

# Radiación suave emitida por electrones

Radiación de Cherenkov.

Radiación de transición en la región de rayos x  
(XTR)

radiación paramétrico rayos X

radiación sincrotrón

ondulador radiación

Smith-Purcell radiación

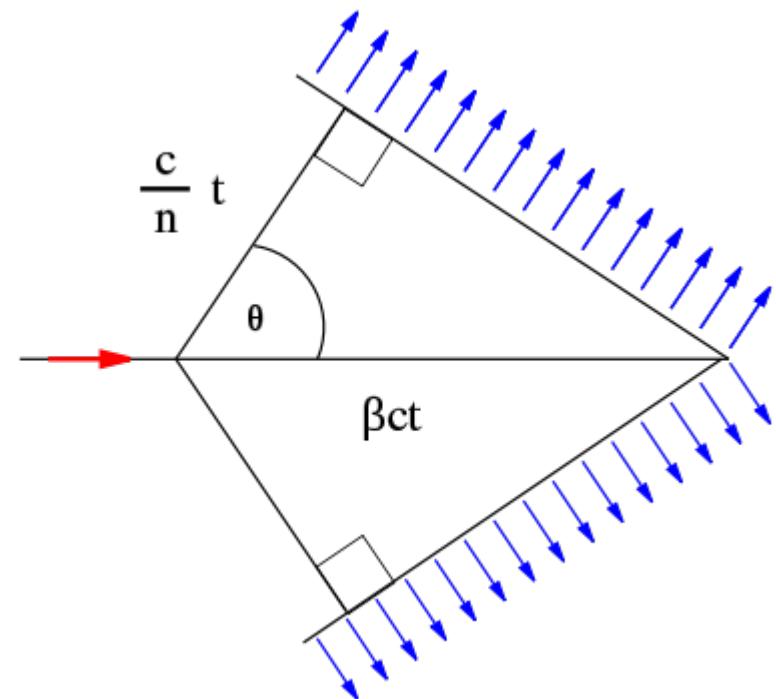
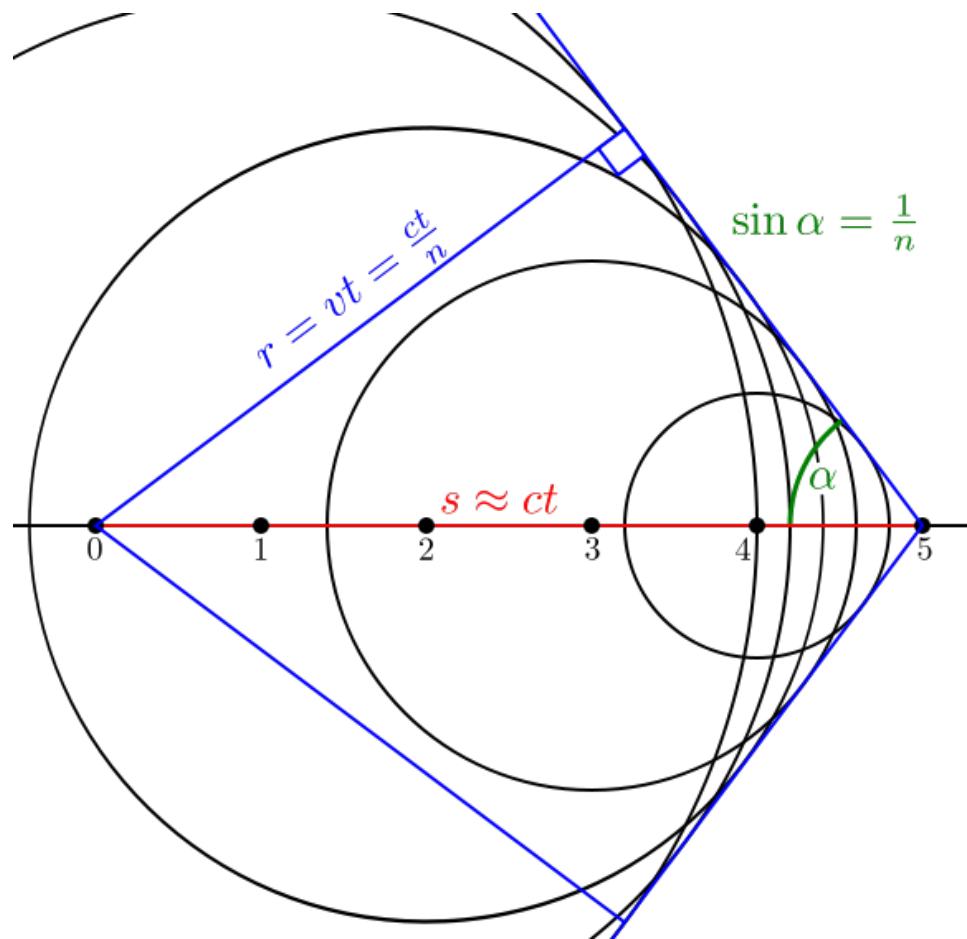
radiación de canalización

# Radiación de Cherenkov

La **radiación de Cherenkov** (también escrito **Cerenkov** o **Čerenkov**) es una radiación de tipo electromagnético producida por el paso de partículas en un medio a velocidades superiores a las de la luz en dicho medio. La [velocidad de la luz](#) depende del medio, y alcanza su valor máximo en el vacío. El valor de la velocidad de la luz en el vacío no puede superarse pero sí en un medio en el que ésta es forzosamente inferior. La radiación recibe su nombre del físico [Pavel Alekseyevich Cherenkov](#) quien fue el primero en caracterizarla rigurosamente y explicar su producción. Cherenkov recibió el [Premio Nobel de Física](#) en [1958](#) por sus descubrimientos relacionados con esta radiación.

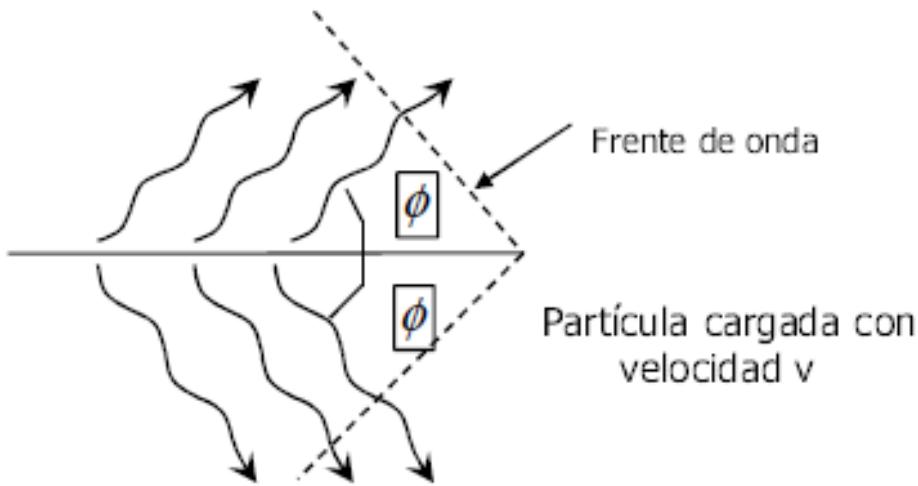
La radiación Cherenkov es un tipo de [onda de choque](#) que produce el brillo azulado característico de los reactores nucleares. Éste es un fenómeno similar al de la generación de una onda de choque cuando se supera la [velocidad del sonido](#).

# Radiación de Cherenkov



# Radiación de Cherenkov.

Dentro de las pérdidas “soft” por partículas cargadas, uno de los efectos más llamativos es el llamado efecto Cherenkov que tiene lugar cuando una partícula cargada atraviesa un medio dieléctrico a una velocidad superior a la velocidad de fase de la luz en el medio (velocidad de propagación de la luz en el medio). En este caso los átomos del medio emiten una onda de radiación coherente a un ángulo dado por la relación entre la velocidad de la luz en el medio y la velocidad de la partícula



$$\cos(\phi) = \frac{c}{n v} = \frac{1}{n\beta}$$

El ángulo de Cherenkov varía con la velocidad desde cero (en el umbral) hasta el valor máximo cuando  $\beta=1$ . La cantidad de fotones emitida por unidad de energía (de los fotones) y de longitud recorrida de la partícula cargada (de carga  $z e$ ) es

$$\frac{d^2N}{dEdx} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2(\phi) = \frac{\alpha^2 z^2}{r_0 m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) = 370 z^2 \sin^2(\phi) \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

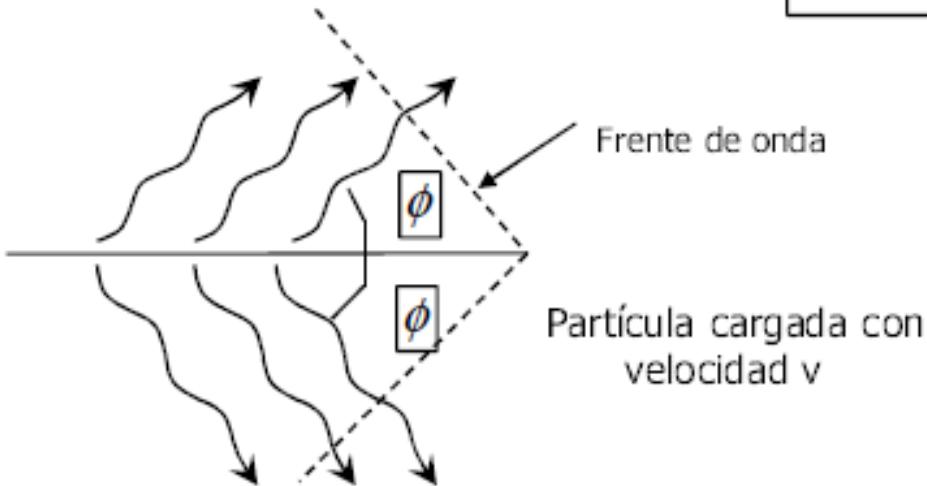
Esta radiación constituye un modo subdominante de pérdida de energía. Normalmente menor de un 0.1% de las pérdidas de la partícula cargada en procesos de excitación e ionización atómicos.

