

3.ПРЕДАВАЊЕ

ИНТЕРАКЦИЈА БЕТА ЗРАЧЕЊА И МАТЕРИЈЕ

Увод

Електрон је субатомска честица (саставни део атома). Електрон је негативно наелектрисан елементарним наелектрисањем које износи -1.6×10^{-19} C, са масом око $9,10 \times 10^{-31}$ kg ($0.51 \text{ MeV}/c^2$), која је 1/1800 део масе протона.

Електрон спада у класу субатомских честица названих лептони, за које се верује да су фундаменталне честице (тј. да немају мање саставне делове). Електрон има спин $\pm 1/2$, што значи да је фермион, тј. Подлеже Fermi-Diracovoj statistici. У квантној механици електрон се описује Дирацовом једначином. У Стандардном моделу је у форми дублета у SU(2), заједно са електронским неутрином са којим узајамно делује кроз слабу интеракцију.

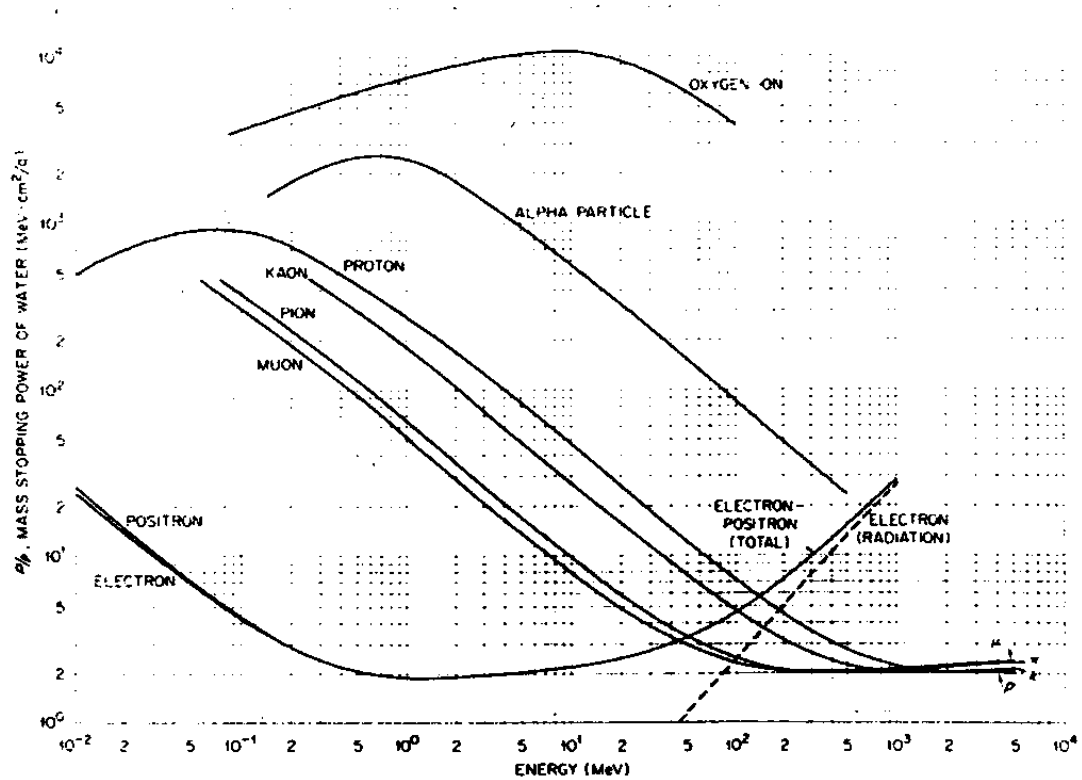
Име електрон потиче од грчке речи “*џут*”, а George Johnstone Stoney је одредио електрон јединицом наелектрисања у електрохемији 1894. године. Thomson је први схватио да се ради о елементарној честици, откривши електрон 1897. Године у Cavendish Laboratory при Cambridge универзитету. Под утицајем радова Maxwella и открића x-зрака, он је закључио да катодни зраци садрже негативно наелектрисане честице.

Механизми губитка енергије бета зрачења

Процесе губитка енергије електрона и позитрона третирају се заједно, сматрајући их под једним именом бета честицама. Њихове зауставне моћи и дometи су стварно једнаки, осим на ниским енергијама.

Слично тешким наелектрисаним честицама, бета честица може ексцитовати и јонизовати атоме.

Додатно, они могу да зраче енергију услед кочења. Радијациони допринос зауставној постаје важан само на високим енергијама моћи (испрекидана линија на слици *1.). На пример, на 100 MeV радијациони губици у води су око половине укупног губитка енергије.



Слика 1. Заустановка моћ воде у $\text{MeV cm}^2/\text{g}$ за различите тешке наелектрисане честице и бета честице. Миони, пиони, каони су елементарне честице са масом мировања око 207, 270 и 967 масе нировања електрона.

Сударна заустановка моћ

Сударна заустановка моћ је различита од сударне заустановне моћи за тешке наелектрисане честице због два физичка фактора.

Први, бета честице могу да изгубе велике количине енергије у судару са атомским електронима, који имају једнаку масу.

Други, β^- честица је идентична атомском електрону са којим се судара, а β^+ је њена античестица. У квантној механици идентитет честица имплицира да се не може експериментално направити разлика измедју инцидентне честице и мете, после судара. Губитак енергије је дефинисан на такав начин да се електрон ниже енергије након судара третира као честица мета (пре судара). За разлику од тешких честица, идентитет β^- и атомских електрона имплицира извесну симетрију у једначинама које описују сударе са атомима.

Сударна зауставна моћ за електроне и позитроне се може написати:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col}^{\pm} = \frac{4\pi e^4 n}{mc^2 \beta^2} \left[\ln \frac{mc^2 \tau \sqrt{\tau+1}}{\sqrt{2} I} + F^{\pm}(\beta) \right] \quad (15)$$

где

$$F^{-}(\beta) = \frac{1-\beta^2}{2} + \frac{1}{2(\tau+1)^2} \left[\frac{\tau^2}{8} - (2\tau+1)\ln 2 \right] \quad (16)$$

се користи за електроне и:

$$F^{+}(\beta) = \ln 2 - \frac{\beta^2}{24} \left[23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right] \quad (17)$$

за позитроне. Овде је $\tau = T/mc^2$ кинетичка енергија T , β^- или β^+ честице изражене као умножак енергије масе мировања електрона mc^2 . Из једначине 15 и 16 следи:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col}^{\pm} = \frac{5.09 \cdot 10^{-25} n}{\beta^2} \left[\ln \frac{3.61 \cdot 10^5 \tau \sqrt{\tau+2}}{\sqrt{2} I} + F^{\pm}(\beta) \right]$$

Као и код тешких наелектрисаних честица, општа форма зауставне моћи је:

