

星际 γ 射线谱线辐射流量的估算和来源探讨*

——I. SN II 和 SN Ib 的贡献

彭秋和 初 一 谢敬东

(南京大学天文系, 南京 210008)

杨 咏 红

(中国科学院北京天文台, 北京 100080)

摘 要

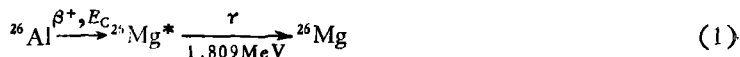
本文运用最新的超新星模型数据并考虑了星体的不同空间分布和质量分布, 对多种核素所产生的 γ 射线谱线辐射流量做了计算和讨论。计算结果表明, SN II 和 SN Ib 很可能是 ^{26}Al 的主要来源之一。

关键词 γ 射线谱线天文学、超新星和核合成、放射性元素

1 引 言

1.1 问题

星际 γ 射线谱线的探测是检验恒星晚期演化过程中核合成以及新星、超新星理论模型最重要的手段之一。在超新星内部核合成过程中产生的一些重要的放射性核素、相应的衰变反应链以及伴随产生的 γ 射线能量见表 1。除了在 SN1987A 的观测研究中人们已探测到来自这个超新星的 $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ 的 γ 射线之外, 在宇宙空间背景中, 人们也曾预计 ^{22}Na , ^{26}Al 和 ^{44}Ti 及其发射的 γ 射线是未来 γ 射线天文学最有希望的探针。但是, 迄今为止, 人们只是通过 70 年代末发射的 HEAO-3 发现了来自银道面的由反应:



所产生的弥散 γ 射线谱线, 而在表 1 中所列出的其它 γ 射线谱线均未探测到。这个观测现象使新星、超新星以及恒星内部核合成的理论研究遇到严重的困难, 宇宙 ^{26}Al 的核合成问题成为目前核天体物理学最突出的矛盾之一。

1.2 观测

人们于 1979 年利用 HEAO-3 在两个两星期的采样时间内获得了有关观测资料 (文献 [2])。Mahoney 等人先后于 1982, 1984 和 1986 年对这些观测资料进行了处理分析, 得到了

1991-10-18 收稿, 1992-03-30 收修改稿。

* 国家自然科学基金资助项目。

表 1 超新星核合成的放射性同位素衰变反应链^[1]

衰变链	半衰期	衰变方式	γ 射线能量 (MeV)	备 注
$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}$	2.60 年	β^+ 衰变 轨道电子俘获	e^+ 1.275	
$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{26}\text{Mg}$	7.38×10^5 年	β^+ 衰变 轨道电子俘获	e^+ 1.809	^{26}Al 先经 β^+ 衰变变成 $^{26}\text{Mg}^*$, $^{26}\text{Mg}^*$ 退激发为 ^{26}Mg , 并放出 γ 射线
$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$	47.3 年	轨道电子俘获	e^+ 1.156 0.078 0.068	^{44}Ti 经 β^+ 衰变变成 ^{44}Sc , 放出 0.078 MeV 的 γ 射线, 再经 β^+ 衰变变成 ^{44}Ca 放出 1.157 MeV 的 γ 射线
$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$ $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$	6.10 天 78 天	轨道电子俘获	e^+ 0.847 1.238	
$^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$	3×10^6 年	β^- 衰变	1.322 1.173 0.059	

