arXiv:2304.05168v1 [astro-ph.HE] 11 Apr 2023

宇宙射线的扩散激波加速——准热与非热粒子分布

博扬·阿尔布蒂纳

贝尔格莱德大学数学学院天文学系，*Sudentski trg 16*，*11000* 贝尔格莱德，塞尔维亚

电子邮件：arbo@matf.bg.ac.rs

关于银河系宇宙线（CR）起源的一个广为人知的范式是，这些高能粒子是在无碰撞激波处通过扩散激波加速（DSA）过程被加速的（至少可达到所谓的“膝”能量 10^{15} eV）。了解电子、质子和更重原子核注入扩散激波加速过程的细节、它们的初始谱及最终形成的谱，对于宇宙线天体物理学的许多“实际”应用都极其重要，例如模拟天体物理源的伽马射线或同步辐射射电发射。在本文中，我我们将概述扩散激波加速理论，以及观测结果和动力学粒子-网格（PIC）模拟结果；这些结果支持基本的理论概念。准平行无碰撞激波的PIC模拟表明，激波处的热质子和超热质子分布函数可以用单一的准热分布—— κ-分布来表示；这种分布通常可在非平衡空间等离子体中观测到。在更远的下游，指数 κ 增加，而低能谱趋向于麦氏分布。另一方面，更高能量的粒子继续经历加速过程，非热粒子谱呈现出线性扩散激波加速理论所预言的特征性幂律形式。最后，我将展示在非线性扩散激波加速中，当考虑宇宙线对激波的反作用时，预计谱将发生怎样的变化。

第*11*届巴尔干物理联合会国际会议（*BPU11*），*2022*年*8*月*28*日至*9*月*1*日，塞尔维亚贝尔格莱德

© 作者根据知识共享署名-非商业性使用-禁止演绎 4.0 国际许可协议（CC BY-NC-ND 4.0）享有版权。

1. 引言

众所周知，宇宙线（CR）由维克托·赫斯于 1912 年在著名的气球实验中发现（见 [1]），他后来因此于 1936 年荣获诺贝尔物理学奖。宇宙线主要由质子、 α粒子和较重的原子核组成，也包含电子。实际上，我们可以区分初级宇宙线和次级宇宙线；后者由初级粒子在地球大气层中产生，并以空气簇射的形式被观测到——这是由电离粒子和光子构成的大规模级联，其宽度可达数公里（例如见 [2]）。我们还可以区分地球大气层顶端的宇宙线和源处的宇宙线（不包括来自太阳的高能粒子，宇宙线源可以位于银河系内或河外）。观测到的全粒子分布大体上是各向同性的，并且在很好的近似下呈斜率为 $\Gamma \approx 2$的幂律。7 这一规律一直延续到能量 $\sim 10^{15}$ eV，即谱中的所谓“膝区”（图 1）。在较低能量处，谱会受到太阳调制的影响。在“膝区”以上，谱变得更陡，并在约 $\sim 10^{19} - 10^{20}$ eV 处结束于所谓的“踝区”和“趾区”。关于宇宙线起源的主流范式认为，宇宙线主要由我们银河系内的源产生，例如超新星遗迹（SNR），它们或许能够将宇宙线粒子加速至 $\sim 10^{17}$ eV [3]。人们认为，更高能和超高能宇宙线起源于河外。

银河系源产生的宇宙线会受到磁场的影响，并在银河系中扩散，因此观测到的宇宙线谱预计会与源处的谱不同。本文主要关注后者，并将重点研究超新星遗迹（SNR）的强激波，因为它们是通过所谓的一级费米加速实现粒子加速的场所。最初，费米提出了一种源处的粒子加速机制（星际介质（ISM）云充当磁镜） [4] ，如今这种机制称为 II 型或二级费米加速，因为粒子能量的相对增益为 $\Delta E/E \sim (V/c)^2$, ，其中 V 是反射粒子的云的相对速度。在效率更高的 I 型或一级费米加速中， $\Delta E/E \sim V/c$。一级费米加速的现代版本——扩散激波加速（DSA）理论中， V 实际上是激波速度。该理论由 Axford 等人、Krymsky、Bell 以及 Blandford 和 Ostriker 分别独立提出 [5–8]。这一问题主要有两种研究方法：Bell [7]提出的宏观方法和微观方法。下一节将简要概述 DSA 的基本概念，并写出由此得到的非热粒子谱。

2. 非热粒子分布

DSA 本质上是一个非热过程。在宏观方法中，人们从无碰撞等离子体动理学方程出发，求出紧邻激波前沿上游和下游的动量分布函数 $f(p)$。由于该函数应在激波两侧保持不变，根据匹配条件可得幂律谱 $f(p) \propto p^{-\Gamma-2}$，其中谱指数与激波压缩比 R 的关系为 $\Gamma = (R+2)/(R-1)$（例如参见 [9, 10]）。微观方法更为直观，因为它试图解释单个粒子所经历的过程。其基本思想是：如果（种子）粒子的能量足够高，就能不受影响地穿越并反复穿越激波前沿；而热粒子则会被激波携带至下游并受到加热。这些种子粒子沿着近乎平行的磁场 B_0 旋转。

