

Urychlené částice z pohledu sluneční rentgenové emise

Brzdné záření

Jana Kašparová

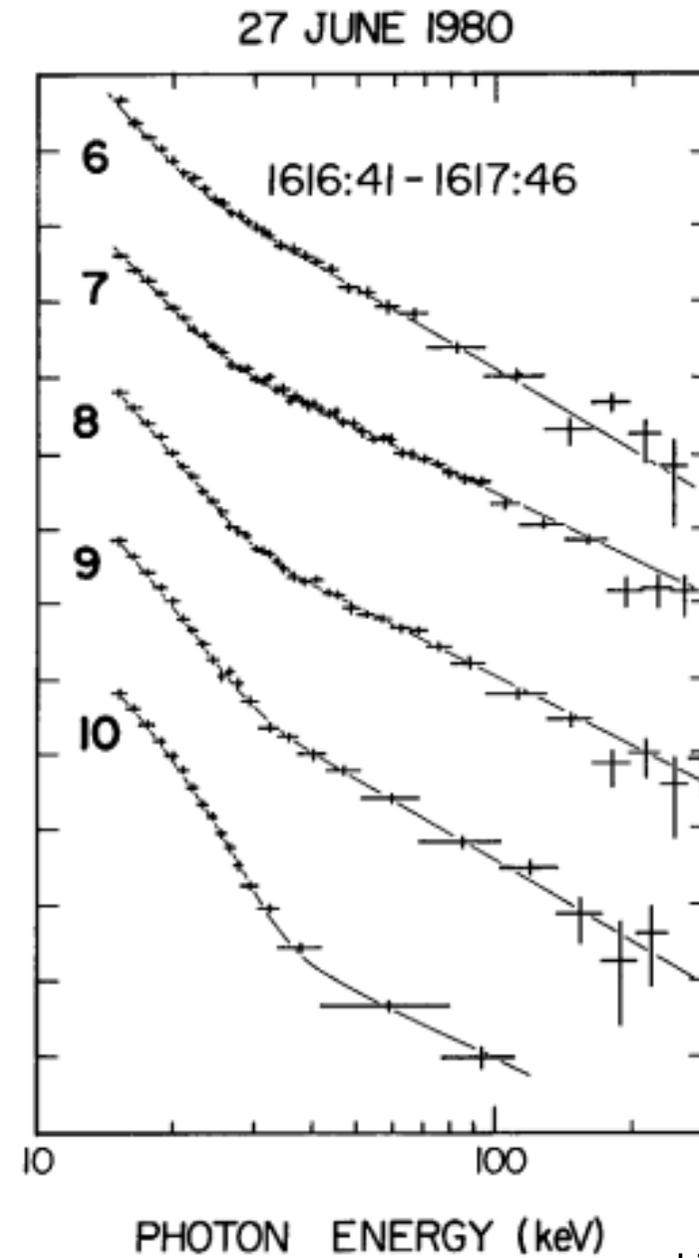
Astronomický ústav AV ČR, Ondřejov

`kasparov@asu.cas.cz`

X-RAY EMISE VE SLUNEČNÍCH ERUPCÍCH

Energie

- hard X-ray: ~ 10 keV – 300 keV, kontinuum
- γ -záření: \sim MeV, kontinuum, čáry
- opticky tenké v sluneční atmosféře (do fotosféry)



