

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ЗАРЕДЕНИ ЧАСТИЦИ С ВЕЩЕСТВОТО

I. ОБЩИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯТА

Заредените частици, с които се занимава експерименталната ядрена физика на ниските енергии са:

леки: електрони (e^-) ; позитрони (e^+)	конверсионни електрони
$0 \div 2 - 3 \text{ MeV}$; β -разпад	десетки keV \div 1 - 2 MeV
непрекъснат спектър	линеен спектър
тежки: алфа-частици (α) ;	фрагменти на делене (ff)
$4 \div 8 \text{ MeV}$; α -разпад	$2 \times 100 \text{ MeV}$; спонтанно делене
линеен спектър	"линеен" спектър

Най-съществено значение за тях има прякото взаимодействие с електронната обвивка на атома. **Йонизационни загуби на енергия** - сечението за тях е много по-голямо в сравнение с всички загуби (взаимодействия).

Специфични изисквания:

а/. Вакуум - пренасянето на частицата от източника до детектора (без загуба на енергия) се извършва във вакуум - вакуумна камера.

б/. Източници - те трябва да бъдат "тънки", спектрометрични, **без самопоглъщане** в източника, без носител. Приготвянето на такива източници е изкуство. Има разработени много методи за това.

в/. Детектори - цялата пренесена до детектора енергия трябва да се отделя в чувствителния обем. Това предявява особени изисквания към "мъртвия слой" - входящия прозорец на детектора - възможно най-тънък.

II. ТЕЖКИ ЗАРЕДЕНИ ЧАСТИЦИ (АЛФА)

1. Йонизационни загуби

Частица със заряд ze , маса M и скорост V взаимодейства кулоновски с атомните електрони. При това тя не променя посоката на движение. Въвеждаме понятието специфична загуба на енергия dE/dx [MeV/cm]. Първата формула на Бете (за нерелативистки тежки частици):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{йон}} = \frac{4\pi e^4 (Ze)^2}{m_e V^2} n_e \ln \frac{2m_e V^2}{\bar{I}} \text{ - за нерелативистки тежки частици}$$

където: e - елементарен заряд; m_e - маса на електрона; n_e - брой на електроните на 1 cm^3 от средата:

$$n_e = \frac{N_A}{A} \rho Z$$

A - масово число; ρ - плътност; Z - атомен номер на средата; \bar{I} - среден йонизационен потенциал на атома от веществото. \bar{I} се определя експериментално.

$\bar{I} = 13,5.Z$ [eV] - среден йонизационен потенциал

елемент	\bar{I} [eV]	Z	A	Z/A	ρ [g/cm ³]
He	64	2	4	0,5	$1,78 \cdot 10^{-4}$
C	78	6	12	0,5	2,3
Al	166	13	27	0,48	2,7
Cu	371	29	63,5	0,46	9,0
Pb	1071	82	207	0,4	11,3
въздух	94	7,2	14	0,5	$1,22 \cdot 10^{-3}$

Един по-точен запис на формулата на Бете за частици, по-тежки от електрона:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{йон}} = \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} \frac{z^2}{\beta^2} \frac{N_A}{A} \rho Z \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 W_m}{\bar{I}^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 - \delta - U \right]$$

където: $\beta = \frac{V}{c}$ за частицата ; $\beta^2 = \frac{2T}{Mc^2}$; **M** - маса на частицата (**M** >> **m_e**); **T** - кинетична енергия на частицата ; **z** - заряд на частицата ;

$$W_m = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \approx 2m_e c^2 \frac{2T}{Mc^2}$$

W_m - максимална енергия, която може да бъде предадена на електрона при един акт на взаимодействие на частицата; **δ** - малка поправка, зависеща от плътността; **U** - поправка за енергия на свързване на **K** и **L** електроните в атома; **M** - маса на частицата (**M** >> **m_e**); **T** - кинетична енергия на частицата ; **z** - заряд на частицата ; **Ī** - среден йонизационен потенциал на атомите на поглъщащата среда.

Някои очевидни зависимости:

a/. $dE/dx \sim z^2$ - специфичните йонизационни загуби зависят силно (квадратично) от заряда на падащата частица. За α -частици $z^2 = 4$; за протони $z^2 = 1$; за фрагментите на делене $z_{\text{eff}} \approx 20$ и $z^2 = 400$ поради това, че те "изтръскват" част от електроните си. Фрагментите имат огромни йонизационни загуби. Формулата не отчита възможното изменение на **z** в края на пробега - захват на електрони от средата.

б/. $dE/dx \sim 1/V^2$ - йонизационните загуби зависят от скоростта на частицата, а не зависят от масата на частицата. При намаляване на **V** в края на пробега йонизационните загуби на единица път (зависимост $1/V^2$) нарастват. В самия край на пробега те рязко намаляват поради това, че логаритмичния множител бързо клони към нула. Частици с еднакъв заряд и скорост имат еднакви йонизационни загуби (но различни енергии). Ако се сравнят **dE/dx** при еднакви енергии и еднакви заряди, ще се появи зависимост от масата.

