

宇宙线的超新星遗迹起源*

张轶然^{1,2†} 刘四明^{1,2‡}

(1 中国科学院紫金山天文台 中国科学院暗物质和空间天文重点实验室 南京 210033)

(2 中国科学技术大学天文与空间科学学院 合肥 230026)

摘要 宇宙线的起源是高能天体物理的核心问题之一. 一直以来, 超新星爆发被认为是能谱膝区以下宇宙线的主要来源. 多波段观测表明, 超新星遗迹有能力加速带电粒子至亚PeV (10^{15} eV)能量. 扩散激波加速被认为是最有效的天体高能粒子加速机制之一, 而超新星遗迹的大尺度激波正好为这一机制提供平台. 近年来, 一系列较高精度的地面和空间实验极大地推动了对宇宙线以及超新星遗迹的研究. 新的观测事实挑战着传统的扩散激波加速模型以及其在银河系宇宙线超新星遗迹起源学说上的应用, 深化了人们对宇宙高能现象的认识. 结合超新星遗迹辐射能谱的时间演化特性, 构建的时间依赖的超新星遗迹粒子加速模型, 不仅能够解释200 GV附近宇宙线的能谱反常, 还自然地形成能谱膝区, 甚至可以将超新星遗迹粒子加速对宇宙线能谱的贡献延伸至踝区. 该模型预期超新星遗迹中粒子的输运行为表现为湍流扩散, 这需要未来的观测以及与粒子输运相关的等离子体数值模拟工作来进一步验证.

关键词 宇宙线, 星际介质: 超新星遗迹, 粒子加速, 激波

中图分类号: P172; **文献标识码:** A

1 引言

1912年, Victor F. Hess携带3台静电计乘坐气球飞行至海拔5300 m的高空, 他测量到大气电离率随海拔上升而增加, 从而在人类历史上首次认证了宇宙线的存在^[1]. 在一个世纪以来人们对宇宙线的不懈研究中, 大量而细致的实验和观测揭示了宇宙线的重要性质, 这些性质携带着有关宇宙奥秘的宝贵信息. 我们现在知道, 在地球附近宇宙线主要是带电的相对论性高能粒子, 其中约99%是原子核, 其余的为电子, 而这些原子核由约90%的质子, 约9%的氦核以及约1%比氢氦更重的原子核构成. 这些粒子的运动方向高度各向同性, 其各向异性的量级仅有1‰ (对于能量小于PeV的粒子, 如图1左)^[2]. 人们还测量了宇宙线流量随粒子能量的变化, 发现在GeV–PeV能段大致为谱指数为2.7的幂律分布, 在PeV附近能谱拐折变软以至于PeV–EeV的谱指数约为3.1, 在EeV (10^{18} eV)附

2019-03-21收到原稿

*国家自然科学基金项目(U1738122、U1931204、11761131007), 国家重点研发计划(2018YFA0404203), 中国科学院国际合作重点项目(114332KYSB20170008)资助

[†]zhangyr@pmo.ac.cn

[‡]liusm@pmo.ac.cn

近能谱又显著变硬, 随后在50 EeV附近截断. 如图1右所示, 在对数空间宇宙线能谱呈现人类腿部的形状, 于是人们形象地称PeV能量为宇宙线的“膝”, EeV能量为“踝”. 迄今为止, 人类探测到的宇宙线能量最高可达约300 EeV, 这意味着一个微观粒子具有50 J的宏观能量^[3], 这比人类建造的最大的加速器所能产生的最高粒子能量还要高7个量级以上!

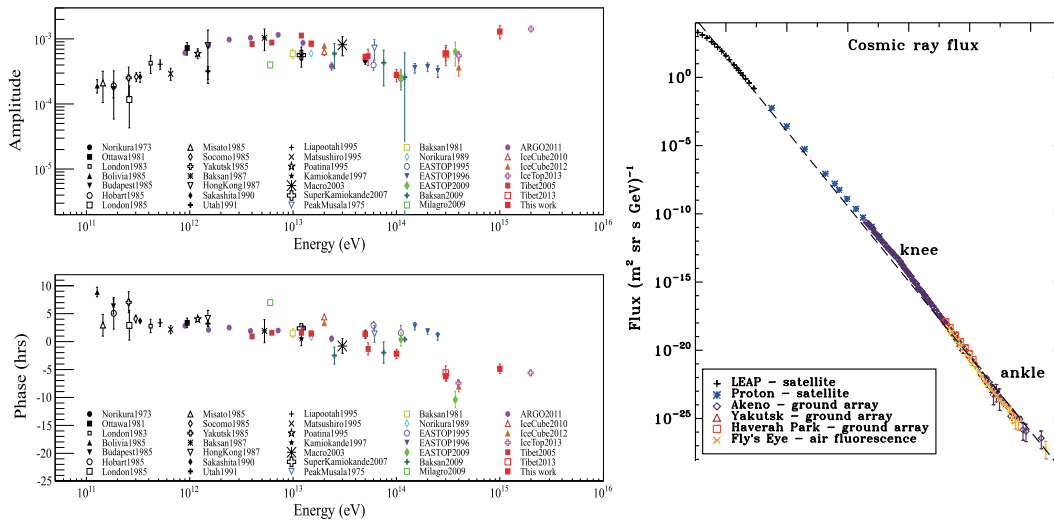


图 1 左: 地下 μ 介子观测以及大气簇射阵列实验中测量的宇宙线偶极各向异性幅度(上)和相位(下)^[2]. 右: 众多实验观测到的近地宇宙线能谱, 虚线对应于谱指数为2.75的幂律分布^[4].

Fig. 1 Left: Amplitude (top) and phase (bottom) of the cosmic-ray dipole anisotropy from the underground muon observations and air shower array experiments^[2]. Right: Cosmic ray spectrum measured by various experiments, and the dashed line shows a power-law with an index of 2.75^[4].

针对这么高的能量, 人们不禁要问, 宇宙线从哪里来? 背景中的低能粒子是如何被加速到高能? 考虑到宇宙线的流量很高, 1934年Walter Baade和Fritz Zwicky首次提出超新星爆发可能是银河系宇宙线的主要来源^[5]. 现在我们知道, 超新星爆发产生激波的总动能约为 10^{51} erg, 超新星爆发率为 $0.02-0.03 \text{ yr}^{-1}$; GeV宇宙线的银河系逃逸时标为15 Myr, 能量密度为 $1.8 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$. 如果超新星激波可以将10%–20%的动能转化成相对论原子核的能量, 超新星爆发就能够提供宇宙线的总能量密度^[4]. 这就是所谓的银河系宇宙线的超新星遗迹起源学说. 但是, 人们仍然不清楚超新星遗迹激波是如何把背景中的粒子加速到相对论能量的. 1949年, Fermi提出宇宙线的加速可能来自于带电粒子与运动“磁云”的相互作用^[6]. 他指出, 平均而言带电粒子和磁云的每次顶头碰撞可以使得粒子获得正比于它自身能量的能量增加, 这就是所谓的Fermi加速机制. 考虑到粒子和磁云相互作用的随机性, 顶头碰撞的概率一般大于使粒子损失能量的追尾碰撞的概率, 从而导致2阶Fermi加速, 并且高能原子核和背景原子核散射造成的能量损失率也正比于粒子的能量, 就可以产生一个幂律的能谱分布. 当前的研究表明, 虽然这一机制对宇宙线能谱演化有贡献, 但是不太可能主导宇宙线的产生. 后来, 人们把Fermi加速机制应用到粒子在激波面附近和冻结在背景等离子体中湍动磁场的相互作用, 并发展出了“扩散激波加速”模型^[7-13]. 该模型被广泛应用于解释诸多高能天体中的粒子非热分布现象, 特

别是超新星遗迹产生的大尺度激波能够通过扩散激波加速机制有效地加速粒子至很高的能量. 大量多波段观测亦表明, 超新星遗迹有能力加速粒子至亚PeV能量. 于是, 当前主流的宇宙线起源模型指出, 膝区以下的宇宙线来自于银河系超新星遗迹的扩散激波加速, 而踝区以上的宇宙线来自于银河系外. 至于膝区至踝区之间能段的宇宙线, 一般公认它们来自于银河系内, 但对其究竟是被何种天体如何加速的尚未达成广泛共识. 尽管至今还没有观测证据显示超新星遗迹激波有能力加速如此高能的超PeV粒子^[4], 理论上超新星遗迹激波加速粒子的最高能量尚无定论^[14], 膝区至踝区之间的宇宙线也有可能由超新星遗迹激波加速主导.

近年来, 以 α 磁谱仪02 (AMS-02)^[15-18], 暗物质粒子探测卫星(DAMPE)^[19]等为代表的一系列具有较高精度的宇宙线实验将膝区以下宇宙线的研究推向新的高潮, 新的观测特征挑战着简单的超新星遗迹激波粒子加速模型. 最显著的例子是200 GV以上所有粒子谱轻微地变硬以及45 GV以上的质子刚度谱稍软于其他原初原子核的刚度谱^[15-16, 18]. 这两种刚度谱的“反常”精细结构和简单的超新星遗迹激波稳态粒子加速以及宇宙线在银河系扩散传播模型的理论预期相矛盾(参见第2节), 这些模型通常预言数十GV以上膝区以下的(原初)原子核刚度谱为谱指数不依赖于粒子种类的单幂律. 为了解释这些反常现象, Malkov等人指出, 强激波的质子注入率比较低, 其加速的高能质子相对较少, 因而超新星遗迹激波加速的质子谱总体而言比其他原子核的谱更软^[20]. Tomassetti把200 GV附近的能谱拐折归因于宇宙线扩散系数在银河系中的不均匀性^[21]. 他还构造了一个含低能和高能两个单幂律分量的简单宇宙线源模型来解释能谱的反常精细结构^[22]. Blasi等人把200 GV附近的能谱拐折归因于低能宇宙线在传播过程中和自身产生的等离子体波的强散射^[23]. 另外还有一些其他模型, 总体而言它们和银河系宇宙线的超新星遗迹起源学说并不矛盾.

