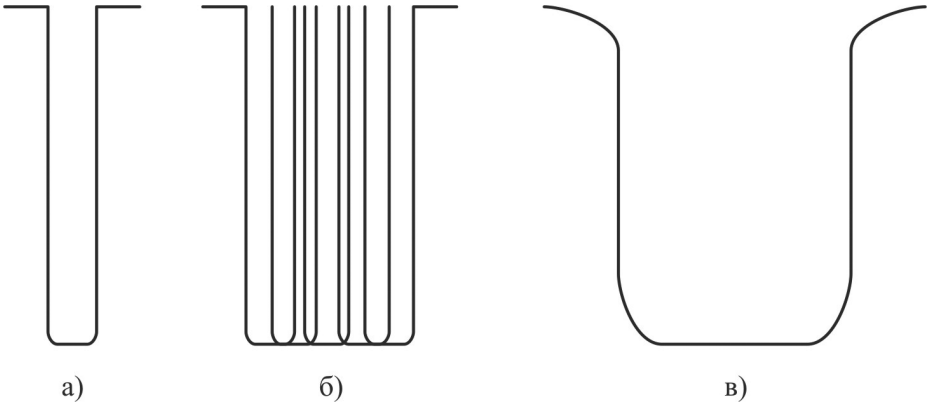
- на слици 5.5, где је приказана ***зависност измерених вредности електричног квадрополног момента од броја неутрона у језгру***, може се видети да је за магична језгра ова величина ***једнака нули***, тј. да имају потпуно сферно симетричан облик.

Постојање поменутих дисконтинуитета у низу систематски измерених вредности неких карактеристика језгра директно је указало на постојање затворених нуклеонских структура и одредило магичне бројеве. То је у великој мери иницирало настанак модела љусака. Основни тест за проверу исправности почетних поставки приликом разраде модела је била могућност да се магични бројеви рачунски репродукују. Докле год се на основу теоријских прорачуна није добио распоред енергетских нивоа такав да су затворене љуске садржавале магичне бројеве нуклеона, вршене су корекције основних поставки модела.

Основне поставке модела љусака

Математички апарат на основу којег би се описало понашање нуклеона у језгру, до извесне мере је разрађен на примеру електронског омотача. И тамо је захваљујући извесним апроксимацијама, избегнуто да се електронски омотач анализира као целина већ се то постигло описивањем стања сваког појединачног електрона. За њих се претпоставило да се крећу у пољу централних сила, сасвим независно један од другога. Интеракције између електрона врло често нису занемарљиве, али су оне приликом посматрања појединог електрона укључене кроз такозвано ***самоусаглашено поље***. Оно има две компоненте: централно Кулоново поље језгра и усредњено поље које би потицало од свих осталих електрона. Допринос поља којег сачињавају сви електрони осим посматраног своди се на смањење интензитета, како се то обично каже заклањање или екранирање Кулоновог поља језгра, али се његов централни карактер том приликом не губи.

Погледајмо сада колико је идентична логика оправдана у случају језгра. На примеру деутерона је установљено како изгледа зависност потенцијалне енергије интеракције између протона и неутрона од растојања међу њима. Добијено је да се потенцијал нуклеон-нуклеон интеракције може представити веома уском и дубоком потенцијалном јамом. Дубина те јаме је око 30 MeV а њезин радијус је реда величине 10^{-15} m. Можемо дакле сматрати да приликом сваке интеракције суседних нуклеона и у језгрима тежим од деутерона долази до стварања идентичне потенцијалне јаме, шематски приказане на слици 6.7 а). Како је растојање између нуклеона мање од ширине јаме, долази до њихових преклапања, као што је то приказано на слици 6.7 б).



Слика 6.7: а) Потенцијал неутрон-протон интеракције, б) појединачни потенцијали у случају већег броја нуклеона, в) укупан потенцијал језгра. Ради једноставности приказа, Кулонова баријера је изостављена

Укупан потенцијал настаје сабирањем појединачних потенцијала краткодометних нуклеон-нуклеон интеракција чија се дејства осећају само у непосредном окружењу самог нуклеона. Силе између нуклеона су кратког домета, тако да је реално очекивати да потенцијал нуклеарних сила брзо опада ка нули на границама језгра. Дакле, може се очекивати да је облик потенцијала одређен функцијом којом се описује зависност густине нуклеона од радијуса језгра. На слици 5.3 је приказана дистрибуција густине наелектрисања, тачније речено густина паковања протона у језгру. Како су протони и неутрони равномерно измешани, можемо сматрати да се функцијом сличног облика може представити и густина нуклеона. Сабирањем уских потенцијалних јама које потичу од нуклеон-нуклеон интеракције, добио би се укупан потенцијал нуклеарних сила који би за неко средње тешко језгро могао да се прикаже као на слици 6.7 в). Ствара се један мање-више равномеран потенцијал у којем се налазе и крећу појединачни нуклеони. Потенцијал од средишта језгра идући ка његовој периферији, с почетка има приближно константну вредност а онда нагло опада како се приближавамо његовој површини, где се и густина нуклеона нагло смањује (слика 5.3). За почетак можемо сматрати да овај потенцијал, као и језгро, има сферно-симетричан облик а функција којом би се ова зависност описала јесте:

$$U(r) = -\frac{U_0}{1+e^{\frac{r-R}{a}}} \tag{6.13}$$

и назива се ***Вудс-Саксонов потенцијал***. Параметри U_0, R и a се одређују емпиријски. Наравно, горња релација представља облик неутронске потенцијалне јаме пошто не укључује Кулонову интеракцију. За протоне треба додати још и ***Кулоновски потенцијал*** који се најчешће представља као:

$$U_c(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(Z-1)e^2}{R}\left[\frac{3}{2}-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right] \quad \text{за } r<R_0 \tag{6.14}$$

$$U_c(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{(Z-1)e^2}{r} \quad \text{за } r>R_0 \tag{6.15}$$

Кулонов потенцијал ван језгра је добро познат, док се за потенцијал у језгру узима потенцијал у којем је изложено тачкасто елементарно наелектрисање унутар равномерно наелектрисане сфере на растојању r од центра симетрије.

Нуклеони се налазе у сферно симетричном централном пољу силе. Из горњих релација видимо да величина потенцијала у некој одабраној тачки језгра зависи једино од радијалног растојања те тачке од центра симетрије језгра. Што се тиче друге претпоставке на којој се базира модел љусака (кретање појединачних нуклеона без интеракција у једном таквом потенцијалу), поновимо само да су интеракције са разменом енергије у којима би један од нуклеона требао да пређе на ниже енергетско стање немогуће, јер су по Паулијевом принципу та нижа стања потпуно

попуњена. На овај начин се тешко решиви проблем великог броја тела своди на много једноставнији случај — кретања једне честице у заједничком потенцијалу. Сваки се нуклеон може посматрати појединачно и независно од других протона и неутрона у језгру. Решавањем Шредингерове једначине, уз претпоставку о облику заједничког потенцијала, могуће је одредити енергије и ангуларне моменте које нуклеон може имати на појединим стањима. Појединачни енергетски нивои се групишу у љуске и попуњавају се нуклеонима по Паулијевом принципу.

Модел љусака са неким једноставним облицима нуклеарног потенцијала

Понашање неког тела се, по квантно механичком формализму, може описати Шредингеровом једначином. Да би се применила Шредингерова једначина, на начин како је то са успехом учињено код атомских електрона, потребно је да и нуклеони у језгру врше орбитално кретање. Да ли се то у језгру, чија је запремина неколико редова величине мања од запремине атома, заиста и дешава или не — тешко је рећи; но чињеница је да језгра поседују угаони моменат импулса који је збир спинова појединачних нуклеона и њихових орбиталних момената импулса. У сваком случају, модел љусака оперише са претпоставком да на свакој орбитали нуклеон поседује моменат импулса који је интеграл кретања, тј. одржава се у времену. За један нуклеон масе m који се креће у неком потенцијалу $U(\vec{r})$, тродимензионална Шредингерова једначина има следећи облик:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi+U(\vec{r})\psi=E\psi \tag{6.16}$$

Таласна функција се за сферно-симетрични потенцијал може раздвојити на радијални део и део који зависи од угаоних варијабли:

$$\psi(\vec{r})=R(r)\cdot F(\theta,\varphi) \tag{6.17}$$

што дозвољава да се Шредингерова једначина растави на две независне диференцијалне једначине: једну по $R(r)$ а другу по $F(\theta, \varphi)$. Енергија нуклеона зависи од величине потенцијала на месту где се он у датом тренутку налази. Како се за потенцијал нуклеарних сила може сматрати да искључиво зависи од радијалне координате сферног координатног система, јасно је да енергију нуклеона одређује радијални део таласне функције $R(r)$. Својствене вредности оператора енергије, или енергије нуклеона унутар потенцијала нуклеарних сила, добијају се из радијалног дела Шредингерове једначине:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left[\frac{\mathrm{d}^2R(r)}{\mathrm{d}r^2}+\frac{2}{r}\frac{\mathrm{d}R(r)}{\mathrm{d}r}\right]+\left[U(r)+\frac{l(l+1)}{2mr^2}\right] \tag{6.18}$$

где је l орбитални квантни број и може да поприма целобројне вредности 0, 1, 2, 3, 4, ... Решавањем горње једначине добијају се енергије које нуклеони поседују на појединим орбиталама. Енергије стања на којима се честица у одабраном потенцијалу $U(r)$ може наћи, одређене су сопственим вредностима оператора енергије. Сваки од ових енергетских нивоа окарактерисан је главним квантним бројем n, орбиталним l и магнетним квантним бројем m, тако да је и код језгра могуће применити стандардну спектроскопску нотацију. Подсетимо се само да су енергетска стања орбиталних електрона означавана са:

$$1s, 2p, 2s, 3d, 3p, 3s, \ldots \tag{6.19}$$

где цифра представља главни квантни број а слова s, p, d, f, **…** одговарају вредностима орбиталног квантног броја од 0, 1, 2, 3, …, респективно. Као и код атомских електрона, орбиталним квантним бројем је одређен моменат импулса који нуклеон поседује на одређеном енергетском нивоу, док магнетни квантни број дефинише његову оријентацију у односу на одабрани правац. Код главног квантног броја постоје извесне разлике између језгра и атома. Главни квантни број код атома представља број чворова (нула) таласне функције одређеног стања. У језгру се нуклеони крећу у просторно ограниченом потенцијалу и таласна функција треба да поприми нулту вредност изван физичких граница језгра, па је и број чворова другачији. Но и у случају језгра стањима описаним са већом вредношћу главног квантног броја одговара и виша енергија.

Као и код атомског омотача, свако енергетско стање (или ниво) је (2l+1) пута дегенерисано по m_l. Другим речима — свако енергетско стање датог ангуларног момента има (2l+1) подстања, као што је то објашњено у поглављу 5.4.1. На сваком од тих поднивоа могу боравити два нуклеона супротних спинова, тако да је сваки од нивоа насељен са 2(2l+1) нуклеона.

Предност квантно-механичког приступа се састоји у томе да је потребно знати само облик потенцијала у којем се посматрано тело креће а не и његово порекло, тако да познавање природа сила од којих тај потенцијал потиче није неопходно. Но нажалост, са потенцијалом Вудс-Саксоновог типа, какав је наведен у изразу 6.13, Шредингерова једначина нема аналитичког решења већ ју је неопходно решавати нумерички. Због тога се прибегло додатним апроксимацијама па је потенцијал поједностављено представљен помоћу ***правоугле потенцијалне јаме***:

$$U(r) = -U_0 \text{ за } r < R_0 \tag{6.20}$$

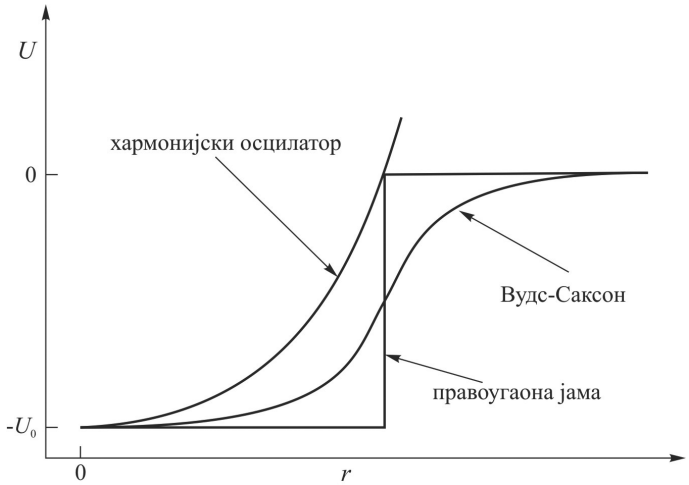
$$U(r) = 0 \text{ за } r > R_0 \tag{6.21}$$

или ***тродимензионалног хармонијског осцилатора***:

$$U(r) = -U_0 + \frac{1}{2}k^2 r^2 \text{ за } r < R_0 \tag{6.22}$$

$$U(r)=0 \text{ за } r>R_0 \tag{6.23}$$

где је са R_0 означен полупречник језгра, k је константа а U_0 представља дубину потенцијалне јаме. На слици 6.8 шематски су приказани поменути облици потенцијалних јама. Правоугана потенцијална јама је релативно добра апроксимација за тешка језгра, док се параболичним обликом потенцијала који имамо код хармонијског осцилатора на задовољавајући начин може заменити потенцијал лаких језгара.



Слика 6.8: Различити облици потенцијалних јама коришћени у теоријским прорачунима

Решење једначине 6.18 се тражи у облику сферних Беселових функција .***Беселове функције*** за прве три вредности ангуларног квантног броја имају следећи облик:

$$\frac{\sin(kr)}{kr} \text{ за } l=0 \tag{6.24}$$

$$\frac{\sin(kr)}{(kr)^2}-\frac{\cos(kr)}{kr} \text{ за } l=1 \tag{6.25}$$

$$\frac{3\sin(kr)}{(kr)^3}-\frac{3\cos(kr)}{(kr)^2}-\frac{\sin(kr)}{kr} \text{ за } l=2 \tag{6.26}$$

где је

$$k=\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \tag{6.27}$$

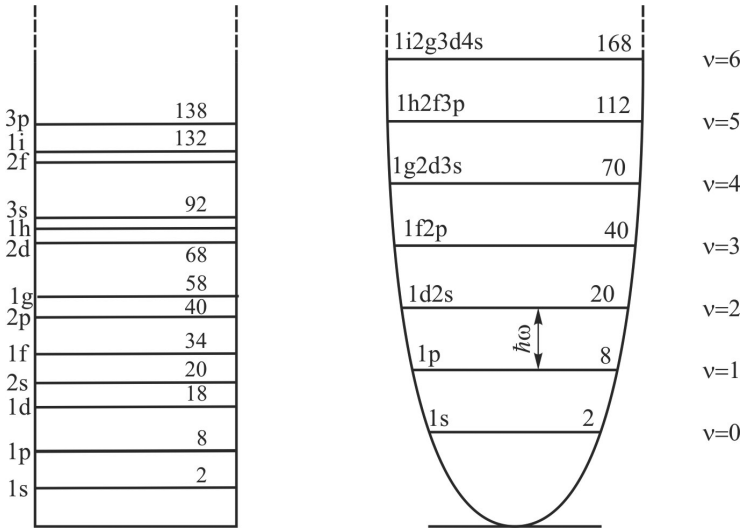
За ово излагање довољно је рећи да се енергије стања у којима се могу наћи нуклеони добијају на основу релације

$$E = \frac{\hbar^2 \eta^2}{2 m R_0} \tag{6.28}$$

где η представља оне вредности аргумента kr за које Беселове функције имају вредност једнаку нули.

Погледајмо коначно какав је редослед попуњавања енергетских нивоа добијен решавањем Шредингерове једначине уз употребу поменута два облика потенцијала: правоугаоног и параболичног.

На основу параболичног потенцијала хармонијског осцилатора се добија да се у неким случајевима неколико нивоа групишу тј. заузимају идентично енергетско стање. Прва енергетска љуска се састоји од само једног енергетског нивоа 1s, на којем се могу наћи максимално два нуклеона спарених спинова. Слично је и са другом љуском коју сачињава само један енергетски ниво — 1p на којем може бити укупно шест нуклеона. У трећој љусци постоје два енергетска нивоа — 1d и 2s. На 1d нивоу може да се налази укупно 10 нуклеона, док их на 2s може бити два. Свих дванаест нуклеона, колико их максимално може бити на трећој љусци, заузимају идентична енергетска стања, тј. имају једнаке енергије. Слично је и са следећом љуском коју сачињавају два нивоа 1f и 2p. На слици 6.9 се може видети на који се начин попуњавају остали нивои у случају када се претпостави да се потенцијал нуклеарних сила унутар језгра може апроксимирати параболичном функцијом. Такође је значајно приметити да су у овом случају љуске еквидистантне на енергетској скали — енергетско растојање између две љуске је увек једнако.



Слика 6.9: Распоред енергетских нивоа у потенцијалној јами са два различита облика потенцијала

Пратећи добијени распоред попуњавања енергетских нивоа и узимајући у обзир Паулијев принцип, може се веома једноставно израчунати колико се нуклеона може наћи у сваком енергетском стању (са одређеном вредношћу орбиталног квантног броја). Као што је речено, на првој љусци их може бити само два; када се у потпуности попуни и друга љуска укупан број нуклеона је осам. У потпуности попуњена трећа љуска допринесе са дванаест нових нуклеона, што укупно чини двадесет, итд. То значи да се са параболичним потенцијалом љуске затварају када број нуклеона достигне следеће вредности:

$$2, 8, 20, 40, 70, 112, \ldots \tag{6.29}$$

Евидентно је да само прва три броја одговарају експериментално установљеним магичним бројевима.

Једнако неуспешни су били и прорачуни на бази правоугаоне потенцијалне јаме. У овом случају долази до скидања дегенерације — дакле не постоје стања одређена различитим орбиталним квантним бројевима која би имала идентичну енергију. На слици 6.9 шематски је приказан начин којим се попуњавају нивои и групишу у љуске код потенцијала облика правоугане јаме. Редослед је:

$$1s, 1p, 1d, 2s, 1f, 2p, 1g, \ldots \tag{6.30}$$

Сабирањем броја нуклеона који се добијају попуњавањем нивоа по овом распореду добијају се следећи магични бројеви:

$$2, 8, 18, 20, 34, 40, 58, \ldots \tag{6.31}$$

Очигледно је да ни ови бројеви не одговарају експерименталним чињеницама.

С обзиром да избор облика потенцијалне јаме може да утиче на редослед попуњавања нивоа, као и њихово груписање у љуске, начињени су покушаји да се са разним функцијама (које би представљале потенцијал у језгру) добију прави магични бројеви, али су сви покушају били неуспешни. Штавише, нумерички прорачуни који су употребили Вудс-Саксонов потенцијал су дали редослед попуњавања нивоа као што је то био случај са правоугаоном потенцијалном јамом уз неке разлике у међусобним растојањима појединачних нивоа на енергетској скали. Дакле — употреба Вудс-Саксоновог потенцијала није као резултат дала распоред енергетских нивоа који би у потпуности репродуковао експериментално установљене магичне бројеве.

Спин-орбитална спрега

У доба када је настао модел љусака, није било спорно да потенцијал језгра може да се опише функцијом са равним дном и брзим порастом ка нултој вредности како се иде од његовог центра ка површини, као што је то приказано на слици 6.8. То је било јако ограничење приликом покушаја да се разним облицима потенцијала добије груписање енергетских нивоа у љуске које би се потпуно попуњавале магичним бројем нуклеона. Ситним модификацијама облика потенцијала, као ни прорачунима који би укључивали потенцијал који се знатно разликује од Вудс-Саксоновог, нису могли да се добију магични бројеви. Постало је јасно да унутар језгра, тј. унутар задатог облика потенцијала, треба тражити још неку интеракцију која има утицај на распоред енергетских нивоа.

Проблем је коначно решен 1949. године. Тада су М. Геперт-Мајер и Х. Јансен (независно један од другог) предложили механизам по којем се централном, сферно-симетричном потенцијалу језгра $U(r)$ придружује још једна компонента која искључиво зависи од интеракције орбиталног и спинског момента импулса нуклеона. По њиховој претпоставци, код сваког појединачног нуклеона долази до спрезања орбиталног и спинског момента количине кретања. Том приликом се добија вектор укупног момента количине кретања као:

$$\vec{j}=\vec{l}+\vec{s} \tag{6.32}$$

Овај начин спрезања је познат под називом ***спин-орбитална спрега***. Из атомске физике је познато да је енергија спреге орбиталног и спинског момента количине кретања за електрон, који се налази у неком централном потенцијалу $U(r)$, пропорционална са

$$\frac{1}{r}\frac{\partial U(r)}{\partial r}\vec{l}\cdot\vec{s} \tag{6.33}$$

па се аналогно томе може претпоставити да се укупан потенцијал језгра може представити у следећем облику:

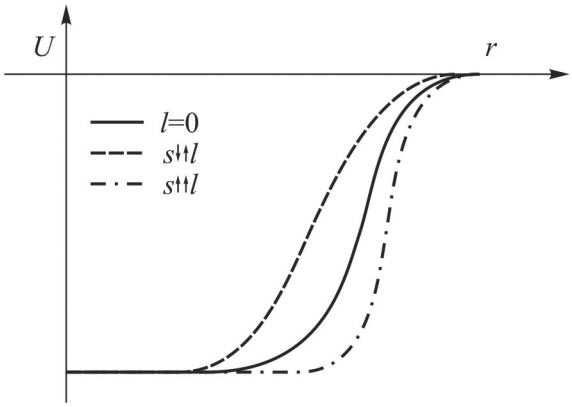
$$U_{\mathrm{j}}(r)=U(r)+b\frac{1}{r}\frac{\partial U(r)}{\partial r}\vec{l}\cdot\vec{s} \tag{6.34}$$

где су $\vec{l}$ и $\vec{s}$ вектори орбиталног и спинског момента импулса, респективно, а b константа спреге чија се вредност одређује експериментално.

Знајући правила сабирања квантно механичких векторских величина, може се написати да је енергија интеракције спин орбиталне спреге пропорционална са

$$\frac{1}{r}\frac{\partial U(r)}{\partial r}\left[j(j+1)-l(l+1)-s(s+1)\right] \tag{6.35}$$

На слици 6.10 шематски је приказано какав утицај два различита начина на које се спрежу спински и орбитални моменат импулса могу имати на облик потенцијалне јаме.



Слика 6.10: Изглед потенцијала за два различита начина спин-орбиталне спреге

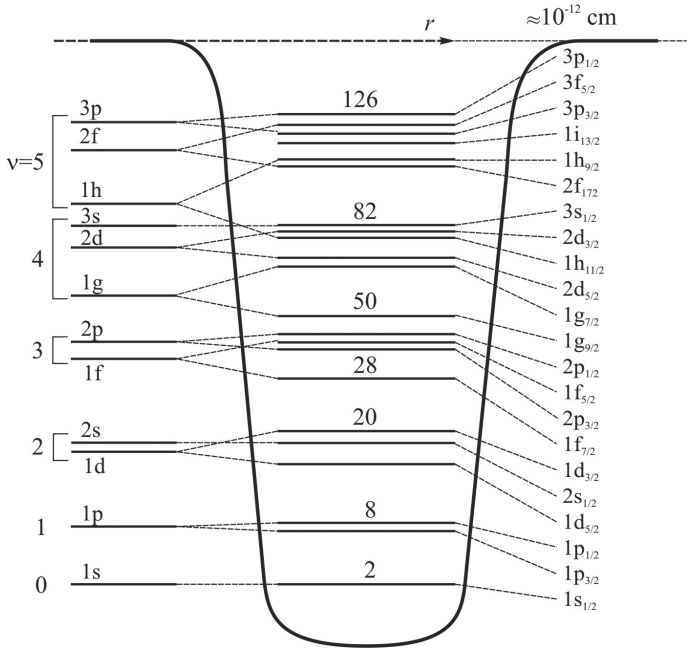
Ако нуклеон на одређеном енергетском нивоу поседује ангуларни моменат различит од нуле, спински моменат импулса може бити оријентисан паралелно или антипаралелно вектору $\vec{l}$. Дакле, укупни моменат импулса нуклеона j може имати две бројне вредности: l+½ или l–½. То значи да и енергија спин орбиталне интеракције може имати две различите вредности, у зависности да ли су вектори који се спрежу оријентисани паралелно или антипаралелно. Двема вредностима укупног момента импулса одговарају, дакле, и различита енергетска стања, што доводи до цепања нивоа са орбиталним моментом на два поднивоа, од којих нижу енергију има онај код којег је укупни моменат импулса једнак l+½, док вишу енергију има подниво са l–½. Енергетска разлика између ова два поднивоа расте са порастом орбиталног момента импулса, и може да достигне и неколико MeV. По конвенцији, поднивои се означавају на следећи начин:

$$1s_{1/2}, 1p_{3/2}, 1p_{1/2}, 1d_{5/2}, 1d_{3/2}, 2s_{1/2}, ... \quad \textbf{(6.36)}$$

где је, као и у стандардној спектроскопској нотацији, цифром дат главни квантни број, словом је означен моменат импулса, док индекс представља укупни моменат количине кретања j. Енергетски ниво којем одговара орбитални моменат импулса l=1, по конвенцији означен словом p, дели се на два поднивоа којима одговарају вредности укупног момента импулса j=1/2 и j=3/2 у зависности од тога да ли су орбитални и спински моменти међусобно паралелни или антипаралелни. На исти начин d ниво, код кога је орбитални моменат импулса l=2, путем спин-орбиталне спреге се дели на два поднивоа са вредностима укупног момента импулса од 3/2 и 5/2, као што се то у индексу поред слова d и означава.

Сваки ниво са угаоним моментом импулса већим од нуле се цепа на два поднивоа. Погледајмо сада на који начин се ти поднивои попуњавају нуклеонима. Као што је познато, на сваком нивоу којем одговара одређена вредност орбиталног квантног броја l, може постојати максимално 2(2l+1) протона или неутрона. Овај укупан број нуклеона се подели на два поднивоа на тај начин да сваки подниво

буде насељен са (2*j*+1) нуклеона. Енергетски ниво p, којем је *l*=1, може максимално имати 6 нуклеона. На вишем поднивоу, са укупним моментом импуса *j*=1/2, могу се налазити максимално 2 нуклеона, док на поднивоу ниже енергије, код којег је *j*=3/2, максимално их може бити 4. На исти начин се може одредити да d ниво (*l*=2) на поднивоу $d_{5/2}$ може имати шест нуклеона, док их на поднивоу $d_{3/2}$ може бити четири. То укупно чини десет нуклеона који се на d нивоу могу наћи.



Слика 6.11: Распоред енергетских нивоа за потенцијал облика хармонијског осцилатора са урачунатом спин-орбиталном спрегом

Како изгледа распоред попуњавања енергетских нивоа за потенцијал облика хармонијског осцилатора са урачунатом спин-орбиталном спрегом приказано је на слици 6.11. Као и у случају правоугаоног и параболичног потенцијала, прве две љуске сачињавају 1s и 1p нивои на којима се налазе два и шест нуклеона, респективно. Прва љуска има само један енергетски подниво — $1s_{1/2}$. Она може максимално да прими по два протона или неутрона. Код језгра хелијума је ова љуска потпуно попуњена и са протонима и са неутронима. Ово је прво двоструко магично језгро, за које је експериментално установљена изузетна стабилност. Код језгара већег масеног и редног броја долази до попуњавања следеће љуске која има два поднивоа: $1p_{1/2}$ и $1p_{3/2}$. На њих могу бити размештена по 2 и 4 нуклеона исте врсте, респективно. Са она два нуклеона из прве љуске, добијамо други магични број 8. Изотоп кисеоника $^{16}_{8}O$ је двоструко магично језгро са потпуно попуњеном другом љуском и одликује се високом стабилношћу и великом распрострањеношћу у природи.

У трећој љусци се налазе 1d и 2s нивои. Спин-орбитална спрега цепа ниво 1d на поднивое $1d_{3/2}$ и $1d_{5/2}$, који са поднивоом $2s_{1/2}$ сачињавају трећу љуску. Интересантно је приметити да се 2s ниво налази између $1d_{5/2}$ и $1d_{3/2}$ поднивоа. На овој љусци може бити распоређено укупно 12 протона или неутрона. Два нуклеона попуњавају 2s ниво и десет нуклеона са 1d нивоа, од којих се шест налази на $1d_{5/2}$ поднивоу, док их на $1d_{3/2}$ поднивоу укупно има четири. Са 8 нуклеона из претходне две љуске, ово чини трећи магични број 20. Изотоп калцијума $^{40}_{20}Ca$ је језгро код којег и неутрони и протони потпуно попуњавају трећу љуску. Ово је последње двоструко магично језгро које има исти број неутрона и протона. Као и друга магична језгра, веома је распрострањено у природи и има шест стабилних изотопа.

Даљим порастом масеног и редног броја, долази до попуњавања четврте љуске. Њу сачињавају поднивои нивоа 1f и 2p који су по растућим енергијама поређани као: $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ и $2p_{1/2}$. Осим њих, четвртој љусци припада и подниво $1g_{9/2}$. Овде се по први пут среће случај да се један ниво цепа на поднивое који припадају различитим љускама. Подниво $1g_{9/2}$, као што је речено, припада четвртој љусци, док $1g_{7/2}$ улази у састав пете љуске. Већ је објашњено да је енергетска разлика између два нивоа која припадају једној љусци знатно мања од енергије која дели две љуске. У том контексту је посебно занимљив подниво $1f_{7/2}$. Енергетска разлика између њега и осталих чланова четврте љуске је нешто већа од уобичајене енергетске разлике између два поднивоа унутар једне љуске. Овај подниво може да прими осам протона или неутрона, што са нуклеонима из претходне три љуске даје укупан број од 28. Услед ове разлике у енергијама, примећено је да и језгра са 28 нуклеона могу да имају нека слична својства као и друга магична језгра, мада са овим бројем не долази до попуњавања целе љуске. Изотоп гвожђа $^{54}_{26}Fe$ има 28 неутрона а никл $^{60}_{28}Ni$ има исто толико протона. Ова језгра, што се тиче дефекта масе и заступљености у природи, имају особине сличне магичним језгрима код којих је у потпуности попуњена нека од љусака.

Када сва расположива енергетска стања на четвртој љусци буду попуњена, добије се нови магични број 50. Овде би се могло набројати неколико карактеристичних једноструко магичних језгара као на пример $^{88}_{38}$Sr и $^{90}_{30}$Sr који имају 50 неутрона и $^{120}_{50}$Sn са 50 протона. Калај има највећи број стабилних изотопа у целом периодном систему — постоји чак 11 њих.

Пета љуска има пет поднивоа и комплетно бива попуњена са 32 нуклеона једне врсте. Са 50 нуклеона из нижих љусака то чини магичних 82 нуклеона. Толико неутрона имају једноструко магични изотопи $^{138}_{56}$Ba и $^{140}_{58}$Ce који су веома распрострањени у природи. Олово има 82 протона и четири стабилна изотопа. Остали елементи са већим редним бројем, који се у природи могу пронаћи, припадају радиоактивним низовима неких дугоживећих изотопа и нису стабилни.

Када сва енергетска стања шесте љуске буду попуњена, укупан број нуклеона износи 126. Максималан број протона који се у природним елементима може пронаћи је 92, колико има уранијум. Сва позната језгра са већим редним бројем, такозвани ***трансурани***, произведена су путем разних нуклеарних реакција у лабораторијским условима и у природи не постоје. Дакле, шеста љуска може бити попуњена једино неутронима. Шеста љуска је потпуно попуњена неутронима код изотопа олова $^{208}_{82}$Pb које је двоструко магично језгро.

Неки домети једночестичног модела

Модел љусака је успео да објасни магичне бројеве, а самим тим и појаве дисконтинуитета у систематикама бројних вредности неких величина. Осим тога, овај модел је имао успеха и у предвиђању неких карактеристика језгара у основном стању као што су то моменат количине кретања (спин) и магнетни моменат, а дао је и објашњење изомеризма.

Најједноставнији приступ у тумачењу особина језгара, заснован на структури љусака, је једночестични модел. По њему су за неке карактеристике језгра (као што су то спин, магнетни моменат и парност) одговорни неспарени протон или неутрон. За један овакав закључак било је доста основа. Код свих парно-парних језгара укупан моменат количине кретања једнак је нули, а самим тим и магнетни моменат. Од овог правила није уочен ни један изузетак. Језгра са непарним масеним бројем (која имају један неспарени нуклеон) или непарно-непарна језгра са неспареним протоном и неутроном поседују спин и магнетни моменат. Дакле — долази до спаривања истородних нуклеона и парно-парни део језгра не доприноси укупном спину и магнетном моменту. Једночестични модел је на основу карактеристика неспарених нуклеона успео да предвиди спин за велики број језгара, као и да одреди у којим се границама може очекивати да им се налазе магнетни моменти.

Језгра се, као и атоми, могу наћи у побуђеним енергетским стањима. Тако на пример, након радиоактивног распада или трансмутација у нуклеарним реакцијама, језгро

потомак настаје у побуђеном стању. Модел љусака и једночестични модел су успели да објасне нека од побуђених стања језгра једноставним моделом у којима се један или више нуклеона налазе на неком од виших енергетских нивоа. И коначно, једночестични модел је био веома успешан у објашњавању изомеризма — појаве да се нека језгра веома дуго задржавају у побуђеном стању (понекад чак и годинама) са којег емисијом гама фотона или конверзионог електрона прелазе у основно енергетско стање. О овој појави ће бити говора у наредном поглављу.

Једночестични модел љусака и спин језгра

- најједноставнији случај ***парно-парних језгара*** нећемо посебно разматрати. Код њих је спин основног стања увек једнак нули и имају позитивну парност.
- ***непарно-парна и парно-непарна језгра*** Ова језгра имају један непаран протон или неутрон и полуцелу вредност спина. Примећено је у преко 150 случајева, са мањим бројем изузетака, да је спин језгра био истоветан са укупним моментом импулса којег поседује последњи неспарени нуклеон. У табели 6.1 дат је распоред попуњавања енергетских стања нуклеонима за неколико језгара по моделу љусака, као и предвиђена и експериментално установљена вредност спина. Погледајмо најједноставнији пример водониковог изотопа $^{3}_{1}$H (трицијума). Он има два спарена неутрона у на нивоу $1s_{1/2}$. Неспарени протон се такође налази на нивоу $1s_{1/2}$ (обележава се са $(1s_{1/2})^{1}$) и има укупан моменат импулса $\boldsymbol{j}$=1/2. Модел претпоставља да би спин трицијума требао бити ½ што је експериментом и установљено. Последњи у овој табели је изотоп молибдена $^{95}_{42}$Mo. Он има паран број протона тако да непарни неутрон одређује спин основног стања. Преко магичног броја од 50, овај изотоп има још три неутрона, и то сва три на поднивоу $2d_{5/2,}$ што се у усвојеној спектроскопској нотацији означава као $(2d_{5/2})^{3}$. Значи да неспарени трећи неутрон има укупан моменат импулса од 5/2, колико би требао да буде и спин основног стања Mo. Експериментом је потврђена ова вредност.
- ***непарно-непарна језгра*** У случају када језгро поседује по један неспарени протон и неутрон, на основу модела љусака се не може једнозначно одредити спин основног стања. Оваква језгра, без изузетака, имају целобројну вредност спина. Укупан спин се добија сабирањем момената импулса неспареног протона и неутрона:

$$\vec{I} = \vec{j}_{\mathrm{p}} + \vec{j}_{\mathrm{n}} \tag{6.37}$$

С обзиром да вектори момента импулса протона и неутрона имају квантни карактер, за резултат њиховог сабирања једино можемо рећи да лежи у границама

$$\left| j_{\mathrm{p}} - j_{\mathrm{n}} \right| \le I \le j_{\mathrm{p}} + j_{\mathrm{n}} \tag{6.38}$$

Табела 6.1: Редослед попуњавања енергетских нивоа нуклеонима и спин основног стања за неколико изотопа

		Редослед попуњавања енергетских нивоа нуклеонима	I_{model}	I_{eksp}
$^{3}_{1}H$	Z=1 N=2	$(1s_{1/2})^1$ $(1s_{1/2})^2$	$1/2^+$	$1/2^+$
$^{7}_{3}Li$	Z=3 N=4	$(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^1$ $(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^2$	$3/2^+$	$3/2^+$
$^{17}_{8}O$	Z=8 N=9	$(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2$ $(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^1$	$5/2^+$	$5/2^+$
$^{27}_{13}Al$	Z=13 N=14	$(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^5$ $(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^6$	$5/2^+$	$5/2^+$
$^{39}_{19}K$	Z=19 N=20	$(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^6\ (2s_{1/2})^2\ (1d_{3/2})^3$ $(1s_{1/2})^2\ (1p_{3/2})^4\ (1p_{1/2})^2\ (1d_{5/2})^6\ (2s_{1/2})^2\ (1d_{3/2})^4$	$3/2^+$	$3/2^+$
$^{67}_{30}Zn$	Z=30 N=37	28 протона + $(2p_{3/2})^2$ 28 неутрона + $(2p_{3/2})^4\ (1f_{5/2})^5$	$5/2^-$	$5/2^-$
$^{73}_{32}Ge$	Z=32 N=41	28 протона + $(2p_{3/2})^4$ 28 неутрона + $(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^6\ (2p_{1/2})^2\ (1g_{9/2})^1$	$9/2^+$	$9/2^+$
$^{95}_{42}Mo$	Z=42 N=53	28 протона + $(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^6\ (2p_{1/2})^2\ (1g_{9/2})^2$ 50 неутрона + $(2d_{5/2})^3$	$5/2^+$	$5/2^+$

Приликом изучавања деутеријума установљено је да су протон и неутрон најстабилније везани када су им вектори тоталног момента импулса паралелни. Уз претпоставку да се и унутар осталих језгара моменти импулса протона и неутрона спрежу на идентичан начин, урађени су покушаји да се на основу једночестичног модела тачније одреди вредност спина језгра. На основу добијених метода, могуће је било за велики број непарно-непарних језгара предвидети вредност спина која би се поклапала са експерименталном, али је постојао и известан број изузетака. Испоставило се да на основу самог једночестичног модела није могуће проценити тачну вредност спина за сва непарно-непарна језгра већ само опсег у којем би се укупан спин језгра требао налазити, као што је то дато у релацији 6.38.

Побуђени нивои језгра

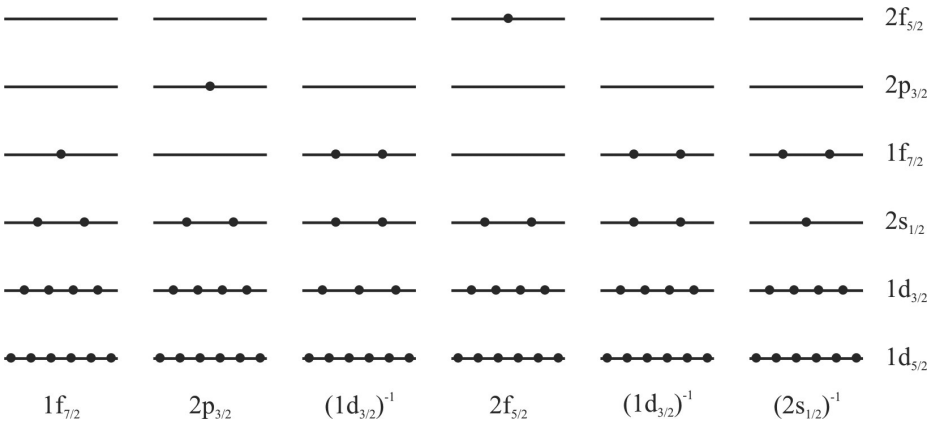
Модел љусака је у атомској физици имао великог успеха у објашњавању карактеристика електронског омотача, првенствено захваљујући једноставном централном облику потенцијала. Овај модел, не само што је на добар начин описао основно стање неког атома, већ је могао да предвиди и распоред побуђених нивоа на енергетској скали. У случају језгра, модел љусака одређује енергетска стања у којима се нуклеони могу наћи на основу одабраног потенцијала и спин-орбиталне спреге. Нуклеони их редом попуњавају и код језгра у основном стању заузети су

сви најнижи енергетски нивои, тако да систем поседује минималну енергију. По једночестичном моделу, језгро бива побуђено ако се неки од нуклеона доведе на виши енергетски ниво. Постоји више различитих механизама којима се језгро може превести у побуђено стање. Након радиоактивног распада, чест је случај да језгро-потомак не бива створено у основном стању већ поседује неку енергију побуде. Такође га је могуће довести у побуђено стање путем интеракције са другим честицама, тј. приликом одвијања нуклеарних реакција. Како су енергетске разлике између два побуђена стања језгра реда величине неколико стотина keV, па чак и неколико MeV, јасно је да се језгро ни на који начин не може термално побудити.

Погледајмо сада колико је једночестични модел био успешан у описивању побуђених стања језгра. Узмимо опет најједноставнији случај језгра са непарним масеним бројем (које има један неспарени нуклеон). Уколико се језгру доведе одговарајућа количина енергије, неспарени нуклеон прелази на неко више енергетско стање. Енергија побуде језгра једнака је енергетској разлици између нивоа на којима се нуклеон налазио пре и након побуђивања. Спин језгра је у том случају једнак укупном моменту импулса који неспарени нуклеон има на вишем енергетском стању. На овај начин језгро може доспети у такозване ***једночестичне побуђене нивое***.

Сеобом нуклеона на неки од непопуњених енергетских стања, језгро се доводи у један од могућих једночестичних побуђених енергетских нивоа. На основу овог модела је евидентно да је број и распоред побуђених стања одређен бројем и положајем непопуњених нивоа. Начин на који једночестични модел објашњава побуђена стања језгра најједноставније је демонстрирати примером нуклида који поседује један неспарени нуклеон. Тако на пример, језгро ^{41}Ca поседује двадесет протона и двадесет један неутрон. Неспарени неутрон се налази на $1f_{7/2}$ орбитали. Експериментално је потврђено да спин језгра ^{41}Ca заиста износи 7/2. На слици 6.12 приказани су неке конфигурације неутрона у којима се језгро ^{41}Ca налази у побуђеном стању. Ако се језгру ^{41}Ca доведе довољан износ енергије, неспарени неутрон може бити пребачен на први суседни виши ниво, за који можемо видети да је $2p_{3/2}$ (са слике 6.11). Енергија побуде језгра би требала бити једнака енергетској разлици између $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ нивоа. Када се језгро налази у том побуђеном стању, његов спин износи 3/2. Чест је случај да се колоквијално каже како тај побуђени ниво има спин 3/2. Следећа могућност довођења језгра на побуђено стање, приказана на слици 6.12, је да се један неутрон са енергетског нивоа $1d_{3/2}$ пресели на ниво $1f_{7/2}$. Енергија побуде језгра је у овом случају једнака разлици енергија нивоа $1f_{7/2}$ и $1d_{3/2}$. Тада на нивоу $1f_{7/2}$ постоје два спарена неутрона тако да им се спин потире. Укупан спин језгра потиче од трећег, неспареног неутрона на нивоу $1d_{3/2}$ што се означава са $(1d_{3/2})^3$. У случају када је језгро побуђено на тај начин да се један нуклеон из потпуно попуњеног енергетског нивоа пребаци на виши, тај недостајући нуклеон се може третирати као „шупљина". У том случају се та шупљина означава као $(1d_{3/2})^{-1}$ и може се рећи да она одређује спин целог језгра када се оно налази у том посматраном побуђеном стању. На слици 6.12 приказано је још неколико могућих начина да се

језгро ^{41}Ca доведе на побуђено стање померањем једног од неутрона на неки од виших енергетских нивоа. На овај начин се могу посматрати и протони. Свако пребацивање неког од протона на виши енергетски ниво доводи до побуде језгра.



Слика 6.12: Конфигурација неутрона код неколико једночестичних побуђених стања језгра ^{41}Ca

Речено је већ да језгра са побуђеног енергетског стања прелазе на основно најчешће уз емисију гама зрачења. Енергија гама фотона је једнака енергетској разлици између нижег и вишег енергетског стања, тако да се мерењем енергија гама зрачења релативно лако могу одредити енергије побуде језгра. Постоје и експерименталне технике којима се може одредити спин побуђеног стања, или тачније речено, укупни моменат импулса (спин језгра) које оно поседује када се налази у посматраном побуђеном стању. За велики број изотопа су прецизно одређене енергије и спинови побуђених стања. На слици 6.13 приказана су нижа побуђена стања ^{41}Ca која су експериментално установљена. Може се видети да у шеми побуђених стања језгра ^{41}Ca заиста постоје нивои са спином који би одговарали неким од једночестичних побуда приказаним на слици 6.13. Тако први побуђени ниво енергије 1.9427 MeV настаје преласком неутрона са $1f_{7/2}$ на $2p_{3/2}$; други побуђени ниво од 2.01 MeV настаје када се неутрон са $1d_{3/2}$ пресели на ниво $1f_{7/2}$. Побуђено стање од 2.5749 MeV настаје приликом сеобе неспареног неутрона са $1f_{7/2}$ на $1f_{5/2}$. На овај начин би могло да се одреди порекло још неких од побуђених стања језгра ^{41}Ca. Сличан поступак би могао да се примени и на протоне, пошто довођењем енергије језгру и они могу да се доведу до виших енергетских нивоа. Но, анализом великог броја језгара и њихових побуђених стања дошло се до закључка да осим једночестичних, постоји још и знатно већи број других побуђених нивоа који се не могу објаснити једночестичним моделом. Дакле — јасно је да се језгро може наћи у побуђеном стању путем довођења неспареног нуклеона на неко од виших енергетских стања, али то није једини механизам побуђивања језгра.

