

在格林探测器中,在 D-L-P 理论里,都不存在类似的困难.

我感到,D-L-P 理论可用来解释 EPR 佯谬,这正是这一理论的非常重要的优点.

怎样来看待玻尔和爱因斯坦的争论?我的回答是:在哲学上,爱因斯坦的看法是坚持了唯物主义,但是在物理上,那就是玻尔的看法要较为正确一些了.在 EPR 佯谬里,这似乎是一个难以解决的“佯谬”,但有了格林探测器,有了 D-L-P 理论,EPR“佯谬”也只是某种佯谬而已!

九、D-L-P 测量理论与量子力学 哲学问题

自从量子力学诞生以后,就一直伴随着激烈的争论.这里既有物理学上的分歧,也有哲学上的分歧,还有一些分歧是介乎二者之间的,如对它的物理概念、物理内容、物理图像的解释等.参与争论有许多大科学家,大哲学家,还有正在学习量子力学的学生.正如恩格斯所说的那样,随着自然科学的发展,唯物主义也将表现为新的形式.既然 D-L-P 的测量理论取得了一定的成功,显然将不得不影响到许多哲学问题的看法.这里面最基本的而且是最重要的,是主体和客体的相互关系问题.譬如说,是否存在不依赖于观察者的独立的宇宙?什么是物理的实在,怎样来理解物理的实在?或者用爱因斯坦向派斯(A. Pais)教授提出的问题:你究竟相信不相信,月亮只在我看着它的时候才存在^[11]?在历史上以及在现在,一直有很多人对这些问

题做出唯心主义的回答,其原因之一就在于实验已“证明”了量子力学过程的完成必须有观察者的参加.而从 D-L-P 理论来看,这种看法并没有真正的科学上的根据.另一类哲学问题是要求重新审查现有的建立在定域性基础上的时间、空间、物质属性和因果性等概念,因为实验已“证明”了建立在定域原理基础上的贝尔不等式是错误的.可是,从我们这里所进行的分析来看,这种看法也还缺乏足够充足的科学上的根据.鉴于国内外有很多讨论这些问题的文章,但却很少或几乎没有从量子测量理论的新发展——D-L-P 理论出发,来审查他们所探讨或提出的一些论点,因此我们才作上述介绍.

- [1] J. Von Neumann, *Mathematical Foundation of Quantum Mechanics*, Princeton, N. J., (1955), Chap VI.
- [2] W. Heisenberg, *The Principles of Quantum Theory*, University of Chicago Press, (1930).
- [3] H. S. Green, *Nuovo. Cim*, **9**(1958),880.
- [4] A. Daneri et al., *Nucl. Phys.*, **33**(1962),297.
- [5] 坂田昌一,科学(日文期刊),2月号(1959).武谷三男,科学(日文期刊),3月号(1964).
- [6] L. Rosenfeld, *Phys. Today*, **16-10**(1963),45; *Supplement to Progress of Theor. Phys.* (1965),222; *Nucl. Phys.* **A108**(1968),241.
- [7] A. Daneri et al., *IL Nuovo. Cim.*, **44B**(1966),119.
- [8] A. Loinger, *Nucl. Phys.*, **A108**(1968),245.
- [9] A. Einstein et al., *Phys. Rev.*, **47**(1935),777.
- [10] J. S. Bell, *Proc. Inter. School of Phys. Enrico Fermi, Course 49, Foundations of Quantum Mechanics*, (1970),178.
- [11] A. Pais, *Rev. Mod. Phys.*, **51**(1979),363.

空间 γ 射线谱(II)

方正知

(中国科学院空间科学中心,北京 100080)

2. γ 射线谱的功用

(1)耀斑中粒子相互作用模型的推断

太阳耀斑中粒子相互作用模型有厚靶模型

和薄靶模型两种.这里的厚靶和薄靶与核物理、粒子碰撞物理中的厚、薄靶的含义有相似之处,这就是厚靶粒子经相互作用后全被吸收,而薄

靶则有部分粒子逸出. 在耀斑模型中, 就含能粒子的情况来说, 薄靶模型是指加速粒子由于碰撞和核相互作用造成的能量损失正好为连续加速机理带来的能量输入所平衡, 即在相互作用区有含能粒子逸出, 而厚靶模型则是指粒子在太阳大气中被阱获和慢化, 并且全部粒子都经历

相互作用而无逸出. 就电磁辐射的情况来说(X射线、 γ 射线), 厚靶的辐射产额高于薄靶的辐射产额.

根据 γ 射线观测数据推断耀斑中核相互作用为厚靶模型, 其依据如下(见表6):

表6 γ 射线耀斑^[17]

耀斑	流量 Φ (光子 cm^{-2})					$\frac{\Phi(4-7\text{MeV})}{\Phi(2.22\text{MeV})}$	耀斑部位
	2.22MeV	4-7MeV	4.44MeV	6.13MeV	0.511MeV		
1972年8月4日	155±12	105±11	17±5	17±5	35±11	0.68±0.09	E08N14
1972年8月7日	缺	缺	缺	缺	缺	—	W38N15
1978年7月11日	240±70	171	43±17	—	—	0.71	E43N18
1979年11月9日	38±9	50±4	—	—	—	1.32±0.33	E00S16
1980年6月7日	6.6±1	11.5±0.5	—	—	<2	1.74±0.27	W74N12
1980年6月21日	缺	缺	缺	缺	缺	—	W91N17
1980年7月1日	3.3±0.5	3.1±0.4	—	—	0.9±0.4	0.94±0.19	W37S12
1980年11月6日	10.3±1.3	14.8±0.8	—	—	<2	1.44±0.2	E74S12
1981年4月10日	13.5±1	18.6±1.6	—	—	<6.6	1.38±0.16	W37N09
1981年4月27日	11.7±2	118±2	—	—	—	10.1±1.7	W90N16