в/. $dE/dx \sim \rho$ - йонизационните загуби са пропорционални на плътността на средата. Често в таблиците вместо **dE/dx** [MeV/cm] се дава величината:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right] \text{ и пробега се мери в } [\text{g/cm}^2]$$

2. Пробег на тежки заредени частици. Крива на Бряг

Формулата на Бете при въвеждане на кинетичната енергия на частицата може да се запише като:

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^4 N_A}{m_e c^2} \frac{z^2 M c^2}{2T} \frac{\bar{Z}}{\bar{A}} \rho \left[\ln \frac{2m_e c^2}{\bar{I} \cdot 10^{-6}} \frac{2T}{M c^2} \left(\frac{1}{1 - \frac{2T}{M c^2}} \right) - \frac{2T}{M c^2} \right]$$

Като имаме предвид, че $e^2 = \alpha \hbar c = 1,445 \cdot 10^{-13} [\text{MeV} \cdot \text{cm}]$; $e^4 = 2,089 \cdot 10^{-26} [\text{MeV}^2 \cdot \text{cm}^2]$

$$-\left[\frac{dT}{dx} \right]_{\text{ион}} \approx 0,308 \frac{z^2 M c^2}{2T} \frac{\bar{Z}}{\bar{A}} \rho \left[\ln \frac{1,022 \cdot 10^6}{\bar{I}} \frac{2T}{M c^2} \right] \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right]$$

където: T и $M c^2$ са в [MeV]; \bar{I} е в [eV]; ρ е в $[\text{g}/\text{cm}^3]$; z , \bar{Z} , \bar{A} - безразмерни.

За въздух: $\bar{I} = 94 \text{ eV}$; $Z/A = 0,5$; $\rho = 1,22 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$; dE/dx е в [MeV/cm]:

	$T = 1 \text{ MeV}$	$T = 5 \text{ MeV}$	$T = 10 \text{ MeV}$	$T = 100 \text{ MeV}$
протони $z^2 = 1$ $M c^2 = 938 \text{ MeV}$	0,28	0,084	0,048	-
α-частици $z^2 = 4$ $A = 4$ $M c^2 = 4 \times 938 \text{ MeV}$	2,48	0,95	0,57	-
фрагменти $z^2 = 400$ $A = 112$ $M c^2 = 112 \times 938 \text{ MeV}$	не работи	27	287	120

За олово (Pb): $\bar{I} = 1071 \text{ eV}$; $Z/A = 0,4$; $\rho = 11,3 \text{ g/cm}^3$

	$T = 1 \text{ MeV}$	$T = 5 \text{ MeV}$	$T = 10 \text{ MeV}$
α-частици	не работи	1950	1700

Може грубо да се оцени, че във въздуха α -частиците от естествените α -лъчители ще имат пробеги от порядъка на няколко сантиметра, а фрагментите - по-малко от 1 cm (за $T \approx 100 \text{ MeV}$). Но плътността на въздуха е твърде малка. За кондензирана материя (твърдо тяло, течност) $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$ и йонизационните загуби

стават на около 3 порядъка по-големи. В този случай пробезите на естествените α -лъчители са от порядъка на десетки μm .

Известно е, че тежките заредени частици имат добре определен пробег (с известен статистически разброс - страглинг). Тъй като $dT/dx = f(T)$, то намирането на пълния пробег R_0 се свежда до:

$$R_0 = \int_0^{T_0} \frac{dT}{f(T)}$$

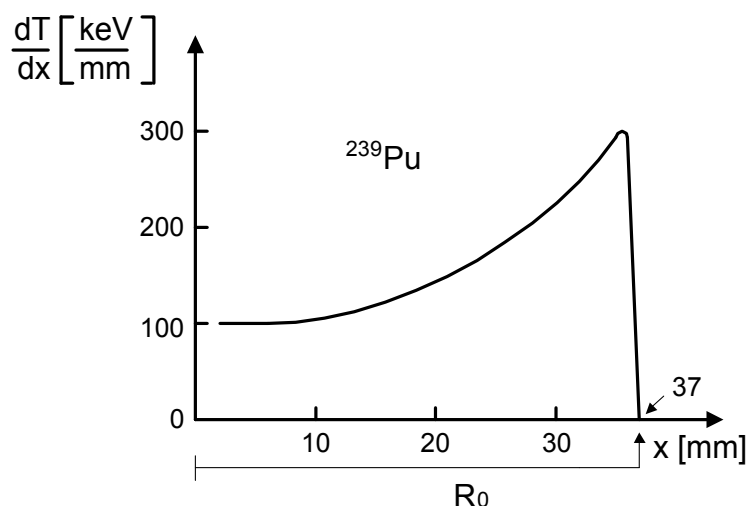
където T_0 е началната енергия на частицата

За съжаление, не може да се получи в аналитичен вид $R_0(T_0) = \varphi(T_0)$, т.е. пробегът като функция на началната енергия на частицата. Една приближена формула за пробегът на α -частици във въздух (при нормални условия) е:

$$\bar{R} = 0,318 T_\alpha^{3/2} \quad (R \text{ в } [\text{cm}], T_\alpha \text{ в } [\text{MeV}])$$

За 5,150 MeV α -частици на ^{239}Pu , с който ще работите в лабораторията по Експериментална ядрена физика, $\bar{R} = 3,7$ cm.

