

对宇宙线能谱变硬现象的研究*

龙韦成 胡皓然 吴娟[†]

(中国地质大学数学与物理学院 武汉 430074)

摘要 近年来,随着宇宙线探测技术的不断提高,各空间探测实验对宇宙线粒子进行了高精度测量.其中,在宇宙线原初粒子和次级粒子能谱中,均发现在几百GV处存在能谱变硬特征.特别是,阿尔法磁谱仪2 (Alpha Magnetic Spectrometer 2, AMS-2)实验发现次级粒子相较原初粒子能谱变硬程度更为显著.目前,导致这一现象的原因还尚未有定论.论文利用AMS-2、反物质探测和轻核天体物理载荷(Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics, PAMELA)、先进成分探测器(Advanced Composition Explorer, ACE)中的宇宙线同位素光谱仪(Cosmic Ray Isotope Spectrometer, CRIS)(ACE-CRIS)以及旅行者1号(Voyager-1)探测器的最新实验数据对这一问题进行了研究.数据包括质子(p)和碳核(C)两种类型的原初粒子能谱以及锂碳比(Li/C)、铍碳比(Be/C)和硼碳比(B/C) 3种类型的次级粒子原初粒子能谱比.论文分别假定高能区变硬现象是由发射谱拐折或是扩散拐折两种不同因素所导致,在此基础上对扩散-重加速(diffusion-reacceleration, DR)以及扩散-对流(diffusion-convection, DC)两种不同的模型框架进行分析.在各模型框架下,计算结果显示:在低-中能区,各模型扩散指数 δ_L 的最佳估算值在0.41~0.48之间.其中,DR模型所需的 δ_L 值要比DC模型低0.06左右,这说明相较于对流,重加速机制会导致(Li, Be, B)/C在1至几百GeV/n之间的形状变陡.因此,拟合同样的(Li, Be, B)/C数据,DR模型所需的扩散指数更小.在 高能区,结合暗物质探测卫星实验(the Dark Matter Particle Explorer, DAMPE)测量的B/C数据,我们发现相较于注入谱的高能拐折效应,DAMPE观测到的B/C高能区硬化现象更倾向于用扩散指数的变化来解释.不管是DR还是DC模型,得到的扩散指数拐折参数 $\Delta\delta$ 都约为-0.19.

关键词 星际介质; 宇宙线, 扩散, 对流, 湍流

中图分类号: P172; **文献标识码**: A

1 引言

近十几年来,各宇宙线空间实验对宇宙线在MeV/n~TeV/n的能量区间进行了大量的测量,达到了前所未有的测量精度,科学家对这些数据进行了详尽的研究.在实验发现的能谱精细结构中,一个明显的特征就是高能区宇宙线能谱的硬化.2011年,国际合作研制的反物质探测和轻核天体物理

载荷(Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics, PAMELA)声称在质子(p)和氦核(He)数据中观测到200 GV (磁刚度单位,其中磁刚度定义为动量/电荷数)以上存在能谱变硬现象^[1].后来,由华裔科学家丁肇中主持的测量精度更高的阿尔法磁谱仪2 (the Alpha Magnetic Spectrometer 2, AMS-2)在p、He能谱^[2-3]以及其他较重的原初粒子能谱^[4](如碳(C)、氧(O))中

2023-05-31收到原稿,2023-08-14收到修改稿

*国家自然科学基金项目(U1738130)资助

[†]wu@cug.edu.cn

发现了类似的谱指数变化现象. 此外, AMS-2还发现次级宇宙线粒子(如锂(Li)、铍(Be)、硼(B))的能谱在几百GV处也都偏离单一的幂律谱, 且比原初粒子能谱的硬化程度更大^[5]. 这一能谱结构挑战了我们对宇宙线加速传播机制的传统认识. 最近, 我国紫金山天文台主导的暗物质探测卫星实验(the Dark Matter Particle Explorer, DAMPE)将硼碳比(B/C)的测量值扩展到5.6 TeV/n的能量^[6], 并在B/C中观察到更显著的高能区硬化现象. 目前, 关于能谱变硬现象的原因还存在较大争议. 文献中对这一现象的解释主要分为两大类, 一种是与源有关的因素, 如考虑邻近源的影响^[7-12]. 另一种则是与传播效应有关的因素, 如传播中的重加速过程^[12-14], 非线性效应导致扩散指数随能量改变^[15-18]或是传播机制存在空间依赖^[19-22]. 本文将基于宇宙线各向同性扩散传播, 通过研究不同的加速传播机制, 更好地探究导致宇宙线高能区能谱变硬的原因.

2 宇宙线加速传播模型

在宇宙线标准模型中, 一般认为宇宙线原初粒子是在超新星遗迹中产生和加速的. 这些带电粒子注入到星际介质(Interstellar medium, ISM)中后, 与ISM相互作用产生次级粒子. 宇宙线在银河系中传播时, 可能会受到不规则的星系磁场或星系风的影响, 经历扩散、重加速和对流等过程. 对于某种原初宇宙线粒子, 注入谱在几GV附近通常表现为分段幂律形式^[23-25]. 考虑到宇宙线观测中发现的高能区能谱硬化特征, 我们在注入谱的几百GV处引入了二次拐折, 因此, 种类为*i*的宇宙线粒子的注入谱 q_i 的表达式可写成如下形式:

$$q_i = N_i f(R) \begin{cases} \left(\frac{\rho}{\rho_{\text{bri}}}\right)^{-\nu_{1i}}, & \rho < \rho_{\text{bri}}, \\ \left(\frac{\rho}{\rho_{\text{bri}}}\right)^{-\nu_{2i}}, & \rho_{\text{bri}} \leq \rho < \rho_{\text{br2i}}, \\ \left(\frac{\rho_{\text{br2i}}}{\rho_{\text{bri}}}\right)^{-\nu_{2i}} \left(\frac{\rho}{\rho_{\text{br2i}}}\right)^{-\nu_{3i}}, & \rho \geq \rho_{\text{br2i}}, \end{cases} \quad (1)$$

其中 N_i 为粒子的归一化丰度, R 为径向半径, $f(R)$ 为银河系中超新星遗迹的空间分布, ρ 、 ρ_{bri} 、 ρ_{br2i} 分别为粒子的磁刚度和注入谱的两个拐折刚度, ν_{1i} 、 ν_{2i} 和 ν_{3i} 为磁刚度范围分别为 $\rho < \rho_{\text{bri}}$ 、 $\rho_{\text{bri}} \leq \rho < \rho_{\text{br2i}}$ 和 $\rho \geq \rho_{\text{br2i}}$ 的注入谱指数. 在宇宙线传播方程的数值求解软件GALPROP^[26-29]中, 对质子以外的其他种类粒子, N_i 是根据质子的丰度 N_p 计算的, 即 $N_i = X_i N_p$, 因此, 我们使用丰度比参数 X_i 来描述粒子*i*的归一化丰度.

