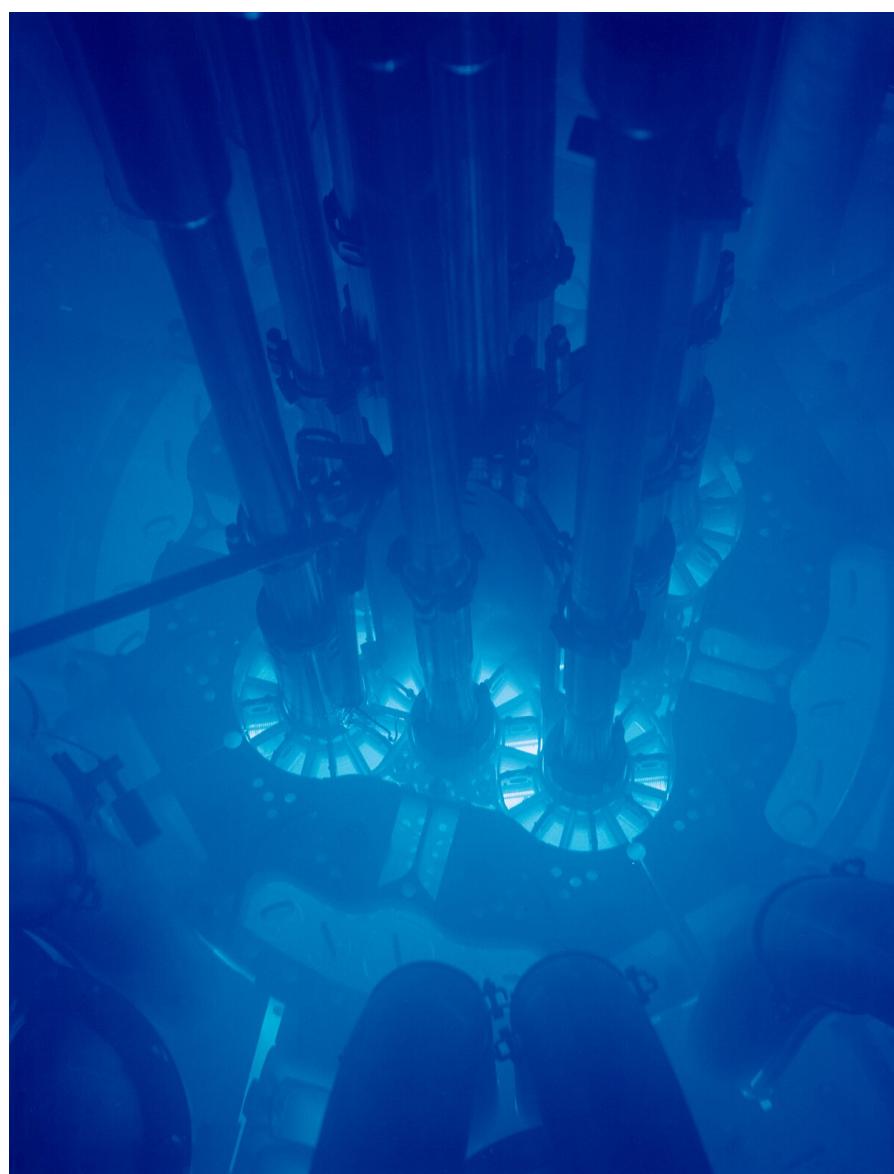


NOTE DI FISICA 3

MANUEL DEODATO



INDICE

1 Elettromagnetismo avanzato	5
1.1 Introduzione	5
1.1.1 Tensore dei campi	5
1.1.2 Invarianza di Gauge	6
1.1.3 Trasformazioni dei campi	7
1.2 Carica in moto rettilineo uniforme	7
1.2.1 Campi per calcolo diretto	7
1.2.2 Campi tramite 4-potenziale	8
1.2.3 Impulso trasferito	8
1.2.4 Equazioni del moto per carica in campo em	9
1.3 Tensore energia-impulso	9
1.3.1 Tensore densità di forza	9
1.3.2 Il tensore energia-impulso	10
1.3.3 Equazioni di conservazione	11
1.3.4 Caso dell'onda piana monocromatica	11
1.4 Potenziali ritardati e irraggiamento	12
1.4.1 I potenziali ritardati	12
1.4.2 Dipolo elettrico	13
1.4.3 Quadrupolo elettrico e dipolo magnetico	14
1.4.4 Campi di Liendard-Wiechert	15
1.4.5 Potenza irraggiata da una singola particella	16
1.5 Reazione di radiazione	17
1.5.1 Un primo approccio	17
1.5.2 Problemi e limiti della trattazione	17
1.5.3 Forza di Abraham-Lorentz	18
2 Indagine della materia con onde elettromagnetiche	20
2.1 Introduzione	20
2.1.1 Grandezze di interesse	20
2.1.2 Teoria sul dipolo elettrico	20
2.1.3 Onda incidente su schermo dielettrico e schermo opaco	20
2.1.4 Principio di Babinet	21
2.2 Teoria della diffrazione	21
2.2.1 Diffrazione da un ostacolo	21
2.2.2 Ampiezza di scattering per dipolo elettrico	22
2.2.3 Fattore di forma 2D	22
2.2.4 Fattore di forma 3D	23
2.3 Sezioni d'urto	24
2.3.1 Sezione d'urto totale	24
2.3.2 Il teorema ottico	24
2.3.3 Sezioni d'urto di assorbimento, elastica e inelastica	24
2.4 Scattering e risonanza	25
2.4.1 Modello dell'elettrone legato elasticamente	25
2.4.2 Sezione d'urto elastica	26
2.4.3 Limiti di σ_{el}	27
2.4.4 Sezione d'urto totale e d'assorbimento	27
2.4.5 Tempo di vita dello stato risonante	28
2.4.6 Caso della radiazione non polarizzata	28
2.4.7 Scattering Rayleigh	29
2.4.8 Sezione d'urto fotoelettrica	30
2.4.9 Sezione d'urto Compton	31
2.4.10 Sezioni d'urto di produzione di coppie	31

2.4.11 Esempio di sezioni d'urto per carbonio e piombo	31
3 Indagine della materia con particelle	33
3.1 Introduzione	33
3.1.1 Categorie di urti	33
3.1.2 Notazione chimica	33
3.1.3 Neutroni liberi	33
3.1.4 Urti elettrone-protone	34
3.1.5 Classificazione delle particelle	34
3.1.6 Grandezze conservate negli urti	34
3.2 Sezioni d'urto per processi corpuscolari	35
3.2.1 Parametro di impatto e sezione d'urto per singolo proiettile	35
3.2.2 Sezione d'urto per densità di particelle su singolo bersaglio	35
3.2.3 Sezione d'urto per flussi di particelle che si scontrano	35
3.2.4 Sezione d'urto per flusso di particelle su lamina bersaglio	36
3.2.5 Sezione d'urto per interazione forte	37
3.2.6 Sezione d'urto per interazione elettrodebole	37
3.2.7 Sezione d'urto per interazione debole	38
3.2.8 Sezione d'urto Rutherford	38
3.2.9 Sezione d'urto Mott	39
3.2.10 Sezione d'urto Rosenbluth	40
3.2.11 Esperimento di Hofstadter	40
3.2.12 Fattore di forma e raggio quadratico medio	40
3.3 I nuclei atomici	41
3.3.1 Caratterizzazione	41
3.3.2 Modello a goccia del nucleo	41
3.3.3 Forze nucleari	41
3.3.4 Masse dei nuclei	42
3.3.5 Energia di legame dei nucleoni	42
3.3.6 Energia di separazione	44
3.4 Decadimenti nucleari	44
3.4.1 Introduzione	44
3.4.2 Tipi di decadimento	45
3.4.3 Decadimento β e termine di pairing	45
3.4.4 Produzione di stati eccitati ed effetto Mössbauer	45
3.4.5 Decadimento di tipo Mössbauer	47
4 Interazione fra particelle cariche e materia	48
4.1 Composizione spettrale	48
4.2 Effetto Čerenkov	48
4.2.1 Radiazioni Čerenkov	48
4.2.2 Formula di Frank-Tamm	50
4.2.3 Rivelatori Čerenkov	50
4.2.4 Identificazione di particelle	51
4.3 Radiazione di frenamento (Bremsstrahlung)	51
4.3.1 Angolo di emissione della radiazione	51
4.3.2 Sezione d'urto di irraggiamento	52
4.3.3 Distribuzione spettrale	52
4.3.4 Composizione spettrale	53
4.3.5 Curva $\omega'(b)$ e screening attivo	54
4.4 Sciami elettromagnetici	55
4.5 Perdita di energia per collisioni	55
4.5.1 Formula di Bohr	56
4.5.2 Correzione di Bethe-Bloch	56
4.5.3 Discriminazione fra particelle	57

4.5.4 Il percorso residuo (o range)	57
4.5.5 Energia residua dopo attraversamento di un materiale	58
5 Applicazioni	59
5.1 Scoperta del positrone	59
5.2 Scattering Coulombiano multiplo	59
5.3 Scoperta dell'antiproton	61
5.3.1 Introduzione e stime preliminari	61
5.3.2 Funzionamento dell'apparato	62
5.3.3 Il tempo di volo	62
6 Esercizi	63
6.1 Indagine della materia con onde elettromagnetiche	63
6.1.1 Fattore di forma fenditura 1D	63
6.1.2 Fattore di forma guscio sferico	63
6.1.3 Scattering su circuito resistivo	63
6.2 Indagine della materia con particelle	65
6.2.1 Rilascio di dose in acqua	65
6.2.2 Neutrini in impatto su superficie terrestre	65
6.2.3 Interazione forte	66
6.2.4 Q-valore per alcune reazioni di decadimento nucleare	66
6.3 Interazione della materia con particelle cariche	67
6.3.1 Energia persa da elettrone ultrarelativistico in materiale solido	67

1 ELETTRONAGNETISMO AVANZATO

1.1 Introduzione

Si usano

$$\begin{aligned} J^\mu &= (\rho c, \vec{j}); J_\mu = (\rho c, -\vec{j}) \\ A^\mu(\varphi, \vec{A}); A_\mu &= (\varphi, -\vec{A}) \\ \partial_\mu &= \frac{d}{dx^\mu} = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right); \partial^\mu = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, -\vec{\nabla} \right) \end{aligned} \quad (1.1.1)$$

Eq. di continuità per la corrente è:

$$\partial_\mu J^\mu = 0 \quad (1.1.2)$$

Le eq. per i potenziali si compattano in:

$$\partial_\mu [\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu] = \frac{4\pi}{c} J^\nu \quad (1.1.3)$$

Infatti, per esempio, se $\nu = 0$:

$$\partial_\mu \partial^\mu A^0 - \partial_\mu \partial^0 A^\mu = 4\pi\rho \Rightarrow -\Delta\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) = 4\pi\rho$$

1.1.1 Tensore dei campi

Definito come:

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (1.1.4)$$

Si può scrivere $\partial_\mu F^{\mu\nu} = \frac{4\pi}{c} J^\nu$. Le sue componenti sono¹:

$$\begin{aligned} F^{0i} &= \partial^0 A^i - \partial^i A^0 = \frac{1}{c} \frac{\partial A^i}{\partial t} + (\vec{\nabla}\varphi)^i = -E_i \\ F^{ij} &= \partial^i A^j - \partial^j A^i = (\delta_m^i \delta_n^j - \delta_m^j \delta_n^i) \partial^m A^n = \epsilon^{ijk} \epsilon_{mnk} \partial^m A^n = -\epsilon^{ijk} (\vec{\nabla} \times \vec{A})_k = -\epsilon^{ijk} B_k \end{aligned}$$

Essendo antisimmetrico:

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (1.1.5)$$

OSSERVAZIONE 1.1. A tensore di rango 2, si può associare un vettore polare e un vettore assiale; in questo caso, rispettivamente campo elettrico e campo magnetico, quindi $F^{\mu\nu} = (-\vec{E}, \vec{B})$ e $F_{\mu\nu} = (\vec{E}, \vec{B})$.

Il tensore duale è:

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma} \longrightarrow \tilde{F}^{\mu\nu} = (-\vec{B}, -\vec{E}) \text{ e } \tilde{F}_{\mu\nu} = (\vec{B}, -\vec{E}) \quad (1.1.6)$$

¹Per F^{ij} si è usato $\partial^m = (-\vec{\nabla})_m$, essendo $\partial^\mu = (c^{-1} \partial_t, -\vec{\nabla})$.

Le equazioni omogenee di Maxwell si riscrivono, quindi, come:

$$\partial_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0 \quad (1.1.7)$$

OSSERVAZIONE 1.2. Come le eq. di Maxwell omogenee in 3D permettono di introdurre i potenziali vettore e scalare, l'espressione $\partial_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0$ (per spazio sempl. connesso) permette che $F^{\mu\nu}$ si possa scrivere in termini di A^μ . Infatti¹:

$$\frac{1}{2} \partial_\mu \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\rho A_\sigma - \partial_\sigma A_\rho) = \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\mu \partial_\rho A_\sigma = 0 \quad (1.1.8)$$

La validità delle eq. omogenee di Maxwell si può riscrivere come:

$$0 = \partial_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\mu F_{\rho\sigma} = -\frac{1}{6} \epsilon^{\nu\mu\rho\sigma} (\partial_\mu F_{\rho\sigma} + \partial_\rho F_{\sigma\mu} + \partial_\sigma F_{\mu\rho}) \quad (1.1.9)$$

riscrivendo somma sugli indici muti e usando anti-simmetria di ϵ . Essendo antisimmetrica la combinazione nelle parentesi, perché l'espressione sia nulla, deve valere:

$$\partial_\mu F_{\rho\sigma} + \partial_\rho F_{\sigma\mu} + \partial_\sigma F_{\mu\rho} = 0 \quad (1.1.10)$$

1.1.2 Invarianza di Gauge

Per $A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu f \Rightarrow F'^{\mu\nu} \equiv F^{\mu\nu}$ ². La **Gauge di Lorenz** è data da $\partial_\mu A'^\mu = 0$; si ottiene per $\partial_\mu \partial^\mu f = \partial_\nu A^\nu$ e $A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu f$. A^μ ancora non è univoco → la condizione è invariante per $\partial_\mu \partial^\mu f = 0$.

In questa Gauge, le equazioni non omogenee sono eq. d'onda:

$$\partial_\mu \partial^\mu A^\nu = \frac{4\pi}{c} J^\nu \quad (1.1.11)$$

Nel vuoto (assenza di sorgenti) $\rightarrow \partial_\mu \partial^\mu A^\nu = 0$, quindi si può usare libertà di Gauge rimasta e porre $A^0 = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$. Si dimostra che è possibile:

Dimostrazione. Sia $A^\mu : \partial_\mu A^\mu = 0$ e $\partial_\nu \partial^\nu A^\mu = 0$. Si prende $A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu g$, con

$$g(t, \vec{r}) = c \int_0^t A^0(t', \vec{r}) dt' + h(\vec{r})$$

Così si ha $A'^0(t, \vec{r}) = 0$ e

$$\begin{aligned} \partial_\mu \partial^\mu g &= \frac{1}{c} \frac{\partial A^0}{\partial t} - c \int_0^t \nabla^2 A^0 dt' - \nabla^2 h = \frac{1}{c} \frac{\partial A^0}{\partial t} - \int_0^t \frac{d^2}{dt'^2} A^0(t', \vec{r}) dt' - \nabla^2 h \\ &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} A^0(0, \vec{r}) - \nabla^2 h \end{aligned}$$

con h t.c. $\partial_\mu \partial^\mu g = 0$, per cui $\partial_\mu A'^\mu = 0$ e $\partial_\nu \partial^\nu A'^\mu = 0$. ■

La condizione $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}$ è la **Gauge di Coulomb** e si ottiene combinando A^μ generico e $f : \nabla^2 f = -\vec{\nabla} \cdot \vec{A}$. Anche qui c'è libertà di Gauge residua, modificando f aggiungendo funzione solo del tempo.

¹L'ultima uguaglianza è perché, per $\mu \leftrightarrow \rho$, $\partial_\mu \partial_\rho$ è simmetrica mentre $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ è antisimmetrico.

²Questo è facile da vedere se si scomponete la trasformazione in parte temporale e spaziale, visto che coincide con la trasformazione di Gauge nel caso 3D.

1.1.3 Trasformazioni dei campi

Si ottengono da $F'^{\mu\nu} = \Lambda^\mu_\rho \Lambda^\nu_\sigma F^{\rho\sigma}$. Si considera boost lungo \hat{x} . Per esempio:

$$F'^{01} = \Lambda^0_\rho \Lambda^1_\sigma F^{\rho\sigma} = \Lambda^0_0 \Lambda^1_1 F^{01} + \Lambda^0_1 \Lambda^1_0 F^{10} = (\gamma^2 - \gamma^2 \beta^2) F^{01} \equiv F^{01}$$

Si ricava, in generale, che:

$$\begin{cases} \vec{E}'_{||} = \vec{E}_{||} \\ \vec{E}'_{\perp} = \gamma(\vec{E}_{\perp} + \vec{\beta} \times \vec{B}) \end{cases} \quad \begin{cases} \vec{B}'_{||} = \vec{B}_{||} \\ \vec{B}'_{\perp} = \gamma(\vec{B}_{\perp} - \vec{\beta} \times \vec{E}) \end{cases} \quad (1.1.12)$$

Usando $\vec{E}_{||} = \vec{\beta}(\vec{\beta} \cdot \vec{E})/\beta^2$, $\vec{E}_{\perp} = \vec{E} - \vec{E}_{||}$ e $\beta^2 = (\gamma^2 - 1)/\gamma^2$, $(1 - \gamma)/\beta^2 = -\gamma^2(\gamma + 1)$:

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \gamma(\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B}) - \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \vec{\beta}(\vec{\beta} \cdot \vec{E}) \\ \vec{B}' &= \gamma(\vec{B} - \vec{\beta} \times \vec{E}) - \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \vec{\beta}(\vec{\beta} \cdot \vec{B}) \end{aligned} \quad (1.1.13)$$

Quelle inverse sono per $\vec{\beta} \rightarrow -\vec{\beta}$.

Si possono trovare espressioni invarianti, di cui due sono indipendenti: $I_1 = F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$, $I_2 = \tilde{F}^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$. In generale, dati due tensori antisimmetrici $A^{\mu\nu} = (\vec{p}, \vec{a})$ e $B^{\mu\nu} = (\vec{q}, \vec{b})$, si trova¹:

$$A^{\mu\nu} B_{\mu\nu} = A^{0i} B_{0i} + A^{i0} B_{i0} + A^{ij} B_{ij} = -2\vec{p} \cdot \vec{q} + \epsilon^{ijm} a_m \epsilon_{ijk} b^k = 2(\vec{a} \cdot \vec{b} - \vec{p} \cdot \vec{q})$$

Allora:

$$I_1 = 2(\vec{B}^2 - \vec{E}^2), \quad I_2 = -4\vec{B} \cdot \vec{E} \quad (1.1.14)$$

Da questi, si ricava una forma canonica dipendente da I_1, I_2 per i campi:

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E & 0 & 0 \\ E & 0 & 0 & E \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -E & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E & 0 & 0 \\ E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -B \\ 0 & 0 & B & 0 \end{pmatrix} \quad (1.1.15)$$

Prima valida se $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$, $\vec{E}^2 - \vec{B}^2 = 0$ e l'altra in tutti gli altri casi.

1.2 Carica in moto rettilineo uniforme

In S , carica e in moto rettilineo uniforme con $x = \beta ct$, $y = 0$, $z = 0$; S' SR solidale con e .

1.2.1 Campi per calcolo diretto

In S' , i campi nel punto \vec{R}' sono:

$$\vec{E}' = e \frac{\vec{R}'}{|\vec{R}'|^3}; \quad \vec{B}' = 0 \quad (1.2.1)$$

Trasformando in S , dove e ha velocità \vec{v} (quindi S ha velocità $\vec{V} = -\vec{v}$ rispetto a S'): $\vec{E}_{||} = \vec{E}'_{||}$, $\vec{E}_{\perp} = \gamma \vec{E}'_{\perp}$ e

$$\vec{B} = \frac{\vec{v}}{c} \times (\gamma \vec{E}') = \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E} \quad (1.2.2)$$

¹Visto che $\epsilon^{ijm} \epsilon_{ijk} a_m b^k = (3\delta_k^m - \delta_k^j \delta_j^m) a_m b^k = 2\delta_k^m a_m b^k$.

Per le coordinate, si ha $x' = \gamma(x - vt)$, $y' = y$, $z' = z$, quindi:

$$R' = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} = \sqrt{\gamma^2(x - vt)^2 + y^2 + z^2} = \gamma\sqrt{(x - vt)^2 + (1 - \beta^2)(y^2 + z^2)}$$

Da qui, per $R' = \gamma R_*$:

$$E_x = \frac{e(x - vt)}{\gamma^2 R_*^3}, \quad E_y = \frac{ey}{\gamma^2 R_*^3}, \quad E_z = \frac{ez}{\gamma^2 R_*^3} \implies \vec{E} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{e\vec{R}}{R_*^3} \quad (1.2.3)$$

con $\vec{R} = (x - vt, y, z)$ posizione del punto di osservazione rispetto alla particella. Per osservatore in $x = 0$, $y = b$, $z = 0 \Rightarrow \vec{R} = (-vt, b, 0)$:

$$E_x = -\frac{e\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad E_y = \frac{e\gamma b}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad E_z = 0 \quad (1.2.4)$$

Per $\vec{B} = \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E}$, essendo $\vec{v} = (v, 0, 0)$, si ha:

$$B_x = B_y = 0; \quad B_z = \frac{v}{c} E_y = \frac{\gamma \beta e b}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad (1.2.5)$$

1.2.2 Campi tramite 4-potenziale

In S' , si sceglie:

$$A'^\mu = \left(\frac{e}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}}, 0, 0, 0 \right) \quad (1.2.6)$$

In S , quindi:

$$A^\mu = A^\mu_{\nu} A'^\nu = \left(\frac{\gamma e}{\sqrt{\gamma^2(x - vt)^2 + y^2 + z^2}}, \frac{\beta \gamma e}{\sqrt{\gamma^2(x - vt)^2 + y^2 + z^2}}, 0, 0 \right) \quad (1.2.7)$$

Da questi si ottengono i campi:

$$\begin{cases} E_x = \frac{e(x - vt)}{\gamma^2 [(x - vt)^2 + (1 - \beta^2)(y^2 + z^2)]^{3/2}} \\ E_y = \frac{ey}{\gamma^2 [(x - vt)^2 + (1 - \beta^2)(y^2 + z^2)]^{3/2}} \\ E_z = \frac{ez}{\gamma^2 [(x - vt)^2 + (1 - \beta^2)(y^2 + z^2)]^{3/2}} \end{cases} \quad \begin{cases} B_x = 0 \\ B_y = \frac{-e\beta z}{\gamma^2 [(x - vt)^2 + (1 - \beta^2)(y^2 + z^2)]^{3/2}} \\ B_z = \frac{e\beta y}{\gamma^2 [(x - vt)^2 + (1 - \beta^2)(y^2 + z^2)]^{3/2}} \end{cases}$$

1.2.3 Impulso trasferito

Per $\tau = \frac{1}{\gamma} \frac{b}{v}$, le espressioni per \vec{E}, \vec{B} in $P = (0, b, 0)$ diventano:

$$\begin{cases} E_x = -\frac{e}{b^2} \frac{t/\tau}{(1 + t^2/\tau^2)^{3/2}} \\ E_y = \frac{e}{b^2} \frac{\gamma}{(1 + t^2/\tau^2)^{3/2}} \\ E_z = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} B_x = 0 \\ B_y = 0 \\ B_z = \frac{e}{b^2} \frac{\beta\gamma}{(1 + t^2/\tau^2)^{3/2}} \end{cases}$$

Se carica $-e$ posta in P , assumendo che contribuisca solo il campo elettrico alla variazione di quantità di moto e che durante il passaggio della carica, $-e$ subisca uno spostamento trascurabile, la variazione è solo lungo y perché $E_z = 0$ e E_x è dispari in t , quindi:

$$\begin{aligned}\Delta p_y &= -e \int_{-\infty}^{+\infty} E_y dt = -\frac{e^2 \gamma}{b^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(1+t^2/\tau^2)^{3/2}} dt = -\frac{e^2 \gamma \tau}{b^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\xi}{(1+\xi^2)^{3/2}} \\ &= -\frac{2e^2 \gamma \tau}{b^2} = -\frac{2e^2}{b v} = -\frac{2m_e c r_e}{b \beta}\end{aligned}\quad (1.2.8)$$

dove la primitiva dell'integrandi è $\xi / \sqrt{1 + \xi^2}$ e $r_e = e^2 / (m_e c^2)$ è il raggio classico dell'elettrone.

Per $b \gg 2r_e/\beta \Rightarrow |\Delta p_y|/(m_e c) \ll 1 \Rightarrow$ elettrone non relativistico, per cui è giustificata l'ipotesi di trascurare il campo magnetico. Lo spostamento dell'elettrone è:

$$|\Delta y| \approx \frac{|\Delta p_y|}{m_e} \tau = \frac{2r_e}{\gamma \beta^2} \quad (1.2.9)$$

essendo τ tempo caratteristico dell'urto. L'ipotesi di spostamento trascurabile è $|\Delta y| \ll b$ se $b \gg 2r_e/(\gamma \beta^2)$, più debole di quella per trascurare il campo magnetico.

1.2.4 Equazioni del moto per carica in campo em

Per carica e di massa m : $\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\vec{v} \times \vec{B}$, $\vec{p} = m\gamma\vec{v}$. Si cerca forma covariante, sapendo che il tensore $F^{\mu\nu}$ è lineare nei campi, quindi la **quadriforza** f^μ dovrà essere lineare nella 4-velocità u^μ nel tensore di campo. Visto che $u^\mu = \gamma(c, \vec{v})$, il tensore $F^{\mu\nu} u_\nu$ ha componenti:

$$\left\{ \begin{array}{l} F^{0\nu} u_\nu = F^{0i} u_i = \gamma \vec{E} \cdot \vec{v} \\ F^{i\nu} u_\nu = F^{i0} u_0 + F^{ij} u_j = \gamma c E_i + \gamma \epsilon^{ijk} B_k v_j = c \gamma \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right)_i \end{array} \right. \quad (1.2.10)$$

Avendo $p^\mu = (E/c, \vec{p})$ e $dt = \gamma d\tau$, allora:

$$\frac{dp^\mu}{d\tau} = \frac{e}{c} F^{\mu\nu} u_\nu \quad (1.2.11)$$

1.3 Tensore energia-impulso

1.3.1 Tensore densità di forza

Forza di Lorentz per unità di volume è:

$$\frac{d\vec{p}}{dtdV} = \rho \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B}$$

Si introduce il 4-vettore

$$G^\mu = \frac{dp^\mu}{dtdV} = \left(\frac{1}{c} \frac{dE}{dtdV}, \frac{d\vec{p}}{dtdV} \right) \quad (1.3.1)$$

che è un 4-vettore perché $dtdV$ è uno scalare di Lorentz. A parte fattore c^{-1} , la componente temporale è lavoro svolto dal campo per unità di tempo e volume. Visto che $dE = \vec{v} \cdot d\vec{p}$, si ha:

$$\frac{1}{c} \frac{dE}{dtdV} = \frac{\vec{v}}{c} \cdot \frac{d\vec{p}}{dtdV} = \frac{1}{c} \rho \vec{E} \cdot \vec{v} = \frac{1}{c} \vec{E} \cdot \vec{j}$$

Allora, essendo $J^\mu = (c\rho, \vec{j})$:

$$G^\mu = \left(\frac{1}{c} \vec{E} \cdot \vec{j}, \rho \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B} \right) = \frac{1}{c} F^{\mu\nu} J_\nu \quad (1.3.2)$$

1.3.2 Il tensore energia-impulso

A partire da G^μ , usando $\partial_\mu F^{\mu\nu} = \frac{4\pi}{c} J^\nu$:

$$\frac{1}{c} F^{\mu\nu} J_\nu = \frac{1}{4\pi} F^{\mu\nu} \partial^\rho F_{\rho\nu} = \frac{1}{4\pi} [\partial^\rho (F^{\mu\nu} F_{\rho\nu}) - (\partial^\rho F^{\mu\nu}) F_{\rho\nu}]$$

Indici contratti sono muti, quindi il secondo termine diventa:

$$\frac{1}{2} (\partial^\rho F^{\mu\nu}) F_{\rho\nu} = \frac{1}{2} (\partial^\rho F^{\mu\nu}) F_{\rho\nu} + \frac{1}{2} (\partial^\nu F^{\mu\rho}) F_{\nu\rho} = \frac{1}{2} (\partial^\rho F^{\mu\nu} + \partial^\nu F^{\mu\rho}) F_{\rho\nu} = -\frac{1}{2} (\partial^\mu F^{\nu\rho}) F_{\rho\nu}$$

visto che $F^{\mu\nu}$ è antisimmetrico e $\partial_\mu F_{\rho\sigma} + \partial_\rho F_{\sigma\mu} + \partial_\sigma F_{\mu\rho} = 0$. Allora:

$$\begin{aligned} G^\mu &= \frac{1}{4\pi} \left[\partial^\rho (F^{\mu\nu} F_{\rho\nu}) + \frac{1}{2} (\partial^\mu F^{\nu\rho}) F_{\nu\rho} \right] = \frac{1}{4\pi} \left[\partial^\rho (F^{\mu\nu} F_{\rho\nu}) - \frac{1}{2} (\partial^\mu F^{\nu\rho}) F_{\nu\rho} \right] \\ &= \frac{1}{4\pi} \left[\partial^\rho (F^{\mu\nu} F_{\rho\nu}) - \frac{1}{4} \partial^\mu (F^{\nu\rho} F_{\nu\rho}) \right] = \frac{1}{4\pi} \partial^\rho \left[F^{\mu\nu} F_{\rho\nu} - \frac{1}{4} \delta_\rho^\mu F^{\nu\alpha} F_{\nu\alpha} \right] \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

Si definisce il **tensore energia-impulso** come:

$$T^{\mu\rho} = \frac{1}{4\pi} \left[-F^{\mu\nu} F_{\nu\rho} + \frac{1}{4} \eta^{\mu\rho} F^{\nu\alpha} F_{\nu\alpha} \right] = \frac{1}{4\pi} \left[-F^{\mu\nu} \eta_{\nu\alpha} F^{\rho\alpha} + \frac{1}{4} \eta^{\mu\rho} F^{\nu\alpha} F_{\nu\alpha} \right] \quad (1.3.4)$$

Allora $\frac{1}{c} F^{\mu\nu} J_\nu = -\partial^\rho T^{\mu\rho} = -\partial_\rho T^{\mu\rho}$, quindi:

$$G^\mu = -\partial_\rho T^{\mu\rho} \quad (1.3.5)$$

Il tensore $T^{\mu\nu}$ è simmetrico e a traccia nulla, quindi $T^\mu_\mu = 0$, con componenti date da:

$$\begin{aligned} T^{00} &= \frac{1}{8\pi} (\vec{E}^2 + \vec{B}^2) \equiv W \\ T^{0i} &= \frac{1}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{B})_i = \frac{S_i}{c} \\ T^{ij} &= \frac{1}{4\pi} \left[-E_i E_j - B_i B_j + \frac{1}{2} \delta_{ij} (\vec{E}^2 + \vec{B}^2) \right] = \sigma_{ij} \end{aligned} \quad (1.3.6)$$

con W densità di energia em, $\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{B}$ vettore di Poynting e σ_{ij} **tensore degli sforzi di Maxwell**¹. Quindi:

$$\begin{aligned} T^{\mu\rho} &= \begin{pmatrix} W & S/c \\ \vec{S}/c & \sigma_{ij} \end{pmatrix}; \quad T_{\mu\rho} = \begin{pmatrix} W & -\vec{S}/c \\ -\vec{S}/c & \sigma_{ij} \end{pmatrix} \\ T^\mu_\rho &= \begin{pmatrix} W & -\vec{S}/c \\ \vec{S}/c & -\sigma_{ij} \end{pmatrix}; \quad T_\mu^\rho \begin{pmatrix} W & \vec{S}/c \\ -\vec{S}/c & -\sigma_{ij} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.3.7)$$

¹Gli indici sono in basso perché è tridimensionale.

