

8. ФИЗИКА АТОМСКОГ ЈЕЗГРА

Увод

До сада смо видели да је све што постоји сачињено од свега мање од сто различивих супстанци, које називамо хемијским **елементима**. Видели смо такође да је свака од тих малобројних елементарних супстанци разложива на себи својствене и међу собом идентичне најмање делиће, **атоме** датог елемента, а да је сва невероватна разноврсност природе омогућена изванредном флексибилношћу њиховог узајамног везивања у сложеније системе. Атоми свих елемената имају принципијелно исту структуру; у центру сваког од њих налази се јако мало али тешко, позитивно наелектрисано **језгро**, око кога се, по правилностима које смо формулисали у оквиру квантне механике, у стабилним стањима кретања налази онолико негативно наелектрисаних **електрона** колики је редни број тог елемента у периодном систему елемената. Наелектрисање језгра једнако је суми наелектрисања свих електрона и сваки атом је у свом основном стању, као и целокупна материја, електрично неутралан. Улога атомских језгара се у практично свим појавама у којима атоми у нашем окружењу учествују на овоме и завршава. Она се понашају као инертни безструктурни центри атома, захваљујући чијој стабилности је и атомски састав материје, чак и после евентуалних привремених екскурзија у молекулске везе или различита јонизована стања, репродуцибилан. **Нуклеарни састав материје одређује и њен атомски састав**. Постојање оваквих језгара у атомима је, као што смо видели, откривено по необичном понашању алфа честица при пролазу кроз танке слојеве материјала (Радерфорд, 1911.). Но потоње студије појаве природне радиоактивности, коју је 1896. године открио Анри Бекерел (Henri Becquerel), показале су да, на опште чуђење, језгра имају веома сложену структуру, и да у одговарајућим условима могу да учествују у читавом низу појава о којима до тада нисмо ни слутили да постоје. Проучавање њихових особина и понашања открило нам је да у природи поред **гравитационе** и **електромагнетне** интеракције постоје још две врсте сила, такозвана **јака** и **слаба** интеракција; открило нам је да поред електрона природу сачињава и читав низ других елементарних честица; и омогућило нам је да схватимо токове еволуције неанимиране материје од које је све сачињено, закључно са

стањем у коме је данас опажамо. Научили смо да контролисано (али и неконтролисано) ослобађамо огромну потенцијалну енергију која постоји у језгрима, као и да по жељи мењамо природни елементални састав материје. Две дисциплине физике – **нуклеарна физика** и **физика елементарних честица** – проучавају овај најдубљи ниво структуре материје и ми ћемо се сада посветити проучавању њихових основа.

8.1. ОСНОВНЕ ОСОБИНЕ ЈЕЗГАРА

Састав атомских језгара

Језгра чине две врсте елементарних честица, које су битно различите од електрона (e) – **протони** (p) и **неутрони** (n), које због тога што граде језгра (нуклеус) заједничким именом зовемо **нуклеонима**. **Масе** протона и неутрона око 2000 пута веће су од масе електрона. Електрон стога сврставамо у групу лаких елементарних честица – **лептона**, а протоне и неутроне у групу тешких елементарних честица – **бариона** (на грчком «лептос» = мали, лак; «барос» = тежак). Маса неутрона притом је за мали, али пресудно значајан износ, већа од масе протона. Масу, па и тежину, отуд телима дају практично само језгра атома, док лаки електрони чине њен мали део. Бариони припадају широј класи елементарних честица које називамо **хадронима**, који, за разлику од лептона, имају способност да интерагују **јаким интеракцијама**. **Нуклеарне силе** једна су од манифестација јаке интеракције.

Протон је, надаље, **наелектрисан**, и то једном јединицом елементарног наелектрисиња ($1e=1,6 \times 10^{-19}C$), врсте супротне оној коју поседује електрон, коју ми условно називамо **позитивним** наелектрисињем. Под дејством узајамног електричног привлачења протона и електрона се и изграђује атом. Неутрон, по чему је и добио име, не поседује особину коју називамо наелектрисињем.

У општем случају, дакле, језгро атома елемента који у периодном систему има **редни број Z** садржи Z протона и неки **број неутрона**, кога означавамо са N . Укупан број нуклеона у таквом језгру, $A = Z + N$, називамо **масеним бројем**, из простог разлога што је маса језгра, а тиме практично и маса целог атома, приближно једнака маси једног нуклеона помноженој са A .

Свако језгро је на тај начин у потпуности одређено вредношћу свог редног и масеног броја, односно паром вредности Z и A . Пошто је хемијски симбол елемента еквивалентан редном броју Z језгра, па и одговарајућег атома који се око њега формира, то дату нуклеарно-атомску врсту обележавамо одговарајућим хемијским симболом и масеним бројем A , по савременој конвенцији ознаком:

A Хемијски симбол,

или у скраћеној варијанти као Хемијски симбол- A . Ова ознака може да се прошири и експлицитним додатком редног броја, па и броја неутрона, тако да се олакша читање састава језгра, када се пише у следећој форми:

A_Z Хемијски симбол $_N$.

Примери оваквог означавања су рецимо ^{16}O (или O-16), што читамо као «кисеоник-16», а што нам говори да имамо посла са атомом чије језгро има 16 нуклеона, од којих је 8 протона (јер је редни број кисеоника у периодном систему осам), па тиме и осам неутрона, или ^{235}U (или U-235), што читамо као «уран-235» и што нам говори да језгро тог атома има 235 нуклеона, од чега је 92 протона (јер је редни број урана 92) и $235-92=143$ неутрона. У пуној нотацији ово би се писало као $^{235}_{92}\text{U}_{143}$. Таква нуклеарно-атомска врста одређена бројевима Z и A назива се **нуклидом**, или колоквијално, **изотопом**. У ужем смислу **изотопима једног хемијског елемента** називамо атоме тог елемента који нужно имају исто Z , односно исти број протона, а различито A , односно различит број неутрона, а тиме и различите масе. Језгра са истим бројем нуклеона без обзира на врсту, дакле са истим масеним бројем A , су **изобари**. Сви хемијски елементи имају већи број **изотопа**, од којих неки могу бити **стабилни**, а неки **нестабилни**, односно **радиоактивни**. Сви стабилни изотопи који уопште могу да постоје, укупно око 270 њих, улазе у састав елемената на Земљи, као и педесетак радиоактивних, који на Земљи чине оно што називамо **природном радиоактивношћу**. Велика већина радиоактивних изотопа, њих неколико хиљада, на Земљи не постоји, те их називамо **вештачким радиоактивним изотопима**. Радиоактивна језгра се спонтано, под дејством сила које у њима владају, уз емисију одређених честица трансформишу у друга, стабилнија језгра. Типова радиоактивности има више, а главни су: **бета распад**, **алфа распад**, и **спонтана фисија**. О њима ћемо касније говорити детаљније. Ознака нуклида, односно изотопа, не садржи информацију о његовој стабилности односно нестабилности. И стабилни и

нестабилни изотопи могу у прилично тешко остваривим условима узајамних судара да учествују у разноврсним **нуклеарним реакцијама**, којом приликом могу да претрпе врло разноврсне промене.

Основне особине протона и неутрона

Поред особина које смо раније навели протони и неутрони имају још читав низ особина које им омогућују да граде језгра атома у овом облику у коме постоје. За почетак, и протон и неутрон, као и електрон, имају **спин**, односно сопствени момент импулса, чија је вредност одређена квантним бројем $s=1/2$. Као и све честице које имају полуцели спин, и ове три основне градбене честице материје стога припадају породици **фермиона**. Њихова битна особина је да се два идентична фермиона не могу наћи у истом стању кретања, што је практично еквивалентно макроскопском исказу да се два тела не могу наћи истовремено на истом месту. Ми кажемо да фермиони поштују Паулијев принцип искључења. Спинови нуклеона и њихови орбитни моменти импулса сабирају се у језгрима у укупни момент импулса језгра, кога називамо **спином језгра**. Значај спина проистиче из чињенице да се момент импулса (као и импулс и енергија) у свим процесима **увек одржава**. **Честице и језгра, као и све друго што постоји у природи, могу да учествују искључиво у процесима у којима је укупан збир момената импулса пре процеса једнак њиховом укупном (векторском) збиру после процеса**. Ненарушиви закони одржања истог ранга су, јасно, и закони **одржања енергије (и масе) и импулса**.

Надаље, и протон и неутрон поседују сопствене **магнетне моменте**, што значи да се понашају као мали стални магнети, увек исте јачине. Јединица тог нуклеарног магнетизма, коју називамо **нуклеарним магнетомом**, је за однос маса протона и електрона мања од јединице електронског, односно атомског магнетизма, коју називамо Боровим магнетомом. Магнетни моменти и протона и неутрона износе неколико нуклеарних магнетона, са тим што је код протона овај оријентисан у смеру његовог спина а код неутрона у супротном смеру. Већ чињеница да ненаелектрисани неутрон поседује магнетни момент наговештава да он мора да је састављен од неких наелектрисаних честица, код којих је постојање магнетизма нормална ствар. То је потпуно аналогна ситуација као код нормалне материје која је електрично неутрална али има унутрашњу структуру, због чега испољава магнетне особине. Ово не важи само за неутрон већ и за протон; и он има магнетни момент који не одговара честици

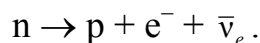
која нема структуру. Испоставља се да су нуклеони сложене честице, сачињене од по три заиста фундаменталне честице које називамо **кварковима**. Кваркови унутар нуклеона интерагују фундаменталним **јаким интеракцијама**, које им не дозвољавају да се икада појаве као слободне честице. О томе, као и о низу других величина које карактеришу нуклеоне и њихово понашање, ћемо још говорити када будемо детаљније разматрали особине елементарних честица. **Магнетни моменти језгара** резултују из сопствених магнетних момената нуклеона и орбитних магнетних момената протона, који су последица њиховог кретања унутар језгара. Појава **нуклеарне магнетне резонанце**, у којој се промена оријентације магнетног момента језгра у спољашњем магнетном пољу индукује апсорпцијом радиозрачења тачно одређене учестаности, користи се за најквалитетније неинвазивно осликавање унутрашњости живог људског тела (**MRI**).

Иначе, протон је, као и електрон, **стабилна честица**, док је неутрон **нестабилан**. **Стабилност** честице је битна карактеристика која говори о њеној способности да се спонтано, под дејством сила које су присутне у њој самој, трансформише у друге елементарне честице (кажемо да се честица «распада») у ситуацији када је она усамљена, односно када не интерагује са другим честицама. Стабилност протона и електрона је њихова главна одредница захваљујући чему су на првом месту и атоми основног и најобилнијег елемента у природи, водоника, такође стабилни. Због своје нестабилности **слободни неутрони у природи не постоје**. Али када се нађу везани у неким одређеним језгрима неутрони могу да буду и стабилни, док за разлику од овога у неким другим језгрима и протони могу да буду нестабилни. До ових промена особина нуклеона у односу на оне које имају када су слободни долази због тога што када се налазе везани у језгру њихово понашање зависи и од особина језгра као целине а не само од њихових индивидуалних особина.

Стабилност слободних честица се иначе потпуно мења када се оне налазе у интеракцији са другим слободним честицама, стабилним или нестабилним. У таквим ситуацијама се свака од њих може трансформисати у неке друге честице, поштујући притом одређена правила која првенствено проистичу из закона одржања величина које их карактеришу. О томе ћемо нужно говорити у следећем поглављу, када будемо детаљније разматрали особине елементарних честица.

Бета распад слободног неутрона

Нестабилност слободног неутрона је прототип нестабилности свих елементарних честица и свих нестабилних (радиоактивних) атомских језгара које се реализују дејством такозване **слабе интеракције**, те ћемо му као таквом сада посветити нешто више пажње. Нестабилност слободног неутрона испољава се у његовој спонтаној трансформацији у протон, електрон и антинутрино, што симболички пишемо као:



Протон и електрон који се стварају овим, такозваним **β -распадом** слободног неутрона, исти су као и сваки други протон и електрон, те се тиме уствари добија атом водоника у невезаном стању. Овај електрон у тренутку стварања поседује значајну кинетичку енергију и још из пионирског доба истраживања природне радиоактивности носи име **β -зрака** (одакле све сличне процесе називамо бета распадима), док је **антинутрино**, или прецизније **електронски антинутрино**, $\bar{\nu}_e$, врста честице коју сада први пут помињемо. Антинутрино је прва **античестица** коју сусрећемо (античестицу означавамо цртицом изнад симбола за њену честицу). Испоставља се, наиме, да свака елементарна честица поседује свог парњака, кога ми, адекватно или не, називамо његовом античестицом. У овом случају основна честица је **нутрино**, кога означавамо као ν_e , а антинутрино је његова античестица. Античестица електрона је антиелектрон, који због нарочитог значаја има и посебно име – **позитрон**, античестица протона је антипротон, неутрона антинутрон, итд. Античестице наелектрисаних честица наелектрисане су супротно од својих честица. Назив «античестица» овакав парњак сваке честице стекао је због основне особине честице и њене античестице да се, при њиховом сусрету, **анихилирају**, односно нестану. Будући да античестица има исту масу као и њена честица, нестанак пара честица-античестица праћен је **креацијом** (стварањем) нових честица чија укупна маса (или енергија, по релативистичкој вези $E=mc^2$) одговара масама несталог пара. Супротно, сваки пар честица-античестица може у одговарајућим условима да се **креира**, уз утрошак енергије који одговара њиховој укупној маси. Овакве трансформације честица, уз поштовање еквиваленције масе и енергије, као и одржање наелектрисања, али и других квантних бројева које честице могу да поседују, нормална су појава у овом најдубљем структурном нивоу материје. Као што ћемо касније видети, антинутрино (односно нутрино) је, као и електрон, **основни лептон** и заједно са њим чини један од основних **дублета**

елементарних честица. У нашој околини неутрино уопште није никаква реткост, напротив – но иако нам са Сунца сваке секунде на сваки квадратни центиметар стиже десетак милијарди неутрина ми, због њихове изузетно мале интеракционе способности, тога уопште нисмо свесни. Као добра илустрација њихове изванредне продорности нека нам послужи чињеница да је тај флукс неутрина са Сунца на сваком месту практично исти и дању и ноћу, што значи да они пролазе кроз целу Земљу практично без интеракције. Због тога их је веома тешко регистровати, а физичари који су тек недавно успели да поуздано измере овај њихов флукс оправдано су награђени Нобеловом наградом. Због ове практичне невидљивости неутрина ми као резултат бета-распада неутрона опажамо само електрон, односно бета-зрак, док протон, због своје велике масе, са веома малим узмаком практично наставља да се креће онако како се дотле кретао неутрон. Античестице иначе, због неминовне анихилације са својом честицом, у нашем свету не постоје. Антинеутрино је, због своје слабе интеракционе способности једини изузетак; једном створен, он наставља да практично бесконачно лута кроз природу.

Енергетика нуклеарних процеса

Распад неутрона одвија се по правилностима својственим свим појавама у микросвету. Будући да је енергија овде главна опсервабилна величина размотримо за почетак услове који омогућавају да се ова трансформација деси спонтано, односно без икакве интеракције са околином, одакле би иначе могла да се обезбеди енергија за одвијање оваквог процеса. Једина резерва енергије у таквој ситуацији налази се у вишку масе почетне честице (или везаног система честица) у односу на масу свих честица које се стварају као резултат њене спонтане трансформације. Ту залиху енергије за дати процес, која је једнака збиру свих маса учесника у процесу пре његове реализације помноженом квадратом брзине светлости, $m_i c^2$, умањеном за збир свих маса учесника после његове реализације, $m_f c^2$, називамо **Q-вредношћу процеса**:

$$Q = m_i c^2 - m_f c^2 = (m_i - m_f) c^2.$$

Дакле, ако је Q-вредност за дати процес позитивна тај процес може да се одвије спонтано, без додавања енергије од стране неке спољашње интеракције. Те процесе у којима се на рачун масе система ослобађа енергија називамо **егзоенергетским**. Поред спонтаних **распада** честица и језгара у овакву врсту процеса спадају и многобројне **реакције** између слободних

честица и језгара. Ако је Q -вредност за неки процес негативна, односно ако је почетна (иницијална) маса мања од крајње (финалне), процес не може да се одвије спонтано већ се за његово одвијање неком спољашњом интеракцијом мора уложити енергија која је једнака **бар** Q -вредности. Такве процесе у којима се на рачун унешене кинетичке енергије ствара нова маса називамо **ендоенергетским**. Отуд је за активно испитивање понашања и индуковање промена у језгрима битно да честицама можемо да саопштавамо енергије које су потребне да би се неки процес десио. Пошто се то директно може радити практично само са наелектрисаним честицама у електричним пољима, једина јединица за енергију коју у овим областима користимо је **електрон-волт**. Да се подсетимо, то је енергија коју добије честица која има једну јединицу елементарног наелектрисања када пређе разлику потенцијала од једног волта. Као што ћемо видети, за разлику од молекулских и атомских појава у којима су карактеристичне енергије реда електрон-волта, у нуклеарним појавама карактеристичне енергије су реда MeV , док су у честичним појавама типичне енергије реда GeV . Ово су огромне енергије и честицама се могу саопштавати уз велике техничке потешкоће у комплексним инсталацијама које називамо **акцелераторима**.

Због ове потпуне еквиваленције масе и енергије, и њиховог сталног приметног узајамног трансформисања, по релацији $m = E/c^2$, у нуклеарним и честичним појавама уобичајено је да се **маса честица и језгара не изражавају у јединицама за масу, већ у јединицама за енергију, дељеним са c^2** . Када кажемо «маса електрона» на тај начин притом мислимо на вредност масе електрона која је помножена квадратом брзине светлости, што је вредност еквивалентне енергије изражена у джулима, па је затим претворена у електрон-волте, и коначно, да би имала димензије масе, приказана као тај износ енергије подељен са c^2 . Тако изражена **маса електрона**, m_e , износи $511 \text{ keV}/c^2$, што се колоквијално каже само « 511 keV », **маса протона**, m_p , једнака је $938.27 \text{ MeV}/c^2$, а **маса неутрона**, m_n , једнака је $939.57 \text{ MeV}/c^2$, што је за $1.3 \text{ MeV}/c^2$ веће од масе протона. Неутрино (и антинеутрино) има јако малу масу, не већу од једног електрон-волта, и њу обично занемарујемо.

Енергија која се ослобађа у распаду неутрона, у складу са дефиницијом Q -вредности, на тај начин износи:

$$Q = [m_n - (m_p + m_e)] c^2 = 789 \text{ keV}.$$

Ту енергију деле међу собом све три честице које се формирају у коначном стању; протон, електрон и антинеутрино, али због велике масе, иако носи импулс поредљив са електроном и неутрином, протон односи занемарљиву енергију. Електрон и антинеутрино стога ову енергију деле статистички међу собом, тако да електрон (односно бета-зрак) не носи увек исту енергију, већ је може имати у интервалу од нуле па до Q -вредности. Посматрајући електроне, које једино из овог процеса и опажамо, сваки пут им видимо другу енергију. Кажемо да **бета зрачење има континуирани спектар**, који се пружа од нуле па до максималне енергије бета спектра, која је практично једнака Q -вредности распада. Да бисмо стекли представу о износу ове енергије, која је типична за нуклеарне процесе, сетимо се да је то енергија коју би електрон добио када би у електричном пољу прешао разлику потенцијала од читавих 789 000 волти, коју је иначе технички практично немогуће одржати на систему електрода које би формирале поље у коме би се електрону вештачки могла саопштити толика енергија.

Од принципијелног интереса овде је чињеница да је притом немогуће предвидети када ће се појавити која енергија електрона; једино што је и теоријски и практично предвидиво је **вероватноћа** да се електрон појави са енергијом у датом интервалу вредности. Ако посматрамо већи број распада та вероватноћа се манифестује као број електрона са енергијама у том интервалу у односу на укупан број регистрованих електрона са свим могућим енергијама. У случају континуираног спектра то је манифестација типа законитости које владају микросветом, које именујемо збирним термином **статистичког детерминизма**. Као и увек када имамо посла са вероватноћама, оне се тим поузданије остварују као релативни број датих догађаја што је укупан број реализација већи. Када је број реализација врло велики, као што је случај у свим макроскопским појавама које су компоноване од огромног броја микроскопских догађаја, вероватноће постају извесност.

Појава неке честице, која најчешће има значајну енергију, и која се јавља као резултат спонтане трансформације нестабилног система, очигледан је знак да се та трансформација одиграла. Те честице које се емитују из ових процеса најчешће називамо **зрачењима** (алфа и бета честице, односно алфа, бета и гама зрачење). Број регистрованих честица дате врсте и дате енергије говори о броју трансформација дате врсте који се одиграо у ансамблу система који се налази пред нама. Ако се за разлику од бета распада при распаду у финалном стању добијају само две честице (као рецимо у алфа распаду) онда оне у складу са законима одржања енергије и импулса увек односе исте делове Q -вредности, односно укупне енергије која им стоји на располагању. Пошто тада обично опажамо само лакшу честицу, као дато «зрачење», увек је видимо са истом енергијом. Тада кажемо да то зрачење има **линијски**, или **дискретан спектар**.

Масе језгара иначе изражавамо и у **атомским јединицама масе**. Једна такозвана унифицирана атомска јединица масе, чији је симбол «u», једнака је по дефиницији тачно једној дванаестини масе атома ^{12}C . Притом важи веза $1\text{u}=931,5\text{ MeV}/c^2=1,66\times 10^{-27}\text{kg}$.

Следећа битна особина распада неутрона, па и свих других распада, је темпо којим се тај спонтани процес одвија. И он се овде манифестује у складу са статистичко-детерминистичким карактером законитости у микросвету. Правилност по којој се то дешава позната је под именом **закон радиоактивног распада**.

Закон радиоактивног распада

Претпоставимо да на једном месту постоји N_0 неутрона, или било којих других нестабилних, односно радиоактивних честица или језгара. Тада се за сваку такву нестабилну врсту може дефинисати за њу специфичан интервал времена за који ће половина од тог почетног броја доживети неки за њу карактеристичан распад. Тај интервал времена зовео **временом (или периодом) полураспада** (или само **полуживотом**) и означавамо га са $T_{1/2}$. Оно што је притом битно је да предисторија тих N_0 система нема никаквог утицаја на темпо овог процеса; без обзира колико раније пре тога ти системи настали, током једног времена полураспада распашће се њих половина. То значи да ће се током следећег интервала од једног времена полураспада опет распасти половина од оног броја који је био присутан на његовом почетку, и тако даље, и тако даље. Ако са $N(nT_{1/2})$ означимо број система који је остао читав по истеку n времена полураспада, где је n цео број, онда ово можемо преточити у низ израза који гласе:

$$N(1T_{1/2})= N_0/2^1, \quad N(2T_{1/2})= N_0/2^2, \quad N(3T_{1/2})= N_0/2^3, \quad \dots, \quad N(nT_{1/2})= N_0/2^n$$

Последњи од ових израза, до кога смо стигли индукцијом, и представља **закон радиоактивног распада** у специјалном случају када је време које је протекло од почетка посматрања једнако целобројном умношку времена полураспада. После протеклих 10 времена полураспада, на пример, остаће нераспаднут $2^{10} = 1024$ -ти део почетног броја система. У општем случају, ако протекло време од почетка посматрања није једнако целобројном умношку времена полураспада, ово се, уз уобичајену смену са основе 2 на основу природних логаритама $e = 2,719$, може написати као:

$$N(t) = N_0 / 2^{t/T_{1/2}} = N_0 \times 2^{-t/T_{1/2}} = N_0 \times e^{-\ln 2 \times t / T_{1/2}} = N_0 \times e^{-\lambda t}$$

где смо са:

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = 0,693 / T_{1/2},$$

опет како је уобичајено, означили такозвану **константу распада**. Будући реципрочна времену полураспада она има димензије [1/s] и представља **сталну вероватноћу** да се у јединици времена (обично у једној секунди, за $t \ll T_{1/2}$ и $T_{1/2} \gg 1s$) распадне сваки од система о коме се ради. Другим речима, то уствари значи да микроскопски нестабилни системи **не старе**; вероватноћа да ће stradати у датом интервалу времена увек је иста. Такође, вероватноће распада појединачних система потпуно су међусобно **независне**; распад једног система никако не утиче на распад било ког другог. Због тога ће, ако у неком тренутку времена постоји $N(t)$ таквих система, **укупна вероватноћа А** за распад у једној секунди унутар тог ансамбла бити једноставно једнака збиру вероватноћа за распад сваког од њих појединачно, односно:

$$A = \lambda N(t) = 0,693 N(t) / T_{1/2}.$$

У такозваној фреквенционистичкој интерпретацији вероватноће ово представља очекивани број распада у ансамблу од N идентичних система у једној секунди – то је увек λ -ти део од тренутно присутног броја система. То је **активност** тог ансамбла, што у случају радиоактивних атома називамо **активношћу радиоактивног извора**. Из горње дефиниције јасно је да и активност **опада са временом** на исти начин као и број још увек нераспаднутих система, $N(t)$, на пример:

$$A(t) = A_0 / 2^{t/T_{1/2}} = A_0 \times 2^{-t/T_{1/2}} = A_0 \times e^{-\ln 2 \times t / T_{1/2}} = A_0 \times e^{-\lambda t},$$

где је $A_0 = \lambda N_0$ **почетна активност**, у тренутку $t = 0$. Ова експоненцијална зависност приказана је на слици 8.1.

Активност је мерљива физичка величина, коју изражавамо у **бекерелима** [Bq]. Активност од 1 Bq има радиоактивни извор у коме се догађа један распад у секунди. На основу горње дефиниције такав извор садржи $1/\lambda \approx T_{1/2}[s]/0,7$ радиоактивних атома. То је веома мала и тешко мерљива активност, тако да се у пракси најчешће користе њени умношци, kBq, MBq, GBq, и.т.д. Надаље, видимо да исти број атома (исто N)

различитих радиоактивних изотопа (различно λ , односно $T_{1/2}$) има различиту активност. Величина која о овоме говори је **специфична активност**, која је једнака активности јединичне количине радиоактивног изотопа.



Слика 8.1

Овде треба учинити неколико важних напомена. Као прво, овај карактер распада нестабилних система је њихово унутрашње својство, независно од већине услова у којима се овакви системи могу налазити. То значи да ће се укупан број ових система који у датом тренутку постоји било где у природи, а не само онај узорак који се евентуално тада налази пред нама, по истеку једног времена полураспада преполовити. Конкретно, пошто је време полураспада слободног неутрона негде око 10 минута, следи да ће после десетоструког времена, дакле после око сат и по, у целој Вациони остати само хиљадити део оног броја који су постојали на почетку тог интервала времена. Затим, треба знати да различити нестабилни системи имају врло различита времена полураспада, односно константе распада. Оне са кратким временима полураспада зовемо **краткоживећим**, односно врло нестабилним, а оне са дугачким зовемо **дугоживећим**, и за њих кажемо да су стабилнији. Из горње дефиниције активности видимо да **дугоживећи изотопи имају малу специфичну активност, а краткоживећи велику**. И један и други појам су, јасно, релативни; од нестабилних елементарних честица неутрон је најдугоживућији, а међу радиоактивним нуклидима има екстремно краткоживећих, који живе делове секунде, и екстремно

дугоживећих, који живе милијарде година. Дугоживећа активност јако споро опада са временом и током једног људског века немогуће је опазити њено смањење. У пионирским данима проучавања дугоживеће природне радиоактивности, док нам је суштина ове појаве била потпуно непозната, чинило се да имамо посла са перпетуум мобилеом – супстанца је, без икаквог улагања енергије, практично несмањеним интензитетом стално емитовала честице високих енергија.

Коначно, будући да се о распаду може знати само његова вероватноћа, следи да је у свим овим појавама могуће предвиђање само понашања ансамбла идентичних система, рецимо у складу са законом радиоактивног распада. Он нам на тај начин уствари говори о **промени средњег броја нестабилних система са временом**, док је предвиђање конкретног тренутка распада сваког појединачног система, у складу са доктрином статистичког детерминизма, принципијелно немогуће. Пошто је појава аутентично статистичка то број догађаја који се десе за дато време флукутира око средње вредности која се једина класично детерминистички понаша. Величина те флукутације, коју називамо **статистичком грешком**, једнака је **квадратном корену из средње вредности броја догађаја**, и она расте са бројем догађаја. **Релативна флукутација**, међутим, која је једнака $\sqrt{n}/n = 1/\sqrt{n}$, када број догађаја n расте тежи нули, што значи да тачност нашег познавања појаве, па и способност њеног предвиђања, расте са повећањем броја регистрованих догађаја. Конкретно, ако знамо колико система посматрамо, односно колико је N , и ако за неко време t региструјемо n распада, са статистичком грешком \sqrt{n} , одатле можемо одредити активност као $A = n/t$, са грешком $\Delta A = \sqrt{n}/t$, па затим и константу распада као $\lambda = A/N$, са релативном грешком, односно тачношћу, $\Delta\lambda/\lambda = \Delta A/A = 1/\sqrt{n}$. Пошто је битна величина која описује процес управо константа распада, то наше познавање процеса расте са повећањем броја регистрованих догађаја. Овај пак са своје стране расте или повећањем времена посматрања, или повећањем броја система чији распад посматрамо, односно повећањем активности.