上述的这些修正模型都基于被研究能段的粒子加速过程达到稳态, 或者说加速时标远小于超新星遗迹演化时标的假设. 我们知道, 加速时标一般正相关于粒子能量, 所以稳态假设有可能不适用于较高能粒子. 人们不考虑时间依赖的粒子加速, 原因之一是认为扩散系数较强地依赖于粒子能量(例如, 对于极端相对论粒子, Bohm扩散 $\propto E$, Iroshnikov-Kraichnan扩散 $\propto E^{1/2}$, Kolmogorov扩散 $\propto E^{1/3}$, 其中 E 是粒子能量), 这时可以合理地将激波加速谱对稳态幂律的偏离理解为快速高能截断. 然而, Bykov, Toptygin等人指出, 强激波下游湍流中粒子扩散可能由不依赖于粒子能量的“湍流扩散”主导^[24-26]. 若扩散系数不依赖或弱依赖于粒子能量, 则加速谱对稳态的偏离有可能不表现为快速高能截断, 随粒子能量增加被加速粒子的能谱可以较缓慢地变软. 结合超新星遗迹 γ 射线辐射能谱的时间演化特性, 基于湍流扩散假设, 我们最近提出时间依赖的超新星遗迹粒子加速模型^[27]. 该模型认为, 200 GV以下宇宙线流量主要由同分子云相互作用的年老超新星遗迹贡献, 而200 GV以上的高能成分主要由处于Sedov-Taylor阶段的年轻超新星遗迹贡献. 该模型不仅能够拟合宇宙线的反常分布, 还自然地构造出能谱的膝区. 超新星遗迹射电能谱随着超新星遗迹年龄的增加而变硬的观测事实也暗示着超新星遗迹激波的粒子加速效率在逐渐增加, 并且10%以上的激波能量转换效率完全有可能在年老遗迹中实现^[28]. 结合Hillas模型^[14, 29], 我们还尝试利用上述模型在PeV以上的缓慢截断的能谱取代Hillas模型的“B分量”, 从而将超新星遗迹粒子加速对宇宙线流量的

贡献延伸至踝区. 这些工作将在本文第3节中详细介绍.

本文的大纲如下. 第2节中, 结合经典的扩散激波加速稳态理论, 我们简要介绍通常的银河系宇宙线超新星遗迹起源模型; 第3节中, 联系最近观测上发现的宇宙线能谱反常以及超新星遗迹辐射能谱的时间演化特性, 我们介绍时间依赖的超新星遗迹粒子加速模型, 并尝试利用缓慢截断拟合膝区以上的宇宙线能谱; 第4节中, 我们给出简单的总结.

2 经典的银河系宇宙线超新星遗迹起源模型

首先我们注意到, 观测到的宇宙线的角分布几乎是各向同性的^[30]. 另一方面, 在通常的天体等离子体中, 改变带电粒子运动方向的磁场Lorentz力比改变粒子能量的电场Lorentz力要强很多, 理论上我们也预期带电粒子的分布近似各向同性. 粒子分布严重偏离各向同性的等离子体中也会有各种等离子体不稳定性, 它们将导致粒子分布向各向同性演化. 所以在研究粒子加速问题时, 我们可以假设在和背景等离子体共动的参考系中, 宇宙线的分布近似各向同性.

需要指出的是, 天体等离子体通常处于湍动的状态, 相应的电磁场变化也很复杂. 高能粒子在这样的等离子体中运动时, 人们通常用扩散近似来定量描述粒子分布的演化, 相应的高能粒子运动的平均自由程要比粒子的回旋半径长. 而我们上面说的宇宙线各向同性假设成立的前提是宇宙线要在背景等离子体中被充分散射, 相应的流体元尺度必须远大于粒子的平均自由程. 对于能量很高的宇宙线, 其平均自由程可以达到宏观尺度, 那么在更小尺度的流体共动参考系中的测量者或者观测者(地球)相对于等离子体有运动时, 宇宙线将存在一个由于小尺度流体元相对于大尺度背景运动而产生的量级在 \mathbf{u}/c 的偶极各向异性(Compton-Getting效应^[31]), 这里 \mathbf{u} 是小尺度流体元或观测者相对于大尺度流体共动参考系的运动速度, c 是光速, 即宇宙线的速度. 另一方面, 从流体力学对流体元的定义可以发现, 只要背景等离子体中存在带剪切的速度场, 相应的粘滞过程意味着背景粒子的分布就不可能是严格各向同性的. 类似的结论对宇宙线也成立, 如果宇宙线的空间分布存在不均匀性, 在扩散近似下将存在一个幅度和宇宙线梯度成正比的偶极各向异性 $\sim \kappa^{ij} \partial_j \ln f/c$ ^[32], 其中 κ^{ij} 是粒子扩散张量的分量, ∂_j 代表对空间坐标 x^j 求偏导数, f 是流体共动参考系中粒子相空间分布函数的各向同性部分.

2.1 扩散激波加速的概率模型

基于Fermi加速机制, 当高能粒子和大质量磁云顶头碰撞时粒子将获得能量, 追尾碰撞时粒子将损失能量. 在磁流体力学的框架下, 结合前面提到的宇宙线在流体共动参考系内近似各向同性的假设^[13], 这一机制表现为高能粒子在背景流体的压缩区域被散射时会获得能量, 反之在膨胀区域被散射时会损失能量. 如果粒子能够不断地穿行于流体中的某些压缩区域, 就有可能实现持续的粒子加速, 例如扩散激波的情形. 基于此, Bell^[9], Peacock^[11]和Michel^[12]等人从概率的角度上诠释了扩散激波是如何产生幂律粒子能谱的.

考虑由激波上游向下游运动的某粒子, 其运动方向与流速夹角的余弦为 μ_1 , 且它在上游流体共动系中动量大小为 p , 速度大小为 v . 以下标1和2分别表示激波的上游和下游,

若 $v \gg u$ 则该粒子在激波参考系(激波位置不变的参考系)中动量大小为

$$p \left[1 + \mu_1 \frac{u_1}{v} + O\left(\frac{u_1}{v}\right)^2 \right]. \quad (1)$$

根据假设, 粒子被激波处的无规磁场随机地弹性散射后以 μ_2 进入下游, 其动量大小在激波参考系中保持不变, 于是在下游流体共动系中动量大小为

$$p \left[1 + \mu_1 \frac{u_1}{v} - \mu_2 \frac{u_2}{v} + O\left(\frac{u}{v}\right)^2 \right]. \quad (2)$$

上述过程发生的概率应当正比于 $\mu_1 \mu_2 H(\mu_1) H(\mu_2)$, 其中 H 表示 Heaviside 阶跃函数. 因此, 粒子在每穿越激波从上游进入下游的过程中动量大小的平均改变量为

$$\Delta p \approx \frac{p \int_0^1 \int_0^1 (u_1 \mu_1 - u_2 \mu_2) \mu_1 \mu_2 d\mu_1 d\mu_2}{v \int_0^1 \int_0^1 \mu_1 \mu_2 d\mu_1 d\mu_2} = \frac{2p}{3} \frac{u_1 - u_2}{v} > 0. \quad (3)$$

对于从下游返回上游的粒子, 计算时下标 1 和 2 互换, 而积分区间都变为 $(-1, 0)$, 所以结果还是 (3) 式. 我们发现, 极端相对论粒子每次与激波相互作用后动量的平均增量正比于散射元(激波)速度和粒子速度之比的一次方, 因此这是一种(一阶) Fermi 机制.

如果假设粒子在平面激波的均匀上下游内各向同性地扩散, 且没有能量的得失, 那么稳态对流扩散平衡导致的净粒子流量在上游为零, 在下游为 $f_2 \mathbf{u}_2$, 因为下游粒子的空间分布 f_2 是均匀的. 由于 f_2 在流体共动系内各向同性, 从上游进入下游的平均粒子流量为

$$\int_0^1 \frac{f_2}{2} [v \mu_2 + O(u)] d\mu_2 = \frac{f_2}{2} \left[\frac{v}{2} + O(u) \right]. \quad (4)$$

于是, 粒子远离激波面从下游逃逸的概率是上述的下游净流与入流之比, 从而返回上游的概率可写为

$$\Delta P \approx 1 - 4 \frac{u_2}{v}. \quad (5)$$

由于 $u \ll v$, 绝大多数高能粒子都有机会从下游返回上游途经激波被加速.

现在, 我们已经可以估计粒子的分布函数了. (3) 式表明, 初始动量为 p_0 的粒子往返穿越激波 n 次后平均动量的对数为

$$\ln p_n = \ln \left(p_0 + 2 \sum_{i=0}^{n-1} \Delta p_i \right) \approx \ln p_0 + \frac{4}{3} \sum_{i=0}^{n-1} \frac{u_1 - u_2}{v_i}. \quad (6)$$

根据 (5) 式, 上述过程发生概率的对数为

$$\ln P_n = \sum_{i=0}^{n-1} \ln \Delta P_i \approx -4 \sum_{i=0}^{n-1} \frac{u_2}{v_i}. \quad (7)$$

将 (6) 式代入 (7) 式可以消去对 $1/v_i$ 的求和, 从而粒子动量达到 p 的概率为

$$P = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{3u_2}{u_2 - u_1}}. \quad (8)$$

若初态粒子都具有动量 p_0 且以恒定流 Q 注入系统, 则

$$f_2 = -\frac{H(p-p_0)}{4\pi p^2} \frac{\partial PQ}{\partial p} \frac{1}{u_2} = \frac{3QH(p-p_0)}{4\pi p_0^3(u_1-u_2)} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{3u_1}{u_2-u_1}}. \quad (9)$$

也就是说, 我们得到了动量空间中幂律的加速粒子分布, 其谱指数是 $3u_1/(u_1-u_2)$.

2.2 输运方程的稳态解

在第2.1节中我们简要地展示了扩散激波形成幂律粒子能谱的概率模型, 这种推导虽然被认为是更加接近Fermi加速机制的“物理本质”, 但因考虑的情况比较特殊不便于处理比较复杂的情形. 1965年, Parker唯象地提出了一种专门描述角分布各向同性粒子在宏观流体中输运行为的动理学方程^[33], 使得人们能够通过直接求解输运方程得到扩散激波加速的粒子分布. Parker方程是对于高能粒子 $v \gg u$ 而言的, 可以写为^[13]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla f - \frac{p}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\kappa^{ij} \frac{\partial f}{\partial x^j} \right) + S, \quad (10)$$

其中 t 是时间, x^i 是空间位矢的 i 分量, S 是一些修正项(例如, 描述粒子冷却的能损项, 描述2阶Fermi效应的动量空间扩散项, 描述初态粒子进入系统的注入项, 等等). 该方程等式左方描述在远大于平均自由程的尺度上测试粒子随动于流场 \mathbf{u} (第2项), 且其能量绝热地变化(第3项). 等式右方对应于粒子的扩散. 得到等式左方最简单直观的方法是利用“形式上”的Liouville定理, 即要求流体尺度(即关于流速)的相空间守恒式等于相空间密度 f 的随动导数, 亦即

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}f) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 \dot{p}f) = \frac{df}{dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla f + \dot{p} \frac{\partial f}{\partial p}. \quad (11)$$

由此可以证明对于各向同性的粒子分布, 不考虑辐射能损时(Hamilton系统) $\dot{p} = -p \nabla \cdot \mathbf{u}/3$. 这一绝热过程的能量变化率也可以通过Lorentz力公式结合磁流体力学的Ohm定律直接得到. 更加完备的涵盖扩散近似的推导一般基于Boltzmann方程, 需要合理引入详尽的流体对粒子的散射项^[34], 或者考虑一般惯性系对流体共动系的参考系变换^[35]. 总之, 一旦知道了由微观相互作用决定的粒子扩散行为, 我们就可以确定给定宏观流场中粒子的输运行为.