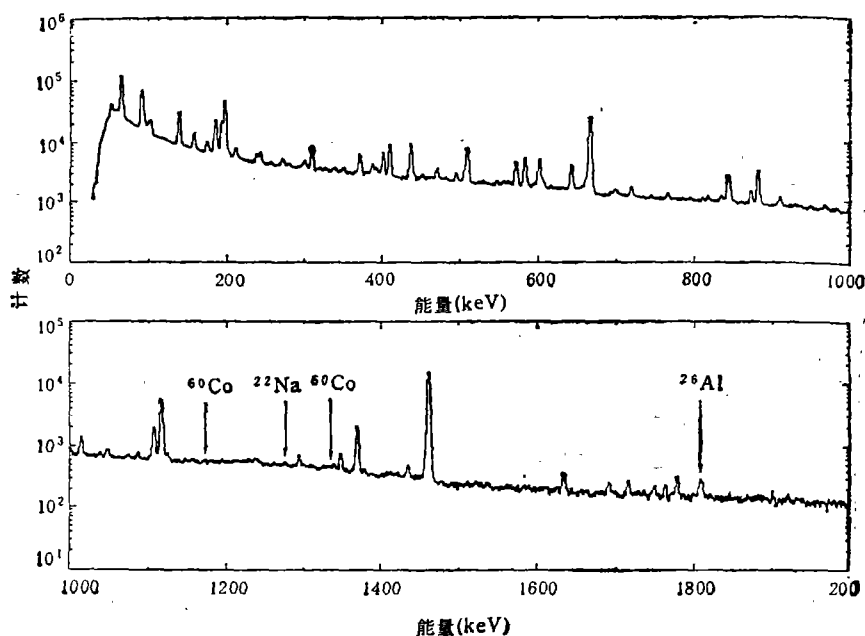


图 1 利用 HEAO-3 获得的银道面方向的观测光谱

由放射性核素 ^{26}Al 所产生的, 能量在 1.809 MeV 处的清晰的 γ 射线谱线 (谱线宽度 $\leq 3\text{keV}$ (FWHM)) (图 1, 2), 并给出该辐射来自银心方向的流量大小约为 $10^{-4} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{rad}^{-1}$ 的数据, 由此估计大约有 $3M_{\odot}$ 的 ^{26}Al 存在, 且没有发现和其它放射性核素相对应的 γ 射线谱线^[3]. 随后不同的科研小组使用不同的仪器所得到的观测资料也给出了与上述大致相符的结果^[4,5].

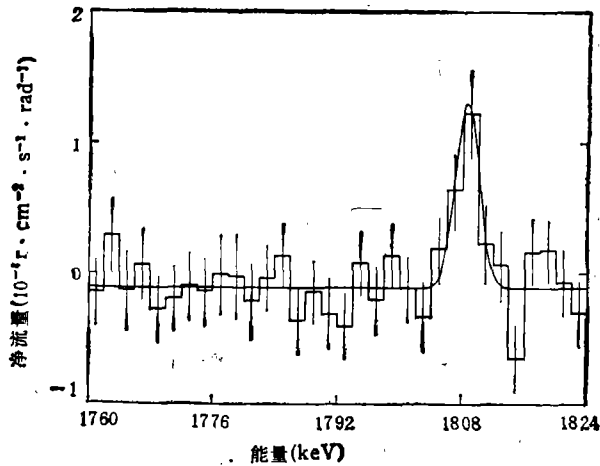


图 2 根据 HEAO-3 观测结果,经处理得到的银心方向,1.809MeV 附近弥散 γ 射线辐射谱线

1.3 理论分析现状

关于宇宙空间中为什么能够产生如此大量的 ^{26}Al , 人们分别提出了完全不同的天体来源. Clayton 和 Leising 强调新星作为产生宇宙 ^{26}Al 的主要来源^[6]; Woosley 坚持 SN II 和 SN Ib 作为有希望的模型; Dearborn 和 Blake 建议大质量主序星内部合成 ^{26}Al 并由星风将它们吹散到星际空间中^[7]; Norgaard^[8], Cameron^[9] 认为处于渐近分支的红巨星中可以合成足够多的 ^{26}Al ; Hillebrandt 等人^[10]提出银河系中心处一个超巨质量恒星 ($m \sim 5 \times 10^5 m_{\odot}$) 在几百万年以前爆发产生了现在观测到的 1.809MeV γ 射线相应的 ^{26}Al ; Plantzos 等人^[11]认为 Wolf-Rayet 星 (WR) 是最有希望产生星际 ^{26}Al 的主要来源. 但是, 从文献[11]和 1987 年 Rangacharyulu 等人的物理实验结果^[12]可以基本否定大质量主序星、红巨星、WR 星、超巨质量恒星模型的可能性. 因此本文不考虑这些模型, 而在产生 ^{26}Al 的有关新星、超新星模型中, 作者们对宇宙 γ 射线流量的估计是很粗糙的.