1.3.3 Equazioni di conservazione

L'equazione $G^\mu = -\partial_\rho T^{\mu\rho}$ contiene equazioni per la conservazione dell'energia e dell'impulso:

$$G^0 = \frac{1}{c} \frac{dE}{dtdV} = -\partial_\rho T^{0\rho} = -\partial_0 T^{00} - \partial_i T^{0i} = -\frac{1}{c} \frac{\partial W}{\partial t} - \frac{1}{c} \vec{\nabla} \cdot \vec{S} \Rightarrow \frac{dW}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S} + \frac{dE}{dtdV} = 0$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial S_i}{\partial t} + \partial_j \sigma_{ij} + \frac{dp_i}{dtdV} = 0$$

Nella prima, $dE/(dtdV)$ lavoro svolto da campo em (energia trasferita alle cariche) e \vec{S} vettore flusso di energia \rightarrow equazione di conservazione dell'energia; nella seconda, $d\vec{p}/(dtdV)$ forza per unità di volume (impulso trasferito da campo em alle cariche per unità di tempo e di volume) e σ_{ij} flusso di impulso \rightarrow equazione di conservazione dell'impulso, con \vec{S}/c^2 densità di impulso.

Per calcolo dell'energia trasferita alle cariche o forza esercitata sulle cariche da campo em, si integrano le equazioni su volume occupato dalle cariche e integrali di volume delle divergenze si riscrivono come flussi (le normali sono uscenti).

1.3.4 Caso dell'onda piana monocromatica

Ci si mette in Gauge di Lorenz, quindi $\partial_\mu A^\mu = 0$. Valgono le equazioni di Maxwell $\partial_\mu \partial^\mu A_\nu = 0$, alle quali si cerca soluzione del tipo $A_\mu(x) = \bar{A}_\mu e^{-ik_\alpha x^\alpha}$, dove \bar{A}_μ 4-vettore costante complesso e $k_\mu = (\omega/c, \vec{k})$ 4-vettore costante reale.

Da $\partial_\mu \partial^\mu A_\nu = 0$, si ottiene $k_\mu k^\mu = 0 \Rightarrow \vec{k}^2 = \omega^2/c^2$, mentre $\partial_\mu A^\mu = 0 \Rightarrow k_\mu \bar{A}^\mu = 0 \Rightarrow k_\mu A^\mu(x) = k_\mu A^{*\mu}(x) = 0$.

Il tensore del campo è:

$$F_{\mu\nu}(x) = \Re\{\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu\} = \Re\{-ik_\mu A_\nu + ik_\nu A_\mu\} = \Im\{k_\mu A_\nu - k_\nu A_\mu\}$$

Ora si calcola il tensore energia-impulso, più precisamente la sua media temporale. Usando $k_\mu A^\mu(x) = k_\mu A^{*\mu}(x) = 0$, si ha $F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} = 0$ ¹, corrispondente a $|\vec{E}| = |\vec{B}|$, quindi si calcola

$$\begin{aligned} \langle F^{\mu\nu} F^\rho_\nu \rangle &= k^\mu k^\rho \langle \tilde{A}^\nu \tilde{A}_\nu \rangle = k^\mu k^\rho \left\langle \frac{A^\nu - A^{\nu*}}{2i} \frac{A_\nu - A_\nu^*}{2i} \right\rangle \\ &= -\frac{k^\mu k^\rho}{4} (-2 \langle A^\nu A_\nu^* \rangle) = \frac{k^\mu k^\rho}{2} \langle A^\nu A_\nu^* \rangle \end{aligned} \quad (1.3.8)$$

con $\tilde{A}^\mu = \Im\{A^\mu\}$ e l'ultima uguaglianza è giustificata da $\langle A_\nu A^\nu \rangle = \langle A_\nu^* A^{\nu*} \rangle = 0$, a sua volta dato da $\int_0^T e^{-4\pi i t/T} dt = 0$ ², che è quello che deve essere mediato sul periodo T.

Da questo: $\langle T^{\mu\rho} \rangle = -\frac{k^\mu k^\rho}{8\pi} \langle A^\nu A_\nu^* \rangle$. Si nota che da $T^{00} = W$, si ha $\langle W \rangle = -\frac{\omega^2}{8\pi c^2} \langle A^\nu A_\nu^* \rangle$, quindi

$$\langle T^{\mu\rho} \rangle = \frac{\langle W \rangle c^2}{\omega^2} k^\mu k^\rho \quad (1.3.9)$$

Se $\hat{n} = c\vec{k}/\omega$ versore della direzione di propagazione dell'onda e $n^\mu = (1, \hat{n})$, si può scrivere:

$$\langle T^{\mu\rho} \rangle = \langle W \rangle n^\mu n^\rho \quad (1.3.10)$$

¹Per farlo, si può usare che $F^{\mu\nu} = k^\mu \Im\{A^\nu\} - k^\nu \Im\{A^\mu\}$.

²Questo si ottiene dal prodotto degli esponenziali dei due 4-vettori, considerando solo l'esponente prodotto da $k_0 x^0 = \omega t$, con $\omega = 2\pi/T$.

1.4 Potenziali ritardati e irraggiamento

1.4.1 I potenziali ritardati

Distribuzione J^μ nel vuoto. In Guage di Lorenz $\partial_\mu A^\mu = 0$, quindi si risolve $\partial_\mu \partial^\mu A^\nu = \frac{4\pi}{c} J^\nu$. Si usa la funzione di Green $G_R(\vec{r}, t)$ che soddisfa:

$$\left(\frac{1}{c^2} \partial_t^2 - \nabla^2 \right) G_R(\vec{r}, t) = \delta(\vec{r}) \delta(t) \quad (1.4.1)$$

corrispondente ad un impulso di carica in un punto e tale che $G_R = 0$, $\forall t < 0$, $\forall \vec{r}$. Trasformata solo rispetto a t ¹:

$$\left(\frac{1}{c^2} \partial_t^2 + k^2 \right) \tilde{G}_R(\vec{k}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \delta(t) \quad (1.4.2)$$

Soluzione generale della forma $A(k) \cos(\omega_k t) + B(k) \sin(\omega_k t)$, con $\omega_k = ck$. Usando le condizioni al contorno ($G_R = 0$, $t < 0$), si integra l'equazione:

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} \left(\frac{1}{c^2} \partial_t^2 + k^2 \right) \tilde{G}_R(\vec{k}, t) dt = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} \frac{1}{(2\pi)^3} \delta(t) dt \implies \frac{1}{c^2} \partial_t \tilde{G}_R(\vec{k}, 0^+) = \frac{1}{(2\pi)^3}$$

dove $\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} k^2 \tilde{G}_R dt \rightarrow 0$. Integrando nuovamente: $\tilde{G}_R(\vec{k}, 0^+) = 0$. Allora, da $\frac{1}{c^2} \partial_t \tilde{G}_R(\vec{k}, 0^+) = \frac{1}{(2\pi)^3}$ e imponendo la causalità:

$$\tilde{G}_R(\vec{k}, t) = \frac{c}{(2\pi)^3} \frac{\sin(\omega_k t)}{k} \Theta(t) \quad (1.4.3)$$

Si anti-trasforma per trovare G_R , usando $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikx} dk = 2\pi \delta(x)$:

$$\begin{aligned} G_R(\vec{r}, t) &= \frac{c\Theta(t)}{(2\pi)^3} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\sin(ctk)}{k} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3k = \frac{c\Theta(t)}{(2\pi)^3} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\sin(ctk)}{k} e^{ikr \cos \theta} d^3k \\ &= 2\pi \frac{c\Theta(t)}{(2\pi)^3} \int_0^{+\infty} dk k \sin(ctk) \int_0^\pi d\theta e^{ikr \cos \theta} \sin \theta \\ &= \frac{c\Theta(t)}{(2\pi)^2} \int_0^{+\infty} dk k \sin(ctk) \int_{-1}^1 e^{ikr \alpha} d\alpha \\ &= \frac{c\Theta(t)}{(2\pi)^2} \frac{i}{kr} \int_0^{+\infty} k \frac{e^{ickt} - e^{-ickt}}{2i} (e^{-ikr} - e^{ikr}) dk \\ &= \frac{c\Theta(t)}{2(2\pi)^2 r} \int_0^{+\infty} (e^{ickt} - e^{-ickt})(e^{-ikr} - e^{ikr}) dk \\ &= \frac{c\Theta(t)}{2(2\pi)^2 r} \int_0^{+\infty} (e^{i(ct-r)k} + e^{-i(ct-r)k} - e^{i(ct+r)k} - e^{-i(ct+r)k}) dk \\ &= \frac{c\Theta(t)}{2(2\pi)^2 r} \int_{-\infty}^{+\infty} (e^{i(ct-r)k} - e^{i(ct+r)k}) dk = \frac{c\Theta(t)}{4\pi r} [\delta(ct-r) - \delta(ct+r)] \\ &= \frac{c}{4\pi r} \delta(ct-r) = \frac{1}{4\pi r} \delta(t - r/c) \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

dove:

- nella terza uguaglianza si passa in coordinate sferiche ($|k|, \theta, \phi$), dove θ angolo fra \vec{k}, \vec{r} , quindi $\det J = k^2 \sin \theta dk d\theta d\phi$;
- nell'ottava diseguaglianza, si includono i termini per $k \rightarrow -k$ nell'integrale, estendendolo da $-\infty$ a $+\infty$;

¹Questo consente di imporre più facilmente le condizioni al contorno più in avanti.

- nell'ultima diseguaglianza, si è portato nella delta la c al numeratore del coefficiente, usando $\delta(ax) = \delta(x)/a$ (cambio di variabile della $\delta(x)$).

Allora la soluzione generale è ottenuta tramite convoluzione con G_R :

$$\begin{aligned} A^\mu(\vec{r}, t) &= \frac{4\pi}{c} \int_{\mathbb{R}^3} d^3 r' \int_{-\infty}^{+\infty} dt' J^\mu(\vec{r}', t') G_R(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \\ &= \frac{1}{c} \int_{\mathbb{R}^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{J^\mu(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \delta(t - t' - |\vec{r} - \vec{r}'|/c) d^3 r' dt' \\ &= \frac{1}{c} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{J^\mu(\vec{r}', t - |\vec{r} - \vec{r}'|/c)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' \end{aligned} \quad (1.4.5)$$

OSSERVAZIONE 1.3. Dalla prima uguaglianza, visto che A^μ, J^μ sono quadrivettori e l'elemento $d^3 r' dt'$ è invariante, allora G_R deve essere un invariante di Lorentz almeno per trasformazioni di Lorentz proprie.

Usando $t' = t - |\vec{r} - \vec{r}'|/c$, si mostra che $\partial_\mu A^\mu = 0 \Rightarrow \partial_t \phi/c + \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$. Si vuole usare l'equazione di continuità, quindi a partire dalla soluzione A^μ appena trovata:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \partial_t \phi(\vec{r}, t) &= \frac{1}{c} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\partial_t \rho(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) &= \frac{1}{c} \int_{\mathbb{R}^3} \vec{j}(\vec{r}', t') \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' + \frac{1}{c} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{r}', t') d^3 r' \end{aligned}$$

Visto che

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{r}', t') = \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}', t')}{\partial t'} \cdot \vec{\nabla} t' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}', t')}{\partial t'} \cdot \vec{\nabla} |\vec{r} - \vec{r}'| = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{j}(\vec{r}', t')}{\partial t'} \cdot \vec{\nabla}' |\vec{r} - \vec{r}'|$$

e che $\vec{\nabla}' \cdot \vec{j}(\vec{r}', t') = [\vec{\nabla}' \cdot \vec{j}(\vec{r}', t')]_{t'} - \frac{1}{c} \partial_{t'} \vec{j}(\vec{r}', t') \cdot \vec{\nabla}' |\vec{r} - \vec{r}'|$, allora $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = [\vec{\nabla}' \cdot \vec{j}]_{t'} - \vec{\nabla}' \cdot \vec{j}$, quindi

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c} \int_{\mathbb{R}^3} \vec{\nabla}' \cdot \frac{\vec{j}(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' + \frac{1}{c} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} [\vec{\nabla}' \cdot \vec{j}(\vec{r}', t')]_{t'} d^3 r'$$

Il primo termine si trasforma in un integrale di superficie in \vec{j} , quindi si annulla, pertanto:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \left(\partial_{t'} \rho(r', t') + [\vec{\nabla}' \cdot \vec{j}(r', t')]_{t'} \right) d^3 r' = 0 \quad (1.4.6)$$

per l'equazione di continuità.

1.4.2 Dipolo elettrico

A partire da $\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}', t - |\vec{r} - \vec{r}'|/c)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r'$, si assume $1/|\vec{r} - \vec{r}'| \simeq 1/r$: $\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{cr} \int \vec{j}(\vec{r}', t - r/c) d^3 r'$. Visto che:

$$\begin{aligned} \int j_i(\vec{r}, t - r/c) d^3 r' &= \int j_k(\vec{r}', t - r/c) (\partial'_k r'_i) d^3 r' \\ &= \underbrace{\int \partial'_k (r'_i j_k(\vec{r}', t - r/c)) d^3 r'}_{= r'_i \partial'_k j_k(\vec{r}', t - r/c)} - \int r'_i \partial'_k j_k(\vec{r}', t - r/c) d^3 r' \\ &= \int r'_i \partial_t \rho(\vec{r}', t - r/c) d^3 r' = \frac{d}{dt} \int r'_i \rho(\vec{r}', t - r/c) d^3 r' \equiv \dot{p}_i(t - r/c) \end{aligned}$$

Si ha:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{rc} \dot{\vec{p}}(t - r/c) \quad (1.4.7)$$

Facendo uso di $\vec{\nabla} \times \vec{f}(\vec{r}', t - r/c) = -\frac{1}{c} \hat{n} \times \dot{\vec{f}}(\vec{r}', t - r/c)$, con $\hat{n} = \vec{r}/r$, il campo magnetico in zona di radiazione ($kr \gg 1$) è:

$$\vec{B}_{\text{rad}}(\vec{r}, t) \simeq \frac{1}{rc} \vec{\nabla} \times \dot{\vec{p}}(t - r/c) = -\frac{1}{rc^2} \hat{n} \times \ddot{\vec{p}}(t - r/c) \quad (1.4.8)$$

dove si sono trascurati termini $O(r^{-2})$. Invece, usando $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c} \partial_t \vec{E}$ (trascurando ancora $O(r^{-2})$), si ha $(rc^3)^{-1} \hat{n} [\hat{n} \times \ddot{\vec{p}}(t - r/c)] = c^{-1} \partial_t \vec{E}$, quindi:

$$\vec{E}_{\text{rad}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{rc^2} \hat{n} \times [\hat{n} \times \ddot{\vec{p}}(t - r/c)] = -\frac{1}{rc^2} \ddot{\vec{p}}_{\perp}(t - r/c) \equiv -\hat{n} \times \vec{B}_{\text{rad}}(\vec{r}, t) \quad (1.4.9)$$

con $\ddot{\vec{p}}_{\perp} = -\hat{n} \times (\hat{n} \times \ddot{\vec{p}})$. Si calcola $\vec{S}_{\text{rad}} = \frac{c}{4\pi} \vec{E} \times \vec{B} = \frac{c}{4\pi} |\vec{E}|^2 \hat{n}$; in coordinate polari con $\ddot{\vec{p}} \parallel \hat{z}$ e θ angolo tra \hat{n} , $\ddot{\vec{p}}$ e $|\hat{n} \times (\hat{n} \times \ddot{\vec{p}})| = |\ddot{\vec{p}}| \sin \theta$:

$$P_{\text{rad}} = \int \vec{S} \cdot d\vec{A} = \int \vec{S} \cdot \hat{n} r^2 d\cos \theta d\phi = \frac{1}{2c^3} |\ddot{\vec{p}}|^2 \int_{-1}^{+1} \sin^2 \theta d\cos \theta = \frac{2}{3c^3} |\ddot{\vec{p}}|^2 \quad (1.4.10)$$

Sia $\vec{p}(t) = \vec{p}_0 e^{-i\omega t}$. Per \vec{S} , si usa $\vec{E} \rightarrow (\vec{E} + \vec{E}^*)/2$ con $\langle \vec{S} \rangle = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{4} \langle \vec{E} \times \vec{B}^* + \vec{E}^* \times \vec{B} \rangle$ ¹; sostituendo $\vec{B} = \hat{n} \times \vec{E}$, si ha² $\langle \vec{S} \rangle = \frac{c}{8\pi} |\vec{E}|^2 \hat{n}$, quindi:

$$\langle P \rangle = \int \langle \vec{S} \rangle \cdot \hat{n} r^2 d\cos \theta d\phi = \frac{c}{4} k^4 |\vec{p}_0|^2 \int_{-1}^{+1} \sin^2 \theta d\cos \theta = \frac{c}{3} k^4 |\vec{p}_0|^2 \quad (1.4.11)$$

1.4.3 Quadrupolo elettrico e dipolo magnetico

In $\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \int \frac{j(\vec{r}', t - |\vec{r} - \vec{r}'|/c)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r'$ si usa $|\vec{r} - \vec{r}'| \simeq r - \hat{n} \cdot \vec{r}'$, con $\hat{n} = \vec{r}/r$. Quindi $j(\vec{r}', t - |\vec{r} - \vec{r}'|)/c \simeq j(\vec{r}', t - r/c) + \frac{\hat{n} \cdot \vec{r}'}{c} \partial_t j(\vec{r}', t')|_{t' = t - r/c}$. Se j ha frequenza ω , il secondo termine è attenuato di $(\alpha\omega)/c \simeq \alpha/\lambda \simeq v/c$, con α dimensione caratteristica della distribuzione.

Dai calcoli col secondo termine si ottiene:

$$\vec{A}^{(2)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{cr} \vec{\mu}(t - r/c) \times \hat{n} + \frac{1}{6c^2 r} \ddot{\vec{Q}}(t - r/c) + \frac{1}{6cr^2} \hat{n} \partial_t^2 \int |\vec{r}'|^2 \rho(\vec{r}', t - r/c) d^3 r' \quad (1.4.12)$$

dove $Q_{ik}(t') = \int (3r'_i r'_k - \delta_{in} |\vec{r}'|^2) \rho(\vec{r}', t') d^3 r'$ è il **momento di quadrupolo elettrico**, mentre $\vec{\mu}(t) = \frac{1}{2c} \int \vec{r}' \times j(\vec{r}', t) d^3 r'$ è il **momento di dipolo magnetico**.

In zona di radiazione ($r \gg \lambda$), trascurando le derivate di $1/r$ e \hat{n} perché si trascurano termini $O(r^{-2})$:

¹Quelli con stessa frequenza sono a media nulla.

²Si è usato $\vec{E} \times (\hat{n} \times \vec{E}^*) = (\vec{E} \cdot \vec{E}^*) \hat{n} - (\vec{E} \cdot \hat{n}) \vec{E}^*$, insieme al fatto che in campo di radiazione $\vec{E} \cdot \hat{n} = 0$. Si nota che \vec{E} è ancora quello complesso: la media della parte reale è inclusa nell'espressione.

$$\vec{B}^{(2)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2 r} \hat{n} \times (\hat{n} \times \ddot{\vec{\mu}}(t - r/c)) + \frac{1}{6c^3 r} \ddot{\vec{Q}}(t - r/c) \times \hat{n} \quad (1.4.13)$$

La potenza irraggiata è ottenuta tramite $\vec{S} = \frac{c}{4\pi} |\vec{B}|^2 \hat{n}$ e si ha:

$$P = \frac{2}{3c^3} |\ddot{\vec{d}}|^2 + \frac{1}{180c^5} \sum_{ij} \ddot{Q}_{ij}^2 + \frac{2}{3c^3} |\ddot{\vec{\mu}}|^2 \quad (1.4.14)$$

con \vec{d} momento di dipolo elettrico ottenuto prima. Nel caso di campi oscillanti, come prima, la potenza media $\langle P \rangle = \frac{1}{2} P$.

1.4.4 Campi di Liendard-Wiechert

Carica e con legge oraria $\vec{s}(t)$; vale:

$$\rho(\vec{r}, t) = e \delta(\vec{r} - \vec{s}(t)) ; \vec{j}(\vec{r}, t) = e \dot{\vec{s}}(t) \delta(\vec{r} - \vec{s}(t))$$

I campi si ottengono usando l'espressione dei potenziali in termini della convoluzione delle sorgenti con funzione di Green G_R :

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, t) &= \int \frac{\rho(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \delta(t - t' - |\vec{r} - \vec{r}'|/c) d^3 r' dt' = \int \frac{e \delta(\vec{r}' - \vec{s}(t'))}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \delta(t - t' - |\vec{r} - \vec{r}'|/c) d^3 r' dt' \\ &= \int \frac{e}{|\vec{r} - \vec{s}(t')|} \delta(t - t' - |\vec{r} - \vec{s}(t')|/c) dt' \end{aligned}$$

Usando $\delta(f(t')) = \sum_{t'_i} \frac{\delta(t' - t'_i)}{|f'(t'_i)|}$ ¹ e che $t_r = t' + |\vec{r} - \vec{s}(t')|/c$:

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, t) &= \int \frac{e \delta(t' - t_r)}{|\vec{r} - \vec{s}(t')| - \frac{1}{c} (\vec{r} - \vec{s}(t')) \cdot \dot{\vec{s}}(t')} dt' = \frac{e}{|\vec{r} - \vec{s}(t_r)| - \frac{1}{c} (\vec{r} - \vec{s}(t_r)) \cdot \dot{\vec{s}}(t_r)} \\ &= \left. \frac{e}{R(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})} \right|_{t_r} \end{aligned} \quad (1.4.15)$$

con $\vec{R} = \vec{r} - \vec{s}(t)$ e $\hat{n} = \vec{R}/R$. Per il potenziale vettore:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \left. \frac{e \vec{\beta}}{R(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})} \right|_{t_r} \quad (1.4.16)$$

In notazione quadridimensionale:

$$A^\mu(x) = e \frac{u^\mu(\tau_r)}{(x - s(\tau_r))_\nu u^\nu(\tau_r)} \quad (1.4.17)$$

¹Qui, i t'_i sono soluzioni di $f(t') = 0$. In questo caso, se $\dot{s} < c$, $f'(t') > 0$, quindi $f(t') = 0$ ha un'unica soluzione t_r .

con $(x - s(\tau_r))^2 = 0$ ¹. Per i campi si calcola il tensore di campo, nel quale si trascurano i termini in cui compare l'accelerazione:

$$F^{\mu\nu} = ec^2 \frac{(x-s)^\mu u^\nu - (x-s)^\nu u^\mu}{(u_\alpha(x-s)^\alpha)^3} \Big|_{t_r} \quad (1.4.18)$$

Visto che $x^0 - s^0(\tau_r) = |\vec{r} - \vec{s}(\tau_r)|$, $u^\mu = \gamma(c, \vec{v})$ e $\vec{R} = \vec{r} - \vec{s}(t)$, $\hat{n} = \vec{R}/R$:

$$\vec{E} = \frac{e}{\gamma^2 R^2} \frac{\hat{n} - \vec{\beta}}{(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})^3} \Big|_{t_r}; \quad \vec{B} = \hat{n} \times \vec{E} = -\frac{e}{\gamma^2 R^2} \frac{\hat{n} \times \vec{\beta}}{(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})^3} \Big|_{t_r} \quad (1.4.19)$$

NOTA: questi sono validi per $a = 0$, quindi **NON** validi in zona di radiazione.

Il tensore di campo completo è:

$$F_{\text{rad}}^{\mu\nu} = e \frac{(x-s)^\mu a^\nu - (x-s)^\nu a^\mu}{((x-s)_\alpha u^\alpha)^2} - e \frac{(x-s)^\mu u^\nu - (x-s)^\nu u^\mu}{(u_\alpha(x-s)^\alpha)^3} (x-s)_\rho a^\rho \quad (1.4.20)$$

con

$$a^\mu = \frac{du^\mu}{d\tau} = \left(\gamma^4 \frac{\vec{v} \cdot \vec{a}}{c}, \gamma^4 \frac{\vec{v} \cdot \vec{a}}{c^2} \vec{v} + \gamma^2 \vec{a} \right) \quad (1.4.21)$$

I campi sono:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{e}{\gamma^2 R^2} \frac{\hat{n} - \vec{\beta}}{(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})^3} \Big|_{t_r} + \frac{e}{cR} \frac{\hat{n} \times ((\hat{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}})}{(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})^3} \Big|_{t_r}; \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \hat{n} \times \vec{E}|_{t_r} \quad (1.4.22)$$

1.4.5 Potenza irraggiata da una singola particella

Si considera il sistema di quiete della particella, in cui $\vec{E}_{\text{rad}} = \frac{e}{cR} \hat{n} \times (\hat{n} \times \dot{\vec{\beta}})$. Se θ angolo tra \hat{n} , $\vec{\beta}$: $|\vec{E}_{\text{rad}}| = \frac{ea \sin \theta}{c^2 R}$. Visto che $\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \vec{E}_{\text{rad}} \times (\hat{n} \times \vec{E}_{\text{rad}}) = \frac{c}{4\pi} E_{\text{rad}}^2 \hat{n}$ l'energia è il flusso del vettore di Poynting attraverso una sfera di raggio R :

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3} 2\pi \int_0^\pi \sin^3 \theta \, d\theta = \frac{e^2 a^2}{2c^3} \int_{-1}^{+1} (1 - \cos^2 \theta) \, d\cos \theta = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3} \quad (1.4.23)$$

Questa è la **formula di Larmor**. Generalizzazione 4D della formula si ha con $d\mathcal{E} = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3} dt$ e $d\vec{P} = 0$, che sono energia e impulso irraggiati in tempo dt . Questa si può scrivere come:

$$d\mathcal{P}^\mu = -\frac{2e^2}{3c^5} \frac{du^\nu}{d\tau} \frac{du_\nu}{d\tau} u^\mu dt \quad (1.4.24)$$

In notazione 3D: $d\mathcal{P}^\mu = (d\mathcal{E}/c, d\vec{P})$. In generico SR, allora:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{2e^2}{3c^3} \frac{du^\nu}{d\tau} \frac{du_\nu}{d\tau} \quad (1.4.25)$$

Calcolando $a^\mu a_\mu$ e usando $(\vec{v} \times \vec{a})^2 = v^2 a^2 - (\vec{v} \cdot \vec{a})^2$, si ottiene:

¹Condizione di causalità tra coordinate e legge oraria $s^\mu(\tau)$. Visto che $u^\mu = (\gamma c, \gamma \vec{v})$, si ha $(x - s(\tau_r))_\nu u^\nu(\tau_r) = \gamma c R (1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})|_{t_r}$.

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3}\gamma^6 \left(a^2 - \frac{1}{c^2}(\vec{v} \times \vec{a})^2 \right) \quad (1.4.26)$$

1.5 Reazione di radiazione

Carica soggetta a \vec{F}_{ext} conservativa accelera e irraggia, perdendo energia. Si corregge l'equazione del moto $\dot{\vec{p}} = \vec{F}_{\text{ext}}$ con termine \vec{F}_{rad} dovuto dalla radiazione emessa.

1.5.1 Un primo approccio

Essendo legata a perdita di energia per irraggiamento, \vec{F}_{rad} deve essere una forza dissipativa; si impone che il lavoro da essa compiuto sia dato dalla formula di Larmor per la perdita di energia:

$$\int_{t_1}^{t_2} \vec{F}_{\text{rad}} \cdot \vec{v} dt = -\frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \int_{t_1}^{t_2} \dot{\vec{v}}^2 dt$$

Visto che $\dot{\vec{v}}^2 = \frac{d}{dt}(\vec{v} \cdot \dot{\vec{v}}) - \vec{v} \cdot \ddot{\vec{v}}$:

$$\int_{t_1}^{t_2} \vec{F}_{\text{rad}} \cdot \vec{v} dt = -\frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \vec{v} \cdot \dot{\vec{v}} \Big|_{t_2}^{t_1} + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \int_{t_1}^{t_2} \vec{v} \cdot \ddot{\vec{v}} dt$$

Per un moto periodico, vale:

$$\int_{t_1}^{t_2} \left(\vec{F}_{\text{rad}} - \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \ddot{\vec{v}} \right) \cdot \vec{v} dt = 0$$

Possibile soluzione:

$$\vec{F}_{\text{rad}} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \ddot{\vec{v}} \quad (1.5.1)$$

1.5.2 Problemi e limiti della trattazione

Con $\tau = \frac{2}{3} \frac{e^2}{mc^3}$, l'equazione del moto è $m(\dot{\vec{v}} - \tau \ddot{\vec{v}}) = \vec{F}_{\text{ext}}$. La presenza di $\ddot{\vec{v}}$ implica il dover specificare un'ulteriore condizione iniziale.