(10)式表明, 当 $\nabla \cdot \mathbf{u} < 0$, 即流体压缩时, 粒子能量增加在加速, 反之在减速. 对于激波处, $\nabla \cdot \mathbf{u} < 0$ 总是满足的, 因此在等式右方扩散项的驱动下粒子可以反复经过激波, 从而粒子加速有可能持续地进行下去. 如果没有扩散项, 粒子将通过绝热过程和背景相互作用, 不可能达到非常高的能量. 若扩散系数各向同性, 且测试粒子以相同的能量于上下游均匀的一维平面激波处恒定注入, 定解条件取为零初始条件以及自然边界条件(即 f 非负连续有界, 且在激波上游无穷远为零), 则(10)式在下游的稳态解就是(9)式^[10, 13]. 对于激波上游, 如果我们考虑逃逸边界条件, 则激波面在 $x=0$ 处的平面激波加速的稳态问题可描述为

$$u \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{p}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial f}{\partial x} \right) + S, \quad (12)$$

其中

$$u(x) = u_1 + (u_2 - u_1)H(x), \quad (13)$$

$$\kappa(x, p) = \kappa_1 + (\kappa_2 - \kappa_1)H(x), \quad (14)$$

$$S(x, p) = \frac{Q}{4\pi p_0^2} \delta(x) \delta(p - p_0), \quad (15)$$

δ 表示Dirac delta函数. 定解条件为

$$f|_{t=0} = 0, f_1|_{x=-L} = 0, f_1|_{x=0} = f_2|_{x=0}, f|_{p < p_0} = 0, \quad (16)$$

其中 $x = -L$ 对应于上游逃逸边界, $x < 0$ 对应于激波上游. 这里考虑到 $v \gg u$, 我们已经忽略了 f 在流体共动参考系和激波参考系之间的差异(例如, 激波处 f 连续应当是针对激波参考系而言). Drury给出了不忽略这一差异时激波加速稳态解的另一种求解方式^[13]. 逃逸边界条件意味着由于某种原因(例如, 激波具有有限尺度 L , 该尺度之外扩散近似不成立等等)粒子运动到上游距离激波面 L 以外时将离开由(12)式描述的系统. 注意到 $\partial f / \partial x|_{x=0}$ 亦是不连续的, 于是(12)–(15)式给出

$$u \frac{\partial f}{\partial x} - \kappa \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \delta(x) \left[(u_2 - u_1) \frac{p}{3} \frac{\partial f}{\partial p} + \kappa_2 \frac{\partial f_2}{\partial x} - \kappa_1 \frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{Q}{4\pi p_0^2} \delta(p - p_0) \right]. \quad (17)$$

当 $x \neq 0$ 时, 这不过是2阶常系数微分方程, 满足条件(16)式的解为

$$f = f_2 \frac{e^{\frac{u_1(x-|x|+2L)}{2\kappa_1}} - 1}{e^{\frac{u_1 L}{\kappa_1}} - 1}, \quad (18)$$

其中 $x > -L$, f_2 不依赖于 x . 该解代入(17)式, 又得到 f_2 的方程

$$(u_1 - u_2) \frac{p}{3} \frac{\partial f_2}{\partial p} + \frac{u_1 f_2}{1 - e^{-\frac{u_1 L}{\kappa_1}}} = \frac{Q}{4\pi p_0^2} \delta(p - p_0), \quad (19)$$

其解为

$$f_2 = \frac{3QH(p - p_0)}{4\pi p_0^3 (u_1 - u_2)} \exp \left[\frac{3u_1}{u_2 - u_1} \int_{p_0}^p \frac{d \ln p'}{1 - e^{-\frac{u_1 L}{\kappa_1(p')}}} \right]. \quad (20)$$

显然, 令 $L \rightarrow \infty$ 该解就回到了(9)式. 也就是说, 对于 $\kappa_1 \ll u_1 L$ 的这些扩散较弱的粒子, 下游动量分布是幂律的. 而对于 $\kappa_1 \gg u_1 L$ 的强扩散粒子, 动量分布表现为某种截断. 例如, 若取 $\kappa_1 \propto p^s \rightarrow \infty$, 其中 s 不依赖于 p , 则

$$f_2 \sim \frac{3QH(p - p_0)}{4\pi p_0^3 (u_1 - u_2)} e^{\frac{3[\kappa_1(p_0) - \kappa_1]}{sL(u_1 - u_2)}}, \quad (21)$$

即截断是指数式的. 需要指出的是, 上游逃逸边界条件意味着粒子可以从激波上游逃逸, 这就解释了为什么粒子分布和概率模型给出的结果有偏差. 另外当扩散系数不依赖于粒子动量时, 考虑上游逃逸的加速粒子能谱仍然是幂律, 只是能谱更软.

2.3 扩散系数

实空间的扩散是对由带电粒子和电磁场微观相互作用决定的粒子运动轨道统计性质的近似描述. 当存在大尺度磁场, 即粒子的回旋半径远小于磁场的相关尺度时, 扩散系数沿着大尺度磁场方向的分量比垂直于磁场方向的分量要大很多^[36]. 粒子沿着磁力线的扩散可以利用线性理论通过分析粒子和等离子体波的共振相互作用而得到^[13, 37-38]. 共振相互作用导致微扰的磁场波动最容易散射那些回旋半径 r_g 与波长相当的高能粒子, 且每经历一个回旋周期粒子引导中心的运动方向偏转一个小角. 显然, 该角的方均根值 $\varphi \sim \sqrt{kW}/B \ll 1$, 其中 $k \sim 1/r_g$ 是湍动磁场的波数, $W(k)$ 是湍动能密度的波数谱, B 是平均背景磁场的大小. 由于过程的随机性, 引导中心大幅偏离其原有运动方向所需积累的上述微扰散射的次数 $n \sim 1/\varphi^2 \gg 1$, 相应的粒子平均自由程 $\sim nr_g$, 它通常远大于粒子的回旋半径. 因此

$$\kappa \sim vnr_g \sim \frac{v}{W} \left(\frac{R}{c} \right)^2, \quad (22)$$

其中 $R = cp/q$ 是粒子刚度, q 是粒子电荷量(的绝对值). 该共振扩散系数总是大于和粒子回旋半径对应的Bohm扩散系数 $\kappa \sim vr_g$. 可见湍动串级的功率谱决定了粒子扩散对能量的依赖, 例如对于经典的Kolmogorov谱 $W \propto k^{-5/3}$, 我们有 $\kappa \propto R^{1/3}$. 垂直于磁力线的扩散通常比沿着磁力线的扩散要慢很多, 但是湍动磁力线本身的分形结构可以放大垂直方向的扩散系数^[36].

需要指出的是, 上面描述的扩散是粒子相对于背景磁场的扩散. 考虑到无碰撞等离子体的磁冻结效应, 磁场将和大尺度流体一起运动, 大尺度的湍流因此可以放大粒子的空间扩散系数. 我们称由这一放大效应主导的粒子输运为湍流扩散, 其扩散系数对粒子能量的依赖通常很弱^[24-26].

超新星遗迹激波面附近的扩散系数很难由观测直接得到. 对超新星遗迹射电辐射的偏振观测表明, 激波下游磁场特征尺度很短, 表明下游湍流很强, 高能粒子的扩散行为可能由湍流扩散主导. 另一方面, 超新星遗迹激波通常是Mach数很高的强激波, 激波下游的湍流的运动速度会远大于Alfvén速度, 我们也预期高能粒子扩散可以被湍流放大. 最近, 高能立体视野望远镜(HESS)针对RX J1713.7-3946的观测表明其 γ 射线的径向轮廓超出X射线壳层的尺度不依赖于 γ 光子的能量^[39], 该辐射先导一般被认为是由向上游扩散的高能电子同低能光子发生逆Compton散射, 或高能原子核同背景低能原子核碰撞产生 π^0 介子衰变导致的结果. 因此, HESS的观测事实意味着超新星遗迹激波上游高能粒子的扩散有可能不依赖于能量, 即也服从湍流扩散. 而由波和粒子共振相互作用驱动的扩散系数((22)式)则被广泛应用于描述宇宙线在超新星遗迹以外的银河系中的输运性质.

2.4 非线性扩散激波加速

前面的讨论没有考虑被加速粒子对背景流体场的反作用. 尽管被加速的相对论高能粒子的数目比背景粒子要少很多, 考虑到每个被加速粒子携带的平均能量很高, 它们产生的压强和能量密度在有些情况下不能忽略. 按照银河系宇宙线的超新星遗迹起源学说, 超新星遗迹激波动能转换成宇宙线能量的效率需要达到10%. 这时, 被加速粒子对背景流体场的反作用将会很重要^[28], 我们需要把(10)式与决定激波结构的磁流体方程(对

于最简单的磁场平行于流速的激波, 这就是Rankine-Hugoniot边值关系)相耦合求解, 因此这是一个非线性问题^[13].

被加速粒子产生的最显著的非线性效应之一, 就是改变激波下游整个流体系统的绝热指数. 对于给定的上游流体绝热指数和Mach数, 激波的压缩比将随着下游绝热指数 γ 的减小而增加. 例如, 对于强激波极限,

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}. \quad (23)$$

当下游流体气态从非相对论性变成相对论性时, 相应地 γ 从5/3减小到4/3, 激波压缩比从4增加到7, 因此被加速粒子动量空间谱指数可以从4变为7/2. 容易看出, 在将宇宙线适当地包含进背景流体物态方程后上述转变过程是可以自洽地求解的, 其中的关键参数是激波面附近被加速粒子的注入率. 扩散激波加速粒子注入的物理机制细节还很不确定^[40-41], 结合观测, 我们的全局自洽模型预期超新星遗迹激波的注入率随激波速度减小而减小. 但是由于低速激波下游的物态方程更容易被相对论粒子改变并且年老遗迹的空间尺度更大, 总体加速效率反而随激波减速而升高^[28]! 此外, 粒子逃逸或辐射过程导致的激波面附近流体系统的能量损失也可以通过增大压缩比使得加速谱变硬^[42-43].

扩散激波有效加速粒子的前提是高能粒子在激波面附近能够有效地被散射, 从而产生较小的扩散系数. 对于无碰撞激波的下游, 考虑到激波动能的释放, 下游电磁场的扰动应该很强, 可以有效地散射高能粒子. 但是上游流体本身携带的湍流可能不足以对高能粒子产生有效散射, 这是扩散激波粒子加速理论面临的另一个主要困难. 诸多前人的工作详细分析了被加速粒子向激波上游扩散时可能产生的磁场放大效应^[44], 该效应可以在激波上游产生小的扩散系数. 这些研究同时表明, 高能粒子向上游的扩散将导致上游流体减速从而出现所谓的“先导”(即图2左的precursor)^[45-54]. 从数学上看, 这类类似于我们熟知的耗散流体中激波存在厚度的情形, 即守恒方程包含坐标的2阶导数(即扩散项), 从而其初积分(即激波边值关系)必然包含坐标的一阶导数使得流场连续变化. 更有趣的是, 如果高能粒子的扩散系数随着粒子能量的增加而增加, 粒子在这种流场内经历稳态扩散激波加速后将出现一种在对数空间向下“凹陷”的弯曲能谱(相对于“直线”的幂律能谱, 如图2右). 这是因为越高能的粒子在上游扩散得越远从而“看到”更大的等效压缩比, 导致能谱随粒子能量增加逐渐变硬, 并向着(9)式给出的谱指数渐近(若系统中存在能够体验整个激波结构的高能粒子). 一些多波段观测也暗示超新星遗迹中有可能存在这种凹形能谱^[4].

