

# 高能原初电子谱和扩展 X 源

徐春娴

张和祺

(中国科学院高能物理研究所)

(中国科学院紫金山天文台)

## 摘 要

本文用超新星爆发产生的原初宇宙线电子在星际介质中的均匀扩散模型来研究空间各点的非定态电子能谱。扩散系数采用与磁流波共振散射的机制半经验定出。把解出的结果与地球附近测得的电子能谱比较,定出抛射时的电子谱指数  $\Gamma \sim 2$ 。又在电子与  $2.7^\circ\text{K}$  背景光子场的逆康普顿散射形成 X 扩展源的假设下,推导出 X 扩展源的能态函数,从而得到地球附近的 X 射线能谱。上面定出的  $\Gamma \sim 2$  也能很好地说明蟹状星云的 X 射线谱指数。

## 一、前 言

原初宇宙线电子仅占宇宙线总流量的百分之一。人们之所以对这个问题感兴趣,是因为该问题的研究可以提供关于宇宙线起源和它在星际空间传播的情报;特别是它与近二十年发展起来的高能天体物理的许多新现象和过程有关。鉴于此,各国的实验与理论工作者在这方面做了大量工作<sup>[1-5]</sup>。

对于能量高达  $\text{TeV}$  级的原初宇宙线电子的研究,可以使问题在某些方面得到简化,并能得到一些有趣的结果。这是因为我们可以只考虑它们与星光场和背景辐射场的逆康普顿辐射和它在星际磁场中的同步辐射,由于这二项能量损耗,使具有  $\text{TeV}$  能量的电子寿命为  $2.4 \times 10^5$  年,所以我们可以认为,地球附近的高能电子,主要是来自它附近的宇宙线源。

在五十年代,人们通过非热射电波的测量来推知原初电子谱。六十年代以后,在地球附近直接观测原初电子成为可能,经多年努力,现在电子能谱已有和核谱同样的精度,能域也扩展到几十  $\text{TeV}$ 。

## 二、电子能态方程及其解

一些时候以来,人们从宇宙线粒子的低流速现象认识到:宇宙线粒子不仅受星际间大尺度磁场的散射,而且受到扰动低速磁流波的散射<sup>[8,9]</sup>。也就是宇宙线粒子与星际磁流

体作用产生扰动磁流波,而这样一个磁流波反过来又对宇宙线粒子进行共振散射,这使粒子方向不断改变,呈弥散形式向外传播。据工作 [7],电子在星际磁场中的扩散系数  $\xi$  满足下式

$$\xi = \frac{\beta\gamma \bar{B} m_e c^3}{12\pi c \epsilon_A \Lambda} = \frac{PC}{12\pi c \epsilon_A \Lambda} \bar{B} C, \quad (1)$$

考虑到与背景光子逆康普顿散射产生 X 射线,电子能量要大于几十 MeV,所以  $P_e C \simeq E_e$ 。这里  $P_e$ ,  $E_e$  代表宇宙线电子的动量和能量。 $\bar{B}$  为基本磁场强度,  $\epsilon_A$  是基本场能量密度,  $\epsilon_A \Lambda$  是扰动场能量密度,其余符号有通常意义。我们合理地取

$$\epsilon_A = 1\text{eV/cm}^3, \Lambda = 0.05, \bar{B} = 2.5 \times 10^{-6}\text{gauss}.$$

则得到 
$$\xi = 5.3 \times 10^{14} E = AE. \quad \left( \frac{\text{cm}^2}{\text{s} \cdot \text{eV}} \right) \quad (2)$$

所以,高能电子的能态函数满足以下输运方程

$$\frac{\partial I}{\partial t} - \nabla \cdot (AE \nabla I) + \frac{\partial}{\partial E} (IW) = Q. \quad (3)$$