本文的目的是利用新近发表的有关(新星、超新星)模型中核合成的新数据, 采用比较细致的银河系中恒星的质量分布和恒星空间分布的规律, 对新星与超新星作为 1.809MeV (^{26}Al), 1.275MeV (^{22}Na) 和 0.0784MeV (^{44}Ti) γ 射线辐射源的对应天体来源分别进行考察, 试图对为什么会有如此大量的 ^{26}Al 存在于星际空间中, 而同时又没有发现其它的放射性元素这个重大问题有一定的了解.

由于新星、SN Ia 和 SN II, SN Ib 爆发的性质截然不同, 星体质量的分布也大为差异, 因此所采用的统计方法也迥然相异. 本文只讨论分析 SN II 和 SN Ib 对上述三种放射性元素 γ 射线流量的贡献. 至于新星和 SN Ia 对这些 γ 射线流量的贡献将另文讨论.

2 星际 γ 射线谱线辐射流量的估算方案

由于无法知道银河系所有爆发过的 SN II(SN Ib)的地点和爆发时间, 通常总是设想它们在空间与时间上按一定的概率分布. 如果 SN II (或 SN Ib) (其前身星质量为 m) 在某时刻

t 出现在银河系内某处 A 的概率 $P(\mathbf{R}, t)$ 可视为两个相互独立的因子——时间概率 $\theta(t)$ 和空间概率 $L(\mathbf{R})$ 的乘积: $P(\mathbf{R}, t) = \theta(t) \cdot L(\mathbf{R})$, $\mathbf{R}$ 为银心参考系中的位置矢量。且如果质量为 m 的恒星能够演化成为 SN II (SN Ib) 的话, 则有 $\theta(t) \propto 1/\tau_*(m)$ (忽略 θ 随时间的变化, $\tau_*(m)$ 是质量为 m 的恒星寿命) 以及 $L(\mathbf{R}) \propto n(\mathbf{R})$, $n(\mathbf{R})$ 是 SN II (SN Ib) 所归属的星族内恒星的空间分布数密度函数。设恒星的质量分布函数为 $f(m)$ ($f(m)$ 是归一化的), 则质量在 $m-m+dm$ 之间的恒星相对数目为 $f(m)dm$, 于是在单位时间内前身在质量为 m 的 SN II (SN Ib) 数目为 $l \cdot \frac{n(\mathbf{R})}{\tau_*(m)} \cdot f(m) \cdot dm \cdot dv$, 其中 dv 是空间体积元, l 为一待定比例因子。在这里, 假设了恒星形成率在时间上是均匀的。

假如质量为 m 的恒星经 SN II (SN Ib) 爆发后剩下的质量为 m_c , 则被抛射的质量为 $m-m_c$ 。如其中 i 种核素的丰度是 X_i , 在单位时间内, 在该体元内由前身星质量为 m 的 SN II (SN Ib) 产生的该种核素质量约为

$$\mu_i = (m - m_c) \cdot X_i \cdot l \frac{n(\mathbf{R})}{\tau_*(m)} f(m) dm dv, \quad (2)$$

折合成该种核素的原子数目为

$$n_i = (m - m_c) \cdot \frac{X_i}{A_i \cdot m_H} l \frac{n(\mathbf{R})}{\tau_*(m)} f(m) dm dv, \quad (3)$$

其中 A_i 为该核素的核子数, m_H 为氢原子量。则由不同质量的恒星经 SN II (SN Ib) 爆发所产生的该核素的数目之和为

$$N_i = \int_{m_{\text{下限}}}^{\infty} n_i dm = \int_{m_{\text{下限}}}^{\infty} (m - m_c) \cdot \frac{X_i}{A_i m_H} l \frac{n(\mathbf{R})}{\tau_*(m)} f(m) dv dm. \quad (4)$$

当 SN II (SN Ib) 爆发时, 只有经历一定时间 t_0 以后, 它们抛射的物质才开始对 γ 射线透明, 一般取 t_0 为 1—2 年。当 SN II (SN Ib) 抛射的物质开始发射可观测的 γ 射线时, 第 i 种放射性核素的数目为 $\tilde{N}_i = N_i e^{-t_0/\tau_i}$, 其中 N_i 为 SN II (SN Ib) 爆发时产生的原子数目。