2.5 超新星遗迹的激波

不论从理论还是观测上来看, 超新星遗迹都展现出丰富的演化特性^[4, 55]. 人们大致将超新星遗迹的演化分为自由膨胀、Sedov-Taylor以及辐射冷却这3个特征阶段. 超新星爆发所抛射的大量原恒星物质携带着 $\sim 10^{51}$ erg的总动能, 以 $\sim 10^4$ km·s⁻¹的速度向外膨胀, 在短期内稀疏的星周介质几乎不能影响这些抛射物的运动方式. 此时, 典型的局地声速仅有数km·s⁻¹, 因此会激发Mach数上千的极强前行激波. 该激波由抛射物驱动, 因而“自由膨胀”, 同时伴随有反向激波的产生, 该反向激波可以加热被抛出的原恒星物质使其产生强烈的软X射线辐射. 在抛射物和激波扫过物质的接触面上产生

的Rayleigh-Taylor不稳定性将导致抛射物和激波扫过物质的混合. 随着扫过的物质不断增加, 抛射物以及前行激波逐渐减速, 这一状态将持续数百至上千年. 当扫过的物质总质量与抛射物相当时, 前行激波将有显著减速并进入Sedov-Taylor阶段. 在之后的上万年内, 激波的特征速度是数千 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 这可以导致下游原子核温度达到上亿K, 辐射冷却仍然是不重要的, 激波几乎绝热地演化. 当激波速度低至数百 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 下游温度低至数十万K时, 辐射冷却变得不可忽视将主导激波的演化. 此时激波已经扩张到数十pc, 并同高密度分子云相互作用而进一步减速. 当激波速度减小至局地声速时, 激波将不复存在, 超新星遗迹最终融入星际介质. 通常认为, 宇宙线的总能量主要由自由膨胀以及Sedov-Taylor阶段的粒子加速贡献.

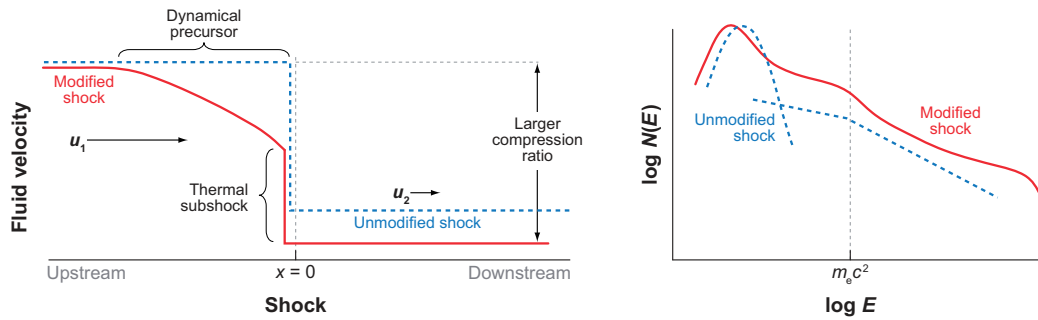


图 2 自洽的非线性扩散激波中被加速粒子对激波结构的修正(左)以及相应的粒子能谱(右)^[55]

Fig. 2 The modified shock structure by accelerated particles (left) and the corresponding particle energy spectrum (right) in a self-consistent nonlinear diffusive shock^[55]

严格来说, 超新星遗迹中根本不存在稳态平面激波, 但即使是最简单的自相似球对称激波, 寻求其扩散激波加速的解析解也是较为复杂的. 显然, 对于弱扩散粒子来说激波形态并不重要, 情况与平面激波相似. 但是球激波很难加速强扩散粒子, 因为这些粒子在上游扩散得很远以至于返回具有有限半径 L_S 下游的概率大为降低. 也就是说, 加速谱存在截断动量 p_c , 计算表明它由

$$\kappa(p_c) \sim uL_S \quad (24)$$

确定^[56]. 我们看到, 这实际上就相当于逃逸边界条件下平面激波加速稳态解(20)式给出的截断动量.

2.6 宇宙线的传播

被加速的宇宙线离开超新星遗迹后, 其在银河系中传播又将受到更大尺度星际磁场的影响. 一般认为, 这一过程也建立在带电粒子与无规磁场充分相互作用的基础上, 因此亦服从(10)式^[38]. 在最简单的传播模型中, 超新星遗迹被认为集中在厚度 $h \sim 100$ pc的银盘上, 它们产生的宇宙线向银盘两侧扩散形成尺度 $l \sim \text{kpc}$ 的银晕. 若我们采用逃逸边界条件, 则系统存在稳态. 由于 $h \ll l \ll L_G$ —银盘半径, 系统近似满足一维的注入-逃逸扩散平衡(这里“注入”指粒子脱离超新星遗迹进入大尺度星际介质)

$$S = -\frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial N}{\partial x} \right), \quad N|_{x=\pm l} = 0, \quad (25)$$

其中为了区别粒子加速过程中的物理量我们以 D 和 N 分别表示粒子在超新星遗迹以外星际介质中的扩散系数和分布函数, 银盘位于 $x = 0$. 设 S 和 D 不依赖于 x , 根据系统的对称性, 对于 $|x| > h$ 的区域显然有 $Sh|x|/x = -D\partial N/\partial x$, 满足逃逸边界条件的解为

$$N = T_e S \left(1 - \frac{|x|}{l} \right), \quad (26)$$

其中 $|x| < l$, $T_e = H_G^2/D$ 是粒子扩散逃离银河系的特征时标, $H_G = \sqrt{hl} \sim 300$ pc.

从结论上看, (26)式相当于以“ N /特征时标”代替了输运方程的扩散项. 这种处理称为漏箱近似, 可以简明扼要地给出宇宙线注入-逃逸传播形成的特征能谱. 我们看到, 扩散逃逸一般使能谱变陡. 这个结论是合理的, 因为越高能的粒子在磁场中回旋半径越大从而越容易逃离银河系. 同理, 有限边界内扩散近似的适用性随粒子能量增加而降低, 其上限由自由粒子逃逸给出. 也就是说, 对于 $D < cl \sim 10^{32} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 的粒子(26)式都是近似成立的. 对于Kolmogorov扩散, 若取 $D(\text{GV}) \sim 10^{28} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 则(26)式的适用性可以延伸到ZeV (10^{21} eV). 除了粒子注入, 其他效应诸如辐射能损, 库仑碰撞能损, 电离能损, 碎裂等也可以适当地加入(26)式(或(10)式)中的修正项 $S^{[57]}$.

碎裂(spallation)是宇宙线原子核传播中的重要物理过程, 即宇宙线原子核与星际介质的背景粒子相互作用产生次级宇宙线, 典型的次级元素有锂, 铍, 硼等. 人们习惯于将宇宙线中主要来自于粒子加速过程的称为原初宇宙线, 如电子, 氢, 氦, 碳, 氮, 氧, 氟, 镁, 硅, 铁等. 由于有些次级元素基本上只能通过碎裂形成, 它们携带着有关宇宙线传播的宝贵信息. 一般认为, 银河系内达到注入-扩散逃逸平衡的原初原子核产生次级原子核后, 次级原子核也经历类似的注入-扩散逃逸过程达到平衡. 这相当于发生了“两次传播”, 从而允许人们通过测定初级与次级原子核流量的比值来推测粒子在银河系中的扩散行为. 现有的最精确测量(AMS-02)指出, 65 GV以上硼与碳的刚度谱指数相差约1/3, 这说明粒子扩散可能满足Kolmogorov型^[17].

2.7 太阳风对宇宙线的调制

宇宙线达到地球附近需要经历的最后一道“关卡”, 是太阳风对外来粒子的阻挡. 这一过程亦可使用(10)式描述, Gleeson和Axford最先给出了相关推导^[34]. 他们同时指出, 各向同性粒子的输运近似等效于势场中的粒子输运, 因此可以引入单一参数—太阳调制势来参数化太阳风对宇宙线的调制效应.

为了得到熟知的太阳调制公式, 形式上运用Liouville定理是较为方便的, 即考虑调制后的 $N(\mathbf{r}, p) = N'(\mathbf{r}', p')$, 其中撇号表示调制前的物理量. 宇宙线流量刚度谱 $J = Nvp^2 dp/dR$ 的相应变换式为

$$J(\mathbf{r}, R) = \frac{vR^2}{v'R'^2} J'(\mathbf{r}', R'). \quad (27)$$

现在我们应用等效势近似, 即设调制后粒子动能 $E = E' - q\phi$, 亦即

$$R'^2 = R^2 + 2R\phi \frac{v}{c} + \phi^2, \quad (28)$$

其中 ϕ 是太阳调制的等效势, 在地球附近一般具有数百MV的量级, 因此调制主要影响数十GV以下的粒子. 我们强调, 尽管形式上运用了电场中带电粒子的能量公式, 调制应

当主要解释为磁场对外来粒子的散射, 或可理解为由高能粒子在膨胀的太阳风中扩散导致的能量损失, 因此不依赖于电荷的符号而对正负电荷流量都起抑制作用. 此外, 人们也能从包含扩散项的(10)式推出(27)式^[58], 虽然众所周知扩散系统物理上不满足真实的Liouville定理. 这种等效性应当归因于基于(10)式的推导引入了Compton-Getting项, 该项包含 $\nabla \partial N / \partial p$. 而不引入Compton-Getting项, 仅从球对称的对流扩散平衡出发也能得到另一种形式的调制公式, 该公式显然不包含动量导数, 但选取合适的参数亦能给出等效于(27)式的调制效果^[59].

3 时间依赖的超新星遗迹粒子加速模型

我们已经看到, 传统的超新星遗迹粒子加速模型力求在加速过程达到稳态的框架内解决问题. 对于超新星遗迹激波, 最简单的假设是它满足强激波极限 $u_1/u_2 > 4$, 于是稳态加速幂律谱(9)式必然给出发散的相对论能量密度. 为了克服这一困难, 人们合理地加速谱中引入高能截断, 例如考虑了上游粒子逃逸的(20)式. 一般认为, 超新星遗迹内电子的最大能量归因于它们在磁场中的同步辐射能损, 但是原子核的最大能量尚无定论, 因为它们的辐射功率一般远小于电子以至于观测上难以认证. 理论上常常利用粒子逃逸和超新星遗迹寿命来限制原子核的最大能量, 其中前者由(24)式确定, 后者由加速逼近稳态所需的时间等于激波寿命 T_S 给出, 而平均加速时间^[13]

$$T_a = \frac{3}{u_1 - u_2} \int_{p_0}^p \left[\frac{\kappa_1(p')}{u_1} + \frac{\kappa_2(p')}{u_2} \right] d \ln p' \sim \frac{\kappa}{u^2}, \quad (29)$$

故 $\kappa(p_c) \sim u^2 T_S$. 由于 $L_S \sim u T_S$, 粒子逃逸和激波寿命对最大能量的限制大致相同. 根据超新星遗迹的演化特性以及考虑Bohm扩散, 人们认为膝区能量的宇宙线只能由寿命小于几千年的超新星遗迹贡献^[4].