Un problema si presenta prendendo $\lim_{t \rightarrow -\infty} \dot{\vec{v}}(t) = 0$, come la "soluzione di fuga" per $\vec{F}_{\text{ext}} = 0$:

$$\dot{\vec{v}} - \tau \ddot{\vec{v}} = 0 \implies \dot{\vec{v}}_{\text{ra}} = \vec{a}_0 e^{t/\tau} \quad (1.5.2)$$

Si può provare $\lim_{t \rightarrow +\infty} \dot{\vec{v}}(t) = 0$, valida quando \vec{F}_{ext} agisce per un tempo limitato, ma sorgono dei problemi di causalità. Per evidenziarli, si cerca un modo per impostare tale condizione, che si ottiene riscrivendo l'equazione differenziale come:

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dt} \left(e^{-t/\tau} m \dot{\vec{v}}(t) \right) &= \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \vec{F}_{\text{ext}}(t) \\ \Rightarrow m \dot{\vec{v}}(t) &= \frac{e^{t/\tau}}{\tau} \int_t^{+\infty} e^{-t'/\tau} \vec{F}_{\text{ext}}(t') dt' = \int_0^{+\infty} e^{-s} \vec{F}_{\text{ext}}(t + \tau s) ds \end{aligned} \quad (1.5.3)$$

con $\vec{F}_{\text{ext}}(t) = \vec{F}_{\text{ext}}(\vec{x}(t))$ e $s = (t' - t)/\tau$. Considerando $\vec{F}_{\text{ext}} = \vec{F}_0 \Theta(t)$, con \vec{F}_0 costante, si ha:

$$m \dot{\vec{v}}(t) = \vec{F}_0 \int_0^{+\infty} e^{-s} \Theta(t + \tau s) ds = \vec{F}_0 \int_{\max(0, -t/\tau)}^{+\infty} e^{-s} ds = \begin{cases} \vec{F}_0 & , t > 0 \\ \vec{F}_0 e^{t/\tau} & , t < 0 \end{cases} \quad (1.5.4)$$

cioè la carica accelera prima di sentire la forza.

Sia $\vec{F}_{\text{ext}} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\vec{v} \times \vec{B}$, con $v \ll c$; si determina limite di applicabilità calcolando accelerazione da eq. del moto senza \vec{F}_{rad} e la si usa per stimare $|\vec{F}_{\text{rad}}|$. Si ha:

$$m\ddot{\vec{v}} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\vec{v} \times \vec{B} \implies \ddot{\vec{v}} = \frac{e}{m}\dot{\vec{E}} + \frac{e}{mc}\dot{\vec{v}} \times \vec{B} + \frac{e}{mc}\vec{v} \times \dot{\vec{B}} \simeq \frac{e}{m}\dot{\vec{E}} + \frac{e^2}{m^2c}\vec{E} \times \vec{B} \quad (1.5.5)$$

Nell'ultimo, si è sostituito $\dot{\vec{v}}$ dall'equazione del moto e si sono trascurati termini lineari in \vec{v} (assunta piccola).

Sostituendo $\dot{\vec{v}}$ in \vec{F}_{rad} , si ha espressione indipendente da \vec{v} e affinché $|\vec{F}_{\text{rad}}| \ll |\vec{F}_{\text{ext}}|$, deve valere:

$$|\tau\dot{\vec{E}}| \ll |\vec{E}| \quad \text{e} \quad \frac{e^2\tau}{mc}|\vec{E} \times \vec{B}| \ll e|\vec{E}|$$

Usando $\dot{\vec{E}} \sim \omega\vec{E}$:

$$\lambda \gg r_e = \frac{e^2}{mc^2} \quad \text{e} \quad B \ll \frac{m^2c^4}{e^3} \quad (1.5.6)$$

OSSERVAZIONE 1.4. Trattazione non quantistica fallisce prima dei limiti trovati sopra; per trascurare effetti quantistici, si deve avere $\lambda \gg \lambda_C = \frac{\hbar}{mc} \simeq 137r_e$. Al contempo, l'energia associata alla frequenza di ciclotrone $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ deve essere molto minore di mc^2 , cioè $B \ll \frac{m^2c^3}{e\hbar}$, che ancora è $\simeq 137$ volte maggiore di quello ottenuto in equazione 1.5.6.

1.5.3 Forza di Abraham-Lorentz

Si parte da particella carica di massa m , carica e e inizialmente non puntiforme, con raggio tipico a . Si assume la validità di $m\dot{u}^\mu = F_{\text{ext}}^\mu + F_{\text{rad}}^\mu$ e si cerca espressione per F_{rad}^μ .

Si assume che F_{rad}^μ dipenda da u^μ e tutte le derivate di ordine superiore¹. Per assicurare trasversalità delle forze², si definisce:

$$P^{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu} - \frac{u^\mu u^\nu}{c^2} \quad (1.5.7)$$

Questa soddisfa $P^{\mu\nu}u_\nu = 0$ e $P^{\mu\nu}\eta_{\nu\rho}P^{\rho\sigma} = P^{\mu\sigma}$; si vede come proiettore sull'iperpiano ortogonale alla 4-velocità, quindi si scrive:

$$F_{\text{rad}}^\mu = P^{\mu\nu}G_\nu \quad (1.5.8)$$

dove G^μ non deve soddisfare trasversalità. Assumendo che G^μ dipenda da u^μ e derivate di ordine superiore e che sia analitica, si può sviluppare come³:

$$G_\mu = A\dot{u}_\mu + B\ddot{u}_\mu + C\dddot{u}_\mu + \dots + D\ddot{u}_\mu(\dot{u}_\nu\dot{u}^\nu) + \dots \quad (1.5.9)$$

dove si sono omessi termini $\propto u^\mu$ perché eliminati da $P^{\mu\nu}$. I coefficienti A, B, \dots dipendono solo da proprietà della particella (m, e, a) o costanti fondamentali (c) e si ricava tramite analisi dimensionale:

- $[A] = \text{massa} \Rightarrow$ si scrive tramite m e $e^2/(ac^2)$;
- $[B] = \text{massa} \times \text{tempo} \Rightarrow$ si scrive tramite ma/c e e^2/c^3 ;
- $[C] = \text{massa} \times \text{tempo}^2 \Rightarrow$ si scrive tramite ma^2/c^2 e e^2a/c^4 ;
- $[D] = \text{massa} \times \text{tempo}^3 / \text{velocità}^2 \Rightarrow$ si scrive tramite ma^2/c^4 e e^2a/c^6 .

¹Questo perché sono le uniche variabili che caratterizzano la particella nel limite $a \rightarrow 0$.

²Perché si continua a lavorare nel caso di moto periodico.

³La prima serie di punti sottintende la presenza di termini lineari di ordine di derivazione maggiore; la seconda termini contenenti potenze di grado più elevato di u^μ e delle sue derivate.

Per $\alpha \rightarrow 0$, sopravvivono solo A, B , ma $e^2/(ac^2)$ diverge. Si assume α finito e piccolo; usando $G_\mu = A\dot{u}_\mu + B\ddot{u}_\mu$:

$$\begin{aligned} F_{\text{rad}}^\mu &= P^{\mu\nu} G_\nu = A\dot{u}^\mu + B\left(\ddot{u}^\mu - \frac{1}{c^2} u^\mu \ddot{u}_\nu u^\nu\right) = A\dot{u}^\mu + B\left(\ddot{u}^\mu + \frac{1}{c^2} u^\mu \dot{u}_\nu \dot{u}^\nu\right) \\ \Rightarrow (m - A)\dot{u}^\mu &\equiv m_R \dot{u}^\mu = F_{\text{ext}}^\mu + B\left(\ddot{u}^\mu + \frac{1}{c^2} u^\mu \dot{u}_\nu \dot{u}^\nu\right) \end{aligned} \quad (1.5.10)$$

con $m_R = m - A$ massa rinormalizzata data da termine non-elettromagnetico m e termine elettromagnetico A ¹. Mantenendo costante m_R per $\alpha \rightarrow 0$:

$$m_R \dot{u}^\mu = F_{\text{ext}}^\mu + b \frac{e^2}{c^3} \left(\ddot{u}^\mu + \frac{1}{c^2} u^\mu \dot{u}_\nu \dot{u}^\nu \right) \quad (1.5.11)$$

con b costante adimensionale assunta indipendente dalla forma della particella². Per trovare b , si impone che il lavoro compiuto da F_{rad}^μ sia tale da bilanciare energia irraggiata³:

$$L_{\text{rad}} = b \frac{e^2}{c^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{v} \cdot \vec{v} dt = -b \frac{e^2}{c^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{v}^2 dt \implies b = \frac{2}{3} \quad (1.5.12)$$

valido sotto l'assunzione di \vec{F}_{ext} nulla a grandi distanze ($\Rightarrow \dot{v} = 0$ per $t \rightarrow \pm\infty$).

¹Significa che una carica massiva possiede due tipi di masse, ma risulta importante solo m_R perché è quello che si misura sperimentalmente sempre, visto che il campo generato dalla carica non si elimina durante il suo moto (cioè A non si può rimuovere).

²Ci potrebbe dipendere perché per $\alpha \rightarrow 0$ si è tenuta la forma costante, ma in tale limite è ragionevole aspettarsi che sia indipendente.

³Qui si usa che la componente spaziale della reazione di radiazione è $b \frac{e^2}{c^3} \vec{v}$ nel limite non-relativistico.

2 INDAGINE DELLA MATERIA CON ONDE ELETTROMAGNETICHE

2.1 Introduzione

2.1.1 Grandezze di interesse

Si investigano strutture atomiche ($\sim 10^{-10}$ m $\equiv 1 \text{ \AA}$) o subatomiche ($\sim 10^{-15}$ m $\equiv 1 \text{ fm}$). Si usano fotoni, che hanno quantità di moto $|\vec{p}| = \hbar k = \hbar \omega/c$, dove $\hbar \simeq 1.0 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$. Una grandezza comune è $\hbar c = 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$.

Si invia onda piana contro oggetto da investigare e si vede come diffonde la radiazione a grandi distanze. Se l'oggetto ha grandezza caratteristica a , si osservano i campi per $R \gg a$.

2.1.2 Teoria sul dipolo elettrico

In zona di radiazione:

$$\vec{E}_{\text{rad}} = \frac{\hat{n} \times (\hat{n} \times \ddot{\vec{p}})}{rc^2} \Big|_{t=r/c}$$

Dato un dipolo oscillante $\vec{p}(t) = \vec{p}_0 e^{-i\omega t}$, usando $\hat{n} \times (\hat{n} \times \ddot{\vec{p}}) = (\hat{n} \cdot \ddot{\vec{p}})\hat{n} - \vec{p}$ (visto che $\hat{n} \cdot \hat{n} = 1$), definendo $\vec{p}_{\perp} = \vec{p} - (\hat{n} \cdot \vec{p})\hat{n}$, si ha:

$$\vec{E}_{\text{rad}} = \frac{\vec{p}_{0\perp} \omega^2}{rc^2} e^{-i(\omega t - \omega r/c)} = \frac{k_0^2}{r} \vec{p}_{0\perp} e^{-i(\omega t - k_0 r)} \quad (2.1.1)$$

Poi si ha $\vec{B}_{\text{rad}} = \hat{n} \times \vec{E}_{\text{rad}}$. Il vettore di Poynting è¹:

$$\begin{aligned} \vec{S} &= \frac{c}{4\pi} \Re\{\vec{E}\} \times \Re\{\vec{B}\} = \frac{c}{4\pi} \frac{k_0^4}{r^2} (\vec{p}_{0\perp} \times (\hat{n} \times \vec{p}_{0\perp})) \cos^2(\omega t - k_0 r) \\ &= \frac{c}{4\pi} \frac{k_0^4}{r^2} |\vec{p}_{0\perp}|^2 \hat{n} \cos^2(\omega t - k_0 r) \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

L'intensità è $I = \langle |\vec{S}| \rangle = \frac{1}{2} \frac{c}{4\pi} \frac{k_0^4}{r^2} |\vec{p}_{0\perp}|^2 = \frac{c}{8\pi} \frac{k_0^4}{r^2} |\vec{p}_{0\perp}|^2$, quindi, integrando su sfera di raggio r :

$$\begin{aligned} \langle P \rangle &= \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} \langle |\vec{S}| \rangle r^2 d\cos\theta d\varphi = \frac{ck_0^4}{8\pi r^2} r^2 \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} |\vec{p}_{0\perp}|^2 d\cos\theta d\varphi \\ &= \frac{ck_0^4}{8\pi} |\vec{p}_0|^2 \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} \sin^2\theta d\cos\theta d\varphi = \frac{c}{3} k_0^4 |\vec{p}_0|^2 \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

dove $|\vec{p}_{0\perp}| = |\vec{p}_0| \sin\theta$.

2.1.3 Onda incidente su schermo dielettrico e schermo opaco

Piano $z = 0$ è uno schermo dielettrico; su di esso incide onda em con $\vec{E}_{\text{inc}} = \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - k_0 z)} \parallel \hat{y}$. Il dielettrico si polarizza con polarizzazione $\vec{P} = \vec{P}_0 e^{-i\omega t}$. Polarizzazione variabile nel tempo \Rightarrow moto di cariche sulla superficie dello schermo, quindi corrente superficiale $\vec{K}_{\text{sup}} = \frac{d\vec{P}}{dt}$. Questa genera campo magnetico variabile nel tempo, che genera campo elettrico, quindi il piano emette onda em.

¹Usando che $\vec{p}_{0\perp} \times (\hat{n} \times \vec{p}_{0\perp}) = \vec{p}_{0\perp}^2 \hat{n} - (\vec{p}_{0\perp} \cdot \hat{n})\hat{n}$.

Per distanze piccole dal piano ($z \ll \lambda$), si trova \vec{B} con legge di Ampère, considerando rettangolo di lato ℓ sulla direzione \hat{x} , per cui $2B_{x0}\ell = \mu_0 K_{\text{sup}}\ell$. Sostituendo K_{sup} :

$$B_{x0} = -\frac{i\omega\mu_0}{2} \mathcal{P}_0 e^{-i\omega t} \quad (2.1.4)$$

subito vicino lo schermo¹. Allora i campi che si generano in $z > 0$ sono, in generale:

$$\vec{B} = -\frac{i\omega\mu_0}{2} \mathcal{P}_0 \hat{x} e^{-i(\omega t - k_0 z)} ; \quad \vec{E} = \frac{i\omega\mu_0 c}{2} \mathcal{P}_0 \hat{y} e^{-i(\omega t - k_0 z)} \quad (2.1.5)$$

dove si è utilizzata la relazione per onde piane $|\vec{E}| = |\vec{B}|c$. Si usa $\frac{1}{\epsilon_0 c^2} = \mu_0$ e $k = \omega/c$, quindi si esprime campo elettrico in CGS:

$$E_y = 2\pi i k \mathcal{P}_0 e^{-i(\omega t - kz)} \Rightarrow B_x = 2\pi i k \mathcal{P}_0 e^{-i(\omega t - kz)} \quad (2.1.6)$$

perché in CGS $|\vec{E}| = |\vec{B}|$. In $z < 0$, invece:

$$E_y = 2\pi i k \mathcal{P}_0 e^{-i(\omega t + kz)} ; \quad B_x = 2\pi i k \mathcal{P}_0 e^{-i(\omega t + kz)} \quad (2.1.7)$$

Hanno stessa espressione perché direzione di propagazione è opposta. In notazione vettoriale:

$$\vec{E} = 2\pi i k \vec{\mathcal{P}}_0 e^{-i(\omega t - k|z|)}, \quad \vec{\mathcal{P}}_0 \parallel \hat{y} \quad (2.1.8)$$

Nel semi-spazio $z > 0$ sono presenti, in generale, campo generato dallo schermo e campo incidente, quindi il campo trasmesso è:

$$\vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E}_{\text{inc}} + \vec{E}_{\text{gen}} = (\vec{E}_0 + 2\pi i k \vec{\mathcal{P}}_0) e^{-i(\omega t - kz)} \quad (2.1.9)$$

Per **schermo opaco**, deve valere $\vec{E}_{\text{tot}} = 0$, quindi:

$$\vec{\mathcal{P}}_0 = -\frac{\vec{E}_0}{2\pi i k} \quad (2.1.10)$$

In condizione di schermo opaco, in $z < 0$ vale $\vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t} [e^{ikz} - e^{-ikz}]$.

2.1.4 Principio di Babinet

Piano opaco Σ in $z = 0$ con apertura Σ' . Il campo incidente è $\vec{E}_{\text{in}} = \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - k_0 z)}$. In generico punto P per $z > 0$:

$$\vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E}_{\text{inc}} + \vec{E}_s = \underbrace{\vec{E}_{\text{inc}} + \vec{E}_s + \vec{E}_a}_{=0} - \vec{E}_a \quad (2.1.11)$$

dove \vec{E}_s è generato dallo schermo e \vec{E}_a dall'apertura², e si sommano a zero perché $\vec{E}_s + \vec{E}_a$ formano schermo opaco pieno. Allora $\vec{E}_{\text{tot}} = -\vec{E}_a \Rightarrow$ campo trasmesso è l'opposto di quello generato dall'apertura.

2.2 Teoria della diffrazione

2.2.1 Diffrazione da un ostacolo

Su piano $z = 0$ è presente ostacolo Σ' ; si cerca \vec{E} nel punto P a distanza \vec{r} dall'origine. Si considera campo generato da $d\Sigma'$ in posizione \vec{r}' rispetto a cui P è in posizione $\vec{r} - \vec{r}'$. Da equazione 2.1.1:

$$d\vec{E} = \frac{k_0^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{p}_{0\perp} e^{-i(\omega t - k_0 |\vec{r} - \vec{r}'|)}$$

¹Motivo per cui non si usa il tempo ritardato nell'espressione.

²Cioè sarebbe il campo elettrico generato dalla sola Σ' se l'apertura fosse piena per effetto di \vec{E}_{inc} .

Assumendo $|\vec{r}| \gg |\vec{r}'|$:

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \simeq \frac{1}{r}; \quad \hat{n} = \frac{\vec{r}}{r} \simeq \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2\vec{r} \cdot \vec{r}'} \simeq \sqrt{r^2 - 2\vec{r} \cdot \vec{r}'} \simeq r - \hat{n} \cdot \vec{r}'$$

per $\sqrt{a-b} \simeq \sqrt{a} - \frac{b}{2\sqrt{a}}$. Definendo $\vec{E}_{0\perp} = -\hat{n} \times (\hat{n} \times \vec{E}_0) = \vec{E}_0 - \hat{n}(\hat{n} \cdot \vec{E}_0)$ e $\vec{k} = \hat{n}k_0 \Rightarrow |\vec{k}| = k_0$:

$$d\vec{E} \simeq \frac{k_0^2}{r} \vec{P}_{0\perp} d\Sigma' e^{-i(\omega t - k_0 r)} e^{-ik_0 \hat{n} \cdot \vec{r}'} = \frac{k_0^2}{r} \left(-\frac{\vec{E}_{0\perp}}{2\pi i k_0} \right) d\Sigma' e^{-i(\omega t - k_0 r)} e^{-ik_0 \vec{k} \cdot \vec{r}'} \quad (2.2.1)$$

$$\Rightarrow \vec{E} = - \int_{\Sigma'} \frac{k_0}{2\pi i r} \vec{E}_{0\perp} e^{-i(\omega t - k_0 r)} e^{-ik_0 \vec{k} \cdot \vec{r}'} d\Sigma' = \frac{ik_0}{2\pi r} \vec{E}_{0\perp} e^{-i(\omega t - k_0 r)} \int_{\Sigma'} e^{-ik_0 \vec{k} \cdot \vec{r}'} d\Sigma'$$

2.2.2 Ampiezza di scattering per dipolo elettrico

Per irraggiamento da dipolo elettrico, è definita da:

$$\vec{f}(\vec{k}) = \frac{ik_0 \vec{E}_{0\perp}}{2\pi} \int_{\Sigma'} e^{-ik_0 \vec{k} \cdot \vec{r}'} d\Sigma' \quad (2.2.2)$$

Questa contiene tutta la dipendenza angolare e permette di scrivere:

$$\vec{E} = \frac{e^{-i(\omega t - k_0 r)}}{r} \vec{f}(\vec{k}) \quad (2.2.3)$$

Quest'ultima forma, invece, è valida più in generale.

2.2.3 Fattore di forma 2D

Fattore di forma di una fenditura Σ' in 2D è definito da:

$$F(\vec{k}) = \int_{\Sigma'} e^{-ik_0 \vec{k} \cdot \vec{r}'} d\Sigma' \quad (2.2.4)$$

Per:

$$\mathbb{L}(x', y') = \begin{cases} 1 & , \text{ su } \Sigma' \\ 0 & , \text{ altrove} \end{cases} \Rightarrow F(\vec{k}) = \iint_{\mathbb{R}^2} \mathbb{L}(x', y') e^{-ik_x x'} e^{-ik_y y'} dx' dy' \quad (2.2.5)$$

La funzione $\mathbb{L}(x', y')$ è forma della fenditura; il suo fattore di forma è la trasformata di Fourier. Questo significa che, ottenuto $F(\vec{k})$, si ricava \mathbb{L} da trasformata inversa.

Trasformata inversa non sempre possibile: fissato k_0 , $-k_0 < k = k_0 \sin \theta < k_0$ e non si può svolgere integrale su tutto \mathbb{R} . Questo si approssima bene quando $k_0 \sin \theta \gg 2\pi/a \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta \gg \frac{2\pi}{a} \Rightarrow \lambda \ll a \sin \theta$ con a ampiezza fenditura. Investigazione con "particelle ondulatorie" che hanno impulso $|\vec{p}| = k_0 \hbar$:

$$\hbar k_0 \sin \theta \gg \frac{2\pi \hbar}{a} \Rightarrow c |\vec{p}| \sin \theta \gg \frac{hc}{a}$$

Se $a \sim 1$ fm, servono onde em con energia ~ 1 GeV \Rightarrow raggi γ .

Sperimentalmente, si misura $I = \langle |\vec{S}| \rangle \propto |F(\vec{k})|^2$, quindi non si ottiene fase associata a $F(\vec{k}) \Rightarrow$ è necessario indovinarla.

2.2.4 Fattore di forma 3D

Onda \vec{E}_{inc} su oggetto puntiforme in 3D. La direzione seguita dal campo irraggiato da oggetto nel punto P si esprime in termini di angoli θ, φ in coordinate sferiche. Campo in P è¹:

$$\vec{E}_{\text{punt}} = \frac{\vec{f}_{\text{punt}}(\vec{k})}{r} e^{-i(\omega t - k_0 r)} \quad (2.2.6)$$

Ora si considera oggetto composto da N punti. Il punto i-esimo ha coordinata \vec{r}'_i , il punto P rispetto all'origine ha coordinata \vec{r} , rispetto al punto i-esimo ha coordinata $\vec{r} - \vec{r}'$. Campo incidente è $\vec{E}_{\text{inc}} = \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - k_0 z)}$; quello che incide sul punto i-esimo è: $\vec{E}_{\text{inc},i} = \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - k_0 z'_i)}$.

Contributo di i in P è²:

$$\vec{E}_i(\vec{r}) = \frac{\vec{f}_{\text{punt}}(\vec{k}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} e^{-i(\omega t - k_0 z'_i - k_0 |\vec{r} - \vec{r}'|)} \quad (2.2.7)$$

con $\vec{k}' = k_0 \hat{n}'$ e $\hat{n}' = \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$. Si usano le seguenti approssimazioni per $|\vec{r}| \gg |\vec{r}'|$:

$$\hat{n} \simeq \hat{n}' ; \quad \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \simeq \frac{1}{r} ; \quad |\vec{r} - \vec{r}'| \simeq r - \hat{n} \cdot \vec{r}'$$

quindi:

$$\vec{E}_i \simeq \frac{\vec{f}_{\text{punt}}(\vec{k})}{r} e^{-i(\omega t - k_0 r)} e^{-i(k_0 \hat{n} \cdot \vec{r}' - k_0 z'_i)} \quad (2.2.8)$$

Se $\vec{k}_0 = (0, 0, k_0)$, $\vec{r}'_i = (x'_i, y'_i, z'_i) \Rightarrow \exp(-i(k_0 \hat{n} \cdot \vec{r}'_i - k_0 z'_i)) = \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r}'_i - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}'_i))$. Si definisce **impulso trasferito**

$$\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0 \quad (2.2.9)$$

OSSERVAZIONE 2.1. $|\vec{q}|$ ha dimensioni di inverso di una lunghezza, ma $\hbar \vec{q} = \hbar \vec{k} - \hbar \vec{k}_0$ sono impulsi. Inoltre vale:

$$|\vec{q}| = \sqrt{(\vec{k} - \vec{k}_0)^2} = \sqrt{k^2 + k_0^2 - 2k_0^2 \cos \theta} = \sqrt{2k_0^2 - 2k_0^2 \cos \theta} \simeq 2k_0 \sin(\theta/2) \quad (2.2.10)$$

Allora:

$$\begin{aligned} \vec{E}_i &= \frac{\vec{f}_{\text{punt}}(\vec{k})}{r} e^{-i(\omega t - k_0 r)} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}'_i} \equiv \vec{E}_{\text{punt}} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}'_i} \\ \Rightarrow \vec{E}_{\text{tot}} &= \sum_i \vec{E}_i = \vec{E}_{\text{punt}} \sum_i e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}'_i} \equiv \vec{E}_{\text{punt}} F(\vec{q}) \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

con $F(\vec{q})$ **fattore di forma discreto** tridimensionale.

Per ostacolo continuo con $\rho(\vec{r}') = \frac{dN}{dV'}$:

$$F(\vec{q}) = \int_{V'} \rho(\vec{r}') e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}'} dV' \quad (2.2.12)$$

¹Il campo puntiforme è $\vec{E} = \frac{k_0^2}{r} \vec{P}_{0\perp} e^{-i(\omega t - k_0 r)}$, con ampiezza di scattering puntiforme $\vec{f}(\vec{k}) = k_0^2 \vec{P}_{0\perp}$.

²Si deve considerare il tempo impiegato dall'onda ad andare da ciascun punto dell'ostacolo al punto P.

2.3 Sezioni d'urto

2.3.1 Sezione d'urto totale

Potenza assorbita dall'ostacolo è $P_{\text{abs}} = \frac{c}{4\pi} |\vec{E}_{\text{inc}}|^2 A = |\vec{S}_{\text{inc}}|A$, mentre quella diffusa è¹ $P_{\text{diff}} = |\vec{S}_{\text{inc}}|A$. Ne segue che la potenza totale rimossa dal fascio iniziale è: $P_{\text{tot}} = 2A|\vec{S}_{\text{inc}}$.

Si definisce, allora, **sezione d'urto totale**:

$$\sigma_{\text{tot}} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\langle P_{\text{tot}} \rangle}{\langle |\vec{S}_{\text{inc}}| \rangle} \quad (2.3.1)$$

Nel caso di ostacolo opaco (per cui vale Babinet): $\sigma_{\text{tot}} = 2A$.

2.3.2 Il teorema ottico

Da sezione precedente, si calcola ampiezza di scattering per $\vec{k} = \vec{k}_0 \Rightarrow \theta = 0$ ²:

$$\vec{f}(\vec{k}_0) = \frac{i k_0}{2\pi} \vec{E}_0 \int_{\Sigma'} e^{-i \vec{k}_0 \cdot \vec{r}'} d\Sigma' = \frac{i k_0 \vec{E}_0}{2\pi} \int_{\Sigma'} d\Sigma' = \frac{i k_0 \vec{E}_0 A}{2\pi} \equiv \vec{f}(\vec{0}) \quad (2.3.2)$$

Da questa si verifica facilmente la validità del teorema ottico in questo caso. Vale il seguente:

TEOREMA 2.1 — TEOREMA OTTICO. Nel caso di onde elettromagnetiche, in cui la funzione d'onda è il campo elettrico:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{k_0} \frac{\Im \left\{ \vec{E}_0^* \cdot \vec{f}(\vec{0}) \right\}}{|\vec{E}_0|^2} \quad (2.3.3)$$

2.3.3 Sezioni d'urto di assorbimento, elastica e inelastica

Onda si propaga lungo z con $\vec{B} \parallel \hat{y}$, $\vec{E} \parallel \hat{x}$, quindi $\vec{S}_{\text{in}} \parallel \hat{z}$. L'onda è assunta monocromatica con ω , piana, linearmente polarizzata e con \vec{S}_{in} noto.

Questa incide su bersaglio ignoto e si misurano radiazioni da esso scatterate ad una distanza R tramite rivelatore.

Una parte dell'onda incidente è **assorbita**, un'altra parte è **scatterata elasticamente** (stessa frequenza onda incidente) e la rimanente è **scatterata inelasticamente** (frequenze diverse).

OSSERVAZIONE 2.2. Per onda monocromatica si deve avere lunghezza di coerenza L infinita; verosimilmente, si assume $L \gg \lambda$.

In MKSA, si ha $\vec{E}_{\text{in}} = E_0 \hat{x} \cos(\omega t - kz)$, $\vec{B}_{\text{in}} = (E_0/c) \hat{y} \cos(\omega t - kz)$ e

$$\vec{S}_{\text{in}} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E}_{\text{in}} \times \vec{B}_{\text{in}}) = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cos^2(\omega t - kz) \hat{z} = \frac{E_0^2}{Z_0} \cos^2(\omega t - kz) \hat{z} \quad (2.3.4)$$

con $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \simeq 377 \Omega$ **impedenza del vuoto**.

Si definisce **sezione d'urto di assorbimento**:

¹Visto che l'ampiezza di scattering in $z > 0$, per Babinet, è quella dell'apertura, allora la potenza diffusa è quella che attraversa l'apertura (schermo con apertura Σ'), quindi si trova il risultato corrispondente.

²Si nota che in questo caso sparisce il trasverso \perp come pedice perché per $\theta = 0$, il campo è completamente trasverso.

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{\langle P_{\text{abs}} \rangle}{\langle |\vec{S}_{\text{inl}}| \rangle} \quad (2.3.5)$$

Si definisce **sezione d'urto elastica**:

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{\langle P_{\text{el}} \rangle}{\langle |\vec{S}_{\text{inl}}| \rangle} \quad (2.3.6)$$

Se \vec{S}_{el} attraverso superficie dA individuata da $d\Omega$ con raggio vettore \vec{R} , la potenza trasmessa per diffusione elastica è $dP_{\text{el}} = \langle |\vec{S}_{\text{el}}(\theta, \varphi)| \rangle R^2 d\Omega$; allora si definisce **sezione d'urto differenziale elastica**:

$$\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega} = R^2 \frac{\langle |\vec{S}_{\text{el}}(\theta, \varphi)| \rangle}{\langle |\vec{S}_{\text{inl}}| \rangle} \quad (2.3.7)$$

Per verifica:

$$\sigma_{\text{el}} = \int_{\Omega} \left(\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega} \right) d\Omega = \frac{1}{\langle |\vec{S}_{\text{inl}}| \rangle} \int_{\Omega} \langle |\vec{S}_{\text{el}}(\theta, \varphi)| \rangle R^2 d\Omega \equiv \frac{1}{\langle |\vec{S}_{\text{inl}}| \rangle} \langle P_{\text{el}} \rangle$$

Analogamente, si definisce **sezione d'urto inelastica**:

$$\sigma_{\omega_i} = \frac{\langle P_{\omega_i} \rangle}{\langle |\vec{S}_{\text{inl}}| \rangle}; \quad \frac{d\sigma_{\omega_i}}{d\Omega} = \frac{R^2 \langle |\vec{S}_{\omega_i}(\theta, \varphi)| \rangle}{\langle |\vec{S}_{\text{inl}}| \rangle} \quad (2.3.8)$$

OSSERVAZIONE 2.3. Un sistema che non presenta non-linearietà non irraggia inelasticamente; ad esempio, un circuito RLC irraggia solo elasticamente. Per avere scattering inelastico, si può usare un diodo.