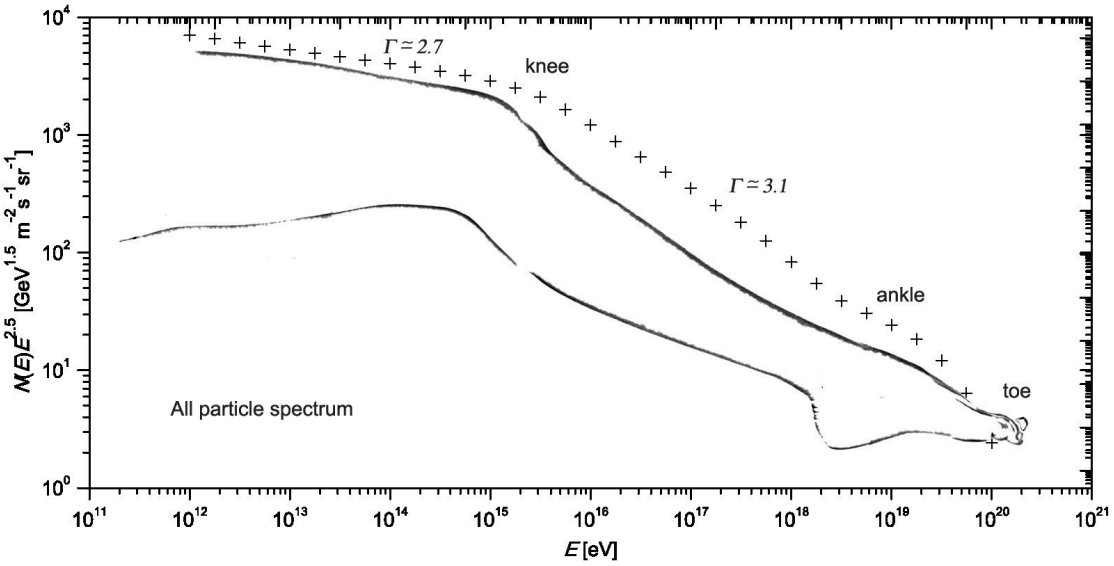


图 1： 观测到的宇宙线能谱 [13]。数据来自 H4a 模型 [14]。

粒子正被激波后方/前方的湍流/阿尔芬波散射，这些湍流/阿尔芬波在下游/上游等离子体中充当散射中心。如果我们将参考系从上游等离子体系变换到下游等离子体系，就会看到，在每次穿越和重新穿越激波的过程中，粒子都获得了一小部分能量，即动量 $\Delta p/p \propto V/c$。如果这样的穿越次数很多，粒子最终将变得超相对论性。在强激波中，与此同时发生的是由于流动不稳定性导致的磁场放大 [11, 12], ，此外还有普通的激波压缩（法向磁场分量的压缩）；单靠后者无法解释观测到的磁场强度。

为求得粒子谱，我们将沿用 [15] 中的推导。我们不假设粒子处于超相对论状态（$v \neq c$），因此动量增益为

$$\mathcal{G} = \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{4}{3}\frac{V_1 - V_2}{v} = \frac{4(R-1)}{3}\frac{V_2}{v}, \tag{1}$$

其中，$V_1 = -V$ 和 $V_2 = V_1/R$ 分别是激波参考系中观测到的上游和下游等离子体速度（假设上游等离子体在实验室参考系中静止）。Bell[7] 认为，粒子被平流至下游的概率为 $\mathrm{P} = \frac{4V_2}{v}$，因此粒子逃逸至上游并继续加速过程的概率为 $\mathrm{P}_B = 1 - \mathrm{P}$。在 [15], 中，作者将 Bell 的概率推广为（另见 [16, 17]）：

$$\mathcal{P}_B = \left(\frac{1 - \frac{V_2}{v}}{1 + \frac{V_2}{v}}\right)^2 \approx 1 - \frac{4V_2}{v}, \tag{2}$$

假设激波是非相对论性的。

概率 P 与累积数量的变化有关

$$\frac{\Delta N}{N} = -\mathcal{P} = \mathcal{P}_B - 1 = \frac{-\frac{4V_2}{v}}{(1 + V_2/v)^2}, \tag{3}$$