# Radiación de Cherenkov.

La energía umbral para producir Cherenkov se obtiene de la condición  $v > c/n$  de donde

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{e^2 \omega v}{c^2} \left( 1 - \frac{c^2}{n_r^2 v^2} \right) \Theta(n_r v - c)$$

$$\beta \geq \frac{1}{n}; \quad E_{th} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}} = mc^2 \frac{n}{\sqrt{n^2-1}}$$



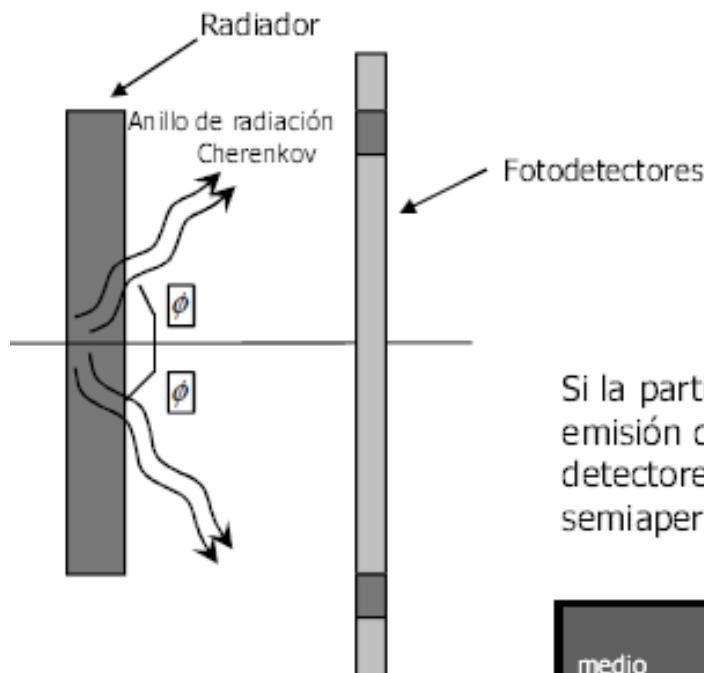
De aquí se obtiene la energía cinética umbral de la partícula en un medio material de índice  $n$  para producir efecto Cherenkov

$$T_{th} = mc^2 \left[ \frac{n}{\sqrt{n^2-1}} - 1 \right]$$

Dado que el verdadero umbral de Cherenkov se expresa en términos de velocidad, a igual medio material, un electrón necesitará menor energía para producir radiación Cherenkov que otra partícula con mayor masa (i.e. un muón). Esto se puede usar para distinguir una partículas de otras por el umbral de efecto Cherenkov.

# Radiación de Cherenkov.

Originalmente descubierta por los Curie durante el estudio de la radiactividad está caracterizada por un color azulado intenso.



Luz azul por efecto Cherenkov en el agua de un reactor nuclear.

Si la partícula atraviesa una lámina de material, se produce la emisión de la radiación en un cono de luz que será visto por los detectores de luz como un anillo. A partir del ángulo de semiapertura se puede calcular y una vez identificada la partícula

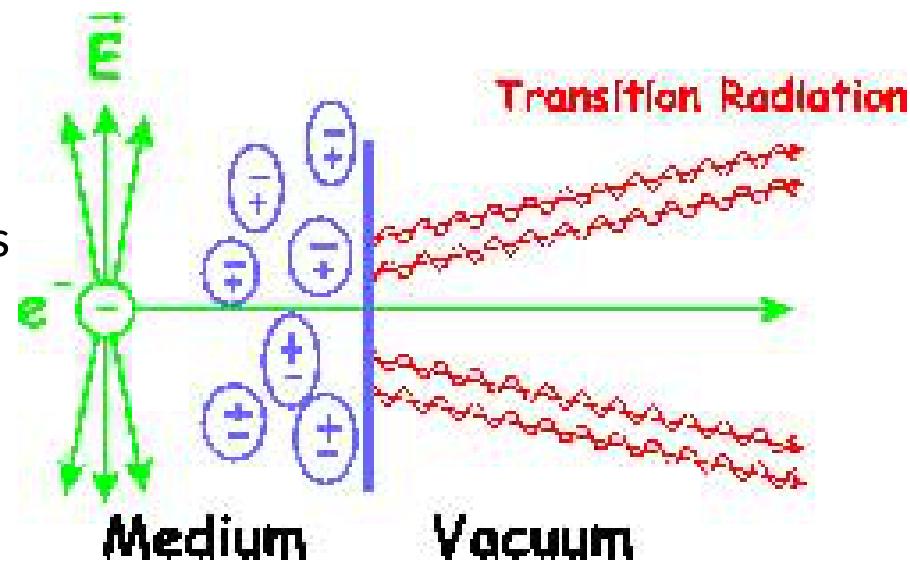
medio	n	Angulo max (grados)	Numero de fotones (eV-1 cm <sup>-1</sup> )	Energía cinética umbral (MeV) electrones
Aire	1.000283	1.36	0.208	21
Isobutano	1.00127	2.89	0.941	9.6
Agua	1.33	41.2	160.8	0.26
Cuarzo	1.46	46.7	196.4	0.19

# Radiación de Cherenkov.

# Radiación de transición en la radiación de rayos x región (XTR)

La existencia de radiación de transición fue predicha en 1946 por Ginzburg y Frank. La radiación se emite cuando una partícula se mueve a través de la interfaz de dos medios con diferentes constantes dieléctricas. La radiación que se predice directamente de la ecuación de la electrodinámica, sin embargo, no estudió experimentalmente durante mucho tiempo porque el número esperado de cuantos era extremadamente pequeño. Después de la primera observación de la radiación de transición en la región óptica, muchos primeros estudios indican que la aplicación de la radiación óptica de transición para la detección e identificación de las partículas individuales parecen ser severamente limitada debido a la inherente poca intensidad de la radiación.

Fue renovado interés en la radiación de transición cuando Garibian mostró que la radiación debe aparecer también en la región de rayos x de partículas ultrarelativistas. Su teoría predice algunas características notables de radiación de transición en la región de rayos X. En primer lugar, la pérdida total de energía por una partícula cargada debe ser proporcional al factor de Lorentz de la partícula,  $\gamma$  ( $\gamma = E/mc^2$ ).



# Radiación de transición en la radiación de rayos x región (XTR)

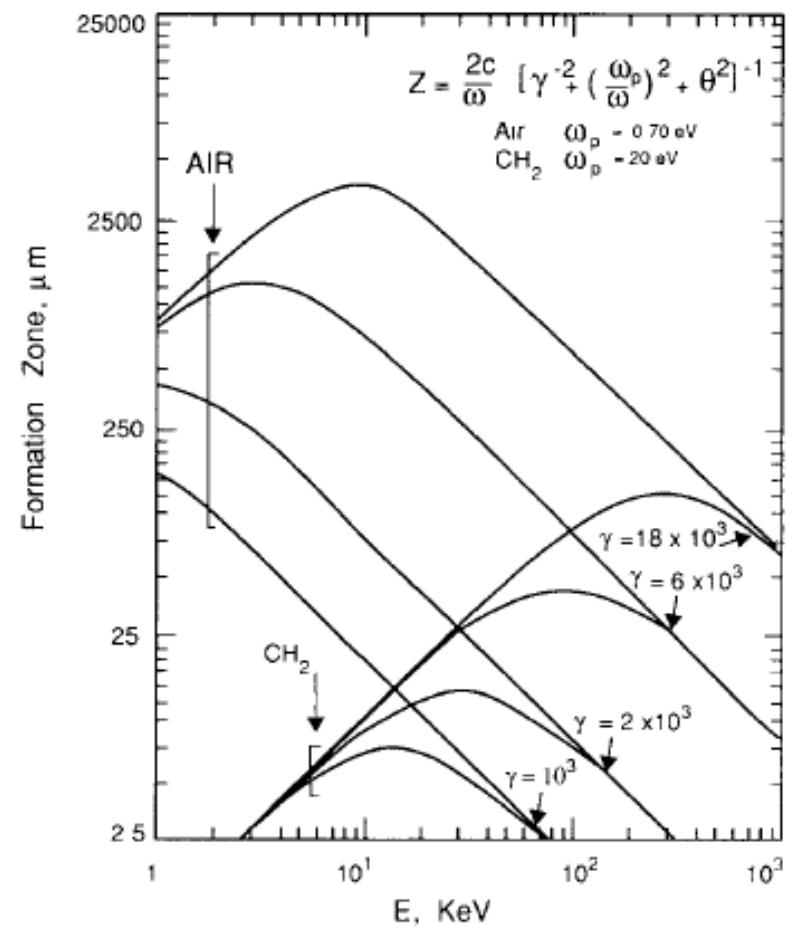
La característica más atractiva es que TR por partículas relativistas se extiende también a la región de rayos X. Para mayor simplicidad, vamos a suponer que  $\epsilon_1 = \epsilon$  y  $\epsilon_2 = 1$  correspondiente al caso cuando la partícula incidente pasa el límite de medio vacío. Se encuentra el flujo de energía en el vacío debido a la radiación de transición

$$\frac{dW}{d\theta} = \frac{2e^2\beta^2}{\pi c^3} \frac{\sin^2\theta \cos^2\theta}{(1 - \beta^2 \cos^2\theta)} d\omega$$
$$\times \left[ \frac{(\epsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2\theta})}{(1 - \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2\theta})(\epsilon \cos\theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta})} \right]^2$$

