

Università degli Studi dell'Insubria

Dipartimento di Scienza e Alta Tecnologia - Como



Anno Accademico 2019/2020

Laurea triennale in fisica

PRESHOWER ATTIVO PER L'ESPERIMENTO ELIOT

AUTORE:
Martina Mozzanica

Matricola: 733128

RELATORE:
Prof.ssa Michela Prest

CORRELATORE:
Dr. Federico Ronchetti

Como, Dicembre 2020

Indice

Introduzione	4
1 Fenomeni coerenti di fasci di leptoni in cristalli	7
1.1 La fisica dei cristalli	7
1.1.1 Il potenziale continuo	9
1.1.2 Il channelling	9
1.1.3 Il dechannelling	11
1.2 I cristalli curvi di Silicio	11
1.2.1 Il channelling	12
1.2.2 Effetti di volume	13
1.3 L'emissione di radiazione	15
1.3.1 La radiazione di channeling	16
1.3.2 Il bremsstrahlung coerente	17
1.4 Il progetto ELIOT	18
1.4.1 I test sul fascio estratto	18
2 Il Preshower attivo	23
2.1 Apparato sperimentale	23
2.1.1 I fotomoltiplicatori	24
2.1.2 Le fibre WLS	28
2.1.3 Gli scintillatori	31
2.2 Setup sperimentale	32
2.3 Acquisizione del segnale	36
3 Caratterizzazione del Preshower	37
3.1 Descrizione dei dati acquisiti	37
3.2 Analisi della traccia delle particelle	37
3.2.1 Ricostruzione delle traccia	37
3.2.2 Selezione degli eventi d'interesse	37
3.3 Misura dell'efficienza	37
4 Simulazione	39
Conclusioni	39
Bibliografia	43

Ringraziamenti**44**

Introduzione

Capitolo 1

Fenomeni coerenti di fasci di leptoni in cristalli

La cristallografia è la scienza che si occupa dello studio della struttura cristallina dei solidi, essa ha mostrato, dallo studio dell'interazione dei raggi X con i solidi, che lo stato stabile normale della maggior parte, e probabilmente di tutta, la materia solida è essenzialmente cristallino [1]. Di particolare rilevanza è l'interazione coerente tra le particelle cariche e i cristalli per cui si hanno molte applicazioni in vari campi della fisica, come in: fisica delle alte energie, fisica medica e astrofica.

La prima parte del capitolo presenta un'introduzione generale sulla fisica dei cristalli per poi analizzare i cristalli dritti. Utilizzando l'approssimazione di potenziale continuo, ovvero assumendo una distribuzione di carica continua all'interno del cristallo [2]. Verranno presentati gli effetti di channeling e dechanneling di un fascio di particelle che attraversa un cristallo dritto. Nella seconda parte verranno presentate le caratteristiche di un cristallo curvo e le differenze rispetto a un cristallo dritto, introducendo, oltre al channeling, gli effetti di volume (volume capture e volume reflection).

Nella terza parte del capitolo verrà introdotta l'emissione di radiazione da parte di leptoni che attraversano un cristallo. Infine, nell'ultima parte, verrà descritto l'esperimento ELIOT e la presa dati su uno dei fasci di DESY.

1.1 La fisica dei cristalli

La fisica dei cristalli è una branca della fisica dello stato solido che si propone di studiare gli aggregati cristallini, le proprietà fisiche e i cambiamenti di queste proprietà causati dall'influenza da vari fattori [3].

Molti dei metalli e dei solidi esistenti in natura sono cristallini e quindi caratterizzati da una struttura periodica: gli ioni del materiale si dispongono in modo da avere una distribuzione ordinata nello spazio, cioè su un reticolo tridimensionale periodico.

Viene mostrata in figura 1 la miniera di Naica (Messico), una miniera di piombo e argento che è conosciuta per i suoi straordinari cristalli di gesso [4].

La periodicità era stata ipotizzata come un modo per spiegare le regolarità geometriche trovate nei materiali cristallini e nel 1913 venne confermata sperimentalmente da L. Bragg [6]. Sapendo che la distanza interatomica di un solido cristallino è dell'ordine degli



Figura 1: Grotta dei cristalli di Náica, Messico [5].

\AA (10^{-10} m), che risulta essere la lunghezza d'onda dei raggi X, Bragg utilizzò lo scattering dei raggi X con il reticolo ionico per mostrare che i solidi cristallini hanno effettivamente un reticolo periodico.

In natura, oltre ai solidi cristallini, esistono anche i solidi amorfi, come ad esempio il vetro: pur avendo caratteristiche macroscopiche simili a quelle di un solido cristallino, non sono caratterizzati da un reticolo periodico. La figura 2 mostra la differenza tra il reticolo di un solido cristallino e quello di un solido amorfo.

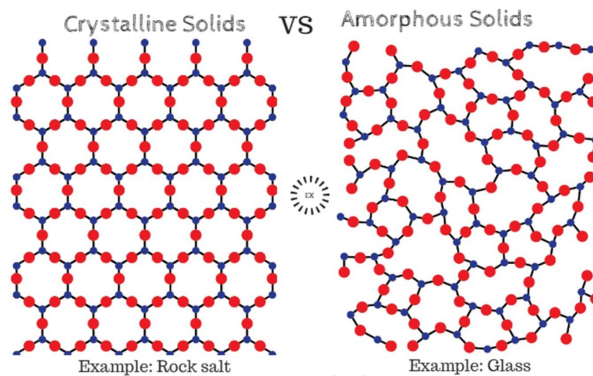


Figura 2: Struttura interna di un solido cristallino e di un solido amorfo [5].

È stato mostrato [6] che in 3 dimensioni esistono 14 reticoli periodici cristallini chiamati reticoli di Bravais. Il reticolo di Bravais consiste in tutti i punti che sono caratterizzati da un vettore di posizione \vec{R} per cui: $\mathbf{R} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3$ con n_1, n_2, n_3 interi (sia positivi che negativi) e $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ vettori primitivi, ovvero appartenenti a piani diversi.

