

利用 TALYS 计算太阳耀斑伽玛射线*

陈 维^{1,2†} 甘为群¹

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

(2 中国科学院研究生院 北京 100049)

摘要 太阳耀斑伽玛射线能谱是加速粒子与太阳大气介质原子碰撞的结果,它是研究太阳耀斑中加速粒子和高能电子最为直接的手段.通过分析伽玛射线能谱,可以获得耀斑过程中加速粒子的成分、能谱、角分布及太阳大气元素丰度等重要信息. TALYS 程序是一套模拟核反应的软件,对核反应过程中的所有信息均能完整地描述.利用 TALYS 计算得到了完整的太阳耀斑伽玛射线的核反应截面数据,开发了一套新的耀斑伽玛射线谱计算程序.详细介绍了耀斑伽玛射线计算的理论模型,并简单探讨了耀斑伽玛射线的特性,为未来的耀斑伽玛射线能谱分析奠定了理论基础.

关键词 太阳; 耀斑; 太阳; 伽玛射线

中图分类号: P 182; **文献标识码:** A

1 引言

太阳耀斑过程中大量粒子获得加速,高能电子的非热韧致辐射产生强烈的硬 X 射线发射,而其它加速粒子(如质子、 α 粒子、重核离子)与周围大气介质原子碰撞发生一系列的核反应,产生伽玛射线、正电子、中子、 π 介子以及其它剩余核^[1].其中加速的轻粒子(如质子、 α 粒子)与周围大气介质中重核发生非弹性碰撞,使得重核获得较低的反冲速度,谱线多普勒致宽效应不明显,发射窄线,窄线宽度约为线心能量的 2%,我们将该过程称之为直接反应;而加速重核离子与周围 H、He 作用产生的核线由于重核具有较大的入射速度,谱线的多普勒加宽明显,谱线宽度约为线心能量的 20%,该过程称之为反向作用.

Ramaty 等^[2]在 1979 年基于几条较强发射线的实验室核反应截面数据,首次计算了耀斑伽玛射线能谱; Kozlovsky 等^[3]在 2002 年更新了这些核反应截面数据并重新计算了耀斑伽玛射线能谱.但是,所有这些在实验室获得的核反应截面数据非常有限,极大地限制了耀斑伽玛射线能谱的完整性.此外,这些工作对于核连续谱的计算都是只基于一些经验性的假设.

TALYS (<http://www.talys.eu/>)是目前为止计算核反应截面最有效的程序,它不仅包含了实验室已获得的核反应截面数据,也包括了应用理论模型外推得到的反应截面.我

2010-10-15 收到原稿, 2010-12-17 收到修改稿

* 国家自然科学基金(10773031, 10833007, 11078025)和 973 项目(2011CB811402)资助

† w.chen@mail.pmo.ac.cn

们将 TALYS 应用到太阳耀斑伽玛射线计算中, 通过该核物理程序获得了更详尽的核反应截面数据, 从而计算了较完整的太阳耀斑伽玛发射线, 以及利用其复合核模型、预平衡模型计算了耀斑伽玛射线谱的核连续谱成分. 本文第 2 部分探讨了 TALYS 程序的有效性; 第 3 部分通过 TALYS 提供的核反应截面计算了强发射线的强度和轮廓, 以及核连续谱, 并将其应用到太阳耀斑伽玛射线计算中. 最后, 讨论并总结了耀斑伽玛射线的特性.

2 TALYS 介绍

TALYS 由 Arjan Koing 等人在 1998 年开发, 发展至今已经升级到 1.2 版本. 该程序有效地利用各种权威的核物理模型 (如光学模型、直接反应模型、预平衡模型、复合核模型、衰变模型和裂变模型等) 以及详尽的核物理数据库来模拟入射粒子 (质子、 α 粒子、 ^3He 、中子以及光子) 能量在 1 keV~250 MeV 的核物理过程, 通过对 TALYS 输入参数的设置, 用户可以获得核反应过程中的详细信息 (如反应截面、出射粒子角分布、剩余核成分等). TALYS 已成功地应用于计算天体物理中的核反应产率^[4-5], 最近也逐渐用于计算太阳耀斑中的部分核线产率^[6-7].