以地球上的观测时刻作为时间的起算点 ($t=0$), 设观测到的某条 γ 射线光子是从距离地球为 D 的 SN II (SN Ib) 遗迹发射的, 则发射时刻 $t' (< 0)$ 为 $t' = -D/c$, 其中 c 为光速。这些光子是由 t' 时刻以前在该体元内曾经爆发的 SN II (SN Ib) 遗迹内剩存的放射性元素贡献的总和。在该体元内某一 SN II (SN Ib) 爆发时刻 (确切地说是对 γ 射线开始透明时刻) 记为 $t_1 (t_1 < t' < 0)$, 它对 t' 时刻贡献的 i 种放射性核素的数目 $\tilde{N}_i e^{-(t'-t_1)/\tau_i}$, 由于只讨论寿命 $\leq 10^6$ 年的放射性核素, 所以可对 t_1 从 $-\infty$ 时刻一直积分到 t' , 就可得到 t' 时刻在该体元内 i 种核素的累积数量为 $\tilde{N}_i \int_{-\infty}^{t'} e^{-(t'-t_1)/\tau_i} dt_1 = \tau_i \tilde{N}_i = N_i \tau_i e^{-t'/\tau_i}$ 。由于每一个放射性原子核衰变 (或电子俘获) 的概率为 $1/\tau_i$, 所以在 t' 时, 单位时间内在该体元内发生衰变的 i 种核素的数目为 $N_i e^{-t'/\tau_i}$ 。这样, 该体元内第 i 种放射性核素所发射的第 j 条谱线到达地球的流量为

$$ds(i, j) = \frac{1}{4\pi D^2} \eta_{ij} e^{-t'/\tau_i} \int_{m_{\text{下限}}}^{\infty} \frac{(m - m_c) X_i}{A_i m_H} l \frac{n(\mathbf{R})}{\tau_*(m)} f(m) dv dm. \quad (5)$$

其中 η_{ij} 为第 i 种核素衰变过程中伴随产生的第 j 条 γ 射线的分支比。该条 γ 射线 (i, j) 在地球上可观测到的总流量为

$$S(i, j) = B(i, j) \cdot F_{\bullet}, \quad (6)$$

其中

$$F_v = \int_v \ln(\mathbf{R}) d\nu / (4\pi D^2) \quad (7)$$

是同银河系内恒星(空间)物质分布有关的“分布因子”,而

$$B(i, j) = \frac{\eta_{ij} e^{-t_0/\tau_i}}{A_i m_H} \int_{m_{\text{下限}}}^{\infty} \frac{(m - m_c) X_i}{\tau_i(m)} f(m) dm, \quad (8)$$

则是由 SNII(SN1b) 模型以及放射性核素的内在物理性质所共同决定的,称之为“物理因子”。

在具体计算“分布因子”时,因为银河系内物质分布具有关于银心或银道面或银河系自转轴的某些对称性,所以采用银心银道坐标系(球坐标系 (R, b, l) 或柱面坐标系 (r, z, l) , 其中 l 表示银经, b 为银纬, z 为星体离银道面的高度, r 为银道面上星体到银心的距离。坐标间关系以及星体到太阳的距离 D 同它们的关系为

$$\begin{aligned} r &= R \cos b, \quad z = R \sin b, \quad R^2 = r^2 + z^2, \\ D^2 &= R^2 + R_\odot^2 - 2RR_\odot \cos b \cdot \cos l, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $R_\odot$ 为太阳离银心的距离,可取 8.0 kpc。但是当计算地球上接受到某一方向的 γ 射线流量或某些其它积分时,采用日心银道坐标系 (D, b', l') 才更为方便,其间关系为

$$\begin{aligned} R^2 &= D^2 + R_\odot^2 - 2DR_\odot \cos b' \cdot \cos l', \\ z &= D \sin b', \quad r^2 = R_\odot^2 + D^2 \cos^2 b' - 2DR_\odot \cos b' \cdot \cos l'. \end{aligned} \quad (10)$$

从地球上观测某方向的 γ 射线的流量为

$$d_s(i, j)/d\Omega = B(i, j) \cdot F_\Omega \quad (11)$$

$$F_\Omega = \frac{l}{4\pi} \int_0^\infty n(\mathbf{R}) dD. \quad (12)$$

只要从一定的(银河系内)物质空间分布模型计算了“分布因子” F_v 或 F_Ω , 以及从现代 SN II (SN Ib) 爆发模型知道了“物理因子” $B(i, j)$ 后,便可计算出某条 γ 射线的总流量和某一方向上的流量。

