

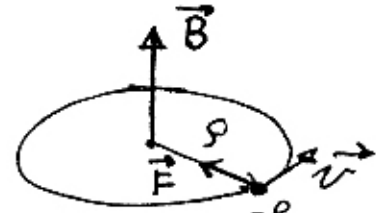
LA RADIAZIONE DI SINCROTRONE

Ogni carica accelerata emette radiazione elettromagnetica di potenza

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \underline{a}^2 \quad (\text{unità cgs})$$

(\underline{a} = accelerazione della carica)

Una carica elettrica $-e$ può essere mantenuta su un'orbita circolare dalle forze di Lorentz



$$\vec{F} = -e \vec{v} \times \vec{B} \Rightarrow F = e v B$$

(centripeta). Dal II principio della dinamica

$$|\vec{F}| = |m_e \vec{a}_c| = \frac{m v^2}{\rho} \Rightarrow \rho = \frac{m v^2}{F} = \frac{m v}{e B} \quad (\text{raggio dell'orbita})$$

Sia $\beta = \frac{v}{c}$; $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ $c = \text{velocità della luce nel vuoto}$

La carica in orbita emette radiazione e.m. per l'accelerazione centripeta.

A. Caso classico: $\beta \ll 1$



B. Caso relativistico: $\beta \approx 1$

Radiazione incoerente (salvo che sia undulatore)

Radiazione collimata

verticalmente; collimata

anche orizzontalmente.

selezionando l'emissione da un piccolo arco di orbita

Inoltre: polarizzata nel piano dell'orbita

pulsata (le cariche ruotano in pacchetti)

prive di rumore termico



Per $\beta = 0.999$

$\gamma \approx 100$

$1/g \approx 10 \text{ mrad}$

SPETTRO DELLA RADIAZIONE DI SINCROTRONE (SR)

da magneti curvante

Lo spettro è essenzialmente «bianco» ma limitato a una frequenza superiore ω_{max} perché l'osservatore A riceve un breve impulso di radiazione di durata τ . Infatti anche la divergenza naturale orizzontale è $1/\gamma$.

Perciò A comincia a vedere rad. quando e è in P e smette quando è in P'. Perciò $\overline{PP'} = 1/\gamma$

Se $x = \overline{P'A}$, la luce impiega un tempo $\overline{PA}/c = \frac{\overline{PP'} + x}{c}$ da P ad A,

e x/c da P' ad A. Perciò se $\tau_0 = \beta \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\beta c}$ è il tempo di transito di e lungo l'arco PP', ed essendo

$$\overline{PP'} = \rho \sin \frac{1}{2\gamma} \approx \rho/\gamma \text{ si ha:}$$

$$\tau = \tau_0 - \frac{\overline{PP'} + x}{c} + \frac{x}{c} = \frac{\rho}{\gamma c} (\frac{1}{\beta} - 1) \Rightarrow$$

$$\left[\text{Per } v \approx c, \beta \gg 1 \right. \\ \left. \beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \right] \Rightarrow \tau = \frac{\rho}{2\gamma^3 c}$$

Poiché la T.F. di un impulso di durata τ è $\propto \text{sinc}(\omega\tau/2)$ la rad. di sinc. si estende fino a $\omega_{max} \approx 1/\tau \approx \frac{2\gamma^3 c}{\rho}$

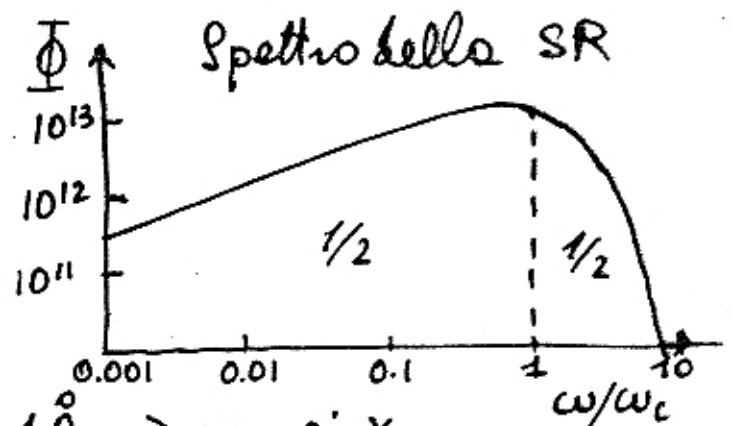
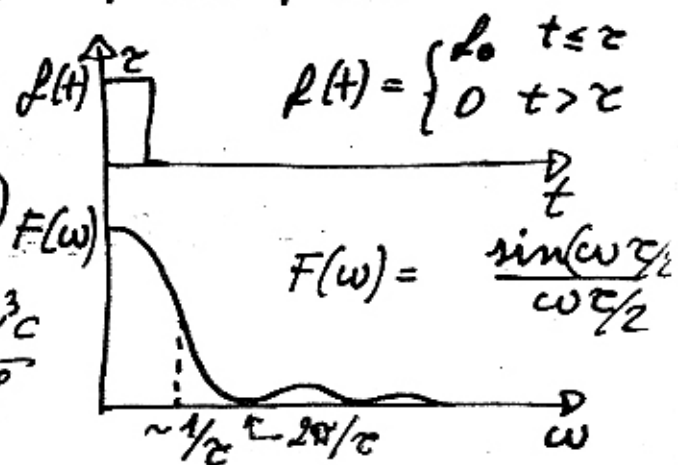
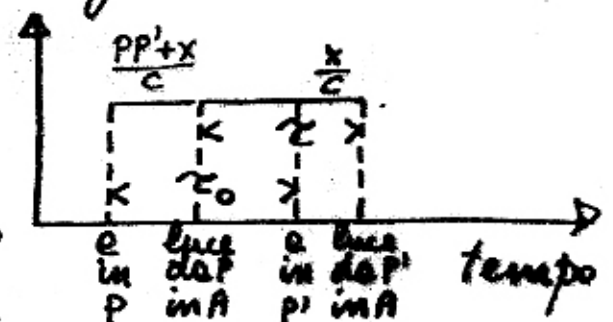
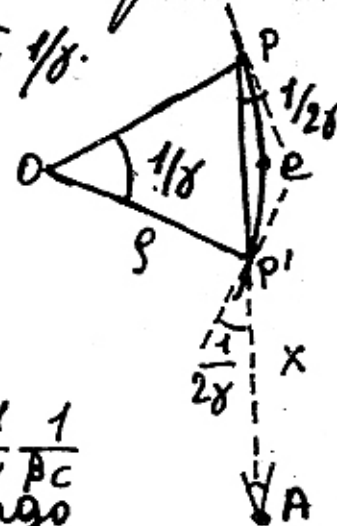
Si definisce frequenza critica ω_c quella per cui $\int \Phi(\omega) d\omega$

$$= \int_{\omega_c}^{\infty} \Phi(\omega) d\omega \text{ il flusso } \Phi(\omega)$$