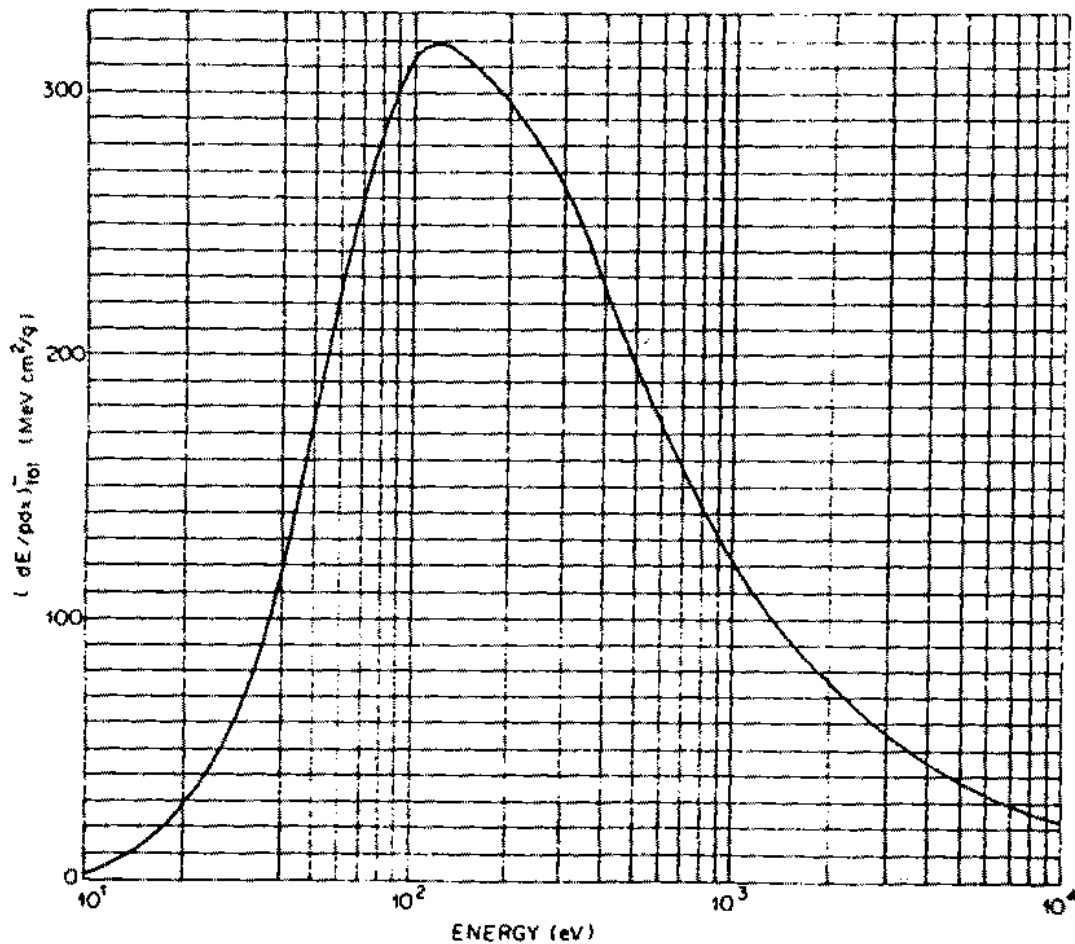
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col}^{\pm} = \frac{5.09 \cdot 10^{-25} n}{\beta^2} [G^{\pm}(\beta) - \ln I_{eV}] \text{ MeV/cm} \quad (18)$$

где је

$$G^{\pm}(\beta) = \ln [3.61 \cdot 10^5 \tau \sqrt{\tau+2}] + F^{\pm}(\beta) \quad (19)$$

Укупна зауставна моћ за β^+ или β^- једнака је збиру сударног и радијационог доприноса:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{tot}^{\pm} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col}^{\pm} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}^{\pm} \quad (20)$$



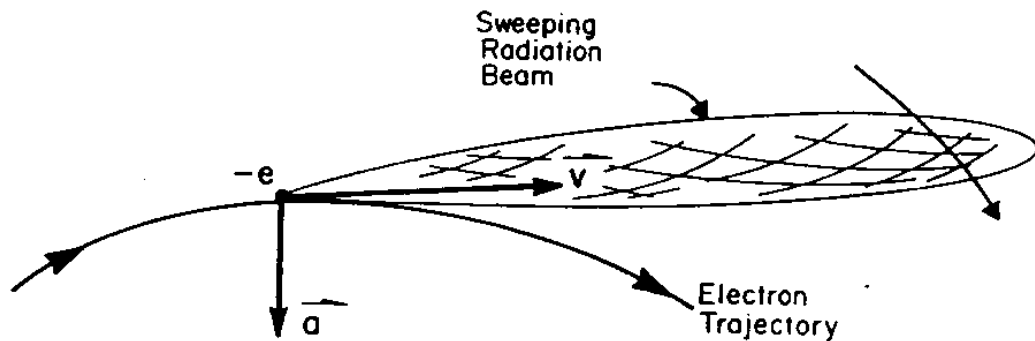
Слика 17. Масена зауставна моћ воде за ниско енергетске електроне

Израчунате масене зауставне моћи за воду у течном стању за електроне на ниским енергијама су приказане на слици (мерење ове важне величине није погодно). Радијациона зауставна моћ је овде занемарена. Ова крива је основна за радијациону физику, јер је крајњи продукт било које форме јонизујућег зрачења просторна расподела ниско енергетских секундарних електрона који се успоравају у енергетском опсегу приказаном на слици. Пошто је потребно свега 25 eV за производњу секундарних електрона у (течној) води, зрачење обилно производи

ниско енергетске електроне. Електрон енергије 10 keV, на пример произведе укупно око 400 секундарних електрона, од којих велики део има иницијалну енергију мању од 150 eV.

Радијациона зауставна моћ

Убрзање тешких наелектрисаних честица у атомским сударима је обично врло мало, и осим под крајњим условима емитовано зрачење је занемарљиво. Бета честице, на другој страни имају малу масу и могу се убрзати јаким електромагнетским силама унутар атома, и због тога емитовати зрачење, које се назива закочно зрачење (бремсстрахлунг). Ово се догађа кад бета честица скрене у електричном пољу језгра и у мањем износу у пољу атомских електрона. Високо енергетске бета честице емитују зрачење углавном у предњем правцу, у смеру кретања бета честице (Слика 18.). Као што је иницирано на слици ова околност је опажена у бетатронима и синхротронима, уредјајима који убрзавају електроне до високих енергија по кружним орбитама. Величина синхротронског зрачења, како се оно иначе зове емитује се у уском снопу близу правца путање честице која га производи.



Слика 18. Синхротронско зрачење. На високим енергијама електрон који се креће по кружној орбити емитује фотоне у правцу његове тренутне брзине. Правац убрзања електрона a је такође приказан.

Енергетски губитак електрона преко радијационих судара је проучаван квантно механички од стране Bethe и Heitler-а. Ако електрон пролази близу језгра, поље у којем се убрзава је неекранирано Кулоново поље језгра. Ако пролази на већем растојању, заклањање наелектрисања језгра атомским електронима постаје важно и поље више није Кулоново. На овај начин, зависно од тога како близу електрон пролази поред језгра, ефекат заклањања атомским електронима биће различит. Заклањање, а са тим и енергетски губитак, такође зависе и од енергије инцидентне честице: максимална енергија коју може да има заочни фотон је једнака кинетичкој енергији инцидентне бета честице. Енергетски спектар емитованих фотона је приближнораван све до максимума.

За разлику од сударних губитака енергије, нема просте аналитичке формуле за рачунање радијационе зауставне моћи $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}^+$, вич се користе нумеричке методе за добијање вредности. Детаљне анализе показују да се радијациони губици понашају сасвим другачије од јонизационих и ексцитационих. Ефикасност емисије заочног зрачења у елементима различитог атомског броја Z , варира приближно као Z^2 . На овај начин, за бета честице дате енергије, губици на заочно зрачење су знатно већи у материјалима са високим Z , као што је олово, него у оним са ниским Z , као што је вода. Формула (15) показује да су колизиони губици пропорционални са n и одавде и са Z . Радијациони губици расту скоро линеарно са енергијом бета честица, док сударни губици расту само логаритамски. Због тога на високим енергијама енергија заочног зрачења постаје преобладајући механизам енергије бета честица.