(a)对照分析1980年6月7日耀斑的 γ 射线测量和行星际粒子测量的数据, 发现生成 γ 射线的含能质子和核绝大部分被阱获于太阳大气之中, 只有少一部分逃逸到行星际空间, 从耀斑发生的方位, 可以排除磁场对粒子的阻截作用, 这足以推断绝大部分耀斑事件的 γ 辐射来源于厚靶相互作用.

(b)根据1980年6月7日耀斑的2.223MeV γ 射线观测流量(按观测时间积分的辐射通量)按薄靶模型计算出的生成中子核反应的其他产物 ^2H , ^3H , ^7Be , ^7Li , ^{10}B 等应该被行星际粒子谱仪观测到, 但实际测量时谱仪无显示. 若按厚靶模型考虑, 上述产物在太阳大气中被慢化并停留其中而无逸出.

(c)从上述耀斑事件的 $\Phi(4-7\text{MeV})/\Phi(2.223\text{MeV})$ 比值的分析也提出所观测的 γ 射线来源于厚靶相互作用, 而非薄靶. 应用此观测的流强比值计算出的厚靶的中子转换为2.223MeV γ 射线的效率系数, 与中子生成于光球层的蒙特卡罗模拟计算结果相一致, 而薄靶者则不一致.

(d)由表6可以看出, 各次耀斑事件之间的 $\Phi(4-7\text{MeV})/\Phi(2.223\text{MeV})$ 比值变化不大物理

(1981年4月27日耀斑位于太阳圆面, 其比值巨增是由于2.223MeV γ 线在光球层生成后经过康普顿散射所造成的衰减比生成位置较高的4-7MeV γ 线的衰减大得很多), 这说明表6所列的所有耀斑事件均属同一相互作用模型, 即与所分析的1980年6月7日事件一样同属厚靶模型. 否则, 若事件不同次时, 其相互作用模型也各不相同, 则与所观测的基本恒定的 γ 线流量比值相矛盾. 由此也可看出, 耀斑粒子加速明显地生成了对各次事件差异都不大的粒子能谱.

(e)耀斑中 γ 最强线除上述者外还有0.511MeV γ 谱也可用来推断相互作用模型. 根据0.511MeV γ 线流量的观测值和计算值所得的 $e^+ \rightarrow 0.511\text{MeV}$ γ 线转换效率系数, 与绝大部分 e^+ 湮没于太阳大气之中而仅有极少量逸出的模型即厚靶相互作用模型相接近.

(f)1980年6月7日耀斑的4-7MeV γ 射线带(SMM卫星的 γ 射线谱仪的主通道)辐射的衰减时间仅有2s, 亦即需要有相当高的环境密度, 据计算, 此值为 $>10^{17}\text{cm}^{-3}$, 这也是支持厚靶相互作用模型的证据.

最后应当指出, 为何应用4-7MeV,

2.223MeV 和 0.511MeV γ 线能有效地推断生成 γ 射线的相互作用模型? 一是因为他们都是最强线, 测量误差小, 二是因为他们都来源于加速的质子和 α 粒子与耀斑环境介质的互作用, 尽管生成的 γ 射线谱有瞬发的 (4—7MeV) 和延发的 (2.223MeV, 0.511MeV) 差异。

(2) γ 射线谱的时间相关性及其应用^[18]

这种时间相关性或称时间历程寓有许多太阳物理问题的信息。2.223MeV 最强 γ 射线的出现时间决定于中子生成的时间和中子从光球层迁移的速率。中子在光球层中从生成到被俘获之间的时间间隔约为 1min。对 1980—1982 年多次耀斑, 这一时间间隔均已测出。若将瞬发的 4—7MeV γ 射线谱的出现时间与 2.223MeV γ 射线的出现时间的观测值 (1980 年 6 月 7 日耀斑的) 相对比, 可得出光球层中中子的特征传输时间为 50s, 并与理论计算值相一致。而且此特征时间还可对光球层中的 ^3He 丰度给出上限值。

0.511MeV γ 射线谱的出现时间决定于 e^+ 的发射率、衰减率、慢化时间和湮没时间, 若耀斑环境密度大于 10^{12}cm^{-3} , 湮没时间总是短于 π^+ 介子衰变生成的 e^+ 的慢化时间, 故 0.511MeV γ 线的出现时间主要决定于 e^+ 由高能 (50MeV) 的慢化过程和 e^+ 发射体的衰变。将观测到的 0.511MeV γ 线的出现时间数据与理论值相对比, 也可得到 e^+ 湮没部位的物理信息。但目前尚无这类工作。