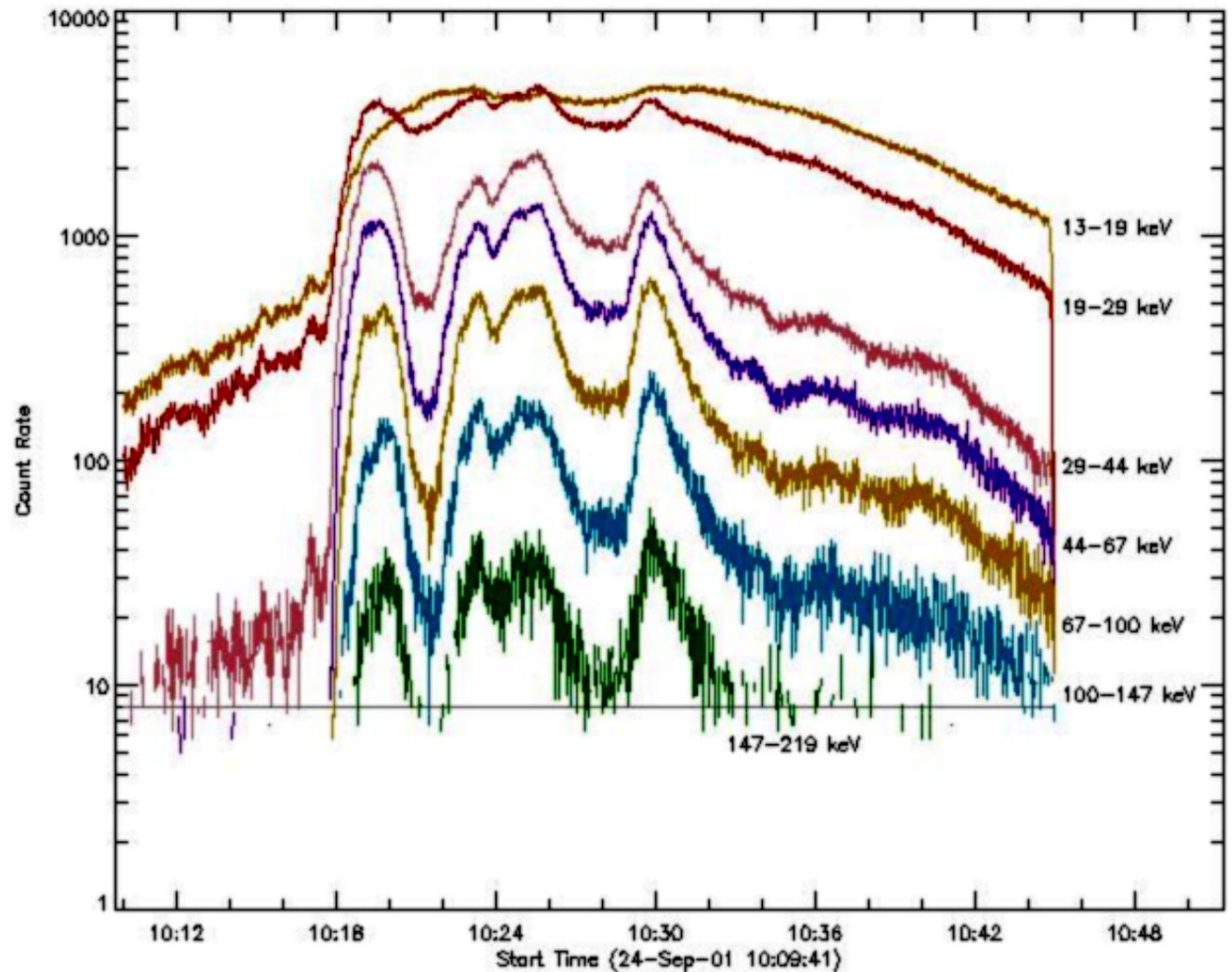
X-RAY EMISE VE SLUNEČNÍCH ERUPCÍCH

český přístroj Hard X-Ray Spectrometer: 2000 - 2003

<http://www.asu.cas.cz/HXRS/>

Časový vývoj

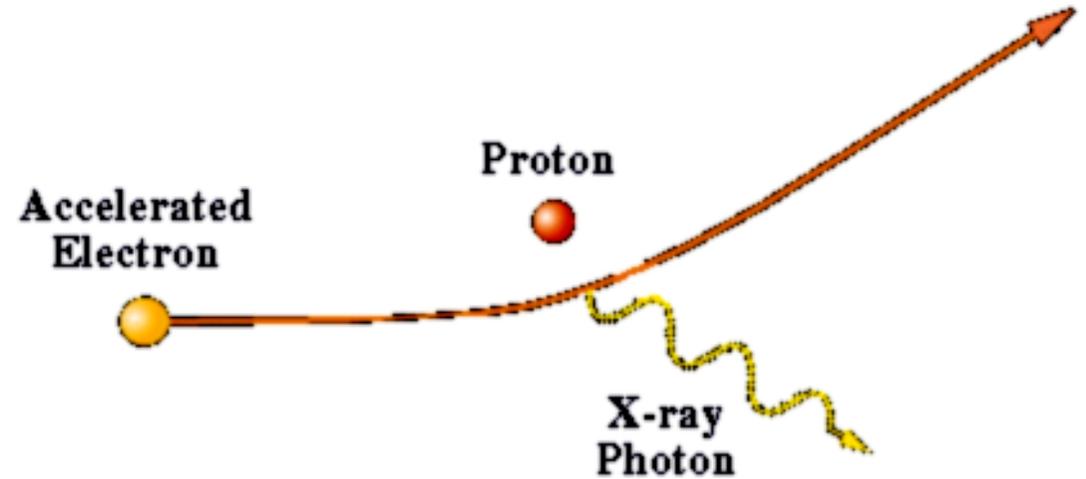
- několik vzplanutí ($t \sim 10$ s)
- variace na škále až ~ 10 ms



X-RAY EMISE VE SLUNEČNÍCH ERUPCÍCH

Mechanismus vzniku

- převládá volno - volný přechod, bremsstrahlung ("brzdné záření")
- preference elektronových svazků (protonové ale nelze vyloučit)