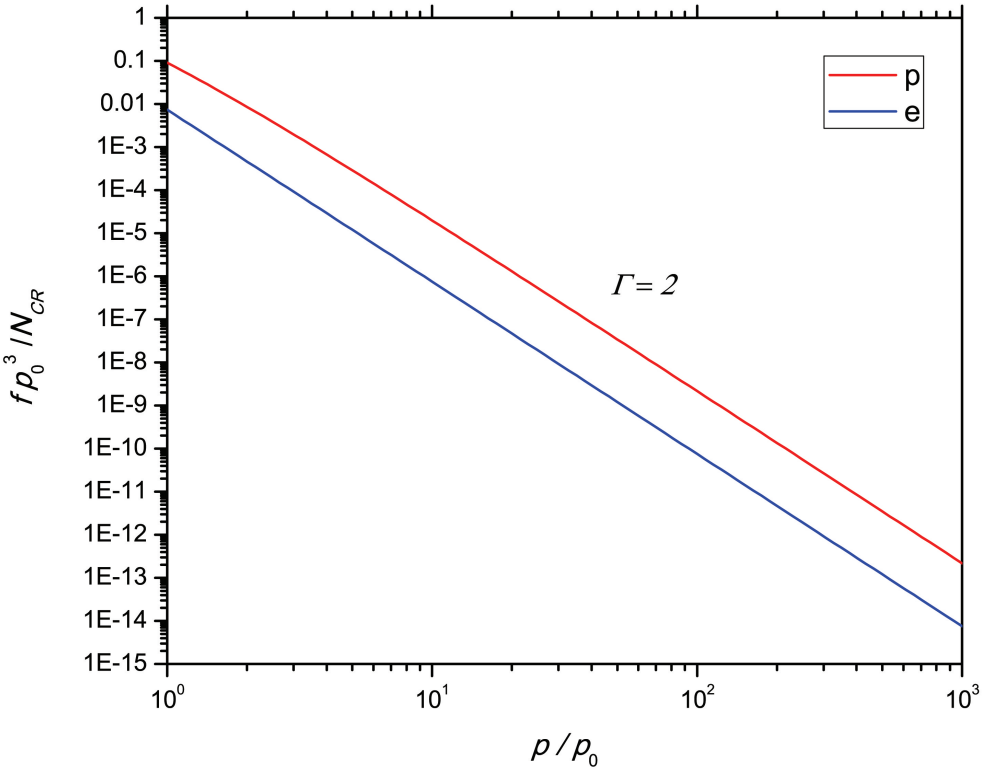


图2： 具有 $\Gamma = 2$的非热CR质子和电子分布，该分布通过假设$N_{\rm CR} = N_{\rm p} = N_{\rm e}$ 并采用相等的注入能量 $E_0 = \frac{p_0^2}{2m_{\rm p}} \sim \frac{1}{2} m_{\rm p} V^2$获得。

结合动量增益，并在变换 $\frac{\Delta N}{N} \to \frac{dN}{N} = -\mathrm{P}$ 和 $\frac{\Delta p}{p} \to \frac{dp}{p} = \mathrm{G}$ 下，可得

$$\frac{d\ln N}{d\ln p} = -\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{G}}, \quad f = -\frac{1}{4\pi p^2}\frac{dN}{dp}. \tag{4}$$

最终可以从上一个方程得到

$$f(p) = \frac{3N_{\rm CR}}{4\pi(R-1)p_0^3}\left(1+\frac{V_2}{v_0}\right)^{\frac{3}{R-1}}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{3R}{R-1}}\left(1+\frac{V_2}{v}\right)^{-\frac{2R+1}{R-1}} e^{\frac{3V_2}{R-1}\left(\frac{1}{v_0+V_2}-\frac{1}{v+V_2}\right)}, \tag{5}$$

其中 N_{CR} 是 CR 的总数， p_0 是某个注入动量。对于 $p \gg mV_2$，方程（5）给出的幂律依赖关系与微观方法相同： $f(p) \propto (p/p_0)^{-3R/(R-1)} \propto p^{-4}$，即 $\Gamma = 2$ 对于标准激波压缩比 $R = 4$。图 2 展示了非热 CR 质子和电子的分布，假设 $N_{\rm p} = N_{\rm e}$ 且注入能量相同（正如我们稍后将看到的，这意味着温度几乎相同 $T_{\rm p} \approx T_{\rm e}$）。高能幂律分布得到了天文物理源（尤其是超新星遗迹）射电观测的有力支持（至少对电子而言）；这些观测显示出幂律频谱 $\propto \nu^{-\alpha}$，其中谱指数 $\alpha = (\Gamma - 1)/2$ 的平均值约为 0.5（同样是 $\Gamma \approx 2$）。由方程（5）给出并绘于图 2 的低动量分布尚不确定，因为在此处我们进入了超热粒子领域。

3. 超热粒子

由于关于粒子加速的观测数据有限，人们通过无碰撞激波的动力学粒子模拟（PIC）或混合模拟，获得了对这一过程的重要信息和宝贵见解。这些模拟充当了某种天体物理实验室（例如参见 [18–20]）。它们对于理解注入机制尤为重要。CR 质子的加速机制通常较为清楚，因为如果激波厚度与热质子的回旋半径相当，那么少量能量稍高的质子就应能穿过激波，从而被注入扩散激波加速（DSA）。电子的加速机制通常较不清楚，因为电子质量小得多，回旋半径显著小于质子，因此受激波前沿的束缚更强。尽管如此，电子似乎会通过激波漂移加速（SDA），或通过 SDA 与 DSA 的组合而预先加速，直到达到质子的注入动量，进入完整的 DSA 循环，并继续以与离子相似的方式运动，最终变为超相对论粒子，并遵循特征性的非热幂律测试粒子 DSA 分布（参见 [21–23]）。

在图 3 中，我们给出了来自 [24] 的 PIC 模拟结果，模拟对象是具有不同质子—电子质量比的准平行无碰撞激波。可以看到，质子和电子的谱形状相似；在低能量处，它们偏离麦氏分布（虚线所示）。一个尤其明显的偏离出现在超热区域，即热能量与非热能量（或动量）之间的区域。在 [25] 中，作者通过所谓的最小模型解释了这种非热分布。其基本思想是：虽然大多数离子会被平流输运并在下游热化，但其中一些离子可以在 SDA 或微观 DSA [24] 循环中获得额外能量，从而成为超热粒子。那些继续进行 DSA 循环的质子则会成为非热粒子。因此，完整的分布函数可以表示为热（麦氏分布）、超热和非热（幂律）部分的组合。