由核退激的瞬发 γ 射线的出现时间才可获得最佳的质子和核的加速时间信息。将其与各种能量的硬 X 射线的出现时间相对比, 可得耀斑含能粒子在多重加速阶段的信息。由于 4—7MeV γ 射线通道同时又是核粒子探测的主通道, 有粒子数据可资对比, 故可用此通道的 γ 射线通量作为耀斑核子成分的加速时间的最佳诊断。

综上所述, 耀斑 2.223MeV 和 0.511MeV 的 γ 射线的发射显示出十分有意义的时间相关性, 他们不仅反映了荷电粒子的历程, 而且也反映了 γ 射线生存区的物理状态, 这些主题均可

凭藉 ^{12}C 的 4.438MeV 瞬发 γ 射线和延发的 2.223MeV 及 0.511MeV γ 射线的并行观测而得到很好的剖析。前者可肯定无疑地阐明加速核的历程, 而后二者可对耀斑中子物理和正电子物理以及 γ 射线生成区的物理环境提供有价值的信息。

(a) γ 射线出现时间与粒子加速阶段^[19,20]

自从 1972 年首次发现太阳耀斑 γ 射线谱以来, 研究 γ 射线的能谱和出现时间及其与耀斑过程和性质的相互联系就成为挑战性前沿课题。由 γ 射线的观测结果可推演出耀斑加速粒子的能谱、成分和总能量以及加速机理的本质。

耀斑粒子加速过程究竟是一阶段加速还是二阶段加速? 在一阶段加速的简单模型中, 粒子由环境能量升至最后能量的全部加速过程很快完成, 其机理为费米加速, 即荷电粒子被迎面来的、与击波阵面相联系的运动着的磁化区所反射, 并在此获得能量而加速。在二阶段加速理论中, 首先有第一次适度加速, 使粒子能量平均达到 10^5 — 10^6eV , 第一阶段加速时间在某些理论中有长达几天之久, 在其他理论中可短至几分之一分钟。所有第二阶段加速理论都推论加速粒子最终达到的能量一般要增加一至二个量级, 而且为时很短, 二阶加速理论的优点就是粒子平均每增高一次能量不需要像一阶加速那样大。

根据瞬发 γ 射线的发射时间相对于硬 X 射线发射时间的滞后, 来区分耀斑粒子加速的第一阶段和第二阶段。例如, 最早的耀斑 γ 射线观测表明, 硬 X 射线比瞬发 γ 射线早出现 1min, 对此可解释为离子 (质子、 α 粒子及重核等) 的加速晚于电子加速 1min。这样耀斑粒子分阶段加速理论似乎已经有了观测数据的支持。然而较近的多次耀斑观测 (1980—1981 年) 发现耀斑瞬发 γ 射线比硬 X 射线仅迟后 2—20s。这种大大缩短的滞后可以解释为不同的加速机理, 也可能来源于质子的传播过程。这是致使粒子加速问题复杂化的 γ 射线观测事实之一。

1984 年, 有人将耀斑 γ 射线观测所得的与

加速粒子发生作用的离子数和同一耀斑的行星际观测所得的离子数进行比较,发现所有已经进行 γ 射线观测的大多数耀斑中经受相互作用的离子比逸出太阳的离子多很多.这说明生成 γ 射线的离子与质子、 α 粒子等一道先被加速,接着又被捕获(陷阱)于封闭的磁结构中,耀斑磁环最易具有此种作用,它是粒子加速接着阱获并传输到低层大气而产生 γ 射线的合适结构部位.这些观测事实有助于加深人们对耀斑粒子加速、传输、相互作用模型的认识,这是其二.

2. 223MeV γ 射线与149—293KeV硬X射线的时间滞后达30s—3min,这较清楚地表明,这个滞后时间就是中子在光球层中传播和阱获的时间,此时间的长短决定于中子的能量和传输所经历的介质密度的大小.实际上耀斑中产生中子的 ≥ 30 MeV的质子与产生硬X射线的高能电子可能同时被加速,这是促使人们重新考虑原有粒子加速模型和传输模型的 γ 射线观测事实之三.

这样,原来认为比较清楚简单的粒子分阶段加速问题变得复杂起来,成为专攻的焦点.新近有人试图将 γ 射线的生成模型(如前述的厚靶、薄靶),与发射 γ 射线的相互作用粒子的加速机理和传输过程同太阳低层大气中磁场几何结构联系起来,进行综合考虑,以完善耀斑动力学模型.

(b) γ 、X射线时间差与磁通管粒子传输模型^[21,22]:在耀斑的日冕区中,磁场强度只有50—100Gs,而在光球层中,磁场强度却高达1—2kGs,即开放磁场随太阳大气深度而逐渐会聚,构成磁通量管.在管的亦即磁环的根部,由于磁镜力的作用可使其中的含能粒子(电子和质子)在磁镜点来回跳跃而得到加速,并由于它与太阳大气介质相互作用而不断改变与磁力线所成的投掷角,这样使耀斑加速的粒子从冕区落入损失锥内,流入低层大气(光球和色球),与高密度的介质相互作用生成 γ 射线和硬X射线,而粒子本身逐渐消失.故可根据磁镜力和损失锥分布来研究粒子(离子)的传输问题.例如,1980年6月7日耀斑的SMM观测显示

4—6MeV γ 峰比硬X射线峰滞后2s,这可能来自含能质子和电子由磁环顶部运动到磁环根部的传输时间差,因为能量约10MeV的质子相对于100KeV电子流过 10^{10} cm长的磁环通量管所应有的滞后正好为2s.