以下为确定 s_{ij} 中所需的 $\tau_i(m)$, $f(m)$, $n(\mathbf{R})$ 的形式以及 $n(\mathbf{R})$ 中待定系数与 l 的乘积和其它参量:

(1) $\tau_i(m)$, 根据文献[13]采用

$$\tau_i(m) = 12 \cdot \left(\frac{m_\odot}{m} \right)^3 \times 10^9 \text{a}. \quad (13)$$

(2) $f(m)$, 已经恒星的光度分布函数^[14]为

$$\Phi(M) = \begin{cases} n_* \cdot 10^{\beta(M-M^*)} / [1 + 10^{-(\alpha-\beta)\delta(M-M^*)}]^{\frac{1}{\delta}} & (M_b \leq M \leq 15), \\ \Phi(15), & (15 \leq M \leq M_d), \\ 0, & (M \leq M_b \text{ 或 } M \geq M_d), \end{cases} \quad (14)$$

式中 M 为恒星的绝对星等,其它参量 $n_* = 4.03 \times 10^{-3}$, $M^* = 1.28$, $M_b = -6$, $M_d = 19$, $\alpha = 0.74$, $\beta = 0.04$, $\frac{1}{\delta} = 3.40$ 。因为文献[14]原文中当 $M \leq M_b$ 时没有观测资料,所以就取为 0, 根据我们所知还没有人给过 $M \leq M_b$ 时的资料,在此利用外推方法,认为它可用 $M_b \leq M \leq 15$ 时 $\Phi(M)$ 的表达式。将上半主序恒星的质光关系 $L \propto m^4$ 代入光度-绝对星

等表达式 $\lg(L/L_{\odot}) = -0.4(M - M_{\odot})$, 并利用(14)式可得

$$f(m) = \frac{n_* \cdot 10^{\beta(M-M_*)} \cdot \left(\frac{m_{\odot}}{m}\right)^{10\beta}}{\left[1 + 10^{-(\alpha-\beta)\beta(M_{\odot}-M_*)} \cdot \left(\frac{m_{\odot}}{m}\right)^{-(\alpha-\beta)\cdot 10\beta}\right]^{1/\beta}}, \quad (15)$$

并可将上式归一化(只需乘上一归一化常数 A , 在随后的运算中 A 将被约去)。

(3) $n(R)$, 选用了三种星体的空间分布模型:

(i) Toomre 模型^[15], 物质在银道面上投影面密度:

$$n(r) = n_0(1 + r^2/a^2)^{-5/2}, \quad (16)$$

其中 $a = 7.4\text{kpc}$ (相应于 $R_{\odot} = 8.0\text{kpc}$), 这是一种较经典的分布模型。

(ii) B&S 模型^[16], 银河系由星族 I 组成的盘成分和星族 II 组成的球成分组成。

$$\text{盘成分: } n(r, z) = n_d F(r, z) = n_d \exp[-0.5z^2/z_0^2 - (r - R_{\odot})/\rho_h] \quad (17)$$

其中 z_0, ρ_h 分别为星系盘的标高和标长, $\rho_h = 3.4\text{kpc}$, $z_0 = 0.106\text{kpc}$ 。

球成分: $n(R) = n_s F(R)$

$$F(R) = \begin{cases} 1.25 \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{-6/3} \cdot \exp\{10.093[1 - (R/R_{\odot})^{1/4}]\}, & \text{当 } R \leq 0.03R_{\odot} \text{ 时,} \\ \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{-7/3} \cdot \left[1 - 0.08669 \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{-1/4}\right] \exp\left\{10.093 \left[1 - \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{1/4}\right]\right\}, & \end{cases} \quad (18)$$

当 $R > 0.03R_{\odot}$ 时。

在太阳附近, 球成分约为盘成分物质密度的 0.2%, 由此可知 $n_s/n_d = 1.5 \times 10^{-2}$ 。

(iii) 脉冲星的空间分布模型^[17]:

$$n(R) = n_0 e^{0.16R}, \quad (19)$$

采用这种模型是因为 SN II 和 SN Ib 是形成脉冲星的主要来源。

(4) 确定 $n(R)$ 中的待定系数和 l 的乘积, 如果 SN II(SN Ib) 的爆发频率为 q , 便存在如下的约束条件:

$$q = \int_{\nu} \int_{m_{\text{下限}}}^{\infty} \frac{\ln(R)f(m)dm}{\tau_s(m)} d\nu, \quad (20)$$