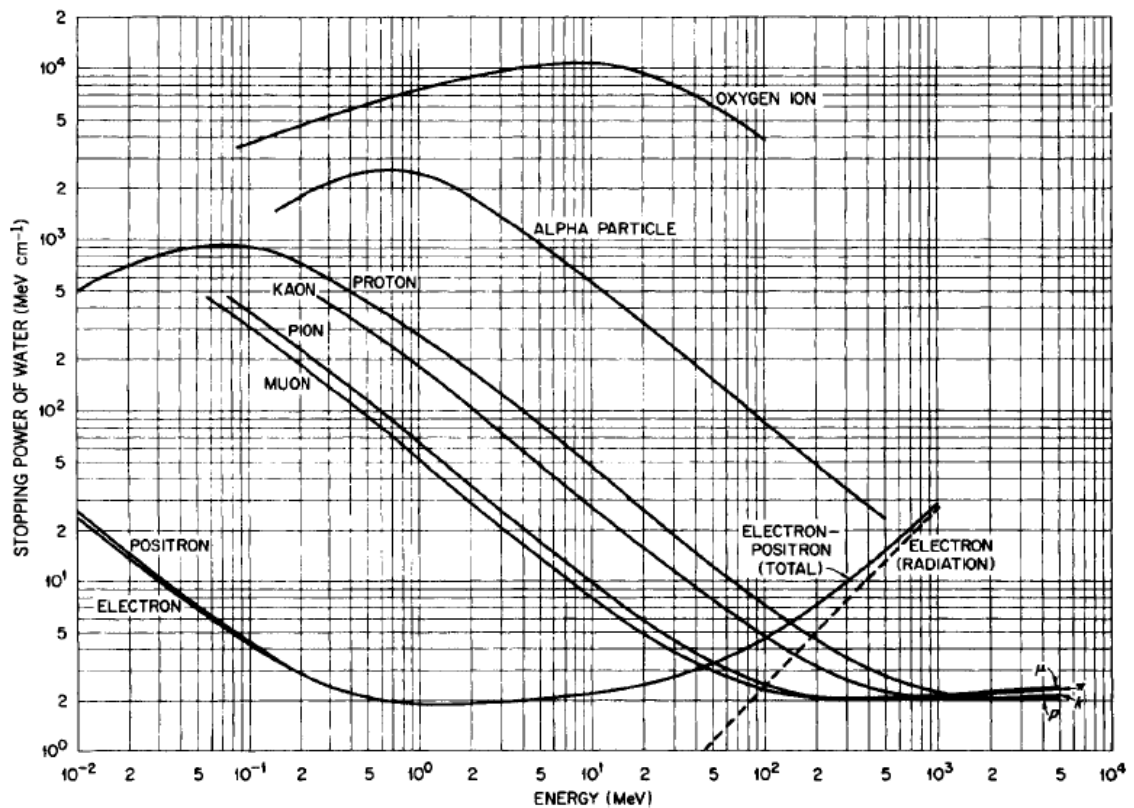
Следећа апроксимативна формула даје количник радијационе и сударне зауставне моћи за електрон укупне енергије E , изражене у MeV по елементу атомског броја Z :

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}^-}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col}^-} = \frac{ZE}{800} \quad (21)$$

Ова формула показује да је за олово ($z=82$), на пример, две брзине губитка енергије су приближно једнаке на енергији за коју важи

$$\frac{82 E}{800} = 1 \quad (22)$$

То је за $E=9.8 \text{ MeV}$, и кинетичку енергију електрона $T=E-mc^2=9.3 \text{ MeV}$. У кисеонику ($Z=8$) две брзине губитка су једнаке на $E = 100 \text{ MeV} \approx T$, што је за ред величине више него у олову. Радијациона зауставна моћ за електроне је приказана испрекиданом линијом на слици 4.3



Слика 4.3 Зауставна моћ воде у MeV cm^{-1} за теške наелектрисане честице и beta честице.

На врло високим енергијама доминирају радијациони над сударним губицима, што даје електрон-фотонске каскаде (плъускове). Пошто је спектар фотона закочног зрачења скоро раван све до максимума (једнаког конетичкој енергији електрона), високоенергетске бета честице емитују високоенергетске фотоне. Ови опет производе Комптонове електроне и електрон-позитронске парове, који производе додатно закочно зрачење и тако даље. Ове поновљене интеракције резултују у стварању каскада-плъускова електрон-фотона који могу бити иницирани било високо енергетским бета честицама или фотонима.

Радијациони принос

Дискутоваћемо релативни део енергије изгубљене у сударима и зрачењем. Радијациони принос је дефинисан као средњи део енергије који бета честица израчи у облику закочног зрачења до њеног потпуног заустављања. Радијациони принос расте са енергијом електрона и са атомским бројем.

Процена радијационог приноса може дати индикацију о потенцијалном здравственом хазарду закочног зрачења извора бета честица. Ако се електрони почетне кинетичке енергије T (у MeV) заустављају у апсорберу атомског броја Z , онда се радијациони принос приближно даје формулом:

$$Y = \frac{6 \cdot 10^{-4} ZT}{1 + 6 \cdot 10^{-4} ZT} \quad (23)$$

Да би се закочно зрачење свело на минимум, потребно је користити материјале са ниским z за заустављање бета честица. Такви заштитни екрани, са друге стране треба да буду окружени материјалима високог Z , да би се ефикасније апсорбовало створено закочно зрачење.

За потребе радијационе заштите, чине се конзервативне претпоставке, у циљу примене једначине 23 за апсорпцију бета честица у радиоактивном извору. Максимум енергије бета честица T , се користи. Ова претпоставка прецењује енергију конвертовану у зрачење, јер је емисија закочног зрачења мање ефикасна на нижим енергијама електрона. Штавише, претпоставка да сви закочни фотони

имају енергију T , такође даје конзервативну процену стварног радијационог хазарда.

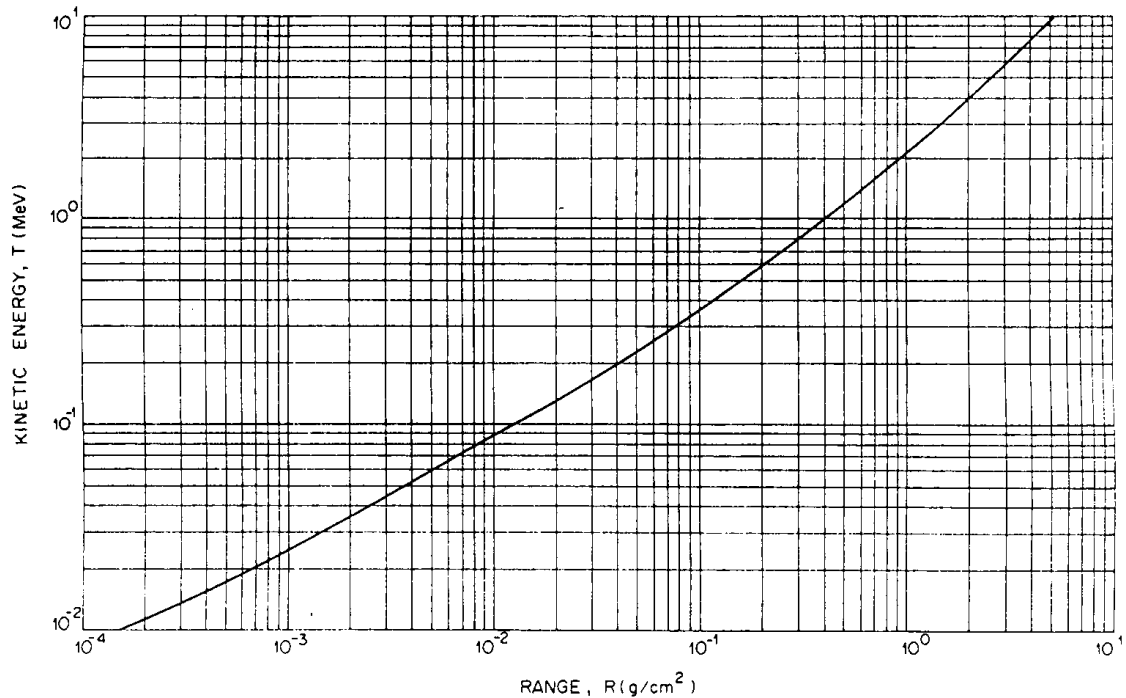
Домет

Домет бета честица се може дефинисати на сличан начин као и код тешких наелектрисаних честица једначином 2.22, коришћењем укупне зауставне моћи