- srážky:
 - proton - elektron, korekce na vodík a další atomy
 - elektron - elektron, důležité od energií $\sim m_e c^2$
- další možné procesy:
 - synchrotronové záření a inverzní Comptonův jev
 - efektivní pro vysokoenergetické elektrony ($E > 1 \text{ GeV}$, $> 10 \text{ MeV}$)
 - nejsou konzistentní s pozorováními v oblasti μm a toky elektronů v meziplanetárním prostoru

X-RAY EMISE A DISTRIBUČNÍ FCE ELEKTRONŮ

- $n_e(E)$ hustota urychlených elektronů na jednotku energie [$\text{cm}^{-3} \text{keV}^{-1}$]
- n hustota protonů v plasmatu [cm^{-3}]
- j fotony v jednotce objemu, na jednotku energie a času [$\text{cm}^{-3} \text{keV}^{-1} \text{s}^{-1}$]

$$j(\epsilon, E)dE = n\sigma(\epsilon, E)v_en_e(E)dE$$

- ϵ energie fotonu, E energie elektronu
- $\sigma(\epsilon, E)$ diferenciální účinný průřez $d\sigma/d\epsilon$ [$\text{cm}^2 \text{keV}^{-1}$]
- tok elektronů $F(E) = n_e(E)v_e$ [$\text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1} \text{s}^{-1}$]

$$j(\epsilon) = n \int_{\epsilon}^{\infty} \sigma(\epsilon, E)F(E) dE$$

- obecně nehomogenní zdroj i svazek $\rightarrow n(\vec{r}), F(E, \vec{r})$

$$J(\epsilon) = \int_V n(\vec{r}) \int_{\epsilon}^{\infty} F(E, \vec{r})\sigma(\epsilon, E) dE dV$$

DISTRIBUČNÍ FCE $\bar{F}(E)$

- $I(\epsilon)$ fotonové spectrum dopadající na detektor [fotony $\text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1} \text{s}^{-1}$]

$$I(\epsilon) = \frac{\bar{n}V}{4\pi R^2} \int_{\epsilon}^{\infty} \bar{F}(E) \sigma(\epsilon, E) dE$$

$$\bar{F}(E) = \frac{1}{\bar{n}V} \int_V F(E, \vec{r}) n(\vec{r}) dV \quad \bar{n} = \frac{1}{V} \int_V n(\vec{r}) dV \quad R = 1 \text{ AU}$$

- density weighted volume averaged $F(E, \vec{r})$
- mean electron flux spectrum (v nehomogenním zdroji)

Model tenkého terče – thin target

- momentální $\bar{F}(E)$ produkující $I(\epsilon)$
- $\bar{F}(E)$ se nemění během pozorovacího intervalu
- získáno z pozorování ($I(\epsilon)$) bez znalosti fyzikálních procesů, které určují $\bar{F}(E)$
- veličina vhodná pro porovnání pozorování a modelů (použití stejného $\sigma(\epsilon, E)$)

ÚČINNÝ PRŮŘEZ σ

- obecně funkce ϵ , E , úhlů, polarizace (Koch & Motz, 1959)
- pro sluneční hard X-ray:
 - relativistické (do ~ 1.8 MeV), diferenciální v ϵ
 - 3BN (Koch & Motz, 1959), Haug (1997)
 - $\sigma(\epsilon, E, \theta)$ viz další přednáška (anisotropie)
- jednoduché přiblížení

$$\sigma(\epsilon, E) = \frac{\sigma_0 m_e c^2}{\epsilon E} q(\epsilon, E)$$

- Kramers

$$\sigma(\epsilon, E) = \frac{\sigma_0 m_e c^2}{\epsilon E} \begin{cases} 1 : & E \geq \epsilon \\ 0 : & E < \epsilon \end{cases}$$

- Bethe-Heitler

$$\sigma(\epsilon, E) = \frac{\sigma_0 m_e c^2}{\epsilon E} \begin{cases} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \epsilon/E}}{1 - \sqrt{1 - \epsilon/E}} : & E \geq \epsilon \\ 0 : & E < \epsilon \end{cases}$$

JEDNODUCHÉ PŘÍKLADY I

- parametrické tvary $\overline{F}(E)$

$$I_{\text{thin}}(\epsilon) = \frac{K}{\epsilon} \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{\overline{F}(E)}{E} q(\epsilon, E) dE \quad K = \frac{\sigma_0 m_e c^2 \overline{n} V}{4\pi R^2}$$

