

高能宇宙线的各向异性

徐春娴

(中国科学院高能物理研究所)

提 要

宇宙线的各向异性是涉及宇宙线的起源、传播和银河系结构的一个重要而有趣的问题。本文详细介绍了宇宙线各向异性研究的历史和现状。为便于理解和讨论,我们对于一些重要的宇宙线物理量给出定义和表达法;并对天体物理状况作简单介绍。本文提到几个理论模型,其中一个是我们自己的。显然,宇宙线各向异性问题仍没有完全解决,还需要进行实验和理论研究。

一、引 言

1912年赫斯成功的气球飞行,开创了宇宙线研究的纪元。在此后的几十年时间内,宇宙线研究得到迅速发展,并取得了辉煌的成果。

在二十年代,当人们确认宇宙线是来自地球之外的時候,宇宙线研究从本质上就已成为天体物理的一个组成部分。但由于实验技术的限制,使宇宙线天体物理方面的研究在相当长的时间内未能很好地开展起来,而研究它的地球物理效应,以及用它作为高能粒子源来研究核物理和粒子物理问题却取得了很大的进展。在这段时间里,人们发现并研究了宇宙线的东西效应、宇宙线强度的福布什下降、它在日球和地球磁场及大气中的传播和作用等等。在宇宙线中也发现了许多新粒子和高能作用的新现象,象正电子、 μ 子、 π 介子和奇异粒子都是首次在宇宙线中发现的。高能作用中的大横动量现象以及作用截面随能量上涨,也都是宇宙线研究提供的线索。

1960年以后,由于空间技术的发展,使宇宙线研究取得了长足的进展。人们不仅利用荷电宇宙线进行研究,也用中性宇宙线——X射线、 γ 射线以及中微子来研究高能天体物理问题。现在X射线天文、 γ 射线天文以及中微子天文已成为天体物理研究中最活跃的领域,新发现、新现象不断涌现,使人们眼花缭乱目不暇接。然而令人遗憾的是:关于各种宇宙线粒子的起源和传播等问题始终没有一个肯定的答案。为寻求这一根本问题的答案,人们进行了大量的理论和实验研究,但首先必须从实验观测中找到线索、证据。实验观测主要包括以下三个方面:

- (1) 初级宇宙线的组成成份;
- (2) 测定各种初级成份的能谱;

1984年7月15日收到。

1984年11月10日收到修改稿。

(3) 观测宇宙线到达方向的分布, 即宇宙线的各向异性。

为了能从观测结果得到关于宇宙线起源、传播等问题的线索, 还必须了解天体物理环境。例如星际气体、磁场分布以及和宇宙线有牵连的天体的空间分布、时间分布及演化等问题。早年人们从宇宙线的可能源的研究中就预料到宇宙线可能存在着各向异性, 但由于实验技术和认识水平的限制, 直到1979年, 人们才较全面、系统地研究了这个问题^[1-3]。

二、有关的物理量和表示法

宇宙线粒子在相空间的密度分布, 通常可用除个别奇点外, 连续可微的函数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ 来表示。由观测得知, 宇宙线的强度变化是相当缓慢的, 而我们现今所做的观测只局限在空间的一个很小的范围内(太阳系附近), 所以在研究有些问题时, 可以把 f 仅看作是动量 \mathbf{p} 的函数。采用赤道坐标系, 则可将 $f(\mathbf{p})$ 作多极展开(或按球谐函数 $P_{lm}(\delta, \alpha)$ 展开),

$$f(\mathbf{p}) = f(\mathbf{e}, p) = f^{(0)}(p) + f_i^{(1)}(p)e_i + f_{ij}^{(2)}(p)e_i e_j + \dots + f_{i_1 \dots i_k}^{(k)}(p)e_{i_1} \dots e_{i_k} + \dots$$

$$i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1)$$

上式对重复下标求和。

$$e_1 = \cos \alpha \cos \delta \quad e_2 = \sin \alpha \cos \delta \quad e_3 = \sin \delta \quad (2.2)$$

空间某点宇宙线微分强度 I 定义为: 在某一给定方向上的单位立体角元、单位面元、单位时间间隔内所到达的动量为 p 到 $p + \Delta p$ 间的粒子数目。它与相空间密度分布的关系是

$$I(\mathbf{e}, p) = v p^2 f(\mathbf{e}, p) \quad (2.3)$$

在相对论范围, $v \simeq c$, 所以

$$I(\mathbf{e}, p) = c p^2 f(\mathbf{e}, p) \quad (2.4)$$

宇宙线通量 F 定义为: 单位时间间隔通过单位面元、动量在 $p - p + \Delta p$ 间的粒子总数(一般是在一个半球方向上)

