F4110
Kvantová fyzika atomárních soustav
letní semestr 2013 - 2014

V.
Synchrotronové záření

KOTLÁŘSKÁ 19. BŘEZNA 2014

Úvodem

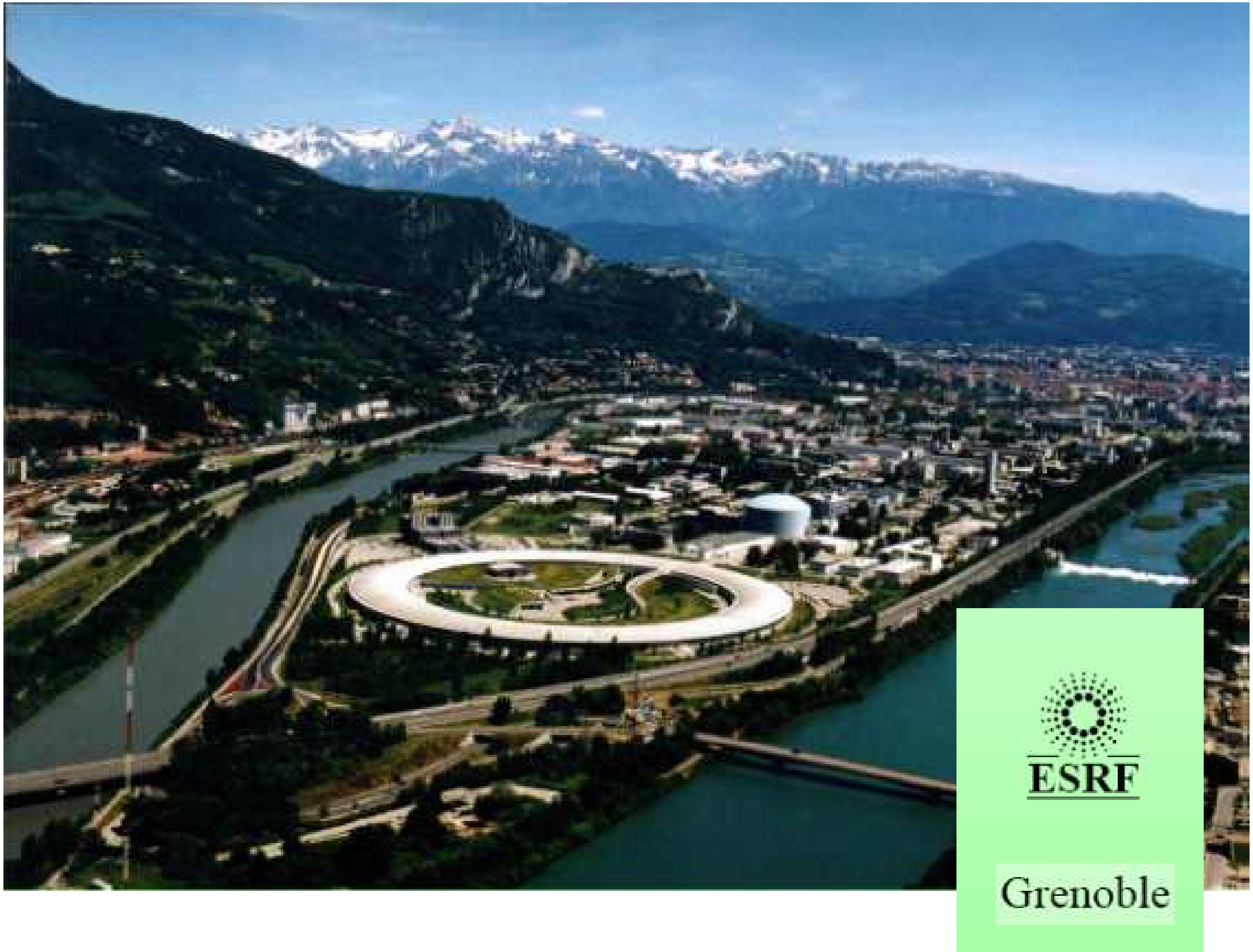
- Naposledy bez Planckovy konstanty, i když …
- Odvolám se na znalosti z elektromagnetismu, optiky a relativity
- Synchrotronové záření (SZ) … experimentální nástroj
- Na jiném místě uslyšíte o výsledcích použití SZ
- Dnes: vlastnosti SZ a odpovídající konstrukci zdrojů
- Nádherná fyzika … ultrarelativistický elektron
- Vlastně další z Einsteinových hvězdných prací: ta nejhvězdnější
- Je to jednoznačný případ, kdy STR v pozemských podmínkách je dominantní, ne jen nějaká oprava

Synchrotronové záření

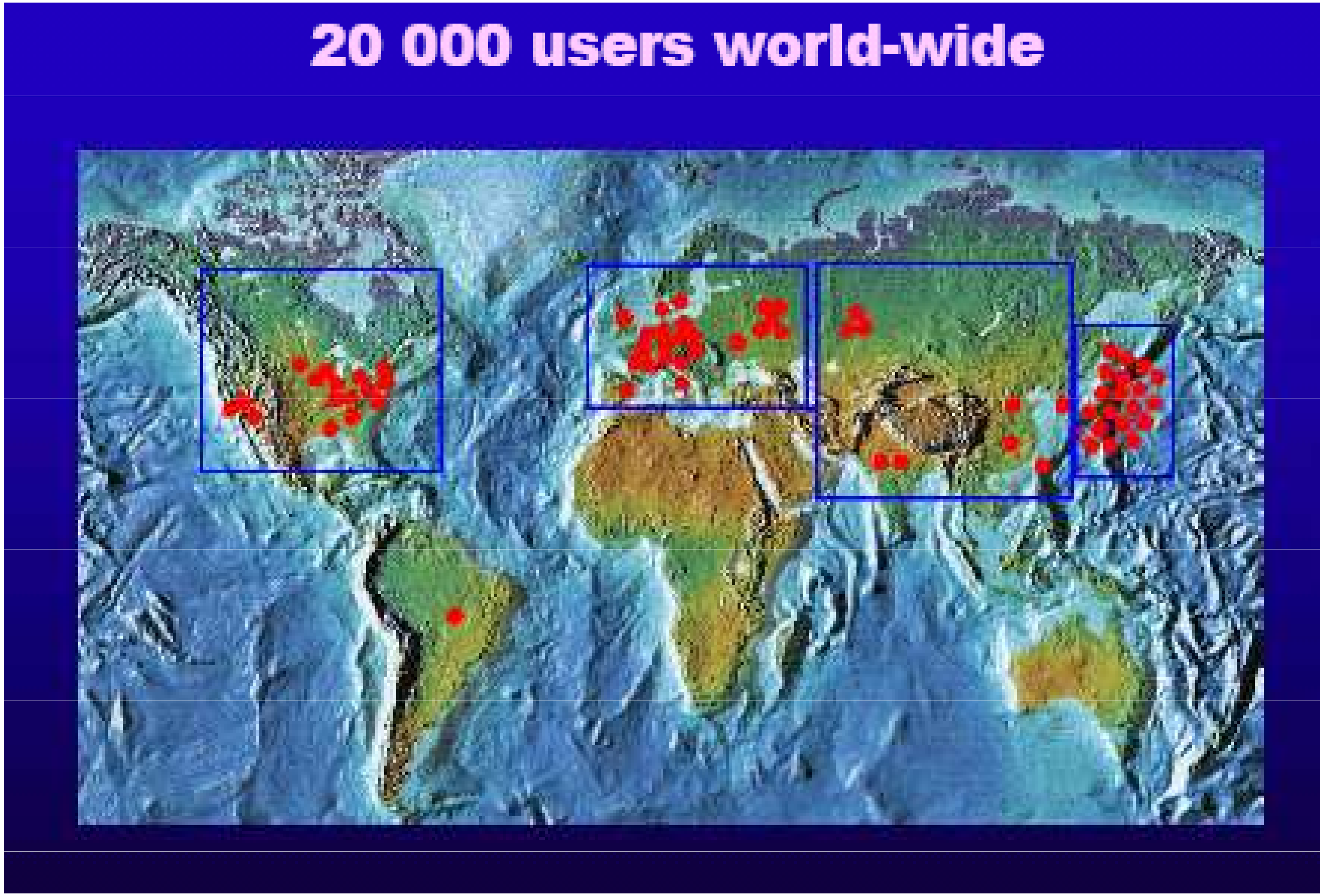
SZ je netepelného původu: vzniká při pohybu velmi rychlých elektronů po drahách zakřivených magnetickým polem

Na Zemi jsou zdroje SZ budovány jako urychlovače elektronů.

Diamond Light Source – Oxfordshire, UK


ESRF
Grenoble

Rozšíření "photon factories" ve světě



<u>Hlavní hnízda</u>:

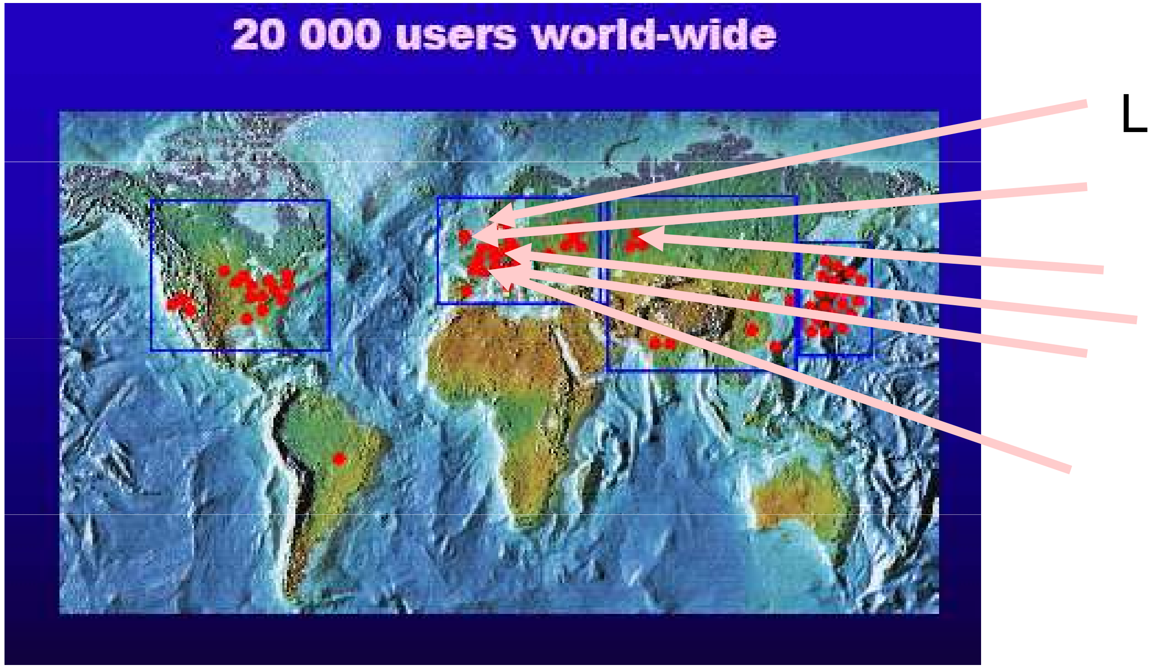
USA & Kanada

Evropa & Rusko

Asie

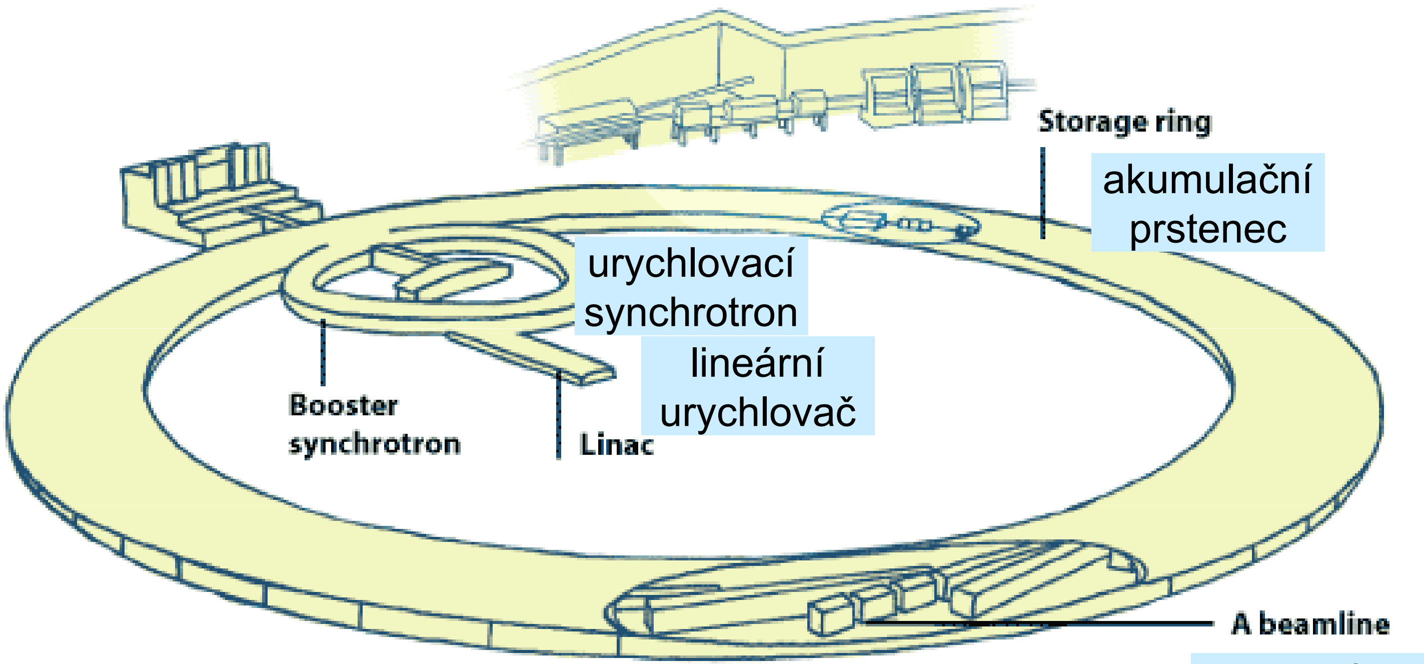
Japonsko

Rozšíření "photon factories" ve světě



Nový způsob práce

- big science
- ambulantní způsob práce
- mezinárodní centra
- role místního personálu
- legionáři vědy


Storage ring
akumulační prstenec
urychlovací synchrotron
lineární urychlovač
Booster synchrotron
Linac
A beamline
svazek záření


844 m
Linac
Booster synchrotron

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intensivní zdroj elmg. záření

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání
- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ
- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?
- intensivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intensivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)
- záření je vysoce kolimované tečně k prstenci (rovnoběžný svazek)

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intensivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)
- záření je vysoce kolimované tečně k prstenci (rovnoběžný svazek)
- je téměř 100 % polarisované v rovině prstence

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intensivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)
- záření je vysoce kolimované tečně k prstenci (rovnoběžný svazek)
- je téměř 100 % polarisované v rovině prstence
- má velmi výhodnou pulsní strukturu v čase (synchronní detekce)

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání
- v atomové fysice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analyse
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ
- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicině

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?
- intensivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)
- záření je vysoce kolimované tečně k prstenci (rovnoběžný svazek)
- je téměř 100 % polarisované v rovině prstence
- má velmi výhodnou pulsní strukturu v čase (synchronní detekce)

… dnes: fysikální podstata toho všeho

Krátký historický přehled

Začátky

Synchrotron objeven jako urychlovač částic

Brzy se ukázalo, že parasitní jev, vyzařování elmg. energie skoro dominuje činnosti těchto zařízení

Záření jevilo již při relativně nízkých energiích elektronů uvedené vlastnosti a bylo vlastně dost nebezpečné

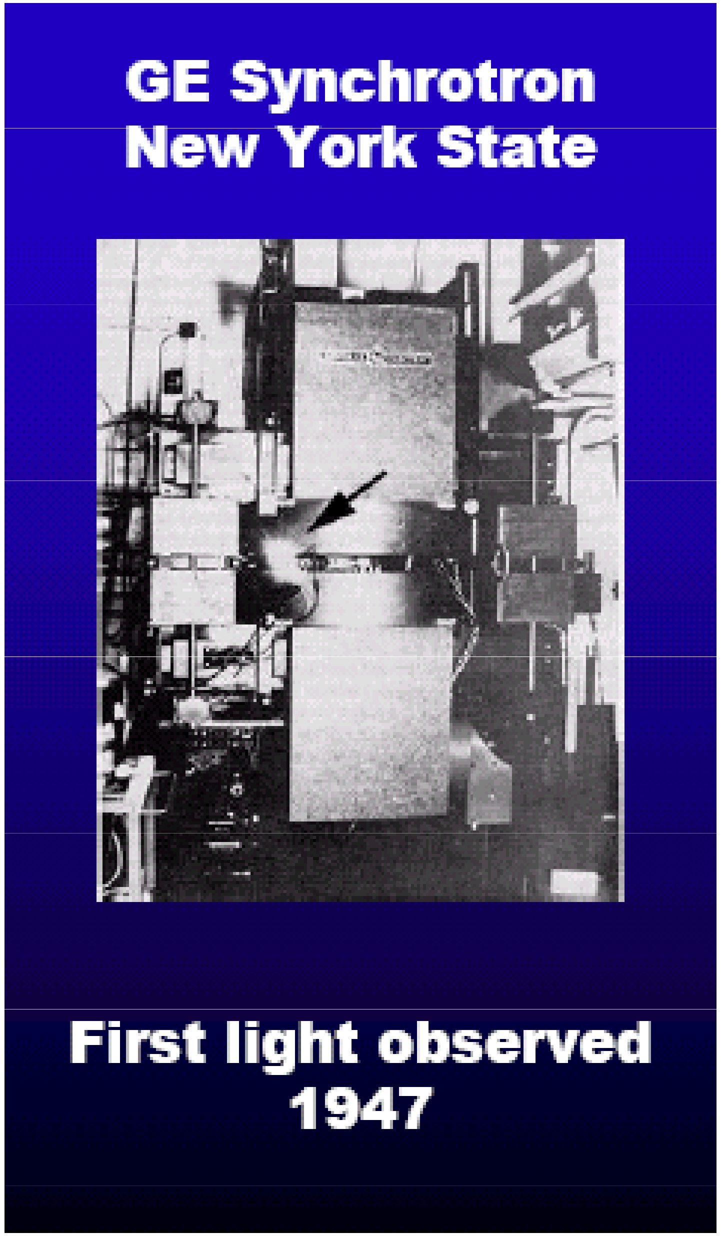
Roku 1949 vypracoval základní teorii SZ *Julian Schwinger* (později Nobelova cena za elektroslabé interakce)

Již na konci 50 let žebronili nečásticoví fysici, aby mohli SZ využívat.

Problémy: pokusy s částicemi a se světlem se špatně slaďovaly, synchrotrony také nebyly ideální zdroje.

Proto vznikla myšlenka **dedikovaných zdrojů SZ**

Ta se ujala, protože stejně synchrotrony pro částicovou fysiku ztratily význam.



Klikatá cesta

1873 Maxwellovy rovnice … nerovnoměrná změna v rozložení nábojů ⇒ vyzařování elmg. energie

1878 Hertz … generace elmg. vln, anténa → Hertzův dipól

1898 Liénard (-Wiechertovy) potenciály …řešení Maxwellových rovnic pro pole vyvolané libovolným pohybem bodového náboje

1907 Schott úplné řešení pro zářící náboj na kruhové orbitě (model atomu) … ***úplně zapomenuto***

♠ ♠ ♠ ♠

1946 Blewett pozoroval ztráty energie u elektronů v betatronu, ale nepozoroval žádné záření
Arcimovič a Pomerančuk obnovená teorie záření orbit. elektronu

1947 Pollock (vlastně technik Floyd Haber) náhodně pozorují záření synchrotronu se 70 MeV elektrony

Alfvén & Herlofsen a Ginzburg & Šklovskij … SR z Vesmíru

1947 Rozvoj radioteleskopie Krabí mlhovina … zdroj SR …

1948 Ivaněnko a Sokolov základní teorie SR – na Západě neznámá

1949 Schwinger „klasická“ klasická teorie SR

1954 Schwinger „klasická“ kvantová teorie SR

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse u en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité $u\rho$. En conservant les notations d'un précédent article [1] nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\gamma}{dy}-\frac{d\beta}{dz}\right)=\rho u_x+\frac{df}{dt} \qquad (1)$$

$$V^2\left(\frac{dh}{dy}-\frac{dg}{dz}\right)=-\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha}{dt} \qquad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation tournante et en outre les suivantes

$$\rho=\left(\frac{df}{dx}+\frac{dg}{dy}+\frac{dh}{dz}\right) \qquad (3)$$

$$\frac{d\alpha}{dx}+\frac{d\beta}{dy}+\frac{d\gamma}{dz}=0. \qquad (4)$$

De ce système d'équations on déduit facilement les relations

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)f=V^2\frac{d\rho}{dx}+\frac{d}{dt}(\rho u_x) \qquad (5)$$

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\alpha=4\pi V^2\left[\frac{d}{dz}(\rho u_y)-\frac{d}{dy}(\rho u_z)\right] \qquad (6)$$

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\psi=-4\pi V^2\rho. \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned}\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)F&=-4\pi V^2\rho u_x\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)G&=-4\pi\rho u_y\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)H&=-4\pi V^2\rho u_z\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$4\pi f=-\frac{d\psi}{dx}-\frac{1}{V^2}\frac{dF}{dt} \qquad (9)$$

$$\alpha=\frac{dH}{dy}-\frac{dG}{dz}. \qquad (10)$$

Quant aux équations (1) à (4), pour qu'elles soient satisfaites, il faudra que, en plus de (7) et (8), on ait la condition

$$\frac{d\psi}{dt}+\frac{dF}{dx}+\frac{dG}{dy}+\frac{dH}{dz}=0. \qquad (11)$$

Occupons-nous d'abord de l'équation (7). On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi=\int\frac{\rho\left[x',y',z',t-\frac{r}{V}\right]}{r}\,d\omega' \qquad (12)$$

[1] La théorie de Lorentz, *L'Éclairage Électrique*, t. XIV, p. 417. α, β, γ, sont les composantes de la force magnétique et f, g, h, celles du déplacement dans l'éther.

První strana Liénardovy práce

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — **A. D'ARSONVAL**, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — **G. LIPPMANN**, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — **D. MONNIER**, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — **H. POINCARÉ**, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — **A. POTIER**, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — **J. BLONDIN**, Professeur agrégé de l'Université.

První strana Liénardovy práce

POLE ELEKTRICKÉ A MAGNETICKÉ

VYTVÁŘENÉ ELEKTRICKÝM NÁBOJEM SOUSTŘEDĚNÝM DO BODU A POHÁNĚNÉ JEHO POHYBEM

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse u en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité $u\rho$. En conservant les notations d'un précédent article [1] nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\gamma}{dy}-\frac{d\beta}{dz}\right)=\rho u_x+\frac{df}{dt} \qquad (1)$$

$$V^2\left(\frac{dh}{dy}-\frac{dg}{dz}\right)=-\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha}{dt} \qquad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation tournante et en outre les suivantes

$$\rho=\left(\frac{df}{dx}+\frac{dg}{dy}+\frac{dh}{dz}\right. \qquad (3)$$

$$\frac{d\alpha}{dx}+\frac{d\beta}{dy}+\frac{d\gamma}{dz}=0. \qquad (4)$$

De ce système d'équations on déduit facilement les relations

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)f=V^2\frac{d\rho}{dx}+\frac{d}{dt}(\rho u_x) \qquad (5)$$

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\alpha=4\pi V^2\left[\frac{d}{dz}(\rho u_y)-\frac{d}{dy}(\rho u_z)\right] \qquad (6)$$

[1] La théorie de Lorentz, *L'Éclairage Électrique*, t. XIV, p. 417. α, β, γ, sont les composantes de la force magnétique et f, g, h, celles du déplacement dans l'éther.

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\psi=-4\pi V^2\rho. \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned}\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)F&=-4\pi V^2\rho u_x\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)G&=-4\pi\rho u_y\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)H&=-4\pi V^2\rho u_z\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$4\pi f=-\frac{d\psi}{dx}-\frac{1}{V^2}\frac{dF}{dt} \qquad (9)$$

$$\alpha=\frac{dH}{dy}-\frac{dG}{dz}. \qquad (10)$$

Quant aux équations (1) à (4), pour qu'elles soient satisfaites, il faudra que, en plus de (7) et (8), on ait la condition

$$\frac{d\psi}{dt}+\frac{dF}{dx}+\frac{dG}{dy}+\frac{dH}{dz}=0. \qquad (11)$$

Occupons-nous d'abord de l'équation (7). On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi=\int\frac{\rho\left[x',y',z',t-\frac{r}{V}\right]}{r}\,d\omega' \qquad (12)$$

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — **A. D'ARSONVAL**, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — **G. LIPPMANN**, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — **D. MONNIER**, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — **H. POINCARÉ**, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — **A. POTIER**, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — **J. BLONDIN**, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse u en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité $u\rho$. En conservant les notations d'un précédent article [1] nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\gamma}{dy}-\frac{d\beta}{dz}\right)=\rho u_x+\frac{df}{dt} \qquad (1)$$
$$V^2\left(\frac{dh}{dy}-\frac{dg}{dz}\right)=-\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha}{dt} \qquad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation tournante et en outre les suivantes

$$\rho=\left(\frac{df}{dx}+\frac{dg}{dy}+\frac{dh}{dz}\right) \qquad (3)$$
$$\frac{d\alpha}{dx}+\frac{d\beta}{dy}+\frac{d\gamma}{dz}=0. \qquad (4)$$

De ce système d'équations on déduit facilement les relations

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)f=V^2\frac{d\rho}{dx}+\frac{d}{dt}(\rho u_x) \qquad (5)$$
$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\alpha=4\pi V^2\left[\frac{d}{dz}(\rho u_y)-\frac{d}{dy}(\rho u_z)\right] \qquad (6)$$

[1] La théorie de Lorentz, *L'Éclairage Électrique*, t. XIV, p. 417. α, β, γ, sont les composantes de la force magnétique et f, g, h, celles du déplacement dans l'éther.