其中  $I$  是  $t$  时刻,空间某点  $r$  处的单位能量间隔的电子密度;  $Q$  是源函数。我们假设宇宙线电子是在  $t = 0$  时突然爆发产生的,于是有下式

$$Q = \frac{KE^{-\gamma}}{4\pi r_0^2} \delta(r - r_0) \delta(t); \quad r_0 \rightarrow 0.$$

$W$  是高能电子同步辐射和逆康普顿辐射的能损率之和:  $W = -\frac{4}{3} \sigma_T C E^2 (\rho_{\text{ph}} + \rho_H) / (m_e c^2)^2$ ,  $\rho_{\text{ph}}$ ,  $\rho_H$  分别是背景光子场和星际磁场的能量密度,  $\rho_{\text{ph}} = 0.25\text{eV/cm}^3$ ,  $\rho_H = 1\text{eV/cm}^3$ 。汤姆逊截面  $\sigma_T = 6.625 \times 10^{-25}\text{cm}^2$ , 所以  $W = -1.32 \times 10^{-25} E^2 = -\eta E^2 (\text{eV/s})$ 。

利用变换<sup>[5]</sup>

$$\mathcal{F} = \eta E^2 I, \quad q = t + \frac{1}{\eta E}, \quad S = \frac{\eta E^2 Q}{4\pi \xi}.$$

方程 (3) 化为标准型

$$\nabla^2 \mathcal{F} - \frac{1}{\xi} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial q} = -4\pi S, \quad (4)$$

利用格林函数不难解得

$$I(E, r, t) = \frac{KE^{-\gamma}}{\left( \frac{4\pi A E t}{1 - \eta E t} \right)^{3/2}} (1 - \eta E t)^{\gamma-2} \exp \left\{ -\frac{r^2}{\left( \frac{4 A E t}{1 - \eta E t} \right)} \right\}. \quad (5)$$

此式给出一颗超新星爆发经  $t$  时刻空间任何一点单位能量间隔的电子密度。

### 三、电子逆康普顿辐射的 X 射线谱

1. 在  $t$  时刻,空间一点  $r$  处单位体积内的光子产生率  $q(E_r, r, t)$

$$q(E_r, r, t) = 4\pi \int n_{\text{ph}} \sigma_T I \delta(E_r - BE^2) dE$$

$$\begin{aligned}
 &= 2\pi n_{\text{ph}} \sigma_T K \int [4\pi A t (BE^2)^{1/2} B^{-1/2}]^{-3/2} (BE^2)^{-\frac{\Gamma+1}{2}} \\
 &\quad \times [1 - \eta t (BE^2)^{1/2} B^{-1/2}]^{\Gamma-2} \delta(E_r - BE^2) B^{-1} \exp \left\{ -\frac{r^2}{4At (BE^2)^{1/2} B^{1/2}} \right\} d(BE^2) \\
 &= 2\pi n_{\text{ph}} \sigma_T K [4\pi A t B^{-1/2} E_r^{1/2}]^{-3/2} E_r^{-\frac{\Gamma+1}{2}} B^{\frac{\Gamma-1}{2}} [1 - \eta t E_r^{1/2} B^{-1/2}]^{\Gamma-2} \\
 &\quad \times \exp \left\{ -\frac{r^2}{4At B^{1/2} E_r^{1/2}} \right\}. \tag{6}
 \end{aligned}$$

在(6)式的推导过程中,我们假设逆康普顿辐射产生单能光子,

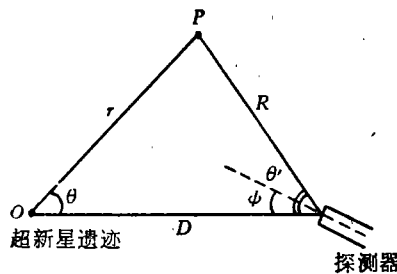
$$\bar{E}_r = \frac{4}{3} \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)^2 \langle \epsilon_{2,\gamma\text{K}} \rangle = 3.4 \times 10^{-15} E^2 = BE^2. \quad (\text{eV})$$