Зависимостта на dT/dx от пробегът на α -частиците в средата е известна като **крива на Бряг**.



Фиг.20. Поведение на специфичните йонизационни загуби в зависимост от пробегът на α -частици от ^{239}Pu (крива на Бряг).

Тази зависимост лесно може да бъде построена експериментално, като с полупроводников детектор се мери остатъчната енергия на α -частиците след изминаване на определен път във въздуха (изменя се разстоянието източник - детектор) и се работи с крайни разлики $\Delta T/\Delta x$. За ^{239}Pu - $T_0 = 5,15 \text{ MeV}$; $R_0 = 3,7 \text{ cm}$; начални загуби $dT/dx \approx 1 \text{ MeV/cm} \approx 100 \text{ keV/mm}$, към края на пробега те нарастват силно - до 300 keV/mm .

3. Делта - електрони (δ)

При движение на тежка заредена частица в среда е възможно предаването на значителна енергия на електрон от средата ("централен" удар на частица с атомен електрон), т.е. **разсейване** на тежка частица върху свободен електрон:

$$T_e = \frac{4m_e M}{(M + m_e)^2} T \cos^2 \phi$$

ϕ - ъгъл на избития електрон спрямо посоката на частицата. За $\phi = 0$ (избиване напред), T_e е максимална:

$$T_e^{\max} = \frac{4m_e M}{(M + m_e)^2} T \approx 2m_e c^2 \frac{2T}{Mc^2} \text{ (виж } W_m)$$

За 5 MeV α -частици $T_e^{\max} = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ MeV} = 2,7 \text{ keV}$. Тъй като енергията на δ -електроните е по-висока от средния йонизационен потенциал \bar{I} , те от своя страна могат да предизвикат йонизация. Особено добре се наблюдават δ -електроните в следите на π -мезони в мехурчестата камера (упражнение "п - μ - е експеримент" в лабораторията ЕЯФ), тъй като за π -мезона ($Mc^2 = 140 \text{ MeV}$) отношението $\frac{4m_e c^2}{Mc^2} = 0,0146$ - много по-голямо от това за α -частици. За 10 MeV π -мезон $T_e^{\max} = 146 \text{ keV}$.

По максималната енергия на δ -електроните може да се оценява енергията на тежката частица (когато е известна енергията на покой). Трябва да се отбележи, че вероятността за получаване на δ -електрони с максимална енергия е много по-малка от вероятността за обикновена йонизация.

4. Ръдърфордско разсейване

Като физическо явление това е **пъргаво разсейване** на тежка заредена частица върху ядро от средата. Осъществява се посредством кулоново взаимодействие. При Ръдърфордовското разсейване α -частицата практически **не променя енергията си** (за тежки ядра на разсейвателя). Ефективното диференциално сечение за разсейване върху тежки атоми на ъгъл θ в пространствен ъгъл $d\Omega$:
 $(d\Omega = 2\pi\sin\theta d\theta)$

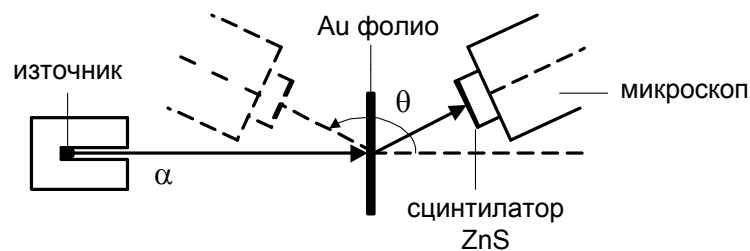
$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{MV^2} \right)^2 \frac{1}{4\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad [\text{cm}^2/\text{at на стерadian}]$$

където: z - заряд на тежката частица; $MV^2 = 2T$ - кинетична енергия на частицата; Z - заряд на разсейващото ядро. В случая на α -частици получаваме известната **формула на Ръдърфорд** (получена в 1911 година):

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{E} \right)^2 \frac{1}{4\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Именно тя е проверявана в опита на Гайгер и Марсден, като:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin^4 \frac{\theta}{2} = \text{const}$$



Фиг.21. Опит на Гайгер – Марсден – Ръдърфорд.

За ъгли от 15° до 150° скоростта на броене се изменя от $1,3 \cdot 10^5$ до 30 (по сцинтилациите на око в тъмна стая).

Малките ъгли на разсейване не са интересни - те могат да бъдат обяснени и в рамките на **Томсоновия модел на атома** (където положителния заряд е размазан по целия атом). Разсейването на α -частиците на големи ъгли навежда

Ръдърфорд на мисълта за планетарния модел на атома, в който цялата маса и положителен заряд е съсредоточена в много малък обект вътре в атома - **ядро**.