由此可决定待定系数和 l 的乘积。对于 SN II, q 取 0.025a^{-1} , $m_{\text{下限}}$ 取 $8m_{\odot}$ ^[18]。对于 SN Ib, 因为 SN Ib 和 SN II 的爆发频率之比为 4:11^[19]。所以取 SN Ib 的爆发频率为 0.0056a^{-1} , 而 $m_{\text{下限}}$ 一般认为较大, 我们分别取 $30m_{\odot}$ 和 $40m_{\odot}$ 来讨论。

(5) $S(i, j)$ 中其它参量的选取 R_0 取 12.5kpc , $R_{\odot}$ 取 8kpc , η_{ij} 见表 2; $X_i \cdot (m - m_c)$ 见表 3。对 SN II 和 SN Ib 相同, 其中“不重要”是因为 ^{22}Na 产量太少。

表 2 η_{ij} 值^[20]

核素 (i)	1	2	3
核素符号	^{10}Al	^{22}Na	^{44}Ti
$\nu_{ii}(\text{MeV})$	$\nu_{11}(1.809)$	$\nu_{11}(1.275)$	$\nu_{31}(0.0784)$
η_{ij}	0.9976	0.9995	0.98

表 3 不同质量的 SNII, SNIb 抛射物质质量 $X_i \cdot (m - m_c)^{1)}$

核素	$(0-12)m_{\odot}$	$(12-20)m_{\odot}$	$(20-30)m_{\odot}$	$30m_{\odot} - \infty$
^{22}Na	不 重 要			
^{26}Al	n_0	$5 \times 10^{-3}m_{\odot}$	$10^{-4}m_{\odot}$	$2 \times 10^{-4}m_{\odot}$
^{44}Ti	$(5 \times 10^{-3} - 15 \times 10^{-3})m_{\odot}$			

3 计 算 结 果

运用以上方案分别对 SN Ib, SN II 试用三种不同的恒星空间分布估算了 ^{22}Na , ^{26}Al 和 ^{44}Ti 各自对应的三条特征 γ 射线辐射的总流量和银心反银心方向单位弧度内的流量值。所有的结果列于表 4 中。由于 ^{22}Na 在 SN Ib, SN II 爆发中产量甚少, 所以可不考虑这两种星体对星际的 1.275MeV γ 射线辐射的贡献。图 3 给出了 γ 射线流量随经度的分布图(归一化的)。详细情况在第 4 部分中加以讨论。