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\psi=-4\pi V^2\rho. \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned}\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)F&=-4\pi V^2\rho u_x\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)G&=-4\pi\rho u_y\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)H&=-4\pi V^2\rho u_z\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$4\pi f=-\frac{d\psi}{dx}-\frac{1}{V^2}\frac{dF}{dt} \qquad (9)$$
$$\alpha=\frac{dH}{dy}-\frac{dG}{dz}. \qquad (10)$$

Quant aux équations (1) à (4), pour qu'elles soient satisfaites, il faudra que, en plus de (7) et (8), on ait la condition

$$\frac{d\psi}{dt}+\frac{dF}{dx}+\frac{dG}{dy}+\frac{dH}{dz}=0. \qquad (11)$$

Occupons-nous d'abord de l'équation (7). On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi=\int\frac{\rho\left[x',y',z',t-\frac{r}{V}\right]}{r}\,d\omega' \qquad (12)$$

První strana Liénardovy práce

jednoduchý, ale netriviální výsledek

například skalární potenciál:

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse u en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité $u\rho$. En conservant les notations d'un précédent article (¹) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\gamma}{dy}-\frac{d\beta}{dz}\right)=\rho u_x+\frac{df}{dt} \qquad (1)$$

$$V^2\left(\frac{dh}{dy}-\frac{dg}{dz}\right)=-\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha}{dt} \qquad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\psi=-4\pi V^2\rho. \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned}\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)F&=-4\pi V^2\rho u_x\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)G&=-4\pi\rho u_y\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)H&=-4\pi V^2\rho u_z\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi=\int\frac{\rho\left[x',y',z',t-\frac{r}{V}\right]}{r}\,d\omega' \qquad (12)$$

První strana Liénardovy práce

jednoduchý, ale netriviální výsledek

například skalární potenciál:

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — **A. D'ARSONVAL**, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — **G. LIPPMANN**, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — **D. MONNIER**, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — **H. POINCARÉ**, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — **A. POTIER**, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — **J. BLONDIN**, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse u en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité $u\rho$. En conservant les notations d'un précédent article (¹) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\gamma}{dy}-\frac{d\beta}{dz}\right)=\rho u_x+\frac{df}{dt} \qquad (1)$$

$$V^2\left(\frac{dh}{dy}-\frac{dg}{dz}\right)=-\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha}{dt} \qquad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\psi=-4\pi V^2\rho. \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned}\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)F&=-4\pi V^2\rho u_x\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)G&=-4\pi\rho u_y\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)H&=-4\pi V^2\rho u_z\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

První strana Liénardovy práce

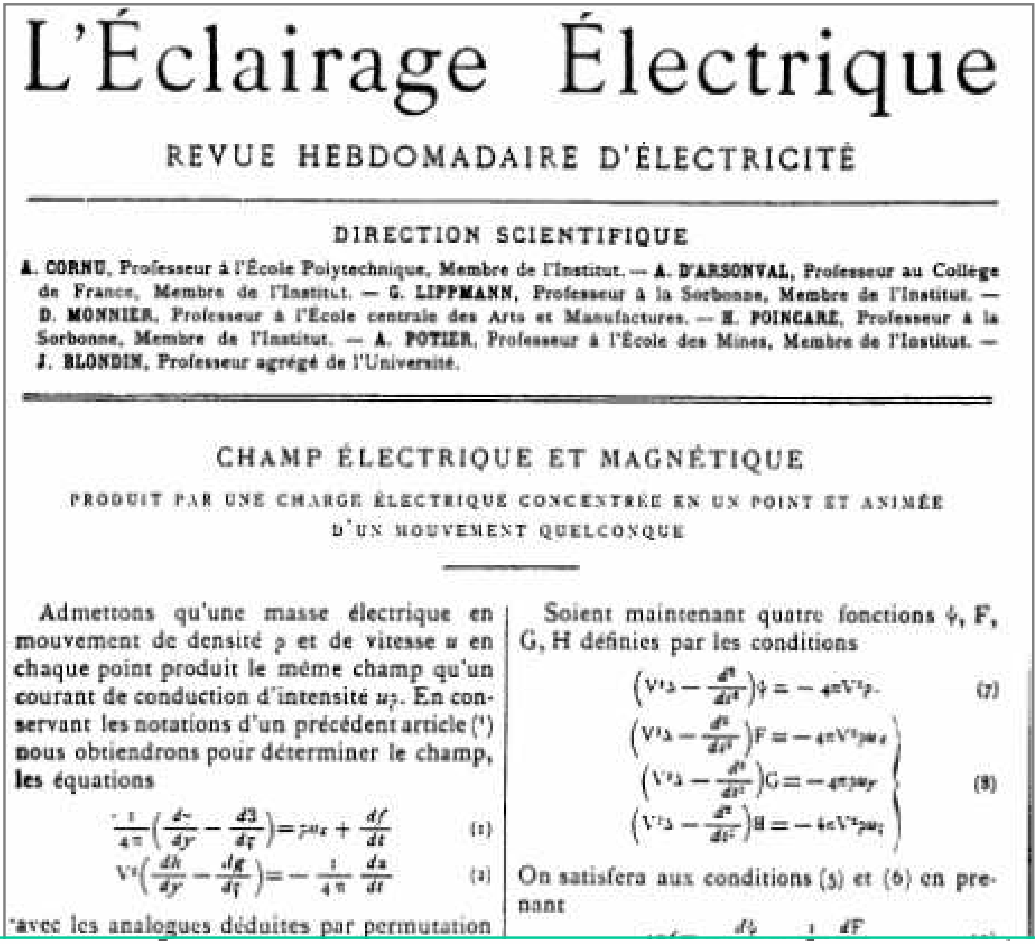
jednoduchý, ale netriviální výsledek

například skalární potenciál:

On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi=\int\frac{\rho\left[x',y',z',t-\frac{r}{V}\right]}{r}\,d\omega' \qquad (12)$$

Heavisideovy jednotky



L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse u en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité $u\rho$. En conservant les notations d'un précédent article (¹) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\gamma}{dy}-\frac{d\beta}{dz}\right)=\rho u_x+\frac{df}{dt} \qquad (1)$$

$$V^2\left(\frac{dh}{dy}-\frac{dg}{dz}\right)=-\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha}{dt} \qquad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\psi=-4\pi V^2\rho. \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned}\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)F&=-4\pi V^2\rho u_x\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)G&=-4\pi\rho u_y\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)H&=-4\pi V^2\rho u_z\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

První strana Liénardovy práce

jednoduchý, ale netriviální výsledek

například skalární potenciál:

On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\Phi=\int\frac{\rho\left(x',y',z',t-\frac{r}{c}\right)}{4\pi\varepsilon_0 r}\mathrm{d}V' \qquad (12)$$

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse u en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité $u\rho$. En conservant les notations d'un précédent article (¹) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\gamma}{dy}-\frac{d\beta}{dz}\right)=\rho u_x+\frac{df}{dt} \qquad (1)$$

$$V^2\left(\frac{dh}{dy}-\frac{dg}{dz}\right)=-\frac{1}{4\pi}\frac{d\alpha}{dt} \qquad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)\psi=-4\pi V^2\rho. \qquad (7)$$

$$\left.\begin{aligned}\left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)F&=-4\pi V^2\rho u_x\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)G&=-4\pi\rho u_y\\ \left(V^2\Delta-\frac{d^2}{dt^2}\right)H&=-4\pi V^2\rho u_z\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\Phi=\int\frac{\rho\left(x',y',z',t-\frac{r}{c}\right)}{4\pi\varepsilon_0 r}\mathrm{d}V' \qquad (12)$$

$$\rho(\boldsymbol{r},t)=q\cdot\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_q(t))$$

První strana Liénardovy práce

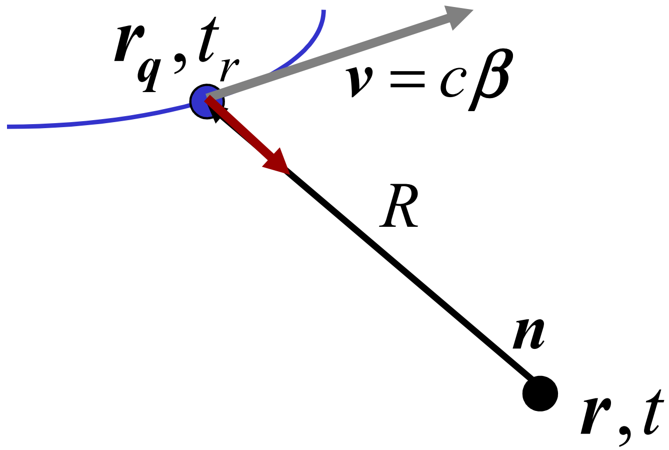
jednoduchý, ale netriviální výsledek

například skalární potenciál:

$$\Phi(\boldsymbol{r},t)=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left.\frac{1}{R(1-\boldsymbol{n}\boldsymbol{\beta})}\right|_{t_r}$$

$$c\cdot(t-t_r)=\left|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_q(t_r)\right|\equiv R(t_r)$$

$$\boldsymbol{\beta}=c^{-1}\boldsymbol{v}$$

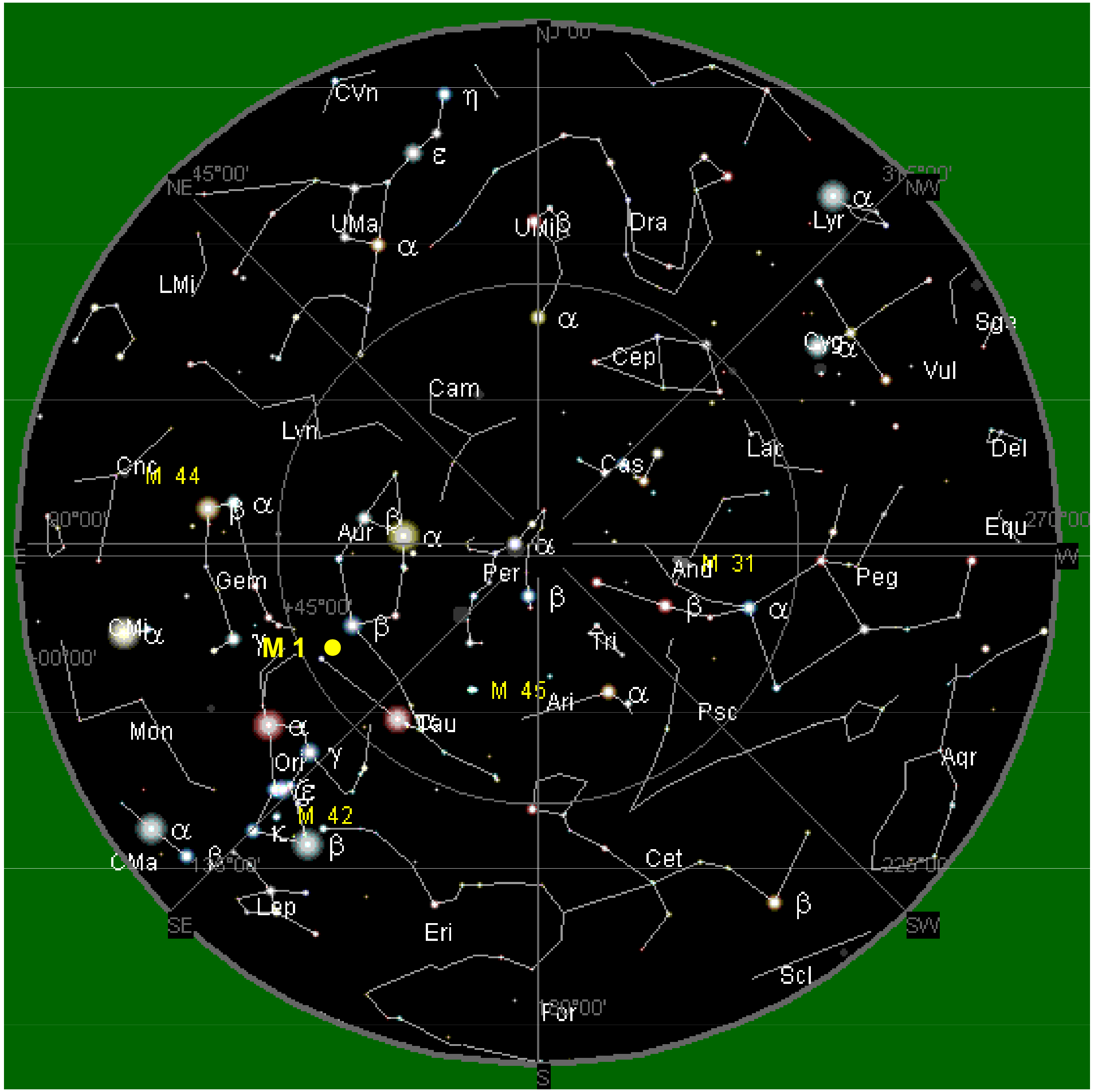


SZ na nebi a na zemi

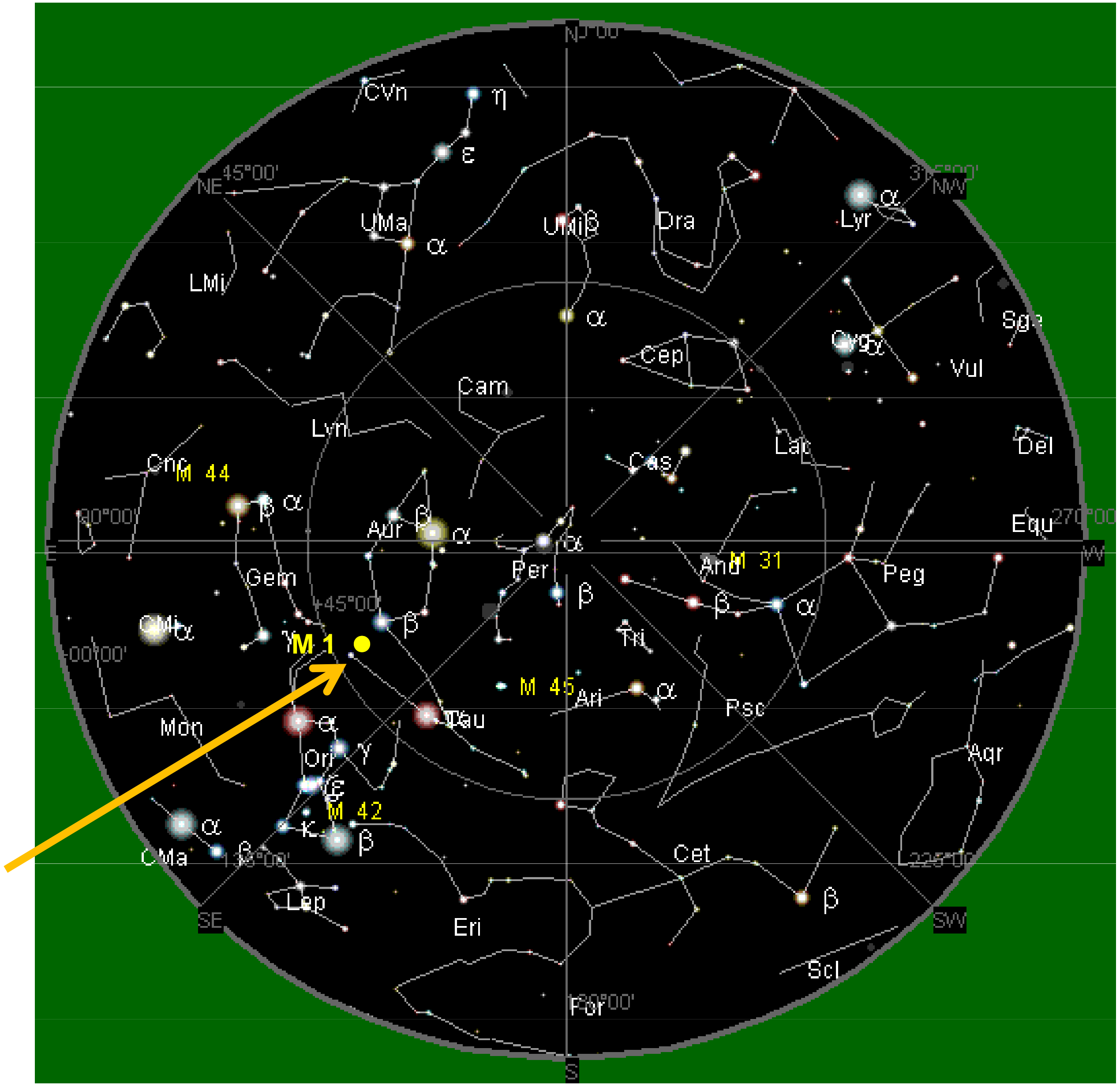
U nebeských objektů je SZ jedním z nejvýznamnějších typů záření netepelného původu … *malá exkurse*

Na Zemi jsou zdroje SZ ojedinělé jako zařízení, kde se setkáme s ultrarelativistickými elektrony v každodenním životě … *o tom dále*

SZ ve vesmíru: Krabí mlhovina



SZ ve vesmíru: Krabí mlhovina



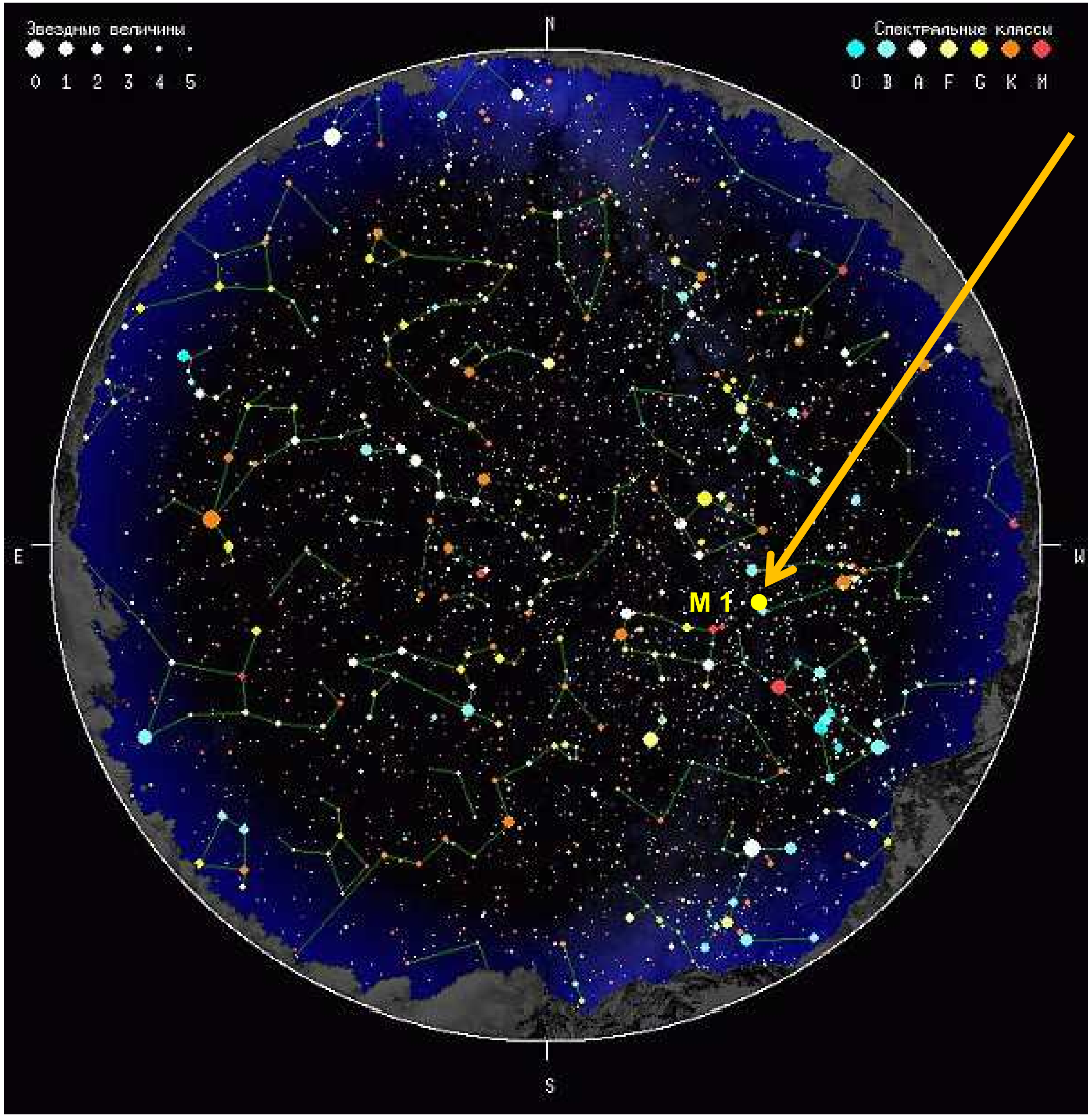
Pozůstatek supernovy
z r. 1054
(tenkrát viditelná i za dne)

v souhvězdí Taurus (*Býk*)

je to M1 v Messierově
katalogu z r.1774

Je to nejznámější, ale typický případ zdroje synchrotronového záření přicházejícího z vesmíru

SZ ve vesmíru: Krabí mlhovina



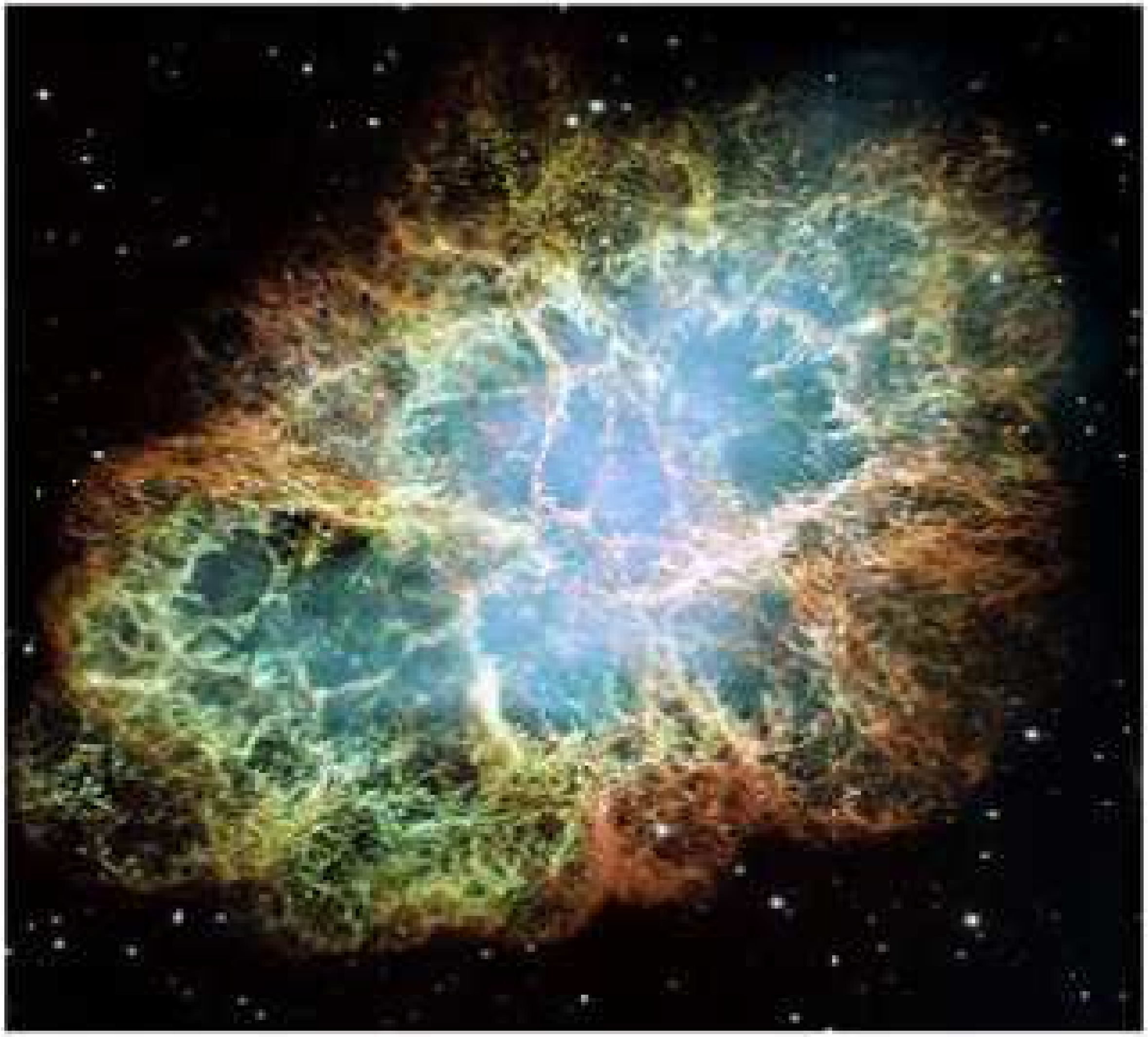
Pozůstatek supernovy
z r. 1054
(tenkrát viditelná i za dne)

v souhvězdí Taurus (*Býk*)

je to M1 v Messierově
katalogu z r.1774

Nejznámější, zcela typický případ zdroje synchrotronového záření přicházejícího z vesmíru

SZ ve vesmíru: Krabí mlhovina



snímek Hubble

Pozůstatek supernovy
z r. 1054
(tenkrát viditelná i za dne)

v souhvězdí Taurus (*Býk*)

jM1 v Messierově katalogu
z r.1774

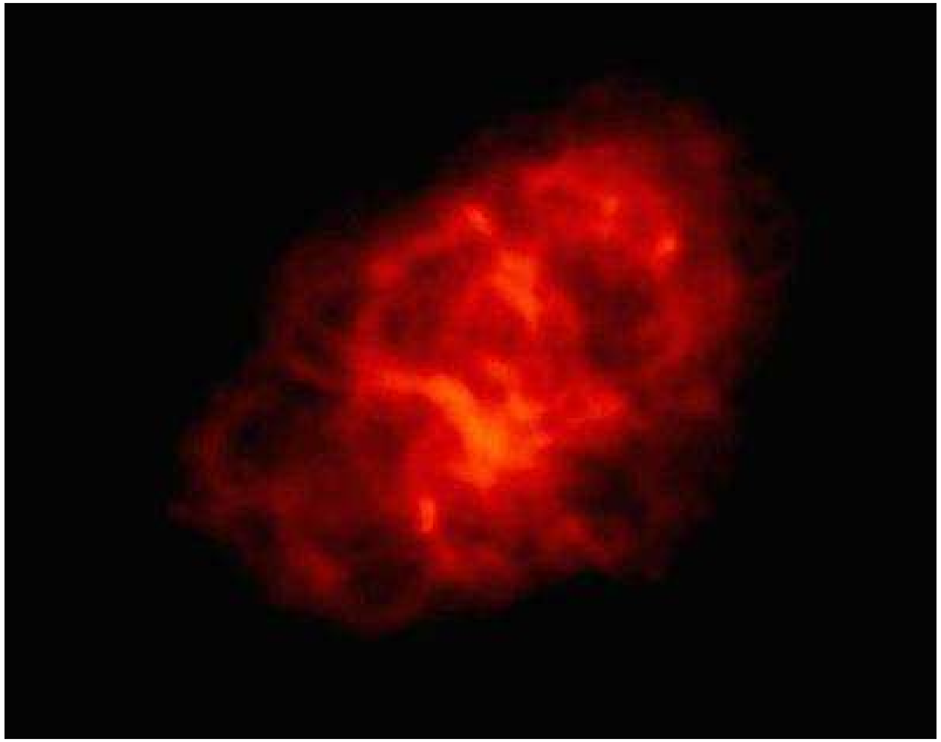
rozpíná se rychlostí 1450 km/s

modrá místa … SZ v radiové i
viditelné spektrální oblasti

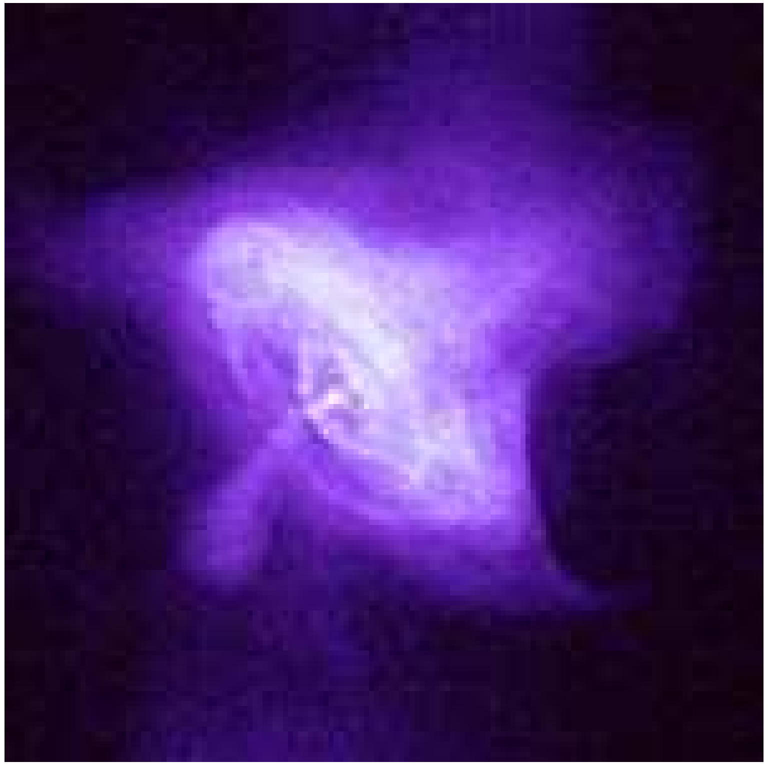
uprostřed neutronová hvězda
doplňující vyzářenou energii

rotuje s periodou 0.031 s $\Rightarrow$
silné magnetické pole,
v něm letí výtrysky částic $\Rightarrow$
SZ od RF po gamma záření s
maximem v rtg oblasti

SZ ve vesmíru : Krabí mlhovina



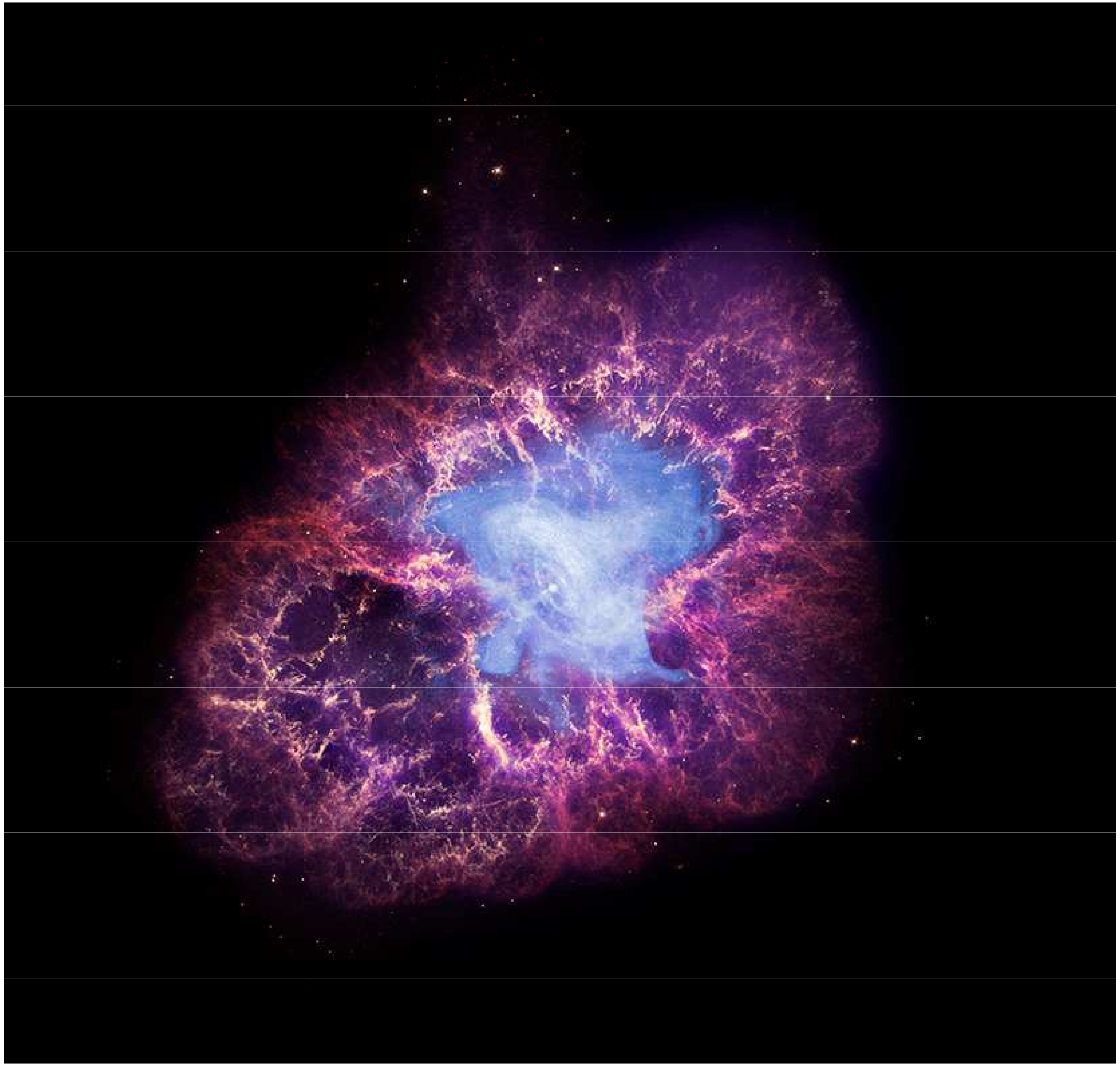
Roku 1948 byly zachyceny rádiové vlny pocházející z Krabí mlhoviny, hned po objevení Cassiopeia A.