(c) γ 、X射线时间差与中性束流模型^[23]:1986年Simnett提出了中性束的假说:即耀斑磁能为质子束所传递,大部分能量贮存于0.1—1MeV质子束中,以此作为主导的传输磁能的机理,而电子流则伴随质子以同方向运动而构成中性化粒子束.当其遇到色球层大气发生碰撞而使电子散射,质子则继续下沉,于是形成双层,产生电场.在电场作用下,电子得到加速,产生韧致辐射式的硬X射线,其源位置处于色球层中,而 γ 射线的源位置按厚靶模型应位于光球层.光球层位于太阳圆面,厚约500km,其上即为色球层,厚约2000km.两相邻层次的源位置与 γ 射线相对硬X射线的秒级滞后这一观测事实似相吻合,这也说明生成硬X射线的中性束模型与 γ 射线的厚靶模型互相一致.若有更高的时间分辨观测数据,也许可以获得更为精细的信息.

总之,前面提到的 γ 射线与硬X射线的发射时间滞后的最早观测数据与后来的观测数据相差甚大.这一事实可以有多种解释:或是反映了不同的加速机理,或是由于粒子的传输影响所造成,也可能由于稀薄冕区含能粒子为磁镜力所阱获,接着色球物质上流(或称蒸发),冕区密度增高,从而生成可以观测到的 γ 射线,因此造成 γ 射线的时间滞后;还有另一解释,即太阳低层大气中发生扰动,有可能扩张磁环的底部,使得冕区加速的质子和电子容易差不多同时流入低层大气,以致二者的时差甚小,这与中性束模型的结论相一致.但在中性束模型中,电子不是在冕区加速而是在色球的双电荷层间加速.新近几年的 γ 射线观测足以证明在耀斑的起始爆发的脉冲相(或称瞬发相),质子即已通过某一过程而加速到能量大于30MeV,成为耀斑中起着主导作用的加速粒子.故尽管耀斑粒子加速的研究目前尚处于理论阶段,但 γ 射线谱对

耀斑理论模型的启迪和充实,已经并仍将起主导作用.

最后应着重指出:根据 γ 射线和硬X射线的时差来论证粒子加速过程应当特别注意选取 γ 射线的线谱而不能选用 γ 谱带,因耀斑电子的高能尾($\sim 10\text{MeV}$)所生成的硬X射线的光子能量已落入 γ 射线谱带,其强度贡献有相当大的权重,高能电子穿透深度深,有可能与质子在同一个层次与太阳大气发生互作用,于是二者出现的时间相同,故应选取分立的 γ 线的线谱而不应选用 γ 线的谱带作对比,或者将算得的高能电子尾的贡献从 γ 谱带的强度中扣除,以确保与硬X射线强度峰值进行时间对比的 γ 射线峰值强度全部来自核过程的 γ 射线,而不是核 γ 射线和高能硬X射线的混合贡献.例如, M. Yoshimori^[24]等人分析1981年4月4日耀斑的硬X射线(0.10—0.16, 0.21—0.27, 0.76—1.00MeV)和 γ 射线(1.00—1.24, 1.96—2.44, 2.76—3.42, 3.42—4.64, 4.64—6.76MeV)的峰值出现时间值, γ 射线者比硬X射线者提前10s,于是该文作者得出结论:离子加速早于电子加速10s,出现了“反常”的粒子加速时序现象.这是不确切的.事实上强度的峰值位置会因线的强弱而有移动,因而使其所对应的时间有所改变.1988年本文作者在美国空间环境研究所和新罕布什大学 γ 射线天文学实验室作访问报告时着重论述了上述问题.

研究 γ , X射线相对时间差还应考虑硬X射线出现的时间特点问题:尽管目前关于太阳耀斑硬X射线生成模型仍有多种,但相对论性电子与原子(离子)核场相互作用所产生的韧致辐射是硬X射线的主要生成机理,这是一致公认的.近年来,在耀斑硬X射线研究领域取得不少的新成就,如上面提到的中性束模型、阱获加沉降模型等.本文作者认为,在这些新成果中,都未注意到韧致辐射的连续谱的特征;即给定能量的高能电子流由加速区到达互作用高密度区生成X射线时,高、低能硬X射线应同时出现,而且有其能谱和强度分布特点.如果是来自同时注入的同一能量的电子流,则不应有高

能滞后于低能,观察到只有高能滞后而无同时相应的低能滞后,则有足够的理论依据认为它不是来自电子的韧致辐射.因此,在研究 γ , X射线相对时间差时,应挑选确认属于同一能量电子的高能或低能硬X射线的出现时间,最好选择瞬发相硬X射线进行比较,来研究粒子加速或与时间相关的其他问题.

(3) γ 射线谱峰的时间宽度特性及应用^[25]

1980年6月7日SMM观测表明在短时段上 γ 射线有二个峰,时宽为几秒,硬X射线有七个峰,每个峰时宽为几秒,1983年的观测,显示出高能(74MeV) γ 射线峰陡速出现及衰落,有的耀斑 γ 峰时宽只有10s,其时宽波形与硬X射线、微波有很好的相关对应.1978年7月11日HEAO 1观测表明, γ 峰与硬X射线、微波有相似的时宽波形,均为40s,但有些耀斑(如1972年8月4日)的 γ 峰时宽可达10min.这些不同的 γ 峰时宽反映了不同的质子传输和相互作用方面的信息.