$$F = \int \mathbf{I} \cdot d\vec{\Omega} \quad (2.5)$$

这里 \mathbf{I} 为方向强度, $d\vec{\Omega}$ 为在某一方向上的立体角元。

在研究中还经常用到宇宙线的空间密度分布, 或叫能态函数 $N(\mathbf{r}, E, t)$ 。它表示在 t 时刻空间一点 \mathbf{r} 处单位体积内所容纳的能量为 $E - E + \Delta E$ 的粒子数,

$$N = \int \frac{I d\Omega}{v} \quad (2.6)$$

在相对论情况下, $pc \simeq E$, $v \simeq c$, 上式变为

$$N = \frac{1}{c} \int I d\Omega \quad (2.7)$$

类似于相空间密度函数 f , 也可以把强度做多极展开

$$I(\mathbf{e}, p) = I^{(0)}(p) + I_i^{(1)}(p)e_i + I_{ij}^{(2)}(p)e_i e_j + \dots \quad (2.8)$$

这里 $I^{(0)}(p)$ 是不依赖角度的各向同性部分, 其余各项均与方向有关, 而各向异性函数定义为:

$$\eta(\mathbf{p}) \equiv \frac{I(\mathbf{p}) - I^{(0)}}{I^{(0)}} = \frac{f(\mathbf{p}) - f^{(0)}}{f^{(0)}} \quad (2.9)$$

若 $I(\boldsymbol{p})$ 展开只取头两项,则得到的各向异性叫做一阶各向异性度(或称偶极各向异性),它是一个矢量。若 $I(\boldsymbol{p})$ 展开取到前三项,则得到包括二阶球函数在内的各向异性,余者类推。

在以往的工作中,人们对一阶各向异性做了较多的研究。这一方面由于当探测器的角分辨差时,探测不到高阶各向异性;另一方面是由于在一些特殊物理条件下只有一阶各向异性是明显的。例如宇宙线的多重散射模型中,高阶项衰减很快;而对于以速度 v 运动的观察者($v \ll c$),即使宇宙线在空间是各向同性分布的,其强度为 $I = kE^{-\Gamma}$,他也将探测到一阶的各向异性,其幅度为^[4],

$$\eta_0 = \frac{v}{c}(\Gamma + 2)$$

这就是所谓的Compton-Getting效应。本文也仅讨论一阶各向异性。

三、有关的天体物理情况

荷电宇宙线粒子的到达方向与许多天体物理因素有关,很容易想到它跟宇宙线源的空间、时间分布有关,也与星际气体、星际磁场的分布有关。但对于这些问题尚不能做出明确回答,下面只给出有关问题的大体情况。

1. 可能的宇宙线源

关于宇宙线起源,有银河系起源和河外起源两种说法。从 γ 射线观测的结果^[5],有利于银河系起源模型。可能的河内宇宙线源是超新星爆发、超新星遗迹、脉冲星、耀星和白矮星等。宇宙线银河系起源的特点是宇宙线强度与银河系结构的关联,特别是与银盘和银心的关联。可能的河外宇宙线源有射电星系、塞佛特星系、类星体和富星系团(特别是在室女座星团附近)。大爆炸也能产生一定能量范围的宇宙线,其密度大体上应该处处相等。宇宙线大多数也很可能被禁闭在产生它的星系团中,而它们是由该星系团中的一个或少数几个高能星产生的^{[6], [7]}。

2. 银河系的磁场

虽然关于银河系磁场的许多细节尚不清楚,但它的存在却是肯定的。通过星光极化的测量^[8]以及从脉冲星^[9]和河外射电源的射电波的法拉第旋转和射电连续谱资料^[10],证明存在一个较强的磁场,它比银盘的厚度大得多。大体图像是:在银盘邻域几百到几千pc范围内,存在着平滑磁场,其强度下降得比气体密度减小的速度慢,形成了一个弱的场晕。在太阳系几百pc的局部范围内,有2—3 μ G的规则磁场,还有同数量级的非规则场,但在10pc之内可以作为平滑场处理。低能宇宙线沿磁场螺旋运动形成沿磁力线的对称弥散,扰动磁流波与宇宙线粒子作用也能有效地散射宇宙线^[11]。高能宇宙线在磁场中有规的运动也可能造成可观测的效应^[12]。

3. 恒星际风

局部星际介质的运动对宇宙线各向异性有很大影响。部分电离的气体携有冻结磁场,这样在相对于气体静止的坐标系来看,宇宙线就可能是轴对称分布的。设它的一阶各向异性 η_{10} 是沿磁场方向的(当然,它也可能含有高阶谐波),当变换到相对于气体运动的观察者参