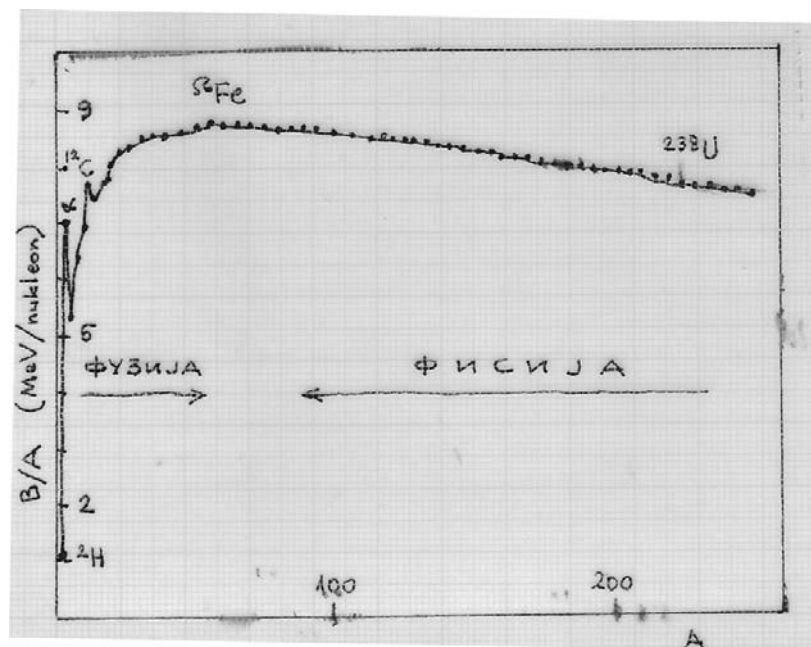
Енергија везе и дефект масе језгра

И стабилна и радиоактивна језгра изграђена су од нуклеона принципијелно на потпуно исти начин. Која комбинација броја протона и неутрона ће бити стабилна а која радиоактивна притом зависи од више фактора, али онај који о томе пресудно одлучује је енергија којом су нуклеони у датом језгру везани. За почетак, јасно је да ће језгро бити тим стабилније што су нуклеони који га чине јаче везани. Са друге стране видели смо да је предуслов да процес буде спонтан да има позитивну Q -вредност, односно да масе пре процеса морају бити веће од оних на крају. Ово већ наговештава да већа енергија везе резултује у мањој маси, и обратно. Кључни појам **енергије везе** у микросвету има следеће значење. Када се две честице деловањем неке привлачне силе између њих вежу у систем у коме се налазе у квантном стању кретања са дефинисаном негативном вредношћу енергије, та енергија је истовремено и енергија везе тог система. То значи да за поновно ослобођење честица из тог везаног система треба за раскидање те везе од споља уложити **бар** толику енергију. Но, одржање енергије захтева да, ако за

одвијање процеса у једном смеру треба уложити неку енергију, приликом одвијања тог процеса у супротном смеру тај исти износ енергије мора да се ослободи. У овом случају то значи да се при везивању везивна енергија мора да ослободи, односно да се у неком виду емитује из система. То се заиста и догађа, и **везивна енергија се при везивању свих система ослобађа** у виду електромагнетног зрачења, односно одређеног броја фотона, одговарајуће укупне енергије. **Свака везивна енергија која је емитована из система одражава се као одговарајуће смањење укупне масе система;** што је такође само једна од манифестација еквиваленције енергије и масе. При формирању чврстих тела, на пример, која су најслабије везани системи атома и молекула, везивна енергија ових саставних честица ослобађа се у виду фотона врло ниских енергија које одговарају инфрацрвеном зрачењу, чија апсорпција у самом материјалу резултује у његовом загревању, што ми називамо ослобађањем топлоте очвршћавања. При везивању атома у молекуле енергије везе крећу се до неколико електрон-волта, што одговара фотонима видљиве светлости. Везивање електрона за атоме ослобађа већ значајније али различите енергије везе, у зависности од редног броја атома, као и од стања у које се електрон везује. Најслабије везани, валентни електрони, су у свим атомима везани сличним енергијама везе, реда десетак електрон-волти. Фотони ових енергија, који се емитују при везивању у ова стања, припадају области ултраљубичастог зрачења. Због потреба каснијег излагања напоменимо да су то самим тим најмање енергије које је потребно уложити за **јонизацију атома**. У тешким атомима енергије везе најјаче везаних електрона пењу се до стотинак keV, а фотони тих релативно великих енергија по дефиницији припадају области X-зрачења. Нуклеони су у језгрима везани огромним енергијама од око 8 MeV по једном нуклеону, што око сто пута превазилази највеће енергије везе електрона у атомима. Фотоне који односе ову енергију из језгара при њиховом формирању називамо, као и сво електромагнетно зрачење које се емитује из језгара, **гама зрачењем**. Тих 8 MeV чини око један хиљадити део масе самог нуклеона, изражене у MeV/c², а узето за све нуклеоне у једном језгру то такође представља практично и један хиљадити део масе целог атома. У свим везаним системима, осим у језгрима, због слабих сила које везују честице овај је губитак енергије, односно масе система, практично немерљиво мали. Нуклеарна енергија везе се, међутим, мерљиво одражава на масу материје, и ми одговарајући губитак масе зовемо **дефектом масе**. Ако је укупна енергија везе језгра од A нуклеона једнака B, дефект масе тог језгра је B/c², што значи да је маса језгра једнака простом збиру маса свих A нуклеона, смањеном за овај износ. Видимо коначно да јаче везани системи заиста имају мању масу, те да се слабије везани системи, због своје веће масе а тиме и због позитивних Q-вредности,

могу распадати у јаче везане, стабилније системе, мање масе. Ова велика енергија везе језгара је и главни разлог због кога језгра не учествују у већини појава у којима материја учествује на атомском нивоу, на коме су енергије недовољне да узрокују било какве промене у језгрима.

Ми смо за потребе процена до сада узимали да енергије везе по једном нуклеону у језгрима износе око 8 MeV. Ово се, међутим, од језгра до језгра разликује. Те разлике нису велике али се показује да су оне пресудне за њихово узајамно понашање. Да ли ће дато језгро бити стабилно, или на одређени начин радиоактивно, зависи првенствено управо од детаљних вредности енергија везе, односно маса, тог језгра и његових суседа. Емпиријске вредности **енергије везе по нуклеону у функцији од масеног броја језгра**, односно од броја нуклеона у њему, су за сва стабилна језгра (њих 270) приказане на **слици 8.2**. График ове зависности приказан је као непрекидна линија иако његове вредности постоје само у целобројним вредностима A , са тим што су вредности за нека карактеристична језгра посебно означене. Неколико битних особина ове зависности одмах упадају у



Слика 8.2

очи. За почетак, видимо да та крива има максимум, који се налази негде око $A=60$, у околини гвожђа, у коме се вредност енергије везе по нуклеону приближава 9 MeV. У складу са нашим општим разматрањем о стабилности то значи да су у тој околини језгра најстабилнија. Код лаких језгара енергија

везе по нуклеону брзо расте са порастом A , док код тешких језгара са порастом A она споро опада. Пошто процеси имају позитивне Q -вредности када је енергија везе по нуклеону у финалним производима већа него у почетним језгрима, то су и процеси **фузије** (спајања) лакших језгара у тежа, и процеси **фисије** (цепања) тешких језгара на лакша језгра, **егзоенергетски**. Даље, видимо да код лакших језгара енергија везе по нуклеону јако варира од језгра до језгра, и да је за језгра са парним бројем и протона и неутрона (такозвана парно-парна језгра) приметно већа него за она са непарним бројем протона и неутрона (непарно-непарна језгра). Ове опсервације биће нам од користи када будемо детаљније разматрали различите нестабилности језгара, као и особине нуклеарних сила.

Димензије језгара

Прву информацију о димензијама језгара добили смо још у изворним Радерфордовим експериментима који су рађени у периоду од 1908. до 1911. године, у којима је закључено да језгро атома уопште и постоји. Расејање **алфа честица**, везаног система два протона и два неутрона који се емитује из неких природно радиоактивних изотопа, на танким фолијама злата, постало је прототип за сва каснија испитивања особина и језгара и елементарних честица. На основу броја алфа честица које су регистроване под различитим угловима у односу на њихов упадни правац закључено је да у фолији постоје места на којима су сконцентрисани и сва маса и сво позитивно наелектрисање атома.

Као што знамо, електрични потенцијал тачкастог наелектрисања $+Ze$ у функцији растојања r до његовог центра једнак је:

$$V(r) = Ze/4\pi\epsilon_0 r$$

па је потенцијална енергија алфа честице која има наелектрисање $+2e$ и која се у датом тренутку налази на растојању r од центра тог потенцијала једнака:

$$U(r) = 2Ze^2/4\pi\epsilon_0 r.$$

Посматрајмо алфа честицу која је на бесконачном растојању од језгра имала одређену и познату кинетичку енергију T_α (која је релативно велика и једнака око 6 MeV) и потенцијалну енергију нула, и која се креће централно према неком језгру у фолији. Таква честица ће под дејством одбојне Кулонове силе језгра успоравати, кинетичка енергија ће јој са приближавањем језгру опадати и прерастати у потенцијалну. Коначно, на неком растојању d од језгра према коме се креће ће се и зауставити, кинетичка енергија ће јој тада бити нула а целокупна енергија ће јој се састојати од потенцијалне енергије у тој повратној тачки у електричном пољу језгра. Кажемо да је честица од споља ударила у **Кулонову баријеру**. Затим ће, убрзавајући под дејством одбојне електричне

силе, почети да се враћа тачно у правац из кога је и дошла (погледајте слику 8.3 на којој је приказан енергијски дијаграм овог процеса). Ову појаву називамо **расејањем уназад**. Одржање укупне енергије, које смо овако описали речима, може да се запише као:

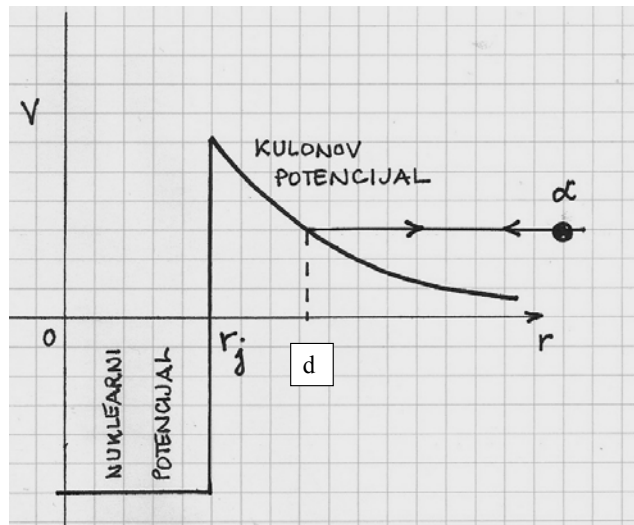
$$T_{\alpha}(r = \infty) = U(r = d) = 2Ze^2/4\pi\epsilon_0d.$$

Одавде лако налазимо најмање растојање d до кога алфа честица дате енергије T_{α} уопште може да приђе језгру са оваквим особинама:

$$d = 2Ze^2/4\pi\epsilon_0T_{\alpha}.$$

У овом изразу знамо све вредности које у њему фигуришу те, ако заиста опазимо да се неке алфа честице враћају уназад, можемо да нађемо растојање на које су пришле језгрима. Замењујући бројне вредности:

$$Z_{Au}=79, \quad e=1,6 \times 10^{-19}C, \quad \epsilon_0=8,85 \times 10^{-12}F/m, \quad T_{\alpha}=6 \text{ MeV}=6 \times 1,6 \times 10^{-13}J$$



Слика 8.3

налазимо да је $d = 3,8 \times 10^{-14} \text{ m} = 38 \text{ fm}$ (fm овде означава «фемтометар», $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$, али истовремено и «ферми», што је због своје адекватности једина јединица за дужину која се користи у нуклеарној физици и физици честица). То што се све до ових растојања не примећује да се потенцијал на коме се алфа честице расејавају разликује од Кулоновог, значи да је радијус језгра, а тиме и домет нуклеарних сила под чијим дејством се језгро формира, мањи од ове вредности.

Овде је на месту учинити напомену о релативистичким ефектима у нуклеарним и честичним појавама. Иако специјална теорија релативности једина исправно описује све појаве у природи, о чему рецимо сведочи стално трансформисање масе у енергију и обратно, ипак се у задовољавајућој апроксимацији у описивању многих појава може да користи и класична механика. Критеријум за коришћење класичне механике је да кинетичке

енергије буду знатно мање од маса честица. Будући да је маса електрона једнака око 0,5 MeV то је електрон на готово свим релевантним енергијама у нуклеарним и честичним појавама релативистички. Нуклеони међутим, са масама реда GeV, су на типично нуклеарним енергијама које износе до десетак MeV, практично потпуно нерелативистички, и за њихов опис можемо користити класичну механику. На вишим енергијама, релевантним за честичне појаве, и њих морамо да третирамо релативистички.

Велики број разноврсних каснијих експеримената, нарочито оних са расејањем разноврсних честица различитих енергија на језгрима, омогућио је да се димензије језгара одреде много тачније. Сви ти резултати говоре да се радијуси свих језгара могу веома задовољавајуће описати изразом:

$$r = r_0 A^{1/3},$$

где је A масени број датог језгра, а константа $r_0 \approx 1,2 \text{ fm}$, тако да се и радијус језгра сачињеног од датог броја нуклеона добија у фемтометрима. За злато, које има $A=197$ налазимо да је $r = 7 \text{ fm}$, што је заиста мање од горње вредности растојања на које алфа честица од 6 MeV може да приђе том језгру.

Ово је око 5 пута мање од радијуса језгра, те алфа честица треба да има енергију реда 30 MeV да би досегла до нуклеарног потенцијала, и променила карактер расејања. Оволике енергије из радиоактивних распада не постоје, и експерименти из којих су на овакав начин одређени радијуси језгара морали су да сачекају развој одговарајућих акцелератора честица.

Из горњег израза можемо да видимо неколико ствари. Прво, видимо да и најтежа језгра, са око 250 нуклеона, немају радијусе веће од око 8 fm, односно од око 10^{-14} m . Пошто су типичне димензије атома, односно расподела вероватноћа за налажење електрона око језгра, реда 10^{-10} m , видимо да су језгра за фактор реда 10000 мања од атома који се око њих формирају. То је други разлог због кога језгра практично не учествују у атомским процесима. Пошто **вероватноћа да један систем интерагује са другим** зависи од површине коју један другом излажу, што описује величина коју називамо **пресеком**, пресеци за атомске интеракције су типично реда $(10^{-10} \text{ m})^2 = 10^{-20} \text{ m}^2$, док су пресеци за нуклеарне интеракције реда $(10^{-14} \text{ m})^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$. Пресеци за нуклеарне интеракције су дакле око сто милиона пута мањи од оних за атомске, а то значи да честица која се креће кроз материју на сто милиона интеракција са атомима само једном интерагује са неким језгром. Због тога је нуклеарни састав материје, на срећу, у

природним условима тешко променљив. Иначе, јединица за пресек која се због погодности једина користи у нуклеарној физици и физици честица је **барн** (“b”) који је једнак управо 10^{-28}m^2 .

Друго, израз за радијус језгра говори много и о њиховој структури. Ако претпоставимо да је језгро сферног облика, што се показује као добра апроксимација, па нађемо његову запремину, која је једнака $4\pi r^3/3$, добићемо да је она директно пропорционална масеном броју језгра:

$$V = \text{const} \times A$$

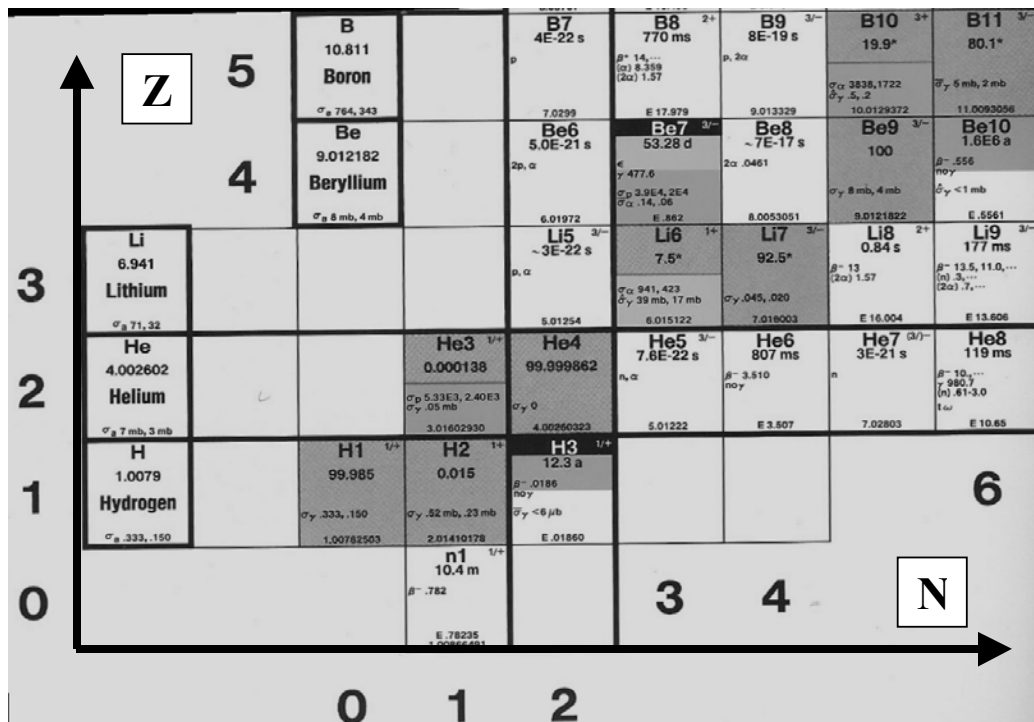
Ова једноставна релација нам говори да запремина језгра расте са порастом броја нуклеона, односно да је нуклеарна материја **нестисљива**, или што је исто, да сва језгра имају **исту густину**. Будући да се ово поклапа са главном особином течности, то је основа за такозвани **модел течне капи језгра**. О њему ћемо нешто више рећи касније.

Нуклеарне силе

Пошто се у језгрима истоврсно наелектрисани протони налазе на веома малим растојањима то међу њима делују веома јаке одбојне електричне силе. Чињеница да су нуклеони упркос тога у језгрима веома јако везани и навела нас је да схватимо да међу њима мора да делује још нека јака привлачна сила која би за ово била одговорна. Ту смо силу из разумљивих разлога првобитно назвали **нуклеарном силом**. Када се испоставило да кваркови унутар нуклеона интерагују фундаменталном **јаком интеракцијом**, постало је јасно да нуклеарна сила није нека посебна сила, већ да је то само такозвана резидуална, заостала, сила од јаке интеракције међу кварковима (слично као што је сила међу атомима која формира молекуле уствари резидуална сила електромагнетне интеракције која изграђује атом). Особине ове нуклеарне силе веома се разликују од особина гравитационе и електромагнетне силе које смо тако добро упознали проучавајући особине макросвета. Као што смо већ казали, постојање великог броја распада елементарних честица као и распада читавог низа језгара (такозваних бета распада) захтева постојање још једне, четврте, интеракције чије се постојање у макросвету такође практично никако не манифестује – коју смо назвали **слабом интеракцијом**. О њој ћемо више говорити нешто касније.

Особине нуклеарних сила најбоље ћемо разумети ако погледамо каква све језгра постоје и какве су им основне особине. Сва постојећа језгра, заједно

са њиховим основним особинама приказују се у такозваној **карти нуклида** или **карти изотопа**. То је раван у којој је положај сваког језгра одређен са две целобројне координате, својим бројем неутрона, N , и својим бројем протона, Z . Сваком језгру припада квадратић јединичне стране, у коме се налазе и основни подаци о њему. Карта изотопа је за свет језгара практично оно што је периодни систем елемената за свет атома. Обе осе карте изотопа почињу од нуле. Почетак карте изотопа приказан је на слици 8.4. Прву тачку са координатама $(1,0)$ заузима неутрон, који због своје



Слика 8.4

електричне неутралности не представља аутентично атомско језгро. Он се често због тога назива нултим елементом, и као такав је први радиоактивни изотоп у карти изотопа. Као и код свих радиоактивних изотопа у његовом квадратићу пише његово **време полураспада** (овде 10,4 минута), као и **тип радиоактивности** (бета минус). Следећи квадратић је онај са координатама $(0,1)$, кога заузима протон, односно језгро такозваног лаког водоника, који има ознаку ^1H . Будући да је то стабилни изотоп водоника ту се, као и код свих стабилних изотопа, налази његова **изотопска обилност**, која у овом случају износи 99.985%. Изотопска обилност говори о процентуалном уделу датог стабилног изотопа у укупном изотопском саставу датог елемента. Водоник има још један стабилни изотоп, чије језгро осим једног протона садржи и

један неутрон, чија је ознака ${}^2\text{H}$. Његова изотопска обилност је 0.015%, што значи да од 100 000 атома водоника 99 985 њих у језгру има само један протон, а свега њих 15 има језгро у коме се поред протона налази и један неутрон. Иако се обично изотопима не дају посебна имена, изотопи водоника су због посебног значаја изузетак. Изотоп ${}^2\text{H}$ се за разлику од изотопа ${}^1\text{H}$ који се зове **лаки водоник** зове **тешки водоник**, или **деутеријум**, а његово језгро, веза протона и неутрона, **деутерон**. Деутеријум се још обележава са D, а деутерон са d.

Деутеријум је у атомском смислу исти што и лаки водоник и учествује у свим атомским активностима готово на исти начин. Једина разлика у понашању потиче од разлике у маси атома, која је за деутеријум два пута већа. Поред јако мале разлике у оптичким спектрима и покретљивост атома је зато различита, па је и брзина одвијања разних физичко-хемијских процеса, као што је на пример дифузија, зато различита. Користећи процесе у којима ове разлике долазе до изражаја могуће је мењати природни изотопски однос, што називамо **изотопским обогаћивањем** односно **осиромашењем**, па чак извршити и потпуну **изотопску сепарацију**. Вода у којој се у сваком молекулу налазе атоми деутеријума, чија је хемијска формула D_2O , назива се **тешка вода**, и због својих нуклеарних особина представља стратешки материјал. Изотопе тежих елемената је, због мање релативне разлике у маси, далеко теже обогаћивати и сепарисати. Најтеже изводљива али и најважнија је сепарација уранових изотопа, када по уделу изотопа U-235 у односу на природни садржај, разликујемо **обогачени** и **осиромашени уран**.

Енергија везе протона и неутрона у деутерону износи свега 2,2 MeV и то је најслабије везано језгро. Остали системи од два нуклеона уопште и не постоје – ни два протона (такозвани ди-протон) ни два неутрона (ди-неутрон) уопште не могу да се вежу. Ове особине ди-нуклеонских система већ нам много говоре о особинама нуклеарних сила, али грађа и особине тежих језгара говоре још више. За почетак, водоник има још један изотоп, ${}^3\text{H}$, у чијем језгру се осим протона налазе и два неутрона. Овај изотоп се назива **трицијум**, и означава са T, а његово језгро **тритон**, које се означава са t. Тај додатни неутрон у трицијуму је слабо везан, због чега је маса трицијума већа но код атома у коме би тај неутрон био замењен протоном, што је иначе грађа која одговара атому стабилног изотопа елемента радног броја 2, хелијума, са ознаком ${}^3\text{He}$. Пошто бета распад, односно процес који би остварио тај прелаз из стања веће масе у стање мање масе заиста и постоји, онда се он и догађа. Трицијум је због тога бета-минус радиоактиван, а темпо распада се у складу са промењеним условима у којима се нуклеони налазе, разликује од темпа распада слободног неутрона. У случају трицијума, код кога је Q-вредност за овај распад свега 18 keV, време полураспада износи дванаест година. Симболички, тај распад пишемо као:



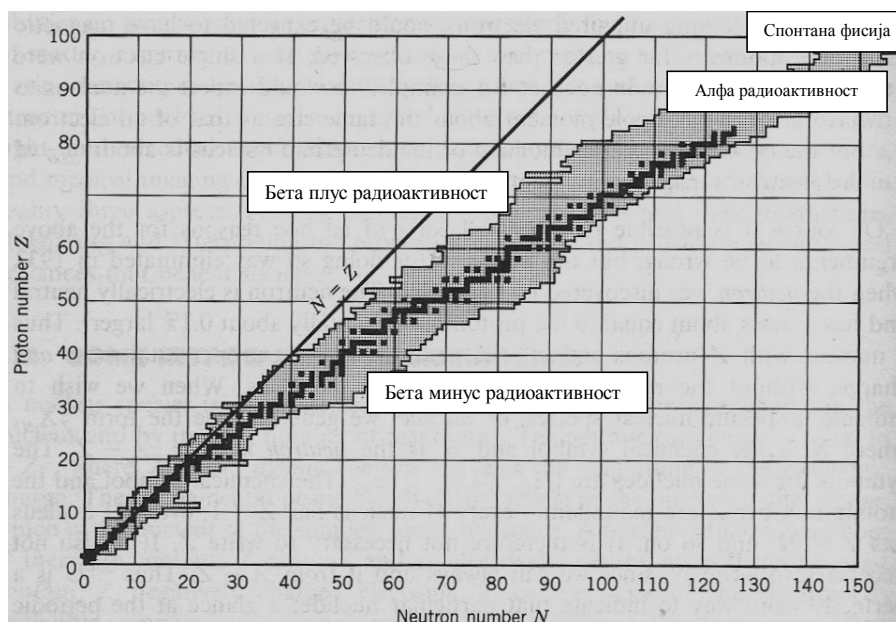
Трицијума зато на Земљи нема (осим извесне мале равнотежне количине коју космички зраци у високим слојевима атмосфере у нуклеарним реакцијама са језгрима атома атмосферских гасова стално производе). Следећи стабилни изотоп који постоји је опет стабилни изотоп хелијума, ^4He . Изотопска обилност ^3He је свега 0.000137% што га чини једном од најређих атомско-нуклеарних врста на Земљи, док је обилност ^4He практично 100%.

Прва два елемента у периодном систему, водоник и хелијум, су у Васиони далеко најобилнији. По броју, атома водоника има око 95%, хелијума око 5%, а свих осталих тежих елемената заједно око 1%. Један од задатака нуклеарне физике је и да објасни порекло елемената и ову њихову космичку обилност. О тој обилности иначе сазнајемо спектралном анализом електромагнетних зрачења која нам стижу са небеских тела из целе опсервабилне Васионе. На нашој Земљи је ова космичка обилност елемената потпуно поремећена, јер водоника има само у јако малој количини, везаног углавном у води, док хелијума практично уопште нема. Ово је последица релативно мале масе наше планете, па тиме и њене слабе гравитације, која није довољна да у атмосфери задржи лаке гасове; сетимо се да балони пуњени водоником и хелијумом одлазе увис (водоник је на нормалним температурама гас, а хелијум је инертни гас). Наше Сунце, па и остале звезде, су због довољно великих маса претежно састављене од водоника и хелијума. Ми живимо у иначе потпуно нетипичном свету тешких елемената.

Језгро ^4He , односно веза два протона и два неутрона, је по много чему изузетно. Као прво, са енергијом везе од преко 7 MeV по нуклеону оно је најстабилније међу лаким језгрима. Због те велике стабилности, односно мале масе ове групације нуклеона, релативно слабо везана тешка језгра имају позитивне Q-вредности за њихову емисију. До те емисије тада и долази, што називамо **алфа-распадом**, а притом емитовану овакву групу нуклеона називамо **алфа-честицом**. Надаље, ова групација од четири нуклеона је засићена, у смислу да се за њу не везује следећи нуклеон, ни протон ни неутрон. Ову чињеницу изражавамо исказом да језгра сачињена од 5 нуклеона не постоје. Ово прави велики проблем при синтези тежих језгара од нуклеона, и много нам говори о начинима на које та синтеза може да се реализује у природи. После тога, зачудо, стабилна језгра са већим бројем нуклеона опет постоје. Са шест нуклеона то је изотоп трећег елемента, литијума, ^6Li , па затим са седам нуклеона изотоп истог елемента ^7Li , да језгара са осам нуклеона поново не би било. Стабилно језгро које бисмо ту очекивали да постоји је изотоп четвртог елемента, берилијума, ^8Be , које будући да би требало да буде састављено од две алфа-честице, не постоји. Стабилни изотоп овог елемента је ^9Be . После тога на сваком масеном броју A постоји бар по један стабилни изотоп, закључно са масеним бројем 209. У ово су укључени и изотопи чија језгра садрже целобројне умношке алфа честица, на челу са изотопом угљеника ^{12}C , који је састављен од три алфа честице, што

је, за разлику од оног састављеног од две, врло стабилно језгро. Са више од 209 нуклеона не постоји више ни једно стабилно језгро; сва могућа језгра са већим бројем нуклеона су радиоактивна. Такви су и елементи са редним бројевима од 84 до 92 (од полонијума до урана) који иако поседују само радиоактивне изотопе ипак постоје на Земљи. Разлог за ово објаснићемо нешто касније. Гледано по редним бројевима елементи закључно са редним бројем 83 (елемент бизмут) имају од један па до десет стабилних изотопа. Изузетак су елементи на редним бројевима 43 (елемент технецијум) и 61 (елемент прометијум), који немају ниједан стабилни изотоп. Све заједно, 81 елемент има 270 стабилних изотопа. Сви они постоје у природи и у практично увек истом изотопском односу улазе у састав елемената којима припадају. Све друге комбинације протона и неутрона су радиоактивне.