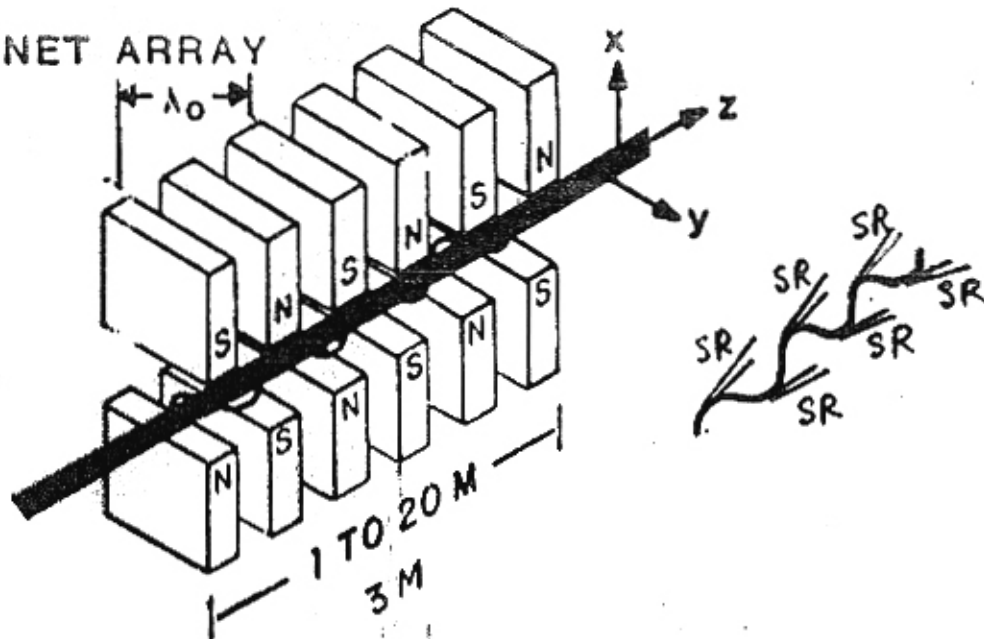
si misura di solito in:

fotoni/sec/mrad/A/0.1% bw \leftarrow

$$\text{Oppure: } \lambda_c = 2\pi c/\omega_c = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho}{\gamma^3} \approx 1 \text{ \AA} \Rightarrow \text{raggi X}$$



UNDULATOR MAGNET ARRAY



MAGNETIC FIELD IN UNDULATOR

$$B_x = B_0 \sin 2\pi z / \lambda_0 \quad 0.57 \text{ T} \sin 2\pi z / 129 \text{ mm}$$

MAGNETIC FIELD STRENGTH PARAMETER

$$\rightarrow K = \lambda_0 B_0$$

COHERENCE CONDITION FOR UNDULATOR RADIATION

POSITRON (ELECTRON TRANSIT TIME) = (PHOTON TRANSIT TIME) + PHOTON PERIOD

la condizione di interferenza costruttiva fra le emissioni di tutti i dipoli determina la lunghezza d'onda λ dello SR

$$\frac{\lambda'_0}{c\beta} = \frac{\lambda_0}{c} + \frac{\lambda}{c}$$

↳ ritardo dell'elettrone

↳ ritardo del fotone

la condizione di
la condizione di
 $K \sim 1; 3 \rightarrow$ Ondulatore

$K > 10 \rightarrow$ Wiggler

WHERE $\lambda'_0 = \lambda_0 \left(1 + \frac{K^2}{4\gamma^2} \right)$

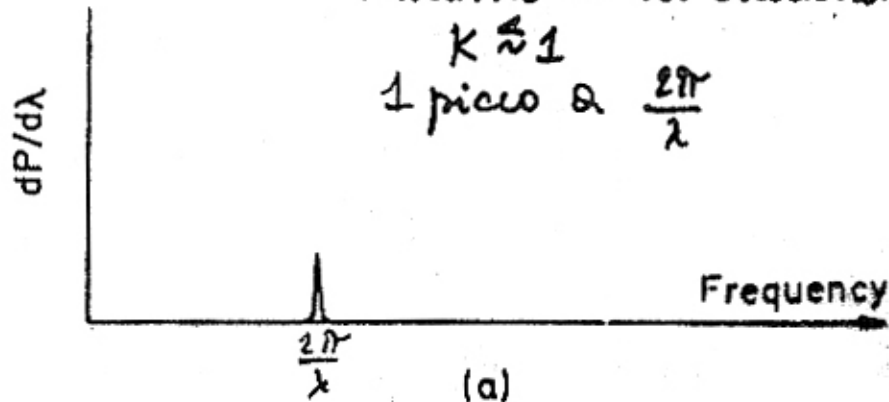
↳ distanza effettiva per l'elettrone tra 2 poli omologhi dell'ondulatore con $B_0 \Rightarrow K = \lambda_0 B_0$

THUS $\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right)$ FOR $K \leq 1, \theta \leq 1$