考系时, 一阶各向异性为

$$\vec{\eta} = \vec{\eta}_c + \vec{\eta}_{rest} \quad (3.1)$$

这里 $\vec{\eta}_c$ 是运动参考系引起的各向异性, 这时总的各向异性已不再沿磁场方向。这种坐标变换并不引起高次谐波的可观测变化。

用观测太阳的紫外光(UV)在H和He原子上散射产生的 L_α 和He I (584Å)线, 以及分析附近恒星的高分辨谱线, 能得到关于局部星际介质的一些性质。Adams和Frisch^[13]用装在哥白尼卫星(Copernicus)上的高分辨UI谱仪, 获得局部星际介质的流动速度是 $(21.6 \pm 2.8) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。从He I资料^[14]得到上风的方向是 $\alpha = 252^\circ \pm 3^\circ, \delta = -15^\circ \pm 3^\circ (l = 4^\circ, b = 18^\circ)$ 。这个方向与 L_α 测得的相符。关于它的密度和温度并不能确定, 大约是 $n_H \sim (0.05 - 0.1) \text{ cm}^{-3}, T = 10^4 \text{ K}$, 氢的速度离散相应约为 $13 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

4. 宇宙线的传播

不管银河宇宙线还是河外宇宙线, 总是通过恒星际气体和磁场而到达我们地球附近。对于中性宇宙线粒子、很高能量的荷电粒子以及近源产生的宇宙线, 它们的到达方向可能主要反映了源的分布情况。而对一般荷电宇宙线, 其到达方向取决于源的分布和传播过程, 而传播过程又与宇宙中气体与磁场的分布密切相关。

星际磁场的典型强度大约是 $3 \mu\text{G}$, 一个质子在磁场中的回旋半径为

$$r_g = \frac{E_e v}{H_{\mu\text{G}}} \times 10^{-15} \text{ (pc)} \quad (3.2)$$

这样能量为 10^{19} eV 的质子其回旋半径是 $\sim 3 \text{ kpc}$, 此值应作为我们所考虑的银河宇宙线的上限。

一般认为银河宇宙线是以扩散形式传播的, 其可能的机制是与星际云的散射或与扰动磁流波的共振散射。它满足下述扩散方程^[15]

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \nabla \cdot (D \nabla N) + \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{dE}{dt} N \right) + \frac{N}{T} = Q(\mathbf{r}, E, t) \quad (3.3)$$

这里 $N(\mathbf{r}, E, t)$ 是能态函数, D 是扩散系数, 一般是个张量, 但在各向同性扩散情况下是个标量。第三项表示由于粒子能量损失引起的密度减小, 此项对于电子很重要, 但对于质子和重核常常可以忽略。第四项是由于核作用和逃逸引起的粒子数损失。这里

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_c} \quad (3.4)$$

T_e 是逃离银河系的时间(称逃逸时间), T_c 对于重核来讲是碎裂反应的平均寿命, 而对于质子可认为是非弹性作用时间。右端 Q 表示源项, 它可能是 δ 函数形式或连续注入的形式, 视不同模型而异。相应于不同的机制, 扩散系数有不同的表达式, 再加上其他假设条件, 就可以解出宇宙线的空间密度分布, 进而得到它的强度、通量等可与实验直接比较的物理量。

四、实验观测状况

宇宙线纯银河系各向异性(系指排除了日球影响后的各向异性)的研究, 有一段曲折的历

史。早年人们从宇宙线的可能源预料到它应该有较大的各向异性，但实验观测结果表明各向异性总是很小，并且这些报道都是零星的。直到1975年，人们的认识是：在 10^{-4} 范围内，宇宙线的到达方向是各向同性的。

测定宇宙线的到达方向，应该在远离地磁场影响的地方进行，最好也避开日球的影响。由于装在卫星上的探测器不能做得很大，所以统计涨落较大，不能给出关于各向异性的有意义的结果，况且其本底的消除也存在着问题。利用地球上的探测器来探测宇宙线的次级粒子，进而推导出它的原初能量、方向和成份是可能的。

当高能宇宙线穿过大气时，它与空气核发生核作用产生次级 π 介子。其中 π^0 衰变成高能光子，这光子进而又生成正、负电子对，这些高能电子又通过韧致辐射或对产生生成光子，如此形成了电子-光子级联过程或叫电磁级联。而第一次核作用产生的 π^+ 及可能的核碎片也将继续与空气核作用形成强子级联过程。通常强子级联与电磁级联是混在一起的，统称空气簇射。图1是空气簇射的示意图。当初级粒子的能量很高时，该级联过程的纵向和横向发展分布在很大的空间范围，叫做广延空气簇射(EAS)，簇射轴心基本上是沿初级宇宙线入射方向的。EAS的具体特征与初级宇宙线的种类(质子、核还是 γ 射线)有关，也与相互作用性质(多重度、非弹性系数和作用截面)有关。