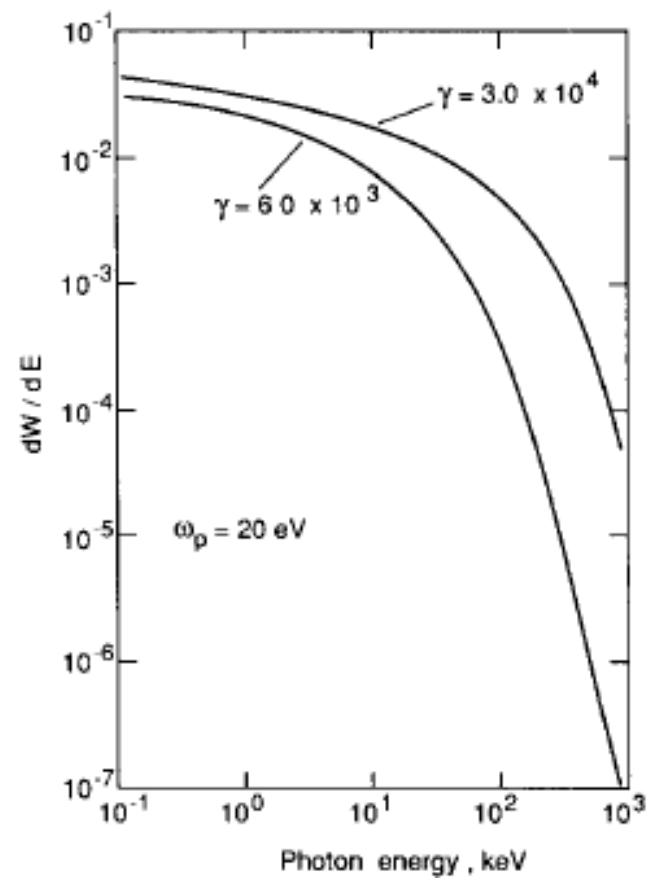
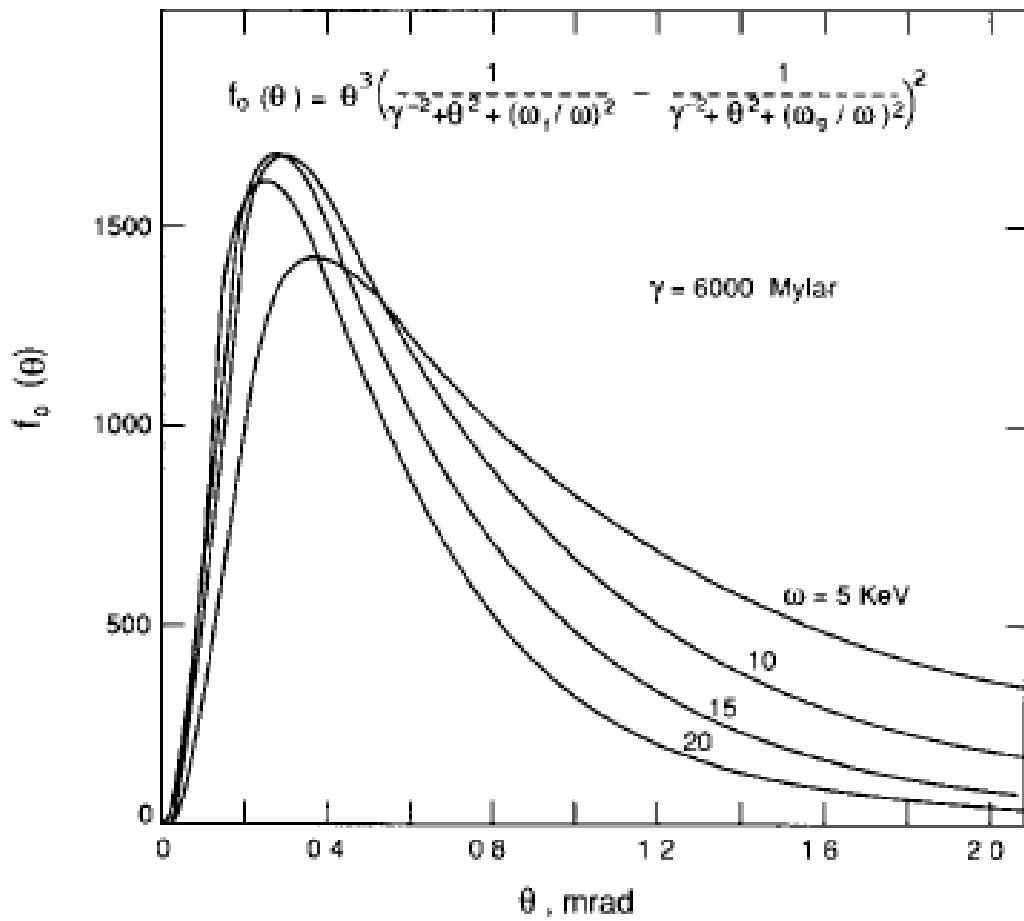
Para partículas relativistas ( $\gamma = E/m \gg 1$ ), puede verse que la radiación tiene un máximo de sharp en un ángulo pequeño. El término  $(1 - \beta^2 \cos\theta)$  en el denominador se convierte en mínimo ángulo de orden  $1/\gamma$  porque el término se puede aproximar como

# Radiación de transición en la radiación de rayos x región (XTR)

Como se muestra en eq., la mayor parte de la radiación es emitida en un ángulo pecado  $\theta = 1/\gamma$  para partículas relativistas, por lo que obtenemos  $R = \gamma^2 c/\omega$ , que se denomina la "zona de formación" en el vacío. En el vacío, la zona de formación se convierte en macroscópica en tamaño; p. ej., de la partícula con  $\gamma = 5000$  y  $\omega = 10$  keV,  $R = 1$  mm. La zona de formación de aire es aproximadamente 100 veces mayor que la de polietileno. En la práctica el espesor de la lámina suele ser 10-20  $\mu\text{m}$ ; Esto significa que la parte dura del espectro TR es suprimida debido a la dependencia energética de la zona de formación de TR en el material del radiador.



# Radiación de transición en la radiación de rayos x región (XTR)

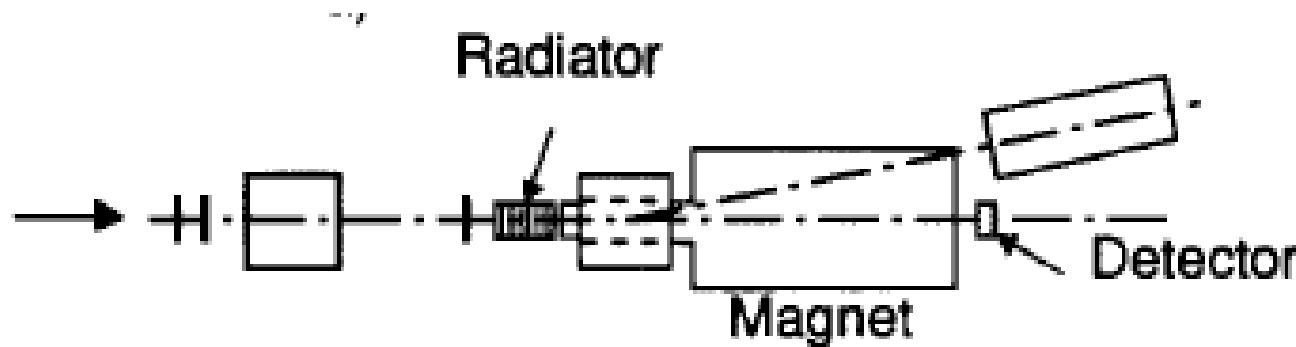


# Radiación de transición en la radiación de rayos x región (XTR)

Finalmente, consideramos la transición número de fotones de radiación. El número de fotones con frecuencias mayores que un límite inferior está dado por la expresión

$$N(>\omega) = \frac{a}{\pi} \left\{ \ln \frac{\omega_c}{\omega} \left( \ln \frac{\omega_c}{\omega} - 2 \right) + \frac{\pi^2}{12} + 1 \right\}.$$

Por ejemplo, para  $a = 100$  keV,  $w = 1$  keV obtenemos  $N(> 1 \text{ keV}) = 0.03 \text{ lamina}^{-1}$ . Las estadísticas de los fotones de TR es descrita por una distribución de Poisson



# Radiación de transición en la radiación de rayos x región (XTR)

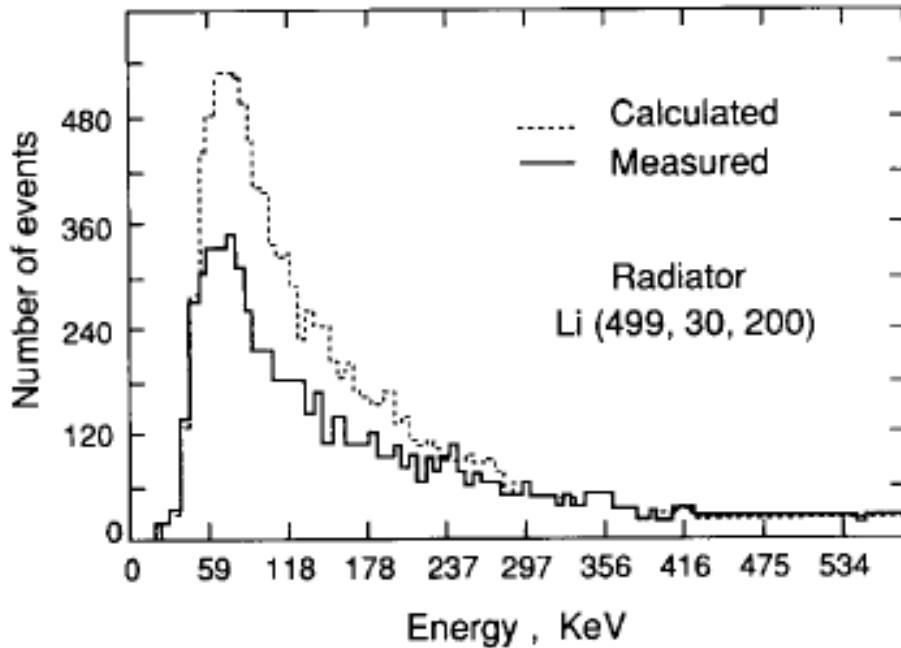


Fig. 6. Comparison of measured TR yield for Li foils radiator with theory predictions.