2. 距超新星D处的观察者测到的X射线流量  $F(E_r, t)$ :

$$\begin{aligned}
 F(E_r, t) &= \int q(E_r, \mathbf{r}, t') \frac{\cos \theta''}{4\pi R^2} \sin \theta d\theta r^2 dr d\varphi \\
 &= 2\pi \int n_{\text{ph}} \sigma_T K [4\pi A t' B^{-1/2} E_r^{1/2}]^{-3/2} E_r^{-\frac{\Gamma+1}{2}} B^{\frac{\Gamma-1}{2}} [1 - \eta t' E_r^{1/2} B^{-1/2}]^{\Gamma-2} \\
 &\quad \times \exp \left\{ -\frac{r^2}{4A t' B^{1/2} E_r^{1/2}} \right\} \frac{\cos \theta''}{4\pi R^2} \sin \theta r^2 d\theta dr d\varphi. \tag{7}
 \end{aligned}$$

这里  $t' = t - \frac{R}{C}$ ,  $R^2 = D^2 + r^2 - 2Dr \cos \theta$ ,

$$R \sin \theta' = r \sin \theta, \quad \cos \theta'' = \cos \theta' \cos \phi + \sin \theta' \sin \phi \sin \varphi.$$



其中  $r, \theta, \varphi$  是以超新星遗迹为原点,以  $D$  为极轴的球坐标变量,  $\phi$  是探测器轴与  $D$  之间的夹角,空间关系见下图。

在(7)式的推导中,我们考虑到测得的X射线应该是空间不同点  $P$  发出的光子的一部分,并应加上时间的推迟效应。若我们只着眼于X流量的能量依赖,则(7)式近似有  $F(E_r, t) \propto E_r^{-\frac{\Gamma-3}{2}}$ 。

#### 四、结果讨论

1. 由(5)式可见,电子的能态函数是其极大值在产生处的高斯分布,其高斯宽度随时间和能量的上升变宽。还可以看到由于辐射能损,使在某一时刻  $t$  电子能量有一截止,  $E_{\text{cut}} = \frac{1}{\eta t}$ 。这些与工作[7]的结论相同。计算了在地球1KPC之内的超新星遗迹,它们

的截止能量均在  $10^{13}$  eV 左右。而离我们 1.7 KPC 的蟹状星云截止能量约为  $3 \times 10^{14}$  eV。所以能量在这以上应更陡, 并会有小起伏<sup>[3,7]</sup>。

2. 由 (5) 式还可以看到, 由于最后一个指数因子的影响, 会使 (5) 出现一由下降到上升的拐点。对周围十几个超新星计算结果表明, 他们的拐点均超过了截止能量(拐点能在  $\sim 10^{13}$  eV), 所以不会引起电子能谱的回升现象。

3. 对地球附近电子有贡献的十几个超新星, 由于年龄均在一千年左右, 所以低于  $10^{13}$  eV 的电子能态函数可表为  $I(E, r, t) = \frac{KE^{-\Gamma}}{(4\pi AEt)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{r^2}{4AEt}\right\}$  可见能谱基本按  $E^{-(\Gamma+\frac{3}{2})}$  下降, 但在指数项的影响下这个下降会稍许变慢, 即其能谱指数会比  $\Gamma + \frac{3}{2}$  略小。另外, 我们有理由假设超新星爆发有相同的能谱指数(因为机制相同), 这样一来, 我们就可以把在地球附近测得的能谱指数与  $\Gamma + \frac{3}{2}$  作比较, 据最新的实验结果<sup>[4,2,13]</sup>, 电子的能谱指数为 3.3 左右, 所以, 我们能合理地取  $\Gamma = 2$ 。