9/2+	3.2008
	3.12
3/2(+)	3.0491
7/2-	2.9593
(7/2)+	2.8831
1/2+	2.6698
(5/2+)	2.6051
(5/2-)	2.5749
3/2-	2.4621
3/2+	2.0099
3/2-	1.9427
7/2-	0

$^{41}_{20}Ca$

Слика 6.13: Шема побуђених стања језгра ^{41}Ca

Постоје и такозвана ***мешана стања*** где се језгро доводи до неког вишег енергетског нивоа побуђивањем два или више нуклеона. Енергија побуде у том случају одговара збиру енергија које су појединачни нуклеони добили да би били пресељени на неки од виших нивоа. Језгро се може довести на више енергетско стање и путем колективних кретања свих нуклеона у језгру, нешто слично механизмима описаним у одељку 6.1.2 где је било речи о моделу капи.

Што се густине енергетских нивоа тиче, код свих језгара постоји лако уочљива правилност. У близини основног стања размак између је нивоа неколико стотина keV, понекад и више (што зависи од масеног броја изотопа), да би на вишим енергијама ти нивои били знатно гушће распоређени. На високим енергијама, реда величине неколико MeV-а, природна ширина енергетских нивоа је често већа од размака између њих, тако да побуђена стања чине континуум.

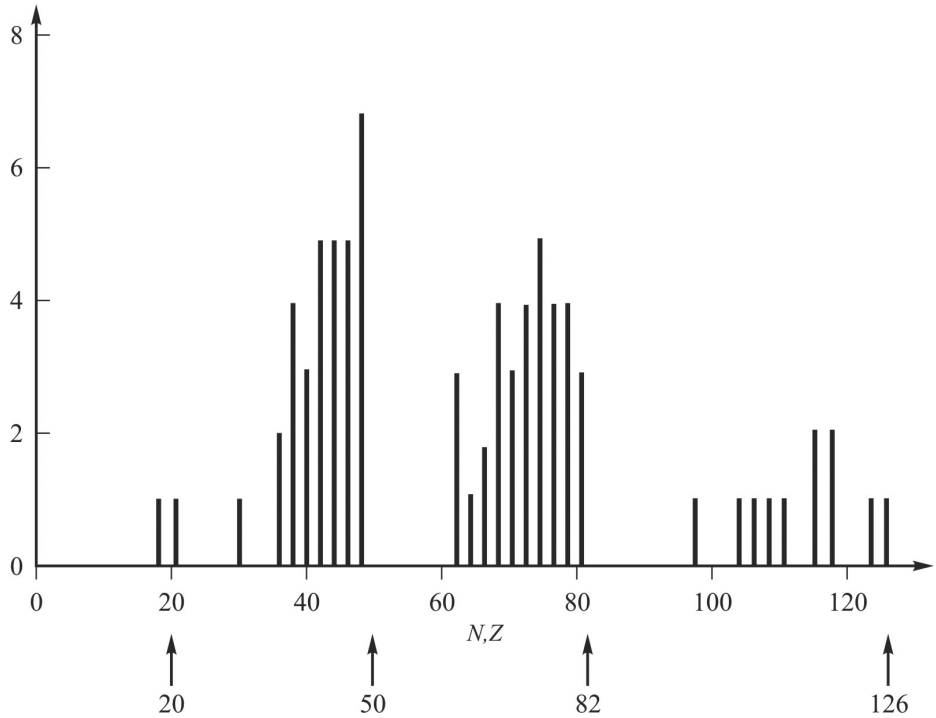
Изомеризам језгра

Језгро са побуђеног стања прелази на основно или неко друго ниже енергетско стање путем различитих механизама. Уколико је енергија побуде већа од енергије везе нуклеона, могуће је да дође до емисије једног или више протона, неутрона или неке њихове комбинације. За све ниже енергије највероватнија је деексцитација путем електромагнетног прелаза: емисијом гама фотона или конверзионих електрона, о чему ће бити говора у наредном поглављу. Ако је могуће да језгро са побуђеног стања пређе у ниже или основно путем неколико различитих механизама (на пример емисијом гама фотона, протона или неутрона) укупна вероватноћа прелаза се добија сабирањем вероватноћа за различите процесе.

Колико дуго ће се језгро задржати на побуђеном стању веома зависи од енергије побуде, као и мултиполности прелаза, тј. од разлике између спинова побуђеног нивоа и нивоа на којем ће се језгро наћи након деексцитације, о чему ће такође бити речи у наредном поглављу. Што је већа разлика између спинова побуђеног стања и стања на које се прелаз врши, мања је његова вероватноћа, а самим тим је већи полуживот побуђеног нивоа. Тако имамо времена полуживота побуђеног стања која се крећу од 10^{-16} s, па све до 10^{10} година. Нуклиди којима је прелаз са побуђеног стања успорен називају се ***изомери***. Оријентационо се узима да у ову групу спадају сви они изотопи који имају побуђено стање са полуживотом већим од 10^{-6} s. Изомерна језгра се по неким параметрима могу разликовати од језгара који имају исти број протона и неутрона, али се не налазе у побуђеном стању. Разлика у физичким особинама изомерних језгара потиче од чињенице да је једно од њих, тзв. доњи изомер, у основном стању, док је горњи изомер у неком дугоживећем побуђеном, такозваном ***метастабилном стању***. Горњи и доњи изомер се могу разликовати по периоду полураспада, енергији везе, спину, магнетном моменту итд. Прелаз са метастабилног стања на основно се назива ***изомерни прелаз***.

До сада је установљено постојање неколико стотина изомера. То су углавном језгра непарног масеног броја или непарно-непарна језгра, док је уочено само неколико парно-парних изомера. Међу лаким језгрима је примећен мали број дугоживећих изомера са временом полуживота већим од секунде. Ако све познате изотопе поређамо по растућем редном или масеном броју, јасно ће се могу уочити области у којима постоји већа учесталост појављивања изомера. То су такозвана ***острва изомеризма***. На слици 6.14 се јасно може видети како долази до груписања изомера непосредно испод неког од магичних бројева.

Вероватноћа изомерног прелаза, као и време живота метастабилног стања, зависе од разлике у спиновима између побуђеног и основног стања. По једночестичном моделу, језгро бива побуђено уколико му се један нуклеон доведе на неко више енергетско стање. Ако је разлика између спинова побуђеног и основног стања довољно велика, побуђено језгро постаје изомер. Дакле — највећа је вероватноћа



Слика 6.14: Учесталост појављивања изомера међу језгрима непарног масеног броја

за постојање изомера у области где између последњег попуњеног и првог следећег нивоа постоји велика разлика у укупном моменту импулса. Са слике 6.11 се јасно види да та разлика постоји између нивоа $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$. Посматрајмо неко језгро непарног масеног броја, код којег се на нивоу $2p_{1/2}$ налази један неспарени, тридесет девети по реду нуклеон. Ако неким механизмом језгро буде побуђено на тај начин да поменути нуклеон пређе на ниво $1g_{9/2}$, добиће се изомер. И заиста, установљено је да језгра са 39 протона (${}^{87}_{39}Y$, ${}^{89}_{39}Y$ и ${}^{91}_{39}Y$) као и језгра са истим бројем неутрона (${}^{69}_{30}Zn$ и ${}^{71}_{32}Ge$) заиста имају изомере. Након што у потпуност попуне ниво $2p_{1/2}$, протони или неутрони почињу да насељавају ниво $1g_{9/2}$. Он бива потпуно попуњен са 50 нуклеона, и тиме престаје могућност да се језгро побуди довођењем неког нуклеона на њега. То значи да се може очекивати да докле год у потпуности не буде попуњен ниво $1g_{9/2}$, постоји могућност да се на њега доведе нуклеон са $2p_{1/2}$ нивоа. Дакле, језгра са бројем нуклеона између 39 и 50 би требали да имају изомере. То је и експериментално потврђено — у области између 39 и 50 нуклеона заиста постоји већи број изомера, или како се то обично каже, постоји острво изомерије.

Сличан је случај и са попуњавањем следеће љуске где постоји велика разлика у тоталном моменту импулса између нивоа $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ и $1h_{11/2}$. И у овој области се појављује острво изомерије. Исто то се може рећи и за нивое $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ и $1i_{13/2}$, итд.

И коначно, примећено је да не постоје изомери међу језгрима малог масеног броја. По једночестичном моделу, између нивоа у прве три љуске не постоји значајнија разлика у вредностима спинова, тако да су сва побуђена стања у која се лака језгра могу довести краткоживећа.

Магнетни моменат језгра

О вези између магнетног диполног момента и момента импулса језгра било је речи у поглављу 5.4.2. Једночестични модел је тестиран кроз могућност да се рачунским путем добију вредности диполног магнетног момента језгра које би биле у сагласности са експерименталним резултатима. Парно-парна језгра не поседују моменат импулса те им је и диполни магнетни моменат једнак нули. По основној претпоставци једночестичног модела, и магнетни моменат језгра је одређен неспареним нуклеонима. У случају језгра са непарним масеним бројем, постоји само један неспарени нуклеон и он би у потпуности требао бити одговоран за магнетни моменат целог језгра. Као што је то већ речено у поглављу 5.4.2, магнетни моменат протона једнак је векторском збиру магнетног момента који потиче од његовог орбиталног кретања и сопственог магнетног момента:

$$\vec{\mu}=\frac{g_l\cdot\mu_0}{\hbar}\vec{l}+\frac{g_s\cdot\mu_0}{\hbar}\vec{s} \qquad \textbf{(6.39)}$$

где је g_l орбитални жиромагнетни однос, g_s је спински жиромагнетни однос а μ_0 је нуклеарни магнетон.

Вредност g_l једнак је јединици ако се магнетни моменат протона изражава у нуклеарним магнетонима. Диполни магнетни моменат слободног протона је веома добро познат (μ_p=+2.79276μ_0), тако да је лако израчунати да вредност спинског жиромагнетног односа износи g_s=5.5856.

Из релације 6.39 се може видети да вектор магнетног момента неспареног протона, тј. језгра, није колинеаран са укупним моментом импулса протона $\vec{j}$ који се добија као векторски збир орбиталног и спинског момента импулса. Магнетни диполни моменат је, као и моменти импулса протона, микроскопска величина која се покорава законитостима које владају у свету квантно-механичких вектора. Вектор магнетног момента врши прецесионо кретање око вектора укупног момента импулса протона $\vec{j}$. То значи да је вредност диполног магнетног момента који се може добити мерењем у ствари највећа пројекција вектора магнетног момента на правац вектора $\vec{j}$. У том случају можемо казати да је мерени магнетни моменат неспареног нуклеона (тј. целог језгра, како то предвиђа једночестични модел) колинеаран са његовом укупним моментом импулса. Диполни магнетни моменат језгра може бити позитиван или негативан, у зависности да ли му се смер поклапа са смером момента импулса или су та два вектора супротно оријентисана.

У поглављу 5.4.1 је било речи о могућим оријентацијама момента импулса неког квантног објекта у спољашњем магнетном пољу. Језгро ће имати магнетни моменат ако поседује моменат импулса. Спољашње магнетно поље ће магнетни дипол језгра поставити у једну од неколико могућих оријентација, како то већ налажу правила квантне механике. Са спољашњим магнетним пољем интерагује она мерљива компонента магнетног диполног момента која је колинерна са укупним моментом импулса језгра. То значи да спољашње магнетно поље поставља и вектор момента импулса језгра у неколико дискретних просторних оријентација одређених магнетним квантним бројем.

Магнетни диполни моменат директно је пропорционалан укупном моменту импулса протона j који се добија као векторски збир ангуларног и сопственог момента импулса. Будући да ова два вектора могу да буду паралелно или антипаралелно оријентисана један у односу на другог, теорија предвиђа две могућности за израчунавање диполног магнетног момента језгра:

$$\mu=\frac{\mu_0}{2}\left[g_s+(2j-1)g_l\right] \text{ за } j=l+\frac{1}{2} \tag{6.40}$$

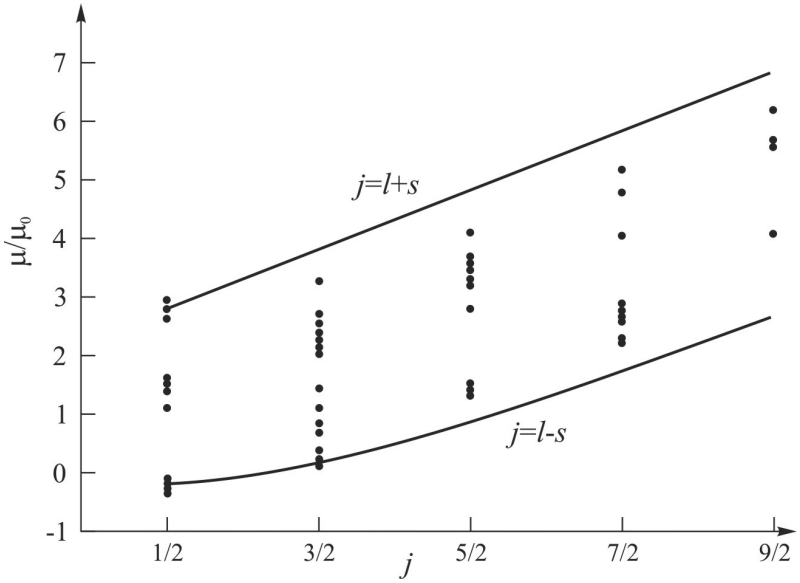
$$\mu=\frac{\mu_0}{2}\frac{j}{j+1}\left[-g_s+(2j-3)g_l\right] \text{ за } j=l-\frac{1}{2} \tag{6.41}$$

За израчунавање диполног магнетног момента језгра са једним непарним протоном довољно је познавати вредност његовог укупног момента импулса j, као и његов орбитални моменат импулса l, да би се могла донети одлука који од горња два израза треба употребити. Тако на пример, ако је вредност укупног момента импулса једнака 5/2, једначина 6.40 се употребљава ако је l=2, док се магнетни моменат израчунава на основу израза 6.41 уколико је l=3. Ако је неспарени нуклеон у језгру неутрон, укупни магнетни моменат језгра потиче једино од сопственог магнетног момента неутрона. Горња два израза се могу употребити за израчунавање магнетног момента језгра уколико у њима фигурише вредност g_s=0. Спински жиромагнетни моменат неутрона је –3.8261.

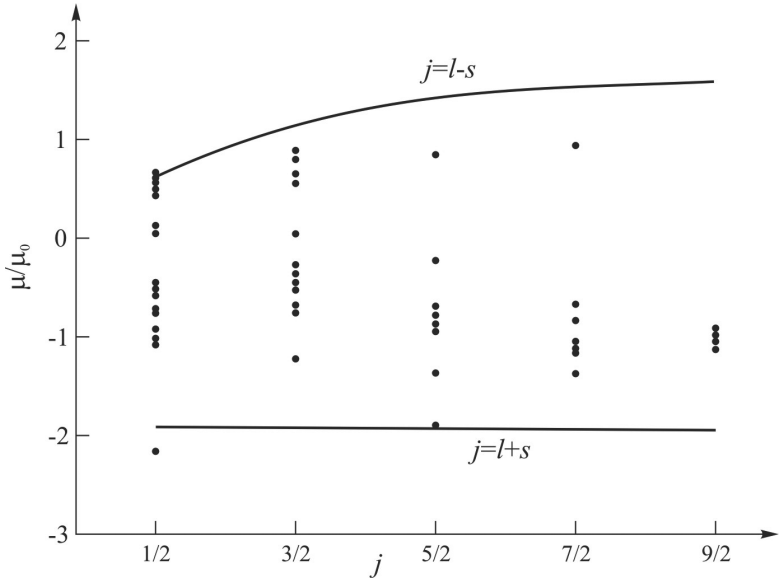
На основу једночестичног модела, сва непарна језгра која имају одређену вредност укупног момента импулса j би требала да имају једну од две вредности магнетног момента импулса, у зависности да ли се укупан моменат импулса добија као $j=l+½$ или $j=l–½$. На слици 6.15 приказана је горња и доња вредност магнетног момента језгра за дату вредност j за језгро које поседује неспарени протон.

На слици 6.16 приказане су горње и доње вредности диполног магнетног момента које би по једночестичном моделу имало језгра са неспареним неутроном. Ове вредности се зову ***Шмитове линије***.

На сликама 6.15 и 6.16 се може уочити да нека од језгара заиста имају магнетни моменат који је у доброј сагласности са теоријским предвиђањима. То се углавном дешава код језгара која се од двоструко магичних разликују само за један протон



Слика 6.15: Шмитове линије и измерене вредности магнетног момента језгара која имају неспарени протон



Слика 6.16: Шмитове линије и измерене вредности магнетног момента непарних језгара са неспареним неутроном

или неутрон. Но, за највећи број непарних језгара измерена вредност диполног магнетног момента се разликује од теоријски претпостављених вредности које се налазе на Шмитовим линијама. Са слика 6.15 и 6.16 се такође може видети и да све измерене вредности магнетних момената леже између Шмитових линија. Веома је мали број језгара која имају тзв. ***аномални диполни магнетни моменат*** који се не налази унутар области омеђене Шмитовим линијама. Постоји неколико претпоставки одакле потиче ово неслагање између теоријских и експерименталних вредности магнетног момента језгра. Фактори g_s за протон и неутрон који фигуришу у једначинама 6.40 и 6.41 су одређени на основу њихових магнетних момената измерених у експерименталним условима, у којима су протони и неутрони били слободне честице. Постоји вероватноћа да унутар језгра протон и неутрон имају другачије вредности сопственог магнетног момента. Друго објашњење ове разлике између теоријских предвиђања и експерименталних резултата се може тражити у недостацима основне поставке једночестичног модела. Највероватнији је случај да укупном магнетном моменту доприносе сви нуклеони преко затворене љуске, а не само последњи неспарени протон или неутрон.

Овде би се као занимљивост могла поменити и чињеница да је Шмит развио ову теорију 1937. године — дакле дванаест година пре него што је постављена теорија модела љусака која је урачунала и спин-орбиталну везу. Шмитова теорија се у уџбеницима најчешће помиње у контексту једног од домета или последица модела љусака. Ова теорија не само да није произашла из модела љусака него му је чак и претходила. Шмитова идеја о орбиталном кретању нуклеона у језгру је у доброј мери послужила за развој модела љусака.

РАДИОАКТИВНИ РАСПАД

Природна радиоактивна језгра могу доживети алфа и бета распад. Са много мањом вероватноћом се дешавају и неки други процеси, као на пример емисија тешке честице (^{14}C или ^{24}Ne) или спонтана фисија ^{238}U. Такође је могуће да језгра створена приликом нуклеарних реакција, која се на неутрон-протонској шеми приказаној на слици 1.2 налазе далеко од линије стабилности, емитују један или два протона. То се дешава тзв. протон суфицитарним језгрима. Уколико је производ нуклеарне реакције протон дефицитаран, до стабилније конфигурације може да дође емисијом неутрона; но, у највећем броју случајева то бива готово тренутно, па се тај процес не може сматрати радиоактивним распадом. У овом поглављу ће бити анализирани алфа и бета распад. Гама зрачење се емитује након радиоактивног распада, и том приликом не долази до измене састава језгра него се емисијом гама зрачења само мења његов енергетски биланс.

АЛФА РАСПАД

Убрзо након открића природне радиоактивности, установљено је да зрачење које се емитује из уранијумове руде има две компоненте различитог домета у ваздуху на чије се простирање може деловати електричним или магнетним пољем. Обе компоненте имају корпускуларну природу, тј. сачињавају их снопови брзих честица. Компонента мање продорности, која се може зауставити и обичним листом хартије, названа је ***алфа зрачење***. У Радерфордовој лабораторији је 1909. године установљено да су алфа честице у ствари језгра хелијумовог атома тј. да у своме саставу имају два протона и два неутрона. То значи да се након емисије једне алфа честице језгро трансформише у потомка који има два протона и четири нуклеона мање од језгра претка што се може приказати као:

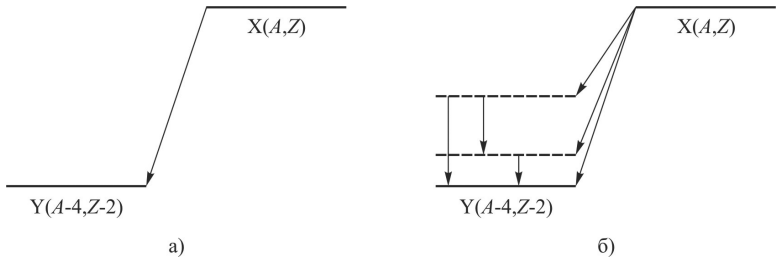
$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \qquad \textbf{(7.1)} $$

Новонастало језгро одговара елементу који се у периодном систему налази за два места померено ка нижим редним бројевима пошто има два протона мање од језгра претка. Сходно томе се реорганизује и атомски омотач новонасталог атома, којом приликом дође до ослобађања два електрона да би новонастали атом био електронеуралан. Након што изгуби комплетну своју енергију, алфа честица захвати два електрона и трансформише се у атом хелијума. То је и разлог због којег се у порозним минералима који садрже уранијумову руду увек проналазио хелијум. Из закона одржања енергије се добија услов који мора бити задовољен да би до емисије алфа честице уопште дошло:

$$ M(A,Z) = M(A-4,Z-2) + M({}^{4}_{2}\mathrm{He}) + \frac{1}{c^2}Q_{\alpha} \qquad \textbf{(7.2)} $$

где је $M(A, Z)$ маса атома претка, $M(A-4, Z-2)$ је маса атома потомка а $M({}^{4}_{2}\mathrm{He})$ је маса атома хелијума. Последњи члан у горњој једначини је масени еквивалент енергије која се ослободи приликом алфа распада. Ова се енергија ослобађа у виду кинетичке енергије емитоване алфа честице и енергије узмака језгра. Алфа распад могу да доживе само они атоми којима је маса већа од збира маса атома хелијума и масе језгра које се налази два места ниже у периодном систему а које има четири нуклеона мање од језгра које се распада. Осим пар изузетака, овај енергетски услов задовољавају сви атоми тежи од олова који се могу пронаћи у природи. То су добро познати чланови радиоактивних низова. Но осим њих, постоји још само неколико атома у области ретких земаља која испуњавају услов изражен обрасцем 7.2. Ради се о ^{144}Nd, ^{147}Sm, ^{149}Sm и ^{152}Gd. Најкраћи период полураспада од ових елемената има ^{147}Sm и реда је величине 10^{11} година што значи да им је распад веома спор па се још увек могу наћи у природи.

Усвојени начин на који се алфа распад приказује графички је приказан на слици 7.1. Хоризонталним линијама су приказана енергетска стања језгра претка и потомка, с тим што је прихваћено да нултом нивоу одговара укупна енергија коју у мировању поседују заједно језгро потомак и алфа честица. То значи да се на енергетској скали језгро предак налази изнад тог основног стања управо за износ енергије Q_α која се реализује у алфа распаду. На слици 7.1 а) се може видети најједноставнији случај — када се након алфа распада ствара језгро потомак у основном енергетском стању. То значи да је комплетна енергија распада подељена између алфа честице и новонасталог језгра. У таквим распадима све емитоване алфа честице имају идентичну енергију што је и потврђено мерењем домета алфа честица у ваздуху, као и спектрометријским мерењима. Поред овог, примећено је да извесни радиоизотопи емитују неколико група алфа честица различитих енергија. Шема једног таквог распада је приказана на слици 7.1 б). Након емисије једне групе алфа честица које имају највећу енергију, стварају се језгра потомци у основном енергетском стању, као и у претходном случају. Но, може се десити да алфа честица не добије максималну енергију која јој стоји на располагању. У том случају се створи језгро потомак у побуђеном енергетском стању са којег на основно енергетско стање прелази емисијом гама зрачења.



Слика 7.1: Шематски приказ алфа распада

Погледајмо сада најједноставнији случај — када се емитује само једна група алфа честица идентичне енергије и то без емисије гама зрачења. То значи да се енергија Q_α дели једино између алфа честице и новонасталог језгра. Из закона одржања импулса се добије релација:

$$E_u = \frac{M_\alpha}{M_j} E_\alpha \qquad \textbf{(7.3)}$$

где је E_u енергија узмака језгра потомка, E_α је енергија алфа честице, M_j је маса језгра потомка а M_α је маса алфа честице.

Из горње релације се може видети да алфа честица и језгро потомак поделе своје енергије у истој пропорцији у којима им се односе масе. Како алфа распад доживљавају углавном тешка језгра масеног броја преко 200, јасно је да ће приликом поделе енергија узмака језгра E_u бити знатно мања од кинетичке енергије E_α коју у процесу распада добије алфа честица.

Гајгер-Наталов закон

Приликом издвајања појединачних радиоактивних елемената присутних у уранијумовој руди, један од првих задатака пионира нуклеарне физике био је да се одреде њихови периоди полураспада. То је у принципу било могуће урадити на начин како је то описано у делу 2.3. До сада је установљено да се периоди полураспада познатих алфа емитера крећу у веома широком интервалу — од 10^{10} година па све до 10^{-7} s. То значи да се константа радиоактивног распада за познате алфа емитере креће у интервалу од 10^{-18} s^{-1} па све до 10^{6} s^{-1}. Паралелно са тим, прикупљале су се информације о енергији алфа честица. Како оне поседују наелектрисање, методом скретања у магнетном пољу (слично као и код масеног спектрометра шематски приказаног на слици 5.1) могуће је одредити енергију емитованих алфа честица. Испоставило се да је њихов енергетски спектар веома једноставан. Измерени спектри су обавезно дискретни а у великом броју случајева се састоје од само једне линије. Такође је примећено да је домет алфа честица R у ваздуху функција њихове енергије, о чему је било речи у поглављу 3.2.1. Тамо је речено да се веза између енергије и домета алфа честица у ваздуху емпиријском релацијом може описати као:

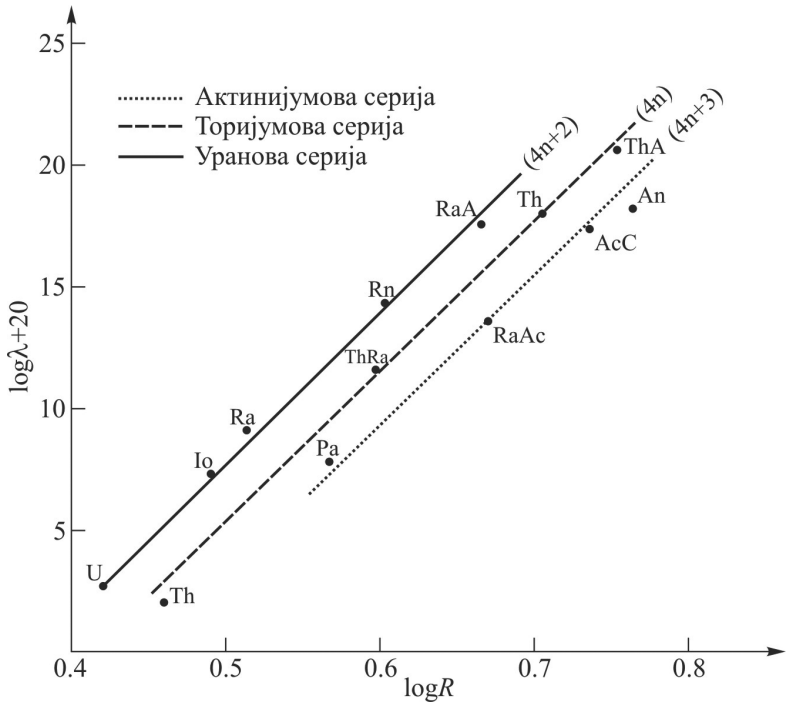
$$R = 0.318 \cdot E_{\alpha}^{\frac{3}{2}} \tag{7.4}$$

То је била додатна погодност, па је и из домета алфа честица измереног у ваздуху могуће било одредити њихову енергију. Измерене вредности енергија алфа честица се крећу у битно ужем интервалу вредности него што је то случај са константом распада. Грубо гледано, енергије алфа честица се налазе у интервалу од 4 MeV до 9 MeV. Покушај да се на неки начин доведу у везу константа распада λ и енергија алфа честица E_{α}, или њихов домет у ваздуху R, је дао веома занимљиве резултате. Наиме, 1911. године су Гајгер и Натал, са подацима који су у то доба били на располагању, добили да се поменуте две величине веома очигледно могу повезати релацијом:

$$\log \lambda = A \cdot \log E_{\alpha} + B \tag{7.5}$$

која се по њима назива ***Гајгер-Наталов закон***. Штавише, установљено је да се, пратећи линеарну зависност логаритма константе распада од логаритма енергије алфа честице, чланови појединих радиоактивних низова групишу и сачињавају три независне праве линије. Графички приказ Гајгер-Наталовог закона је дат на слици 7.2. Коефицијент правца добијених дужи, (коефицијент A у изразу 7.5) је идентичан за сва три низа, док се константа B разликује за око 5 % од низа до низа. На основу Гајгер-Наталовог закона је било могуће одредити период полураспада неког радиоактивног изотопа уколико му је била позната енергија алфа честица, и обрнуто — са познатим периодом полураспада (константом распада) могуће је било проценити колику би енергију могле имати алфа честице које он емитује. До

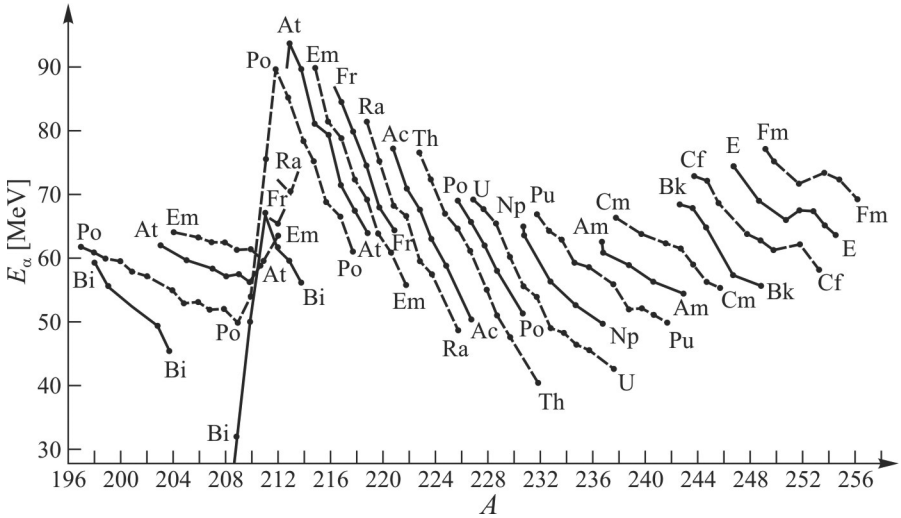
објашњења експерименталне зависности константе распада од енергије се дошло касније када је упозната природа интеракција које се дешавају у језгру и доводе до алфа распада.



Слика 7.2: Графички приказ Гајгер-Наталовог закона

Из систематике измерених вредности енергије која се реализује у алфа распаду (или енергије алфа честице), могуће је доћи до још неких занимљивих чињеница. Ако се за неколико различитих изотопа једног истог елемента упореде енергије алфа распада Q_α (или енергија алфа честица E_α), може се уочити веома јасна правилност приказана на слици 7.3. Очигледно је да се енергија Q_α смањује како се повећава масени број изотопа, тј. енергија се смањује са порастом броја неутрона код изотопа једног елемента.

Из Гајгер-Наталовог закона се може закључити да се повећањем енергије алфа честице, а самим тиме и укупном енергијом распада, веома брзо повећава и константа радиоактивног распада. Како је константа радиоактивног распада дефинисана као вероватноћа да се неко радиактивно језгро распадне у јединици времена, повећањем константе λ расте и вероватноћа да се језгро распадне. Са слике 7.3 се може видети да се повећањем масеног броја неког елемента, тј. повећањем броја неутрона, смањује енергија распада.



Слика 7.3: Зависност енергије алфа распада за различите изотопе појединих елемената

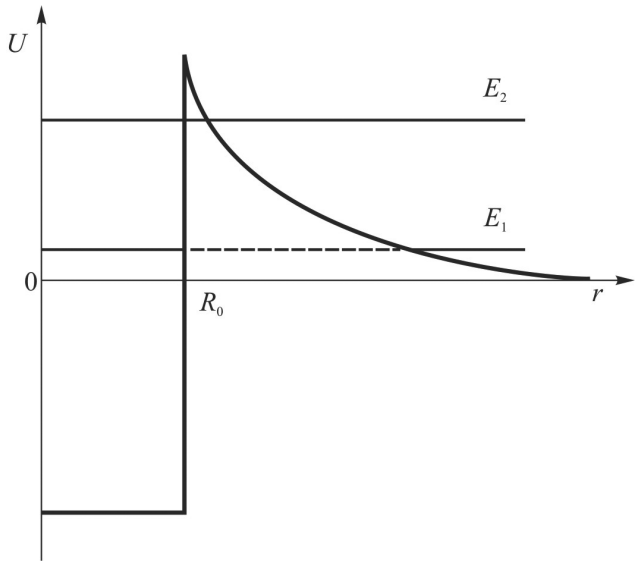
То значи да се повећањем броја неутрона смањује и константа радиоактивног распада λ, а самим тим и вероватноћа распада. Највећу константу λ и вероватноћу да се распадне има онај изотоп одређеног елемента који поседује најмањи број неутрона. С обзиром да се нуклеарна сила у ствари креира кроз међусобну интеракцију нуклеона, већим бројем неутрона се повећавају привлачне нуклеарне силе у односу на одбојне Кулонове силе које владају између протона, па се самим тим и смањује вероватноћа распада.

Механизам алфа распада

Начин на који се неко тешко језгро распада емитујући алфа честицу је немогуће објаснити законима класичне физике. Како су алфа честица и атомско језгро микроскопски објекти, до правог тумачења алфа распада се дошло применом квантне механике. Егзактно тумачење феномена емисије алфа честице из језгра се налази изван опсега овог курса, тако да ћемо само грубо скицирати овај процес. За почетак погледајмо супротан процес од алфа распада – расејање алфа честице на језгру. Приближавајући се позитивно наелектрисаном језгру редног броја Z, алфа честица се мора борити против одбојног потенцијала којега поједностављњно можемо представити као:

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2Ze^2}{r} \tag{7.6}$$

Изглед одбојне потенцијалне баријере је приказан на слици 7.4. Потенцијал расте по хиперболичној зависности како се приближавамо језгру, да би на растојању које једнако полупречнику језгра Кулонове одбојне силе биле замењене много јачим, привлачним нуклеарним силама. Колико ће се алфа честица близу примаћи језгру зависи искључиво од њене почетне кинетичке енергије. Уколико се испостави да алфа честица поседује енергију довољну да савлада одбојни Кулонов потенцијал и приближи се језгру до дистанце на којој почињу деловати нуклеарне силе, честица ће бити захваћена у језгро. То ће за собом повући читав низ процеса по механизмима одвијања нуклеарних реакција. Показало се да алфа честице ^{212}Po, које имају енергију од 8.8 MeV, могу да продру у нека лакша језгра, као што је то на пример ^{16}O, којем је висина Кулонове потенцијалне баријере негде око 7 MeV. Но, када је ^{238}U бомбардован алфа честицама полонијума, долазило је до расејања које се може објаснити Кулоновим силама. То значи да је потенцијална баријера уранијумовог језгра много виша од тих 8.8 MeV, колико су имале алфа честице полонијума. Класична електродинамика нам процењује висину потенцијалне баријере ^{238}U за алфа честице на отприлике 30 MeV.



Слика 7.4: Потенцијална баријера језгра

Протони и неутрони су, као и алфа честице које би настале њиховим удруживањем, заробљени у простору у којем се осећа дејство привлачних нуклеарних сила и кажемо да се они налазе потенцијалној јами. Да би једна алфа честица изашла из језгра ^{238}U и нашла се ван дејства нуклеарних сила, треба да поседује енергију од отприлике 30 MeV. Како ^{238}U емитује алфа честице енергије 4.2 MeV, јасно је да оне нису успеле да пређу преко потенцијалне баријере. Класична физика није могла да објасни очигледну чињеницу да се алфа честице емитују из језгра.

Како су алфа честице квантно-механички објекти, могу се описати таласном функцијом чији нам квадрат даје вероватноћу њиховог налажења у простору. Ако сада нека честица енергије E наилази на потенцијалну баријеру чија је висина U већа од енергије честице, квантно-механички формализам даје малу, али коначну вероватноћу да се та честица нађе са друге стране баријере на растојању r_t од средишта језгра. Пролаз честице кроз потенцијалну баријеру се назива ***тунел-ефекат***. Вероватноћа да се то деси је одређена такозваном ***пропусношћу баријере***:

$$D = \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int_R^{r_t}\left(2m\left(U-E\right)\right)^{\frac{1}{2}}\mathrm{d}r\right] \tag{7.7}$$

Из горње релације се може видети да вероватноћа проласка кроз потенцијалну баријеру опада експоненцијално са њеном ширином r_t, али расте са енергијом E. Када се алфа честица нађе изван потенцијалне баријере, удаљиће се од језгра са кинетичком енергијом одређеном висином потенцијала на месту где је алфа честица прошла кроз баријеру. Погледајмо на слици 7.4 две честице енергија E_1 и E_2. Евидентно је да ће честица која језгро напушта са мањом енергијом морати да прође кроз потенцијалну баријеру веће ширине. Честица која се од језгра удаљава са вишом енергијом E_2, тунел-ефектом савладава ужу потенцијалну баријеру. Очигледно је да алфа честице више енергије морају да савладају ужу потенцијалну баријеру. Самим тим је и вероватноћа тунел ефекта алфа честица више енергије знатно виша. Како се пропусност баријере експоненцијално смањује са порастом њене ширине, испоставља се да се са порастом енергије алфа честице експоненцијално повећава вероватноћа њене емисије. Дакле, вероватноћа распада језгра се експоненцијално повећава са порастом енергије алфа честице. То је управо чињеница коју су експериментално установили Гајгер и Натал.

БЕТА РАСПАД

Убрзо након открића радиоактивности установљено је да се једна компонента зрачења, која се емитује из радиоактивних узорака, састоји од електрона. Та је компонента названа ***бета зрачење***, па је након тога и процес који за последицу има емисију електрона из језгра назван ***бета распад***. Бета распад је уједно и најчешћи облик спонтане трансформације језгра. Речено је већ да је енергетски услов за алфа распад (изражен једначином 7.1) испуњен за тешка језгра, уз само још неколико изузетака у области ретких земаља. Знатно већи број језгара која се налазе ван линије стабилности на неутрон-протонској шеми (приказаној на слици 1.2) доживљава бета распад, независно од тога да ли су лака или тешка. Периоди полураспада познатих бета емитера се крећу у веома широком опсегу величина. Најмањи познати период полураспада је реда величине 10^{-2} s док је највећи $4{\cdot}10^{12}$ година. Укупна енергија која се реализује у бета распаду се такође креће у широком интервалу — од 18 keV до 16.6 MeV. Испоставило се да је процес бета распада много компликованији од алфа распада. Алфа честица се састоји од нуклеона који већ постоје у језгру тако да се сам алфа распад може сматрати процесом који се дешава на нивоу језгра. Приликом бета распада долази до трансформације појединих нуклеона и стварања честица које пре распада у језгру нису постојале. Процеси који се дешавају на нивоу нуклеона су битно комплекснији од процеса у које је укључено цело језгро. Трансформација нуклеона у језгру и стварање нових честица приликом бета распада описује се квантном теоријом поља.

Врсте бета распада и енергијски услови

Радерфорд и Соди су 1903. године открили да се елементи који емитују бета зрачење временом претварају у елементе који се у периодном систему налазе једно место удесно, при чему оба атома (и предак и потомак) имају једнаку атомску масу. То је такозвани ***Радерфорд-Содијев закон померања*** и могао би се приказати као:

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}_{Z+1}^{A}Y + e^{-} \qquad \textbf{(7.8)} $$

Знајући да се језгро састоји од протона и неутрона, лако је закључити да језгро настало бета распадом има један протон више у свом саставу у односу на језгро претка. То коначно значи да се емисија електрона приликом бета распада дешава када се један неутрон из састава језгра трансформише у протон. Број нуклеона је остао исти, а самим тим и атомска маса, тако да можемо рећи да у бета распаду учествују изобари.

Открићем вештачке радиоактивности (1934. Ирена и Фредерик Жолио-Кири), установљено је да нестабилна језгра могу да емитују ***позитроне*** — позитивне бета

честице. Том приликом продукт распада бива језгро које поседује један протон мање у односу на свога претка, без промене атомског броја. То би се могло приказати као:

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}_{Z-1}^{A}Y + e^{+} \qquad \textbf{(7.9)} $$

Овакав процес се једино може објаснити претпоставком да се приликом позитронског распада један протон трансформише у неутрон.

И коначно, могуће је да нестабилно језгро захвати један од орбиталних електрона, најчеше онога најближег са К-љуске. Тада од једног протона и захваћеног електрона настане неутрон. Овај се процес назива ***електронски*** или ***К-захват***. Ради се такође о изобарном процесу, а како продукт има један протон мање у односу на почетно језгро, редни број насталог елемента је за јединицу мањи и налази се у периодном систему једно место улево:

$$ {}^{A}_{Z}X + e^{-} \rightarrow {}_{Z-1}^{A}Y \qquad \textbf{(7.10)} $$

К-захват се може препознати по томе да се након захвата електрона емитује зрачење карактеристично за оптички спектар атома потомка. До тога долази пошто се на упражњено место на К-љусци спушта електрон са неке од виших орбитала. Из 7.9 и 7.10 се може видети да се неко језгро ${}^{A}_{Z}X$ може трансформисати у језгро ${}_{Z-1}^{A}Y$ и путем позитронског распада и путем електронског захвата. Ова два процеса конкуришу један другоме и чест је случај да се паралелно одвијају код неког радиоактивног извора који садржи радиоизотоп ${}^{A}_{Z}X$.

Сва три набројана процеса: електронски (β^{-}) и позитронски (β^{+}) распад, као и електронски захват, сматрају се бета распадом. Применом закона одржања енергије се могу добити услови који морају бити испуњени да би дошло до неког од три могућа начина на која се бета распад може одиграти. За разлику од алфа распада, за који је могуће формулисати енергетски услов у облику израза 7.2, код бета распада се то мора учинити са нешто мало мање егзактности. О разлозима за то ће бити речи мало касније. За β^{-} распад се добија:

$$ M_{j}(A, Z) > M_{j}(A, Z+1) + m_{e} \qquad \textbf{(7.11)} $$

индекс „j" у горњој једначини означава масе језгара, док је m_e маса електрона. Уколико се левој и десној страни горњег израза дода Z маса електрона добија се:

$$ M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z+1) \qquad \textbf{(7.12)} $$

Из израза 7.12 се може закључити да је услов за β^{-} распад испуњен за онај атом који има већу масу од следећег атома изобара којем је редни број за јединицу већи, тј. у периодном систему се налази десно од њега. Слично се и за позитронски распад може поставити услов:

$$ M_{j}(A, Z) > M_{j}(A, Z-1) + m_{e} \qquad \textbf{(7.13)} $$

Додавањем Z маса електрона обема странама горње неједначине добија се:

$$M_{\mathrm{at}}(A,Z) > M_{\mathrm{at}}(A,Z-1) + 2\,m_{\mathrm{e}} \qquad \textbf{(7.14)}$$

Дакле, да би неки атом емитовао позитрон, његова маса мора бити већа бар за две масе електрона од масе атома са истим атомским бројем а који се у периодном систему налази испред њега. И коначно, за захват електрона услов је:

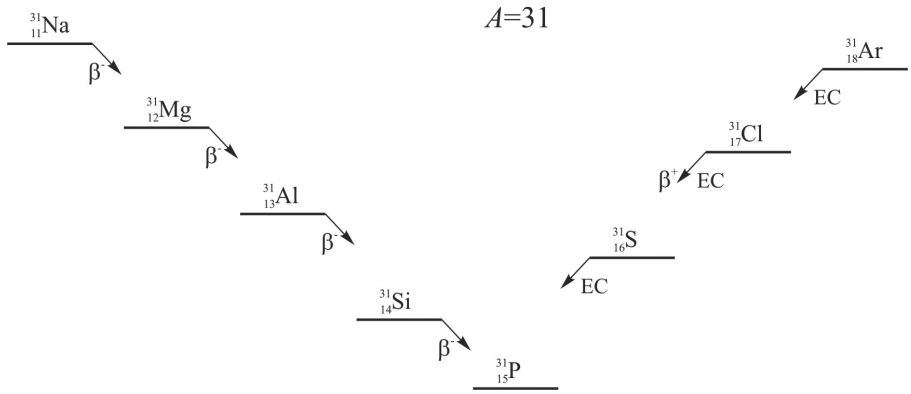
$$M_{\mathrm{j}}(A,Z) + m_{\mathrm{e}} > M_{\mathrm{j}}(A,Z-1) \qquad \textbf{(7.15)}$$

У овом случају, уколико обема странама горње неједначине додамо $(Z-1)m_e$, добија се следећа неједначина:

$$M_{\mathrm{at}}(A,Z) > M_{\mathrm{at}}(A,Z-1) \qquad \textbf{(7.16)}$$

Захват електрона се може десити код свих атома којима је маса већа од масе атома истог атомског броја који се налази једно место испред у периодном систему. Из израза 7.14 и 7.16 се може видети да сви атоми који испуњавају услов за позитронски распад у исто време испуњавају и услов за захват електрона. Супротан услов није сваки пут испуњен, тј. ако неки атом задовољава услов за електронски захват, није нужно а се исти атом може распасти и емисијом позитрона. У случају да је испуњен услов за оба распада, који ће од њих бити доминатнији зависи и од атомске масе. Код лакших језгара је вероватнији позитронски распад него захват електрона док је код тешких језгара то обрнуто. Разлог томе лежи у чињеници да се К-електрони код лакших атома налазе на већем растојању од језгра, па се сходно томе и смањује вероватноћа да електрон буде захваћен. Код тешких језгара је дистанца између језгра и електрона на К-љусци мања, што донекле повећава вероватноћу електронског захвата. Постоје и нека језгра која у исто време задовољавају сва три услова, као што је то на пример бакром $^{64}_{29}$Cu који се може са одређеном вероватноћом распасти на сва три начина.