Le particelle (atomi, molecole, ioni) che costituiscono un solido sono tenute insieme da legami chimici, che conferiscono al solido caratteristiche peculiari. I solidi possono essere classificati a seconda del tipo di legame che unisce le particelle: solidi covalenti come il diamante, solidi ionici (NaCl), solidi metallici (Fe , Cu , Ag) e solidi molecolari (H_2 , N_2 , Cl_2), caratterizzati dalle forze di dispersione di Van Der Waals.

Il lavoro di questa tesi prevede il test di un rivelatore per la presa dati su un fascio con cristalli realizzati per manipolare il fascio stesso. Nella prossima sezione verranno descritti cristalli dritti e curvi confrontandoli con materiali amorfi e analizzando il loro comportamento in funzione dell'angolo di incidenza delle particelle rispetto ai piani cristallini.

Per una trattazione completa si veda [7].

1.1.1 Il potenziale continuo

Quando una particella carica attraversa un cristallo con un angolo di incidenza piccolo rispetto al piano cristallografico, il suo moto è determinato dagli effetti coerenti del piano atomico. In questa condizione è possibile considerare un potenziale medio generato dal reticolo cristallino e quindi assumere una distribuzione di carica continua all'interno del cristallo (approssimazione continua). Il potenziale medio risulta essere:

$$U_{pl}(x) = Nd_p \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y, z) dy dz \quad (1)$$

dove N è il numero di atomi per unità di volume e d_p è la distanza interplanare.

Partendo dal modello di Thomas-Fermi, Lindhard [8] approssima il potenziale $V(r)$ a:

$$V(r) = \frac{Z_i Z e^2}{r} \phi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right) \quad \text{con} \quad \phi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right) = 1 - \left(1 + \frac{3(a_{TF})^2}{r^2}\right)^{-1/2} \quad (2)$$

con Z_i numero atomico, Ze carica della particella, r distanza tra la particella e l'atomo, $\phi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right)$ funzione di screening con a_{TF} raggio di screening di Thomas-Fermi ($a_{TF} = 0.8853 r_B Z^{-1/3}$, $r_B = 0.529 \text{ \AA}$).

Utilizzando l'approssimazione di Lindhard si ottiene il potenziale continuo generato da un singolo piano del cristallo:

$$U_{pl}(x) = 2\pi Z_i Z e^2 N d_p \left(\sqrt{x^2 + 3(a_{TF})^2} - x \right) \quad (3)$$

Il potenziale dipende dal materiale di cui è fatto il cristallo e dalla distanza interplanare d_p , quindi, più il canale è largo più aumenta la forza di confinamento. La figura 3 mostra il moto di una particella in un cristallo con un potenziale continuo $U(x)$.

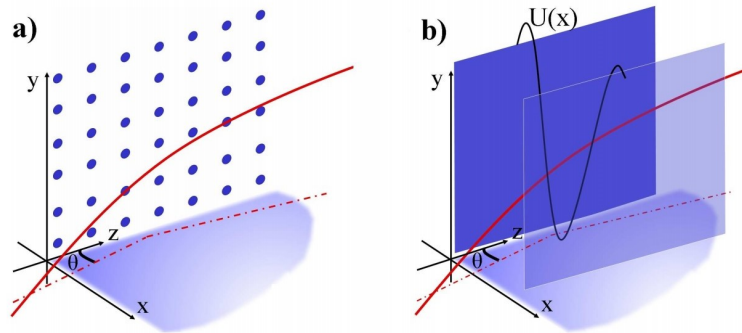


Figura 3: a) Una particella (linea rossa) in moto in un cristallo con un piccolo angolo di incidenza. b) La particella risente del potenziale $U(x)$ dovuto ai piani del reticolo (linea nera) [7].

1.1.2 Il channelling

Il channelling (o confinamento), in fisica dello stato solido, è il fenomeno per cui una particella carica può muoversi in determinate direzioni, all'interno di un cristallo, restando

incanalata tra i piani cristallografici, perdendo più lentamente energia rispetto a quello che succede con un materiale amorfo [9].

Questo effetto accade solamente quando l'angolo di incidenza della particella è minore di un certo angolo critico rispetto all'asse di simmetria del cristallo. Attraversando la materia, la particella subisce una serie di scattering ad angoli piccoli che la guidano in un canale specifico del reticolo cristallino. In figura 4 si vede uno schema del channelling in un cristallo.

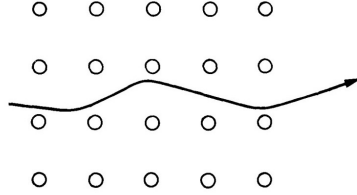


Figura 4: Schema del channelling in un cristallo [10].

La particella incontra meno elettroni rispetto a quelli che incontrerebbe in un qualsiasi altro materiale (amorfo) e di conseguenza la perdita di energia descritta dalla Bethe-Bloch non risulta più valida. In generale l'angolo critico necessario per il channelling è piccolo, circa 1° per $\beta \simeq 0.1$, e decresce con l'energia.

Una particella carica intrappolata nella buca di potenziale tra due piani del reticolo cristallino si dice essere in channelling planare; questo accade se la componente trasversale del momento della particella non è sufficiente per superare la barriera di potenziale.

Indicato con α l'angolo di disallineamento tra la traiettoria della particella e il piano cristallino, è possibile definirlo come il rapporto tra il momento trasversale p_t e il momento parallelo p_l della particella rispetto al piano del cristallo. Utilizzando l'approssimazione di potenziale continuo, si determina l'energia trasversa E_t :

$$E_t \simeq \frac{p_l^2 c^2}{2E} \alpha^2 + U(x) \quad (4)$$

dove, assumendo che $p_t \ll p_l$, $E = \sqrt{p_l^2 + p_t^2 + m^2 c^2} \simeq \sqrt{p_l^2 + m^2 c^2} = E_l$.