Emissione di undulatore

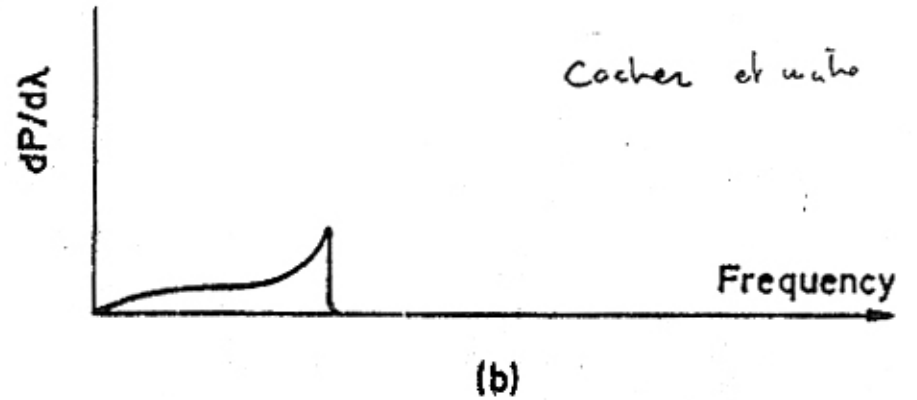
$$K \approx 1$$

1 picco a $\frac{2\pi}{\lambda}$



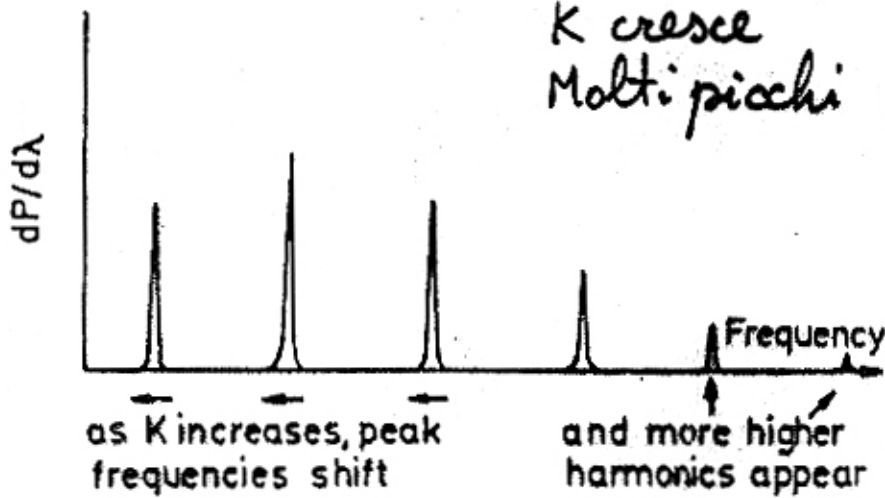
(a)

Cocher et al.



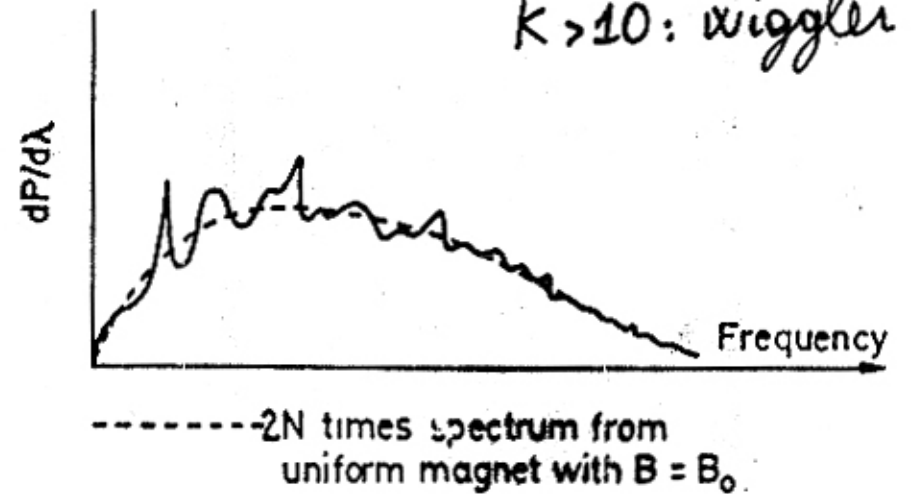
(b)