基于磁镜力阱获粒子的观点,1980年6月7日耀斑的 γ 锐峰似不可能是各向同性的质子逃逸到太阳低层大气所生成的分立脉冲峰.倘若质子呈聚束化,那么它们就不会受磁镜力的巨大阻碍而能直接流入低层大气.由于介质密度高,因而相互作用时间短,生成了时宽很窄的 γ 峰.另一可能是质子在太阳大气密度高达 10^{12}cm^{-3} 的区域得到加速,此时,相互作用时间很短,短到足以解释上述时宽观测值.还有人提出,由于某种动力学过程使磁环根部发生膨胀,或者磁环与磁环之间的相互作用,破坏了磁镜结构而允许质子沉入高密度区的低层大气,生成窄时宽的 γ 峰.一般说来,时宽为10—20s级的 γ 峰可解释为来自聚束化的质子或高的冕区密度造成质子的强散射,使其易于进入损失锥,以流入低层相互作用区.至于造成 γ 射线时宽很宽的因素正好与上述造成窄时宽的因素相反.

还应指出2.223MeV γ 最强线的辐射特征受磁镜力的影响很小,这是因为该 γ 线的发射时宽来自中子被质子俘获所经历的时间,一系

列观测数据表明,生成此 γ 射线所经历的较长时间,大大掩盖了上述的对质子的磁镜力传输效应,其中中子当然不会受磁场的影响.

综上所述,可以看出,来源于磁场几何的传输效应,对决定耀斑发射出的 γ 射线强度、出现时间和谱峰时间宽度有十分重要的作用.应当承认,当把所观测到的 γ 射线特征数据与实时的粒子能谱和加速过程联系起来时,会使磁环模型变得极为复杂.这时需要有一个能说明含能粒子与太阳大气相互作用并包含有磁场几何的更加精细的模型,才会使我们对耀斑中环境状态的诊断更加目标明确、措施得力、收效明显.

(4) 同一核素不同能量的 γ 线的应用^[26-28]

根据理论预估,在SMM和Hinofori卫星上已观测到的耀斑 γ 射线的大多数都在8MeV以下. ^{12}C 的15.11MeV退激 γ 射线理论上已预计应在耀斑中出现,但尚未观测到.然而 ^{12}C 的15.11MeV和4.44MeV退激瞬发 γ 射线的强度比对于10—100MeV能区的加速质子能谱的测定有着决定性的意义.1988年11月,计划发射的苏联GRANAT卫星载有法国、美国、苏联三国科学家共同研制的对10MeV以上 γ 射线有较高灵敏度的探测器,用于观测15.11MeV ^{12}C γ 射线.

近来发现光子能量相距甚远的一对同核素 γ 射线可用于太阳耀斑和其他宇宙源中加速质子或其他离子的能谱的灵敏测量,在粒子加速机理研究中显示出很大的优点,用它作为诊断手段可不受核成分的相对误差的影响.最合适的观测对象就是 ^{12}C 的4.44MeV和15.11MeV γ 射线,此 ^{12}C 的二激态生成于 $^{16}\text{O}(p, \gamma_{4.44})^{12}\text{C}^*$, $^{16}\text{O}(p, \gamma_{15.11})^{12}\text{C}^*$ 质子散裂反应和 $^{12}\text{C}(p, \gamma_{4.44})\text{P}^{12}\text{C}^*$, $^{12}\text{C}(p, \gamma_{15.11})\text{P}^{12}\text{C}^*$ 质子非弹散射作用,因 ^{16}O , ^{12}C 在光球中的丰度都相当高, ^{16}O 比 ^{12}C 还多50%,故 $^{12}\text{C}^*$ 的两条 γ 线的功用极为重要.1987年,Crannell等人首次计算出以质子能谱为函数的15.11MeV和4.44MeV γ 线的流强比,并用回旋质子加速器实际测出40—85MeV质子的 $^{16}\text{O}(p, \gamma_{15.11})^{12}\text{C}^*$ 的 γ 射线

物理

生成截面,修正了已有的截面数据.原来认为质子非弹散射的 $^{12}\text{C}^*$ 两条 γ 射线强度比与质子散裂反应的二 γ 强度比近似相等,经实测发现二者比并不相等,因此 $^{12}\text{C}^*$ 两条 γ 射线通量比依赖于C,O的同位素相对丰度和激发质子的能谱.已对能量为20—40MeV,40—85MeV的质子激发 ^{12}C , ^{16}O 靶(CH_2 , BeO)核的截面进行了测量,所得数据可应用于耀斑质子激发 ^{12}C 和 ^{16}O 所生成的4.44MeV和15.11MeV γ 射线流强比.