Сечения за Ръдърфордовско разсейване:

Сечение за разсейване на ъгъл, по-голям от θ (чрез интегриране на $d\sigma(\theta)$ по Ω ($d\Omega = 2\pi\sin\theta d\theta$):

$$\sigma(\theta) = \frac{\pi e^4 Z^2 z^2}{4T^2} \cotg^2 \frac{\theta}{2} \text{ [cm}^2\text{/ядро]}$$

Вероятността за разсейване на ъгъл, по-голям от θ на 1 cm пробег на частицата:

$$W = N_{\text{я}} \sigma(\theta) = \frac{\pi e^4 Z^2 z^2}{4T^2} \frac{N_A}{A} \rho \cotg^2 \frac{\theta}{2} \text{ [разс./cm]}$$

$(N_A/A)\rho$ - ядра на 1 cm³; $Z/A = \text{const}$, така че $W \sim Z$

За **1 MeV α -частица**: $W(T) = 0,022$ [разс./cm], т.е. по-малко от 1 разсейване на 45 cm пробег, за ъгъл $> 10^0$.

За **5 MeV α -частица**: $W(T) = 8,8 \cdot 10^{-4}$ [разс./cm], т.е. 1 разсейване на 300 частици, при пробег 3,7 cm за ъгъл $> 10^0$.

Вероятността за Ръдърфордовско разсейване **нараства с намаляване** на енергията в края на пробега (редки събития).

Известно е, че α -частиците в един акт на йонизация губят около 35 eV. За 5 MeV α -частици във въздух имаме около $1,4 \cdot 10^5$ взаимодействия, т.е. около $4 \cdot 10^4$ йони/cm. За Ръдърфордовското разсейване - около $9 \cdot 10^{-4}$ разс./cm, или:

$$\frac{\text{сечение за йонизация}}{\text{сечение за Ръдърфорд}} \sim 4 \cdot 10^7 \sim \frac{R_a^2}{R_{\text{я}}^2}$$

III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ЕЛЕКТРОНИ С ВЕЩЕСТВОТО

За съжаление, при електроните не можем да използваме нерелативистко приближение. Но тяхното взаимодействие с веществото предлага някои типични

релятивистки ефекти, които при тежките заредени частици могат да се наблюдават само при твърде високи енергии (например ефект на Черенков).

1. Йонизационни загуби на електрони

Вместо формулата на Бете се предлага формулата на Бете-Блох и Бор за специфичните йонизационни загуби на енергия:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e V^2} \left[\ln \frac{m_e V^2 T_e}{2 \bar{I}^2 (1 - \beta^2)} - \ln 2 \left(2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + 1 - \beta^2 \right]$$

където: $T_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$ - релятивистка кинетична енергия на падащия

електрон; V - скорост; \bar{I} - среден йонизационен потенциал на средата; $n_e = \frac{N_A}{A} \rho Z$

- брой на електроните в 1 cm^3 от средата.

Отново: $\frac{dE}{dx} \sim \rho$ - плътността на средата; $\frac{Z}{A} = \text{const}$

$\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{V^2}$ - скоростта на падащите електрони

$\frac{dE}{dx}$ зависи слабо от кинетичната енергия $T_e \sim \ln T_e$

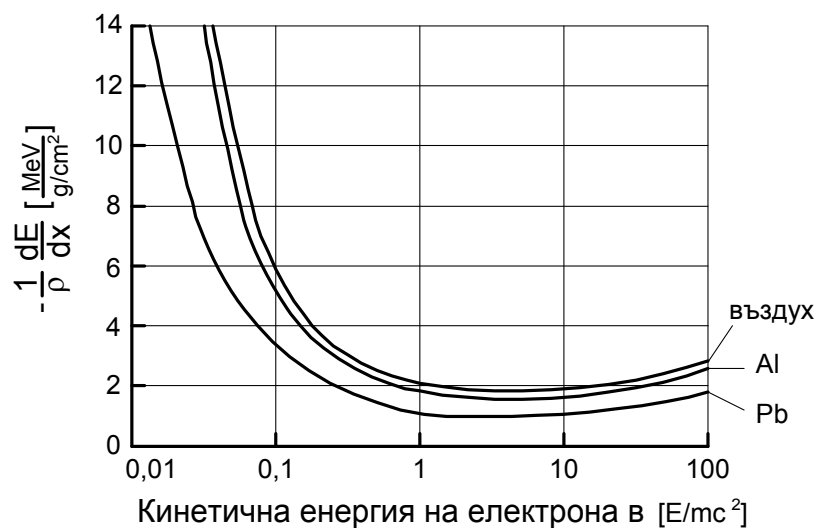
А. Величината $\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ в $\left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right]$ слабо зависи от свойствата на средата и е

функция на енергията на падащите електрони.

За **0,5 MeV**: за **въздух**: $\rho = 1,2 \cdot 10^{-3} [\text{g/cm}^3]$

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 2 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right] ; \quad \frac{dE}{dx} = 2,4 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right] = 2,4 \left[\frac{\text{keV}}{\text{cm}} \right]$$

"пробег" за $dE/dx = \text{const}$ - 200 cm



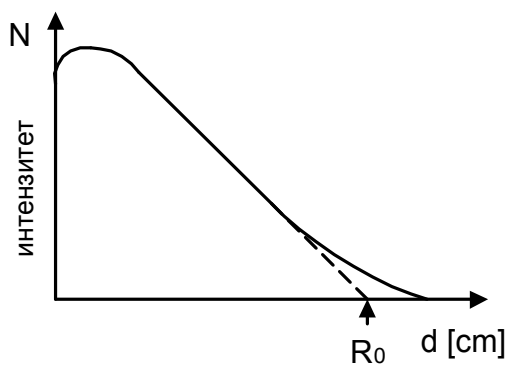
Фиг.22. Поведение на $\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ в зависимост от енергията на електроните.