为了求得超热分布，Caprioli 等人 [25] 假设粒子被平流输运的概率为常数$\mathcal{P}$ = 0。75，这意味着大约 75% 的粒子会热化，而剩余的 25% 会成为超热/非热粒子。如果粒子穿越到上游（即留在循环中）的概率发生改变，则可以对此作出解释：$\mathcal{P}_A \cdot \mathcal{P}_B$，其中$\mathcal{P}_B$ 是 Bell 概率，而 $\mathcal{P}_A$ 是粒子穿过具有一定有限厚度的激波、而不被反射回下游的概率。如果我们再次采用 [15]中由方程（1）给出的动量增益方法，并假设粒子处于非相对论状态，$p = mv$则可得到超热分布

$$f(p) = \frac{3N_{\rm ST}\mathcal{P}}{16\pi(R-1)mV_2p^2} e^{\frac{3\mathcal{P}}{4(R-1)mV_2}(p_{\rm min}-p)}, \tag{6}$$

其中， $N_{\rm ST}$ 是超热粒子的总数， $p_{\rm min}$ 是粒子进入 SDA 时的最小动量。

与其通过同一形式体系描述超热和非热粒子分布，也可以尝试用一种准热分布—— κ-分布 [15, 26]——来描述热粒子和超热粒子分布。这类非平衡分布在空间等离子体中很常见，其中指数 κ 是一个自由参数，可在一定程度上衡量非平衡程度 [27, 28]。当 $\kappa \to \infty$时，等离子体达到热力学平衡，分布变为麦氏分布。

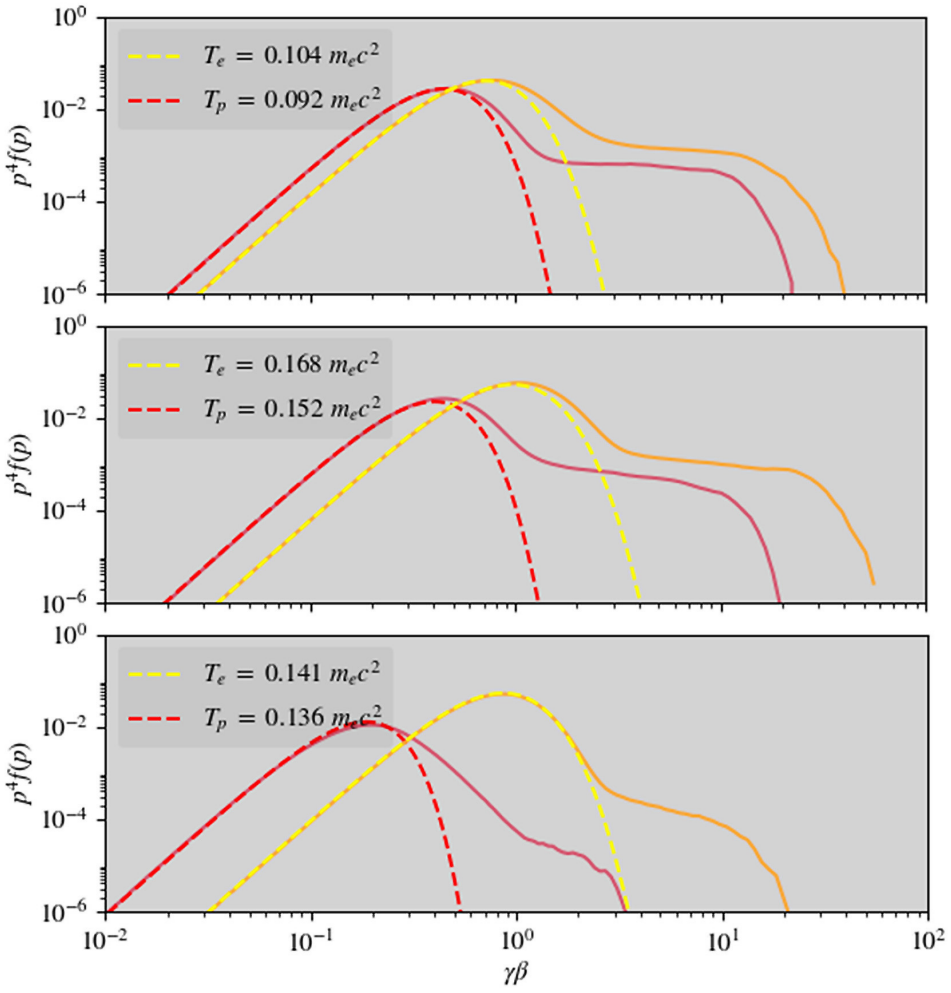


图3：模拟运行1–3中的质子和电子谱（质量比分别为 $m_{\rm p}/m_{\rm e} = 2$、4、16，从上到下），来自 [24]。模拟参数为：磁化参数 $\sigma = B_0^2/(4\pi\gamma_0 m_{\rm p} n_{\rm p} c^2)$) =2.5 × 10^{-3}、2.5 × 10^{-3}、0.6 × 10^{-3}，激波速度 V/c = 0.67、0.67、0.33，以及阿尔芬马赫数M_A = 13，其中 B_0 是环境磁场，$n_{\rm p}$ 是质子数密度，$\gamma_0 = 1/\sqrt{1 - V^2/c^2}$。

κ 分布的相对论推广形式可写为

$$\frac{dN}{dp} = 4\pi p^2 f = \frac{N_0 C p^2}{m^3 c^2} \frac{1}{\left[1 + \frac{\sqrt{1+\frac{p^2}{m^2c^2}}-1}{\kappa\Theta}\right]^{\kappa+1}}, \tag{7}$$