K cresce
Molti picchi

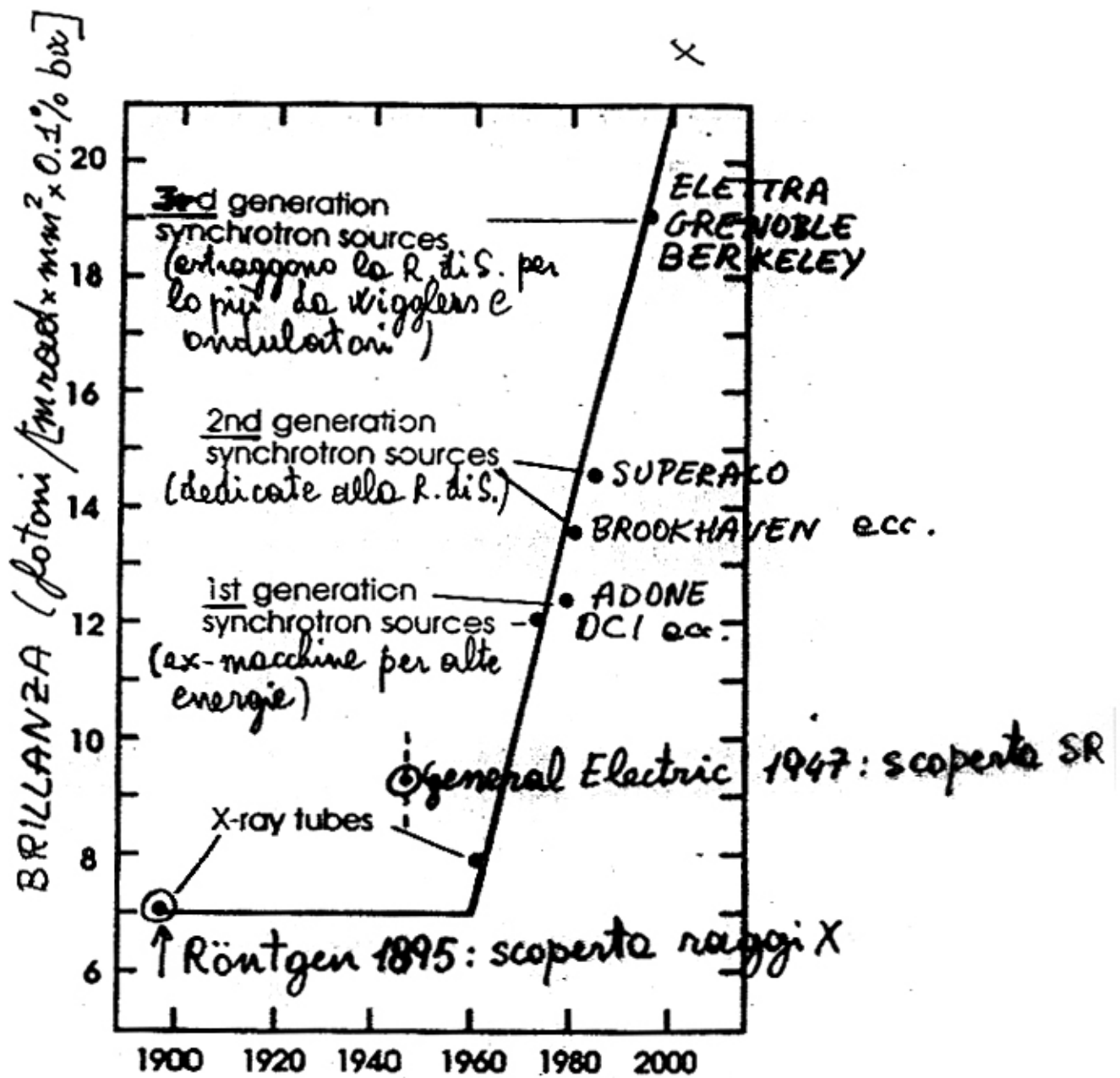


(c)

$K > 10$: wiggler



(d)



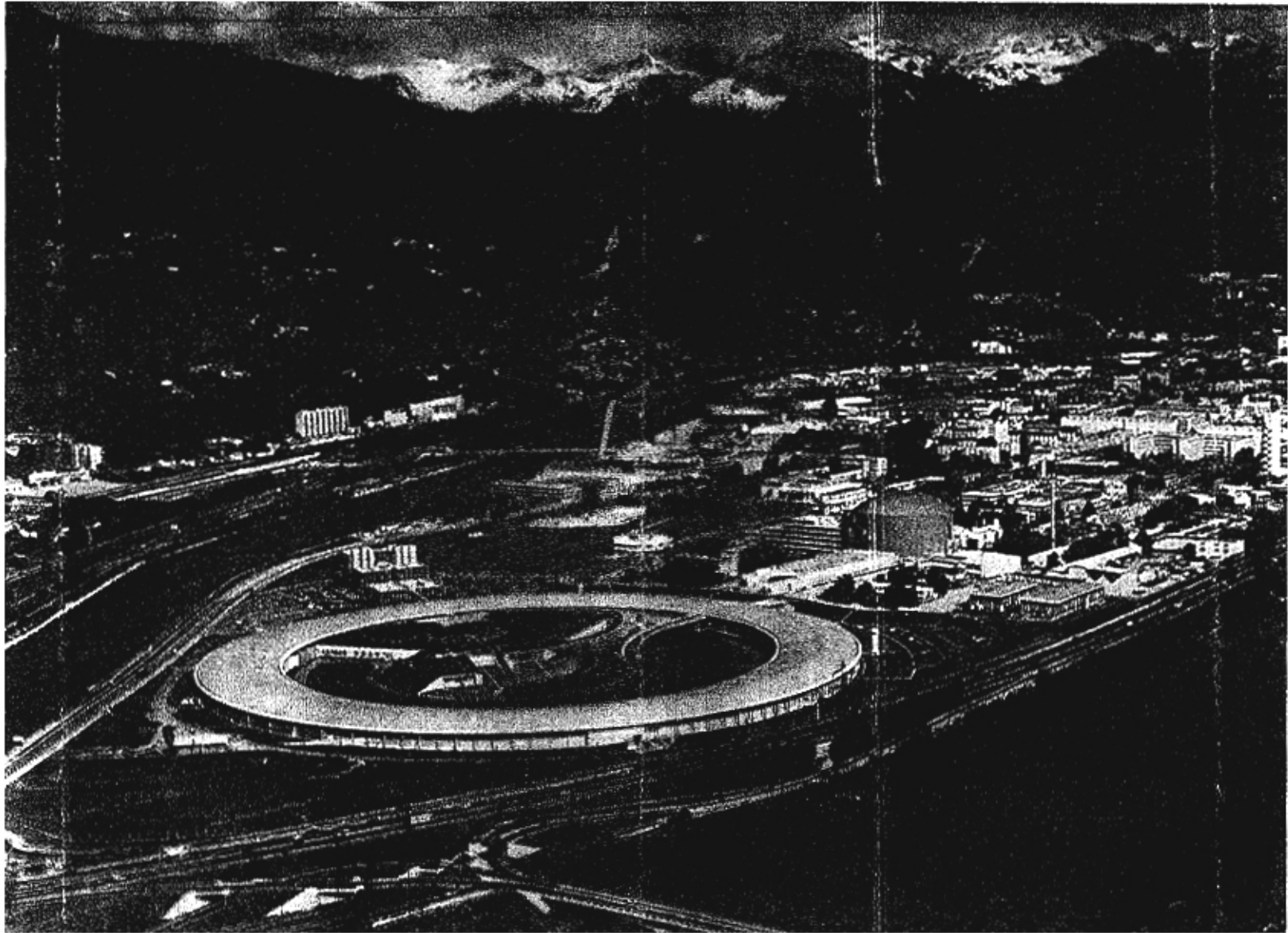


Photo ARTECHNIQUE

GRENOBLE - FRANCE - EUROPEAN SYNC. RAD. FACILITY

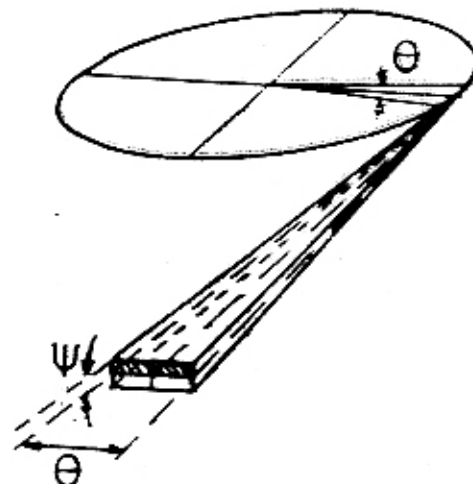
Rayonnement émis par un aimant dipolaire