Ових 270 стабилних изотопа (црни квадратићи) леже у области (N, Z) равни коју називамо **линија стабилности**. Као што се види на слици 8.5, на којој је приказана цела карта изотопа, линија стабилности се у почетку, за лака језгра, пружа по симетралу (N, Z) равни. То значи да стабилна лака језгра имају подједнак број протона и неутрона. Негде око $(20,20)$ линија стабилности напушта симетралу и све више скреће на страну већег броја неутрона у односу на број протона. Најтежа стабилна језгра имају однос броја неутрона према броју протона око 1,5. Код најтежег језгра које постоји на Земљи, радиоактивног U-238, тај однос је скоро 1,6.



Слика 8.5

Сада када смо стекли увид у основне емпиријске чињенице о језгрима погледајмо шта одатле можемо да закључимо о силама које су одговорне за изградњу тих и таквих језгара. Њихова прва општа важна особина, о којој нам говоре мале димензије језгара, је да су оне **кратког дмета**, реда фемтометра. Друга битна општа особина, о којој говоре велике енергије везе нуклеона у језгрима, је да су оне **знатно јаче** од електромагнетних сила. Но, њихове детаљне особине, које следе из распореда и особина језгара у карти изотопа, као и из облика зависности енергије везе по нуклеону од масеног броја, знатно су сложеније. Почнимо са ди-нуклеонским системима. Из чињенице да се ни два протона ни два неутрона не могу да вежу можемо да закључимо да су у извесном смислу њихове интеракционе способности највећим делом потрошене на формирање њихове унутрашње структуре. Остатак њихове интеракционе способности једва да је довољан да на специјалан начин и малом енергијом везе веже само протон и неутрон. О начину на који нуклеарна сила делује довољном јачином да веже протон и неутрон говори нам вредност спина деутерона. Будући да деутерон има спин 1, то значи да се протон и неутрон везују само са паралелним спиновима, што ми квалификујемо као **зависност нуклеарних сила од спина**. Одсуство стања протона и неутрона са спином нула, што одговара њиховим антипаралелним спиновима, објашњава и одсуство ди-протона и ди-неутрона. Наиме, два идентична фермиона, по Паулијевом принципу, не могу да имају све квантне бројеве исте, што их спречава да им спинови буду паралелни, већ морају да буду антипаралелни, када нуклеарна сила не може да их веже. Следећа особина нуклеарних сила следи из чињенице да сва језгра са истим бројем нуклеона имају практично исте енергије везе, односно исте масе. Ако посматрамо изобарна језгра датог A , па сваком језгру са датим бројем протона одрачунамо енергију њиховог узајамног Кулоновог одбијања, тада преостале енергије везе, које су онда само нуклеарног порекла, постају практично једнаке. То значи да је када су нуклеарне силе у питању свеједно да ли су нуклеони наелектрисани или не. Кажемо да су нуклеарне силе **независне од наелектрисања**. Затим, из одсуства језгара са $A=5$ и $A=8$ закључујемо да нуклеарне силе поседују особину **сатурације**, односно **засићења**. Алфа честица очигледно исцрпи све интеракционе особине нуклеона, и нови нуклеон више не може за њу да се веже. То важи и за следећу алфа честицу, због чега не постоји језгро ${}^8\text{Be}$. Три алфа честице, међутим, јако се везују у језгро ${}^{12}\text{C}$. То нам говори да у тежим језгрима друге особине нуклеарних сила долазе до изражаја, на првом месту њихови **колективни ефекти**. О томе нам говори већ и чињеница да језгра састављена од већег броја нуклеона уопште постоје, мада двочестичне силе, које једва могу да формирају само деутерон, то уопште не наговештавају. Следећа

важна особина следи из чињенице да су језгра са парним бројем протона и неутрона јаче везана но она са њиховим непарним бројем. Кажемо да нуклеарне силе теже да **спарују нуклеоне**. **Енергија спаривања**, иако невелика, игра важну улогу у многим процесима, као што је на пример фисија.

Осим ових особина нуклеарних сила које се могу упознати на основу познавања основних особина и грађе језгара, још читав низ њихових особина упознали смо на основу експеримената са расејањем различитих честица на језгрима, као и на основу низа нуклеарних реакција у којима језгра могу да учествују. Одатле се, рецимо, видело да постоји велика сличност са молекулским силама – и једне и друге су резидуалне силе, имају кратак домет на коме су привлачне, затим дато растојање на коме се њихово привлачно и одбојно дејство уравнотежава, са тим да на растојањима мањим од овога постају јако одбојне.

Као што смо из овог прегледа основних особина нуклеарних сила могли да видимо оне су изузетно сложене и ми до данас, иако их одлично познајемо и користимо, нисмо успели да у затвореној форми нађемо јединствену математичку формулацију која их у потпуности описује у свим њиховим манифестацијама. Зато је формулисан читав низ модела који успешно описују њихове појединачне особине или процесе у којима учествују. Ми ћемо у најкраћим цртама описати само неке њихове основне идеје.

Модели језгра

Модели језгра су углавном двојаки: **једночестични** и **колективни**. Од једночестичних најупотребљивијим се показао **модел љусака**, а од колективних **модел течне капи**.

Основна идеја **једночестичних** модела, па и **модела љусака**, је да сви нуклеони језгра заједно (колективно) производе јединствени привлачни нуклеарни потенцијал облика једноставне потенцијалне јаме, у коме се затим, сада ослобођени главног дела својих нуклеарних интеракционих способности, нуклеони крећу индивидуално и независно једни од других. Они у складу са правилима квантне механике заузимају дефинисана стања кретања која су окарактерисана вредностима квантних бројева за енергију и момент импулса. Протони притом поштују Паулијев принцип искључења, као и неутрони који то раде независно од протона. У сваком стању се тако налазе по два протона и

по два неутрона. Потенцијална јама је због електричног одбијања за протоне плића од оне за неутроне тако да у најповољнијем случају попуњености обе јаме до истог енергетског нивоа, протона у језгру има мање од неутрона. Тада сваки пар има дефинисану енергију везе, дефинисани орбитни момент импулса и дефинисану пројекцију спина: један из пара $+1/2$ а други $-1/2$. Ова оријентација спина у односу на оријентацију сопственог орбитног момента импулса, преко такозваног **спин-орбит спрезања** додатно утиче на енергију везе, тако да се енергије нуклеона из пара могу знатно да разликују иако су им квантни бројеви енергије исти. Подешавањем јачине овог спрезања могуће је добити распоред енергија везе појединих нуклеона који одговара стварности.

На овај начин је могуће интерпретирати још једну важну групу емпиријских чињеница о језгрима коју до сада нисмо поменули. Ради се наиме о томе да се језгра са одређеним бројем протона и неутрона знатно разликују од осталих. Та језгра су **стабилнија** од осталих, **обилнија** од осталих, практично су **сферна, теже од осталих прихватају нове нуклеоне, теже се побуђују**, и са правом су добила назив **магична језгра**, док су бројеви нуклеона који поседују такве особине названи **магичним бројевима**. Магични бројеви за протоне су 2, 8, 20, 28, 50 и 82 а за неутроне 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126. Језгра која имају и магични број протона и магични број неутрона, као рецимо O-16, Ca-40 или Pb-208, су **двоструко магична**. Главни успех модела љусака је што је подешавањем вредности спин-орбит спрезања успео да репродукује овај иначе потпуно мистериозни низ магичних бројева (одакле им уосталом и име). Ово је постигнуто одговарајућим груписањем једночестичних стања за нуклеоне тако да прва група стања прима само два нуклеона, па затим дође велики **енергетски процеп**, иза кога следи група стања која прима шест нуклеона, па опет велики размак до следеће групе која сада прима дванаест нуклеона, итд. Ове групе стања се називају **љускама**, одакле потиче и име модела. Интересантно је да ово подсећа на атомску структуру – групе електронских стања у атомима такође образују затворене љуске са енергетским процепима између њих. Атоми инертних гасова имају сва стања једне овакве групе попуњена, те су стабилнији од осталих и тешко се везују са другим атомима. Овај модел објашњава и низ других особина језгара, њихове спинове, магнетне моменте, и нека од побуђених стања која језгра иначе поседују, као уосталом и сви везани системи честица. Оно што модел не објашњава јесу енергије везе језгара, у првом реду зависност енергије везе од масеног броја. Ово објашњава основни колективни модел језгра, **модел течне капи**, кога ћемо сада укратко размотрити.

Већ смо видели да нестишљивост нуклеарне материје дозвољава да језгро моделирамо по аналогiji са течном шћу. Његова укупна енергија везе тада расте директно са порастом броја нуклеона, односно са **запремином**, тако да је енергија везе по нуклеону константна. Но овај износ бива смањен низом ефеката. Ту је прво **ефекат површине**, јер су нуклеони на површини везани мањом енергијом од оних у унутрашњости. Релативни значај површине већи је за мања језгра, па је ту ово смањење најизразитије. Оно и доводи до брзог пада енергије везе по нуклеону са смањењем масеног броја. Затим је ту ефекат **Кулоновог одбијања** протона, који тим више смањује енергију везе што је језгро теже. Овај допринос одговоран је за смањење енергије везе код тешких језгара. Поред тога, **напуштање подједнаког броја**

протона и нейтрона код тешких језгара такође смањује њихову енергију везе. Пошто је Кулоново одбијање између протона претходним доприносом већ узето у обзир, независност нуклеарних сила од наелектрисања захтева да потенцијалне јаме за протоне и неутроне буду исте дубине, што значи да је подједнака заузетост стања у њима енергетски најпогоднија. Вишак у једној од њих отуд смањује енергију везе у односу на њихову подједнаку попуњеност. Узети заједно, сви ови ефекти резултују у опсервираној зависности енергије везе од масеног броја, која има максимум на средње тешким језгрима, из околине гвожђа (**слика 8.2**). Као важан додатак који се на тој слици не види, постоји и разлика у енергији везе за парно-парна, непарно-парна и непарно-непарна језгра. Прва од њих су најјаче везана, друга слабије а трећа најслабије. Ова **енергија спаривања** не превазилази 1 MeV али је у неким процесима од пресудног значаја. Овај модел репродукује енергије везе, односно масе језгара са за многе потребе задовољавајућом тачношћу од око 1%. Одступања су нешто већа за магична језгра, јер модел не води рачуна о детаљима структуре језгара.

Сви модели језгара интерпретирају и **побуђена стања језгара**. Једночестични модели интерпретирају такозване **једночестичне ексцитације**, у којима поједини нуклеони бивају побуђени у виша једночестична везана стања, а колективни **колективне ексцитације**, у којима језгро као целина може да буде побуђено, рецимо на вибрације или на ротације. Објашњење постојања дугоживећих побуђених стања језгара, такозваних **метастабилних стања**, или нуклеарних **изомера**, нарочито је значајно. То су побуђена стања чији се квантни бројеви јако разликују од квантних бројева стања ниже енергије у која она могу да се деексцитирају. Квантни бројеви стања једночестичних ексцитација, које даје модел љусака, добро репродукују велики број изомерних стања језгара.

Од покушаја да нуклеарне силе разумемо на фундаменталном нивоу, због значаја за каснији развој наших представа о свим интеракцијама, незаобилазна је такозвана мезонска теорија нуклеарних сила. Стога ћемо јој сада посветити дужну пажњу.

Мезонска теорија нуклеарних сила

Мезонску теорију нуклеарних сила Јукава (Hideki Yukawa) је развио 1935. године првенствено са циљем да објасни њихов кратки домет. Идеја је својствена свим **квантним теоријама поља** које су се отада показале као најплодотворнији концепт у нашем разумевању природе. У најкраћим цртама суштина ових теорија је следећа. Свака елементарна честица носи одређене **набоје** који је оспособљавају да учествује у одговарајућим интеракцијама (као што је рецимо наелектрисање, које омогућује учешће у

електромагнетним интеракцијама). Набој је, класично гледано, извор и понор датог поља које је преносилац дате силе, односно интеракције, на даљину. Квантно гледано, и поље је квантовано, односно сачињено од одговарајућих честица, **кваната поља**, које набоји емитују и апсорбују. Кванти свих поља су **бозони**, честице целобројног спина, за које не важи Паулијев принцип, те се у једном стању, за разлику од градивних честица које су фермиони, може наћи њих неограничено много. На тај начин интензитет поља у једној области простора може произвољно да нарасте (док густина фермиона то не може). Набоји стално емитују и апсорбују кванте одговарајућег поља, учестаношћу која је одређена **константом дате интеракције**, која је и једна од мера јачине те интеракције. Стална емисија и апсорпција ових честица не нарушава ниједан закон одржања, јер те честице носе енергију и импулс у складу са **релацијама неодређености** за те величине. Релација неодређености за енергију и време:

$$\Delta E \times \Delta t \approx \hbar$$

дозвољава да се током времена Δt одржање енергије наруши за износ $\Delta E \approx \hbar/\Delta t$, а релација неодређености за координату и импулс:

$$\Delta p \times \Delta r \approx \hbar$$

дозвољава да се одржање импулса на просторним димензијама Δr наруши за износ $\Delta p \approx \hbar/\Delta r$. Честице, односно кванте поља, које набоји стално емитују и апсорбују, и које носе енергију ΔE и импулс Δp у складу са овим релацијама, зовемо **виртуелним честицама**. Набоји, дакле, као да стално «кључају» овим честицама. Њихова емисија и апсорпција не утиче на стање кретања честице која је носилац датог набоја; њен положај и енергија услед тога само флукутирају. Али ако се у пољу ове честице нађе нека друга са истоврсним набојем, онда она може да апсорбује виртуелну честицу коју је она прва емитовала, због чега се честица оној првој неће вратити. Обе честице ће то осетити као промену своје енергије или импулса, већ у зависности од тога шта је виртуелна честица носила. Тако се и реализују закони одржања - оно што једна честица изгуби то друга добије. **Реалне и виртуелне** честице разликују се по релативистичкој вези између енергије и импулса. За реалне честице, које су **опсервабилне**, увек важи релација $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$, док за виртуелне честице знак једнакости у овој једначини не важи, и то за онај износ колико енергије или импулса виртуелна честица носи. Ако учесници у интеракцији имају кинетичке енергије једнаке бар маси виртуелне честице,

виртуелна честица може да на рачун те кинетичке енергије постане реална, када добија независну егзистенцију и напушта свој извор.

Посматрајмо сада нуклеарну интеракцију нуклеона чија је маса M . Ако такав нуклеон емитује виртуелни квант поља нуклеарне интеракције чија је маса m то може да се деси током времена $\Delta t \approx \hbar/\Delta E$, где је

$$\Delta E = (M + m)c^2 - Mc^2 = mc^2.$$

Највеће растојање које таква честица током овог дозвољеног времена може да пређе једнака је домету те интеракције, Δr . То растојање Δr је једнако $c\Delta t$ односно $\hbar/\Delta p$. Како је максимални импулс честице, Δp , једнак mc то је домет интеракције реда:

$$\Delta r \approx \hbar/mc = \hbar c/mc^2.$$

Знајући да је домет нуклеарне силе, Δr , реда фемтометра одавде коначно можемо да проценимо масу честице која је преносилац нуклеарне силе као:

$$mc^2 \approx \hbar c/\Delta r = 197 \text{ MeV} \times \text{fm}/1 \text{ fm} \approx 200 \text{ MeV},$$

односно $m \approx 200 \text{ MeV}/c^2$. Маса овакве честице је негде на средокраћи између маса електрона и нуклеона, те је таква хипотетична честица била названа **мезоном** (грчки «мезос»=средњи). Када је знатно касније, после неколико интересантних обрта таква честица заиста и била детектована, и названа **π -мезон**, или **пион**, то је представљало значајну подршку даљем развоју нашег разумевања света језгара и елементарних честица. Пошто је за претварање виртуелног мезона у реални потребно да интерагујуће честице имају кинетичке енергије од бар 200 MeV , што је у ери пре развоја моћних акцелератора било незамисливо постићи вештачки, то је ово откриће морало бити учињено у интеракцијама честица природно постојећег космичког зрачења, где енергије честица далеко превазилазе за ово потребне енергије. Мезони су, као и бариони, јакоинтерагујуће честице, састављене од кваркова. Као што смо већ напоменули, све јакоинтерагујуће честице, у које од до сада споменутих спадају протони, неутрони и пиони, једним именом зовео **хадрони** (грчки «адрос» = јак). За разлику од хадрона, у **лептоне**, који не интерагују јаком интеракцијом, од честица које смо помињали, спадају електрон и неутрино. Поменимо још да је случај краткодометне нуклеарне силе битно различит од случаја интеракције која има бесконачни домет, као што је електромагнетна – код које је квант поља, фотон, честица без масе.

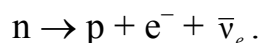
8.2. РАДИОАКТИВНОСТ

Увод

Сада када смо се упознали са основним особинама стабилних језгара, која чине далеко највећи део материје у нашем окружењу, наставићемо да говоримо о језгрима која су нестабилна, односно радиоактивна, што је појава која **ограничава постојање стабилних језгара на област у карти изотопа коју називамо линијом стабилности**. Суштину појаве радиоактивности смо већ упознали – тим збирним именом називамо све појаве спонтаних трансформација језгара, које су окарактерисане позитивном Q-вредношћу. Као што смо наговестили, таквих појава има више разних врста. Најкомплекснији су такозвани **бета распади**, од којих ћемо и почети наше мало детаљније проучавање ових занимљивих и по судбину материје пресудних појава. Следећи тип радиоактивности је **алфа распад**, па затим **спонтана фисија**, а **гама распад**, који је само пратећа појава ових нестабилности, ћемо обрадити последњег. Затим ћемо говорити о појави радиоактивности која постоји **у природи**, боље рећи на нашој Земљи, па онда и о **вештачкој радиоактивности**, која је на Земљи у овој ери њеног постојања одсутна, али је можемо производити у нашим лабораторијама. Познавање **интеракције зрачења са материјом** неопходно је за разумевање свега што даље следи, те ћемо се упознати са основним особеностима својственим различитим зрачењима. Потом ћемо говорити о **детекционим техникама** које су нам омогућиле да анализирајући честице, односно зрачења која се емитују из процеса радиоактивности, сазнамо све ово што смо о фундаменталним конституентима материје и сазнали. Овај инструментаријум нам је омогућио и многобројне значајне **примене зрачења**, које ћемо укратко описати. Коначно ћемо, као неопходну компоненту савремене научно-техничке културе, упознати и најважније елементе **заштите од ових зрачења**.

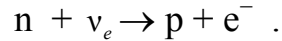
Бета распади

Бета распада има три врсте, **бета минус (β^-)**, **бета плус или позитронски распад (β^+)**, и **електронски захват (ЕЗ)**. Сви они су варијетети основног процеса, бета минус распада слободног неутрона:



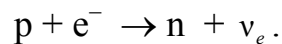
Продискутујмо прво **бета минус** распад атома, кога смо иначе већ у доброј мери упознали. Ако посматрамо низ језгара истог масеног броја A , такозвани **изобарни ланац**, у њему увек постоји бар један стабилни нуклид (осим за $A=5$ и 8 , и сва тежа од $A=209$), у коме се самим тим бета распада не догађају. Бета минус распад се догађа у језгрима у којима има више неутрона него у стабилном језгру датог масеног броја, јер се испоставља да је Q -вредност за тај процес у таквим језгрима позитивна. У таквом распаду се један неутрон у језгру трансформише у протон а језгро напушта лептонски пар - електрон и антинеутрино. Емитовани електрон који има континуирани спектар који се завршава на Q -вредности називамо бета зраком. Атом који се добија (кога у свим распадима називамо **потомком**) има редни број за један већи од почетног (кога називамо **родитељем**) те кажемо да се бета минус распадом атом помера за једно место удесно у периодном систему. Атому тада у односу на нови број протона у језгру недостаје један електрон у омотачу и он ће га убрзо привући из околине и постати потпун неутрални атом одговарајућег елемента. Све у свему излази да се као резултат овог процеса цео атом редног броја Z и масеног броја A трансформисао у цео атом редног броја $Z+1$ и масеног броја A и такорећи безмасени антинеутрино. Q -вредност бета минус распада је зато једнака разлици маса почетног и крајњег атома, а не само њихових језгара. Језгра са вишком неутрона у односу на стабилна језгра налазе се у карти изотопа испод линије стабилности (слика 8.5) и сви нуклиди у тој области су бета минус радиоактивни. Њих углавном у природи нема а добијамо их тако што стабилним изотопима додајемо неутроне. Ово се углавном ради у нуклеарним реакторима, који су наши главни извори неутрона, па све такве вештачке радиоактивне изотопе зовемо **реакторским изотопима**. Енергије бета распада различитих бета радиоактивних изотопа су различите, али никад не прелазе неколико MeV .

Будући да је бета минус распад слободног неутрона, који је описан горњом симболичком једначином, фундаментални процес то га можемо схватити као праву математичку једначину, у смислу да симболе можемо пребацити са једне стране једначине на другу, притом им мењајући знак. Промена знака је овде међутим специфична и не своди се на промену аритметичког знака испред симбола, већ на његову такозвану **коњугацију**, односно замену дате честице њеном античестицом. У горњем случају постоје две могућности које могу заиста и да се реализују. Прва је она која се добија када само антинеутрино пребацимо са десне на леву страну једначине, када он постаје неутрино, тј.:



Ово што смо добили је пример једне **реакције**, пошто у почетном стању имамо две слободне честице које интеракцијом треба да произведу друге две, на десној страни једначине. Будући да слободних неутрона нема, ово може да буде неутрон у неком језгру, када реакција може заиста и да се одигра, под условом да неутрино унесе довољну енергију тако да Q-вредност процеса буде позитивна. Ова реакција је једна од могућих **детекционих реакција за неутрина**, коју називамо још и **инверзним бета распадом**. Неутрина иначе у нашој околини потичу, као што смо казали и као што ћемо још видети, са Сунца, из такозваних термонуклеарних реакција у његовом средишту, које су извор његове енергије. Ова реакција се, као и изворни распад неутрона, одвија под дејством **слабе интеракције**. Када је распад у питању то значи **споро**, односно са релативно великим временом полураспада, а када је у питању реакција то значи са **малом вероватноћом**, односно малим **пресеком**.

Ако ову реакцију прочитамо у супротном смеру добићемо процес:

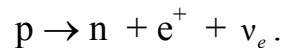


Ако су и протон и електрон слободни, ово је реакција која се са малом вероватноћом одвија на релативно великим енергијама електрона, које су потребне да се надокнади разлика у масама леве и десне стране, односно негативна Q-вредност. То се догађа рецимо у јако масивним звездама, где су температуре и притисци довољно велики, што на крају њихове еволуције доводи до такозване **неутронизације** материје, и формирања **неутронске звезде**. Но ако се и протон и електрон налазе везани у истом систему, као што је неки тешки атом, при чему протона у језгру има више него у језгру истог A са линије стабилности, тада процес може да се деси спонтано јер ће финални систем, тј. цео атом у коме ће се сада уместо протона у језгру наћи неутрон, имати мању масу од почетног атома. Овај процес који има позитивну Q-вредност је један од поменутих облика бета распада кога називамо **електронским захватом**.

Протон у таквом језгру тада може да захвати један атомски електрон, највероватније са K љуске (те се овај распад често зове и **K-захват**) при чему се он трансформише у неутрон и остаје у језгру, док неутрино напушта атом као једино нуклеарно, али неопсервабилно зрачење. Атом, коме сада недостаје један унутрашњи електрон, притом остаје побуђен за износ енергије везе тог електрона, па се попуњавањем те шупљине неким електроном из виших стања деексцитира емисијом карактеристичног X-зрачења одговарајуће енергије. Број електрона у атому потомку

смањен је за један, као и наелектрисање језгра. Следећа могућност се добија ако у горњој једначини неутрино пребацимо на леву страну, када постаје антинеутрино, а електрон на десну страну, када постаје позитрон. Ова интеракција антинеутрина и протона, којом приликом се добија неутрон и позитрон, који се лако детектују и недвосмислено идентификују, била је прва реакција којом је икад, пре педесетак година, **детектован антинеутрино**.

Коначно, ако у последњој написаној једначини са леве стране на десну пребацимо електрон и притом га коњугујемо у његову античестицу, **позитрон** (e^+), добићемо:



Ово је једначина **позитронског распада** протона, који, јасно, не може да се догађа јер је за слободни протон Q-вредност негативна. Но у језгрима у којима има више протона но што их има у стабилном језгру датог A Q-вредност за овај процес постаје позитивна и тај распад, кога називамо и **бета плус распадом**, може спонтано да се догађа. Притом се један протон у језгру трансформише у неутрон а језгро напушта лептонски пар, један позитрон и један неутрино.

Будући да неутрино не опажамо позитрон кога видимо опет има континуирани спектар. Атом који се добија има редни број за један мањи од почетног атома, те кажемо да се атом као резултат овог распада помера за једно место улево у периодном систему, као уосталом и у електронском захвату. Но за разлику од електронског захвата атом потомак сада има један електрон вишка у односу на своје ново језгро, те га одмах отпушта. Као резултат овог распада дакле атом родитељ прелази у комплетан атом потомак, емитовани позитрон и неутрино и један отпуштени електрон. Q-вредност за процес једнака је разлици маса атома родитеља и потомка, смањеној за две масе електрона, односно за 1,022 MeV. То значи да се на рачун разлике атомских маса прво мора да обезбеди креација пара електрон-позитрон, па тек онда остатак лептонски пар може да однесе као кинетичку енергију емитованог зрачења. Видимо да се, иако на први поглед изгледа да се у процесу ствара само позитрон, уствари добија пар електрон-позитрон.

Позитрони који се на овај начин нађу у нашем свету понашају се као и обични електрони, све док интерагујући са материјом кроз коју пролазе не изгубе своју енергију коју су понели из распада. Тада се електрично привучени од стране неког од електрона из материје сретну са њим и после кратког времена **анихилирају**, односно нестану. Место њиховог нестанка напуштају најчешће два фотона (гама зрака) од којих сваки има енергију еквивалентну маси електрона, од 511 keV, која се разилазе под углом од 180° , односно тачно у супротним смеровима. То је познато **анихилационо зрачење**, које ма колико нам егзотично изгледало, има врло конкретне примене, рецимо у медицини (такозвани ПЕТ скенер, скраћено од «Позитронска Емисиона Томографија», користи ово зрачење за свој рад).

Електронски захват и позитронски распад су конкурентски процеси, којима су подложна сва језгра са вишком протона у односу на стабилне изотопе, која се у карти изотопа налазе изнад линије стабилности. Ове радиоактивне изотопе добијамо тако што стабилним изотопима или додајемо протоне или одузимамо неутроне, што се углавном ради у нуклеарним реакцијама изазваним протонима високих енергија. Главни тип акцелератора који даје довољне струје високоенергетских протона зове се **циклотрон**, те овакве вештачке радиоактивне изотопе називамо **циклотронским изотопима**. Код оваквих лаких језгара доминира позитронски распад, а код тешких електронски захват.

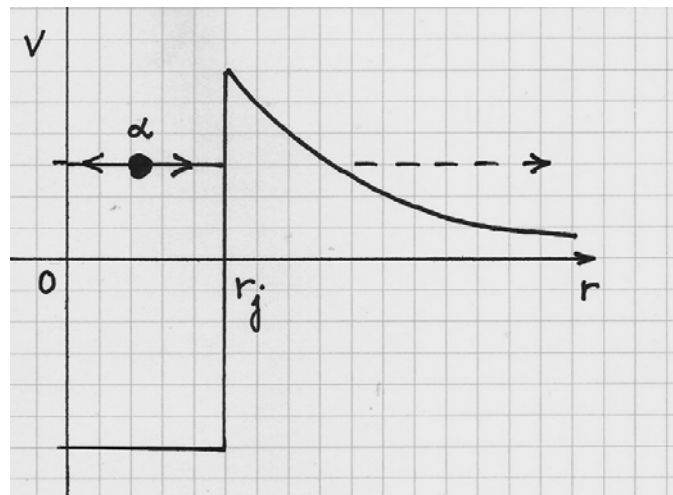
Време полураспада свих бета радиоактивних изотопа се брзо скраћује са порастом Q -вредности, а ова брзо расте са удаљењем изотопа од линије стабилности. Што се неко језгро својом конфигурацијом више удаљи од линије стабилности то се оно брже одговарајућим бета распадима на њу враћа (мада не у атом почетног елемента). **Бета распади**, дакле, **ограничавају линију стабилности са обе стране**, одоздо и одозго. Треба рећи још да додавање великог броја протона или неутрона у стабилна језгра коначно доводи до засићења датом врстом нуклеона, те да они почну да «отпадају» од језгра, брже но што успеју да се одговарајућом врстом бета распада трансформишу у тип нуклеона који је у мањку. На крају, из описа бета распада можемо да изведемо закључак који је веома важан за разумевање понашања материје и њену еволуцију до овог састава коју она данас има. Тај очигледан закључак гласи де се у бета распадима **језгра понашају као извори или понори електрона**, дакле као места у којима састав материје може да се мења. Сада ћемо укратко упознати основне особине **алфа распада** који, као што ћемо видети, ограничава линију стабилности **одозго**.