Infine la **sezione d'urto totale** è:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{el}} + \sum_i \sigma_{\omega_i} \quad (2.3.9)$$

Per processo di diffusione d, onda emessa è¹:

$$\vec{E}_d = \frac{\vec{f}(\theta, \varphi)}{R} e^{-i(\omega_d t + k_d R + \phi_d)} \quad (2.3.10)$$

da cui:

$$\frac{d\sigma_{\omega_d}}{d\Omega} = \frac{\langle |\vec{f}(\theta, \varphi)|^2 \rangle}{\langle |\vec{E}_{\text{inl}}| \rangle} \quad (2.3.11)$$

2.4 Scattering e risonanza

2.4.1 Modello dell'elettrone legato elasticamente

Elettrone con carica q legato elasticamente a origine O vincolato nel piano (x, y) . Onda em ci incide sopra e si studia il suo irraggiamento nel punto P in posizione \vec{R} da O . \vec{R} forma angolo θ con \hat{y} (angolo di scattering) e angolo α con \hat{x} .

¹Si aggiunge fase generica ϕ_d perché non è detto che l'irraggiamento avvenga in fase con onda incidente.

L'onda incidente si propaga lungo \hat{z} , con $\vec{E}_{\text{inc}} = E_0 e^{-i\omega t} \hat{x}$ ¹. Forze agenti su elettrone:

- $\vec{F}_C = q \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ forza di Coulomb²;
- $\vec{F}_{\text{el}} = -m \omega_0^2 \vec{x}$, con $\omega_0 = \sqrt{k_{\text{el}}/m} \sim 10^{-14}$ Hz;
- $\vec{F}_{\text{visc}} = -m \Gamma' \dot{\vec{x}}$, con $\Gamma' \sim 10^9 - 10^{11}$ Hz, forza viscosa → somma forze dissipative tranne reazione di radiazione;
- $\vec{F}_{\text{rad}} = m \tau \ddot{\vec{x}}$ reazione di radiazione, con $\tau = 2r_e/(3c) \simeq 6 \cdot 10^{-24}$ s.

Allora:

$$\frac{q \vec{E}_0}{m} e^{-i\omega t} = -\tau \ddot{\vec{x}} + \ddot{\vec{x}} + \Gamma' \dot{\vec{x}} + \omega_0^2 \vec{x} \quad (2.4.1)$$

Cercando soluzione $\vec{x} = \vec{x}_0 e^{-i\omega t}$:

$$\vec{x}_0 = \frac{e \vec{E}_0 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega \underbrace{\left[\Gamma' + \tau \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \omega_0^2 \right]}_{\Gamma_{\text{tot}}} } = \frac{q \vec{E}_0 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega \Gamma_{\text{tot}}(\omega)} \quad (2.4.2)$$

dove $\Gamma_{\text{tot}}(\omega) = \Gamma' + \tau \omega_0^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \equiv \Gamma' + \Gamma_{\omega_0^2}$. Γ e Γ' sono definite **larghezze parziali** mentre Γ_{tot} **larghezza totale**; le prime sono legate alla dissipazione di energia per diffusione elastica, mentre la seconda alla dissipazione di energia per assorbimento. Il valore $\Gamma + \Gamma'$ definisce la larghezza della campana di σ_{el} attorno alla risonanza.

OSSERVAZIONE 2.4. Da questa, si possono ricavare $\vec{P} = n q \vec{x} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}$ e $\varepsilon_r = 1 + \chi$ vettore di polarizzazione e permittività elettrica relativa.

2.4.2 Sezione d'urto elastica

Quindi, è nota:

$$\ddot{\vec{x}} = -\frac{q \vec{E}}{m} \frac{\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega \Gamma_{\text{tot}}}$$

In MKS, si ricava $\langle P \rangle = \frac{\langle |\vec{p}|^2 \rangle}{6\pi\varepsilon_0 c^3}$, perciò:

$$\begin{aligned} \langle P_{\text{el}} \rangle &= \frac{q^2 \langle |\vec{a}|^2 \rangle}{6\pi\varepsilon_0 c^3} = \frac{q^4}{6\pi\varepsilon_0 c^3 m^2} \langle |\vec{E}|^2 \rangle \frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2} \\ \sigma_{\text{el}} &= \frac{\langle P_{\text{el}} \rangle}{\varepsilon_0 c \langle |\vec{E}|^2 \rangle} = \frac{q^4}{6\pi\varepsilon_0^2 c^4 m^2} \frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2} \\ &= \frac{8}{3} \pi \underbrace{\frac{q^4}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 c^4 m^2}}_{= r_e^2} \frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2} \end{aligned} \quad (2.4.3)$$

Quindi si ottiene la **formula di Breit-Wigner**

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2} \quad (2.4.4)$$

dove si definisce **sezione d'urto Thomson**:

¹Non c'è termine kz perché l'onda incide il piano $z = 0$ su cui è vincolato l'elettrone.

²Si trascura contributo della forza magnetica.

$$\sigma_{\text{th}} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \simeq 0.66 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \equiv 0.66 \text{ barn} \quad (2.4.5)$$

OSSERVAZIONE 2.5 — TERMINE DI RADIAZIONE. Tutti i termini a parte reazione di radiazione sono validi per qualunque sistema che presenti tali caratteristiche. Quello di radiazione è approssimato a dipolo elettrico, quindi non sarà valido per irraggiamento d'altro tipo.

Inoltre, visto che questo rientra direttamente in Γ_{tot} , si ottengono informazioni riguardo la natura dell'oggetto scatterante a partire dalla larghezza di σ_{el} .

2.4.3 Limiti di σ_{el}

- Per $\omega \ll \omega_0$:

$$\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{th}} \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2(\omega)} \simeq \sigma_{\text{th}} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^4 \quad (2.4.6)$$

- Per $\omega \sim \omega_0$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{el}} &= \sigma_{\text{th}} \frac{\omega^4}{(\omega_0 - \omega)^2 (\omega_0 + \omega)^2 + \omega^2 \left(\Gamma' + \Gamma \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2} \\ &\simeq \sigma_{\text{th}} \frac{\omega_0^4}{4\omega_0^2(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_0^2(\Gamma + \Gamma')^2} = \sigma_{\text{th}} \frac{\omega_0^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\Gamma + \Gamma'}{2} \right)^2} \end{aligned} \quad (2.4.7)$$

Funzione **lorentziana** (curva a campana). La larghezza FWHM¹ è $\Delta\omega = \pm \frac{\Gamma + \Gamma'}{2}$. Si nota che:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \tau \omega_0^2 \approx 6.2 \cdot 10^{-24} \text{ s } (10^{15})^2 \text{ s}^{-2} = 6.2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \\ \Gamma' &\approx 10^{10} \text{ s}^{-1} \Rightarrow \Gamma' \gg \Gamma \end{aligned} \quad (2.4.8)$$

- Per $\omega \gg \omega_0$ ²:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{el}} &= \sigma_{\text{th}} \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2(\omega)} \\ &\simeq \sigma_{\text{th}} \frac{\omega^4}{\omega^4 + \omega^2 \Gamma'^2 + \omega^6 \tau^2 + 2\tau \Gamma' \omega^4} = \sigma_{\text{th}} \frac{1}{1 + \tau^2 \omega^2} \end{aligned} \quad (2.4.9)$$

Per $\omega \sim 1/\tau$ c'è una zona non esplorabile: $\tau \approx 6 \cdot 10^{-24} \text{ s} \Rightarrow 1/\tau \approx 1.7 \cdot 10^{23} \text{ Hz}$. Energia necessaria per fotoni è $\hbar\omega \approx 10^{-34} \cdot 1.2 \cdot 10^{23} \text{ J s} \approx 100 \text{ MeV}$.

2.4.4 Sezione d'urto totale e d'assorbimento

Forza esercitata da onda incidente su elettrone è $\vec{F} = -e\vec{E}$; allora, per $\vec{v} = \dot{\vec{x}} = -i\omega\vec{x}_0 e^{-i\omega t}$:

$$\begin{aligned} \langle P_{\text{tot}} \rangle &= q \left\langle \left(\frac{\dot{\vec{x}} + \dot{\vec{x}}^*}{2} \right) \left(\frac{\vec{E} + \vec{E}^*}{2} \right) \right\rangle = \frac{q}{2} \Re \left\{ \dot{\vec{x}} \cdot \vec{E}^* \right\} \\ &= \frac{q^2 |\vec{E}_0|^2 \omega}{2m} \Re \left\{ \frac{-i[(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\Gamma_{\text{tot}}]}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2} \right\} = \frac{q^2 \omega^2 |\vec{E}_0|^2 \Gamma_{\text{tot}}}{2m \underbrace{[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2]}_{\equiv D}} \end{aligned} \quad (2.4.10)$$

¹Si trova ponendo $\sigma_{\text{max}}/2 = \sigma_{\text{th}} \frac{\omega_0^{4/4}}{\Delta\omega^2 + (\Gamma + \Gamma')^2/4}$, con $\sigma_{\text{max}} = \sigma_{\text{el}}(\omega \sim \omega_0)|_{\omega=\omega_0}$, e risolvendo per $\Delta\omega = |\omega - \omega_0|$.

²Il termine $2\tau\Gamma'\omega^4$ si trascura perché $\tau\Gamma' \approx 10^{-24} \cdot 10^{11} \ll 1$. Il termine $\omega^2\Gamma'^2$ si approssima perché $\sim \omega^2$.

Quindi:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\langle P_{\text{tot}} \rangle}{\langle |\vec{S}_{\text{inl}}| \rangle} = \frac{q^2 \omega^2 |\vec{E}_0|^2 \Gamma_{\text{tot}}}{2mD} \frac{1}{\frac{\epsilon_0 c}{2} |\vec{E}_0|^2} = \frac{4\pi c}{4\pi c} \frac{1}{D} \frac{q^2 \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2}{\epsilon_0 m c} = \frac{4\pi c r_e \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}}{D} \quad (2.4.11)$$

Si ricava $\sigma_{\text{abs}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$. Per $\omega = \omega_0$ si trova:

$$\sigma_{\text{el}}(\omega = \omega_0) = \frac{3\lambda_0^2}{2\pi} \left(\frac{\Gamma}{\Gamma + \Gamma'} \right)^2 ; \quad \sigma_{\text{abs}}(\omega = \omega_0) = \frac{3\lambda_0^2}{2\pi} \frac{\Gamma \Gamma'}{(\Gamma + \Gamma')^2} ; \quad \sigma_{\text{abs}}(\omega = \omega_0) = \frac{3\lambda_0^2}{2\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma + \Gamma'}$$

Si definiscono:

$$\frac{\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{\Gamma}{\Gamma + \Gamma'} \equiv B_{\text{el}} ; \quad \frac{\sigma_{\text{abs}}}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{\Gamma'}{\Gamma + \Gamma'} \equiv B_{\text{abs}} \quad (2.4.12)$$

Queste sono **branching functions elastica e di assorbimento**; indicano probabilità di decadimento elastico o non-elastico dello stato risonante per $\omega \sim \omega_0$. Valori numerici: $B_{\text{el}} \approx 10^{-4}$, $B_{\text{abs}} \approx 1 - 10^{-4} = 0.9999$.

2.4.5 Tempo di vita dello stato risonante

Da eq. 2.4.1, si toglie forzante (onda em) e si risolve

$$\begin{cases} -\tau \ddot{\vec{x}} + \ddot{\vec{x}} + \Gamma' \dot{\vec{x}} + \omega_0^2 \vec{x} = 0 \\ \vec{x}(0) = \vec{x}_0 \end{cases} \quad (2.4.13)$$

con le assunzioni $\Gamma' \ll \omega_0 \ll 1/\tau \Rightarrow \Gamma = \tau \omega_0^2 \ll \omega_0$. Si cercano soluzioni smorzate del tipo $\vec{x} = \vec{x}_0 e^{-i(\omega_0 t - i\gamma t/2)}$:

$$-\tau(-i)^3 \left(\omega_0 - i\frac{\gamma}{2} \right)^3 \vec{x} + (-i)^2 \left(\omega_0 - i\frac{\gamma}{2} \right)^2 \vec{x} - i\Gamma' \left(\omega_0 - i\frac{\gamma}{2} \right) \vec{x} + \omega_0^2 \vec{x} = 0$$

Si cerca soluzione per $\gamma \ll \omega_0$, quindi si rimuovono tutti i termini che contengono il prodotto di γ, Γ, Γ' (essendo tutti $\ll \omega_0$); si rimane con $\gamma = \Gamma + \Gamma'$, da cui:

$$\vec{x} = \vec{x}_0 e^{-i\omega_0 t} e^{-(\Gamma+\Gamma')t/2} \quad (2.4.14)$$

Spostamento da equilibrio è smorzato con tempo caratteristico $2/(\Gamma + \Gamma')$, mentre energia totale $E = \frac{1}{2}k\vec{x}^2 + \frac{1}{2}m\dot{\vec{x}}^2$ smorzata con tempo $1/(\Gamma + \Gamma')$.

OSSERVAZIONE 2.6. Si determina larghezza di σ_{el} dal tempo di decadimento dell'energia e viceversa.

2.4.6 Caso della radiazione non polarizzata

Onda che si propaga lungo $\hat{k} = (0, 0, 1)$; per θ angolo di scattering tra \hat{k}, \hat{k}' e ϕ angolo azimutale: $\hat{k}' = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$. Visto che il vettore di polarizzazione dell'onda deve sempre essere ortogonale alla direzione di propagazione, si parametrizza come: $\hat{x}_0 = (\cos \psi, \sin \psi, 0)$, quindi:

$$\begin{aligned} \cos \alpha &\equiv \hat{x}_0 \cdot \hat{k}' = \sin \theta \cos \phi \cos \psi + \sin \theta \sin \phi \sin \psi = \sin \theta \cos(\psi - \phi) \\ &\Rightarrow \sin^2 \alpha = 1 - \cos^2 \alpha = 1 - \sin^2 \theta \cos^2(\psi - \phi) \end{aligned}$$

Essendo $\langle \vec{S}_{\text{in}} \rangle = \frac{c}{8\pi} |\vec{E}_0|^2 \hat{k}$, usando espressione di \vec{E} in campo di radiazione:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{out}} &= \frac{-e}{c^2 r} \hat{k}' \times (\hat{k}' \times \vec{a}) = \frac{e\omega^2}{c^2 r} \hat{k}' \times (\hat{k}' \times \vec{x}_0) e^{-i\omega t_r} \\ \Rightarrow \langle \vec{S}_{\text{out}} \rangle &= \frac{c}{8\pi} |\vec{E}_{\text{out}}|^2 \hat{k}' = \frac{c}{8\pi} \frac{e^2 \omega^4}{c^4 r^2} |\vec{x}_0|^2 \langle \sin^2 \alpha \rangle_{\psi} \hat{k}'\end{aligned}$$

dove $\langle \sin^2 \alpha \rangle_{\psi}$ indica media su ψ perché onda ha polarizzazione generica. Da questi si ha:

$$\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega} = \frac{r^2 \langle |\vec{S}_{\text{out}}| \rangle}{\langle |\vec{S}_{\text{in}}| \rangle} = \frac{e^2 \omega^4}{c^4} \frac{|\vec{x}_0|}{|\vec{E}_0|^2} \langle \sin^2 \alpha \rangle_{\psi} = \frac{r_e^2 \omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2} \langle \sin^2 \alpha \rangle_{\psi}, \quad r_e = \frac{e^2}{mc^2}$$

Visto che

$$\langle \sin^2 \alpha \rangle_{\psi} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2 \alpha \, d\psi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [1 - \sin^2 \theta \cos^2(\psi - \phi)] \, d\psi = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta = \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$$

si ha:

$$\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2 \omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\text{tot}}^2} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (2.4.15)$$

Dove la sezione d'urto elastica è indipendente dalla polarizzazione perché si ritrova ancora:

$$\int_{-1}^{+1} d\cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{1 + \cos^2 \phi}{2} = \frac{8}{3}\pi$$

2.4.7 Scattering Rayleigh

Onda incidente su intero atomo \rightarrow interferenza onde prodotte da centri diffusori precedenti con successivi. Si considera dapprima caso di 2 centri diffusori, con scattering elastico $\Rightarrow |\vec{k}| = |\vec{k}'| \equiv k$; per P_1, P_2 centri diffusori, la differenza di cammino ottico è:

$$\Delta l = \vec{r} \cdot \frac{\vec{k}'}{k} - \vec{r} \cdot \frac{\vec{k}}{k} = \frac{\vec{r} \cdot (\vec{k}' - \vec{k})}{k} \equiv \frac{\vec{r} \cdot \vec{q}}{k}$$

con \vec{r} che unisce P_1 con P_2 . A grandi distanze, lo sfasamento tra P_1 e P_2 è $\Delta l k$. Per Z centri diffusori uguali¹, lo sfasamento relativo è $\phi_i - \phi_j = (\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{q}$, quindi in zona di radiazione vale, a meno di una fase globale, *:

$$\vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E}_1 e^{-i\phi_1} + \vec{E}_2 e^{-i\phi_2} + \dots \stackrel{*}{=} \vec{E}_1 \sum_i e^{-i\vec{r}_i \cdot \vec{q}} \equiv \vec{E}_1 F(\vec{q})$$

con $F(\vec{q})$ fattore di forma discreto. La fase globale è $e^{-i\phi_1}$ che viene moltiplicata per la differenza di fase rispetto agli altri centri diffusori $\sum_{i=1}^N e^{-i\vec{r}_i \cdot \vec{q}}$; questo prodotto restituisce la somma $\sum_{i=1}^N e^{-i\phi_i}$, portando alla seconda uguaglianza, dove si è compiuta l'approssimazione di trascurare tale fase globale. Il vettore \vec{r}_i rappresenta il raggio vettore che va dal centro diffusore 1 al centro diffusore i -esimo.

Per passaggio al continuo si usa la definizione:

$$F(\vec{q}) = \frac{\int \rho(\vec{r}) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3 r}{\int \rho(\vec{r}) d^3 r} \stackrel{\square}{=} \frac{1}{Q} \int \rho(\vec{r}) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3 r$$

con Q carica totale, \square a indicare che vale in caso di particelle cariche e $\rho(\vec{r})$ distribuzione di carica. Allora campo diffuso dal sistema è quello diffuso da carica Q puntiforme. Usando eq. 2.2.11:

¹Cioè che si comportano allo stesso modo.

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \left. \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \right|_e |ZF(\vec{q})|^2 \quad (2.4.16)$$

dove $|_e$ indica che è relativa alla singola carica. Si risale a fattore di forma e distribuzione di carica tramite misura di sezione d'urto.

OSSERVAZIONE 2.7. Si ha $F(0) = 1$. La motivazione è che quando $q \rightarrow 0$ (o meglio $qa \ll 1$, con a grandezza caratteristica del sistema), l'onda em non ha energia sufficiente per risolvere il sistema da indagare e lo vede come puntiforme.

Nel caso specifico di $\rho(\vec{r}) = \begin{cases} Q/(\frac{4}{3}\pi a^3) & , |\vec{r}| \leq a \\ 0 & , |\vec{r}| > a \end{cases}$, in coordinate polari r, θ', ϕ' :

$$\begin{aligned} F(\vec{q}) &= \frac{1}{Q} \int \rho(r) r^2 e^{-irq \cos \theta'} \sin \theta' d\theta' d\phi' dr = \frac{2\pi}{Q} \int \rho(r) r^2 e^{-irq \cos \theta'} d \cos \theta' dr \\ &= \frac{4\pi}{Q} \int \rho(r) r^2 \frac{\sin(rq)}{rq} dr = \frac{3}{a^3 q} \int_0^a r \sin(rq) dr = \frac{3}{a^3 q} \left[-\frac{r}{q} \cos(rq) + \frac{1}{q^2} \sin(rq) \right]_0^a \\ &= 3 \left(\frac{\sin(aq)}{(aq)^3} - \frac{\cos(aq)}{(aq)^2} \right) \end{aligned}$$

Assumendo $aq \ll 1$, per cui $\sin x \simeq x - x^3/6$ e $\cos x \simeq 1 - x^2/2$:

$$F(q) \simeq 1 - \frac{(aq)^2}{10}$$

Si studia caso opposto, per $aq \gg 1$, per cui $F(q) \rightarrow 0$; ricordando che per scattering elastico

$$|\vec{q}|^2 = (\vec{k}' - \vec{k})^2 = 2k^2(1 - \cos \theta) = 4k^2 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \Rightarrow q = 2k \sin \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

e, quindi, sotto l'assunzione di fotoni energetici ($ka \gg 1$), volendo esprimere F in termini di θ , si può approssimare come:

$$F(\theta) = \begin{cases} 1 & , \text{ se } 0 \leq \theta \leq 1/(ak) \\ 0 & , \text{ se } 1/(ak) \leq \theta \leq \pi \end{cases} \quad (2.4.17)$$

visto che tende a decrescere velocemente. Da questo:

$$\begin{aligned} \sigma_{el}(ak \gg 1) &= \int \left. \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \right|_e |ZF(\theta)|^2 d\phi \sin \theta \\ &= 2\pi Z^2 r_e^2 \int_0^\pi \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} |F(\theta)|^2 \sin^2 \theta d\theta \\ &= \pi Z^2 r_e^2 \int_0^{1/ak} (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = \frac{\pi Z^2 r_e^2}{(ak)^2} \end{aligned} \quad (2.4.18)$$

2.4.8 Sezione d'urto fotoelettrica

Legata all'effetto fotoelettrico e si indica con σ_{pe} . L'effetto si basa sul fatto che un atomo emette elettroni quando incide onda em con fotoni a energia sufficiente. In particolare, quando fotone incidente ha energia esatta per liberare un elettrone di un certo orbitale, σ_{pe} ha dei picchi, dove gli ultimi picchi sono relativi a orbitali più interni.

Si hanno picchi perché il fotone riesce a trasferire tutta la sua energia all'elettrone per liberarlo, ma sono più bassi degli altri perché:

- fotone potrebbe essere schermato da elettroni in orbitali più esterni;
- gli elettroni più interni sono più vicini al nucleo e localizzati \Rightarrow più difficili da colpire;
- gli orbitali più interni sono meno popolati.

2.4.9 Sezione d'urto Compton

Fotone incidente su elettrone libero e in quiete che viene diffuso con cambio di frequenza: $\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e'$. In unità naturali ($\hbar = 1$, $c = 1$), $P_\gamma = \omega(1, \hat{n})$. Conservazione quadrupolo $\Rightarrow P_\gamma - P'_\gamma = P'_e - P_e$, con γ riemesso con frequenza $\omega' < \omega$ per conservazione dell'energia. Essendo $P_e = (m, 0)$ e θ angolo di scattering, quadrato dell'equazione precedente è:

$$-2\omega\omega'(1 - \cos\theta) = 2m^2 - 2mE' = 2m^2 - 2m(\omega + m - \omega') = -2m(\omega - \omega') \quad (2.4.19)$$

In unità fisiche:

$$\omega - \omega' = \frac{\hbar\omega\omega'}{mc^2}(1 - \cos\theta) \quad (2.4.20)$$

La relazione dell'effetto Compton si scrive in termini di $\lambda = 2\pi c/\omega$:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta) \quad (2.4.21)$$

con $\lambda_c = \hbar/mc \approx 2.4 \cdot 10^{-12}$ m è la lunghezza d'onda Compton dell'elettrone.

OSSERVAZIONE 2.8. Tra sezione d'urto Rayleigh e Compton c'è un fattore Z di differenza: $\sigma_R \sim Z^2$ e $\sigma_c \sim Z$.

2.4.10 Sezioni d'urto di produzione di coppie

Per produzione di coppie su nuclei κ_{nuc} , si considera processo $\gamma + Z \rightarrow Z + e^+ + e^-$, con Z nucleo generico. Per nucleo a riposo: $P_\gamma = (E_\gamma, E_\gamma, 0, 0)$ e $P_{nuc} = (M, 0, 0, 0)$; usando l'invariante¹

$$\begin{aligned} s = (P_\gamma + P_{nuc})^2 &= (E_\gamma + M)^2 - E_\gamma^2 = (P'_Z + P'_{e^-} + P'_{e^+})^2 = (E'_Z + E'_{e^-} + E'_{e^+})^2 \stackrel{!}{\geq} (M + 2m_e)^2 \\ &\Rightarrow E_\gamma^2 + M^2 + 2ME_\gamma - E_\gamma^2 \geq M^2 + 4m_e^2 + 4Mm_e \Rightarrow E_\gamma \geq 2m_e + \frac{2m_e}{M} \approx 1.02 \text{ MeV} \end{aligned}$$

dove $2m_e \approx (0.5 \text{ MeV})^2$, $M \sim \text{GeV}$, quindi è trascurabile.

OSSERVAZIONE 2.9. Il nucleo non rimane immobile, ma la quantità di moto che acquisisce è minima perché $\text{GeV} \leq M \gg E_\gamma \approx 10 \text{ MeV} \Rightarrow K_Z = \frac{P_Z^2}{2M} \leq \frac{E_\gamma^2}{2M} \ll 1$.

Analogamente per κ_e si ha $\gamma + e^- = e^- + e^+ + e^-$; usando invariante s come sopra, si arriva a:

$$E_\gamma \geq 4m_e \approx 2.04 \text{ MeV}$$

2.4.11 Esempio di sezioni d'urto per carbonio e piombo

¹Dove i 4-vettori energia-impulso finali sono relativi al CM, quindi $\sum \vec{p} = 0$.

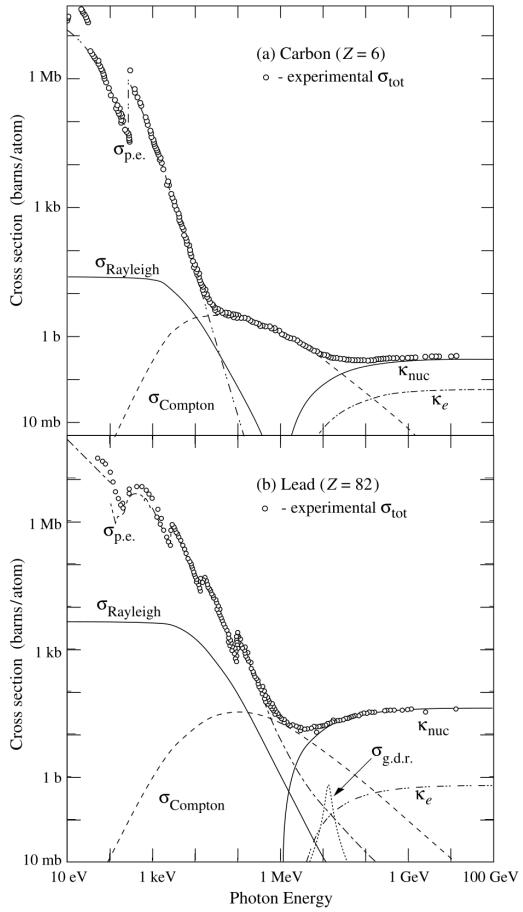


Figura 6.1: Sezione d’urto totale di un fotone incidente su un atomo di carbonio (alto) e piombo (basso) per diversi valori dell’energia del fotone.

Sono in particolare mostrati i contributi specifici dei vari processi:
 $\sigma_{\text{p.e.}}$ effetto fotoelettrico,
 σ_{Rayleigh} scattering Rayleigh sull’atomo,
 σ_{Compton} scattering Compton su elettrone,
 κ_{nuc} produzione di coppie su nucleo,
 κ_e produzione di coppie su elettrone,
 $\sigma_{\text{g.d.r.}}$ interazioni fotonucleari ed in particolare Giant Dipole Resonance.

Da [22] §33 “Passage of particles through matter”.

3 INDAGINE DELLA MATERIA CON PARTICELLE

3.1 Introduzione

3.1.1 Categorie di urti

Si classificano:

- urto elastico: $a + b \rightarrow a + b \rightarrow$ non modifica natura delle particelle;
- urto inelastico (o anelastico): $a + b = \sum_{i=1}^N p_i \rightarrow$ cambia natura e/o numero delle particelle.

Si definisce **Q-valore**

$$Q = \sum m_{in} c^2 - \sum m_{fin} c^2 \quad (3.1.1)$$

Gli urti possono essere:

- esotermici: $Q > 0 \Rightarrow$ viene liberata energia;
- endotermici: $Q < 0 \Rightarrow$ è richiesta energia per il processo;
- inclusivi: si misurano solo alcune caratteristiche delle particelle coinvolte nell'urto (per motivi di interesse o impossibilità sperimentali);
- esclusivi: si misurano tutti i valori che caratterizzano l'urto.

3.1.2 Notazione chimica

La notazione per le **specie atomiche** è ${}^A_Z X_N$ dove:

- Z è il **numero di protoni**;
- N è il **numero di neutroni**;
- $A = Z + N$ è il **numero di nucleoni**;
- X elemento chimico che dipende solo da Z .

Ad esempio:

- ${}_1^1 H_0$ atomo di idrogeno $\rightarrow {}_1^1 H_0^+ \equiv p$ protone;
- ${}_1^2 H_1$ atomo di deuterio $\rightarrow {}_1^2 H_2^+ \equiv d$ **deutone**;
- ${}_2^4 He_2$ atomo di elio $\rightarrow {}_2^4 He_2^{++} \equiv \alpha$ **particella alfa**.

3.1.3 Neutrone libero

Alla massa del neutrone si può togliere quella del protone e dell'elettrone, da cui avanzano 0.78 MeV $\Rightarrow Q > 0$ e quindi di base il neutrone dovrebbe decadere secondo $n \rightarrow p + e^-$.

Questo non è possibile perché non si conserva il **numero leptonico**, quindi serve particella neutrina con massa < 0.78 MeV. Si trova essere l'anti-neutrino elettronico $\bar{\nu}_e$, per cui un neutrone libero:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.1.2)$$

3.1.4 Urto elettrone-protone

Un urto elastico $e^- + p \rightarrow e^- + p$ permette misura del fattore di forma del protone $F(\vec{q})$. Si può avere un urto inelastico con produzione di fotone: $e^- + p \rightarrow e^- + p + \gamma$ se e^- non urta p , ma viene deflesso dal suo campo, quindi soggetto ad accelerazione e irraggia γ .

Un altro è: $e^- + p \rightarrow e^- + p + \pi_0$, con π_0 **pione neutro**. In questo urto, si misura sezione d'urto, da cui si ricava Γ_{π_0} e suo tempo di vita medio a partire da $1/\Gamma_{\pi_0}$. Il π_0 decade in due fotoni: $\pi_0 \rightarrow \gamma + \gamma$.