La condizione che determina il confinamento della particella tra i piani del cristallo è data dal fatto che la sua energia trasversa deve essere minore del massimo valore della barriera di potenziale:

$$\frac{p_l^2 c^2}{2E} \alpha^2 + U(x) \leq U_{max} \quad (5)$$

Sapendo che $pc^2 = vE$, il valore critico dell'energia trasversa si ha quando $E_t = U_{max}$. Si riesce così a determinare l'angolo di disallineamento critico, detto angolo critico:

$$\alpha_c = \sqrt{\frac{aU_{max}}{pv}} \quad (6)$$

Per un cristallo di silicio [7] si ha che $U_{max} = 20$ eV che implica $\alpha_c = 280 \mu\text{rad}$ a 500 MeV, $\alpha_c = 9.42 \mu\text{rad}$ a 450 GeV e $\alpha_c = 2.39 \mu\text{rad}$ a 7 TeV. Si noti come l'angolo critico decresce come la radice quadrata dell'energia. Inoltre gli effetti di scattering multiplo coulombiano diventano meno significativi ad alte energie.

1.1.3 Il dechannelling

Nel calcolo della traiettoria della particella incidente viene assunta la conservazione dell'energia trasversa rispetto al reticolo cristallino. Questa assunzione non risulta vera in realtà a causa dei processi di scattering della particella con gli elettroni e i nuclei atomici. Questi eventi possono modificare oppure aumentare l'energia trasversa che, se risulta sufficientemente grande da superare la barriera di potenziale, causa l'uscita della particella dalla zona di confinamento. Questo processo è detto dechannelling [7].

Il dechannelling è dovuto principalmente a due fenomeni: lo scattering multiplo sui nuclei e quello sugli elettroni. Il primo domina nei cristalli con spessore piccolo mentre il secondo nei cristalli con spessore grande.

Il numero di particelle in channelling che risulta ridotto a causa del dechannelling può essere approssimato ad un decadimento esponenziale [2]:

$$N(z) = N_0 e^{-z/L_D} \quad (7)$$

dove $N(z)$ è il numero di particelle in channelling nella posizione z lungo il cristallo, N_0 è il numero di particelle in channelling iniziale e L_D è la lunghezza di dechanneling. L_D cambia in base a quale dei due processi di scattering sopracitati risulta dominante e cresce linearmente al crescere dell'energia [2].

1.2 I cristalli curvi di Silicio

Come descritto nella sezione precedente, quando una particella carica attraversa un reticolo ordinato, rispettando alcune condizioni, si riesce a confinare la particella in una regione del cristallo (channelling). Utilizzando un cristallo curvo, le particelle risultano forzate a seguire la curvatura del cristallo e quindi vengono deflesse.

I cristalli curvi sono dispositivi in grado di deflettere particelle cariche relativistiche producendo lo stesso effetto di un campo magnetico elevato, grazie all'interazione coerente tra le particelle e il reticolo cristallino. La figura 5 mostra il channelling di una particella in un cristallo dritto e in uno curvo.

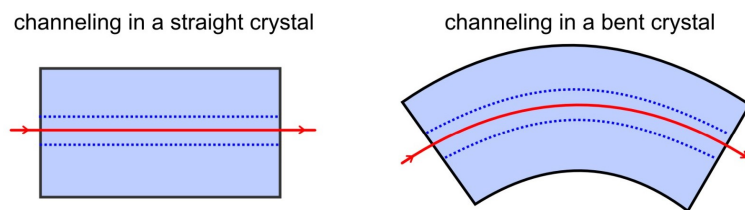


Figura 5: Channelling in un cristallo dritto e in un cristallo curvo dove la particella risulta forzata a seguire la curvatura del cristallo stesso [7].

La traiettoria di una particella in un cristallo curvo risulta deviata di un angolo $\phi_c = l/R$ dove l è la lunghezza del cristallo e R è il raggio di curvatura. La descrizione del potenziale interplanare della sez. 1.1.1 risulta valida anche per i cristalli curvi in cui il raggio di curvatura ha un effetto trascurabile rispetto alla struttura cristallina microscopica.

1.2.1 Il channelling

Una particella in un cristallo curvo che risulta confinata secondo la curvatura del cristallo risente, oltre che del potenziale interplanare, di una forza centrifuga. La figura 6 mostra una particella ideale che entra nel cristallo sia nel sistema di riferimento del laboratorio (a) sia nel sistema di riferimento che ruota con la particella stessa (b).

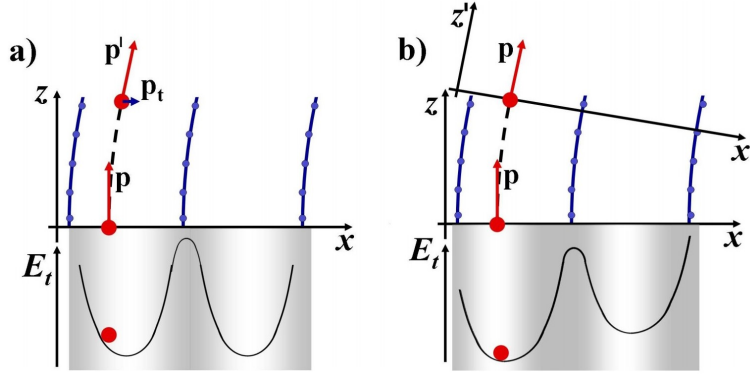


Figura 6: Particella con $E_t = 0$ in channelling in un cristallo curvo: a) sistema di riferimento inerziale del laboratorio in cui la particella ha un angolo di disallineamento rispetto al piano del reticolo cristallino curvato; b) sistema di riferimento non inerziale che ruota con la particella dove si ha la presenza di una forza centrifuga [7].

Considerando la figura 6b in cui si aggiunge il termine di forza centrifuga, che modifica il potenziale interplanare $U(x)$, si ottiene un potenziale efficace pari a:

$$U_{eff}(x) = U(x) + \frac{pV}{R}x \quad (8)$$

dove R è il raggio di curvatura del cristallo che si assume costante, ovvero si assume che la curvatura del cristallo sia un arco di circonferenza.

Si nota dall'eq. 8 che all'aumentare del raggio di curvatura R il potenziale efficace diminuisce e quindi la buca di potenziale risulta essere meno profonda.