其中，常数 C 由归一化条件 $\int_0^\infty 4\pi p^2 f dp = N_0$ 确定：

$$C^{-1} = \frac{(\pi\kappa^2\Theta^2)^{3/2}(\kappa+1)\Gamma(\kappa-2)_2F_1(-\frac{3}{2}, \kappa-2, \kappa+\frac{1}{2}, 1-\frac{2}{\kappa\Theta})}{4\pi\Gamma(\kappa+\frac{1}{2})}, \tag{8}$$

$\Gamma(x)$ 为伽马函数，$_2F_1(a, b, c, x)$ 为高斯超几何函数（见 [29]），而$\Theta = kT_\kappa/mc^2$中的 T_κ 在等离子体处于非平衡状态时并非通常意义上的热力学温度。

在 $\kappa \to \infty$的极限下，该分布变为麦克斯韦-朱特纳分布（见 [30]）

$$\frac{dN}{dp} = \frac{N_0 p^2}{m^3 c^2 \Theta K_2(1/\Theta)} e^{-\frac{\sqrt{1+\frac{p^2}{m^2c^2}}}{\Theta}}, \tag{9}$$

其中， T现在表示热力学温度， $K_2(x)$表示第二类修正贝塞尔函数。另一方面，如果 $\Theta \ll 1$ ($p \ll mc$)，我们可以得到标准的非相对论 κ分布

$$\frac{dN}{dp} = \frac{N_0 4\pi p^2}{(\pi\kappa p_\kappa^2)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} \frac{1}{\left[1+\frac{p^2}{\kappa p_\kappa^2}\right]^{\kappa+1}}, \quad p_\kappa^2 = 2mkT_\kappa \tag{10}$$

正如我们所说，对于 $\kappa \to \infty$，它趋向于麦氏分布

$$\frac{dN}{dp} = \frac{4\pi p^2 N_0}{(2\pi mkT)^{3/2}} e^{-\frac{p^2}{2mkT}}. \tag{11}$$

对于更高的动量， κ-分布实际上是幂律分布。不过请注意，非相对论和超相对论 κ-分布的幂律依赖关系不同，当 $p \to \infty$

$$\frac{dN}{dp} \propto \begin{cases} p^{-2\kappa}, & p \ll mc \\ p^{1-\kappa}, & p \gg mc. \end{cases} \tag{12}$$

这对于超相对论激波是相关的，因为其中一种成分（即电子）可能具有高度相对论性（例如活动星系核的喷流）。然而，在接下来的章节中，正如本文的大部分内容一样，我们仍将只讨论非相对论性激波，这类激波是超新星遗迹的典型特征。

4. 非线性扩散激波加速

扩散激波加速的试验粒子方法假设，宇宙射线（CR）的能量密度或压力可以忽略不计，因此 CR 的存在不会改变（Rankine-Hugoniot）跃迁条件。当情况并非如此时，我们称之为 CR 反作用和非线性扩散激波加速（例如参见 [9, 12, 31–33]）。CR 的反作用会影响激波，使得激波前方的高能粒子形成一个具有密度、压力和速度梯度的激波前驱区。不过，间断仍然存在，即所谓的子激波，其压缩比为 $R_{\rm sub}$。经修正的激波总压缩比更大 $R_{\rm tot} > R_{\rm sub}$。

另一方面，激波本身也会改变 CR 粒子，从而产生向上凹的谱。这是因为低能 CR 只会经历子激波处的跃迁，因此谱更陡；而高能粒子会在前驱区中向上游扩散得更远，并经历更大的压缩，因此谱更平坦。

在对质子和电子谱进行建模时，我们将采用Blasi的半解析模型，其详细信息见 [32, 33]（另请参阅 [12, 23, 34–39]）。Blasi的模型意味着需要求解耦合方程（这些方程由扩散-平流方程以及质量和动量守恒方程得到）：

$$\frac{1}{3}\left(\frac{1}{R_{\rm tot}} - U_p\right) p \frac{df_{\rm p}}{dp} - \left(U_p + \frac{1}{3} p \frac{dU_p}{dp}\right) = 0, \tag{13}$$