当宇宙线粒子在不规则磁场中运动时, 会激发磁流体动力学(magnetohydrodynamics, MHD)波, 并被这些波散射, 导致其在位置空间中经历扩散. 同时, MHD波也可能引起宇宙线在动量空间上的散射, 导致重加速过程. 空间扩散系数 D_{xx} 可表示为:

$$D_{xx} = D_0 \beta^\eta \begin{cases} \left(\frac{\rho}{4 \text{ GV}}\right)^{\delta_L}, & \rho < \rho_1, \\ \left(\frac{\rho_1}{4 \text{ GV}}\right)^{\delta_L} \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{\delta_H}, & \rho \geq \rho_1, \end{cases} \quad (2)$$

其中 D_0 是扩散系数在4 GV处的归一化常数, β 是以光速为单位的宇宙线粒子速度, η 是一个低能量依赖因子, δ_L 和 δ_H 分别为磁刚度低于 ρ_1 和不高于 ρ_1 时的扩散指数. 这里, 我们在 ρ_1 处引入高能扩散拐折, 是为能谱的高能硬化现象提供有别于源因素的另一种可能解释. 另外, 对 D_0 进行准确计算需要知道银河系晕高度 z_h 的大小, 此处, 为了便于比较, 和我们前期的工作^[30]一样, 我们设置了 $z_h = 4 \text{ kpc}$. 需要注意的是, z_h 的取值会影响其他参数的估算结果^[25].

动量空间的扩散系数 D_{pp} 有如下形式:

$$D_{pp} = \frac{4v_A^2 p^2}{3\delta(4-\delta^2)(4-\delta)D_{xx}}, \quad (3)$$

式中 p 为粒子动量, δ 为扩散指数, v_A 为MHD波的阿尔文速度, 反映了重加速效应的强度.

此外, 宇宙线还可能受到银河系星系风的影响, 经历对流过程. 对流速度 $V_c(z)$ 通常预计与到银道面的垂直距离 z 成线性变化:

$$V_c(z) = V(0) + \frac{dV}{dz}z. \quad (4)$$

本文假定 $z = 0$ 时的对流速度 $V(0) = 0$, $V_c(z)$ 随高度 z 的增加线性变化^[18, 31].

最后, 进入日球层的宇宙线会受到太阳风及其所携带行星际磁场的调制作用, 太阳调制只影响能量小于几十GeV/n的带电粒子. 为了计算调制后的宇宙线能谱, 我们使用力场近似来模拟太阳调制^[32], 这一模型仅依赖于一个势参数 ϕ . 研究表明, 在太阳活动极小时期收集的数据可以由力场近似较为准确地描述^[33-34], 因此, 对低能区数据我们主要采用了太阳活动极小时期的观测结果(详细描述见第3.1节).

考虑到高能区能谱变硬的具体原因还不明确, 我们对几种不同的传播模型进行了研究. 在不同模型中, 我们分别用不同的机制(重加速、对流)来描述低能区B/C在1 GeV/n附近的峰. 同时, 在所有的模型中我们都考虑了低能区注入谱拐折, 即 $\nu_{1i} \neq \nu_{2i}$. 对高能区能谱变硬现象, 我们则分别采用高能区扩散拐折或高能区注入谱拐折来进行解释. 研究的各种模型如下:

(1) DR-d: 该模型为扩散-重加速模型, 在拟合中设置了阿尔文速度 v_A 为自由参数. 同时, 考虑了扩散系数的高刚度拐折, 但未考虑注入谱的高刚度拐折, 即 $\delta_H \neq \delta_L$, $\nu_{3i} = \nu_{2i}$.

(2) DR-i: 与DR-d相似. 但是我们设置了 $\delta_H = \delta_L$ 和 $\nu_{3i} \neq \nu_{2i}$.

(3) DC-d: 该模型为扩散-对流模型, 考虑线性的对流速度, 即 $V_c(z) = \frac{dV}{dz}z$. 同时, 考虑了扩散系数的高刚度拐折, 但未考虑注入谱的高刚度拐折, 即 $\delta_H \neq \delta_L$, $\nu_{3i} = \nu_{2i}$.

(4) DC-i: 和DC-d类似. 但是我们设置了 $\delta_H = \delta_L$ 和 $\nu_{3i} \neq \nu_{2i}$.

3 分析与结果

为了拟合实验数据, 我们将最小化程序库MINUIT^[35]和GALPROP (v54¹)对接, 利用最小二乘拟合法进行数据分析. 这一方法可以有效地估算出每个模型的最佳拟合参数及其不确定度, 并给出模型的拟合优度.

¹<https://gitlab.mpcdf.mog.de/aws/galprop>

²http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lvl2DATA_CRIS.html

3.1 采用的实验数据

本文采用的原初粒子数据包括PAMELA和AMS-2测量的p和C能谱. 前面提到, 力场近似能较好地模拟太阳活动极小时期的太阳调制, 但是对其他时期的调制效应可能不能准确描述. 由于AMS-2的观测覆盖了太阳活动极大时期和日球层磁场(heliomagnetic field, HMF)的极性反转期, 因此与我们之前的工作^[30]类似, 这里仅采用AMS-2高于20 GeV/n的数据. 本工作中所采用的次级粒子与原初粒子的能谱比包括PAMELA测量的B/C数据和AMS-2公布的Li/C、Be/C和B/C数据, 基于上述同样的原因, 我们仅使用了AMS-2给出的能量大于20 GeV/n的(Li, Be, B)/C数据. 我们还采用了先进成分探测器(Advanced Composition Explorer, ACE)中的宇宙线同位素光谱仪(Cosmic Ray Isotope Spectrometer, CRIS)(ACE-CRIS)提供的1 GeV/n以下的B/C和C数据, 这一数据对我们认识低能宇宙线的传播行为具有重要意义, 而低能区宇宙线传播机制可能对我们理解中高能区宇宙线具有一定的影响. 为了减少太阳调制计算的复杂性, 我们采用与PAMELA同期的ACE-CIRS数据², 并且在拟合中加入了旅行者1号(Voyager-1)探测器^[23]观测到的星际p、C和B/C数据. 这些数据可以帮助我们更好地约束宇宙射线的加速和传播参数. 综上, 拟合中所使用的数据列于表1中. 另外, 我们让核链从³⁰Si开始, 并使用了GALPROP中默认的截面数据. 考虑到Li粒子可能存在的偏差, 在拟合中我们还引入了比例因子 S_{Li} 来准确地描述Li粒子的产生.