У једном изобарном низу, након неколико узастопних бета прелаза добија се стабилно језгро. У поглављу 5.1.3 је било речи о Вајсцекеровој формули (образац 5.12) путем које су описани неки од ефеката који утичу на масу атома. Ако се Вајсцекеровом једначином опише неки изобарни низ одабраног масеног броја (A=const.), добије се да је маса језгара у низу квадратна функција редног броја Z. Минимум те функције даје језгро које у том изобарном низу има најмању масу и које је стабилно. На слици 7.5 приказана је зависност масе атома у једном изобарном низу за одабрану непарну вредност масеног броја A=31.



Слика 7.5: Зависност масе језгра од атомског броја за A=31

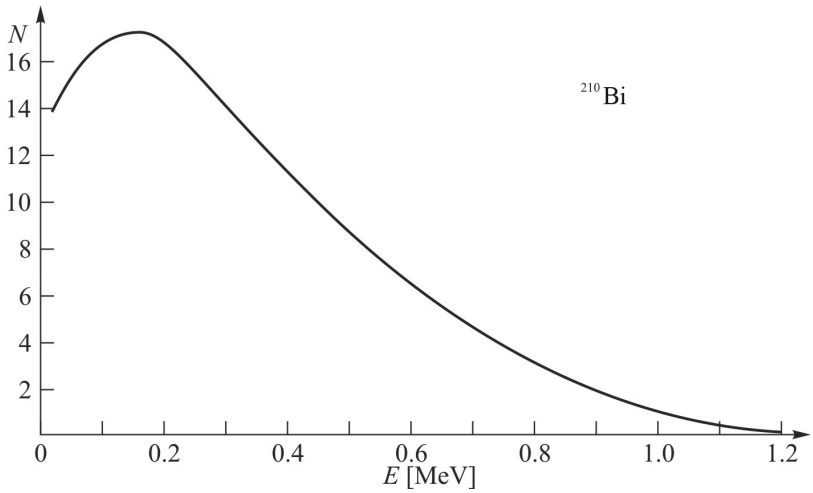
Вредност редног броја за коју се добија минимална вредност масе у овом низу атома идентичног масеног броја ***A*** је ***Z***=15. Сва језгра којима је атомски број већи од ***Z*** имају већу масу а самим тим, на основу релација 7.14 и 7.16, доживљавају позитронски распад или захват неутрона. Језгра (или атоми) мањег редног броја од ***Z***=15 и масе веће него што је има језгро са редним бројем за јединицу већим, на основу релације 7.12, задовољавају услов за емисију негативне бета честице. Дакле, за једну одабрану вредност непарног масеног броја постоји једна вредност редног броја ***Z*** која даје стабилну конфигурацију нуклеона. Сва она језгра која имају мању вредност ***Z***, стабилну конфигурацију достижу сукцесивном емисијом негативних бета честица, којим путем се повећава број протона све док се не достигне ***Z***. На супротну страну — језгра са већим бројем протона од ***Z*** доживљавају сукцесивне позитронске распаде где им се број протона смањује док се не достигне стабилна конфигурација. Нешто је мало компликованији случај изобарних језгара са парним бројем нуклеона, но и за њих се на сличан начин може наћи минимум функције који описује зависност масе од редног броја.

Енергијски спектар бета честица и неутрино

Бета распад се шематски може приказати на сличан начин као што је то учињено за алфа распад на слици 7.1. Енергија која се ослободи у β^- и β^+ распаду зависи од разлике масе језгра претка и збира маса језгра потомка и електрона (позитрона). Енергија која се ослободи код електронског захвата може се израчунати из разлике збира масе електрона и језгра претка и масе језгра потомка. У сва три случаја, масе језгара која учествују у распаду, као и маса електрона (позитрона), су веома стриктно одређене. Следећи логику којом смо се служили код алфа распада, могло би се очекивати да све бета честице које се емитују у распаду једног радиоизотопа имају идентичну енергију. То би било могуће уколико би се распад вршио на тај

начин да се језгро потомак ствара у основном енергетском стању. Ако би језгро потомак након распада настало у неком од побуђених енергетских стања, бета честице би по енергијама биле подељене у неколико група. Језгро би се ослободило вишка енергије емисијом гама зрачења, а енергијски спектар бета честица би имао дискретан карактер и састојао би се од неколико линија.

Мерење енергетског спектра бета честица у принципу не представља тежак експериментални проблем. Како се ради о наелектрисаним честицама, комбинацијом електричног и магнетног поља може се постићи њихово просторно разлагање по енергијама. Богатом систематиком измерених спектара великог броја бета емитера установљено је, без изузетка, да емитоване бета честице имају континуалан спектар. Изглед једног карактеристичног енергетског спектра β^- честица приказан је на слици 7.6. Изотоп ^{210}Bi се распада на тај начин да се као продукт бета распада добија ^{210}Po у основном стању.



Слика 7.6: Шематски приказ енергијског спектра β-честица

Логично би било очекивати да све емитоване бета честице имају једнаку енергију која би се могла једноставно израчунати из масеног биланса овог процеса. Мерењима је недвосмислено установљено да бета честице имају све могуће енергије од нулте па све до неке максималне вредности $(T_e)_{max}$, која одговара разлици енергетских стања која поседују учесници на почетку и по окончању распада. За β^- распад би то било:

$$(T_e)_{max} = [M_j(A,Z) - (M_j(A,Z+1) + m_e)]c^2 \quad \textbf{(7.17)}$$

Ако се то изрази преко атомских маса, добија се следећа релација:

$$(T_e)_{max} = [M_{at}(A,Z) - M_{at}(A,Z+1)]c^2 \quad \textbf{(7.18)}$$

Као што се то може видети на слици 7.6, спектар β^--честица је асиметричан.

Утврђено је да је средња енергија емитованих електрона код тешких језгара негде око једне трећине максималне енергије. Код лаких језгара је овај спектар у већој мери симетричан него што је то случај код тешких језгара, а просечна енергија емитованих бета честица је негде око половине вредности $(T_e)_{max}$. Дакле, само занемарљив број бета честица у распаду односи комплетну енергију која им стоји на располагању а све остале имају енергију која је мања од ње. Претпоставка да бета честице деле енергију са гама фотонима у свим могућим износима од нуле до максималне није одржива, пошто би у том случају и гама зрачење морало имати континуиран карактер. Гама спектар је линијски и садржи фотоне са енергијама које одговарају разлици енергија појединих побуђених нивоа језгра. Енергетска стања језгра потомка која се побуђују приликом бета распада ни у ком случају немају континуалан карактер. Осим тога, и у случају када се језгро потомак ствара у основном стању и када нема емисије гама зрачења, спектар бета честица је континуалан. Постојала је вероватноћа да бета честице изгубе део своје енергије на путу од извора до детектора. И та је дилема отклоњена 1927. године експериментом који су извели Елис и Вустер. Они су затопили извор ^{210}Bi у металну капсулу чији су зидови били довољно дебели да апсорбују сво могуће зрачење које се у распаду бизмута емитује. Затим су комплетну капсулу поставили у прецизан калориметар да би одредили колико се енергије приликом бета распада ослободи. Познато је било да је $(T_e)_{max}(^{210}\text{Bi})=1.05$ MeV, док су Елис и Вустер добили да је енергија која се ослободи по једном бета распаду $T_\beta=0.35$ MeV, што је у ствари одговарало средњој енергији бета честица. Немогућност да се објасни континуалан спектар бета зрачења довео је у једном моменту до питања да ли је бета распад као процес изузет из закона одржања енергије.

Није само закон одржања енергије доведен у питање приликом изучавања бета распада. Сличан проблем се појавио и са законом одржања момента импулса. Укупан моменат импулса неког језгра може бити цела или полуцела величина, изражена у $\hbar$ јединицама, у зависности од тога да ли је укупан број нуклеона у језгру паран или непаран. Приликом β^- распада један протон се трансформише у неутрон чиме број нуклеона у језгру остаје исти. Електрон који напусти језгро поседује моменат импулса (спин) једнак $\frac{1}{2}\hbar$. На основу закона одржања момента импулса управо би се за ту половичну вредност спина електрона требао променити укупни моменат импулса језгра. То практично значи да би језгро са парним бројем нуклеона, које има целобројан спин изражен у $\hbar$ јединицама, након бета распада требало имати полуцелу вредност момента импулса, без обзира што се број нуклеона није променио. Како се то никада не дешава, дошао је у питање и закон одржања момента импулса у бета распаду.

Теоријско објашњење овог проблема дао је Паули 1930. године, али се на конкретну експерименталну проверу морало чекати 24 године. Наиме, Паули је предложио да се приликом емисије бета честице емитује још једна честица коју је назвао ***неутрино***. Емитовани електрон (или позитрон) и неутрино би поделили укупну енергију распада која им стоји на располагању у свим могућим износима, што

коначно енергетски спектар бета честица чини континуалним. Сам неутрино има особину да веома слабо интерагује са материјом те се након емисије удаљи носећи собом део енергије распада, а да при томе ни на који начин не буде детектован. На основу ових чињеница, могле би се претпоставити неке основне карактеристике неутрина. Захтев да неутрино слабо интерагује са материјом може бити испуњен уколико не поседује наелектрисање нити магнетни моменат, па због тога не врши јонизацију материјала кроз који пролази. То практично његову детекцију чини немогућом. Неутрино не би требао имати масу (као ни фотон) или уколико је поседује, требала би бити веома мала. Закон одржања момента импулса налаже да неутрино као и електрон, има спин једнак ½***ħ***. То би опет значило да по Дираковој теорији неутрино, има и античестицу — ***антинеутрино***, од које би се разликовао искључиво по начину на који се међусобно односе вектори момента импулса и правца кретања. Усвојено је да су код неутрина вектори спина и правац кретања антипаралелни док су код антинеутрина ова два вектора паралелна.

Погледајмо сада како се у светлу Паулијеве теорије одвијају сва три процеса бета распада. Електронски (β^-) распад се дешава када се један неутрон из језгра трансформише у протон и електрон. Том приликом долази до емисије антинеутрина:

$$ {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e + \tilde{\nu} \qquad \textbf{(7.19)} $$

До позитронског (β^+) распада долази када се један протон из језгра трансформише у неутрон и позитрон уз емисију неутрина:

$$ {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{0}_{+1}e + \nu \qquad \textbf{(7.20)} $$

Приликом електронског захвата, један протон са орбиталним електроном ће створити неутрон уз емисију неутрина:

$$ {}^{1}_{0}p + {}^{0}_{-1}e \rightarrow {}^{1}_{0}n + \nu \qquad \textbf{(7.21)} $$

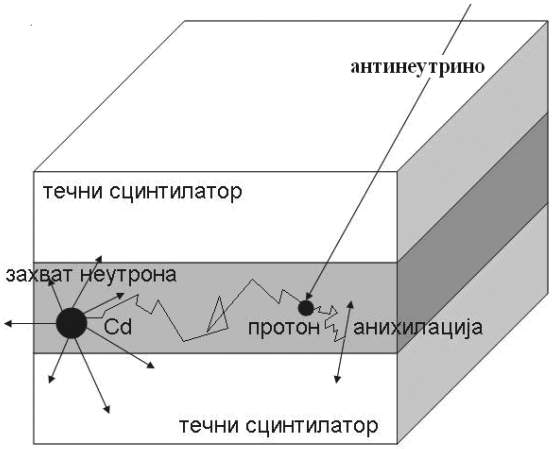
Неутрино је једина честица која се емитује из језгра након електронског захвата. То значи да се енергија распада дели између два тела — неутрина и узмакнутог језгра. Мерењем енергије узмака језгра потомка насталог електронским захватом могуће је у принципу добити индиректни доказ о постојању неутрина. Ален је 1942. године добио експериментални податак да је енергија узмака ^{7}Li насталог електронским захватом на ^{7}Be око 48 eV што је било у доброј сагласности са теоријски предвиђеном вредношћу енергије узмака. Временом је добијено још неколико индиректних доказа у којима су мерене неке последице постојања неутрина. Директан доказ би подразумевао експерименталну евиденцију која би се заснивала на директној интеракцији неутрина са материјом. То је први први пут остварено у експерименту Рајнеса и Коуена 1953. године. Њима је пошло за руком да изведу ***инверзни бета распад***.

Под инверзним бета распадом се подразумева следећа реакција:

$$ {}^{1}_{1}p + \tilde{\nu} \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{0}_{+1}e \qquad \textbf{(7.22)} $$

До ове реакције може да дође само уколико је енергија антинеутрина већа од 1.8 MeV. Како је вероватноћа за било какву интеракцију антинеутрина са материјом изузетно мала, потребан је био огроман флукс антинеутрина. То се може добити у близини реактора. Како су фисиони продукти најчешће β^- емитери, процењено је да би се поред реактора снаге 100 MW, иза заштитног зида који апсорбује сво гама и неутронско зрачење, могао очекивати флукс антинеутрина од 10^{19} $s^{-1}\cdot cm^{-2}$. Ако би се одиграо инверзни бета распад, као продукти реакције били би створени један неутрон и позитрон. Позитрон би јонизацином губио своју енергију да би на крају доживео ***анихилацију***. То је процес у којем честица и античестица бивају директно трансформисани у енергију. Позитрон и електрон у једном таквом процесу нестају уз емисију два фотона од којих сваки има енергију 0.511 MeV и емитују се под углом од 180°. Неутрон би такође постепено губио енергију, да би на крају био захваћен од стране неког језгра. Језгро настало захватом неутрона би се енергије побуде решило кроз емисију гама фотона различитих енергија. Том приликом би било емитовано укупно нешто мање од 10 MeV, колико износи везивна енергија једног нуклеона у језгру.

За потребе извођења експеримента начињен је велики детекциони систем од течног сцинтилатора укупне запремине $1.4\cdot10^3$ литара и 110 фотомултипликатора (слика 7.7). Укупна маса течног сцинтилатора је била подељена у три блока димензија 1.9 m × 1.3 m × 0.6 m. Између њих су била постављена два резервоара у којима се налазио водени раствор кадмијум-хлорида ($CdCl_2$). Кадмијум је познат по томе да има веома велики ефикасни пресек за захват неутрона.



Слика 7.7: Шематски приказ огледа Рајнеса и Коуена

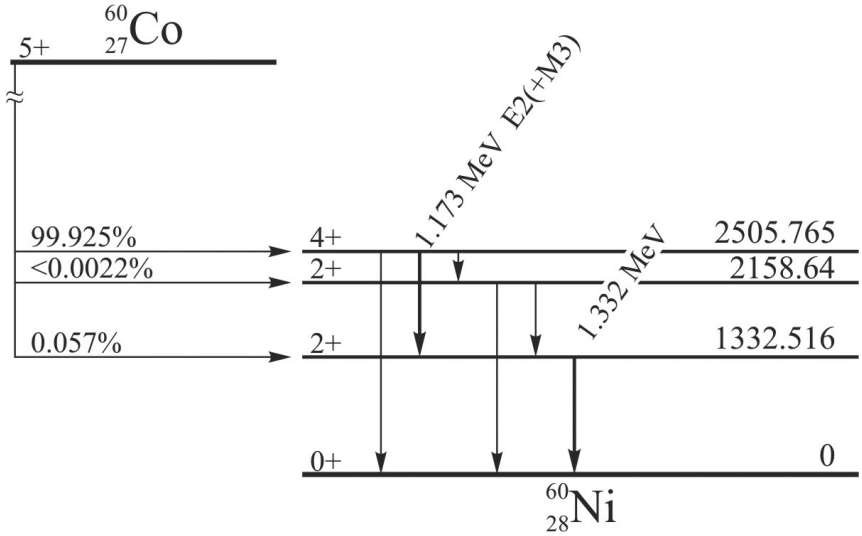
Када би дошло до интеракције антинеутрина са протоном било где унутар описаног детектора, уследила би два догађаја: анихилација па затим захват неутрона. До анихилације би дошло након 10^{-8} s док би се захват неутрона одиграо након 10^{-6} s. Потребно је било у течном сцинтилатору регистровати анихилационе фотоне а после њих и гама зрачење кадмијума који се емитују по тачно одређеном временском поретку. Детектован је довољан број догађаја који су се одвијали по предвиђеном временском распореду, чиме је потврђено одвијање инверзног бета распада односно постојање антинеутрина. Број детектованих догађаја је био довољан да се процени ефикасни пресек за интеракцију антинеутрина са протоном. Добијена је вредност од $(11\pm2.6)\cdot10^{-48}$ m^2.

Диракову претпоставку о постојању неутрина је проширио Ферми 1933. године. По његовој теорији, неутрино (или антинеутрино) не постоји као честица у језгру. Он се ствара у процесу бета распада, исто као што ни фотони не постоје у атомима, већ настају услед електромагнетних интеракција у атомском омотачу. Ферми је увео и такозване слабе силе које би биле одговорне за трансформацију протона у неутрон и обрнуто. Бета распад, иако се дешава унутар језгра где владају јаке нуклеарне силе, један је од примера слабе интеракције. Уз јаку, гравитациону и електромагнетну, поменута ***слаба интеракција*** је дуго времена сматрана за једну од четири основне интеракције у природи. Тек осамдесетих година је експериментално доказано да се слаба и електромагнетна интеракција могу сматрати једном интеракцијом. Развојем физике елементарних честица установљено је да неке од њих, као на пример μ-миони и τ-миони (таони), након распада емитују неутрина која се разликују од неутрина емитованих приликом бета распада. Све честице које не учествују у јакој интеракцији већ њихово понашање одређује слаба интеракција називају се ***лептони***. Како се фотони који се емитују или апсорбују у електромагнетним интракцијама сматрају квантима електромагнетног поља, тако се и неутрино и антинеутрино по Фермијевој теорији сматрају ***квантима лептонског поља***.

Без обзира што је постојање неутрина предвиђено још 1930. године а конкретна експериментална потврда је добијена 1954., многа питања с њим у вези су још увек отворена. Наиме, још увек није познато да ли неутрино има масу мировања или не. Постоји могућност да неутрино не поседује масу мировања, као ни фотон. Но уколико је неутрино честица, морао би имати неку масу мировања, ма колико она била мала. И најпрецизнији експерименти су успели само да одреде границу у којој би се могло очекивати да се маса неутрина налази. Једна од таквих процена коју су дали Љубимов и сарадници 1980. године одређује област у којој би маса неутрина могла бити на 28 eV<m_ν<41 eV. Многе космолошке теорије, поготове оне које истражују ширење свемира, у доброј мери зависе од процене његове укупне масе. Уколико би се испоставило да неутрино поседује масу мировања, то би свакако морало имати последица на понашање целог свемира. Из овог, као и неколико других разлога, неутрино је преко 70 година у жижи научних истраживања.

ЕМИСИЈА ГАМА ЗРАЧЕЊА

Гама зрачење је електромагнетно зрачење таласне дужине која се креће оријентационо у опсегу од 10^{-8} до 10^{-10} cm. Енергија гама зрачења се креће у интервалу од десетак keV-а па све до отприлике 5 MeV-а. До емисије гама зрачења долази када језгро из побуђеног енергетског стања прелази у неко ниже или основно енергетско стање. Језгро се у побуђено енергетско стање може довести путем нуклеарних реакција, приликом интеракције са наелектрисаним и ненаелектрисаним честицама или фотонима. Након алфа или бета распада, језгро потомак такође може да настане у побуђеном стању па се енергије побуде ослобађа емисијом гама зрачења. На слици 7.8 приказана је шема рапада ^{60}Co који након емисије β^--честице ствара изотоп ^{60}Ni у побуђеном стању. Језгро ^{60}Ni прелази у основно стање емисијом гама фотона различитих енергија. Са највећом вероватноћом долази до емисије фотона енергије од 1.173 и 1.332 MeV. ^{60}Co је изотоп који се веома често користи као извор високоенергетског гама зрачења, поготово у медицини.



Слика 7.8: Шема распада ^{60}Co

У случају када је енергија побуде језгра већа од везивне енергије нуклеона, могуће је да се језгро вишка енергије реши емисијом гама зрачења али такође и емисијом протона или неутрона. Након радиоактивног распада, језгра настају у енергетским стањима којима је енергија побуде знатно нижа од везивне енергије

нуклеона, док је путем нуклеарних реакција језгро могуће побудити до енергија које су реда величине везивне енергије нуклона и више. Као и код стандардног радиоактивног распада где се временом смањује број нераспадних језгара, и код гама распада је могуће дефинисати време за које ће половина језгара, која се налазе на неком побуђеном стању, прећи у ниже или основно стање $T_{½}$. Ова је величина пропорционална са вредношћу средњег живота побуђеног нивоа τ. По Хајзенберговој релацији, сваком енергетском стању које постоји одређено време може се приписати и неодређеност са којом се његова енергија може установити. Та неодређеност у енергији се назива ***радијативна ширина Гγ***. Вероватноћа прелаза W обрнуто је пропорционална средњем животу стања:

$$W \sim \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma_\gamma}{\hbar} \qquad \textbf{(7.23)}$$

Вероватноћа емисије гама фотона са неког побуђеног енергетског стања се изражава помоћу све три наведене величине.

По класичној електромагнетној теорији, до емисије зрачења долази приликом промена електричног или магнетног поља. Прости примери хармонијског осциловања неког тачкастог наелектрисања које доводи до емисије електромагнетног зрачења не могу бити примењени у случају језгра, које је веома комплесан скуп нуклеона. Језгро има коначне димензије и не може се сматрати тачкастим телом. Оно је довољно велико да орбитална кретања нуклеона унутар њега, као и спин појединачних нуклеона, стварају струјне токове. Кретања нуклеона могу да доведу до осцилација наелектрисања унутар језгра која би довела до промене електричног поља, након које би последично дошло и до емисије радијације. Ово би била ***електрична радијација*** изазвана променама електричног поља. Приликом преласка језгра са вишег на ниже енергетско стање може доћи до кретања нуклеона која могу да произведу променљиве струјне контуре. Такође је могуће да процеси унутар језгра изазову промене спинских и орбиталних магнетних момената. У оба случаја емитује се такозвана ***магнетна радијација*** изазвана променом магнетног поља језгра.

Емисија гама зрачења може да доведе и до промене укупног момента импулса (спина) језгра. Спин језгра пре емисије гама зрачења $\vec{I}_p$, спин језгра након емисије $\vec{I}_f$ и моменат импулса који припадне гама радијацији $\vec{L}_\gamma$ су као векторске величине међусобно повезане једноставном релацијом која је последица закона одржања момента импулса:

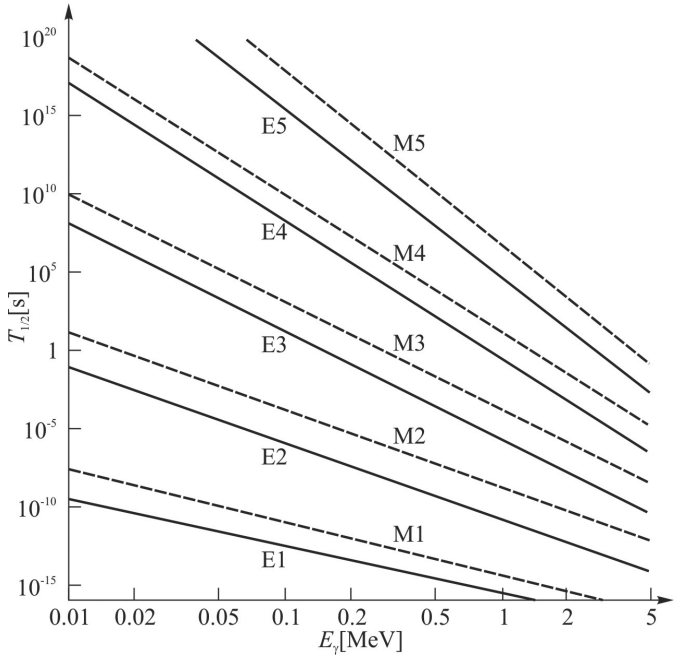
$$\vec{I}_p + \vec{I}_f + \vec{L}_\gamma \qquad \textbf{(7.24)}$$

Правила сабирања квантномеханичких вектора нам дају у ком се опсегу може наћи интензитет вектора момента импулса које гама радијација „изнесе“ из језгра:

$$\left| I_p - I_f \right| < L_\gamma < \left(I_p + I_f \right) \qquad \textbf{(7.25)}$$

Ако је L_γ=1 ради се о диполној радијацији, ако је L_γ=2 радијација је квадрополна, L_γ=3 даје октополну радиајцију, итд. Како радијација може имати електрични или магнетни карактер, разликујемо следеће компоненте: електричну диполну E1, магнетну диполну M1, електричну квадрополну E2, магнетну квадрополну M2 радијацију, као и више ***мултиполе електричне или магнетне радијације***. Електрична радијација настаје у процесима у којима долази до редистрибуције наелектрисања унутар језгра. За електричну диполну радијацију E1 одговоран је процес у којем је дошло до стварања и промене електричног дипола унутар језгра. Краткотрајне осцилације електричног квадропола којега сачињавају нуклеони је извор електричне квадрополне радијације E2, итд. Слично томе, промена неке струјне контуре која настаје услед орбиталног кретања нуклеона, може довести до локалне промене магнетног диполног момента што за собом повлачи емисију магнетне диполне радијације M1, итд.

Нису све мултиполне компоненте једнако вероватне. Као што је већ речено, вероватноћа радијационог прелаза се може изразити периодом полураспада побуђеног енергетског стања језгра, тј. временом потребним да половина побуђених језгара пређе у ниже енергетско стање. Процену вероватноћа прелаза за поједине мултиполне компоненте извршио је 1952. године Вајскопф на основу једночестичног модела љуски. На слици 7.9 је приказана зависност периода полураспада побуђеног нивоа у зависности од енергије побуде за неколико мултиполних компоненти.



Слика 7.9: Време полуживота за разне мултиполности у функцији енергије емитованог зрачења

Са слике 7.9 се може видети да је највећа вероватноћа емисије E1 па затим M1 компоненте зрачења. Како расте мултиполност зрачења, тако се и његова вероватноћа значајно редукује. Као што се може закључити, две суседне мултиполности, E1 и E2 се разликују за неколико редова величине. То значи да је емисија најниже могуће мултиполне компоненте изразито фаворизована. Тако на пример, ако је спин енергетског стања са којег се врши емисија гама зрачења $\vec{I}_p$=2 а спин енергетског стања на које језгро доспева након емисије гама зрачења $\vec{I}_f$=1, на основу релације 7.25 се може закључити да је моменат импулса емитованог фотона у опсегу $1<L_\gamma<3$. Највећа је вероватноћа да ће мултиполност емитоване радијације бити L_γ=1, а да ли ће се ту радити о електричној диполној или магнетној диполној радијацији зависи од парности почетног и крајњег енергетског нивоа. Уколико не долази до промене парности између почетног и крајњег енергетског стања, мултиполности прелаза су M1, E2, M3, E4,..., док се зрачења мултиполности E1, M2, E3, M4,... емитују када долази до промене парности. Ако приликом емисије гама зрачења у посматраном примеру не долази до промене парности, тј. оба нивоа имају или позитивну или негативну парност, емитована радијација ће имати магнетни диполни карактер M1. Ако се парност мења, нпр. почетни ниво је имао позитивну а крајњи ниво негативну парност, и обрнуто, емитовано зрачење ће бити електрично диполно E1. Прелаз од 1.332 MeV, до којег долази након распада ^{60}Co (приказаног на слици 7.8), има E2 мултиполност. На основу релације 7.25 се може установити да је L_γ=2 а оба нивоа између којих се прелаз врши имају позитивну парност, тако да не долази до њене промене приликом емисије гама зрачења.

Са слике 7.9 се такође може видети да полуживот код свих мултиполних компоненти униформно опада са енергијом што свакако значи да вероватноћа прелаза расте са порастом енергије. Што је већа енергетска разлика између почетног и крајњег енергетског стања — емисија гама зрачења има већу вероватноћу.

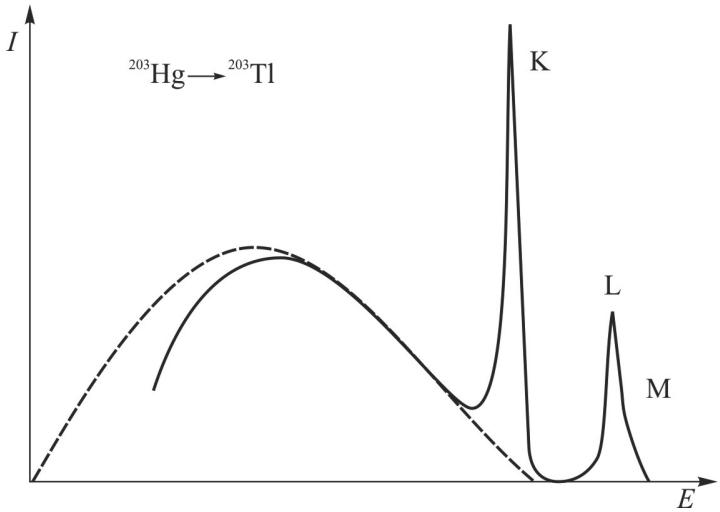
Унутрашња конверзија

Краткотрајне промене електричног и магнетног поља, до којих долази током прегруписавања нуклеона у језгру приликом преласка језгра са вишег на ниже енергетско стање, не морају увек довести до емисије електромагнетног зрачења. Постоји вероватноћа да се енергија побуде језгра директно преда неком од орбиталних електрона који након тога напушта атом. Како енергетска стања језгра, побуђеног до енергија мањих од везивне енергије нуклеона, имају стриктно дискретан карактер, јасно је да ће и спектар овако емитованих електрона бити дискретан. Мерењем бета спектара јасно су уочаване линије тачно дефинисане енергије како се суперпонирају на континуални спектар бета честица. Упрошћени приказ једног дела бета спектра који садржи конверзионе линије је приказан на слици 7.10.

Уколико језгро емисијом електрона прелази са енергетског стања E_p на енергетско стање E_f, електрон ће напустити атом са енергијом:

$$T_e = (E_p - E_f) - E_v \qquad \textbf{(7.26)}$$

где је са E_v означена везивна енергија електрона. Овај се процес назива ***интерна конверзија*** а електрони емитовани на овај начин су ***конверзиони електрони***.



Слика 7.10: Део енергетског спектра конверзионих електрона

С почетка се сматрало да су конверзиони електрони продукт унутрашњег фотоефекта. По овом моделу, у првој фази језгро приликом преласка на ниже енергетско стање емитује фотон који у наредној етапи доживи класични фотоелектрични ефекат. Коначан резултат једног оваквог процеса је емисија електрона са енергијом нижом од фотонске за износ везивне енергије. Временом је постало јасно да се овај процес не одвија у два независна корака, већ да електрон директно добија енергију од језгра, без фотона као посредника. Највећа је вероватноћа да ће језгро директно предати енергију најближем К-електрону. Са много мањом вероватноћом се енергија предаје L или неком другом електрону са неке од виших љусака. Само растојање електрона од језгра знатно смањује вероватноћу његове емисије у процесу интерне конверзије. Ако је енергија побуде језгра мања од енергије везе К-електрона, емитоваће се само електрони са виших орбитала L и M. На слици 7.10 се може видети да је у спектру конверзионих електрона највећи интензитет линије коју чине избачени К-електрони. Размак између К, L или М-електрона на енергетској скали одговара разлици њихових везивних енергија. Након емисије конверзионог електрона на његово упражњено место долази електрон са неке од виших орбитала, што је пропраћено емисијом карактеристичног х-зрачења.

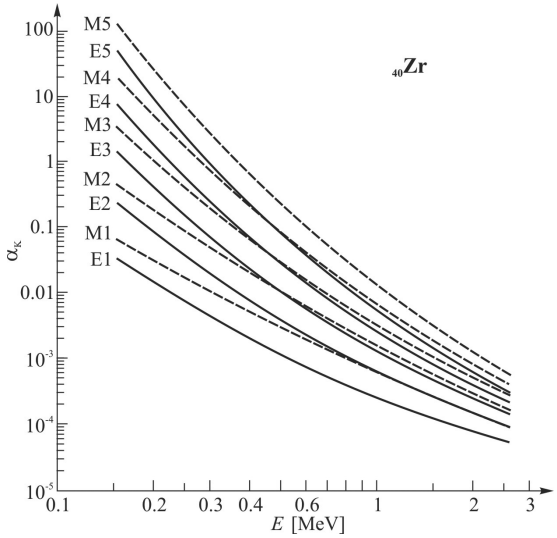
Емисија гама фотона и конверзионог електрона су два процеса који конкуришу један другоме приликом деексцитације језгра. Однос броја електрона емитованих са одговарајуће љуске и броја емитованих гама фотона N_γ посматране енергије се назива ***конверзиони коефицијент***. Дефинишу се парцијални конверзиони коефицијенти за сваку енергетску љуску:

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}; \alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma}; \alpha_M = \frac{N_M}{N_\gamma} \qquad \textbf{(7.27)}$$

где је N_K број емитованих K-електрона, N_L је укупан број електрона емитованих са L-орбитале а N_M је укупан број емитованих M-електрона.
Тотални конверзиони коефицијент једнак је збиру свих парцијалних коефицијената, или односу укупног броја емитованих конверзионих електрона N_e и броја емитованих гама фотона:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + ... = \frac{N_e}{N_\gamma} \qquad \textbf{(7.28)}$$

Како се емисија конверзионих електрона може свести на електромагнетну интеракцију која је у принципу довољно добро позната, за разлику од јаке нуклеарне интеракције, конверзионе коефицијенте је могуће израчунати са тачношћу од неколико процената. Испоставило се да је вероватноћа емисије конверзионих електрона величина која веома зависи од атомског броја, енергије прелаза и карактера (мултиполности) прелаза итд. На слици 7.11 приказана је зависност α_K конверзионог коефицијента цирконијума од енергије прелаза.



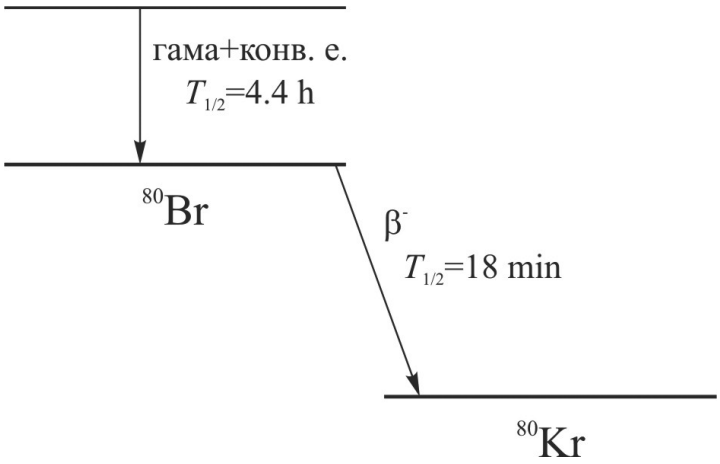
Слика 7.11: Конверзиони коефицијент α_K за Z=40 у функцији енергије прелаза и његове мултиполности

Са слике 7.11 се може уочити да конверзиони коефицијент α_K, а самим тим и вероватноћа емитовања електрона, веома брзо опада са порастом енергије прелаза. Како су најниже вредности конверзионих коефицијента за E1 и M1 прелазе, може се закључити да је вероватноћа емисије конверзионог електрона вероватнија код прелаза више мултиполности. Дакле, вероватноћа емисије конверзионог електрона расте са мултиполношћу прелаза. До прелаза више мултиполности долази између енергетских нивоа чији се спинови знатно разликују (нпр. ако је I_p=4 а I_f=1). Са слике 7.11 се може видети да је вероватноћа за прелаз $\vec{L}_\gamma$=3 више од једног реда величине већа од вероватноће прелаза код којег је $\vec{L}_\gamma$=1. То значи да ће се у случајевима прелаза високе мултиполности језгро решити енергије побуде емисијом електрона пре него емисијом гама зрачења. Вредности конверзионих коефицијената релативно брзо опадају са порастом енергије, као што се то може уочити на слици 7.11. Што је већа разлика између два енергетска стања између којих се прелаз врши, то је мања вероватноћа интерне конверзије. Тако на пример, конверзиони коефицијент E1 прелаза у случају енергетске разлике између почетног и крајњег стања од 1 MeV је и више од два реда величине мањи од конверзионог коефицијента за E1 прелаз од 0.2 MeV. То значи да се порастом енергије прелаза смањује вероватноћа емисије конверзионих електрона а повећава вероватноћа емисије гама фотона. Евидентно је да је емисија конверзионог електрона доминантан процес на малим енергијама и приликом прелаза високе мултиполности, док ће емисија гама зрачења доминирати код прелаза мале мултиполности и високих енергија. Јака зависност конверзионих коефицијената од мултиполности прелаза учинила је конверзионе електроне незаменљивим средством у истраживању структуре језгра.

Нуклеарни изомеризам

Језгро у побуђеном енергетском стању може да постоји кратак интервал времена, обично је то од 10^{-7} до 10^{-12} s, да би након тога емисијом гама фотона или конверзионог електрона прешло на ниже или основно енергетско стање. У неким случајевима је могуће да језгро у побуђеном стању остане знатно дужи интервал времена које се мери сатима па чак и годинама. Период полураспада побуђеног стања ^{236}Np је процењен на 5000 година. Дугоживеће побуђено енергетско стање се назива ***метастабилно*** или ***изомерно стање*** а језгра код којих је прелаз са побуђеног енергетског стања успорен се зову ***изомери***. На слици 7.12 дат је шематски приказ једног таквог изомера.

Изомер се по својим хемијским својствима ни по чему не разликује од језгра у основном стању. Постојање изомера је збуњивало истраживаче, поготово у случајевима када основно стање није стабилно, пошто се добијао утисак да се један исти радиоактивни извор распада са два различита времена полураспада. Путем неутронског захвата се добија одређена количина ^{80}Br у основном као и у побуђеном, метастабилном стању (део шеме распада је приказан на слици 7.12).



Слика 7.12: Шематски приказ распада изомерног језгра ^{80}Br

Језгра ^{80}Br која се налазе у основном стању веома брзо, са периодом полураспада од 18 минута, прелазе у ^{80}Kr. Но, језгра брома која су створена у метастабилном стању са периодом полураспада од 4.4 сата, прелазе у основно стање и након тога се трансформише у ^{80}Kr. То изгледа као да се језгро ^{80}Br распадало са два паралелна периода полураспада.

Тренутно се зна за преко 100 изомерних језгара. За све њих је заједничко да је разлика у моментима импулса (спиновима) које језгро поседује на основном и метастабилном стању велика и износи неколико $\hbar$ јединица. Са слике 7.9 се може видети како вероватноћа гама прелаза веома зависи од мултиполности, или разлике у спиновима почетног и крајњег стања језгра. Уколико због велике разлике у вредностима спинова енергетских нивоа (који учествују у прелазу) фотон из језгра треба да изнесе велику вредност момента импулса (образац 7.25), распад је веома успорен. Због велике разлике у спиновима чест је случај да се метастабилни ниво у већој мери деекситира емисијом конверзионих електрона.

У поглављу 6. је било речено да се појава изомерије може очекивати код језгара која се у побуђено стање доводе на тај начин што им се један од нуклеона преведе на неки енергетски ниво који припада вишој љусци. Чест је случај да се спинови блиских енергетских нивоа који припадају различитим љускама разликују за неколико $\hbar$ јединица.

НУКЛЕАРНЕ РЕАКЦИЈЕ

Изучавањем карактеристика стабилног језгра може се добити евиденција о прилично скромном броју величина које га карактеришу. Већина њих, под заједничким именом статичке особине језгра, је описана у петом поглављу ове књиге. Један од начина путем којег је могуће добити додатне информације о језгру јесте да се оно на неки начин доведе до интеракције са другом честицом сличних димензија (језгром, нуклеоном, елементарном честицом), па да се на основу експерименталних чињеница које се том приликом прикупе нешто научи о самом језгру, као и о природи процеса које се том приликом одвијају. Да би дошло до интеракције испитиваног језгра са неким другим језгром или честицом, неопходно их је довести до растојања на којима се уочава дејство нуклеарних сила. То значи да се језгро мора бомбардовати честицама које имају довољну кинетичку енергију да се пробију кроз електронски омотач, и ако су при томе и позитивно наелектрисане, да савладају одбојни потенцијал испитиваног језгра. Ово је до извесне мере и одредило терминологију која се користи приликом описивања процеса нуклеарних реакција. Језгро које се испитује се назива ***мета***, језгро или честица које се ка њему усмерава је ***пројектил***, а њихова интеракција се често назива и ***судар***. Пројектили могу бити разни: фотони, елементарне честице, протони, неутрони, језгра деутеријума или трицијума, алфа честице па чак и огољена језгра, како лакших, тако и тешких елемената. Чест је случај да се пројектили називају једним именом ***упадне честице***, па чак и када имају сложену структуру. Језгра и честице која настају приликом ових процеса се обично називају ***продукти нуклеарне реакције***.

Под појмом нуклеарних реакција подразумевају се сви они процеси до којих долази приликом судара две честице, просте или сложене, најчешће под дејством нуклеарних сила. Том приликом долази до размене енергије између учесника реакције као и до промене састава неких од њих. Широк је спектар честица које могу узети учешћа у нуклеарним реакцијама — од елементарних честица па све до огољених тешких језгара (без електронског омотача). Наведена дефиниција нуклеарних реакција није у потпуности коректна пошто постоје примери када се промене састава језгара могу одвијати и под дејством фотона (***фотонуклеарне реакције***), а ти се процеси не дешавају под дејством нуклеарних сила већ је за њих одговорна електромагнетна интеракција. Интеракција протона и реакторског антинеутрина, којом су Рајнес и Коуен доказали постојање антинеутрина, представља један од примера када се нуклеарна реакција може одвијати и под дејством такозване слабе интеракције.

У првим деценијама развоја нуклеарне физике, једино су високоенергетске алфа честице (емитоване из распада ^{212}Po на пример) имале довољну енергију да се пробију до лакших језгара. Све до пуштања у погон првих акцелератора, алфа честице су биле једини пројектили који су могли довести до нуклеарних реакција. Трансмутацију, или промену састава неког језгра у лабораторијским условима под дејством алфа честица, први пут је регистровао Радерфорд 1919. године. У Радерфордовој лабораторији, приликом мерења домета алфа честица у разним гасовима, примећена је занимљива појава која се није могла објаснити стандардном

интеракцијом алфа зрачења са атомским омотачем азота који је био употребљен у експерименту. Наиме, појавила се још једна компонента зрачења, продорнија од алфа зрака, за коју је установљено да се састоји од јонизованих атома водоника, или тачније речено — протона. Радерфорд је правилно закључио да је дошло до дезинтеграције атома азота приликом интеракције са брзим алфа честицама и да јон водоника, који се том приликом ствара, представља саставни део језгра азота.

У наредних двадесетак година детаљно су испитане све нуклеарне реакције које могу бити изазване алфа честицама емитованих из природних радиоизотопа. Године 1934. Жолио и Кири су бомбардовали алуминијумску мету алфа честицама и том приликом добили радиоактивно језгро које не постоји у природи. Наиме, на овај начин је произведен изотоп ^{30}P, први вештачки радиоактивни елемент произведен у лабораторији. Значај овог експеримента је утолико већи пошто је ^{30}P први познати позитронски емитер. Овај је експеримент у извесној мери одредио једну од најзначајнијих намена нуклеарних реакција: производњу радиоизотопа који у природи не постоје. Изучавањем радиоактивног распада се може добити мноштво информација о структури језгра, као што су то енергије побуђених стања, њихови спинови, парност, вероватноће прелаза између њих, природа зрачења која се том приликом емитује, итд. Но, природни радиоактивни елементи, уз пар изузетака, су језгра тежа од олова. Да би се путем радиоактивног распада могла изучавати и лакша језгра, неопходно их је на неки начин произвести. Тренутно постоји богата систематика података о распадима преко 2,000 различитих језгара која су произведена у разним нуклеарним реакцијама.

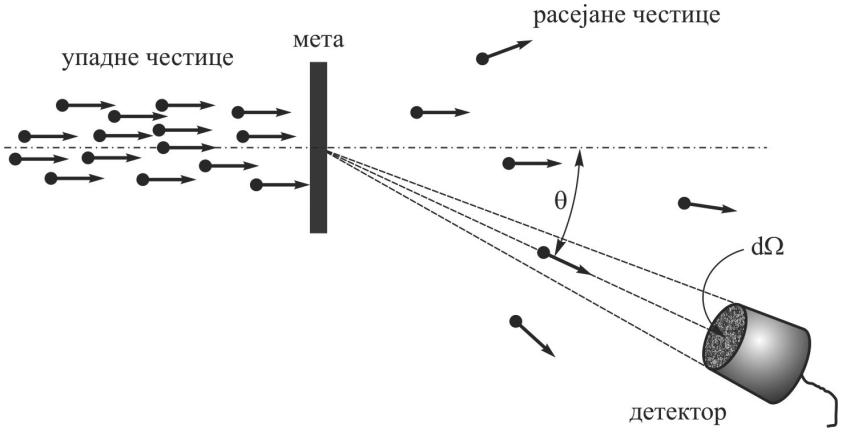
Осим производње нових изотопа који не постоје у природи, нуклеарне реакције су занимљиве саме по себи због тога што пружају обиље експерименталних чињеница чијом се систематизацијом и теоријским објашњењем могу стећи нека нова сазнања о самом језгру. Да би се протумачиле неке појаве запажене приликом извођења нуклеарних реакција, морају се начинити претпоставке о структури језгра као и о природи процеса који се у њему приликом реакције дешавају. Исправност теоријских претпоставки о језгру, као и механизмима неких процеса који се одвијају у њему, потврђује се само уколико се њима могу објаснити постојеће експерименталне чињенице.