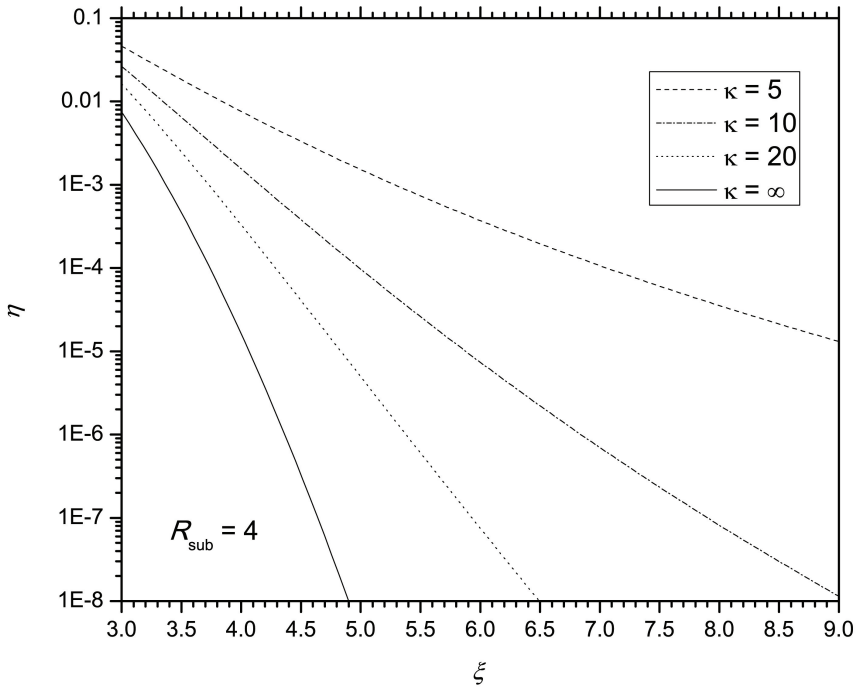


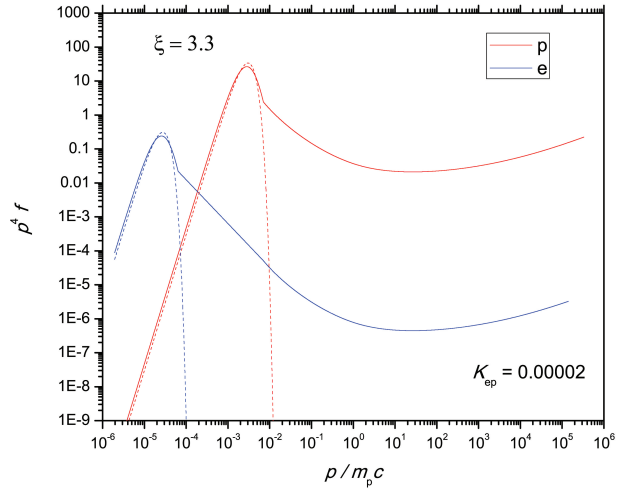
图 4： 麦氏分布和 $\kappa = 5$、10、20 情况下，加速效率随注入参数的变化，以及固定的 $R_{\rm sub} = 4$（实际上也取决于 ξ）。

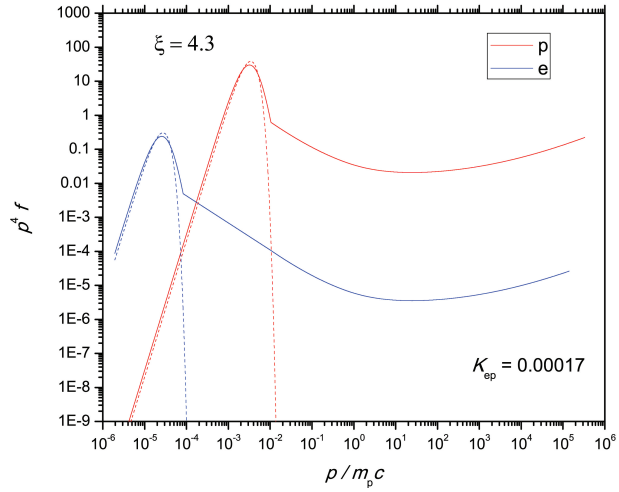
$$\frac{1}{3}\left(\frac{1}{R_{\rm tot}} - U_p\right) p \frac{df_{\rm e}}{dp} - \left(U_p + \frac{1}{3} p \frac{dU_p}{dp}\right) = 0, \tag{14}$$

$$\frac{dU_p}{dp}\left(1 - \frac{U_p^{-(\gamma+1)}}{M_0^2}\left(2 + \zeta(\gamma-1)\frac{M_0^2}{M_{\rm A}}\right) - \frac{1-\zeta}{8M_{\rm A}}\frac{U_p^2+3}{U_p^{5/2}}\right) = \frac{p^4 f_{\rm p}}{\sqrt{1+p^2}} + \frac{p^4 f_{\rm e}}{\sqrt{(m_{\rm e}/m_{\rm p})^2 + p^2}}, \tag{15}$$

其中，p 的单位为$m_{\rm p}c$，分布函数 f 以某些任意单位给出，M_0 为马赫数，M_A 为阿尔芬马赫数，ζ为阿尔芬加热参数，γ为绝热指数，$U_p = u_p/V$为前驱区中的无量纲平均速度。该设置与 [23] 中的类似，并假设在子激波$T_{2,\rm p} = T_2'$之前存在恒定的电子加热，p– ΔE, $T_{2,\rm e} = T_{2,\rm e}' + \Delta E$，其中 $\Delta E \approx 0$为 .3 keV [40, 41]，温度 T_2' 由跃迁条件获得。无论如何，都必须给出注入参数 $\xi = p_{\rm inj}/p_{\rm th}$（$p_{\rm th} = \sqrt{2 m_{\rm p,e} k T_{\rm p,e}}$），并假设其对于质子和电子具有相同的值。通过将非热幂律与麦氏分布相匹配，Blasi 等人 [35] 将注入参数 ξ 与注入效率 $\eta = N_{CR}/n$联系起来，其中 n 为粒子数密度，

$$\eta = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}(R_{\rm sub} - 1)\xi^3 e^{-\xi^2}. \tag{16}$$





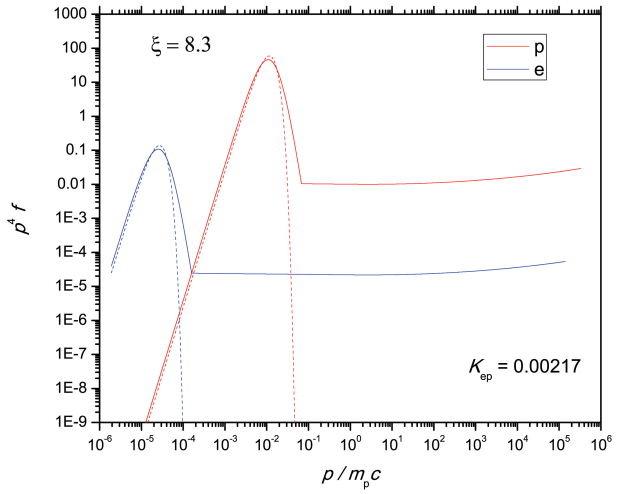


图 5： 从上到下依次为注入参数为 ξ = 3.3、4.3 和 8.3 时的质子和电子能谱，均对应 κ = 5。实线表示在 $p_{\rm inj}$ 处衔接的准热 κ 分布和非热分布。虚线表示温度与下游相同的麦氏分布。