Krabí mlhovina nejvíce září v rentgenovém oboru. První pozorování 1963.

Tento snímek Chandra X-Ray Observatory 2008

SZ ve vesmíru : Krabí mlhovina



Složený snímek:

- Fialově :

IR obraz ze Spitzeru

- Červeně a žlutě:

optický obraz z Hubbla,

- Modře:

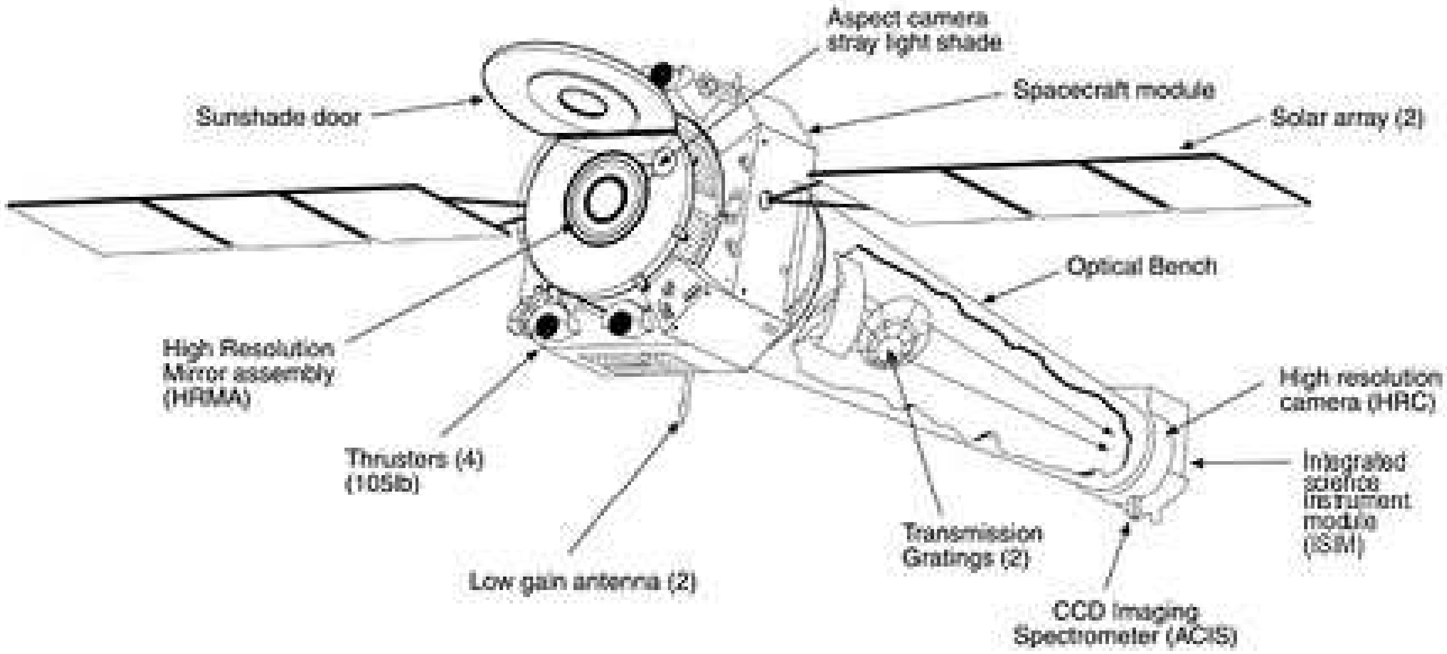
rtg. snímek z Chandry.

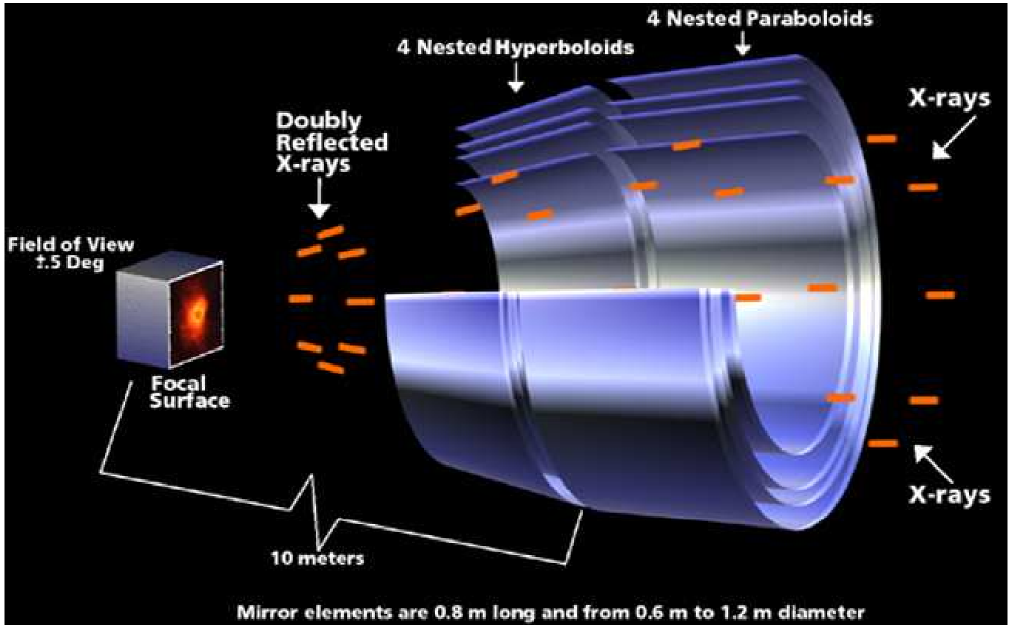
Modrá oblast je menší, protože elektrony se zpomalí a pak už tolik nezáří v rtg. oboru.

Úhlový rozměr je 5 minut

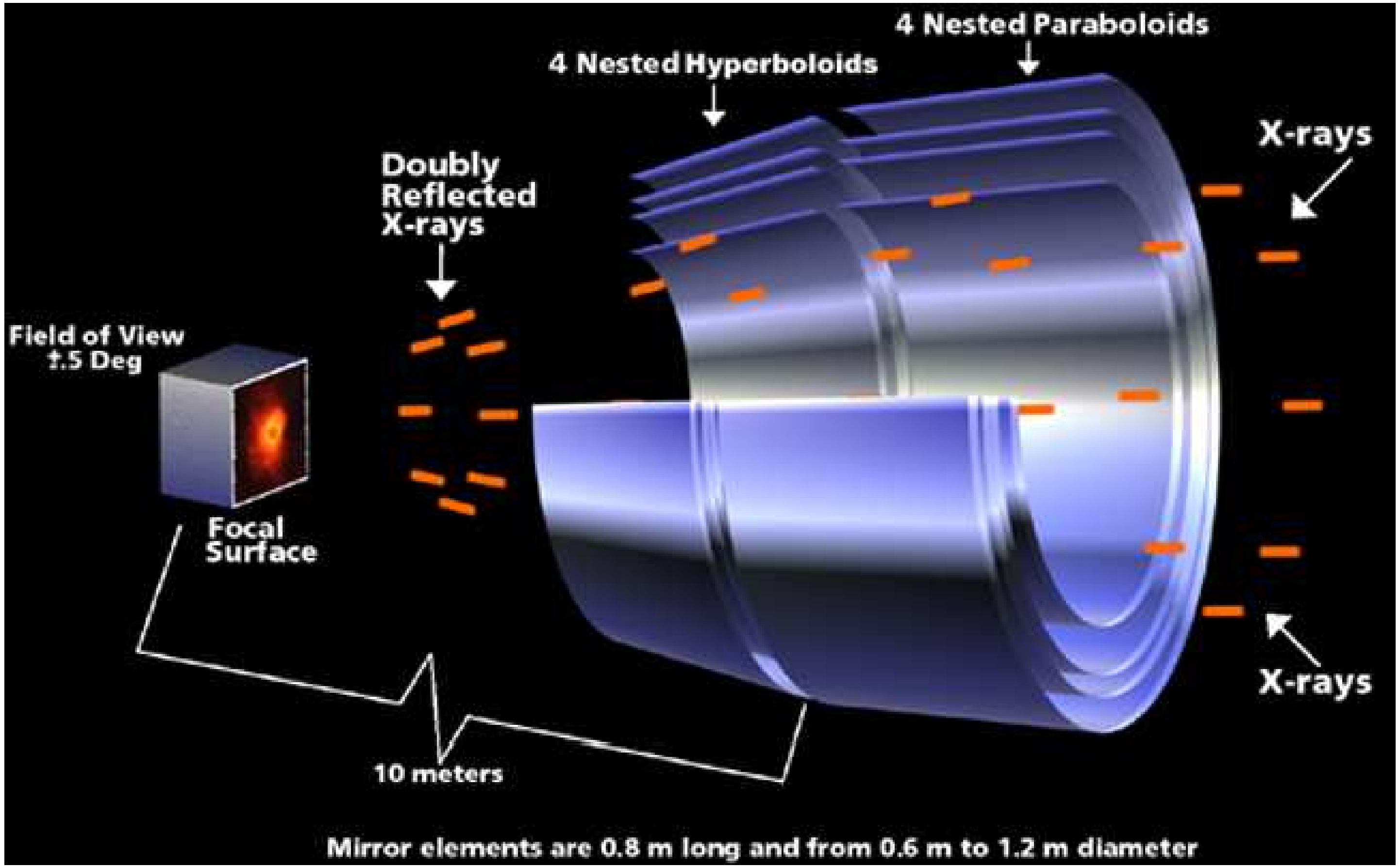
Vzdálenost ~ 6000 sv.r.
Průměr ~ 9 sv.r.

Chandra X-Ray Space Laboratory

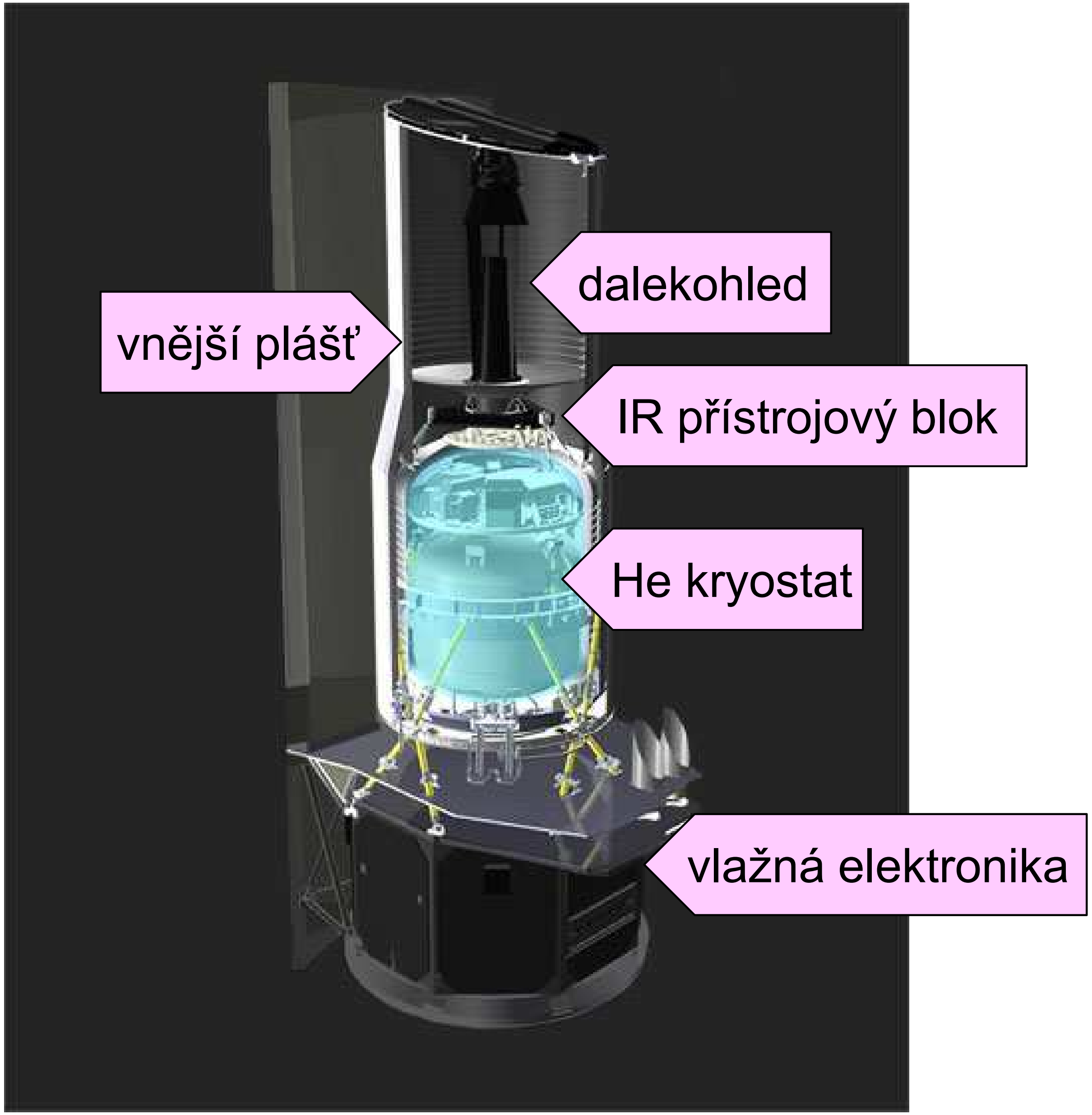




Chandra X-Ray Space Laboratory



Spitzer Space Telescope



Vznik SZ v synchrotronu (a v prostoru)

Když ultrarelativistické elektrony krouží v konstantním magnetickém poli, vyzařují elmg. vlny v kuželi ostře kolimovaném ve směru pohybu.

Spektrum záření je kvazispojité. Jeho střed má frekvenci nesrovnatelně vyšší, než je frekvence oběhu elektronu samého.

Rychlý a pomalý kruhový pohyb elektronu

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC

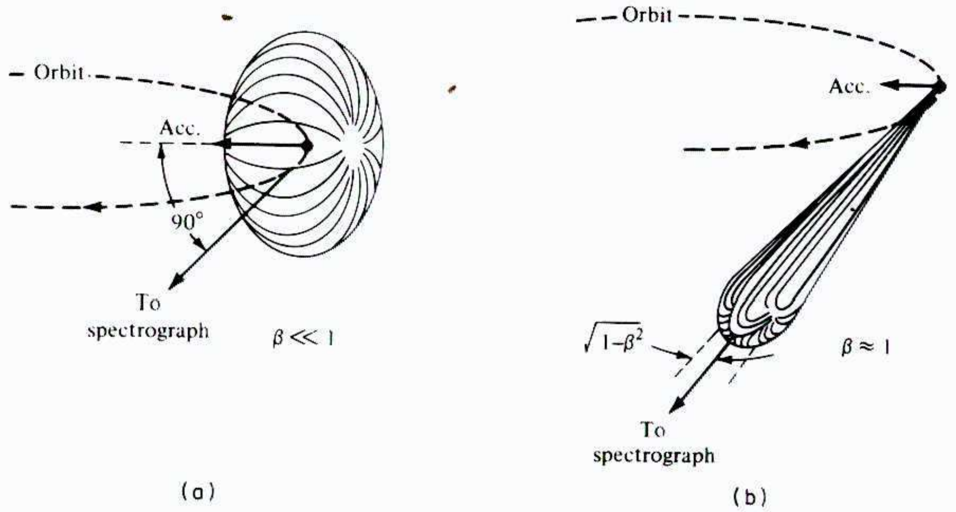


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β, velocity in units of c. (From Tomboulian and Hartman[5])

Rychlý a pomalý kruhový pohyb elektronu

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC

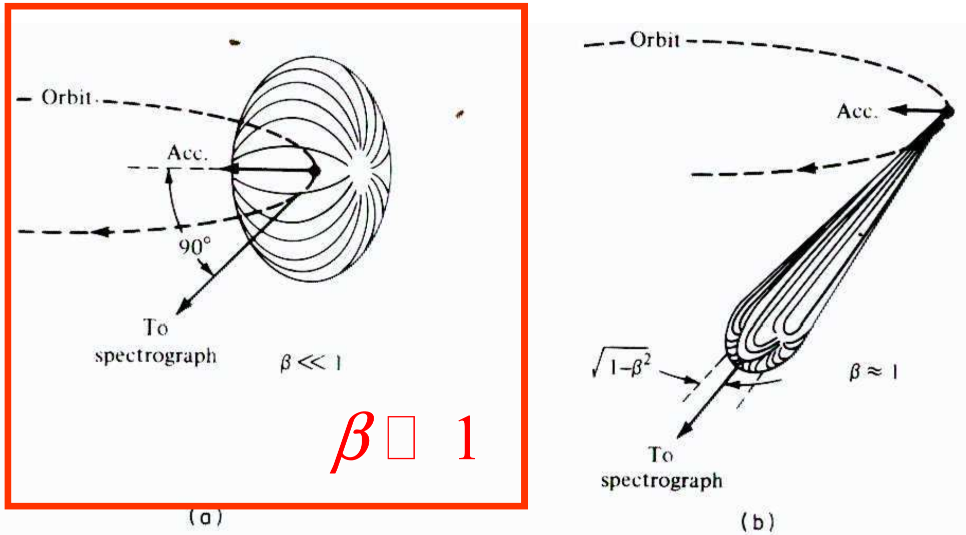


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β, velocity in units of c. (From Tomboulian and Hartman[5])

při pomalém pohybu elektron na kruhové dráze září jako superposice dvou vzájemně kolmých dipólů, tedy

kosinový zářič s okamžitým dipólem kolmým na tečnu ke kruhové dráze

vyzařovaná frekvence = 1/ oběžná doba ... *cyklotronová* nebo *Larmorova frekvence*

cyklotronové nebo betatronové záření

Rychlý a pomalý kruhový pohyb elektronu

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC

při pomalém pohybu elektron na kruhové dráze září jako superposice dvou vzájemně kolmých dipólů, tedy

kosinový zářič s okamžitým dipólem kolmým na tečnu ke kruhové dráze

vyzařovaná frekvence = 1/ oběžná doba ... *cyklotronová* nebo *Larmorova frekvence*

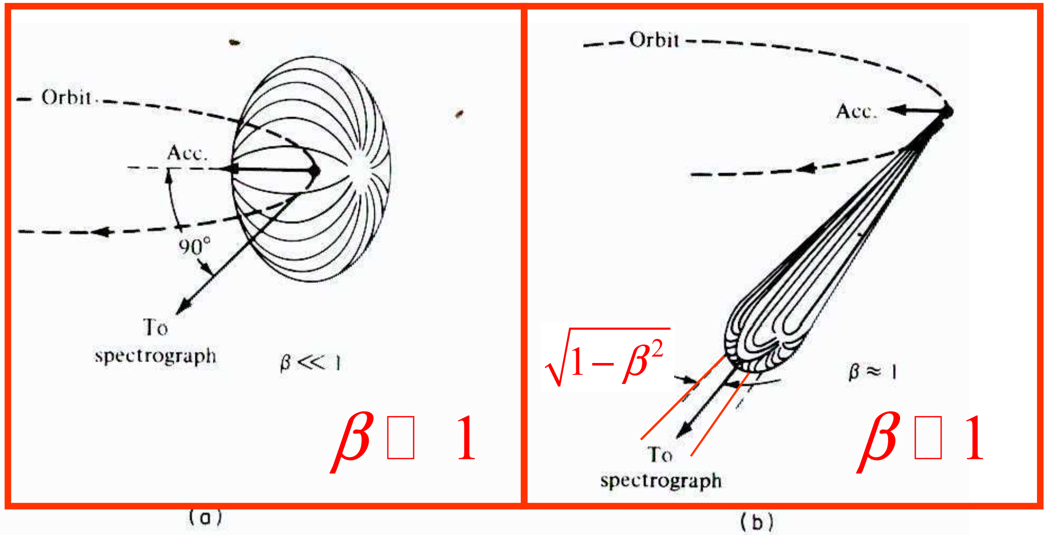


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β, velocity in units of c. (From Tomboulian and Hartman[5])

cyklotronové nebo betatronové záření	synchrotronové záření

při rychlém pohybu elektron na kruhové dráze sám sebe zase vnímá jako superposici dvou vzájemně kolmých dipólů,

pozorovatel však vnímá vlny po Lorentzově transformaci, tedy silně kolimované vpřed

vyzařované spektrum kvasispojité: *vysoké harmonické Larmorovy frekvence*

Ultrarelativistický elektron

Ultrarelativistický elektron

klidová energie elektronu $E_0 = m_0 c^2 = 0.5\,\mathrm{MeV}$

typická energie v synchrotronu $E = 2-6\,\mathrm{GeV}$

typická hodnota $\gamma = E/E_0 = m/m_0$ $\gamma = 4000-12000$

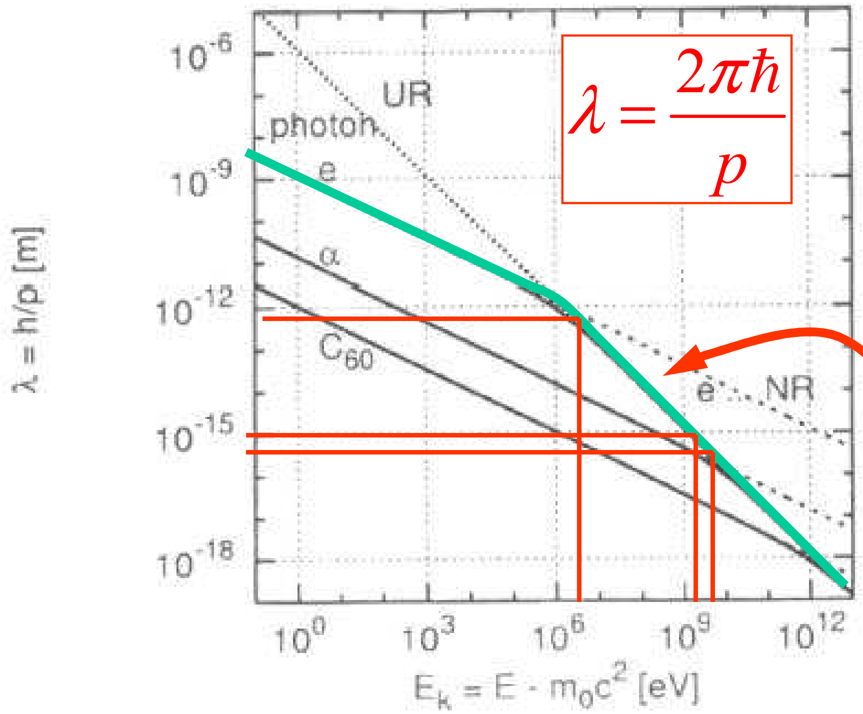
$\boxed{\text{Vztah } \beta \text{ a } \gamma}$

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \beta = \sqrt{1-\frac{1}{\gamma^2}}$$

$$\gamma = 10000 \qquad \beta \approx 1-\frac{1}{2\gamma^2} \cong 1-5\times10^{-7} \qquad v \leftarrow c$$

Realistické vlnové délky elektronů v synchrotronu



$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}$$

ZÁSOBNÍK VZORCŮ

$$\beta = \frac{\upsilon}{c}$$

$$E = mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}c^2 \equiv \gamma m_0 c^2 = \gamma E_0$$

$$E = m_0 c^2 + E_{\mathrm{kin}}$$

$$p = m\upsilon = m_0 c \cdot \gamma\beta = m_0 c\sqrt{\gamma^2 - 1}$$

$$p = \sqrt{\frac{E_{\mathrm{kin}}^2}{c^2} + 2m_0 E_{\mathrm{kin}}}$$

LIMITY (explicitní hodnoty platí pro elektrony)

nerelativistická

$$E_{\mathrm{kin}} \ll m_0 c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0 E_{\mathrm{kin}}}} = \frac{1.22}{\sqrt{E_{\mathrm{kin}}}}\ (\mathrm{nm, eV})$$

předěl

$$E_{\mathrm{kin}} \approx 2m_0 c^2$$

$$\approx 10^6\ \mathrm{eV}$$

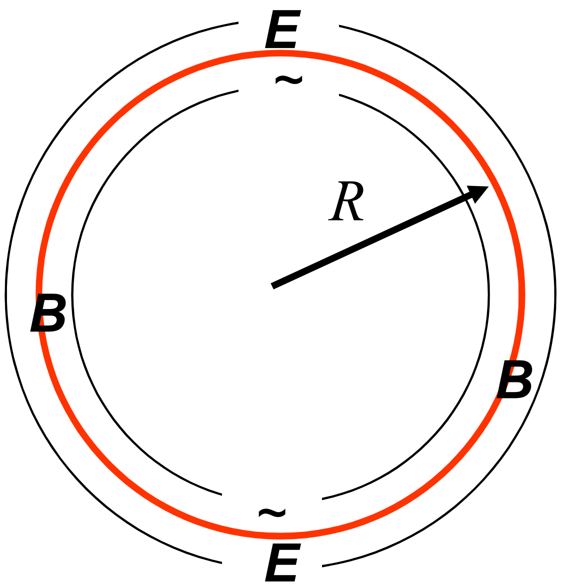
ultrarelativistická

$$E_{\mathrm{kin}} \gg m_0 c^2$$

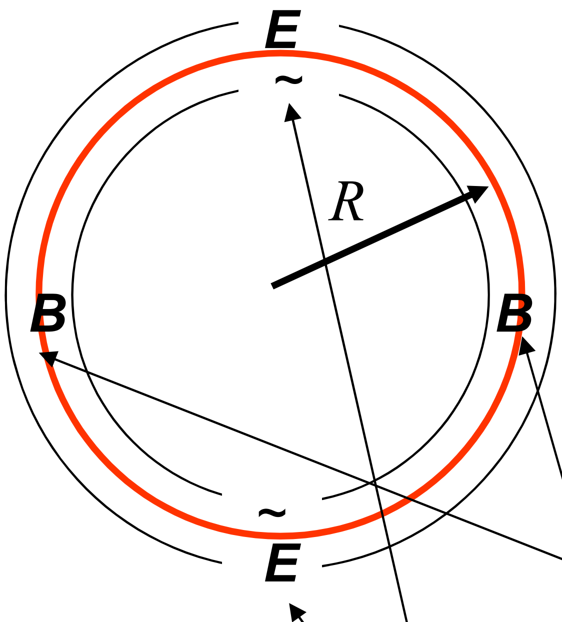
$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_{\mathrm{kin}}} = \frac{1.24}{E_{\mathrm{kin}}}\ (\mu\mathrm{m, eV})$$