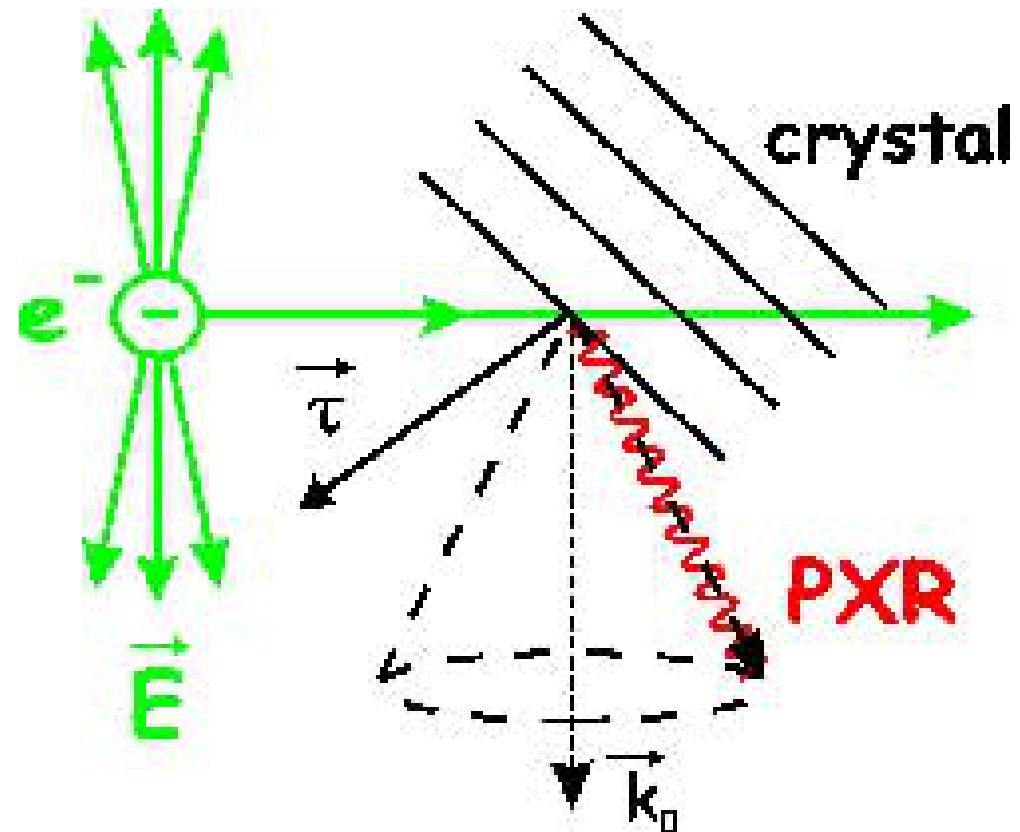
$$\frac{\theta_{m \text{ scatt}}}{\theta_{\text{TR}}} = \frac{21 \text{ MeV} \sqrt{x/x_0}}{p\beta} \frac{E}{mc^2} 40 \sqrt{\frac{x}{x_0}} = 10$$

for  $x/x_0 = 0.05$ .

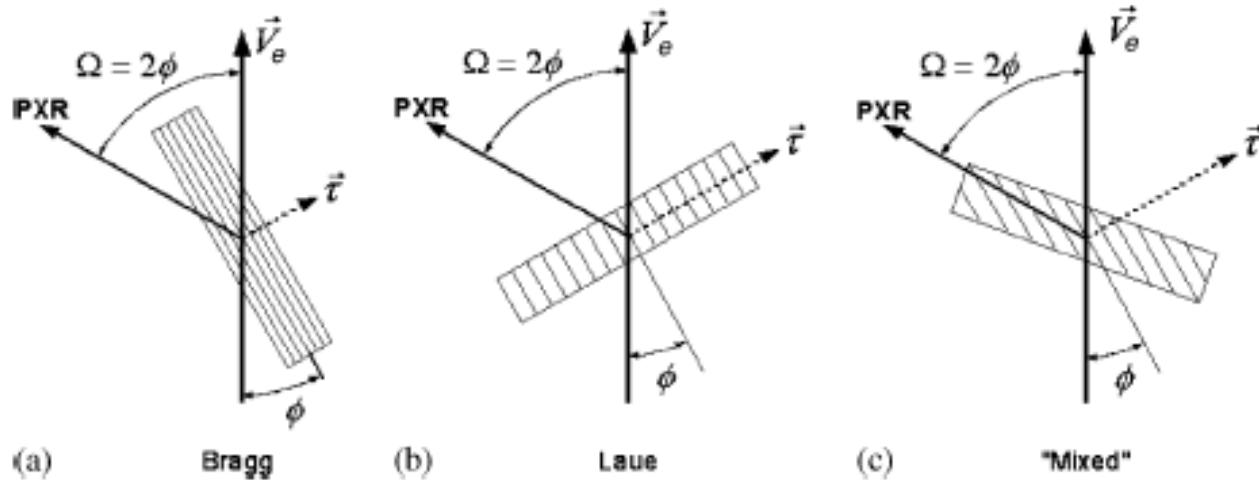
Es difícil aplicar las características angulares de radiación de transición, porque el ángulo de emisión es muy pequeño ( $= 1/y$ ), y la separación espacial entre la pista de partículas y la emisión de TR, por tanto, es en general muy difícil. Para los electrones, sin embargo, la relación entre el ángulo de dispersión múltiples en los materiales del radiador y el ángulo de TR es grande:

# Radiación X-ray paramétrico

rayos X paramétrica es una fuente de rayos x continuamente ajustable generada por la interacción de un electrón relativista y la estructura periódica de un cristal.

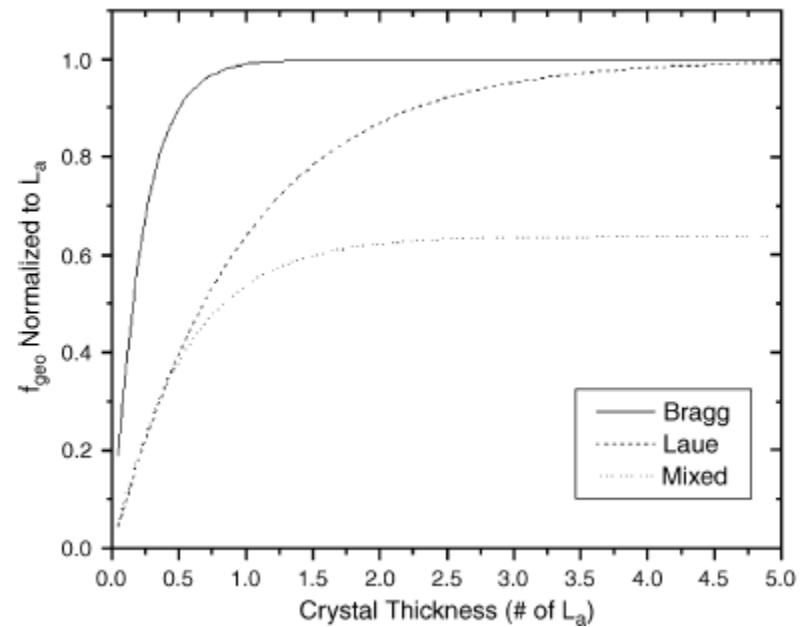
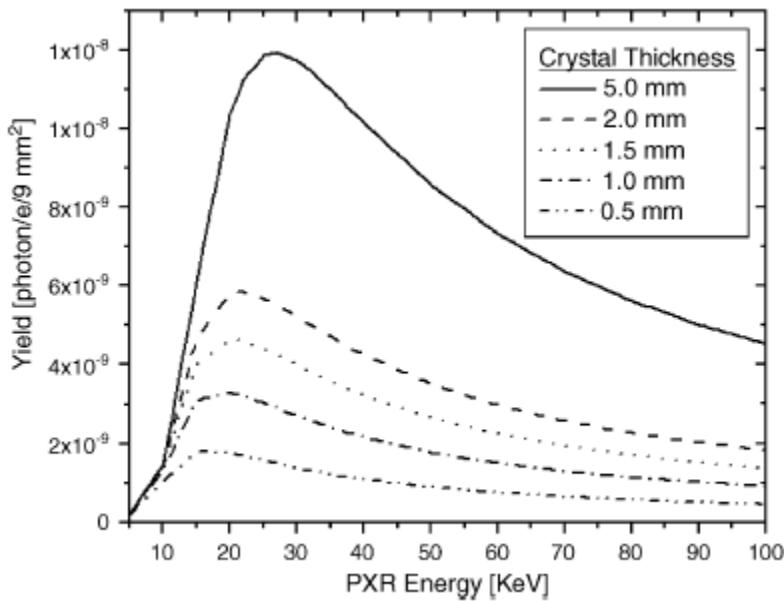


# Radiación X-ray paramétrico



Diferentes geometrías de emisión PXR posibles. El ángulo entre el vector de velocidad de rayo de electrones  $\vec{V}_e$  y planos de cristal está marcada  $\varphi$ ,  $\tau$  es el vector de celosía(latice) recíproca y el PXR es emitido en un ángulo  $\Omega = 2 \varphi$  con respecto el vector de velocidad de rayo de electrones.