3.1 时间依赖的扩散激波加速

虽然仅通过代数的方法我们就可以估计被加速粒子的最大能量, 但是这种所谓的“最大能量”只告诉我们加速谱明显偏离幂律的位置, 与具体的截断形状毫不相关. 对于较强地依赖于粒子能量的扩散, 例如Bohm扩散 $\kappa \propto E$, (29)式(以及(21)式)说明加速谱截断的速度很快, 故可以近似地处理为指数截断 e^{-E/E_c} , 其中 E_c 是截断能量. 即使对于能量依赖稍弱的Kolmogorov扩散 $\kappa \propto E^{1/3}$, 截断速度也足够快以至于一般亦可忽略 E_c 能量以上的粒子. 但是, 对于能量依赖很弱甚至不依赖于能量的湍流扩散, T_a 随能量增加接近于按对数增长, 这时截断速度较慢从而可能无法忽略 E_c 能量以上的粒子, 换言之截断宽度太长而 E_c 误差过大.

为了直观地反映出上述现象, 我们来求解时间依赖的线性扩散激波加速, 即在(12)式中保留时间导数项 $\partial f / \partial t$ 以及在定界条件(16)式中添加初始条件 $f|_{t=0} = 0$. 简单起见, 我们不考虑逃逸边界条件, 且仍然取稳态的背景流体和注入项(13)–(15)式, 于是可以方便地应用Laplace变换导出该初值问题解的积分形式^[13]. 图3左比较了Bohm扩散 $\kappa_B = \kappa_t \rho$, Kolmogorov扩散 $\kappa_K = \kappa_t \rho^{1/3}$ 以及湍流扩散 κ_t (方便起见, 这里假定了3种扩散系数在 p_0 处相等, 且 $\kappa_1 = \kappa_2$)对时间依赖的扩散激波加速谱截断形状的影响, 其中 τ ,

ξ 和 ρ 分别是以 p_0 处的加速时标

$$T = \frac{4}{u_1 - u_2} \left[\frac{\kappa_1(p_0)}{u_1} + \frac{\kappa_2(p_0)}{u_2} \right], \quad (30)$$

T 时刻上游的扩散长度 $\sqrt{\kappa_1(p_0)T}$ 和初始动量 p_0 为单位的无量纲时间、坐标和动量. 为了比较截断形状我们应当固定最大动量 ρ_c , 因此根据(29)式需要考察的加速时间由

$$\rho_c = 1 + \frac{4}{3}\tau_B = \left(1 + \frac{4}{9}\tau_K\right)^3 = e^{\frac{4}{3}\tau_t} \quad (31)$$

确定. 图3右以Bohm扩散为例展示了随着时间的增加相空间中分布函数对扩散激波加速稳态解的逼近.

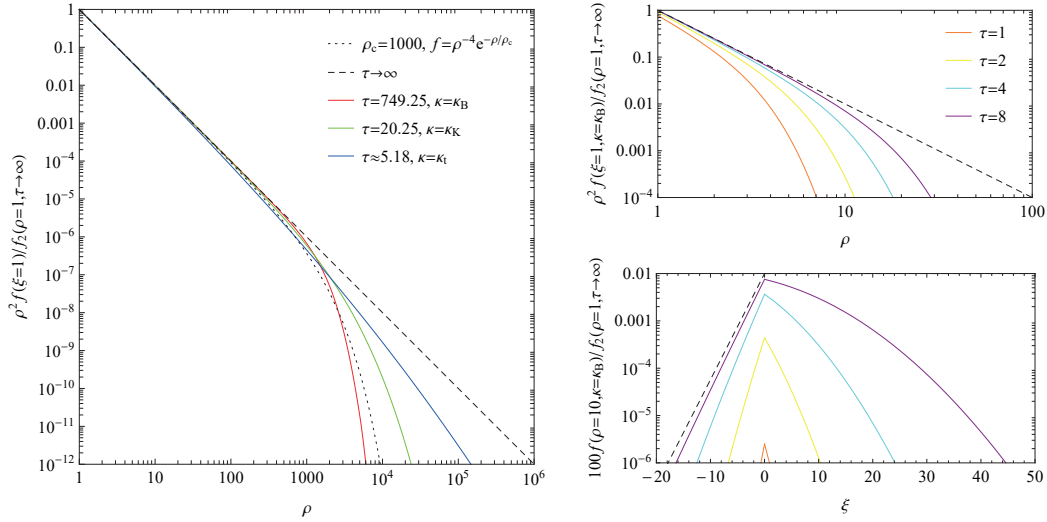


图 3 左: 指数截断以及Bohm扩散 κ_B , Kolmogorov扩散 κ_K 和湍流扩散 κ_t 下时间依赖的线性扩散激波加速谱截断形状的比较, 最大动量(31)式固定在 $\rho_c = 1000$. 右: κ_B 情形下相空间中的时间依赖解. 在左右图中我们均取 $\kappa_1 = \kappa_2$.

Fig. 3 Left: Comparison of the exponential cutoff and the cutoffs of time-dependent linear diffusive shock acceleration spectra in the case of Bohm diffusion κ_B , Kolmogorov diffusion κ_K , and turbulent diffusion κ_t , with the maximum momentum in Eq. (31) fixed to $\rho_c = 1000$. Right: The time-dependent solution in phase space for the case of κ_B . In both the left and the right panels we take $\kappa_1 = \kappa_2$.

3.2 亚膝区宇宙线能谱的形成

按照第2节所示的传统模型, 人们认为从数十GV到膝区的宇宙线大致具有单幂律且谱指数不依赖于粒子种类的原初原子核刚度谱. 然而, 传统模型的预言和最近的观测事实有矛盾(参见第1节). 如果宇宙线能谱的反常精细结构不是由传播效应造成的, 200 GV附近的能谱拐折变硬似乎暗示着存在两类宇宙线粒子源, 这两类源具有互不相同的加速谱指数(和元素丰度), 其中贡献低能流量的源的谱指数大于2^[22]. 然而, 超新星遗迹激波的极高Mach数从理论上限制其加速的幂律能谱指数不小于2, 这不仅与一些多波段

观测结果有矛盾(尽管总体来说超新星遗迹射电谱指数满足峰值为0.5的频数分布表明亚GeV宇宙线电子的能谱指数分布在2左右),而且无法解释宇宙线2.7的能谱指数,硼与碳刚度谱指数1/3的差值以及1%的各向异性.因此,在最简单的加速模型框架内,我们很自然地考虑放弃加速过程达到稳态的假设.但是,宇宙线能谱毕竟总体上满足幂律分布,这表明高能截断不能太快.图3说明,当时间依赖的扩散激波加速解明显偏离稳态时,使能谱形态呈现准幂律分布的唯一可能条件是能量弱依赖的湍流扩散.

考虑非稳态加速模型的另一个好处,是可以自然地解释45 GV以上质子谱软于其他原初原子核谱,即刚度谱指数存在荷质比依赖的现象.尽管最简单的幂律双分量模型已经能够拟合GV–TV的氢氦流量比^[22],但其每一分量谱指数不依赖于粒子种类的特性明显和一些大气簇射阵列实验对膝区元素组分的预期相冲突^[60–61].我们知道,只要速度高于激波速度扩散粒子就有机会反复穿越激波而获取能量,即粒子的特征注入速度应当正比于激波速度.如果不同元素的注入速度都相同,从而注入刚度反比于荷质比,而且不同元素经历了相同的加速时间,时间依赖的扩散激波加速刚度谱亦具有对荷质比的依赖.具体来说,质子的荷质比是氦核的两倍,即质子注入刚度仅为氦核的一半,从而在相同的加速时间内质子刚度谱较软.

除了上面对于宇宙线能谱精细结构的分析,超新星遗迹 γ 射线的观测也表明超新星遗迹激波粒子加速经历了两个显著不同的阶段(如图4左).具有较硬GeV能谱的超新星遗迹通常比较年轻,并且激波在低密度的环境演化,相应的 γ 射线辐射机制由高能电子通过逆Compton散射主导.而较软的 γ 射线能谱主要来自于和分子云相互作用的年老超新星遗迹.考虑到年老遗迹的射电谱更硬,其激波能量转换效率可能更高,我们认为年老超新星遗迹同较致密分子云相互作用,注入扩散激波的粒子流量较高因此能加速更多的低能粒子;但是,年老遗迹的较慢激波速度导致更长的加速时标,所以粒子难以被加速至较高的能量.相反地,年轻遗迹可以贡献高能宇宙线流量,而加速的低能粒子数却不占主导地位.宇宙线的主导贡献者由年老遗迹向年轻遗迹的转变可以造成200 GV附近的能谱拐折变硬.对超新星遗迹多波段观测能谱的详细拟合也支持上面这个超新星遗迹激波加速的物理图像,即被加速高能粒子低能段的能谱指数随遗迹寿命增加而变小(如图4右)^[62].

于是,我们考虑利用双分量模型拟合近地宇宙线的测量结果,其中每一分量都基于3.1节所述的湍流扩散下时间依赖的扩散强激波加速解.也就是说,为了简化模型我们不考虑时间演化的激波,而是在两个特征参数不同的稳态激波上求解时间依赖的测试粒子加速,以此表征早晚两个特征阶段超新星遗迹对宇宙线分布的贡献,即 $f = f^E + f^A$.对于早期阶段(Early Stage, 以上标E表示),特征激波速度 $u_1^E \sim 5000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 年龄 $T_S^E \sim \text{kyr}$, 半径 $L_S^E \sim 5 \text{ pc}$.对于晚期阶段(Advanced Stage, 以上标A表示), $u_1^A \sim 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, $T_S^A \sim 100 \text{ kyr}$, $L_S^A \sim 50 \text{ pc}$.