Princip synchrotronu: Ultrarelativistický elektron na kruhové orbitě

Princip synchrotronu



Princip synchrotronu



statické magnetické pole

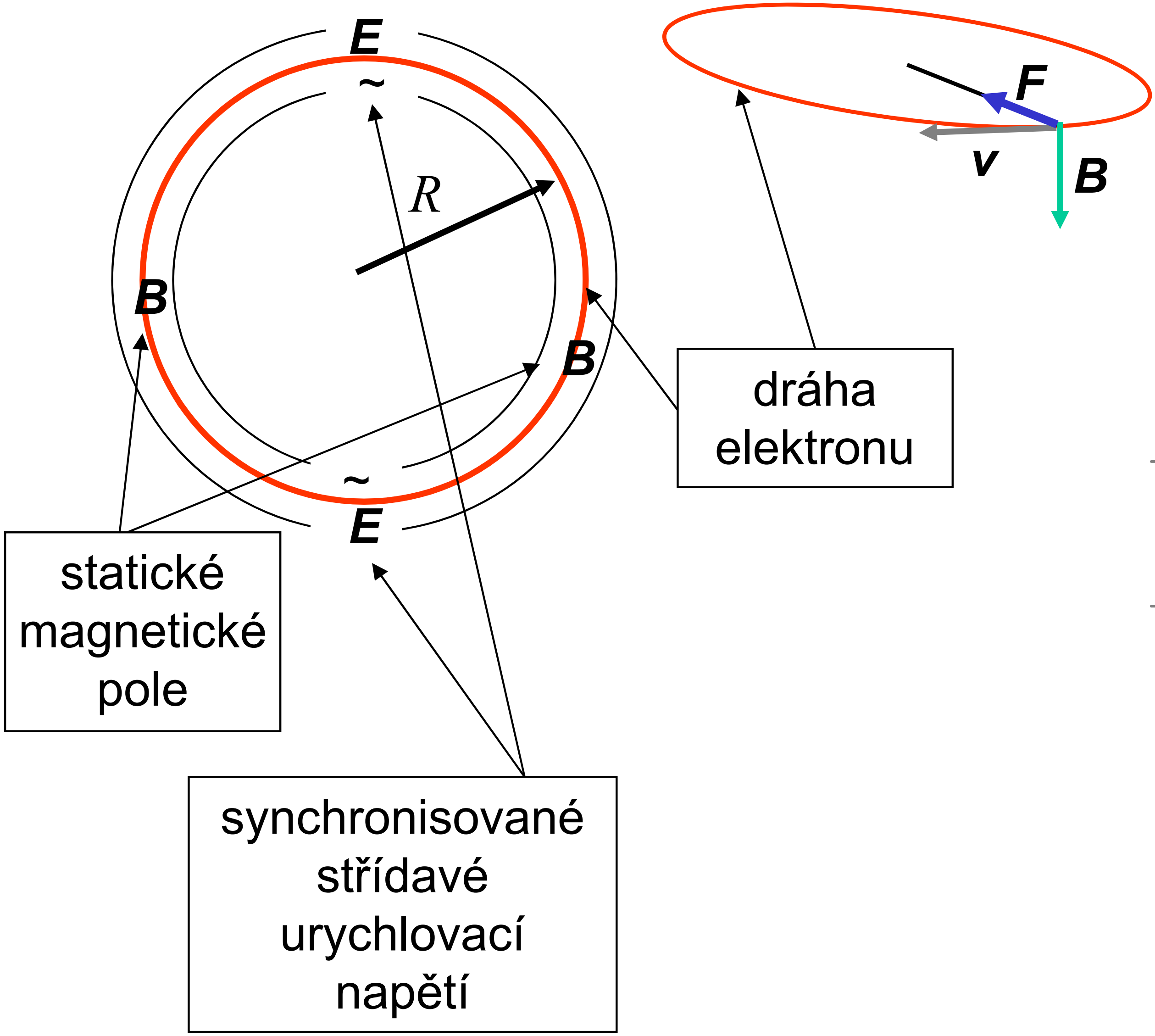
zakřivuje dráhu elektronu na kruhovou

synchronisované střídavé urychlovací napětí

urychluje elektrony

kompensuje vyzařovací ztráty

Elektron na kruhové dráze



Lorentzova síla,
pohybová rovnice

$e < 0$

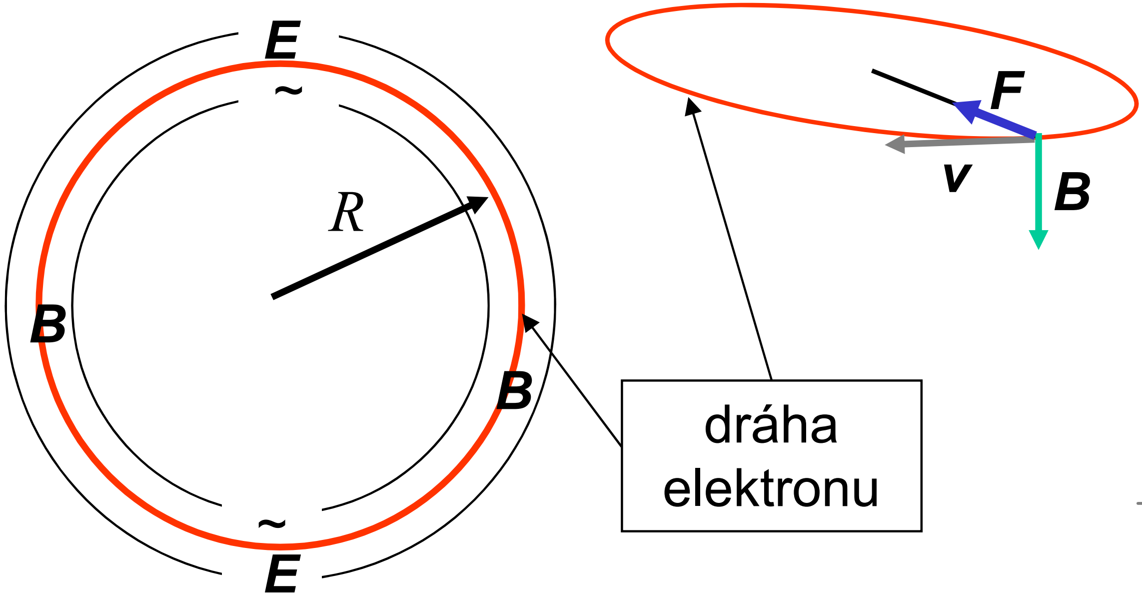
$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$$

relativistická označení

$$\frac{v}{c} = \beta \qquad E = mc^2 = m_0 c^2 \cdot \gamma$$

$$\frac{1}{c}\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\beta} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Elektron na kruhové dráze



Lorentzova síla, pohybová rovnice

$e < 0$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$$

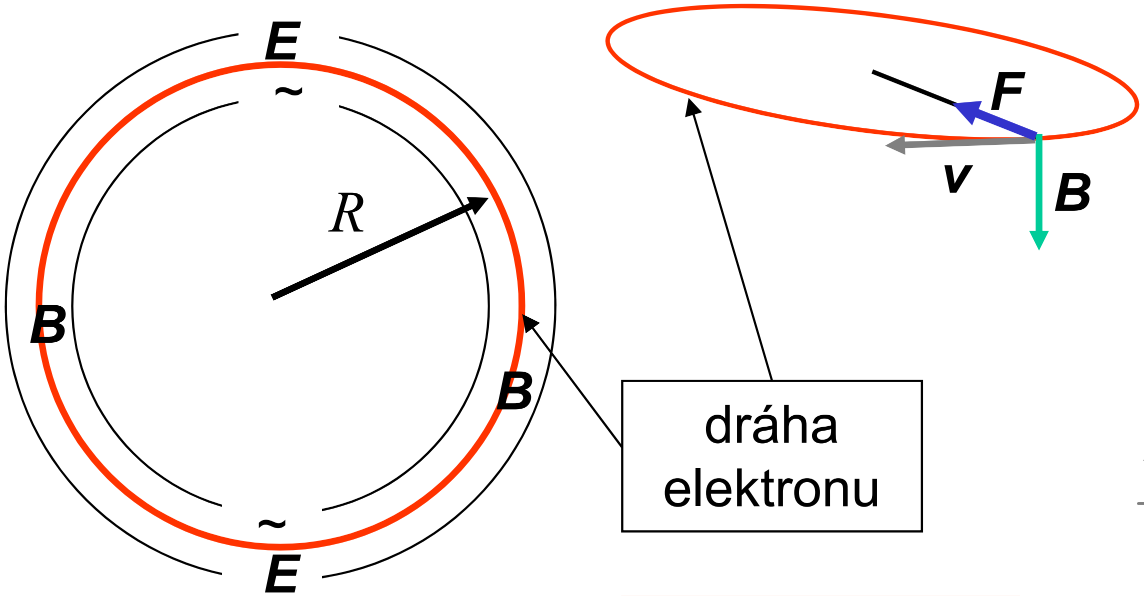
$$m\frac{v^2}{R} = evB$$

relativistická označení

$$\frac{v}{c} = \beta \qquad E = mc^2 = m_0 c^2 \cdot \gamma$$

$$\frac{1}{c}\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\beta} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Elektron na kruhové dráze



Lorentzova síla, pohybová rovnice

$$e < 0$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$$

relativistická označení

$$\frac{\upsilon}{c} = \beta \qquad E = mc^2 = m_0 c^2 \cdot \gamma$$

$$\frac{1}{c}\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\beta} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$m\frac{\upsilon^2}{R} = e\upsilon B$$

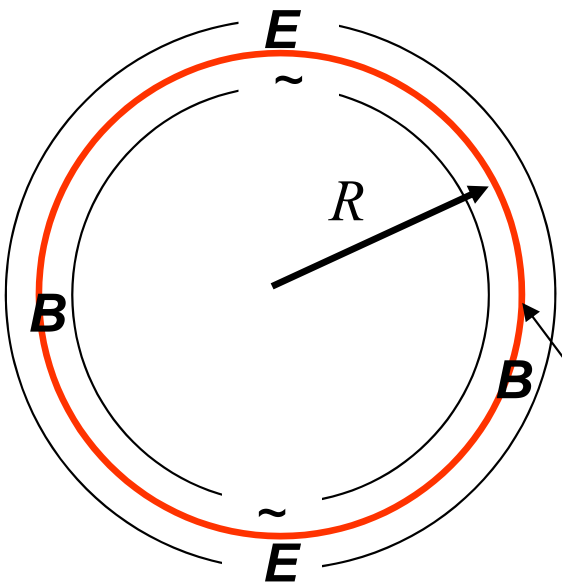
$$\omega_L = \frac{\upsilon}{R} = \frac{eB}{m}$$

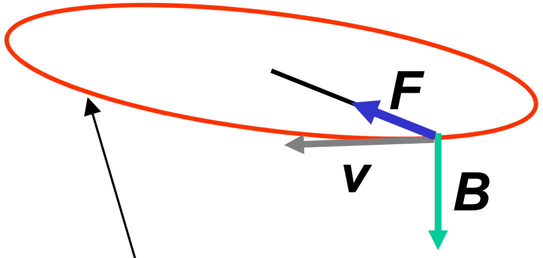
Larmorova frekvence

$$\frac{m}{m_0} = \frac{e}{m_0 \upsilon} BR$$

$$\gamma = \frac{eB}{m_0 c} R \cdot \beta^{-1}$$

Ultrarelativistický elektron na kruhové dráze





dráha elektronu

Lorentzova síla, pohybová rovnice

$$e<0$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})$$

relativistická označení

$$\frac{\upsilon}{c} = \beta \qquad E = mc^2 = m_0c^2\cdot\gamma$$

$$\frac{1}{c}\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\beta} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$m\frac{\upsilon^2}{R} = e\upsilon B$$

$$\omega_L = \frac{\upsilon}{R} = \frac{eB}{m}$$

Larmorova frekvence

$$\frac{m}{m_0} = \frac{e}{m_0\upsilon}BR$$

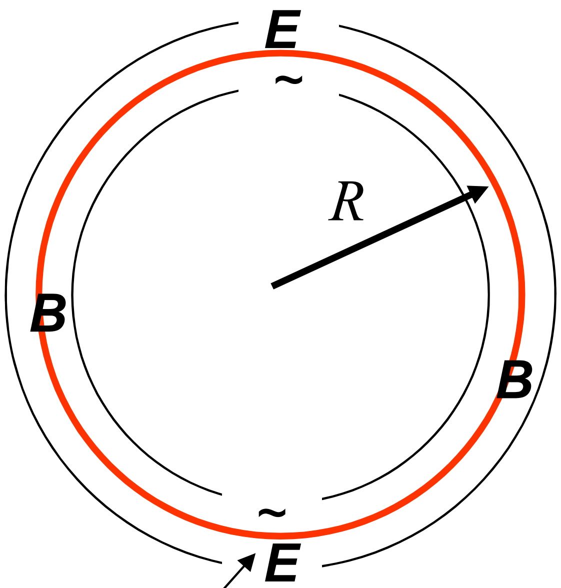
$$\gamma = \frac{eB}{m_0c}R\cdot\beta^{-1}$$

v ultrarelativistickém případě $\beta\sim 1$

$$\omega_L = \frac{c}{R} = \frac{e}{m_0}B\gamma^{-1}$$

$$\gamma = \frac{e}{m_0c}\cdot BR$$

Vkládání energie



synchronisované střídavé urychlovací napětí

výkon elektrického pole $W = e\boldsymbol{E}\boldsymbol{v}$

pohybová rovnice

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\boldsymbol{v}) = e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\upsilon) = e|\boldsymbol{E}| \quad \text{podélná složka}$$

počítáme

$$W = \upsilon\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\upsilon) = m_0c^2\beta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\gamma\beta) \quad \leftarrow \beta = \sqrt{1-\gamma^{-2}}$$

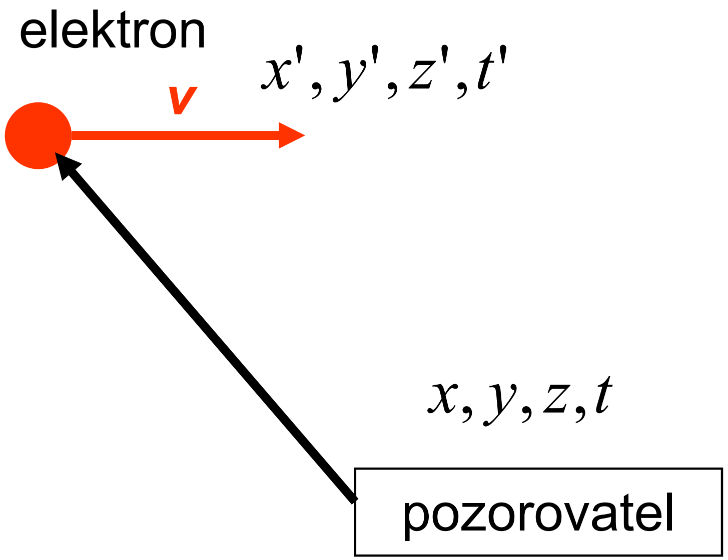
$$\boxed{W = m_0c^2\cdot\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\gamma = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E}$$

urychluje elektrony

kompensuje vyzařovací ztráty

Kolimace vyzářené vlny

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem



x', y', z', t'

x, y, z, t

Lorentzova transformace

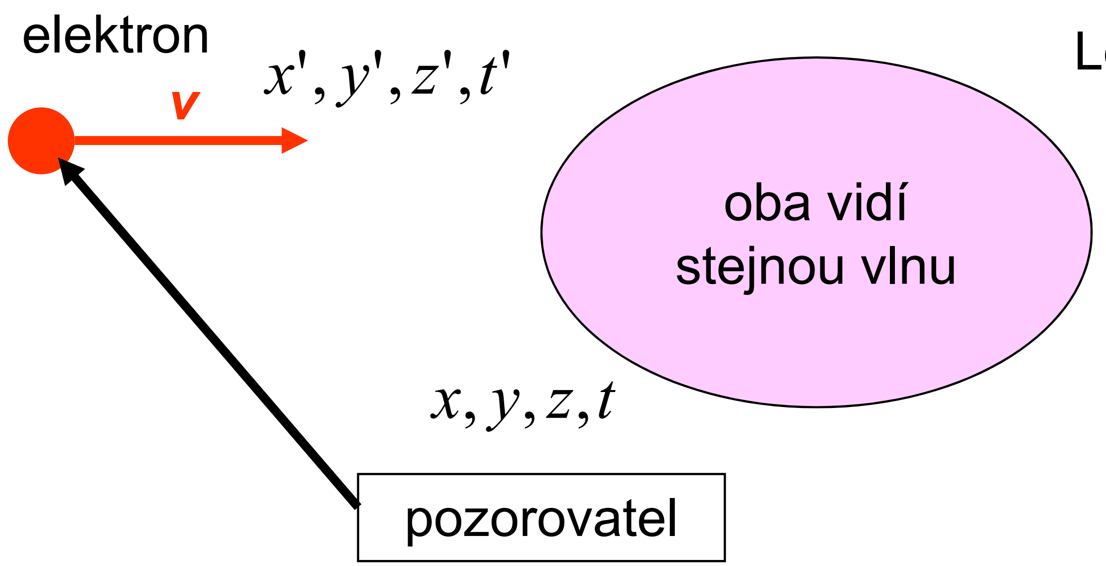
$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem



Lorentzova transformace

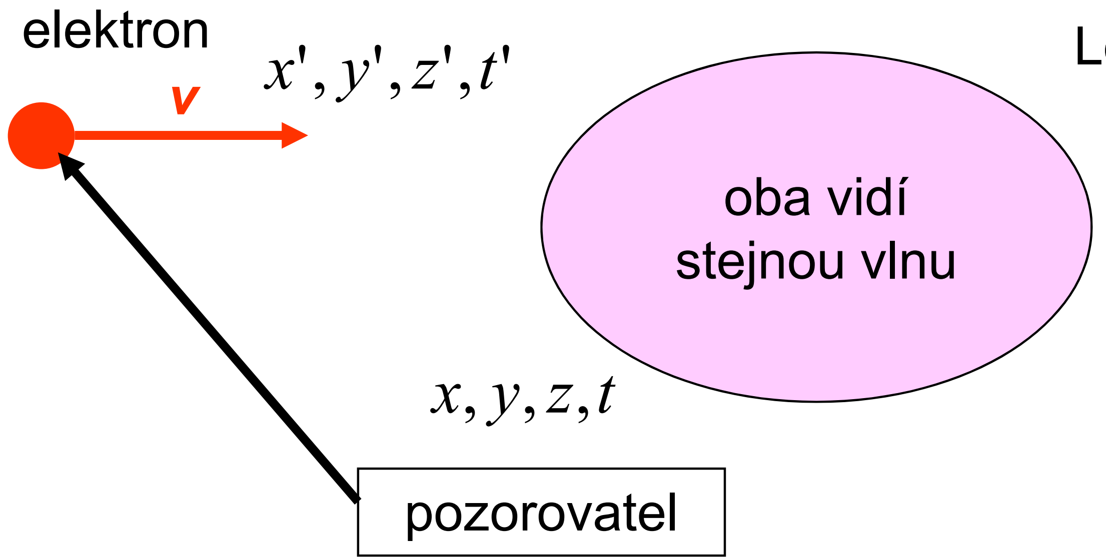
$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem



Lorentzova transformace

$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

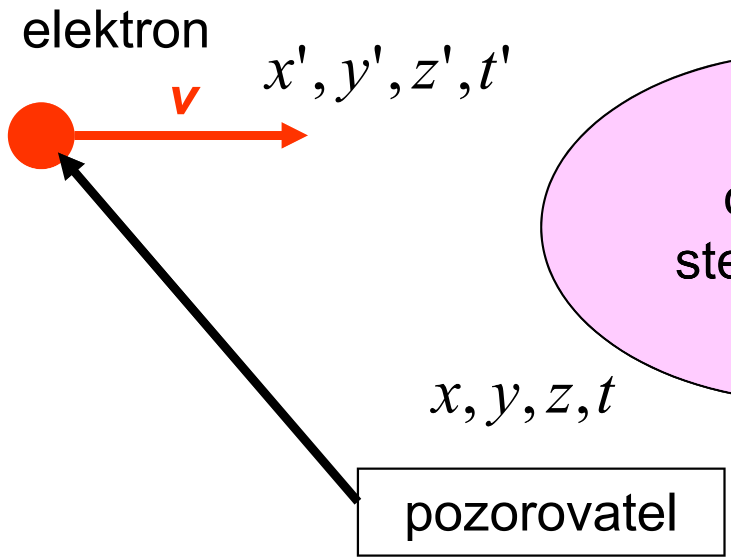
$$z' = z$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

fáze rovinné vlny je invariant

$$\boldsymbol{kr} - \omega t = \frac{\omega}{c}(\boldsymbol{nr} - ct), \quad \omega = ck$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem



oba vidí
stejnou vlnu

Lorentzova transformace

$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

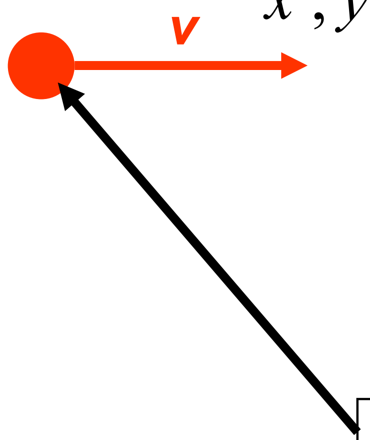
$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

fáze rovinné vlny je
invariant

$$\boldsymbol{kr} - \omega t = \frac{\omega}{c}(\boldsymbol{nr} - ct), \quad \omega = ck$$

$$\omega(n_x x + n_y y + n_z z - ct) = \omega'(n'_x x' + n'_y y' + n'_z z' - ct')$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem



x', y', z', t'

x, y, z, t

oba vidí stejnou vlnu

Lorentzova transformace

$$x' = \gamma(x - vt)$$
$$y' = y$$
$$z' = z$$
$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

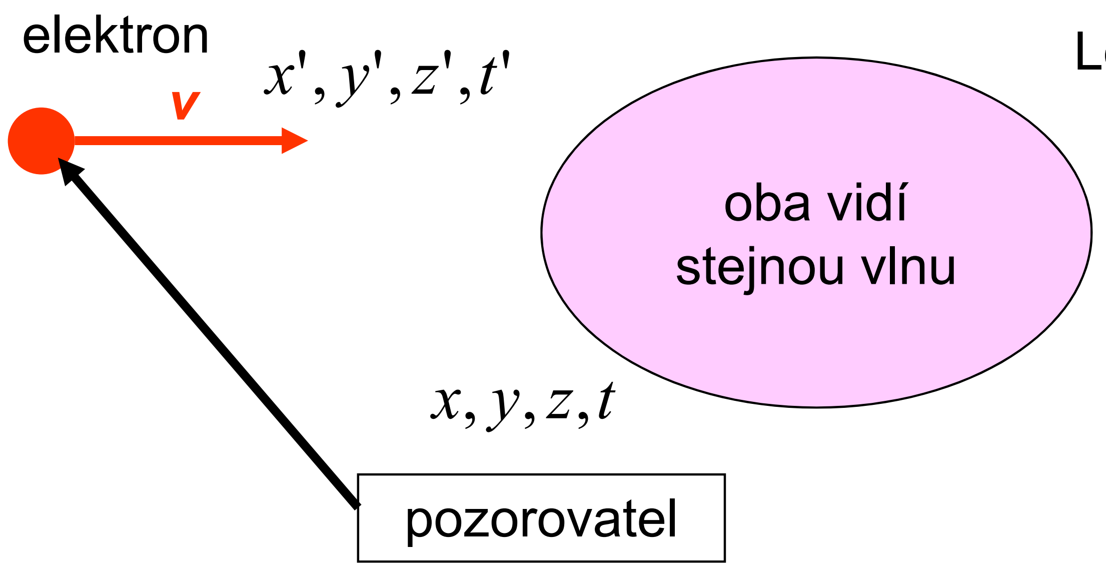
fáze rovinné vlny je invariant

$$\boldsymbol{kr} - \omega t = \frac{\omega}{c}(\boldsymbol{nr} - ct), \quad \omega = ck$$

$$\omega(n_x x + n_y y + n_z z - ct) = \omega'(n'_x x' + n'_y y' + n'_z z' - ct')$$

- Dosadíme na pravé straně z Lorentzovy transformace
- Použijeme metody neurčitých koeficientů

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem



Lorentzova transformace

$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

fáze rovinné vlny je invariant

$$\boldsymbol{kr} - \omega t = \frac{\omega}{c}(\boldsymbol{nr} - ct), \quad \omega = ck$$

$$\omega(n_x x + n_y y + n_z z - ct) = \omega'(n'_x x' + n'_y y' + n'_z z' - ct')$$

$$\omega n_x = \omega' \gamma (n'_x + \beta) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\omega n_x = \omega' \gamma (n'_x + \beta) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

oddělíme

n od ω

$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} \qquad n_y = \frac{n'_y}{\gamma(1 + \beta n'_x)}$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad n_z = \frac{n'_z}{\gamma(1 + \beta n'_x)}$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\omega n_x = \omega' \gamma (n'_x + \beta) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

oddělíme **n** od ω

$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} \qquad n_y = \frac{n'_y}{\gamma (1 + \beta n'_x)}$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad n_z = \frac{n'_z}{\gamma (1 + \beta n'_x)}$$

DOPPLERŮV JEV

KOLIMACE V POMĚRU γ^{-1}

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

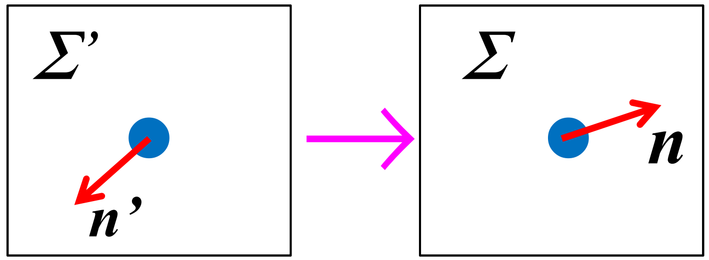
$$\omega n_x = \omega' \gamma (n'_x + \beta) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} \qquad n_y = \frac{n'_y}{\gamma (1 + \beta n'_x)}$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad n_z = \frac{n'_z}{\gamma (1 + \beta n'_x)}$$

KOLIMACE V POMĚRU γ^{-1}



Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\omega n_x = \omega' \gamma (n'_x + \beta) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