Алфа распад

Алфа распад је назив за нестабилност тешких језгара у којој из њих бива емитована алфа честица, односно део језгра који се састоји од два протона и два неутрона. Алфа честица је уствари језгро изотопа He-4 , које као што смо видели има енергију везе по нуклеону знатно већу од језгара из своје околине. То је разлог што је у тежим језгрима, где енергија везе по нуклеону већ опада, Q -вредност за емисију ове групације нуклеона позитивна. То значи да је маса почетног, алфа радиоактивног језгра, већа од збира маса крајњег језгра и алфа честице. Ово почне да бива тако већ за иначе стабилне изотопе

са $A \approx 140$, да би са порастом масеног броја Q -вредност све више расла. Но алфа радиоактивна језгра су тек она са $A > 209$ (и $Z > 83$) па се поставља питање зашто се овај распад не опажа код језгара са масеним бројевима између 140 и 209. Ово је врло важно питање, јер у овој појави лежи разлог због кога се линија стабилности, а тиме и **периодни систем елемената завршава ту где се завршава**, а не још раније. Разлог за то очигледно може бити у недовољно великим Q -вредностима код лакших језгара, што ће нам следећа квалитативна анализа и показати.

Погледајмо у том циљу како изгледа ова ситуација на енергијском дијаграму кога смо већ користили у анализи Радерфордовога расејања на слици 8.3. Но овај пут нећемо посматрати долазак алфа честице на језгро од споља, већ од изнутра, рецимо са истом енергијом коју је имала када смо је посматрали у процесу расејања (слика 8.6).



Слика 8.6

При разматрању ове појаве дато језгро, као и сваки микросистем, морамо сматрати као истовремени **збир свих његових дозвољених могућих стања**. Интеракције унутар микросистема заиста стално испитују све могућности које систему стоје на располагању, и сваку од њих реализују са датом, увек истом и том систему својственом вероватноћом. Знајући интеракције које у систему владају ми смо у стању да користећи методе квантних теорија те вероватноће израчунамо и тако статистички предвидимо понашање микросистема. У случају језгара, поред тога што нуклеони заузимају једночестична стања у колективној нуклеарној потенцијалној јами, они су истовремено организовани и као кап нуклеарне течности, а такође су и

груписани на разне начине у складу са свим могућим комбинацијама које могу да се реализују. Једна од тих могућности је и подела језгра на алфа честице. Подела на све друге групације нуклеона нема позитивну Q -вредност, али подела на алфа честицу и остатак језгра, због њене велике енергије везе, има. Посматраћемо алфа честицу која се налази у језгру чији је она фрагмент, и која има позитивну тоталну енергију која је једнака Q -вредности за распад. Она ће се брзином која одговара тој енергији кретати унутар језгра и ударати о «зидове» потенцијалне јаме коју формирају нуклеарни и Кулонов потенцијал заједно. Овај пут она удара о Кулонову баријеру изнутра. Класично гледано она отуд не може да изађе, али квантно, пошто јама на тој висини има зидове коначне дебљине, функција стања алфа честице није потпуно једнака нули и са друге стране баријере. Што је енергија алфа честице већа зидови јаме ће бити тањи, и функција стања честице ће са друге стране зида имати већу амплитуду, односно честица ће имати већу вероватноћу да се тамо и нађе. То је појава коју називамо **тунел ефектом**. Ако се честица нађе са друге стране зида њена енергија ће ту цела бити једнака потенцијалној енергији електричног одбијања од стране језгра и она ће се под тим дејством удаљавати од језгра; све ће више убрзавати и кинетичка енергија ће јој расти док на великом удаљењу од њега не постане једнака Q -вредности (смањеној за енергију узмака остатка језгра). Оваква слика о алфа распаду, преточена у квантно-механички рачун, даје резултате који се одлично слажу са стварношћу. Тамо где су Q -вредности позитивне али мале, у језгрима са масеним бројевима између 140 и 209, баријере су дебеле и вероватноћа тунелирања је тако мала да су времена полураспада за овај процес толико дугачка да се процес и не опажа. У језгрима са масеним бројевима већим од 209 енергије распада су веће, баријере тање, и времена полураспада довољно кратка да се распади опажају. Код језгара где су енергије распада велике баријере су тако танке да су распади врло брзи, те јако тешка језгра једва да постоје. Енергије алфа честица из алфа распада крећу се из различитих алфа емитера у опсегу од око 4 MeV па до око 9 MeV. Због јаке зависности вероватноће за тунелирање од енергије распада изотопи који емитују алфа честице енергија око 4 MeV имају времена полураспада дужа од милијарди година, а они који емитују честице енергија око 9 MeV живе делове секунде. Ове особине алфа распада, између осталог објашњавају и појаву **природне радиоактивности**, о којој ћемо говорити мало касније.

Потребно је још да разјаснимо зашто постоји разлика између расејања алфа честица на језгрима и алфа распада, односно зашто гледано од споља честице не улазе у језгро, а гледано од изнутра из њега излазе. Одговор на ово питање лежи у разлици у броју покушаја да се иначе иста вероватноћа за оба

процеса реализује. У расејању то је само једном, а у распаду алфа честица крећући се великом брзином између зидова то покушава велики број пута. Пређимо сада на опис последњег распада кога ћемо разматрати, на **спонтану фисију**, што је процес који коначно ограничава могућност постојања врло тешких језгара, па тиме и хемијских елемената.

Спонтана фисија

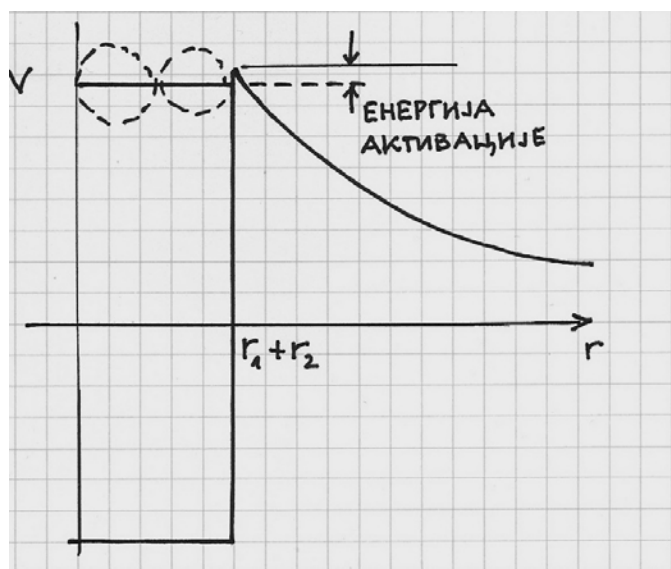
Спонтана фисија је процес распада врло тешких језгара на два дела која називамо **фисионим фрагментима** (такозвана бинарна фисија). Q -вредност за овакав процес је позитивна већ за средње тешка језгра захваљујући облику зависности енергије везе по нуклеону од масеног броја, и постаје све већа што језгра постају тежа. Да видимо о чему се ради можемо да направимо врло грубу процену енергија које се овде појављују. У том циљу посматрајмо најлакше језгро где се спонтана фисија уопште појављује, макар и са врло малом вероватноћом. То је најтеже језгро које постоји на земљи, $U-238$, и претпоставимо да се оно највероватније цепа на делове који сами поседују структуру затворених љусака, односно која имају неки од магичних бројева нуклеона. Како се испоставља један од фисионих фрагмената притом се најчешће јавља у близини магичних бројева $Z_1=50$ и $N_1=82$, односно има $A_1=132$, док други фрагмент садржи преостали број нуклеона, дакле има $A_2=106$ (и $Z_2=42$). Фисија се иначе не догађа увек на исти начин већ постоји расподела вероватноћа за масе фисионих фрагмената, која јако фаворизује овакву **асиметричну поделу**. Ово подељено стање језгра је, као и свако друго могуће стање, такође увек присутно као један од начина његовог постојања, и ако постоји механизам којим може да се реализује, кад-тад ће се и реализовати.

Узмимо да се та два фисиона фрагмента унутар језгра налазе формирана и да су у узајамном додиру, односно да се налазе на растојању једнаком збиру њихових радијуса R_1+R_2 , при чему је $R_1=r_0A_1^{1/3}$ и $R_2=r_0A_2^{1/3}$. Енергија њиховог Кулоновог одбијања тада је једнака:

$$U = \frac{Z_1 e Z_2 e}{4\pi\epsilon_0 (R_1 + R_2)}.$$

Ако користећи раније дате бројне вредности ово израчунамо наћићемо да ова енергија износи негде око 250 MeV. Ово одговара висини Кулонове баријере

на граници језгра, која се супротставља разилажењу ових фрагмената, као што је по аналогији са енергијским дијаграмом за алфа распад приказано на слици 8.7. Ако би енергија која стоји оваквом распаду на располагању, односно одговарајућа Q-вредност, била већа од ове вредности фисија би се одмах десила, односно језгро не би могло ни да се формира. У посматраном језгру U-238 Q-вредност можемо опет грубо да проценимо на следећи начин. Пошто је маса језгра од A нуклеона приближно једнака маси једног нуклеона помноженој са A, па то умањено за A пута енергија везе по нуклеону за то језгро, односно:



Слика 8.7

$$M(A) \approx A \times m - [B(A)/A]A$$

то Q-вредност за овакву фисију приближно можемо да нађемо као:

$$Q = M(A) - [M(A_1) + M(A_2)] \approx$$

$$A \times m - [B(A)/A]A - \{A_1 \times m - [B(A_1)/A_1]A_1 + A_2 \times m - [B(A_2)/A_2]A_2\} =$$

$$[B(A_1)/A_1]A_1 + [B(A_2)/A_2]A_2 - [B(A)/A]A,$$

где смо искористили услов да је $A=A_1+A_2$. Читајући вредности енергије везе по нуклеону са графика на слици 8.2 налазимо да је ова вредност грубо једнака:

$$Q \approx 132 \times 8.3 + 106 \times 8.5 - 238 \times 7.4 = 235 \text{ MeV.}$$

Одавде видимо неколико ствари. Прво, видимо да је ово огромна енергија која може да се ослободи ако до овог процеса дође, и то у виду кинетичке енергије фисионих фрагмената. Затим, као што је на слици 8.7 назначено, видимо да је ова енергија мања од Кулонове баријере те да до процеса не може да дође директно, већ само тунел ефектом, као код алфа распада. **Спонтана фисија** управо и јесте то – **распад језгра на два дела тунел ефектом**. По својој природи спонтана фисија је дакле исти процес као и алфа распад. Често се каже да је алфа распад уствари само врло асиметрична фисија. Но Q -вредност за фисију је 30 до 40 пута већа од Q -вредности за алфа распад. Коначно, видимо да уствари не треба много па да се фисија деси тренутно – већ за $U-238$ довољно би, по нашем грубом рачуну, било довољно на неки начин у језгро унети око 15 MeV енергије, па да се баријера превазиђе, и фисија деси одмах. Притом би унос оволике, релативно мале енергије, довео до ослобађања огромне енергије од око 235 MeV! Овако индукован процес се тако и назива – **индукована фисија**, што је основа целокупне **нуклеарне енергетике**. Ова релативно мала енергија коју треба унети да би се фисија десила одмах, је такозвана **енергија активације**. О индукованој фисији ћемо говорити касније, но вредност енергије активације не говори само о томе колико је лако индуковати фисију датог језгра, већ је њена вредност и добра мера вероватноће за спонтану фисију тог језгра. Мања енергија активације значи и да је баријера за спонтану фисију тања, односно да је таква фисија вероватнија. Наш горњи рачун је био врло приближан, и служио нам је само да стекнемо представу о основним особинама фисије, али експериментални подаци, као и детаљнији рачуни, говоре да енергија активације за $U-238$ износи свега око 6.6 MeV, те да је то језгро већ доста близу услова за тренутну фисију. Код лакших језгара ово је све веће, а код тежих све мање. Зато се код лакших језгара фисија и не опажа, док код тежих она постаје све значајнији начин распада, конкурентан са алфа распадом. Код језгара са око 300 нуклеона енергија активације већ тежи нули, и језгра се распадају на два дела чим се формирају.

Једно радиоактивно језгро, као што смо видели, може истовремено да се распада на више начина. Има језгара која су рецимо истовремено бета минус и бета плус радиоактивна, или оних која су алфа и бета радиоактивна, или оних која се распадају алфа распадом и спонтаном фисијом, итд. У складу са вероватносним карактером појава у микросвету то значи да за сваки од тих начина распада постоји одређена вероватноћа, односно одређена константа распада. Њих називамо **парцијалним константама распада**, а њихов збир је **тотална константа распада** λ , која фигурише у закону радиоактивног распада, и која по изразу $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$ дефинише време полураспада датог изотопа. Односе парцијалних константи распада зовемо **односима гранања**. За $U-238$, рецимо, парцијална константа за алфа распад износи $\lambda_\alpha = 5 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$, док је за спонтану

фисију $\lambda_{\text{cf}}=3 \times 10^{-24} \text{s}^{-1}$, што значи да им је однос гранања око 6×10^{-7} . На сваких $1/6 \times 10^{-7} \approx 1\,700\,000$ језгара U-238 која се распадне алфа распадом једно се распадне спонтаном фисијом. И алфа активност и активност спонтане фисије U-238 опадају са заједничким временом полураспада од $T_{1/2} = \ln 2 / (\lambda_{\alpha} + \lambda_{\text{cf}}) \approx 4.5 \times 10^9$ год.

У нашој поједностављеној слици фисије са почетка излагања претпоставили смо да се језгро цепа на само два фисиона фрагмента. Ово међутим готово никад није тачно. Најчешће се **поред два фисиона фрагмента** као резултат фисије заједно са њима појаве **и 2 или 3 неутрона**. Ови неутрони се зову **промтни неутрони** (што значи тренутни, односно емитовани истовремено са фисијом). Ради се наиме о томе да у фисионим фрагментима има много више неутрона но што их има у стабилним језгрима са истим масеним бројевима, до чега долази због значајне закривљености линије стабилности у N-Z равни, односно због пораста односа N/Z са порастом масеног броја. Такви фисиони фрагменти не могу да задрже толики број неутрона, те неки са њих «отпадне», док нешто од тог вишка у њима остане, што их увек чини **бета минус радиоактивним**. Енергију распада отуд не носе само фисиони фрагменти већ и тих неколико неутрона, али и енергија бета распада фисионих фрагмената. Све у свему укупна ослобођена енергија по једној фисији није далеко од наше једноставне процене и износи око 200 MeV. Но као што ћемо видети изванредан значај фисије проистиче првенствено из неутрона који се ослобађају у свакој фисији.

Гама распад

Као што смо већ напоменули већина језгара поред стања најниже енергије, односно највеће везивне енергије, кога називамо **основним стањем**, поседује и мањи или већи број **побуђених (ексцитираних) стања**, са мањим везивним енергијама. Ово се подједнако односи и на стабилна и на радиоактивна језгра, а стабилност односно радиоактивност се односи на особине основног стања датог језгра. Ако се језгро на неки начин нађе у неком од побуђених стања оно под дејством нуклеарних сила тежи да пређе у неко ниже, јаче везано стање, са тежњом да се коначно нађе у свом основном стању. Овакве прелазе у нижа енергетска стања називамо **деексцитацијама**, а сви закони одржања при томе једнозначно дефинишу начине на које ово може да се деси. Два су различита процеса којима језгра могу да се деексцитирају – први је **емисија електромагнетног зрачења**, а други је **емисија атомског електрона**. У ширем смислу оба процеса једним именом зовемо **гама распадом**, док у ужем смислу тако називамо само емисију фотона, односно **гама зрака**, што је име које је ово електромагнетно зрачење добило у време

самих почетака испитивања појаве радиоактивности. Емисију атомских електрона називамо и **интерном конверзијом**. У свакој деекситацији оба ова процеса су могућа и реализују се са одређеним вероватноћама. У неком од прелаза емисија гама зрачења може да буде много вероватнија док је у другима вероватнија интерна конверзија. Будући да је енергија прва величина која се одржава, зрачење које се притом емитује, био то гама зрак, односно фотон, или атомски електрон, мора да однесе разлику енергија та два стања. Пошто су енергије побуђених стања језгара, које се мере у односу на енергију основног стања, по правилу велике, типично реда стотина keV и више, толике су и енергије фотона које се у прелазима између тих стања емитују. Енергије конверзионих електрона умањене су за енергију везе коју је тај електрон имао у атому. Основна особина високоенергетских фотона, односно гама зрачења, је њихова велика продорност, која их првенствено и разликује од фотона нижих енергија, односно електромагнетног зрачења које се емитује из других система. Такви фотони се у правом смислу понашају као честице, у смислу да су им таласне дужине јако мале те да су просторно врло добро локализовани. Ово се одсликава на начин на који они интерагују са материјом, који је различит од онога на који то раде нискоенергетски фотони, великих таласних дужина.

Побуђена стања језгара су углавном врло краткоживећа, са временима полураспада типично око 10^{-12} s. Но ако је разлика спинова стања између којих се прелаз врши велика толики момент импулса фотон тешко односи па стања која могу само тако да се деексцитирају живе дуже. То су, као што смо казали, **метастабилна** или **изомерна** стања, која у појединим случајевима могу да живе и врло дуго. Метастабилна стања имају посебну ознаку – уз масени број језгра додаје се «m», на пример ^{99m}Tc . Уобичајена ознака без «m» дакле уствари означава изотоп у основном стању.

Језгра у побуђена стања могу да доспеју на разне начине. Екситација из основног стања се остварује релативно тешко, и у побуђеним стањима налазимо их најчешће када се тако формирају **као резултат неког радиоактивног распада**: алфа, бета, или фисије. У таквим случајевима зрачење емитовано у распаду језгра родитеља не односи целокупну енергију распада, већ односи тај износ смањен за енергију побуђеног стања језгра потомка, у коме оно и остаје. Тада се, после времена карактеристичног за живот тог побуђеног стања, оно деексцитира емисијом одговарајућег гама зрачења или конверзионог електрона. Обично кажемо да је **гама распад пратећа појава других (аутиентичних) распада**. Тада кажемо да је језгро родитељ, поред тога што је емитер зрачења које следи из његовог распада, такође и гама емитер. Поред **енергије** којом се карактерише свако зрачење које дати радиоактивни нуклид емитује, карактеришемо га и његовим **интензитетом**. Интензитет говори о томе колико се честица датог зрачења

емитује на, рецимо, 100 распада језгра родитеља. Интензитет је очигледно пропорционалан односу гранања за тај начин распада.

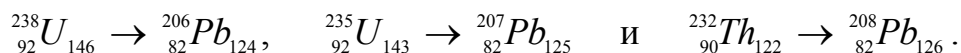
Тиме смо коначно упознали све главне процесе радиоактивности као и сва зрачења која се из тих процеса емитују. Погледајмо сада где се и како радиоактивност, која је углавном страна нашем свету, све јавља.

Природна радиоактивност

Порекло радиоактивних нуклида на Земљи је **двојако**. **Прву групу** чине **врло дугоживећи изотопи**, који се на овом локалитету, као уосталом и сви стабилни изотопи, налазе још из времена настанка Сунчевог система. У тој далекој прошлости, пре око 5 милијарди година, у некој релативно блиској масивној звезди протицали су бурни процеси синтезе свих језгара која уопште могу да постоје, и стабилних и радиоактивних. Експлозија те звезде (такозвана супернова) избацила је овај материјал у околни простор, да би се од њега и тамо већ присутног материјала под дејством гравитације између осталог постепено формирао и наш Сунчев систем. Основна карактеристика тог материјала је брзо опадање обилности језгара са већим масеним бројем. Од тада па до данас на овом локалитету, осим у унутрашњости самог Сунца, практично није било услова за битнију промену овако насталог нуклеарног састава материје. Током времена сви релативно краткоживећи изотопи распали су се у одговарајуће, ионако већ постојеће стабилне изотопе, док је извесна количина довољно дугоживећих радиоактивних изотопа још увек присутна. Најважнији изотопи ове групе свакако су **U-238**, **U-235**, **Th-232** и **K-40**. **Другу групу** чине неки од иначе давно распаднутих **релативно краткоживећих изотопа**, који се међутим у извесној количини у неким овде текућим нуклеарним процесима овде и данас стварају. На првом месту ту су **краткоживећи потомци распада дугоживећих изотопа** из прве групе, као што су рецимо **Ra-226** (чувени радијум Марије Кири) и **Rn-222** (познатији само као «радон»). Ту је затим и извесан број краткоживећих изотопа који се стално производе у различитим нуклеарним реакцијама које се одвијају у атмосфери под дејством високоенергетских честица свуда присутног **космичког зрачења**. Од ових су најпознатији **H-3** (трицијум) и **C-14** («радиоактивни угљеник»).

Наш мало детаљнији преглед природне радиоактивности почећемо разматрањем особина врло дугоживећих изотопа, **U-238**, **U-235** и **Th-232**.

Времена полураспада ових изотопа су 4.5 милијарди година, 700 милиона година и 14 милијарди година респективно. Због овако дугачких полуживота специфичне активности ових изотопа су мале, па како је и обилност тих најтежих елемената мала, укупна природна радиоактивност није велика. Стога смо ту појаву и открили релативно недавно, тек пре мало више од сто година. Сва три ова изотопа су алфа радиоактивна, али су и потомци њиховог распада опет нестабилни, да би и потомци њихових потомака опет били радиоактивни. То иде тако све док сукцесивним распадима ова језгра не постигну конфигурацију стабилних изотопа олова, и то:



Ове сукцесије распада зову се **радиоактивни низови** – први од њих је **уранов**, други **актинијумов** а трећи **торијумов**. Погледајмо прво уранов низ. Разлика атомских бројева првог и последњег члана у овом низу је $238-206=32$, што значи да у достизању конфигурације последњег члана мора да се деси 8 алфа распада, пошто бета распада не мењају масени број. Но тих осам алфа распада променило би редни број урана за 16, а разлика редних бројева првог и последњег члана низа износи само $92-82=10$, што значи да поред осам алфа распада мора да се деси и 6 бета минус распада. Слична разматрања за низ U-235 кажу да у њему има 7 алфа распада и 4 бета распада, док у низу Th-232 има 6 алфа и 4 бета распада. Сва та радиоактивна језгра су изотопи елемената између урана и олова који, како се испоставља, уопште и немају ниједан стабилни изотоп. Сви ти изотопи су далеко краткоживућији од првих чланова низа, и на Земљи не би ни постојали да се стално не производе распадима својих дугоживећих родоначелника. У ситуацији када постоји овакав низ распада у коме су потомци знатно краткоживућији од родоначелника низа, после неколико времена полураспада потомака успоставља се режим који се зове **вековна** или **секуларна равнотежа**. У равнотежи се брзина производње потомака распадом претка изједначи са њиховом брзином распада, тако да **активност свих чланова у низу постаје једнака активности родоначелника низа**. Ако родоначелника низа означимо индексом «1», његовог потомка са «2», итд. то значи да је у равнотежи:

$$A = \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n,$$

где смо са λ_i означили константу распада, односно реципрочну вредност времена полураспада i -тог члана низа, а са N_i број његових атома који се обнавља и одржава сталним у смеси изотопа свих чланова низа. Ако не постоје процеси (хемијски или физичко-хемијски) који из ове смеше изотопа

уклањају неке од њих, што се зове **нарушавање равнотеже**, тада се количине изотопа потомака налазе у директној сразмери са њиховим временима полураспада – атома дугоживећих изотопа има много, а краткоживећих мало. Једино последњег, стабилног, члана низа стално има све више, док се коначно сви атоми родоначелника низа не трансформишу у атоме последњег члана. У овој стабилној фази равнотеже количина последњег стабилног члана низа у односу на преосталу количину родоначелника низа говори директно о томе колико дуго је низ био остављен да се на миру распада. У многим минералима и стенама у Земљиној кори равнотежа се практично не нарушава те је ово једна од основа такозване **нуклеарне (гео)хронологије**, метода за објективно мерење старости стена и минерала. Будући да је на темпо радиоактивних распада практично немогуће утицати, ово је најпоузданији начин којим је одређена старост не само Земље, већ и Месеца и многих метеорита. Други, потпуно независан начин одређивања старости материје у овом виду у коме је данас налазимо заснива се на изотопској обилности урана. Изотопска обилност U-238, наиме, износи 99.3% , а U-235 свега 0.7%. Ако се, што је иначе потврђено свим нашим знањима о синтези елемената, претпостави да су се у тој синтези ова два изотопа произвела у практично истој количини, онда се на основу овог њиховог данашњег односа и њихових времена полураспада лако може наћи време када се та синтеза у једнаким количинама десила. Сва ова мерења добро се слажу у проценама да се то десило пре око 4 до 5 милијарди година, одакле нам и потиче податак кога смо изнели на почетку овог поглавља. Значај изотопа урана је међутим далеко већи од овога. Пошто његови изотопи од свих који постоје у природи имају најмање енергије активације за фисију то је уран и главно нуклеарно гориво, па самим тим и најважнији стратешки материјал.

Ако мало пажљивије размотримо алфа радиоактивност ова три радиоактивна низа лако ћемо уочити да низ урана чине само изотопи чији масени бројеви дељени са 4 имају остатак 2, да низ актинијума чине изотопи са масеним бројевима који дељени са 4 имају остатак 3, а да у низу торијума постоје само изотопи чији су масени бројеви тачно дељиви са 4. Тако видимо да у тој радиоактивности уопште не постоје изотопи са масеним бројевима дељивим са 4 уз остатак 1. Испоставља се да разлог за одсуство ових изотопа у природној радиоактивности лежи у релативно кратком животу најдугоживућег изотопа са таквим масеним бројевима. Најдугоживућији изотоп међу њима је ${}^{237}_{93}\text{Np}_{144}$, који има време полураспада свега нешто веће од два милиона година. Његов низ се иначе завршава последним стабилним изотопом у природи, Bi-209, а то што ниједан радиоактивни члан **нептунијумовог низа** не постоји на Земљи независан је доказ о великој старости материјала од кога је она сачињена.

Поред радиоактивности у низовима природну радиоактивност старог порекла чини још и изотоп калијума, K-40. Овај изотоп се са полуживотом од 1,2 милијарде година распада у стабилне изотопе аргона или калцијума. По

односу количине калијума и акумулираног аргона такође се одређује старост стена и минерала. Калијум је иначе у Земљиној кори јако обилан елемент, тако да иако је изотопска обилност овог његовог радиоактивног изотопа јако мала, његова активност је поредљива са активношћу низова.

Од краткоживећих изотопа који се стално производе у Земљиној атмосфери поменућемо само Н-3 и С-14. Времена полураспада трицијума и радиоактивног угљеника су 12 година и 5700 година респективно, и један и други су нискоенергетски чисти бета емитери. Они су производи нуклеарних реакција које се са језгрима атома атмосферских гасова, кисеоника и азота, стално догађају под дејством такозваног **примарног космичког зрачења**. Ово зрачење састоји се претежно од протона врло високе енергије који у интеракцијама са језгрима, поред тога што производе разне елементарне честице, узрокују и низ њихових промена. Најдрастичнија је реакција **спалације**, у којој се погођено језгро распада на низ својих фрагмената, од којих један може да буде рецимо и трицијум. Флуks космичког зрачења у коме се «купа» Земља и Сунчев систем је практично сталан, тако да је брзина производње ових изотопа стална, а тиме је стална и њихова равнотежна концентрација у атмосфери. Пошто је живот саздан претежно од молекула базираних на угљенику (сетимо се шта проучава органска хемија), то га сви живи организми стално метаболишу, и у сваком од њих постоји и нека карактеристична равнотежна концентрација и радиоактивног угљеника. Када такав организам умре он престане да метаболише угљеник, те се ни залиха радиоактивног угљеника више не обнавља па његова концентрација почне да опада темпом његовог распада. На тај се начин мерењем концентрације С-14 у остацима органског порекла може објективно да утврди њихова старост, и до 50 000 година уназад, што покрива практично целу историју човекове цивилизације. Трицијум је занимљив између осталог што се његовим распадом добија стабилни изотоп хелијума, He-3, и велики део количине овог ретког изотопа на Земљи је, како се то каже, **радиогеног порекла**, односно настао на овај начин. Слична је ситуација и са на Земљи релативно далеко обилнијим али апсолутно ипак ретким изотопом хелијума, He-4. Највећа количина овог изотопа су уствари бивше алфа честице емитоване у процесима природне радиоактивности у радиоактивним низовима. Алфа честица наине, после губитка своје кинетичке енергије веже два електрона из околине и постане обични атом He-4.

Сада ћемо прећи на кратак опис оних радиоактивности које су на Земљи због свог кратког живота одавно изумрле, а у природи се више не производе, те данас можемо да их упознамо само ако их производимо вештачки, одакле им и потиче име.