(5) 含能粒子加速时的聚束化^[29-31]

γ 射线观测可给出含能粒子聚束化或湍流(湍运)唯一的信息.瞬发核 γ 谱的线形和峰值能量对粒子角分布中的各向异性是灵敏的.1976年,Ramaty计算了含能粒子聚束化所造成的6.129MeV γ 谱线的峰移.1979年,讨论了1967年观测到的质子束垂直于观测方向所生成的 $^{12}\text{C}4.44\text{MeV}\gamma$ 谱线的分裂(图5)^[32].根据 $^4\text{He}(\alpha, n)^7\text{Be}^*$, $^4\text{He}(\alpha, p)^7\text{Li}^*$ 反应生成的 $^7\text{Be}^*$ 0.431MeV和 $^7\text{Li}^*$ 0.478MeV γ 射线的形状可以看出,若 α 粒子的角分布为各向同性,则此二 γ 谱线由于多普勒宽化而合成连续谱,显示不出各自的特征.若 α 粒子聚束化, γ 射线能谱宽度(不是时间宽度)大大减小,可呈现为两条分立的谱线;特别是当观测方向恰巧垂直于 α 粒子束方向时,此效应尤为明显,此时两条 γ 谱线的线形接近于他们的静态离子发射的谱形.这些线形特点可给出激发粒子束的方向和观测方

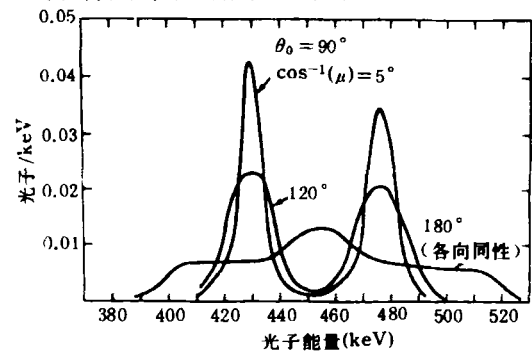


图5: α 粒子束(约束于半顶角为 $5^\circ, 20^\circ$ 的锥体内)和 α 粒子(各向同性分布的)所生成的瞬发 $^7\text{Li}, ^7\text{Be}$ γ 射线的 μ 子能谱^[32](θ_0 为观测方向与粒子束之间的角度)

向之间角度的信息. 随着新近卫星观测资料不断积累和精确分析, 例如, 将 $^{12}\text{C}(\text{P}, \gamma_{4,44})\text{P}^{12}\text{C}^*$, $^{16}\text{O}(\text{P}, \gamma_{6,11})\text{P}^{16}\text{O}^*$ 反应生成的 γ 射线的线形与计算线形相对比, 对耀斑含能粒子束的加速和耀斑模型会有崭新的认识. 若能按本文作者提出的同一离子同时发射的质子激发生成的 X 射线谱和 γ 射线谱二者能谱宽度的同时观测, 会有助于人们对粒子加速过程的深入了解^[33].

新近有人应用很宽的耀斑离子的(软)X 射线谱线来研究离子的湍流运动. 根据同样原理, 应用 γ 射线谱线的宽度也可研究类似的耀斑离子的湍流问题, 但尚未见这方面的报道.

(6) γ 射线的康普顿尾线的应用^[34]

γ 射线的康普顿尾线的相对强度可作为耀斑加速的粒子的角分布和能谱的独立测量. 在耀斑物理中, 关键问题之一就是要确定被加速的离子的数目、能谱和角分布. 根据宽能量范围的离子分布所作的中子流量和 γ 射线流量的详细计算, 证明可应用直接测量中子和 2.223MeV, 4.438MeV (^{12}C), 6.129MeV γ 射线最强线的方法来诊断加速的粒子的特性. 但应指出, 第一强线与第二、三强线的生成层位不同, 后二强线产生于低色球层中含能离子对核的直接激发或散裂反应, 而 2.223MeV 窄 γ 射线则来自光球层中的热中子被质子俘获. 当 2.223MeV γ 射线穿过太阳大气时产生康普顿散射, 在此线的尾部出现低能的散射峰, 称之为

康普顿尾线. SMM 卫星上的 γ 射线谱仪观测到 1982 年 6 月 3 日大耀斑 2.223MeV γ 谱线, 其上清晰地显示出此种康普顿尾线. 此尾线的相对强度可用作 2.223MeV γ 射线在太阳大气中的源区函数的度量. 康普顿尾线的相对强度会影响原有高能离子(质子)的角分布和能量分布. 用蒙特卡罗光子传输程序模拟康普顿尾线的形成(2.223MeV γ 线的部分光子经过康普顿散射而生成低能尾), 康普顿尾线的强度可作为源区到探测器之间的物质质量的度量. 计算表明, 康普顿尾线的相对强度与耀斑的观测角、原有含能离子的能谱及角分布有关. 因此, 对于爆发部位为已知的耀斑, 中子俘获 γ 康普顿尾线的强度可为耀斑加速的离子布居数特性的研究提供重要的诊断方法.

(7) 耀斑丰度的 γ 射线测定^[35]

宇宙元素丰度知识对原始宇宙、星体和银河的形成动力学以及核合成学说的检验具有极为关键的作用. 由于太阳较近, 对其大气辐射已进行了可能的光学、紫外、X 射线谱等的分析研究, 致使太阳丰度已成为宇宙丰度信息的第一位重要来源. SMM 卫星的明确任务之一, 就是应用 γ 谱仪对太阳耀斑进行频率扩展到 γ 线谱范围的谱分析.