3.2 加速传播参数的估计结果

使用表1所列数据对各模型参数进行估算得到的最佳值及不确定度如表2所示. 对于所有模型, 我们发现不管是在注入谱还是在扩散系数中引入高能拐折, 获得的卡方值 χ^2 与自由度(degree of freedom, d.o.f)的比均在1和2之间. 从不同数据的贡献来看, PAMELA和Voyager-1的p和C数据贡献了总 χ^2 的约60%. 相应地, 如果只考虑这两个实验的p

和C数据, 得到的 $\chi^2/\text{d.o.f}$ 均为2.4左右, 说明所研究的模型对这部分数据的拟合优度相对较差. 利用各模型的最佳参数值计算得到的B/C、Be/C、Li/C能谱比以及C、p能谱分别如图1和图2所示, 其中, 我们将星际空间的能谱或者能谱比标注为LIS, 将太阳调制后的能谱或能谱比标注为Mod. 可以看出, 所有的“-d”模型计算出的(Li、Be、B)/C的斜率在几百GeV/n处都发生了明显变化, 而所有的“-i”模型计算出的(Li、Be、B)/C都比较平滑, 在能区没有显示出明显的硬化特征. 在同样的模型框架下, “-i”模型和“-d”模型给出的 $\chi^2/\text{d.o.f}$ 较为一致. 但是, 如果仅考虑次级粒子与原初粒子能谱比数据的贡献, 我们发现对于DR-d和DR-i模型 $\chi^2/\text{d.o.f}$ 非常接近, 分别为1.12和1.16. 这说明对于DR模型, 在能区引入扩散拐折或是考虑注入谱拐折与(Li、Be、B)/C数据的吻合度相差不大, 我们无法对这两种机制进行区分. 对于DC-d和DC-i模型, $\chi^2/\text{d.o.f}$ 的值分别为1.36和1.68, 说明对于DC模型, 扩散拐折机制与(Li、Be、B)/C数据符合得更好. 另外, 虽然DR-d和DC-d模型给出的低-中能区扩散指数 δ_L 存在较大差异, 但是两个模型给出的高

能区扩散指数的变化值 $\Delta\delta = \delta_H - \delta_L$ 都被限制在-0.16附近, 能较好地与表1中所列数据吻合.

表 1 拟合过程中使用的数据集
Table 1 Data sets used in the fitting procedure

Data	Experiment	Energy range	Number of points
p	PAMELA	400 MeV–1.2 TeV	80
	AMS-2	20 GeV–1.8 TeV	41
	Voyager-1	3–346 MeV/n	15
C	PAMELA	440 MeV–130 GeV	18
	AMS-2	20 GeV–1.5 TeV	33
	ACE-CRIS	68–195 MeV	7
	Voyager-1	5.4–137 MeV	12
B/C	PAMELA	440 MeV–130 GeV	18
	AMS-2	20 GeV–1 TeV	32
	ACE-CRIS	72–170 MeV	6
	Voyager-1	5–117 MeV	9
Li/C	AMS-2	20 GeV–1 TeV	32
Be/C	AMS-2	20 GeV–1 TeV	32

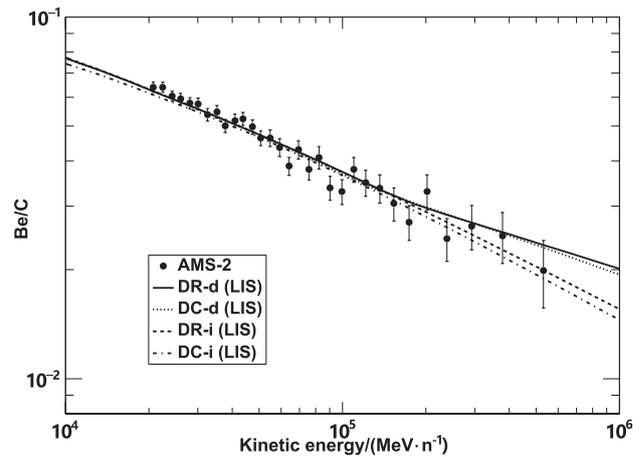
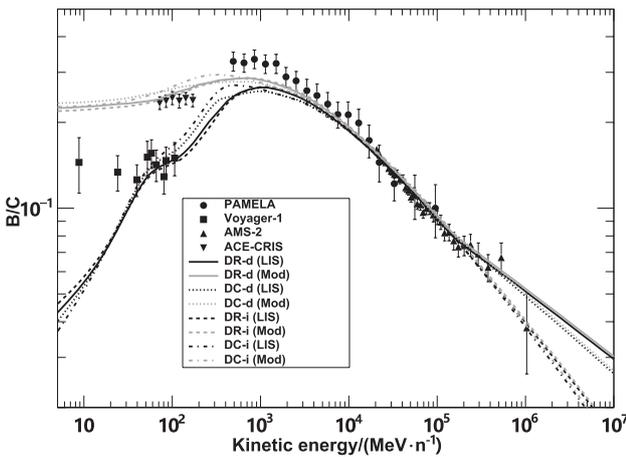


图 1 利用DR-d、DC-d、DR-i和DC-i模型的最佳参数值计算B/C、Be/C和Li/C能谱比的理论结果. 这些结果与实验数据进行了比较. 注意图中横坐标的单位是MeV/n, 其中1 MeV/n = 10^{-3} GeV/n.

Fig. 1 The theoretical calculations of B/C, Be/C and Li/C ratios based on the best-fit parameters of DR-d, DC-d, DR-i and DC-i models. These results are compared with the experimental data. Note that the unit of X-axis is MeV/n, and 1 MeV/n = 10^{-3} GeV/n.