Вештачка радиоактивност

Релативно краткоживећих радиоактивних изотопа, који данас више не постоје на Земљи, има **преко две хиљаде** и они су размештени у карти изотопа свуда око линије стабилности. По правилу, што су удаљенији од линије стабилности, то су краткоживућији. У зависности од тога где се у њој налазе производимо их на разне начине. Да стабилни изотопи од којих је изграђена материја у нашем окружењу могу да се «**активирају**», односно да

се трансформишу у одређени радиоактивни изотоп, откривено је случајно, тек 1934. године приликом излагања обичног алуминијума алфа честицама емитованим из природне радиоактивности (Жолио-Кири). Игром случаја, тако добијени први вештачки радиоактивни изотоп је био бета плус радиоактиван, па је тако истовремено откривен и овај тип радиоактивности, који иначе у природним радиоактивностима не постоји. У тим почецима истраживања вештачке радиоактивности, међутим, најплодотворнијим се показало активирање стабилних изотопа **захватом неутрона**. Притом се добијају бета минус радиоактивни изотопи елемента чији је стабилни изотоп изложен неутронима. Неутрони, којих иначе као што знамо нема слободних, могу између осталог да се добију и у нуклеарној реакцији у којој је њихово постојање уопште први пут и откривено. Та реакција је опет изазвана алфа честицама емитованим из природне радиоактивности, када се њима изложе лаки елементи, на пример берилијум (елемент редног броја 4). Алфа честица због ниске Кулонове баријере може да продре у то лако језгро и да у њему остане, али се притом из таквог сложеног језгра емитује један неутрон. Та реакција се означава као (α, n) реакција, а користи се и данас у такозваним **неутронским изворима**. Из таквих реакција неутрони излазе **брзи**, како се за њих каже када имају **високе енергије**. Будући да неутрони нису наелектрисани те да не учествују у електромагнетним интеракцијама (осим преко магнетних момената), а да електрони не учествују у јаким интеракцијама, као неутрон-електрон интеракција остаје само слаба интеракција, за коју су пресеци толико мали да се она може занемарити. Остаје да неутрони могу да интерагују практично само са језгрима, путем јаких интеракција, односно нуклеарних сила. Притом, као олакшање, за њих не постоји одбојна Кулонова баријера. Када су неутрони брзи њихова ДеБројева таласна дужина $\lambda = h/p$ је мала, па је мали и њихов пресек за интеракцију са језгрима. Но када се успоре ДеБројева таласна дужина им порасте, а тиме и пресек за интеракцију са језгрима. **Успорјење неутрона** најјефикасније се обавља у еластичним сударима са лаким језгрима, најбоље са протонима, односно језгрима водоника, којих довољно има рецимо у **води**. У таквим сударима неутрони своју кинетичку енергију предају протонима и после двадесетак судара енергија им у средњем постане поредљива са енергијама топлотног кретања атома и молекула средине кроз коју се крећу. Такве споре неутроне, који на собној температури имају средњу енергију једнаку 0,025 eV и средњу брзину од 2200 m/s зовемо **термалним неутронима**. Термални неутрони имају највеће пресеке за захват на језгрима атома средине кроз коју пролазе. Притом се неутрон веже за дато језгро, а енергија везе која је реда 8 MeV се из новонасталог језгра емитује у виду промптог гама зрачења одговарајуће укупне енергије. Добијено језгро је,

како рекосмо, по правилу бета минус радиоактивно. На овај начин Ферми је убрзо по открићу вештачке радиоактивности успео да добије радиоактивне изотопе практично свих елемената који имају стабилне изотопе.

У то време међутим главна Фермијева идеја је била да добије елементе теже од урана, тако што би уран излагао флуксу неутрона, при чему би и изотопи урана, као и сви остали, захватом неутрона постали бета минус радиоактивни изотопи урана. Такав њихов распад би их затим трансформисао у изотопе елемента редног броја 93, који не постоји у природи и који би био први трансуран (сви елементи тежи од урана једним именом зову се **трансурани**). Идентификација оваквог исхода се међутим показује врло сложенем и тешком јер захтева препознавање хемијског понашања врло мале количине створене супстанце. У покушајима да установи исход озрачавања урана неутронима врло близу успеха био је, радећи са Иреном Кири у Паризу и наш Павле Савић. Но Берлински тим, на челу са Ото Ханом, све је изненадио када је, непосредно пред други светски рат, објавио да је у продуктима овог озрачавања препознао лантан и баријум, елементе са средине периодног система. Чланови његовог тима, Лиза Мајтнер и Ото Фриш, који су били Јевреји и на време избегли у Шведску односно Данску, одмах су схватили да се овде ради о цепању урановог језгра на два дела које је индуковано захватом неутрона, и тај процес назвали фисијом. Недуго затим, када је схваћено да откриће овог процеса пружа дотад невиђене могућности за ослобађање огромних износа нуклеарне енергије, све што је имало икакве везе са нуклеарном физиком проглашено је државном тајном, и током следећих десет година ниједно откриће из те области није објављивано. Судбоносне последице овог открића добро су познате – нуклеарно оружје и нуклеарна енергетика променили су историју човечанства, али то више не спада у наш предмет интересовања. Основе нуклеарне енергетике и оружја укратко ћемо обрадити у следећем поглављу.

Вештачки радиоактивни изотопи се у данашње време ефикасно производе у различитим нуклеарним машинама – **реакторима** или **акцелераторима**. У реакторима су то реакције једноструког и вишеструког захвата неутрона, док је у акцелераторима могуће производити снопове свих јона високих енергија са којима се изводе све могуће нуклеарне реакције, и производи огроман број радиоактивних изотопа. Последњи трансуран који је произведен на тај начин је изотоп елемента редног броја 118, што значи да смо до сада успели да произведемо читавих 26 хемијских елемената који не постоје у природи. Ниједан трансуран нема ниједан стабилни изотоп, али зато међу њима постоји много употребљивих и занимљивих радиоактивних изотопа. На првом месту ту је свакако Pu-239, који је најбоље нуклеарно гориво, али и нуклеарни експлозив, затим рецимо Cf-252, који је релативно дугоживећи изотоп са значајном спонтаном фисијом, па тиме и добар радиоактивни извор неутрона, па онда Am-241, који је врло употребљив практично чисти алфа емитер, итд.

Када једном честице високих енергија које се емитују у процесима радиоактивних распада, када их још зовемо и одговарајућим зрачењима, напусте свој извор оне се крећу кроз материју и у њој изазивају низ

различитих ефекata. Све те ефекте сврставамо под општи наслов интеракције зрачења са материјом.

Интеракција зрачења са материјом

Познавање интеракције зрачења са материјом је предуслов за три важна сегмента везана не само за појаву радиоактивности већ и за целокупну нуклеарну физику и физику елементарних честица. Први од њих је **детекција** честица зрачења и **мерење њихових особина**, без чега ништа о субмикроскопском свету не би било могуће сазнати. Други је везан за важне и притом необично разноврсне и многобројне **примене** свих ових појава. Будући да ова зрачења имају и специфичне негативне ефекте на човека, трећи важан сегмент је рационална **заштита** од ових зрачења.

Интеракција зрачења са материјом је општи назив за скуп свих могућих појава и процеса који се дешавају, будући да је то интеракција, односно узајамно деловање, и са зрачењем и са материјом кроз коју оно пролази. Ти процеси су различити не само за различите типове зрачења (алфа, бета, гама, неутрони, итд.) већ јако зависе и од енергије сваког од тих зрачења. Будући да су све то високоенергетска зрачења неке основне особине су им ипак заједничке. Као прво, сва она спадају у групу такозваних **јонизујућих зрачења**. Већ смо се раније подсетили да типичне енергије везе најслабије везаних електрона у атомима износе око 10 eV те да би нека честица у интеракцији са атомским електронима могла да јонизује атом, односно да ослободи бар један од електрона, мора да има **бар** толику енергију. Честице других врста зрачења, рецимо радиозрачења, микроталасног, па затим инфрацрвеног зрачења, и коначно видљиве светлости (чији фотони имају енергије у интервалу од 1,5 до 3 eV), немају довољно енергије да јонизују ниједан атом те зато спадају у категорију **нејонизујућих зрачења**. И мада ефекти које ова зрачења изазивају у материји итекако могу да буду драстични (сетимо се како у микроталасном пољу зрачења може да се скува ручак, како сунчева светлост загрева целу Земљину куглу, или како ласерски снап може да избуши и најтврђи материјал) процеси интеракције ових нискоенергетских зрачења са материјом друге су природе од оних код јонизујућих зрачења. Ова разлика потиче не само од мале енергије, и последичне немогућности да јонизују атоме, већ и од велике таласне дужине нејонизујућих зрачења ($\lambda = h/f = hc/E$ или $\lambda = h/p$), због чега су интеракције ових зрачења у великој мери кохерентне. Интеракција честица **јонизујућег зрачења** су насупрот овима практично **потпуно некохерентне** и састоје се од низа узастопних

фундаменталних процеса у које честице зрачења ступају са појединачним честичним конституентима материје – атомима, електронима и језгрима. Што су енергије зрачења веће, а таласне дужине мање, то интеракције са финијим детаљима структуре постају доминантније. На врло високим енергијама интеракције се свде на директне интеракције између елементарних честица. Када посматрамо зрачења која се емитују у радиоактивним распадима онда се обично креће од најмање продорних ка продорнијим зрачењима, односно од алфа, преко бета, ка гама зрачењима.

По типу интеракције са материјом **алфа** честица је представник групе **тешких наелектрисаних честица**, којој на почетку стоје протони, а на крају јони свих елемената до краја периодног система, такозвани **тешки јони**. Све честице ове групе на свом путу кроз материју првенствено јонизују и побуђују атоме, и дисоцирају молекуле дате средине. Резултат **јонизације** атома је појављивање **слободних наелектрисања** у средини, електрона и позитивних јона. У кратком времену јонизовани атом се **рекомбинује**, односно захвати електрон из средине, или формира неки молекул при чему му се попуни та електронска шупљина, уз емисију електромагнетног зрачења (фотона) енергије једнаке енергији везе тог електрона. Екситација атома и молекула резултује у њиховој деекситацији, уз **емисију фотона** одговарајуће енергије, док дисоцијација молекула производи њихове наелектрисане делове чије присуство може значајно да утиче на хемијске процесе у датој средини. Алфа честица има велику јонизациону моћ, што значи да по јединици пута производи велики број јонских парова, односно парова електрон-јон. Будући да енергије алфа зрачења износе од 4 до 9 MeV, а да је за једну јонизацију потребно око десетак eV, то алфа честица сву своју енергију изгуби на јонизацију неколико стотина хиљада атома. Пошто у чврстим материјалима по једном сантиметру има око 10^8 атома, она тих неколико стотина хиљада сретне на веома малом путу, не већем од десетог дела милиметра. Обично се каже да већ лист папира зауставља све алфа честице. У гасовима је домет алфа честица, због њихове мале густине, знатно већи. Лако се памти, рецимо, да домет алфа честица у ваздуху отприлике износи онолико центиметара колика им је енергија изражена у MeV-има. На десетак центиметара од извора алфа зрачења, дакле, њих више нема. Но, јасно је да мање продорна зрачења производе више ефеката по јединици пута од оних продорнијих, која и стижу даље зато што им је густина губитака енергије мања.

Јони тежи од алфа честица имају још мање домете, а они лакши од ње, рецимо протони, имају неколико пута веће домете, ако су им енергије исте. Као последњу особину ових интеракција наведимо да је густина јонизације код ових честица најмања на почетку њихове трајекторије у

материјалу, а да је крају њиховог трага највећа. Њихов траг у материјалу углавном је праволинијски, а дometи честица исте енергије само се мало разликују, услед увек присутних статистичких флукуација. Нуклеарне интеракције су им у односу на ове атомске далеко мање вероватне, отприлике за однос површине језгра и површине атома – рецимо да отприлике тек на десет хиљада атомских (електронских) интеракција алфа честица доживи једно расејање на неком језгру.

Бета зрачење, односно електрони високих енергија, су за разлику од ове групе тешких честица **лаке наелектрисане честице**. Ово значи неколико ствари. Прво, да су оне практично увек релативистичке те да их прати низ ефеката својствених објектима који се крећу великим брзинама, а затим да су идентичне са честицама са којима првенствено интерагују, односно са електронима средине кроз коју се крећу. Због ове идентичности је немогуће пратити њихово кретање кроз средину, већ се може пратити само онај електрон који је из дате интеракције однео већу енергију. Лако је закључити да је ово еквивалентно исказу да се у интеракцији електрон-електрон, чак и у чеоном судару, не може пренети више од половине енергије упадног електрона. Оваква «трајекторија» електрона је ирегуларна цик-цак линија, нарочито на нижим енергијама. Неки од електрона услед тога као да се рефлектују од материјала на који наилазе. Густина јонизације је за електроне далеко мања но за алфа честице, рецимо и до сто пута. То значи да су им дometи, које овде због изломљености трајекторија није лако дефинисати, у чврстим материјалима реда неколико милиметара, а у гасовима реда неколико метара. То што су електрони лаки узрокује још једну битну разлику од алфа честица. Они се, наиме, лако убрзавају, а свако наелектрисање при убрзању емитује електромагнетно зрачење чији је интензитет пропорционалан квадрату тог убрзања. Пошто се електрони пролазећи кроз средине коче (имају негативна убрзања) то зрачење се назива **закочно зрачење**. Поред јонизације и екситације атома и молекула средине то је други процес којим електрони губе енергију. То је исто оно зрачење кога у рентгенској цеви, где се електрони високих енергија коче на аноди, зовемо (некарактеристичним) X-зрачењем. Значај овог процеса расте са порастом редног броја средине и са енергијом електрона. На врло високим енергијама електрона које далеко превазилазе енергије бета зрачења из радиоактивних распада, као што је случај са електронима космичког зрачења у нашој атмосфери, емисија закочног зрачења је главни вид губљења енергије електрона. Пошто закочно зрачење има континуирани спектар који се пружа све до енергије електрона то неки фотони који се притом емитују такође имају врло високе енергије. Пошто електроне високих енергија добијамо и из разноврсних акцелератора електрона, и они при кочењу на разним метама интензивно емитују закочно зрачење.

Гама зрачење, односно фотони високих енергија, интерагују са материјом потпуно другачије од наелектрисаних честица. У зависности од енергије фотона и редног броја средине доминира један од следећа три процеса – **фотоэффект**, **Комптонов ефект** и **производња парова**.

У материјалима високог редног броја и на ниским енергијама фотона највећи пресек је за **фотоэффект**, процес у коме фотон сву своју енергију преда једном од атомских електрона који тада напушта свој атом са енергијом једнаком енергији фотона смањеној за енергију везе којом је био везан у атому. Такав електрон називамо **фотоелектроном**. У фотоэффекту, дакле, фотон у једном акту интеракције нестаје из снопа зрачења.

На вишим енергијама главни процес у коме фотони учествују је **Комптонов ефект**, процес расејања фотона на слободном или слабо везаном електрону. Тада фотон скреће са упадног правца под неким углом а електрон на коме се расејао под неким другим, притом фотон са енергијом смањеном за онај износ који је примио електрон. Што је већи угао под којим се фотон расејао то му је енергија мања од упадне, да би ако се расеје уназад имао најмању могућу енергију (која није нула). Сетимо се да се све везе између углова расејања и енергија које фотон и електрон односе добијају тачно ако се фотон третира као обична честица. Електрон који односи део енергије фотона зовемо Комптоновим електроном. Важан детаљ је притом да је фотон у овом процесу, пошто је скренуо са упадног правца, такође у једном акту интеракције испао из упадног снопа зрачења.

На још вишим енергијама фотона од преко 10 MeV, које више не постоје у зрачењима из радиоактивних распада, али се обилно налазе у космичком зрачењу као заочно зрачење електрона високих енергија, почиње да доминира **производња парова**. У овом процесу фотон који се нађе у јаком пољу неког језгра може да нестане, а да место његовог нестанка напусти реални пар електрон-позитрон. Део енергије фотона еквивалентан двострукој маси електрона, дакле $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$, притом се потроши на креацију маса створених честица а остатак преко тога електрон и позитрон однесу као своје кинетичке енергије. Као што смо већ видели, позитрон се по губитку своје енергије (на сличан начин као и сваки електрон) заустави и уз емисију **анихилационог зрачења** нестане из нашег света. Ако је енергија фотона врло велика биће велике и енергије електрон-позитронског пара па ће они губити енергију на емисију заочног зрачења високе енергије, ови ће са своје стране опет креирати парове, итд. Овај процес који се обилно јавља у интеракцијама честица космичког зрачења у нашој атмосфери називамо **електромагнетном лавином**.

Дакле, у свим процесима којим фотони високих енергија интерагују са материјом они у једном акту те интеракције бивају избачени из снопа зрачења, а своју енергију увек предају електронима. Ови електрони даље јонизују и ексцитирају атоме средине, те зато за гама зрачење кажемо да је **индиректно јонизујуће зрачење**. Због ових особина интензитет снопа гама зрачења на нарочит начин опада са проласком кроз различите дебљине материјала. (Интензитет је основна карактеристика снопа зрачења која говори колику укупну енергију снап доноси на дато место на јединицу површине у јединици времена). За гама зрачење дате енергије у датој средини увек може да се нађе дебљина материјала која ће да преполови упадни интензитет

зрачења. Ту дебљину називамо **дебљином полуапсорпције**, $d_{1/2}$. Но пошто сваки гама зрак који је уопште интераговао са средином испадне из снопа то у њему остају само они гама зраци који дотле уопште нису интераговали, односно исти они који су у средину и ушли. То значи да ће на преостали део снопа средина имати потпуно исти утицај као и на почетку, те да ће нови слој од једне дебљине полуапсорпције опет преполовити интензитет који је на ту дебљину стигао, итд. Уопштавајући, истом логиком као код извођења закона радиоактивног распада, налазимо да је упадни интензитет I_0 после пређених n дебљина полуапсорпције опао на вредност

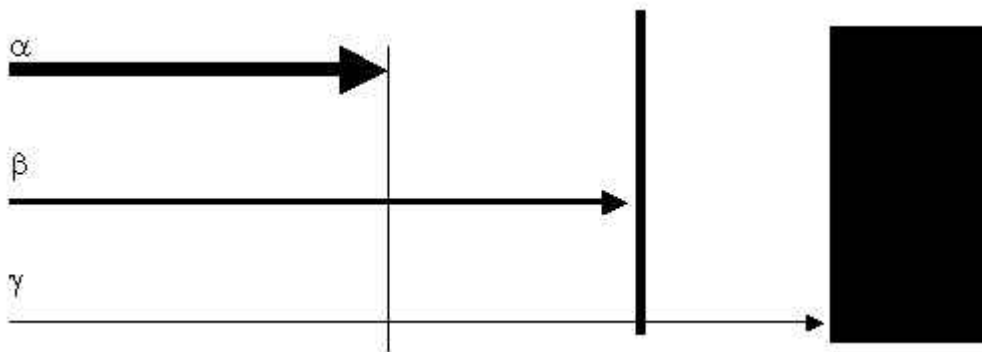
$$I(nd_{1/2})=I_0/2^n.$$

Ово називамо **експоненцијалним законом апсорпције** за гама зрачење. И овде се уводи величина реципрочна дебљини полуапсорпције, $\mu=\ln 2/d_{1/2}$, која се назива **линеарни апсорпциони коефицијент**, преко које се закон апсорпције у општем случају произвољне дебљине апсорбера d пише као:

$$I(d)=I_0e^{-\mu d}.$$

Да стекнемо неко осећање о продорности гама зрачења рецимо да за гама зрачење енергије 1 MeV дебљина полуапсорпције олова, које је најчешће коришћени материјал за заштиту од гама зрачења, износи око 1 cm. Дакле 10 cm олова смањи интензитет оваквог гама зрачења око 1000 пута. Гама зрачења ниже енергије су знатно мање продорна.

На слици 8.8 је ради бољег меморисања шематски приказана релативна продорност алфа, бета и гама зрачења.



Слика 8.8

На крају рецимо пар речи и о **неутронима**. Из онога што смо о њима казали када смо говорили о активацији изотопа може нам бити довољно да стекнемо представу о начинима њихове интеракције са материјом. У еластичним сударима са језгрима они се прво успоре па онда, дифундујући кроз материјал, а пре но што се распадно, највероватније буду захваћени од стране неког језгра. Узмачна језгра из еластичног расејања јонизују средину, па се и неутрони сматрају индиректно јонизујућим зрачењем. За разлику од осталих честица зрачења емитованих из радиоактивних распада, које занемарљиво интерагују са језгрима атома средине, неутрони могу у значајној мери да **активирају средину**, односно да у њој производе одговарајуће радиоактивне изотопе. По проласку алфа, бета и гама зрачења средина уз евентуалне хемијске промене остаје неактивна, док по проласку неутрона додатно постаје и радиоактивна.

Погледајмо сада како се ове особине интеракције зрачења са материјом користе за детекцију честица које чине дата зрачења.

Детекција зрачења

Наша чула, све док интензитети јонизујућих зрачења не достигну врло високе вредности, не осећају њихово присуство. Ово није случај само са овим зрачењима; ми не осећамо ни иначе стално присуство радио таласа, који нам доносе слику и звук, ни стално присуство микроталаса који нам доносе сигнале мобилне телефоније. И њиховог присуства постајемо свесни тек када имамо одговарајући детектор, радио или телевизијски апарат, или мобилни телефон. Детектори јонизујућих зрачења користе за свој рад ефекте које та зрачења производе у различитим срединама. На првом месту ту је **јонизација атома средине**, односно стварање слободних носилаца наелектрисања, што средину која дотле није била проводна чини привремено проводном. Затим се успешно користи и **ексцитација атома и молекула** средине, односно емисија електромагнетног зрачења које се емитује при деексцитацијама, нарочито када је то у питању видљива светлост. У неким детекторима користе се и ефекти **дисоцијације молекула** средине.

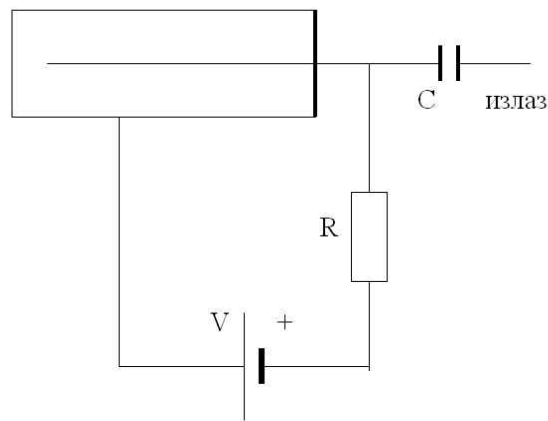
Различити детектори могу да послуже за мерење различитих карактеристика зрачења. Главна мерљива карактеристика свих зрачења је **енергија** честица које га чине. Ако свим регистрованим честицама измеримо енергије па прикажемо број честица у функцији њихове енергије, кажемо да

смо снимили **спектар** датог зрачења. **Спектроскопије (или спектрометрије)** дају највише информација како о самим зрачењима, тако и о процесима из којих дата зрачења потичу. **Пошто се из сваког процеса емитују зрачења тачно одређених и њему својствених енергија, то се особине процеса могу упознавати, и процеси идентификовати, првенствено мерењем енергија из њих емитованих зрачења.** Нижи ниво информација добија се простим бројањем честица зрачења, односно мерењем његовог укупног интензитета.

Мноштво постојећих детектора зрачења могуће је класификовати на разне начине, а ми ћемо их условно поделити на **визуелне** и **електричне**. **Визуелни детектори** погоднији су за детекцију честица виших енергија и у историји физике елементарних честица одиграли су најважнију улогу. Међу њима је прво примењивана обична **фотографска емулзија**, помоћу које је појава радиоактивности уопште и откривена, која својим зацрњењем говори о интензитету зрачења које је примила. Она се и данас користи у такозваним филм дозиметрима као мерач укупне изложености зрачењима, као и у рентгенологији, за снимање поља зрачења које је прошло кроз неки објект, жив или нежив. Касније су усавршене такозване **нуклеарне емулзије**, у којима се после развијања под микроскопом могу видети трагови појединачних елементарних честица, које се могу по дебљини тих трагова и препознавати. Од честица које смо до сада спомињали тако је откривен пион (Пауел, 1947); у емулзији која је боравила у лабораторији на надморској висини преко 4000 метара у којој је високоенергетски протон космичког зрачења креирао ову краткоживећу честицу.

Следећи тип визуелног детектора је **Вилсонова, или маглена, комора**. То је цилиндрични суд са клипом у коме се налази рецимо смеша водене паре и гаса која је засићена, тако да је на собној температури пара на рубу кондензације. Када се кретањем клипа запремина нагло повећа смеша се охлади и, ако у њој нема центара кондензације, постане презасићена, пошто на нижој температури гас не може да прими онолику количину паре као на вишој. Ако у том тренутку честица јонизујућег зрачења прође кроз комору кондензација паре ће почети на јонима које она у смеси произведе тако да у кратком времену њен траг формиран ситним капљицама које лебде у комори постаје видљив. Уз погодно осветљење траг може да се фотографише и касније анализира, а ако се комора постави у јако магнетно поље, по закривљености трага може да се одреди и знак наелектрисања честице и евентуално њен импулс. Тако је на пример откривен позитрон (Андерсон 1932). Слично је замишљена и реализована и такозвана **мехураста комора**. Радна средина ове коморе је течност, па је због веће густине њена ефикасност детекције већа но код маглена коморе. У комори се налази течност на температури далеко изнад температуре кључања, које се спречава врло високим притиском. Нагло смањење притиска течност доводи у такозвано прегрејано стање када су услови за нагло кључање обезбеђени. Јони створени проласком честица зрачења овај пут служе као центри формирања мехурића кључања течности који оцртавају траг честице. Помоћу оваквих детектора учињена су нека од пресудних открића у физици елементарних честица, као што је на пример откриће да електрон и неутрино могу да се расеју једно на другом.

Електричних детектора има више врста а најсврсисходнија подела је на **јонизационе** и **сцинтилационе** детекторе. Код **јонизационих детектора** се електрични сигнал о проласку честице зрачења кроз њихову активну запремину добија колекцијом слободних наелектрисања које је честица произвела. Ова колекција се обавља пригодно формираним електричним пољем под чијим дејством иначе, у одсуству јонизације, кроз електрично коло детектора не тече никаква струја. Типично електрично коло јонизационог детектора приказано је на слици 8.9. Колекција створених наелектрисања узрокује проток слабе краткотрајне, импулсне, струје кроз коло детектора и на радном отпорнику у колу производи одговарајућу промену напона. Јачина те импулсне струје, односно амплитуда импулса, говори о енергији коју је честица потрошила на јонизације у детектору те може да служи као мера



Слика 8.9.

њене енергије. Овакви детектори стога могу да раде и као **спектрометри**, али и као обични **бројачи**, када само одбројавају регистроване честице. Могу да буду гасни, када се зову **јонизационе коморе**, и када обично неком средњом јонизационом струјом говоре о интензитету поља зрачења у коме се налазе. Ако су начињени од полупроводничких материјала, силицијума или германијума, тада су то у суштини полупроводничке диоде, које се везују тако да у одсуству зрачења не проводе струју. Пролаз честице зрачења пребаци одређен број електрона из валентног у проводни опсег, када они буду колектовани на позитивном контакту, док се шупљине неутралишу на негативном контакту. **Полупроводнички детектори** су одлични спектрометри свих врста зрачења, а у данашње време се технологијом производње микро-електронских кола праве силицијумски такозвани «**пиксел**» **детектори** који са високом просторном резолуцијом дају

информацију о месту на коме је честица прошла кроз детектор. Тако се добија савремена варијанта визуелног детектора која се све више користи у физици елементарних честица. Један специјални тип гасног јонизационог детектора, такозвани **ГМ (Гајгер-Милеров) бројач** нарочито је био значајан у раном добу истраживања радиоактивности и елементарних честица, али се и данас због своје поузданости и једноставне употребе радо користи за потребе мониторинга присуства зрачења. ГМ бројач је суд цилиндричног облика на чијој оси се налази веома танка жица која се везује за позитиван пол извора напона (анода), док се проводна облога цилиндра везује за негативни пол (катода). Радни гас је данас обично неки халогени гас а радни напон се бира тако да је бројач практично на граници електричног пробоја. Ако честица зрачења створи макар један јонски пар, електрон који се креће ка аноди добиће у јаком електричном пољу довољно енергије да јонизује нови атом гаса, електрон из ове јонизације следећи атом, итд. У бројачу се развија такозвано лавинско пражњење које доведе до јонизације практично целе количине гаса у детектору. Висина тог импулса тако не зависи ни од врсте ни од енергије честице која је произвела јонизацију, и ГМ бројач не може да препозна ни коју је честицу регистровао ни колика јој је била енергија. Колекција овог наелектрисања произведе велики импулс у електричном колу детектора који не захтева додатно појачање. Он може да се директно пропусти рецимо кроз звучник у коме пролаз сваке честице изазива његово, ако ништа друго оно бар из многих филмова, препознатљиво «пуцкетање». Брзина пуцкетања говори о интензитету поља зрачења у коме се детектор налази. Детектор није спреман за регистрацију нове честице зрачења све док се сви спори јони не неутралишу на катоди, што доводи до појаве прилично дугог мртвог времена бројача. Детекција алфа честица отежана је њиховом малом продорношћу, услед чега оне врло тешко уопште стижу до запремине детектора а слична је ситуација и са нискоенергетским бета зрачењем. Да би се ова зрачења регистровала потребно је да детектори имају јако танке «прозоре» кроз које ове честице могу да прођу. Насупрот томе, детекција гама зрачења отежана је њиховом великом продорношћу, јер се детектор у целини показује као слаб апсорбер овог зрачења. Кажемо да је ефикасност за детекцију гама зрачења мала.