Quando la forza centrifuga risulta pari alla forza prodotta dal campo elettrico generato dai piani atomici alla distanza critica x_c , si ha che:

$$\frac{pV}{R_c} = U'(x_c) \quad (9)$$

e il channelling non è più possibile. Per raggi di curvatura minori del raggio critico R_c , il confinamento non risulta più stabile.

Dato U_{max} , il limite per l'energia della particella trasversa al piano cristallino per un cristallo dritto, questo valore per un cristallo curvo diventa $U_{max}^b(R) < U_{max}$. Di conseguenza cambia il valore dell'angolo critico:

$$\alpha_c^b = \sqrt{\frac{2U_{max}^b(R)}{pV}} < \alpha_c \quad (10)$$

dove α_c è l'angolo critico per un cristallo dritto dato dall'eq. 6.

Il channelling in cristalli curvi permette di deviare la traiettoria di particelle cariche ma con un angolo di accettazione che diventa più piccolo all'aumentare del raggio di curvatura.

1.2.2 Effetti di volume

Quando una particella attraversa un cristallo, non in channelling, il suo moto è approssimativamente lungo una traiettoria retta, escludendo gli effetti di scattering multiplo; per cui l'allineamento tra la traiettoria della particella e il piano cristallino varia durante il moto. In particolare esiste un intervallo della posizione di allineamento iniziale in cui la traiettoria della particella diventa tangente al piano del cristallo. Quando accade ciò, si possono avere due effetti: *volume capture* o *volume reflection*. Questi effetti si ottengono sia in cristalli dritti che in cristalli curvi. Si analizzano nel seguito gli effetti per i cristalli curvi.

Volume capture (VC)

Per ogni data traiettoria della particella nel cristallo, è possibile ottenere un effetto di dechannelling inverso. Una particella con un'energia trasversa maggiore del valore critico è in grado di perdere la sua energia a causa dello scattering multiplo e può essere ricatturata nella regione di channelling. Questo fenomeno è detto *volume capture*.

Quando in un cristallo curvo si ha il processo di dechannelling, viene contemporaneamente ruotata la direzione del canale di confinamento in base al moto della particella lungo il cristallo. Il disallineamento tra la particella e il canale di channelling cresce rapidamente e l'energia trasversa della particella si discosta dalla soglia di confinamento a causa del potenziale efficace.

L'effetto di volume capture può essere ottenuto nei cristalli curvi considerando la traiettoria inversa di una particella che va in dechannelling. Come viene presentato in figura 7, la particella entra nel cristallo con un angolo di disallineamento $\alpha > \alpha_c$ e progressivamente si allinea alla curvatura dei piani cristallini. Dal punto di vista dell'energia trasversa, come si nota in figura 7, durante questa fase la distanza dalla soglia di cattura diminuisce e, vicino al punto di tangenza con il canale di confinamento, risulta permessa la cattura in channelling. Da questo punto in poi la particella si comporta come una particella in channelling.

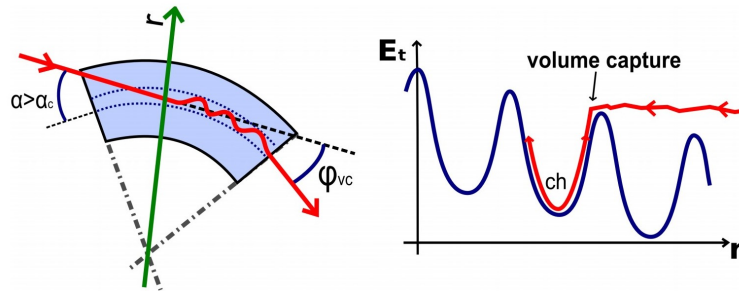


Figura 7: Volume capture in un cristallo curvo [7].

Volume reflection (VR)

Il processo di volume reflection si ha quando la particella devia il suo moto in un singolo punto all'interno del cristallo a causa dello scattering elastico con la barriera di potenziale atomica. Come l'effetto di volume capture, il processo di volume reflection si ha quando la particella incidente ha un angolo di disallineamento maggiore di α_c , per cui l'energia

trasversa della particella supera la barriera di potenziale e la particella risulta in dechanneling. La particella che attraversa il cristallo ad un certo punto avrà una traiettoria tangente al canale di confinamento, ma, a differenza della volume capture, le fluttuazioni di energia trasversa non riescono a ricattare la particella nel canale di confinamento. La traiettoria della particella raggiunge il punto di tangenza con il piano del cristallo e, in questo punto, la particella non ha più un'energia cinetica trasversa, quindi inverte il suo moto sotto l'influenza del potenziale interplanare. Questo fenomeno è chiamato volume reflection e se ne presenta uno schema in figura 8.

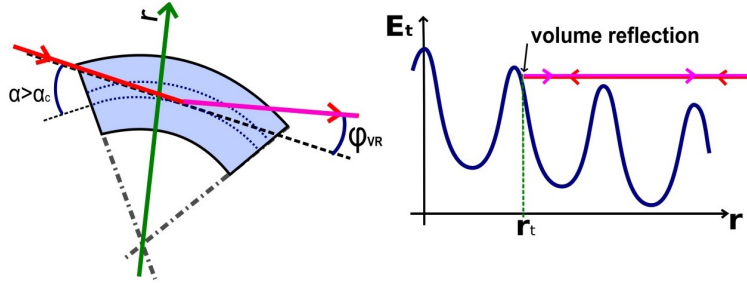
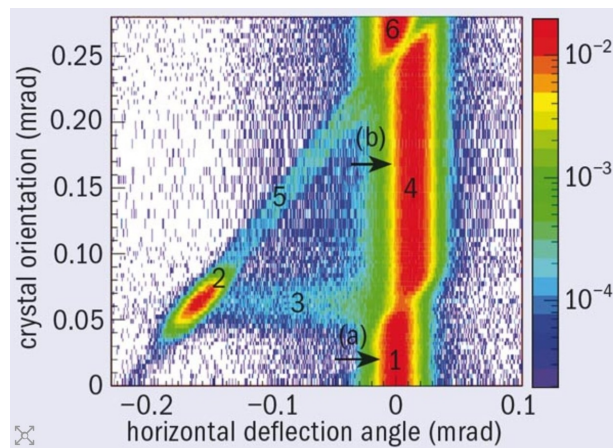


Figura 8: Volume reflection in un cristallo curvo [7].