人们用一个探测器阵列来探测空气簇射。它由粒子密度探测器组成，并具有毫微秒的记时精度。每个探测单元都有几平方米的面积，若干个单元探测器分布在方圆为公里量级的范围内。每个探测单元可由盖革管、液体和塑料闪烁计数器、契伦科夫计数器或氩闪光管等组成。利用在不同位置上簇射前沿到达的时间差，可以定出簇射方向，见图2。

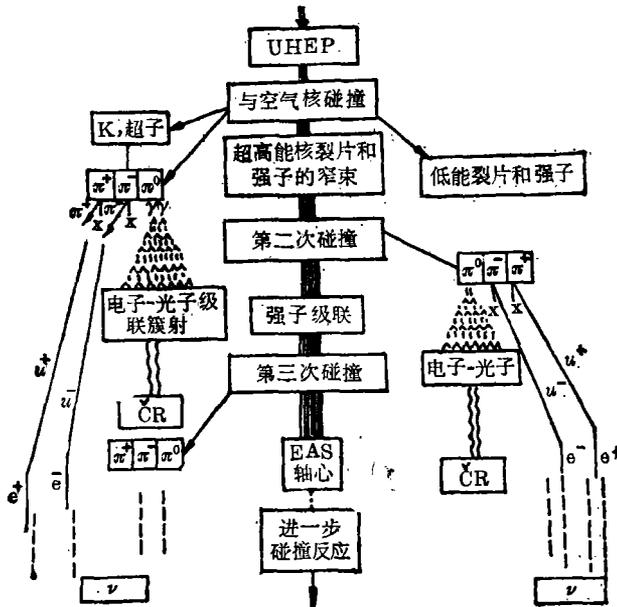


图1. 超高能宇宙线(UHEP)与空气核作用引起的广延空气簇射(EAS)示意图。ČR代表契伦科夫辐射。

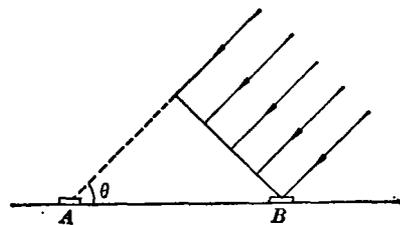


图2. 通过测量 EAS 的簇射前沿到达的时间差确定簇射轴干方向的示意图。探测单元 A、B 间距离为 R，

$$\Delta t = t_A - t_B, \quad \cos \theta = \frac{c \Delta t}{R}.$$

由于宇宙线的各向异性较小, 高能时统计偏差又大, 所以需要大面积和稳定性好的仪器。位于地球上的EAS阵列基本上能满足这一要求。而且随着地球的旋转, 地面上的仪器扫描过天球上具有一定宽度的赤纬带, 从而能在一给定的赤纬下研究宇宙线强度的赤经变化。

设阵列的地理纬度、经度分别为 φ_0, λ , 而测得EAS轴干方向的天顶角和方位角分别是 θ, φ , 则通过下式可确定簇射轴在天球赤道坐标系里的方位 (δ, α) ,

$$\sin \delta = \sin \varphi_0 \cos \theta - \cos \varphi_0 \sin \theta \cos \varphi \quad (4.1)$$

$$\sin t = \frac{\sin \theta \sin \varphi}{\cos \delta} \quad (4.2)$$

$$\cos t = (\cos \varphi_0 \cos \theta + \sin \varphi_0 \sin \theta \cos \varphi) / \cos \delta \quad (4.3)$$

$$\alpha = t_{st} - t \quad (4.4)$$

这里 t 为时角, t_{st} 为恒星时

$$t_{st} = S_{0.G} + t_0 - (\lambda + \lambda_0) / 15^\circ + \text{修正量} \quad (4.5)$$

t_0 是观测所在时区使用的时间, λ_0 为该时区的地理经度, $S_{0.G}$ 是每天 0^hUT 的恒星时, 可由天文年历查出。由于EAS阵列能探测到的方向仅限于地面铅垂线方向附近, 所以在一固定的地理纬度上能观测的赤纬范围有限。要在不同的地理纬度上进行观测, 才有可能得到宇宙线强度随赤纬的变化。在现阶段, 一般只从宇宙线强度的恒星时变化来确定赤经方向各向异性。对一固定赤纬, 宇宙线强度可按球谐函数 $P_{km}(\delta, \alpha)$ 展开, 其中 $|m| < k$ 。 $m=0$ 项的贡献是现在尚不能探测的极向成份。