Рецимо на крају пар речи о **сцинтилационим детекторима**. Ови детектори користе фотоне видљиве светлости који се емитују при деексцитацији атома и молекула које је честица зрачења на свом путу кроз материјал побудила. Ту светлост и називамо сцинтилацијама, односно светлуцањем. Ова појава се догађа у свим материјалима, али се као сцинтилациони детектори могу да користе само они који су провидни за своју сопствену светлост, тако да она може да изађе из њих и да затим својим интензитетом говори о енергији коју је честица потрошила на ексцитацију детекторске средине. Као детектор сцинтилационе светлости се у пионирско доба користило људско око (као у Радерфордовим експериментима са расејањем алфа честица) а данас се користе

специјалне електронске цеви, такозвани фотомултипликатори, који вишеструко појачавају овај иначе јако слаб светлосни сигнал и претварају га у електрични импулс. Због тога смо их и сврстали у електричне детекторе. Сцинтилационих материјала има велики број разних врста, прилагођених за детекцију свих типова зрачења.

Све детекторе зрачења увек прати специјализована **нуклеарна електроника**, која обрађује импулсе које детектори производе – мери њихове амплитуде, облик, тренутак појављивања – одакле се затим извлачи релевантна информација.

Детекторима се у данашње време називају и огромни комплексни системи сачињени од много хиљада појединачних детектора, чији је рад координиран од стране моћних рачунара, са циљем потпуног упознавања сложених догађаја у интеракцијама између језгара или елементарних честица које се одвијају на врло високим енергијама.

Примене зрачења

Примене радиоактивних изотопа и њихових зрачења веома су многобројне и разноврсне. Почнимо са занимљивом и веома корисном применом у биохемији. Ради се о могућности да се уместо атома стабилног изотопа елемента који иначе улази у састав неког органског молекула угради атом неког његовог радиоактивног изотопа. Такав молекул се назива «обележени» а радиоактивни атом је «изотопски трасер». Пратећи радиоактивност **обележених једињења** кроз компликоване метаболичке процесе о њима могу да се сазнају детаљи који се другачије не могу сазнати. Од свих изотопа у том смислу најбољи је свакако већ више пута помињани радиоактивни угљеник, C-14, јер је угљених основни елемент живота. Идеја радиоактивних трасера користи се са успехом и другде, где год је потребно пратити ток неке компоненте у комплексним процесима, као рецимо у геологији, рударству, металургији, пољопривреди, итд.

Грана медицине, **нуклеарна медицина**, велики је корисник радиоактивних изотопа за дијагностику читавог низа обољења, за терапију малигних обољења као и за лабораторијска испитивања. Дијагностика функција појединих органа заснована је на производњи погодних једињења која у свом саставу имају одговарајући радиоизотоп а која се концентришу у датом органу. Такозвана **сцинтиграфија** је примена сцинтилационих детектора у праћењу темпа акумулације једињења у датом органу, односно

његове функције, његовог облика, итд. Органи који су подложни овако детаљном испитивању су штитаста жлезда, бубрези, мозак, јетра, панкреас, плућа, итд. Познати изотопи који се притом користе су I-131, Tc-99m, итд. Терапија малигнух обољења покушава да оболело ткиво зрачењем уништи пре од околног здравог ткива. Велике количине радиоизотопа које се концентришу у оболелом органу могу да имају позитиван ефекат на сузбијање малигнитета. Успешно се лече хипертиреоза и малигни тумор штитасте жлезде.

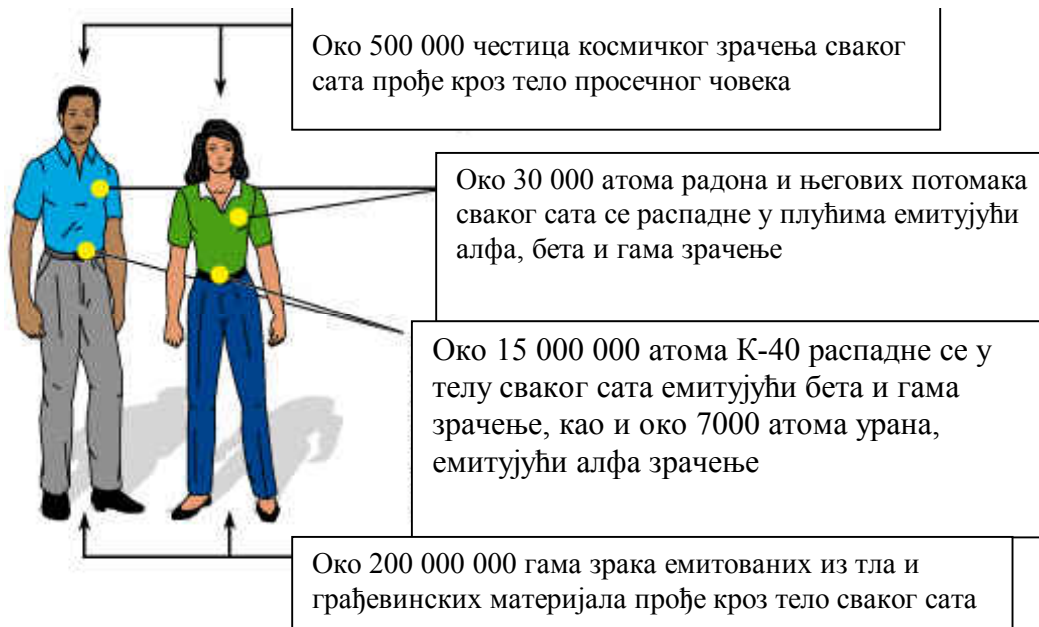
Примене у разним гранама индустрије су сувише многобројне и за само набрајање. Вероватно најзначајнија примена је у машинској индустрији за контролу квалитета ливова и варова великих комада и склопова, када носи назив **индустријске радиографије**. Метод који се користи исти је као и у рентгенологији, само се уместо зрачења рентгенске цеви које не може да достигне високе енергије користе далеко продорнија зрачења радиоактивних изотопа, рецимо Co-60, који има средњу енергију гама зрачења од 1,25 MeV, те може да «просветљава» велике комаде материјала.

Заштита од зрачења

Радиоактивност и зрачења високих енергија стално су присутни свуда у нашој околини. Такозвани **природни фон** чине са једне стране зрачења емитована из **природне радиоактивности**, која је у мањој или већој мери свуда присутна, а са друге исто толико свеprisутно **космичко зрачење**. Природни фон зрачења је дакле неуклоњив, и представља један од фактора који је између осталог свакако утицао и на еволуцију живота на Земљи. На слици 8.10 шематски су приказане компоненте природног фона, онако како увек и свуда делују на просечног човека. У доприносу укупном озрачавању становништва овом природном фону придружују се у данашње време и зрачења из **вештачке радиоактивности**, са којом се повремено срећемо, и коначно зрачења која се користе у разним **медицинским применама**. Укупан допринос озрачавању ових техногених компоненти варира, али је усредњен током дужег времена поредљив или већи од доприноса природних компоненти.

У нормалним условима **заштита од зрачења** за обично становништво, које се професионално не бави зрачењем, састоји се у **минимизирању техногених доприноса**, који су последица **човекових активности**, као и у

минимизирању изложености радиоактивном гасу **радону**, који је једна од компоненти природног фона на коју у принципу може донекле да се утиче.



Слика 8.10

Заштита од зрачења потребна је због негативних ефеката које сва јонизујућа зрачења имају на човека. Та дејства су двојака – соматска и генетска. **Соматски** су непосредни ефекти на органе озрачене јединке, док су **генетски** они који се одражавају на потомство озрачене јединке, али и на репликацију ћелија самог озраченог организма. Да би могле да се успоставе квантитативне везе између узрока и последица и овде је, као и другде, потребно мерити и једне и друге.

Дозиметрија се бави егзактним мерењем интегралних ефеката које дато поље зрачења производи у датој средини. Ако је у једном килограму материјала неко поље зрачења ослободило енергију од једног џула кажемо да је тај материјал примио **апсорбовану дозу** од једног **греја** (1 Gy). Ако се то десило током времена од једног часа кажемо да је то поље зрачења има **јачину апсорбоване дозе** од један **греј на час** (1 Gy/h). Ако се ради о неживим материјалима врста зрачења притом није од значаја, али ако се ради о живим организмима онда више није свеједно које је зрачење у питању. Дата апсорбована доза алфа зрачења ће у живом организму произвести 20 пута већи ефекат од исте апсорбоване дозе бета или гама зрачења, док ће иста та апсорбована доза неутрона произвести десет пута већи ефекат од исте дозе

бета или гама зрачења. Величина која о овоме води рачуна је **еквивалентна доза**, која је једнака **производу из апсорбоване дозе и фактора квалитета зрачења, Q**. Ако се узме да је за бета и гама зрачење $Q=1$, за неутроне ће бити $Q=10$ а за алфа зрачење $Q=20$. Јединица еквивалентне дозе је **сиверт (Sv)**.

Јачина еквивалентне дозе природног фона, у зависности од локације, креће се у границама од око $0,1 \mu\text{Sv/h}$ па и до $1 \mu\text{Sv/h}$. Када су живи организми у питању доза у извесној мери има кумулативно дејство, јер организам не може брзо да се избори са радијационим повредама. То значи да се ефекти новопримљених доза у доброј мери додају на ефекте раније примљених доза. **Годишњу дозу од природног фона** зато можемо да проценимо простим множењем јачине еквивалентне дозе у $\mu\text{Sv/h}$ бројем часова у години. Тако добијамо да она износи од око $0,5$ до 5 mSv/год . Ако је уобичајена доза из техногених извора истог реда величине значи да је максимална годишња доза обичног становништва око 10 mSv . Поређења ради, рецимо да је максимална дозвољена годишња доза за професионалне раднике са зрачењем 20 mSv .

Ефекти дате дозе зрачења јако зависе од органа који је ту дозу примио, од тога да ли се озрачено ткиво брзо размножава или не, као и од распореда дозе у времену. Најопштије се може рећи да дозе од око $0,3 \text{ Sv}$ почињу да изазивају експлицитне ефекте на озраченим органима, оне од око 1 Sv почињу да дају симптоме опште радијационе болести, док је доза од 4 до 5 Sv готово сигурно летална. Ефекти јако малих доза, блиских фонским, још увек нису једнозначно утврђени. Док се то не уради једини могући став је да дозе од зрачења из техногених извора треба држати на минимуму.

Коначно, када говоримо о заштити од зрачења потребно је јасно разликовати **озрачавање** и **контаминацију**. Под озрачавањем се подразумева само боравак у неком пољу зрачења, када изласком из њега то дејство престаје (осим евентуално у случају неутрона). Контаминација представља долазак у додир са радиоактивним материјалом, и може бити спољашња и унутрашња. Спољашња контаминација се може уклонити механичком или хемијском деконтаминацијом, док се унутрашња може евентуално убрзати повећањем брзине метаболизма унешене супстанце. Унутрашња контаминација је очигледно најопаснија јер зрачење од изнутра траје све док се радиоактивност не распадне или док је организам не излучи.

8.3. НУКЛЕАРНЕ РЕАКЦИЈЕ

Опште особине нуклеарних реакција

Нуклеарна реакција је збирно име за процес интеракције два језгра, или неке елементарне честице и језгра, у коме се по правилу оба учесника мењају, тако да у такозваном **излазном каналу** може да се нађе два или више различитих честица и језгара. Излазних канала притом може да има више али све што може да се деси мора да **задовољава све законе одржања** – енергије-месе, импулса, момента импулса, наелектрисања, и осталих квантних бројева које учесници могу да имају. Обично, али не обавезно, се подразумева да се ове реакције дешавају под дејством јаке интеракције, односно да су честице у улазном каналу **хадрони**. Ми смо се до сада већ нужно срели са читавим низом нуклеарних реакција: са (α, n) реакцијом у којој је откривен неутрон, са захватом неутрона помоћу кога производимо бета минус радиоактивне изотопе или индукујемо фисију, са спалацијом у којој се добија трицијум, итд.

Два еквивалентна општа записа најчешћег облика нуклеарне реакције у којој и у улазном и у излазном каналу постоје **само две честице** су:



где је са a означена лака упадна честица која се обично зове **пројектил**, са X тешка честица у улазном каналу, која обично мирује и која се зове **мета**, са b је означена **лакша** честица у излазном каналу а са Y **тежа**. Када се описује једна класа реакција, на пример када се говори о реакцијама изазваним алфа честицама у којима као резултат реакције из језгра мете у које је ушла алфа честица излази протон, онда се то означава као (α, p) реакција. Конкретна таква реакција је рецимо она у којој је откривен протон (Радерфорд 1919), која је истовремено представљала и прву **вештачку трансмутацију елемената**:



Као што рекосмо, реакција има и егзоенергетских, са позитивним Q -вредностима, и ендоенергетских, са негативним Q -вредностима. Да би ендоенергетска реакција могла да се деси упадна честица мора да унесе енергију већу од апсолутног износа Q -вредности јер део енергије коју она носи остаје заробљен у кретању центра масе система пројектил-мета, које

због одржања импулса мора да остане исто и после реакције. Тај минимални износ енергије који пројектил мора да унесе да би се ендоенергетска реакција уопште десила зове се **енергија прага** реакције. Није тешко показати да је енергија прага једнака:

$$T_{\text{prag}} = -Q \left(1 + \frac{m_a}{m_x} \right).$$

Прегледом овог израза закључујемо важну ствар: што је однос маса пројектила и мете већи то је и енергија прага већа од неизбежне Q -вредности. То и јесте разлог што се као **пројектил по правилу бира лакша од две честице** у улазном каналу. Но, ако се ради о наелектрисаним честицама ни кинетичка енергија већа од енергије прага не обезбеђује одвијање реакције. Због електричног одбијања, или, како то кажемо, због **Кулонове баријере**, потребна је додатна енергија да би језгра пришла на радијус дејства нуклеарних сила. Ово, јасно, важи и за егзоенергетске реакције. Због тога су се у раном периоду, када се као пројектиlima располагао само честицама емитованим у радиоактивним распадима чије енергије никад не превазилазе 10 MeV, могле изводити реакције само на лаким језгрима. Изузетак су реакције изазване неутронима, за које нема Кулонове баријере. Развој **акцелератора** омогућио нам је да ово ограничење превазиђемо и да упознамо и изведемо огроман број разноврсних нуклеарних реакција - практично све оне које уопште могу и да се десе.

Као најинтересантније ту су вероватно такозване **тешкојонске реакције**, код којих у улазном каналу интерагују два тешка језгра. У таквим реакцијама синтетизовани су најтежи трансурани, све до редног броја 118. Ови напори се улажу са циљем испитивања теоријске могућности постојања «острва стабилности», области у карти изотопа у којој би се, после «мора нестабилности», поново нашла језгра повишене стабилности око следећег могућег пара магичних бројева (можда око $Z=126$). Елементе који би могли имати изотопе повишене стабилности у тој области називамо **супертешким елементима**. Да би се те евентуално постојеће нуклеарне конфигурације уопште формирале у излазном каналу неке реакције изгледа да ће бити потребно да у улазном каналу интерагују радиоактивна, а не стабилна тешка језгра. Ово следи из претпоставке да линија стабилности наставља свој ток на исти начин и у тој области, тако да би та језгра требало да имају још већи однос N/Z од већ познатих најтежих језгара. То ће захтевати развој акцелератора радиоактивних тешких јона, што представља посебну потешкоћу. Но уколико међу њима има и стабилних или макар врло дугоживећих изотопа онда би се они могли, макар и у врло малим количинама, налазити и у природи. И код нас је својевремено, пре тридесетак година, у минералима талијума вршена потрага за присуством ека-талијума, елемента редног броја 113. Други важан мотив за испитивање интеракција тешких јона на врло високим енергијама јесте очекивање да се притом у нуклеарној материји деси фазни прелаз, односно формира стање такозване **кварк-глуон плазме**, које је по претпоставци постојало у најранијим фазама Великог Праска. Тренутно не видимо други начин да директно упознамо детаље настанка целокупне материје у најдаљој прошлости Васионе. О општим принципима рада акцелератора, тих изванредно сложених техничких постројења, рећи ћемо у следећем поглављу нешто више.

У физици елементарних честица, где треба упознавати особине интеракција честица на свим енергијама, и где се са повећањем енергије **креирају нове реалне честице** све већих маса, проблем повећања енергије прага у односу на Q-вредност још је заостренији но у случају нуклеарних реакција. Горњи израз за енергију прага добијен је у нерелативистичкој апроксимацији јер су у нискоенергетским нуклеарним реакцијама енергије честица далеко мање од њихових маса, али у случају продукције нових честица то више није случај, те се тамо мора примењивати релативистичка кинематика. Релативистички ефекти повећавају нерелативистичку вредност тако да је потребно јако повећање енергије снопа да би се креирала честица већ и мале масе. Због тога се у физици честица са аранжмана пројектил-мета прешло на такозване **сударājuће снопове**. У таквом аранжману убрзавају се обе честице у улазном каналу усусрет једна другој тако да њихов центар маса мирује пре интеракције, те мирује и после интеракције. Енергија прага је тако једнака само Q-вредности, а све креиране честице разлећу се из тачке интеракције у свим правцима, а не само јако унапред, као у аранжману пројектил-мета. Ово знатно олакшава детекцију креираних честица. Граница између физике језгра и честица условно може да се постави на основу оваквих разматрања на енергији на којој почне креација најлакше јакоинтерагујуће честице, пиона, тј. негде на око 150 MeV по нуклеону. Ту где почиње креација хадрона завршава се нискоенергетска физика језгра а почиње аутентична физика честица.

Основна карактеристика сваке реакције је **вероватноћа за њено дешавање**. Та вероватноћа изражава се, као што смо поменули, величином која се зове **пресек**, која има димензије површине. Ако је танка мета дебљине x , у којој има N честица по јединици запремине, постављена нормално на правац снопа упадних честица, и ако се када на ту мету стигне укупно Φ упадних честица деси R реакција, пресек σ једнак је:

$$\sigma = R / N\Phi x.$$

Корисна величина је и **средњи слободни пут између интеракција**, \bar{x} , који је за случај дебеле мете једнак $\bar{x} = 1 / N\sigma$.

Пресеци за све реакције зависе од енергије пројектила, за неке слабије, за неке јаче. Ако зависност пресека од енергије у неком опсегу енергија има изражени максимум, односно ако графички приказ те зависности има звонасти облик, онда то значи да систем састављен од честица у улазном

каналу са повећаном вероватноћом краткотрајно формира везано стање које се затим распада на честице које опсервирамо у излазном каналу. Такав краткоживећи везани систем зовемо **резонанцом**, а график зависности пресека од енергије у области пораста пресека зовемо **резонантном кривом**. Ако је ширина резонантне криве ΔE , онда је време полураспада резонанце, по релацији неодређености за енергију и време, једнако $T_{1/2} = \hbar / \Delta E$. Краткоживеће резонанце су широке, а дугоживеће уске (исте релације иначе важе и за природне ширине свих побуђених стања свих микросистема). Пресеци за формирање појединих резонанци могу бити огромни, далеко већи од уобичајених нуклеарних пресека који су, како рекосмо типично реда барна, односно који имају вредности реда 10^{-24}cm^2 . Ова појава битна је како за многе процесе у природи, тако и за многе примене, нарочито за нуклеарну енергетику. Поред резонанци, као што смо већ истакли, велики пресеци постоје и за захват спорих неутрона. Са друге стране пресеци за све реакције које теку под дејством слабе интеракције много редова величина мањи су од пресека за нуклеарне реакције, које теку под дејством јаке интеракције. Ту рецимо спадају све реакције између неутрина и других честица, а за неке од реакција пресеци су толико мали да те реакције никад нисмо ни видели. Ово нам директно говори о јако малом радијусу дејства слабе интеракције, због чега нам та сила и изгледа толико слаба.

Од свег мноштва реакција ми ћемо због њиховог изузетног значаја мало детаљније размотрити **индуковану фисију** и такозване **термонуклеарне реакције**. Иако у ове две области акцелератори не играју битну улогу ми ћемо због њиховог пресудног значаја за студије особина нуклеарних и честичних интеракција у најкраћим цртама претходно упознати основне особине ових фантастичних машина.

Акцелератори

Задатак акцелератора је да наелектрисаним честицама, електронима или јонима, саопштавају одређену **кинетичку енергију**. «Акцелератор» је у извесном смислу лош термин. Пошто се са порастом енергије честице њена брзина асимптотски приближава брзини светлости, то после извесне енергије брзина практично више приметно не расте, тј. убрзање постаје безначајно, док енергија расте увек на исти начин, у принципу до бесконачности. Осим тога битан параметар честице и није брзина већ енергија. Бољи термин би зато вероватно био «енергизатор» честица. Акцелератори су иначе у потпуности **релативистичке машине**, и њихов непрекоран рад најбоља је потврда свих ставова специјалне теорије релативности. Поред енергије, битна

карактеристика акцелератора је и **јачина струје честица** коју овај даје, односно број честица у јединици времена по јединици површине снопа. Пошто честице енергију добијају само у електричним пољима то постоје две суштински различите концепције акцелератора: **линеарни** и **циркуларни**. Кроз линеарни акцелератор свака честица прође само једанпут а кроз циркуларни у принципу прође јако велики број пута. У линеарним акцелераторима прираштај енергије по јединици пута зато мора да буде велики док код циркуларних то може да буде знатно мање. У циркуларним акцелераторима се честице на затвореној путањи одржавају одговарајуће формираним **магнетним пољима** које производе различити електромагнети (сетимо се да Лоренцова сила не врши рад, те да се за ово не троши енергија, осим на топлотне губитке у намотајима). Акцелератори се даље разликују по врсти честица које убрзавају; они који убрзавају лаке честице, **електроне**, различити су од акцелератора за **протоне и тешке јоне**. Електрони зраче електромагнетно зрачење пропорционално квадрату убрзања, које се у циркуларним акцелераторима због сталног центрипеталног убрзања стално и емитује (такозвано **синхротронско зрачење**). Губици на емисију овог зрачења морају да се надокнађују из истог извора из кога снап иначе добија корисну енергију. Тешке честице имају безначајне губитке на зрачење. Када су јако велике енергије електрона у питању линеарни акцелератори стога имају значајне предности.

Надаље, значајно се разликују релативно нискоенергетски акцелератори који се користе за потребе нуклеарне физике од оних високоенергетских који се користе у физици честица. Нарочито су специфичне конструкције они који обезбеђују сударајуће снопове. Разни типови акцелератора носе необична имена. Нискоенергетски нуклеарни акцелератори су: од линеарних: Ван де Графов, Тандем Ван де Граф, Кокрофт-Волтонов, Видерое-ов, а од циркуларних: бетатрон, циклотрон, изохрони циклотрон, тешкојонски синхротрон. Високоенергетски акцелератори за физику честица данас су углавном линеарни акцелератори Видерое типа и синхротрони, и једни и други гигантских размера. Њима обично претходи низ мањих акцелератора који служе као инјекциони степени који дају почетну енергију и формирају снап. То су уствари огромни акцелераторски комплекси чији је рад са максималном прецизношћу контролисан од стране најбржих постојећих рачунара. Потрошња електричне енергије једног оваквог акцелераторског комплекса, када је овај у пуном погону, превазилази потрошњу једне осредње државе. Коришћење суперпроводних елемената (електромагнета и металних шупљина у којима се формирају стојећи електромагнетни таласи чија електрична поља убрзавају честице) знатно смањују ову потрошњу.

Обавезни делови сваке акцелераторске инсталације су: **јонски извор**, затим **активни део** у коме енергија снопа расте, односно сам акцелератор, и коначно **интеракциона запремина**, у којој честице снопа интерагују са метом или другим снопом и **вакуумски систем**, који у свим овим деловима одржава високи вакуум. Производе ових интеракција региструју и мере комплексни **детектори** распоређени око интеракционе запремине.



Слика 8.11

Најважнији светски акцелераторски центри данашњице су: за нуклеарну физику **GSI** у Дармштату, Немачка, **Дубна**, у близини Москве, Русија, **Беркли** у Калифорнији, САД, а за физику елементарних честица **CERN** у Женеви, Швајцарска, **Fermilab** у близини Чикага, Илиноис, САД, **SLAC** у Станфорду, Калифорнија, САД, **DESY** у Хамбургу, Немачка. Када су у питању фундаментална истраживања, све ове инсталације данас су интернационалне. У финансирању њихове изградње и каснијег рада учествује већи број држава, а тимови истраживача броје многе стотине људи. На слици 8.11 приказан је поглед на **CERN** (Европски центар за нуклеарна истраживања) са назначеним распоредом акцелератора. Главни акцелератор чије се пуштање у рад предвиђа за 2007. годину је LHC («велики хадронски

сударач»), протонски синхротрон обима 27 километара који се налази на 100 метара под земљом, у коме ће протони бити убрзавани до енергије од 8 TeV, у два супротно усмерена снопа, која ће се затим централно сударати. Пошто је ова енергија скоро 10000 пута већа од масе протона значи да ће се притом у свакој интеракцији моћи да креира отприлике толико честица масе сличне маси нуклеона, или неколико честица са масама хиљадама пута већим од масе нуклеона. Главно очекивање од овог фантастичног подухвата је креација па и детекција једне до сада неопажене честице чије постојање предвиђају наше теорије о основама структуре материје. То је такозвани **Хигсов бозон**, или популарно само «Хигс», који би требало да буде квант нарочитог општепрожимајућег поља са којим интерагују све честице, што се манифестује као њихова маса.

Индукована фисија и ланчана реакција

Од свих нуклеарних реакција до сада се најсудбоноснијом по човечанство свакако показала индукована фисија. Као што смо видели у поглављу о радиоактивности, енергија активације у урановим изотопима блиска је енергији везе по нуклеону у тим језгрима. То значи да би захват већ термалног неутрона, који има занемарљиву кинетичку енергију, могао да побуди језгро урана на фисију. Пошто би се притом у просеку ослободила и 2,5 неутрона, они би могли да индукују следеће фисије, одатле би настало нових 2,5x2,5 неутрона који би индуковали исто толико фисија, они би дали 2,5x2,5x2,5 нових фисија, итд. итд. У **n-тој генерацији** добило би се $2,5^n$ фисија. Ово се назива **ланчаном реакцијом**. Ако погледамо колико би генерација било потребно да се на овај начин «сагори» један мол урана, који садржи Авогадров број атома, дакле ако једначину:

$$2,5^n = 6 \times 10^{23}$$

решимо по n, добићемо да је у једном овако идеализованом случају $n \approx 60$. Притом би се ослободила енергија од приближно $200 \text{ MeV} \times 6 \times 10^{23} = 2 \times 10^{13} \text{ J}$. Пошто једна генерација живи око 1 ms, ослобођена снага износила би невероватних $2 \times 10^{13} \text{ J} / 60 \text{ ms} \approx 330 \text{ TW}$. Ако бисмо успели да овај **експлозивни** процес успоримо, или како се то каже да га **контролишемо**, тако да се ово деси током рецимо 10 дана, снага би током целог тог периода износила још увек изванредних $2 \times 10^{13} \text{ J} / 864000 \text{ s} \approx 23 \text{ MW}$.

Иако веома поједностављена, ова наша процена ипак доста добро описује редове величина у стварности. У томе и лежи изванредан потенцијал нуклеарне енергије. Но то је тако само у принципу, а детаљи који омогућују да се нешто слично овоме заиста и реализује, било у експлозивној било у контролисаној верзији, веома су компликовани. Да би се ланчана реакција стабилно одржавала потребно је да се број неутрона који могу да изазивају фисију из генерације у генерацију одржава сталним, тј. да однос броја неутрона који индукују фисију у једној генерацији према броју у претходној буде тачно једнак један. Тај однос се назива **фактором репродукције неутрона** и традиционално се означава са k . Ако је $k=1$ кажемо да је систем **критичан**, ако је $k<1$ кажемо да је **поткритичан**, а ако је $k>1$ да је **наткритичан**. Дакле, у критичном систему може да се одржава контролисана ланчана реакција, у поткритичном систему она се гаси, а наткритични систем се брзо отима контроли и у принципу може експлозивно да сагори сву присутну количину фисилног материјала. Читав низ параметара утиче на могућност остварења критичног или наткритичног система и сада ћемо продискутовати неке најважније од њих. Основни чисто геометријски параметар који регулише критичност је **величина** комада фисилног материјала. У малом комаду материјала, мањем од средњег слободног пута неутрона, највећи део неутрона ће «побећи» из те запремине кроз површину те ће бити изгубљен за одржавање ланчане реакције, која због тога не може да тече. Ако је радијус комада фисилног материјала већи од средњег слободног пута неутрона за фисију систем може да буде критичан па за такав материјал кажемо да има **критичну масу**. У експлозивним направама, «атомским бомбама», наткритичност мора да се оствари брзо, пре но што се наткритична маса материјала разлети, и различита решења управо ово реализују.