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{tot}^{\pm}$$

$$R(T) = \int_0^T \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (24)$$

Ова дефиниција претпоставља да се кинетичка енергија честице смањује по непрекидној функцији све до њеног потпуног успоравања. Док је таква апроксимација "непрекидног успоравања" физички оправдана за тешке наелектрисане честице, она није увек реалистична за електроне, који могу да губе велике порције своје енергије у појединачним сударима.



Слика 19. Крива домет-енергија за бета честице у материјалу са ниским атомским бројем

За разлику од алфа честица, бета зраци многих радионуклида имају домете веће од дебљине епидермиса, тако да додатно интерном хазарду, бета емитери могу да оштете кожу и очи.

Време успоравања

Брзина успоравања и време успоравања за електроне и позитроне могу се одредити на исти начин као и за тешке наелектрисане честице, коришћењем укупне зауставне моћи за бета честице. Процена времена заустављања као количника иницијалне енергије и укупне брзине успоравања не даје огромну грешку. За електрон енергије 1 MeV, овај количник је $\tau = 1.9 \cdot 10^{-11}$; нумеричка интеграција преко целокупне зауставне моћи даје $1.3 \cdot 10^{-11}$ s.

Спектар једноструких судара у води

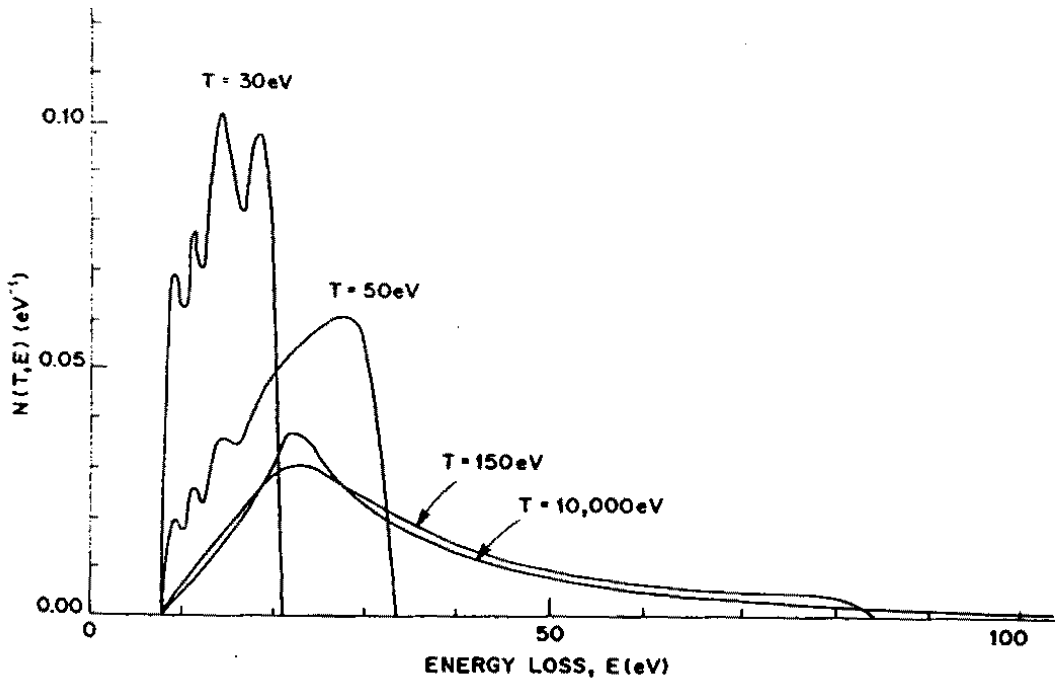
Разумевање интеракције нискоенергетских електрона са материјом је од фундаменталног значаја за схватање физичких и биолошких ефеката јонизујућег зрачења. Обилност нискоенергетских електрона је одговорна за производњу иницијалних промена које воде до хемијских промена у ткиву и ткиву сличним материјалима, као што је вода, што је опширно проучавано експериментално и теоријски.

Интеракција електрона са конетичком енергијом T , може се физички окарактерисати вероватноћом $N(T,E)dE$ да они изгубе енергију између E и $E+dE$ у једноструком судару.

Расподела $N(T,E)$ назива се спектар једноструких судара за електроне енергије T . Пошто је ова функција вероватноћа, она је нормализована и има димензије инверзно енергији.

$$\int_0^{Q_{\max}} N(T, E) dE = 1 \quad (25)$$

Израчунати спектар једноструких судара за електроне енергије $T=30\text{ eV}$, 50 eV , 150 eV и 10 keV у води приказани су на слици. Информације дате овим кривима могу служити као пример: за 10 keV електроне, средња вредност спектра једноструких судара за губитке између 45 и 50 eV је 0.01eV^{-1} . Пошто је ширина интервала 5 eV , следи да релативни број судара са енергијом између 45 и 50 eV износи $(0.01\text{eV}^{-1}) \cdot 5\text{ eV} = 0.05$. Тако 10 keV -ски електрон има око 5% шансе да у води доживи губитак енергије E између 45 и 50 eV у следећем судару.



Слика 20. Спектар једноструких судара $N(T, E)$ електрона разних кинетичких енергија у води

Структура кривих на слици упућује на основну физику интеракције електрона са водом у течном стању. Све криве полазе од процењеног енергетског трага од 7.4 eV , што је минимална енергија потребна за екситацију електрона. Екситације се дешавају на граници дискретних енергетских нивоа, што је приказано резонантним пиковима у спектру енергетских губитака, на нижим вредностима E . Ова структура је нарочито изражена до $T=30\text{ eV}$, где је енергија електрона тако ниска да је екситација вероватна као и јонизација. Спектар јонизационих губитака је, наравно континуалан, пошто енергија избачених електрона није ограничена дискретним вредностима.

Сударна зауставна моћ је повезана са спектром једноструких судара $N(T, E)$. Средња изгубљена енергија $E(T)$ електрона енергије T у једноструком судару је дата утежњеним усредњавањем преко спектра енергетских губитака:

$$E(T) = \int_0^{Q_{\max}} EN(T, E) dE \quad (26)$$

Зауставна моћ на енергији T је производ $E(T)$ и вероватноће $\mu(T)$ да се на јединичном растојању догоди нееластичан судар:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{tot}} = \mu(T) E(T) = \mu(T) \int_0^{Q_{\max}} EN(T, E) dE \quad (27)$$

Криве за $N(T, E)$ се комбинују са познавањем вероватноћа нееластичних судара да би се израчунале зауставне моћи.