Акцелератори, чији је развој почео још раних тридесетих година двадесетог века, убрзавају честице до веома високих енергија, што је отворило нове могућности за извођење нуклеарних реакција. Високе енергије су омогућиле да се са нивоа интеракције нуклеона као упадне честице и целог језгра као мете, пређе на ниво интеракције нуклеон-нуклеон. На тај начин су добијене информације о унутрашњој структури нуклеона као и о природи разних елементарних честица. Са енергијама пројектила од преко 100 MeV по нуклеону, осим трансмутација језгара, долази до ослобађања елементарних честица у лабораторијским условима, што је отворило потпуно нову област – физику високих енергија, која се у највећој мери бави светом елементарних честица.

И коначно, овде треба бити поменуто и једно од најзначајнијих својстава нуклеарних реакција. У процесима нуклеарних реакција може доћи до ослобађања енергије. У природи се нуклеарне реакције одвијају у звездама и то је основи извор енергије коју оне емитују. Еволуција звезда се у доброј мери може објаснити кроз различите типове нуклеарних реакција које се унутар ње одвијају. Хемијски елементи који изграђују наш свет настали су и језгрима звезда а експлозијама супернових се ослобађају у околни простор. Непосредно пред почетак другог светског рата, примећено је да се у фисији, тј. реакцији цепања које уранијумово језгро доживи након захвата неутрона, ослобађа знатна енергија која је своју примену нашла у нуклеарном оружију. Убрзо је установљено да се фузијом, тј. синтезом лакших језгара у теже, може ослободити још већа енергија. Стицај околности је хтео да се у изучавању ове две нуклеарне реакције, као и испитивањима могућности њихове примене (углавном у војне сврхе) ангажују највећи материјални и људски потенцијали у историји човечанства.

ОСНОВНЕ ЧИЊЕНИЦЕ О НУКЛЕАРНИМ РЕАКЦИЈАМА

У овом делу ће углавном бити речи о класи нуклеарних реакција где се неком лаком честицом бомбардује теже језгро, а као резултат се добијају такође језгро и једна лакша честица. Ово је уједно и најчешћи тип нуклеарних реакција које се изводе у лабораторијским условима, а од посебног су значаја за нуклеарну физику, највећим делом због чињенице да се као продукт добија ново језгро које постаје објекат истраживања. Ове се нуклеарне реакције углавном изводе на тај начин да се лаке честице убрзају до одређене енергије а затим усмеравају на непокретну мету од одабраног материјала (слика 8.1).



Слика 8.1: Шематски приказ нуклеарне реакције и детекције емитованих честица

Приликом извођења једног оваквог експеримента изучавају се: тотални и диференцијални ефикасни пресек за одређени тип реакције (као мера вероватноће дешавања тог процеса), угаона дистрибуција емитовања честица које се добијају као продукти реакције, енергетски биланс целог процеса, поларизација емитованих честица, итд. Чест је случај да се поменуте величине одређују за различите енергије упадне честице. Слични су и механизми и задаци са којима се приступа нуклеарним реакцијама на веома високим енергијама, али том приликом долази до ослобађања елементарних честица које су предмет изучавања потпуно нове дисциплине — физике елементарних честица, која се из нуклеарне физике издвојила у посебну област.

Тотални ефикасни пресек је значајна величина којом се описује нуклеарна реакција. Претпоставимо да на танку мету одабраног материјала дебљине x пада I_a неких

честица у јединици времена. Нека сада у мети долази до нуклеарне реакције, којом приликом се створи ново језгро и емитује нека честица, означимо је са ***b***. Ако се у јединици времена емитује укупно N_b честица у свим правцима, из једначине 1.3 се може изразити тотални ефикасни пресек као:

$$\sigma_t = \frac{N_b}{n \, x \, I_a} \tag{8.1}$$

где је ***n*** број језгара мете у јединици запремине.
Будући да у горњој једначини фигурише однос броја створених честица ***b*** и броја пројектила, јасно је да тотални ефикасни пресек даје меру вероватноће дешавања нуклеарне реакције. У великом броју нуклеарних реакција, честице ***b*** се не емитују изотропно у свим правцима, па се из тог разлога дефинише диференцијални ефикасни пресек:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\left[\frac{\mathrm{d}N_b}{\mathrm{d}\Omega}\right]}{n \, x \, I_a} \tag{8.2}$$

где је $\mathrm{d}N_b/\mathrm{d}\Omega$ број честица ***b*** који је емитован у јединици времена у одређени просторни угао $\mathrm{d}\Omega$ под углом θ у односу на правац упадних честица, као што је то приказано на слици 8.1. Овај се број релативно једноставно може одредити постављањем детектора који заузима просторни угао $\mathrm{d}\Omega$ тако да региструје честице ***b*** под одабраним углом. Дакле, диференцијални ефикасни пресек даје вероватноћу емитовања честице ***b*** у неком одабраном правцу и може да послужи приликом прорачуна просторне дистрибуције емитовања лаких честица у процесу нуклеарне реакције.

Начин обележавања и подела нуклеарних реакција

Уобичајен запис једне овакве нуклеарне реакције сличан је начину на који се представљају реакције у хемији. На левој страни записа представљају се честице које ступају у нуклеарну реакцију, док се са десне стране наводе честице које су том приликом настале, као:

$$a + A \rightarrow B + b \tag{8.3}$$

где би ***a*** била лака честица-пројектил, ***A*** је језгро на којем се нуклеарна реакција дешава, ***B*** је језгро које настаје у реакцији док је ***b*** честица која се том приликом емитује. У литератури се често може наћи и компактнији начин записа нуклеарне реакције:

$$A(a, b)B \tag{8.4}$$

И коначно, када се говори само о типу неке нуклеарне реакције, којом приликом нас интересују једино пројектил и лака честица која се у реакцији ослобађа, уобичајено

је да се напише само (*a*, *b*). На овај начин, прва нуклеарна реакција примећена у Радерфордовојој лабораторији би се могла представити као:

$$^{4}_{2}He + ^{14}_{7}N \rightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H \qquad \textbf{(8.5)}$$

или

$$^{14}_{7}N(\alpha, p)^{17}_{8}O \qquad \textbf{(8.6)}$$

Будући да хемијски симбол елемента у себи већ подразумева атомски број *Z*, најчешће се он изоставља а за алфа честицу, протон и неутрон се користе добро познати симболи α, p и n. У том случају се нуклеарна реакција којом су Жолио и Кири по први пут добили индуковану активност представља као:

$$^{27}Al + ^{4}He \rightarrow ^{30}P + ^{1}n \qquad \textbf{(8.7)}$$

Од „историјских" нуклеарних реакција свакако треба поменути и ону путем које је 1932. године Чедвиг открио неутрон. Ново зрачење, за које се касније установило да се састоји од неутралних честица масе приближно једнаке маси протона, појавило се приликом бомбардовања берилијума алфа честицама:

$$^{9}Be + ^{4}He \rightarrow ^{12}C + ^{1}n \qquad \textbf{(8.8)}$$

Није обавезно да се као продукти реакције створе језгро и једна честица — продуката реакције може бити и више. Као најпростији пример може да послужи следећа фотонуклеарна реакција

$$^{40}Ca + \gamma \rightarrow ^{38}K + ^{1}p + ^{1}n \qquad \textbf{(8.9)}$$

где долази до стварања три честице.

Речено је већ да у природи постоји око 300 познатих изотопа, од којих је нешто више од 50 радиоактивно, док су остали стабилни. Осим њих, познато је још око 2000 нестабилних нуклида који су произведени углавном у истраживачке сврхе у лабораторијским условима. Сви ови нуклиди произведени су путем нуклеарних реакција. Нека груба процена је да је свако од познатих језгара учествовало у неколико различитих нуклеарних реакција, било као мета, пројектил или продукт. То значи да број нуклеарних реакција које су до сада реализоване превазилази десет хиљада. Јасно је се оне на неки начин морају класификовати. Постоји неколико различитих начина на основу којих се то може учинити.

- *На основу енергије пројектила*
  На овај начин нуклеарне реакције се деле на реакције које се изводе на ниским, средњим и високим енергијама. Будући да је језгро мета сакривено иза електричног поља атомског омотача и сопственог Кулоновог потенцијала, на ниским енергијама се дешавају нуклеарне реакције углавном са неутроном као пројектилом. Чак и неутрони са енергијама од неколико eV могу да изазову нуклеарну реакцију. Нуклеарне реакције на средњим енергијама се одвијају са пројектилима који могу бити неутрони, наелектрисане честице, као и фотони који поседују енергију до неколико MeV. Развојем акцелераторске технике, горња

граница максималне енергије пројектила који учествују у високоенергетским реакцијама се сваке године помера навише. Но, када пројектили имају енергије реда величине хиљада MeV, језгро мета се најчешће разлаже на саставне нуклеоне и том приликом долази до ослобађања елементарних честица.

- *На основу врсте пројектила*

  Нуклеарне реакције се могу дешавати под дејством неутрона, фотона, наелектрисних честица, вишеструко јонизованих атома итд. Када дође до интеракције пројектила са језгром метом, најчешћи је случај да се не добија само један пар продуката реакције у виду одређеног језгра и честице која се том приликом емитује, као што је приказано у изразу 8.3. Чешћи је случај да се након интеракције пројектила и мете као излаз добију различити продукти. Тако на пример, када се мета у којој се налази ^{63}Cu бомбардује протонима, може се очекивати неколико различитих процеса:

$$^{63}Cu + {}^{1}p \rightarrow \begin{cases} {}^{63}Cu^{*} + {}^{1}p \\ {}^{64}Zn + \gamma \\ {}^{62}Cu + {}^{1}p + {}^{1}n \\ {}^{62}Zn + {}^{1}n + {}^{1}n \end{cases} \qquad \textbf{(8.10)}$$

  Први од њих је нееластично расејање протона на језгрима ^{63}Cu. Кинетичке енергије продуката реакције су мање од кинетичких енергија које су пре интеракције имали мета и пројектил. Приликом интеракције долази до размене енергије на тај начин да језгро бакра остане у побуђеном стању. Друга реакција је захват протона, којом приликом настаје језгро са масеним и редним бројем већим за јединицу (изражено у ајм) и емитује се гама зрачење. Реакције наведене у изразу 8.10 се називају ***канали нуклеарне реакције*** и конкуришу једна другој. Свака од њих се дешава са одређеном вероватноћом која у највећој мери зависи од енергије упадног протона. Реакције које се одвијају са једном врстом пројектила се могу делити на подгрупе у зависности која се лака честица емитује. Тако се, на пример, неутронске нуклеарне реакције деле на (n, n*), (n, p), (n, α), (n, γ), итд.

- *На основу величине језгра мете*

  Нуклеарне реакције се деле на реакције са лаким (A<50), средње тешким (50<A<100) и тешким језгрима (A>100). Прве нуклеарне реакције које су биле изведене су биле реакције са лаким језгрима пошто су се као пројектили могле користити само алфа честице емитоване од стране природних изотопа. Енергија ових алфа честица није била довољна да пробије Кулонову баријеру тежих језгара.

- *По типу процеса*

  Различити процеси леже у основи нуклеарних реакција: Кулоново побуђење, захват неутрона или неке друге честице, фотонуклеарне реакције, фисија, итд.

- *По енергетском билансу*
  Постоје егзотермне нуклеарне реакције у којима се ослобађа већа енергија док се код друге врсте — ендотермних реакција, мора уложити нека енергија да би дошло до њиховог одвијања.

Закони одржања и енергетски биланс нуклеарних реакција

У процесима који се одвијају током нуклеарних реакција долази до комплексних промена у језгрима, конверзије материје у енергију, рађања нових честица, итд. Но упркос томе, постоји неколико величина које се током нуклеарних реакција не мењају, па се сходно томе може дефинисати и неколико закона одржања. На овом месту ћемо поменити само неке од њих: закон одржања наелектрисања, енергије, импулса и момента импулса. Ово су закони одржања који се срећу и у свету макроскопских објеката. У свету елементарних честица постоји још неколико веома значајних закона одржања који немају свој аналогон у другим областима. Овде би требало поменити и ***закон одржања броја нуклеона***, који каже да је сума масених бројева пројектила и мете једнака суми масених бројева продуката реакције. Ако се реакција одвија на енергијама довољним за креирање антинуклеона, потребно је укључити неке друге законе одржања карактеристичне за елементарне честице.

По ***закону одржања наелектрисања***, алгебарски збир наелектрисања честица које ступају у неку нуклеарну реакцију мора бити једнак алгебарском збиру наелектрисања продуката реакција. Ни у једној од познатих нуклеарних реакција није примећено одступање од овог закона.

Закон одржања импулса се у нуклеарним реакцијама може применити на идентичан начин као што се то среће у механици код тела која образују затворени систем. Дакле, укупан импулс честица пре нуклеарне реакције обавезно мора бити једнак укупном импулсу створених продуката:

$$\vec{p}_a+\vec{p}_A=\vec{p}_B+\vec{p}_b \qquad \textbf{(8.11)}$$

Чест је случај да је мета непокретна, тј. $\vec{p}_A=0$, што додатно поједностављује горњу једначину. На основу горње једначине и уз помоћ закона одржања енергије, могуће је пронаћи везу између енергија једног продукта реакције и угла под којим је одлетео, као и везу између углова под којим се раздвајају продукти реакције.

У нуклеарним реакцијама се одржава и укупни моменат количине кретања. ***Укупан моменат количине кретања*** честица које улазе у реакцију чине збир свих сопствених (спинских) момената импулса и моменат импулса система пројектил-мета. Он мора бити једнак укупном моменту импулса честица насталих у реакцији. На основу овог закона могу се добити информације о угаоној расподели честица продуката реакције.

Будући да у нуклеарним реакцијама долази до трансформације материје у енергију и супротно, ***закон одржања масе*** и ***закон одржања енергије***, уколико се третирају одвојено нису испуњени. У том случају је неопходно посматрати тоталне енергије учесника реакције, тј. укључити и енергетске еквиваленте маса учесника реакције. Испоставило се да је укупна енергија, која се добија као збир тоталних енергија свих честица пре нуклеарне реакције, идентична збиру тоталних енергија продуката реакције. Уколико се ради једноставности претпостави да је мета током реакције мировала, закон одржања енергије се може изразити као:

$$T_a + m_a c^2 + m_A c^2 = T_B + m_B c^2 + T_b + m_b c^2 \qquad \textbf{(8.12)}$$

где су са T_a, T_B и T_b означене кинетичке енергије пројектила, језгра насталог у реакцији и емитоване честице, респективно. Чланови mc^2 представљају енергетске еквиваленте масе мировања учесника нуклеарне реакције.

Најједноставнија нуклеарна реакција типа $A(a, a)A$, у којој не долази до промене састава или унутрашњег садржаја енергије било којег учесника интеракције, назива се ***еластично расејање***. Овде долази само до размене механичке енергије између пројектила и језгра мете. Нешто мало сложенији случај је реакција типа $A(a, a)A^*$ која се зове ***нееластично расејање***. Један од примера овакве реакције дат је и у изразу 8.10. У овом случају не долази до очувања кинетичких енергија пошто је део енергије утрошен на побуду језгра A. У свим осталим случајевима, када се дешавају комплексније трансформације на језгру мети, долази и до промена у укупној маси мировања целог система. Разлика маса мировања пре и након реакције, изражена у енергетском еквиваленту

$$Q = \left[(m_a + m_A) - (m_B + m_b) \right] c^2 \qquad \textbf{(8.13)}$$

назива се ***енергија реакције***. Из 8.12 и 8.13 се види да је енергија реакције у ствари једнака разлици кинетичких енергија продуката и пројектила:

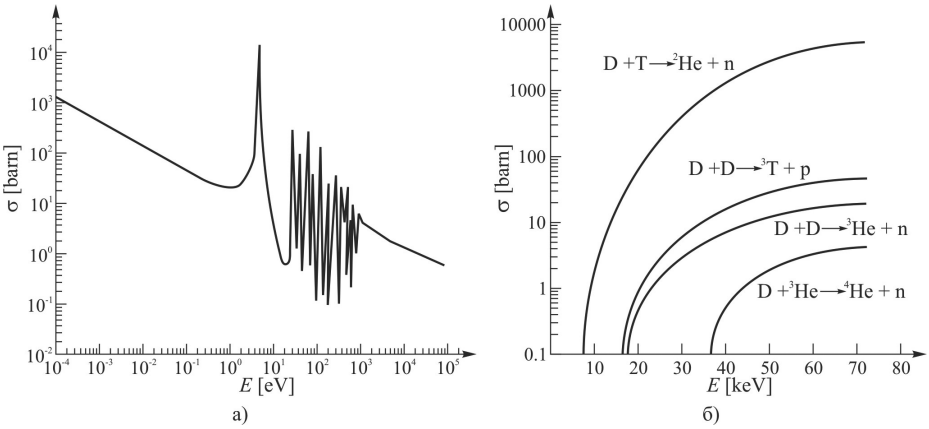
$$Q = (T_B + T_b) - T_a \qquad \textbf{(8.14)}$$

Може се закључити да је $Q>0$ када је маса мировања пројектила и мете већа од збира маса продуката реакције. У том случају је кинетичка енергија продуката већа од кинетичке енергије пројектила. То практично значи да долази до ослобађања енергије на рачун смањења масе мировања учесника реакције. Ово су ***егзотермне нуклеарне реакције***. Њих може да изазове честица било које енергије само ако успе да савлада одбојну баријеру језгра. На слици 8.2 а) шематски је приказана енергетска зависност ефикасног пресека за захват неутрона. Очигледно је да и на веома ниским енергијама, ефикасни пресек, као мера вероватноће дешавања нуклеарне реакције, има вредност различиту од нуле. У случају када је $Q<0$, долази до смањења кинетичке енергије целог система, као што се то може видети из 8.14. То потиче од чињенице да је током реакције дошло до пораста масе мировања, па је збир маса продуката већи од збира маса честица које су ушле у нуклеарну реакцију. Ово су такозване ***ендотермне нуклеарне реакције*** и за њихово одвијање

је неопходно уложити одређену количину енергије. Та енергија може да се добије само на рачун кинетичке енергије пројектила, што значи да до њиховог одвијања долази тек кад упадна честица има довољно високу енергију. Минимална енергија коју пројектил мора имати да би до реакције уопште дошло се назива ***енергија прага*** и може се израчунати на основу закона одржања енергије и импулса:

$$(T_a)_p = |Q|\left(1+\frac{m_a}{M_A}\right) \tag{8.15}$$

На слици 8.2 б) приказана је енергетска зависност тоталног ефикасног пресека за једну типичну ендоенергетску реакцију. Може се видети да је ефикасни пресек за једну овакву реакцију једнак нули на енергијама мањим од енергије прага.



Слика 8.2: Зависност тоталног ефикасног пресека од енергије у случају а) егзотермне и б) ендотермне нуклеарне реакције

Често се у стандардном начину на који се представљају нуклеарне реакције додаје и информација о енергији која се том прилком ослобађа или троши. Примери егзоенергетских реакција би били:

$$^{10}B + {}^{4}He \rightarrow {}^{13}N + {}^{1}n + 1.06\ MeV \tag{8.16}$$

$$^{107}Ag + {}^{1}n \rightarrow {}^{108}Ag + \gamma + 7.23\ MeV \tag{8.17}$$

док би ендоенергетске реакције биле:

$$^{12}C + {}^{2}H \rightarrow {}^{13}N + {}^{1}n - 0.28\ MeV \tag{8.18}$$

$$^{27}Al + {}^{1}n \rightarrow {}^{24}Na + {}^{4}He - 3.14\ MeV \tag{8.19}$$

Кокрофт и Волтон су 1932. године извели прву реакцију са протонима који су били убрзани у акцелератору. У овој реакцији се језгро литијума под дејством протона поделило на две алфа честице. Кроз кинетичке енергије добијених алфа честица ослобађа се 17 MeV:

$$^{7}\mathrm{Li} + {}^{1}\mathrm{p} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + {}^{4}\mathrm{He} + 17\ \mathrm{MeV} \tag{8.20}$$

Касније је изведена реакција у обрнутом смеру — алфа честицама високе енергије бомбардована је мета која је у себи садржала хелијум:

$$^{4}\mathrm{He} + {}^{4}\mathrm{He} \rightarrow {}^{7}\mathrm{Li} + {}^{1}\mathrm{p} - 17\ \mathrm{MeV} \tag{8.21}$$

У њој долази до стварања литијума уз емисију једног протона. Ова је реакција ендотермна и дешава се само уз утрошак 17 MeV.

МЕХАНИЗМИ ОДВИЈАЊА НУКЛЕАРНИХ РЕАКЦИЈА

Да би се дао тачан одговор на питање шта се заиста дешава приликом интеракције језгра и убрзане честице која се пробија до њега и иницира процес нуклеарне реакције, морали би да знамо много више осамом језгру. Као што је речено упоглављу 6. ове књиге, још није склопљена комплетна слика о језгру и свим процесима који се унутар њега одвијају. За сад само постоје модели који понекад полазе од потпуно опречних чињеница, али успевају да објасне нека од својстава језгра. Теорија која би претендовала да у целини објасни процес нуклеарне реакције требала би да у потпуности репродукује експерименталне чињенице које су о реакцији сакупљене: тотални ефикасни пресек за поједине канале реакције уколико их има више, угаону дистрибуцију емитованих честица, њихове енергије, итд. До данас, нажалост, није сачињена свеобухватна теорија која би у потпуности објаснила механизме по којима се одвијају нуклеарне реакције. Токови процеса који се унутар језгра одвијају за време нуклеарне реакције се апроксимирају неким упрошћеним механизмима, који се у доброј мери заснивају на постојећим моделима језгра. Тако се одређени број реакција, које се одвијају на нижим и средњим енергијама, на потпуно задовољавајући начин могу описати теоријом сложеног језгра која се заснива на неким претпоставкама и резултатима модела капи. Одређени број реакција, поготове оне на високим енергијама, захтевају потпуно другачије објашњење. То су такозване директне нуклеарне реакције које се до извесне мере служе резултатима модела љусака.

Сложено језгро

Ову теорију, као могуће објашњење механизма одвијања нуклеарних реакција, предложио је Нилс Бор 1936. године. По Бору, језгро представља скуп нуклеона који међусобно веома јако интерагују. То је уосталом и полазна претпоставка Боровог модела капи. Уколико се протон, неутрон или нека нека друга упадна честица која се састоји од више нуклеона успе пробити до самог језгра, она бива захваћена јаким нуклеарним силама. Изузетно јаке интеракције између саставних делова језгра веома брзо доводе до тога да упадна честица изгуби своју енергију до те мере да више не може напустити језгро. Креира се нова творевина нуклеона, која се састоји од упадне честице и језгра мете. Ова је творевина ***сложено језгро***:

$$a + A \rightarrow C^{*} \qquad \textbf{(8.22)}$$

Комплетна енергија упадне честице се кроз јаке интеракције распореди на све нуклеоне. Уколико је енергија пројектила била рецимо 50 MeV, а језгро мета садржи

100 нуклеона — сваки од њих ће добити 0.5 MeV. Како је енергија везе једног нуклеона око 8 MeV, јасно је да ни један од њих није у могућности да напусти језгро. У случају да је пројектил протон или неутрон, након упада у језгро за кратко време изгуби индивидуалност и постане део јако спрегнутог система нуклеона сложеног језгра. Идентичан је случај и са пројектилом који се састојао од неколико нуклеона — сви они постају саставни делови сложеног језгра C^* које је побуђено и тежи да се ослободи енергије побуде на било који могући начин. Са те тачке гледишта, оно се не разликује од радиоактивног језгра. Унутар језгра C^* нуклеони размењују енергију све док један од њих (или неки скуп нуклеона типа деутерона или алфа честице) не добије довољну количину енергије да може да га напусти. Овај процес би био аналоган испаравању молекула са површине капи течности која се налази на нижој температури од тачке кључања. Сложено језгро се распада по неким од могућих канала распада у зависности од енергије побуде и потпуно независно од начина на који је настало:

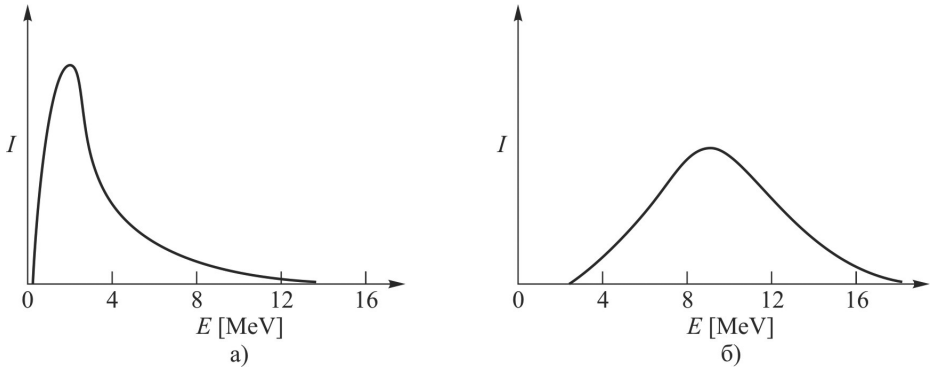
$$C^* \rightarrow b + B \tag{8.23}$$

То значи да је сложено језгро C^* у потпуности „заборавило" начин на који је настало. У том се случају ефикасни пресек σ_{ab} за реакцију $A(a, b)B$ може представити као:

$$\sigma_{ab} = \sigma(C^*) \cdot W_b \tag{8.24}$$

где је $\sigma(C^*)$ вероватноћа формирања сложеног језгра C^*, док је W_b вероватноћа распада сложеног језгра по каналу у којем ће бити емитована честица b.

Погледајмо сада које експерименталне чињенице иду у прилог овог објашњења механизма нуклеарних реакција. Установљено је се сложено језгро распада након одприлике 10^{-14} s. Узме ли се у обзир чињеница да је време потребно фотону да прође дијаметар језгра реда величине 10^{-22} s, што би било време карактеристично за процес интеракције међу нуклеонима, значи да од момента када је сложено језгро створено до тренутка његовог распада има довољно времена да се одигра око 10^8 процеса. Дакле, сложено језгро довољно дуго живи да би у њему могли узети маха процеси који се уобичајено одигравају у језгру па се оно и може сматрати језгром у правом смислу те речи. Током великог броја процеса који се унутар језгра одвијају, постоји шанса да се кроз статистичку размену енергије побуде међу нуклеонима, стекну услови да један или неколико њих у једном моменту добију довољно енергије да напусте језгро. У прилог томе говори и енергетски спектар честица које напуштају језгро. Установљено је да неутрони емитовани у некој нуклеарној реакцији имају Максвелову расподелу по енергијама, веома сличну расподели енергија коју молекули имају након испаравања са површине течности. То је свакако последица статистичких процеса на основу којих су неутрони стекли довољну енергију да напусте језгро. На слици 8.3 приказани су карактеристични енергетски спектри неутрона и протона емитованих у некој нуклеарној реакцији. Може се уочити да обе врсте честица имају статистичку расподелу енергија. Једина разлика је у томе што је максимум дистрибуције протона померен ка вишим енергијама (што потиче од интеракције протона са потенцијалном баријером).



Слика 8.3: Карактеристични енергетски спектри
а) неутрона и б) протона емитованих у некој нуклеарној реакцији

Код формирања сложеног језгра, које не памти начин на које је настало, сваки правац емитовања честица је једнако вероватан. Угаона дистрибуција честица емитованих у некој нукленраној реакцији која се одвија преко формирања сложеног језгра би према томе, уколико се још прикаже у систему центра маса, требала бити потпуно изотропна. У случају директне интеракције упадне честице и језгра мете, на основу закона одржања импулса, могло би се очекивати да се продукти реакције емитују преферентно у напред. Изотропност емисије честица је експериментално потврђена на великом броју нуклеарних реакција које се одвијају на нижим енергијама, што би требао бити доказ стварања и распада сложеног језгра.

Вероватноћа дешавања одређеног канала нуклеарне реакције је представљена обрасцем 8.24 на основу претпоставке да распад сложеног језгра не зависи од начина на који је настало. Сличан се израз може написати и за неки други канал нуклеарне реакције у којем би распадом сложеног језгра C^* настао продукт X уз емисију неке лаке честице x ($C^* \rightarrow x+X$). Однос вероватноћа одвијања нуклеарне реакције по два различита канала, $A(a,b)B$ и $A(a,x)X$, био би једнак односу вероватноћа два различита распада сложеног језгра:

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ax}} = \frac{W_b}{W_x} \tag{8.25}$$

где би σ_{ab} била вероватноћа канала реакције у којој се након интеракције са пројектилом a емитује честица b, док је σ_{ax} вероватноћа распада сложеног језгра путем емисије честице x. Једно исто сложено језгро може да буде створено на различите начине. Претпоставимо да се сложено језгро C^* ствара и на други начин — бомбардовањем језгра M честицама m ($m+M \rightarrow C^*$). И у овом случају ће се сложено језгро C^* распадати емисијом честица a и x. Уколико распад сложеног језгра C^* заиста не зависи од начина на који је настало, однос вероватноћа одвијања нуклеарне реакције по два различита канала, $M(m,b)B$ и $M(m,x)X$, би и у овом случају био једнак

односу вероватноћа два различита распада сложеног језгра W_a/W_x. У том случају би морао бити испуњен услов:

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ax}} = \frac{\sigma_{mb}}{\sigma_{mx}} \tag{8.26}$$

где су са σ_{mb} и σ_{mx} представљене вероватноће да се језгро C^* распадне емисијом честица b и x након што је настало у судару пројектила m и језгра M. Дакле, однос вероватноћа два канала нуклеаре реакције, (у којима се емитују честице b и x након што је сложено језгро створено интеракцијом честице a и језгра A), једнак је односу вероватноћа канала нуклеарне реакције када се емитују исте честице, само је сложено језгро C^* настало на потпуно другачији начин — интеракцијом пројектила m и језгра M. Један од најочигледнијих доказа овој претпоставци је добијен упоређивањем ефикасних пресека канала две различите нуклеарне реакције, од којих обе иду преко фазе формирања сложеног језгра ^{64}Zn:

$$\left.\begin{matrix} {}^{60}\mathrm{Ni} + {}^{4}\alpha \\ {}^{63}\mathrm{Cu} + {}^{1}\mathrm{p} \end{matrix}\right\} \rightarrow {}^{64}\mathrm{Zn} \rightarrow \left\{\begin{matrix} {}^{63}\mathrm{Zn} + {}^{1}\mathrm{n} \\ {}^{62}\mathrm{Zn} + {}^{1}\mathrm{n} + {}^{1}\mathrm{n} \\ {}^{62}\mathrm{Cu} + {}^{1}\mathrm{n} + {}^{1}\mathrm{p} \end{matrix}\right. \tag{8.27}$$

Дакле, ^{60}Ni у интеракцији са алфа честицама, као и ^{63}Cu бомбардован протонима, даће као сложено језгро ^{64}Zn, које се даље распада преко три канала приказана изразом 8.27. У експерименту се посебно водило рачуна да језгро ^{64}Zn у оба случаја (након реакције како са са алфа честицама, тако и са протонима) буде створено са отприлике истом енергијом побуде. Ефикасни пресеци сва три канала за обе реакције су пажљиво мерени за већи број енергија побуде сложеног језгра. Добијени резултати су недвосмислено потврдили да се вероватноће нуклеарних реакција по каналима односе баш на начин како је то предвиђено релацијом 8.26. Експеримент је показао да је однос ефикасног пресека за реакцију у којој се ^{64}Zn распада емисијом два неутрона и ефикасног пресека када се емитују протон и неутрон једнак, без обзира да ли је ^{64}Zn настао у реакцији никла и алфа честице или приликом бомбардовања бакра протонима. Дакле, однос ефикасних пресека (вероватноћа) одвијања нуклеарне реакције по два различита канала (емисијом честица b и x) не зависи од тога да ли је нуклеарну реакцију изазвала честица a или честица m. То је свакако последица стварања сложеног језгра, које се пошто настане, распада потпуно независно од начина на који је створено.

На слици 8.2 а) приказана је зависност ефикасног пресека за једну егзотермну реакцију која се одвија кроз процес стварања сложеног језгра од енергије упадне честице. На неким средњим енергијама (реда величине стотина елетрон-волти) се могу видети изоловани пикови, што значи да се за одређене енергије упадне честице вероватноћа дешавања нуклеарне реакције знатно повећа. Ово указује на постојање резонантних процеса. Ако енергија упадне честице одговара енергији неког побуђеног стања језгра, вероватноћа интеракције, а самим тим и ефикасни пресек, ће се повећати.

Директне нуклеарне реакције

Усавршавањем акцелераторске технике, максимална енергија до које се поједине честице могу убрзати се временом померала навише. Већ код енергија од 50 MeV запажени су неки ефекти који нису могли бити објашњени теоријом сложеног језгра. Примећено је да на вишим енергијама угаона дистрибуција емитованих честица више није изотропна него је померена ка напред. Мерењем енергија емитованих честица установљено је да њихов спектар нема облик Максвелове функције већ да је померен ка вишим енергијама. Прецизна мерења су показала да се честице не емитује након 10^{-14} s, већ да је тај процес много бржи и одвија се у времену једнаком времену пролета честице кроз језгро, што износи од 10^{-21} до 10^{-22} s.

Сви ови подаци указују да се током нуклеарне реакције могу одвијати и директне интеракције између упадне честице и једног или више нуклеона у језгру, без стварања сложеног језгра. Ова претпоставка се може поткрепити само моделом љусака по којем се независни нуклеони крећу по неком самоусаглашеном пољу и где интеракције међу нуклеонима нису толико интензивне да би у потпуности заробиле упадну честицу и прераспоредиле њену енергију свим нуклеонима. Веза између модела љусака и директних нуклеарних реакција се огледа и у чињеници да је мерењем енергије и угаоне расподеле честица емитованих у директној интеракцији, могуће добити и податке о појединим нивоима које могу заузимати нуклеони у језгру.

Директне нуклеарне реакције се одвијају паралелно са свим реакцијама у којима се формира сложено језгро, са свим упадним честицама и на енергијама до неколико десетина MeV. Вероватноћа директних нуклеарних реакција расте порастом енергије пројектила. Протон енергије реда величине 1 MeV има Де Брољеву таласну дужину (реда величине језгра), па је и разумљиво да интерагује са целим језгром. На 20 MeV та таласна дужина једнака је величини појединачног нуклеона што интеракцију упадног протона помера са нивоа језгра на ниво нуклеона. Најчешћи је случај да упадне честице интерагију са једним или више нуклеона на површини језгра. Како се повећава енергија упадне честице, њена таласна дужина може да постане мања и од међунуклеонског растојања, тако да се интеракција може одиграти и у дубини језгра а да том приликом још увек цело језгро не буде укључено у деобу енергије.

Најједноставније директне нуклеарне реакције су типа (n, n′), (n, p), (p, n), (p, p′). У овим процесима упадни нуклеон преда своју енергију једном од нуклеона на површини језгра и избаци га напоље. Јасно је да се у овом случају нуклеони емитују у напред (у смеру кретања упадне честице), као и да су им енергије веома блиске енергији упадне честице.

Посебан тип чине такозване ***стрипинг***[2] ***нуклеарне реакције*** (d, p) и (d, n) које се могу одвијати на разним језгрима. Деутерон d представља релативно слабу везу протона и неутрона тако да је могуће да му језгро, поред којег се креће, откине један од нуклеона. Престали нуклеон наставља да се креће са веома малом променом правца кретања. Овакве интеракције отварају велике могућности за изучавање језгра. Уколико је дошло до побуђивања језгра приликом захвата једног од нуклеона, онај други ће наставити кретање са смањеном енергијом. Мерењем енергијског спектра емитованих нуклеона може се добити директна информација о енергијама побуде језгра, тј. о енергетским нивоима на којима се нуклеони могу наћи унутар језгра. Угао под којим преостали нуклеон наставља кретање директно зависи од момента импулса који је предат језгру. Мерењем енергије и угаоне дистрибуције нуклеона који је наставио кретање, могуће је добити комплетну информацију о енергијама побуђених стања језгра као и о њиховим спиновима и парности.

Сличне се информације могу добити и из такозваних ***пик-ап***[3] ***нуклеарних реакција***. Ово су реакције типа (p, d) и (n, d). У првој од њих, протон у интеракцији са језгром покупи један неутрон, док у другој неутрон захвати један протон да би се у оба случаја добио деутерон као један од продуката реакције. Енергије и угаона дистрибуција оваквих деутерона у великој мери су одређени енергетским стањима на којима се могу налазити нуклеони унутар језгра.

Код реакција које се одвијају кроз стварање сложеног језгра, вероватноћа да буде емитован неутрон је знатно већа од вероватноће емисије протона. Као и код алфа распада, протони као нелектрисане честице морају да савладају потенцијалну баријеру, што знатно умањује вероватноћу њиховог емитовања. Код директних нуклеарних реакција, поготово оних које одвијају на вишим енергијама, улога потенцијалне баријере није тако јако изражена. То значи да се у оваквим реакцијама могу емитовати не само протони него и теже позитивне честице. Може се десити да већа група нуклеона у једној директној интеракцији добије довољну енергију да напусти језгро. На тај начин се као продукти нуклеарних реакција могу појавити и језгра литијума или угљеника.

2 *Strip* (енг.) — отклонити, уклонити, скинути, свући
3 *Pick-up* (енг.) — покупити, сакупити, понети

ФИСИЈА И ФУЗИЈА

У овом поглављу су до сада били објашњени неки основни појмови који се тичу нуклеарних реакција. Поменуто је да се данас зна за више од десет хиљада различитих нуклеарних реакција, од којих свака има одређени научни значај. Но, постоје два типа нуклеарних реакција која су много боље изучена од свих осталих. То су фисија, или дељење тешких језгара на два или ређе више фрагмента, и фузија, или спајање два лакша језгра којом приликом се добија једно теже. Ова су се два типа реакција нашли у жижи интересовања физичара превасходно захваљујући чињеници да се у њима ослобађа знатна енергија. Фисија је веома брзо нашла своју практичну примену — прво у изради нуклеарног оружија, а затим и у мирнодопске сврхе, као основни процес у којем се у нуклеарним електранама ослобађа енергија. Нуклеарна фузија се одвија унутар звезда у такозваним термонуклеарним процесима а енергија која се том приликом ослобађа се емитује у околни простор. Захваљујући енергији термонуклеарних процеса који се одвијају у Сунцу, на нашој планети постоје услови за развој живота. У земаљским условима, неконтролисана фузија је примењена код оружја, такозване хидрогенске бомбе, а технологија у којој би се фузија употребљавала као контролисани извор енергије још увек није понађена.

Фисија

Веома је занимљив историјат активности које су одвијале у великом броју лабораторија у свету, а које су коначно довеле до сазнања о могућности цепања језгра. Године 1934., Енрико Ферми је са својим сарадницима почео да неутронима бомбардује разне елемете. Сврха ових експеримената је била да се у нуклеарној реакцији захвата неутрона $^{A}_{Z}X(n, \gamma)^{A-1}_{Z}Y$ добије изотоп са једним неутроном вишка. Овај изотоп са једим неутроном вишка би се β^--распадом трансформисао у ново језгро $^{A-1}_{Z-1}Y$. Но, уколико би као мета за један овакав експеримет послужио неки од изотопа уранијума, на пример ^{238}U, којег има преко 99 % у изотопском саставу природног елемента, захватом неутрона би се добио нестабилни ^{239}U који би се емисијом негативне бета честице трансформисао у суседни елемент са редним бројем Z=93. Овакав први трансуранијумски елемент не постоји у природи што је већ само по себи било довољно да се наметне као научни изазов. Како се у то доба са изворима неутрона скромног интензитета стварала незнатна количина новог нестабилног елемента, што је хемијске анализе чинило веома непоузданим, једини начин да се он региструје је био да се мери активност целог узорка након бомбардовања неутронима. Разне лабораторије су извештавале о различитим временима полураспада активности индуковане током експеримента. Године 1938.

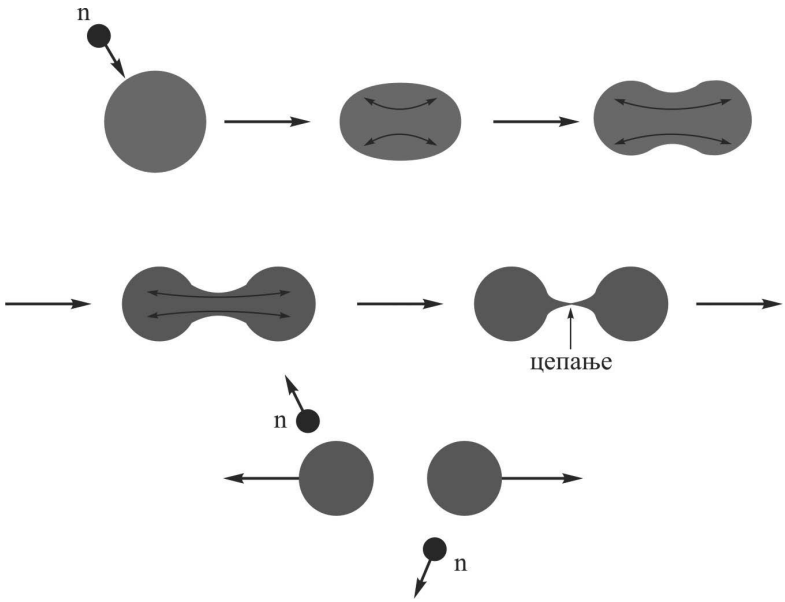
су Ирена Кири и Павле Савић објавили да су неутронским захватом на уранијуму добили продукт реакције који се распада са периодом полураспада од 3.5 часова, апо хемијским особинама је сличан лантану, елементу који спада у групу ретких земаља. Иако је овај резултат указивао на чињеницу да је захватом неутрона створено једно лакше језгро из средине периодног система, Кири и Савић су претпоставили да се ту ради о трансуранијумском елементу. Исте године су Хан и Штрасман извели детаљнију хемијску анализу продуката реакције захвата неутрона на уранијуму и недвосмислено показали да се том приликом стварају лакши елементи. Годину дана касније су Мајтнер и Фриш и теоријски показали да је процес дељења уранијумовог језгра на два фрагмента могућ.

Енергетски биланс и услови одвијања фисије

С обзиром да је процес фисије пронашао своју примену управо због велике енергије која се ослобађа приликом деобе једног тешког језгра, погледајмо на самом почетку како изгледа енергетски биланс једног оваквог процеса. На слици 5.2 приказана је зависност везивне енергије једног нуклеона од масеног броја језгра. Може се видети да је енергија везе по једном нуклеону око 7.6 MeV у области тешких језгара. Претпоставимо, ради једноставности, да се језгро уранијума дели на два једнака фрагмента. Језгра са масеним бројем двоструко мањим од уранијумовог имају енергију везе по једном нуклеону око 8.5 MeV. То свакако значи да су језгра око средине периодног система битно стабилније творевине. За рачун разлике у везивној енергији, приликом стварања два лакша језгра, ослобађа се око 0.9 MeV по једном нуклеону, што би коначно износило нешто преко 200 MeV у случају деобе неког од уранијумових изотопа. Ова се енергија ослобађа у виду кинетичке енергије новонасталих честица. ***Фисиони фрагменти*** настају као високо јонизовани атоми са великом кинетичком енергијом. Већ је у првим мерењима Фриш 1939. године показао да приликом извођења фисије светлуцања на флуоресцентном екрану потичу од честица много веће масе, наелектрисања и енергије него приликом детекције алфа честица. Домет фисионих фрагмената у ваздуху је око 2 центиметра а у другим материјалима је још и мањи. Сударима са околним атомима фисиони фрагменти веома убрзано предају своју енергију, што као коначан резултат има повишење унутрашње енергије околине, тј. њено загревање. Коначно, енергија која потиче од разлике везивних енергија тешких и средњих језгара се манифестује као топлотна енергија. Ова се топлота у нуклеарним реакторима конвертује у електричну енергију.

У поглављу 6. речено је да модел капи у доброј мери успева да објасни процес цепања језгра. По том моделу језгро, као и кап течности, када се доведе у побуђено стање почиње да доживљава осцилације облика, те из сферног прелази у издужено. Један од начина да се језгру доведе енергија је путем неке нуклеарне реакције, као што је то био захват неутрона у експериментима у којима је фисија откривена.

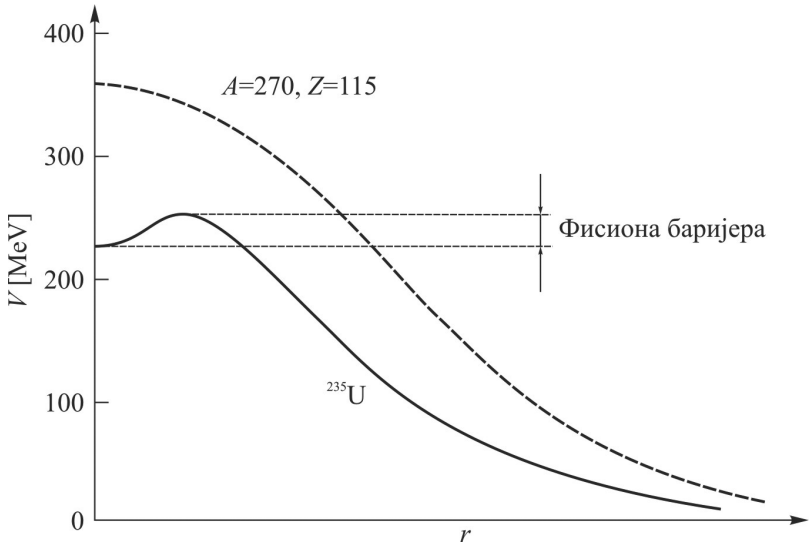
Приликом захвата, неутрон језгру предаје своју кинетичку енергију, као и своју енергију везе. У зависности од енергије побуде, језгро ће се у мањој или већој мери деформисати. На слици 8.4 шематски су приказане осцилације облика језгра.