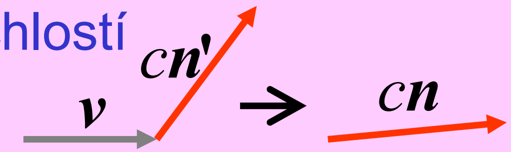
$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} \qquad n_y = \frac{n'_y}{\gamma (1 + \beta n'_x)}$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad n_z = \frac{n'_z}{\gamma (1 + \beta n'_x)}$$

KOLIMACE V POMĚRU γ^{-1}

Je to přesně učebnicové odvození aberace a relativistického výrazu pro Dopplerův efekt

Fotonová interpretace: vynásobením *c* máme relativistické skládání rychlostí



Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\omega n_x = \omega' \gamma (n'_x + \beta) \qquad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad \omega n_z = \omega' n'_z$$

$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} \qquad n_y = \frac{n'_y}{\gamma (1 + \beta n'_x)}$$

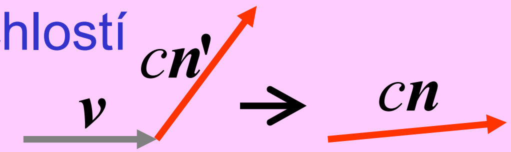
$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \qquad n_z = \frac{n'_z}{\gamma (1 + \beta n'_x)}$$

DOPPLERŮV JEV

KOLIMACE V POMĚRU γ^{-1}

Je to přesně učebnicové odvození aberace a relativistického výrazu pro Dopplerův efekt

Fotonová interpretace: vynásobením *c* máme relativistické skládání rychlostí



vlastní frekvence záření je Larmorova frekvence oběhu elektronů … radiofrekvence

$$\omega' \approx c / R$$

ta se Dopplerem posune do zhruba viditelné oblasti

$$\omega \approx \gamma \cdot c / R$$

Kolimace synchrotronového záření

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC

při pomalém pohybu elektron na kruhové dráze září jako superposice dvou vzájemně kolmých dipólů, tedy

kosinový zářič s okamžitým dipólem kolmým na tečnu ke kruhové dráze

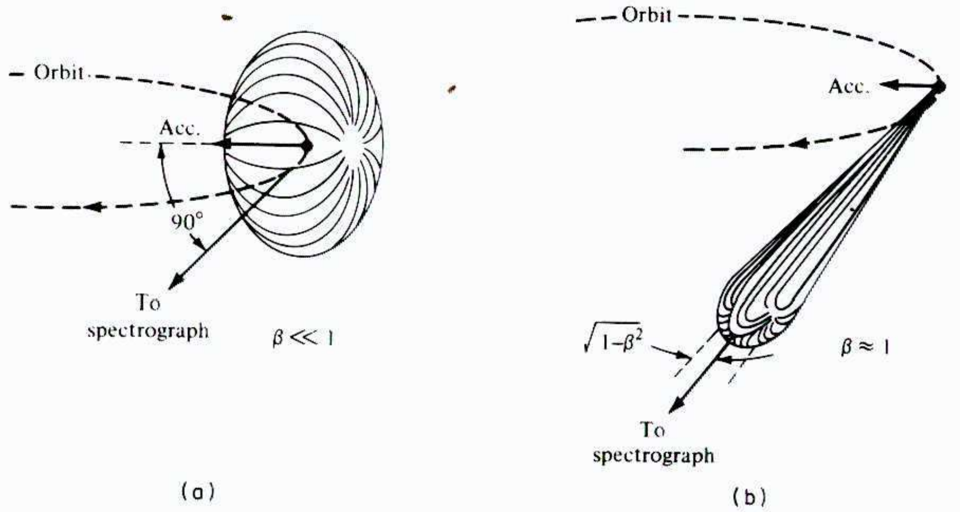


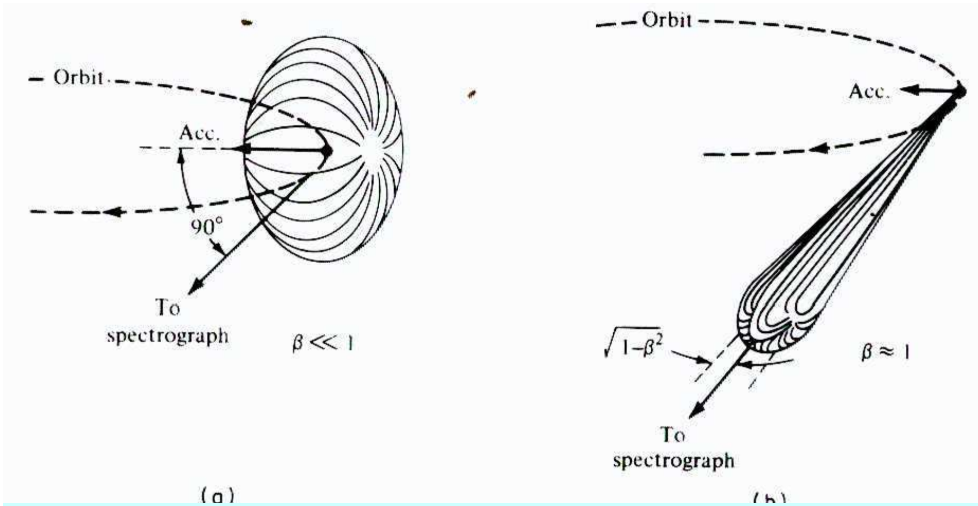
Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β, velocity in units of c. (From Tomboulian and Hartman[5])

při rychlém pohybu elektron na kruhové dráze sám sebe vnímá jako superposici dvou vzájemně kolmých dipólů,

pozorovatel však vnímá vlny po Lorentzově transformaci, tedy silně kolimované vpřed

Kolimace synchrotronového záření

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC



při pomalém pohybu elektron na kruhové dráze září jako superposice dvou vzájemně kolmých dipólů, tedy

kosinový zářič s okamžitým dipólem kolmým na tečnu ke kruhové dráze

pro $1 > n'_x > -\beta \approx -\left(1 - \frac{1}{2\gamma^2}\right)$

$$\boxed{n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} > 0}$$

pro $1 > n'_x > -\left(1 - 999(1-\beta)\right) > -\beta$

$$\boxed{n_x > 0.998}$$

při rychlém pohybu elektron na kruhové dráze sám sebe vnímá jako superposici dvou vzájemně kolmých dipólů,

pozorovatel však vnímá vlny po

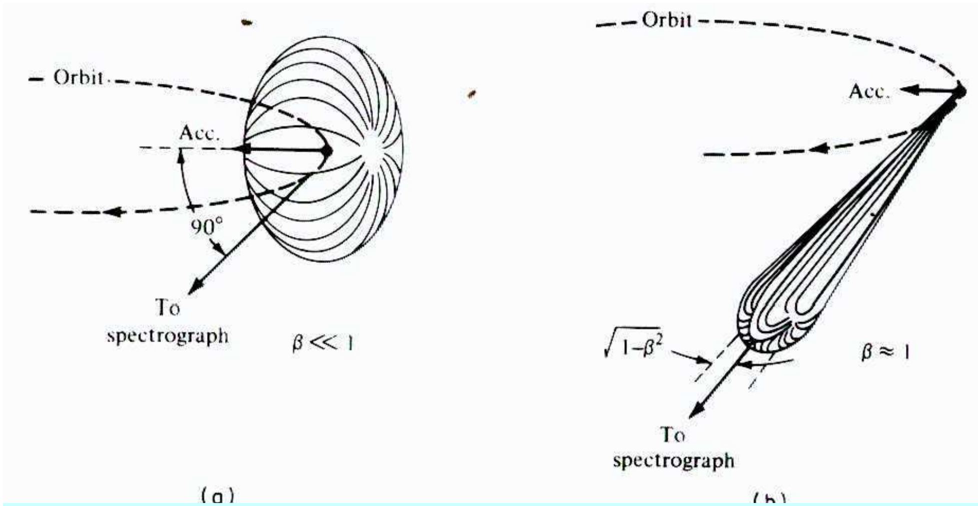
" vidíme elektron i zezadu"

silně kolimované vpřed

skoro všechny kolimovány lépe než na 1 ‰

Kolimace synchrotronového záření

KLASICKÝ OBRÁZEK ZE VŠECH UČEBNIC



při pomalém pohybu elektron na kruhové dráze září jako superposice dvou vzájemně kolmých dipólů, tedy

kosinový zářič s okamžitým dipólem kolmým na tečnu ke kruhové dráze

při rychlém pohybu elektron na kruhové dráze sám sebe vnímá jako superposici dvou vzájemně kolmých dipólů,

pozorovatel však vnímá vlny po

silně kolimované vpřed

" vidíme elektron i zezadu"

pro $1 > n'_x > -\beta \approx -\left(1 - \dfrac{1}{2\gamma^2}\right)$

$$\boxed{n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} > 0}$$

pro $1 > n'_x > -\left(1 - 999(1-\beta)\right) > -\beta$

$$\boxed{n_x > 0.998}$$

kolik to je?

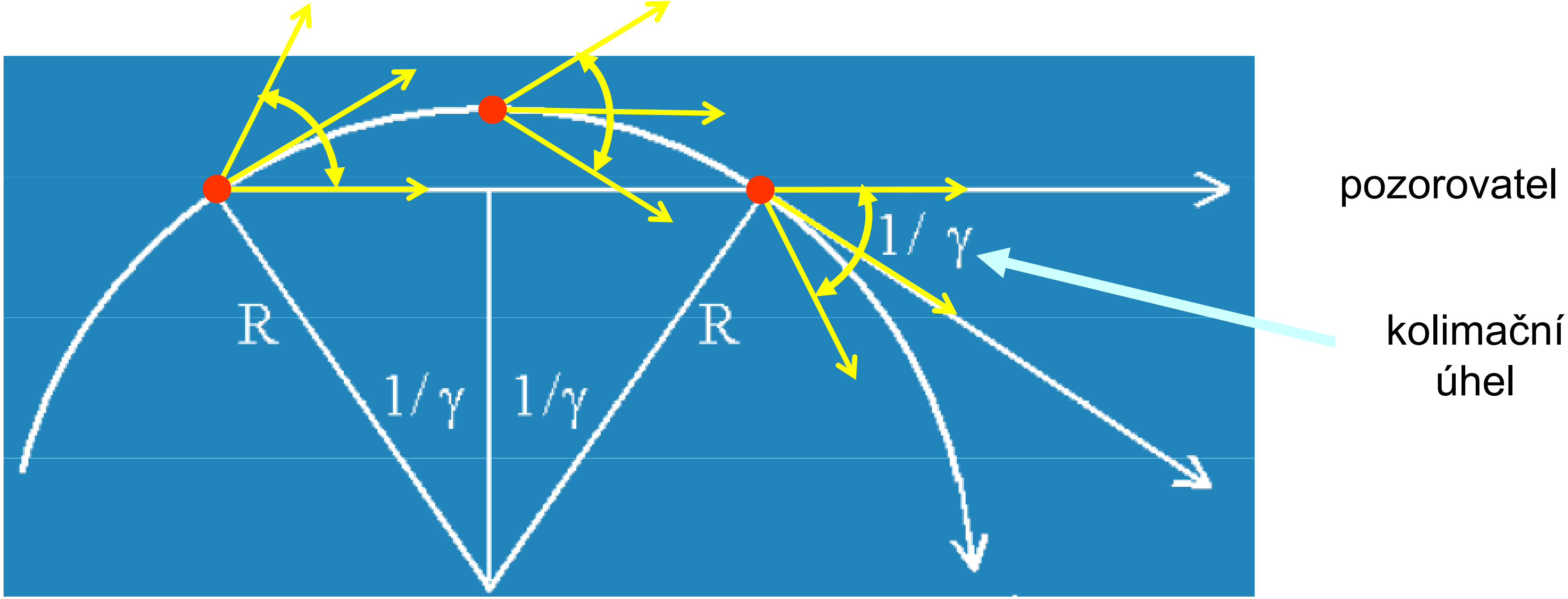
$\gamma = 10^4 \quad \cdots \quad 1 - \beta = 5 \times 10^{-9}$

$n'_x > -(1 - 4.995 \times 10^{-6})$

skoro všechny kolimovány lépe než na 1 ‰

Spektrální a celková intenzita SR

Pozorování záblesku SZ od prolétajícího elektronu



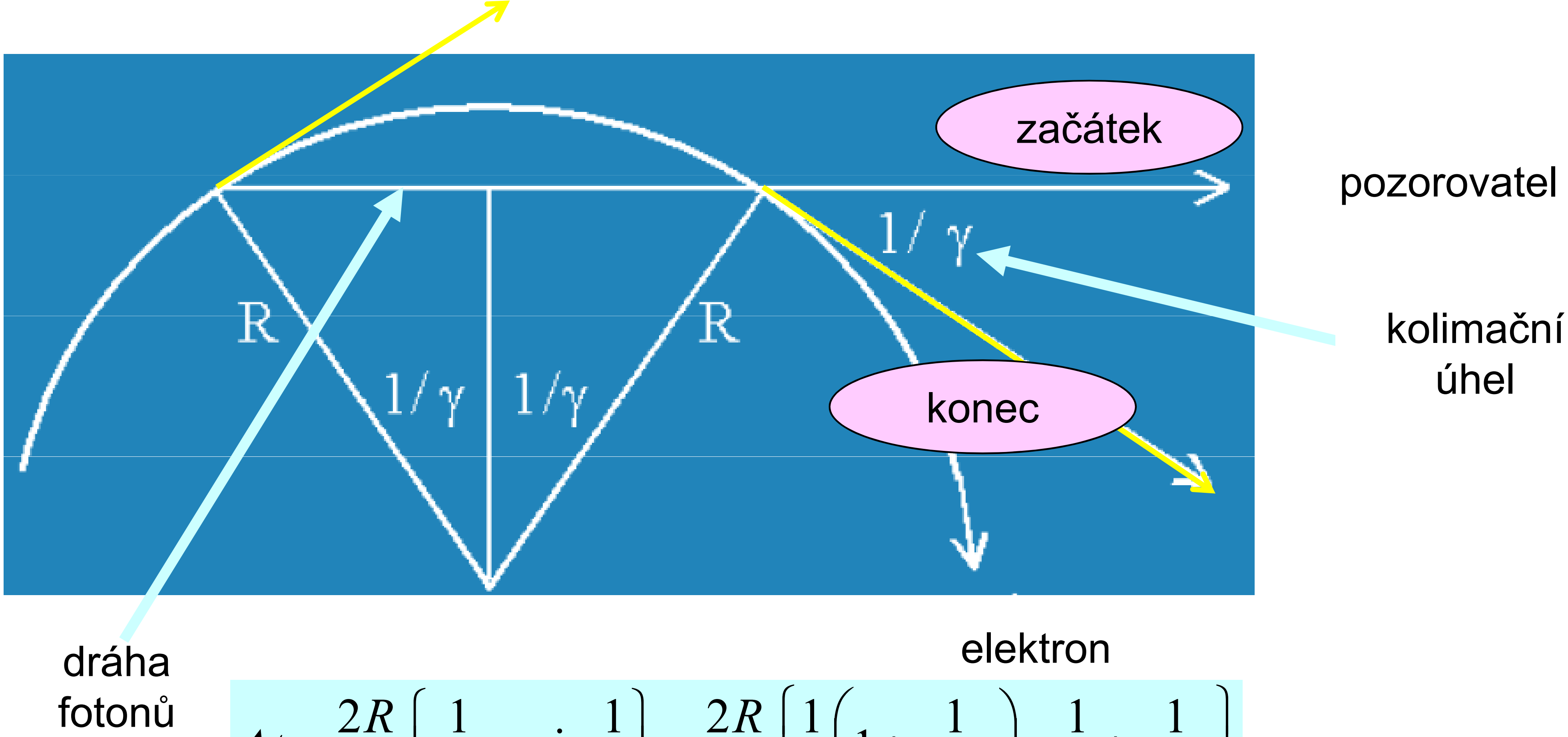
geometricky je pozorovatel v kolimačním kuželi po dobu přejezdu elektronu obloukem

světlo ze vzdálených částí se však opožďuje o dobu letu

trvání záblesku = doba přejezdu elektronu obloukem – doba letu fotonů tětivou

Doba záblesku a spektrální obor SZ

trvání záblesku = doba přejezdu elektronu obloukem – doba letu fotonů tětivou



$$\Delta t = \frac{2R}{c}\left\{\frac{1}{\beta\gamma} - \sin\frac{1}{\gamma}\right\} \approx \frac{2R}{c}\left\{\frac{1}{\gamma}\left(1+\frac{1}{2\gamma^2}\right) - \frac{1}{\gamma} + \frac{1}{6\gamma^3}\right\}$$

$$\Delta t = \frac{4R}{3c}\cdot\frac{1}{\gamma^3}$$

Spektrální obor SZ -- pokračování

použijeme
" relací neurčitosti"

čas × frekvence ~2π

$$\Delta t = \frac{4R}{3c} \cdot \frac{1}{\gamma^3}$$

$$\omega_S = \cdots \omega_L \times \gamma^3$$

$$\omega_L = \frac{v}{R} \approx \frac{c}{R}$$

dobrý odhad charakteristické frekvence

… DOSTANEME SE DO VELMI VYSOKÝCH FREKVENCÍ, ZPRAVIDLA V RTG OBLASTI

Přesný výpočet spektrální intenzity

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\omega} = \mathrm{const} \times F(\omega/\omega_C)$$ univerzální funkce

kritická frekvence $\omega_C = \dfrac{3}{2}\dfrac{eB}{m_0}\gamma^2 = \dfrac{3}{2}\omega_L\gamma^3$

Přesný výpočet spektrální intenzity

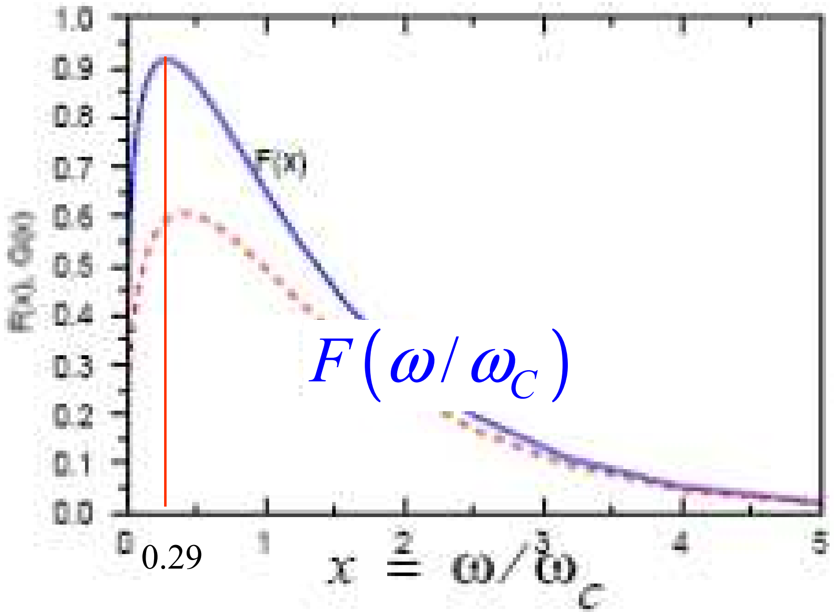
$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\omega} = \mathrm{const} \times F\left(\omega / \omega_C\right)$$ univerzální funkce

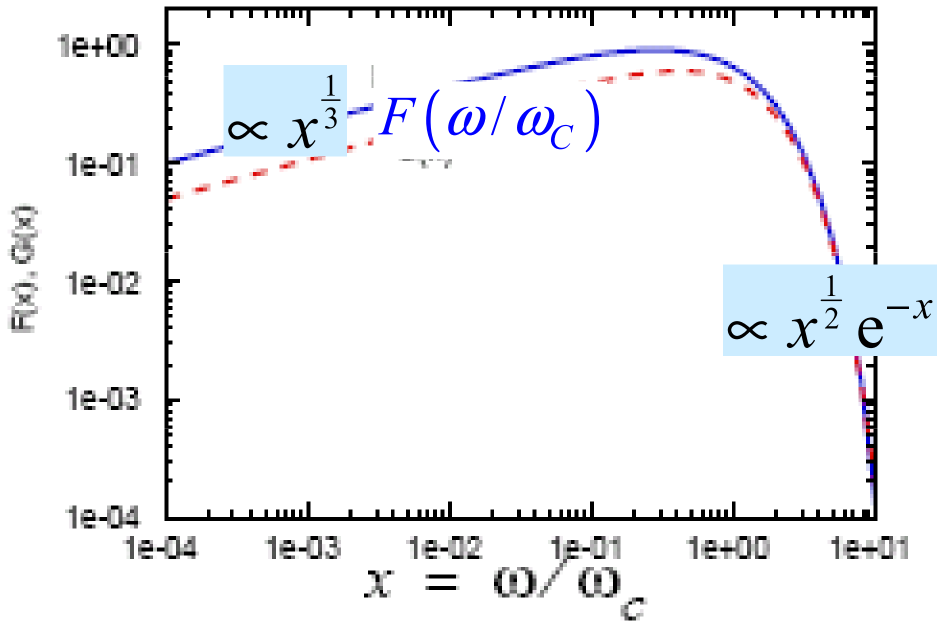
kritická frekvence $\omega_C = \frac{3}{2}\frac{eB}{m_0}\gamma^2 = \frac{3}{2}\omega_L \gamma^3 = \frac{3}{2}\omega_S$ ... **O.K .**

Přesný výpočet spektrální intenzity

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\omega} = \mathrm{const} \times F\left(\omega/\omega_C\right)$$ univerzální funkce

kritická frekvence $\omega_C = \frac{3}{2}\frac{eB}{m_0}\gamma^2 = \frac{3}{2}\omega_L\gamma^3$





Zářivý výkon elektronu

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \approx \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c}\omega_L^2\gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c}\omega_L\gamma^4$$

$$= \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_L\gamma^4 = \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_S\gamma$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton	ztráty za jeden oběh	energie elektronu
$\hbar\omega_S$	$\frac{4\pi}{3}\alpha\gamma\cdot\hbar\omega_S$	$m_0c^2\gamma$

Zářivý výkon elektronu

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \approx \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c}\omega_L^2\gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c}\omega_L\gamma^4$$

$$= \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_L\gamma^4 = \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_S\gamma$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton		ztráty za jeden oběh		energie elektronu
$\hbar\omega_S$	$\ll$	$\frac{4\pi}{3}\alpha\gamma\cdot\hbar\omega_S$	$\ll$	$m_0c^2\gamma$

… tak bychom si to přáli

Počet vyzářených fotonů

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \approx \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c}\omega_L^2\gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c}\omega_L\gamma^4$$

$$= \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_L\gamma^4 = \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_S\gamma$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton		ztráty za jeden oběh		energie elektronu
$\hbar\omega_S$	$\ll$	$\frac{4\pi}{3}\alpha\gamma\cdot\hbar\omega_S$	$\ll$	$m_0c^2\gamma$

$$\boxed{\frac{\text{počet fotonů}}{\text{elektron}\cdot\text{oběh}} = 0.031\times\gamma}$$

Počet vyzářených fotonů

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \square \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c}\omega_L^2\gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c}\omega_L\gamma^4$$

$$= \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_L\gamma^4 = \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_S\gamma$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton		ztráty za jeden oběh		energie elektronu
$\hbar\omega_S$	$\square$	$\frac{4\pi}{3}\alpha\gamma\cdot\hbar\omega_S$	$\square$	$m_0c^2\gamma$

$$\frac{\text{počet fotonů}}{\text{elektron}\cdot\text{oběh}} = 0.03$$

$$\frac{\text{počet fotonů}}{\text{elektron}\cdot\text{oběh}} = 0.067\times\gamma$$

$$\langle\hbar\omega\rangle = \frac{4\sqrt{3}}{15}\hbar\omega_S = 0.46\times\hbar\omega_S$$

Počet vyzářených fotonů

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \approx \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c}\omega_L^2\gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c}\omega_L\gamma^4$$

$$= \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_L\gamma^4 = \frac{4\pi}{3}\alpha\cdot\hbar\omega_S\gamma$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton		ztráty za jeden oběh		energie elektronu
$\hbar\omega_S$	$\ll$	$\frac{4\pi}{3}\alpha\gamma\cdot\hbar\omega_S$	$\ll$	$m_0c^2\gamma$

$$\frac{\text{počet fotonů}}{\text{elektron}\cdot\text{oběh}} = 0.03$$

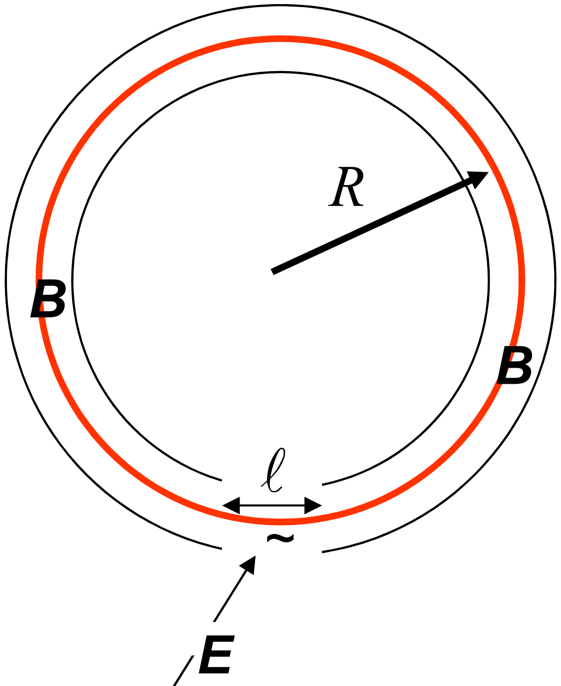
$$\frac{\text{počet fotonů}}{\text{elektron}\cdot\text{oběh}} = 0.067\times\gamma$$

pro $\gamma = 10\,000$ (5 GeV!!) jen $\approx$ 700 fotonů.