$$\frac{d^2 \mathcal{F}_B(\omega)}{d\theta d\psi} = \frac{3\alpha}{4\pi^2} \gamma^2 \frac{\Delta\omega I}{\omega e} y^2 (1+X^2)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{X^2}{1+X^2} K_{1/3}^2(\xi) \right]$$

(photons.s⁻¹.mrad⁻².(0.1% de bande passante)⁻¹)

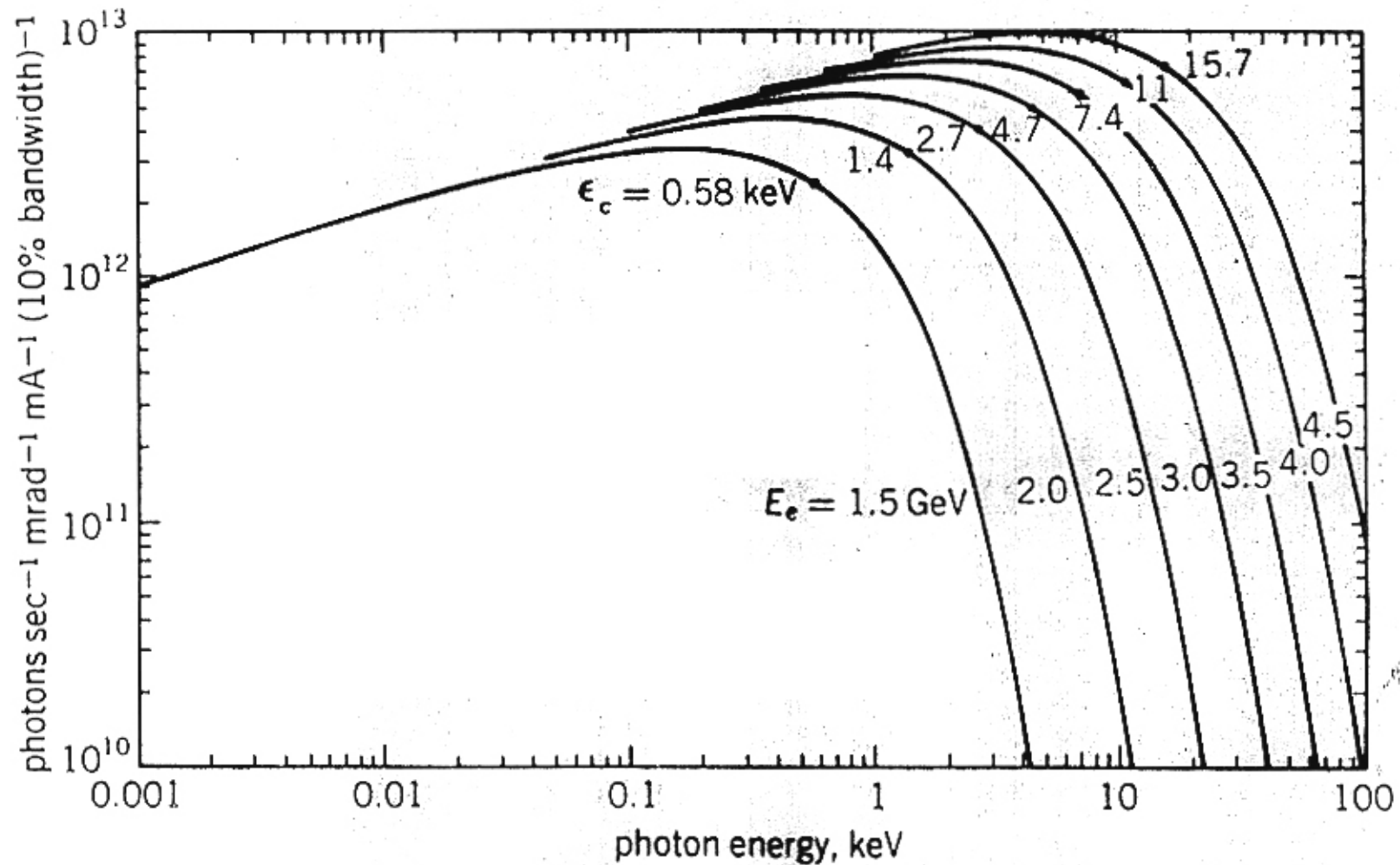
définition des symboles :

- \mathcal{F}_B = nombre de photons par seconde
- θ = angle d'observation dans le plan horizontal (mrad)
- ψ = angle d'observation dans le plan vertical (mrad)
- α = constante de structure fine $\alpha = e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar c$
- γ = énergie des e⁺ / $m_e c^2$ (m_e = masse électronique, c = vitesse de la lumière)
- ω = fréquence angulaire des photons ($\epsilon = \hbar\omega$ = énergie des photons)
- I = courant du faisceau (A)
- e = charge électronique = 1.602×10^{-19} C
- y = $\omega / \omega_c = \epsilon / \epsilon_c$
- ω_c = fréquence critique, définie comme la fréquence qui partage également la courbe de puissance
- ρ = rayon de courbure instantané de la trajectoire des e⁺, $\rho = 3.335 E[\text{GeV}] / B[\text{T}]$
- E = énergie des e⁺ dans le faisceau (GeV)
- B = champ magnétique (T)
- ϵ_c = $\hbar\omega_c$: énergie à la fréquence critique, $\epsilon_c[\text{keV}] = 0.665 E^2[\text{GeV}] B[\text{T}]$
- X = $\gamma\psi$
- ξ = $y (1+X^2)^{3/2} / 2$
- K_ν = fonctions de Bessel modifiées du second ordre (réf.5)



$$E_c(\text{eV}) = 2218 \frac{E_e^3(\text{GeV})}{R(\text{m})} \approx \text{keV}$$