La figura 9 presenta i risultati ottenuti al CERN con un cristallo di 3 mm curvato di $162 \mu\text{rad}$: il grafico mostra l'angolo di deviazione delle particelle in funzione dell'angolo di orientazione del fascio rispetto al cristallo. La traiettoria delle singole particelle viene ricostruita, in ingresso al cristallo e in uscita, tramite rivelatori al silicio ad alta risoluzione spaziale.

In figura 9 vengono indicati gli effetti di channelling, volume capture e volume reflection. È chiaramente visibile l'aumento dell'accettazione angolare nel processo di volume reflection rispetto al processo di channelling.

Figura 9: Angolo di deviazione delle particelle in funzione dell'angolo di orientazione del cristallo rispetto al fascio: 1) e 6) cristallo non allineato, 2) channelling, 3) dechanneling, 4) volume reflection, 5) volume capture [11].



1.3 L'emissione di radiazione

Gli aspetti che caratterizzano l'interazione di particelle cariche con i cristalli non influiscono solo sulla traiettoria della particella ma anche sul modo in cui queste particelle perdono energia. Di particolare interesse è lo studio dell'emissione di radiazione in cristalli curvi attraversati da leptoni in channelling o in volume reflection.

Per la deflessione della particella incidente i due effetti risultano molto diversi tra loro: il channelling devia leggermente la traiettoria della particella lungo il cristallo, mentre l'effetto di riflessione causa la deviazione della traiettoria della particella in un punto preciso e quindi in una piccola regione del cristallo. Considerando l'emissione di radiazione, la descrizione dei due effetti risulta simile in quanto in entrambi i casi l'interazione con il potenziale interplanare descritto nella sez. 1.1.1 risulta dominante rispetto alla deflessione della traiettoria.

In entrambi gli effetti, la particella interagisce con il potenziale interplanare producendo delle oscillazioni nella direzione trasversale rispetto al moto, come si mostra in figura 10. Nel channelling, l'energia trasversale della particella risulta minore della barriera di potenziale e il suo moto risulta confinato all'interno di un piano cristallino. Nella volume reflection, l'energia trasversale della particella risulta maggiore della barriera di potenziale e quindi la particella oscilla attraversando i piani cristallini.

Le oscillazioni quasi armoniche e l'interazione periodica con il reticolo cristallino aumentano la radiazione emessa nei due fenomeni.

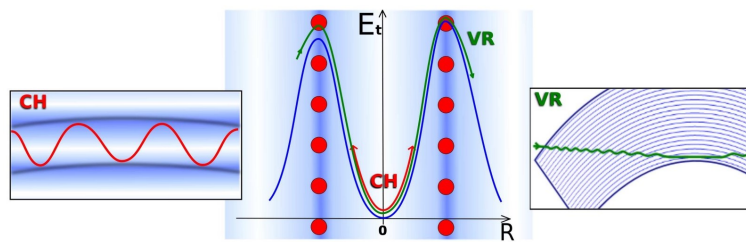


Figura 10: La particella in channelling (linea rossa) ha un moto di oscillazione tra i piani cristallini (destra) mentre la particella che subisce volume reflection (linea verde) oscilla attraversando i piani cristallini [7].

Se una particella positiva risulta, ad esempio, in channelling in una regione in cui la densità di elettroni è piccola, la probabilità di collisione con gli elettroni e la corrispondente perdita di energia diventano più piccole rispetto a quelle nei materiali amorfi. Quando si tratta di particelle leggere come elettroni o positroni, la maggior parte della perdita di energia in un materiale amorfo non dipende dalle collisioni ma dall'emissione di radiazione bremsstrahlung determinata dallo scattering multiplo coulombiano. Una particella che attraversa un cristallo in channelling non è soggetta allo scattering multiplo coulombiano ma, oscillando in un potenziale quasi armonico, emette una radiazione il cui spettro può presentare dei picchi dovuti alle diverse armoniche presenti [7]. Al contrario, se una particella ha un angolo di incidenza maggiore dell'angolo critico, per cui non riesce ad entrare in channelling, emette una radiazione chiamata bremsstrahlung coerente. Se il cristallo è curvo la particella emette radiazione a causa della volume reflection, aspetto che può essere considerato come un'estensione del bremsstrahlung coerente.

Ci sono diverse applicazioni che potrebbero sfruttare l'aumento di emissione di radiazione nei cristalli: la realizzazione di fasci di fotoni intensi di alta energia, la produzione di positroni, la realizzazione dei calorimetri [7].

1.3.1 La radiazione di channeling

L'emissione della radiazione in channeling viene svolta nell'intervallo di energie da qualche centinaio di MeV fino a qualche GeV, per le energie tipiche dei fasci di elettroni e positroni utilizzati. In questo intervallo la radiazione emessa ha un carattere monocromatico; infatti il contributo di maggiore rilevanza è dato dalla prima armonica di oscillazione. Si riporta un esempio in figura 11 a sinistra, in cui sono chiaramente visibili i contributi dovuti alla prima e alla seconda armonica. La figura 11 a destra, invece, viene considerato un fascio di elettroni in cui non si ha presenza di una struttura spettrale. In questo caso gli elettroni risultano confinati in un potenziale non armonico.

A energie superiori si perde gradualmente la monocromaticità in quanto il contributo delle armoniche superiori risulta sempre più importante e lo spettro tende a diventare continuo.