Слика 8.4: Деформација језгра која доводи до његовог дељења

Површинске силе, одговорне за површинску енергију описану чланом $a_s A^{2/3}$ у Вајсцекеровој релацији 5.12, теже да језгро врате у првобитни сферни положај минимума потенцијалне енергије. Њима се супротстављају одбојне Кулонове силе и ако је енергија побуде довољно велика, при јачим деформацијама језгра може се десити да одбојне силе надвладају и да се језгро подели на два дела. Јако Кулоново одбијање ће два фрагмета веома брзо удаљити једно од другог.

Претпоставимо да су се нуклеони у језгру поделили на два дела. Потенцијална енергија овог система од два тела је приказана на слици 8.5. Може се видети да потенцијална енергија система два фрагмента расте како се они удаљавају један од другога. За овај раст потенцијалне енергије одговорне су површинске силе које теже да облик језгра сведу на сферни. Порастом растојања између фрагмената потенцијална енергија достиже максимум, стварајући на тај начин потенцијалну баријеру, сличну оној коју смо видели у случају емисије алфа честице из језгра. Као и код алфа распада, постоји вероватноћа да се потенцијална баријера савлада и без довођења енергије са стране, па језгро може да доживи спонтану фисију. Код уранијума је тај процес запазио Фљоров 1940. године. Ради се о процесу веома мале вероватноће — на 1 грам уранијума спонтану фисију доживи око 25 језгара у секунди.



Слика 8.5: Потенцијална енергија фисионих фрагмената у функцији њиховог међусобног растојања

За савладавање потенцијалне баријере фисије потребно је језгру предати одређену количину енергије са стране. Та се енергија у литератури често назива ***активациона енергија***. Ако је језгру саопштена енергија већа од висине потенцијалне баријере, оно ће се поделити у два фрагмента — дакле, доживеће фисију. Ако је тешко језгро у некој интеракцији добило мању енергију него што је висина потенцијалне баријере, оно ће се на неки начин ослободити тог вишка енергије (најчешће емисијом гама зрачења) и неће се поцепати на два језгра мање масе.

Висина фисионе баријере је различита од језгра до језгра. Када је било речи о моделу капи, поменута је претпоставка да стабилност тешких језгара зависи од односа Z^2/A. Таква језгра ће доживљавати спонтану фисију ако тај однос достигне одређену вредност (процене за границу се крећу од 45 до 50). Код таквих језгара крива потенцијалне енергије приказана на слици 8.5 уопште нема изражен максимум а самим тим ни потенцијалну баријеру. Што фактор дељења има нижу вредност, виша је потенцијална баријера па је неопходно довести већу енергију језгру да би оно доживило фисију. Експериментално је доказано да под дејством неутрона енергије око 100 MeV фисију могу да доживе сва језгра, па чак и лака.

Фисија је први пут примећена на уранијуму. Уранијум се и данас најчешће користи као гориво у нуклеарним електранама. Природни уранијум представља смесу два изотопа: ^{235}U који је заступљен са 0.72 % и ^{238}U којег има 99.28 %. Оба су изотопа нестабилна, распадају се емисијом алфа честице и могу се наћи у природи само захваљујући чињеници да им је период полураспада $7.1 \cdot 10^8$ и $4.5 \cdot 10^9$ година,

респективно. Висина потенцијалне баријере за фисију код ^{236}U (који настаје као сложено језгро након захвата неутрона од стране ^{235}U) је 6.5 MeV. Језгро ^{239}U настаје када природни ^{238}U захвати неутрон а активациона енергија за ово сложено језгро износи 7.1 MeV. Разлика између ове две активационе енергије ће у потпуности одредити значајне разлике које се уочавају приликом интеракције ова два изотопа уранијума са неутронима. Енергија везе која се ослобађа када неутрон буде захваћен од стране језгра ^{235}U износи 8.8 MeV, док за исту реакцију на ^{238}U она износи 5.5 MeV. Након захвата неутрона на ^{235}U формира се парно-парно језгро које поседује већу стабилност него парно-непарно језгро којег начине неутрон и ^{238}U, те се у првом случају ослобађа већа енергија. Упоредимо ли везивне енергије код ова два изотопа са висином потенцијалне баријере, може се закључити да се захватом неутрона на ^{235}U ослобађа већа енергија него што је то праг за фисију. То значи да и такозвани ***термални неутрони***, који имају веома ниску енегију, равну термалној енергији кретања молекула гаса, могу да изазову фисију ^{235}U. Да би ^{238}U доживео фисију захватом неутрона, потребно је да неутрон има енергију вишу од 1.6 MeV. Осим уранијума, у својству нуклеарног горива користи се и ^{239}Pu, који се такође дели након захвата неутрона термалне енергије.

Продукти фисије

Сам процес дељења неког тешког језгра, на пример ^{235}U, у потпуности се може објаснити теоријом сложеног језгра. Након захвата неутрона ствара се ^{236}U који се након тога дели на два лакша језгра. Деоба није једнозначна и може се одвијати на пуно различитих начина. Погледајмо неке од њих:

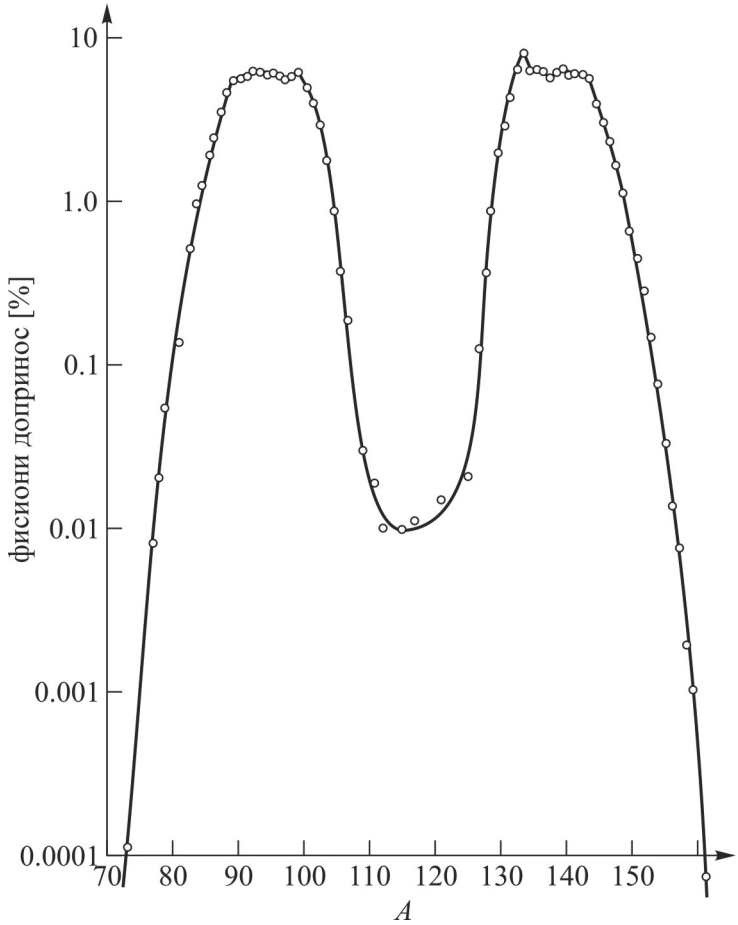
$$^{235}_{92}\mathrm{U}+^{1}_{0}\mathrm{n}\rightarrow^{236}_{92}\mathrm{U}\rightarrow^{141}_{55}\mathrm{Cs}+^{93}_{37}\mathrm{Rb}+2\,^{1}_{0}\mathrm{n}+Q \qquad \textbf{(8.28)}$$

$$^{235}_{92}\mathrm{U}+^{1}_{0}\mathrm{n}\rightarrow^{236}_{92}\mathrm{U}\rightarrow^{142}_{56}\mathrm{Ba}+^{91}_{36}\mathrm{Kr}+3\,^{1}_{0}\mathrm{n}+Q \qquad \textbf{(8.29)}$$

$$^{235}_{92}\mathrm{U}+^{1}_{0}\mathrm{n}\rightarrow^{236}_{92}\mathrm{U}\rightarrow^{147}_{57}\mathrm{La}+^{87}_{35}\mathrm{Br}+2\,^{1}_{0}\mathrm{n}+Q \qquad \textbf{(8.30)}$$

Деоба језгра ^{235}U се може одиграти на велики број начина. и том приликом може да настане преко 200 различитих језгара. Немају сви начини деобе језгра једнаку вероватноћу. На слици 8.6 приказана је расподела маса фисионих продуката насталих деобом ^{235}U након захвата термалног неутрона. Са слике 8.6 се може уочити да функција која описује деобу језгра ^{235}U има два изражена максимума — један код масеног броја 95 а други код масеног броја 140. То значи да се са највећом вероватноћом језгро ^{235}U дели на фрагменте неједнаких маса. Средњи однос маса два фрагмента је негде око 1.45. Вероватноћа симетричне деобе, којом приликом би се добила два фрагмента једнаких маса, је негде око 600 пута мања него асиметрична деоба. Модел капи није био у могућности да објасни ову појаву пошто он предвиђа симетричну деобу језгра. Тренутно нема задовољавајућег објашњења

ове асиметрије. Дистрибуција маса приказана на слици 8.6 карактеристична је за ^{235}U и термалне неутроне. Уколико би се фисија десила под дејством неутрона другачије енергије или након нуклеарне реакције са неком другом честицом, дистрибуција маса фрагмената би била другачија. Чак је примећена тенденција да се фисија изазвана честицама високе енергије одвија на тај начин да се повећава вероватноћа симетричне деобе.



Слика 8.6: Расподела маса фисионих продуката добијених цепањем језгра ^{235}U након захвата терималног неутрона

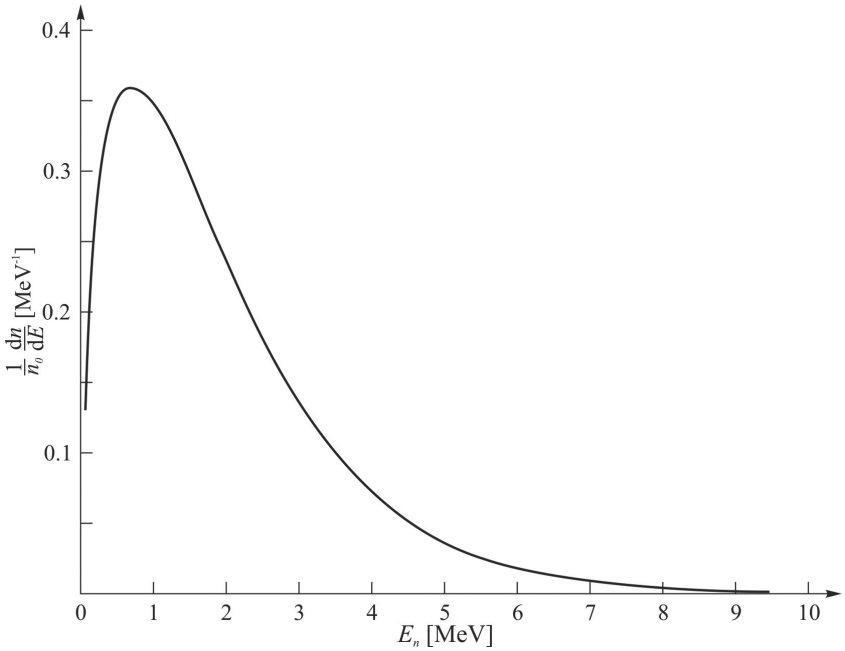
Однос броја неутрона према броју протона код лаких језгара је једнак јединици, да би се број неутрона поступно повећавао у односу на број протона код тежих језгара. То се најбоље може видети на неутрон-протонском графику приказаном на слици 1.2. Код средње тешких језгара која обично настају у процесу фисије,

однос броја неутрона према броју протона је 1.3, док је код ^{235}U тај однос 1.6. То значи да ће се деобом уранијума добити језгра која имају вишак неутрона. Овог се вишка новонастала језгра могу решити директном емисијом неутрона као што то на пример ради $^{87}_{36}Kr$. Ово је ређи случај, и код највећег броја насталих језгара однос неутрона и протона који даје стабилно језгро постиже се кроз неколико узастопних β^--распада. Погледајмо како се преко низа нестабилних изотопа распада један каракретистични фисиони фрагмент:

$$^{93}Rb \rightarrow {}^{93}Sr \rightarrow {}^{93}Y \rightarrow {}^{93}Zr \rightarrow {}^{93}Nb \qquad \textbf{(8.31)}$$

Последњи изотоп у низу (у наведеном примеру је то ^{93}Nb) је стабилан. Фисиони продукти имају веома различите периоде полураспада. Неки од њих су веома краткоживећи, као на пример ^{93}Rb чији је период полураспада свега 6 секунди. Изотопи који су ближи стабилном завршетку низа могу имати веома дуг период полураспада, као на пример ^{93}Zr из горњег примера, чији је полуживот 10^6 година.

У изразима 8.28 – 8.30 се може видети да, осим два језгра, након фисије долази до ослобађања извесног броја неутрона. Установљено је да средњи број неутрона који се емитују у процесу цепања језгра ^{235}U износи 2.5. Ови неутрони имају енергијску расподелу приказану на слици 8.7. Може се видети да су енергије неутрона распоређене у широком интервалу од око 10 MeV.

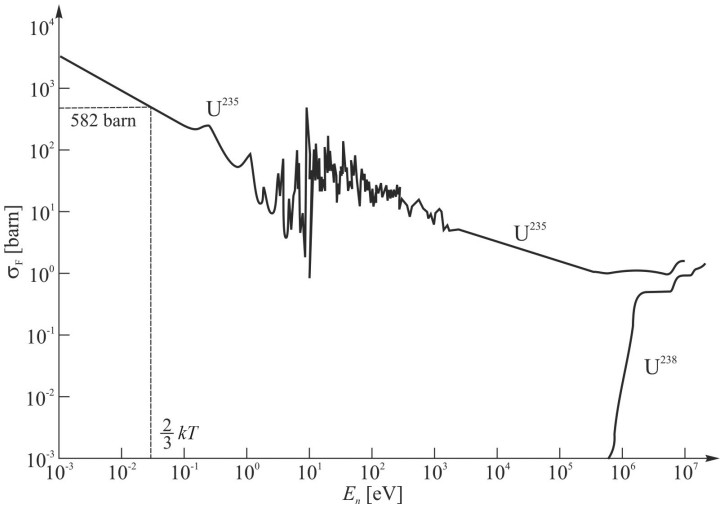


Слика 8.7: Енергетски спектар фисионих неутрона

Ланчана реакција и начини коришћења фисионе енергије

За одвијање процеса фисије неопходно је обезбедити интеракцију неутрона са језгром ^{235}U. У том процесу ће се ослободити два или три нова неутрона, све у зависности на какве се фрагменте распало језгро уранијума. Нека ово буду ***неутрони прве генерације***. Ако би рецимо два од њих успела да изазову нове фисије, створила би се 4 ***неутрона друге генерације***. У следећој генерацији, уколико би сви створени неутрони изазвали фисију, било би их 8, па 16, 32, 64, итд. Дакле, ако константно по два неутрона од сваког језгра успеју да изазову нове фисије, и тако из генерације у генерацију, број неутрона (а самим тим и број реализованих фисија) би се вома брзо умножавао. Овај процес се назива ***ланчана реакција***. Укупан број неутона би веома брзо нарастао на 2^n где је n број генерација неутрона. У међувремену се одиграло $2+2^2+2^3+2^4+...+2^n$ фисија. Како је време потребно за једну фисију реда величине 10^{-7} секунди, јасно је да се за време реда величине 10^{-5} s може одиграти 2^{100} или отприлике 10^{30} фисија. Узимајући у обзир да се при сваком акту фисије ослобађа око 200 MeV, јасно је да се дељењем уранијумових језгара могу добити огромне количине енергије.

Ланчана реакција у којој се број неутрона овако прогресивно умножава се делимично реализује у неконтролисаној фисији, која се јавља приликом експлозија нуклеарног наоружања. За сваку другу контролисану употребу фисије као извора енергије, неопходно је остварити услове да се ланчана реакција одвија са идентичним бројем фисија у сваком временском тренутку. То значи да је за нове фисије неопходно искористи само један неутрон од просечних 2.5 колико их се емитује приликом цепања једног језгра ^{235}U. То није ни мало једноставан проблем. На слици 8.8 приказан је ефикасни пресек за фисију ^{235}U. Може се уочити да пресек веома брзо опада са енергијом неутрона и да је највећа вероватноћа да дође до фисије баш када неутрони имају термалне енергије. Са друге стране, из енергетског спектра фисионих неутрона приказаног на слици 8.7 се може видети да је средња енергија фисионих неутрона негде око 1 MeV, што није довољно за фисију ^{238}U. Фисију на ^{235}U неутрони овако високих енергија могу да остваре, али са знатно мањом вероватноћом. Тако мала вероватноћа дешавања фисије са неутронима високих енергија не може обезбедити услове у којима би ланчана реакција континуирано трајала. Осим тога, у природном уранијуму ^{238}U је заступљен са 99.28 %. Након захвата неутрона од стране овог језгра не долази до фисије, што у великој мери смањује број неутрона. Дакле, да би се добило боље искоришћење неутрона на процесима фисије, неопхоно је остварити услове у којима би неутрони кроз сударе губили своју енергију, а без захвата од стране материјала кроз којег се крећу. На тај начин би се неутронима редуковала енергија до термалних, када је вероватноћа да ће се остварити фисија на ^{235}U знатно већа. Материјали који врше успоравање неутрона се зову ***модератори*** и сачињени су углавном од лаких елемената.

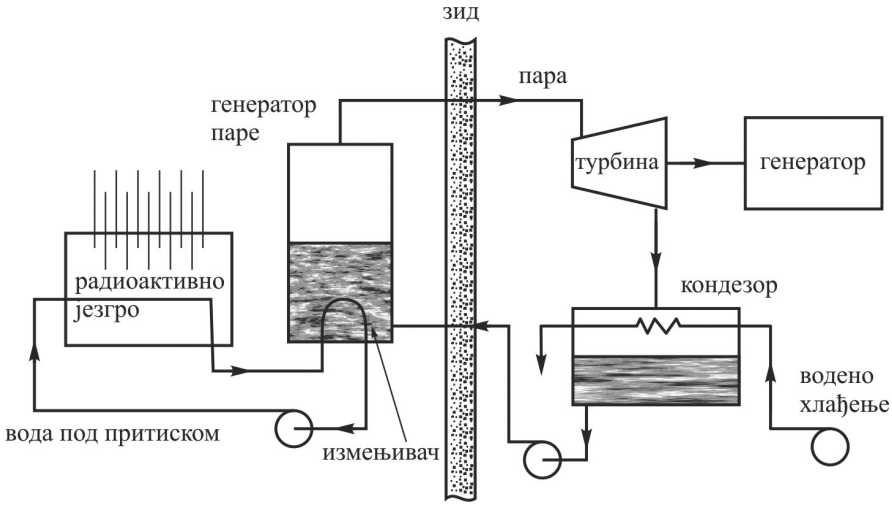


Слика 8.8: Ефикасни пресек за фисију ^{235}U као функција енергије неутрона

Као модератори се користе графит, вода, тешка вода или берилијум. Од модератора се очекује да успори неутроне, али да им не смањи број кроз нуклеарне реакције. Са те тачке гледишта, графит је добар избор пошто је вероватноћа за захват неутрона у овом материјалу релативно мала. Сличан је случај и са тешком водом, у којој су атоми водоника замењени атомима деутеријума. Обична вода, због могућих интеракција водоника са неутроном има релативно висок ефикасни пресек за захват неутрона. Да би се остварио довољан број фисија, неопходно је поправити однос броја језгара ^{235}U према броју језгара изотопа ^{238}U. У том случају се прибегава такозваном ***обогаћењу уранијумског горива*** тј. подизању удела ^{235}U. То се изводи техником ***изотопске сепарације*** тако да се у обогаћеном уранијумском гориву налази од 2 до 5 % изотопа ^{235}U.

Контролисана фисија, где се број дељења језгара ^{235}U одржава константним у времену, одвија се у нуклеарним реакторима. Његов најважнији део је језгро у којем се налази гориво, углавном од уранијума и модератора. Кроз константан број фисија које се дешавају у реакторском језгру, ослобађа се одређена количина енергије која се уз помоћ неког флуида односи и користи, најчешће за производњу електричне енергије, али може и да служи за погон бродова или подморница. На слици 8.9 шематски је приказано једно реакторско постројење. Постоји велики број различитих типова реактора, у зависности од намене, снаге или начина како су решени неки технички елементи.

По намени реактори се деле на ***истраживачке*** и ***енергетске***. Први углавном служе као снажни извори неутрона, за производњу изотопа и у истраживачке сврхе. Основна функција ових реактора није да конвертују енергију, тако да им је и снага мала — од 1 до 10 MW.



Слика 8.9: Шематски приказ једног енергетског реакторског постројења

Енергетски реактори се праве до снаге које превазилазе 1 GW и служе као извор топлотне енергије која се користи за грејање или конвертовање топлотне у електричну енергију. По начину како су распоређени уранијум и модератор, реактори могу бити ***хомогени*** и ***нехомогени***. Код хомогених реактора, уранијум је равномерно распоређен по целој запремини модератора. Код нехомогених реактора шипке од уранијума се постављају у модератор. Само гориво може да буде од ***природног*** или ***обогаћеног уранијума***. Да би се остварио увек једнак број фисија, неопходно је одржавати број неутрона на константној вредности. Постоје материјали који имају велики пресек за захват термалних неутрона, као на пример кадмијум. Количина кадмијума, која се код хетерогених реактора у облику шипки поставља или вади из реактора, утиче на број неутрона, па се на тај начин најлакше може контролисати број фисија које се остварује у неком временском интервалу.

Фузија

Крива којом се представља зависност енергије везе по једном нуклеону од масеног броја, приказана на слици 5.2, има максимум у области A=60. Као што је већ речено у претходном одељку, баш захваљујући томе, приликом деобе једног тешког језгра на два лакша долази до ослобађања енергије. Но то свакако значи и да се спајањем два лакша језгра у једно теже, којем маса не би значајније прелазила 60 маса нуклеона, може очекивати ослобађење извесне количине енергије. И у овом случају се спајањем два лакша језгра добија једно теже као скуп јаче спрегнутих честица, па се енергија ослобађа на рачун разлике у везивним енергијама нуклеона. Тако на пример, ако би се два језгра ^{20}Ne спојила, дала би језгро ^{40}Ca. Простим поређењем вредности енергије везе по једном нуклеону, лако се може установити да би се у једном оваквом процесу ослободило 20.7 MeV. За разлику од процеса фисије, када се деоба језгара иницира апсорпцијом неутралног неутрона, за који Кулонов потенцијал језгра не представља препреку, да би се два језгра ^{20}Ne приближила до растојања на којима делују краткодометне нуклеарне силе, потребно је једно од њих убрзати до енергије од 21.2 MeV. У том случају је коначна енергија која се добије у процесу фузије једнака 41.9 MeV. Дакле, у процесу фузије лакших језгара се ослобађа енергија, али да би до тога могло доћи, потребно ју је и уложити, и то у оном минималном износу који омогућава савладавање Кулонових сила којима се два позитивна језгра одбијају. Јасно је да је висина потенцијалне баријере, која кинетичком енергијом једног или оба учесника у реакцији треба бити савладана, утолико већа колико је виши њихов редни број, тј. број протона у језгру. То значи да је са техничке тачке гледишта много изводљивија фузија веома лаких језгара, типа водоникових и хелијумових изотопа. Како они у језгру имају један или два протона, висина потенцијалне баријере је знатно нижа него што је то случај у примеру спајања два језгра азота.

Са практичне тачке гледишта, најмање је енергије потребно уложити да би дошло до спајања водоникових изотопа деутеријума и трицијума. Из тог разлога најзанимљивије су следеће три нуклеарне реакције:

$$^{2}_{1}\mathrm{H}+^{2}_{1}\mathrm{H}\rightarrow^{3}_{2}\mathrm{He}+^{1}_{0}\mathrm{n}+3.27\ \mathrm{MeV} \qquad \textbf{(8.32)}$$

$$^{2}_{1}\mathrm{H}+^{2}_{1}\mathrm{H}\rightarrow^{3}_{1}\mathrm{H}+^{1}_{1}\mathrm{p}+4.03\ \mathrm{MeV} \qquad \textbf{(8.33)}$$

$$^{3}_{1}\mathrm{H}+^{2}_{1}\mathrm{H}\rightarrow^{4}_{2}\mathrm{He}+^{1}_{0}\mathrm{n}+17.59\ \mathrm{MeV} \qquad \textbf{(8.34)}$$

Приликом судара два деутеријума, (d-d реакција), један канал даје ^{3}He и неутрон као продукте, док се у другом добијају трицијум и протон. Обе се реакције одвијају са прилично истом вероватноћом, тако да се може рећи да је средња енергија која се по једном нуклеону одвија у овим процесима око 0.9 MeV. Толика енергија се по једном нуклеону ослобађа и приликом фисије. Много већа енергија се одвија

у d-t реакцији којом приликом се у судару деутеријума и трицијума ствара ^{4}He и неутрон. Но, највећи део енергије која се у овој реакцији ослободи преузме неутрон (14.07 MeV). Енергија наелектрисаних честица се много лакше преда околини кроз бројне интеракције. Неутрони битно слабије интерагују са материјом, тако да се енергија коју они поседују теже може искористити. Постоји још неколико реакција између изотопа хелијума и водоника које би могле бити од значаја у потенцијалним применама. Једна од њих је и интеракција ^{3}He и деутеријума:

$$^3_2\mathrm{He} + ^2_1\mathrm{H} \rightarrow ^4_2\mathrm{He} + ^1_1\mathrm{p} + 18.3\ \mathrm{MeV} \qquad \textbf{(8.35)}$$

мада је за њено одвијање потребна нешто виша енергија због више потенцијалне баријере хелијума.

Постоји велики интерес и потреба за технологијом у којој би се фузија могла користити као извор енергије. Уколико би се трицијум (добијен као продукт у реакцији 8.33) употребио као гориво у фузионом процесу 8.34, као коначане продукте пуног фузионог циклуса добили бисмо стабилне изотопе хелијума. Фисија уранијума оставља стотине радиоактивних продуката, од којих неки због велике вредности периода полураспада могу веома дуго да представљају потенцијалну опасност за околину. Процес фузије би био веома чист извор енергије који за собом не би остављао радиоактивни отпад. Количина деутеријума која се налази у океанима у облику молекула тешке воде D_2O или DHO, довољна је да се у фузионом реактору користе милионима година. Фисија би са те стране могла да се сматра неисцрпним извором енергије. Нажалост, контролисана фузија још увек није реализована на Земљи.

Да би дошло до фузије, неопходно је да дође до судара два лака језгра која имају енергију довољну да се савлада потенцијална баријера. То је основно физичко ограничење у овом процесу. Данашња акцелераторска техника омогућава да се деутеријум убрза до енергија које вишеструко превазилазе енергију потребну да би се одиграла фузија. Но, максимална количина позитвних јона која се може убрзати у акцелератору није довољна да би се помоћу њих реализовао снажан извор енергије. Осим тога, када се убрзани јони упуте на неку мету највећи део њихове енергије се утроши на интеракције са атомским омотачем, тако да мањи број успева да интерагује са језгром. То значи да се путем бомбардовања неке мете позитивним јонима кроз ретке догађаје фузије не би остварила енергија већа од енергије уложене на убрзавање пројектила.

Звезде типа Сунца су сачињене од лаких елемената: водоника (који је по броју атома заступљен са око 90 %) хелијума (око 7 % по броју атома), док остатак чине тежи елементи. У унутрашњностима звезда се дакле одвија процес фузије ових најлакших елемената. На високим температурама реда величине 10^7 – 10^8 K, које владају у унутрашњостима звезда, материја се налази у стању плазме, тј. гаса у којем се независно крећу електрони и потпуно огољена језгра. Енергија термалног кретања огољених језгара може бити довољна да се савлада потенцијална баријера

и оствари фузија. Овом приликом не постоје губици енергије на интеракције са атомским омотачем, пошто је материја унутар звезда потпуно јонизована. Под дејством јаких гравитационих сила, плазма се у унутрашњости звезда налази под изузетно великим притисцима чиме се постиже њена велика густина а што даље повећава учесталост судара честица. С обзиром да се на овај начин процес фузије одвија на високим температурама, чест је случај да се називају ***термонуклеарне реакције***.

По неком поједностављеном моделу, да би дошло до процеса фузије, неопходно је да се два лака језгра практично додирну. То значи да би растојање између њихових геометријских центара требало бити једнако збиру њихових полупречника. Ако су Z_a и Z_b редни бројеви две честице које доживљавају фузију, тада би висина потенцијалне баријере која мора бити савладана била:

$$V_C = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z_a Z_b}{R_a + R_b}e^2 \qquad \textbf{(8.36)}$$

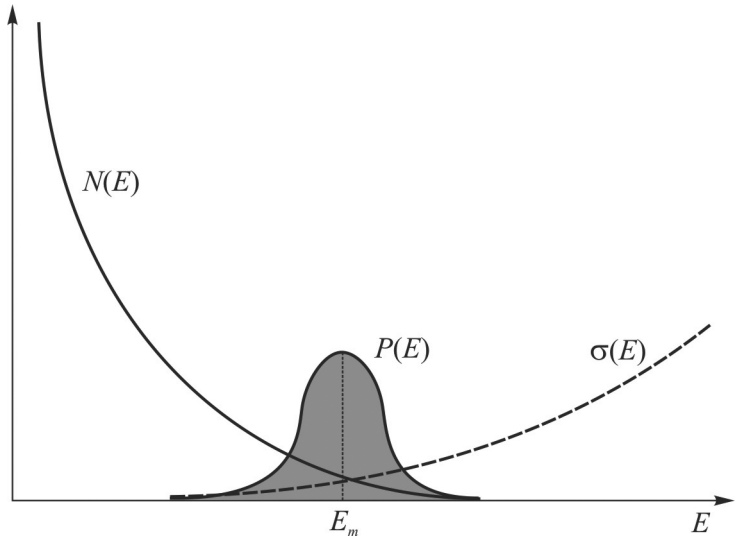
где су R_a и R_b полупречници два језгра која ступају у нуклеарну реакцију. Коришћењем горњег обрасца лако се може проценити да је висина потенцијалне баријере за два протона око 1 MeV. На основу кинетичке теорије гасова следи веома једноставна релација која повезује температуру T неког скупа честица са њиховом средњом кинетичком енергијом:

$$T[\mathrm{K}] = 1.16\cdot 10^4 \cdot E[\mathrm{eV}] \qquad \textbf{(8.37)}$$

Да би кинетичка енергија термалног кретања протона достигла 1 MeV температура би требала бити реда величине 10^{10} K. Процењено је да је температура у средишту Сунца $15\cdot 10^6$ K, што је знатно ниже од температура потребних да протони стекну енергије реда величине MeV. Постоје два ефекта која и на температурама знатно нижим од 10^{10} K значајно подижу вероватноћу фузионог процеса. Као прво, на одређеној температури неће све честице имати идентичну кинетичку енергију. Расподела честица по брзинама, а самим тим и кинетичким енергијама, најбоље се може описати Максвеловом дистрибуцијом, шематски приказаној на слици 8.10.

Максвелова дистрибуција има јасно изражен максимум након којег следи експоненцијални пад. Одатле се може закључити да се на одређеној температури могу пронаћи и честице са енергијама које су знатно више од неке средње вредности. То даље значи да се у сваком тренутку, на основу статистичке Максвелове дистрибуције, може очекивати да постоји неки мали број честица са енергијама довољно високим да се реализује фузија. Са друге стране, када се језгра приближе на мала растојања, реда величине 10^{-13} cm (што је још увек више од димензија језгра) постоји вероватноћа да до фузије дође и путем тунел ефекта. Као што постоји мала вероватноћа да алфа честица савлада потенцијалну баријеру језгра изнутра и успе да изађе мада не поседује довољну енергију, тако се може дефинисати и вероватноћа да нека честица тунел ефектом доспе до језгра чак и ако јој је енергија нижа од

висине потенцијалне баријере. Вероватноћа тунел ефекта, мада се повећава са енергијом честица, представља веома малу вредност. Захваљујући овом процесу, енергетски праг за фузију се спушта ка нижим енергијама. На слици 8.10 приказана је и енергетска зависност ефикасног пресека фузије. Може се видети да долази до преклапања ове функције са Максвеловом расподелом, што значи да увек постоји одређени број честица које поседују енергију довољну за реализацију фузије. Дакле, одвијање фузије зависи од два процеса веома мале вероватноће, но када се узме у обзир веома велики број лаких честица који се сударају у звезданом језгру, у коначном скору добија се довољан број фузија да обезбеде континуиран процес производње енергије.



Слика 8.10: Шематски приказ Максвелове расподеле честица по енергијама на одређеној температури и енергетска зависност ефикасног пресека за фузију

У земаљским условима контролисана фузија још увек није реализована. Основни технички проблем који се овде појављује је висока температура, реда величине десет милиона степени која је потребна да би се у процесу термонуклеарне реакције остварила фузија лакших језгара. Толико високе температуре не може да издржи ни један нама познати материјал, тако да се поставља питање локализације фузионог материјала. Како се на тако високим температурама материја налази у стању плазме, највероватнији начин да се она држи у некој контролисаној запремини је путем јаких магнетних поља. Као најбољи кандидати за реализацију контролисане фузије, за сада се виде деутеријум и трицијум који би путем реакција 8.32 – 8.34 давали хелијум као коначан продукт, уз ослобађање енергије.

ТЕРМОНУКЛЕАРНИ ПРОЦЕСИ У ЗВЕЗДАМА

Звезде се састоје углавном од водоника и хелијума, уз присуство тежих елемената којих у већини случајева има пар процената од укупног броја атома. Извор њихове енергије су термонуклеарне реакције, које могу бити различите, све у зависности од тога у којој се фази своје еволуције звезда налази. Коначну теорију о природи термонуклеарних процеса путем којих звезде добијају своју енергију поставио је Бете 1939. године.

Звезде настају гравитационим сажимањем материјала дифузно распоређеног по простору. Тај материјал је углавном водоник. Дејство гравитационих сила полако сакупља материјал, којом приликом се потенцијална енергија сваке појединачне честице, заробљене у масу створеног небеског тела, претвара у кинетичку. Уколико је маса сакупљеног материјала довољно велика, високе температуре и притисци у средишту једног таквог небеског тела могу да покрену термонуклеарне процесе у којима се на самом почетку од водоника ствара хелијум. Огромна количина енергије која се ослобађа у фузионим процесима додатно загрева средиште звезде, које сходно термодинамичким законима, изврши експанзију. У једном моменту се успостави динамичка равнотежа између гравитационе силе, која тежи да сакупи материју у што је могуће компактнију запремину, и експанзије условљене загревањем гаса у самом средишту звезде. Временом у звездама може да дође до термонуклеарних реакција у којима ће учествовати и тежи елементи од водоника.

Водонични циклус

Преко 90 % атома у саставу највећег броја звезда је водоник. У условима комплетне јонизације на високим температурама, од водоника остаје само протон. Потпуно јонизовани хелијум је у ствари алфа честица. То значи да се унутар звезда, као гориво за процес фузије и градивни материјал за стварање тежих честица, налазе само протони (водоник) и у много мањем броју алфа честице (хелијум). Проста фузија два протона која би створила језгро ${}^{2}_{2}\mathrm{He}$ није могућа пошто овакво језгро уопште не представља стабилну творевину. Да би дошло до фузије, потребно је да се створи деутеријум од једног протона и неутрона. Неутрони као слободне честице нису стабилни и распадају се на протон и електрон са периодом полураспада од 10.4 минута, тако да се унутар звезда не могу наћи у довољном броју. До стварања деутеријума долази у једној веома реткој нуклеарној реакцији:

$$ {}^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{0}_{1}\mathrm{e} + \nu_e + 1.44\ \mathrm{MeV} \qquad \textbf{(8.38)} $$

Интеракција два протона даје деутеријум и један позитрон уз емисију електронског неутрина. Битно је нагласити да неутрино односи 0.42 MeV а разлика до 1.44 MeV

јесте енергија два гама фотона од 511 keV насталих анихилацијом позитрона и електрона. Ова реакција има веома малу вероватноћу: ефикасни пресек јој је 10^{-33} barn када је енергија протона реда величине keV, док је за протоне који имају енергије реда величине MeV ефикасни пресек за ову реакцију 10^{-23} barn. Ова реакција се не дешава под дејством нуклеарних сила, као и сви остали процеси фузије — ова се одиграва под дејством слабе силе. Познато је да је једна од основних карактеристика процеса који се одвијају под дејством слабе силе та да имају знатно мању вероватноћу. Довољан број створених језгара деутеријума, упркос веома малој вероватноћи процеса 8.38, може се захвалити једино чињеници да у средишту звезде постоји огроман број протона. Процењује се да их у језгру Сунца има око $7.5 \cdot 10^{25}$ cm^{-3}. Деутеријум који се створи у овој реакцији је основни материјал за даље процесе и динамика фузионих процеса унутар звезде је одређена једино количином створеног деутеријума. Нуклеарне реакције приказане изразима 8.32 и 8.33, у којима језгра деутеријума доживљавају фузију, имају велику вероватноћу, али су у унутрашњости звезда мало вероватни. Просто, концентрација створених језгара деутеријума је веома мала — процењује се да их има тек по једно на 10^{18} протона. То значи да је вероватноћа реакције деутерона са протоном неупоредиво већа. Језгро деутеријума веома брзо доживљава следећу реакцију:

$$ {}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} + \gamma + 5.49\ \mathrm{MeV} \qquad \textbf{(8.39)} $$

Новонастала језгра ${}^{3}_{2}$He изложена су великом флуксу протона, али у интеракцији са њима дошло би до стварања ${}^{4}_{3}$Hi који је толико нестабилан да се готово тренутно распада на протон и ${}^{3}_{2}$He:

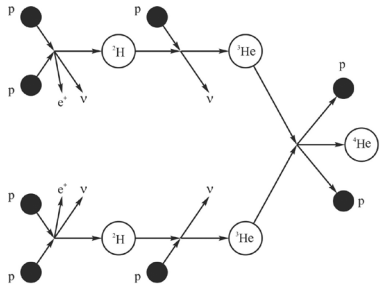
$$ {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{3}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \qquad \textbf{(8.40)} $$

Евентуални канал ове реакције у којем би дошло до стварања стабилног ${}^{4}_{2}$He уз емисију позитрона

$$ {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{0}_{1}\mathrm{e} + \nu_e \qquad \textbf{(8.41)} $$

је јако мало вероватан пошто се одвија под дејством слабе интеракције. До „сагоревања“ ${}^{3}_{2}$He може доћи једино у следећој нуклеарној реакцији:

$$ {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{3}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + 2\,{}^{1}_{1}\mathrm{H} + 12.86\ \mathrm{MeV} \qquad \textbf{(8.42)} $$



Слика 8.11: Шематски приказ водоничног циклуса

Реакције 8.38, 8.39 и 8.42 чине такозвани ***водонични циклус***. Шематски се он може представити као што је то урађено на слици 8.11.

У водонични циклус улази 6 протона, да би се на крају добило једно језгро $^{4}_{2}He$ и два протона уз емисију два позитрона. Дакле, ако се сведе коначан биланс водоничног циклуса добија се:

$$4\,^{1}_{1}H \rightarrow ^{4}_{2}He + 2\,^{0}_{1}e + 2\,\nu_e + 26.7\ \text{MeV} \qquad \textbf{(8.43)}$$

Постоји вероватноћа да се одигра реакција фузије између $^{3}_{2}He$ и $^{4}_{2}He$ где би дошло до стварања $^{7}_{4}Be$, али би он преко низа реакција са протонима и електронима, које имају релативно велики ефикасни пресек, као коначан продукт дао $^{4}_{2}He$.

Угљенични циклус

Код Сунца и мање сјајних звезда одвија се углавном водонични циклус. Код звезда више температуре могућ је низ термонуклеарних реакција у којима се од четири протона створи једно језгро $^{4}_{2}He$, али уз присуство језгра $^{12}_{6}C$. Овај низ реакција се назива ***угљенични циклус*** и стартује захватом протона од стране $^{12}_{6}C$:

$$^{12}_{6}C + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{13}_{7}N + \gamma \qquad \textbf{(8.44)}$$

Изотоп $^{13}_{7}N$ је веома нестабилан и са периодом полураспада од свега 10 минута се емисијом позитрона распада на $^{13}_{6}C$:

$$^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + ^{0}_{1}e + \nu_e \qquad \textbf{(8.45)}$$

Под дејством великог флукса протона веома брзо се одигравају следеће две реакције:

$$^{13}_{6}C + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{14}_{7}N + \gamma \qquad \textbf{(8.46)}$$

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{15}_{8}O + \gamma \qquad \textbf{(8.47)}$$

Изотоп $^{15}_{8}O$ је нестабилан иса периодом полураспада од два минута се трансформише у језгро $^{15}_{7}N$ уз емисију позитрона:

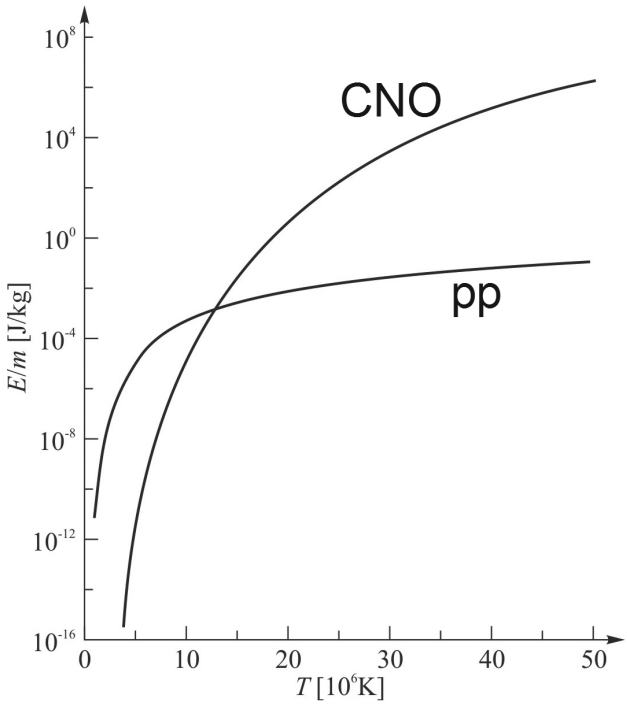
$$^{15}_{8}O \rightarrow ^{15}_{7}N + ^{0}_{1}e + \nu_e \qquad \textbf{(8.48)}$$

И коначно, последња реакција у угљеничном циклусу се дешава између $^{15}_{7}N$ и протона:

$$^{15}_{7}N + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{4}_{2}He \qquad \textbf{(8.49)}$$

Када се сведе коначан биланс угљеничног циклуса, може се видети да се у њему не троши $^{12}_{6}C$ већ у целом процесу има функцију сличну катализатору у хемијским реакцијама. У циклусу су утрошена четири протона да би се на крају добило једно језгро $^{4}_{2}He$. У комплетном угљеничном циклусу се ослободи 26.7 MeV, као што је то случај и у водоничном циклусу.

На слици 8.12 приказана је просечна производња енергије по једном килограму горива у поменута два циклуса у зависности од температуре у средишту звезде. Може се видети да производња енергије у водоничном циклусу доживљава сатурацију и веома слабо расте са порастом температуре. Вероватноћа одвијања водоничног процеса ограничена је малом вероватноћом дешавања процеса 8.38. Вероватноћа одвијања угљеничног циклуса, а самим тим и енергија која се овим путем производи, веома зависи од температуре. Приликом термонуклеарних реакција у којима учествују изотопи тежих језгара, протон мора да савлада битно вишу потенцијалну баријеру. Растом температуре, повећава се и број протона који имају довољну енергију да би изазвали једну од реакција угљеничног циклуса. Код звезда са масом једнаком или већом од 1.5 маса Сунца, а тиме и већом температуром, доминира угљенични циклус. На Сунцу (и осталим звездама масе приближне маси Сунца) је доминантан водонични циклус а угљенични циклус доприноси са мање од 1%.



Слика 8.12: Производња енергије по једном килограму горива у водоничном и угљеничном циклусу у зависности од температуре

На основу енергије која доспе до Земље, може се проценити да сваке секунде на Сунцу нестане $4{\cdot}10^{38}$ протона. Претпоставка је да, на основу масе Сунца и количине водоника који садржи, водоничног горива на Сунцу има за отприлике 10^{10} година.

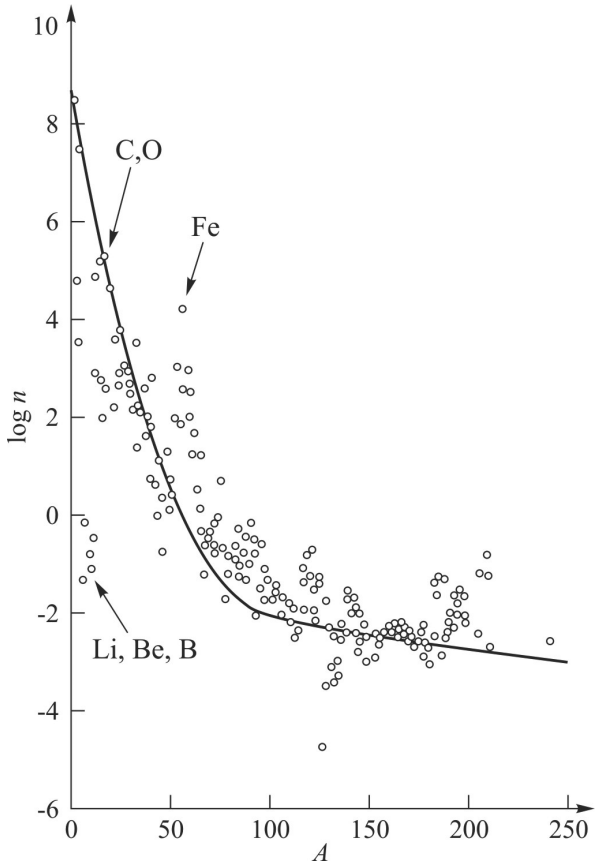
ПОРЕКЛО ХЕМИЈСКИХ ЕЛЕМЕНАТА

Распрострањеност хемијских елемената

Списак елемената који се могу пронаћи на Земљи закључен је са редним бројем 92. Најтежи елемент који се може пронаћи у природи је уранијум. У лабораторијским условима су, путем нуклеарних реакција, произведени и тежи елементи од уранијума, такозвани трансурани. Елементи су веома нехомогено распоређени по планети Земљи, тако да се комплетна слика о њиховом релативном односу добила тек након мерења великог броја узорака покупљених са разних локација. Такође су доступни били узорци тла са Месеца, а вршене су и хемијске анализе метеорита који доспеју до површине Земље. Но, то још увек није довољно да би се добила глобална слика о релативној заступљености елемената у Свемиру. Планете, као и анализи доступни метеорити, сачињени су углавном од тежих елемената, док у састав звезда улазе највећим делом водоник и хелијум.