Fotonová statistika (tj. kvantový pohled) nezbytné

Pulsní struktura SR

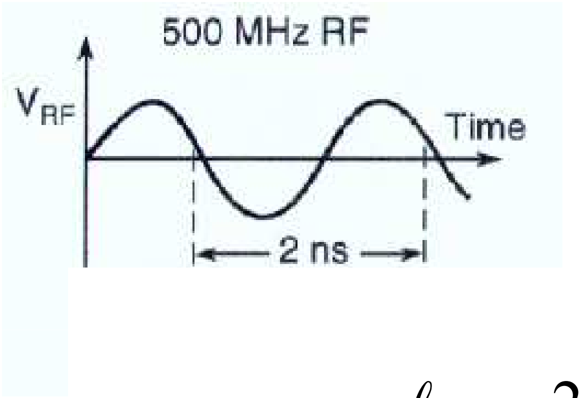
Vkládání energie



synchronisované střídavé urychlovací napětí

kompensuje vyzařovací ztráty

$$E_{\square}(t) = E_{\square 0}\sin\omega_L t = E_{\square 0}\sin(2\pi t / T_L)$$



reálný příklad

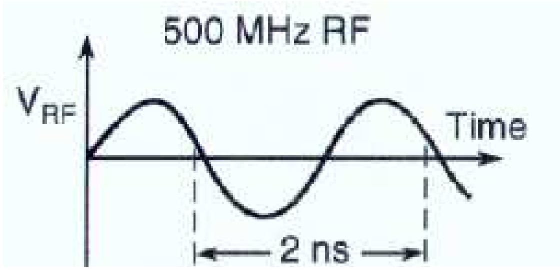
Doba průletu mezerou ℓ $\quad \dfrac{\ell}{\beta c} \square \dfrac{2\pi R}{\beta c} \quad$ Doba oběhu

Elektrony přilétají náhodně během periody
Jsou urychleny nebo zpomaleny
podle okamžité hodnoty pole
Jen některé nabudou správné rychlosti
Další podléhají chaotickým změnám rychlosti
Proces vede k ustálenému rozloženi elektronů
kolem orbity

Pulsní struktura SR

Energie elektronů musí přesně odpovídat parametrům prstence

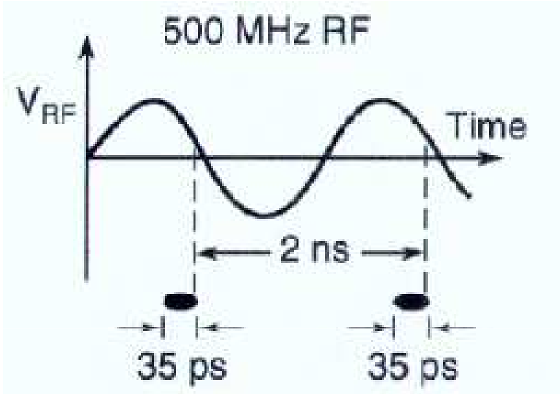
Jen uzounký interval vůči střídavému elektrickému poli vede k ustálenému pohybu elektronů



Pulsní struktura SR

Energie elektronů musí přesně odpovídat parametrům prstence

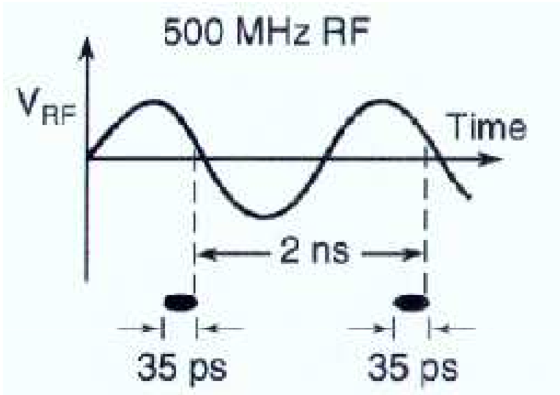
Jen uzounký interval vůči střídavému elektrickému poli vede k ustálenému pohybu elektronů



Pulsní struktura SR

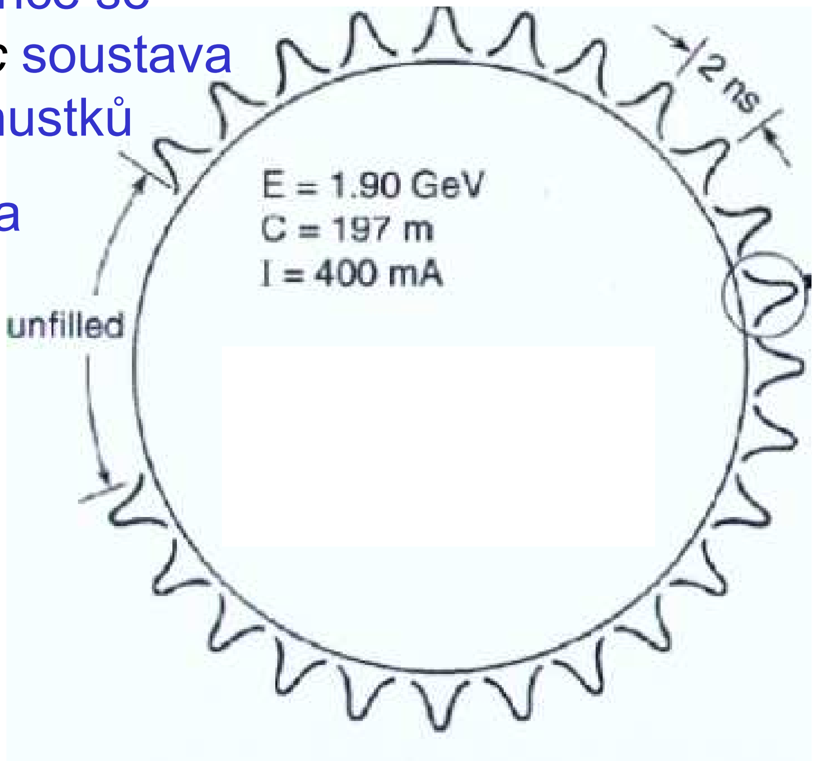
Energie elektronů musí přesně odpovídat parametrům prstence

Jen uzounký interval vůči střídavému elektrickému poli vede k ustálenému pohybu elektronů



Po obvodu prstence se otáčí rychlostí βc soustava elektronových zhustků

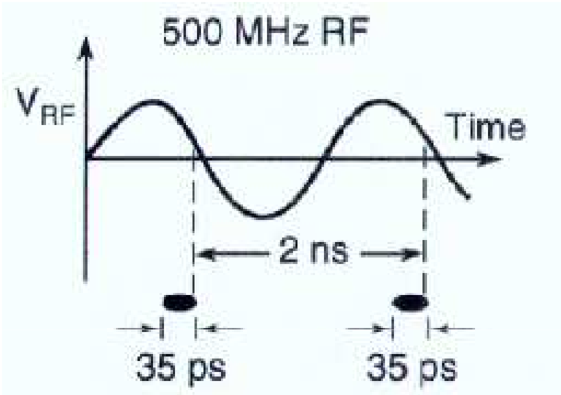
Jsou od sebe cca 60 cm daleko a jejich rozsah je okolo 1 cm



Pulsní struktura SR

Energie elektronů musí přesně odpovídat parametrům prstence

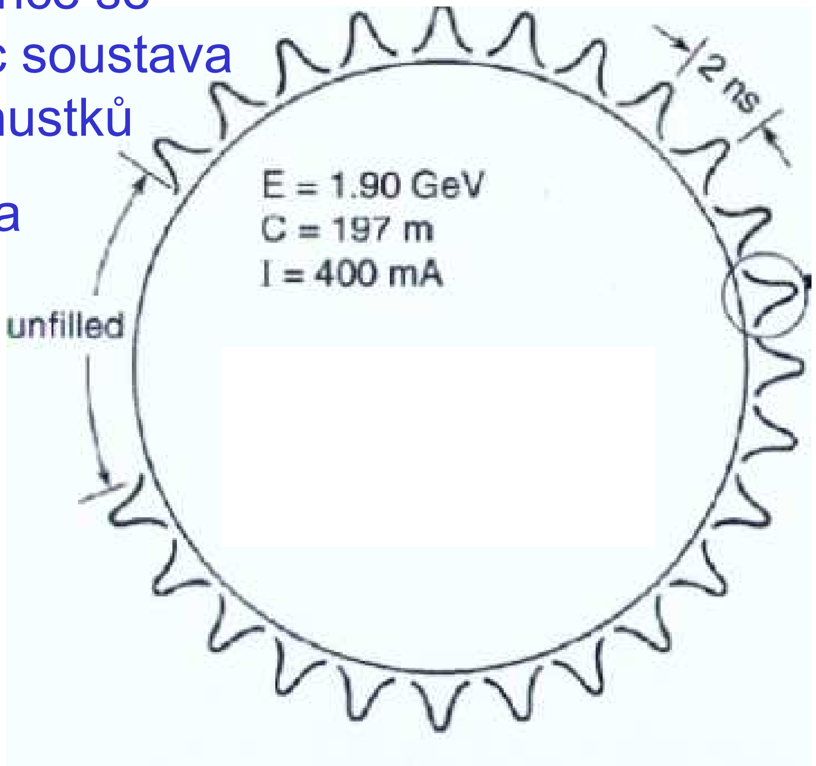
Jen uzounký interval vůči střídavému elektrickému poli vede k ustálenému pohybu elektronů

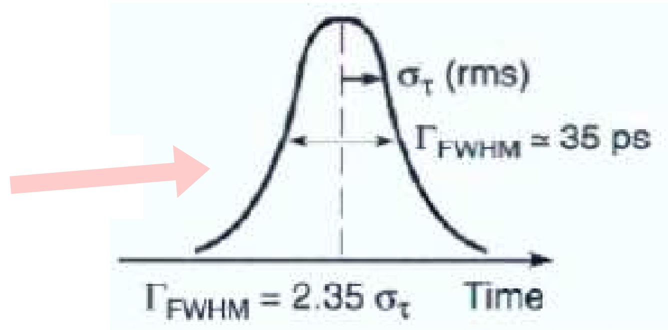


Jeden Gaussův puls

Po obvodu prstence se otáčí rychlostí βc soustava elektronových zhustků

Jsou od sebe cca 60 cm daleko a jejich rozsah je okolo 1 cm





Zpět k synchrotronu v Kosmu i na Zemi

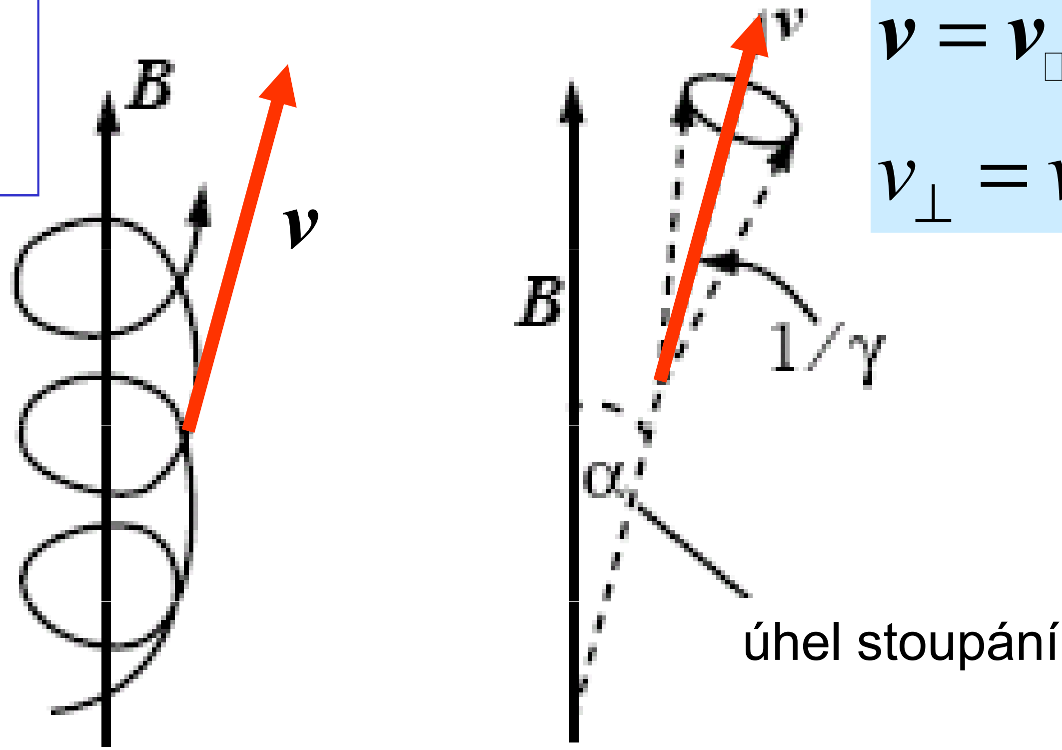
Jak tedy SR v mlhovinách

a

v současných zdrojích SR na Zemi

vzniká

elektrony se pohybují po spirálách



$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_{\parallel} + \boldsymbol{v}_{\perp}$$

$$v_{\perp} = v \cdot \sin\alpha$$

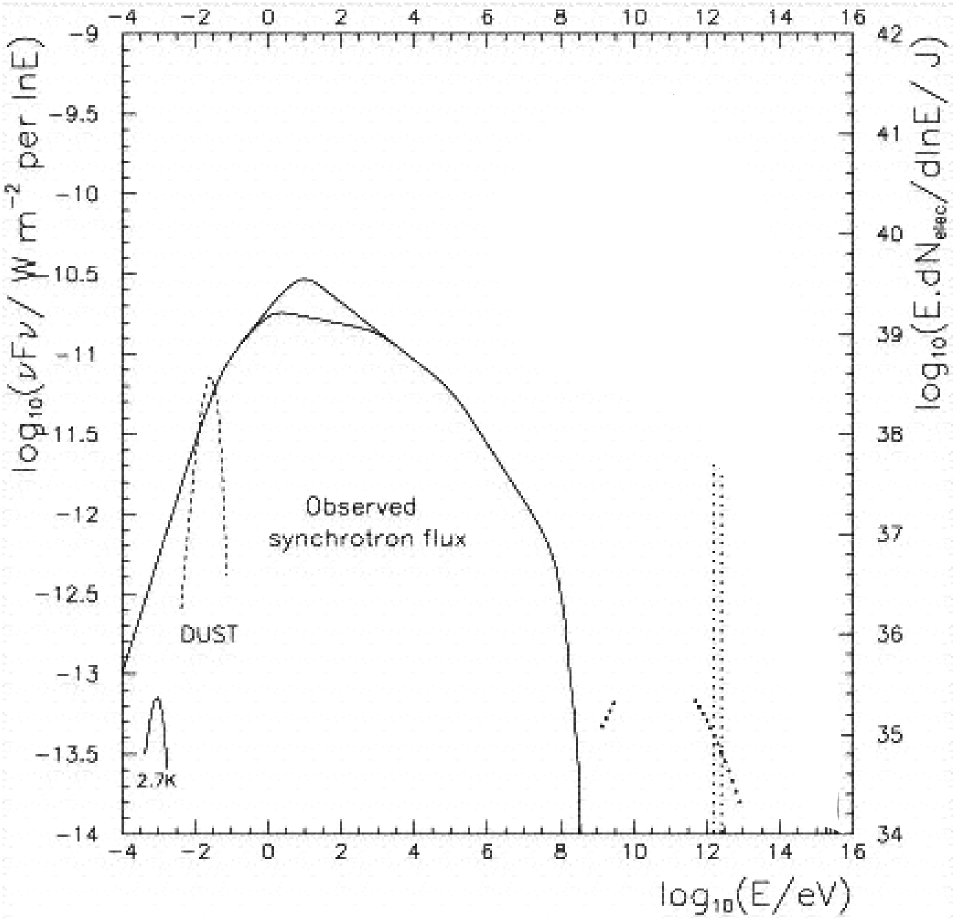
vzorce je nutno trochu upravit

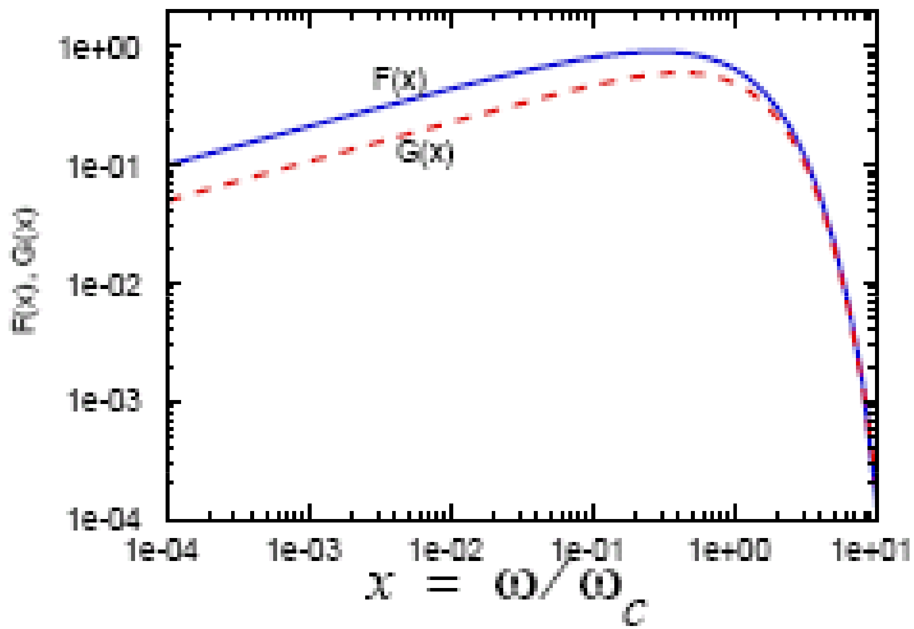
PŘÍKLAD:

$$\omega_C = \frac{3}{2}\frac{eB}{m_0}\gamma^2 \sin\alpha = \frac{3}{2}\frac{eB}{m}\gamma^3 \sin\alpha$$

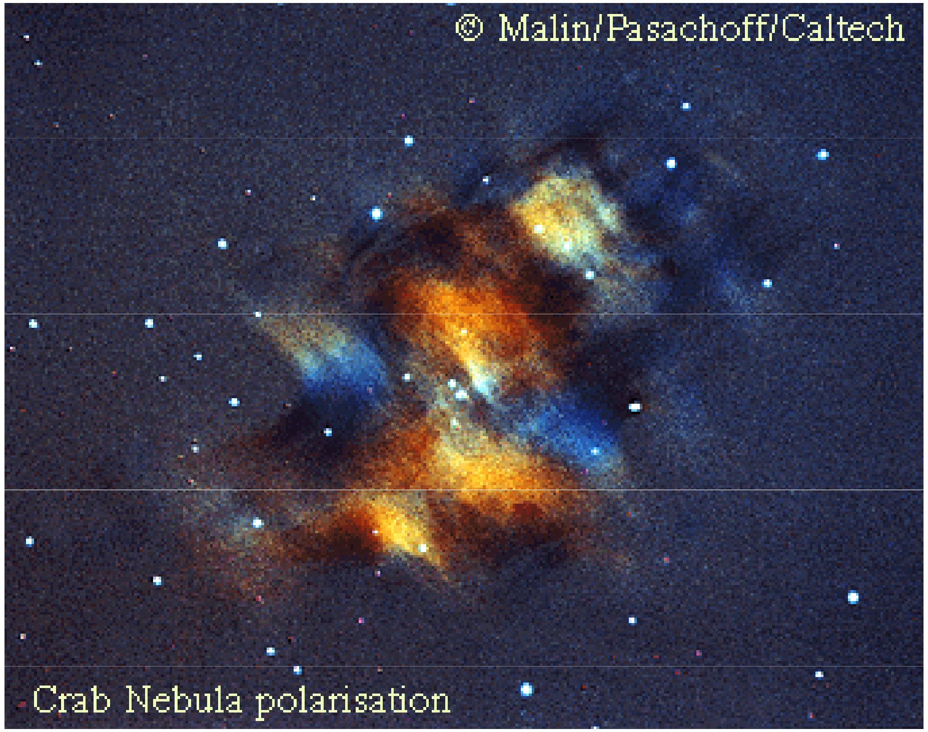
ω_L nemění se

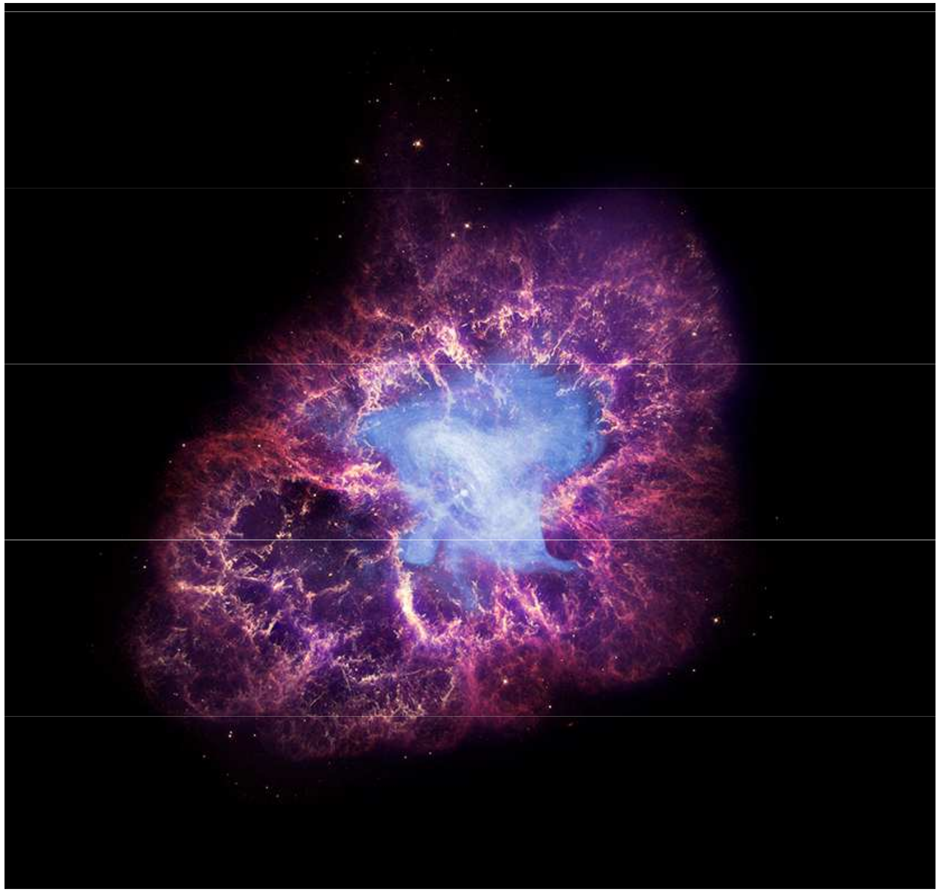
Krabí mlhovina: Spektrální charakteristika odpovídá SZ





Krabí mlhovina: barevný kód vlevo ukazuje polarisaci záření

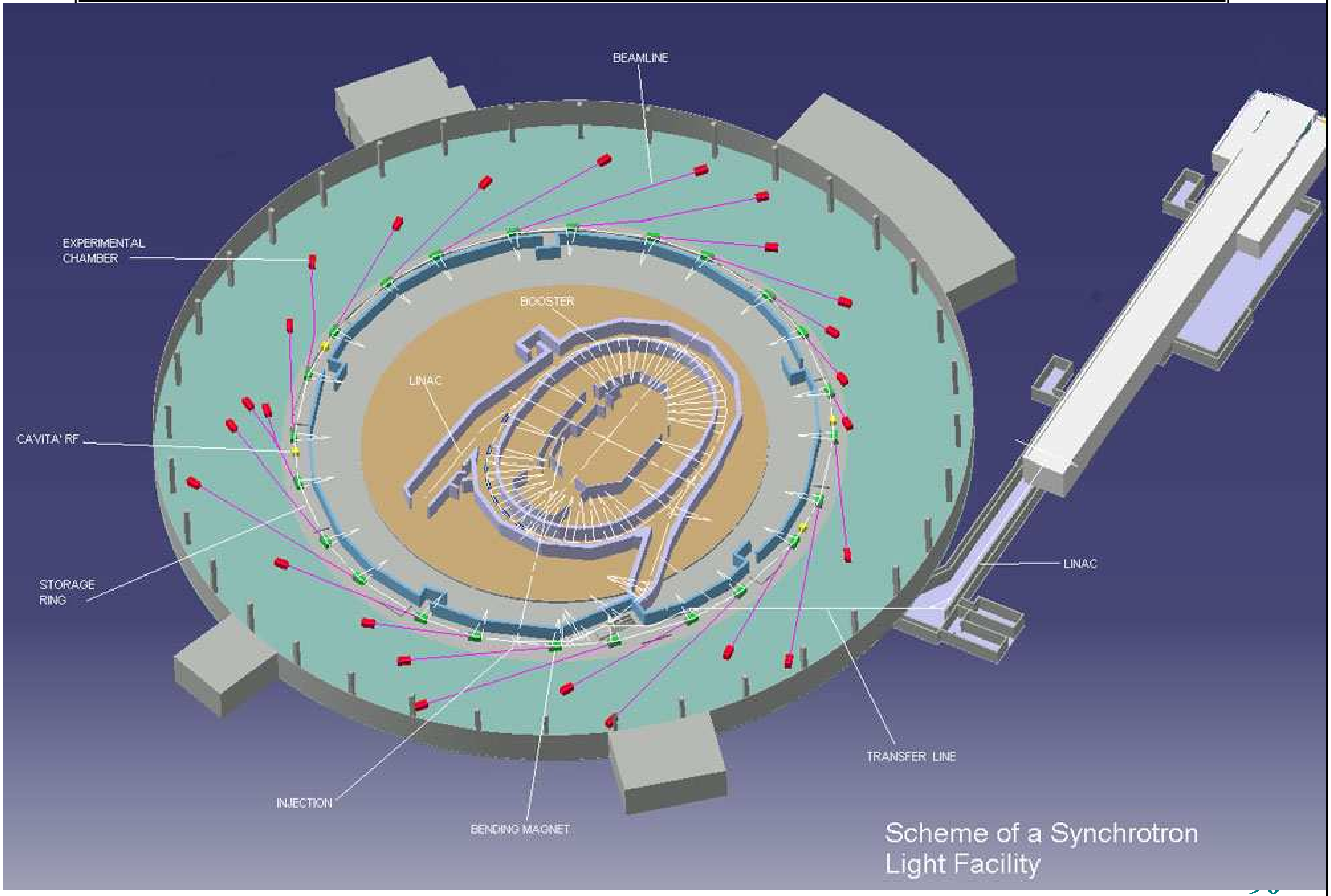




http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0608524v1.pdf

Storage Ring
(akumulační prstenec):
technická realisace

Elettra Trieste



Jak to vypadá zblízka (storage ring Doris)

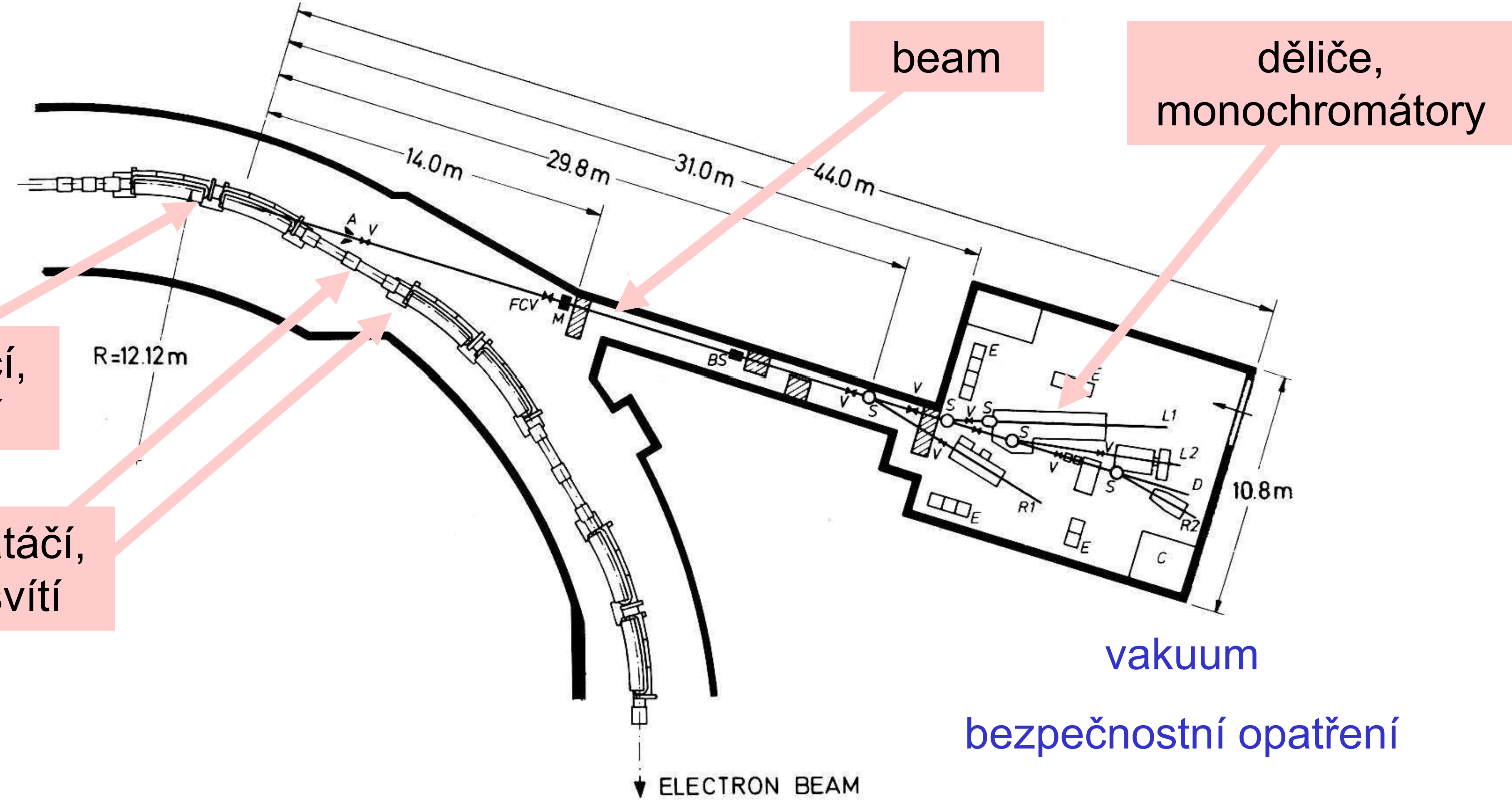


Figure 17.7 Layout of the synchrotron radiation laboratory at DORIS. Shown is a section of the storage ring, the beam line to the laboratory and the location of different experiments in the laboratory. For details see text. (From Koch, Kunz, and Weiner[49])

vakuum

bezpečnostní opatření

Vzorce a odhady

$$\gamma = \frac{eB}{m_0 c} R \cdot \beta^{-1} \approx \frac{eB}{m_0 c} R \cdot (1 + \cancel{2\gamma^{-2}})$$

$$\omega_L = \frac{eB}{m_0}\gamma^{-1} = \frac{v}{R} \approx \frac{c}{R}$$

$$\omega_C = \frac{3}{2}\frac{eB}{m_0}\gamma^2 = \frac{3}{2}\omega_L \gamma^3$$

$E = 0.3BR$ GeV T m

$\gamma = 2000E$ 1 GeV

$\omega_L = 0.3R^{-1}$ GHz m

$\omega_C = 0.45R^{-1}\gamma^3$ GHz m

$\hbar\omega_C = 0.30\times10^{-6} R^{-1}\gamma^3$ eV m

$\lambda_C = \frac{4\pi}{3} R\gamma^{-3}$ m m

v Kosmu

$E = 5\,\text{GeV},\ B = 1\ \text{nT} \Rightarrow \text{R}=1.5\times10^{10}\ \text{m}$