TALYS 的开发者和许多用户通过对比各种核反应模型下的计算结果和实验数据, 验证了 TALYS 计算的精确性^[8-9]. 但是这些计算大多是针对粒子发射的核反应过程, 而对于太阳耀斑伽玛射线产率的计算, 我们还需要对 TALYS 源程序做一些修改. 我们参考《Table of Isotopes》^[10] 这一数据库对每个原子核能级的跃迁几率进行了修正, 在 TALYS 中除去了那些不能产生伽玛射线的禁戒跃迁. 与在实验室获得的反应截面相比, TALYS 的优势在于能够获得更多的伽玛射线截面数据.

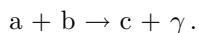
另外, TALYS 程序也为我们计算核连续谱提供了很好的途径. 当激发核子向低能级跃迁产生众多不同能量的伽玛射线时, 实验室几乎不可能获得每一条核线的反应截面. 而 TALYS 提供了一种模式来计算这些反应截面, 它首先通过比较实验室已测定的核线反应截面数据, 来获得核物理模型中的一些经验参数, 然后将这些经验参数应用到核物理模型中, 推导其它实验室没有获得的伽玛射线反应截面. 因此, 通过 TALYS 程序, 我们能够获得更为完整的核线反应截面信息, 从而能更精确地计算核连续谱.

3 太阳耀斑伽玛射线谱的理论计算

伽玛射线发射实际上是来自于激发态的核子从高能级向低能级跃迁产生的电磁辐射. 原子核的衰变和核反应均可产生伽玛射线. 当放射性原子核发生衰变时, 往往衰变到子核的激发态, 接着向低激发态跃迁释放出伽玛射线; 另外在加速粒子的轰击下, 也会使原子核处于激发态, 经过蜕变反应或者直接跃迁至低能级产生伽玛射线. 耀斑伽玛射线主要来自这一类碰撞核反应过程. 太阳大气的主要成分为氢和氦. 由于氢核与氦核没有激发态, $p-p$ 以及 $p-\alpha$ 作用无法通过核能级跃迁产生伽玛发射线, 仅对连续谱贡献; 另外, 由于太阳大气中重元素丰度较低, 我们在计算中只考虑了加速质子、 α 粒子等轻核与太阳大气中重核的碰撞以及加速重核与 H、He 的碰撞过程. 虽然 Kuzhevskij 等^[11] 认为重核与重核作用具有重要贡献, 但我们认为重核与重核的碰撞作用是可以忽

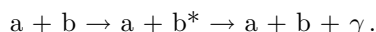
略不计的.

入射粒子的能量由低到高, 产生伽玛射线的机制是不同的. 当入射粒子能量较低时, 主要通过辐射复合产生伽玛射线, 即入射粒子 a 与靶核 b 发生碰撞产生复合核 c , 同时发射伽玛射线:



带电粒子参与的辐射复合反应截面相对要小, 并且当入射粒子能量增加时, 辐射复合反应截面会减小. 例如中子俘获线 (2.223 MeV) 的形成 ($n + p \rightarrow 2H + \gamma$) 在中子热化后才容易发生, 因为此反应截面大小与中子的速度成反比.

随着入射粒子能量增加, 伽玛射线产生的机制以非弹性碰撞反应为主, 即入射粒子 a 与靶核 b 碰撞, 能量转移后使得 b 处于激发态, 并跃迁至低能级发射伽玛射线. 此时辐射复合作用可以忽略不计:



此类非弹性碰撞核反应的阈值能量通常略高于靶核原子的第一激发态能量. 对于太阳耀斑伽玛射线, 最强的核线主要来自 C、N、O、Ne、Mg、Si、S、Fe 的低激发态的跃迁, 并且这类非弹性核碰撞主要来自中能 (< 100 MeV) 加速粒子的贡献.

当入射粒子能量更高时, 核反应方式增多, 越来越多的反应通道被打开, 从而产生更多的次级粒子和子核, 更多的蜕变反应产生伽玛射线.