# Radiación X-ray paramétrico



En general, el rendimiento PXR aumenta con el espesor del cristal hasta un punto donde  $f_{\text{geo}}$  satura (descuidar ningún electrón múltiples consideraciones de dispersión). Cualquier espesor de cristal más allá de este punto de saturación sólo sirve para degradar el experimento aumentando la Bremsstrahlung, la divergencia del haz de electrones y el cristal de calefacción.

# Radiación X-ray paramétrico

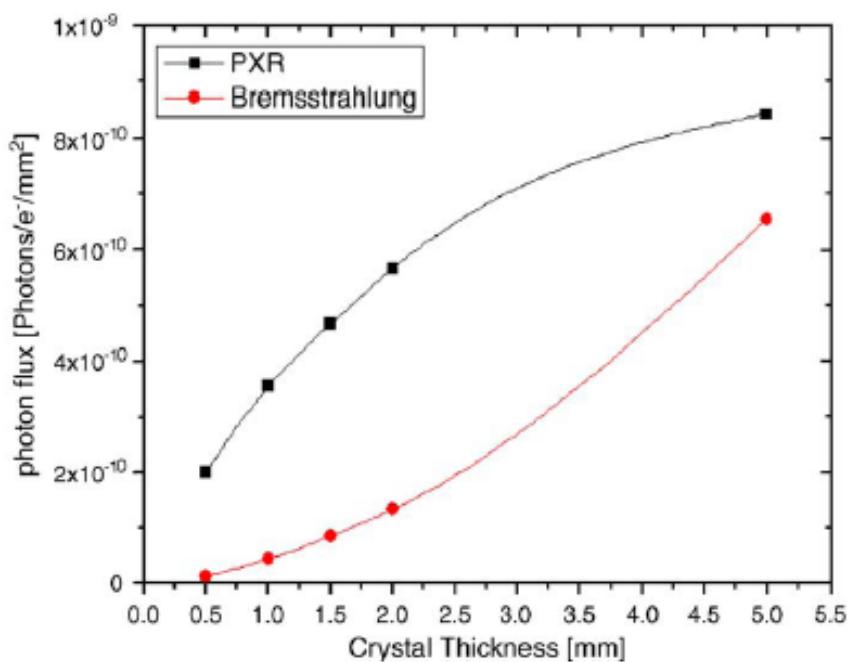


Fig. 4. Comparison of LiF (220) 16.8 keV PXR at a  $15^\circ$  Bragg angle and LiF crystal Bremsstrahlung from 56 MeV electrons.

Las ganancias en la producción de un aumento en el espesor del cristal PXR también aumenta la producción de crystal de Bremsstrahlung, que es visto como ruido para fines de procesamiento de imágenes de PXR. Dentro del ancho de banda estrecho energía de PXR, este ruido es pequeño, pero todo el espectro de energías Bremsstrahlung contribuye a la respuesta del detector de rayos x y degrada el contraste de la imagen.

# Radiación X-ray paramétrico

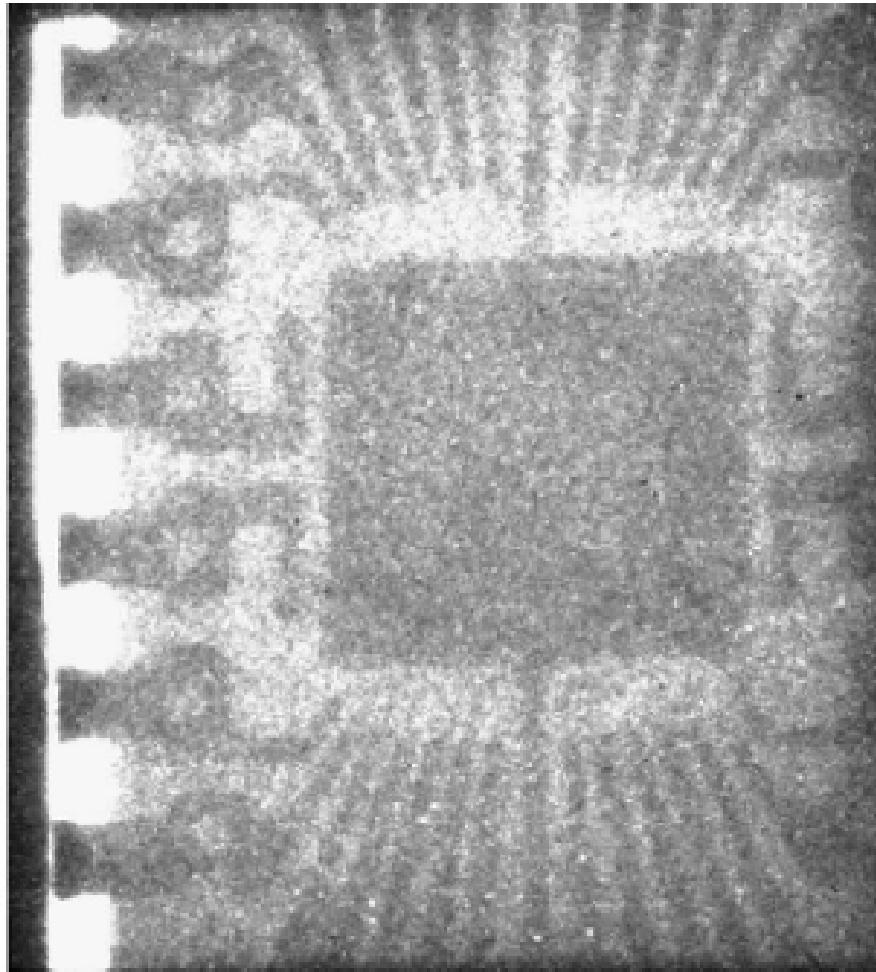
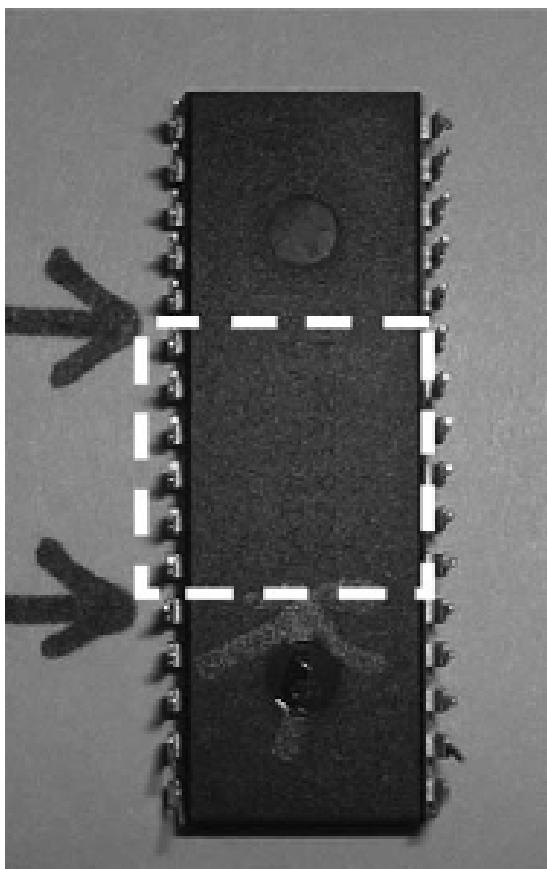


Imagen de cm largo chip de computadora en el haz de electrones con 3,2 mA actual con 25 exposición fotografía y PXR.

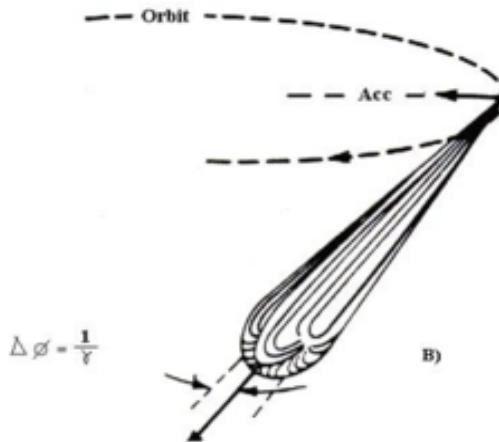
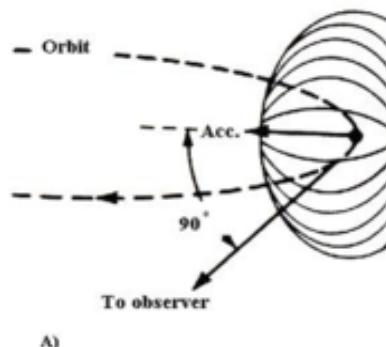
# radiación de sincrotrón

La **radiación de sincrotrón** es la radiación electromagnética generada por partículas cargadas (tales como electrones) que se mueven según una trayectoria curva a alta velocidad (una fracción apreciable de la velocidad de la luz) en un campo magnético. Cuanto más rápido se mueven los electrones, más corta es la longitud de onda de la radiación. La emisión sincrotrón se produce artificialmente en los anillos de almacenamiento de un sincrotrón, y en la naturaleza se produce por los electrones a muy altas velocidades moviéndose a través de los campos magnéticos del espacio, y se observa en las explosiones y en remanentes de supernovas, radio galaxias y púlsares.