4. 与电子能谱的截止相对应, 一个超新星遗迹的弥散 X 源能谱也应有一个截止。用产生单能 X 射线假设, X 截止能应在  $3.4 \times 10^{11}$  eV 附近, 但实际上 X 并非单能, 而是有一分布, 故实际情况可能是 X 能谱指数在  $10^{11}$ — $10^{13}$  eV 应有起伏, 到  $10^{13}$  eV 便截止了。

5. 与电子能谱指数的讨论类似, 由 (7) 式可知, 对于大大低于 100 GeV 的光子, X 流量的能量依赖约为  $F(E, t) \propto \bar{E}_r^{(\frac{\Gamma+3}{2})}$ , 已由电子谱实验定出  $\Gamma = 2$ , 所以, 逆康普顿产生的 X 指数约  $\frac{\Gamma}{2} + \frac{5}{4} = 2.2$ 。而实验测得蟹状星云的 X 谱指数为 2.1<sup>[10]</sup>, 符合得相当好。考虑到我们的模型相当简单, 所以结果还是令人满意。但这里也还有一个可考虑的问题: 我们周围 1 KPC 之内的超新星提供的电子均截止在  $10^{13}$  eV, 所以高于此能量的电子必定是再远些的年轻超新星的贡献, 譬如, 在 1.7 KPC 的蟹状星云将能提供直到  $10^{14}$  eV 的电子。但由于越年轻的超新星其高斯宽度越窄, 加之离得又远, 所以地球附近能量高于  $10^{13}$  eV 以上的电子是很锐的高斯分布的尾部所贡献, 因此会有较大的涨落, 并且会随大尺度时间推移而有所上升。

本文曾经与曲钦岳同志多次讨论, 在此致谢!

### 参 考 文 献

- [1] Dietrich Müller et al., 16th Int. Cosmic Ray Conf., Vol. 12, p. 102.
- [2] T. Taira et al., 16th Int. Cosmic Ray Conf., Vol. 1, p. 478.
- [3] J. Nishimura et al., 16th Int. Cosmic Ray Conf., Vol. 1, p. 488.
- [4] P. Meyer, "Origin of Cosmic Rays", p. 233—266; D. Reided Publishing Company, Dorect-Holland.
- [5] Gratton, *Astrophys. and Space Sci.*, 16(1972), 81.
- [6] F. W. Stecker, "Origin of Cosmic Rays", p. 267—335; D. Reided Publishing Company, Dordrecht-Holland.
- [7] 张和祺, 天文学报, (1981),
- [8] 张和祺, 高能物理与核物理, 5(1981), 477.
- [9] J. L. Osborne, "Origin of Cosmic Rays", p. 203—219.
- [10] G. F. Carpenter et al., Nature, Jan. 15, 1976, p. 99.
- [11] W. B. Webber et al., 16th Int. Cosmic Ray Conf., Vol. 1, p. 495.

- [12] Wentzel, *Astrophys. J.*, 152(1968), 987.  
[13] Kulsrud and Pearce, *Astrophys. J.*, 156(1969), 445.

## HIGH ENERGY PRIMARY ELECTRON SPECTRUM AND DIFFUSION X-RAY SOURCE

XU CHUN-XIAN

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ZHANG HE-QI

(*Purple Mountain Observatory, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

Non-steady state electron spectrum in interstellar medium is investigated by using the model of isotropic diffusion of primary cosmic electrons originated from explosion of supernovae. The diffusion coefficient was determined semi-empirically according to particles resonant scattering on the turbulent by electromagnetic wave. Comparing the solution of the diffusion equation with the electron spectrum which was measured near the earth, we derived the index  $\Gamma$  of the electron spectrum to be  $\Gamma \sim 2$ . Assuming that the electron inverse Compton scattering on 2.7°K background field forms diffusion X-ray sources, we deduce the energy-state function, and then obtain the X-ray spectrum near the earth. The index  $\Gamma \sim 2$  decided above can also explain the X-ray spectrum index of Nebular.