за **алуминий Al**: $\rho = 2,7 \text{ [g/cm}^3\text{]}$

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 2 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right] ; \quad \frac{dE}{dx} = 5,4 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right] = 5400 \left[\frac{\text{keV}}{\text{cm}} \right]$$

"пробег" за $dE/dx = \text{const}$ - 1 mm.

Б. Пробег на моноенергетични електрони



Фиг.23. Екстраполиран пробег за електрони.

За пробега няма аналитични изрази. Екстраполирания пробег за моноенергетични електрони като функция на енергията се апроксимира с линейна зависимост (приближено) емпирично:

$$R_0 = \frac{1}{\rho \frac{Z}{A}} (0,253E - 0,045) \text{ за } E > 0,6 \text{ MeV}$$

$$R_0 = \frac{1}{\rho \frac{Z}{A}} 0,196E^{1,38} \text{ за } 0,15 \text{ MeV} < E < 0,8 \text{ MeV}$$

R_0 - в [cm]; E - в [MeV]; ρ - плътност на средата; Z - атомен номер на средата; A - масово число на средата. За пробегата има таблици и номограми.

Поглъщане на β -частици с непрекъснат енергетичен спектър

Далеч от границата на пълното поглъщане приближено имаме експоненциален закон (случайно):

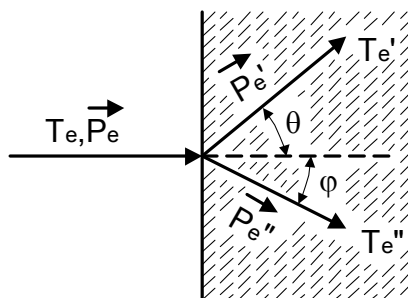
$$J = J_0 e^{-\mu d}$$

където: J_0 - интензитет на падащия сноп β -частици; d - дебелина на слоя в $[g/cm^2]$; μ - масов коефициент на поглъщане: $\mu \approx 22E_m^{-1,33} [cm^2/g]$; E_m - гранична енергия на β -спектъра [MeV].

В. Обратно разсейване на електрони

Целта на спектрометрията във всякакъв вид, включително и на спектрометрията на електрони, е да се осигури **пълно поглъщане на енергията** на заредената частица в работния (чувствителния) обем на детектора. Обратното разсейване на електроните може да изнесе част от енергията на електрона от работния обем и да изкриви енергетичния спектър.

а/. Електрон-електронно разсейване (Мот, Милер)



Фиг.24. Към електрон – електронното разсейване.

$$T_e'' = \frac{4mM}{(M+m)^2} T_e \cos^2 \varphi - \text{за всякакви частици (класически)}.$$

За покоящата се частица в лабораторна координатна система $0 \leq \varphi \leq \pi/2$.

За падащата частица $0 \leq \theta \leq \pi$.

За разсейване на електрон върху електрон $\theta + \varphi = \pi/2$ (частиците са идентични), тогава и θ е $0 \leq \theta \leq \pi/2$. Ъглите θ и φ са допълнителни, $\sin \theta = \cos \varphi$.

$$T_e'' = T_e \cos^2 \varphi \quad ; \quad T_e'' = T_e/2 = T_e' \quad \text{за } \theta = \pi/4 \text{ (} 45^\circ \text{)}$$

Практически изводи: При спектрометрия на електрони снопа трябва да пада **перпендикулярно** на повърхността на детектора (недопустими са малки ъгли на падане).

Качествено:

При електрон-електронното разсейване електрона винаги губи енергия.

Сечението е пропорционално на $1/T^3$, т.е. става съществено за ниски енергии.

Сечението е пропорционално на броя на електроните в $1 \text{ cm}^3 \frac{N_A}{A} \rho Z$, но $Z/A \approx \text{const}$, т.е. то не зависи от Z .

То е по-малко от сечението за йонизация на единица път (пробег) за високи енергии.

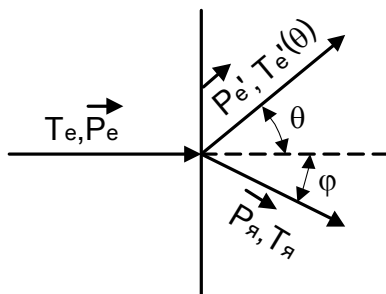
б/. Ръдърфордско разсейване на електрони

Електроните могат да се разсейват в **кулоновото поле на ядрото** независимо от това, че потенциала е привличащ. За целта е необходимо те да достигат много близко до ядрото (много малки прицелни параметри). Понякога това разстояние се тълкува като електронно разсейване върху атома. Отново за енергията на откатното ядро:

$$T_{\text{я}} = \frac{4mM}{(M+m)^2} T_e \cos^2 \varphi ; 0 \leq \varphi \leq \pi/2 ; \text{но } m_e \ll M_{\text{я}}$$

$$\frac{4m_e M_{\text{я}}}{(M_{\text{я}} + m_e)^2} \approx \frac{4m_e}{M_{\text{я}}} \approx 10^{-5}$$

$$T_{\text{я}}^{\min} = 0 ; \varphi = \pi/2 ; T_{\text{я}}^{\max} = 10^{-5} T_e ; \varphi = 0$$



Фиг.25. Към электрон – ядреното разсейване (Ръдърфордовско).