Ни звезде немају хомогену структуру. Постоје знатне разлике у саставу средишта звезде (где се одвијају термонуклеарне реакције) и фотосфере. О томе који елементи се могу пронаћи у звездама, може се закључити на основу спектралне анализе зрачења које емитују. Путем спектроскопских техника се може установити од којих су елемената сачињене маглине и међузвездани гас. Додатна информација се може добити и анализом Сунчевог ветра, који се састоји од токова плазме одасланог са површине Сунца у околни простор правцем магнетних линија сила. До горњих слојева атмосфере доспева и примарно космичко зрачење у виду различитих честица, тако да се његовом анализом може добити информација о релативном односу елемената. На основу свих ових података, може се стећи нека глобална слика о заступљености појединих елемената у природи. На слици 8.13 је приказан релативни број атома појединих елемената у односу на стабилни изотоп силицијума $^{28}_{14}Si$. Са слике се може видети колики број појединих хемијских елемената постоји у природи на сваких 10^6 атома изотопа $^{28}_{14}Si$. Евидентно је да у природи има највише водоника, око 90 % по броју атома, затим хелијума, око 8 %, док сви остали елементи чине остатак од отприлике 2 %. На Земљи, као и на другим планетама, водоник и хелијум су присутни у битно мањим количинама, али планете имају знатно мању масу од звезда које у свом саставу имају превасходно водоник и хелијум.

На кривој на којој је приказана релативна заступљеност елемената (слика 8.12) могу се уочити две области. Релативни број атома појединачних елемената веома брзо (експоненцијално) опада од водоника, па све до елемената у области масеног броја 60.



Слика 8.13: Релативна заступљеност елемената (приказана у односу на силицијум)

Након тога, са порастом масеног броја не долази до драматичне промене броја атома тежих елемената. Могло би се чак рећи да је заступљеност тежих елемената након A=60 готово независна од масеног броја. То указује на два различита механизма путем којих долази до стварања ове две групе елемената. Осим тога, може се приметити да елемената који се у периодном систему налазе непосредно након хелијума — литијума, берилијума и бора, има битно мање у природи него што би се то могло очекивати на основу релативне заступљености околних елемената. Ових елемената има 100 милиона пута мање него водоника а око 300 пута мање од калцијума. Такође се може видети да у области око угљеника и кисеоника па све до калцијума, постоји мали пик који указује на то да је заступљеност ових елемената у природи нешто мало већа него код околних елемената. Слично је и са елементима који се у периодном систему налазе поред гвожђа. Ових елемента у природи има нешто мало више него околних.

Настанак елемената

Сваки покушај да се објасни настанак елемената неизоставно укључује и космолошке теорије које објашњавају постанак и еволуцију свемира. Претпоставка о томе да је свемир настао из једне тачке (просторно-временског сингуларитета) наговештена је првим открићима Едвина Хабла, који је на основу помераја карактеристичних линија у спектрима удаљених небеских тела установио да се галаксије међусобно удаљавају. Тренутно широко прихваћена ***теорија Великог праска***[4], којом се објашњава настанак свемира, базира се у доброј мери на неким резултатима нуклеарне физике и физике елементарних честица. Са аспекта настанка елемената, еволуција свемира би се могла поделити у три одвојене фазе:

- *примарна нуклеонсинтеза*
- *галактичка кондензација*
- *звездана нуклеосинтеза*

Процеси који се одвијају у првој и трећој фази се у највећој мери могу објаснити законима нуклеарне физике и физике елементарних честица. Гравитација је имала пресудан утицај на другу фазу, пошто се материја, расејана у виду независних честица, прикупљала под дејством гравитаионих сила, стварајући при томе небеска тела. Густина материје, као и енергија појединачних честица, у овој фази нису били довољни за одвијање нуклеарних процеса.

Примарна нуклеонсинтеза

У првим тренуцима своје еволуције, свемир се, на изузетно високим температурама и притисцима, састојао од смесе свих фундаменталних честица, античестица и радијације. На веома високим температурама материја и радијација су биле у равнотежи. То значи да су се у подједнакој мери дешавали и анихилација и креација пара честица-античестица. Тако су на пример процеси:

$$e^{+} + e^{-} \leftrightarrow 2\gamma \qquad \textbf{(8.50)}$$

где долази до стварања и анихилације пара електрон-позитрон, били једнако вероватни. Док је температура свемира била виша од 10^{13} K, идентични процеси стварања и анихилације протона и антипротона, као и неутрона и антинеутрона су били могући. Ширењем свемира смањивала се енергија радијације, тако да је у једном моменту она била недовољна за креацију пара честица-античестица. То се десило након 10^{-6} s. Након тога је само анихилација била могућа. Честице и античестице су нестајале у процесу анихилације. Највероватније је у процесима конверзије енергије и материје створена нешто мало већа количина материје која

4 *Big Bang* (енг.) — Велики Прасак

је преостала. Процењује се да у свемиру постоји 10^9 фотона по једном нуклеону. Ако се претпостави да су фотони настали кроз процес анихилације, долази се до процене да је вишак материје у односу на антиматерију био фракција реда величине 10^{-9}. Радијација која је чинила рани свемир је наставила да губи своју енергију да би данас чинила фон таласне дужине λ=7.35 cm који испуњава цео свемир. Ово зрачење одговора радијацији коју би емитовало црно тело температуре 2.7 K.

Хлађењем и експанзијом свемира текао је процес анихилације пара честица-античестица, без могућности повратног процеса. У то време су интеракције између нуклеона и неутрина (антинеутрина) биле још увек довољно интензивне да омогуће обострано одвијање следећа два процеса:

$$p + \tilde{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+ \qquad \textbf{(8.51)}$$

$$n + \nu_e \leftrightarrow p + e^- \qquad \textbf{(8.52)}$$

Будући да су се реакције 8.51 и 8.52 одвијале у оба смера, број протона и неутрона у првим тренуцима постојања свемира је био идентичан. Ово је било могуће све док је број позитрона и неутрина (антинеутрина) био довољан. Позитрони су нестајали у процесу анихилације, свемир се ширио и хладио, тако да су након једне секунде од настанка, када је температура износила 10^{10} K, процеси 8.51 и 8.52 престали да се одвијају. Од тог момента, почели су да егзистирају независно три честице од којих је изграђена материја: протон, неутрон и електрон.

Протони и електрони се данас сматрају стабилним честицама, али неутрон ван поља дејства нуклеарних сила то није. Слободан неутрон се веома брзо распада на протон и бета честицу. Овај процес је текао смањујући број неутрона у свемиру. Процењује се да је тренутни однос протона и неутрона

$$\frac{N_p}{N_n} = 0.2 \qquad \textbf{(8.53)}$$

што се може захвалити чињеници да су се у условима високих температура и густина ондашње материје могле одвијати неке нуклеарне реакције путем којих је заробљен одређени број неутрона. Овај је процес започео када је свемир био 3 минута стар. Прва реакција која је била могућа је била стварање деутеријума:

$${}^1_0n + {}^1_1H \rightarrow {}^2_1H + \gamma \qquad \textbf{(8.54)}$$

Овај први корак у изградњи тежих језгара има далеко већу вероватноћу него процес 8.38 када два протона у средишту звезде стварају деутеријум путем слабе интеракције. Створени деутеријум је релативно лабава творевина и може да доживи ***фотодезинтеграцију***. Фотони енергије више од 2.225 MeV могу да разоре деутеријумово језгро на два саставна нуклеона. Да је број фотона који поседују енергију вишу од 2.225 MeV био већи од броја створених деутерона, стварање тежих језгара би било потпуно заустављено у раној фази еволуције свемира. Када

се формира деутеријум у довољним количинама, долази до стварања језгара A=3:

$$^{2}_{1}H + n \rightarrow ^{3}_{1}H + \gamma \quad \textbf{(8.55)}$$

$$^{2}_{1}H + p \rightarrow ^{3}_{2}He + \gamma \quad \textbf{(8.56)}$$

Такође су могуће и деутеријум-деутеријум реакције поменуте у одељку о фузији:

$$^{2}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{3}_{2}He + ^{1}_{0}n \quad \textbf{(8.57)}$$

$$^{2}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{3}_{1}H + ^{1}_{1}p \quad \textbf{(8.58)}$$

И коначно, под дејством високог флукса протона и неутрона долази до формирања стабилних изотопа $^{4}_{2}$He:

$$^{3}_{1}H + p \rightarrow ^{4}_{2}He + \gamma \quad \textbf{(8.59)}$$

$$^{3}_{2}He + n \rightarrow ^{4}_{2}He + \gamma \quad \textbf{(8.60)}$$

$^{4}_{2}$He је стабилна творевина и има релативно мали ефикасни пресек за захват неутрона или протона. Осим тога, не постоји стабилно језгро са пет нуклеона. Реакције између $^{4}_{2}$He и $^{3}_{2}$He или трицијума су мало вероватне због више потенцијалне баријере него што је то случај када у реакцију ступају честице које поседују само једно позитивно наелектрисање. Процењује се да су се процеси формирања $^{4}_{2}$He окончали негде до t=250 s. Дакле, као коначан производ ***примарне нуклеонсинтезе*** остала су језгра водоника и хелијума.

Тек негде након 10^5 година, када је температура свемира достигла 3000 K, електрони и протони се спајају у атоме водоника. Тада је свемир постао транспарентан за светлост. Посматрањем најудаљенијих делова свемира посматра се његова прошлост. Поменутих 10^5 година је најмлађи период свемира о којем се посматрањем удаљених објеката може добити информација.

Звездана (стеларна) нуклеосинтеза

Материја у облику водоника и хелијума је била распршена у простору и дејством гравитационих сила дошло је до њеног сакупљања и стварања небеских тела. У поглављу 8.4 је поменуто да су код тела са довољно великом масом, температура и притисак у унутрашњости попримили вредности на којима је могло да дође до отпочињања термонуклеарних реакција. Код већине звезда одвијају се процеси објашњени у поглављу 8.4. Фузијом водоникових језгара добија се хелијум, што са аспекта стварања тежих језгара не нуди ништа ново сем да се лагано повећава количина хелијума у односу на количину водоника у свемиру.

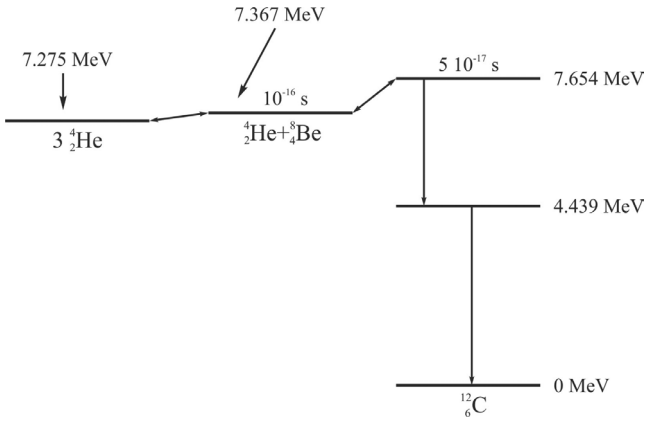
Временом се троши водоник у језгру звезде и долази до нагомилавања хелијума. Фузиони процес се полако сели ка спољашњим слојевима богатим водоником што јако повећа димензије звезде. Површина звезде може да се повећа и 1000 пута што

доводи до њеног хлађења. То се огледа променом боје у црвену, те се такве звезде називају ***црвени гиганти***. Даља судбина звезде зависи од њене масе. Уколико је маса звезде мања од масе Сунца, гравитационе силе су недовољне да изврше компресију која би довела до фузије хелијума. Звезда се полако трансформише у белог патуљка. Овакве звезде се полако гасе тако да гравитационе силе сведу њене димензије до величине планете. Ако је случај да је маса звезде оријентационо као и маса Сунца, количина хелијума у самом средишту звезде полако расте. Гравитационе силе постепено повећавају густину и температуру у самом средишту звезде и када она премаши 10^8 K, почиње сагоревање хелијума. Кинетичке енергије хелијумових језгара постану довољне да у међусобном судару савладају потенцијалну баријеру. Најважнија реакција која се том приликом одвија је:

$$3\,{}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + 7.65\ \mathrm{MeV} \qquad \textbf{(8.61)}$$

Овај процес је битно компликованији него што би се то могло закључити на основу израза 8.61. Процес фузије два ${}^{4}_{2}$He даје језгро ${}^{8}_{4}$Be које је веома нестабилно и брзо (за 10^{-16} s) се распада на две алфа честице. Процењено је да на температурама од 10^8 K, у средиштима звезда где густина достиже вредност од 10^8 kg·m^{-3}, континуирани процес стварања и распада ${}^{8}_{4}$Be доводи до стања да у сваком моменту постоји по једно језгро ${}^{8}_{4}$Be на сваких 10^9 језгара хелијума. Настала језгра берилијума могу у интеракцији са новим језгром ${}^{4}_{2}$He дати језгро ${}^{12}_{6}$C. На слици 8.14 је приказана шема енергетских стања скупа од три алфа честице, система који садржи језгра ${}^{4}_{2}$He и ${}^{8}_{4}$Be, као и нека од побуђених стања језгра ${}^{12}_{6}$C. Срећна околност је да један побуђени ниво ${}^{12}_{6}$C има енергију веома блиску енергији коју поседује систем који се састоји од здружених језгара ${}^{8}_{4}$Be и ${}^{4}_{2}$He, што целом процесу даје резонантни карактер и повећава вероватноћу реакције:

$${}^{8}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + \gamma \qquad \textbf{(8.62)}$$



Слика 8.14: Енергетска стања система од три језгра хелијума, језгра хелијума и берилијума и језгра угљеника

Са слике 8.14 се види да се побуђени ниво $^{12}_{6}C$ од 7.654 MeV налази 287 keV изнад енергетског стања удружених, али још увек одељених језгара хелијума и берилијума. Ако је температура звезде довољно висока да се у репу Максвелове дистрибуције енергија које поседују $^{4}_{2}He$ и $^{8}_{4}Be$ налази довољан број језгара, процес описан релацијом 8.62 постаје могућ. Након веома кратког времена ($5\cdot10^{-17}$ s) језгро $^{12}_{6}C$ се распада на језгра хелијума и берилијума, али постоји и вероватноћа да на сваких 10^4 створених језгара угљеника једно од њих путем емисије гама зрачења пређе у основно стање $^{12}_{6}C$. Ова је нуклеарна реакција уско грло у процесу стварања тежих елемената путем фузије у средиштима звезда. Количина свих тежих елемената у свемиру одређена је количином угљеника створеног путем описаног процеса мале вероватноће. Описана фузија хелијума у средишту звезде, као и фузија водоника која се дешава у слојевима ближим периферији звезде, одржавају њену велику запремину као и црвену боју површине.

Једном када је створен, $^{12}_{6}C$ у окружењу језгара $^{4}_{2}He$, са енергијом већом од потенцијалне баријере, веома лако ступа у нуклеарну рекцију:

$$^{12}_{6}C + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{16}_{8}O + \gamma + 7.16\ \text{MeV} \qquad \textbf{(8.63)}$$

Низ реакција у којима учествују продукти фузије и $^{4}_{2}He$ се наставља и даље:

$$^{16}_{8}O + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{20}_{10}Ne + \gamma + 4.73\ \text{MeV} \qquad \textbf{(8.64)}$$

$$^{20}_{10}Ne + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{24}_{12}Mg + \gamma + 9.31\ \text{MeV} \qquad \textbf{(8.65)}$$

Овај се низ наставља све док је енергија језгра хелијума довољна да савлада потенцијалну баријеру језгра са којим ступа у интеракцију. Битно мања количина литијума, берилијума и бора у односу на околне елементе се може објаснити чињеницом да настају у процесима мале вероватноће и потом, изложени дејству протона и електрона, брзо ступају у нуклеарне реакције у којима се брзо троше. Тако на пример, једини начин да литијум настане је преко следеће две реакције:

$$^{3}_{2}He + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{7}_{4}Be + \gamma \qquad \textbf{(8.66)}$$

$$^{7}_{4}Be + e^{-} \rightarrow ^{7}_{3}Li + \nu_e \qquad \textbf{(8.67)}$$

Због велике Кулоновске баријере и релативно малог садржаја $^{4}_{2}He$ који се интензивно троши и у другим термонуклеарним реакцијама, принос $^{7}_{3}Li$ је мали. Са друге стране, у високом флуксу протона $^{7}_{3}Li$ не може дуго да опстане пошто има релативно висок ефикасни пресек за реакцију:

$$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{8}_{2}Be \rightarrow 2\,^{4}_{2}He \qquad \textbf{(8.68)}$$

Сличан је случај и са берилијумом и бором. Веома тешко настају а брзо се троше, што коначно резултује њиховом мањом заступљеношћу у природи.

Када се истроше залихе хелијума, код звезда довољне масе долази до новог гравитационог колапса који додатно повиси температуру и густину материје

у њеном средишту. Код звезда величине Сунца неће бити остварене довољне температуре да се покрену фузиони процеси елемената тежих од хелијума. Код оваквих се звезда повећава количина угљеника и временом се претворе у белог патуљка. У средиштима звезда довољно велике масе се стварају услови да и тежи елементи ступају у термонуклеарне реакције. На температурама реда величине 10^9 К почињу следеће реакције:

$$^{12}_{6}C + ^{12}_{6}C \rightarrow ^{20}_{10}Ne + ^{4}_{2}He \quad \textbf{(8.69)}$$

$$^{16}_{8}O + ^{16}_{8}O \rightarrow ^{28}_{14}Si + ^{4}_{2}He \quad \textbf{(8.70)}$$

За ову фазу еволуције звезде карактеристично је то да фузионим продуктима стоји на располагању више алфа честица него протона. Чест је случај да се узастопним захватом алфа честице формира низ елемената који се међусобно разликују за 4 јединице масе. На тај начин се од силицијума стварају тежи елементи, закључно са гвожђем и никлом. Директно спајање два језгра силицијума није могуће пошто температуре звезда никада нису довољно високе да би се савладала потенцијална баријера. Сагоревање силицијума кроз низ узастопних реакција са алфа честицама је последња фаза продукције елемената путем реакција наелектрисаних честица. Гвожђе и пар елемената око њега, имају довољно високу потенцијалну баријеру да не ступају у термонуклеарне реакције са тежим језгрима. Но, будући да је енергија везе језгра гвожђа и пар суседних елемената већа од енергије везе језгара која би настала путем фузије гвожђа и водоника или алфа честице, јасно је да овај процес не би производио енергију, него би је чак и трошио. Дакле, нуклеарне реакције на језгрима гвожђа и пар суседних елемената не доводе до повећања температуре звезде, што би омогућило нове фузије и на тежим језгрима. Због тога се стварањем гвожђа прекида ланац елемената који у звезданом средишту бивају створени фузионом реакцијом. То значи да се у унутрашњости звезда гвожђе и суседни елементи само стварају а не троше. На овај начин се нагомилавају па их у природи има више од околних елемета периодног система.

Осим набројаних главних нуклеарних реакција, у средиштима звезда се одвија још мноштво других, и то не само са протонима и алфа честицама, већ и под дејством гама фотона, електрона и неутрона. Тако се производе разни елементи и њихови изотопи.

На слици 8.13 је показано како заступљеност елемената до масеног броја 60 експоненцијално опада са порастом масе. Знајући како се елементи стварају у термонуклеарним процесима, јасно је да је висина потенцијалне баријере основни ограничавајући фактор код продукције тежих елемената. Са порастом масеног и редног броја, расте и висина потенцијалне баријере што смањује вероватноћу одигравања реакције са наелектрисаном честицом.

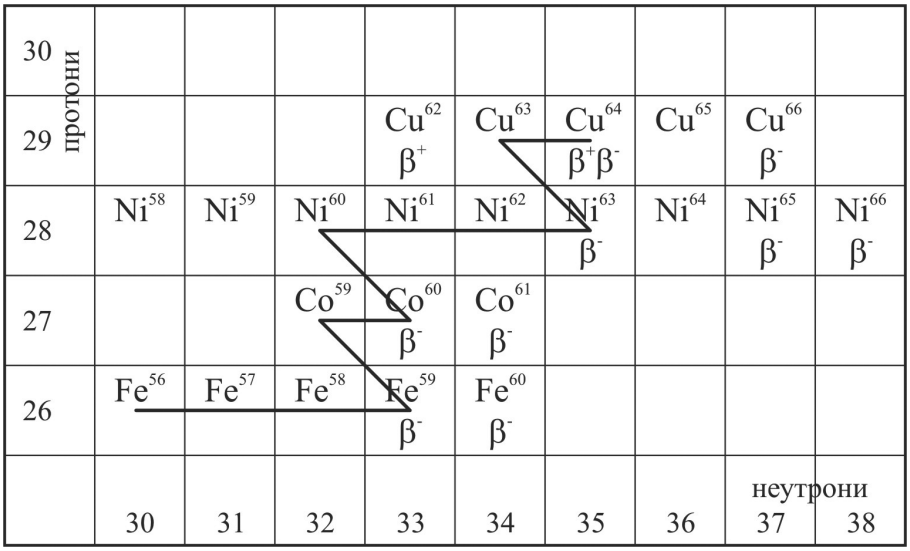
Елементи са масеним бројем већим од 60 се у природи налазе у готово једнаком износу, независно од масе. Јасно је да ови елементи нису настали путем нуклеарне

реакције у којој би учествовала наелектрисана честица као пројектил. Једини начин да они буду створени је захват неутрона за који пораст потенцијалне баријере са редним бројем елемента не представља препреку. Постоји неколико термонуклеарних реакција које као продукт дају неутрон, од којих наводимо две:

$$^{12}_{6}C + ^{12}_{6}C \rightarrow ^{23}_{12}Mg + ^{1}_{0}n \qquad \textbf{(8.71)}$$

$$^{16}_{8}O + ^{16}_{8}O \rightarrow ^{31}_{16}S + ^{1}_{0}n \qquad \textbf{(8.72)}$$

Мада се у неколицини реакција ослобађају неутрони, може се рећи да у звездама постоји њихов дефицит. Стварање нових елемената неутронским захватом је релативно спор процес, те је због тога и назван ***s*[5]*-процес***. Овим путем језгро одређеног елемената захвати неутрон, стварајући изотоп истог са масеним бројем већим за један. Овај се процес може настављати све док је средњи живот изотопа насталог захватом неутрона дужи од времена које протекне до следеће интеракције са неутроном. На овај начин се добијају изотопи једног елемента који ће имати све више и више неутрона. У једном моменту ће се створити нестабилно неутрон суфицитарно језгро, које се распада емисијом негативне бета честице по правилу. На тај начин настаје нови елемент који има редни број већи за јединицу. Процес захвата неутрона се и са новим *Z*+1 елементом наставља све док се као продукт захвата не добије изотоп који се распадне пре него што дочека следећи неутрон. Један карактеристичан пут s-процеса је приказан на слици 8.15.

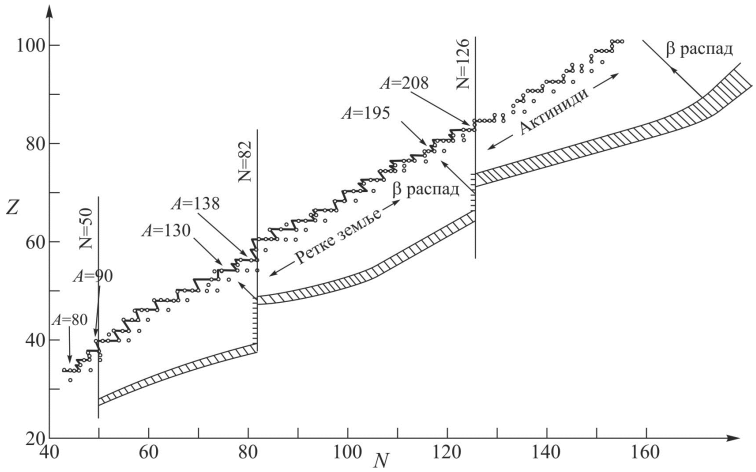


Слика 8.15: Карактеристичан пут s-процеса за изотопе гвожђа, кобалта, никла и бакра

Но, s-процес није у могућности да објасни постојање елемената тежих од бизмута.

5 *Slow* (енг.) — спор, споро

Период полураспада елемената веће масе од ^{208}Bi је битно краћи од времена које би се могло очекивати између две интеракције са неутронима. Евидентно се у неким ретким тренуцима елементи створени унутар звезда излажу екстремно високом флуксу неутрона, којом приликом у релативно кратком времену (у трајању од неколико секунди) језгра имају могућност да захвате и до 20 неутрона. Ово би био такозвани ***r*[6]*-процес***. На тај начин се стварају ***неутрон суфицитарна језгра*** која путем неколико бета распада прећу у стабилнијег изобара. Сваки бета распад створи потомка са редним бројем за јединицу већим од претка. Овако су највероватније настали изотопи уранијума који се још увек могу наћи у природи. На слици 8.16 се може видети на који начин r-процес доприноси стварању елемената.



Слика 8.16: Шематски приказ настајања нових језгара током r-процеса

Путем r-процеса настају разни елементи и њихови изотопи, не само они најтежи. Када неко језгро захвати већи број неутрона, на протон-неутрон графику приказаном на слици 8.16 ће се преселити у десно, задржавајући једнак број протона. На овај начин добијени изотопи су веома нестабилни и узастопним бета распадима прелазе у стабилне. Остаје отворено питање у којим се условима емитује тако велики број неутрона. Највероватније се r-процес одвија током експлозије супернове.

И коначно, остаје да се објасни на који начин елементи створени у унутрашњостима звезда бивају избачени у околни простор. За сада је једини познати механизам експлозија супернове, када огромна количина звезданог материјала буде емитована у околни простор. Експлозије супернових нису нешто нарочито чест догађај у нашој галаксији. По једна супернова се појављује на сваких 50 до 100 година. Процењено је да се том приликом емитује довољно тешких елемената да би се изградио свет каквога познајемо.

6 *Rapid* (енг.) — брз

ДЕЈСТВО ЗРАЧЕЊА НА ОРГАНСКЕ СТРУКТУРЕ

У поглављу 3. овог уџбеника било је речи о интеракцији зрачења са материјом. Том приликом је пажња била посвећена самом зрачењу а не средини кроз коју се зрачење простире. Занимало нас је како честице губе енергију током свог пута, како им се осипа број из снопа, колики им је домет, вероватноћа интеракције, итд. Материјал кроз који се зрачење простире био је занимљив само утолико колико је био у могућности да обезбеди употребљиву информацију о неком од својстава зрачења које се испитује. Тако су, на пример, гасовити материјали помињани у контексту могућности да се у њима електричним пољем раздвоји наелектрисање створено дејством зрачења; сцинтилациони материјали су били занимљиви због тога што енергију зрачења конвертују у светлост, итд.

Развојем нуклеарних технологија, све већи број људи је долазио у контакт са јонизујућим зрачењем, па се поставило питање могућег утицаја зрачења на изложену популацију. Прве последице прекомерног озрачивања постале су видне већ у првих пар година након открића рендгенских зрака и радиоактивности. Од тог момента се отвара паралелан правац изучавања интеракције зрачења са материјом у којем је нагласак био на испитивању ефеката које је зрачење произвело у материјалу кроз који се простире. Под тим материјалом се наравно подразумевају органске структуре: почев од макромолекула значајних за функционисање ћелије, саме ћелије, преко ткива до целог организма. Ови се материјали одликују веома комплексном структуром — и најпростији макромолекули који врше неку функцију у ћелији су састављени од веома великог броја, углавном лаких атома, повезаних претежно ковалентним и водоничним везама.

Основни механизам путем којег зрачење интерагује са материјом, била она органског или неорганског порекла, је јонизација. У четвртом поглављу је речено да се под појам „зрачење" могу свести честице и фотони који поседују већу енергију од енергије јонизације материјала кроз који се те честице крећу. Приликом простирања кроз неку средину, наелектрисане честице могу изгубити део своје енергије на радијацију или поларизацију молекула средине (Черенковљев ефекат), но јонизација је у сваком случају доминантан ефекат. Овим путем честице које нису ултрарелативистичке предају највећи део своје енергије материјалу кроз који се крећу. Закочно зрачење које бива емитовано од стране наелектрисаних честица такође може да врши јонизацију, ако поседује довољно високу енергију. Слично је и са фотонима. Ако изузмемо еластична расејања којом приликом не долази до преноса енергије, јонизација је коначан ефекат путем којег долази до преноса енергије (директно или индиректно) од фотона средини кроз коју се крећу. Сваким чином јонизације, фотон директно преда део своје енергије електрону који, уколико поседује довољну енергију, може и сам вршити секундарне јонизације. Најчешћи је случај да електрони који су примили одређени износ енергије у процесу фото или Комптоновог ефекта створе знатно више нових јона него што је то учинио примарни фотон. Електрон и позитрон који се стварају у интеракцији високоенергетских фотона са материјом такође могу да врше јонизацију ако

поседују довољну енергију, а наконан анихилације позитрона, јонизацију врше и емитовани фотони од 511 keV.

Приликом јонизације постоји вероватноћа да у сложеним органским молекулима наступе разне хемијске промене, које као резултат могу променити њихове структуре и довести до стања када измењени молекул не може у потпуности да обавља своје функције у ћелијским процесима. То значи да коначан исход јонизације бивају биолошке промене које могу произвести и неке последице по стање целог организма.

Први корак у процесу детаљнијег сагледавања биолошких промена које су настале као последица зрачења, било би увођење физичких величина путем којих би се то дејство зрачења могло квалитативно и квантитативно описати. У ту сврху уведени су појмови ***експозиционе***, ***апсорбоване*** и ***еквивалентне дозе***, као и још неколицине физичких величина. Област која се бави механизмима под којим долази до предаје енергије зрачења органским материјалима (од макромолекула до целог организма), као и начинима мерења и израчунавања дозе, назива се ***дозиметрија***. Проблематика интеракције зрачења са макромолекулима и другим органским структурама захтева мултидисциплинарни третман тако, да су развијене и неке нове области у другим наукама, од којих су најпознатије радиохемија и радиобилогија. Зрачење је своју најширу примену доживело у медицини, у рендгенској дијагностици, нуклеарној медицини и радијационој терапији. Познавање тачне дозе, као и начина на који се она може реализовати у одређеној тачки тела, један је од најзначајнијих задатака у радијационој терапији.

У овом поглављу ће бити речи о интеракцији зрачења са материјом, којом приликом се нагласак ставља на последице које се могу појавити у материјалу кроз које се зрачење простире. На почетку ће бити дефинисане физичке величине које су усвојене да би се њима квантитативно изразили неки од ефеката озрачивања органских структура. Пролазак зрачења кроз неки органски објекат се у првој фази може описати ***физичким процесима*** који се том приликом одвијају. Ту се првенствено мисли на јонизацију, као и на процесе које ти јони доживљавају у органској средини. Следећа етапа се више тиче ***хемије*** него физике. Разна једињења — од најпростијих молекула воде па све до ланца дезоксирибонуклеинске киселине, у контакту са јонима доживљавају хемијске промене. Последња етапа изучавања интеракције зрачења са живом материјом је област којом се бави ***биологија***. Када један макромолекул буде оштећен, последице ће бити видљиве на нивоу функционисања једне ћелије, ткива и целих организама.

ОСНОВНЕ ДОЗИМЕТРИЈСКЕ ВЕЛИЧИНЕ

Потреба да се уведу неке величине путем којих би се могла дати квантитативна мера ефеката које зрачење производи се указала непосредно након Рендгеновог и Бекереловог открића. Како су и рендгенско и радиоактивно зрачење пробудили незапамћен интерес међу истраживачима, релативно велики број људи је дошао у контакт са радијацијом па се веома брзо сазнало и за неке нежељене ефекте. Непуна три месеца након открића, рендгенски зраци су употребљени у покушају медицинског третмана канцерогеног обољења. Како су рендгенске цеви у то доба функционисале на релативно ниским напонима а нефилтрирани снопови су имали знатну нискоенергетску компоненту слабе продорне моћи, која је веома оптерећивала површинске делове тела, први примећени ефекат зрачења је било црвенило и иритација коже. Сличне радијационе ране задобили су Бекерел и Пјер Кири већ у првој години изучавања феномена радиоактивности. Црвенило и иритација коже су дуго времена били једини описни начин да се изрази мера штетног дејства зрачења, поготово приликом радијационе терапије. Паралелно са овом веома непоузданом и грубом методом развијала се и филмска дозиметрија. Примећено је да је степен зацрњења филма пропорционалан количини зрачења којем је био изложен. Филмска дозиметрија се и данас користи као један од стандардних метода у мониторингу зрачења.

Експозициона доза

Прва величина која је требала да квантитавно опише ефекте рендгенског и гама зрачења, са одговарајућом јединицом, усвојена је на интернационалном нивоу тек 1928. године — дакле више од тридесет година након открића радиоактивности и рендгенског зрачења. Ова се величина назива ***експозициона доза*** (или ***експозиција***) а јединица јој је рендген [R]. Дефиниција експозиционе дозе и њене јединице је током времена у неколико наврата коригована, све у складу са бољим разумевањем процеса интеракције зрачења са материјом. Но, заједничко за све варијанте је остало то да се концепт радијационе експозиције заснива на претпоставци да је број створених јонских парова пропорционалан енергији коју зрачење остави у средини кроз коју се креће. У примарним интеракцијама фотони зрачења стварају позитивне јоне и електроне који такође могу вршити секундарне јонизације. Експозициона доза се дефинише као однос наелектрисања ΔQ које електромагнетно зрачење произведе у одређеној запремини и масе Δm ваздуха која се у тој запремини налази:

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m} \tag{9.1}$$

ΔQ представља апсолутну вредност укупног наелектрисања једне врсте (позитивног или негативног) које се створи у ваздуху када сви секундарни електрони, ослобођени од стране фотона у некој малој запремини ваздуха, у потпуности изгубе своју енергију и престану да врше јонизације. У укупну количину створеног наелектрисања убраја се наелектрисање настало и од стране секундарних електрона који су створени и ван посматране запремине. Δm је маса ваздуха који се налази у посматраној запремини.

Јединица за експозициону дозу је рендген [R] и он одговара оној експозицији x или гама зрачења која у једном кубном центиметру ваздуха (који се налази у нормалним условима) створи једну електростатичку јединицу ESU[7] наелектрисања. У нормалним условима 1 cm^3 ваздуха тежи 0.001293 g. Како је ESU замењена SI јединицом кулон [C], и експозициона доза се изражава у јединицама $C{\cdot}kg^{-1}$ а веза између старе и нове јединице је:

$$1\,\frac{C}{kg} = 3876\ R\ ;\ 1\,R = 2.58\cdot 10^{-4}\,\frac{C}{kg} \qquad \textbf{(9.2)}$$

У SI систему јединична је она експозиција која у килограму ваздуха произведе 1 C наелектрисања једног знака.

Експозиција се релативно једноставно може мерити јонизационом комором када се у одређеној запремини ваздуха, оивиченог танким зидовима коморе, путем електричног поља прикупи и измери сво створено наелектрисање. Експозициона доза, као и њена јединица рендген, дефинишу се само за x и гама зрачење и то енергија до 3 MeV. Фотони виших енергија у примарним интеракцијама могу да произведу електроне којима је домет у ваздуху већи од димензија јонизационе коморе, тј. од димензија посматране запремине ваздуха. У том случају ће електрони продрети ван јонизационе коморе и део своје енергије изгубити изван ње, тако да прикупљено наелектрисање неће бити права мера енергије коју је зрачење оставило у посматраној запремини ваздуха. ***Брзина експозиције*** се дефинише као количник експозиционе дозе и времена озрачивања Δt:

$$\dot{X} = \frac{X}{\Delta t} = \frac{\Delta Q}{\Delta m\cdot\Delta t} \qquad \textbf{(9.3)}$$

Јединица за брзину јонизационе дозе је рендген у секунди [$R{\cdot}s^{-1}$] или кулон по килограму и сату [$C{\cdot}kg^{-1}{\cdot}h^{-1}$]. Овде треба нагласити да је мерење брзине експозиционе дозе јонизационом комором веома једноставно и своди се на мерење јачине струје $\Delta Q/\Delta t$ која протиче кроз струјно коло јонизационе коморе која ради у интегралном режиму (приказане на слици 4.1).

У случају када се ради са гама емитерима једноставних геометрија, као што је то на пример тачкасти извор, могуће је проценити експозицију или брзину експозиције. Како се гама зрачење емитује изотропно у свим посторним правцима, број фотона који прође кроз одређену површину опада да квадратом растојања d. Може

7 *Electrostatic unit of charge* (енг.) — електростатичка јединица наелектрисања

се очекивати да ће број фотона, као и сама експозициона доза, бити директно пропорционални активности A посматраног извора. У том случају се ***брзина експозицине дозе*** може представити као:

$$\frac{X}{\Delta t} = \Gamma \frac{A}{d^2} \tag{9.4}$$

где је A активност извора зрачења а d је растојање између извора зрачења и места за које се израчунава доза. Величина Γ у горњем изразу се назива ***гама константа*** а вредност јој зависи од својстава изотопа који се распада. Ту се превасходно мисли на енергију и број фотона који се емитују након распада. Бројна вредност гама константе за неки изотоп у ствари представља ону брзину експозиционе дозе која се добија на јединичном растојању од узорка јединичне активности. Јединица за гама константу у SI систему је [$C{\cdot}m^2{\cdot}kg^{-1}{\cdot}h^{-1}{\cdot}MBq^{-1}$], мада је још увек у употреби и стара јединица [$R{\cdot}cm^2{\cdot}h^{-1}{\cdot}mCi$]. Тако на пример, вредност гама константе за изотоп ^{60}Co у SI систему је $9.20{\cdot}10^{-9}$ $C{\cdot}m^2{\cdot}kg^{-1}{\cdot}h^{-1}{\cdot}MBq^{-1}$. То значи да би извор ^{60}Co активности од 1 MBq на растојању од једног метра стварао брзину екпсозиционе дозе од $9.20{\cdot}10^{-9}$ $C{\cdot}m^2{\cdot}kg^{-1}{\cdot}h^{-1}$. У старом систему јединица гама константа за изотоп ^{60}Co има вредност од 13.2 $R{\cdot}cm^2{\cdot}h^{-1}{\cdot}mCi$. Дакле, извор ^{60}Co активности од 1 mCi ће на растојању од једног метра релизовати у ваздуху 13.2 R на сат.

Апсорбована доза

Експозициона доза, дефинисана као однос створеног наелектрисања и масе озраченог ваздуха, пружа могућност релативно лаког мерења — потребно је само одредити количину наелектрисања коју зрачење створи у одређеној запремини ваздуха познате масе. Но, основни недостатак овако конципиране величине је да се хемијске и биолошке промене на ткивима изложеним зрачењу много једноставније могу довести у везу са енергијом коју је зрачење оставило ткиву, него са количином наелектрисања које зрачење приликом свога проласка кроз ткива ствара. Сходно томе је од стране Интернационалне комисије за радијационе јединице и мере ICRU[8], 1968. године дефинисана нова величина — ***апсорбована доза D***. Апсорбована доза се дефинише као однос енергије ΔE коју зрачење преда одређеној запремини средине кроз коју се простире и масе Δm садржане у тој запремини:

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} \tag{9.5}$$

Апсорбована енергија ΔE се мери у џулима и представља разлику укупне енергије свих директних и индиректних јонизујућих честица које уђу у посматрану запремину и укупне енергије свих честица које из ње изађу. На овај начин дефинисана енергија ΔE представља само ону енергију која заиста и остане у посматраној запремини

8 *International Commission on Radiation Units and Measurements* (енг.) — Интернационална комисија за радијационе јединице и мере

озраченог материјала. Јединица за апсорбовану дозу је џул по килограму [J·kg^{-1}] и назива се греј [Gy]. У праксу је ушла и сто пута мања јединица која се назива rad. Дакле, 1 Gy = 100 rad и обрнуто 1 rad = 0.01 Gy.

Такође је могуће дефинисати и ***брзину апсорбоване дозе*** као количник примљене дозе и времена озрачивања:

$$\dot{D}=\frac{D}{\Delta t}=\frac{\Delta E}{\Delta m\cdot\Delta t} \tag{9.6}$$

где је Δt дужина трајања озрачивања.
Јединица за ову величину је греј по секунди [Gy·s^{-1}] или греј на час [Gy·h^{-1}]. У употреби су и мање јединице: [rad·s^{-1}] и [rad·h^{-1}].

На веома једноставан начин се може наћи веза између експозиције и апсорбоване дозе или тзв. ***енергетски еквивалент јединичне експозиције***. Експозициона доза је дефинисана за ваздух за који се зна да му средњи јонизациони потенцијал износи 33.85 eV. Дакле, за стварање једног јонског пара у ваздуху треба просечно утрошити 33.85 eV. Да би се створио 1 C наелектрисања једног предзнака, потребно је створити $1/e$ или $6.25\cdot10^{18}$ јонских парова. Одавде је лако израчунати да се за стварање једног кулона наелектрисања у ваздуху треба утрошити $2.11\cdot10^{20}$ eV или 33.85 J. Коначно се добија да је:

$$1\,\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{kg}}=33.85\ \mathrm{Gy} \tag{9.7}$$

Како је стара јединица експозиционе дозе још увек у употреби, корисно је знати везу између рендгена и греја. Једноставним израчунавањем се добија да је у ваздуху:

$$1\,\mathrm{R}=86.9\cdot10^{-4}\,\mathrm{Gy}=0.968\ \mathrm{rad} \tag{9.8}$$

Као и код експозиције, из неколико параметара карактеристичних за зрачење могуће је и рачунски добити апсобовану дозу. Погледајмо најједноставнији случај: када се мери апсорбована доза зрачења које се састоји од паралелног снопа фотона идентичне енергије E. Уобичајено је да се однос броја фотона N и нормалне упадне површине S назива ***флукс честица*** и најчешће се обележава са Φ. ***Енергетски флукс*** је укупна енергија фотона (или неких других честица) која падне на неку посматрану површину. Обично се обележава грчким словом Ψ и може се изразити као:

$$\Psi=\frac{N\cdot E}{S}=\Phi\cdot E \tag{9.9}$$

Интензитет зрачења I дефинише се као укупна енергија свих фотона који у одређеном временском интервалу Δt прођу кроз неку нормалну површину S. У најједноставнијем случају моноенергетског паралелног фотонског снопа се интензитет зрачења може представити као:

$$I=\frac{N\cdot E}{S\cdot\Delta t}=\frac{\Phi\cdot E}{\Delta t}=\frac{\Psi}{\Delta t} \qquad \textbf{(9.10)}$$

Укупна енергија коју сноп фотона окарактерисан енергетским флуксом Ψ преда јединици масе материјала кроз који се креће (апсорбована доза) се може изразити као:

$$D=\Psi\cdot(\mu_E)_m \qquad \textbf{(9.11)}$$

где је $(\mu_E)_m$ тотални ***масени енергетски апсорпциони коефицијент*** за фотоне зрачења енергије E.

Овај коефицијент треба разликовати од масеног атенуационог коефицијента μ_m који фигурише у стандардном закону атенуације (образац 3.32). Масени атенуациони коефицијент представља вероватноћу интеракције фотона док масени енергетски апсорпциони коефицијент одређује колики ће се део енергије зрачења трансформисати у кинетичку енергију електрона и позитивних јона. Веза између масеног енергетског апсорпционог коефицијента $(\mu_E)_m$ и масеног атенуационог коефицијента је следећа:

$$(\mu_E)_m=\mu_m\frac{E_a}{E} \qquad \textbf{(9.12)}$$

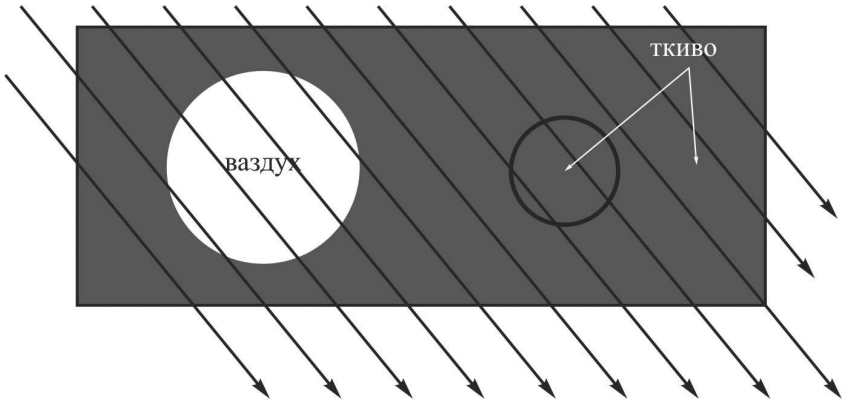
где је E_a просечна енергија коју један фотон енергије E преда електрону ипозитивном јону приликом фотоефекта или Комптоновог ефекта које фотон може да доживи у средини кроз коју се креће. Масени енергетски апсорпциони коефицијенти су функција енергије, израчунати су за велики број различитих материјала и могу се наћи у таблицама.