假设宇宙线的方向分布是轴对称的, 其对称轴沿局部星际磁场方向(至少对 10^{14} eV 以下的初级宇宙线, 在对 Compton-Getting 效应校正后是这种情况), 那么各向异性函数可写为:

$$\eta(\epsilon) = \eta^{(1)} \cos \theta + \eta^{(2)} \frac{3}{2} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) + \eta^{(3)} \frac{5}{2} \left(\cos^3 \theta - \frac{3}{5} \cos \theta \right) + \dots \quad (4.6)$$

这里 θ 是以磁场 \mathbf{B} 为轴向的极角, 代表观测方向。这时只要知道了 \mathbf{B} 和一系列 $\eta^{(i)}$, 就可以完全确定方向分布了。当观测方向的赤经、赤纬为 (α, δ) , 磁场方向为 (α_0, δ_0) 时,

$$\cos \theta = \sin \delta_0 \sin \delta + \cos \delta_0 \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_0) \quad (4.7)$$

当其它参数确定了时, 就能得到 η 随 α 的变化了。其实即使在这种情况下, 通过实验也很难确定高阶各向异性, 因为第 n 阶谐波总带有因子 $\cos^n \delta_0 \cos^n \delta$, 只要 δ_0, δ 远离赤道, 其幅度就下降得很多。另外, 探测器的有限的角分辨和能量分辨, 均对方向分布起平滑作用, 这就使得现今的观测只能给到二阶各向异性。

布达佩斯-索菲亚(Budapest-Sofia)联合小组^[16]和名古屋(Nagoya)小组^[17], 首次为宇宙线在太阳影响之外的区域存在各向异性提供了实验数据。他们的实验簇射能量在 10^{13} — 10^{14} eV 之间, 并剔除了可能的虚假效应。他们认为在这一能量区间, 行星际磁场的影响应该是很小的, 只能用纯银河系起源来解释。这两个小组的结果是相符合的。

1977 年 Linsley 和 Watson^[18] 搜集和研究了 1951 至 1965 年间公开发表的实验资料, 认为这些资料支持了 10^{14} — 10^{17} eV 的宇宙线存在各向异性的论点。1978 年 Edge 等人的评论文章^[19]归纳了 Haverah Park 的实验资料, 为 6×10^{16} — 10^{20} eV 的宇宙线各向异性的存在提供了强有力的证据。但 10^{13} eV 以下的宇宙线是否存在纯赤经的变化尚有争议。主要疑点在于这里

是否混入了行星际磁场的影响。低于 10^{11} eV的情况更加复杂,因为这时还涉及到地球附近的各种局部效应。下面分别介绍不同能段的实验观察情况。

1. 10^{11} — 10^{14} eV

在该能段,行星际扇形磁场以及太阳诱发的调制效应,都会改变或减小宇宙线的各向异性。只要日球不是球对称的,就引起调制。Nagashima和Mori^[20]对 10^{11} — 10^{12} eV宇宙线的恒星时变化做了评述,看来行星际磁场的干扰似乎比想象的要小。所以 10^{11} — 10^{12} eV宇宙线的恒星时变化能给出关于银河各向异性的有用资料。

10^{12} — 10^{14} eV宇宙线的观测资料由Fenton^{[21], [22]}、Nagashima^[23]和Gombosi^[24]所提供,其值如表1所示。

表1 宇宙线恒星时各向异性的幅度和位相(太阳坐标系)

	Poatina 42°S	Norikura 36°N	Musala 42°N
中位能	10^{12} eV	2×10^{13} eV	6×10^{13} eV
一次谐波	$(0.050 \pm 0.024)\%$ $(1.3 \pm 1.9)h$	$(0.051 \pm 0.004)\%$ $(1.0 \pm 0.3)h$	$(0.073 \pm 0.020)\%$ $(1.7 \pm 1.1)h$
二次谐波	不明显	$(0.026 \pm 0.004)\%$ $(5.5 \pm 0.3)h$	$(0.055 \pm 0.020)\%$ $(5.0 \pm 0.7)h$

总的看来, 10^{11} — 10^{14} eV宇宙线的起源和传播机制似乎是一样的,它们的一阶各向异性的幅度和位相近于常数,这符合粒子在相当平滑的局部星际介质里的简单流动图像^[2], 10^{-5} pc范围内的UV背景观测^[25]和几pc内的恒星吸收线的研究结果也支持这一点。

2. 10^{14} — 10^{17} eV

该能段的宇宙线研究,主要从广延空气簇射实验获取资料。为了确定初级宇宙线能谱的转折和各向异性随能量的变化,五十至六十年代在这方面做了大量研究工作。最有代表性的是Linsley和Watson^[18]对1951—1965年公开发表的实验结果的分析。他们得到50个一次谐波的幅度值和41个二次谐波的观测值,其中少数实验还带有位相信息。扣除了一些附加影响后,得到纯银河系各向异性幅度和位相的经验值为

$$\eta = 0.4E^{1/2} \quad (4.8)$$

$$\alpha = 15.3 - 3.81 \log E (h) \quad (4.9)$$

这里 E 是以 10^{16} eV为单位。由于这是从几个不同地理纬度测到的,所以能把它看作是某种平均效果,相当于赤道处的值应乘以 $1/\cos\delta \approx 1.3$ 。