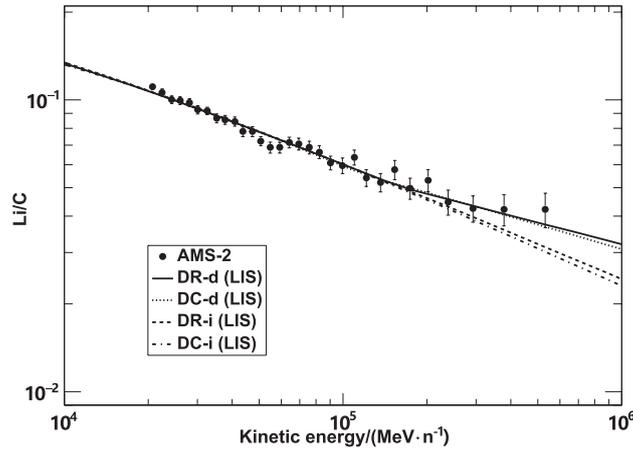


图 1 续

Fig. 1 Continued

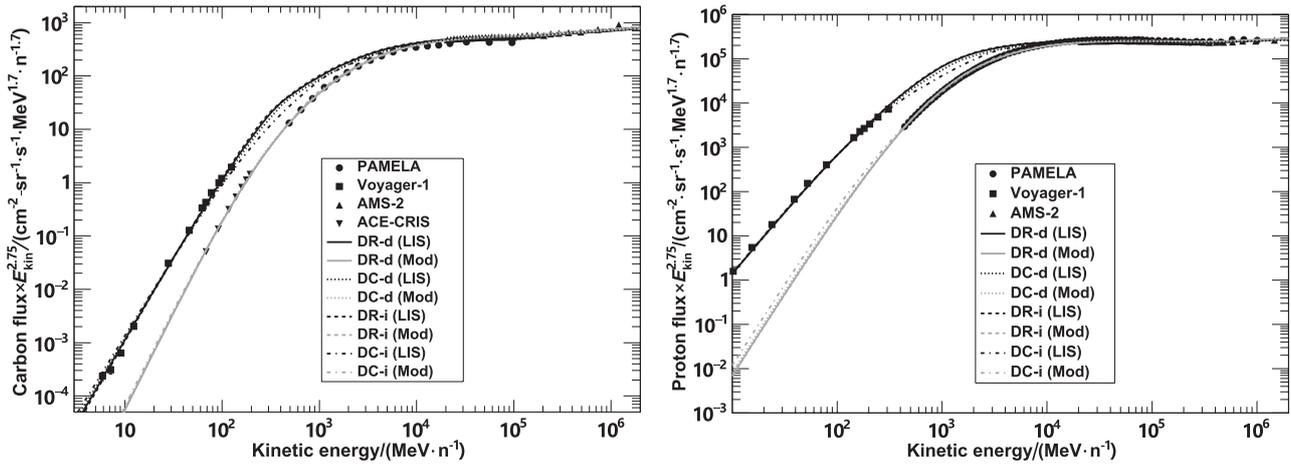


图 2 利用DR-d、DC-d、DR-i和DC-i模型的最佳参数值计算的C、p能谱的理论结果. 这些结果与实验数据进行了比较. 注意图中纵坐标表示能谱乘以动能(E_{kin})的2.75次方.

Fig. 2 The theoretical calculations of carbon, proton fluxes based on the best-fit parameters of DR-d, DC-d, DR-i and DC-i models. These results are compared with the experimental data. Note that the Y-axis represents the energy spectrum multiplied by the kinetic energy (E_{kin}) to the power of 2.75.

除了描述高能效应的参数外, 同一模型框架下, “-i”模型和“-d”模型估算出的其他参数基本一致. 因此, 我们后面主要分析“-d”模型的结果. 在DR-d模型中, δ_L 的值估算为 0.415 ± 0.009 , 但在DC-d模型中, δ_L 值为 0.470 ± 0.012 , 比DR-d模型给出的结果大0.06左右. 可以推断, 与对流过程相比, 在15 km/s左右的中等 v_A 下, 重加速过程对中能区的能谱形状影响更大, 能使次级粒子原初粒子能谱比

的形状更为陡峭. 因此, 在DR-d模型中相对较低的 δ_L 值就可以重现(Li, Be, B)/C数据.

为了进一步研究阿尔文速度对次级粒子原初粒子能谱比的影响, 我们在DR-d模型的基础上, 将 v_A 设置为不同值来检验B/C的变化. 其中, 将 v_A 分别设为0和30 km/s时计算得到的B/C如图3所示, 可见, 在其他加速传播参数相同的情况下, v_A 值越大计算出的B/C曲线在1 GeV/n附近的峰就越显

著, 在1 GeV/n以上的斜率就越陡峭. 因此, 重加速机制在一定程度上可以抵消一部分扩散效应的影响, 这也是重加速模型中得到的 δ_L 相比其他模型较小的原因. 对比图1中DR-d模型和DC-d模型计算的B/C可以发现, 虽然这两个模型得到的 $\Delta\delta$ 值一致, 但DR-d模型预期的B/C在高能区呈现更为显著的变硬特征, 说明重加速机制有可能是B/C高能

变硬现象的部分原因. 但需要注意的是, 我们尝试在DR-i模型中增大 v_A 到30 km/s, 在(Li, Be, B)/C的高能区并未发现显著的硬化现象. 这说明仅考虑重加速效应而不考虑高能区扩散拐折, 虽然能导致B/C在高能区的斜率有变化, 但是这一变化还不足以对观测数据进行解释. 这一结论在Ma等人的研究工作^[12]中也被证实.