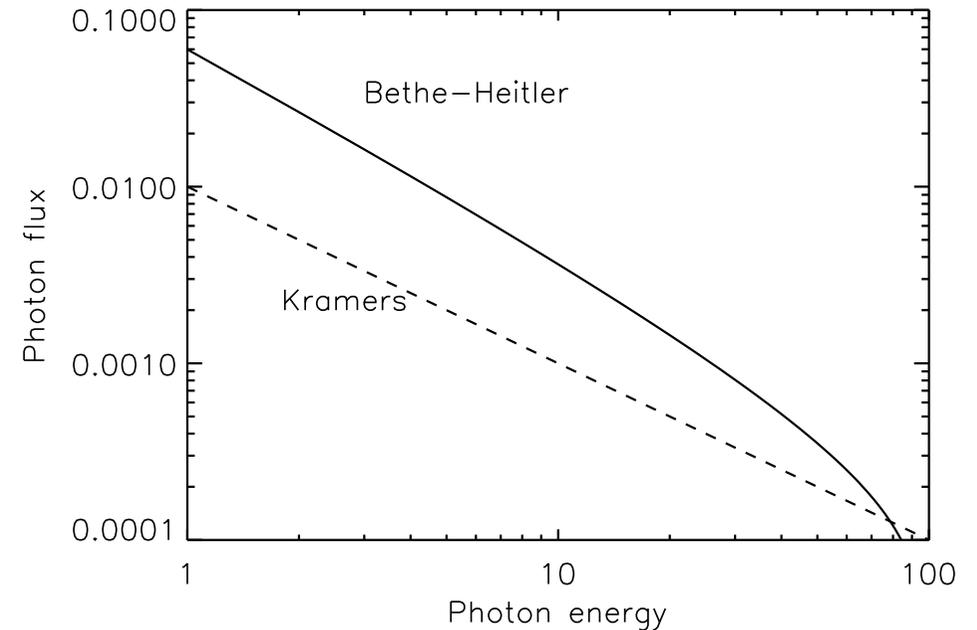
- δ -funkce, monoenergetický svazek $\overline{F}(E) = A\delta(E - E_1)$

- Kramers

$$I_{\text{thin}}(\epsilon) = \frac{K A}{\epsilon E_1}$$

- Bethe-Heitler

$$I_{\text{thin}}(\epsilon) = \frac{K A}{\epsilon E_1} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \epsilon/E_1}}{1 - \sqrt{1 - \epsilon/E_1}}$$



JEDNODUCHÉ PŘÍKLADY II

- $q(\epsilon, E) = q(\epsilon/E) \quad x = \epsilon/E$
- mocninná funkce (power-law) $\bar{F}(E) = AE^{-\delta}$

$$I_{\text{thin}}(\epsilon) = KA\epsilon^{-\delta-1} \int_0^1 x^{\delta-1} q(x) dx$$

⇒ mocninná funkce $I_{\text{thin}}(\epsilon) \propto \epsilon^{-\gamma_{\text{thin}}}$ s indexem $\gamma_{\text{thin}} = \delta + 1$

- Kramers

$$I_{\text{thin}}(\epsilon) = \frac{KA}{\delta} \epsilon^{-(\delta+1)}$$

- Bethe-Heitler

$$I_{\text{thin}}(\epsilon) = \frac{KA}{\delta} \epsilon^{-(\delta+1)} \int_0^1 x^{\delta-1} \ln \frac{1 + \sqrt{1-x}}{1 - \sqrt{1-x}} dx$$

$$I_{\text{thin}}(\epsilon) = \frac{KA}{\delta} B(\delta, 1/2) \epsilon^{-(\delta+1)} \quad B(a, b) = \int_0^1 x^{a-1} (1-x)^{b-1} dx$$

TERMÁLNÍ BREMSSTRAHLUNG

- isothermální plasma, $n = n_e$, Maxwelllovo rozdělení pro elektrony

$$F(E, \vec{r}) = n_e(\vec{r}) \left(\frac{8}{\pi m_e k^3 T^3} \right)^{1/2} E \exp(-E/kT)$$

⇓

$$I_{\text{therm}}(\epsilon) = \frac{K}{\epsilon} \left(\frac{8}{\pi m_e k^3 T^3} \right)^{1/2} EM \int_{\epsilon}^{\infty} q(\epsilon, E) \exp(-E/kT) dE$$

- míra emise $EM = \int_V n^2(\vec{r}) dV$ (viz data z GOES)
- Kramers

$$I_K(\epsilon) = K \left(\frac{8}{\pi m_e k} \right)^{1/2} \frac{EM}{\epsilon T^{1/2}} \exp(-\epsilon/kT)$$

- Bethe-Heitler

$$I_{\text{BH}}(\epsilon) = I_K(\epsilon) g(\epsilon/kT) \quad g(a) = \int_0^{\infty} \frac{\exp(-ax)}{[x(1+x)]^{1/2}} dx \approx 1$$