Мерење апсорбоване дозе је нешто мало комплексније него мерење експозиције. За апсорбовану дозу је потребно одредити количину енергије коју је зрачење предало материји. Под појмом „материја“ у највећем броју случајева се подразумева меко ткиво (а понекад и коштано), први услов који дозиметар мора задовољавати је да апсорбује исту количину енергије зрачења као и једнака маса меког ткива. За такав дозиметар се каже да је „еквивалентан ткиву“. Постоји неколико различитих дозиметријских техника. Поменимо само неке од њих: филм дозиметрија, термолуминесцентна дозиметрија, јонизациона дозиметрија, хемијска дозиметрија итд. Међутим, апсолутна мера енергије предате ткиву или неком ткиву еквивалентном материјалу се може добити само калориметријским мерењима. Готово комплетна енергија коју зрачење преда путем низа процеса у коначној инстанци повећа унутрашњи садржај кинетичке енергије средине кроз коју се то зрачење простире. То ће на крају довести до повишења температуре апсорбујуће средине, што се може установити прецизним калориметријским мерењима. Ово повећање температуре је веома мало: може се једноставно израчунати да 1 Gy подигне температуру воде или меког ткива за само $2.4\cdot10^{-4}$ K. Дакле, радијациони калориметри морају бити веома осетљиви уређаји који дају апсолутну меру енергије коју зрачење предаје, али нажалост нису практични за широку употребу. Своју су примену нашли више

као калибрациони уређаји помоћу којих се врши калибрација дозиметара који раде на неком другачијем принципу.

Мерење експозиционе дозе у ваздуху јонизационом комором је прилично једноставна техника. Како је енергетски еквивалент јединичне експозиције добро позната величина, прерачунавање измерене експозиције у апсорпциону дозу у ваздуху је веома једноставно. Како је у дозиметрији најзначајније познавати колику дозу неко зрачење развија у ткивима, јасно је да доза измерена у ваздуху (који није ткиву еквивалентан материјал) не нуди довољно информација.

Претпоставимо да се у ткиву или ткиву еквивалентном материјалу може поставити једна шупљина испуњена ваздухом, као што је то приказано на слици 9.1. Ово би била ***Брегова шупљина***, названа по научнику који је предложио решење проблема мерења дозе у ткивима. У једној оваквој шупљини би се могла измерити експозициона доза ако би се изложила зрачењу.



Слика 9.1: Шематски приказ Брегове шупљине смештене у или у ткиву еквивалентан материјал

Са измереном експозицијом једноставно се може израчунати и апсорбована доза у гасној шупљини у ткиву, означимо је са D_g. Нека се поред гасне шупљине посматра сличан део испуњен ткивом и озрачен на идентичан начин као и гасна шупљина. Апсорбована доза у посматраном волумену ткива D_t се на основу Брегове методе може израчунати као:

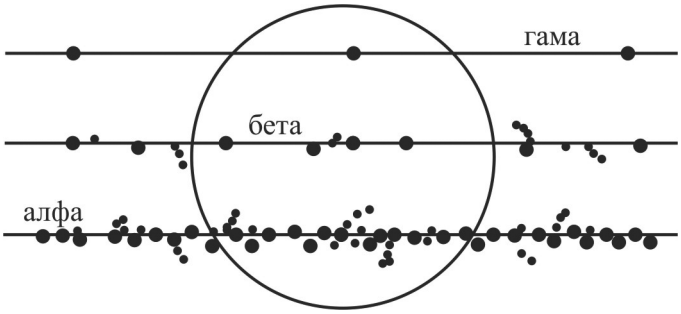
$$D_t = \frac{\left[\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_t}{\left[\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right]_g} \frac{\rho_g}{\rho_t} D_g \qquad \textbf{(9.13)}$$

где су са $[\mathrm{d}E/\mathrm{d}x]_t$ и $[\mathrm{d}E/\mathrm{d}x]_g$ означени губици секундарних електрона по јединици дужине пута у ткиву и ваздуху, респективно, док су ρ_t и ρ_g густине ткива и ваздуха, респективно. Дакле, мерењем апсорбоване дозе јонизационом комором у неком

ткиву еквивалентном материјалу се на основу горње релације може израчунати колику ће дозу то зрачење остварити у ткиву. Једини услов под којим једначина 9.13 даје веродостојне резултате је тај да гасна шупљина има димензије онолико пута веће колико пута је $[dE/dx]_t$ веће од $[dE/dx]_g$. На тај начин се добија да је губитак енергије секундарног електрона кроз гасну шупљину једнак губитку енергије секундарног електрона када се он креће кроз мању запремину ткива.

Еквивалентна доза

Биолошки ефекти зрачења, као што ћемо то касније видети, потичу углавном од хемијских промена на неким органским молекулима значајним за функционисање ћелије. Примећено је да различите врсте зрачења имају различите биолошке ефикасности, што је доведено у везу са количином јона које једна честица зрачења произведе по јединици пута. Између две јонизације, честице неког веома природног зрачења могу да пређу знатно већи пут од линеарних димензија неког органског молекула. У том је случају вероватноћа да након неке од јонизација наступи хемијска промена која би изазвала озбиљније биолошко оштећење знатно мања од вероватноће да до билошког оштећења дође након проласка честице која ће на дужини пута величине органског молекула оставити велики пар јона. Дакле, вероватноћа биолошких оштећења је пропорционална специфичној јонизацији или броју јонских парова које честица зрачења произведе по јединици пута. На слици 9.2 приказана је густина јонизације и ексцитације у ткиву еквивалентном материјалу дуж путања неких честица зрачења.



Слика 9.2: Густина јонизационих догађаја у води за различите врсте зрачења. Кругом је приказана просечна величина протеинског молекула

Како број створених јона у различитим материјалима одговара различитом утрошку енергије, уведена је величина ***линеарног енергетског трансфера*** LET. Ова величина представља средњу енергију коју честица зрачења остави по јединици пута. Линеарни енергетски трансфер се може израчунати из величине губитка енергије на јонизацију по јединици пута $[dE/dx]_j$, о којој је било речи у поглављу 3. ове књиге.

Да би се различита биолошка дејства разних врста зрачења и нумерички обрачунала, уводи се ***еквивалентна доза*** као производ апсорбоване дозе и фактора квалитета Q:

$$H = D \cdot Q \tag{9.14}$$

Фактор квалитета Q је бездимензионална величина а бројна вредност му зависи од специфичне јонизације или линеарног енергетског трансфера. На основу препоруке Интернационалне комисије за заштиту од зрачења ICRP[9] усвојене су вредности фактора квалитета, које се у зависности од врсте зрачења крећу од 1 до 20. У табели 9.1 приказане су вредности фактора квалитета у зависности од специфичне јонизације и линеарног енергетског трансфера у води.

Табела 9.1: Фактори квалитета у зависности од специфичне јонизације и линеарног енергетског трансфера зрачења у води

Специфична јонизација [јонских парова·μм$^{-1}$]	Линеарни енергетски трансфер [keV·μм$^{-1}$]	Фактор квалитета Q
Мање од 100	Мање од 3.5	1
100 – 200	3.5 – 7.0	1 – 2
200 – 650	7.0 – 23	2 – 5
650 – 1500	23 – 53	5 – 10
1500 – 5000	53 – 175	10 – 20

Најмања је специфична јонизација рендгенског и гама зрачења, док алфа честице производе највећи број јона по јединици свога пута. За разне врсте зрачења су усвојене и различите вредности фактора квалитета, сходно вредностима приказаним у таблици 9.1. Вредности фактора квалитета за различите врсте зрачења приказани су у табели 9.2.

Табела 9.2: Усвојене бројне вредности фактора квалитета за различите врсте зрачења

Врста зрачења	Фактор квалитета Q
Рендгенско, гама, бета	1
Термални неутрони	5
Неутрони и протони	20
Алфа честице	20
Тешка језгра	20

9 *International Commission on Radiological Protection* (енг.) — Интернационална комисија за заштиту од зрачења

Из табеле 9.2 се види да се може очекивати да алфа зрачење, у случају када ткиву преда једнак износ енергије као и гама зрачење, може произвести и до 20 пута веће биолошке ефекте.

Јединица за еквивалентну дозу је сиверт [Sv]. Како је фактор квалитета бездимензионална величина, јединица за еквивалентну дозу је у ствари џул по килограму [$J \cdot kg^{-1}$], као и за апсорбовану дозу. У употреби је и сто пута мања јединица која се назива рем. Дакле 1 Sv=100 rem или 1 rem=0.01 Sv.

$$1\,\mathrm{Sv} = 100\,\mathrm{rem}\,;\, 1\,\mathrm{rem} = 0.01\,\mathrm{Sv} \tag{9.15}$$

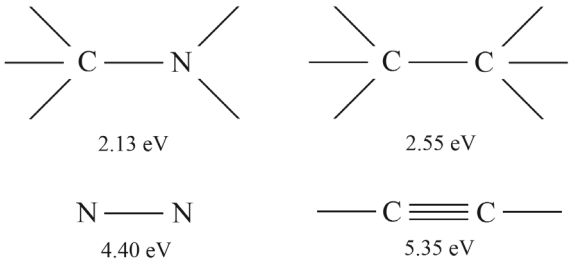
И коначно, да би се стекао осећај за ред величине доза које се у различитим околностима могу срести, наведимо неке карактеристичне вредности. Процењено је да особе које се професионално не срећу са изворима зрачења, нити се подвргавају терапијским или дијагностичким медицинским поступцима који подразумевају употребу зрачења, годишње примају од 1 па све до 4 mSv годишње. Ова доза зависи од надморске висине и нивоа космичког зрачења, као и од састава тла у коме могу постојати различите концентрације природних радиоактивних изотопа. Законском регулативом у већини светских земаља је прописано да максимална дозвољена доза којој се професионалци могу излагати износи 20 mSv годишње. Током једног рендгенског радиографског прегледа пацијент прими неколико mSv. Тако на пример, приликом радиографског прегледа абдомена пацијент у просеку добије преко 7 mSv. Доза од 1 Sv којом би било озрачено цело тело неког сисара изазвало би симптоме радијационе болести, док доза од неколико Sv са великом вероватноћом може да убије неки виши организам, као сисара на пример. Претпоставља се да је средња летална доза за човека око 3 Sv.

ДЕЈСТВО ЗРАЧЕЊА НА МОЛЕКУЛАРНОМ НИВОУ

Радиобиолошки експерименти са вештачки узгајаним културама разних врста ћелија су показали да доза од 10 Gy у потпуности уништава све ћелије у узорку. За организме типа сисара, 5 Gy представља смртну дозу уколико је цело тело озрачено. То значи да је за уништење организма сисара довољно довести 5 J сваком килограму тела. Једноставан прорачун даје податак да смртна доза зрачења представља енергију која температуру тела човека може да подигне за $1.2 \cdot 10^{-3}$ K. Ова огромна несразмера у количини зрачењем предате енергије и коначног леталног исхода је одвратила истраживаче од покушаја да штетне механизме којим зрачење утиче на организме траже у термалним ефектима. Очигледно је да се основни механизам који у коначној инстанци доводи до штетног ефекта треба тражити на молекуларном нивоу. Претпоставка је била да постоје неки осетљиви делови ћелије који се могу оштетити и малим износима енергије коју им зрачење предаје. Промене на тим осетљивим деловима могу коначно довести до престанка функционисања ћелије.

Ако се претпостави да је средња маса једне ћелије реда величине 10^{-12} kg, и ако се узме да је 30 eV средња енергија јонизације, доза од 10 Gy ће у једној ћелији направити око $2 \cdot 10^{6}$ јонских парова. Ако знамо да се у ћелији масе 10^{-12} kg налази око $2.5 \cdot 10^{10}$ молекула воде и око 10^{8} великих органских молекула, јасно је да смртна доза зрачења унутар једне ћелије може да јонизује веома мали део постојећих молекула. Но упркос томе, чињеница је да и тако мали проценат јонизација са сигурношћу уништава све озрачене ћелије у једној култури.

За меко ткиво се оријентационо може рећи да се састоји од 70 – 80 % воде, 10 – 20 % протеина, око 10 % угљоводоника и 2 – 3 % липида. У састав органских структура углавном улазе лаки елемети. Тако се на пример мишићи по тежинском уделу састоје од 72.9 % кисеоника, 12.3 % угљеника, 10.2 % водоника, 3.5 % азота итд. Чак се и кости највећим својим делом састоје од лаких елемената. Процењено је да поред 14.7 % калцијума и 7.0 % фосфора у костима по тежинском уделу има 41.0 % кисеоника, 27.8 % угљеника итд. За поменуте лаке елементе, са изузетком калцијума, карактеристичне су ***ковалентне везе*** чија јачина варира, али се углавном, али се углавном креће до максимално 10 eV. На слици 9.3 приказано је неколико карактеристичних хемијских веза и енергије потребне за њихову дисоцијацију. Осим ковалентних, у структури великих органских молекула велик значај имају и ***водоничне везе***. Оне настају због изразите поларности O-H или N-H веза. Део молекула у којем се налази водоников атом поседује ефективно позитивно наелектрисање које може створити електростатичку везу са негативним деловима других поларних молекула. Путем ових веза спојена су два ланца ДНК. Водоничне



Слика 9.3: Неке од веза карактеристичних за органске молекуле као и енергије њихове дисоцијације

везе су битно слабије од ковалентних и износе негде до 0.5 eV. То значи да се нека од веза унутар органског молекула може прекинути уз утрошак релативно малог износа енергије. Након примарних физичких процеса у којима зрачење путем јонизације и ексцитације предаје своју енергију средини кроз коју се простире, чак и мали утрошак енергије може за собом повући читав низ комплексних хемијских промена које могу доживети јонизовани молекули. Хемијске промене у коначном исходу могу довести до биолошких промена, од којих неке могу резултовати потпуним престанком функционисања ћелије.

У овом ћемо се делу ограничити на одређене хемијске процесе који могу наступити након јонизације или ексцитације, тј. физичког дејства зрачења. Хемијске промене које доводе до биолошких оштећења могу се одиграти на два начина. Први од њих је директно на неком од важних органских молекула након такође директног дејства зрачења на дати молекул. Други (индиректан) начин преко којег може доћи до оштећења органских молекул је путем радиолизе, тј. разлагања молекула воде под дејством зрачења. Након јонизације молекула воде може доћи до стварања неколицине веома реактивних продуката радиолизе који својим дејством могу довести до знатних промена хемијског састава важних органских молекула.

Директна интеракција зрачења и органских молекула

Процењено је да једна ћелија има око 10^8 великих органских молекула од којих сваки има веома прецизно дефинисану функцију у комплексним хемијским процесима који одржавају ћелију у животу или јој омогућавају деобу. Ти молекули могу бити веома велики. Релативна молекулска маса једног молекула дезоксирибонуклеинске киселине (ДНК) је између $4 \cdot 10^7$ и $6 \cdot 10^7$, што свакако значи да се састоји из стотина хиљада атома и огромног броја веза. Један овако комплексан молекул у интеракцији са зрачењем може добити одређени садржај енергије, тј. бити јонизован или побуђен. Честица зрачења дакле интерагује са једним од мноштва атома у великом

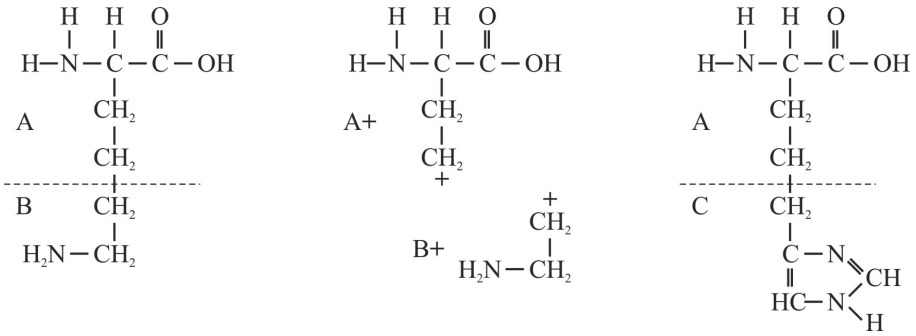
органском молекулу, јонизује га или побуди. Вишка енергије макромолекул може да се реши на тај начин што ће емитовати зрачење након деексцитације побуђеног атома. Но, енергија побуде може да се пренесе унутар молекула па да се процес деексцитације одигра на неком другом месту. На тај начин молекул може да се ослободи вишка енергије тиме што ће доћи до кидања једне од многих ковалентних веза. Сам механизам преноса побуде унутар молекула не дозвољава да дође до цепања везе на месту где се одиграла примарна интеракција молекула и фотона, већ тамо где је веза између два молекуларна фрагмента најслабија. То значи да енергија која понекад није довољна за јонизацију неког од атома може да доведе до цепања макромолекула на два дела.

Приликом кидања ковалентне везе, до којег је дошло након ексцитације неког од атома, од једног молекула се добијају два фрагмента од којих сваки понесе један из заједничког електронског пара. На тај начин се добијају такозвани ***слободни радикали*** који се од јона који би настали дисоцијацијом разликују по томе што су електро неутрални, али поседују један неспарени електрон. Ови слободни радикали су веома реактивни пошто им тај неспарени електрон даје изузетно висок афинитет за ступање у различите хемијске реакције. Слободни радикали су много реактивнији од јона који имају спарене електроне.

Претпоставимо да се на неком макромолекулу могу уочити два дела спојена ковалентном везом, обележимо их са **A** и **B**. Уколико након интеракције са зрачењем дође до кидања баш те везе, стварају се два слободна радикала **A•** и **B•** (обележена на стандардни начин са тачком иза симбола, која представља неспарени електрон):

$$\mathbf{A:B \rightarrow A\bullet + B\bullet} \qquad \textbf{(9.16)}$$

На слици 9.4 приказан је случај када се молекул аминокиселине Л-лизина након интеракције са зрачењем вишка енергије решава на тај начин што долази до кидања једне ковалентне везе између две CH_2 групе. На тај начин се молекул поцепао на два слободна радикала.



Слика 9.4: Шематски приказ хемијског процеса који се услед дејства зрачења одвија на молекулима аминокиселина

Слободни радикали могу ступити у различите хемијске реакције. Једна од могућности је да дође до стварања заједничког електронског пара удруживањем са неспареним електроном неког другог слободног радикала:

$$\mathbf{A\bullet + C\bullet \rightarrow A:C} \tag{9.17}$$

На овај начин је настао неки потпуно другачији молекул који се по својим хемијским својствима може веома разликовати од молекула од којих су слободни радикали **A•** и **C•** дејством зрачења настали. На тај начин молекул престаје да врши своју функцију у ћелији што може довести до последица које коначно могу изазвати смрт ћелије или губитка могућности њене деобе. На слици 9.4 приказан је случај када се на један од фрагмената насталих распадом Л-лизина надовезао слободни радикал који је био део аминокиселине Л-тирозин. Ново једињење може имати потпуно другачија хемијска својства од аминокиселина од којих је настало.

Радиолиза воде и индиректни ефекти зрачења

Јонизујуће зрачење током проласка кроз воду може да доведе до неколицине процеса који као коначан ефекат имају разлагање тј. ***радиолизу молекула воде*** H_2O. Како вода понекад чини и до 90 % ћелијског садржаја, јасно је да ће зрачење приликом проласка кроз ткива неког организма највећи део своје енергије предати баш молекулима воде. У поглављу 3. ове књиге је речено како су основни процеси путем којих зрачење предаје своју енергију средини кроз коју се креће јонизација и ексцитација. Позитиван се јон H_2O^+, настао након што зрачење из молекула воде удаљи један електрон, може рекомбиновати, али и ступити у неколико различитих процеса:

$$H_2O^+ \rightarrow H^+ + \mathbf{OH\bullet} \tag{9.18}$$

$$H_2O^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + \mathbf{OH\bullet} \tag{9.19}$$

$$H_3O^+ + \mathbf{e_{ak}} \rightarrow H_2O + \mathbf{H\bullet} \tag{9.20}$$

$$H_2O^+ + \mathbf{e_{ak}} \rightarrow (H_2O)^* \rightarrow \mathbf{H\bullet + OH\bullet} \tag{9.21}$$

од којих сви као резултат дају слободне радикале **H•** и **OH•** који са једним неспареним електроном имају веома висок афинитет ка ступању у хемијске реакције. Ови радикали имају средњи живот у води од 1 μs. Молекули воде који су дејством зрачења само побуђени (обично се означавају са $(H_2O)^*$) могу да дисосују на **H•** и **OH•** радикале, као што је то приказано у другој половини израза 9.20 Електрон који се ствара у процесу јонизације бива окружен од стране диполних молекула воде тако што својим електричним пољем привуче позитивни крај молекула воде. На тај начин се електрон окружи са око десет диполних молекула и може да опстане у води известан период времена реда величине 100 μs. Овај

се електрон назива ***акватизовани електрон*** $\mathbf{e_{ak}}$ и веома је реактиван, тј. може изазвати различите хемијске реакције. Коначан исход радиолизе воде је да се стварају три веома реактивна радикала: $\mathbf{e_{ak}}$, **H•** и **OH•** са релативним приносом од 45 %, 10 %, 45 %, респективно.

Будући да су створени **H•** и **OH•** радикали (као и акватизовани електрон) у термалној равнотежи са околним молекулима воде, они се хаотично крећу и транспортују путем стандардних дифузионих процеса. Приликом сусрета, два слободна радикала хемијски реагују на следећи начин:

$$\mathbf{e_{ak}}+\mathbf{e_{ak}}+2H_2O\rightarrow H_2+2OH^- \tag{9.22}$$

$$\mathbf{H\bullet}+\mathbf{OH\bullet}\rightarrow H_2O \tag{9.23}$$

$$\mathbf{H\bullet}+\mathbf{H\bullet}\rightarrow H_2 \tag{9.24}$$

$$\mathbf{OH\bullet}+\mathbf{OH\bullet}\rightarrow H_2O_2 \tag{9.25}$$

дајући том приликом хемијски мање реактивна једињења или потпуно нереактивну воду. Вероватноћа ових реакција опада са временом које протекне од настанка радикала приликом проласка зрачења, пошто се дифузијом слободни радикали лагано удаљавају једни од других.

Слободни радикали ступају у различите реакције са органским молекулима у свом окружењу, доводећи до хемијских промена које се веома негативно могу одразити на процесе у ћелији. Један од најједноставнијих примера путем којег се може објаснити дејство слободних радикала су реакције до којих долази на молекулу типа **A:H**. Радикали **H•** и **OH•** могу да разоре ковалнтну везу и одузму молекулу **A:H** атом водоника:

$$A:H+\mathbf{OH\bullet}\rightarrow \mathbf{A\bullet}+H_2O \tag{9.26}$$

$$A:H+\mathbf{H\bullet}\rightarrow \mathbf{A\bullet}+H_2 \tag{9.27}$$

Видимо да се као резултат дејства радикала **H•** и **OH•** од органског молекула добија радикал са једним неспареним електроном. Овакав је радикал хемијски веома реактиван и може да ступа у различите хемијске реакције након којих му се структура може битно изменити у односу на почетну. Такав молекул најчешће не успева да обавља своју функцију, што се може веома штетно одразити на функционисање ћелије у којој је дошло до ове промене. Интересантно је приметити да дејство реактивних продуката радиолизе воде (**H•** и **OH•** радикали) у коначном исходу постижу исти ефекат као и директна јонизација — од неког органског молекула се ствара органски радикал, екстремно реактиван. Богатство хемијских структура великих органских молекула отвара изузетно велики број могућности за реакције сличне онима приказаним релацијама 9.26 и 9.27.

Приликом радиобиолошких истраживања примећено је да се у присуству кисеоника

штетан ефекат зрачења на огледне културе може знатно увећати. Кисеоник има својство да интензивно реагује са **H•** радикалом на следећи начин:

$$\mathbf{H\bullet} + O_2 \rightarrow \mathbf{HO_2\bullet} \qquad \textbf{(9.28)}$$

$\mathbf{HO_2\bullet}$ је изузетно јак оксиданс чији се хемијски ефекат придодаје учинку **OH•** радикала. Осим тога, реакцијом два $\mathbf{HO_2\cdot}$ радикала се добијају два веома јака оксиданса:

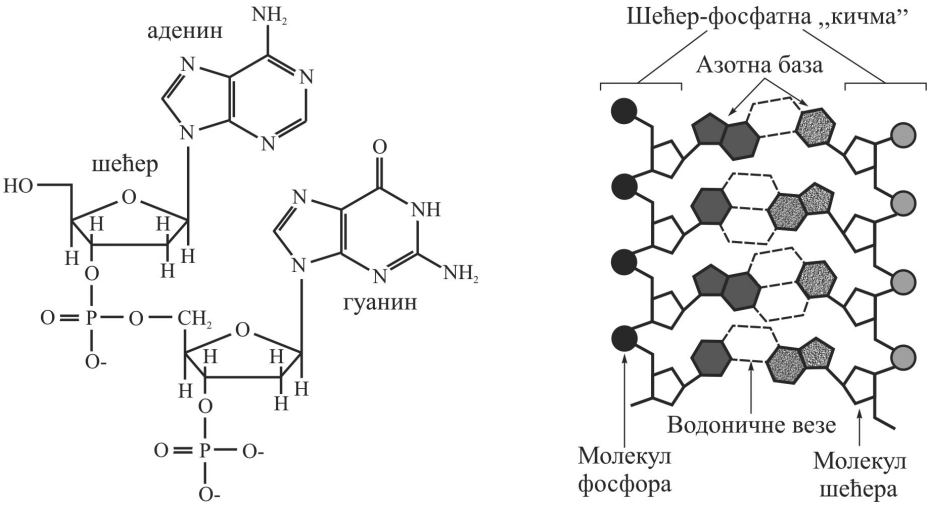
$$\mathbf{HO_2\bullet} + \mathbf{HO_2\bullet} \rightarrow H_2O_2 + 2O \qquad \textbf{(9.29)}$$

$\mathbf{HO_2\bullet}$ радикал, водоник-пероксид, као и атомски кисеоник појачавају штетан ефекат зрачења због своје реактивности. Слободни радикали типа **H•** или **OH•** релативно брзо регују, за неких 10^{-5} s, што веома често представља кратак интервал времена да би се радикали дифузијом довољно удаљили од места настанка. Услед тога постоји велика вероватноћа да на месту где су настали ступе у међусобно у реакцију и створе молекул воде. Средњи живот $\mathbf{HO_2\bullet}$ радикала је пар редова величине дужи од средњег живота **H•** или **OH•** радикала, тако да дифузијом могу бити транспортовани и на друго место у ћелији и тамо ступити у реакцију са неким великим органским молекулом. У случају да је озрачено ткиво добро снабдевено кисеоником, последице зрачења могу бити знатно теже него у случају када зрачење делује на ткива у којима има мање кисеоника. Један од проблема радијационе терапије (када се зрачењем треба уништити туморско ткиво) је тај да солидни тумори понекад бивају слабо прокрвљени а самим тиме и слабије снабдевени кисеоником, те се такво ткиво показује као радиорезистентно.

Погледајмо сада на који начин продукти радиолизе воде могу да утичу на најважнији макромолекул у ћелији — ланац ДНК. Познато је да се на молекулу ДНК синтетише рибонуклеинска киселина РНК која из једра ћелије у цитоплазму износи информацију о начину синтетисања протеина и ензима неопходних за функционисање ћелије. Молекул дезоксирибонуклеинске киселине, састоји од два спирална низа. Приликом деобе ћелије долази до њиховог раздвајања, да би се у наредним фазама живота ћелије недостајући део ланца реплицирао и на тај начин добиле две идентичне ћелије. У структури ланца ДНК записане су све информације о начинима синтезе беланчевина и осталих органских молекула неопходних за функционисање ћелије. Ако дође до оштећења молекула ДНК може се изгубити запис о синтези неког значајног органског једињења што би довело до смрти ћелије или престанка њене деобе. Из тог разлога се молекул ДНК сматра најосетљивијим делом ћелије.

Основна структурна јединица ланца ДНК су ***нуклеотиди*** — органска једињења која у себи садрже фосфорну киселину, молекул шећера (дезоксирибозу) и такозване базе (циклична једињења азота и угљеника за које су везане још неке водоничне и кисеоничне групе). На слици 9.5 приказан је изглед дела ланца ДНК. Фосфорна киселина и шећер формирају дуг ланац молекула док су базе бочно

повезане са првим угљениковим атомом у молекулу шећера. Постоје четири основне базе: ***аденин***, ***гуанин***, ***тимин*** и ***цитозин***. Аденин и гуанин су такозване ***пуринске базе*** док су тимин и цитозин ***пиримидинске базе***. Редослед по којем се ређају базе носи у себи запис о наследним особинама. Два низа се повезују преко база водоничним везама али на тај начин да се веза остварује само између тимина и аденина као и између гуанина и цитозина. Шематски приказ двоструке спирале молекула ДНК је такође приказан на слици 9.5. Молекул рибонуклеинске киселине има сличну структуру с тим да је тимин замењен са ***урацилом***.



Слика 9.5: Шематски приказ једног дела ДНК и двоструког ланца ДНК

Постоје три основна типа оштећења ДНК ланца до којих може доћи приликом дејства слободних радикала: ***оштећење базе***, ***прекид једног ланца*** и ***прекид оба ланца***. Број могућих хемијских промена на базама у присуству неког од слободних радикала је велики. Највећи број хемијских промена се своди на кидање једне од двоструких веза у прстену базе. Том приликом се стварају два неспарена електрона за које се везују радикали. Установљено је да су пиримидинске базе тимин и цитозин осетљивије на дејство зрачења од пуринских база. Овакве промене не морају неминовно да изазову смрт ћелије, али долази до оштећења генетског кода записаног у ланцу ДНК што може довести до генских мутација. Прекид једног од ланаца ДНК може довести до кидања водоничних веза због уласка молекула воде између два ланца. Понекад се дешава да водоничне везе успеју да задрже оштећени део ланца, но чак и ако дође до његовог одвајања, механизми репарације у ћелији успевају да надокнаде недостајући део. То се постиже синтезом дела који недостаје

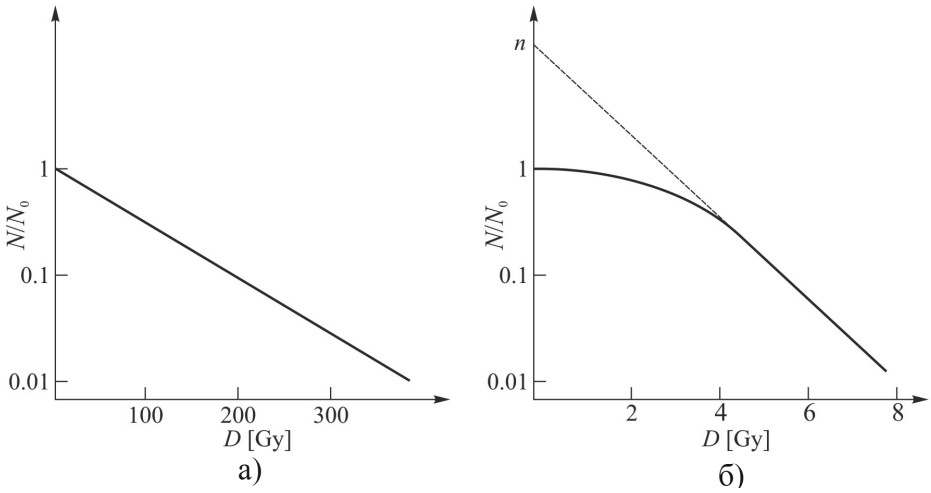
на основу записа у паралелном неоштећеном ланцу. Кидање једног од ланаца ћелија у одређеним условима може да преживи. До једноструких прекида долази када је ћелија изложена зрачењу малог линеарног енергетског трансфера слабог интензитета. Двоструки прекид ланаца ДНК је много озбиљније оштећење од којег ћелија не успе да се опорави. Код рендгенског и електронског зрачења малог ЛЕТ-а, на сваких 20 до 100 једноструких прекида долази до једног двоструког. Радијација која производи већу густину јона по јединици пута, као што је то алфа зрачење, код дозе од 1 Gy у ћелији човека произведе око 5000 оштећења база, око 1000 једноструких и приближно 100 двоструких прекида ланаца ДНК. Уколико дође до кидања оба ланца, молекул ДНК не успе да се реплицира као у случају кидања само једног ланца. Последице трајног оштећења оба ланца ДНК могу да буду различите: Ћелија може да изгуби могућност деобе или да дође до престанка синтезе неког од протеина или ензима неопходног за виталне ћелијске функције. Таква ћелија престаје да постоји.

ДЕЈСТВО ЗРАЧЕЊА НА ЋЕЛИЈУ

Процес интеракције зрачења са живом материјом се грубо може поделити у три фазе које се називају ***физичка***, ***хемијска*** и ***биолошка***. Под физичком фазом се подразумева процес јонизације и ексцитације којом приликом долази до стварања јона и слободних радикала. У наредној фази створени јони и слободни радикали ступају у различите хемијске реакције које доводе до измене постојећих хемијских структура великих органских молекула. Настале хемијске промене могу да изазову биолошке ефекте који се могу посматрати на нивоу функционисања ћелије као целине, али и на вишим нивоима — изучавањем физиологије појединих ткива, као и целог организма.

Дејство зрачења у коначној инстанци може да доведе до одумирања ћелије. Оштећење ланца ДНК или неког другог органског молекула, може да доведе до прекида функционисања ћелије. У литератури се то обично назива смрт, стерилизација или инактивација ћелије. Но, могуће је да ћелија након радијационог оштећења задржи виталне функције, да обавља све метаболичке радње, али је услед дејства зрачења изгубила могућност деобе. Након одређеног времена и та ћелија одумире, а како се није делила, не оставља потомке те се и овакав вид радијационог оштећења може сматрати смрћу ћелије. Ћелија се такође сматра деактивираном ако успе да се подели, али њени потомци немају ту способност. Питање колико је потребно радијационих оштећења да би дошло до заустављања функције ћелије у неку руку би се могло поредити са питањем колико је метака потребно да би се убио човек. Разна искуства су показала да су људи у рату преживљавали и неколико директних погодака уколико срећним склопом околности ни један витални орган није био погођен. Насупрот томе, дешавало се да и једно тане усмрти човека у случају да оштети неки значајан орган. Дакле, и ћелија може бити уништена само једним јонизационим догађајем који доведе до неповратног оштећења виталног молекула, као што може и да се опорави и након већег броја јонизација које не произведу погубне хемијске промене.

Током година детаљног проучавања дејства зрачења на различите вештачки одгајане културе ћелија, добијена је богата систематика резултата на основу којих се могу извести закључци о законитостима преживљавања разних врста ћелија. Најчешће се ти резултати показују такозваним ***кривама преживљавања*** које дају зависност логаритма фракције преживелих ћелија од примљене дозе зрачења. Експериментално су установљене значајне разлике у облику крива преживљавања за разне врсте ћелија, разне врсте зрачења, услова озрачивања, итд. На слици 9.6 шематски су приказане две криве преживљавања: за једноћелијски организам и за ћелију сисара.



Слика 9.6: Криве преживљавања: а) бактерија и б) ћелија сисара

Са слике 9.6 се може видети да је за стерилизацију једноставних једноћелијских организама потребна скоро два реда величине већа доза него за уништавање културе која се састоји од неке ћелије сисара. Друга суштински значајна чињеница до које се може доћи анализом слике 9.6 је та да крива преживљавања једноћелијских организама има експоненцијални карактер док се сложенијим ћелијама сисара експоненцијални карактер криве преживљавања појављује тек код виших доза. На нижим дозама релативна промена броја функционалних ћелија је битно спорија од експоненцијалне.

Претпоставимо да неки биолошки узорак који садржи N ћелија исте врсте бива изложен малој дози зрачења dD. Ако је број уништених ћелија пропорционалан почетном броју N и примљеној дози dD

$$\mathrm{d}N = -\frac{1}{D_0} \cdot N \cdot \mathrm{d}D \qquad \textbf{(9.30)}$$

одатле се простом интеграцијом добија да се зависност броја преживелих ћелија од примљене дозе може описати једноставном експоненцијалном функцијом:

$$N = N_0 \cdot \mathrm{e}^{-\frac{D}{D_0}} \qquad \textbf{(9.31)}$$

где је D_0 константа пропорционалности и назива се ***средња летална (смртна) доза*** а N_0 је почетни број ћелија озрачиване културе.

Из горње једначине се може видети да је средња летална доза у ствари она доза након које преживи фракција од 1/e или 37 % почетног броја озрачених ћелија. Основна претпоставка да је број уништених ћелија пропорционалан дози

озрачивања је исправна само у случају да свака интеракција упадне честице зрачења успе да произведе такве промене у ћелији након којих она у потпуности престане да функционише. Овакав процес се назива „једна мета — један погодак" и одвија се у једноставним случајевима када ћелија поседује само једну осетљиву структуру чије радијационо оштећење у потпуности зауставља функционисање ћелије. Са слике 9.6 се може видети да је крива преживљавања бактерија у потпуности експоненцијална. Идентичан је случај и са вирусима. Прости организми (као што су то вируси на пример) у свом саставу поседују само ланац ДНК чијим оштећењем они престају да функционишу. Дакле, једноставна структура једноћелијских организама доводи до тога да оне поседују само једну мету чијим поготком престаје функционисање ћелије, што коначно доводи до експоненцијалне криве преживљавања.

Чињеница да се релативни број ћелија сисара у домену малих доза може представити функцијом споријом од експоненцијалне, говори у прилог претпоставци да у њима постоји више од једне структуре чијим оштећењем престаје рад ћелије. На сложене ћелије сисара се може применити модел „више мета — један погодак" према којем у ћелији постоји неколико циљева од којих сваки треба бити погођен барем једанпут да би ћелија престала да функционише. У овом случају се релативна промена броја преживелих ћелија у некој озраченој култури у зависности од примљене дозе мења по следећем закону:

$$N = N_0\left[1-\left(1-\mathrm{e}^{-\frac{D}{D_0}}\right)^n\right] \qquad \textbf{(9.32)}$$

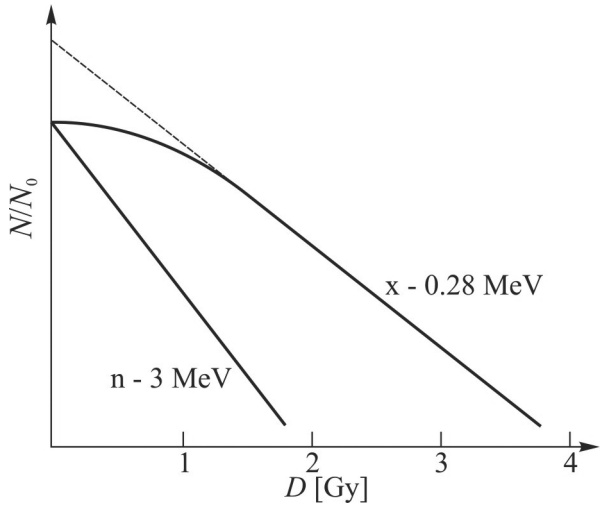
где је n број мета у ћелији који дејством зрачења морају бити барем једном оштећене. Горња једначина у потпуности може да репродукује облик криве преживљавања ћелија сисара приказан на слици 9.6. Потпуно је разумљиво да комплексне ћелије сисара морају бити погођене више пута да би у потпуности престале да функционишу, где се под поготком подразумева уништење или деактивација неког животно важног макромолекула. Ако се горњи израз развије у ред, и уколико одбацимо више чланове у развоју (што је оправдано за случај великих доза D), релативни број преживелих ћелија се може приказати следећом зависношћу:

$$\frac{N}{N_0} \simeq 1-\left(1-n\cdot\mathrm{e}^{-\frac{D}{D_0}}\right) = n\cdot\mathrm{e}^{-\frac{D}{D_0}} \qquad \textbf{(9.33)}$$

Евидентно је да ће на великим дозама крива преживљавања имати чисти експоненцијални карактер који се у семилогаритамском приказу може представити правом линијом нагиба $-1/D_0$, као што се то и може видети на слици 9.6. Екстраполирани линеарни део криве се са y-осом пресеца у тачки која одговара нумеричкој вредности параметра n. Дакле — екстраполацијом линеарног дела у семилогаритамском графику се може проценити колико посматрана врста ћелија поседује осетљивих центара који морају бити деактивирани да би се постигла потпуна смрт ћелије.

Анализом облика криве преживљавања ћелија сисара може се видети како на већим дозама она добија потпуно експоненцијалан карактер, као што је то случај са једноставним једноћелијским организмима (вирусима и бактеријама). То би свакако требало да значи да се након одређене примљене дозе, сложене ћелије сисара понашају по моделу „једна мета — један погодак". Ово би се могло објаснити претпоставком да у ћелији са порастом дозе долази до акумулирања такозваних ***сублеталних оштећења***. Са порастом дозе, један по један од укупно ***n*** циљева бивају погођени, што једно време не доводи до престанка функционисања ћелије и крива преживљавања има блажи пад од експоненцијалног. На вишим дозама крива преживљавања добија експоненцијални карактер, тек када у ћелији буде деактивирано ***n***–1 циљева. Након тога сложена ћелија сисара, као и вирус, има само један преостали центар чијим уништењем ћелија у потпуности одумире. То значи да ћелија акумулира оштећења без потпуног престанка функционисања али јој се осетљивост повећава до нивоа када у случају последњег поготка у потпуности престаје да функционише.

Примећено је да различите врсте зрачења не производе идентичне ефекте на одређену културу ћелија. На слици 9.7 приказане су криве преживљавања ћелија сисара за две различите врсте зрачења.

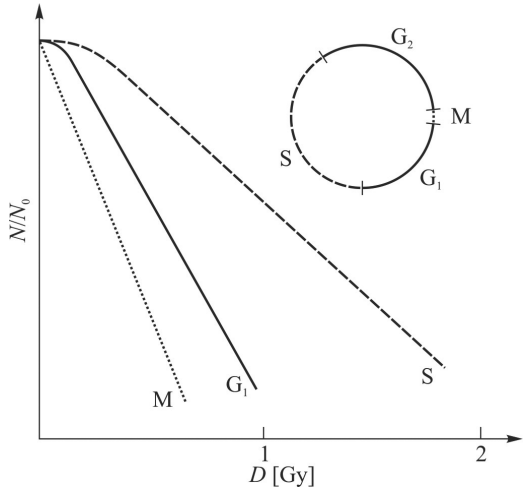


Слика 9.7: Криве преживљавања за две различите врсте зрачења

Може се видети да x-зрачење произведено помоћу рендгенске цеви максималног напона напајања од 280 KV знатно слабије редукује број ћелија од неутронског зрачења енергије 3 MeV. Готово експоненцијална природа криве преживљавања забележена код озрачивања неутронима указује на чињеницу да интеракција неутрона може да се сведе на механизам „једна мета — један погодак". Неутрон само једном интеракцијом унутар ћелије може да доведе до стања њеног постпуног

престанка функционисања. Сличне криве преживљавања се добијају и са алфа честицама за које је карактеристичан висок линеарни енергетски трансфер. Алфа честице и неутрони имају вредност линеарног енергетског трансфера од 20 keV·μm^{-1}, што је многоструко више од просечног ЛЕТ-а рендгенског зрачења које је реда величине од 1 keV·μm^{-1}. Неутрони и алфа честице имају велику вероватноћу да на делу своје путање, који је једнак величини ДНК, изврше неколико јонизација. Механизам преживљавања ћелија изложених зрачењу високог ЛЕТ-а се своди на механизам „једна мета — један погодак". Неутрони и алфа честице производе много више оштећења путем директног ефекта него индиректним путем преко хидролизе воде.

Током свога живота, ћелије доживљавају деобу (***митозу***), и примећено је да им је осетљивост на зрачење другачија у разним фазама живота. Након митозе (фаза M у животу ћелије) наступа такозвана G_1[10] фаза када не долази до синтетисања новог ДНК. До синтезе ДНК долази у наредној S[11] фази, када се генетски материјал дуплира да би се у процесу митозе могао поделити на нове две ћелије. Након S фазе наступа G_2 фаза у којој се ћелија са дуплираним ДНК припрема за нову деобу. Ћелије су озрачиване у разним фазама свога живота, а криве преживљавања за поједине фазе су приказане су на слици 9.8. Евидентно је да је ћелија најмање осетљива на зрачење у касној S фази када су двоструки ланци ДНК у потпуности формирани. Најбржа редукција броја ћелија је забележена када се озрачивање врши у самој фази митозе и у G_1 фази.



Слика 9.8: Криве преживљавања ћелија исте врсте у различитим фазама живота

Јасно је да је ћелија најосетљивија на зрачење у самом процесу деобе. У том процесу свака од новонасталих ћелија има половину ДНК, тако да њено потенцијално

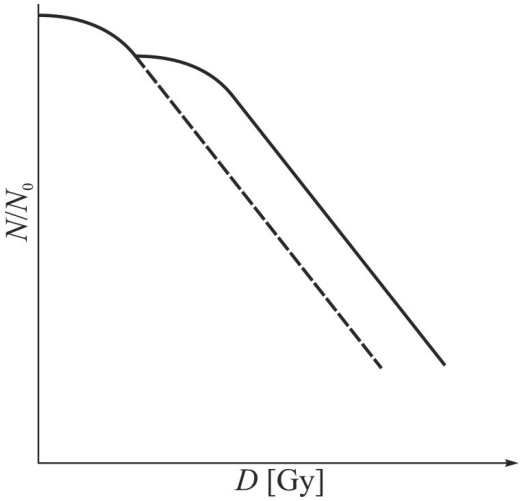
10 *Gap* (енг.) — изостанак, отвор, процеп, пукотина, празнина, празно место
11 *Synthesis* (енг.) — синтеза

оштећење не оставља могућност репарације путем копирања на основу генетског записа неоштећеног ланца двоструке спирале. Када су хромозоми потпуно формирани и дуплирани у фази S, оштећења једног ланца се једноставно могу поправити на основу записа који је остао сачуван у неоштећеном ланцу ДНК. У фази G_1 (непосредно након митозе) не долази до синтезе ДНК, мада се синтетизују други макромолекули као што су то ензими и протеини. И у овом делу свога живота ћелија је посебно осетљива на дејство зрачења.