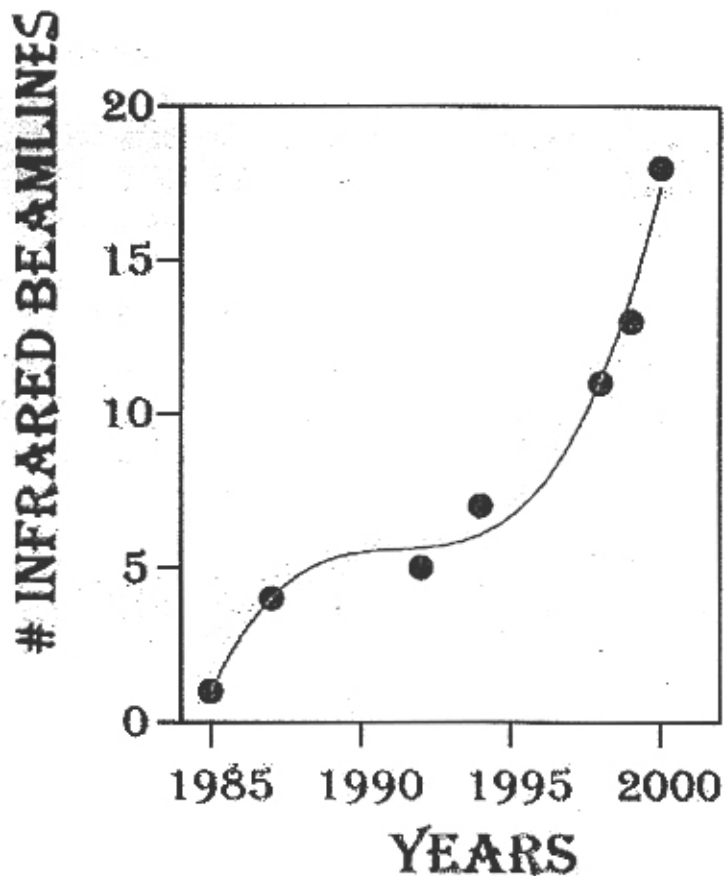
Synchrotron radiation spectrum $\lambda_c(\text{\AA}) = 12400/E_c(\text{eV})$



Spectral distribution of synchrotron radiation from SPEAR; ϵ_c = critical energy; E_e = stored electron beam energy; bending radius = 12.7 m.

InfraRed Synchrotron Radiation chronology

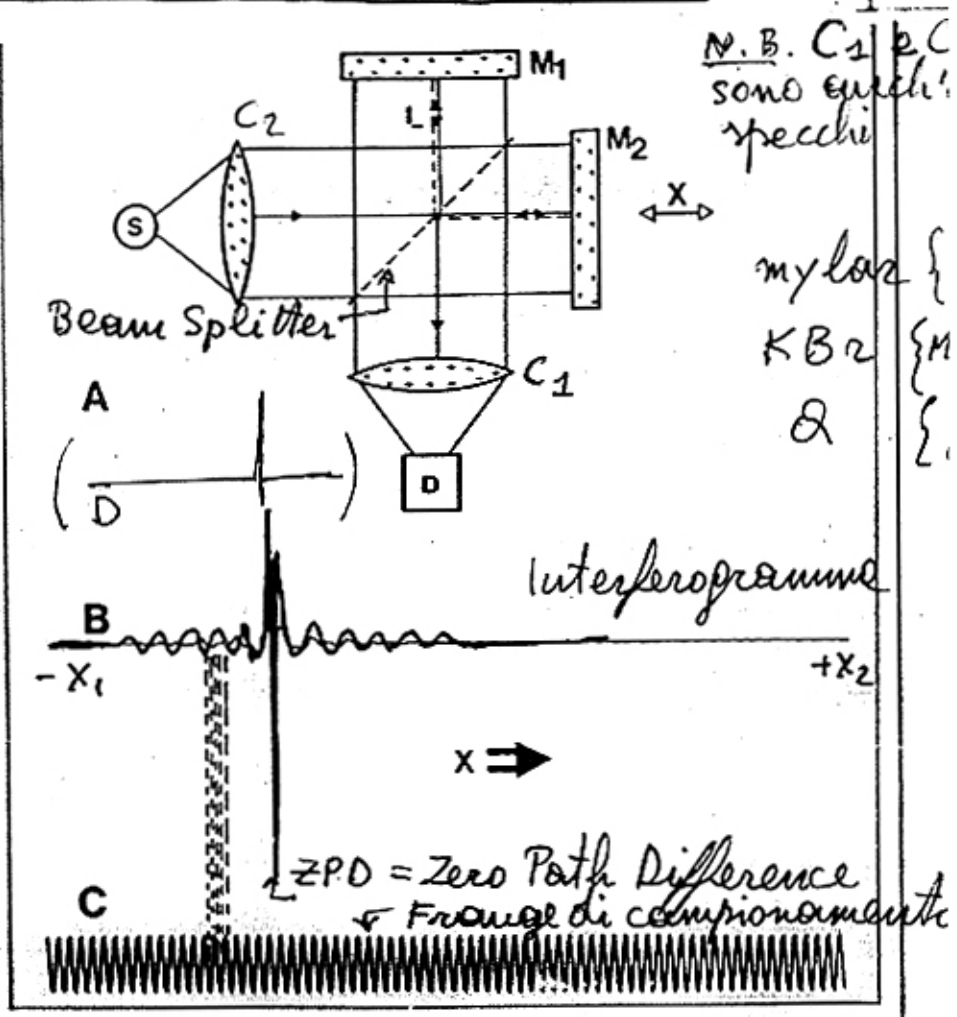
- 1976 first observation of IRSR (Stevenson, Lagarde)
- 1985 Schwietzer published the first experimental data (Bessy)
- 1985 research program at UVSOR (Namba)
- 1987 research program at Brookhaven (Williams)
- 1990 european program on IRSR (Lund, Orsay, Daresbury, Rome)
- 1995 First workshop on IRSR, Rome.