Ъгъл θ може да бъде всякакъв $0 \leq \theta \leq \pi$. При обратно разсейване на електрони на $\theta = \pi$, ядрото поема удвоения импулс на падащия електрон, но предадената му кинетична енергия е нищожна.

Изводи: При Ръдърфордовското разсейване електроните **не губят енергия**, само променят посоката си (до обратна).

Диференциално ефективно сечение за Ръдърфордовско разсейване на електрони (Мак-Кинли, Фешбах) ; $\beta \rightarrow 1$.

Вероятност за разсейване на ъгъл θ в единица пространствен ъгъл $d\Omega$ върху едно ядро:

$$\frac{d\sigma_R^e(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{2E} \right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[1 + \frac{\pi Z}{137} \frac{\sin \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \right)}{\cos^2 \frac{\theta}{2}} \right] \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{ядр.стерад}} \right]$$

Някои изводи:

Сечението е силно изтеглено напред (голяма вероятност за разсейване на малки ъгли, поради $\frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$). Но съществува определена вероятност за разсейване и на $\theta > 90^\circ$ ($\pi/2$).

Сечението е пропорционално на $1/E^2$, т.е. нараства силно при малки енергии на падащите електрони.

Зависимост от разсейващата среда:

$$\text{макросечение: } d\Sigma_R = N_A d\sigma = \frac{N_A}{A} \rho \left(\frac{Z^2 e^4}{4E^2} \right) [\text{разс./cm.стерад.}]$$

Като пренебрегнем тривиалната зависимост от ρ и имаме предвид, че $Z/A \approx \text{const}$, макросечението $d\Sigma_R \sim Z$ (членът в квадратните скоби = $1 \div 2$ за $Z = 1 \div 100$ и може да не се отчита).

Практически изводи:

Спектрометрия на електрони не се прави с детектори с **голямо Z**. За **NaI** $Z_{\text{eff}} \approx 50$; за антрацен, стилбен $Z_{\text{eff}} \approx 5$ - спектрометрия на електрони се прави с антрацен или стилбен, а не с **NaI** (в последния случай вероятността за обратно разсейване е поне 15 - 20 пъти по-голяма) и със силициев (**Si**) а не с германиев (**Ge**) полупроводников детектор. За избягване на влиянието на обратното разсейване се правят кристали с кладенци.

IV. РАДИАЦИОННИ ЗАГУБИ НА ЕНЕРГИЯ НА ЗАРЕДЕНИ ЧАСТИЦИ.

A. Спирачно лъчение

При забавяне на заредени частици (и въобще при движение с ускорение) в кулоновото поле на ядрата и електроните, съществува вероятност за изпускане на електромагнитно лъчение, при което енергията на заредената частица намалява - $-(dE/dx)_{\text{изл}}$. Този вид загуби са пропорционални на $1/M^2$ на заредената частица (при еднакъв заряд). Съществени са за **леки частици**, за електрони.

Специфични радиационни загуби на 1 cm (Бете, Хайтлер)

$$-\left(\frac{dT_e}{dx} \right)_{\text{рад}} = N_A T_e \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{2T_e}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right) ; \quad N_A = \frac{N_A}{A} \rho - \text{ядра/cm}^2$$

където: T_e - кинетична енергия на електрона (релятивистка), $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ - класически радиус на електрона.

Тази формула е вярна за $T_e \gg m_e c^2$ (и без отчитане на екранирането на полето на ядрото от атомните електрони).

Спирачното лъчение **не е релятивистки ефект**. За $T_e < m_e c^2$

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{изл}} = \frac{16}{3} N_A T_e \frac{Z^2 r_e^2}{137}$$

Пример за спирачно лъчение при много ниски енергии на падащите електрони (десетки keV) е появата на непрекъснат рентгенов спектър в рентгеновите тръби, на фона на който се появяват характеристичните рентгенови линии на антикатада.

Изводи:

Специфичните радиационни загуби са пропорционални на T_e (т.е., нарастват с T_e , за разлика от йонизационните, които слабо зависят от T_e и намаляват с T_e).

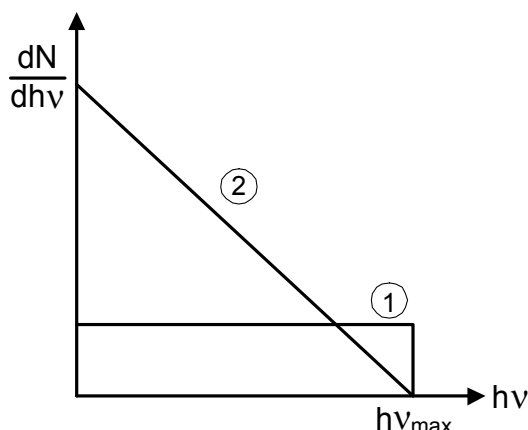
$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{изл}} \sim Z ; \text{ фактически } \left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{изл}} \sim \frac{N_A}{A} \rho Z^2$$

Като пренебрегнем тривиалната зависимост от ρ и имаме предвид, че $Z/A \approx \text{const} \approx 1/2$ излиза, че $(dT/dx)_{\text{изл}} \sim Z$. За всяка среда съществува $T_e^{\text{крит}}$ - критична енергия, при която радиационните и йонизационните загуби се изравняват - $T_e^{\text{крит}} \sim 1/Z$.