Примери електронских трагова у води

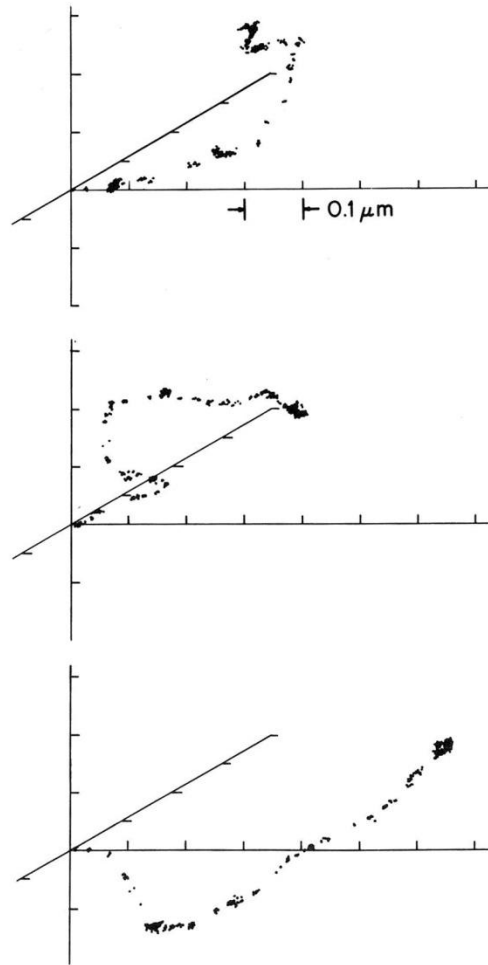
Слика 5.6 даје тродимензионални приказ трага електрона у води, рачунатог Методом Монте Карло. Сваки примарни електрон стартује са енергијом 5 keV од почетка и креће се иницијално удесно дуж хоризонталне осе. Свака тачка представља локацију на 10-11 s (секунди) хемијски активних врста, произведених примарним електроном или неким од његових секундара. ММКарло случајно бира догађаје судара из специфициране расподеле дужине лета, енергетских губитака и угла расејања са циљем да се израчуна судбина појединачних електрона, симулирајући што је ближе могуће оно што се стварно дешава у материји. Сви електрони се прате све док њихова енергија не опадне испод прага 7.4 eV, за електронску екситацију.

Ови примери илуструју бројне карактеристике трага електрона који се зауставља у материји. Као што је поменуто раније траг тежи да буде вијугав, што потиче од великог скретања које електрон може да доживи у једноструком судару. Вијугавост је појачана при крају путање, на ниским енергијама услед повећања вероватноће скоро изотропних еластичних судара који се овде догађају. Додатно томе, догађаји са губитцима енергије су ређе распоређени на почетку путање, где

се примарни електрон креће брже. Ово је, уопште, тачно, за трагове наелектрисаних честица, јер је зауставна моћ мања на вишим енергијама него близу краја трага. Запазите такође, груписање (кластеровање) догађаја нарочито у првом делу трага. Такво груписање названо "спурс" потиче од произведених секундарних електроне енергије управо довољне да произведе неколико додатних екситација и јонизација. Домет оригиналних секундарних електрона није довољно велики да оду далеко од области којом пролази примарна честица. Кластеровање се догађа као резултат широке форме у спектру једноструких судара на Слици 5.4 где највећи део енергије покривају енергетски губици мањи од 70 eV.

Слика 5.7.а) даје стереоскопску репрезентацију трага 5 кеВ електрона, који се креће "са странице" према читаоцу, израчунато у води. Исти траг је приказан на старни б) осим што је примарни електрон "натеран" (у овом рачунању) да се креће по правој линији.

Изнета дискусија покрива основну физику која је нужна за наше разумевање ефеката дејства јонизујућег зрачења на материју. Студије са водом, могу делимично бити проверене радиохемијским мерењима. Оне бацају извесно светло на физичке и хемијске промене изазване зрачењем што аутоматски води до биолошких ефеката у биолошким живим системима.



Слика 5.6. Три израчуната трага 5 MeV свих електрона у води.

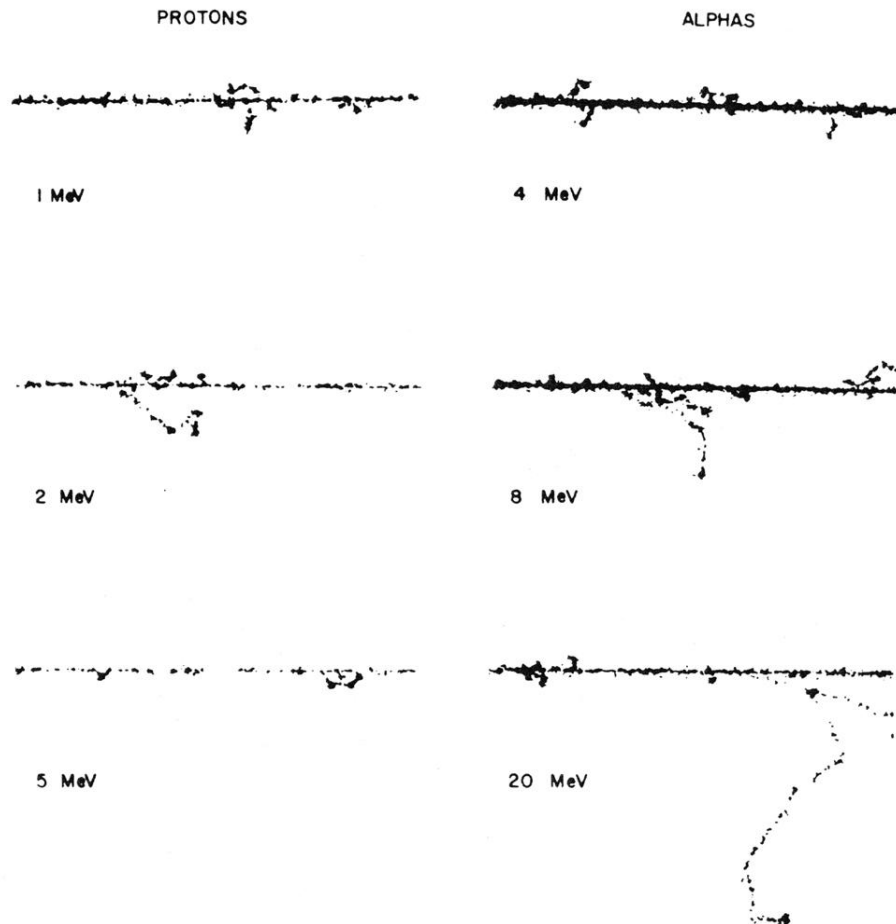
Сваки електрон полази од координатног почетка и креће се дуж хоризонталне осе у десно.

ФЕНОМЕНИ КОЈИ ПРАТЕ ТРАГОВЕ НАЕЛЕКТРИСАНИХ ЧЕСТИЦА

1. Делта зраци

Тешке наелектрисане честице или електрони путујући кроз материју понекад производе секундарне електроне са довољном енергијом да напусте непосредну близину путање примарне честице и произведу свој опажљив траг. Такви секундарни електрони се називају делта зраци. Слика 6.1. показује примере делта зрака дуж путање израчунатог трага протона и алфа честица на неколико енергија

са истом брзином. Алфа честице енергије 20 MeV производе врло високо енергетске делта зраке, који опет производе друге делта зраке. Нема оштре разлике како један електрон дуж трага означити као делта зрак, а други не, осим да је траг опажљив или удаљен од путање примарне честице.



Слика 6.1. Израчунати сегменти трага ($0.7\mu\text{m}$) протона и алфа честица које имају исте брзине, у води.