# radiación de sincrotrón

Aceleración de velocidad  $\perp$ : radiación de sincrotrón cuando la carga esté en movimiento circular instantáneo, su aceleración es  $\dot{\beta}$  perpendicular a su velocidad  $\beta$ . Elegir un sistema de coordenadas tal que instantáneamente  $\dot{\beta}$  es en la dirección z y  $\beta$  es en la dirección x, con los ángulos polares consuetudinarios  $\theta$  y  $\phi$  definir la dirección de observación

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{q^2}{16\pi^2\epsilon_0 c} \frac{|\dot{\beta}|^2}{(1 - \beta \cos\theta)^3} \left[ 1 - \frac{\sin^2\theta \cos^2\phi}{\gamma^2(1 - \beta \cos\theta)^2} \right] \quad (6)$$



# radiación de sincrotrón

En el límite relativista ( $\gamma \gg 1$ ), la distribución angular puede ser escrita aproximadamente

$$\frac{dP}{d\Omega} \simeq \frac{2e^2}{\pi c^3} \gamma^6 \frac{|\dot{\mathbf{v}}|^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^3} \left[ 1 - \frac{4\gamma^2 \theta^2 \cos^2 \phi}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \right] \quad (7)$$

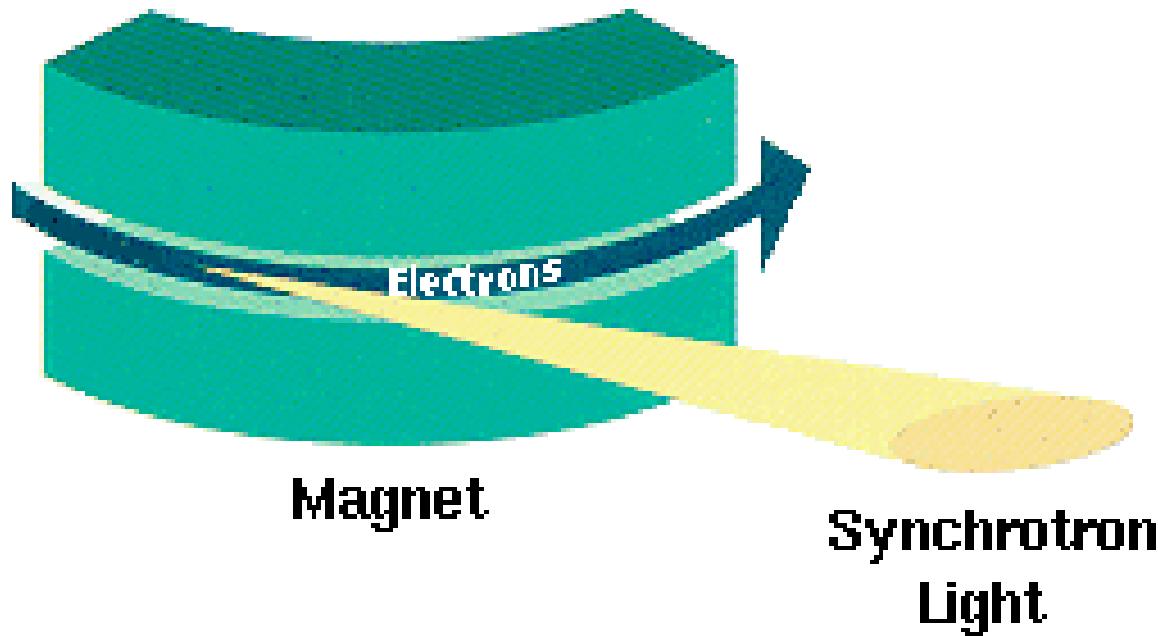
Los factores  $(1 + \beta \cos \theta)$  en los denominadores punta la distribución angular hacia adelante en un cono estrecho como el haz de un faro hacia delante de la partícula. La figura de la distribución angular ( $dP/d\Omega$  vs.  $\gamma \beta$  dibujo) tiene un pico afilado alrededor  $\theta=0$ .

Integración sobre todo ángulo sólido obtenemos la potencia total radiada por un electrón

$$P = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c} \left| \dot{\beta} \right|^2 \gamma^4 = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{\gamma^4}{\rho^2} = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0 m^4 c^5} E^2 B^2 \quad (8)$$

# radiación de sincrotrón

Radiación sincrotrón aparece cuando se dobla un haz de partículas cargadas en un campo magnético



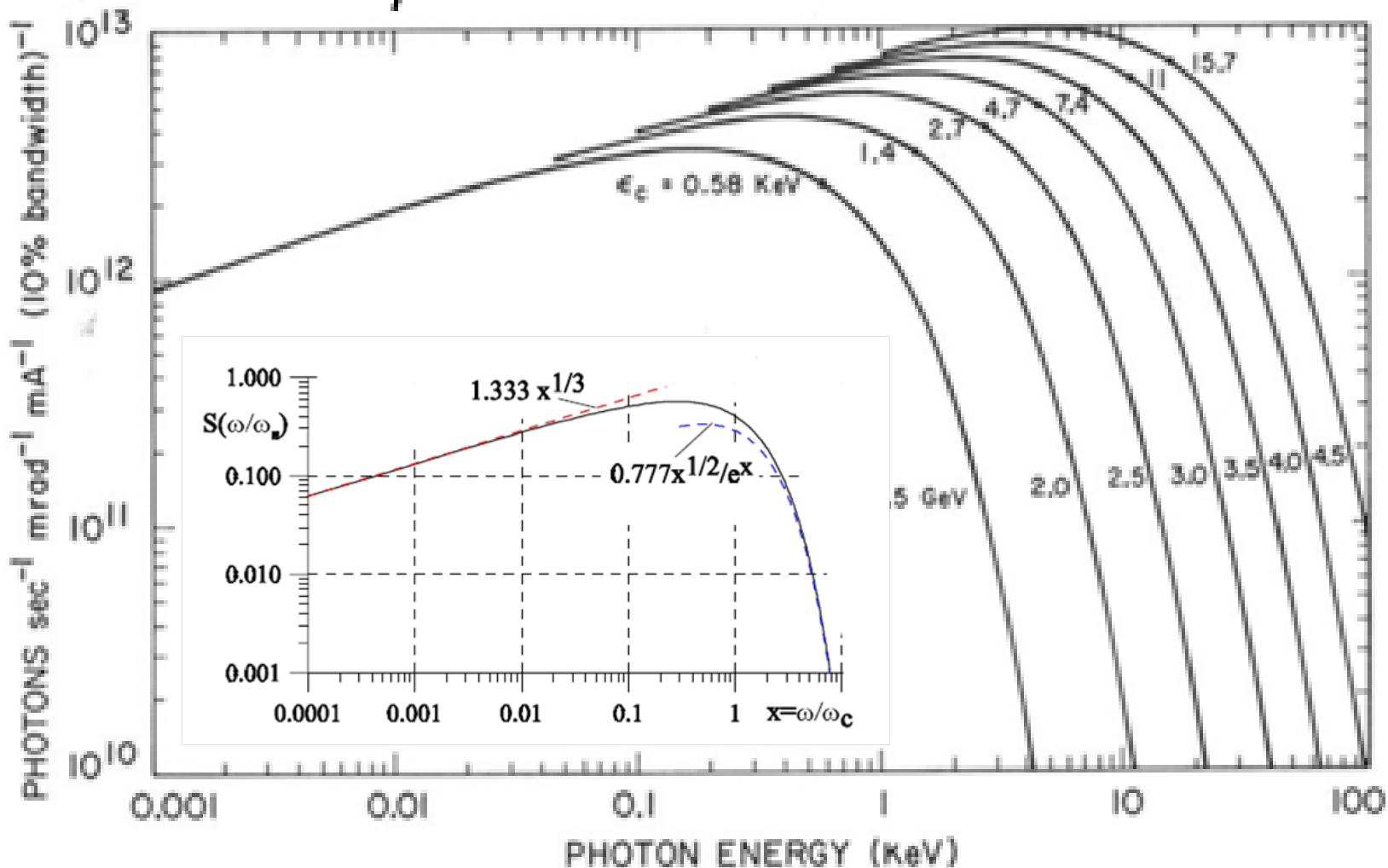
$$P_\gamma = \frac{1}{6\pi\varepsilon_0} \frac{q^2 c}{\rho^2} \gamma^4$$

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$$

es que la partícula cargada factor de Lorentz  $\rho$  es el radio de curvatura

# radiación de sincrotrón

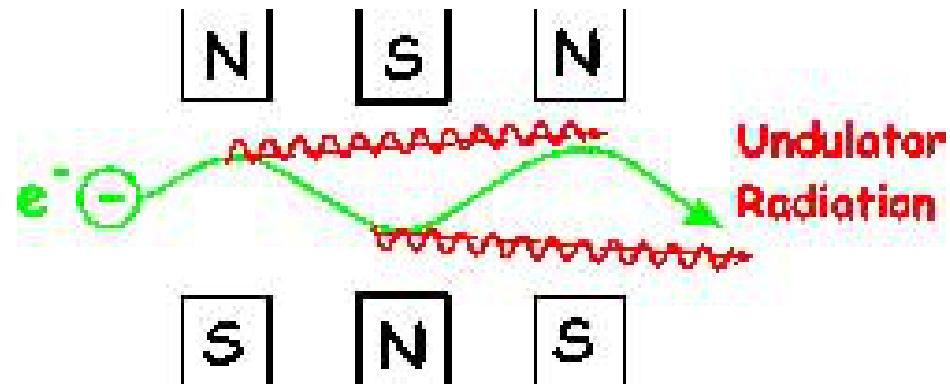
$$\varepsilon_c = \hbar w_c = \frac{3}{2} \frac{\hbar c}{\rho} \gamma^3$$