表 2 使用表1中所列数据时各模型的最佳拟合参数
Table 2 The best-fit parameters for the each model by using the data listed in Table 1

Parameter \ Model	DR-d	DR-i	DC-d	DC-i
$D_0 / (10^{28} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	$4.18 \pm_{0.27}^{0.28}$	$4.05 \pm_{0.26}^{0.28}$	$3.00 \pm_{0.19}^{0.20}$	2.98 ± 0.23
δ_L	0.415 ± 0.009	$0.415 \pm_{0.010}^{0.009}$	0.470 ± 0.012	0.450 ± 0.012
δ_H	$0.26 \pm_{0.05}^{0.03}$	[= δ_L]	$0.302 \pm_{0.021}^{0.022}$	[= δ_L]
$\rho_1 (10^2 \text{ GV})$	$3.5 \pm_{0.4}^{0.8}$	—	$2.6 \pm_{0.5}^{0.3}$	—
η	-0.66 ± 0.09	$-0.74 \pm_{0.10}^{0.11}$	-0.65 ± 0.11	-0.10 ± 0.12
$v_A / (\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$	13.9 ± 1.6	$15.5 \pm_{1.2}^{1.3}$	—	—
$dV/dz / (\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1})$	—	—	$5.3 \pm_{1.4}^{1.5}$	3.2 ± 1.3
ν_{1p}	1.62 ± 0.04	1.63 ± 0.04	1.723 ± 0.028	1.836 ± 0.020
ν_{2p}	2.396 ± 0.009	2.390 ± 0.009	2.399 ± 0.008	2.395 ± 0.008
ν_{3p}	[= ν_{2p}]	$2.23 \pm_{0.06}^{0.05}$	[= ν_{2p}]	2.22 ± 0.04
ρ_{brp} / GV	$1.75 \pm_{0.07}^{0.08}$	$1.60 \pm_{0.09}^{0.11}$	$2.5 \pm_{0.7}^{0.1}$	4.05 ± 0.16
$\rho_{br2p} / (10^2 \text{ GV})$	—	$4.4 \pm_{0.7}^{0.8}$	—	3.7 ± 0.5
ν_{1C}	$0.92 \pm_{0.08}^{0.07}$	0.74 ± 0.11	1.27 ± 0.05	1.542 ± 0.029
ν_{2C}	2.376 ± 0.008	2.395 ± 0.009	2.361 ± 0.008	2.374 ± 0.009
ν_{3C}	[= ν_{2C}]	$2.230 \pm_{0.026}^{0.027}$	[= ν_{2C}]	2.21 ± 0.04
ρ_{brC} / GV	1.74 ± 0.07	$1.61 \pm_{0.08}^{0.10}$	$2.3 \pm_{0.5}^{0.1}$	3.60 ± 0.17
$\rho_{br2C} / (10^2 \text{ GV})$	—	$1.87 \pm_{0.28}^{0.24}$	—	2.3 ± 0.4
$N_p / (10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1})$	4.315 ± 0.013	4.313 ± 0.013	$4.324 \pm_{0.014}^{0.013}$	4.342 ± 0.013
$X_C (10^{-3})$	$2.99 \pm_{0.26}^{0.29}$	$3.2 \pm_{0.3}^{0.4}$	$3.5 \pm_{1.2}^{0.4}$	4.2 ± 0.5
S_{Li}	1.233 ± 0.013	1.231 ± 0.013	1.238 ± 0.013	1.238 ± 0.013
ϕ / GV	0.529 ± 0.009	0.540 ± 0.008	$0.434 \pm_{0.012}^{0.011}$	0.351 ± 0.008
$\chi^2 / \text{d.o.f}$	1.43	1.37	1.50	1.55

Note: the fixed parameters appear in square brackets.

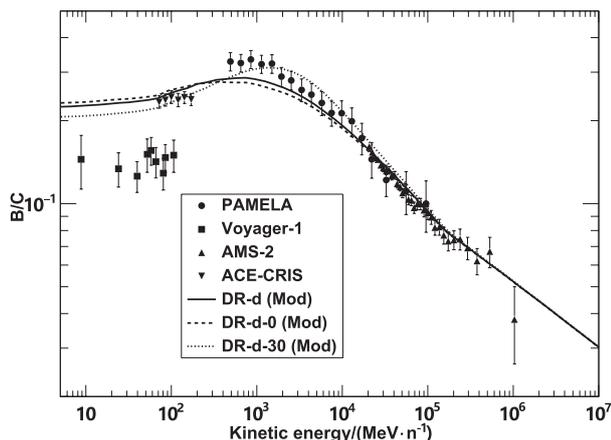


图3 将DR-d模型中的 v_A 分别设置为0 (对应DR-d-0)和30 km/s (对应DR-d-30)来检验B/C的改变

Fig. 3 In the DR-d model, force $v_A = 0$ (corresponding to DR-d-0) and $v_A = 30$ km/s (corresponding to DR-d-30) to check the changes in the B/C ratio

类似地, 我们也研究了对流速度的变化对能谱比形状的影响. 在DC-d模型的基础上, 我们将 dV/dz 设置为不同值来检验B/C的变化. 其中, 将 dV/dz 分别设为0和 $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 时计算得到的B/C如图4所示, 可以看到, 在其他加速传播参数相同的情况下, 改变 dV/dz 对中高能区B/C斜率的影响并没有改变 v_A 所导致的变化明显. 但是, 依然可以看到, dV/dz 增大时, B/C的斜率会减小. 因此, 在本研究工作中, 即使估算出的 dV/dz 较小, 约为 $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$, 依然导致对应的 δ_L 较大. 同时, 我们还发现, 将 dV/dz 增大到 $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 能更好地解释ACE-CRIS在低能区的B/C数据, 但是B/C的值在低能区会整体有一个下降, 所以无法再现B/C数据在1 GeV/n处的峰.

不管哪种情况都可以发现, 对低能区传播机制的不同理解会导致我们在不同模型下对 δ_L 的估算结果不一致, 而 δ_L 的不同又将导致不同模型下 δ_H 的估算值存在差异. 总的来说, 与仅考虑扩散机制的情况作比较, 如果引入重加速机制, 估算的 δ_L 会减小, 如果引入对流机制, 则会使 δ_L 的计算结果增大. 虽然此处没有考虑纯扩散模型, 但可以预计在纯扩散模型框架下, δ_L 的值将介于0.41和0.48之间. 可见, 尽管高能扩散拐折 $\Delta\delta$ 的结果不受低能区其他参数的影响, 但是 δ_L 和 δ_H 的具体取值却随着模型选

择的不同而改变, 这将影响我们对带电粒子在不规则磁场中传播行为的理解, 也会影响我们对银河系磁湍流强弱的认识.