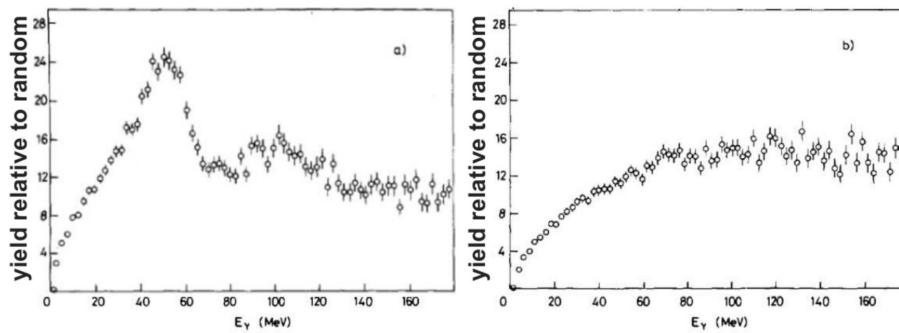


Figura 11: Spettro di energia dei fotoni emessi da fascio di particelle a 10 GeV/c normalizzato rispetto al bremsstrahlung incoerente: a sinistra viene considerato un fascio di positroni, si vedono la prima e la seconda armonica, a destra viene considerato un fascio di elettroni in cui si ha un aumento di energia a causa del bremsstrahlung incoerente ma senza una struttura rilevante [7].

Si noti che se si considera un cristallo curvo, viene imposto un moto circolare in aggiunta al moto armonico, causato dal channeling, che ha due importanti conseguenze:

- l'interferenza viene ridotta a causa della traiettoria della particella che devia rispetto ad una linea retta;
- a basse energie si deve aggiungere una componente continua allo spettro di emissione causata dal moto circolare;

L'influenza di un cristallo curvo sulla radiazione di channeling viene mostrata in figura 12. Si nota che, al crescere della curvatura del cristallo, le parti dello spettro a media e alta energia decrescono (curve 3 e 4) mentre si aggiunge il contributo dovuto al moto circolare (curva 2).

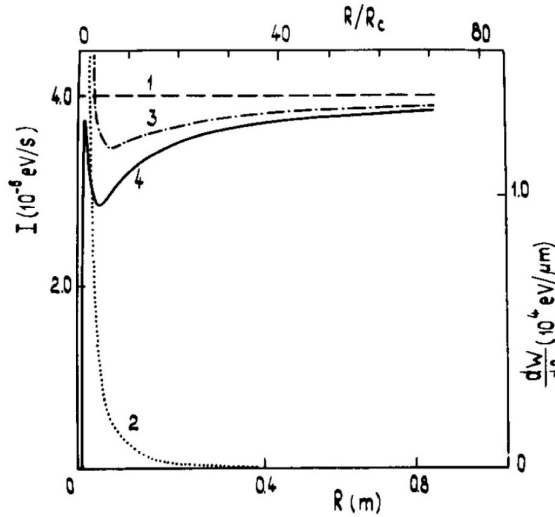


Figura 12: L'intensità della radiazione emessa (I) per positroni relativistici in funzione sia del raggio di curvatura (R) sia del suo rapporto con il raggio critico R/R_c : la curva 1 si riferisce a un cristallo dritto, la curva 2 indica il contributo del moto circolare, la curva 3 si riferisce a un cristallo curvo e la curva 4 include il contributo di una particella quasi in channeling in un cristallo curvo [7].

1.3.2 Il bremsstrahlung coerente

Il bremsstrahlung coerente (CB) ha luogo quando una particella attraversa un cristallo dritto con un angolo, rispetto ai piani del reticolo, $\alpha > \alpha_c$ (angolo critico) ma comunque abbastanza piccolo perché sia valida l'approssimazione continua vista nella sez. 1.1.1. In queste condizioni il channeling non è permesso.

La particella attraversa i piani cristallini periodicamente e ciò fa sì che, per certe frequenze, la radiazione elettromagnetica emessa al passaggio della particella si sommi coerentemente, aumentando la radiazione totale emessa.

La particella risulta soggetta ad un moto periodico attraversando i piani cristallini con un periodo pari a d/θ con d distanza interplanare e θ angolo di incidenza. La figura 13 presenta uno schema di quanto appena descritto. La periodicità appare nello spettro del bremsstrahlung come dei picchi monocromatici che corrispondono alle armoniche del moto della particella, come è possibile notare in figura 13 a destra.

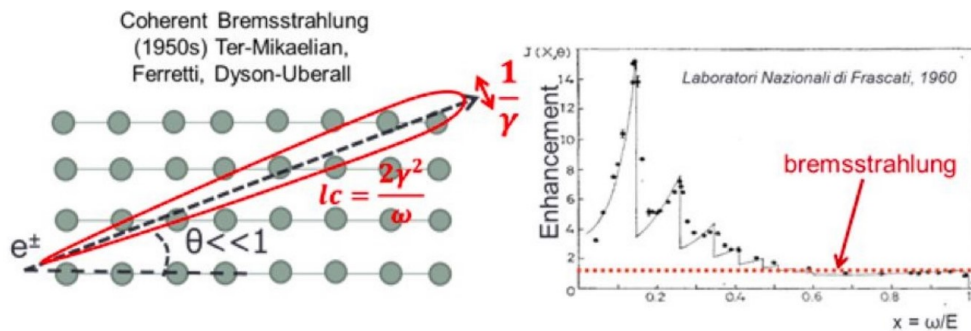


Figura 13: A sinistra uno schema del bremsstrahlung coerente mentre a destra l'aumento dell'intensità della radiazione di bremsstrahlung misurato presso il laboratorio nazionale di Frascati [12].

Allo stesso modo si può avere produzione di coppie elettrone/positrone coerente (CPP) in un cristallo, se l'angolo di incidenza della particella risulta maggiore rispetto all'angolo

critico. Invece, quando la velocità della particella carica è circa parallela all'asse del cristallo o ad un piano cristallino, la traiettoria della particella viene forzata ad un moto di oscillazione all'interno della buca di potenziale, ovvero la particella è canalizzata tra i piani cristallini di conseguenza emette radiazione di channelling (CR) [12].

La condizione di volume reflection è molto simile al bremsstrahlung coerente: l'energia trasversa supera la barriera di potenziale e la particella durante il moto riesce ad attraversare i piani cristallini. Anche in questo caso la particella oscilla a causa dell'interazione con il potenziale interplanare. La differenza della volume reflection rispetto al bremsstrahlung coerente è data dalla presenza di un cristallo curvo al posto di un cristallo dritto.