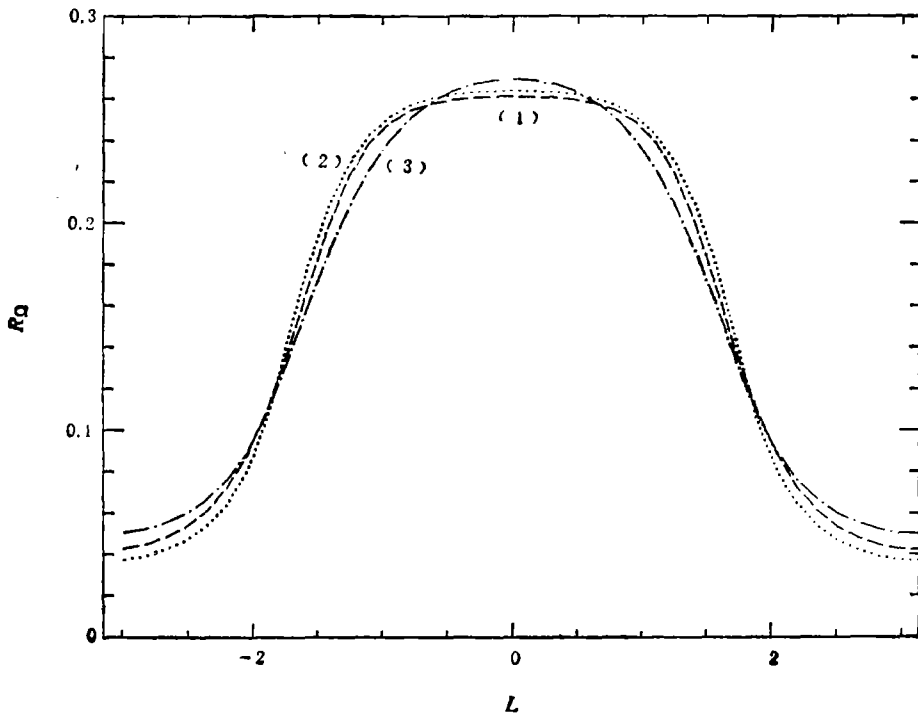


图 3 日心银道坐标系中 R_0 随经度的分布图

1) 见 518 页脚注.

表 4 三种核素的星际 γ 射线谱线辐射流量的估算结果

星 体 类 型	质 量 下 限	核 素	银道面总流量 S ($\times 10^{-4} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)			银心方向单位弧流量 ($\times 10^{-4} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{rad}^{-1}$)			反银心方向单位弧流量 ($\times 10^{-4} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{rad}^{-1}$)			银心方向同反银心 方向流量之比		
			模型			模型			模型			模型		
			(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)	(1)	(2)	(3)
SN Ib	$30 M_{\odot}$	^{22}Na	不 重 要											
		^{26}Al	1.843	1.104	2.122	0.475	0.326	0.562	0.092	0.059	0.110	5.163	5.53	4.4
		^{44}Ti	0.179 -0.510	0.051 -0.152	0.196 -0.587	0.053 -0.156	0.041 -0.126	0.045 -0.135	0.0085 -0.025	0.0074 -0.022	0.0103 -0.031	5.16	5.47	4.4
	$40 M_{\odot}$	^{22}Na	不 重 要											
		^{26}Al	3.287	1.968	3.785	0.745	0.581	0.871	0.164	0.105	0.197	5.16	5.53	4.41
		^{44}Ti	0.306 -0.911	0.0901 -0.271	0.349 -1.047	0.094 -0.283	0.072 -0.224	0.081 -0.243	0.015 -0.045	0.013 -0.040	0.018 -0.054	5.16	5.47	4.4
SN II	$8 M_{\odot}$	^{22}Na	不 重 要											
		^{26}Al	5.02	2.99	5.75	1.13	0.882	1.33	0.251	0.159	0.301	5.16	5.55	4.4
		^{44}Ti	0.463 -1.39	0.138 -0.412	0.530 -1.59	0.143 -0.429	0.111 -0.342	0.123 -0.370	0.023 -0.069	0.020 -0.061	0.028 -0.084	5.16	5.49	4.4
		^{22}Na	不 重 要											
SN Ib + SN II		^{26}Al	6.833	4.094	7.872	1.547	1.208	1.81	0.341	0.218	0.410	5.16	5.54	4.4
		^{44}Ti	0.632 -1.90	0.189 -0.564	0.726 -2.177	0.196 -0.587	0.152 -0.468	0.167 -0.498	0.032 -0.095	0.027 -0.083	0.038 -0.114	5.16	5.6	4.4

4 讨论与结论

4.1 讨论

1. 对于 ^{26}Al , 由表 4 给出的结果可知, 不论用何星体分布模型, $h\nu_{26}\text{Al}(1.809\text{MeV})$ γ 射线流量没有量级的差别。来自银心方向单位弧度内由 SN II 和 SN Ib 共同产生的辐射流量对 (1), (2), (3) 模型分别为 $1.547, 1.208$ 和 $1.81\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{rad}^{-1}$, 相当于观测值的 0.39, 0.30 和 0.45 倍; 银心和反银心方向流量之比没有直接的观测量可对照, 文献[4]中参考大于 70MeV 的 γ 射线观测值给出了约为 4:1 的分析值, 我们用三种模型得出的结果分别为 5.16, 5.53 和 4.4。

2. 对 ^{48}Ti , $h\nu_{48}\text{Ti}(0.0784\text{MeV})$ γ 射线的各项计算值几乎要比 ^{26}Al 的值低一个量级, 这说明星际中间中 ^{48}Ti 的产量要比 ^{26}Al 少。但两种星体的总贡献也可达到 $0.5 \times 10^{-4} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{rad}^{-1}$ 左右, 此值在理论上是可以观测到的, 但实际上没有观测到该线存在的迹象, 表明 SN II 和 SN Ib 有关 ^{48}Ti 核合成模型应修改。