Колико дуго поједине фазе трају, и колико често поједине ћелије доживљавају деобу, зависи углавном од врсте ћелије и њене функције. Постоје ткива која имају живу митотичку активност, као на пример епидерм коже, слузокожа или крвне ћелије. Ове се ћелије често деле за разлику од коштаних, мишићних или нервних ћелија, па кажемо да су високо диференциране и веома се слабо или чак нимало не деле. Високо диференциране ћелије су у том случају отпорније на дејство зрачења него ћелије код којих постоји убрзана деоба. Ћелије које се брзо деле добар део свога живота се могу наћи у веома осетљивим фазама M или G_1, када је штетно дејство зрачења много интензивније.

Приликом извођења радиобиолошких експеримената, примећено је да за стерилизацију једне културе ћелија треба мања доза ако се радијација изведе једнократно него у случају када се зрачење прекине и настави након извесног времена. То указује на чињеницу да унутар ћелије постоје механизми опоравка који до извесне мере залече неке последице зрачења у периоду између две експозиције.

На слици 9.9 шематски је приказана крива преживљавања у случају када је пре леталне дозе зрачење прекинуто и настављено након одређеног времена. Уколико никаквог ефекта опоравка не би било, након наставка озрачивања релативни број ћелија би се смањивао на начин како је то представљено испрекиданом кривом, тј. баш онако како би се тај број смањивао а да паузе није ни постојало. Но, у првим експериментима где је пауза између две сеансе озрачивања била само 18 часова, крива преживљавања би имала изглед као што је то приказано на слици 9.9. Евидентно је да се након наставка озрачивања релативни број преживелих ћелија не смањује експоненцијално већ је то смањивање знатно блаже. Речено је да експоненцијални део криве преживљавања наступа када n–1 виталних центара буде оштећено и ћелија акумулира сублетална оштећења. Како након паузе крива преживљавања нема експоненцијални карактер него се он уочава након што одређена доза буде примљена, очигледно је да је у паузи између два озрачивања ћелија успела да опорави неке од могућих виталних мета. Путем сложених биохемијских процеса неки од зрачењем оштећених макромолекула значајних за функционисање ћелије бивају доведени у нормално стање.



Слика 9.9: Шематски приказ опоравка културе ћелија

Експериментално је установљено да се на преживљавање озрачених ћелија може утицати разним хемијским једињењима. Постоје хемијски агенси, такозвани ***радиопротектори*** који умањују ефекте дејства зрачења на ћелију и до извесне мере повећавају шансе за њено преживљавање након озрачивања високим дозама. У последњих 40 година синтетисано је преко 2000 разних радиопротектора. Једна група радиопротектора функционише на тај начин што ступа у реакције са слободним радикалима и на тај начин смањују вероватноћу њиховог дејства на виталне макромолекуле. Друга група радиопротектора смањује концентрацију кисеоника стварајући благу хипоксију унутар ћелије. Постоје и једињења која се привремено вежу за најосетљивије делове неких макромолекула, спречавајући на тај начин могуће реакције са слободним радикалима. Овим се хемикалијама може деловати на неке од индиректних ефеката који иду кроз радиолизу воде, док на директна оштећења углавном немају утицаја. Директни ефекти бивају доминантни код зрачења високог линеарног енергетског трансфера, тако да у случају излагања ћелија алфа зрачењу или неутронима, радиопротектори немају значајнијег дејства. Једна група радиопротектора функционише на тај начин што привремено заустави митозу ћелија у фази G_1, када ћелије показују нешто мању сензитивност на зрачење. Како радиопротектори морају бити присутни у ћелијама у моменту када до озрачивања долази, неопходно их је превентивно применити. Посаде космичких бродова програма Аполо су уз храну добијали радиопротекторе пошто ван Земљине атмосфере нису били заштићени од космичког зрачења. Теоретски, радиопротектори могу да умање осетљивост ћелија на зрачење за фактор 3, мада се у пракси ретко постиже ситуација да се ћелијама осетљивост повећа два пута.

Насупрот радиопротектора, постоје и једињења која ћелије чине осетљивијим на зрачење. Ово су такозвани ***радиосензибилизатори*** и употребљавају се у радијационој терапији у случајевима када само зрачење не показује довољан ефекат на стерилизацију туморских ткива. Помоћу ових једињења се врши инхибиција ензима који врше опоравак ћелије или се делује на слабљење везе између шећера и фосфатне групе, чиме ДНК бива битно осетљивија на директно дејство зрачења, као и на дејство слободних радикала насталих радиолизом воде.

ДЕЈСТВО ЗРАЧЕЊА НА ОРГАНИЗАМ

Радиобиолошка истраживања на вештачки узгајаним културама ћелија су донела доста корисних чињеница о последицама излагања зрачењу на ћелијском нивоу. Живи организми представљају сложен скуп великог броја различитих врста ткива са мноштвом веза између њих, тако да познавање радиобиолошких карактеристика појединих ћелија још увек није довољно да би се стекла поуздана слика о дејству зрачења на цео организам. Експериментални метод озрачивања неке популације организама и праћење изазваних појава је метод који је у највећој мери примењиван. Резултати који су том приликом добијени нису толико поуздани и репродуцибилни као што је то случај код ћелијских култура, углавном због слабије статистике. Подаци који се тичу последица зрачења на човека су веома оскудни и ограничени на мали број случајева као што су то преживели становници Хирошиме и Нагасакија или озрачени појединци у неким другим акцидентима. Такође су корисни подаци и из медицинске праксе где због дијагностичких или терапијских разлога долази до излагања одређене популације зрачењу.

У зависности од тога коликој је дози био изложен неки организам, ефекти се грубо могу поделити у ***детерминистичке*** и ***стохастичке***. Детеминистички ефекти се појављују након што су организми примили велике дозе, реда величине греја на цело тело, тако да се релативно поуздано знају последице по здравље. Ови се ефекти након излагања великој дози могу појавити као различити симптоми радијационе болести, или како се то обично каже као ***акутни радијациони синдроми***. Стохастички ефекти се могу појавити након излагања мањим дозама зрачења, али се њих никада са сигурношћу не може тврдити када и у ком облику ће се појавити.

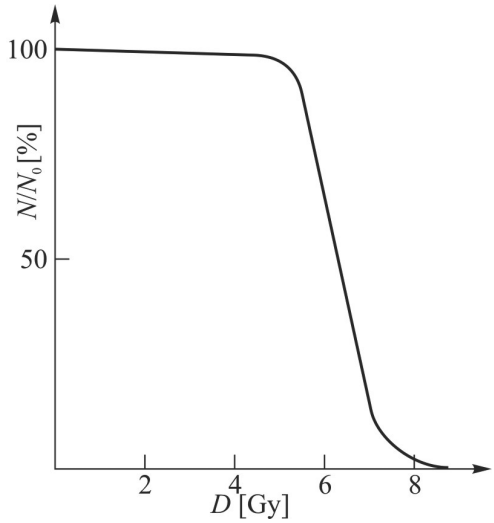
Ефекти које зрачење изазива на организмима се могу посматрати и са још једног аспекта, у зависности од тога да ли зрачење изазива последице на озраченој јединици или на његовом потомству. Ефекти зрачења који се могу уочити на експонираном организму се називају ***соматски ефекти***. Уколико се последице озрачивања уочавају на наредним генерацијама ради се о ***генетским ефектима***. До њих долази уколико је радијација изазвала промену у генетском запису репродуктивне ћелије из које након оплодње настаје нов организам. Соматски ефекти могу бити и детерминистички и стохастички, све у зависности од примљене дозе, док су генетски ефекти искључиво стохастичке природе. Када и у коликој мери ће се они појавити не може се закључити на основу примљене дозе, већ се за генетске ефекте може говорити само као о вероватноћи.

Детерминистички ефекти зрачења

Детерминистички ефекти се углавном појављују након излагања организма високим дозама. Последице по здравље јединке су углавном познате и пропорционалне су примљеној дози. До појаве детерминистичких ефеката долази искључиво у случајевима када доза којом је јединка експонирана прекорачи неки праг. Ако је примљена доза испод вредности прага, до појаве детерминистичких ефеката не долази.

Пошто се појављују на озраченој јединки, детерминистичи ефекти спадају у групу соматских ефеката. Приликом анализе ефекта зрачења на човека или неки други организам, често се употребљавају појмови мале или велике дозе. Да би се стекао осећај шта се под малом (ниском) и великом дозом подразумева, најбоље је погледати вредности дозе након које наступа смрт организма. Најчешћи је случај да се наводи ***летална доза LD*** која усмрти 50 % озрачене популације у 30 дана након озрачивања $LD_{50/30}$. Подразумева се да је цело тело равномерно било изложено зрачењу. Да би се на што је могуће бољи начин добили подаци који би се могли односити на човека, највећи интерес у експерментима је био фокусиран ка разним врстама сисара. Тако је установљено да је средња летална доза $LD_{50/30}$ за мишеве 9 Gy, за псе 2.65 Gy, за свиње 1.95 Gy док за мајмуне износи око 4 Gy. Процена је да би средња летална доза за човека била негде око 3 Gy. Овде се свакако ради о средњим вредностима, пошто летална доза зависи од великог броја параметара и може знатно да се разликује од јединке до јединке исте врсте чак и ако су озрачене и третиране под истим условима.

Изненађујуће ниска количина енергије зрачења која усмрти сисара се назива ***радиобиолошки парадокс***. Толика количина енергије када се претвори у термалну, телу усмрћеног организма би могла да подигне температуру тек за један хиљадити део степена Целзијуса. Ове су дозе установљене експерименталним путем озрачивањем већег броја јединки. Крива преживљавања мишева у зависности од примљене дозе, приказана је на слици 9.10. Мишеви су били озрачивани рендгенским зрачењем енергије 75 keV. Са слике 9.10 се може видети да проценат преживљавања мишева веома подсећа на криву преживљавања ћелија. С почетка (у области нижих доза) број јединки веома лагано опада, да би након одређене дозе тај пад постао веома оштар. Експерименти ове врсте нису често понављани, пошто је за сваку тачку потребан известан број јединки што је тешко постићи код виших организама, па су и грешке са којима су вредности установљене релативно високе .Акутни радијациони синдроми би могли да се поделе у три групе: ***хематопоезне***, ***гастроинтенстиналне*** и ***цереброваскуларне***. Ова подела у исто време одражава и релативну осетљивост разних система органа на зрачење, као и време потребно да се уоче ефекти на опште стање организма.



Слика 9.10: Проценат мишева који су преживели 30 дана након озрачивања у функцији примљене дозе

У претходном одељку (слика 9.8) речено је да су на зрачење најосетљивије ћелије које имају живу митотичку активност. Што се ћелије чешће деле, то су чешће у рањивој фази када зрачење може произвести штетне ефекте. Од свих органа у телу сисара, хематопоезни систем има најдинамичнију митотичку активност. То значи да коштана срж у којој долази до стварања црвених и белих крвних зрнаца (еритроцита и леукоцита), као и крвних плочица (тромбоцита), од свих делова тела показује најизразитију осетљивост на зрачење. Након озрачивања дозом од 1 Gy долази до тешких последица услед оштећења коштане сржи. Последице оштећења коштане сржи су веома очигледне: недостатак белих крвних зрнаца нарушава имунитет организма, док смањени број тромбоцита доводи до унутрашњих крварења. Крвне ћелије су високо диференциране и саме по себи релативно отпорне на зрачење. Радиолишко оштећење коштане сржи постаје видно тек након пар недеља пошто постојећа крвна зрнца једно време могу да врше функцију. Смањење броја белих крвних зрнаца и нарушавање имунолошког система до леталног исхода може да доведе недељама након озрачивања — када се почне уочавати недостатак пристизања нових крвних ћелија. Како услед недостатка белих крвних зрнаца организам страда од инфекција, леталан исход након озрачивања може да наступи и након месец дана. Током латентног периода, који може трајати и месец дана, могуће је извршити трансплантацију коштане сржи и тиме ојачати имунолошки систем. На експерименталним мишевима је примећено да им се шансе за преживљавања вишеструко повећавају, чак и у случајевима озрачивања дозама вишим од смртне, само уколико приме здраве ћелије коштане сржи. Постоје и примери код људи да су након смртне дозе зрачења добили трансплатацију коштане сржи и преживели.

Један од начина радијационе терапије леукемије се базира на излагању човека смртним дозама зрачења да би му након тога била трансплатирана коштана срж. Уколико матична коштана срж није у потпуности уништена, велика је вероватноћа да ће тело одбацити трансплатат.

Гастроинтенстинални систем показује нешто већу резистентност на зрачење него што је то случај са хематопоезним системом, али последице у случају излагања великим дозама бивају брже видљиве. Код експерименталних животиња је примећено да услед већих доза (4 – 6 Gy) и у краћем периоду који се креће до два дана, леталне последице настају од проблема у гастроинтестиналном систему. Позната је чињеница да је слузокожа гастроинтенстиналног система осетљивија на зрачење од других ткива које сачињавају високо диференциране ћелије. Тегобе гастроинтенстиналног система се огледају у оштећењу крвних судова и унутрашњем крварењу, поремећају у балансу течности и електролита, разним инфекцијама, итд.

На изузетно високим дозама, реда величине 50 Gy, нервно ткиво, које је веома високо диференцирано и самим тим врло радиорезистентно, може бити оштећено до нивоа потпуног прекида функционисања. Смрт наступа у року од неколико сати до пар дана. Узрок смрти бивају оштећења неурона, крвних судова мозга и губитак баланса у динамици течности. Јасно је да приликом оваквих доза страдају и коштана срж и гастроинтестинални систем, али они не могу да доведу до тако брзе смрти. Ток радијационе болести човека у зависности од примљене дозе шематски је приказан у табели 9.3. У табели су наведене вредности доза које се примењују на цело тело. У случају да се озрачује само део тела, могуће је применити далеко више дозе. Приликом радијационе терапије, туморско ткиво понекад добија и по неколико десетина греја у неколико фракција.

Табела 9.3: Ток радијационе болести човека у зависности од примљене дозе

време	**Примљена доза**		
	2.5 Sv	**4 Sv**	**6 Sv**
Пар сати	Слабост и повраћање	Слабост и повраћање	Слабост и повраћање
Прва недеља	Без симптома	Без симптома	Упала слузокоже, пролив, повраћање
Друга недеља	Без симптома	Слабост, губитак косе, недостатак апетита	Грозница, губитак тежине, смрт
Трећа недеља	Слабост, крварење, пролив, упала слузокоже, недостатак апетита	Грозница, упала слузокоже	
Четврта недеља	Опоравак	Слабост, крварење, пролив, упала слузокоже, недостатак апетита, смрт у 50 % случајева	

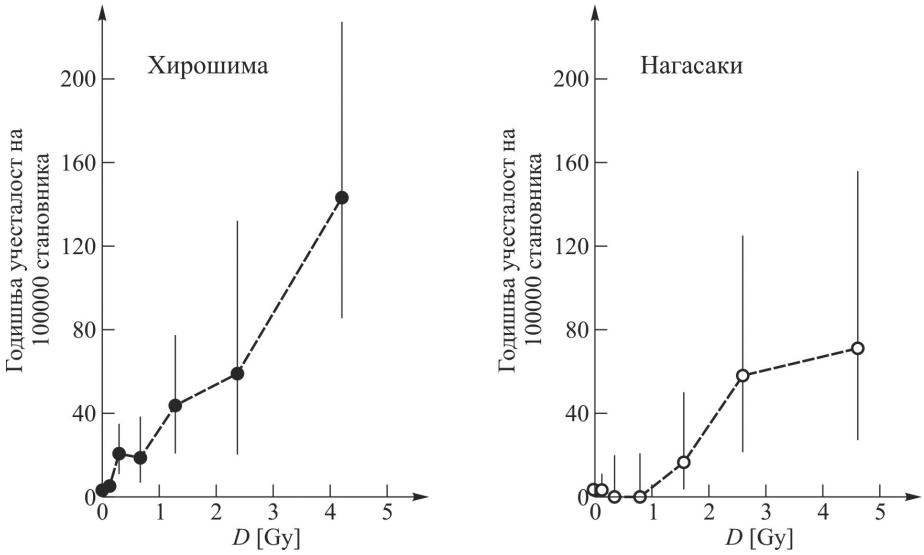
Дозе мање од смртне (реда величине 1 Gy и мање) изазивају разне, добро познате детерминистичке ефекте код озрачене популације. Један од њих је привремена или трајна стерилизација. Познато је да су полне ћелије митотички веома активне и самим тим веома радиосензитивне. У експериментима је установљено да се код мушких јединки разних врста сисара привремени стерилитет добија већ на 0.15 Gy док се трајни постиже са више од 3 Gy. Код женских јединки до привременог стерилитета долази након озрачивања дозом од 0.65 Gy а за трајну стерилизацију треба око 2.5 Gy. Ове се дозе не односе на цело тело већ само на део у коме су лоциране полне жлезде.

Један од првих акутних радијационих синдрома који је примећен код људи је иритација коже. До тога је релативно често долазило код радиолога у првим деценијама примене рендгенске дијагностике. Најчешће се дешавало да су оператери постављали руке у радијационо поље. На овај начин су оператери добијали и по неколико десетина греја, али како је том приликом само део тела био изложен зрачењу, последице нису биле смртне већ су имале локални карактер. Када је рендгенско зрачење почело да се користи и у радијационој терапији, ефекти који су били примећени на кожи су се чак користили као индикатор примљене дозе. Са порастом дозе, кожа на почетку постане црвена, сува и затегнута (као што то бива након опекотина од прекомерног излагања сунцу). Након тога долази до привремене епилације, отицања, стварања пликова, док се код великих доза реда величине 20 Gy појављују отворене ране. Црвенило се појављује већ након неколико часова, док до појаве отворених рана може да прође и до неколико недеља.

Стохастички ефекти зрачења

Око 280,000 људи је преживело употребу нуклеарног наоружања у Хирошими и Нагасакију. За 90 хиљада од њих је било могуће проценити колику су дозу примили том приликом. Здравствено стање преживелих становника ова два града је пажљиво праћено наредних педесет и више година. Посебна је пажња била посвећена учесталости појављивања канцерогених обољења, као што су то леукемија, рак плућа, рак дојке или рак штитне жлезде. Примећена је недвосмислена корелација између броја оболелих од карцинома и примљене дозе зрачења. На слици 9.11 приказана је учесталост појављивања леукемије код озрачене популације Хирошиме и Нагасакија. Корелација између дозе и броја оболелих је евидентна. Такође је занимљиво приметити како је број оболелих у Нагасакију, где је примењена бомба која је произвела знатно мање неутрона, видно мањи од броја регистрованих случајева леукемије у Хирошими.

Постоји још неколико примера где је релативно бројна популација била изложена дејству зрачења, којом приликом појединци нису били изложени смртној дози. Један од таквих примера је и група радница које су наносиле смесу флуоресцентног



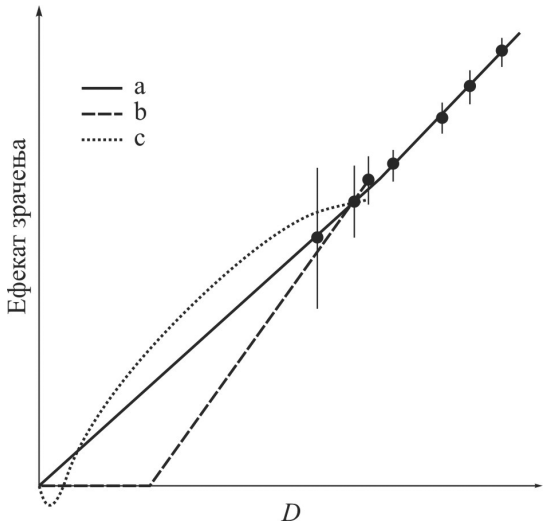
Слика 9.11: Учесталост појављивања леукемије у озраченој популацији Хирошиме и Нагасакија у функцији примљене дозе

материјала и радијума на казаљке часовника. Чест је био случај да су раднице уснама обликовале врх четкице да би могле да извлаче тање линије флуоресцентне смесе. На тај начин су у организам уносиле мале количине радијума. Дозе коју су том приликом добијале су биле знатно ниже од доза које би изазвале детерминистичке ефекте, али је ипак примећено видно повећање појаве специфичних канцерогених обољења у овој популацији у односу на просек код становништва. У периоду од 1915. до 1930. године око 1500 радница је радило на овим пословима. Изотоп радијума ^{226}Ra који је коришћен у флуоресцентној смеси се хемијски понаша као и калцијум и таложи се у костима. Удисањем пара које у којима је било радијума је повишеном дозом оптеретило горње дисајне путеве. Примећено је да је у 50 година колико је праћено здравствено стање ових радница, 35 од њих је оболело од остеосаркома (тумора костију) као и од канцера параназалних синуса, у којима је вероватно на неки начин долазило до таложења радијума.

Приликом хаварије на нуклеарној електрани у Чернобилу дошло је до озрачивања око 200 радника дозама реда величине 1 Gy. Процењује се да је преко 85 милиона људи у широкој области Совјетског Савеза било изложено дозама вишим од природних. Угрожено становништво је ове дозе добило или директним озрачивањем или путем контаминације уношењем активних фисионих продуката у организам преко ваздуха, воде или хране. Будући да неки од ефеката, као што је то рак плућа, почиње да се појављује код озрачене популације након десет година,

биће потребно извесно време да се сумирају сви статистички подаци који би детаљно описали последице ове хаварије на здравље озрачене популације.

Било је још неколико спорадничних случајева озрачивања одређене популације људи, који заједно са искуствима добијеним на озраченим животињама, недвосмислено говоре у прилог чињеници да излагање зрачењу које развија дозе далеко ниже од прага појављивања детерминистичких ефеката доводи до повећања вероватноће појављивања неких обољења. Ниске дозе могу да изазову такозване стохастичке ефекте, за које не можемо са сигурношћу тврдити да ли ће се појавити или када ће се појавити, али се могу пратити на основу статистике на већој популацији. Код стохастичких ефеката не постоји праг преко којег можемо очекивати да ће се појавити. Интензитет стохастичких ефеката на оболелим појединцима не зависи од примљене дозе као што је то случај код радијационе болести, као једног класичног примера детерминистичког ефекта. Тежина неког обољења и његово трајање, уколико се код неког појединца појаве, не зависе од примљене дозе. Дакле, може се сматрати да зрачење иницира неко обољења, али каснији ток болести у највећој мери зависи од других фактора. Но ако се посматра одређена популација људи, са сигурношћу се може тврдити да ће број обољења бити утолико већи уколико је популација изложена већој дози зрачења.



Слика 9.12: Зависност ефекта зрачења од примљене дозе

Изучавање стохастичких ефеката у знатној мери отежава чињеница да се неки од њих, као на пример канцерогена обољења, појављују и код појединаца који нису примили никакву дозу зрачења преко природног фона. Осим тога, прописивање стриктне регулативе у области примене зрачења довела је то стања када се зрачење веома рестриктривно примењује, тако да су случајеви у којима појединци приме

већу дозу постали спорадични. Код високих доза зрачења где је лакше пратити зависност ефекта од примљене дозе, установљена је линеарна зависност. Да ли се та линеарна зависност одржава и у области ниских доза, где се углавном појављују стохастички ефекти, тешко је рећи на основу постојећих података. У недостатку експерименталне евиденције, развијено је неколико модела. Најједноставнији од њих, означен као а) на слици 9.12, подразумева линеарну зависност и у области ниских доза. Модел означен са б) на слици 9.12 претпоставља да постоји неки праг и да се ефекти зрачења испод одређене дозе уопште не могу ни очекивати. Један од спекулативних модела, означен са ц) на слици 9.12 подразумева чак и благотворно дејство зрачења у области веома ниских доза. Нажалост, ни један од понуђених модела још увек није официјелно прихваћен због недовољне експерименталне евиденције.

Генетски ефекти зрачења

Приликом оштећења молекула ДНК могуће су трајне хемијске промене на генима. До њих може доћи услед дејства зрачења али и дејством било ког другог агенса. Ове промене се називају ***мутације***. Уколико се један овакав процес одиграо на некој од ћелија у телу, ове се мутације називају ***соматске***. Ако до мутације дође на некој од полних ћелија које учествују у репродукцији, ове се мутације називају ***генетским***. Соматске мутације могу да доведу до неког новог својства ћелија насталих деобом ћелије која је претрпела измену у генетској структури. Настанак тумора се објашњава неумереном деобом једне ћелије, што је највероватније последица соматске мутације. Генетске мутације остављају последице на потомство. Изменама на неком од гена може доћи до промене особине коју тај ген одређује, или чак до потпуног нестанка тог својства. Тешке болести, типа хемофилије или дијабетеса, настају услед промена на генима који регулишу наследне механизме везане за процес згрушавања крви и синтезе инсулина, респективно. На основу постојеће експерименталне евиденције, о генетским променама се може говорити као о стохастичким ефектима зрачења. Немогуће је установити праг за ове промене, али постоји јасна линеарна зависност између учесталости појављивања генетских поремећаја код потомака и дозе коју су преци примили.

Генетске мутације су изучаване на великом броју разних врста. Како је неопходно да се прате промене на потомцима озрачене популације и то барем у наредне две генерације, најчешћи је случај био да се у експериментима користе биолошке врсте кратког живота и велике брзине репродукције. Прва сазнања о генетским променама прикупљена су озрачивањем воћних мушица *(Drosophilia melanogaster)*. Експерименти су показали да је број јединки са неком генетском деформацијом линеарно пропорционалан дози. Резултати су такође указивали на чињеницу да генетски ефекти немају прага. И након веома малих доза су примећене последице генетских промена. Раних педесетих година прошлог века је изведен велики

експеримент где је око милион мишева било озрачивано на разне начине да би се установило дејство зрачења на потомство. Неколико мерљивих величина, као на пример боја крзна и дужина ушију, праћене су кроз неколико генерација мишева. Овај је експеримент потврдио резултате добијене на вођним мушицама. Једна од најзначајнијих чињеница која је установљена у експерименту са мишевима је сазнање да генетски ефекти не зависе од брзине дозе. Доза предата експерименталним мишевима током веома кратког временског интервала је са аспекта генетских промена давала апсолутно идентичне резултате као и случајеви када су мишеви били изложени малој брзини дозе током дугог временског интервала. Други значајан резултат експеримента са мишевима је да се број генетски оштећених јединки у потомству може знатно редуковати уколико између озрачивања и оплодње протекне извесно време. Код мишева је установљено да дозе примењене на репродуктивне органе, у износима већим од 0.1 Gy, нису изазвале значајне генетске ефекте ако је између озрачивања и зачећа прошло више од пола године.

Човек поседује знатно више гена него миш или мушица, тако да је вероватноћа изазивања генетских ефеката зрачењем пропорционално већа. Експериментална евиденција о генетским ефектима зрачења на човека своди се на податке о потомцима професионалних лица који су долазили у контакт са зрачењем, најчешће у медицини. Веома велика пажња је посвећена и потомцима преживелих у Хирошими и Нагасакију. Опште је позната чињеница да су деца жена које су биле трудне у тренутку експлозија атомских бомби у просеку нижег раста, мање тежине или обима главе од деце која пре рођења нису била озрачена. Но ти се случајеви морају третирати као примери соматских стохастичких ефеката, пошто је до зачећа дошло пре озрачивања. На потомцима је праћено осам последица генетских оштећења, а резултати су приказивани у веома разним контекстима. Веома чест је случај да се у литератури, поготово оној која потиче из америчких извора, у потпуности негира постојање повећане учесталости генетских поремећаја код свих од осам поменутих показатеља озрачене популације у односу на контролну групу.

Због недостатка експерименталне евиденције о генетским деформацијама које зрачење може да изазове на потомство човека, неопходно је задовољити се неким проценама. Једна од њих се тиче дозе која би, уколико буде примењена на неку репродуктивну популацију, удвостручила број генетских деформација. Нека службено важећа процена је да би код већине сисара, па и човека, доза од 1 Gy коју би примио сваки појединац популације удвостручила број генетских деформација у првој генерацији потомака.

Изразита статистичка природа оскудних података о генетским мутацијама изазваним зрачењем, као и чињеница да је за њихову појаву довољно оштећење само једног гена ћелије која учествује у репродукцији и из које би се развио нови организам, отежавају прописивање доње границе дозе испод које би се могло тврдити да до генетског оштећења неће доћи. Из тог разлога се сматра да за генетске ефекте не постоји доњи праг примљене дозе, као и код стохастичких ефеката.

БИБЛИОГРАФИЈА

Приликом писања овог уџбеника аутор се служио већим бројем разних књига, превасходно са циљем да одабере најбољи начин презентације планираног градива. Списак коришћене литературе између осталог има и функцију да читаоцима понуди информације о додатном писаном материјалу који аутор препоручује за све оне који желе да продубе своје знање изван обима овог уџбеника.

На српском језику нажалост постоји веома мали број књига из области нуклеарне физике. Студентима препоручујем:

1. Лазар Маринков: ***Основи нуклеарне физике,*** Природно-математички факултет, Нови Сад, 2010
2. W. E. Burcham: ***Nuklearna fizika uvod (sa fizikom čestica),*** Naučna knjiga, Beograd, 1974

На руском језику постоји обиље добре литературе из нуклеарне физике. У бројним разговорима аутора са колегама из Русије, контатовало се да највеће поштовање уживају следећа четири, сада већ класична уџбеника:

3. К. Н. Мухин: ***Експериментальная ядерная физика,*** Атомиздат, Москва, 1974
4. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин: ***Яадерная физика,*** Наука, Москва, 1980
5. Д. В. Сивухин: ***Общий курс физики: Атомная и яадерная физика, часть 2,*** Наука, Москва, 1989
6. И. В. Ракобольская: ***Яадерная физика,*** Издательство Московского Университета, 1971

На Енглеском језику постоји веома богата продукција уџбеничке литратуре из нуклеарне физике. Уџбеници којима се аутор служио и које свесрдно препоручује читаоцима су:

7. K. S. Krane: ***Introductory Nuclear Physics,*** John Wiley & Sons, New York, 1988
8. K. Heyde: ***Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics, An Introductory Approach,*** Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1999
9. W. N. Cottingham, D. A. Greenwood: ***An Introduction to Nuclear Physics,*** Cambridge University Press, Cambridge, 2004
10. W. E. Meyerhof: ***Elements of Nuclear Physics,*** McGraw-Hill Book Company, New York, 1967
11. J. S. Lilley: ***Nuclear Physics: Principles and Applications,*** John Wiley & Sons, New York, 2001
12. B. L. Cohen: ***Concepts of Nuclear Physics,*** McGraw-Hill Book Company, New York, 1971
13. H. A. Enge: ***Introduction to Nuclear Physics,*** Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1969
14. B. G. Harvey: ***Introduction to Nuclear Physics and Chemistry,*** Prentice-Hall, Inc., London, 1962
15. H. Frauenfelder, E. M. Henly: ***Subatomic Physics,*** Prentice-Hall, Inc., London, 1974

16. J. Magill, J. Galy: ***Radioactivity, Radionuclides, Radiation,*** Springer, Berlin, 2005

17. R. A. Dunlap: ***An Introduction to the Physics of Nuclei and Particle,*** Thomson Brooks/ ColeBelmont, CA, 2005

18. B. R. Martin: ***Nuclear and Particle Physics, An Introduction,*** John Wiley & Sons, New York, 2006

О интеракцији зрачења са материјом и детекторима написано је мноштво књига од којих су неке постале класична и незобилазна литература у овој области:

19. G. F. Knoll: ***Radiation Detection and Measurement,*** John Wiley & Sons, New York, 1979

20. W. R. Leo: ***Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,*** Springer-Verlag, Berlin, 1987

21. N. Tsoulfanidis: ***Measurement and Detection of Radiation,*** Taylor & Francis, Washington, 1995

22. C. Leroy, P. G. Rancoita: ***Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection,*** World Scientific, New Jersey, 2009

За све оне који желе да прочитају нешто мало више из области нуклеарне енергетике и нуклеонсинтезе аутор препоручује:

23. R. L. Murray***: Nuclear Energy,*** Elsevier Inc., Oxford, 2009

24. K. Miyamoto: ***Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion,*** Springer, Berlin, 2004

25. C. Grupen: ***Astroparticle Physics,*** Springer, Berlin, 2005

26. D. Arnett: ***Supernovae and Nucleonsynthesis,*** Princeton University Press, Princeton, 1996

Приликом писања последњег поглавља овог уџбеника, аутор се користио литературом:

27. J. E. Turner: ***Atoms, Radiation and Radiation Protection,*** Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, Darmstadt, 2007

28. J. Shapiro: ***Radiation Protection,*** Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, 2002

29. V. Paić. G. Paić: ***Osnove radijacione dozimetrije i zaštite od zračenja,*** Prirodoslovno–matematički fakultet, Zagreb, 1983

30. S. P. Yarmonenko: ***Radiobiology of Humans and Animals,*** Mir Publishers. Moscow, 1988

Највећи број нумеричких вредности разних величина, као и шеме распада појединих нуклида, аутор је преузео из добро познатих књига:

31. C. M. Ledered, V. S. Shirley: ***Table of Isotopes,*** John Wiley & Sons, New York, 1978

32. E. Browne, R. B. Firestone: ***Table of Radioactive Isotopes,*** John Wiley & Sons, New York, 1986

ИНДЕКС ПОЈМОВА

А

адијабатска експанзија **98**
акватизовани електрон **278**
активатори **85**
активациона енергија **235**
активност радиоактивног узорка **25**
акутни радијациони синдром **290**, **291**
акцепторски ниво **83**
алфа зрачење **188**
алфа распад **112**
алфа честице **188**
Андерсон **63**
анихилација **202**, **252**
аномални диполни магнетни моменат **184**
антинеутрино **201**
апсорбована доза **267**
Астонов масени спектрограф **113**
атенуациона крива **46**
атенуациони закон **55**
атомска јединица масе **112**
атомска маса **8**, **112**

Б

барн **7**
Бекерел **5**
    бекерел [Bq] (јединица) **25**
берилијум **220**, **252**
Беселове функције **166**
бета зрачење **195**
бета распад **195**
Бете **246**
Бете-Блохова формула **42**
Боров магнетон **132**
Брегова шупљина **270**
Брегов пик **38**
брзина апсорбоване дозе **268**
Брзина експозиције **266**
бројачи **71**

В

Вајскопф **206**
Вајсцекерова формула **116**
Варнична комора **104**
вероватноћа фотоефекта **57**
вештачка радиоактивност **19**
Вилард **5**
Вилсон **97**
Вилсонова маглена комора **37**, **97**
водоничне везе **274**
водонични циклус **248**
Временска константа **79**
временска резолуција **72**
Вудс-Саксонов потенцијал **163**

Г

Гајгер-Милерова област **78**
Гајгер-Милеров бројач **82**
Гајгер-Наталов закон **190**
Гама зрачење **54**
гама константа **267**
гама спектроскопија **89**, **90**
гасни детектори 74
Гаусова теорема **41**
Гаусов пик 89
генетски ефекти **290**
Геперт-Мајер **169**
гигантска диполна резонанца **149**
Гравитациона интеракција **14**
гравитационо сажимање **246**
грај [Gy] (јединица) **268**
густина енергетских нивоа **150**
густина наелектрисања **123**
густина нуклеарне материје **146**

Д

Двоструки прекид ДНК **281**
двоструко магична језгра **158**
Де Бројљева таласна дужина **123**, **125**, **230**
делта-електрони **102**
детектор зрачења **71**
    диференцијални тип **72**
    електрични тип **72**
    интегрални тип **71**
    оптички тип **72**
детерминистички ефекти **291**
деутеријум-деутеријум реакција **242**
деутеријум-трицијум реакција **243**
дефект масе **113**
деформација језгра **148**
    диполна **149**
    квадрополна **149**
    монополна **149**
    октополна **149**
динода 87
директна интеракција зрачења **275**
директне нуклеарне реакције **226**
дисоцијација молекула алкохола **83**
Диференцијални ефикасни пресек **62**, **219**
Дифузиона комора **100**
дозиметрија **264**
Домет **38**
    алфа честица **38**
    бета честица **45**
домет нуклеарних сила **13**
донорски ниво **92**
дубина потенцијалне јаме **155**
дужина трага **44**, **46**

Е

егзотермне нуклеарне реакције **223**
еквивалентна доза **272**
екситација **33**
експлозија супернове **217**, **259**
експозициона доза **265**
Екстраполирани домет **39**
еластично расејање **223**
електрични диполни моменат **134**
електрични квадрополни моменат **126**, **135**
Електромагнетна интеракција **4**
електрон барн (ebarn) **135**
електронски захват **196**
Елис-Вустеров експеримент **200**
ендотермне нуклеарне реакције **223**
енергетска резолуција **72**
енергетски еквивалент јединичне експозиције **268**
енергетски флукс **268**
енергија везе електрона **42**
енергија везе језгра **113**
енергија везе по нуклеону **114**
енергија издвајања нуклеона **147**
енергија побуде језгра **139**, **147**, **176** , **204**
енергија побуде кристала **85**
енергија прага **224**
енергија реакције **223**
ефекат кисеоника **279**
ефекат спаривања **117**
ефикасни пресек **6**, **7**
ефикасност детектора **72**

Ж

жиромагнетни однос језгра **133**
Жолио-Кири **19**, **196**, **216**

З

закони одржања **222**
закон радиоактивног распада **23**
Закочно зрачење **49**
запреминска енергија **117**
звездана нуклеосинтеза **252**, **256**
зона **92**
    валентна **92**
    проводна **92**
зрачење **31**

И

изобари **12**, **195**
изомери **19**, **179**, **181**
изомерни прелаз **179**
изотони **12**
изотопи **12**
изотопска сепарација **240**
инверзни бета распад **201**
инверзно поларисана диода **93**
интензитет зрачења **39**, **62**, **268**
интеракције **33**
    алфа-честица **36**
    бета-честица **45**
    гама зрачења **54**
интерна конверзија **208**

Ј

Јака интеракција **4**
једноструки прекид ДНК **281**
једночестични модел **173**
једночестични побуђени нивои **176**
језгро мета **215**, **220**
језгро потомак **19**
језгро предак **19**
језгро пројектил **215**
ј-ј спрега **130**
јонизација **33**
јонизациона комора **78**
јонизациони губици **35**
    алфа честица **42**
    бета честица **48**
јонизујуће зрачење **31**

К

кадмијум-хлорид **202**
канали нуклеарне реакције **221**
карактеристично рендгенско зрачење **59**
квант лептонског поља **203**
кири [Ci] (јединица) **25**
Клајн и Нишина **62**
класични радијус електрона **60**
ковалентна веза **274**
Кокрофт и Волтон **225**
колективна кретања **146**, **152**
Комптонова таласна дужина **61**
Комптоново расејање **61**
конверзиона ефикасност **86**
конверзиони електрони **208**
конверзиони коефицијент **209**
константа радиоактивног распада **22**
контактни потенцијал **93**
контролисана фузија **245**
крива преживљавања **283**
Критична енергија **51**
Кулоново расејање **9**
Кулонов потенцијал **242**
Кулонов радијус језгра **123**
Кулоновски потенцијал **163**

Л

лавинско пражњење **81**, **82**
лаке наелектрисане честице **35**
ланац ДНК **279**
ланчана реакција **239**
летална доза **291**
Линеарни атенуациони коефицијент **55**

линеарни енергетски трансфер **271**
линија стабилности **10**
Лоренцова сила **64**, **99**, **110**
луминесцентни центри **85**
луминесценција **5**

М

магична језгра **158**
магични бројеви **158**
магнетни диполни моменат **131**
магнетни квантни број **127**
Мајтнер и Фриш **233**
Максвелова расподела **227**, **244**
маса језгра **110**
Масена спектрометрија **110**
Масени атенуациони коефицијент **55**
масени енергетски апсорпциони коефицијент **269**
мезон **13**, **103**
метастабилно стање **179**, **210**
Мехураста комора **101**
мешана стања **178**
мион **14**, **203**
митоза **286**
модели језгра **144**
- модел јаке интеракције **144**
- модел љусака **157**
- модел независне честице **145**
- модел течне капи **146**
- модел Фермијевог гаса **154**

модератори **239**
Модул вектора момента импулса **126**
Модул вектора спинског момента импулса **128**
Мозлијев закон **119**
моменат импулса **126**
мултиполи **206**
- електричне радијације **206**
- магнетне радијације **206**

мутације **297**
- генетске **297**
- соматске **297**

Н

наелектрисање језгра **119**
напон пробоја **104**
напонски сигнал 76
натријум-јодид 85
нееластично расејање **223**
неконтролисана фисија **239**
неконтролисана фузија **232**
неорганski сцинтилатори 85
непарно-непарна језгра **131**
неутрино **200**
неутрон **8**, **9**, **237**
неутрон суфицитарна језгра **259**
нуклеарни магнетон **132**
нуклеарни реактори **240**
- енергетски **240**
- истраживачки **240**
- нехомогени **241**
- хомогени **241**

нуклеон **9**
нуклеотиди **279**
нуклид **9**

О

област јонизационе коморе **77**
област ограничене пропорционалности **78**
област пропорционалне коморе **77**
област просторног наелектрисања **93**
област рекомбинације **76**, **77**
обогаћење уранијумског горива **240**
огледалска симетрија **137**
Ожеови електрони **60**
орбитални квантни број **127**
орбитални моменти импулса **129**
органски сцинтилатори **85**
острва изомеризма **179**
осцилације облика језгра **153**

П

Пар-ефекат **64**
парно-непарна језгра **117**
парност језгра **137**
Паулијев принцип забране **154**
Период полураспада **27**
пик-ап нуклеарне реакције **231**
пластични сцинтилатори **85**
површинска енергија језгра **147**
позитрон **99**, **195**
позитронски распад **196**
полупроводник n-типа **92**
полупроводник p-типа **92**
полупроводнички детектор **91**
поље нуклеарних сила **122**
потенцијална баријера **193**
потенцијална јама **155**
правоугла потенцијална јама **165**
праг за пар-ефекат **64**
прегрејана течност **71**
презасићена пара **97**
примарна нуклеонсинтеза **252**, **254**
продукти фисије **236**
пропорционални бројач **80**
пропусност баријере **194**
протон **9**
протон-неутронски дијаграм **10**
путања α-честица **6**
путања β-честица **45**

Р

Радерфорд **5**
Радерфорд-Содијев закон померања **195**
радијативна ширина **205**
радијациони губици **45**, **50**

радиоактивни низ **21**
Радиоактивност **19**
радиобиолошки парадокс **291**
радиолиза воде **277**
радионуклид **9**
радиопротектор **288**
радиосензибилизатори **289**
Рајнеса-Коуенов експеримент **201**
расејање алфа честица **119**
расејање електрона **123**
расејање фотона **35**
Расел-Сандерсова спрега **130**
рендген [R] (јединица) **256**
Рендгенско зрачење **54**
р-процес **259**

С

самогасећи детектор **83**
самоусаглашено поље **158**
Својствене вредности оператора енергије **164**
сиверт [Sv] (јединица) **273**
синтеза угљеника **255**
слаба интеракција **14**, **203**
слободни радикали **276**
сложено језгро **226**
соматски ефекти **290**
сопствени моменат импулса **128**
спектар бета честица **199**, **200**
спектар гама зрачења **89**
специфична активност **26**
спин-орбитална спрега **169**
спински квантни број **128**
спински магнетни моменат **132**
спонтана фисија **19**, **187**
с-процес **258**
средња летална доза **283**
Средњи домет **38**
средњи живот нестабилног језгра **22**
средњи јонизациони потенцијал **42**
средњи слободни пут електрона **81**
средњи слободни пут нуклеона **144**, **147**
стабилна језгра **10**
стохастички ефекти **290**
стрипинг нуклеарне реакције **230**
сублетална оштећења **285**, **287**
сцинтилациони детектори 84

Т

таласни фронт **52**
теорија Великог праска **252**
термални неутрони **236**
термонуклеарне реакције **244**, **246**
течни сцинтилатори **85**
Тешке наелектрисане честице **36**
ткиву еквивалентан материјал **270**
Томсонов масени спектрометар **111**
Томсоново расејање **60**
торијум **5**, **153**
Трансмутација **173**
трансурани **173**
тродимензионални хармонијски осцилатор **165**
тунел-ефекат **194**

У

угаона дистрибуција Комптонових фотона **63**
Угаона расподела електрона **58**
угљенични циклус **248**
уранијум **5**, **58**, **153**

Ф

Фазна брзина светлости **52**
фактор гасне мултипликације **80**
фактор дељења **152**
Фактор квалитета **272**
Фермијева функција **124**
Фермијев ниво **155**
Фисија **232**
фисиони неутрони **238**
Фисиони фрагменти **233**
флукс честица **268**
Фљоров **234**
фотодезинтеграција **253**
Фотоелектрични ефекат **56**
фотокатода **87**
фузија **242**

Х

Хан и Штрасман **233**
хематопоеза **291**, **292**
Хемијски састав органских структура **274**

Ц

централно поље **5**, **129** ,**163**
цинк-сулфид **84**
црвени гиганти **255**

Ч

Чедвиг **8**, **220**
Черенковљево зрачење **52**, **263**

Ш

Шмитове линије **182**
Шредингерова једначина **137**, **144**, **155**, **164**
шупљина **92**

CIP - Каталогизација у публикацији
Библиотека Матице српске, Нови Сад

539 . 1(075.8)

КРМАР, Миодраг
Увод у нуклеарну физику / Миодраг Крмар ; [илустрације Раденко Кисић] . - 1 . изд. - Нови Сад : Пиродно-математички факултет, Департман за физику, 2013 (Нови Сад : Грид) . - 301 стр. : илустр . ; 24cm

Тираж 300 . - Библиографија . - Регистар .

ISBN 978 - 86 - 7031 - 250 - 0

а) Нуклеарна физика
COBISS.SR-ID 280008455