应用 12 条核退激的 γ 射线谱, 考虑了许多应有的探测误差因素, 得到了 12 种太阳环境元素 γ 谱的相对强度, 算出了相应的太阳大气元素的相对丰度, 见表 7^[36].

表 7 元素丰度

元素	本银河系	日冕	含能粒子	由 γ 射线所得的丰度
H	$2.71 \times 10^6(1.10)$	$2.55 \times 10^6(1.4)$	8.66×10^5	
He	$2.60 \times 10^6(1.25)$	$? 50 \times 10^6(3.0)$	5.86×10^4	
C	1260(1.26)	600(3.0)	270	288 ± 50
N	225(1.41)	100(1.7)	75	117 ± 91
O	2250(1.25)	630(1.6)	600	422 ± 62
Ne	325(1.50)	90(1.6)	85	199 ± 27
Mg	105(1.03)	95(1.3)	144	68 ± 25
Al	8.4(1.05)	7(1.7)	8	-15 ± 52
Si	100(1.03)	100(1.3)	160	100 ± 28
S	43(1.35)	22(1.7)	19	48 ± 83
Ca	6.2(1.14)	7.5(1.5)	7	17 ± 15
Fe	88(1.07)	100(1.5)	99	76 ± 18

(a) 含能(加速)质子为耀斑瞬发 γ 射线的唯一重要激发源:能量大于或等于60MeV He粒子亦可激发环境核素,生成 γ 射线,但其相对于质子的丰度低得很多,一般可不考虑。

(b) 无H, He环境丰度的 γ 谱数据:含能质子与耀斑环境H, He核直接反应(p-p, p- α)时并不生成 γ 射线, H核虽有可能被质量大于He的含能粒子所激发,退激而生成 γ 射线,但后者的丰度很低,而且H核的 γ 应是很宽的谱线,易入本底而无法测得。同样,环境He的 γ 射线来自含能 α 粒子和更重的含能粒子的库仑激发,应是一条较窄的 $\sim 0.45\text{MeV}$ α - α 聚变特征 γ 射线叠加在宽的He γ 线上。但是,质量大于He的含能粒子的丰度很低,它的厚靶相互作用又因库仑能量损失依 Z^2/A 规律增大以致被抑止。因此,耀斑环境中H和He核对于 γ 射线的贡献很小,无 γ 射线测得的耀斑环境中H和He丰度数据。

(c) 耀斑环境元素丰度的统计误差:表7中的C, O, Ne, Mg, Si和Fe丰度的统计误差足够小,故能与其他方法所得的丰度值进行有意义的对比;而N, Al, S和Ca的统计误差则过大,例如,在S的同中子俘获的 γ 线之间及He的同正电子湮没的 γ 线之间存在有严重的干扰,以致二者的丰度不能独立地加以确定,这种干扰来自探测器的分辨能力不高,不能分辨2.223MeV γ 射线和S的2.230MeV γ 射线, 0.511MeV正电子湮没 γ 射线和0.45MeV α - α 聚变 γ 射线。

由 γ 射线导得的耀斑环境C和O的丰度在误差范围之内与日冕丰度较为接近,与局部银河丰度相差较大,小了3-4倍,日冕中C, O丰度也比光球层丰度有所下降,这是由于从光球层到日冕的质量输运有赖于电荷的大小和是否离化;因光球层温度较低($< 10^4\text{K}$),粒子输运只能产生碰撞电离,至于那些原子可被离化,视其首次电离势大小而定。C, O, Ne相对于Mg, Si, Fe有较高的电离势,不易离化,因而其向上输运速度受磁场、电场或洛伦兹力的影响比离子要小,因而相对变慢,故其光球层丰度比物理

冕区要高得多,生成 γ 射线的色球层或低过渡层同样会有此种丰度分离(馏)现象,故由 γ 射线谱所得的C, O, Ne丰度相对减小而Mg, Si, Fe则相对增高。

SMM/GRS γ 谱仪对许多耀斑都观测到了一些有意义的结果,分别分析耀斑同耀斑之间的丰度差异,从而得到统计性更好的耀斑平均丰度。未来的 γ 谱仪需要提高灵敏度,以增进数据的统计特性和能谱分辨率,使其能分开SMM卫星 γ 谱仪所不能分开的 γ 谱线,测定出它所不能测出的元素含量。

(d) ^3He 丰度异常(富化)和Fe(富化)^[37, 38]:太阳大气中 ^3He 丰度是天体物理方面的一个重要而又十分有趣的问题。 ^3He 丰度是在形成原始宇宙的大爆炸核合成时与 ^2H , ^4He 一起生成的,它还可以是由太阳内部原含的 ^2H 燃烧而成的(此 ^3He 不再燃烧成 ^4He)。太阳大气中 ^3He 丰度的测量数据可提供初始太阳的 ^2H 丰度的上限值,因而可以提供大爆炸核合成以及宇宙是开放的还是封闭的信息。在太阳风和日珥中,已有 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 的观测值,但在光球层中,尚无 ^3He 的直接观测数据。如前所述,2.223MeV γ 线观测可给出光球层中 ^3He 丰度的上限,与太阳风测得的结果一致。