Trieste, 29/03/2000

L'INTERFEROMETRO DI MICHELSON

- (A) S = Sorgente di luce
- C_1, C_2 = Collimatori
- M_1 = Specchio fisso
- M_2 = Specchio mobile
- D = Rivelatore
- (D) = Luce bianca per marcare ZPD.
- (B) Intensità registrata dal rivelatore in un passaggio dello specchio mobile da $-x_1$ a 0 (ZPD) a $+x_2$



(C) Interferogramma della luce di un laser o He-Ne che fa lo stesso percorso della radiazione. Il computer legge ad ogni "zero" (buio delle frange di C il corrispondente valore di B.

Vantaggi sul monocromatore:

- 1) Jacquinet \Rightarrow aperture circolari, non fenditure \Rightarrow più luce.
- 2) Fellgett \Rightarrow tutte le frequenze arrivano simultaneamente nel dete

Variante "wish-bone"

I fasci in cui il BS divide il fascio da S si ricombinano in D, sfasati dall'oscillazione del braccio. Gli specchi sono a "corner cube". Grazie alla simmetria, il sistema è sempre allineato e si possono usare indifferentemente D'es!

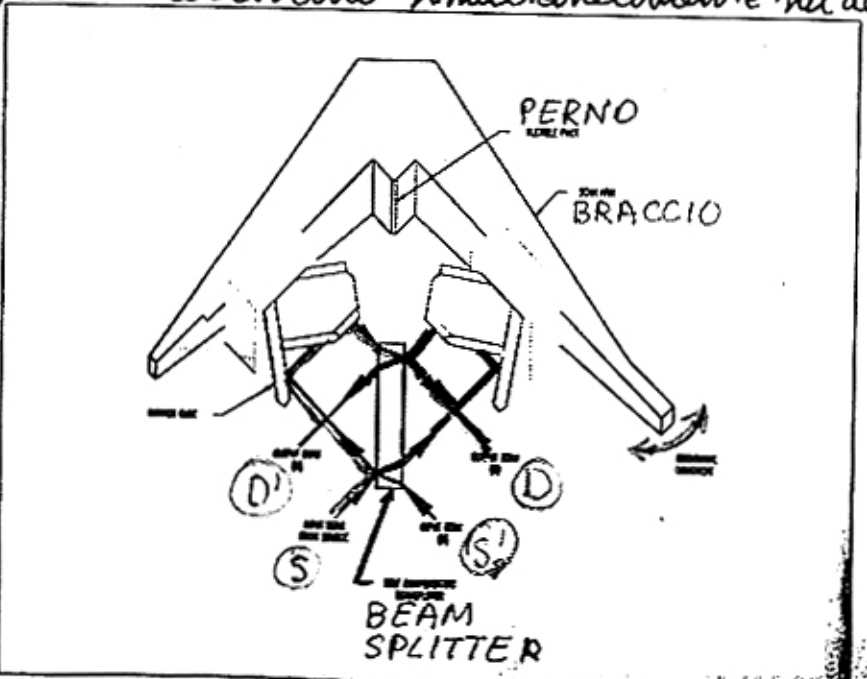


Figure 5-3. 3D view of the Bornemann Michelson Interferometer.

INTERFEROGRAMMA E SPETTRO

Sia $\bar{E}(\bar{r}, t)$ un'onda piana che incide sul beamsplitter BS posto in \bar{r} , avente dipendenza temporale qualunque purché periodica. Sia

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B^{1/2}(\omega) e^{i(\omega t - \bar{k} \cdot \bar{r})} d\omega \quad (V.1)$$

il suo sviluppo di Fourier, l'intensità media incidente sul BS è allora, se T è il periodo e il fascio proveniente da M_2 ha un ritardo τ ($\neq 0$),

$$I(\bar{r}, \tau) = \frac{c}{8\pi T} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \left| \frac{\bar{E}(\bar{r}, t) + \bar{E}(\bar{r}, t + \tau)}{2} \right|^2 dt$$

Sostituendo la (V.21) e ponendo $I_0 = \frac{c}{8\pi T} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \bar{E}(\bar{r}, t) \bar{E}^*(\bar{r}, t) dt$

$$I(\tau) = \frac{I_0}{4} + \frac{I_0}{4} + \frac{c}{32\pi^2 T} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' B^{1/2}(\omega) B^{1/2}(\omega') e^{i(\omega - \omega')t}$$

$$e^{i\omega\tau} + e^{i(\omega' - \omega)\tau} e^{-i\omega'\tau} = \frac{I_0}{2} + \frac{c}{32\pi^2 T} \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \delta(\omega - \omega')$$

$$\times B^{1/2}(\omega) B^{1/2}(\omega') \left[e^{i\omega\tau} + e^{-i\omega'\tau} \right] =$$

$$= \frac{I_0}{2} + \frac{c}{32\pi^2 T} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega B(\omega) \cos(\omega\tau) \quad (V.22)$$

$I(\tau)$ è l'interferogramma. La sua anti-trasformata fornisce lo spettro incognito $B(\omega)$:

$$\frac{64\pi^2 T}{c} \int_{-\infty}^{\infty} (I(\tau) - \frac{I_0}{2}) e^{-i\omega'\tau} d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega B(\omega) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega'\tau}$$

$$\times \left[e^{i\omega\tau} + e^{-i\omega\tau} \right] d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega B(\omega) [\delta(\omega - \omega') + \delta(\omega + \omega')] =$$

$$= B(\omega') + B(-\omega') \quad (\text{Lo spettro } \omega < 0 \text{ si scarta}). \text{ Tuttavia}$$