我们还预计,超新星遗迹激波下游湍流远强于上游,这是指下游流体微元做随机运动的“平均自由程”更小,但粒子几乎被冻结在流体微元中,从而 $\kappa_1 \gg \kappa_2$.方便起见,我们取 $\kappa_1/\kappa_2 = 16$,因为这时强激波 $u_1/u_2 = 4$ 粒子加速的时间依赖解可以化简为^[63]

$$f = \frac{3QH(\rho - 1)}{8\pi p_0^3(u_1 - u_2)} e^{\frac{u_1}{u} \sqrt{\eta\xi} \rho^{-\frac{3}{2}}} \left(e^{-\psi} \operatorname{erfc} \frac{\psi - 2\eta\tau}{2\sqrt{\eta\tau}} + e^{\psi} \operatorname{erfc} \frac{\psi + 2\eta\tau}{2\sqrt{\eta\tau}} \right), \quad (32)$$

其中erfc是余误差函数,

$$\eta = \frac{u_1 + u_2}{u_1 - u_2}, \quad \psi = \frac{u_1}{u} \sqrt{\eta} |\xi| + \frac{3}{2} \eta \ln \rho. \quad (33)$$

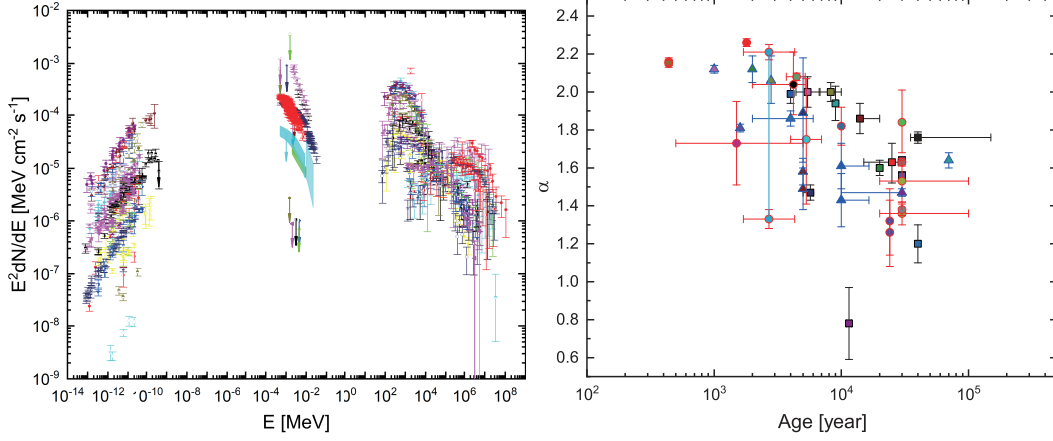


图 4 左: 100 GeV处光子数 N 按 $E^2 dN/dE$ 归一化至 $10^{-5} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 的超新星遗迹多波段观测数据. 右: 观测数据拟合结果给出的被加速高能粒子能谱指数对激波年龄的依赖^[62].

Fig. 4 Left: Multi-wavelength observational results of the SNRs, whose photon numbers N are normalized at 100 GeV to $10^{-5} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ in $E^2 dN/dE$. Right: Dependence of the spectral index of accelerated high-energy particles on the shock age obtained via spectral fitting results of the observational data^[62].

基于漏箱模型(26)式, 我们忽略所有的能损以及碎裂等效应, 经历了扩散传播达到稳态后银盘上的银河系宇宙线流量刚度谱满足

$$J'(R') = \frac{qr_s H_G^2 L_S^2 v' p'^2}{cD(R') V_G} \int_{-\infty}^{\infty} f(t = T_S, x, p') dx, \quad (34)$$

其中 $r_s \sim 0.03 \text{ yr}^{-1}$ 是超新星爆发率, $V_G \sim \text{kpc}^3$ 是银河系体积, $H_G \sim 100 \text{ pc}$, 根据AMS-02对硼碳流量比测量结果^[17] $D \propto R^{1/3} v/c$. 地球附近的宇宙线流量 $J(R)$ 由太阳调制(27)式和(28)式给出, 其中我们固定 $\phi = 800 \text{ MV}$. 当然, $J = J^E + J^A$.

图5展示了上述模型对近地宇宙线反常分布的拟合^[27], 其中共包含6个拟合参数, 两个是早期和晚期阶段的无量纲加速时间 $\tau^E \approx 10.7$, $\tau^A \approx 6.3$, 其余4个是归一化系数. 我们的拟合结果表明, 早期阶段氢氦注入流量(或注入率)之比 $Q_p^E/Q_{He}^E \approx 9$ —银河系中的平均氢氦元素丰度比. 而 $Q_p^A/Q_{He}^A \approx 17.7$ 说明晚期超新星遗迹可能同氢丰度较高的分子云相互作用. 进一步, 取粒子的注入速度 $v_0 = 2u_1$, 我们发现超新星遗迹附近的扩散系数 $\kappa \sim 10^{25} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \ll D(\text{GV}) \sim 10^{28} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 这说明粒子与超新星遗迹流体之间存在很强的相互作用, 且 $\kappa \sim 0.01uL_S$ 符合最近HESS对RX J1713.7-3946中 γ 射线先导的观测结果^[39]. 我们还得到了等效的质子注入数密度 $n_p^E \sim 10^{-5} \text{ cm}^{-3} > n_p^A \sim 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$, 考虑到晚期遗迹的背景流体密度一般较高, 该结果表明注入率可能随着激波的减速而降

低, 这符合我们自洽扩散激波加速模型的预期^[28]. 我们的拟合结果还把宇宙线膝区归因于湍流扩散下激波加速对稳态幂律的偏离, 对应于多波段观测中看到的超新星遗迹 γ 射线凸形能谱. 更加精细的拟合需要基于未来探测器对膝区能谱的精确测量, 而更加完备的模型(不是简单的双分量)需要基于超新星遗迹磁流体模拟给出激波随时间的演化.

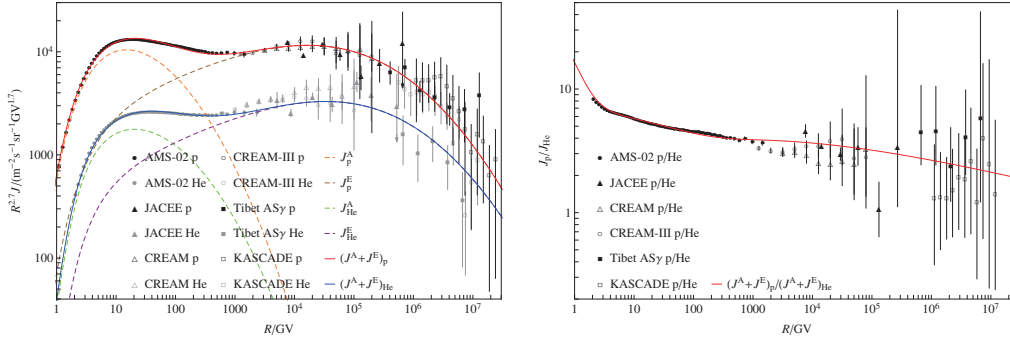


图 5 时间依赖的超新星遗迹粒子加速模型对近地宇宙线质子和氦核刚度谱的拟合^[27]

Fig. 5 Fits to the rigidity spectra of near-earth cosmic-ray protons and helium with the model of the time-dependent particle acceleration by supernova remnants^[27]

3.3 超膝区宇宙线能谱的拟合

膝区以上宇宙线的极低流量以及高能量使得当前我们只能以大型地面阵列通过对其大气簇射的观测来测量, 这样人们只知道可靠的全粒子(all-particle)能谱, 而对元素族的区分强烈依赖于强子相互作用模型, 故具有很大的系统误差. 全粒子谱可以由Hillas模型拟合^[14, 29], 该模型认为宇宙线膝区以下由银河系超新星遗迹贡献, 称为A分量, 踝区以上由银河系外的粒子加速源贡献, 称为EG分量. 由于磁场中回旋半径是区分不同相对论粒子的唯一特征尺度, A分量中不同种类的元素被假定具有相同的最大刚度 $R_c \sim PV$, R_c 之上以快速截断表征. 这样, 超新星遗迹对全粒子谱的贡献可以由其丰度最高的重元素—铁延伸至100 PeV, 但在此之上可能仍然需要引入某种河内源以填充宇宙线流量至踝区, Hillas称之为B分量.

我们已经看到, 时间依赖的超新星遗迹粒子加速模型足以解释膝区以下宇宙线能谱的特征, 而其高能缓慢截断的特性则给出了无须引入B分量拟合膝区以上全粒子谱的可能性. 也就是说, 在PeV以上我们亦考虑双分量模型, 其中A分量以(32)和(34)式给出的由早期阶段超新星遗迹时间依赖粒子加速-银河系稳态Kolmogorov扩散传播形成的能谱 J^E/q 构造, 其中不同元素具有相同的注入速度 $v_0 = c/30$, 于是注入能量正比于元素核子数 A , 也就是说重核能谱较硬. 对于EG分量, 一般认为它生成于活动星系核加速的幂律粒子分布, 但“视界”效应调制了到达银河系的宇宙线谱型. 在5 EeV以上, 原子核同宇宙微波以及红外背景辐射的相互作用主导了能损过程, (GZK)视界随能量增加迅速降低至 ~ 10 Mpc, 从而抑制高能流量^[64-67]. 而在EeV以下, 宇宙膨胀冷却和粒子扩散又导致(磁)视界随能量减小而递减, 即抑制低能流量^[68-70]. 但鉴于EeV以下EG分量对总流量

的贡献一般较小, 简化起见我们不引入低能截断, 而用高能指数截断的幂律能谱

$$F(E) = F(\text{EeV}) \left(\frac{E}{\text{EeV}} \right)^{-\alpha} e^{-\frac{\text{EeV}-E}{E_m}} \quad (35)$$

表征EG分量, 其中 α 一般在2.0–2.7之间取值^[71], 最大能量 $E_m \gtrsim 5 \text{ EeV}$. 为了简化模型, 我们还假定 F 完全由质子构成, 也就是说 E_m 归因于Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) 极限. 最终, 全粒子流量能谱写为

$$\sum_i \frac{J_i^{\text{P}}}{q_i} + F, \quad (36)$$

这里 i 表示元素种类.

为了应用上述模型拟合全粒子谱, 我们首先用单幂律拟合亚膝区实验Cosmic-Ray Energetics and Mass (CREAM)测量的不同元素能谱以确定10 TeV处各种元素的流量, 并以此作为 $J^{\text{P}}(10 \text{ TeV})/q$. 在此之上, 拟合全粒子谱只需考虑 τ^{P} 、 E_m 、 $F(\text{EeV})$ 和 α 这4个参数. 我们旨在用缓慢截断的A分量铁元素补充踝区附近的全粒子流量, 但光学探测器的观测结果限制了EeV附近 $\langle \ln A \rangle \lesssim 2$, 其中角括号表示对不同种类元素的平均. 若考虑此处的总流量 $\gtrsim 400 \times 10^{-9 \times 2.6} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$ 由河内铁以及河外质子主导, 则 $F(\text{EeV}) \gtrsim J_{\text{Fe}}^{\text{E}}(\text{EeV})/q_{\text{Fe}} \sim 200 \times 10^{-9 \times 2.6} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$, 而10 EeV附近总流量 $\sim 200 \times 10^{-10 \times 2.6} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$, 故只能取 $\alpha \gtrsim 2.6$.