3. $E > 10^{17}$ eV

探测如此高能宇宙线,大都利用设置在海平面高度的巨大EAS阵列。其探测能量的典型精度为 $\sim 30\%$,方向精度为几度。但已有人指出,高能时统计误差的增大有可能掩盖各向异性随能量变化的真实规律。

Astley^[26]及其合作者在1981年声称,从Haverah Park资料发现在该能段从南天球来的宇宙线比从北天球来的要多——宇宙线的南超。Lloyd-Evans和Watson^[27]用同一资料得到相同的结论,只是精度比前者更高。

后来Efimov等^[28]归纳了Yakutsk的有关资料,也发现除各向异性幅度随能量上升外,宇宙线强度确实有南超。最近Wdowczyk和Wolfendale^[3]重新分析了这些实验资料,认为从这

里并不能导出宇宙线有南超的结论; 幅度和位相分析只表明来自银盘的宇宙线是过剩的。这支持了直到 10^{18}eV , 宇宙线仍然主要是银河系起源的观点。

五、理论模型

由于现有的实验观测水平的限制, 使有关各向异性的理论研究处于初级阶段。一般地说, 近似各向同性是多因素、多过程影响的结果; 而低阶各向异性反映较大尺度上源分布以及传播过程的特性, 高阶各向异性则涉及到传播机制的细微过程和小尺度上源、物质及磁场的分布状况。

有关一阶各向异性有以下几种说法, 现简略介绍如下。

1. 漏箱模型

漏箱模型认为银河宇宙线好象处在一银河系尺度的箱内, 它们以某种几率泄漏出银河系, 其泄漏平均时间与能量有关。在该模型下, 一阶各向异性幅度可近似表为^[12]

$$\eta = k \frac{T_{de}}{T_{conf}} \quad (5.1)$$

这里 T_{conf} 是宇宙线粒子在箱内的平均居留时间, 而 T_{de} 是一个中性宇宙线粒子 (如光子) 径直离开此箱的时间, k 为接近于 1 的常数, 具体值依赖观测位置。若平均居留时间 $T_{conf} \propto E^{-\beta}$, 则各向异性

$$\eta \propto E^{\beta} \quad (5.2)$$

这纯粹是捕获寿命效应。为与观测结果一致, β 应取值为 0.5。

2. 高能粒子的规则运动模型^{[11], [12]}

对于能量很高的粒子, 小尺度的不规则运动不是很重要了, 它们可能在银河系有限区域的磁场中做规则回旋运动, 这相当于一个流动, 其方向在 $\mathbf{B} \times \nabla N$ 方向上。与之相应的各向异性方向与 $\mathbf{B} \times \nabla N$ 方向相反, 其幅度量级为

$$\eta \simeq r_g \left(\frac{\nabla N}{N} \right) \quad (5.3)$$

图 3 是它的一个示意图。水平虚线代表银面, 宇宙线密度沿径向有一梯度 ∇N , 方向如图所示。这时观察者就会发现宇宙线粒子的“南超”。如果银河系磁场在 2kpc 范围内是均匀的 (一个膨胀的银盘), 那么它将能容纳直到 $3 \times 10^{18}\text{eV}$ 的宇宙线质子 (重核还要乘以 z 倍)。这是磁场效应与密度梯度效应的联合结果, 是不同于纯弥散和多重散射的。该模型是为了解释所谓宇宙线“南超”而提出的。

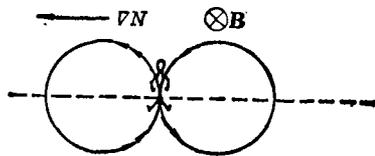


图3. 在有梯度存在的粒子密度场中, 高能粒子规则运动造成的各向异性图解。

3. 点源的无界扩散模型

在 Ramaty 等人^[29]的分立点源无界扩散模型基础上, 我们考虑了扩散系数对能量的依赖,

与星际介质作用粒子数目的衰减以及局部星际介质运动的影响，导出了一阶各向异性幅度的表达式^{[30], [31]}

$$\vec{\eta} = \vec{\eta}_c + \sum_i \vec{\eta}_i \quad (5.4)$$

其中

$$\vec{\eta}_i = \left(\frac{3r_i}{2ct_i} \right) \left(\frac{N_i}{N} \right) \vec{r}_{0i} \quad (5.5)$$

$$N_i = \frac{N_0 E^{-\Gamma}}{(4\pi D t_i)^{1.5}} \exp \left\{ -\frac{r_i^2}{4D t_i} - B(E) t_i \right\} \quad (\text{cm}^3) \quad (5.6)$$

$$D = 1.66 \times 10^{15} E_{\text{eV}} \quad (\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}) \quad (5.7)$$

$$B(E) = 3 \times 10^{-17} [35.3 - 2.2 \ln E + 0.3 (\ln E)^2] \quad (\text{s}^{-1}) \quad (5.8)$$