70年代以来,根据质谱数据即已发现许多 ^3He 富化的太阳粒子事件,其 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比值大大高于太阳环境大气中的比值,首次发现 ^3He 富化时还认为耀斑中发生了生成 ^3He 和 ^2H 或 ^3H 的核反应,后来并未观测到 ^2H 或 ^3H 。根据 ^3He 富化事件所显示的特点(即不伴随有核反应所产生的 ^2H 或 ^3H 的富化而总是伴有重核特别是Fe核的富化),Fisk^[39]提出了 ^3He 丰度异常事件的非核反应的等离子体中择优加热选择性注入模型。

重核富化增强亦可由 γ 谱线显示出来,例如对1972年8月4日耀斑 γ 谱观测数据,减去0.511, 2.223, 4.44, 6.13MeV四条强 γ 射线的强度,余下的 γ 谱在1-2MeV区段出现了一十分明显的隆起峰,此峰乃由于Mg, Si, Fe的 γ 谱线的多普勒宽化而未能分开。此事件的(Mg

+Si+Fe)/(C+N+O)比值比光球层的相应比值要大10倍.将 γ 射线观测与粒子观测数据联系起来考虑,可以认为重元素富化异常乃是有关加速/注入过程的一种现象,而不属于冕区或行星际的传播问题.

尽管太阳耀斑 γ 射线早在1972年即已首次观测到,但大部分数据是在1980年以后由SMM卫星和Hinotori卫星测得的.已探测到的能量大于300KeV的 γ 射线已有200—300次事件.研究这些 γ 事件会对太阳耀斑动力学过程(特别是核过程)及其有关的现象有一深入的认识,发展完善耀斑模型,使太阳大气物理与粒子碰撞物理和核反应过程密切结合起来.

- [1] R. E. Lingenfelter and R. Ramaty, *Physics Today*, No. 3(1978),260.
- [2] H. Sato and H. Kodama (eds.), *Dark Matter in the Universe*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, (1990) 120—136.
- [3] P. Chardonnet and P. Salati, *Phys. Lett.*, **262-2,3** (1991),307.
- [4] N. Gahrel and G. H. Share (eds.), *Nuclear Spectroscopy for Astrophysical Sources*, New York AIP, (1988), 338—344.
- [5] H. Rebel, in “International Conference on Nuclear Reaction Mechanism”, ed. Suproakash Mukherjee, Saha Institute of Nuclear Physics, (1989), 342—349,525—531.
- [6] T. C. Weekes, *Phys. Reports*, **160-1,2**(1988),1—121.
- [7] Y. Tawara et al., 同[4], 34—122,439—455.
- [8] E. P. Liang and V. Petrosian (eds.), *γ -Ray Bursts*, New York AIP, (1986), 77—206; 同[4], 258—416.
- [9] A. H. Gabriel and H. E. Mason, *Solar physics*, in “Applied Atomic Collision physics”, eds. H. S. W. Massey and D. R. Bates, Academic Press Vol. 1, (1982),347.
- [10] E. L. Chupp, *γ -Ray Astronomy*, D. Reidel Publishing Company, (1976),78.
- [11] 同[10],51.
- [12] 同[10],88.
- [13] R. Ramaty, *Nuclear Process in Solar flares*, in “physics of Sun”, ed., P. A. Sturrock, Vol 1, (1986),308.
- [14] 同[13],297.
- [15] R. Ramaty et al., *Space Science Review*, **18**(1975), 375.
- [16] 同[13],313.
- [17] 同[13],312.
- [18] H. T. Wang and R. Ramaty, *Astrophys. Jour.*, **202** (1975),532.
- [19] R. Ramaty, *Energetic Particles in Solar Flares*, in the *Particle Acceleration Mechanism in Astrophysics*, eds. J. Aron et al., La Jolla Institute, (1979),135.
- [20] N. Gahrel and G. H. Share (eds.), *Nuclear Spectroscopy for Astrophysical Sources*, New York AIP, (1988),252—257.
- [21] E. G. Zweibel and D. A. Haber, *Astrophys. Jour.*, **264**(1983),648.
- [22] E. Hulot et al., *Astron. Astrophys.*, 213(1989),383.
- [23] G. M. Simnett and M. G. Haines, *Solar Phys.*, **130** (1990),253.
- [24] M. Yoshimori et al., *J. Phys. Sol. Jap.*, **55-10** (1986),3683-3688.
- [25] 同[21],658.
- [26] F. L. Lang et al., *Phys. Rev. C*, **35-4**(1987),1214.
- [27] C. J. Crannett and F. L. Lang, 同[20],240—245.
- [28] C. Barat et al. 同[20],395—400.
- [29] C. W. Werntz and F. L. Lang, 同[20],246—251.
- [30] R. Ramaty and C. J. Crannell, *Astrophys. Jour.*, **203** (1976),766.
- [31] 同[13],319.
- [32] 同[13],311.
- [33] Z. Z. Fang (方正知) in the 14th Symposium on Relativistic Astrophysics, ed. E. J. Fenyves, *Annals of the New York Academy of Sciences*, N. Y. Academy of Sciences, Vol. 571, (1989), 681—683.
- [34] 同[20],234—239.
- [35] 同[20],228—233.
- [36] 同[20],231.
- [37] 同[13],318.
- [38] 同[19],149—151.
- [39] L. A. Fisk, *Astrophys. Jour.*, **224**(1978),1048.