图6给出了 $\alpha = 2.6$, $F(\text{EeV}) = 200 \times 10^{-9 \times 2.6} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$ 时模型对全粒子谱的拟合, 这里 $\tau^{\text{P}} \approx 11.5$, $E_m \approx 50 \text{ EeV}$. 我们发现, 此时EeV附近的 $\langle \ln A \rangle$ 已达观测误差上限. 较软的 F 造成了较平缓的踝区拐折形状, 若要获得更尖锐的拐折, 更硬的 F 或更快截断的 J_{Fe}^{E} 是重要的, 但前者不利于对 $\langle \ln A \rangle$ 的拟合, 后者不太可能以更小的 τ^{P} 来实现, 我们需要在几个EeV处添加快速截断, 这或由薄银河系宇宙线晕模型解释, 即特征扩散尺度 l (参见第2.6节)取数百pc下银河系内EeV粒子输运接近自由逃逸极限. 由于 J_{Fe}^{E} 的截断速度总是低于 F 的指数截断, 300 EeV附近 J_{Fe}^{E} 将再次超过 F 导致 $\langle \ln A \rangle$ 增大, 但这一现象将在引入 J_{Fe}^{E} 的高能(超)指数截断后不再显著. 要使40 EeV以上 $\langle \ln A \rangle$ 落在误差范围内, 亦可考虑EG分量像A分量一样地包含重核成分, 即重核的低能流量较质子低但光致蜕变导致的截断能量可以高于GZK效应^[66–67], 从而能够调节40 EeV附近的 $\langle \ln A \rangle$ 使之适当增大. 实际上, 更加详尽的河外宇宙线传播模型已经显示出复杂的EG分量能谱结构^[69–71], 基于此细致拟合踝区以上观测数据总是能够通过构造更复杂合理的模型来实现.

我们还发现, 在10–100 PeV附近上述模型仅有铁大致符合实验KArlsruhe Shower Core and Array DEtector - Grande (KASCADE-Grande)对宇宙线元素谱的预期. 若考虑磁视界对EG分量低能流量的抑制, 质子谱也有可能大致符合KASCADE-Grande的预期. 需要指出的是, 这些基于强子相互作用模型重构的元素谱具有很大的不确定性, 且系统误差并未包含在图6中. 即使对于被认为是“良好地”测量的全粒子谱, 我们的模型也无法重现一些可能是“正确的”精细结构, 例如Tibet-AS γ 等实验看到的尖锐膝区拐折. 这些精细结构可能需要额外引入宇宙线传播特性的转变, 重核碎裂或暗物质相互作用等模型加以解释.

由于相对论性的强子相互作用往往依赖于比结合能, 而磁场中区分带电粒子的主要是回旋半径, 一般将依赖于核子数 A 的最大能量 E_c 归因于强子相互作用模型, 依赖于核电荷数 Z 的 E_c 归因于粒子加速和传播模型. 尽管如此, 我们的时间依赖粒子加速模型能谱指数却依赖于 A . 作为对比, 下面我们亦考虑 E_c 依赖于 Z 的缓慢截断的 A 分量元素能谱. 为此, 我们简单地引入幂律-亚指数截断刚度谱

$$J^E = J^E(10 \text{ TeV}) \left(\frac{E}{10 \text{ TeV}} \right)^{-2} e^{\left(\frac{10 \text{ TeV}}{Z e R_c} \right)^s - \left(\frac{R}{R_c} \right)^s}, \quad (37)$$

其中 e 是基本电荷, $0 < s < 1$, 不同元素具有相同的 s 和 R_c . 图7给出了 $\alpha = 2.6$, $F(\text{EeV}) = 200 \times 10^{-9 \times 2.6} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$ 时模型对全粒子谱的拟合, 其中 $s \approx 0.17$, $R_c \approx \text{TV}$, $E_m \approx 50 \text{ EeV}$. 我们注意到, 亚指数截断模型和时间依赖的粒子加速模型对全粒子谱的拟合效果基本一致, 但前者在PeV附近对 $(\ln A)$ 的拟合稍好, 这归因于 $Z \leq A$, 即亚指数截断模型需要更多的轻核(尤其是质子)组分贡献全粒子流量.

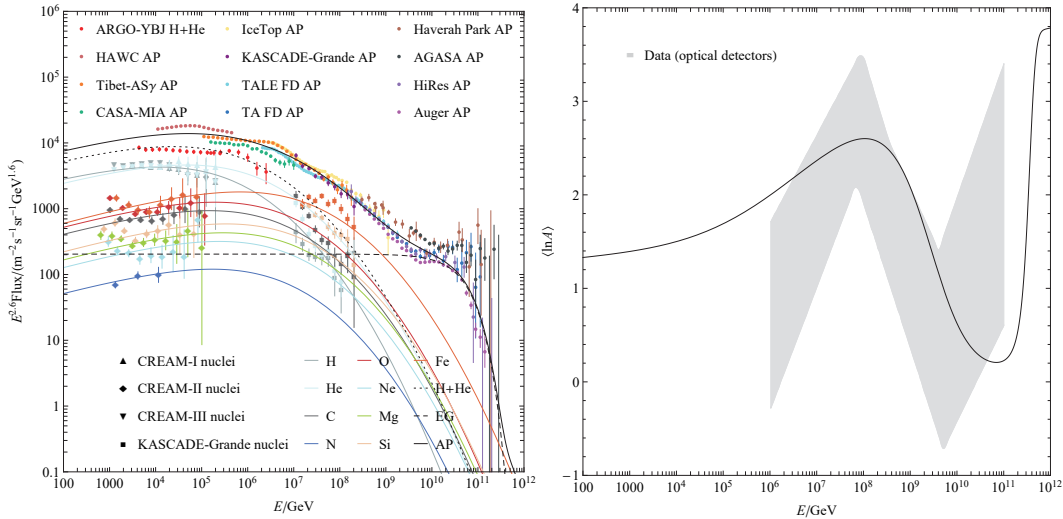


图 6 左: 时间依赖的超新星遗迹粒子加速模型对宇宙线全粒子能谱的拟合, 其中“AP”表示全粒子流量, 观测数据取自CREAM^[72-74], ARGO-YBJ^[75-76], HAWC^[77], Tibet-AS γ ^[78], CASA-MIA^[79], IceTop^[80], KASCADE-Grande^[81], TALE FD^[82], TA FD^[83], Haverah Park^[84], AGASA^[85], HiRes^[86], Auger^[87], 图中仅包含统计误差. 右: 左图拟合能谱对应的宇宙线平均对数核子数, 其中光学探测器的观测数据取自文献[88].

Fig. 6 Left: Fits to the all-particle spectrum with the model of the time-dependent particle acceleration by supernova remnants, where “AP” represents the all-particle spectrum, the observational data are extracted from CREAM^[72-74], ARGO-YBJ^[75-76], HAWC^[77], Tibet-AS γ ^[78], CASA-MIA^[79], IceTop^[80], KASCADE-Grande^[81], TALE FD^[82], TA FD^[83], Haverah Park^[84], AGASA^[85], HiRes^[86], and Auger^[87], and only statistical errors are contained in this figure. Right: The mean logarithmic nucleon number of cosmic rays corresponding to the fitting spectrum in the left panel, where the observational data of optical detectors are extracted from Ref. [88].

对于(37)式一种可能的解释是, 能量弱依赖的粒子扩散导致高能粒子微弱地逃离超新星遗迹, 此时激波加速稳态解(20)式近似地表征为幂律-亚指数截断谱, 而扩散系数关

于刚度的幂律指数就是亚指数截断因子 s ($\ll 1$). 对比(21)和(37)式, 考虑强激波极限我们有 $\kappa_1^E(R_c) = u_1^E L_S^E s / 4 \sim 0.01 u_1^E L_S^E$, 即符合HESS对RX J1713.7-3946中 γ 射线先导的观测结果^[39]. 若考虑晚期阶段超新星遗迹亦满足稳态粒子加速-逃逸模型, 但粒子逃逸较早期阶段强, 即 s 较大且 R_c 较低, 则完全可以模仿3.2节的双分量模型基于幂律-亚指数截断(我们预期, 指数截断不利于构造200 GV附近的能谱拐折)的加速谱构造膝区以下反常分布. 需要指出的是, 由于每一阶段内各种元素具有同一刚度谱指数, 元素总刚度谱指数的荷质比依赖完全归因于早晚期阶段超新星遗迹加速元素丰度的差异.

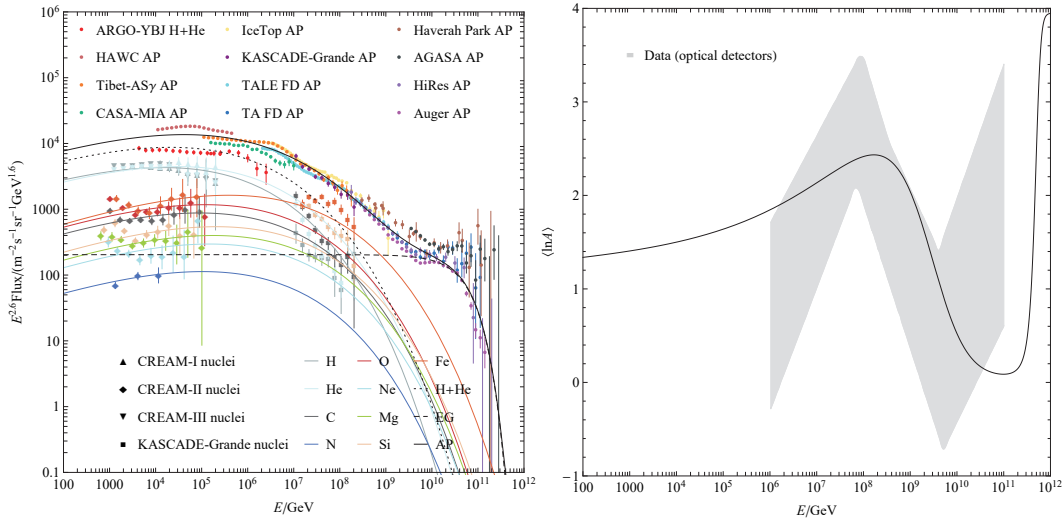


图 7 亚指数截断模型对宇宙线全粒子能谱的拟合

Fig. 7 Fits to the all-particle spectrum with the sub-exponential cutoff model

4 结论

本文简要介绍了传统的由激波加速、银河系扩散传播、太阳风调制等内容构成的银河系宇宙线的超新星遗迹起源学说, 基本框架是流体和稳态假设, 核心参数是带电粒子在磁场中的扩散系数. 基于这样的物理图像, 我们放弃粒子加速的稳态假设, 发展了时间依赖的超新星遗迹粒子加速模型, 结合表征早晚期超新星遗迹不同粒子加速特征的双分量近似、银河系宇宙线传播的漏箱近似以及太阳风调制的势场近似, 解释了宇宙线能谱膝区以下的反常分布, 并尝试不引入Hillas-B分量拟合膝区以上全粒子谱. 我们的基本结论如下:

(1)超新星遗迹激波演化的早期阶段加速时标较短, 注入星际介质的高能粒子能谱较硬但是总流量较低, 主要贡献200 GV以上踝区以下的宇宙线流量; 而晚期阶段由于同氢丰度较高的致密分子云相互作用, 主要贡献200 GV以下的宇宙线流量, 这个阶段的粒子加速决定了宇宙线的总能量密度和粒子加速效率^[28]. 宇宙线的主导贡献者由年老遗迹向年轻遗迹的转变造成了200 GV附近的能谱变硬. 需要特别指出的是, 最近我们对宇宙线电子谱的研究表明, 在40 GeV附近也存在一个能谱变硬^[89], 我们构造的宇宙线原子

核谱精细结构模型也可以用来解释这一能谱特征;

(2)如果不同元素具有相同的注入速度, 时间依赖的加速模型预言元素刚度谱随荷质比的增加而变软, 或能谱指数与核子数反相关;

(3)如果超新星遗迹中的强湍动流场主导了粒子的扩散行为, 那么其扩散系数不依赖或弱依赖于粒子能量, 这将造成缓慢截断的时间依赖的被加速粒子能谱以及上游逃逸-稳态的被加速粒子能谱. 结合宇宙线传播的稳态注入-逃逸模型, 这个缓慢截断模型可以将超新星遗迹对宇宙线的贡献由铁元素延伸至踝区;

(4)考虑宇宙线平均核子数的观测结果, 河外宇宙线谱的幂律部分需要较软, 而截断部分需要考虑重核光致蜕变的贡献.