- demo SSW pro RHESSI spektra

ANALÝZA HARD X-RAY SPEKTER

Forward fitting

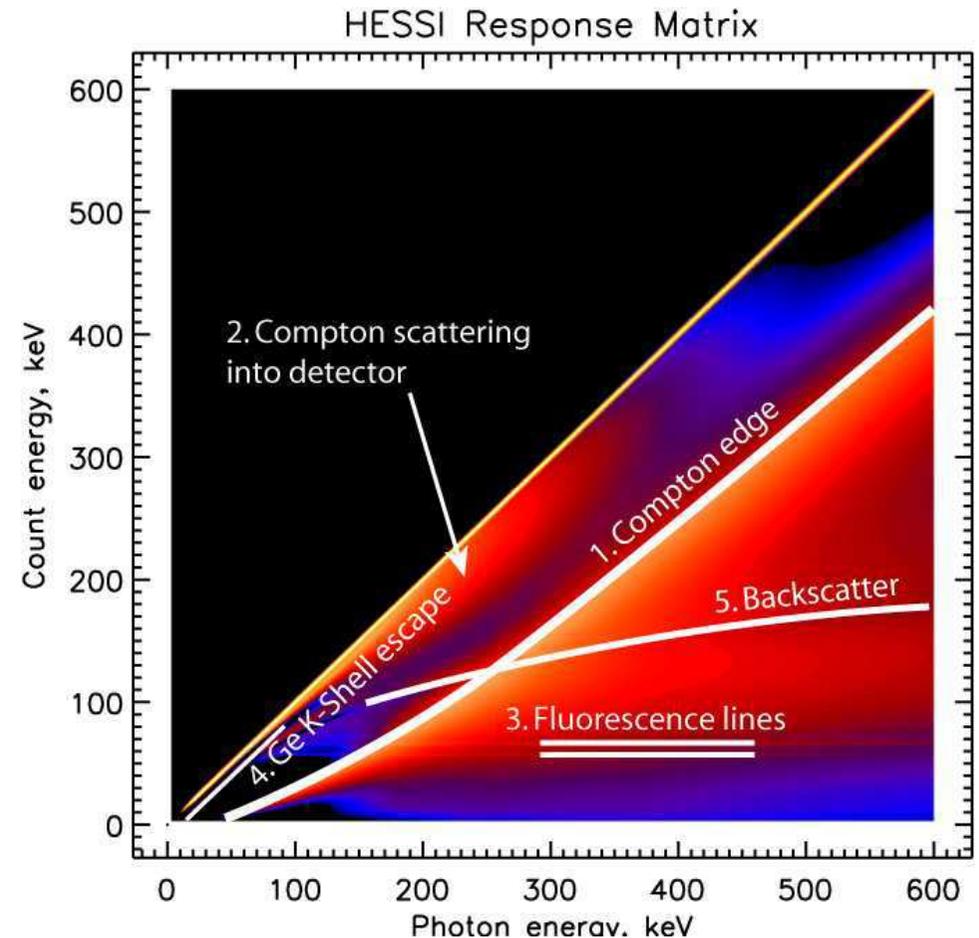
- parametrický popis
 - termální emise, double power-law (fotonové, elektronové spektrum)

$$I(\epsilon) \propto \begin{cases} \epsilon^{-\gamma_1} : & \epsilon \leq \epsilon_b \\ \epsilon^{-\gamma_2} : & \epsilon \geq \epsilon_b \end{cases}$$

- odezva detektoru: detector response matrix R_{ij} , count spektrum $C(\epsilon)$

$$C(\epsilon_i) = R_{ij}I(\epsilon_j)$$

- hledání minima χ^2 mezi měřeným a modelovaným count spektrem



ŠÍŘENÍ SVAZKU

- vztah mezi $\overline{F}(E)$ a procesy urychlení a ohřevu závisí na
 - vlastnostech šíření elektronů
 - ztrátě jejich energie při šíření z místa urychlení
- standardní model (Brown, 1971) rozlišuje
 - místo urychlení, kde nedochází k záření a ztrátě energie (nízká hustota)
 - místo šíření svazku a generování záření
- $\mathcal{F}_0(E_0)$ spektrum urychlených částic (injected spectrum) [keV⁻¹ s⁻¹]

Problém vztahu mezi $\mathcal{F}_0(E_0)$ a $\overline{F}(E)$

- thin target: $\Delta E \ll E_0$ nebo $\Delta t_{\text{obs}} \ll t_{\text{stop}}$ nebo spektrum části zdroje
- thick target: $\Delta E \sim E_0$ nebo $\Delta t_{\text{obs}} \gg t_{\text{stop}}$
 - svazky se vždy zabrzdí, elektrony dosáhnou chromosféry < 1 s

MODEL TLUSTÉHO TERČE I

- počet fotonů na jednotku energie, který vyprodukuje elektron E_0 za čas dt

$$n(\vec{r}(t))\sigma(\epsilon, E(t))v(E(t))dt$$

- celkový počet fotonů do zabrždění elektronu

$$\Phi(\epsilon, E_0) = \int_{t(E=E_0)}^{t(E=\epsilon)} n(\vec{r}(t))\sigma(\epsilon, E(t))v(E(t)) dt$$