2. Ограничена зауставна моћ

Апсорбована енергија има примарну улогу у дозиметрији и радијационој заштити. Зауставна моћ даје енергију наелектрисане честице изгубљене у материји. Ово није увек једнако енергији апсорбованој у мети, нарочито ако је мета мала у

поредјењу са дометом произведених секундарних електрона. На биолошкој скали, многе живе ћелије имају дијаметар реда микрона. Субћелијске структуре могу бити много пута мање, ДНА има дијаметар 2 нм. Делта зраци и други секундарни електрони могу ефективно пренети енергију изван места на коме је она изгубљена од стране примарне честице.

Концепт ограничене зауставне моћи је уведен да опише енергетски губитак енергије у мети, близу места где је стварно апсорбована. Ограничена зауставна моћ се дефинише као линеарни губитак енергије који потиче само од судара у којима пренета енергија не прелази специфицирану вредност Δ . Да би се израчунала ова величина, интеграл се утежњени спектар енергетских губитака до Δ , а не до $Q_{\max}$.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\Delta} = \mu(T) \int_0^{\Delta} EN(T, E) dE \quad (28)$$

Сличан израз се примењује за тешке наелектрисане честице. Зависно од примене, различите вредности Δ се бирају, тј, $-(dE/dx)100\text{eV}$, $-(dE/dx)1\text{keV}$ и тд. У контексту ограничене зауставне моћи, субскрипт $Q_{\max}$ или ∞ се користи да означи уобичајену зауставну моћ.

$$-\frac{dE}{dx} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Q_{\max}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\infty}$$

Ограничена масена зауставна моћ воде за протоне је дата у Табели 6.1. На енергијама 0.05 MeV и испод, судари у којима се пренесе више од 100 eV не доприносе значајно укупној зауставној моћи, тако да је $-(dE/pdx)100\text{eV} = (dE/pdx)6.19$. У ствари, на 0.05 MeV, $Q_{\max}=109\text{ eV}$. На 0.10 MeV на другој страни $Q_{\max}=220\text{ eV}$; и тако ограничена зауставна моћ са $\delta=1\text{ keV}$ је знатно већа него ширина $\delta=199\text{ eV}$. На 1 MeV, занемарљив број судара резултује у преносу енергије већем од 10 keV; на 10 MeV, око 6 % зауставне моћи потиче од судара у којима је пренето више од 10 keV. Одговарајући подаци о ограниченој сударној масеној зауставној моћи за електроне су дати у Табели 6.2. Овде су ограничене зауставне моћи различите на много нижим енергијама него у Табели 6.1.

Табела 6.1. Ограничена масена зауставна моћ воде $-(dE/\rho dx)\Delta$ у MeVcm^2/g за
протоне

Енергија	$\Delta=100 \text{ eV}$	$\Delta=1 \text{ keV}$	$\Delta=10 \text{ keV}$
$\Delta=\infty$			
MeV			
0.05	910	910	910
0.10	711	910	910
0.50	249	424	428
1.	146	238	270
10.	24.8	33.5	42.2
100.	3.92	4.94	5.97

Табела 6.2. Ограничена сударна масена зауставна моћ воде $-(dE/\rho dx)\Delta$ у MeV
 cm^2/g за електроне

Енергија	$\Delta=100 \text{ eV}$	$\Delta=1 \text{ keV}$	$\Delta=10 \text{ keV}$
$\Delta=\infty$			
MeV			
0.0002	298	298	298
0.0005	183	194	194
0.001	109	126	126
0.003	40.6	54.4	60.1
0.005	24.9	34.	42.6
0.01	15.1	20.2	23.2
0.05	4.12	5.26	6.35
0.10	2.52	3.15	3.78
1.	1.05	1.28	1.48

3. Линеарно пренета енергија

Концепт линеарно пренете енергије, или LET, је уведен раних 1950-тих, да би окарактерисао брзину преношења енергије по јединичном растојању дуж трага наелектрисане честице. Као такав LET и зауставна моћ су синоними. При проучавању радијационих ефеката у облику LET-а, чини се разлика измедју енергије наелектрисане честице пренете мети и стварно апсорбоване енергије. Године 1962 Интернационална Комисија за радијационе јединице и мере (ICRU), дефинише LET као $-dE_L/dx$, где је dE_L "средња локално предата енергија" од стране наелектрисане честице при проласку растојања dx . Израз локално предата није био прецизно специфициран, и LET није увек коришћен тачно на исти начин. Године 1970 ICRU дефинише LET, као ограничену зауставну моћ за енергетске губитке који не превазилазе Δ , при чему LET означава обичну неограничену зауставну моћ.

$$LET_{\Delta} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\Delta} \quad (29)$$

LET се често изражава у јединицама keV/ μ m за воду.

4. Специфична јонизација

Средњи број јонских парова које наелектрисана честица произведе по јединици дужине своје путање назива се специфична јонизација. Ова величина која изражава густину јонизације дуж трага се често разматра у студијама одговара материјалу на зрачење и у интерпретирању неких биолошких ефеката. Специфична јонизација честице дате енергије је једнака зауставној моћи подељеној са средњом енергијом потребном за производњу једног јонског пара на тој енергији честице. Нпр. зауставна моћ ваздуха за 5 MeV алфа честице је 1.23 MeV/cm и око 36 eV је потребно за производњу једног јонског пара. Тако специфична јонизација 5 MeV-ске алфа честице у ваздуху је $1.23 \cdot 10^6 \text{ eV}/(36 \text{ eV/jp}) = 34200 \text{ jp/cm}$. За 5 MeV-ску алфа честицу у води или ткиву $-dE/dx = 950 \text{ MeV/cm}$. Пошто је око 25 eV потребно за производњу једног јонског пара, специфична јонизација је $3.8 \cdot 10^7 \text{ jp/cm}$.

5. Раштркавање

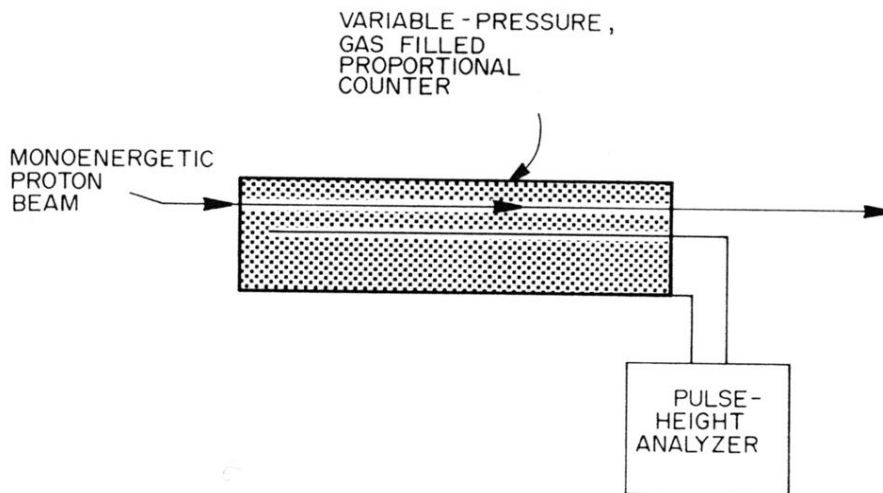
Како наелектрисана честица продире у материју, догађају се статистичке флукуације у броју судара дуж трага и у износу енергије предате у сваком судару. Као резултат идентичне честице које стартују под идентичним условима показује: а) енергетску расподелу после проласка одређене дубине и б) расподелу дужине предјене путање пре заустављања. Феномен неједнаког губитка енергије под идентичним условима назива се *енергетско раштркавање*, док се постојање различитих дужина путање назива раштркавање домета.