未来更大规模的具备良好元素辨别能力的膝区以上宇宙线观测实验, 例如高海拔宇宙线观测站(Large High Altitude Air Shower Observatory, LHAASO)^[90-91]等以及涉及粒子输运和加速的等离子体数值模拟工作, 对于检验和发展本文模型至关重要.

参 考 文 献

- [1] Hess V. arXiv:1808.02927
- [2] Amenomori M, Bi X J, Chen D, et al. ApJ, 2017, 836: 153
- [3] Bird D J, Corbato S C, Dai H Y, et al. ApJ, 1995, 441: 144
- [4] Helder E A, Vink J, Bykov A M, et al. SSRv, 2012, 173: 369
- [5] Baade W, Zwicky F. PNAS, 1934, 20: 259
- [6] Fermi E. PhRv, 1949, 75: 1169
- [7] Krymskii G F. DoSSR, 1977, 234: 1306
- [8] Axford W I, Leer E, Skadron G. ICRC, 1977, 11: 132
- [9] Bell A R. MNRAS, 1978, 182: 147
- [10] Blandford R D, Ostriker J P. ApJ, 1978, 221: L29
- [11] Peacock J A. MNRAS, 1981, 196: 135
- [12] Michel F C. ApJ, 1981, 247: 664
- [13] Drury L O. RPPH, 1983, 46: 973
- [14] Gaisser T K, Stanev T, Tilav S. FrPhy, 2013, 8: 748
- [15] Aguilar M, Aisa D, Alpat B, et al. PhRvL, 2015, 114: 171103
- [16] Aguilar M, Aisa D, Alpat B, et al. PhRvL, 2015, 115: 211101
- [17] Aguilar M, Ali Cavasonza L, Ambrosi G, et al. PhRvL, 2016, 117: 231102
- [18] Aguilar M, Ali Cavasonza L, Alpat B, et al. PhRvL, 2017, 119: 251101
- [19] DAMPE Collaboration, Ambrosi G, An Q, et al. Nature, 2017, 552: 63
- [20] Malkov M A, Diamond P H, Sagdeev R Z. PhRvL, 2012, 108: 081104
- [21] Tomassetti N. ApJ, 2012, 752: L13
- [22] Tomassetti N. ApJ, 2015, 815: L1
- [23] Blasi P, Amato E, Serpico P D. PhRvL, 2012, 109: 061101
- [24] Bykov A M, Toptygin I N. ICRC, 1987, 2: 203
- [25] Ptuskin V S. SvAL, 1988, 14: 255
- [26] Bykov A M, Toptygin I. PhyU, 1993, 36: 1020
- [27] Zhang Y, Liu S, Yuan Q. ApJ, 2017, 844: L3
- [28] Zhang Y, Liu S. MNRAS, 2019, 482: 5268
- [29] Hillas A M. JPhG, 2005, 31: R95
- [30] Amenomori M, Ayabe S, Bi X J, et al. Science, 2006, 314: 439
- [31] Compton A H, Getting I A. PhRv, 1935, 47: 817

- [32] Ahlers M, Mertsch P. *PrPNP*, 2017, 94: 184
- [33] Parker E N. *P&SS*, 1965, 13: 9
- [34] Gleeson L J, Axford W I. *ApJ*, 1967, 149: L115
- [35] Earl J A, Jokipii J R, Morfill G. *ApJ*, 1988, 331: L91
- [36] Giacalone J, Jokipii J R. *ApJ*, 1999, 520: 204
- [37] Petrosian V, Liu S. *ApJ*, 2004, 610: 550
- [38] Strong A W, Moskalenko I V, Ptuskin V S. *ARNPS*, 2007, 57: 285
- [39] H.E.S.S. Collaboration, Abdalla H, Abramowski A, et al. *A&A*, 2018, 612: A6
- [40] Malkov M A, Voelk H J. *A&A*, 1995, 300: 605
- [41] Malkov M A. *PhRvE*, 1998, 58: 4911
- [42] Vink J, Yamazaki R, Helder E A, et al. *ApJ*, 2010, 722: 1727
- [43] Dermer C D, Menon G. *arXiv:1001.1760*
- [44] Bell A R. *MNRAS*, 2004, 353: 550
- [45] Axford W I, Leer E, McKenzie J F. *A&A*, 1982, 111: 317
- [46] Drury L O, Axford W I, Summers D. *MNRAS*, 1982, 198: 833
- [47] Ellison D C, Eichler D. *ApJ*, 1984, 286: 691
- [48] Ellison D C, Eichler D. *PhRvL*, 1985, 55: 2735
- [49] Malkov M A. *ApJ*, 1999, 511: L53
- [50] Berezhko E G, Ellison D C. *ApJ*, 1999, 526: 385
- [51] Ellison D C, Cassam-Chenaï G. *ApJ*, 2005, 632: 920
- [52] O’C. Drury L, Aharonian F A, Malyshev D, et al. *A&A*, 2009, 496: 1
- [53] Caprioli D, Amato E, Blasi P. *APh*, 2010, 33: 307
- [54] Zirakashvili V N, Aharonian F A. *ApJ*, 2010, 708: 965
- [55] Reynolds S P. *ARA&A*, 2008, 46: 89
- [56] Krymskij G F, Petukhov S I. *SvAL*, 1980, 6: 124
- [57] Strong A W, Moskalenko I V. *ApJ*, 1998, 509: 212
- [58] Gleeson L J, Axford W I. *ApJ*, 1968, 154: 1011
- [59] Caballero-Lopez R A, Moraal H. *JGRA*, 2004, 109: A01101
- [60] Antoni T, Apel W D, Badea A F, et al. *APh*, 2005, 24: 1
- [61] Tibet AS γ Collaboration, Amenomori M, Ayabe S, et al. *PhLB*, 2006, 632: 58
- [62] Zeng H, Xin Y, Liu S. *ApJ*, 2019, 874: 50
- [63] Drury L O. *MNRAS*, 1991, 251: 340
- [64] Greisen K. *PhRvL*, 1966, 16: 748
- [65] Zatsepin G T, Kuz’min V A. *JETPL*, 1966, 4: 78
- [66] Puget J L, Stecker F W, Bredekamp J H. *ApJ*, 1976, 205: 638
- [67] Stecker F W, Salamon M H. *ApJ*, 1999, 512: 521
- [68] Parizot E. *NuPhS*, 2004, 136: 169
- [69] Aloisio R, Berezhinsky V S. *ApJ*, 2005, 625: 249
- [70] Berezhinsky V, Gazizov A Z. *ApJ*, 2007, 669: 684
- [71] Berezhinsky V, Gazizov A, Grigorieva S. *PhRvD*, 2006, 74: 043005
- [72] Yoon Y S, Ahn H S, Allison P S, et al. *ApJ*, 2011, 728: 122
- [73] Ahn H S, Allison P, Bagliesi M G, et al. *ApJ*, 2009, 707: 593
- [74] Yoon Y S, Anderson T, Barrau A, et al. *ApJ*, 2017, 839: 5
- [75] Bartoli B, Bernardini P, Bi X J, et al. *PhRvD*, 2015, 91: 112017
- [76] Bartoli B, Bernardini P, Bi X J, et al. *PhRvD*, 2015, 92: 092005
- [77] Alfaro R, Alvarez C, Álvarez J D, et al. *PhRvD*, 2017, 96: 122001
- [78] Amenomori M, Bi X J, Chen D, et al. *ApJ*, 2008, 678: 1165
- [79] Glasmacher M A K, Catanese M A, Chantell M C, et al. *APh*, 1999, 10: 291
- [80] Aartsen M G, Abbasi R, Abdou Y, et al. *PhRvD*, 2013, 88: 042004
- [81] Apel W D, Arteaga-Velázquez J C, Bekk K, et al. *APh*, 2013, 47: 54

- [82] Abbasi R U, Abe M, Abu-Zayyad T, et al. ApJ, 2018, 865: 74
[83] Abbasi R U, Abe M, Abu-Zayyad T, et al. APh, 2016, 80: 131
[84] Lawrence M A, Reid R J O, Watson A A. JPhG, 1991, 17: 733
[85] Takeda M, Sakaki N, Honda K, et al. APh, 2003, 19: 447
[86] Abbasi R U, Abu-Zayyad T, Allen M, et al. PhRvL, 2008, 100: 101101
[87] The Pierre Auger Collaboration, Aab A, Abreu P, et al. arXiv:1708.06592
[88] Kampert K H, Unger M. APh, 2012, 35: 660
[89] Shi Z D, Liu S. MNRAS, 2019, 485: 3869
[90] Cao Z. ChPhC, 2010, 34: 249
[91] 曹臻, 陈明君, 陈松战, 等. 天文学报, 2019, 60: 19

The Origin of Cosmic Rays from Supernova Remnants

ZHANG Yi-ran^{1,2} LIU Si-ming^{1,2}

(1 Key Laboratory of Dark Matter and Space Astronomy, Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210033)

(2 School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

ABSTRACT The origin of cosmic rays is one of the key questions in high-energy astrophysics. Supernovae have been considered as the dominant sources of cosmic rays below the spectral knee. Multi-wavelength observations indeed show that supernova remnants are capable of accelerating particles into sub-knee energies. Diffusive shock acceleration is considered as one of the most efficient cosmic high-energy particle acceleration mechanisms, and may operate effectively in the large-scale shocks of supernova remnants. Recently, a series of high-precision ground and space experiments have greatly advanced the study of cosmic rays and supernova remnants. New observational features challenge the classical diffusive shock acceleration model and its application to the scenario of supernova remnants origin of the Galactic cosmic rays, and have advanced our understanding to cosmic high-energy phenomena. In combination with broadband spectral evolution of supernova remnants, we propose a time-dependent particle acceleration model, which can not only explain the anomalies in cosmic-ray distributions around 200 GV, but also naturally reproduce the cosmic-ray spectral knee with prominent contributions to cosmic ray flux up to the spectral ankle. This model requires that high-energy particle transport is dominated by turbulent convection with a diffusion coefficient weakly depending on the particle energy near supernova remnants, which needs to be verified by numerical simulations of the particle transportation in the future.

Key words cosmic rays, ISM: supernova remnants, acceleration of particles, shock waves