- ztráta energie, efektivní účinný průřez σ_E

$$\frac{dE}{dt} = -nvE\sigma_E(E) \quad \Phi(\epsilon, E_0) = \int_{\epsilon}^{E_0} \frac{\sigma(\epsilon, E)}{E\sigma_E(E)} dE$$

$$I_{\text{thick}}(\epsilon) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_{\epsilon}^{\infty} \mathcal{F}_0(E_0)\Phi(\epsilon, E_0) dE_0$$

MODEL TLUSTÉHO TERČE II

- Coulombické srážky e-e dominují energetickým ztrátám

$$\sigma_E(E) = C/E^2 \quad K_{\text{thick}} = \frac{\sigma_0 m_e c^2}{4\pi R^2 C}$$

$$I_{\text{thick}}(\epsilon) = \frac{K_{\text{thick}}}{\epsilon} \int_{\epsilon}^{\infty} \mathcal{F}_0(E_0) \int_{\epsilon}^{E_0} q(\epsilon, E) dE dE_0 = \frac{K_{\text{thick}}}{\epsilon} \int_{\epsilon}^{\infty} q(\epsilon, E) \int_E^{\infty} \mathcal{F}_0(E_0) dE_0 dE$$

⇒ $I_{\text{thick}}(\epsilon)$ nezávisí na n , celkové N_c je důležité $dN_c = nvd t$

- $\Phi(\epsilon, E_0) \sim n$ a $dE/dt \sim n$

$$I_{\text{thin}}(\epsilon) = \frac{K}{\epsilon} \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{\overline{F}(E)}{E} q(\epsilon, E) dE$$

⇓

$$\overline{F}(E) = \frac{E}{C\bar{n}V} \int_E^{\infty} \mathcal{F}_0(E_0) dE_0 \quad \mathcal{F}_0(E_0) = -C\bar{n}V \left[\frac{d}{dE} \left(\frac{\overline{F}(E)}{E} \right) \right]_{E=E_0}$$

MODEL TLUSTÉHO TERČE III

- fyzikální $\mathcal{F}_0(E_0) \geq 0 \Rightarrow \delta(E) \geq -1 \quad \forall E > 0$

$$\mathcal{F}_0(E_0) = C\bar{n}V \frac{\bar{F}(E_0)}{E_0^2} [\delta(E) + 1]_{E=E_0} \quad \delta(E) = -\frac{d \ln \bar{F}(E)}{d \ln E}$$

- power-law $\mathcal{F}_0(E_0) = AE_0^{-\delta}$, $q(\epsilon, E) = q(\epsilon/E)$ $x = \epsilon/E$

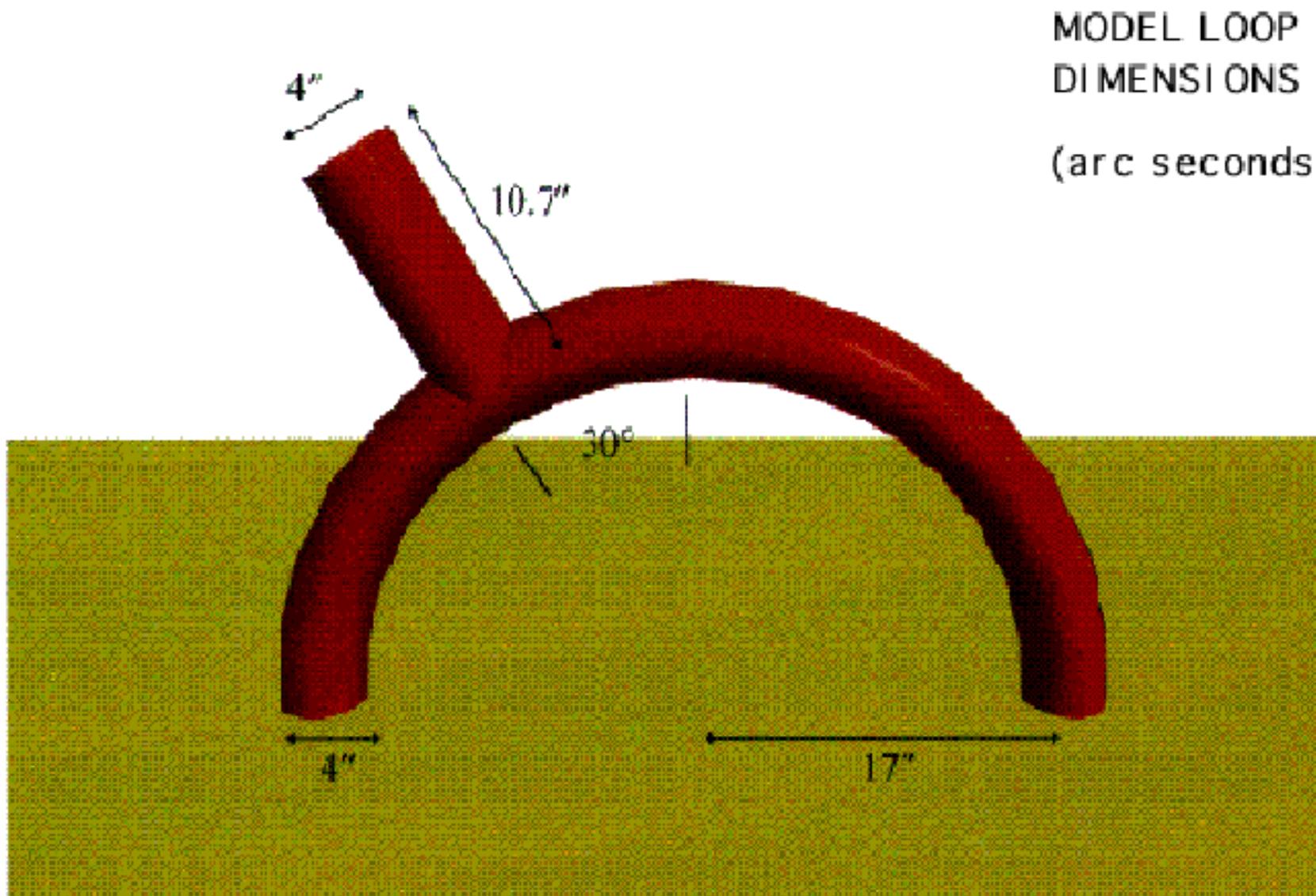
$$I_{\text{thick}}(\epsilon) = AK_{\text{thick}} \frac{1}{(\delta - 1)} \epsilon^{1-\delta} \int_0^1 x^{\delta-2} q(x) dx$$