Енергетско раштркавање се може експериментално опазити у уређају који је шематски приказан на Сл 6.2. Моноенергетски сноп протона (или других наелектрисаних честица) пролази кроз гасом напуњени цилиндрични пропорционални бројач паралелно његовој оси. Крај цилиндра може бити танак алуминијум или други материјал који апсорбује мало енергије. Сваки протон чини бројне електронске сударе и производи један импулс у бројачу, који ради тако да је висина импулса пропорционална укупној енергији коју је протон оставио у гасу бројача. Тако, мерењем расподеле висине импулса, што се назива спектар висине импулса, у експерименту може се добити расподела енергије изгубљене од стране протона у гасу. Променом притиска гаса и понављајући експеримент, може се студирати расподела енергетских губитака зависно од материје.

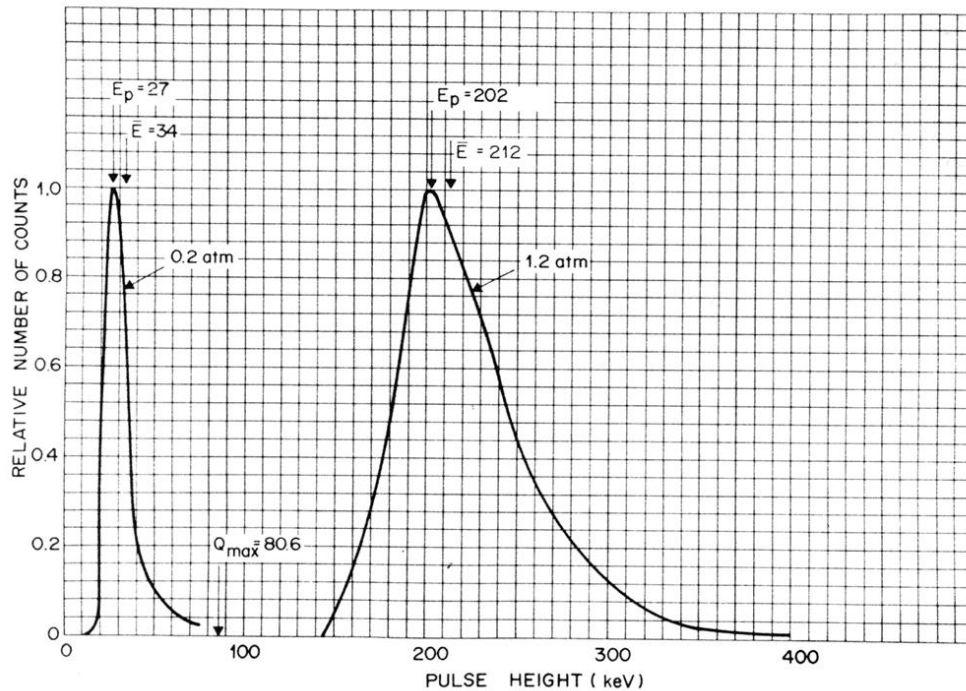
Неки резултати приказани на Сл 6.3. су засновани на радовима Gooding а и Eisberg- а који су користили 37 MeV ске протоне и 10 cm дуг бројач напуњен смешом 96 % Ag и 4 % CO₂ на притисцима до 1.2 атм. Средња енергија потребна за производњу једног јонског пара у гасу је 25 eV. Резултати су дати за притисак гаса од 0.2 до 1.2 атм. Ордината приказује релативни број импулса за различите висине импулса датим на апсциси. Можемо проучити обе криве квантитативно. Ради упоређења вредност $Q_{\max}=80.6 \text{ keV}$ за једноструки судар 37 MeV протон са електроном је такође приказан.

На 0.2 atm, највероватнији енергетски губитак за протон који пролази кроз гас је $E_p=27 \text{ keV}$ и средњи енергетски губитак је $E_s=34 \text{ keV}$. Пошто око 25 eV је потребно за производњу једног јонског пара, средњи број секундарних електрона је $34000/25 = 1360$ по протону. Неки од ових протона се производе директно протоном

а други се производе секундарним електронима. Ако претпоставимо да протон директно избаци секундарне електроне са средњом енергијом 60 eV, онда протон чини просечно $34000/60=570$ судара при проласку кроз гас. На нижим притисцима, где је средњи губитак енергије протона знатно мањи од Q_{max} само неколико стотина судара се деси и спектар импулса показује асиметричну расподелу карактеристичну за спектар једноструких судара. Релативно растојање пика и средње енергије је $(E_s - E_p)/E_s = (34 - 27)/34 = 0.21$



Слика 6.2. Схема уређаја за експериментално студирање раштркавања



Слика 6.3. Спектар висине импулса за 37 MeV-ске протонекоје пролазе кроз пропорционални бројач са гасомна притисцима 0.2 atm и 1.2 atm.

На 1.2 atm усредњено протон има 6 пута више судара. Средни губитак енергије је $E_s = 212$ keV је три пута Q_{max} . Спектар импулса је мање асиметричан (мада и сада приказује извесну асиметрију). Релативно растојање пика и средње енергије је $(212 - 202) / 212 = 0.05$, што је знатно мање него на 0.2 atm. На још већим притисцима спектар се помера удесно и постаје више симетричан, приближавајући се Гаусовом облику са $E_p = E_s$.

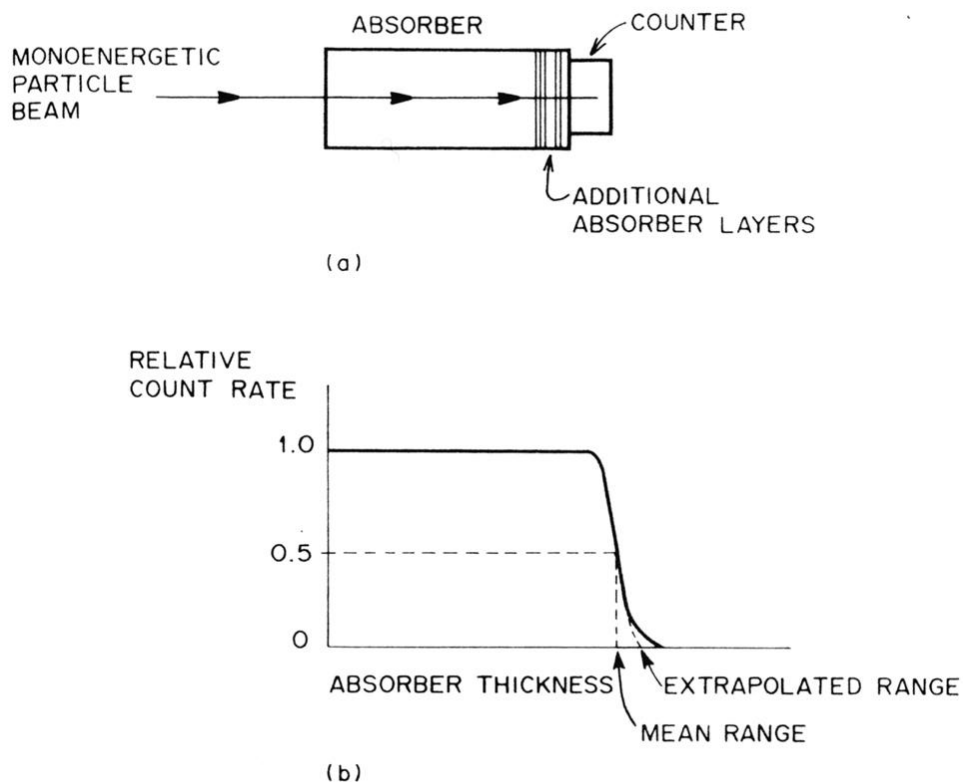
6.6 РАШТРКАВАЊЕ ДОМЕТА

Раштркавање домета се може мерити са експерименталним уређајем приказаним на Сл 6.4(a). Моноенергетски снап наелектрисаних честица је инцидентан на апсорбер чија се дебљина може мањати додавањем слојева материјала. Рате метер се користи за мерење релативног броја честица снопа које прођу апсорбер као функција његове дебљине. График релативне брзине бројања у зависности од дебљине апсорбера, за тешке наелектрисане честице има облик

приказан на Фиг 6.4 (b). Први абсорбер служи да смањи енергију честица, и због тога је график приказан на слици раван. Додатни слојеви абсорбера не мењају облик криве, све док се не достигне домет честица. Онда број честица које прођу абсорбер почиње брзо да опада, скоро линеарно са додавањем нових слојева материјала, све док се све честице не зауставе у абсорберу.