在当前模型中 [42], 我们将幂律分布与 κ 分布相匹配（$p_\kappa^2 = {}^{\kappa-3}/_{\kappa}\, {}^{2} p_{\rm th}^2$），因此

$$\frac{\eta}{1-\eta} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}(R_{\rm sub}-1)\frac{\Gamma(\kappa+1)}{(\kappa-\frac{3}{2})^{3/2}\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})}\frac{\xi^3}{\left[1+\frac{\xi^2}{\kappa-\frac{3}{2}}\right]^{\kappa+1}} \cdot \cdot \left[1-\frac{4}{\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma(\kappa+1)}{(\kappa-\frac{3}{2})^{1/2-\kappa}(2\kappa-1)\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})}\xi^{1-2\kappa}\right], \tag{17}$$

i.e.

$$\eta \approx \frac{4}{3\sqrt{\pi}}(R_{\rm sub}-1)\frac{\Gamma(\kappa+1)}{(\kappa-\frac{3}{2})^{3/2}\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})}\frac{\xi^3}{\left[1+\frac{\xi^2}{\kappa-\frac{3}{2}}\right]^{\kappa+1}}. \tag{18}$$

最后一个方程通常给出的效率高于情形 $\kappa \to \infty$（见图 4）。

图 5 展示了三种情形的结果：$\xi = 3.3$ 和 $\xi = 4.3$，如 [23, 43], 中所示，此外还有$\xi = 8.3$（均为 $\kappa = 5$）。所有情形的其他参数均相同：激波速度为 $V = 5000$km/s，环境密度为 $n_{\rm H} \sim 0.1$ cm^{-3}，温度为 $T_0 = 100000$ K，磁场为 $B_0 = 5.3775\mu$Ga，马赫数和阿尔芬马赫数为 $M_0 = M_A = 135$，阿尔芬加热参数为 $\zeta = 0.5$。图中显示了准热 κ分布和非热分布，两者在 $p_{\rm inj}$ 处衔接（实线），以及具有相同下游温度的麦氏分布（虚线）。对于情形 ξ= 3.3，子激波压缩比和总压缩比分别为 $R_{\rm sub} = 2.31$、$R_{\rm tot} = 10.79$，加速效率为 η =0.012，高能区电子与质子之比为 $K_{\rm ep} = 0.00002$；而对于 $\xi = 4.3$，这些数值分别为 $R_{\rm sub} = 2.67$、$R_{\rm tot}$ = 10.75、$\eta = 0.0026$ 和 $K_{\rm ep} = 0.00017$。对于情形 $\xi = 8.3$，子激波压缩比和总压缩比分别为 $R_{\rm sub} = 3.96$、$R_{\rm tot} = 4.91$，$\eta = 0.00003$，$K_{\rm ep} = 0.00217$。

我们可以看到，与采用真实 $\xi \sim 3$。5 – 4 的麦氏分布匹配情形不同，要达到这里的试验粒子情形，ξ必须大得多，而且前两种情形仍表现出强烈改造激波的特征。原则上，可以引入一个修正的注入参数 $\xi' = F(\kappa)\xi$，其中 $F(\kappa)$ 是一个经过选择的函数，使得 ξ' 的取值更接近原始 Blasi 注入参数的取值，但加速效率仍取决于两个参数 ξ' 和指数 κ。

5. 结论之外

本文简要概述了试验粒子理论和非线性扩散激波加速理论，以及由此产生的非热粒子谱和超热粒子谱。我们认为，激波处的低能谱，即紧邻下游处的低能谱，可以用单一的准热分布—— κ 分布来表示；这种分布在非平衡空间等离子体中十分常见。这对于宇宙射线天体物理学中的许多“实际”应用可能极为重要，例如对天体物理源（如 SNR）的伽马射线或同步辐射射电发射进行建模。沿下游更远处，指数 κ 增大，低能谱趋于麦氏分布[15]。另一方面，[44] 在混合模拟中发现了激波改造的证据，这归因于下游存在所谓的后游粒子；这一现象对非热谱有重要影响，值得进一步研究。

所提出的模型可以而且应该进一步改进，例如，在电子的情形下纳入同步辐射损失 [45, 46]。然而，更重要的是要解决以下问题：

自由参数，例如 ζ 和 η。关于前者，我们不仅应考虑共振 [47],，还应考虑非共振磁场放大 [11], ；关于后者，我们需要弄清楚：a ）质子和电子的注入效率，b ）下游电子与质子的温度比，以及 c）高能区宇宙射线电子与质子的比率，分别如何随激波速度（即马赫数）变化。希望 PIC 模拟能够为这些问题提供答案。

致谢。 作者感谢塞尔维亚共和国科学、技术发展与创新部通过合同编号 451-03-47/2023-01/200104 提供的资助，以及塞尔维亚科学院与艺术院和保加利亚科学院联合项目的支持。该项目旨在探测银河系及河外超新星遗迹和电离氢区。