\Rightarrow mocninná funkce $I_{\text{thick}}(\epsilon) \propto \epsilon^{-\gamma_{\text{thick}}}$ s indexem $\gamma_{\text{thick}} = \delta - 1$

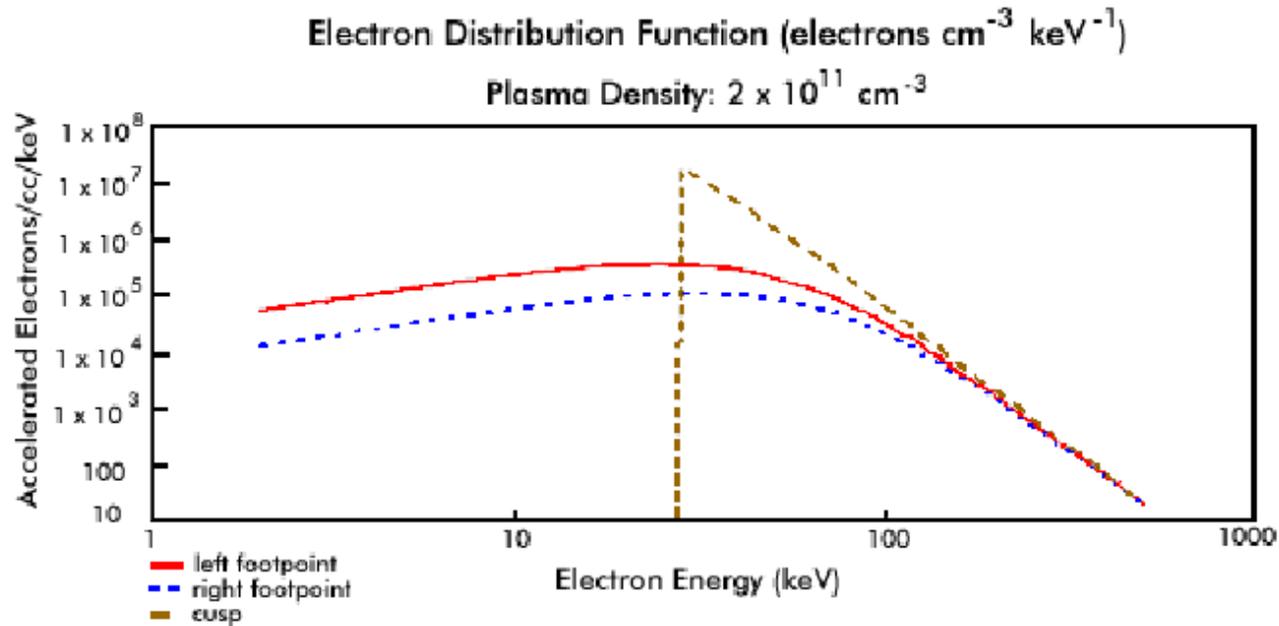
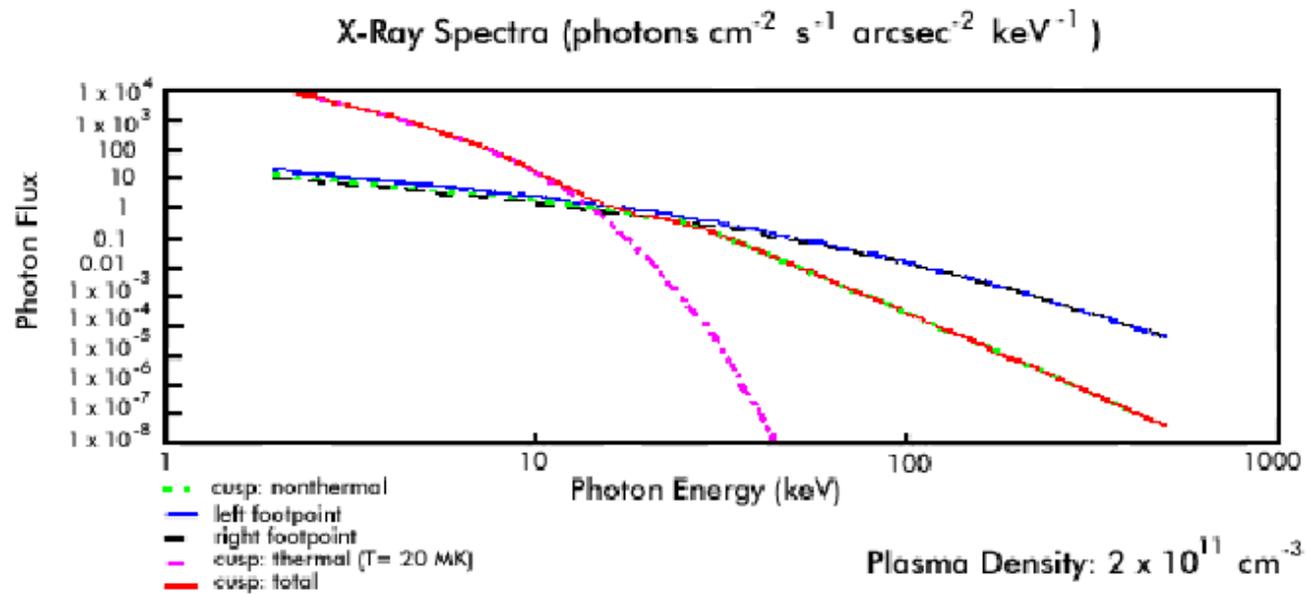
- Bethe-Heitler