$\omega_\text{L} = 0.02\ \text{Hz}$ $\omega_\text{C} = 30\ \text{GHz}$

pozemský synchrotron

$E = 5\,\text{GeV},\ B = 1\ \text{T} \Rightarrow \text{R}=1.5\times10^{1}\ \text{m}$

$\omega_\text{L} = 2\ \text{MHz}$ $\hbar\omega_\text{C} = 1.30\ \text{keV}$

Spektrální charakteristiky synchrotronů

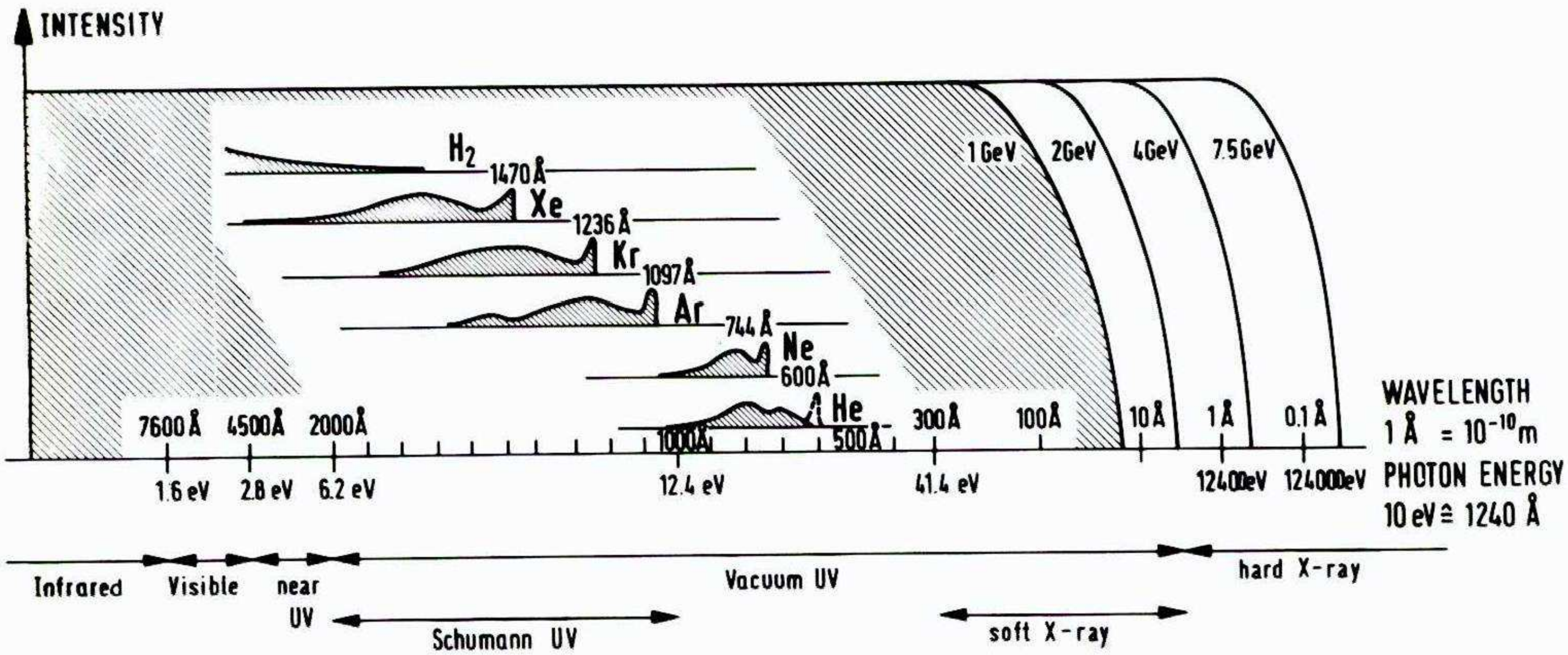


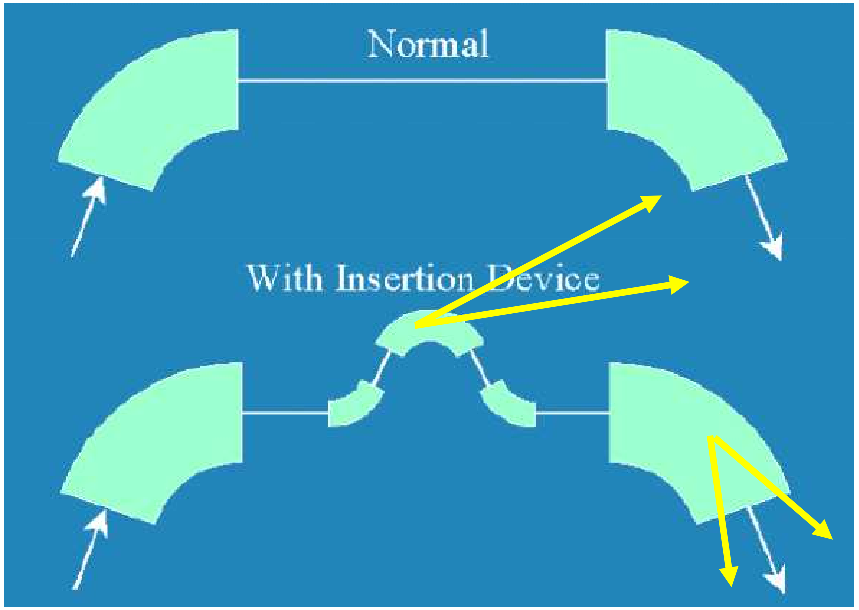
Figure 17.6 Schematic comparison of spectral distribution of synchrotron radiation from a synchrotron at different acceleration energies with the continua emitted by several discharge lamps (after Tanaka, Jursa, and LeBlank[36]). The intensities are roughly on scale. (From Koch[38])

Wigglery a undulátory

to wiggle *třepat se*

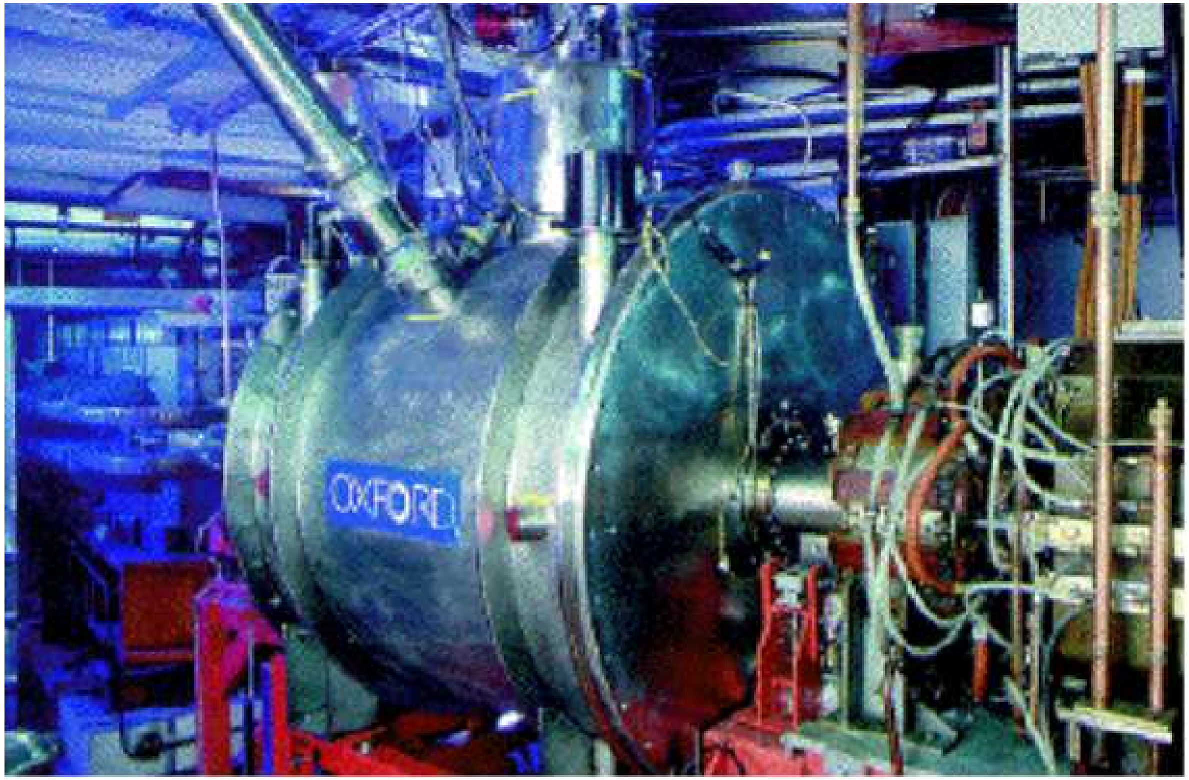
Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter"



Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

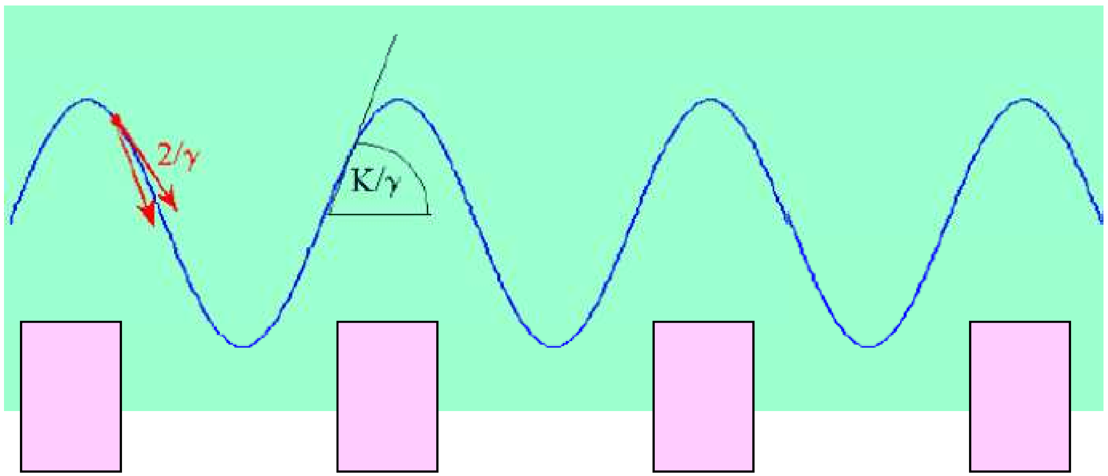
- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“



supravodivý magnet 6 T

Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

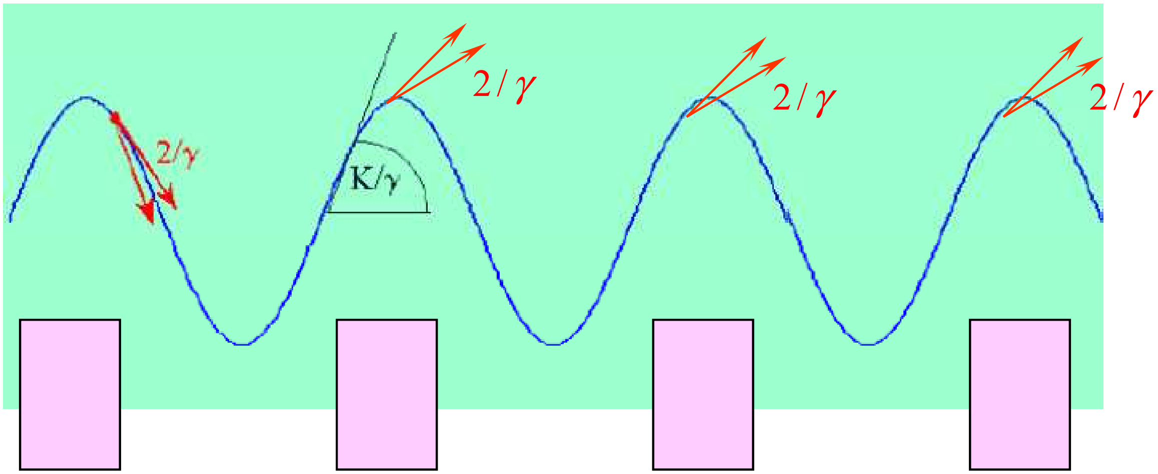
- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“
- Více magnetů za sebou: wiggler



Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“
- Více magnetů za sebou: wiggler (silné pole)

    kolimační kužele se nepřekrývají, sčítají se intenzity

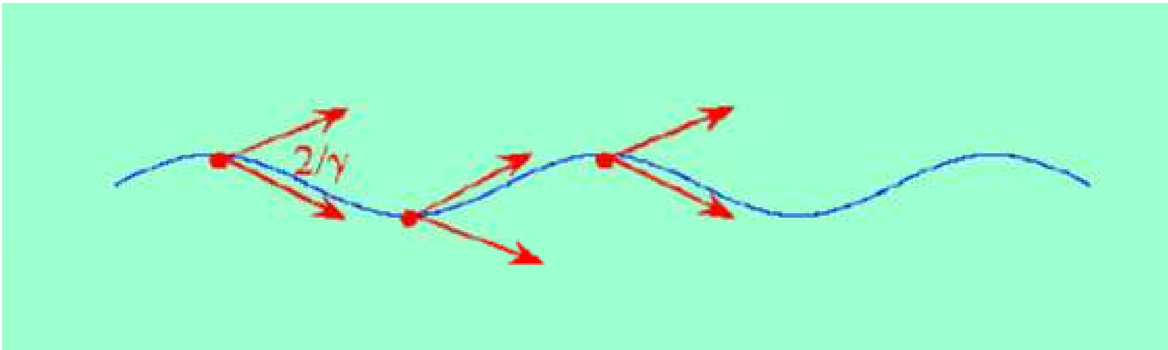


Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

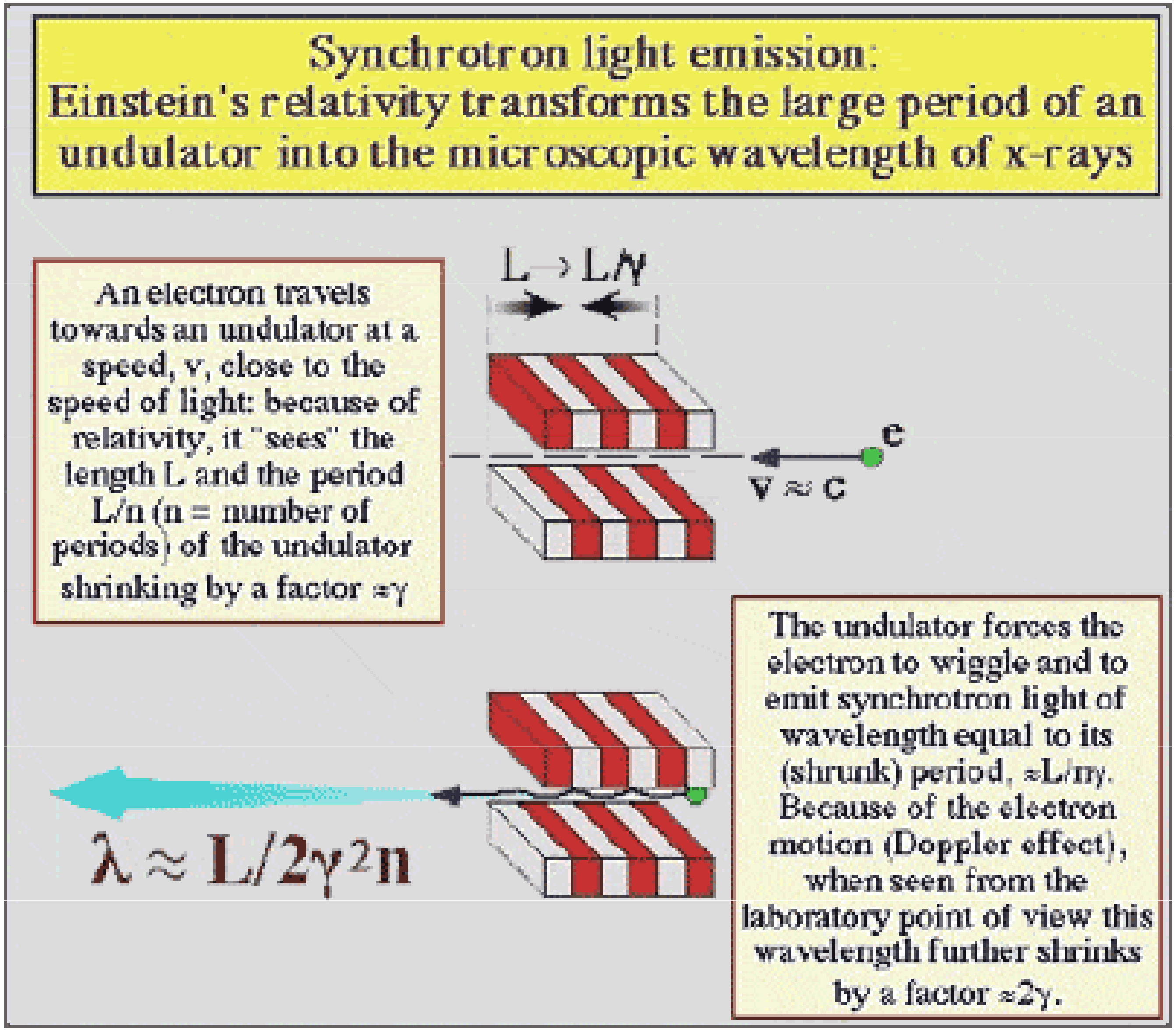
- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“
- Více magnetů za sebou: wiggler (silné pole)

  kolimační kužele se nepřekrývají, sčítají se intensity
- Více magnetů za sebou: undulátor (slabé pole)

  kolimační kužele se překrývají, sčítají se amplitudy, INTERFERENCE!



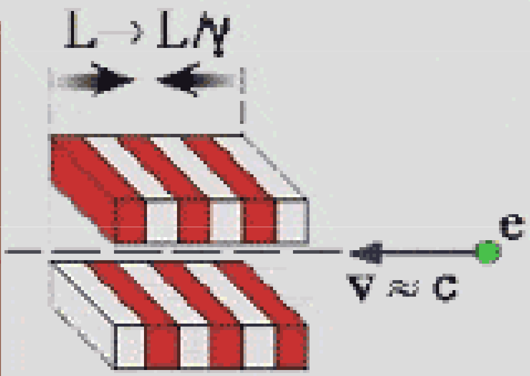
Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

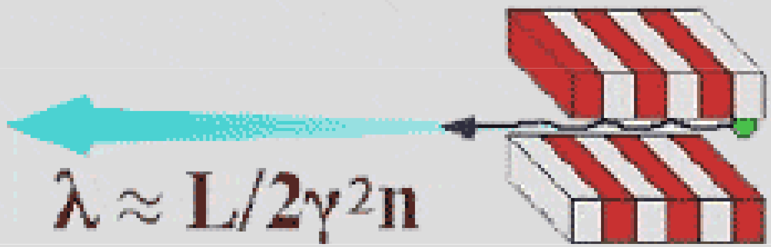


Za krátkými vlnovými délkami: wigglery a undulátory

Makroskopická perioda wiggleru či undulátoru se relativisticky zkracuje na mikroskopickou vlnovou délku rentgenových paprsků

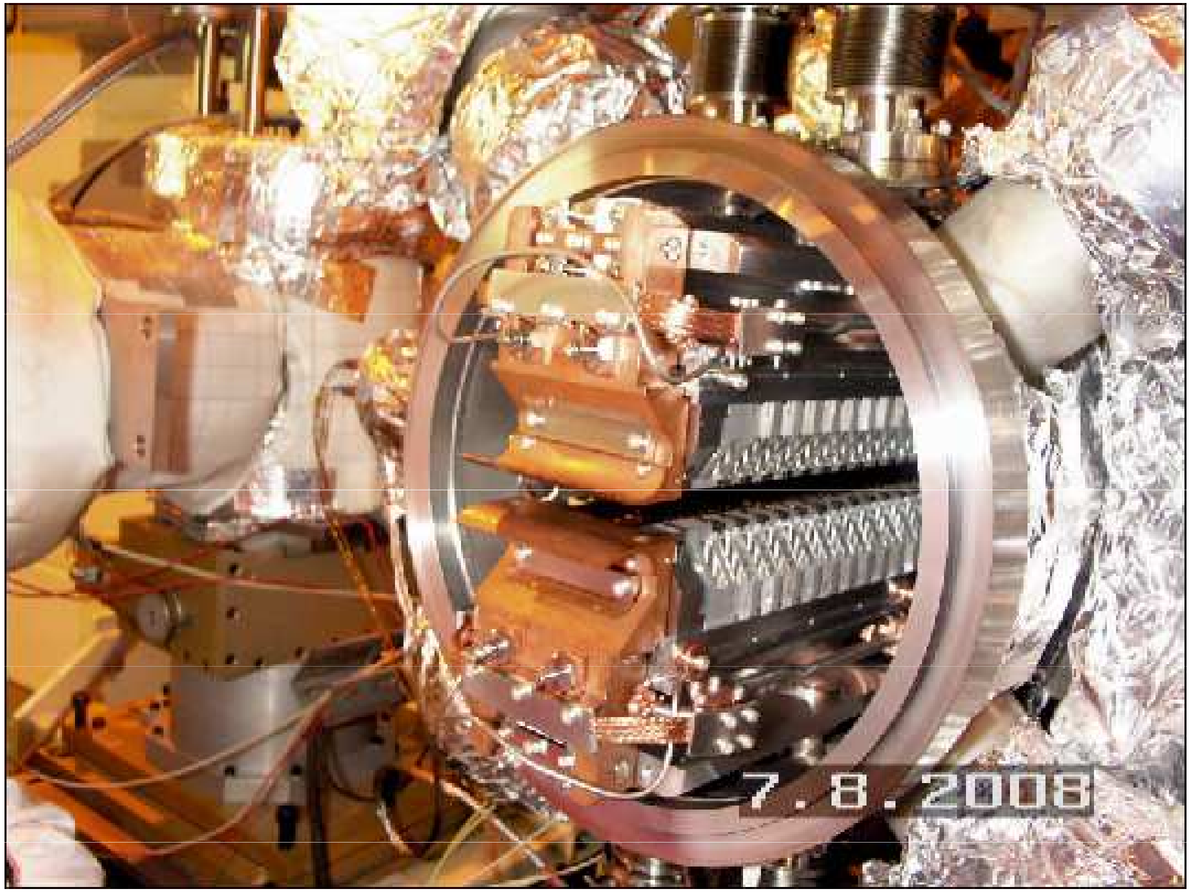
relativistický elektron vidí periodu zařízení zkrácenou v poměru 1: γ na $\mathbf{L/n}\ \gamma$



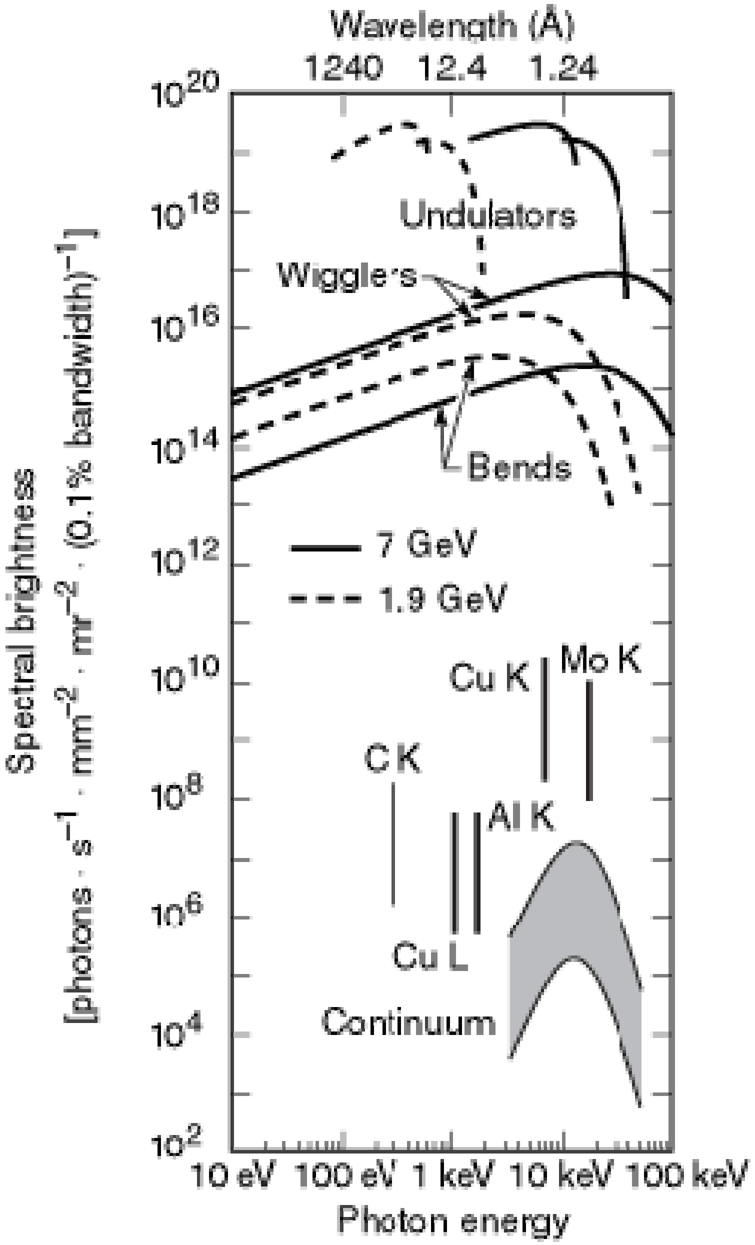


Elektron kmitá v undulátoru a vyzařuje fotony s vlnovou délkou $\mathbf{L/n}\gamma$. Pozorovatel ji vidí dopplerovsky dále zkrácenou v poměru 1: 2γ

Chlazený vakuový undulátor (ESRF)