Средњи домет се дефинише као дебљина абсорбера на којој је брзина бројања 0.5 као што је приказано на Сл 6.4(b). Екстраполисани домет се одређује продужавањем правог дела криве до абсцисе. Расподела дубина заустављања око средњег домета има скоро Гаусов облик.

Раштркавање домета није велико за тешке наелектрисане честице. За 100 MeV ске протоне у ткиву, на пример домет износи 7.57 cm, корен средине квадрата флукуације је 0.09 cm (Табле 4.3), тако да је релативно ширење растојања заустављања 1.2%.



Слика 6.4. а) Експериментални уређај за студирање раштркавања домета.

б) Зависност релативне брзине бројања од дебљине апсорбера,

види се екстраполисани и средњи домет.

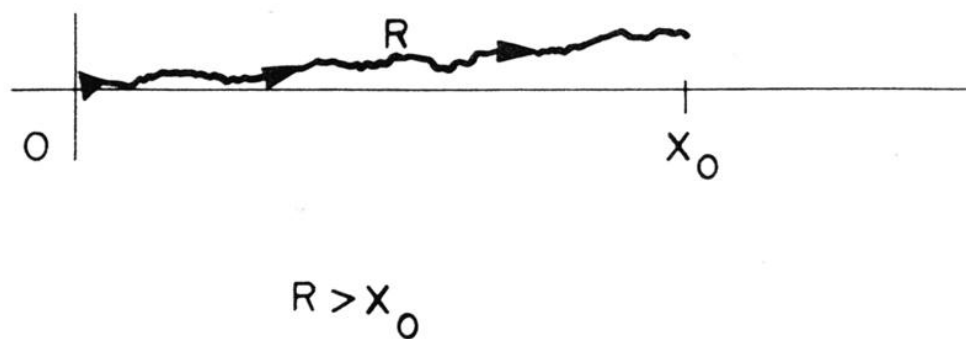
6. Вишеструко Кулоново расејање

Раштркавање утиче на продирање наелектрисаних честица и уноси неко ширење "fuzziness" у концепт домета. Други феномен, еластично расејање на атомском језгру преко Кулонових сила, даље компликује анализу продирања честица. Путања наелектрисане честице у материји- чак брзих електрона или тешких наелектрисаних честица - одступа од праве линије, јер доживљава често догађаје нуклеарног расејања под малим угловима.

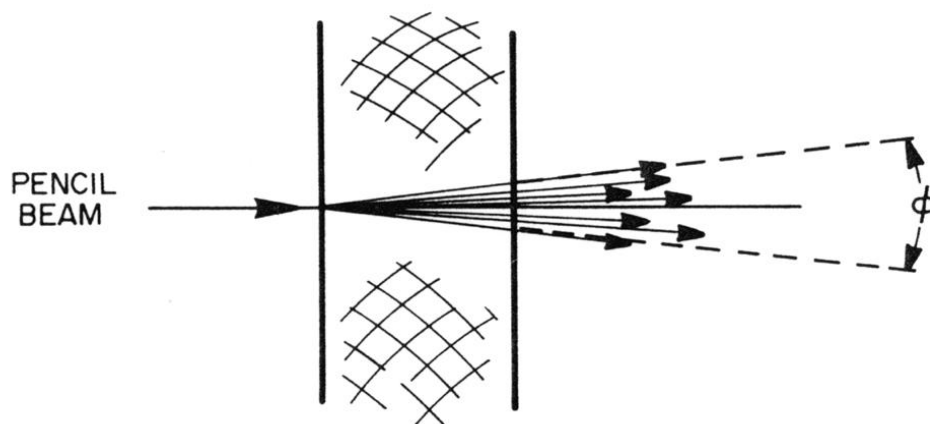
Слика 6.5. илуструје како тешка честица, стартујући дуж X осе на почетку 0, а апсорберу, може скренути услед вишеструког Кулоновог расејања, док не доспе до мира на дубини X_0 . Укупна дужина путање, R , је величина која се рачуна из једначине (4.22) и даје у табелама, је већа од дубине продирања X_0 . Задња величина се понекада назива "пројектовани домет". Разлика између R и X_0 за тешке наелектрисане честице је обично $\leq 1\%$, тако да се узима да је R једнако X_0 .

Други ефекат вишеструког Кулоновог расејања је ширење врло танког снопа наелектрисаних честица у дивергентни сноп при проласку кроз мету, што је приказано на Слици 6.6. Величина ширења расте са атомским бројем мете. Када узан сноп 120 MeV ских протона продре 1 cm воде, на пример, око 4% честица изађе ван крећући се унутар угла од 1.50.

У радиотерапији са снопом наелектрисаних честица Кулоново расејање често смањује дозу којом се жели третирати тумор, нарочито када је он лоциран на извесној дубини у телу.



Слика 6.5. Схематичка представа ефекта вишеструког Кулоновог расејања на путању тешке наелектрисане честице која полази из координатног почетка удесно дуж x осе. Померање од X осе је увећан ради илустрације



Слика 6.6. Вишеструко Кулоново расејање изазива ширење снопа наелектрисаних честица како оне пролазе кроз мету.

Резиме:

Пролаз електрона

● Пролаз електрона кроз материју сложенији је од пролаза алфа честица због тога што они имају знатно мању масу, а већу брзину. Понашање електрона у основним процесима са може овако резимирати:

● У еластичним сударима са језгром електрон више скреће јер има знатно мању масу. Овај процес је утолико значајнији уколико је Z материјала веће, а енергија електрона мања.

● Закочно зрачење није занемарљиво код електрона и утолико је важније уколико је Z материјала веће и енергија већа. У том процесу није само важно скретање већ и губитак енергије који може да иде и до 100%.

● Код електрона до неколико MeV-а, који нас интересују, највећи део енергије губи се још увек у нееластичним сударима са електронима. Само сада то су судари честица исте масе, тако да се у једном судару може пренети велики део енергије. Ближи судари са електронима су ређи, али нису занемарљиви. Сада се више енергије не губи обавезно у малим износима, већ може да се изгуби и у знатно мањем броју судара, што пролаз електрона чини сложенијим

● Сва три побројана процеса доприносе скретању електрона, тако да његов траг није прав и утолико је више кривудава уколико је енергија мања. Природу трага бисмо могли резимирати овако:

○ Електрони енергије испод 1 MeV имају кривудава траг. То је утолико израженије уколико је Z материјала веће.

○ Један део електрона кривудајући излази назад преко површине кроз коју је ушао. Ово називамо расејавање уназад.

○ Електрони енергија изнад 1 MeV имају правији траг све дотле док не смање енергију на испод 1 MeV.