Сада ћемо размотрити неке од осталих потребних услова за остварење критичности. За почетак, два једина изотопа урана која постоје у природи, U-235 и U-238 (који се иначе означавају само као U5 и U8), иако по атомским особинама практично идентични, по питању фисије индуковане неутронима веома се разликују. Та разлика проистиче из разлике у броју неутрона, U5 има непаран а U8 паран број неутрона. Захват неутрона од стране U5 даје U-236, у коме се тај нови неутрон спарује са непарним неутроном у U5, што поред свих компоненти енергије везе ослобађа и његову енергију спаривања која износи негде око 1 MeV. Захват неутрона од стране U8 даје U-239 у коме тај придобли неутрон остаје неспарен, па се притом ослобађа практично иста енергије везе као у случају U5, али смањена за енергију спаривања, односно за 1 MeV. Захваљујући овој разлици, како се испоставља, захват већ термалног неутрона од стране U5 индукује његову фисију, док фисију U8

индукује тек захват брзог неутрона, енергије преко 1 MeV. На тај начин **U5 је једино језгро у природи које је фисилно термалним неутронима**. Остала оваква дугоживећа фисилна језгра са непарним бројем неутрона, U-233 и Pu-239, не постоје у природи и морају вештачки да се производе, одговарајућим нуклеарним технологијама које ћемо касније поменути. U5 и U8 се битно разликују и по вредностима пресека за фисију захватом неутрона. Пресек за фисију U5 термалним неутроном износи читавих 600 барна док је пресек за фисију U8 брзим неутроном свега око 1 барн, тако да је он и због великог средњег слободног пута за фисију практично неупотребљив за ланчану реакцију. Поред тога, захват неутрона у оба језгра не мора да доведе до фисије већ, као што је и уобичајено, везивна енергија неутрона може да се ослободи и у форми гама зрачења. Неутрон који на тај начин страда изгубљен је за одржавање ланчане реакције. U8 нарочито је незгодан у том погледу – овакав **радијативни захват неутрона** је у њему резонантан, са огромним пресецима већим од 10000 барна у области енергија неутрона од 10 до 100 eV (такозвани интермедијарни неутрони). Пошто се неутрони у фисији рађају брзи, те их за коришћење у следећим фисијама треба термализовати, то значи да их са великом вероватноћом током термализације очекује овај по ланчану реакцију погубан радијативни захват. Такође, и материјал који би требало да термализује неутроне, такозвани **модератор**, може да захвата неутроне и тиме да онемогући ланчану реакцију. На крају, мада је то вероватно најважније, подсетимо се да за фисију корисног U5 у природној смеши изотопа има само 0.7%, док за фисију штетног U8 има читавих 99.3%. Сада нам је јасно зашто се повећање садржаја U5 у односу на U8 назива **обогаћењем**, а супротно **осиромашењем**.

Када је у питању реализација контролисане ланчане реакције, мноштво различитих типова **нуклеарних реактора**, како називамо комплексне инсталације у којима се ово догађа, само користи различите могућности које се повољним комбинацијама свих горе поменутих фактора могу да реализују.

Већина типова реактора има следеће делове: Активно **језгро**, у коме се налазе **горивни елементи**, **модератор**, **систем за контролу** тока ланчане реакције, и **систем за хлађење**, затим **омотач** који поред тога што рефлектује назад неутроне који би иначе напустили активну запремину може да има и друге функције, **контејнер** који ово све садржи и који не сме да дозволи да било која врста радиоактивности, гасна, течна или чврста, напусти реактор, и коначно многоструке слојеве **заштите** персонала и даље околине реактора. Погледајмо укратко какве су особености неких основних типова реактора.

Први реактор, кога је Ферми изградио усред Другог светског рата, је као гориво користио природни уран, као модератор чисти угљеник (у форми графита), као систем за контролу кадмијум, а као средство за хлађење ваздух. Ултра чисти графит изабран је за модератор јер лаки водоник, односно протон, који најбрже термализује неутроне, има мали али ипак ометајући пресек за захват неутрона. Главна вештина састојала се у распореду горива и модератора. Призматични комади урана наизменично су слагани са истим таквим комадима графита а димензије комада изабране су тако да неутрон из фисије која се десила у једном комаду урана после проласка кроз графит до другог комада урана стигне термализован, тако да избегне радијационе резонанце у U8 и изазове фисију U5. Критична запремина постигнута је једноставним додавањем оваквих елемената све док је однос површине према запремини постао толико мали да напуштање неутрона не омета одржавање реакције. Контрола критичности и гашење реактора обављало се убацивањем у центар реактора шипке од кадмијума, који има врло велики пресек за захват неутрона. Важан детаљ је да је контрола критичности немогућа регулацијом броја промтних фисионих неутрона, јер механички системи не могу да реагују довољном брзином на промену њиховог броја из генерације у генерацију. Ова контрола омогућена је искључиво постојањем такозваних **закаснелих неутрона** чија емисија прати брзе бета распада фисионих фрагмената. Таквих неутрона, који се појављују до неколико секунди после акта фисије, има свега око 1% од укупног броја неутрона, али је и то довољно да се критичност може да контролише регулацијом само њиховог броја. Како се испоставило, захвати неутрона од стране U8, који су неповољни за одржање ланчане реакције, могу итекако добро да се искористе. Ако се око активног језгра реактора постави омотач од U8 онда он служи и као рефлектор који део неутрона враћа у активну запремину, али и као апсорбер неутрона, при чему се добија U-239. Овај је бета минус радиоактиван и са временом полураспада од 23 минута се распада у Np-239, који је такође радиоактиван и са полуживотом од 2,3 дана се распада у плутонијум Pu-239. И Pu-239 је радиоактиван, али му је полуживот 24 000 година, те са њим може да се ради хемија а и да се механички обрађује скоро као да је стабилан. Пошто је хемијски различит релативно лако може да издваја из урана који је довољно дуго служио као омотач реактора. Pu-239 је фисилан термалним неутронима као и U5 и представља изванредно нуклеарно гориво, али и најбољи нуклеарни експлозив.

Прва атомска тест бомба, као и друга која је бачена на ненаоружане цивиле (Нагасаки), биле су већ плутонијумске бомбе, док је бомба бачена на Хирошиму била од U5. У реакторима који се зову **конвертори**, у којима се од материјала који није фисилан термалним неутронима на горњи начин производи онај који то јесте, отада су произведене хиљаде тона плутонијума и многе

десетине хиљада нуклеарних бојевих глава, које у рукама светских моћника служе као стална претња опстанку човечанства. Поред плутонијума, другу могућност за добијање нуклеарног горива дају омотачи од торијума, у којима Th-232 захватом неутрона постаје Th-233 који се распада у Pa-233, да би овај распадом дао фисилни U-233. Погодном конструкцијом може да се добија чак и више горива него што се троши, и реактори код којих се то постиже називају се **оплодним**. Поред конверзије и оплодне горива реактори се користе и као извори неутрона за потребе **истраживања** у нуклеарној физици и техници, али и у физици кондензованог стања, за испитивање и утврђивање структуре течних и чврстих тела. Ово је омогућено коришћењем таласних особина неутрона којима се избором импулса бира и таласна дужина ДеБројевог таласа. Неутрони одређене таласне дужине затим дифрагују на исти начин као и електромагнетно зрачење па анализа дифракционих слика даје информације о просторном распореду језгара на којима се неутрони расејавају. У нуклеарном институту у Винчи крај Београда током скоро 30 година успешно је радио изванредан истраживачки реактор снаге 10 MW, који је у центру имао флуks од скоро 10^{14} неутрона по квадратном центиметру у секунди.

Но највећа употреба реактора у данашње време је свакако за **производњу електричне енергије**. Припремајући се за време када ће фосилна горива постати драгоцен реткост развијене земље већ сада значајан део електричне енергије производе на овај начин. Француска рецимо преко 60% електричне енергије има нуклеарног порекла. Такви **реактори снаге** у суштини претварају кинетичку енергију фисионих фрагмената у топлоту, па затим ову у електричну енергију, као и у свакој другој термоелектрани. За ову намену реактори почињу да буду економични ако им је снага реда 1000 MW или више.

Ако се као гориво користи природни уран онда се поред графита као модератор може да користи и деутеријум, најгодније у форми тешке воде (отуд стратешки значај тог материјала). Ако се као модератор користи обична вода онда као гориво мора да се користи обогачени уран, са бар 3% U5 (који као такав није довољно обогачен да може да се користи за производњу нуклеарног оружја). Пошто водена пара има мали топлотни капацитет, као средство за хлађење најчешће се користи обична вода која се, како би остала течна и на високим температурама, налази под веома високим притиском, и до стотинак атмосфера. Изванредна је занимљивост да је на Земљи, пре око две милијарде година, док је због краћег полуживота садржај U5 био баш негде око 3%, у данашњем руднику урана у Габону, спонтано радио такозвани **природни нуклеарни реактор**. Ланчана реакција се ту одржавала малом снагом али јако дуго, све док је вода интензивно купала тај локалитет. Коначно, реактори могу да раде и на брзе неутроне. Гориво је тада практично чисти U5 или Pu-239, а модератора уопште нема. Као средство за хлађење зато не могу да се користе лаки материјали, те је то најчешће течни натријум. Иако су пресеци за брзе неутроне много мањи но за термалне, па су и средњи слободни путеви дужи, одсуство модератора ипак јако смањује језгро реактора те се такви реактори због малих димензија користе за погон бродова и подморница.

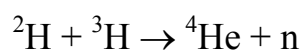
Нуклеарни реактори као извори енергије, као и сви други, имају низ предности и мана. Предност им је свакако природа самог горива, кога, имајући у виду могућност оплодне, има у количинама далеко већим од фосилних горива. Друга предност је у еколошкој чистоћи – производи сагоревања фосилних горива по свему судећи опасно нарушавају топлотну

равнотежу атмосфере, док код нуклеарне енергије та опасност не постоји. Са друге стране главна мана нуклеарне енергије је опасност од радиоактивног загађења у случају акцидента, као и проблем одлагања ислуженог горива које је пуно дугоживећих фисионих фрагмената, такозвани проблем радиоактивног отпада. Два главна контаминанта, Cs-137 и Sr-90, са полуживотима од око 30 година, још увек се налазе у нашој околини преостали из времена нуклеарних проба и Чернобилског акцидента. У развијеном свету интензивно теку истраживања усмерена на превазилажење ових проблема. Такозвани хибридни системи – комбинације акцелератора који треба да обезбеђују неутроне и реактора у којима они треба да одржавају ланчану реакцију, обећавају решавање главних проблема од којих пате класични реактори. Неки нови типови реактора који се пројектују и испитују требало би да уопште не могу да постану наткритични. Овде треба напоменути да се сва знања и вештине везане за нуклеарну енергију а нарочито за нуклеарно оружје и даље сматрају најстрожијим државним тајнама, на које развијене земље света брижљиво чувају монопол. За разлику од овога, фундаментална нуклеарна физика је у потпуности интернационализована, са тим да њене резултате за потребе примена, због оваквог стања ствари, могу уствари да користе само најразвијенији. Будући развој човечанства зависи од успеха у овим истраживањима, али и од истраживања потенцијала термонуклеарних реакција, којима посвећујемо следеће поглавље.

Термонуклеарне реакције

Термонуклеарне реакције су реакције спајања, односно **фузије**, јако лаких језгара, која енергије потребне за савлађивање одбојне Кулонове баријере поседују зато што припадају систему који се налази на високој температури. Као што смо видели када смо проучавали зависност енергије везе по нуклеону од масеног броја (слика 8.2) такве реакције су увек егзоенергетске, са великом ослобођеном енергијом по нуклеону, у принципу већом од оне ослобођене у фисији тешких језгара. Потенцијал ових реакција као извора енергије је велики и очекује се да ће их интензивна потрага за принципијелним и техничким решењима у догледном року претворити у један од најзначајнијих и практично неисцрпних извора енергије. Термонуклеарне реакције су осим тога извор енергије звезда, па и нашег Сунца, а такође и процеси у којима је искован целокупни елементални садржај материје од које је све изграђено, укључујући и нас саме.

Погледајмо за почетак које се реакције јављају као најбољи кандидати за практичну употребу. Уобичајено је у овој области да се реакције означавају само словним ознакама честица које се фузионишу, као на пример pp за реакцију између два протона, или dt за реакцију између деутерона и тритона, итд. Основна, pp реакција не може да тече директно преко јаке интеракције јер се дипротон не везује, али може да тече преко слабе интеракције, што је за праксу због малих пресека неупотребљиво, али у звездама, као што ћемо видети, изванредно функционише. Следећа је dd реакција, која може да има два исхода. Директна фузија у алфа честицу не може да иде јер је Q -вредност од 23,8 MeV притом већа од енергије везе нуклеона у алфа честици, тако да из ње тренутно излази или протон, када је Q -вредност 4,0 MeV, или неутрон, када је Q -вредност једнака 3,3 MeV. Најбоља од свих, за коју је Кулонова баријера иста као и за pp и за dd реакцију, је dt реакција:



са Q -вредношћу од читавих 17,6 MeV. Кинетичке енергије продуката, алфа честице и неутрона, стоје у обрнутој сразмери са њиховим масама, тако да неутрон односи читавих 14 MeV. Ова реакција се иначе користи и у малим акцелераторима који се називају неутронским генераторима, одакле се добијају познати «14 MeV-ски неутрони». Када је у питању генерација енергије ово није најзгодније; енергија неутрона не трансформише се лако у топлоту. Кулонова баријера:

$$U = \frac{Z_1 e Z_2 e}{4\pi\epsilon_0 (R_1 + R_2)}$$

(види 8.2) овде је једнака 0,4 MeV, и мада је то најнижа од свих баријера ипак је није лако прећи. Ако претпоставимо да се језгра која треба да се фузионишу налазе у плазми која је у топлотној равнотежи тако да им је расподела брзина Максвеловска, онда им је средња кинетичка енергија једнака kT , где је k Болцманова константа која је једнака $8,6 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$. То значи да средњој енергији од 1 eV одговара температура од 11600 K. У физици језгра и честица зато је уобичајено, подразумевајући ову везу, да се и **температура изражава у електрон-волтима**. Тек на температури од 0,4 MeV, односно од потпуно недостижних 4,6 милијарди келвина, би средња енергија честица била виша од Кулонове баријере. Но толика температура није ни потребна да би темпо одвијања фузије ипак био прихватљив. Ако се ослонимо на тунелирање баријере и на облик Максвелове расподеле брзина која има дугачак «реп», односно значајан број честица са брзинама знатно већим од средње брзине, темпо одвијања фузије очигледно зависи од

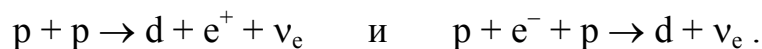
преклопа ове расподеле брзина и зависности пресека од брзине. Број честица са датом енергијом опада са порастом енергије, али пресек за фузију са узимањем у обзир тунелирања кроз баријеру расте са енергијом, тако да преклоп ове две функције има звонасти облик са максимумом на енергији која је све виша што је виша температура. На овај начин, већ на температури од 10 keV принос фузије може да буде задовољавајући. Но то је тек први проблем. Иако је изотопска обилност деутеријума мала, водоника ипак има толико да се проблем деутеријума уопште не поставља. Но, због радиоактивности, трицијума на Земљи практично нема. Он се мора на неки начин производити, што се ипак показује задовољавајуће могућим. Наиме, ако би се фузиони реактор окружио литијумом, тада би 14 MeV-ски неутрони у његова два изотопа изазивали реакције, које обе производе трицијум:



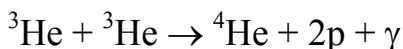
Метални литијум (који је течан) би на тај начин истовремено служио и као хладилац, и као апсорбер неутрона, и као извор новог горива. Формирање и дуготрајно одржавање (конфинирање) високотемпературске водоничне плазме довољне густине се показало као велики технички проблем који још увек није задовољавајуће решен. Будући наелектрисана, плазма се може успешно држати у одговарајуће конфигурисаним магнетним пољима, јер је додир са сваким зидом иначе брзо неутралише и хлади. Загревање се обавља апсорпцијом одговарајућег електромагнетног зрачења. Но осим на загревање плазме значајан износ електромагнетне енергије мора да се троши и на одржавање тог загревања, услед неизбежног хлађења до ког долази услед интензивне емисије закочног зрачења. Први циљ изградње фузионог реактора, достизање режима у коме је генерација енергије из фузије једнака енергији која се троши на погон реактора, још није постигнут. Основна геометрија магнетног поља је тороидална, а машине које је реализују носе назив «токамак». Тренутно се у Француској интернационалним напорима гради огромна инсталација овакве врсте, под називом **ITER**, од које се очекује да током следеће декаде реализује овај нулти пројектни захтев. Поред магнетног конфинирања испитује се и могућност инерцијалног конфинирања плазме. У овој варијанти би се експлозивно-имплозивни услови за фузију у малој количини горива остваривали симетричним озрачавањем интензивним сноповима или ласерске светлости или убрзаних тешких јона. Овакве мини експлозије биле би само слаба сенка страшних експлозија које се реализују у такозваним водоничним (хидрогенским) бомбама.

У хидрогенској бомби фузионо гориво због мале густине не може да буде гас, већ се у ту сврху користи чврсти литијум деутерид (LiD) обогаћен изотопом Li-6. Једини начин да се ово фузионо гориво «запали» је да се за то искористи нуклеарна фисиона бомба. Зрачење фисионе бомбе загрева и компресује фузионо гориво. У складу са првом од две горње реакције фисиони неутрони конвертују литијум у трицијум, који се затим фузионише са деутеријумом. Ако се све ово стави у облогу од U8, који је фисилан брзим неутронима, 14 MeV-ски неутрони из фузије тада управо то и раде, ослобађајући огромну додатну енергију. Таква водонична бомба је на тај начин уствари фисионо-фузионо-фисиона направа. Снага експлозије нуклеарног оружја изражава се у јединицама снаге експлозије једне тоне класичног експлозива тринитротолуола (ТНТ). «Обичне» фисионе бомбе имају снаге од десетина и стотина килотона ТНТ, док водоничне достижу десетине милиона тона ТНТ. Такве бомбе још нису коришћене за убијање људи, али њихов потенцијал у том смислу у рукама такозваних развијених земаља представља застрашујуће оружје државног тероризма.

Посветимо коначно дужну пажњу изванредно значајној улози коју термонуклеарне реакције играју у природи. Сви услови потребни за одвијање ових реакција постоје у централним областима звезда. Ту су на првом месту потребне сировине, јер је водоник далеко најобилнији елемент у Вациони, па затим и висока температура и висок притисак, какви се нигде другде не могу да одржавају дуго времена. Опишимо у најкраћим цртама како се све ово реализује у једној звезди. Гравитациона контракција материјала звезде узрокује њено загревање, јер гравитациона енергија везе практично само тако може да се ослобађа. Притисак гаса на високој температури супротставља се даљој контракцији све док се звезда зрачећи електромагнетно зрачење у околни простор не охлади и дозволи даљу гравитациону контракцију. Ово даље загрева њену централну област, све док температура не достигне температуру паљења фузионих реакција. У центру нашег Сунца, рецимо, температура износи 15 милиона степени, односно негде око 1,3 keV. Енергија ослобођена у фузији ствара притисак који се опире даљој контракцији и која истовремено представља извор зрачења звезде. Ту сада, у условима дуготрајне стабилне равнотеже, има довољно времена да тече и веома маловероватна фузија два протона преко слабе интеракције. Она може да се одвија на два начина:



У обе реакције емитује се неутрино, кога ми на Земљи у принципу можемо да видимо као очигледан доказ да ове реакције, које због малих пресека у лабораторији нисмо никад реализовали, заиста теку у центру нашег Сунца. На тај начин се формира деутеријум који се затим јаком интеракцијом фузионише са протоном и даје He-3. Овај затим највероватније интерагује са истим таквим језгром у реакцији:



Види се да је нето резултат једног такозваног **pp-циклуса** фузија 4 протона у алфа честицу. Збир Q-вредности свих ових реакција износи 26.7 MeV. Знајући да такозвана соларна константа, односно снага сунчевог зрачења на површини Земље, износи 1,4 kW/m², као и да растојање Сунце-Земља износи 150 000 000 km, лако налазимо да укупна снага сунчевог зрачења износи 4x10²⁶ W. Ако један pp-циклус ослободи 25 MeV (јер треба изузети енергију неутрина) добијамо да се у Сунцу дешава 10³⁸ фузија у секунди, односно да се потроши 4x10³⁸ протона или око 700 милиона тона сваке секунде. Но маса Сунца је огромна, и ако се синтеза хелијума од водоника настави овим темпом у њему има залихе термонуклеарног горива за следећих 5 милијарди година.

Када се једном у звезди потроши залиха водоника језгро које се сада састоји претежно од хелијума више не може да се опире гравитационом сажимању које се наставља, додатно загревајући материјал језгра. У звездама лакшим од Сунца ово није довољно да се започну нове реакције синтезе, и звезда се сажима у облик кога зовемо белим патуљком. У тежим звездама загревање је довољно да почне сагоревање хелијума. Ово је отежано непостојањем дугоживећих језгара са A=5 и A=8, али се превазилази могућношћу такозване 3α синтезе у ¹²C. Ова синтеза омогућена је срећном околношћу да у C-12 постоји резонанца са врло великим пресеком за формирање и то на енергији блиској Q-вредности за ову реакцију. Када ове резонанце не би било, у природи не би било елемената тежих од литијума. Овако, око 1% тежих језгара која постоје у Васиони, морала су кад-тад проћи ову фазу синтезе. Када се и ова фаза исцрпи, лакше звезде опет заврше као бели патуљци, док теже наставе еволуцију даљом контракцијом и загревањем, до температура на којима су енергије довољне за тунелирање кроз високе Кулонове баријере између алфа честица и тежих језгара. У њима тада сукцесивним егзоенергетским захватима алфа честица тече даља синтеза елемената све до елемената из групе гвожђа, које се налази у максимуму енергије везе по нуклеону. Када језгро постане састављено практично од гвожђа више нема извора енергије који може да се супротстави даљој контракцији. Звезда брзо колабира, спољашњи слојеви падају на језгро и нуклеарна материја у језгру под огромним притиском достиже огромне температуре, што доводи до спектакуларне експлозије – **експлозије супернове**. Притом се у такозваном брзом процесу (r-процес) сукцесивним захватима неутрона формирају језгра свих тежих елемената, све до последњих трансурана чије постојање већ спречава спонтана фисија. У експлозији се сав тај материјал расејава у околни простор, да би касније послужио за формирање звезда друге генерације, као што је наше Сунце, њихових планетних система, као што је овај коме припада и наша Земља, и коначно живота, коме и сами припадамо. Сви смо ми, како се то поетично каже, сачињени од звездане прашине. Пошто тешких елемената још увек у Васиони има мало закључујемо да нуклеарна еволуција материје у звездама још није далеко одмакла, и да је Васиона још увек релативно млада. О томе на исти начин говори и данашња обилност хелијума, кога још увек нема знатно више но што га је настало у самим почецима постојања Васине, током првог сата почев од Великог праска, док су неутрони још постојали тако да су могли да се јаком интеракцијом фузионишу са протонима. **Нуклеарна астрофизика и астрочестична физика** треба да у овој општој слици о еволуцији материје у Васиони допуне још читав низ детаља.

Питања и задаци

1. Колико постоји стабилних језгара?
2. Шта је дефект масе језгра?
3. Који су услови потребни да би једно језгро било потпуно стабилно?
4. Шта разликује егзоенергетске и ендоенергетске процесе?
5. Где се у карти изотопа налазе бета минус радиоактивна језгра, и зашто?
6. Где се у карти изотопа налазе бета плус радиоактивна језгра, и зашто?
7. Зашто се алфа распад језгара са масеним бројевима између 140 и 210 не опажа?
8. У симболичком запису индуковане фисије ${}^{235}_{92}\text{U} + \text{n} \rightarrow {}^x_{45}\text{Rh} + {}^{113}_y\text{Ag}_z + 2\text{n}$ одредите x , y и z .
9. У симболичком запису фузионе реакције ${}^3\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{X}$ одредите шта је X .
10. Зашто су нискоенергетски алфа емитери дугоживећи?
11. Да ли је енергија емитоване алфа честице једнака Q -вредности за тај распад? Зашто?
12. Зашто је спонтана фисија код језгара са мање од 240 нуклеона мало вероватна?
13. Зашто се фисија U-235 може да индукује захватом термалног неутрона, а U-238 мора брзим?
14. Зашто се само најлакша и најтежа језгра користе за генерацију енергије?
15. Зашто су фисиони фрагменти по правилу бета минус радиоактивни?
16. Зашто фисију увек прати емисија неколико неутрона?
17. Захват термалног неутрона од стране U-235 доводи до распада језгра на La-146 и Br-87 уз емисију 3 неутрона. Ако су енергије везе по нуклеону у U-236 , La-146 и Br-87 једнаке 7,59 MeV, 8,41 MeV и 8,59 MeV респективно, нађите енергију ослобођену у овом процесу.
18. Ако смо током датог времена регистровали 9836 честица зрачења из распада неког дугоживећег радиоактивног изотопа, да ли се може сматрати да се у експерименту ништа није променило ако у поновном мерењу током истог времена региструјемо 10124 честице? Зашто?
19. Да ли се ГМ бројачем може регистровати зрачење мобилног телефона? Зашто?
20. У Вилсоновој комори која се налази у магнетном пољу високоенергетски електрони имају јако закривљене трагове а протони слабо. Зашто?

21. Шиљати клин који је на крају дебео 1 cm просветљава се хомогеним снопом гама зрачења за које је дебљина полуапсорпције за дати материјал 1mm. Колики је опсег интензитета гама зрачења на филму иза клина?
22. У неком пољу зрачења измерена је јачина еквивалентне дозе од 10 mSv/h. После колико времена се на телу човека могу очекивати видљиве повреде?
23. Време полураспада I-131 је осам дана. Ако имамо 32 MBq овог изотопа нађите без употребе калкулатора колика ће му бити активност после 40 дана.
24. У једној руди се на сваких $2,8 \times 10^6$ атома U-238 налази 1 атом Ra-226, који је потомак његовог распада, и чије је време полураспада 1600 година. Колико је време полураспада U-238?
25. Процените старост стене у којој је однос броја атома Pb-206 према броју атома U-238 једнак 0,6.
26. Објасните зашто ни два протона ни два неутрона не могу да се вежу.
27. Зашто се при извођењу нуклеарних и честичних реакција за пројектил по правилу бира лакша од честица учесника у улазном каналу.
28. Како се препознаје постојање резонанце, односно краткоживећег везаног стања између учесника у нуклеарној интеракцији?
29. Зашто су вероватноће за нуклеарне интеракције много пута мање од оних за атомске интеракције?
30. Зашто се граде компликовани акцелератори са сударајућим сноповима честица?

9.1. ФИЗИКА ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧЕСТИЦА

Увод

Спуштајући се све дубље у структуру материје стигосмо коначно до њеног последњег нивоа – нивоа елементарних честица. Елементарне честице су они градбени елементи целокупне материје које за сада не можемо да сведемо на било шта једноставније. Оне саме поседују све особине које су потребне и довољне за изградњу овакве природе какву познајемо и чији смо саставни део. **У природи ничег другог до елементарних честица и нема** или, другим речима, природа није ништа друго до **стално превирући свет елементарних честица**.

Еволуција нашег знања о елементарним честицама није била дуга, али је била пуна лутања. Како смо успевали да егзактно дефинишемо до тада непознате честице, тако смо им давали необична имена која нису имала никаквог дубљег смисла и оправдања. Како смо схватили да је за описивање њихових особина и њиховог понашања потребно уводити неке нове карактеристике, које се у макроскопском свету наших чула уопште не манифестују, тако смо и те величине називали произвољним именима. Историјски приказ развоја физике честица (како се данас скраћено ова дисциплина физике назива) занимљив је и инструктиван али га је немогуће укратко изложити. Ми ћемо стога у најкраћим цртама изложити само основе нашег данашњег система знања о елементарним честицама, система кога називамо **Стандардним Моделом честица и њихових интеракција**. Притом ћемо за опис честица користити оне називе који су се током историје развоја ових знања одомаћили.

Упознајући се до сада са структуром и особинама атома и језгара нисмо могли а да не споменемо и основне елементарне честице које их граде: **електрон, протон, неутрон**, као и честице које се притом појављују: **неутрино, пион, фотон**. Казали смо да електрони и неутрина припадају групи **лептона**, који не интерагују јаким интеракцијама, док су нуклеони **бариони**, који заједно са **мезонима**, припадају групи јакоинтерагујућих **хадрона**, који су сачињени од **кваркова**. Затим смо говорили о њиховим **античестицама**, па онда и о честицама које су **кванти поља**, као и о разлици између **реалних** и **виртуелних** честица. Говорили смо о сталном претварању кинетичке енергије једних честица у масу других, и обратно. Сва та сазнања била су предуслов да се формира посебна дисциплина – **физика елементарних**

честица, са својим специфичним експерименталним арсеналом и методологијом истраживања и са својим теоријским апаратом који је тај свет основних и јединих конституената материје математички описивао. Резултат свих напора у том правцу је Стандардни модел, који представља значајно поједностављење наше слике о честицама, и увођење реда у привидни хаос њихових особина и понашања.

Стандардни модел елементарних честица и њихових интеракција

Како се испоставља, два типа честица које имају суштински различиту природу су **фермиони**, честице полуцелог спина које граде материју и поштују Паулијев принцип искључења, и такозвани **калибрациони бозони**, честице целобројног спина које су кванти поља којима честице интерагују, који не поштују принцип искључења. Фундаментални **безструктурни фермиони** су **лептони** и **кваркови**. И једних и других има по шест различитих **типова**, или како се то у преводу са енглеског каже, «**укуса**» (flavor). Сврстани су у три генерације, или породице, од по два члана, односно дублета. Само **прва генерација** лептона и кваркова гради **стабилну** материју. Фундаментални дублети прве генерације су:

Лептони прве генерације	Симболи	Наелектрисање
Електронски неутрино	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	0
Електрон		- 1

Кваркови прве генерације	Симболи	Наелектрисање
u (од енгл. "up")	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	+ 2/3
d (од енгл. "down")		- 1/3

Сви лептони и кваркови имају спин $\frac{1}{2}$. Наелектрисање им је изражено у јединицама елементарног наелектрисања. Сви имају своје античестице, које имају супротна наелектрисања. Античестице означавамо цртом изнад

симбола одговарајуће честице. Наелектрисање се одржава у свим процесима; колико се створи или нестане једне врсте, толико мора и друге.