Спектър и ъглово разпределение на спирачното лъчение.

Спирачното лъчение има **непрекъснат спектър**. Границата му е енергията $h\nu_{\text{max}} = T_e$ (където T_e е релятивистката кинетична енергия на падащия електрон).

Качествено:



Фиг.26. Спектр на спирачното лъчение за моноенергетични електрони при различни дебелини на поглътителя:

1 - когато имаме тънък поглътител (много малки йонизационни загуби). **2** - "дебел" поглътител (сравним с пробега на падащия електрон)

Принос в спектъра на спирачното лъчение дават електрони с $0 < T_e < T_e^{\max}$.

Ъглово разпределение на спирачни гама-кванти

При нерелативистки енергии $T_e \ll m_e c^2$ спирачните кванти се излъчват перпендикулярно на посоката на падащия електрон.

При $T_e \approx m_e c^2$ ъгловата зависимост е сложна

При $T_e \gg m_e c^2$ излъчването е насочено напред, като

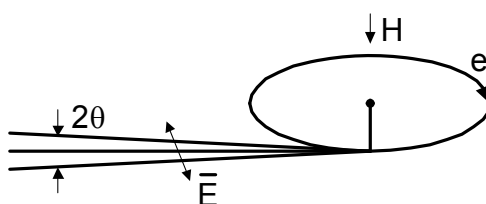
$$\frac{d\sigma_{\text{рад}}(\theta)}{d\Omega} \sim \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Ъгловата зависимост силно напомня тази на Ръдърфордското разсейване напред - с увеличаване на енергията T_e . ъгъла θ намалява, като $\theta \sim \frac{m_e c^2}{T_e}$. Тази

зависимост се използва за получаване на много тесни (с малка разходимост) снопове от високоенергетични γ -кванти на ускорители на електрони, например

бетатрони или линейни ускорители. Такива снопове се прилагат при лъчетерапията в онкологията.

Синхротронно излъчване – То е частен случай на спирачното лъчение. Получава се при движение на електрони по кръгова орбита в магнитно поле. Движението по окръжност е ускорително! Основен тип загуби при синхротроните и натрупвателните пръстени към ускорителите.



Фиг.27. Синхротронно излъчване

Характеристики:

Излъчва се по допирателната към орбитата в конус с ъгъл θ .

Спектъра е непрекъснат с максимум при ν_0

$$\theta = \frac{m_e c^2}{T_e} \quad ; \quad \nu_0 = 4,6 \cdot 10^{-6} H T_e^2$$

(ν_0 – честота - s^{-1} , H – магнитно поле – гауси, T_e – енергия – eV)

Синхротронното лъчение е напълно поляризирано, като вектора на електричното поле лежи в плоскостта на орбитата.

Използва се за изследвания в областта на “твърдото” рентгеново лъчение – “синхротронни лаборатории” към големите ускорители.

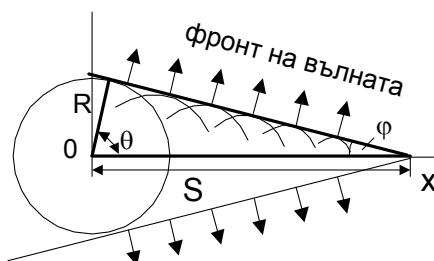
Б. Ефект на Черенков

Още Мария и Пиер Кюри са забелязали слабо сиво-синкаво светене на концентрирани водни разтвори на **Ra** соли (при получаване на **Ra** в чист вид от уранова руда).

В 1935 г. Черенков (аспирант на Вавилов) при изследване на луминесценция на водни разтвори под действие на γ -лъчи открива светене, **не свързано** с луминесценцията (не се гаси). Интензитета му не зависи от Z на средата, което показва, че не е спирачно излъчване. Излъчването е насочено под определен ъгъл спрямо посоката на падащите частици.

В 1937 г. Там и Франк обясняват явлението.

Законите за съхранение забраняват движението на частици с маса на покой отлична от нула със скорост, по-голяма от скоростта на светлината във вакуум, но в дадена среда скоростта на светлината е $c' < c$, като $c/c' = n > 1$ - коефициент на пречупване на светлината; за вакуум $n = 1$. Движение на частица със скорост $V \geq c' = c/n$, $n > 1$, **не е забранено**, но в такъв случай частицата губи енергия и импулс **чрез електромагнитно излъчване**. При използване на принципа на Хюйгенс, че частицата е източник на електромагнитно възмущение, което се разпространява в средата със скорост $c' = c/n$ във вид на сферична вълна.



Фиг.28. Към извода на условието за ефект на Черенков.