1.4 Il progetto ELIOT

Nel progetto ELIOT si intende studiare l'influenza della struttura cristallina sull'interazione della radiazione con la materia e in particolare l'andamento di radiazione da bremsstrahlung prodotta da elettroni e positroni nei cristalli. È noto [13] come la struttura cristallina sia in grado di influenzare l'emissione di radiazione in un cristallo orientato attraversato da elettroni/positroni o fotoni di alta energia. L'incremento del bremsstrahlung è dovuto al bremsstrahlung coerente (CB) mentre l'incremento della creazione di coppie è dovuto alla produzione di coppie coerente (CPP). Inoltre, quando la traiettoria della particella incidente viene forzata ad un moto armonico, si aggiunge l'effetto di channeling radiation (CR), come descritto nella sez 1.3.1.

Questi effetti possono essere sfruttati per produrre sorgenti di radiazione:

- CB: genera fasci di radiazione γ intensi, monocromatici e linearmente polarizzati;
- CR: genera fasci altamente monocromatici nella regione dei raggi X (duri);
- Cristalli curvi: generano fasci gamma intensi attraverso il processo di volume reflection (VR). Rispetto ai cristalli non curvi, anche per angoli di incidenza superiori all'angolo critico, l'intensità dello spettro rimane elevata come per il channeling.

La figura 14 mostra come varia l'intensità della radiazione emessa in funzione dell'orientamento del cristallo rispetto al fascio incidente.

Come sorgenti di radiazione vengono utilizzati cristalli a basso Z per ridurre lo scattering multiplo coulombiano con dimensioni opportune per ottimizzare le operazioni in un intervallo di energie tra 100 e 800 MeV. In particolare vengono utilizzati cristalli curvi e dritti costruiti a partire da wafer di silicio di alta qualità.

Il progetto ELIOT intende verificare la possibilità di creare sorgenti di raggi γ intense tramite l'utilizzo di questi cristalli orientati. Tra i vantaggi di tale sorgente di radiazione vanno considerati il costo contenuto e la non necessità di un laser potente. Questa sorgente di raggi X o γ basata su cristalli può trovare un'applicazione importante nella medicina, in particolare nell'ambito dell'oncologia o della produzione di radioisotopi.

1.4.1 I test sul fascio estratto

Per poter verificare il comportamento dei cristalli, che permettono emissione di radiazione, è necessario sottoporli a test con un fascio di elettroni e di positroni di energia da qualche

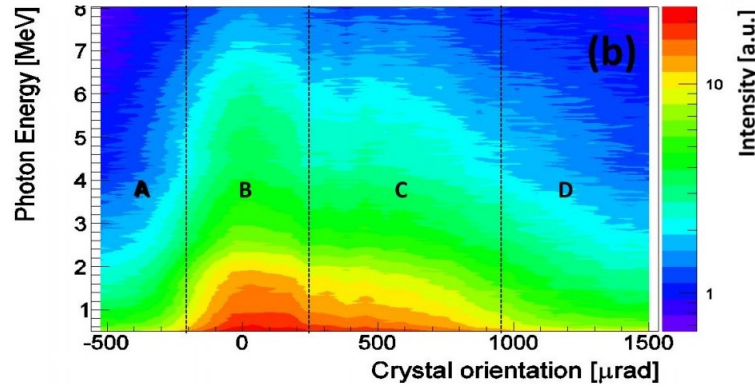


Figura 14: Intensità di radiazione in funzione dell'orientamento del cristallo. Le regioni A e D per il CB, la regione B per il CR e la regione C per il VR [12].

GeV a centinaia di GeV. Nel 2019, l'intero fascio disponibile con queste caratteristiche è il fascio TB21 di DESY. La figura 15 mostra uno schema della linea di fascio TB21, utilizzato per il progetto ELIOT. In generale ci sono tre linee di fascio: TB21, TB22 e TB24. Le linee dei fasci sono collegate al sincrotrone di DESY II, che gestisce fasci di elettroni con un'energia di oscillazione di 0.45-6.3 GeV.

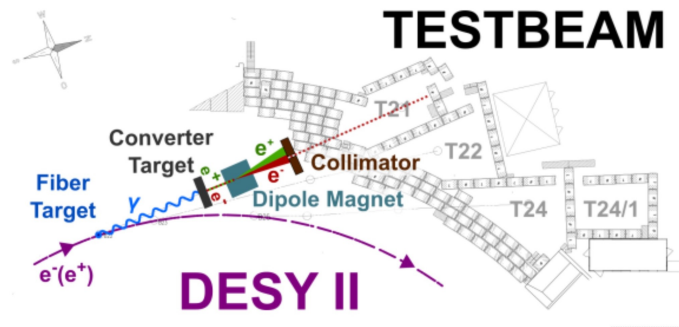


Figura 15: Schema della generazione del fascio di prova di DESY II per la linea di fascio TB21 [14].

Viene utilizzato un fascio di elettroni a 120 GeV che interagiscono con un cristallo di tungstato di piombo (PWO) di lunghezza $L = 4 \text{ mm} = 0.45X_0$ con X_0 lunghezza di radiazione. Gli elettroni causano la shower di fotoni che viene misurata da un calorimetro. La figura 16 mostra la distribuzione della perdita di energia in funzione dell'orientamento del fascio rispetto al cristallo. Lo spettro dell'allineamento casuale, rappresentato da una linea nera in figura 16, ha lo spettro tipico di Bethe-Heitler, ovvero con un andamento pari a $1/E$ e massimo nella regione di fotoni a bassa energia.

La figura 17 mostra il setup sperimentale del progetto ELIOT. Di seguito si descrivono le sue componenti.

Il cristallo curvo, viene posizionato sopra un goniometro ad alta precisione. Il goniometro risulta provvisto di due supporti rotanti e due supporti lineari per orientare il reticolo cristallino rispetto alla direzione del fascio con una precisione di qualche μrad .