3.1.5 Classificazione delle particelle

Sono raggruppate a seconda di come interagiscono. Le interazioni fondamentali sono **gravitazione, elettromagnetismo, forza debole e forza forte**. Elettromagnetismo e forza debole sono collegate e unificate con **forza elettrodebole**. I tre gruppi di particelle sono:

Classificazione	Simbolo	Nome	Carica (e)	Massa	Spin
Leptoni	e^-	Elettrone	-1	0.511 MeV/c ²	1/2
	e^+	Positrone	+1	0.511 MeV/c ²	1/2
	μ^-	Muone	-1	105.7 MeV/c ²	1/2
	τ^-	Tauone	-1	1776.86 MeV/c ²	1/2
	ν_e	Neutrino elettronico	0	< 2 eV/c ²	1/2
	ν_μ	Neutrino muonico	0	< 2 eV/c ²	1/2
	ν_τ	Neutrino tauonico	0	< 2 eV/c ²	1/2
Bosoni	γ	Fotone	0	0	1
	W^+, W^-	Bosone W	± 1	80.379 GeV/c ²	1
	Z^0	Bosone Z	0	91.1876 GeV/c ²	1
	g	Gluone	0	0	1
	H	Bosone di Higgs	0	125.1 GeV/c ²	0
Adroni (Barioni)	p	Protone	+1	938.27 MeV/c ²	1/2
	\bar{p}	Anti-protone	-1	938.27 MeV/c ²	1/2
	n	Neutron	0	939.57 MeV/c ²	1/2
	Λ	Lambda	0	1115.68 MeV/c ²	1/2
	Σ^+	Sigma positivo	+1	1189.37 MeV/c ²	1/2
	Σ^0	Sigma neutro	0	1192.64 MeV/c ²	1/2
	Σ^-	Sigma negativo	-1	1197.45 MeV/c ²	1/2
	Δ^{++}	Delta doppio positivo	+2	1232 MeV/c ²	3/2
Adroni (Mesoni)	π^+, π^-	Pioni	± 1	139.57 MeV/c ²	0
	π^0	Pione neutro	0	135 MeV/c ²	0
	K^+, K^-	Kaoni	± 1	493.68 MeV/c ²	0

3.1.6 Grandezze conservative negli urti

A parte le **energia, quantità di moto, momento angolare, carica elettrica**, si conservano delle grandezze additive:

- **Numero barionico:** ad ogni particella barionica si assegna un numero barionico +1, mentre per le rispettive antiparticelle il numero barionico è -1.
- **Numero leptonico:** è sempre conservato il numero leptonico totale¹, dato da numeri leptonici per ciascuna famiglia di leptoni:
 - numero leptonico elettronico: vale +1 per e^- e ν_e , -1 per le anti-particelle;

¹Per il fenomeno di **oscillazione dei neutrini**, si conserva solo il numero leptonico totale.

- numero leptonico muonico: vale +1 per μ^- e ν_μ , -1 per le rispettive anti-particelle;
- numero leptonico tauonico: vale +1 per τ^- e ν_τ , -1 per le rispettive anti-particelle,

3.2 Sezioni d'urto per processi corpuscolari

Corpi incidenti saranno punti materiali, mentre i bersagli sono generici. Si definisce una regione che circonda i bersagli come **regione di interazione**: al di fuori di questa le particelle vanno di moto rettilineo uniforme. Al di fuori di tale regione, si individua un piano π ortogonale alla velocità dei proiettili.

3.2.1 Parametro di impatto e sezione d'urto per singolo proiettile

Si distingue per bersaglio puntiforme e non. Nel primo caso, si ha A incidente su B e il parametro di impatto b è la distanza che separa la direzione parallela a \vec{v}_A e la retta parallela a \vec{v}_A e passante per B.

Quando B ha dimensioni, proietta il bersaglio su π e si individua la congiungente tra la direzione su cui giace \vec{v}_A e la retta che passa per il CM di B e rimane parallela a \vec{v}_A . La congiungente si individua, allora, dandone la lunghezza b e l'angolo rispetto alla verticale ϕ .

Se b, ϕ parametri per cui si realizza lo stato finale f, si definisce

$$d^2\sigma_f = b \, db d\phi \Rightarrow \sigma_f = \int_b \, db d\phi \quad (3.2.1)$$

che è l'elemento di superficie su π individuato variando b, ϕ tali che si realizza ancora f.

3.2.2 Sezione d'urto per densità di particelle su singolo bersaglio

Per densità di particelle n_A uniforme in un certo volume ΔV , con velocità \vec{v}_A . Si definisce **densità di particelle** $\vec{j}_A = n_A \vec{v}_A$.

Per un certo numero di urti, si verifica stato finale f per $\frac{dN_f}{dt}$ volte per unità di tempo; si definisce, allora:

$$\sigma_f = \frac{\frac{dN_f}{dt}}{|\vec{j}_A|} \quad (3.2.2)$$

3.2.3 Sezione d'urto per flussi di particelle che si scontrano

Ci si mette in S.R. in densità \vec{j}_B in quiete, per cui si considera velocità relativa $\vec{v}_{rel} = \vec{v}_A - \vec{v}_B$. Se in un volume ΔV , n_A, n_B sono uniformi e si verifica $\frac{dN_f}{dt}$ volte per unità di tempo lo stato f, si deve avere:

$$\frac{dN_f}{dt} = |\vec{j}_A| \sigma_f \cdot n_B \Delta V = n_A |\vec{v}_{rel}| \sigma_f \cdot n_B \Delta V \Rightarrow \frac{dn_f}{dt} \equiv \frac{d}{dt} \frac{N_f}{\Delta V} = n_A n_B |\vec{v}_{rel}| \sigma_f \quad (3.2.3)$$

quindi:

$$\sigma_f(v_{rel}) = \frac{1}{n_A n_B v_{rel}} \frac{dn_f}{dt} \quad (3.2.4)$$

OSSERVAZIONE 3.1 — DISTRIBUZIONE DI VELOCITÀ. Se la velocità \vec{v}_{rel} non è distribuita uniformemente ma secondo $f(v_{\text{rel}})$ (tipicamente distribuzione di Boltzmann), con $\int_0^{+\infty} f(v_{\text{rel}}) dv_{\text{rel}} = 1$, si ha:

$$\frac{dn_f}{dt} = n_A n_B \int_0^{+\infty} v_{\text{rel}} \sigma_f(v_{\text{rel}}) f(v_{\text{rel}}) dv_{\text{rel}} \quad (3.2.5)$$

3.2.4 Sezione d'urto per flusso di particelle su lamina bersaglio

Si considera densità di particelle n_A incidente su una lamina di spessore Δx e sezione ΔS che contiene bersagli puntiformi con densità n_B .

Fascio di proiettili con $\vec{j}_A = n_A \vec{v}_A$ (con flusso $\Phi_A = |\vec{j}_A| \Delta S$) realizza stato f un numero di volte per unità di tempo dato da eq. 3.2.3:

$$\frac{dN_f}{dt} = n_B \Delta V j_A \sigma_f = n_B \Delta S \Delta x j_A \sigma_f = \Phi_A n_s \sigma_f = \Phi_A P_f \quad (3.2.6)$$

con $n_s = n_b \Delta x$ densità superficiale di bersagli e $P_f = n_s \sigma_f$ probabilità di riprodurre f per singolo proiettile.

Per certi valori, si ottiene $P_f > 1$, non contando che la probabilità complessiva di interazione è $P_{\text{tot}} = \sum_f P_f = \sum_f n_s \sigma_f = n_s \sigma_{\text{tot}}$.

Allora eq. 3.2.6 è valida solo nel limite di "lamina sottile"¹ per cui $P_{\text{tot}} = n_b \Delta x \sigma_{\text{tot}} \ll 1$, ossia $\Delta x \ll \ell = 1/(n_b \sigma_{\text{tot}})$. Questa è detta **lunghezza di estinzione** del fascio di proiettili.

Nel caso di lamina non-sottile, per tenere in considerazione la variazione di $\Phi_A(x)$, la si divide in spessori di lunghezza dx e per ciascuno di questi la probabilità di interazione è $dP_{\text{int}} = \frac{dx}{\ell}$. Se $P(x)$ probabilità di non-interazione dopo aver attraversato spessore x (con $P(0) = 1$), si ha:

$$P(x + dx) = P(x)(1 - dP_{\text{int}}) = P(x) \left(1 - \frac{dx}{\ell}\right) \Rightarrow \frac{dP}{dx} = -\frac{P}{\ell} \quad (3.2.7)$$

quindi $P(x) = e^{-x/\ell}$. Da questa, numero medio di proiettili che, per unità di tempo, escono da Δx senza aver interagito è:

$$\frac{dN_0}{dt} = \Phi_A(0) e^{-\Delta x / \ell} \quad (3.2.8)$$

Numero di eventi per unità di tempo nello stato f in Δx è:

$$\frac{dN_f}{dt} = \Phi_A(0) \frac{\sigma_f}{\sigma_{\text{tot}}} (1 - e^{-\Delta x / \ell}) \quad (3.2.9)$$

Si distinguono $\sigma_{\text{el,in}}$ da $\sigma_{\text{el,out}}$ perché potrebbero esserci urti elastici che, rispettivamente, non modificano o modificano la traiettoria delle particelle, facendole uscire dal flusso; in questo senso:

$$\sigma_{\text{tot}} \equiv \sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{el,out}} + \sum_{\text{inelastici}} \sigma_f \quad (3.2.10)$$

con σ_{ext} **sezione d'urto d'estinzione** (si rinomina quella totale).

OSSERVAZIONE 3.2 — CONCENTRAZIONE SOSTANZA MONOMOLECOLARE. Per sostanza monomolecolare di massa M , in volume V , di densità di massa ρ , densità di molecole n , con molecole di peso atomico A vale:

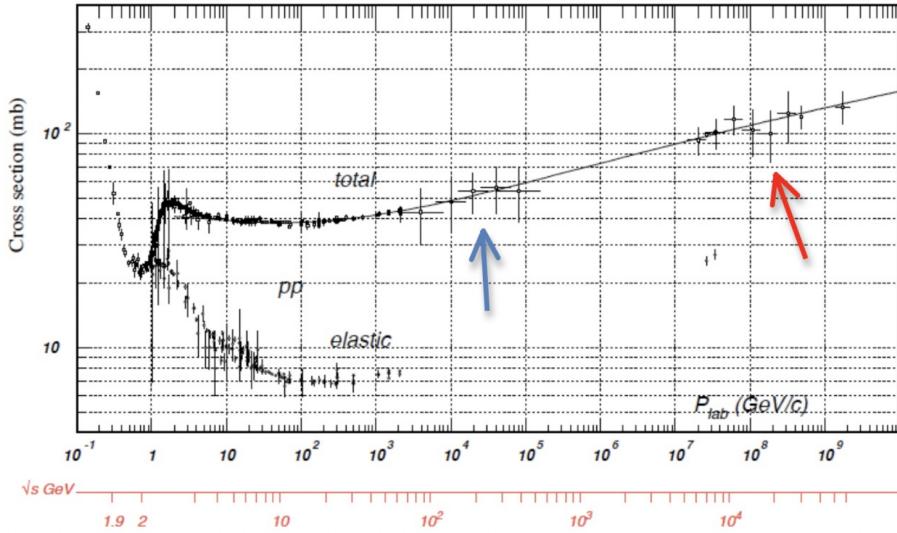
$$n = \frac{1}{V} \frac{M}{M_{\text{mole}}} N_{\text{av}} = N_{\text{av}} \frac{\rho}{M_{\text{mole}}} \quad (3.2.11)$$

con $N_{\text{av}} \approx 6 \cdot 10^{23}$ numero di Avogadro e M_{mole} massa di una mole di sostanza, dato da A espresso in grammi.

¹Questo perché a circa ogni interazione, le particelle vengono deviate via dal flusso, diminuendo Φ_A man mano che le particelle avanzano nell'interno della lamina.

3.2.5 Sezione d'urto per interazione forte

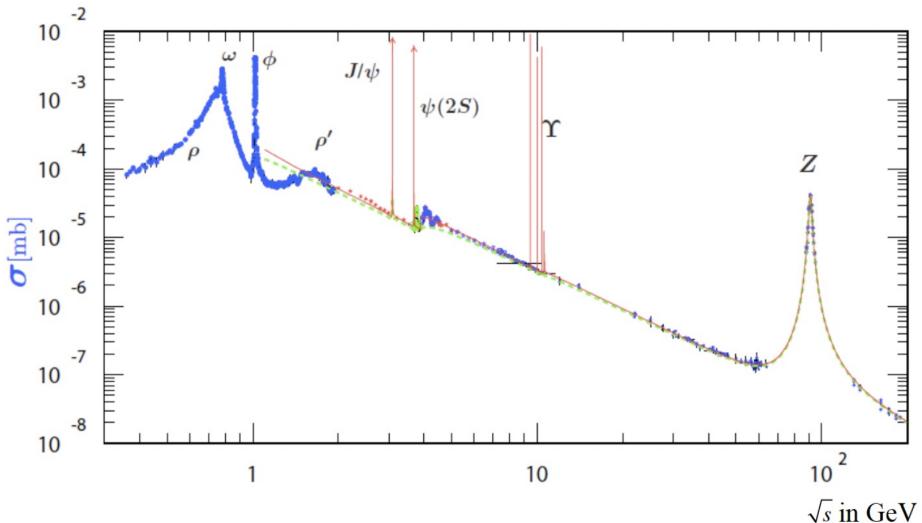
Protoni (come altri adroni) interagiscono tramite interazione forte, il cui raggio di azione, o **raggio di interazione** è ~ 1 fm. In figura, si osserva σ_{tot} per processo $p + p$:



Inizialmente, per energie $\lesssim 2$ GeV, $\sigma_{\text{tot}} \simeq \sigma_{\text{el}}$; ad energie più alte, si iniziano a sviluppare processi inelastici come produzione di particelle come pioni, ad esempio in $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$. σ_{el} non va mai a zero per teorema ottico.

3.2.6 Sezione d'urto per interazione elettrodebole

Si studia sezione d'urto di $e^+ + e^- \rightarrow$ adroni, in funzione di energia \sqrt{s} nel CM. In figura, si osservano diversi picchi, relativi a stati risonanti:



Queste risonanze sono sintomo della proprietà ondulatoria delle particelle; in corrispondenza di queste, si può approssimare la sezione d'urto con una Breit-Wigner.

In questa figura, la componente elettromagnetica è responsabile di decrescita $\sim 1/s$, mentre la componente debole che contribuisce alle risonanze, come alla Z .

3.2.7 Sezione d'urto per interazione debole

Si considera la sezione d'urto per i processi $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$ o $\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X$, dove N è un nucleone (protone o neutrone) mentre X è una serie di particelle che non interessa specificare.

Questo processo è detto di corrente debole carica perché numero leptonico è invariato, ma cambia la carica del leptone.

Sezioni d'urto per entrambi i processi, sopra un valore di soglia E_{thr} , hanno andamento lineare; per $\sigma_{\nu_\mu} \simeq (7 \text{ fb}) E_{\nu_\mu}$ (GeV)¹, mentre $\sigma_{\bar{\nu}_\mu} \simeq (3.5 \text{ fb}) E_{\bar{\nu}_\mu}$ (GeV). Incertezze su sezione d'urto diminuiscono con aumento energia perché aumenta la sezione d'urto e ci sono più interazioni possibili.

3.2.8 Sezione d'urto Rutherford

Urto fra particelle $\alpha \equiv {}_2^4\text{He}_2^{++}$ a vel. \vec{v}_0 su nucleo atomico assunto puntiforme e con massa tale da renderlo bersaglio fisso.

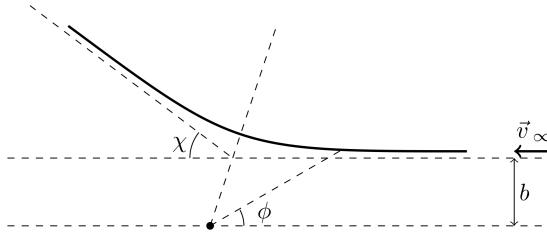


Figura 1: Da ∞ arriva particella $\alpha (ze)$; nel punto nero, è presente nucleone Ze .

Si assume $|\vec{v}_\infty| = |\vec{v}_f|$, con \vec{v}_f velocità finale, e il processo è non-relativistico perché $m_\alpha \approx 4 \text{ GeV}$ e si inviano con $K_\alpha \approx 10 \text{ MeV}$. Se m_α massa part. α , la variazione di quantità di moto è:

$$\Delta p = |\Delta \vec{p}| = \sqrt{(m \vec{v}_f - m \vec{v}_i)^2} = m \sqrt{2v_0^2 - 2\vec{v}_0 \cdot \vec{v}_f} = \sqrt{2v_0^2 - 2v_0^2 \cos \chi} = 2mv_0 \sin \frac{\chi}{2}$$

Sezione d'urto in funzione del parametro d'impatto b , per eq. 3.2.1, è:

$$d^2\sigma = b db d\phi \Rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d^2\sigma}{d \cos \chi d\phi} = \frac{b db d\phi}{d \cos \chi d\phi} = b \frac{db}{d \cos \chi} = -\frac{b}{\sin \chi} \frac{db}{d\chi}$$

Si cerca relazione tra b e χ . Su α agisce forza di Coulomb \vec{F} generata da Ze , scomponibile in $\vec{F} = \vec{F}_\perp + \vec{F}_\parallel$, ma solo \vec{F}_\perp , con $F_\perp = F \cos \beta$, contribuisce a Δp ². Allora:

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{F}_\perp| dt = \int_{-\infty}^{+\infty} F \cos \beta dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \beta dt$$

Conservazione momento angolare: $L_{z,i} = mv_0 b$, $L_{z,f} = m(\vec{r} \times \vec{v}_f)_z = mr^2 \frac{d\beta}{dt} \Rightarrow v_0 b dt = r^2 d\beta$:

$$\Delta p = \int_{\beta_{\min}}^{\beta_{\max}} \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \beta \frac{r^2}{v_0 b} d\beta = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 b v_0} [\sin \beta]_{\beta_{\min}}^{\beta_{\max}}$$

Dalla figura, si vede che $\beta_{\max} - (-\beta_{\max}) + \chi = \pi \Rightarrow \beta_{\max} = \frac{\pi - \chi}{2}$, quindi

$$\Delta p = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 b v_0} \left(\cos \frac{\chi}{2} - \left(-\cos \frac{\chi}{2} \right) \right) = \frac{zZe^2}{2\pi\epsilon_0 b v_0} \cos \frac{\chi}{2}$$

All'inizio si è trovato $\Delta p = 2mv_0 \sin(\chi/2)$; eguagliando le due:

¹L'unità fb sta per femtobarn.

²Si è assunto che la velocità non cambi in modulo, quindi non ci possono essere forze parallele alla traiettoria di α .

$$b(\chi) = \frac{d}{2} \cot \frac{\chi}{2} \quad (3.2.12)$$

con

$$d = \frac{\hbar c}{\hbar c} \frac{zZe^2}{4\pi\varepsilon_0(mv_0^2/2)} \equiv zZ \frac{\alpha\hbar c}{T}, \quad T = \frac{1}{2}mv_0^2$$

dove $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx 1/137$ è la **costante di struttura fine**. La sezione d'urto, allora, è:

$$\frac{d\sigma_{\text{ruth}}}{d\Omega}(\chi, T) = -\frac{b}{\sin \chi} \frac{db}{d\chi} = \frac{(zZ\alpha\hbar c)^2}{16} \frac{1}{T^2} \frac{1}{\sin^4 \frac{\chi}{2}} \quad (3.2.13)$$

Approssimazione valida per corpi puntiformi e interazione Coulombiana. Aumentando χ, T , non è più valida perché prevale la forza nucleare forte; ad esempio per ${}^4\text{He}^{++} + {}^{206}\text{Pb}$ ¹ non vale per $T \simeq 26 \text{ MeV}$, $\chi \simeq 60^\circ$.

L'interazione forte è agisce su scala del fm, quindi si può dire che se il parametro di impatto di α e N è maggiore di $R_\alpha + R_N$ (raggi atomici), si può trascurare. La distanza minima di avvicinamento $x = R_\alpha + R_N$ è ottenibile dalle conservazioni:

$$\begin{cases} mv_0 b = mxv \Rightarrow v = v_0 \cdot b/x \\ T + 0 = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{zZe^2}{4\pi\varepsilon_0 x} \end{cases} \Rightarrow T = \frac{1}{2}mv_0^2 \frac{b^2}{x^2} + \frac{zZe^2}{4\pi\varepsilon_0 x} \quad (3.2.14)$$

$$\Rightarrow x^2 - xd - b^2 = 0 \Rightarrow x = \frac{d}{2} \left(1 + \frac{1}{\sin \frac{\chi}{2}} \right)$$

Sezione d'urto Rutherford σ_{ruth} va a infinito; integrando in $d\Omega$ sez. d'urto differenziale, per $\chi \ll 1$ si approssima come d^2/χ^4 , quindi diverge. Per risolverlo, si deve limitare χ con χ_{\min} .

Questo si può fare individuando χ_{\min} come l'angolo minore misurabile sperimentalmente per questioni di precisione sulla strumentazione, oppure teoricamente imponendo $\exists b_{\max} : b < b_{\max} \equiv r_{\text{atomico}} \Rightarrow \exists \chi_{\min}$ da $b = \frac{d}{2} \cot \frac{\chi}{2}$.

3.2.9 Sezione d'urto Mott

Per sezione d'urto Rutherford si è assunto: non-relativistica, proiettili puntiformi, solo interazione coulombiana, bersaglio con $M \rightarrow \infty$. Per $z = 1$ (elettrone come proiettile): $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{ruth}} = \left(\frac{Z\alpha\hbar c}{4T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$.

- La correzione per oggetti **non-puntiformi** si ottiene moltiplicando per fattore di forma.
- La correzione **relativistica** si ha esplicitando $|\vec{p}||\vec{v}|$ per utilizzare la definizione relativistica $|\vec{p}| = m\gamma|\vec{v}|$:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{ruth}} = \left(\frac{Z\alpha\hbar c}{4T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} = \left(\frac{Z\alpha\hbar c}{4 \frac{1}{2}mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} = \left(\frac{Z\alpha\hbar c}{2|\vec{p}||\vec{v}|} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \quad (3.2.15)$$

- La correzione $M < \infty$ e **comprensiva di spin** restituisce la **sezione d'urto Mott**:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{mott}} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{ruth}} \frac{1 - \beta^2 \sin^2 \theta/2}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \theta/2} \quad (3.2.16)$$

dove il numeratore è la correzione per lo spin e il denominatore per massa finita.

¹Qua si intende un nucleo di piombo, che ha 82 protoni, quindi è difficile indicare che è ionizzato :).

3.2.10 Sezione d'urto Rosenbluth

Si ottiene dalla sezione d'urto Mott per **correzione con momento magnetico**:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{ros}} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{mott}} (A + B \tan \theta^2 / 2) \quad (3.2.17)$$

3.2.11 Esperimento di Hofstadter

→ Misura fattore di forma del protone da scattering con elettrone. Sperimentalmente, si misurerà:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{ros}} |F(\theta)|^2$$

da cui si ricava $|F(\theta)|^2$. In realtà, si misura $\frac{d\sigma}{d|t|}$ con t seconda variabile di Mandelstam.

Per scattering elastico di e^- su p , con θ angolo di scattering di e^- , indicando $p_e = (E, \vec{p})$ prima dell'urto e $p'_e = (E', \vec{p}')$ dopo, si ha $E' = E$ e $|\vec{p}| = |\vec{p}'|$ nel centro di massa, quindi:

$$t \equiv (p - p')^2 = -(\vec{p} - \vec{p}')^2 = -p^2 - p'^2 + 2\vec{p} \cdot \vec{p}' = -2p^2(1 - \cos \theta) = -4p^2 \sin^2 \theta / 2$$

In unità naturali, in assunzione $M \rightarrow \infty$ e $\beta \rightarrow 1$:

$$\frac{d\sigma_{\text{mott}}}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2}{4|\vec{p}|^2 |\vec{v}|^2} \frac{1 - \beta^2 \sin^2 \theta / 2}{\sin^4 \theta / 2} \simeq \frac{Z^2 \alpha^2}{4p^2 v^2} \frac{1 - \sin^2 \theta / 2}{\sin^4 \theta / 2}$$

Integrando questa rispetto a φ^1 e riscrivendo i seni usando $|t| = 4p^2 \sin^2 \theta / 2$:

$$\frac{d\sigma_{\text{mott}}}{d|t|} = \frac{4\pi Z^2 \alpha^2}{t^2} \left(1 - \frac{|t|}{4p^2} \right) \sim \frac{1}{t^2}$$

Per particelle non-puntiformi, si deve moltiplicare la sezione d'urto per modulo quadro del fattore di forma; da questa si ottiene sezione d'urto Rosenbluth moltiplicando per l'apposito fattore.

3.2.12 Fattore di forma e raggio quadratico medio

Se \vec{q} impulso trasferito e $|\vec{q}|a \ll 1^2$, con a dimensione caratteristica del bersaglio, si approssima il fattore di forma come:

$$\begin{aligned} F(\vec{q}) &= \frac{\iiint_V \rho(\vec{r}) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} dV}{\iiint_V \rho(\vec{r}) dV} = \frac{\iiint_V \rho(r) e^{-iqr \cos \beta} r^2 dr d(\cos \beta) d\alpha}{\iiint_V \rho(r) r^2 dr d(\cos \beta) d\alpha} \\ &\simeq \frac{\iint \rho(r) \left[1 - iq r \cos \beta - \frac{q^2}{2} r^2 \cos^2 \beta + \dots \right] r^2 dr d(\cos \beta)}{\iint \rho(r) r^2 dr d(\cos \beta)} = \frac{\int \rho(r) \left[\cos \beta - \frac{q^2 r^2}{2} \cos^3 \beta \right]_{-1}^{+1} r^2 dr}{2 \int \rho(r) r^2 dr} \\ &= \frac{\int \rho(r) \left[2 - \frac{q^2 r^2}{3} \right] r^2 dr}{2 \int \rho(r) r^2 dr} = 1 - \frac{q^2}{6} \frac{\int \rho(r) r^4 dr}{\int \rho(r) r^2 dr} \equiv 1 - \frac{q^2}{6} \langle r^2 \rangle + \dots \end{aligned}$$

dove per lo sviluppo, si è usato $qr \ll 1$ e si è definito il **raggio quadratico medio** $\langle r^2 \rangle$.

¹Questa integrazione è responsabile per il fattore 2π .

²Questa ha senso perché si sottintende che q sia dato dalla differenza dei vettori d'onda delle particelle e non direttamente dagli impulsi.

3.3 I nuclei atomici

3.3.1 Caratterizzazione

Caratterizzati da:

- massa;
- carica elettrica;
- spin;
- momento magnetico;
- momento di quadrupolo elettrico.

Formato da $A = N + Z$, dove N numero neutroni e Z numero protoni. Diversi tipi di nuclei:

- **isobari**: hanno stesso A , ma diverso N, Z diversi, come ${}^3_1\text{H}_2$ isobaro di ${}^3_2\text{He}_1$;
- **isotopi** hanno stesso Z , con A, N diversi, ad esempio ${}^3_1\text{H}_2$ isotopo di ${}^2_1\text{H}_1$;
- **isotoni** hanno stesso N , ma A, Z diversi, ad esempio ${}^3_1\text{H}_2$ isotono di ${}^4_2\text{He}_2$.

3.3.2 Modello a goccia del nucleo

Per nucleo $A \geq 4$, il raggio è dato da:

$$R_A = r_0 A^{1/3} + r_{\text{skin}}, \quad r_0 \approx 1.25 \text{ fm}, \quad r_{\text{skin}} \approx 2 \text{ fm} \quad (3.3.1)$$

Si basa su modello a goccia del nucleo, secondo cui i suoi costituenti si distribuiscono cercando di ottenere una forma sferica approssimativamente piena, cioè volume occupato è $\frac{4}{3}\pi r^3 = V_{\text{nucl}} \equiv AV_1$ ¹. Da questo, si ha $r \propto A^{1/3}$ con r_0 coeff. di proporzionalità.

Quanto a r_{skin} , si ottiene da correzione dovuta a impossibilità, per principio di esclusione, di distribuire costituenti in volume sferico e solitamente è tenuta in considerazione in nuclei "pesanti".

3.3.3 Forze nucleari

I nuclei non possono essere tenuti insieme da interazione Coulombiana e per forza nucleare si attende una componente attrattiva. Se esistesse solo componente attrattiva, i nuclei collaserebbero, quindi necessaria parte repulsiva. Si può creare modello approssimato a buca di potenziale come:

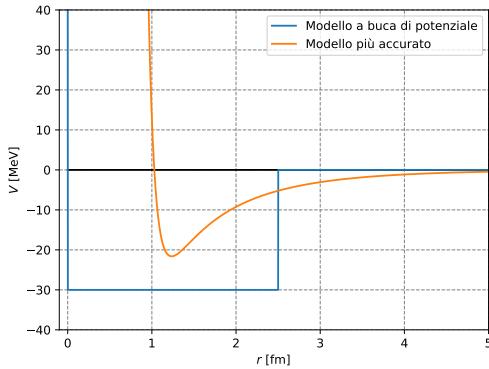
$$V(r) = \begin{cases} \infty & , r = 0 \\ -30 & , 0 < r \lesssim 2.5 \\ 0 & , r \gtrsim 2.5 \end{cases} \quad (3.3.2)$$

Altrimenti un modello più realistico è:

$$V(r) = \frac{A}{r^{12}} - B \frac{e^{-\mu r}}{r}, \quad \mu \approx 0.7 \text{ fm}^{-1} \quad (3.3.3)$$

dove μ parametro di Yukawa.

¹ V_1 è il volume del singolo costituente del nucleo.



3.3.4 Masse dei nuclei

Misurazione tramite spettrometro di massa. Si basa sull'accelerazione di ioni prodotti da una certa sorgente tramite differenza di potenziale ΔV ; questi passano attraverso una fenditura per collimare il raggio con velocità data da $\frac{1}{2}mv^2 = q\Delta V$ per entrare in regione in cui sono presenti campo elettrico e magnetico. Questi si posso prendere tali che $\vec{F}_L = q\vec{E}_v + q\vec{v} \times \vec{B}_v = 0 \Rightarrow v = E/B$ (selettore di velocità). Dopo un'altra collimazione, si entra in regione con solo campo magnetico dove le cariche sono in moto circolare uniforme $m\frac{v^2}{R} = qvB \Rightarrow R = \frac{mv}{qB}$, da cui si misura massa nota R (con rivelatore che individua dove arrivano le particelle).

Per massa dei nuclei si riporta spesso massa atomica; per esprimelerla, si definiscono:

- B_i^e energia di legame dell' i -esimo e^- in un atomo, con $i = 1, \dots, Z$;
- $B_{A,Z}$ energia di legame dei nucleoni nel nucleo;
- m_u unità di massa atomica $\equiv \frac{1}{12}M_{^{12}\text{C}}$.