参考文献

[1] Longair, M. S., 2006, 《宇宙世纪——天体物理学与宇宙学史》, 剑桥：剑桥大学出版社，英国[2] Longair, M. S., 2011, 《高能天体物理学——第三版》, 剑桥：剑桥大学出版社，英国[3] Morlino, G., 2016, 超新星产生的高能宇宙线，载于《超新星手册》, 编者：Athem W. Alsabti 和 Paul Murdin，施普林格国际出版公司[4] Fermi, E., 1949, Phys. Rev., 75, 1169[5] Axford, W. I., Leer, E., Skadron, G., 1977，第15届国际宇宙线会议论文集，11, 132[6] Krymsky, G. F., 1977，Dok. Acad. Nauk. USSR, 234, 1306[7] Bell, A. R., 1978a，Mon. Not. R. Astron. Soc., 182, 147[8] Blandford, R. D., Ostriker, J. P., 1978，Astrophys. J., 221, L29[9] Drury, L'O. C., 1983，Rep. Prog. Phys., 46, 973 [10] Blandford, R. D., Eichler, D., 1987，Phys. Rep., 154, 1[11] Bell, A. R., 2004, Mon. Not. R. Astron. Soc., 353, 550[12] Amato, E., Blasi, P., 2005，Mon. Not. R. Astron. Soc., 364, 76[13] Arbutina, B., 2017，Publ. Astron. Obs. Belgrade, 97, 1[14] Gaisser, T. K., 2012，Astropart. Phys., 35, 801[15] Arbutina, B., Zeković, V., 2021, Journal of High Energy Astrophysics, 32, 65

[16] Vietri, M., 2008，《高能天体物理学基础》，芝加哥大学出版社，芝加哥，美国[17] Blasi, P., 2012，粒子加速，费米暑期学校，2012年5月29日至6月8日，美国特拉华州刘易斯[18] Caprioli, D., Spitkovsky, A., 2014a，Astrophys. J., 783, 91[19] Caprioli, D., Spitkovsky, A., 2014b，Astrophys. J., 794, 46[20] Caprioli, D., Spitkovsky, A., 2014c, Astrophys. J., 794, 47[21] Park, J., Caprioli, D., Spitkovsky, A., 2015，Phys. Rev. Lett., 114, 085003[22] Guo, F., Giacalone, F., 2015，Astrophys. J., 802, 97[23] Arbutina, B., Zeković, V., 2021，Astropart. Phys., 127, 102546[24] Arbutina, B., Zeković, V., 2019，载于《超新星遗迹II——恒星消亡后的太空奥德赛》，2019年6月3日至8日，希腊克里特岛哈尼亚[25] Caprioli, D., Pop, A.-R., Spitkovsky, A., 2015, Astrophys. J. Lett., 798, L28[26] Arbutina, B., Zeković, V., 2020，载于《Xth 塞尔维亚–保加利亚天文学会议》，2020年9月25日至29日，塞尔维亚索科邦尼亚[27] Livadiotis, G., McComas, D.J., 2011，Astrophys. J., 741, 88[28] Livadiotis G., 2017，Journal of Physics: Conf. Ser., 900, 012014[29] Abramowitz, M., Stegun, I. A., 1972，《数学函数手册》，Dover Publications，纽约，美国[30] Synge, J. L., 1957，《相对论气体》，North-Holland，阿姆斯特丹，荷兰[31] Malkov, M. A., Drury, L'O. C., 2001，Rep. Prog. Phys., 64, 429[32] Blasi, P., 2002，Nucl. Phys. B Proc.Suppl, 110, 475[33] Blasi, P., 2002，Astropart. Phys., 16, 429[34] Blasi, P., 2004，Astropart. Phys., 21, 45[35] Blasi, P., Gabici, S., Vannoni, G., 2005，Mon. Not. R. Astron. Soc., 361, 907[36] Blasi, P., Amato, E., Caprioli, D., 2007，Mon. Not. R. Astron. Soc. 375, 1471[37] Ferrand, G., 2010，Blasi的非线性扩散激波加速半解析动力学模型，个人笔记[38] Pavlović, M. Z., 2018，利用流体动力学模拟和非线性扩散激波加速对超新星遗迹射电演化进行建模，博士论文，贝尔格莱德大学

[39] Urošević, D., Arbutina, B., Onić, D., 2019,天体物理与空间科学, **364**, 185[40] Ghavamian, P., Laming, J. M., Rakowski, C. E., 2007,天体物理学杂志, **654**, L69[41] Ghavamian, P., Schwartz, S. J., Mitchell, J., Masters, A., Laming, J. M., 2013, 空间科学评论, **178**, 633[42] Arbutina, B., 2022，载于《纪念第谷新星爆发450周年：超新星遗迹物理》，欧洲天文学会年会，2022年6月27日至7月1日，西班牙瓦伦西亚[43] Caprioli, D., Amato, E., Blasi, P., 2010,天体粒子物理学, **33**, 307[44] Caprioli, D., Haggerty, C.C., Blasi, P., 2020,天体物理学杂志, **905**, 2[45] Blasi, P., 2010, 皇家天文学会月刊. **402**, 2807[46] Diesing, R., Caprioli, D., 2019,物理评论快报, **123**, 071101[47] Caprioli, D., Blasi, P., Amato, E., Vietri, M., 2009,皇家天文学会月刊. **395**, 895