Come trigger viene utilizzato uno scintillatore plastico mentre, per misurare la divergenza

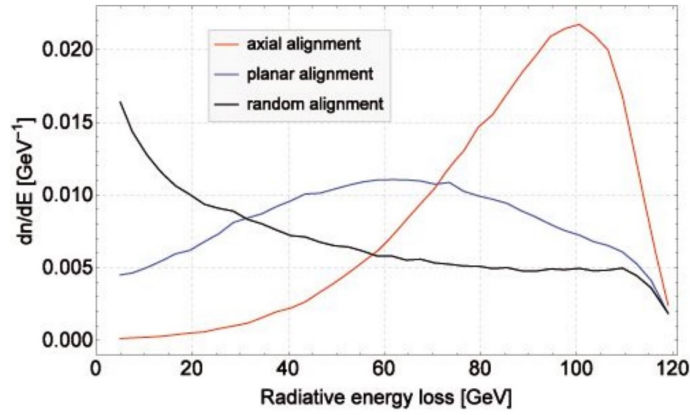


Figura 16: Distribuzione sperimentale della perdita di energia di un fascio di elettroni a 120 GeV in allineamento assiale (linea rossa), planare (linea blu) e casuale (linea nera) con il cristallo di PWO del progetto ELIOT [12].

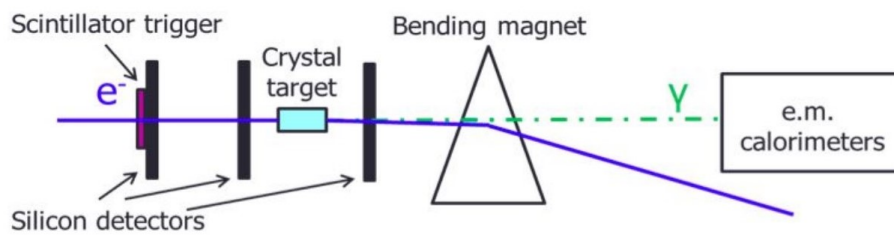


Figura 17: Setup sperimentale per l'esperimento ELIOT [12].

del fascio, vengono utilizzate due camere (beam chambers) in microstrip di silicio a doppia faccia, con dimensione pari a $2 \times 2 \times 0.3 \text{ cm}^3$. Le camere, poste prima del cristallo, riescono a dare delle informazioni sulla traiettoria delle particelle uscenti dal cristallo.

Il fascio di elettroni/positroni entra nel cristallo con una certa probabilità di emettere fotoni. Dopo l'interazione del fascio con il cristallo, gli elettroni (positroni) primari e le possibili coppie create durante lo shower, verranno rilevate dal terzo rivelatore di silicio, posto dopo il cristallo curvo. Questo ha un'area di circa $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Gli elettroni (positroni) e le coppie create vengono deviate da un magnete, posto dopo il terzo rivelatore, che separa il fascio carico da quello dei fotoni (neutro). I fotoni emessi non subiscono deviazioni e vengono raccolti da un calorimetro. L'energia dei fotoni uscenti dal cristallo viene misurata dal calorimetro ad alta risoluzione.

Il pre-shower che si intende costruire ha lo scopo di migliorare le prestazioni del calorimetro elettromagnetico. Il calorimetro, con fasci di alta energia, non è in grado di assorbire tutta l'energia di uno sciame elettromagnetico prodotto da elettroni, positroni e fotoni; tale perdita equivale a una perdita della risoluzione energetica e perciò a una diminuzione dell'efficienza del calorimetro stesso. Il pre-shower è in grado di ricostruire l'energia rilasciata dalle particelle responsabili dello sciame elettromagnetico.

Bibliografia

- [1] W. H. George. *Crystal Physics*. *Nature*, 123, 1929.
- [2] V.M. Biryukov, V.M. Biryukov, Y.A. Chesnokov, and V.I. Kotov. *Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators*. Accelerator Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [3] Farlex. Dizionario Farlex.
- [4] Wikipedia contributors. Miniera di naica, 2020.
- [5] Proprietà degli stati condensati, 2020.
- [6] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2010.
- [7] Said Hasan. *Experimental techniques for deflection and radiation studies with bent crystals*. PhD thesis, 2011. CERN-THESIS-2011-020.
- [8] J. Lindhard. Motion of swift charged particles, as influenced by strings of atoms in crystals. *Physics Letters*, 12(2):126 – 128, 1964.
- [9] Treccani.it - vocabolario treccani on line, 2011.
- [10] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [11] CERN Courier. Bent silicon crystal deflects 400 GeV proton beam at the Super Proton Synchrotron, 2007.
- [12] ELIOT Collaboration. ELIOT - ELectromagnetic processes In Oriented crystals.
- [13] C. F. Nielsen, U. I. Uggerhøj, R. Holtzapple, T. W. Markiewicz, B. C. Benson, E. Bagli, L. Bandiera, V. Guidi, A. Mazzolari, and U. Wienands. Photon emission by volume reflected electrons in bent crystals. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 22:114701, Nov 2019.
- [14] R. Diener, J. Dreyling-Eschweiler, H. Ehrlichmann, I.M. Gregor, U. Kötz, U. Krämer, N. Meyners, N. Potylitsina-Kube, A. Schütz, P. Schütze, and M. Stanitzki. The desy ii test beam facility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 922:265 – 286, 2019.

- [15] Photonis Group. Photomultiplier Tubes Catalogue.
- [16] Philips Data Handbook. *Part 9 - Electron tubes*, 3 1978.
- [17] Hamamatsu Photonics K.K. Photomultiplier Tubes: Basics and Applications, 3 edition, 8 2007.
- [18] Misura dell'efficienza di uno scintillatore.
- [19] William Worstell, Steven Doulas, Olof Johnson, and Cheng-Ju Lin. Scintillator Crystal Readout with Wavelength-Shifting Optical Fibers. 1 2019.
- [20] Megan Anderson, Denver Strong, and Blane Baker. Activities to investigate wavelength-shifting optical fibers. *Physics Education*, 52(4):043003, may 2017.
- [21] Kuraray Co. Plastic Scintillating Fibers.
- [22] LCCAL: A Project For The Barrel Electromagnetic Calorimeter., 2003.
- [23] LCCAL: a Calorimeter prototype for future Linear Colliders, 2003.