Massa atomica è¹:

$$M_{A,Z}^{\text{at}} = M_{A,Z}^{\text{nuc}} + Zm_e - \sum_{i=1}^Z B_i^e \approx M_{A,Z}^{\text{nuc}} + Zm_e = Zm_p + Nm_n - B_{A,Z} + Zm_e \quad (3.3.4)$$

$$\approx ZM_H^{\text{at}} + Nm_n - B_{A,Z}$$

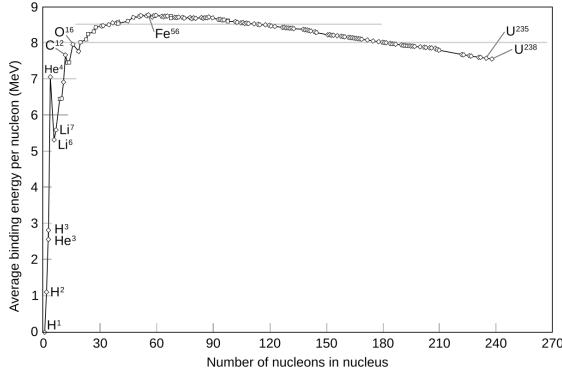
perché spesso energie elettroni risultano trascurabili. Alcuni valori numerici:

- trascurando energia di legame: $M_{\text{at}}^H \approx m_e + m_p = 938.783 \text{ MeV}/c^2$;
- $m_p = 938.272 \text{ MeV}/c^2$;
- $m_n = 939.565 \text{ MeV}/c^2$;
- $m_n - m_p = 1.293 \text{ MeV}/c^2$;
- $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$.

3.3.5 Energia di legame dei nucleoni

Si cerca andamento $B_{A,Z}/A$ in funzione di A (energia media per nucleone in funzione del numero di nucleoni). Questa curva ha massimo per $A = 56$, che corrisponde al ferro, quindi è l'elemento più stabile.

¹L'energia di legame è energia per separare il legame, data da massa totale del sistema (quindi energia totale del sistema) a cui si toglie la massa dei singoli costituenti, motivo per cui è presente. All'ultimo passaggio, si trascurano 13.6 eV dell'energia di legame dell'atomo di idrogeno.



Per la maggior parte degli elementi, $B_{A,Z}/A$ vale ≈ 8 MeV, quindi proporzionale a costante $\Rightarrow B_{A,Z} \propto A$, quindi più nucleoni, maggiore è energia, quindi la forza nucleare è una forza a **corto raggio**. Contrariamente, forza elettromagnetica è a lungo raggio $B \sim Z^2$.

OSSERVAZIONE 3.3. Dall'andamento di $B_{A,Z}$ è possibile produrre energia da destra verso sinistra (fissione nucleare) o da sinistra verso destra (fusione nucleare).

Si definisce **difetto di massa**

$$\Delta_{A,Z} = M_{A,Z} - A m_u \quad (3.3.5)$$

Rappresenta differenza tra massa del nucleo e massa del nucleo come calcolata se energia media per nucleone fosse quella del carbonio-12.

Da questa definizione, visto che $M_{A,Z} \approx Z M_H^{at} + N m_n - B_{A,Z} = A m_u + \Delta_{A,Z}$, allora:

$$\begin{aligned} B_{A,Z} &\approx Z M_H^{at} + N m_n - A m_u - \Delta_{A,Z} = Z(m_p + m_e - m_u) + N(m_n - m_u) \\ &\approx (7.29 \text{ MeV}) \cdot Z + (8.07 \text{ MeV}) \cdot N - \Delta_{A,Z} \end{aligned} \quad (3.3.6)$$

Dal modello a goccia si ricava **formula semi-empirica di massa**, composta da diversi termini. Il primo si ottiene per il contributo della forza forte sviluppata tra ogni nucleone che viene a contatto, ciascuno dei quali contribuisce per 2 MeV; si trova $B_{A,Z} \approx a_V A$, con $a_V \approx 12 \text{ MeV}^1$ perché in configurazione di massimo impacchettamento, un nucleone viene in contatto con altri 12. Risulta in accordo con valore sperimentale di $a_V \approx 15.5 \text{ MeV}$.

La prima correzione è dovuta al fatto che nucleoni al bordo non toccano altri nucleoni su ogni lato, quindi si toglie termine proporzionale alla superficie: $B_{A,Z} \approx a_V A - a_S A^{2/3}$; sperimentalmente $a_S \approx 16.8 \text{ MeV}$.

Si considera repulsione Coulombiana che porta termine proporzionale a Z^2 (carica del nucleo) e inversamente proporzionale al raggio (a sua volta proporzionale a $A^{1/3}$): $B_{A,Z} \approx a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}}$. Costante ottenuta da energia di sfera uniformemente carica con carica totale Ze e raggio $R_A \approx r_0 A^{1/3}$:

$$\frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 R_A} = \frac{3}{5} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \frac{\alpha\hbar c}{r_0} \approx -(0.69 \text{ MeV}) \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

in accordo con $a_C \approx 0.72 \text{ MeV}$. Ci sono **altre correzioni** dovute a effetti quantistici: un termine di simmetria $\propto a_{sym}$ dovuto al fatto che i nucleoni sono fermioni e per questi vale principio di esclusione di Pauli, quindi più pesanti sono nuclei più stati a maggiore energia sono riempiti \Rightarrow aumento energia del sistema; allora il termine penalizza stati con grandi differenze di numero tra neutroni e protoni perché quelli più presenti non avrebbero sufficiente controparte con cui interagire tramite interazione forte, cosa che aumenta energia cinetica. Infine è presente

¹Il risultato va diviso per 2 per non contare la stessa coppia due volte.

un termine di pairing che aggiunge stabilità al sistema quando Z, N^1 sono entrambi pari e la rimuove quando sono entrambi dispari, mentre vale 0 quando $A = Z + N$ è dispari (uno pari, l'altro dispari). Questo è motivato dal fatto che coppie di nucleoni possono riempire stesso stato energetico (dovendo obbedire al principio di esclusione) e rende configurazione finale più stabile. Complessivamente:

$$B_{A,Z} = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{\text{sym}} \frac{(Z-N)^2}{A} + \delta_{\text{pair}} \quad (3.3.7)$$

con²

$$\delta_{\text{pair}} = \begin{cases} \pm a_\delta A^{-3/4} & , \text{ } N, Z \text{ pari/dispari} \\ 0 & , \text{ } A \text{ dispari} \end{cases}, \text{ } a_\delta \approx 34 \text{ MeV} \quad (3.3.8)$$

3.3.6 Energia di separazione

Energia necessaria per separare nucleone dal nucleo; definita, rispettivamente per protone e neutrone, come:

$$\begin{aligned} S_p(\frac{A}{Z}X) &= \left[m\left(\frac{A-1}{Z-1}X\right) + m(^1H) - m\left(\frac{A}{Z}X\right) \right] c^2 \\ S_n(\frac{A}{Z}X) &= \left[m\left(\frac{A-1}{Z}X\right) + m_n - m\left(\frac{A}{Z}X\right) \right] c^2 \end{aligned} \quad (3.3.9)$$

OSSERVAZIONE 3.4. Non esistono nuclei stabili con $A = 5, A = 8$: per $A = 5$ si ha ${}^5\text{Li}$ e ${}^5\text{He}$ che, rispettivamente, hanno $S_p < 0, S_n < 0$; per $A = 8$ si ha ${}^8\text{Be}$ con $m({}^8\text{Be}) > 2m({}^4\text{He})$, quindi decade rapidamente in 2α .

3.4 Decadimenti nucleari

3.4.1 Introduzione

Ogni nucleo che decade rispetta la **legge di decadimento radioattivo**:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (3.4.1)$$

con N numero di atomi/nuclei del campione e λ **costante di decadimento**. Si definisce **larghezza totale di decadimento** $\Lambda = \hbar\lambda$.

L'**attività** di una sorgente è il numero di decadimenti per unità di tempo; si misura in Bequerel (1 Bq = 1 decadimento/s).

La legge di decadimento radioattivo restituisce numero di atomi/nuclei nel tempo:

$$N(t) = N_0 e^{-t\lambda} \equiv N_0 e^{-t/\tau}, \tau = \frac{1}{\lambda} \quad (3.4.2)$$

con τ **vita media**. Si definisce **tempo di dimezzamento**:

$$\tau_{1/2} : N(\tau_{1/2}) = \frac{N_0}{2} \Rightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2 \approx 0.693\tau \quad (3.4.3)$$

¹Numero di protoni e neutroni rispettivamente.

²Il valore di a_δ dipende dalla parametrizzazione, non è univoco.

3.4.2 Tipi di decadimento

Si distinguono:

- decadimento β^- : nel nucleo $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, quindi ${}^A_Z X \rightarrow {}^{Z+1}_{Z+1} Y_{N-1}^+ + e^- + \bar{\nu}_e$;
- decadimento β^+ : nel nucleo $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ¹, quindi ${}^A_Z X \rightarrow {}^{Z-1}_{Z-1} Y_{N+1}^- + e^+ + \nu_e$;
- cattura elettronica: nel nucleo $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, quindi $e^- + {}^A_Z X \rightarrow {}^{Z-1}_{Z-1} Y_{N+1}^- + \nu_e$;
- transizione isomerica: nucleo in stato eccitato² decade a energia più bassa ${}^A_Z X^* \rightarrow {}^A_Z X + \gamma$;
- n-decay: ${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_Z Y_{N-1} + n$;
- p-decay: ${}^A_Z X_N \rightarrow {}^{Z-1}_{Z-1} Y_N + p$;
- decadimento α : ${}^A_Z X_N \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y_{N-2} + \alpha$.
- fissione nucleare: ${}^A_Z X_N \rightarrow {}^{A_1}_{Z_1} X_{1N_1} + {}^{A_2}_{Z_2} X_{2N_2} + N_3$, con $A = A_1 + A_2$, $Z = Z_1 + Z_2$, $N = N_1 + N_2 + N_3$;
- doppio decadimento β : ${}^A_Z X_N \rightarrow {}^{Z+2}_{Z+2} Y_{N-2}^{++} + e^- + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e$;
- triplo decadimento α ;
- decadimenti β seguiti da decadimento p, n o α .

3.4.3 Decadimento β e termine di pairing

Si considera nucleo $M_{A,Z}^{\text{at}} = ZM_H^{\text{at}} + Nm_n - B_{A,Z}$; sostituendo espressione $B_{A,Z}$ formula semi-empirica di massa ad A costante (si studiano nuclei isobari):

$$M_{A,Z} = \text{cost}(A) + Z(M_H^{\text{at}} - m_n) + a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_{\text{sym}} \frac{(N-Z)^2}{A} - \delta_{\text{pair}}$$

Se A dispari si ha una sola parabola; se A pari, invece, si possono avere N, Z pari $\Rightarrow \delta > 0$, oppure N, Z dispari $\Rightarrow \delta < 0$.

Nel primo caso, gli elementi più in alto nella parabola tenderanno a decadere, tramite decadimenti β (β^- da sinistra e β^+ da destra) all'elemento più vicino al minimo della parabola.

Nel secondo caso, cosa simile ma si possono verificare doppi decadimenti β e, sotto alcune condizioni³, si possono verificare decadimenti da una parabola all'altra. In questo caso, si verificano doppi decadimenti β perché elementi si dispongono alternativamente sulle due parabole e due elementi sulla stessa distano di un 2 per il termine di pairing.

3.4.4 Produzione di stati eccitati ed effetto Mössbauer

L'effetto Mössbauer consiste nell'emissione di raggi γ da un nucleo e dal conseguente assorbimento di questi da parte di un altro nucleo. L'emissione di γ da nucleo può avvenire come ${}^A_Z X_N^* \rightarrow {}^A_Z X_N + \gamma$ oppure con

$${}^A_Z X_N^{**} \rightarrow \begin{cases} {}^A_Z X_N^* + \gamma \\ {}^A_Z X_N + \gamma \end{cases}$$

¹Questa reazione può avvenire solo nel nucleo e non nel vuoto.

²Indicato con *.

³La reazione deve risultare conveniente dal punto di vista energetico e possibile dal punto di vista quantistico per il momento angolare del nucleo in cui decadrebbero (visto che questo si deve conservare). Quando salti da una parabola all'altra non sono consentiti, si verificano dei doppi decadimenti β .

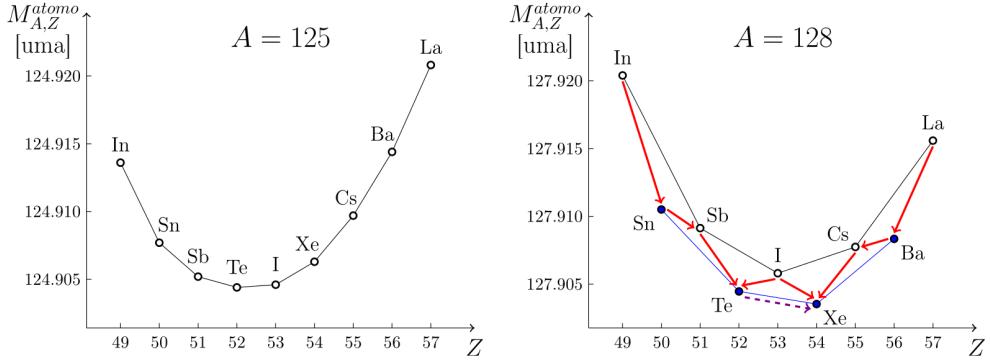
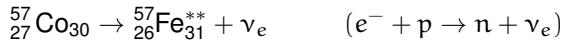


Figura B.5: Dipendenza da \$Z\$ delle masse atomiche per \$A = 125\$ (dispari) e \$A = 128\$ pari. Nel caso \$A = 128\$ sono anche indicate con frecce rosse i possibili decadimenti \$\beta^-\$ (freccia verso destra) e \$\beta^+\$ (freccia verso sinistra), mentre la freccia tratteggiata corrisponde ad decadimento doppio \$\beta\$.

i fotoni emessi in un caso e in un altro hanno energie diverse. La produzione di nuclei eccitati avviene in vari modi, come per decadimento \$\beta\$ o cattura elettronica:



Un'altra possibilità è tramite risonanza con \$\gamma\$ a energia pari a \$\Delta M\$; nel caso del \${}^{57}\text{Fe}\$:

$$\begin{aligned} \gamma + {}^{57}\text{Fe} &\rightarrow {}^{57}\text{Fe}^* \rightarrow {}^{57}\text{Fe} + \gamma \\ \Delta M &= M({}^{57}\text{Fe}^*) - M({}^{57}\text{Fe}) = 14.4 \text{ keV} \end{aligned}$$

Per semplicità, si considera \${}^{57}\text{Co} \rightarrow {}^{57}\text{Fe}^* \rightarrow {}^{57}\text{Fe} + \gamma\$ con fotone da \$E_0 = 14.4 \text{ keV}\$, dove \$\tau_{1/2}({}^{57}\text{Fe}^*) \approx 97 \text{ ns}\$. Allo stato eccitato corrisponde una larghezza di risonanza \$\Gamma = \hbar/\tau = \hbar \ln 2/\tau_{1/2} \approx 4.6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}\$, da cui \$\Gamma/E_0 \sim 10^{-13} \Rightarrow\$ risonanza molto stretta \$\Rightarrow E_0\$ deve essere molto precisa per tale risonanza¹, quindi molto improbabile riuscire a farla verificare.

Quando \${}^{57}\text{Fe}^*\$ torna allo stato non-eccitato tramite emissione \$\gamma\$, nel CM, l'impulso del ferro è \$\vec{p} = -\vec{p}_\gamma\$, con \$E_\gamma = |\vec{p}_\gamma| \neq E_0\$. L'energia a riposo del ferro eccitato, corrispondente a \$M^* = M + E_0\$ dove \$M\$ è la massa del ferro non-eccitato, è, per conservazione dell'energia, anche pari a \$E_\gamma + \sqrt{M^2 + p_\gamma^2} = E_\gamma + \sqrt{M^2 + p_\gamma^2}\$, quindi:

$$\begin{aligned} (M + E_0 - E_\gamma)^2 &= M^2 + p_\gamma^2 = M^2 + E_\gamma^2 \\ \Rightarrow E_\gamma &= E_0 \frac{E_0/2 + M}{E_0 + M} = E_0 \frac{1 + E_0/2M}{1 + E_0/M} \simeq E_0 \left(1 - \frac{E_0}{2M}\right) \approx E_0 - 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV} \end{aligned}$$

che cade fuori dalla larghezza \$\Gamma\$. La differenza tra \$E_0\$ ed \$E_\gamma\$ è dovuta al rinculo subito dal ferro nell'emissione di \$\gamma\$.

L'effetto Mössbauer si verifica in cristalli quando altri atomi del reticolo assumono tale rinculo e la massa al denominatore di \$E_0^2/2M\$ fa divenire il termine trascurabile. La probabilità con cui si verifica è:

$$f = \exp\left(-\frac{E_0^2/2M}{E_{\text{ph}}}\right)$$

dove \$E_{\text{ph}}\$ è una costante relativa a ciascun cristallo dovuta all'energia dei fononi. Sperimentalmente, è possibile che si verifichi per \$E_0 = 14.4 \text{ keV}\$, ma è improbabile per \$E_0 \sim 100 \text{ keV}\$, cioè per \${}^{57}\text{Fe}^{**} \rightarrow {}^{57}\text{Fe} + \gamma\$.

¹Significa che per produrre \${}^{57}\text{Fe} + \gamma \rightarrow {}^{57}\text{Fe}^*\$ è necessario che l'energia del fotone sia molto precisa.

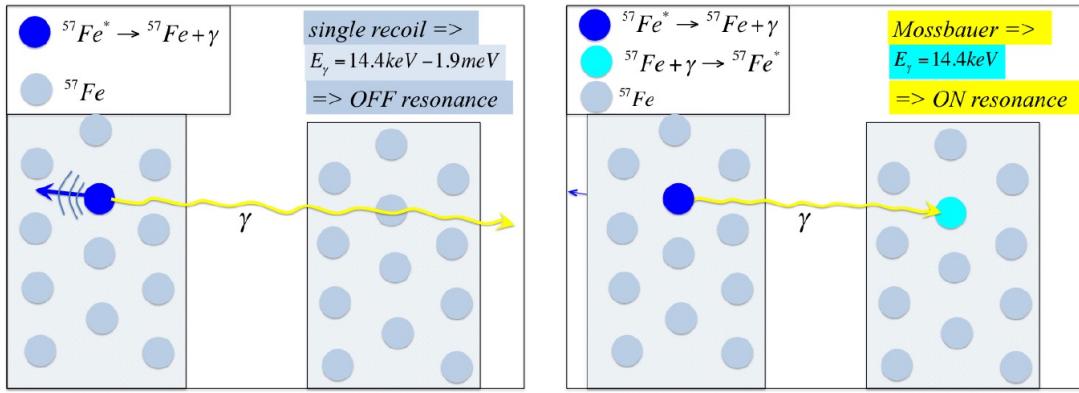


Figura 2: Schematizzazione di un decadimento senza rieccitazione a sinistra e schematizzazione di decadimento seguito da rieccitazione per effetto Mössbauer a destra.

3.4.5 Decadimento di tipo Mössbauer

Si considerano due lastre di cristallo, una sorgente montata su una base che oscilla con $v \ll c$ e una passiva che assorbe fotoni emessi dalla prima. La lastra passiva scherma un rivelatore dai fotoni provenienti da alcuni atomi di ferro eccitati $^{57}\text{Fe}^*$.

Fotoni emessi dalla sorgente sono soggetti a effetto Doppler perché la lastra è in moto: $E_\gamma \simeq (1 + \beta)E_0$ al primo ordine.

La velocità v della lastra è solitamente un'onda triangolare, quindi quando $v = 0$ e si verifica effetto Mössbauer (cioè la sorgente emette fotone a E_0 e la lastra passiva assorbe e riemette casualmente su tutto l'angolo solido) il rivelatore non osserverà niente perché è improbabile che il fotone riemesso dalla lastra passiva vada proprio sul rivelatore; contrariamente, quando v supera una certa soglia, per effetto Doppler, l'energia del fotone emesso non è tale da eccitare atomi nella lastra passiva e passa al rivelatore. Perché si osservino fotoni, il valore di soglia della velocità è dato da $\beta E_0 \gg \Gamma \Rightarrow |\vec{v}| \gg c\Gamma/E_0 \approx 10^{-4} \text{ m/s}$.

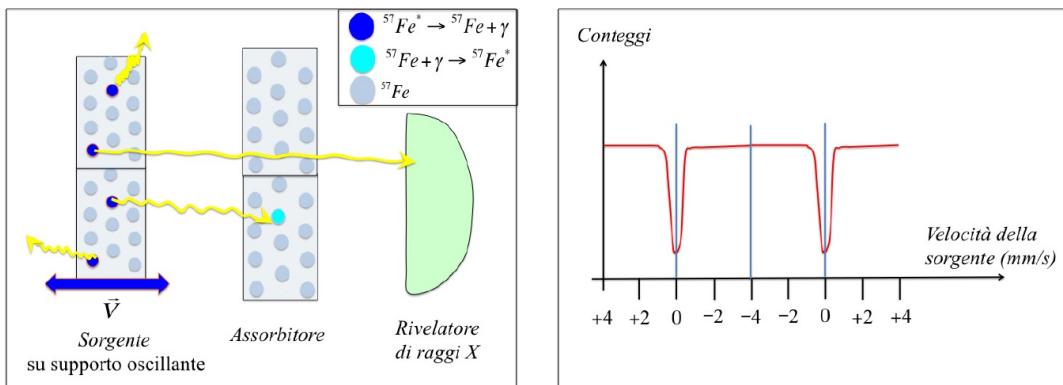


Figura 3: Apparato base per decadimento Mössbauer a sinistra e andamento dei conteggi per unità di tempo con la velocità della sorgente a destra.

4 INTERAZIONE FRA PARTICELLE CARICHE E MATERIA

4.1 Composizione spettrale

Sia \vec{E}_{irr} campo elettrico irraggiato e $\vec{r}'(t')$ posizione della carica rispetto a SR O generico. Si osserva il campo nel punto P, individuato da raggio vettore \vec{r} rispetto all'origine e con \vec{R} rispetto alla carica, cioè $\vec{r} = \vec{r}' + \vec{R}$. La carica procede con velocità $\vec{\beta}$.

Sia $\hat{n} = \vec{R}/R$ e si assume $r' \ll R, r$. La trattazione **sarà valida per bremsstrahlung, Čerenkov, radiazione di sincrotrone e decadimento β^-** . Dall'assunzione si ha:

$$R = \sqrt{(\vec{r} - \vec{r}')^2} \simeq r - \hat{n} \cdot \vec{r}'; \quad \hat{n} \simeq \hat{r}, \frac{d\hat{n}}{dt} = 0$$

Per definizione $\frac{d\vec{r}'}{dt'} = \vec{\beta}c$. Si trasforma \vec{E}_{irr} con Fourier:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{irr}}(\vec{r}, \omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_{\text{irr}}(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{qe^{i\omega t}}{4\pi\epsilon_0 c R} \frac{\hat{n} \times ((\hat{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}})}{(1 - \vec{\beta} \cdot \hat{n})^3} dt \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\omega(t'+R/c)}}{R} \frac{\hat{n} \times ((\hat{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}})}{(1 - \vec{\beta} \cdot \hat{n})^3} dt' \\ &\simeq \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\omega(t'+r/c - \hat{n} \cdot \vec{r}'/c)}}{r} \frac{\hat{n} \times ((\hat{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}})}{(1 - \vec{\beta} \cdot \hat{n})^2} dt' \end{aligned} \quad (4.1.1)$$

Si può usare identità di Parseval $\int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(\vec{r}, \omega)|^2 d\omega$ per calcolare l'energia irraggiata¹:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{d\Omega} &= \int_{-\infty}^{+\infty} r^2 |\vec{S}| dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_0 c r^2 |\vec{E}_{\text{irr}}(\vec{r}, t)|^2 dt = \frac{\epsilon_0 c r^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}_{\text{irr}}(\vec{r}, \omega)|^2 d\omega \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dI_\omega}{d\Omega} d\omega \\ &\Rightarrow \begin{cases} \frac{dI_\omega}{d\Omega} = \frac{\epsilon_0 c r^2}{2\pi} |\vec{E}_{\text{irr}}(\vec{r}, \omega)|^2 & , -\infty < \omega < +\infty \\ \frac{dI_\omega}{d\Omega} = \frac{\epsilon_0 c r^2}{\pi} |\vec{E}_{\text{irr}}(\vec{r}, \omega)|^2 & , 0 < \omega < +\infty \end{cases} \end{aligned} \quad (4.1.2)$$

dove nel caso $0 < \omega < +\infty$ compare un fattore 2 riducendo integrale da 0 a $+\infty$ essendo simmetrico. **Questo è valido in generale, nei casi riportati sopra.**

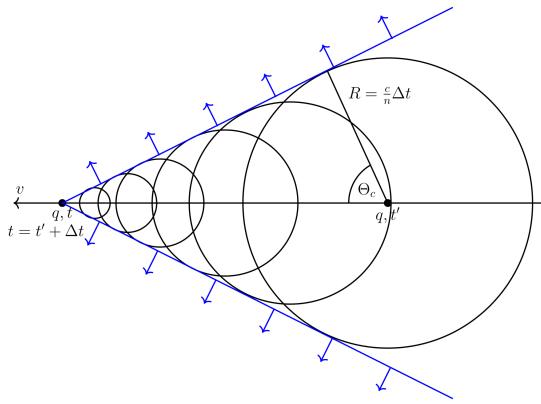
4.2 Effetto Čerenkov

→ Emissione di onde em da parte di materiale attraversato da particelle cariche a velocità v maggiori di quelle della luce nel mezzo. Per questo, il materiale deve avere $\Re\{n\} > 1$. Condizione sulla velocità della particella è $v > c/n \Rightarrow \beta > 1/n$. La necessità di questa richiesta è perché in questo modo le onde hanno modo di sovrapporsi coerentemente fra loro senza sfuggire prima che il passaggio della particella possa generarne altre.

4.2.1 Radiazioni Čerenkov

L'effetto è descritto dalla formula per l'angolo di emissione della radiazione:

¹L'ultima uguaglianza deriva dalla definizione di energia irraggiata per intervallo di frequenza I_ω .



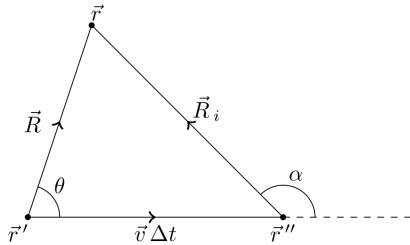
$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n(\omega)} \quad (4.2.1)$$

con θ_c **angolo Čerenkov** di emissione della radiazione. La curva di $n(\omega)$ è tale che $\exists \omega_1, \omega_2 : n(\omega_1)\beta = n(\omega_2)\beta = 1$.

Dimostrazione. Si fissa $t = 0$ da quando la particella entra nel materiale e la sua posizione a $t = 0$ si indica con O. Dopo Δt , ha percorso una distanza $v\Delta t$. La radiazione Čerenkov emessa a $t = 0$ ha percorso $\Delta t c/n$ fino a un punto H su una circonferenza. Se A è la posizione della particella dopo Δt , il triangolo formato da OA-OH-HA è tale per cui:

$$\cos \theta_c \equiv \frac{OH}{OA} = \frac{\Delta t c/n}{v\Delta t} = \frac{1}{\beta n}$$

■



Se $\vec{R} = \vec{OH} = \vec{OA} + \vec{AH} = \vec{v}\Delta t + \vec{r}$:

$$\begin{aligned} R^2 &= \beta^2 c^2 \Delta t^2 + \rho^2 + 2c\Delta t \vec{\beta} \cdot \vec{r} = \beta^2 c^2 \Delta t^2 + \rho^2 + 2\beta c \Delta t \cos \alpha \\ \Rightarrow c^2 &\left(\beta^2 - \frac{1}{n^2} \right) \left(\frac{\Delta t}{\rho} \right)^2 + 2\beta c \cos \alpha \left(\frac{\Delta t}{\rho} \right) + 1 = 0 \end{aligned}$$

Se $\beta > 1/n$ e dovendo valere $\cos \alpha < 0$, dalla richiesta

$$\frac{\Delta t}{4} = \beta^2 c^2 \cos^2 \alpha - c^2 \left(\beta^2 - \frac{1}{n^2} \right) \geq 0 \Rightarrow \beta^2 (\cos^2 \alpha - 1) + \frac{1}{n^2} \geq 0$$

si ha:

$$|\sin \alpha| \leq \frac{1}{n\beta} \quad (4.2.2)$$

Quando $|\sin \alpha| < 1/n\beta$ ci sono due soluzioni; quando vale l'uguaglianza, ce n'è una sola ed è proprio $\cos \theta_c = 1/n\beta$. Ne segue che la radiazione è emessa nel cono.

4.2.2 Formula di Frank-Tamm

Materiale di spessore dx attraversato a velocità costante $\vec{v}_i = \vec{v}_f$. La formula di Frank-Tamm restituisce distribuzione del numero di fotoni emessi per lunghezza ed energia:

$$\frac{d^2N_\gamma}{dxdE_\gamma} = z^2 \frac{\alpha}{\hbar c} \sin^2 \theta_c = z^2 \frac{\alpha}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E_\gamma/\hbar)}\right) \quad (4.2.3)$$

con $n(\omega) \equiv n(E_\gamma/\hbar)$. Da questa:

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = z^2 \frac{\alpha}{\hbar c} \int_{E_1=\hbar\omega_1}^{E_2=\hbar\omega_2} 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} dE_\gamma \quad (4.2.4)$$

Si può anche trovare l'energia persa per effetto Čerenkov:

$$\Delta E = \int_0^{\Delta x} \int_{E_1}^{E_2} z^2 \frac{\alpha}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) E_\gamma dE_\gamma \quad (4.2.5)$$

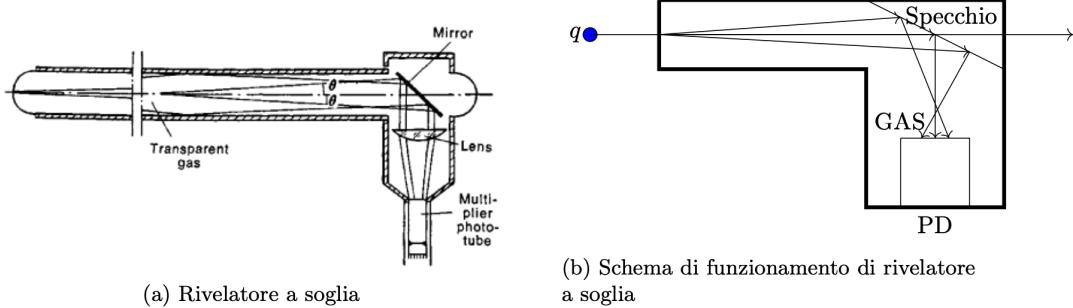
che coincide con numero di fotoni per energia del singolo fotone.