这里 $\vec{\eta}_c$ 是Compton-Getting各向异性， N 是观察点的宇宙线空间密度， N_i 和 $\vec{\eta}_i$ 分别是第 i 个分立点源对空间密度和各向异性度的贡献， r_i 、 t_i 和 \vec{r}_{0i} 分别代表第 i 个点源离观察处的距离、年龄和从观察点指向第 i 个点源的单位向量。 D 是扩散系数， $1/B$ 相应于 P - P 非弹性作用寿命， N_0 为待定参数(对每个点源是一样的)， Γ 为源的原初发射微分谱指数。

当取 $N_0 = 1.32 \times 10^{45}$ ， $\Gamma = 1.2$ 时(相应于一个超新星爆发释放粒子的总能量约 10^{50} erg)，利用(5.5)式可分别计算太阳附近11个超新星造成的各向异性(结果见图4)，并与现有的一阶各向异性的观测资料(图5)相比较，能得出以下结论。

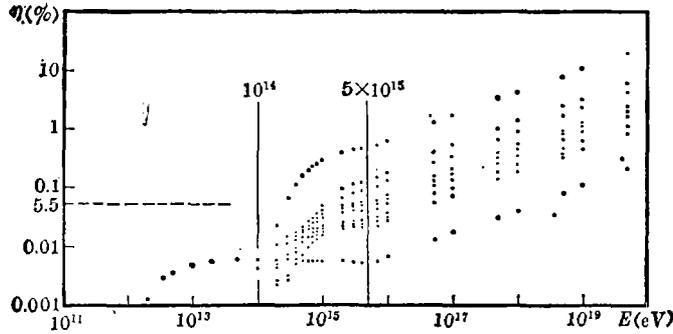


图4. 据(5.5)式算出的太阳附近11个超新星各自造成的各向异性，其中水平虚线表示 10^{11} — 10^{14} eV 间的观测值。

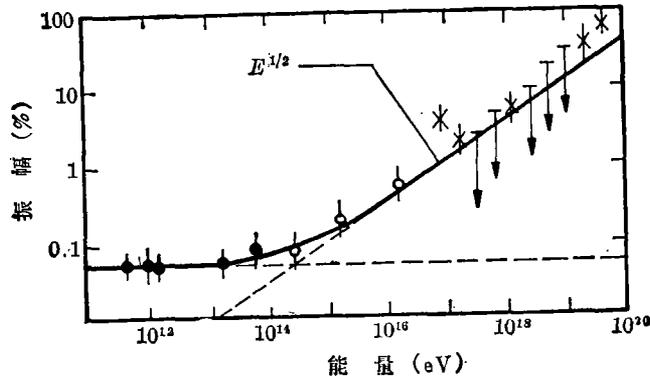


图5. 一阶各向异性幅度的观测资料，黑线为拟合曲线。

在 10^{11} — 10^{14} eV, $\vec{\eta}_c$ 的贡献是主要的, 这与该能段一阶各向异性幅度和位相为常数的实验结果相符; 在 5×10^{15} eV 以上, 点源贡献占绝对优势, 且各点源的 $\vec{\eta}_c$ 均按 $E^{0.4}$ 上升, 因此不管它们各自的方向如何, 最终各向异性也是随 $E^{0.4}$ 上升的。而在这两能段之间, 其各向异性是该两项贡献的混合, 需要仔细计算迭加。

以上讨论的各向异性, 原则上是对荷电粒子而言的。但空气簇射实验对初级粒子能量推断的误差一般在 30%, 对簇射轴干方向的确定也有几度的误差, 而对初级粒子种类的辨认也并不是完全有把握的, 在这里面可能会有高能 γ 光子混入。最近已探测到几个能量高达 10^{16} eV 的 γ 射线点源, 人们已注意到这种高能 γ 光子对宇宙线能谱以及各向异性的可能影响^[92]。