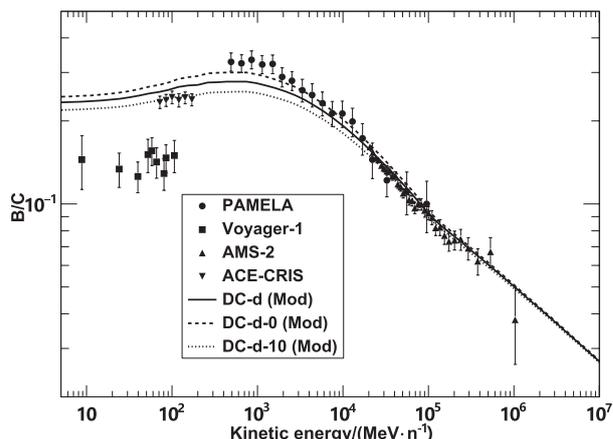


图4 将DC-d模型中的 dV/dz 分别设置为0 (对应DC-d-0)和 $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ (对应DC-d-10)来检验B/C的改变

Fig. 4 In the DC-d model, force $dV/dz = 0$ (corresponding to DC-d-0) and $dV/dz = 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ (corresponding to DC-d-10) to check the changes in the B/C ratio

3.3 与之前工作的比较和讨论

我们将本研究中的DR-d模型结果和之前工作^[30]中的DR-H模型结果进行了比较, 这两个模型均考虑的是扩散重加速机制, 但是DR-d模型假定轻核与重核的传播机制相同, 将p的能谱数据与Li、Be、B、C的数据一起进行拟合, 而DR-H假定轻核与重核有不同的传播机制, 仅使用了重核Li、Be、B、C的数据进行拟合. 可以看到, 两个模型得到的有些参数并不一致. 比如DR-H模型得到的传播参数 $\delta_L = 0.446 \pm 0.014$ 、 $\delta_H = 0.26_{-0.05}^{+0.03}$ 、 $v_A = 17.2_{-1.9}^{+1.8} \text{ km/s}$, 而DR-d模型中得到的 $\delta_L = 0.415 \pm 0.009$ 、 $\delta_H = 0.29_{-0.04}^{+0.03}$ 、 $v_A = (13.9 \pm 1.6) \text{ km/s}$. 还有, DR-H模型中的源参数 $\nu_{1C} = 1.42 \pm 0.04$ 、 $\nu_{2C} = 2.353_{-0.012}^{+0.011}$, 而DR-d模型中 $\nu_{1C} = 0.92_{-0.08}^{+0.07}$ 、 $\nu_{2C} = 2.376 \pm 0.008$. 导致这些差异的主要原因在于DR-H模型在对重核进行拟合时将p的注入谱及归一化丰度固定为由电荷数 $Z \leq 2$ 的轻核估算的最佳值, 而在DR-d模型中我们将p能谱数据一起加入到拟合之中并将p的注入谱及归一化丰度设为自由参数. 可以发现, DR-d模型中传播参数的估算值介

于文献[30]中DR-H模型和DR-L模型推导的最佳值之间,其中DR-L也是扩散重加速模型,但仅仅只利用了轻核数据来对模型参数进行限制.显然,轻核与重核传播行为是否一致对我们确定加速传播参数具有重要影响.但是,同样可以看到,DR-d和DR-H模型中 $\Delta\delta$ 都大约为 -0.16 ,可见,不同的假定虽然对我们约束高能区参数影响较大,但对我们确定高能扩散拐折的程度影响不大.另外,两个模型给出的 S_{Li} 都在1.2左右,说明可能存在Li的原初来源^[18],或是采用的Li截面数据不准确^[36].Maurin等人的工作^[37]发现,如果考虑氖核(Ne)、镁核(Mg)、硅核(Si)及铁核(Fe)碎裂过程产生的Li,可以将Li的产量提高约20%,这与我们的结果正好相符.

3.4 结合DAMPE数据对高能变硬现象进一步分析

从前面分析可知,重加速和对流现象会导致低-中能区的扩散指数 δ_L 有一定的变化,但是不管哪种情况都需要引入注入谱的高能拐折或是扩散系数的高能拐折才能解释高能区能谱变硬现象.其中,后者会导致次级粒子比原初粒子变硬程度更强.采用表1中的数据我们尚无法对两种机制进行区分,这里,我们进一步将DAMPE发表的B/C数据加入到拟合中(各模型加上后缀“-dampe”)进行计算,结果如表3所示.结果显示,除了DC-i-dampe模型以外,其他各模型的 χ^2 自由度比相差不大.但是,如果仅考虑(Li, Be, B)/C数据的贡献,DR-d-dampe、DC-d-dampe、DR-i-dampe和DC-i-dampe模型对应的 χ^2 自由度比分别为1.20、1.35、1.46和1.98.可见,相较于“-i”模型,“-d”模型与次级粒子原初粒子能谱比的数据符合得更好,而其中DR-d-dampe的拟合优度最佳.将这4个模型与DAMPE的B/C数据进行比较,结果如图5所示,同样可以看出,“-i”模型与DAMPE数据之间的差异非常显著.可见,DAMPE的B/C数据不支持注入谱高能拐折这一机制.与表2相比,各“-d”模型下变化最大的参数为 δ_H .相比于从表2中的数据得到的 $\Delta\delta$ 约 -0.16 ,由表3数据得到的 $\Delta\delta$ 约 -0.19 ,说明高能扩散指数的变化程度更大才能解释DAMPE的B/C数据.另外,从图5中可以看到,虽然DR-d-dampe和DC-d-

dampe模型中 $\Delta\delta$ 取值相同,但是DR-d-dampe模型比DC-d-dampe模型更接近DAMPE数据,这是因为重加速机制在B/C的高能区产生了较弱的硬化现象,导致B/C在能谱处斜率变化更明显.