4.2.3 Rivelatori Čerenkov

Misurano N_γ e si dividono in due tipi a seconda se si misura θ_c o no.

- **A soglia.**

Si basano su tunnel di gas con $n \gtrsim 1$ (tra 1.001 e 1.010) con sistema di specchi per deflettere fotoni emessi dal passaggio della carica nel gas e inviarli su un rivelatore di fotoni che conta N_γ .



- **Rivelatori RICH (Ring Imaging Čherenkov).**

Tramite muro di fotomoltiplicatori, si rivela anello Čerenkov prodotto da una carica pasante nella materia e si misura θ_c .

- **Rivelatori DIRC (Deflection of Internal Reflected Čerenkov light).**

Al contrario dei RICH, usano radiatori con $n > 1.4$ in modo da riflettere i fotoni Čerenkov e trasmetterli, attraverso una serie di riflessioni totali, ad un materiale che aggiusta l'indice di rifrazione e li invia su fotomoltiplicatori.

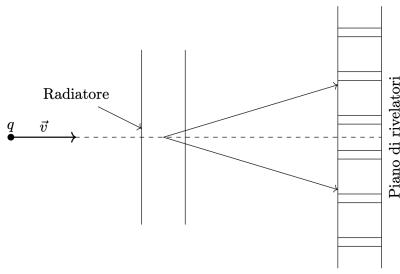


Figura 4: Schema funzionamento rilevatore RICH.

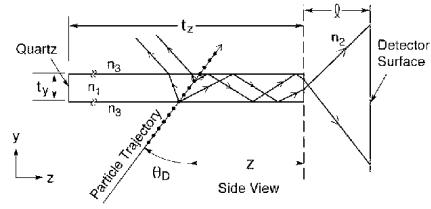


Figura 5: Schema funzionamento rilevatore DIRC.

4.2.4 Identificazione di particelle

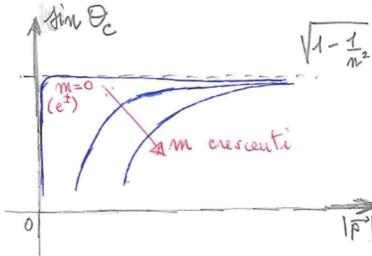
Le particelle si discriminano in base alla massa, quindi si misurano β e p : il primo tramite rivelatori Čerenkov, il secondo tramite spettrometri. Allora la massa è data da:

$$m = p \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \quad (4.2.6)$$

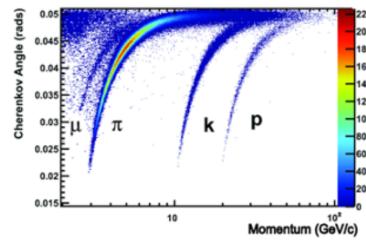
Il grafico è in funzione di p ; usando $1/\beta^2 = E^2/p^2 = (m^2 + p^2)/p^2$:

$$\sin \theta_c = \sqrt{1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}} = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - \frac{1}{\beta^2}} = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - 1 - \frac{m^2}{p^2}} \quad (4.2.7)$$

L'intersezione con asse x si ha per $p = m/\sqrt{n^2 - 1}$. Prima di μ , si ha la distribuzione di e^\pm .



(a) Andamento di Eq. (11.6.2)



(b) Dati reali

Figura 11.12: Angolo Cherenkov in funzione dell'impulso per la Particle Identification

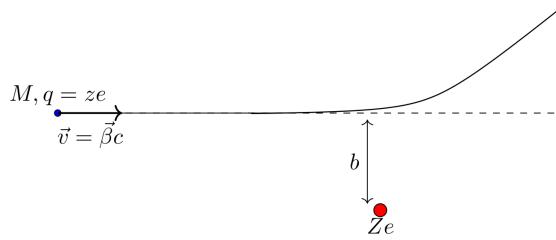
4.3 Radiazione di frenamento (Bremsstrahlung)

Emissione di radiazioni dovute alla deflessione di una particella carica da parte di un atomo. Per questo motivo, la bassa inerzia di e^\pm li rende preferibili per il fenomeno. L'interazione tra nucleo e carica è supposta unicamente coulombiana.

4.3.1 Angolo di emissione della radiazione

Nel CM, γ è prodotto con angolo di decadimento $\theta \Rightarrow p_\gamma^\mu = (E_0, E_0 \cos \theta, E_0 \sin \theta, 0)$. Tornando nel LAB con carica a velocità v :

$$p'_\gamma^\mu = \left(\gamma(E_0 + \beta E_0 \cos \theta), \gamma(\beta E_0 + E_0 \cos \theta), E_0 \sin \theta, 0 \right)$$



Per la formula nota $\tan \theta_{\text{lab}} = v'_y / v'_x$, si ha

$$\tan \theta_{\text{lab}} = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \theta}{\beta + \cos \theta} \sim \frac{1}{\gamma} \quad (4.3.1)$$

4.3.2 Sezione d'urto di irraggiamento

Dato b parametro di impatto, si calcola energia irraggiata in intervallo di frequenza. Si indica con $I_\omega(b)$ energia irraggiata per singola interazione e per unità di frequenza in funzione di b , dove:

$$\langle I_\omega(b) \rangle = \frac{\int I_\omega(b) \cdot 2\pi b \, db}{\int 2\pi b \, db} \equiv \frac{2\pi}{\sigma_{\text{irr}}} \int I_\omega(b) b \, db \quad (4.3.2)$$

Il numero medio di interazioni in spessore Δx è dato da:

$$\langle N_{\text{int}} \rangle = n_s \int 2\pi b \, db \equiv n \Delta x \sigma_{\text{irr}} \quad (4.3.3)$$

con n_s densità superficiale di atomi e n densità volumica. L'energia irraggiata per intervallo di frequenza è:

$$E_{\text{irr}} = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \langle N_{\text{int}} \rangle \langle I_\omega(b) \rangle \, d\omega = 2\pi n_s \iint I_\omega(b) b \, db \, d\omega \equiv n \Delta x \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \chi_\omega \, d\omega \quad (4.3.4)$$

dove si è definita **sezione d'urto di irraggiamento** $\chi_\omega = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} 2\pi I_\omega(b) b \, db$. Si ha:

$$\begin{cases} \frac{dE_{\text{irr}}}{d\omega} = n_s \chi_\omega \\ \frac{dE}{dx} = n \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \chi_\omega \, d\omega \end{cases} \quad (4.3.5)$$

4.3.3 Distribuzione spettrale

Si prende energia totale irraggiata per unità di frequenza e la si divide per energia del singolo fotone, così da trovare il numero di fotoni irraggiati per unità di frequenza:

$$\frac{dN_\gamma}{d\omega} = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dE_{\text{irr}}}{d\omega} = \frac{n_s}{\hbar\omega} \chi_\omega \quad (4.3.6)$$

OSSERVAZIONE 4.1. Per boost parallelo alla velocità della carica:

$$\chi_\omega = \frac{1}{n_s} \frac{dE_{\text{irr}}}{d\omega} = \chi'_\omega, \quad (4.3.7)$$

visto che n_s è invariante e energia/frequenza comporta un fattore γ/γ' .

4.3.4 Composizione spettrale

Riprendendo §4.1, si cerca χ_ω prima nel caso non-relativistico e poi si estende al caso relativistico.

Per caso non-relativistico si ha $\beta \rightarrow 0$, quindi¹:

$$\vec{E} \simeq \frac{qe^{i\omega r/c}}{4\pi\epsilon_0 c r} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t'} \hat{n} \times (\hat{n} \times \dot{\vec{\beta}}) dt'$$

$$\Rightarrow \frac{dI_\omega}{d\Omega} \simeq \frac{\epsilon_0 r^2 c}{\pi} \frac{q^2}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^2 r^2} e^{2i\omega r/c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t'} \hat{n} \times (\hat{n} \times \dot{\vec{\beta}}) dt' \right|^2 = \frac{q^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t'} \hat{n} \times (\hat{n} \times \dot{\vec{\beta}}) dt' \right|^2$$

Si ricorda che per carica passante vicino ad altra carica, la durata dell'impulso è $\tau \sim b/v$ per non-relativistico e $\tau \sim b/(\gamma v)$ per relativistico. Allora l'integrale si calcola tra $-\tau/2$ e $+\tau/2$. Nel caso $\omega\tau \gg 1$, la funzione è rapidamente oscillante e va a 0 per il teorema di Riemann-Lebesgue.

Se $\omega\tau \ll 1 \Rightarrow e^{i\omega t'} \simeq 1$ e:

$$\frac{dI_\omega}{d\Omega} \simeq \frac{q^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \hat{n} \times \hat{n} \times \int_{-\tau/2}^{+\tau/2} \dot{\vec{\beta}} dt' \right|^2 = \frac{q^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \sin^2 \theta |\Delta \vec{\beta}|^2$$

con θ angolo tra $\Delta \vec{\beta}$ e \hat{n} . Quindi:

$$I_\omega = \int \frac{dI_\omega}{d\Omega} d\Omega = \begin{cases} 0 & , \omega \gg v/b \\ \frac{q^2}{6\pi^2 \epsilon_0 c^3} |\Delta \vec{v}|^2 & , \omega \ll v/b \end{cases} \quad (4.3.8)$$

Si userà il modello approssimato

$$I_\omega = \int \frac{dI_\omega}{d\Omega} d\Omega = \begin{cases} 0 & , \omega > v/b \\ \frac{q^2}{6\pi^2 \epsilon_0 c^3} |\Delta \vec{v}|^2 & , \omega < v/b \end{cases} \quad (4.3.9)$$

Visto che $\chi_\omega = \int I_\omega(b) 2\pi b db$ si cerca dipendenza da b in I_ω , quindi in $|\Delta \vec{v}|^2$. Nel caso di bremsstrahlung, si può **approssimare bene la traiettoria della carica come rettilinea**, quindi si considera solo componente del campo generato dal nucleo ortogonale alla traiettoria della carica:

$$|\Delta \vec{v}| = \frac{1}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} q |\vec{E}_\perp| dt = \frac{2\pi bv}{2\pi bv} \frac{1}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} q |\vec{E}_\perp| dt = \frac{1}{2\pi b m v} \int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi b q |\vec{E}_\perp| v dt$$

$$= \frac{q}{2\pi b m v} \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi b |\vec{E}_\perp| dx}_{\blacksquare} = \frac{q}{2\pi b m v} \frac{Ze}{\epsilon_0}$$

dove \blacksquare è flusso di \vec{E}_\perp attraverso superficie laterale di un cilindro con circonferenza $2\pi b$ e lunghezza pari all'asse reale. L'ultima uguaglianza è assicurata dal teorema di Gauss, con Z numero atomico del nucleo.

Se $q = \pm ze$ (in $|\Delta \vec{v}|$ si sottintende $|q|$), allora $|\Delta \vec{v}| = \frac{zZe^2}{2\pi\epsilon_0 b m v}$ e, utilizzando le sostituzioni di e^2 da $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c}$ e di e^4 da $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$:

$$I_\omega(b) = \frac{z^4 Z^2 e^2 e^4}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 b^2 m^2 v^2} = \frac{8}{3\pi} z^4 Z^2 (\alpha \hbar c^2) \frac{r_e^2}{v^2} \frac{1}{b^2} \left(\frac{m_e}{m} \right)^2, \omega < \frac{v}{b} \quad (4.3.10)$$

Quindi:

$$\chi_\omega = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} 2\pi b I_\omega(b) db = \frac{16}{3} z^4 Z^2 \alpha \hbar c^2 \frac{r_e^2}{v^2} \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}, \omega < \frac{v}{b} \quad (4.3.11)$$

¹Visto che $\omega r'/c \sim \beta$, si trascura all'esponente.

Ora si studia **caso relativistico** con $\vec{p} = m_e \vec{v} \gamma$ solo nel caso dell'elettrone, quindi $m = m_e$ e $z = 1$. In Σ' SR dell'elettrone, il nucleo si muove con $-\vec{v}$ e $\beta \sim 1$; essendo $|\Delta \vec{v}| \ll c$:

$$\chi'_{\omega'} = \frac{16}{3} Z^2 \alpha \hbar c^2 \frac{r_e^2}{v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}, \quad \omega' < \gamma c/b$$

essendo $v \sim c$ e quindi $\tau' = b/c\gamma$.

4.3.5 Curva $\omega'(b)$ e screening attivo

Vincolo orizzontale dato da $\hbar\omega' < m_e c^2$ perché, indicando con Σ SR con e^- in moto

$$\hbar\omega' > m_e c^2 \xrightarrow{\text{in } \Sigma} \hbar\langle\omega\rangle \simeq \hbar\gamma\langle\omega'\rangle > m_e \gamma c^2$$

Questo non è possibile perché significherebbe che l'elettrone trasferisce energia maggiore di quella iniziale.

Si indica con $a \simeq 1.4 a_0 Z^{1/3}$ il raggio atomico e con $a_0 = \hbar^2/(m_e e^2)$ il raggio di Bohr; si distinguono due regimi:

- **screening attivo** per $\gamma c/a > m_e c^2/\hbar$, cioè

$$\gamma > \frac{m_e c}{\hbar} a \simeq \frac{192}{Z^{1/3}} \equiv \gamma_c \Rightarrow E_e = m_e \gamma > \frac{98}{Z^{1/3}} \text{ MeV} \equiv E_c = m_e \gamma_c$$

con E_e energia dell'elettrone e E_c energia critica, cioè energia sopra cui ci si trova in screening attivo e si ha una notevole quantità di energia persa per irraggiamento;

- **screening non attivo** per $\gamma c/a < m_e c^2/\hbar$ e si ha una perdita di energia irrisiona e dominio di integrazione non è rettangolare (vedi appunti).

Si considera screening attivo e i limiti di integrazione sono dati da $b_{\min} = \hbar/m_e c$ **lunghezza d'onda Compton** e $b_{\max} = 1.4 a_0 Z^{1/3}$; in questo caso

$$\chi'_{\omega'} \simeq \frac{16}{3} Z^2 \alpha \hbar r_e^2 \ln \frac{192}{Z^{1/3}} \quad (4.3.12)$$

ed è indipendente da ω' , quindi coincide, in particolare, con χ_ω in Σ . Allora, in Σ (cioè nel LAB):

$$\frac{dE_{\text{irr}}}{dx} = n \int_0^{E/\hbar} \chi_\omega \, d\omega = n \chi_\omega \frac{E}{\hbar} \quad (4.3.13)$$

dove estremo inferiore corrisponde ad assenza di irraggiamento e superiore corrisponde a massima trasmissione di energia. Quindi si ha:

$$\frac{dE_{\text{irr}}}{dx} = -\frac{dE}{dx} = n \chi_\omega \frac{E}{\hbar} \equiv \frac{E}{X_0} \Rightarrow E(x) = E_i e^{-x/X_0} \quad (4.3.14)$$

dove E energia dell'elettrone, $X_0 = \hbar/(n\chi_\omega)$ lunghezza di radiazione. Si è usato che aumento di energia irraggiata comporta diminuzione dell'energia dell'elettrone. Infine, si è usato E_i energia iniziale dell'elettrone.

OSSERVAZIONE 4.2. Questo è valido unicamente per positroni ed elettroni, o per particelle con massa simili. Inoltre, queste devono avere energia maggiore di quella critica del mezzo attraverso cui passano.

OSSERVAZIONE 4.3. Spesso si riporta ρX_0 per avere grandezza indipendente da stato della materia.

Dalla definizione $X_0 = \hbar/(nX_0)$, risulta che:

$$\frac{dN_\gamma}{d\omega} = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dE_{irr}}{d\omega} = \frac{1}{\hbar\omega} n \Delta x \chi_\omega = \frac{1}{\omega} \frac{\Delta x}{X_0} \quad (4.3.15)$$

Dividendo tutto per \hbar , si ha:

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma} \frac{\Delta x}{X_0} \quad (4.3.16)$$

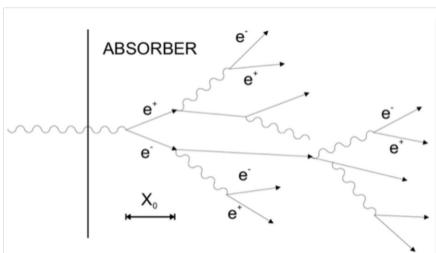
4.4 Sciami elettromagnetici

→ Produzione di coppie e^\pm e γ a catena. Si originano da elettroni o positroni che entrano in materia, oppure da un fotone. Questi devono avere energia $E \gg E_c$; in genere, è sufficiente $E > 100$ MeV.

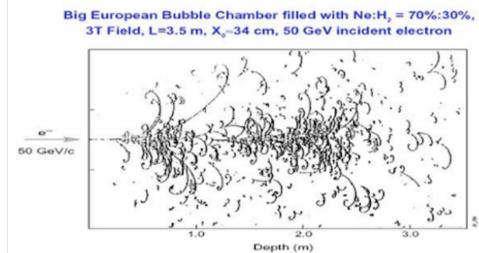
I fotoni con $E_\gamma > 1$ MeV producono tipicamente coppie e^+e^- , mentre quelli con $E_\gamma < 1$ MeV interagiscono per Compton o fotoelettrico.

Quando lo sciame è iniziato da elettroni o positroni, si ha produzione di fotoni per radiazione di frenamento e altri effetti; i fotoni con energia superiore a 1 MeV producono altre coppie e^\pm che producono altri fotoni.

Quando lo sciame è iniziato da un fotone, questo percorre una distanza media $\langle \delta x \rangle = \frac{9}{7} X_0$ prima di produrre coppie e^+e^- , che poi finiscono per produrre altri fotoni.



(a) Rappresentazione schematica di uno sciame indotto da un fotone



(b) Sciame indotto da un elettron di 50 GeV nella camera a bolla "BEPC" al CERN

In figura (b), le rotazioni all'indietro sono dovute a campo magnetico di circa 3 T che influenza moto delle coppie e^\pm ; a seconda del verso di rotazione, si discrimina tra elettroni e positroni.

4.5 Perdita di energia per collisioni

Si verifica su una carica che attraversa materia; la perdita di energia avviene per interazione con gli elettroni dei nuclei del materiale e può essere dovuta anche a interazione esclusivamente Coulombiana. La perdita di energia è statistica, quindi si parlerà di $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ e può avvenire per:

- **ionizzazione:** la carica incidente trasmette energia sufficiente a ionizzare elettroni degli atomi;
- **scintillazione:** la carica trasmette energia sufficiente per eccitazione degli elettroni, che la riemettono irraggiando.

Si studierà il fenomeno in **approssimazione di moto veloce** $|\vec{v}| \gtrsim 10^{-2} c$ (maggiore della velocità di orbita degli elettroni nell'atomo); in questo caso, si può assumere **traiettoria rettilinea**.

4.5.1 Formula di Bohr

Si cerca energia cinetica trasferita $T(b)$; in approssimazione di traiettoria rettilinea:

$$|\Delta \vec{p}_\perp| = \frac{v}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} e |\vec{E}_\perp| dt = \frac{e}{2\pi b v} \int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi b |\vec{E}_\perp| dx = \frac{ze^2}{2\pi \epsilon_0 b v}$$

dove si è usato $\int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi b |\vec{E}_\perp| dx = \frac{ze}{\epsilon_0}$ per Gauss. Allora, usando $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e)$:

$$T(b) = \frac{|\Delta \vec{p}_\perp|^2}{2m_e} = \frac{z^2 e^2}{8\pi^2 \epsilon_0^2 m_e v^2 b^2} = \frac{2z^2 m_e c^2 r_e^2}{\beta^2} \frac{1}{b^2} \quad (4.5.1)$$

Similmente a quanto fatto per Bremsstrahlung, se n_e è densità di elettroni per volume:

$$\langle \Delta E \rangle = \langle N_{int} \rangle \langle T(b) \rangle = n_e \Delta X \sigma \cdot \frac{1}{\sigma} \int 2\pi b T(b) db = \frac{4\pi n_e \Delta x z^2 m_e c^2 r_e^2}{\beta^2} \int \frac{1}{b} db \quad (4.5.2)$$

quindi:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi n_e z^2 m_e c^2 r_e^2}{\beta^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (4.5.3)$$

Ora si determinano b_{max} e b_{min} ; per il primo, la durata dell'impulso è $\tau = b/(v\gamma) < 1/\omega_e$, con ω_e frequenza angolare di rivoluzione di un elettrone¹, quindi si prende $b_{max} = \frac{\gamma v}{\omega_e}$.

Per b_{min} , essendo $T \sim 1/b^2$ si ha la corrispondenza $T_{max} \leftrightarrow b_{min}$; visto che $T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2m_e \gamma}{M} + (\frac{m_e}{M})^2} \simeq 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ (per $M \gg m_e$), vale $b_{min} = \frac{z r_e}{\beta^2 \gamma}$.

Per rendere indipendente dallo stato della materia la perdita di energia (dipendenza contenuta in n_e), si divide per densità ρ del materiale, quindi:

$$\left\langle \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi N_A Z z^2 m_e c^2 r_e^2}{A \beta^2} \ln \frac{\beta^3 \gamma^2 c}{z r_e \omega_e} = z^2 \frac{Z}{A} \frac{K}{\beta^2} \ln \frac{\beta^3 \gamma^2}{z r_e \omega_e / c} \quad (4.5.4)$$

dove si è usato che il numero di atomi per volume è $n_{at} = \rho N_A / M_A \Rightarrow n_e = Z \rho N_A / M_A$, con $M_A = A \cdot 1 \text{ g}$. Si ha $K \approx 0.307 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$.

La minore perdita di energia possibile è, per particella ultra-relativistica ($\beta \rightarrow 1$) con $z = 1$, circa $2 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$, con $\beta\gamma \approx 3.5$, $\omega_e \approx 10^{16} \text{ rad/s}$ e $Z/A \approx 1/2$.

4.5.2 Correzione di Bethe-Bloch

La formula di Bohr è corretta da Bethe-Bloch e da Fermi nel seguente modo:

$$\left\langle \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right\rangle = z^2 \frac{Z}{A} \frac{K}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right] \quad (4.5.5)$$

Si discutono i termini della formula corretta.

- “ T_{max} ” è la massima energia cinetica trasferibile a un elettrone, data da:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2m_e \gamma}{M} + (\frac{m_e}{M})^2} \rightarrow 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \text{ per } M \rightarrow \infty \quad (4.5.6)$$

- “ I ” rappresenta energia media di eccitazione dell'atomo; è un parametro che si fissa dai dati sperimentali e rappresenta energia minima media che deve essere trasferita ad un elettrone perché venga eccitato (che finisce in scintillazione) o viene ionizzato.

¹ $1/\omega_e > \tau$ è una richiesta che si impone per assunzione di moto veloce, dovendo essere velocità della carica maggiore di quella di rivoluzione degli elettroni.

- “ $\delta(\gamma)$ ” è un termine correttivo dovuto a Fermi; qualitativamente, è dovuto al fatto che il passaggio (rapido t.c. $\delta(\gamma)$ non sia trascurabile) della carica è più rapido della risposta del materiale al campo generato dalla particella. Questo crea un limite di saturazione dell’energia che si può perdere per ionizzazione.

La dipendenza dal materiale maggiore si ha nel parametro I , visto che $Z/A \simeq 1/2$ per la maggior parte degli elementi. L’andamento di questo parametro deve scalare con il numero atomico: più aumentano gli orbitali, maggiore sarà il numero di elettroni interni che sentono maggiormente l’attrazione del nucleo. Sperimentalmente, si trova che per la maggior parte degli elementi $I/Z \simeq 10$ eV, mentre raddoppia per piccoli Z (più precisamente per $Z < 15$).

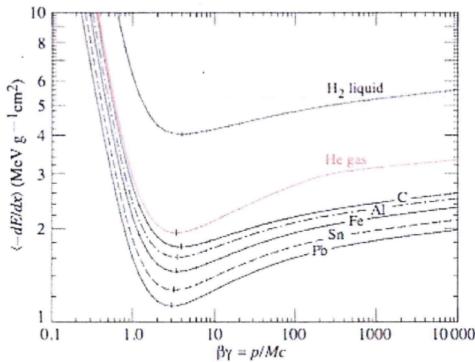


Figura 6: Curve della formula corretta da Bethe-Bloch per diversi materiali.

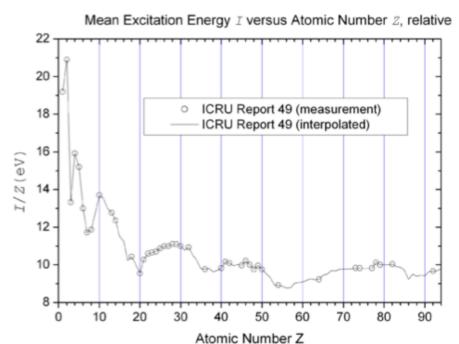


Figura 7: Andamento di I/Z in funzione di Z .

4.5.3 Discriminazione fra particelle

Misurando quantità di moto ed energia persa per collisione di una particella, è possibile risalire alla sua natura. In figura 8 sono rappresentate le curve generate da varie particelle.

Se Δ_{12} è la differenza tra la perdita di energia di una particella di massa m_1 e una particella di massa m_2 , visto che per $\beta \sim 1$ l’espressione¹

$$\left\langle \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{Z}{A} K \left[\ln \left(\frac{2m_e |\vec{p}|^2}{Im^2} - 1 - \frac{\delta}{2} \right) \right]$$

si ricava²:

$$\Delta_{12} = \frac{Z}{A} K \left[\ln \left(\frac{2m_e |\vec{p}|^2}{Im_1^2} - 1 - \frac{\delta}{2} \right) \right] - \frac{Z}{A} K \left[\ln \left(\frac{2m_e |\vec{p}|^2}{Im_2^2} - 1 - \frac{\delta}{2} \right) \right] = 2 \frac{Z}{A} K \ln \frac{m_2}{m_1} \quad (4.5.7)$$

4.5.4 Il percorso residuo (o range)

La perdita di energia di una particella dovuta all’attraversamento di un materiale implica che questa si arresterà dopo aver percorso un tratto R nel materiale, noto come **range**. Questo tratto è funzione dell’energia iniziale E_0 della particella e si calcola numericamente dal seguente integrale:

$$R(E_0) = \int_0^R dx = \int_0^{E_0} \frac{dx}{dE} dE = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} \quad (4.5.8)$$

L’integrale è risolto numericamente perché la perdita di energia, o **stopping power**, dE/dx dipende dall’energia.

¹Qui entrambe le particelle si assumono di carica unitaria; si esplicita il valore approssimato di T_{max} e si porta l’1/2 davanti al logaritmo come radice del suo argomento, poi si sostituisce $p = m\gamma v$, notando che $\beta^2 c^2 = v^2$.

²Nel grafico della perdita di energia in funzione di p , si fa riferimento allo stesso valore di impulso e si calcola la distanza tra le curve relative a particelle di massa diversa, per questo il valore di p è uguale.

È importante studiare il deposito di energia nel materiale dovuto al passaggio della particella al suo interno, che dipende dalla forma di dE/dx in funzione di E .

Se una particella entra nel materiale con energia superiore al minimo di ionizzazione, cioè $\beta\gamma > 3.5$, l'energia depositata per unità di lunghezza decresce e decresce l'energia della particella finché non si raggiunge un minimo; proseguendo il moto nel materiale, a particella continua a perdere energia, ma questa perdita ha un andamento come β^{-2} , quindi in prossimità del punto di arresto, si ha un massimo chiamato **picco di Bragg**.

Se la particella entrasse con $\beta\gamma < 3.5$, il minimo dell'energia depositata non sarebbe visibile.

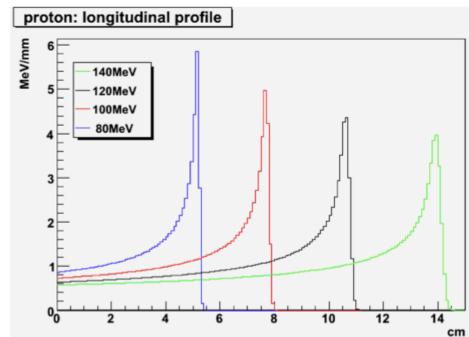
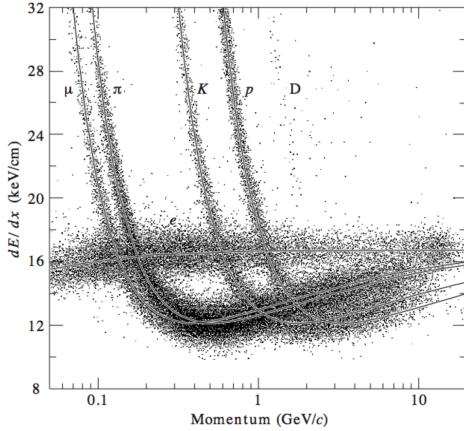


Figura 8: Discriminazione delle particelle tramite studio della perdita di energia in funzione del loro momento. La linea centrale è relativa alla saturazione dell'elettrone in quanto per le quantità di moto raffigurate, l'elettrone è già ultrarelativistico. La particella D è il deutone.

Figura 9: Grafico che mostra la presenza del picco di Bragg.

4.5.5 Energia residua dopo attraversamento di un materiale

Si ottiene energia residua di particella che ha attraversato Δx se è nota forma grafica o tabellare della funzione $R(E)$.

Se energia iniziale è E_0 e dopo lo spessore vale E_{out} , allora (aggiungendo spessore dopo il primo con energia in entrata E_{out} e energia finale 0), si ha $R(E_0) = R(E_{out}) + \Delta x$. Per ottenere E_{out} si:

- determina $R(E_0)$ dalla curva/tabella $R(E)$;
- calcola $R(E_{out}) = R(E_0) - \Delta x$;
- determina E_{out} dalla curva/tabella $R(E)$.

5 APPLICAZIONI

5.1 Scoperta del positrone

Si usa una camera a bolle per distinguere la carica della particella che si vuole individuare. Questa è riempita di un materiale vicino ad una temperatura sopra cui produce bolle e una minima quantità di energia persa dalla particella finisce in bolle.

Essendo la perdita di energia per unità di lunghezza proporzionale al numero di bolle per unità di lunghezza, se la carica è unitaria ($q = e$), si osserva un certo numero di bolle, mentre se è $q = 2e$ si osservano 4 volte il numero di bolle precedente, visto che la perdita di energia è proporzionale a q^2 .

Questo permette di capire la carica della particella, ma non il suo segno. Per ricavarlo, si applica campo magnetico perpendicolare al piano della traiettoria della particella nella camera e il verso di rotazione restituisce il segno della carica, infatti:

$$m\gamma \frac{v^2}{R} = qvB \Rightarrow |\vec{p}| = qBR$$

con R raggio di curvatura.

Perché questo metodo funzioni, bisognerebbe sapere da dove entra la particella: potrebbe essere di carica positiva che entra dal basso, o di carica negativa che entra dall'alto. Per distinguere i casi, si inserisce lamina di piombo con spessore di una lunghezza di radiazione (~ 6 mm); in questo modo, la particella percorre una traiettoria circolare con raggio di curvatura inferiore dopo aver attraversato spessore di piombo a seguito della perdita di energia.