3. 在本文中考虑恒星的质量分布看来是必要的。如果只取单一质量的前身星, 在计算流量时将会漏算相当一部分天体。另外, 选取不同质量下限对计算结果会有明显差别, 这是因为对一定的爆发频率来讲, 每颗星的质量增加, 则经超新星爆发而产生的 γ 射线流量也增加。

4. 从表 4 给出的数据可以看出, 模型的选择会影响计算结果, 而不同模型对于流量随经度变化的估计的影响会更大。通过用不同模型得到的计算值同观测对比也可帮助判断 SN II 和 SN Ib 在空间更接近于哪一种分布规律。

5. X_i 的选择也是本文方案中另一个关键因素。由于对星体模型的修改近年来屡见不鲜, 本文采用的数据虽新但显然还不是一个决断性的结果。

6. 本文有以下不足之处: (1) 采用的一系列“假设”虽有一定的合理性, 但对计算结果或多或少会带来一定的影响; (2) 尚未考虑恒星主序后的寿命和质量损失的作用; (3) γ 射线同星际物质的相互作用在本文中也未考虑; (4) 尚未考虑河外源的影响。所有这些不足将在今后的工作中给予进一步的完善。

4.2 结论

1. 根据我们的考察 SN Ib 和 SN II 模型得到的流量大小可以同观测值相比较, 因此它们可能是产生星际弥漫 ^{26}Al 的 1.809MeV γ 射线的主要来源之一。但是由于产生了过多的 ^{48}Ti , 因此现行模型仍然需要修改。这是目前这个模型的主要困难之一。

2. 星际空间的 ^{26}Al 和其它核素的问题还远远没有解决, 它需要从理论和实验上继续深入研究。而本文的工作与其说是计算不如说是一个方法的探讨, 给今后的同类工作提供一个参考。

致谢 作者对朱慈盛先生、杭恒荣先生在本文完成过程中所作的有益讨论和帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Ramaty, R., Lingienfelter, R. E., *Nature*, 1979, 278: 127.

- [2] Mahoney, W. A. *et al.*, *Nucl. Instr.*, 1980, 178: 363.
- [3] Mahoney, W. A. *et al.*, *Ap. J.*, 1984, 286: 578.
- [4] Share, G. H. *et al.*, *Ap. J.*, 1985, 292: L61.
- [5] Ballmoos, P. Von. *et al.*, *Ap. J.*, 1987, 318: 654.
- [6] Clayton, D. D., Leising, M. D., *Phys. Rep.*, 1987, 144(1): 1.
- [7] Dearbarh, D. S. P., Blake, J. B., *Ap. J.*, 1985, 288: L21.
- [8] Norgaard, H., *Ap. J.*, 1980, 236: 95.
- [9] Cameron, A. G. W., *Icarus*, 1984, 60: 416.
- [10] Hillebrandt, W. *et al.*, in *Advances in Nuclear Astrophysics*, Proceeding of the Second IAP Workshop (eds. Vangioni, E. *et al.*), 1986, 343.
- [11] Plantzos, N., in *Advances in Nuclear Astrophysics*, Proceeding of the Second IAP Workshop (eds. Vangioni, E. *et al.*), 1986, 321.
- [12] Rangachargulu, *et al.*, *Ap. J.*, 1987, 320: 405.
- [13] Clayton, D. D., in *Principle of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, 1968, 66.
- [14] Bahcall, J. N., Soneira, R. M., *Ap. J. Suppl.*, 1980, 44: 73.
- [15] Toomre, A., *Ap. J.*, 1965, 138: 385.
- [16] Bahcall, J. N., Soneira, R. M., *Ap. J. Suppl.*, 1984, 55: 67.
- [17] 黄克谅、彭秋和、何香涛等, 天文学报, 1980, 21(3): 237.
- [18] Tommann, G. A., in *Supernovae* (eds. Rees, M. J., Stoneham, R. J.), 1982, 371.
- [19] Sidney, V. D. B., MacClure R. D., Evans, R., *Ap. J.*, 1987, 323: 44.
- [20] 核素常用数据表, 原子能出版社, 北京, 1977.