A) Background senza campione

B) Spettro con il campione

Trasmittanza del campione: $C = B/A$

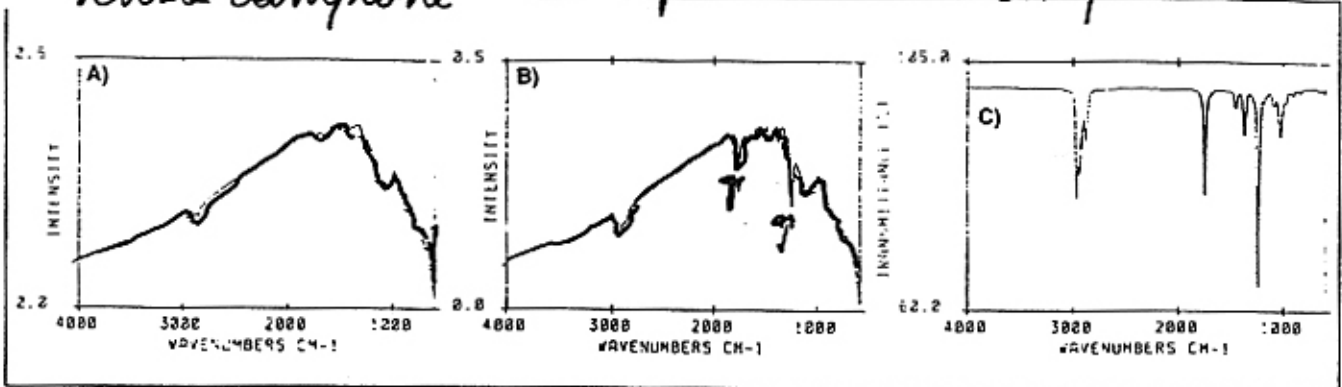


Figure 3: A) Single channel reference spectrum measured through an empty sample compartment. B) Single channel spectrum of absorbing sample. C) Transmittance spectrum equal to Fig. 3B divided by Fig. 3A.

EFFETTO SULLA RISOLUZIONE DEL CAMMINO DELLO SPECCHIO

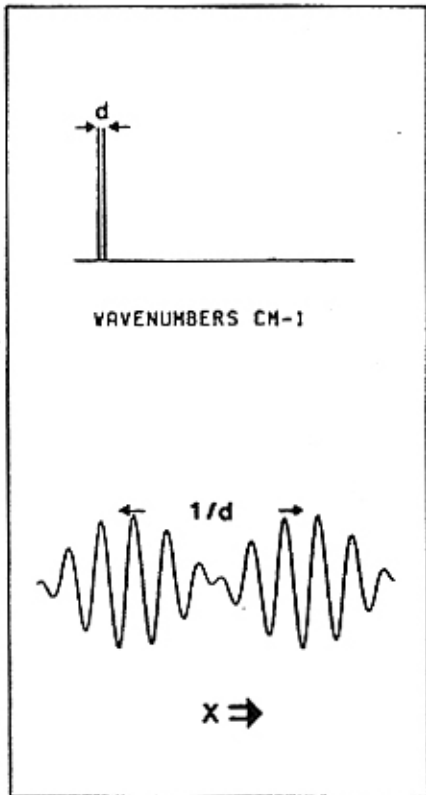


Figure 4: Two closely spaced spectral lines at distance d (left) produce repetitive patterns at distance $1/d$ in the interferogram (right).

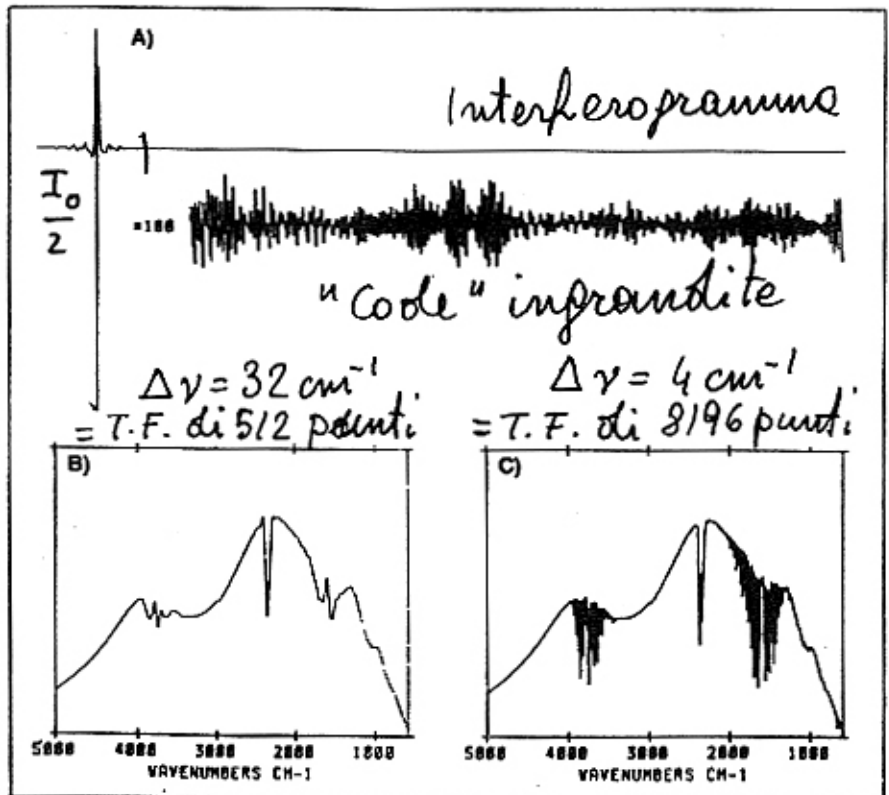


Figure 5: A) First 2048 points of an interferogram consisting of a total of 8196 points. Signal in the wings is amplified 100 times. B) FT of first 512 points of interferogram in Fig. 5a, corresponding to a resolution of 32 cm^{-1} . C) FT of all 8196 points of interferogram in Fig. 5a, corresponding to a resolution of 2 cm^{-1} .