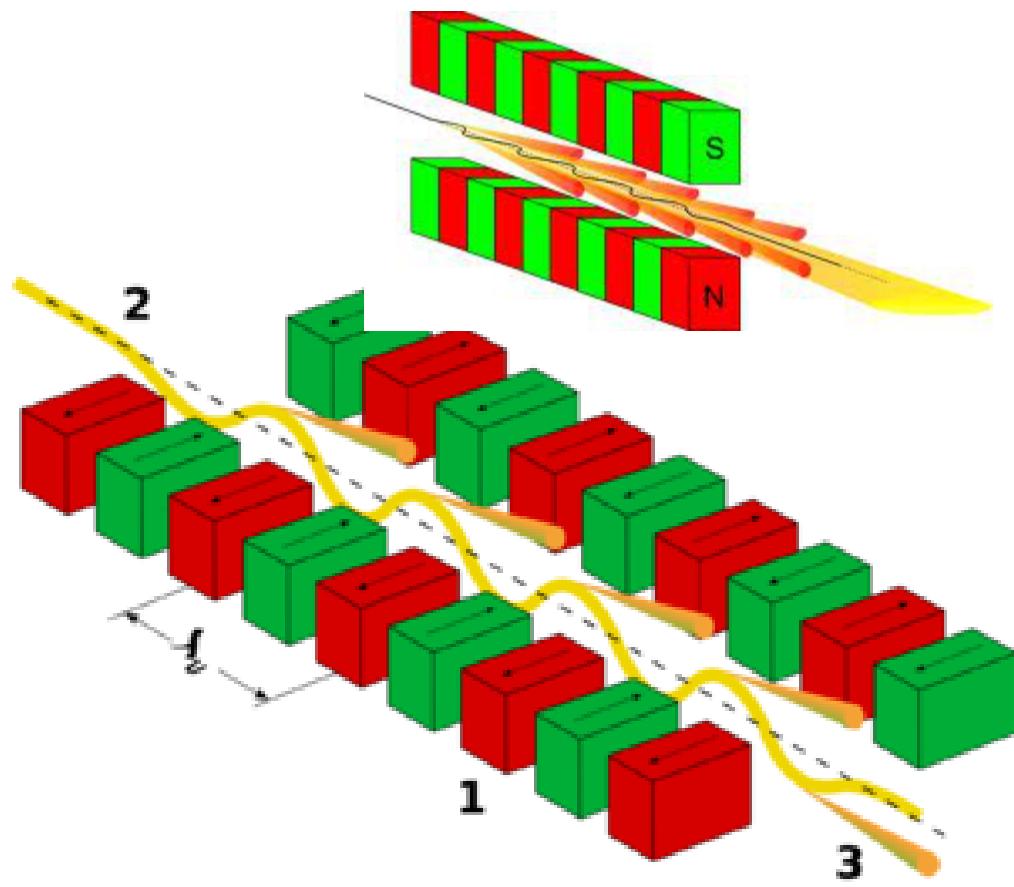
# Ondulador radiación

Se llama **ondulador** a un dispositivo magnético utilizado en aceleradores de partículas. Los onduladores están formados por una hilera de imanes con los polos dispuestos alternadamente, creando un campo magnético oscilatorio periódico. Cuando un haz de partículas con carga eléctrica (generalmente electrones) atraviesan el campo magnético generado por el ondulador son desviadas de su trayectoria, emitiendo durante este proceso radiación electromagnética sincrotrón.

La teoría del funcionamiento de los onduladores fue desarrollada por el soviético Vitalii Ginzburg en 1947. En 1953 Hans Motz y sus colaboradores construyeron el primer ondulador y obtuvieron luz hasta el espectro visible con un haz de electrones de 100 MeV generado por el acelerador lineal de partículas de Stanford.

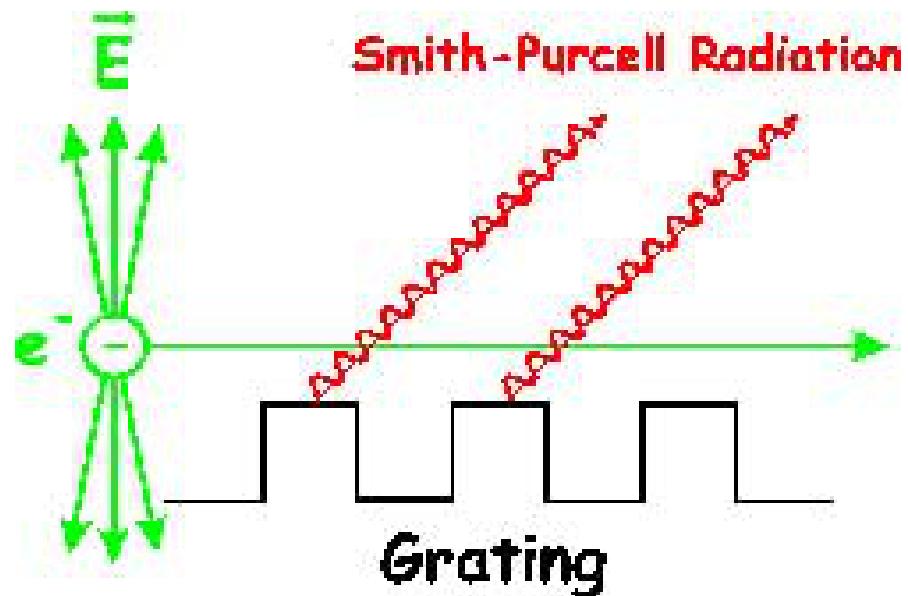


# Ondulador radiación (Laser de electrones libres)



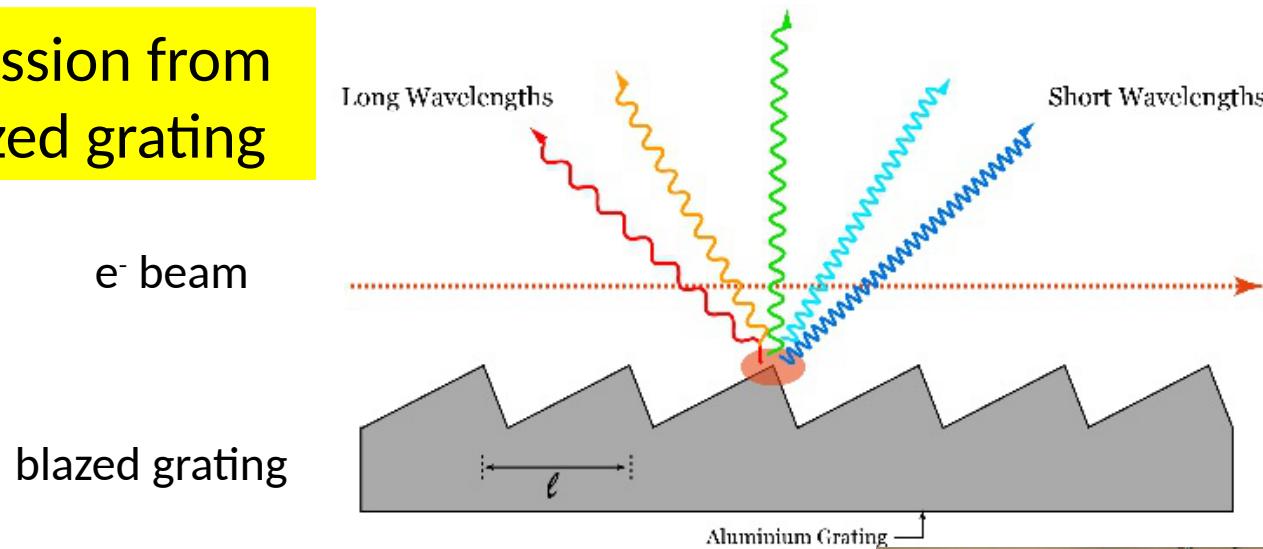
# Smith-Purcell radiación

- Observadas por primera vez en 1953 (Rev. Phys. 92, 1069, 1953)
- Ahora se utiliza el término para describir la radiación producida por la interacción de un haz de partículas cargadas con una estructura periódica, como una rejilla.