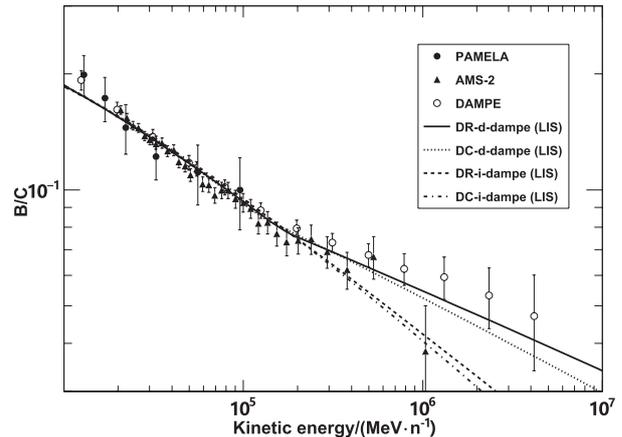


图5 DR-d-dampe、DC-d-dampe、DR-i-dampe和DC-i-dampe模型中B/C理论值与DAMPE实验数据的比较

Fig. 5 The B/C theoretical calculations for DR-d-dampe, DC-d-dampe, DR-i-dampe and DC-i-dampe models compared with the DAMPE data

4 结论

在这项工作中,我们研究了两种不同的宇宙线传播模型框架:扩散-重加速和扩散-对流模型框架.对于每一种框架,又分别考虑了扩散系数的高能拐折,或者是原初粒子注入谱谱指数的高能变化.通过拟合PAMELA、AMS-2、ACE-CRIS和Voyager-1的实验数据,我们可以很好地约束宇宙线加速和传播参数.研究表明,在低-中能量范围内,DR模型给出的扩散指数 δ_L 的值约为0.41–0.43,而DC模型得到值更高,约为0.45–0.48,这反映了相比对流过程重加速机制可以在中能区产生更为陡峭的(Li, Be, B)/C能谱比.因此,考虑不同的低能传播机制,对我们认识银河系不规则磁场的结构及带电粒子在磁场中的行为有重要影响.需要注意的是以下几个因素可能给我们的结果带来偏差:(1)重核与轻核的传播行为是否一致^[30, 38];(2)采用的次级粒子产生截面数据是否准确^[37, 39];(3)实验数据的系统误差是否存在关联性^[39–41].另外,在几百GeV/n以

上的高能区域, 不管是扩散指数的高能变化还是注入谱的高能拐折均能得到与AMS-2实验(Li, Be, B)/C数据较一致的结果, 但是, DAMPE最近发表的B/C数据发现的硬化程度更倾向于用高能区扩散拐折效应来解释. 采用DAMPE数据得到的高能扩散指数变化约为 -0.19 , 这一结论不受低-中能区

参数具体估值的影响. 此外, 我们也不能排除会产生能谱高能硬化现象的其他可能原因, 如空间依赖的传播机制、次级粒子在超新星遗迹的激波中产生和加速等^[12].

致谢 感谢中国地质大学(武汉)高性能计算中心提供的计算平台.

表 3 使用DAMPE数据后各模型的最佳拟合参数
Table 3 The best-fit parameters for the each model by using the DAMPE data

Parameter	Model			
	DR-d-dampe	DR-i-dampe	DC-d-dampe	DC-i-dampe
$D_0/(10^{28} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	$3.9 \pm_{0.3}^{1.2}$	4.17 ± 0.28	$3.00 \pm_{0.19}^{0.22}$	3.01 ± 0.16
δ_L	$0.412 \pm_{0.028}^{0.009}$	0.396 ± 0.009	$0.462 \pm_{0.014}^{0.012}$	0.434 ± 0.009
δ_H	$0.22 \pm_{0.06}^{0.03}$	$[= \delta_2]$	$0.274 \pm_{0.029}^{0.019}$	$[= \delta_2]$
$\rho_1/(10^2 \text{ GV})$	$3.6 \pm_{0.4}^{1.8}$	—	$2.7 \pm_{0.2}^{0.7}$	—
η	-0.57 ± 0.09	-0.59 ± 0.10	-0.63 ± 0.11	-0.32 ± 0.11
$v_A/(\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$	$11.7 \pm_{1.7}^{6.6}$	16.2 ± 1.3	—	—
$dV/dz/(\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1})$	—	—	$5.1 \pm_{1.3}^{1.4}$	3.0 ± 1.2
ν_{1p}	$1.66 \pm_{0.14}^{0.04}$	1.61 ± 0.04	$1.722 \pm_{0.027}^{0.028}$	1.791 ± 0.024
ν_{2p}	2.406 ± 0.008	2.408 ± 0.009	2.406 ± 0.008	2.411 ± 0.008
ν_{3p}	$[= \nu_{2p}]$	2.25 ± 0.06	$[= \nu_{2p}]$	2.24 ± 0.04
ρ_{brp}/GV	$1.99 \pm_{0.51}^{0.08}$	1.67 ± 0.07	$2.5 \pm_{0.5}^{0.1}$	3.12 ± 0.12
$\rho_{br2p}/(10^2 \text{ GV})$	—	4.4 ± 0.9	—	3.7 ± 0.5
ν_{1C}	$1.01 \pm_{0.41}^{0.07}$	0.72 ± 0.10	1.25 ± 0.05	1.37 ± 0.04
ν_{2C}	$2.387 \pm_{0.008}^{0.015}$	2.408 ± 0.009	2.368 ± 0.008	2.389 ± 0.008
ν_{3C}	$[= \nu_{2C}]$	2.250 ± 0.026	$[= \nu_{2C}]$	2.23 ± 0.04
ρ_{brC}/GV	$1.88 \pm_{0.41}^{0.07}$	1.63 ± 0.07	$2.25 \pm_{0.07}^{0.08}$	2.69 ± 0.10
$\rho_{br2C}/(10^2 \text{ GV})$	—	1.94 ± 0.26	—	2.3 ± 0.4
$N_p/(10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1})$	$4.312 \pm_{0.038}^{0.013}$	4.308 ± 0.013	4.319 ± 0.013	4.334 ± 0.013
$X_C (10^{-3})$	$3.5 \pm_{1.1}^{0.4}$	3.3 ± 0.4	$3.6 \pm_{1.2}^{0.4}$	4.4 ± 0.4
S_{Li}	1.230 ± 0.012	1.222 ± 0.012	1.232 ± 0.012	1.230 ± 0.010
ϕ/GV	$0.517 \pm_{0.011}^{0.036}$	0.546 ± 0.008	$0.438 \pm_{0.012}^{0.011}$	0.401 ± 0.010
$\chi^2/\text{d.o.f}$	1.44	1.46	1.49	1.68

Note: the fixed parameters appear in square brackets.