Вълнови фронт - наслагване на възмущенията във фазова повърхност (конус)

$$R = c'\Delta t ; S = V\Delta t$$

$$\sin\varphi = \frac{R}{S} = \frac{c'}{V} = \frac{c}{nV} = \frac{1}{n\beta}$$

Тъй като $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$; $\cos\theta = \sin\varphi$, т.е. $\cos\theta = \frac{1}{n\beta}$ - основно съотношение при ефекта на Черенков.

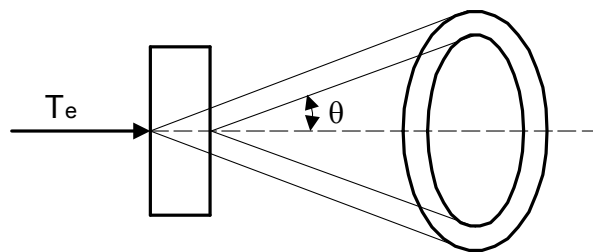
θ - ъгъла на излъчване на черенковските фотони спрямо посоката на скоростта V на заредената частица; $\beta = \frac{V}{c}$ за частицата; $n = \frac{c}{c'}$ коефициент на пречупване на средата.

Граници по скорост и ъгъл на излъчване:

При намаляване на скоростта (енергията) на частицата, ъгъла θ намалява и клони към 0. $\theta = 0$ когато $\beta n = 1$, т.е. когато $V = c'$. Излъчване на Черенковско лъчение е невъзможно, когато $V < c'$, $\beta < 1/n$ – ефекта е прагов.

Обратно, при увеличаване на скоростта на частицата β клони към 1, а ъгъла θ клони към $\arccos(1/n)$, който зависи от коефициента на пречупване.

За дадено вещество има максимален ъгъл $\theta_{\max} = \arccos(1/n)$. При зададен коефициент на пречупване n Черенковското излъчване е възможно за: $1/n \leq \beta < 1$.



Фиг.29. Ъглово разпределение на Черенковското лъчение при “тънък” радиатор.

За **моноенергетични частици и тънък радиатор** ъгъла θ е точно определен. По ъгъла на Черенковското излъчване може да се определя скоростта и енергията на заредената частица.

Черенковски детектори на заредени частици - използват се главно във физиката на високите енергии (релятивистки).

Пример: вода (H_2O) и електрони:

$$n_{H_2O} = 1,33 ; T_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) - \text{релятивистка кинетична енергия}$$

Граничната енергия за електрони: $\beta = 1/n = 0,75$; $T_e^p = 264 \text{ keV}$

Това е доста ниска енергия - конверсионни електрони и β -частици могат да дават ефект на Черенков, както и фото- и комптонови електрони при взаимодействие на γ -квантите с веществото.

За протони във вода: $T_p^{\text{ГР}} = 485 \text{ MeV}$.

Използването на радиатори с голям коефициент на пречупване може да намали граничната енергия. За $n = 2$ (някои разтвори) $T_e^{\text{ГР}} = 80 \text{ keV}$.

Зависимост на θ от енергията: За 1 MeV електрони във вода $n = 1,33$; $\theta = 37^\circ$; $\theta_{\text{maxH}_2\text{O}} = 41,5^\circ$.

Спектрален състав и интензитет: Загубите на единица път на електроните зависят от свойствата на средата:

За реална среда излъчването на Черенков е ограничено по честота, тъй като коефициента на пречупване е функция на честотата, $n(\omega)$ (дисперсия). За далечния ултравиолет ($\lambda < 10 \text{ nm}$) и рентгеновото излъчване винаги $n(\omega) < 1$ и излъчване е невъзможно.

За реалните среди: гранична честота $\omega_0 = 6 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$; $\lambda_0 = \lambda_0 2\pi = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm} = 300 \text{ nm} = 3000 \text{ \AA} = 3,8 \text{ eV}$. Излъчването е съсредоточено в близкия ултравиолет, но се простира и във видимата част на спектъра ($400 \div 700 \text{ nm}$) - от условието $\beta n(v) > 1$.

Загубите на енергия при Черенков на единица път са няколко keV/cm и са 10^3 пъти по-малки от йонизационните загуби за релативистки частици. Броя фотони (в диапазона $400 \div 700 \text{ nm}$) на 1 cm пробег за еднократно заредена частица са:

$$\frac{dN}{de} = 470 \sin^2 \theta = 470 (1 - \cos^2 \theta) \text{ [фотона/cm]}$$

Пример: 500 keV електрони във вода: $n = 1,33$;

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{T_e}{m_e c^2} + 1\right)^2}} = 0,866 \quad ; \quad \theta = 30^\circ \quad ; \quad \cos \theta = \frac{1}{n\beta} = 0,87$$

$$\frac{dE}{de} = 116 \text{ фот/см} = 12 \text{ фот/мм}$$

Интензитета на Черенковското излъчване е много по-малък от интензитета на сцинтилациите - около 50 пъти. Черенковския радиатор не трябва да сцинтилира. Времената на светлинния импулс са много къси. Черенковските детектори са много по-“бързи” от сцинтилационните.

Съществува принципна разлика между спирачното и Черенковското лъчение. Последното зависи от макроскопическите свойства на средата - показател на пречупване и е чисто релативистки ефект. Спирачното зависи от взаимодействието с отделни атоми. Черенковското лъчение е много по-ниско енергетично.