另外, 宇宙线是由各种不同核组成的, 所以可以预料其方向分布也与核的种类有关。但限于目前的实验水平, 并没有对这类问题做进一步的讨论。

总之, 宇宙线纯银河系的各向异性已被观测到, 其能量范围跨越 9 个量级, 但其中只有 10^{13} — 10^{14} eV 的小簇射实验是可靠的。现有的关于宇宙线各向异性的观测, 已为宇宙线的银河系起源提供了进一步的证据。由于各向异性观测是项耗费时间和精力的工作, 这给资料的积累带来一定困难, 除非探测技术有重大改变。高能 γ 射线天文学和中微子天文学将会给宇宙线的起源提供有力的证据。当然还可能出现一些现在尚无法预料的事件会在解决宇宙线起源问题中扮演重要角色, 这也正是科学研究之所以吸引人的原因。

感谢霍安祥、李启斌、李惕碛和丁林垚同志对本文稿提出的宝贵意见。

参 考 文 献

- [1] Király, P. et al., *Rivista del Nuovo Cimento*, 2 (1979), No. 7, 1.
- [2] Király, P. et al., *Letter at Nuovo Cimento*, 24 (1979), 249.
- [3] Wdowczyk, J. and Wolfendale, A. (submitted to *J. Phys. G.*).
- [4] 徐春娴, 空间科学学报, 4 (1984), 253.
- [5] Strong, A. W. et al., in Proc. of 12th ESLAB Symposium, 167, (1977).
- [6] Brech, B. and Burbidge, G. R., *Ap. J.*, 174 (1972), 253.
- [7] Wdowczyk, J. and Wolfendale, A., *J. Phys.*, A9 (1976), L197.
- [8] Ellis, R. S. and Axon, D. J., *Astrophys. Space Sci.*, 54 (1978), 425.
- [9] Heiles, C., *Ann. Rev. Astro. Astrophys.*, 14 (1976), 1.
- [10] Ginzburg, V. L. and Ptuskin, V. S., *Rev. Mod. Phys.*, 48 (1976), 161.
- [11] Skilling, J., in Proc. of 14th ICRC., 2 (1975), 624.
- [12] Hillas, A. M., in Proc. of The Cosmic Ray Workshop, p.1, ed. by T. K. Gaisser, University of Utah, 10-14 Jan, 1983.
- [13] Adams, T. F. and Frisch, P. C., *Ap. J.*, 121 (1977), 300.
- [14] Weller, C. S. and Meier, R. R., *Ap. J.*, 193 (1974), 471.
- [15] Osborne, J. L., *Origin of Cosmic Rays*, p.203, ed. by J. L. Osborne and A. W. Wolfendale, D. Reidel Pub. Co., (1974).
- [16] Gombosi, T. et al., *Nature*, 255 (1975), 687.
- [17] Nagashima, K. et al., Proc. of 15th ICRC., 2 (1977), 154.
- [18] Linsley, J. and Watson, A. A., Proc. of 15th ICRC., 12 (1977), 203.
- [19] Edge, D. M. et al., *J. Phys. G.*, 4 (1978), 113.
- [20] Nagashima, K. and Mori, S., in Proc. of ICRS., 326, Tokyo, (1976).
- [21] Fenton, A. G. et al., Proc. of 15th ICRC., 11 (1977), 242.
- [22] Fenton, A. G. et al., in Proc. of ICRS., 313, Tokyo, (1976).
- [23] Nagashima, K. et al., Proc. of 15th ICRC., 2 (1977), 154.

- [24] Gombosi, T. et al., Central Research Institute for Physics, H-1525 Budapest 114, Preprint ISBN 963 371 327-7 (1977), 9.
- [25] McClintock, W. et al., *Ap. J.*, **225** (1978), 465.
- [26] Astley, S. M. et al., Proc. of 17th ICRC., **2** (1981), 156.
- [27] Lloyd-Evans, J. and Watson. A. A., in Proc. of 8th European Cosmic Ray Conference, p.81, Rome (1982).
- [28] Efimov, N. N. et al., Proc. of 18th ICRC., **2** (1983), 149.
- [29] Ramaty, R. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **24** (1970), 913.
- [30] 徐春娴, 空间科学学报, **5** (1985), 23.
- [31] 徐春娴, 高能物理与核物理, **9** (1985), 385.
- [32] Wdowczyk, J. and Wolfendale, A. W., *Nature*, **305** (1983), 609.

(责任编辑 刘金铭)

The Anisotropy of High Energy Cosmic Rays

Xu Chunxian

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

Abstract

The anisotropy of cosmic rays, which involves the cosmic ray origin and propagation as well as the structure of the Galaxy, is an interesting and important problem. The paper presents a detailed introduction to the history and the present aspect of anisotropy research. In order to facilitate understanding and discussion, definitions and notations have been given for some quantities relevant to cosmic ray physics, and also a brief introduction to astrophysical aspects has been made. A theory model of our own, among others, has been presented. It is clear that the problem remains open, further experiments and theory studies are expected.