Si è misurato $q = e$ con $R_A B = 0.21$ Tm e $R_B B = 0.075$ Tm, che risultano in $|\vec{p}_{in}| = 63$ MeV/c e $|\vec{p}_{out}| = 22.5$ MeV/c.

Le possibilità (per le particelle conosciute all'epoca) sono o un protone non-relativistico con $T_p = p^2/2m_p = 2.1$ MeV, oppure una nuova particella e^+ .

Non può trattarsi di protone perché $\frac{\Delta E}{\Delta x} \geq 1.1$ MeV/(g/cm²), ossia:

$$\Delta E \geq 1.1 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2) \cdot 0.6 \text{ cm} \cdot 11.3 \text{ g}/\text{cm}^3 \approx 7/8 \text{ MeV}$$

quindi perderebbe più energia di quella che ha a disposizione. Si sarebbe potuto arrivare alla stessa conclusione verificando il range nel piombo in rete.

Per verifica, un positrone sarebbe comunque soggetto a perdita di energia nel piombo per collisione pari a 7/8 MeV, in aggiunta alla perdita per Bremsstrahlung data da:

$$\frac{dE_{rad}}{dx} = E_{out} = E_0 e^{-\Delta x/x_0} = \frac{E_0}{e} = \frac{63}{27} \text{ MeV}$$

Questo rientra entro le incertezze di misura.

5.2 Scattering Coulombiano multiplo

Si considera particella ze che passa attraverso materiale; in generale, questa entrerà lungo l'asse \hat{z} e uscirà con angolo θ rispetto a questo, lungo un versore $\hat{n} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$.

Si considera $\theta \ll 1$; in questo caso si può approssimare la distribuzione angolare come distribuzione Gaussiana e si ha $\hat{n} = (\theta \cos \varphi, \theta \sin \varphi, 1) \equiv (\theta_x, \theta_y, 1)$.

Chiaramente si ha $\theta_x^2 + \theta_y^2 = \theta^2$ e

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\theta_x} &\simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\theta_x^2/(2\theta_0^2)} \\ \frac{dp}{d\theta_y} &\simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\theta_y^2/(2\theta_0^2)} \end{aligned}$$

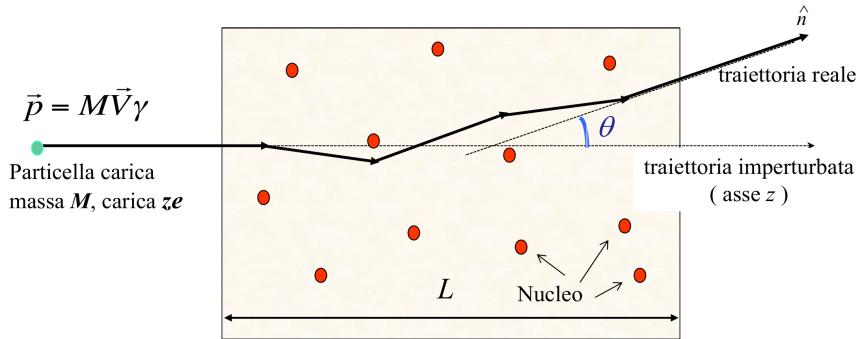


Figura 10: Schema scattering Coulombiano multiplo.

con $\langle \theta_x \rangle = 0$, $\langle \theta_y \rangle = 0$ e $\langle \theta_x^2 \rangle = \theta_0$, $\langle \theta_y^2 \rangle = \theta_0$. Da questo:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp}{d\theta_x} \frac{dp}{d\theta_y} d\theta_x d\theta_y &\stackrel{!}{=} 1 = \iint_{\mathbb{R}^2} \left(\frac{1}{\theta_0 \sqrt{2\pi}} \right)^2 e^{-\theta_x^2/(2\theta_0^2)} e^{-\theta_y^2/(2\theta_0^2)} d\theta_x d\theta_y \\ &= \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} e^{-\theta^2/(2\theta_0^2)} \theta d\theta d\varphi \\ &= \int_0^{+\infty} \frac{\theta}{\theta_0^2} e^{-\theta^2/(2\theta_0^2)} d\theta = \int_0^{+\infty} \frac{dp}{d\theta} d\theta \equiv \int_0^{+\infty} p(\theta) d\theta \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

con $0 < \theta < +\infty$ ¹ **angolo di multiplo scattering nello spazio**; contrariamente si dicono θ_x, θ_y **angoli di multiplo scattering nel piano** e $-\pi/2 < \theta_{x,y} < \pi/2$. Questo soddisfa

$$\begin{aligned} \langle \theta \rangle &= \int_0^{+\infty} \theta p(\theta) d\theta = \theta_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \\ \langle \theta^2 \rangle &= \int_0^{+\infty} \theta^2 p(\theta) d\theta = 2\theta_0^2 \Rightarrow \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \sqrt{\langle \theta_x^2 \rangle + \langle \theta_y^2 \rangle} = \theta_0 \sqrt{2} \end{aligned} \quad (5.2.2)$$

Per trovare $p(\theta)$, si cerca θ_0 da $\langle \theta^2 \rangle$; per farlo, si studia singolo scattering Coulombiano, calcolando $\langle \theta_{\text{urto}}^2 \rangle$ e ottenendo, poi, $\langle \theta^2 \rangle = N_{\text{urti}} \langle \theta_{\text{urto}}^2 \rangle$. Si ha²:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{zZ\alpha\hbar c}{2pv} \right)^2 \frac{1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \simeq \left(\frac{zZ\alpha\hbar c}{2pv} \right)^2 \frac{1}{\theta^4/16} \equiv \frac{\ell^2}{\theta^4}$$

Con questa, si può calcolare, usando sempre $\theta \ll 1$ come approssimazione per $\sin \theta \simeq \theta$:

$$\begin{aligned} \langle \theta_{\text{urto}}^2 \rangle &= \frac{1}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \theta^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \equiv \frac{1}{\sigma_{\text{ms}}} \int \theta^2 \frac{\ell^2}{\theta^4} 2\pi \sin \theta d\theta \simeq \frac{2\pi\ell^2}{\sigma_{\text{ms}}} \int \frac{d\theta}{\theta} \\ &= \frac{2\pi\ell^2}{\sigma_{\text{ms}}} \ln \frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}} = \frac{2\pi\ell^2}{\sigma_{\text{ms}}} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \end{aligned}$$

dove si è usato $\theta \sim \ell/b$ ³. Usando $b_{\max} = R_{\text{atom}}$ e $b_{\min} = R_{\text{nucleo}}$ e visto che $A^{1/3} Z^{1/3} \propto Z^{2/3}$ ⁴:

$$\begin{aligned} \langle \theta_{\text{urto}}^2 \rangle &\simeq \frac{2\pi\ell^2}{\sigma_{\text{ms}}} \ln \frac{1.4a_0 Z^{-1/3}}{r_0 A^{1/3}} \simeq \frac{2\pi\ell^2}{\sigma_{\text{ms}}} \ln \frac{1.4 \cdot 0.53 \cdot 10^5 \text{ fm}}{1.2 Z^{2/3}} \simeq \frac{2\pi\ell^2}{\sigma_{\text{ms}}} \ln \left(\frac{205}{Z^{1/3}} \right)^2 \\ &\simeq \frac{4\pi\ell^2}{\sigma_{\text{ms}}} \ln \frac{205}{Z^{1/3}} \end{aligned}$$

¹In realtà sarebbe π , non $+\infty$, ma si può scrivere in questo modo perché si assume $\theta \ll 1$.

²Il $\sin^2 \frac{\theta}{2}$ è trascurabile rispetto a 1, quindi si trascura.

³Questa deriva dall'approssimazione della relazione $\tan \frac{\theta}{2} = \frac{zZ\alpha\hbar c}{pv} \frac{1}{b} \Rightarrow \theta \simeq \ell/b$.

⁴Si usa l'approssimazione $A \simeq 2Z$.

Visto che $N_{\text{urto}} = nL\sigma_{\text{ms}}$, usando la formula di Tsai approssimata

$$X_0 = \frac{1}{4Z^2 n \alpha r_e^2 \left[\ln \frac{184}{Z^{1/3}} - f(Z) + \frac{L'}{Z} \right]} \approx \frac{1}{4Z^2 n \alpha r_e^2 \ln \frac{184}{Z^{1/3}}}$$

si ottiene:

$$\langle \theta^2 \rangle = nL\sigma_{\text{ms}} \langle \theta_{\text{urto}}^2 \rangle = \frac{X_0}{X_0} nL 4\pi\ell^2 \ln \frac{205}{Z^{1/3}} \approx \frac{nL}{X_0} \frac{4\pi\ell^2 \ln \frac{205}{Z^{1/3}}}{4Z^2 n \alpha r_e^2 \ln \frac{184}{Z^{1/3}}} \approx \frac{\pi\ell^2 L}{X_0 Z^2 \alpha r_e^2}$$

dove il rapporto dei due logaritmi è circa 1. Sostituendo $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ e $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c}$:

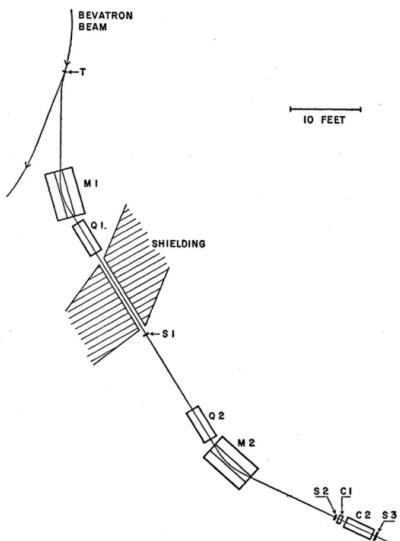
$$\begin{aligned} \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} &= \ell \sqrt{\frac{L}{X_0}} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha r_e^2 Z^2}} = \sqrt{\frac{L}{X_0}} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha r_e^2 Z^2}} \frac{2zZ\alpha\hbar c}{pv} = \frac{2zm_e c^2}{pv} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \approx z\sqrt{2} \frac{13.6 \text{ MeV}}{pv} \sqrt{\frac{L}{X_0}} = \sqrt{2}\theta_0 \\ \Rightarrow \theta_0 &\approx z \sqrt{\frac{L}{X_0}} \frac{13.6 \text{ MeV}}{pv} \end{aligned}$$

5.3 Scoperta dell'antiproton

5.3.1 Introduzione e stime preliminari

Un fascio di protoni ad alta energia ($\sim 6.2 \text{ GeV}$) veniva fatto collidere su nuclei di rame fissi. La reazione per la produzione di antiprotoni è $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$.

Il prodotto della reazione veniva direzionato lungo una regione in cui era presente campo magnetico perpendicolare alla traiettoria per selezionare particelle di carica negativa. Queste venivano direzionate attraverso una serie di apparati per identificare la loro natura.



Contatori a scintillazione in materiale plastico (diametro: 2.25 in; spessore: 0.62 in)	
S_1, S_2	
C_1	Contatore Čerenkov con $H_8F_{16}O$ ($\mu_D = 1.276$; $\rho = 1.76 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$; diametro: 3 in; spessore 2 in)
C_2	Contatore Čerenkov a quarzo fuso ($\mu_D = 1.458$; $\rho = 2.2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$; diametro: 2.38 in; lunghezza 2.5 in)
Q_1, Q_2	Magneti di focalizzazione
M_1, M_2	Magneti di deflessione

Tabella 1: Descrizione delle componenti dell'apparato.

Figura 11: Schema dell'apparato per l'individuazione di antiprotoni.

L'energia di soglia per il processo $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ è $(E+m)^2 - (E^2 - m^2) \leq (4m)^2 \Rightarrow E \geq 7m$, per cui l'energia cinetica minima è $T = E - m \geq 6m = 5.6 \text{ GeV}$.

Se fosse possibile una reazione in cui il protone incide su nucleo che rimane intatto dopo urto $p + A \rightarrow p + A + p + \bar{p}$, la soglia diventerebbe $T \geq 2m + 4m^2/M_A \approx 1.94 \text{ GeV}$ nel caso di $^{63}_{29}\text{Cu}$. Questo non si verifica in pratica perché l'energia trasferita ad un nucleone sarebbe tale da liberarlo dal nucleo, rompendolo: $q^2 = (M_A\gamma - M_A)^2 - M_A^2\beta^2\gamma^2 = 2M_A^2(1-\gamma)$, con γ, β riferiti al CM. Essendo che alla soglia $\gamma = \frac{E+M_A}{3m+M_A} = 1 + \frac{4m^3}{M_A(3m+M_A)}$, si ha $q^2 = \frac{-8M_A m^2}{3m+M_A} \approx -6.7$

GeV^2 , ossia $p \approx 2.6 \text{ GeV} \gg p_f \sim 200 \text{ MeV}/c$. Quest'ultimo valore si è ottenuto dal fatto che, per l'esperimento, è stata stimata un'energia di Fermi $T_f = \frac{p_f^2}{2m} = 25 \text{ MeV}$, quindi $p_f = \sqrt{2mT_f} \approx 216 \text{ MeV}$.

La situazione più favorevole per il processo è quella in cui il nucleone si muove contro protone incidente; il quadrimpulso totale iniziale è¹ $P_{\text{tot}} = (E + m + T_f, \sqrt{E^2 - m^2 - p_f^2}, 0, 0)$; allora:

$$\begin{aligned} s &= P_{\text{tot}}^2 = 2mE + 2ET_f + 2p_f\sqrt{E^2 - m^2} + 2m^2 + T_f^2 \approx 2mE + 2ET_f + 2p_fE + 2m^2 \geq (4m)^2 \\ \Rightarrow T &= E - m \geq \frac{7m^2}{m + p_f} \approx 4.7 \text{ GeV} \end{aligned}$$

in accordo con quanto riportato nell'articolo, dove si è stimata una soglia di circa 4.3 GeV. La determinazione della particella si basa sulla misura della massa delle particelle negative filtrate dal fascio del Bevatron, ottenuta dalla misura simultanea del loro momento e della loro velocità².

5.3.2 Funzionamento dell'apparato

Il fascio di protoni del Bevatron incide su un bersaglio di rame e le particelle negative, principalmente scatterate in avanti e di quantità di moto pari a $\approx 1.20 \text{ GeV}/c$, sono deflesse di 21° dal campo magnetico del Bevatron e, successivamente, di ulteriori 32° dal magnete M_1 .

Tramite il magnete Q_1 e un'apertura in uno schermo (*shielding*), queste sono collimate e inviate al contatore S_1 . Dopo il passaggio in S_1 , sono nuovamente collimate da Q_2 e deflesse di 34° da M_2 verso l'ultimo contatore a scintillazione S_2 .

Tutte le particelle che passano per S_2 hanno circa lo stesso momento entro il 2%, cioè con $\Delta p \approx 24 \text{ MeV}$.

Le particelle con massa protonica che incidono su S_2 hanno velocità $\beta = 0.78$; la perdita di energia per ionizzazione dovuta all'attraversamento di S_2, C_1, C_2 la riduce a $\beta = 0.765$. Per un antiproton, questo corrisponde a

$$\Delta E_{\bar{p}} = \sqrt{p_{\text{fin}}^2 + m^2} - \sqrt{p_{\text{in}}^2 + m^2} = \sqrt{1190^2 + 938^2} - \sqrt{1115^2 + 938^2} = 58 \text{ MeV}$$

Trascurando la piccola variazione di quantità di moto, si ha $\beta \gamma_{\bar{p}} = \frac{1190}{938} \approx 1.27$, quindi si possono calcolare gli stopping power dai database a disposizione, usando i dati sui materiali in tabella 1.

Attraverso S_2 , si ha una perdita di $2.5 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$, attraverso C_1 , si ha $2.5 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$ e, attraverso C_2 , si ha $2.21 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$. Moltiplicando questi valori ciascuno per la densità e spessore del materiale a cui sono relativi e sommandoli tra di loro, si ottiene proprio $\Delta E_{\bar{p}} \approx 58 \text{ MeV}$.

Il contatore C_1 rivela le particelle con $\beta > 0.79$; il rivelatore C_2 , quelle con $0.75 < \beta < 0.78$. Con questo sistema, si distinguono π e \bar{p} nel seguente modo:

- se scattano S_2, S_3, C_1 , ma non C_2 , la particella è potenzialmente un pion;
- se scattano S_2, S_3, C_2 e non C_1 , la particella è potenzialmente un antiproton.

A seguito di scattering nucleare nel radiatore di C_2 , si rivelavano dei mesoni π^- attraverso C_2 , cosa che non sarebbe dovuta accadere; questo si è verificato sul 3% dei π^- rivelati. Il rivelatore C_1 serviva ad identificare questi pioni anomali e ad escluderli dal conteggio degli antiprotoni.

5.3.3 Il tempo di volo

La velocità delle particelle è misurata anche tramite il **tempo di volo**, cioè osservando il tempo che intercorre tra il segnale in S_1 e in S_2 , separati da 40 ft. I pioni avranno un $\beta = 0.99$ e gli antiprotoni pari a $\beta = 0.78$, quindi il tempo di volo è, rispettivamente, di 40 e 51 nanosecondi.

¹Qui, T_f, p_f sono caratteristici del nucleone; visto che $T = E - m$, l'energia del nucleone sarà $E_f = m + T_f$, mentre il suo impulso è p_f . Inoltre, si sta assumendo che il nucleone di interesse sia un altro protone e non un neutrone.

²Infatti, si ha $m = p \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}$ da $p = m\beta\gamma$.

6 ESERCIZI

6.1 Indagine della materia con onde elettromagnetiche

6.1.1 Fattore di forma fenditura 1D

In $z = 0$ schermo con un certo spessore e apertura che si estendono in tutto y . Nel piano (x, z) , fenditura ha semi-apertura di $a/2$ e $\vec{E}_{\text{inc}} \parallel \hat{y}$. Per definizione:

$$\begin{aligned} F(\vec{k}) &= \int_{\Sigma'} e^{-ik \cdot \vec{r}'} d\Sigma' = \int_{-a/2}^{+a/2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ik_x x'} e^{-ik_y y'} dx' dy' \\ &= \underbrace{\left(\int_{-a/2}^{+a/2} e^{-ik_x x'} dx' \right)}_{\equiv F(k_x)} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ik_y y'} dy' \right) = 2\pi \delta(k_y) F(k_x) \end{aligned} \quad (6.1.1)$$

La $\delta(k_y) \Rightarrow k_y = 0$, quindi non c'è diffrazione lungo y . Infine:

$$F(k_x) = \left[\frac{q e^{-ik_x x'}}{-ik_x} \right]_{-a/2}^{+a/2} = -\frac{2i \sin(k_x a/2)}{-ik_x} = a \frac{\sin(\frac{k_x a}{2})}{\frac{k_x a}{2}} \quad (6.1.2)$$

Anti-trasformando questa, si ottiene:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k_x) e^{ik_x x'} dk_x = \Theta(x' + a/2) - \Theta(x' - a/2) \quad (6.1.3)$$

che è proprio la forma della fenditura lungo x .

6.1.2 Fattore di forma guscio sferico

In coordinate sferiche, con $\rho(\vec{r}') = N/(4\pi a'^2) \delta(r' - a)$ e misura $r'^2 dr' d\cos\beta d\alpha$:

$$F(\vec{q}) = \int_0^{+\infty} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} \frac{N}{4\pi a^2} \delta(r' - a) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}'} r'^2 dr' d\cos\beta d\alpha = N \frac{\sin(qa)}{qa}, q = 2k_0 \sin\theta/2$$

IMPORTANTE: usare angoli diversi da θ, φ per coordinate sferiche perché si potrebbero confondere con quelli della diffrazione.

6.1.3 Scattering su circuito resistivo

Spira quadrata con resistenza R , lato ℓ e normale \hat{n} ; si assume onda incidente con $\lambda \gg \ell$ per considerare campi uniformi su tutta la spira. L'onda incidente è definita da:

$$\vec{E}_{\text{in}} = E_0 \cos(\omega - kz) \hat{x}; \vec{B}_{\text{in}} = \frac{E_0}{c} \cos(\omega t - kz) \hat{y}; \vec{S}_{\text{in}} = \frac{E_0^2}{Z_0} \cos^2(\omega t - kz)$$

Visto che¹ $\Phi(\vec{B}) = (E_0 \ell^2/c) \cos(\omega t) \Rightarrow \epsilon = (E_0 \ell^2 \omega/c) \sin(\omega t) \equiv \epsilon_0 \sin(\omega t)$. Questa genera $I(t)$ variabile nel tempo che genera dipolo magnetico variabile nel tempo $\vec{\mu}(t) = \ell^2 I(t) \hat{n} \Rightarrow$ irraggiamento di dipolo magnetico:

$$P_{\text{irr}} = \frac{|\vec{\mu}|^2}{6\pi\epsilon_0 c^5} = \frac{\vec{I}(t)^2 \ell^4}{6\pi\epsilon_0 c^5} = \frac{[-\omega^2 I(t)]^2 \ell^4}{6\pi\epsilon_0 c^5} = \frac{\omega^4 I^2(t) \ell^4}{6\pi\epsilon_0 c^5} \quad (6.1.4)$$

¹Non si inserisce kz perché onda uniforme sulla spira.

Per trovare $I(t)$:

$$RI^2 + \frac{\omega^4 \ell^4}{6\pi\epsilon_0 c^5} I^2 = \epsilon I \quad (6.1.5)$$

dove la prima è potenza dissipata da R , la seconda potenza irraggiata e terza potenza trasmessa al circuito. Si può definire **resistenza di irraggiamento**:

$$R_{\text{irr}} \equiv \frac{\omega^4 \ell^4}{6\pi\epsilon_0 c^5} \quad (6.1.6)$$

Quindi:

$$I(t) = \frac{\epsilon_0 \sin(\omega t)}{R + R_{\text{irr}}} \quad (6.1.7)$$

Potenza assorbita e diffusa elasticamente sono:

$$P_{\text{abs}} = RI^2 = \frac{R}{(R + R_{\text{irr}})^2} \epsilon^2; \quad R_{\text{el}} = \frac{R_{\text{irr}}}{(R + R_{\text{irr}})^2} \epsilon^2 \quad (6.1.8)$$

OSSERVAZIONE 6.1. $R_{\text{irr}} \neq 0$ sempre a parte per $\omega = 0$, quindi non ci può essere assorbimento senza diffusione elastica.

Si ottengono le sezioni d'urto¹:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{abs}} &= \frac{\frac{R}{(R + R_{\text{irr}})^2} \frac{\epsilon_0^2}{2}}{\frac{E_0^2}{2Z_0}} = \frac{Z_0 \omega^2 \ell^2 B_0^2}{c^2 B_0^2} \frac{R}{(R + R_{\text{irr}})^2} = \frac{4\pi^2 Z_0 \ell^4}{\lambda^2} \frac{R}{(R + R_{\text{irr}})^2} \\ \sigma_{\text{el}} &= \frac{4\pi^2 Z_0 \ell^4}{\lambda^2} \frac{R_{\text{irr}}}{(R + R_{\text{irr}})^2} \\ \Rightarrow \sigma_{\text{tot}} &= \frac{4\pi^2 \ell^4}{\lambda^2} \frac{Z_0}{(R + R_{\text{irr}})^2} \end{aligned} \quad (6.1.9)$$

¹In quella di assorbimento, $\epsilon_0/2$ e $E_0^2/2$ si trovano da media temporale.

6.2 Indagine della materia con particelle

6.2.1 Rilascio di dose in acqua

Fascio di fotoni da $E_\gamma = 10 \text{ keV}$ penetrano in acqua; ad una distanza x dalla superficie, si individua un parallelepipedo di lato Δx e superficie ΔS . Il flusso di fotoni è $\Phi_0 = 10^9 \text{ fotoni/cm}^2$.

Si cerca la dose rilasciata nel volume $\Delta V = \Delta x \Delta S$, indicata con $D(x)$ e data da energia/massa, le cui unità di misura sono $[D] = \text{J/kg} \stackrel{\text{def}}{=} \text{Gy} = \text{Gray}$.

Svolgimento. Si indica con ρ la densità dell'acqua e con M la sua massa molare.

Per quanto visto su flusso di particelle incidenti su lamina di spessore Δx , si ha $\Phi(x) = \Phi_0 e^{-n\sigma_{\text{tot}}x} \equiv \Phi_0 e^{-x/\ell}$. Usando sito sulle sezioni d'urto, per l'acqua:

$$\frac{1}{\ell} = n\sigma_{\text{tot}} = \frac{\rho N_{AV}}{M} \sigma_{\text{tot}} \equiv \rho \lambda(E_\gamma) \approx 1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot 5.3 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \Rightarrow \ell \approx 1.9 \text{ mm}$$

dove $\lambda(E_\gamma)$ è **coefficiente di attenuazione di massa** e dipende da E_γ per σ_{tot} . Si cerca $\Delta N / \Delta M$ rapporto tra densità di fotoni e massa in ΔV .

La seconda è $\rho \Delta V$, mentre per la prima si sa che $\Phi(x)$ è il flusso non assorbito per interazione, pertanto $-\frac{d\Phi}{dx}$ aumenta quando Φ diminuisce, cioè quando si verificano interazioni dei fotoni con l'acqua. Allora, il numero di fotoni interagenti che producono elettroni liberi in ΔV è $(-\frac{d\Phi}{dx} \Delta x) \Delta S$, dove la parentesi è il numero di fotoni che hanno interagito in Δx e, quindi, moltiplicato per ΔS rappresenta il numero di fotoni interagenti in ΔV . Sotto l'assunzione che gli elettroni liberati in ΔV tendano a rimanerci:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N}{\Delta V} &= \frac{-\frac{d\Phi}{dx} \Delta x \Delta S}{\rho \Delta V} = \frac{1}{\rho} = \lambda \Phi_0 e^{-x/\ell} \\ \Rightarrow D(x) &= (E_\gamma - |E_{\text{leg}}|) \lambda \Phi_0 e^{-x/\ell} = E_\gamma \lambda \Phi_0 e^{-x/\ell} \approx (8.5 \text{ mGy}) e^{-x/\ell} \end{aligned}$$

dove non tutta l'energia del fotone va in energia dell'elettrone, ma in parte viene utilizzata per rompere il legame. In questo caso, la differenza è circa uguale a E_γ . ♠

6.2.2 Neutrini in impatto su superficie terrestre

Diametro Terra $D \approx 1.3 \cdot 10^9 \text{ km}$. Incidono 1 GeV su superficie terrestre e si vuole sapere se riescono ad attraversare la Terra.

Svolgimento. La probabilità di interazione, in assunzione di lamina sottile¹, è $P_{\text{int}} = n D \sigma_{\text{tot}}^2$; sapendo che

$$n = \frac{\langle \rho \rangle N_{AV} \langle A \rangle}{\langle M \rangle}$$

con $\langle \rho \rangle$ densità media, $\langle A \rangle$ valore medio di nucleoni per atomo e $\langle M \rangle$ valore medio di massa molare (vale per definizione $\langle M \rangle / \langle A \rangle = 1 \text{ g}$), si ha:

$$P_{\text{int}} \approx \frac{5.5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} 6 \cdot 10^{23}}{1 \text{ g}} (1.3 \cdot 10^9 \text{ cm}^2) (7 \cdot 10^{-39} \text{ cm}^2) \approx 3 \cdot 10^{-5}$$

Quindi un neutrino vede la Terra come fosse trasparente, cioè probabilità di interazione trascurabile. ♠

¹Si sa in anticipo che è valida, quindi la si usa direttamente, altrimenti si può verificare a posteriori osservando se il numero di interazioni è talmente alto da invalidarla.

²Si sta considerando flusso di neutrini collimato lungo il diametro.

6.2.3 Interazione forte

Calcolare T_{\min} per far toccare un protone con ^{12}C (si intende nucleo di carbonio) nei casi $\theta = \pi$, $\theta = \pi/3$, $\theta = 100$ mrad.

Svolgimento. Si ha $x \approx 6$ fm e, al contempo:

$$6 \text{ fm} \approx x = \frac{1}{2}(1.44 \text{ MeV}) \left(1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \right)$$

Allora per $\theta = \pi \Rightarrow 1.44 \text{ MeV}$; $\theta = \pi/3 \Rightarrow 2.1 \text{ MeV}$; $\theta = 0.1 \text{ rad} \Rightarrow 14.7 \text{ MeV}$.



6.2.4 Q-valore per alcune reazioni di decadimento nucleare

Per $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ con $\tau_n \approx 15 \text{ min}$ e $\tau_{n,1/2} \approx 10 \text{ min}$. Per il Q-valore¹:

$$m_n = m_p + m_e + Q \approx m(^1\text{H}) + Q \Rightarrow \Delta_n + A m_n = \Delta_1\text{H} + A m_n$$

con $A = 1$; allora

$$Q = \Delta_n - \Delta_1\text{H} \approx 0.782 \text{ MeV} > 0$$

quindi la reazione avviene spontaneamente.

OSSERVAZIONE 6.2. Processo nel nucleo può essere inibito da forza nucleare forte.

Si considera decadimento β del trizio $^3_1\text{H}_2 \rightarrow ^3_2\text{He}_1^+ + e^- + \bar{\nu}_e$, da cui

$$Q = \Delta_{3,1} - \Delta_{3,2} \approx 19 \text{ keV} > 0$$

Un altro decadimento è $^2_1\text{H}_1 \rightarrow ^1_1\text{H}_0 + p + e^- + \bar{\nu}_e$, per cui si ha:

$$Q \approx -1.442 \text{ MeV} < 0$$

che non avviene spontaneamente.

¹Si può utilizzare il difetto di massa per calcolare il Q-valore in modo più esplicito, ma si può fare anche direttamente tramite le masse degli elementi.

6.3 Interazione della materia con particelle cariche

6.3.1 Energia persa da elettrone ultrarelativistico in materiale solido

Calcolare N_γ , ΔE per e^- con velocità $\beta \rightarrow 1$ in materiale di spessore $\Delta x = 1$ cm e

$$n = \begin{cases} 1.5 & , 0 < E_\gamma < 10 \text{ eV} \\ 1 & , E_\gamma > 10 \text{ eV} \end{cases}$$

Si considera $\beta = 0.9999$.

Svolgimento. Dalla formula di Frank-Tamm, considerando solo intervallo in cui la radiazione nel materiale non si comporta come nel vuoto, cioè solo per $0 < E_\gamma < 10$ eV:

$$N_\gamma = \Delta x \int_{0 \text{ eV}}^{10 \text{ eV}} \frac{\alpha}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{(1.5 \cdot 0.9999)^2} \right) dE_\gamma \approx 2000$$

quindi, si può scrivere:

$$\Delta E = N_\gamma E_{\max} = N_\gamma \cdot 10 \text{ eV} \approx 20000 \text{ eV}$$