参 考 文 献

- [1] Adriani O, Barbarino G C, Bazilevskaya G A, et al. *Science*, 2011, 332: 69
- [2] Aguilar M, Aisa D, Alpat B, et al. *PhRvL*, 2015, 114: 171103
- [3] Aguilar M, Aisa D, Alpat B, et al. *PhRvL*, 2015, 115: 211101
- [4] Aguilar M, Cavasonza L A, Alpat B, et al. *PhRvL*, 2017, 119: 251101
- [5] Aguilar M, Cavasonza L A, Ambrosi G, et al. *PhRvL*, 2018, 120: 021101
- [6] DAMPE Collaboration. *SciBu*, 2022, 67: 2162
- [7] Liu W, Guo Y Q, Yuan Q. *JCAP*, 2019, 10: 010
- [8] Fang K, Bi X J, Yin P F. *ApJ*, 2020, 903: 69
- [9] Fornieri O, Gaggero D, Grasso D. *JCAP*, 2020, 02: 009
- [10] Fornieri O, Gaggero D, Guberman D, et al. *PhRvD*, 2021, 104: 103013
- [11] Yuan Q, Qiao B Q, Guo Y Q, et al. *FrPhy*, 2021, 16: 24501
- [12] Ma P X, Xu Z H, Yuan Q, et al. *FrPhy*, 2023, 18: 44301
- [13] Bresci V, Amato E, Blasi P, et al. *MNRAS*, 2019, 488: 2068
- [14] Yuan Q, Zhu C R, Bi X J, et al. *JCAP*, 2020, 11: 027
- [15] Blasi P, Amato E, Serpico P D. *PhRvL*, 2012, 109: 061101
- [16] Evoli C, Yan H. *ApJ*, 2014, 782: 36
- [17] Génolini Y, Serpico P D, Boudaud M, et al. *PhRvL*, 2017, 119: 241101
- [18] Boschini M J, Della Torre S, Gervasi M, et al. *ApJ*, 2020, 889: 167
- [19] Tian Z, Liu W, Yang B, et al. *ChPhC*, 2020, 44: 085102
- [20] Luo Q, Feng J, Tam P T. *Galax*, 2023, 11: 43
- [21] Zhang P P, He X Y, Liu W, et al. *JCAP*, 2023, 2: 7
- [22] Nie L, Liu Y, Jiang Z. *ApJ*, 2023, 952: 100
- [23] Cummings A C, Stone E C, Heikkila B C, et al. *ApJ*, 2016, 831: 18
- [24] Wu J, Chen H. *PhLB*, 2019, 789: 292
- [25] Mauro M D, Donato F, Korsmeier M, et al. *PhRvD*, 2023, 108: 063024
- [26] Moskalenko I V, Strong A W. *ApJ*, 1998, 493: 694
- [27] Strong A W, Moskalenko I V. *ApJ*, 1998, 509: 212
- [28] Strong A W, Moskalenko I V, Reimer O. *ApJ*, 2000, 537: 763
- [29] Strong A W. *Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference*. arXiv, 2015: 1507.05020
- [30] Wang Y, Wu J, Long W C, *ChPhC*, 2022, 46: 095102
- [31] Cholis I, Linden T, Hooper D. *PhRvD*, 2019, 99: 103026
- [32] Gleeson L J, Axford W I. *ApJ*, 1968, 154: 1011
- [33] Corti C, Bindi V, Consolandi C, et al. *Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference*. arXiv, 2019: 1910.00027
- [34] Long W C, Wu J. *PhRvD*, 2024, 109: 083009
- [35] James F, Roos M. *CoPhC*, 1975, 10: 343
- [36] Korsmeier M, Cuoco A. *PhRvD*, 2021, 103: 103016
- [37] Maurin D, Ferronato Bueno E, Génolini Y, et al. *A&A*, 2022, 668: A7
- [38] Jóhannesson G, Ruiz de Austri R, Vincent A C, et al. *ApJ*, 2016, 824: 16
- [39] Derome L, Maurin D, Salati P, et al. *A&A*, 2019, 627: A158
- [40] Boudaud M, Génolini Y, Derome L, et al. *PhRvR*, 2020, 2: 023022
- [41] Heisig J, Korsmeier M, Winkler M W. *PhRvR*, 2020, 2: 043017

Studying the High-energy Hardening Observed in Cosmic Ray Spectra

LONG Wei-cheng HU Hao-ran WU Juan

(*School of Mathematics and Physics, China University of Geosciences, Wuhan 430074*)

ABSTRACT In recent years, with the continuous improvement of cosmic ray detection technology, various space experiments have carried out high precision measurements on cosmic ray particles. A hardening at several hundred GV in cosmic rays spectra has been exhibited for both the primary and secondary cosmic ray fluxes. Especially, the Alpha Magnetic Spectrometer 2 (AMS-2) experiment found that secondary particles harden more significantly than primary particles. At present, the reason for this hardening remains uncertain. In this work, we employ the data measured by AMS-2, Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics (PAMELA), the Cosmic Ray Isotope Spectrometer on the

Advanced Composition Explorer (ACE-CRIS) and the spacecraft Voyager-1 to investigate this question. The data contain two types of primary spectra including proton (p) and carbon nuclei (C), and three types of secondary-to-primary ratios including the lithium-to-carbon ratio (Li/C), the beryllium-to-carbon ratio (Be/C) and the boron-to-carbon ratio (B/C). This work assumes the high-energy hardening phenomenon is caused either by a high-energy break in the injection spectra, or by a high-energy break in the diffusion coefficient. Based on this assumption, two different frameworks are analysed, including the diffusion-reacceleration (DR) configuration and the diffusion-convection (DC) configuration. Under each framework, the estimated value of diffusion slope δ_L is found between 0.41 and 0.48 in the low-to-intermediate energy range. The value of δ_L required by the DR model is about 0.06 lower than that in the DC model. It indicates that, compared with the convection process, the reacceleration mechanism will cause the shape of (Li, Be, B)/C to become steeper from GeV/n to hundreds of GeV/n. Therefore, by fitting to the same (Li, Be, B)/C data, the DR model requires a smaller diffusion slope. In the high energy region, combined with recent B/C data measured by Dark Matter Particle Explorer (DAMPE), it is found that the high-energy hardening feature observed in DAMPE B/C ratio is more likely to be explained by the variation in the diffusion slope. For both the DR-d and DC-d models, the obtained diffusion slope variation parameter $\Delta\delta$ is about -0.19 .

Key words ISM: cosmic rays, diffusion, convection, turbulence