Интеракција између честица има четири врсте. Кваркови интерагују **јаком интеракцијом** а лептони не. Сви кваркови и лептони интерагују **слабом интеракцијом**, а **електромагнетном интеракцијом** не интерагују само неутрина. **Гравитационом интеракцијом** интерагују све честице, али је она међу појединачним елементарним честицама, због мале константе интеракције и малих маса честица, потпуно занемарљива. Кванти свих поља зову се калибрациони бозони, који имају спин једнак јединици. Кванти поља јаке интеракције су осам **глуона**, кванти поља слабе интеракције су три **тешка интермедијарна бозона**, квант електромагнетног поља је **фотон**, а квант гравитационог поља, **гравитон**, још није ни детектован ни теоријски задовољавајуће формулисан. Стандардни модел још увек има релативно велики број, око двадесет, такозваних **слободних параметара**. То су карактеристике честица и њихових интеракција које не следе ни из каквих теоријских разматрања већ њихове бројне вредности добијамо искључиво из поређења експеримената и теорије. У њих спадају масе свих честица, константе интеракција, и све универзалне физичке константе.

Сви **лептони имају независну егзистенцију** и јављају се као слободне честице, а везане системе могу да граде само путем електричног привлачења са супротно наелектрисаним честицама. Због нарочитог карактера **јаке интеракције кваркови немају независну егзистенцију**. Ова интеракција их увек везује у системе из којих ни под којим условима не могу да се ослободе. Ти везани системи кваркова по свим критеријумима имају статус правих елементарних честица које могу да буду слободне, а могу и да граде везане системе путем електромагнетне и резидуалне јаке интеракције. То су **хадрони**, који могу бити **бариони** и **мезони**. Основни бариони су **протон** и **неутрон**, а основни мезон је **пион**. Од свих хадрона само протон је стабилан. Из таквих особина лептона и кваркова надаље и следи целокупна нуклеарно-атомска структура материје.

Потпуно неочекивано, испоставило се да, за разлику од свих слободних честица, кваркови имају **нецелобројна наелектрисања**, као и да им је набој који им одређује способност за учешће у јаким интеракцијама потпуно прикривен. Тај набој смо у недостатку бољег термина, али ипак прилично адекватно, назвали **бојом**. Боја кваркова се, за разлику од наелектрисања које се јавља у два вида, јавља у три различита облика. По аналогији са оптичким бојама данас их зове **црвена, зелена и плава**, као код RGB (“Red-Green-

Blue”) монитора рачунара, где све заједно дају белу, односно необојену тачку. Антикваркови носе **антибоје**; антицрвену, антизелену и антиплаву. Као што је целокупна материја у крупној скали електрично **неутрална**, тако је у микроскопској скали **безбојна**. То значи да постоје две могућности: да би био безбојан слободни хадрон може да буде састављен или од **три кварка**, од којих је сваки обојен различито, или од **кварка и антикварка**. Бариони користе прву могућност а мезони другу. Протон је у складу са тим по саставу uud , док је неутрон udd , али тако да је сваки од три кварка увек друге боје. Пион, који се јавља и као позитивно и негативно наелектрисан и као неутралан, је комбинација кварка и антикварка, $\bar{u}d$, $u\bar{d}$, и $(u\bar{u} + d\bar{d})$ респективно. Зато су нуклеони безбојни, односно немају експлицитну јаку интеракцију, као што ни електрично неутрални атом нема експлицитну електричну интеракцију. Као што рекосмо, овде постоји само резидуална интеракција између необојених нуклеона, што називамо нуклеарном силом, као што постоји резидуална интеракција између неутралних атома, што називамо молекулским силама. Но за разлику од електричног случаја, где слободна наелектрисања могу да се појаве, слободна боја не може никад да се појави. Знајући кварковски састав нуклеона и пиона, и њихове масе, видимо да привидне масе кваркова јако зависе од тога како су ови везани у хадрону. У нуклеонима кварк као да носи трећину њихове масе, што износи око око 330 MeV, док у пиону као да носи половину масе пиона, што износи свега око 70 MeV. Но на основу тога што је маса неутрона већа од масе протона узима се да је маса d кварка нешто већа од масе u кварка.

Квантна теорија поља примењена на електромагнетну интеракцију назива се **квантна електродинамика**, а примењена на јаку интеракцију **квантна хромодинамика**. По квантној електродинамици електромагнетна интеракција између две наелектрисане честице реализује се разменом **ненаелектрисаног виртуелног фотона**, док се јака интеракција између две обојене честице реализује разменом **виртуелног ненаелектрисаног али обојеног глуона**. Сваки глуон носи једну боју и једну антибоју, па емисија и апсорпција глуона мења боје кваркова. Независних комбинација боја и антибоја има осам, колико због тога има и различитих глуона. То што у случају јаке интеракције и квант поља носи набој тог поља чини велику разлику између електромагнетне и јаке интеракције. Због тога глуони не интерагују само са кварковима већ и међусобно. Јака интеракција између две обојене честице највише личи на везу помоћу јаке опруге. Када је опруга нерастегнута честице на њеним крајевима као да су слободне, али што се честице више удаљавају и опруга више растеже то је све теже више их удаљавати. Та слобода кваркова на малим растојањима назива се

асимптотска слобода, а немогућност ослобођења кваркова назива се њиховом **заробљеношћу**. Ако се од споља неком интеракцијом уложи довољно енергије кваркови могу да се удаље толико да «опруга пукне», али се притом на њеним крајевима на рачун уложене енергије формирају по један реалан кварк и антикварк, рецимо у форми пиона. Тако се покушај разбијања нуклеона на кваркове заврши креацијом реалног пиона, али на вишим енергијама то могу бити и други тежи хадрони. На ниским енергијама безбојни нуклеони не могу да размењују виртуелне глуоне већ само такође безбојне виртуелне пионе, и да тако интерагују нуклеарним силама. **Овом структуром фермиона прве генерације и овим њиховим електромагнетним и јаким интеракцијама објашњава се у потпуности нуклеарно-атомска структура стабилне материје на ниским енергијама**, односно температурама, на којима се не креирају нове честице (осим електрона, негативних и позитивних, у електромагнетним интеракцијама). Стабилност протона објашњава се чињеницом да је он у својој категорији бариона најлакша честица која самим тим нема у шта да се распадне. Ово се описује увођењем новог квантног броја, такозваног **барионског броја В**, чије одржање забрањује овај распад - барион не може да се распадне у небарион. Бариони имају $B=+1$, а антибариони $B=-1$. Одржањем барионског броја дозвољени су само процеси у којима је збир барионских бројева пре и после процеса исти. Мезони немају барионски број и немају овакво ограничење.

Овим нам необјашњена остаје нестабилност неутрона, а тиме и сви бета распади језгара. Ту ступа на сцену **слаба интеракција**, која је универзална, односно којом интерагују и сви лептони и сви кваркови. Кванти поља слабе интеракције, којих има три и који се још називају и **тешким интермедијарним бозонима**, потпуно су различити од кваната поља јаке и електромагнетне интеракције. Означавамо их са W^+ , W^- и Z^0 . Већ из ознака видимо да су два од њих наелектрисана а да је један неутралан. Атрибут «тешки» потпуно је заслужен. Масе W бозона су око 80 GeV, а Z бозона око 90 GeV, што је тешко отприлике као цео атом сребра. По нашем разматрању домета нуклеарне силе и масе пиона као њеног преносиоца, одмах видимо да је домет слабе интеракције скоро хиљаду пута мањи од ионако малог домета нуклеарне силе. Отуд и утисак о слабости те силе. Даље, измена виртуелних наелектрисаних бозона очигледно **мења наелектрисање интерагујућих честица, а самим тим и њихов тип** (укус) што је различито од осталих интеракција. Слаба интеракција описује се интеракцијама такозваних **струја** а не појединачних честица. Струја има лептонских и кварковских. Тако има три могућности: лептонско-лептонска, лептонско-кварковска и кварковско-кварковска. Први процеси се називају лептонски, други семи-лептонски, а

трећи хадронски. На пример, ако слабо интерагују лептон и кварк онда то може бити изменом виртуелног ненаелектрисаног или наелектрисаног тешког бозона. Рецимо да су то неутрон, односно један d кварк из њега и електронски неутрино. Ако размене W^- бозон неутрино наставља као електрон а d кварк као и кварк, односно неутрон наставља као протон. То је реакција коју смо у 8.2 писали као $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$. Кажемо да је лептонска $e\nu_e$ струја интераговала са кварковском d струјом. Ако неутрино пребацимо на другу страну једначине и притом га коњугујемо у антинеутрино добијамо **бета распад неутрона** кога сада тумачимо тако да је d кварк у неутрону емитовао виртуелни W^- бозон и притом се трансформисао у u кварк, а да се W^- бозон, за кога нема довољно енергије да се покаже као реалан, трансформисао у реални лептонски пар $e\bar{\nu}_e$, за шта у систему има довољно енергије. Овде се поред барионског броја одржава и **лептонски број L_e** , који описује понашање лептона прве генерације, електрона и електронског неутрина. Лептони имају $L_e=+1$, а антилептони $L_e=-1$. Бариони немају лептонски број. Због тога се у распаду добијају електрон и антинеутрино (или позитрон и неутрино). Укупан лептонски број пре и после процеса мора бити исти. На овај начин тумаче се све слабе интеракције између честица и сви њихови слаби распади, укључујући и нуклеарне бета распаде. Овим смо практично исцрпили основна објашњења понашања материје на ниским енергијама.

Интеракција изменом неутралног Z^0 бозона слична је интеракцији изменом фотона, са тим да тако интерагују све честице, укључујући и неутрино, а не само оне које су наелектрисане. Ова сличност је подлога за такозвану унификацију слабе и електромагнетне интеракције у јединствену **електро-слабу интеракцију**, која се манифестује на високим енергијама на којима се разлике између ове две интеракције губе. То је једна од подлога Стандардног модела. Саставни део ове теорије је и већ поменути Хигсов бозон, са којим интерагују све честице, што се манифестује као њихова маса. У целој шеми честица Стандардног модела само он још увек није експлицитно опажен.

Ако су енергије честица, односно температуре довољно високе тада почињу у интеракцијама између честица прве генерације да се креирају и нестабилни тежи фундаментални лептони и кваркови друге и треће генерације. **Они се појављују само као врло краткоживеће екситације материје које се брзо распадају, интеракцијама које смо већ описали, поново у лептоне и кваркове прве генерације.** У природи постоје две ситуације у којима се ова целокупна структура материје показује од значаја.

Једна је везана за постојање и понашање високоенергетских честица космичког зрачења, а друга за понашање материје у прапочецима њеног постојања, у првим тренуцима Великог праска. Овим темама посветићемо наша завршна поглавља. Фундаментални фермиони друге и треће генерације су:

Лептони друге генерације	Симболи	Наелектрисање
Мионски неутрино	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu \end{pmatrix}$	0
Мион		-1

Кваркови друге генерације	Симболи	Наелектрисање
c (од енгл. "charm")	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	+2/3
s (од енгл. "strange")		-1/3

Лептони треће генерације	Симболи	Наелектрисање
Тауонски неутрино	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau \end{pmatrix}$	0
Тауон		-1

Кваркови треће генерације	Симболи	Наелектрисање
t (од енгл. "top")	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	+2/3
b (од енгл. "bottom")		-1/3

Кваркови друге и треће генерације, заједно са онима прве генерације, на енергијама довољним за креирање њихових маса, имају велики број могућих комбинација за градњу низа краткоживећих хадрона, и бариона и мезона. Маса честица друге и треће генерације знатно су веће од оних прве генерације. Мион на пример има масу од 105 MeV, а тауон читавих 1,775 GeV, скоро као атом деутеријума. t кварк је најтежи од свих, са читавих 175 GeV, односно масом атома злата, њега је најтеже креирати, и он се најбрже, мноштвом могућих начина распада, трансформише у лакше честице. Поштујући законе одржања за квантне бројеве који их описују ове честице се јаким, slabим и електромагнетним распадима брзо трансформишу у лакше честице, да би коначно завршиле као стабилне честице прве генерације.

Најдугоживућији од свих фундаменталних фермиона је мион, који живи 2 микросекунде, распадајући се slabом интеракцијом у једном чисто лептонском процесу на електрон, електронски антинеутрино и мионски неутрино:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Ту на делу видимо одржање и електронског и мионског лептонског броја. Негативни мион може да се појави само са мионским антинеутрином, а позитивни са неутрином. На исти начин се одржава и тауонски лептонски број.

Следећа најдугоживућија честица је наелектрисани пион, који је најлакши мезон, и који се такође slabом интеракцијом, овај пут у једном семи-лептонском процесу, распада на мион и мионски антинеутрино, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, и, са мањом вероватноћом, и на електрон и електронски неутрино. Он живи око 25 наносекунди.

Као пример тежег хадрона који се распада slabом интеракцијом у чисто хадронском процесу, при чему се мења и генерација кварка погледајмо распад Λ^0 бариона. Његов кварковски састав је uds, и он је са масом од 1,115 GeV најлакши страни барион (или хиперон) како називамо хадроне који садрже s кварк. У средњем времену од 260 пикосекунди он се распада на протон и негативни пион, при чему се уствари s кварк, емитујући W^- бозон који се одмах распадне на $d\bar{u}$, односно пион, трансформише у u кварк.

Погледајмо коначно распад једног тежег хадрона јаком интеракцијом. Та честица кварковског састава uuu означава се као Δ^{++} резонанца и манифестује

се као повећање пресека за интеракцију протона и пиона на енергији која одговара њеној маси од 1,232 GeV. Она се у времену реда 10^{-22} s поново распада на протон и позитивни пион тако што се јаком интеракцијом креира пар кваркова $d\bar{d}$ па се онда сви присутни кваркови прераспореде у лакшу комбинацију, uud и $u\bar{d}$. Ово је својствено јакој интеракцији; процеси под њеним дејством су брзи, она увек креира пар кварк-антикварк, и не мења тип кваркова.

Све ове особине честица и њихових интеракција установљене су и вишеструко потврђене у многобројним експериментима на акцелераторима честица, где смо били у стању да креирамо фундаменталне честице из свих генерација као и већину њихових комбинација, и да проучимо њихове интеракције и распаде. Такође су креирани и испитани и реални калибрациони бозони. Недетектован је остао практично још само Хигсов бозон. О особинама свих честица детаљне информације могу се наћи на сајту: <http://pdg.lbl.gov>.

Космичко зрачење

Космичко зрачење чине **стабилне честице** високих енергија које су ослобођене из разних бурних процеса у Вациони и које на Земљу стижу сталним средњим интензитетом, равномерно из свих праваца. Далеко највећи број честица тог такозваног **примарног космичког зрачења** чине **протони**, док обилност тежих језгара брзо опада са порастом масеног броја. Електрона има релативно мало као и фотона високих енергија. Неутрина свакако има највише али се због њихове слабе интеракционе способности она обично не рачунају у аутентично космичко зрачење. Наелектрисане честице космичког зрачења осећају Земљино магнетно поље, што донекле утиче на њихове трајекторије у близини Земље. Највећи број честица космичког зрачења има релативно мале енергије, али се јављају и оне са енергијама које су више од вредности које ћемо икада бити у стању да им саопштимо у нашим акцелераторима. Највише енергије икад регистроване крећу се до невероватних 10^{20} eV, али таквих протона стиже отприлике један годишње на квадратни километар. У нашем локалитету се једини фундаментални процеси између елементарних честица у природи догађају практично само под дејством честица космичког зрачења. Те честице у материји, која је сачињена само од стабилних честица прве генерације, првенствено преко

електромагнетне и јаке интеракције доводе до креације и најтежих честица свих генерација. Ове се у складу са својим кратким животима свим расположивим процесима распадају поново у најлакше честице прве генерације. У таквим смо процесима по први пут и спознали постојање и особине многих честица – позитрона, миона, пиона, каона, хиперона.

Најчешћа судбина високоенергетског протона који стиже из дубина Васионе до наше атмосфере отприлике је следећа. Прва интеракција која га сачека још у високим слојевима атмосфере је јака интеракција са неким језгром атома атмосферских гасова. Притом језгро најчешће озбиљно страда (спалација) а енергија протона се добрим делом трансформише у велики број хадрона. Ту доминирају пиони, лаки мезони прве генерације који нису обавезно праћени својим антимезонима, а тежих бариона и мезона друге и треће генерације, који се обавезно креирају у истом броју као и њихове античестице, има знатно мање. Све те честице крећу се првенствено у правцу кретања упадног протона, и у складу са својим (кратким) животима распадају се углавном слабир интеракцијама на лакше и стабилније честице нижих генерација. Пиони, којих има највише, распадају се на средњем путу од десетак метара у мионе и неутрина, који настављају пут ка површини Земље. Миони се затим распадају на електроне и нова неутрина. Сва ова такозвана **атмосферска неутрина** данас се детектују на Земљи, одакле се извлаче значајне информације о њиховим особинама. Високоенергетски електрони из распада миона у интеракцијама са атомима атмосферских гасова, чија је густина све већа како се честице приближавају површини Земље, емитују високоенергетске фотоне заочног зрачења, ови на језгрима у дубљим слојевима креирају нове електрон-позитронске парове, ови опет емитују ново заочно зрачење, и тако се развија такозвана електромагнетна лавина, или **«широки атмосферски пљусак»**. Мерећи све честице ове лавине на површини Земље, које могу да покрију и неколико квадратних километара, добијамо податке о честици примарног зрачења која ју је изазвала. Честице ових електромагнетних лавина на површини Земље, због релативно мале продорности електрона, називамо **меком компонентом** космичког зрачења. Но не распадне се сви миони пре но што стигну до површине Земље. Будући најдугоживућији од свих секундарних честица космичког зрачења, а потпомогнути релативистичком дилатацијом времена, њихов знатан број успева да стигне до Земље. На нивоу мора има их око 150 по квадратном метру у секунди. Због своје велике продорности они се називају **тврдом компонентом** космичког зрачења. Њихова средња енергија још увек износи неколико GeV, и они продиру и релативно дубоко у тле. Многи наши експерименти за упознавање особина елементарних честица, у којима ови

миони производе ометајуће сигнале, због тога се изводе у врло дубоким подземним лабораторијама. Но имајући у виду иначе недостижне енергије примарног космичког зрачења треба очекивати да ћемо одатле доћи до финалних сазнања о понашању материје на највишим енергијама, што је од значаја за разумевање њене генезе у Великом праску.

Велики прасак

Гледајући у даљине Васионе и анализирајући сва зрачења која нам одатле стижу сазнајемо мноштво детаља о понашању материје у крупној скали. Но две су информације притом вероватно најважније. Прва је та да се спектри зрачења тамо, и у далекој прошлости када су емитовани, узимајући у обзир коначност брзине простирања зрачења, не разликују од оних које упознајемо овде и сада. То нас уверава да је природа **увек и свуда иста**, те да законитости у њеном понашању које овде и сада откривамо можемо да примењујемо на њено понашање свуда и увек. Друга битна информација односи се на релативне брзине које удаљене области Васионе имају у односу на нас. Као што знамо, Едвин Хабл је 1920. године установио да су брзине удаљавања од нас, v , пропорционалне тренутном растојању R , $v = HR$, односно да се удаљена област од нас удаљује тим брже што је даља. H је такозвана **Хаблова константа**, која одређује ритам овог општепрожимајућег ширења простора. Будућност овог ширења зависи од тежње за гравитационим сажимањем укупне материје и енергије у Васиони, али нас тренутно занима прошлост тог ширења. Ако би се филм, на коме би оваква еволуција Васионе била снимљена, пустио уназад, видело би се да се Васиона сажима и притом неминовно загрева. Екстраполација у крајњу прошлост доводи нас до стања бесконачне густине и температуре, које називамо **сингуларитетом**, одакле је све морало да почне. Популарно име за тај почетак је Велики Прасак (“Big Bang”).

У том почетку, од кога је прошло око 10 до 15 милијарди година, односно око 3×10^{17} секунди, сва материја је била енергија, у том смислу да су кинетичке енергије честица биле далеко веће од њихових маса. Ако еволуцију Васионе посматрамо у **логаритамској скали времена**, односно ако је посматрамо у садашњем тренутку када је рецимо 10^{17} секунди стара, па онда када је била за фактор 10 млађа, односно када је имала 10^{16} секунди, па затим када је била за фактор 10^2 млађа, односно када је имала 10^{15} секунди, итд. онда сам тренутак сингуларитета никад и не може да се достигне, мада можемо да му приђемо произвољно близу. Ако је погледамо када је била за

фактор 10^{60} млађа, односно када је имала негде око 10^{-43} секунди, онда рачуни показују да је још увек температура била већа од око 10^{19} GeV. Тада су се све честице, укључујући и оне најтеже, па чак и оне које због тежине још нисмо ни видели, или које можда никад нећемо ни видети, стално креирале и анихилирале, увек у паровима честица-античестица, и равнотежа између материје и антиматерије мора да је била потпуна. Колико се једних честица креирало толико их је и нестајало. Основна реакција која ово обезбеђује је рецимо

(кварк+антикварк) \longleftrightarrow (виртуелни фотон) \longleftrightarrow (лептон+антилептон).

Пошто су све честице могле произвољно да се трансформишу једне у друге тада није било разлике ни између кваркова и лептона, што опет значи да су и све интеракције биле исте. Када је постала око 10^8 пута старија, дакле када је имала око 10^{-35} секунди, Васиона се већ толико раширила и охладила да се у материји десио фазни прелаз у коме се јака интеракција одвојила од електро-слабе. То значи да кваркови више практично нису интераговали са лептонима. Како се Васиона све више ширила и хладила теже честице су престајале да се креирају. Када је остарила за додатни фактор од 10^{25} пута, односно када је била око 10^{-11} s стара, када је средња температура пала испод 100 GeV, десио се нови фазни прелаз јер тешки калибрациони бозони слабе интеракције више нису могли да се креирају. Тада су се раздвојиле и слаба и електромагнетна интеракција, и елементарне честице су попримиле особине какве данас имају. Овај се процес назива спонтано нарушење симетрије. Следећи фазни прелаз се десио када је температура пала испод 100 MeV, што је типична енергија за хадронске ексцитације. Тада су се од кваркова формирали безбојни нуклеони, а пошто су масе u и d кварка блиске, протона и неутрона је било у сличном броју. Температуре су још увек биле превисоке да би се формирала језгра, а када је Васиона била око 1s стара, и температура пала на око 1 MeV, неутрина су већ била тако ниских енергија да више нису могла да интеракцијама са протонима и неутронима одржавају њихов подједнак број, те отада број неутрона због распада почиње да опада у односу на број протона. Истовремено су се неутрина ослободила од остале материје и почела да се крећу као слободне честице. После око 3 минута после почетка ширења, када је температура пала на око 100 keV, енергије фотона постале су недовољне за разбијање веза међу нуклеонима и преостали неутрони су почели да се нуклеарним силама везују са протонима у језгра деутеријума, хелијума и литијума. Почела је фаза такозване примордијалне синтезе елемената која није трајала много дуже од пола сата, када су се и неутрони већ практично распали а и густина толико опала да до синтезе више није

могло да дође. После тога остало је око 75% водоника и око 25% хелијума, са малом примесом литијума. Када је после око милион година температура пала на око 1 eV, односно десетак хиљада келвина, електрони су се везали за ова језгра и материја Васионе је постала састављена од неутралних атома водоника и хелијума. Фотони више са оваквом материјом практично нису интераговали те су тада и они одвојили од материје и почели да се крећу слободно, учествујући независно у ширењу и хлађењу Васионе. Њихов спектар данас одговара топлотном зрачењу тела на температури од 2,7К, што зовемо **космичким позадинским зрачењем**. Његово постојање једна је од најважнијих потврда исправности оваквог погледа на еволуцију Васионе. Да није гравитације Васиона би данас била мртва маса све хладнијег и разређенијег водоника и хелијума. Овако, око примордијалних флукуација густине још у раној фази еволуције почиње гравитациона контракција водоника и хелијума, и почиње фаза звездане еволуције материје, са термонуклеарном синтезом тежих елемената, како смо то укратко описали у поглављу о термонуклеарним реакцијама. Није згорег овде још једном напоменути битну улогу слабе интеракције у тим процесима, без које не би било неутрона неопходних за синтезу тежих језгара.

У овом кратком прегледу нашег данашњег погледа на еволуцију материје у Васиони намерно смо прескочили један можда и најважнији проблем. Ради се наиме о објашњењу чињенице да у Васиони, по свему судећи, нема антиматерије. Та такозвана **асиметрија између материје и антиматерије** не следи из горњег описа еволуције материје у Великом праску. У свим описаним процесима број креираних честица и античестица свих типова требало би да буде исти и материја би могла у симетричном саставу да опстане само ако би се честице и античестице на неки начин просторно раздвојиле. То значи да нам неки асиметрични процес, који би у некој фази Великог праска фаворизовао креацију честица у односу на античестице, недостаје у овој слици. Пошто смо све интеракције честица на релативно ниским енергијама добро упознали то знамо да се ту не може очекивати неки такав процес. Пошто је по опсервационим подацима однос броја бариона и фотона данас у Васиони негде око 1 у 10 милијарди, то значи да под претпоставком да сви ти фотони потичу из барион-антибарион анихилације у раном Великом праску, овај процес само једном у десет милијарди креација парова барион-антибарион креира један барион вишка у односу на број антибариона. Екстраполације наших теорија у експериментално нам непознату област врло високих енергија, које су постојале у самим почецима еволуције Васионе, дозвољавају овакву могућност. По такозваним **теоријама великог уједињења**, које говоре о

неразличивости свих интеракција на врло великим енергијама, односно о постојању само једне интеракције у тим условима, могуће је постојање потребне асиметрије у распаду калибрационог бозона тог поља. Маса тог бозона је огромна, око 10^{14} GeV, те се та интеракција зато и манифестује на јако малим растојањима, односно високим енергијама. Ако су енергије честица поредљиве са масом те X честице, онда може да дође и до њене реалне креације. У самим почецима Великог праска ово је и био случај те би се тада креирао подједнак број X и анти- X честица. Ако брзине њиховог распада на кварк и лептон, односно антикварк и антилептон нису сасвим исте, онда по престанку услова за њихову креацију услед пада температуре, може да преостане изванредан вишак материје у односу на антиматерију. Слични ефекти иначе постоје и код лакших добро нам познатих честица, што ову претпоставку чини врло веродостојном.

На овај начин смо стигли до краја нашег пута кроз савремену слику о структури материје. Она, као што смо видели, нипошто није завршена. Њен будући развој треба да попуни низ детаља у тој слици, али и треба да да одговоре на нека нерешена фундаментална питања. Ту на првом месту спада разумевање слободних параметара Стандардног модела, односно вредности маса честица, константи интеракција и свих константи које учествују у нашим теоријама. Разумевање тих бројних вредности довешће нас ближе одговору на питање зашто природа изгледа баш овако како изгледа, а не некако другачије. Данас постоје индикације да у Васиони постоји велика количина материје коју не можемо да опазимо практично никако осим по њеном гравитационом утицају на материју коју опажамо. Природа те такозване тамне материје и тамне енергије још није одгонетнута. Такође постоје назнаке да се неутрина понашају другачије но што то претпоставља Стандардни модел. Може бити да масе неутрина нису једнаке нули, и да она учествују у занимљивом феномену неутринских осцилација, при чему се им се спонтано мења тип. Затим, ако су теорије великог уједињења тачне, онда би и протон требало да буде нестабилан и да се са огромним временом полураспада распада на рецимо позитрон и неутрални пион. Ако бисмо ову јако слабу активност успели да опазимо то би представљало велику потврду нашег погледа на структуру материје. Тешко је предвидети докле ће нас довести даља еволуција наших знања о коначној структури материје. Ето посла за нове генерације физичара!

Питања и задаци

1. Објасните појам виртуелне честице.
2. На који начин виртуелна честица може да постане реална?
3. Како је маса калибрационог бозона дате интеракције повезана са дометом те интеракције?
4. Каква је разлика између фермиона и бозона?
5. Набројте све кваркове.
6. Наведите све лептоне.
7. Које фундаменталне честице интерагују јаком интеракцијом, разменом виртуелних глюона.
8. Зашто два нуклеона не могу да интерагују разменом виртуелних глюона?
9. Да ли све честице интерагују слабом интеракцијом?
10. Зашто слаба интеракција може да мења тип честице?
11. Како се манифестује одржање барионског броја?
12. Шта значи постојање посебних лептонских бројева за сваку генерацију лептона?
13. Шта је широки атмосферски пљусак?
14. Како се тумачи одсуство антиматерије у Васиони?
15. Зашто у магленој комори гама зрак, који је јонизујуће зрачење, не оставља траг?
16. Колико пиона може да се произведе у чеоној интеракцији два протона енергија од по 8 GeV?
17. На основу симболичког записа бета распада слободног неутрона покажите како све електронски неутрино може да интерагује са другим честицама.
18. На основу симболичког записа распада миона покажите како мионски неутрино може да интерагује са другим честицама.
19. Зашто у Великом праску није могла да тече синтеза тежих елемената?
20. Зашто у звездама термонуклеарна синтеза не може да тече без реакција које се одвијају под дејством слабе интеракције?