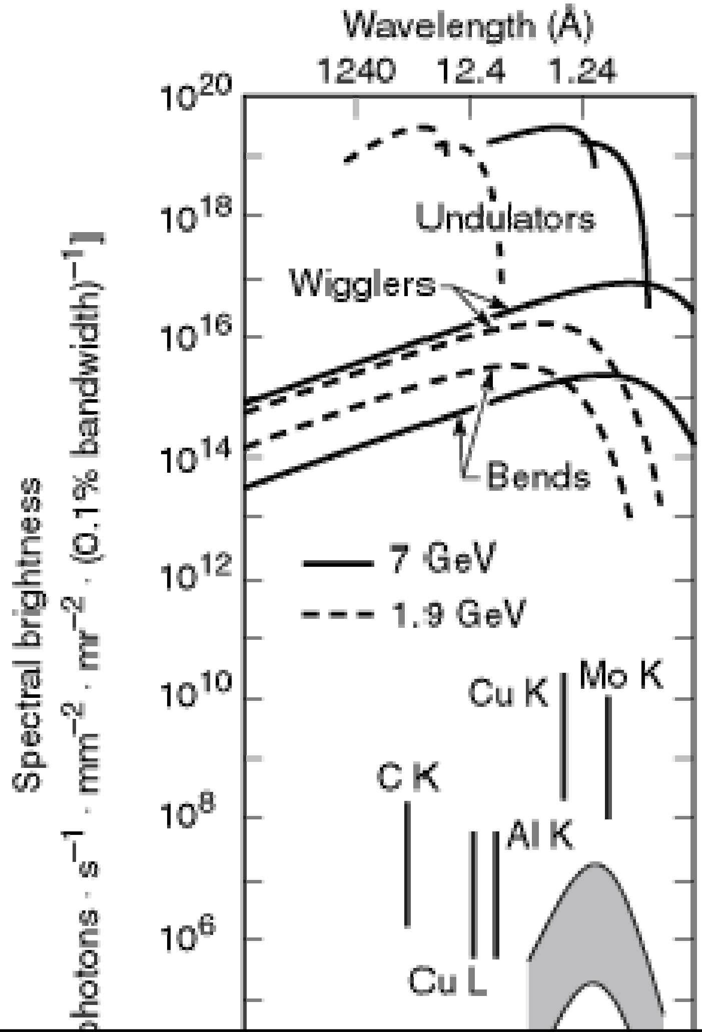


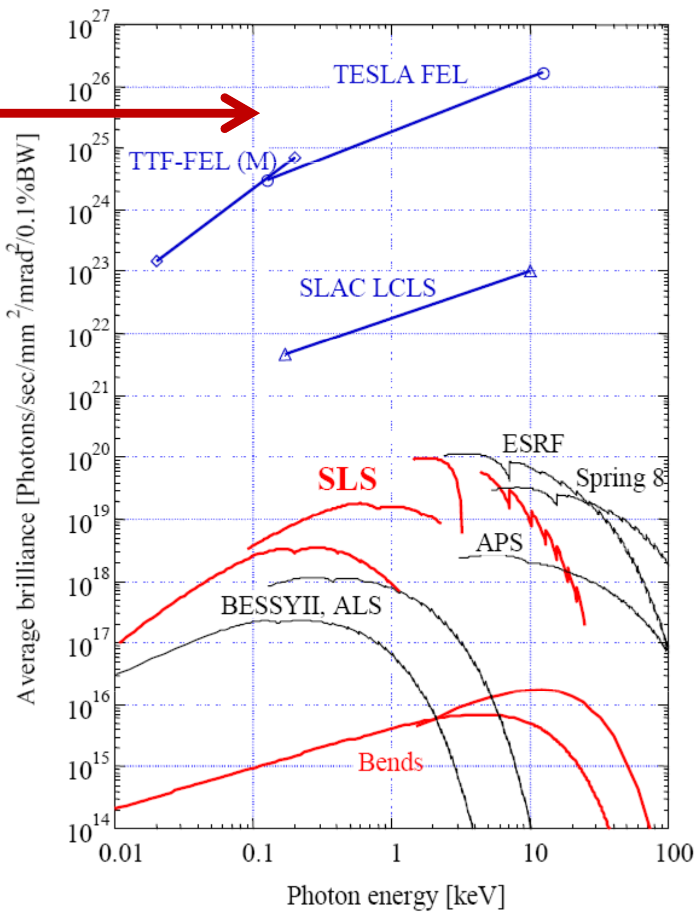
Spektrální jas různých zdrojů RTG záření



Spektrální jas různých zdrojů RTG záření

Lasery na volných elektronech





Budoucnost zdrojů SZ

Předvedeny byly zdroje SZ třetí generace.
Na obzoru je už čtvrtá.
O té snad někdy příště …

Velikášské stroje se tak trochu omrzely.
Nový koncept:
synchrotron na stole

Nevýhody velkých synchrotronových instalací

- ⌘ Konstrukční a stavební složitost a rozsáhlost ... cena
- ⌘ Nákladný a složitý provoz: vakuum, magnetické pole, ...
- ⌘ Elektrony s energií řádu GeV ... příliš mnoho záření v celém spektrálním rozsahu ... problémy s odvodem přebytečné energie, plýtvání energií
- ⌘ Složitá organizace využívání
- ⌘ Nadřazená byrokratická struktura – mezinárodní konsorcium, ...
- ⌘ Nutnost dojíždět – z Prahy do Grenoblu například: cesta, hotel, ...
- ⌘ Nepružnost: žádost o přidělení času dlouho dopředu, nemožnost jeho rozšíření na místě, převoz vzorků ve vakuu/ v kryostatu, ...
- ⌘ Odloučenost od výuky

Nové koncepce pro SZ:
"kapesní" zdroje záření

Jak uchovat kritickou frekvenci, ale ostatní zmenšit

Vodítko – vývoj velkých zdrojů SZ kruhový prstenec → mnoho bendů (zaoblených rohů) → wigglery a undulátory

HEURISTIKA $\omega_c \propto \dfrac{\gamma^3}{R}$ $\Rightarrow$ kdybychom pořádně zmenšili R, mohlo by i γ být menší

Jak uchovat kritickou frekvenci, ale ostatní zmenšit

Vodítko – vývoj velkých zdrojů SZ kruhový prstenec → mnoho bendů (zaoblených rohů) → wigglery a undulátory

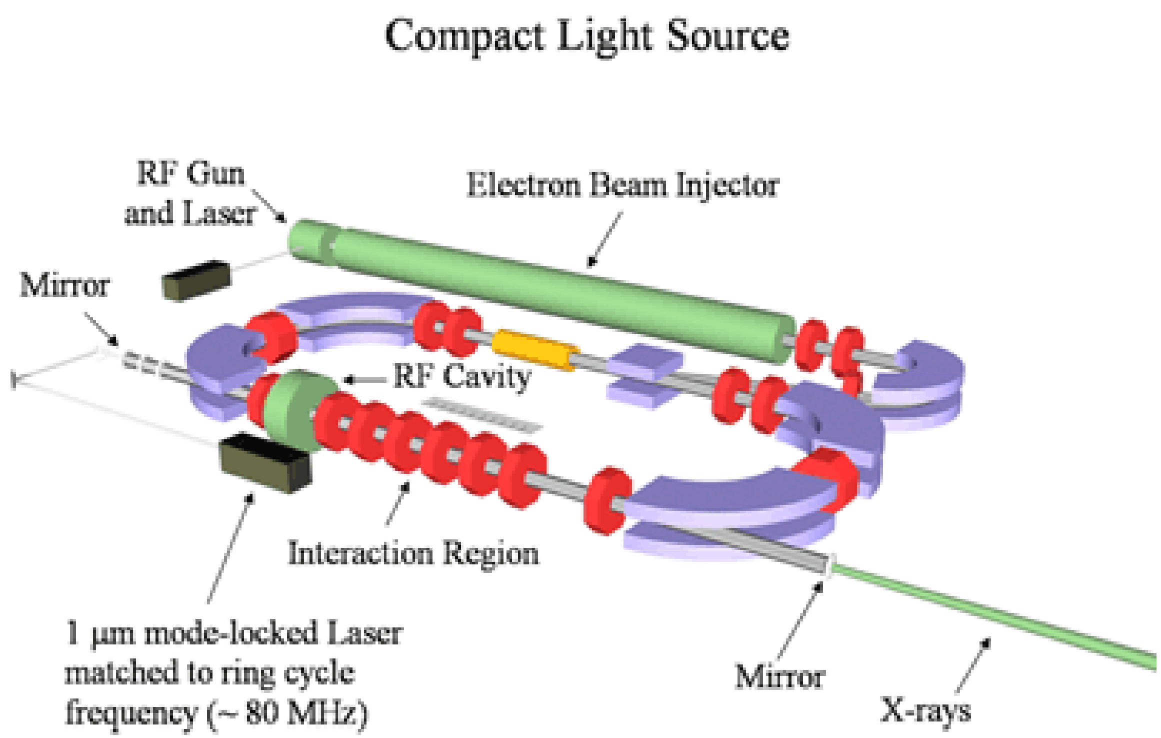
HEURISTIKA $\omega_c \propto \dfrac{\gamma^3}{R}$ $\Rightarrow$ kdybychom pořádně zmenšili R, mohlo by i γ být menší

DVĚ CESTY
již (téměř) komercializované

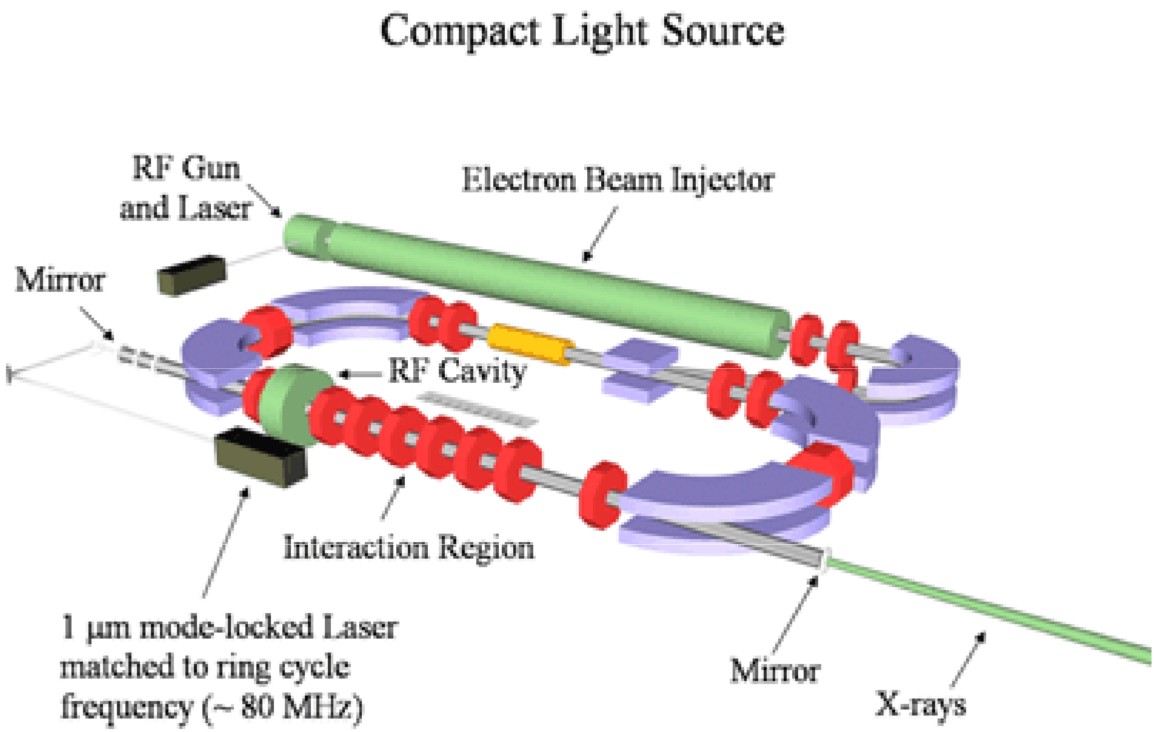
rozptyl elektronového svazku na	laserovém svazku	atomech
guru	Ronald Ruth	Hironari Yamada
komerční označení	LYNCEAN CLS	MIRRORCLE
země	USA	Japonsko

Rozptyl na stojaté laserové vlně

Rozptyl na laserovém svazku



Rozptyl na laserovém svazku



- vzpomínka na rozptyl atomů a molekul na světelné mřížce
- světlo tvoří "wiggler" s periodou 1 µm
- pro vznik rtg paprsků stačí E= 30 MeV

Rozptyl na laserovém svazku

Vzpomínka na wiggler

I. relativistický elektron vidí nalétávat měkký foton. V jeho souřadné soustavě je frekvence dopplerovsky posunutá

$$\hbar\omega' = \gamma(1+\beta)\hbar\omega_0 \quad \text{přímý dopad}$$

II. tento foton se elasticky rozptýlí. Pozorovatel vidí další dopplerovský posun

$$\hbar\omega = \gamma^2(1+\beta)^2\hbar\omega_0 \quad \text{rozptyl vzad}$$

Rozptyl na laserovém svazku

Vzpomínka na wiggler

I. relativistický elektron vidí nalétávat měkký foton. V jeho souřadné soustavě je frekvence dopplerovsky posunutá

$$\hbar\omega' = \gamma(1+\beta)\hbar\omega_0 \quad \text{přímý dopad}$$

II. tento foton se elasticky rozptýlí. Pozorovatel vidí další dopplerovský posun

$$\hbar\omega = \gamma^2(1+\beta)^2\hbar\omega_0 \quad \text{rozptyl vzad}$$

Alternativní pohled (vlastně QED)

INVERSNÍ COMPTONŮV ROZPTYL

Rozptyl na laserovém svazku

Vzpomínka na wiggler

I. relativistický elektron vidí nalétávat měkký foton. V jeho souřadné soustavě je frekvence dopplerovsky posunutá

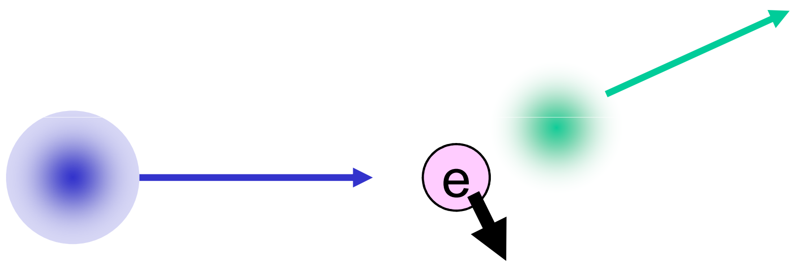
$$\hbar\omega' = \gamma\left(1+\beta\right)\hbar\omega_0 \quad \text{přímý dopad}$$

II. tento foton se elasticky rozptýlí. Pozorovatel vidí další dopplerovský posun

$$\hbar\omega = \gamma^2\left(1+\beta\right)^2 \hbar\omega_0 \quad \text{rozptyl vzad}$$

Alternativní pohled (vlastně QED)

INVERSNÍ COMPTONŮV ROZPTYL



COMPTON

Rozptyl na laserovém svazku

Vzpomínka na wiggler

I. relativistický elektron vidí nalétávat měkký foton. V jeho souřadné soustavě je frekvence dopplerovsky posunutá

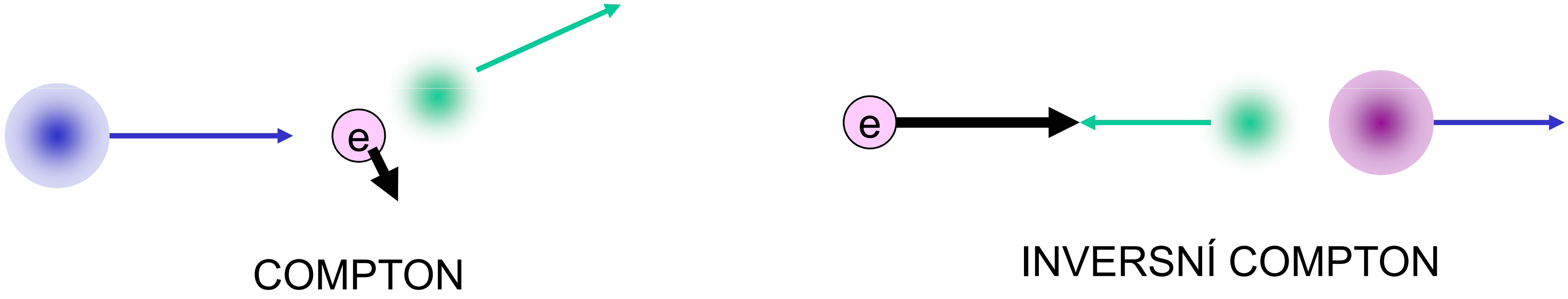
$$\hbar\omega' = \gamma(1+\beta)\hbar\omega_0 \quad \text{přímý dopad}$$

II. tento foton se elasticky rozptýlí. Pozorovatel vidí další dopplerovský posun

$$\hbar\omega = \gamma^2(1+\beta)^2\,\hbar\omega_0 \quad \text{rozptyl vzad}$$

Alternativní pohled (vlastně QED)

INVERSNÍ COMPTONŮV ROZPTYL

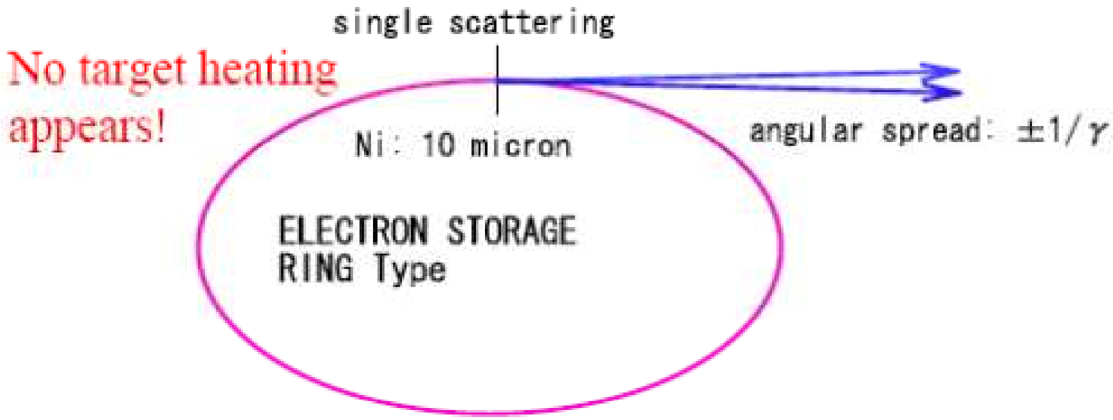


Lyncean CLS

Rozptyl na atomovém terčíku (folii)

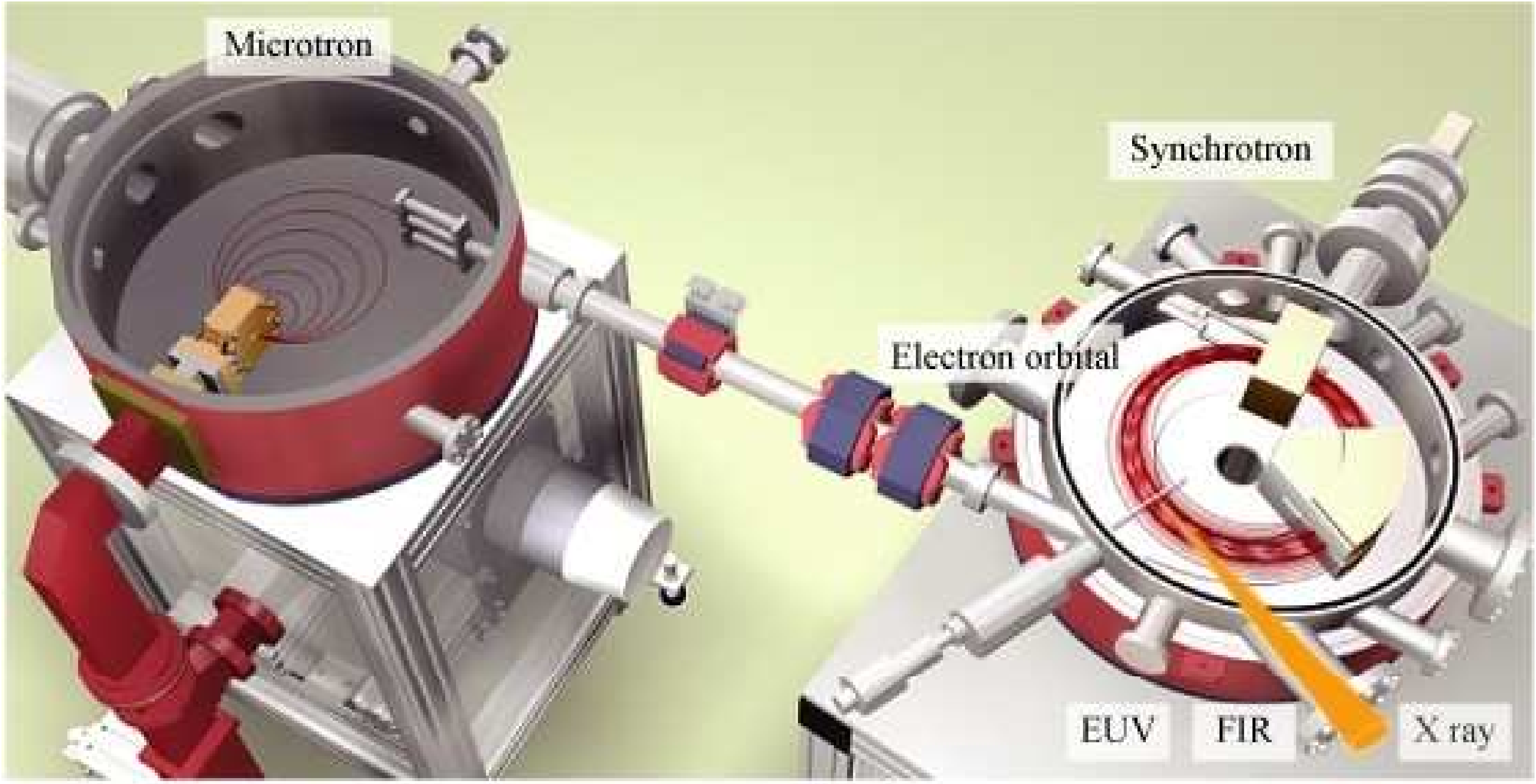
Rozptyl na atomovém terčíku

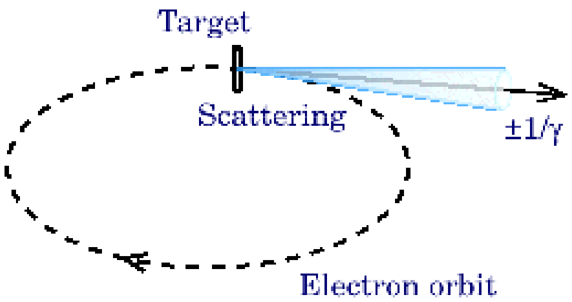
Nakreslil sám Yamada

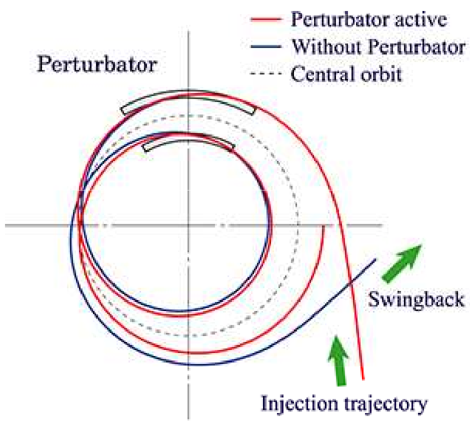


- Není to brzdné záření, ale elastická deflexe doprovázená zářením
- Filosofická otázka: je to synchrotron?
- Terčík je tak malý, že dojde jen k jednomu rozptylu, elektron se zotaví a vrátí do svazku. Na jednu injekci mnoho oběhů
- Energie elektronů 20 MeV, podobné jako u Comptona, relativistická kolimace je horší, ale nastává

Mirrorcle zařízení

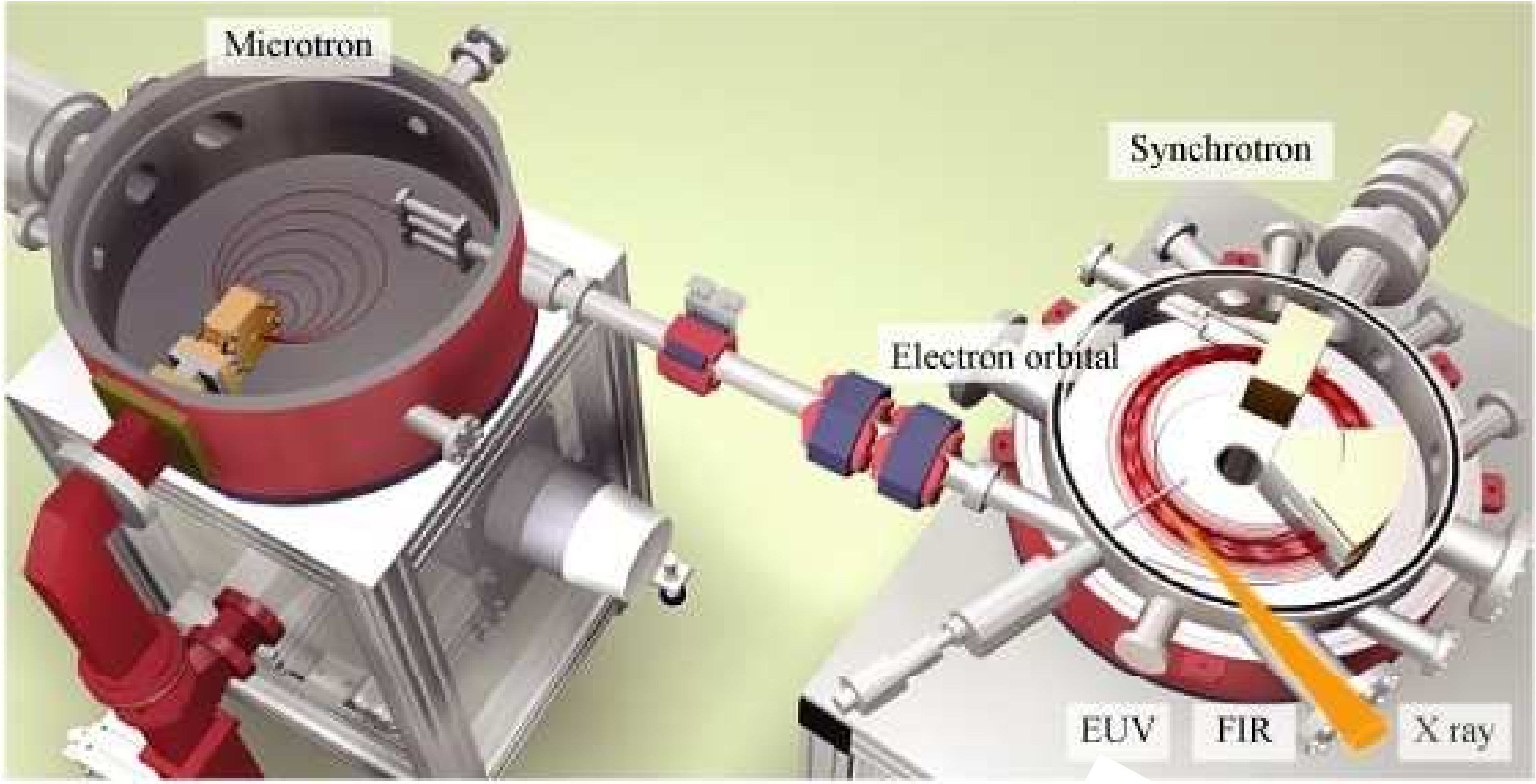


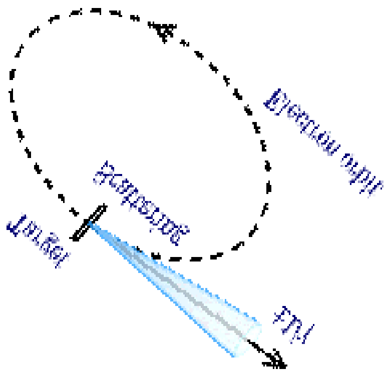


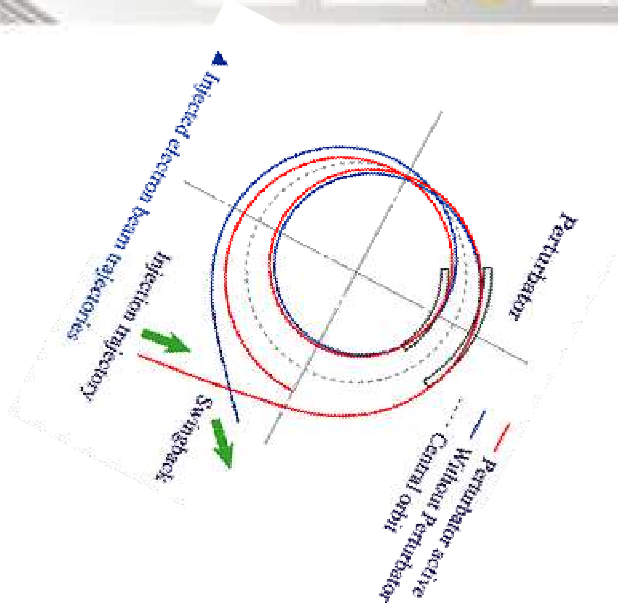


▲ Injected electron beam trajectories

Mirrorcle zařízení







The end