$$I_{\text{thick}}(\epsilon) = AK_{\text{thick}} \frac{B(\delta - 2, 1/2)}{(\delta - 1)(\delta - 2)} \epsilon^{1-\delta}$$

- rozdíl mezi γ_{thin} a γ_{thick} dán tvarem σ_E
 - méně energetické elektrony ztrácí rychleji energii
 - průměrné spektrum ve zdroji ($\bar{F}(E)$) je o 2 plošší (tvrdší) než spektrum urychlených elektronů $\mathcal{F}_0(E_0)$, viz vztah mezi $\bar{F}(E)$ a $\mathcal{F}_0(E_0)$
- demo SSW pro RHESSI spektra



více info viz <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/sftheory/loop.htm>



více info viz <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/sftheory/spectra.htm>

MODEL TLUSTÉHO TERČE IV

- tok urychlených částic N [elektronů s^{-1}]

$$N = \int \mathcal{F}_0(E_0) dE_0$$

- energetický tok W [erg s^{-1}]

$$W = \int \mathcal{F}_0(E_0) E_0 dE_0$$

- účinnost η brzdného záření: poměr mezi celkovou energií vyzářenou v hard X-ray a kinetickou energií elektronu

$$\eta = \frac{\int \epsilon \Phi(\epsilon, E_0) dE_0}{E_0} \sim 3 \times 10^{-6} \quad E_0 = 20 \text{ keV}$$

- brzdné záření je neefektivní, téměř veškerá energie svazku jde na ohřev okolní plasmy

LITERATURA

- Tandberg-Hanssen, E. & Emslie, A. G.: The physics of solar flares, Cambridge University Press, 1988
- Solar Magnetic Phenomena - Proceedings of the 3rd Summerschool and Workshop held at the Solar Observatory Kanzelhöhe, Astronomy and Astrophysics Space Science Library, Vol. 320, 2005
- Letní škola o sluneční fyzice vysokých energií

<http://hesperia.gsfc.nasa.gov/summerschool/lectures.html>

- G. Holman: Nonthermal Hard X-Ray Radiation from Solar Flares: Observations and Models
- D. Smith: Spectroscopic analysis in hard x-rays and gamma rays