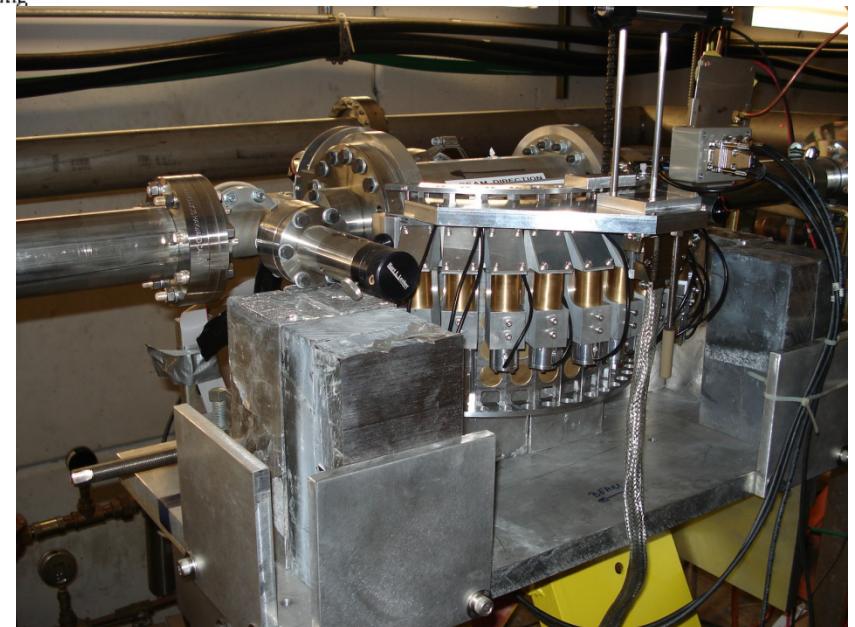
# Smith-Purcell radiación

Emission from blazed grating



$$\lambda = \frac{l}{n} \left( \frac{1}{\beta} - \cos \theta \right)$$

- Beam test at SLAC End station A (28.5 GeV)



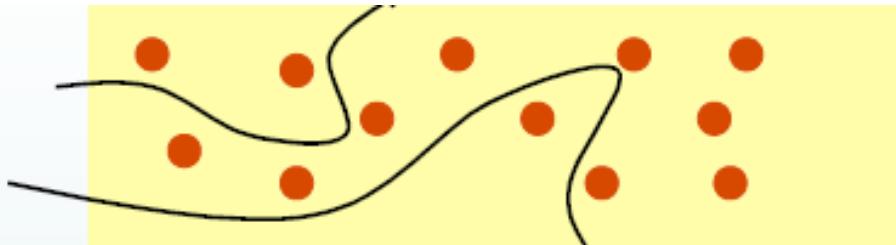
# radiación de canalización

**Canalización es el proceso que limita la trayectoria de una partícula cargada en un sólido cristalino.**

Desde un punto de vista simple, clásica, uno puede cualitativamente entender el efecto de canalización como sigue: Si la dirección de un incidente de partículas cargadas en la superficie de un monocrystal se encuentra cerca de una dirección de cristal grandes, la partícula con alta probabilidad sufrirán una pequeño ángulo dispersión, como pasa a través de las varias capas de átomos en el cristal. Si la dirección de impulso de la partícula está cerca del plano de crystalling, pero no está cerca de los ejes principales de crystalling, este fenómeno se denomina "plano canalización".

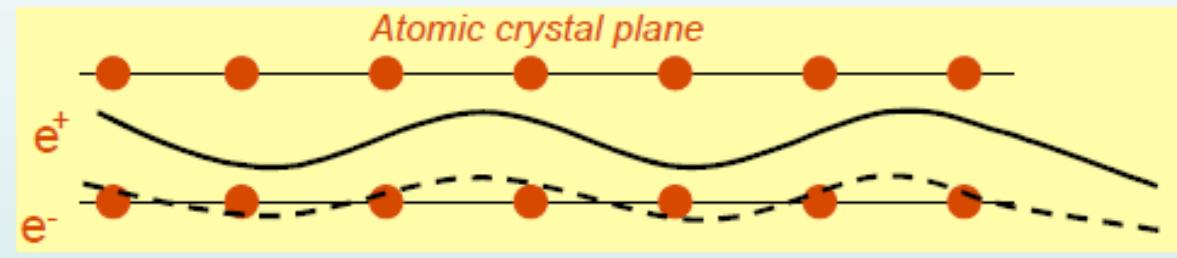
# radiación de canalización

@ Amorphous:

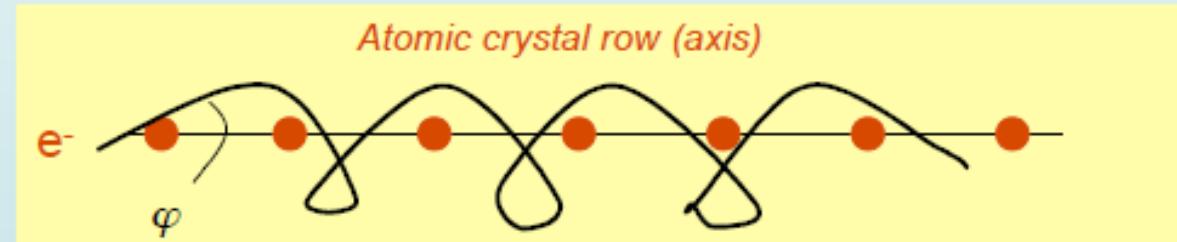


@ Channeling:

planar channeling



axial channeling

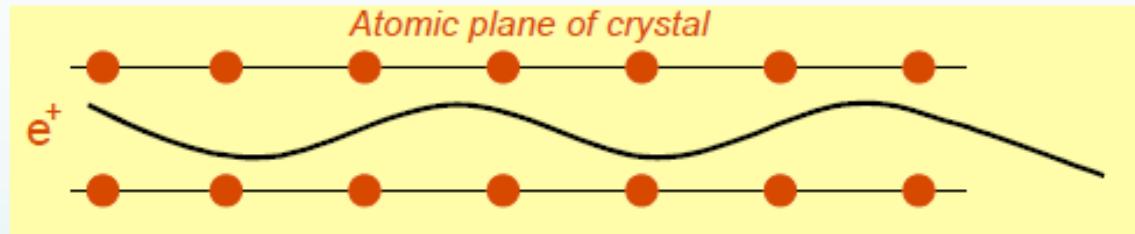


$$\varphi \ll 1 \quad (\varphi < \varphi_L \sim \sqrt{U/E})$$

- the Lindhard angle is the critical angle for the channeling

# radiación de canalización

@ Channeling:

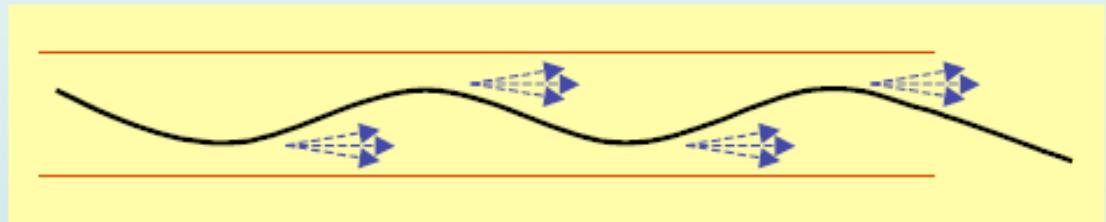


$$\varphi \ll 1 \quad (\varphi < \varphi_L \sim \sqrt{U/E})$$

- the Lindhard angle is the critical angle for the channeling

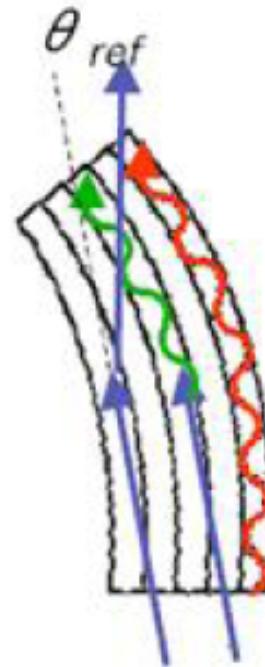
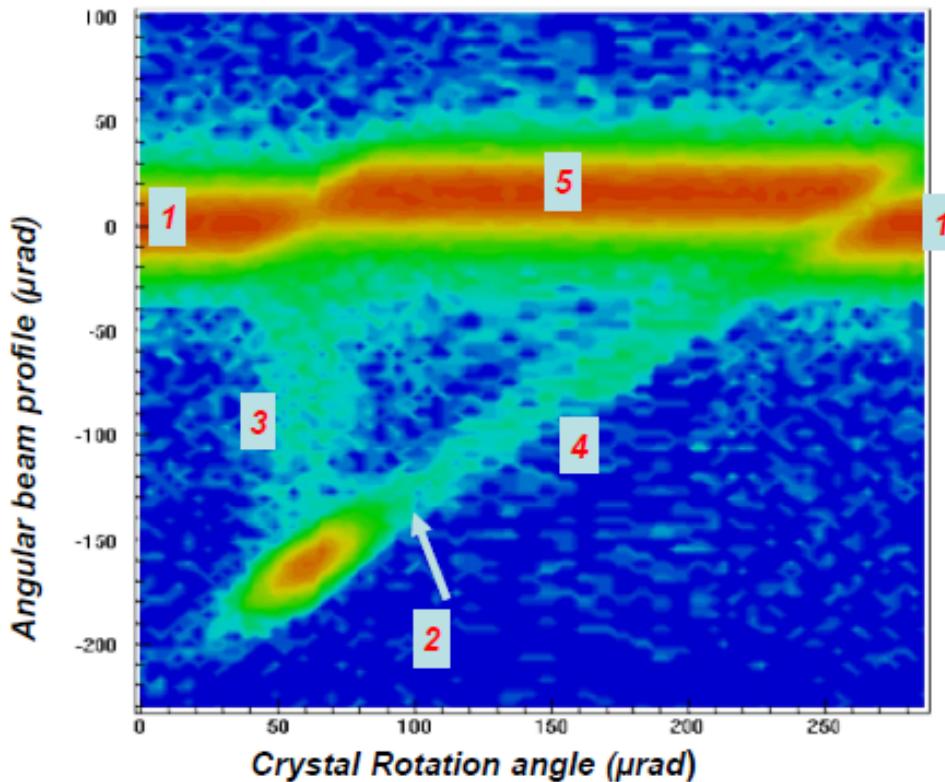
@ Channeling Radiation:

$$\omega = \omega(\theta) = \frac{\omega_f}{1 - \beta_{||} \cos \theta}$$



# radiación de canalización

Effects in bent crystals: New experimental work may lead to useful applications!



- 1 - "amorphous" orientation
- 2 - channeling
- 3 - de-channeling
- 4 - volume capture
- 5 - volume reflection

Deflection Angle of Protons after passing the crystal vs Crystal Rotation Angle.  
Data plot from Walter Scandale et al

# radiación de canalización