图 1 为计算模型的结构图. 入射粒子与靶核之间的非弹性碰撞会产生许多剩余核, 也包括靶核本身, 以 α 粒子与 O 核作用为例, 产生的剩余核可能有 Ne、F、O、N、C、B、Be 等原子核. 这些剩余核又会拥有很多的能级, 在激发态向低能级之间跃迁时会发射一个特征能量的光子, 这就是伽玛射线的产生机制. 通常重原子核能级数目巨大, 因而产生的伽玛射线数目也非常庞大. TALYS 通过设定有效能级数目 (N_s) 值把原子核能级分为两类: 第 1 类为低于第 N_s 的能级, TALYS 将这些能级间的跃迁视为光子离散发射过程. 其中有些能级之间的跃迁概率较高, 所以会产生较强的发射线, 我们把它称之为强发射线; 而更多的能级跃迁产生强度较低的核线, 我们称之为弱发射线, 它们主要对连续谱贡献. 第 2 类为高于第 N_s 的能级. 对于重核, 由于激发态能级的数目非常巨大, 它们之间跃迁会产生大量的核线. 为了便于计算, TALYS 将这些高能级按照一定能量间距设置分成有限的数目, 并且通过核能级密度函数, 将这些能级间的相互跃迁或者它们与低能级的跃迁都视为连续发射过程. TALYS 中这些连续发射谱被称之为复合连续谱 (参考 TALYS 用户手册).

3.1 强发射线计算

重核在获得激发能后, 一部分处在高能级的核子通过蜕变反应产生新的剩余核, 一部分核子通过能级之间的跃迁产生伽玛射线. 那些具有较低能量阈值以及较大截面的能级跃迁会产生较强的发射线, 如 ^{12}C 第一激发态 4.438 MeV 与基态的跃迁. 考虑到太阳大气元素丰度, 我们主要计算了 p 、 α 粒子引导的与重核的核反应过程.

首先, 通过 TALYS 计算获得核反应截面数据, 以 ^{12}C 4.438 MeV 线为例, 对该线贡

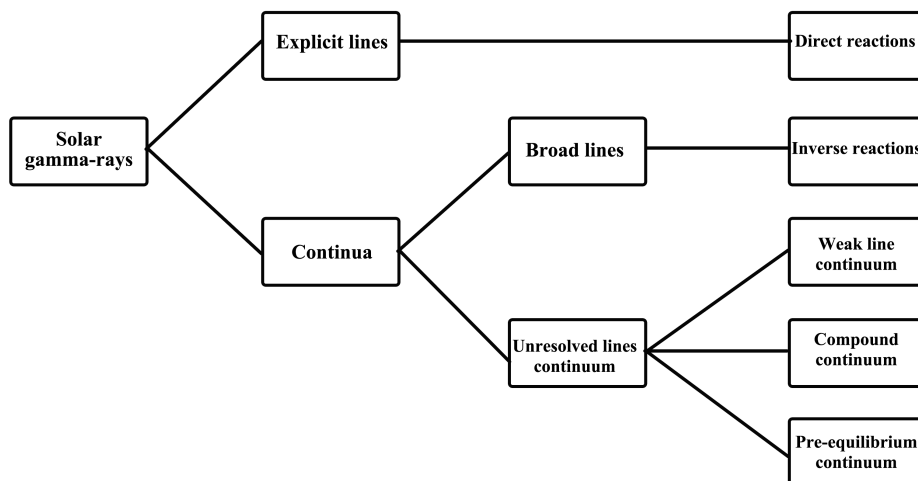
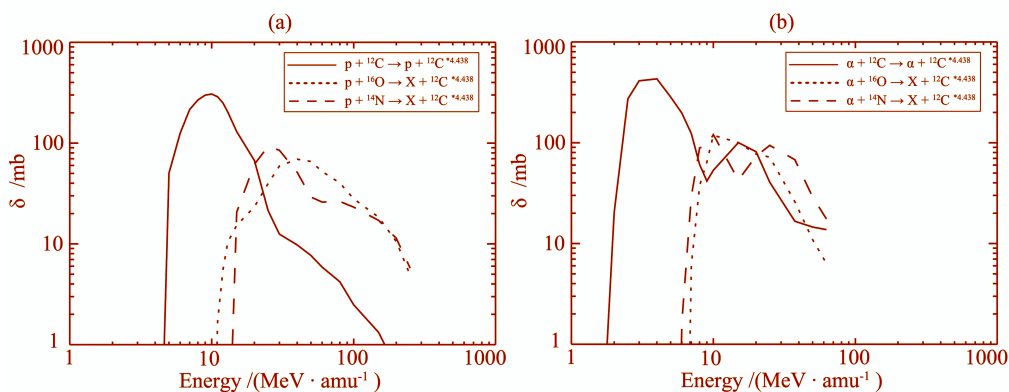


图 1 太阳耀斑伽玛射线计算结构图

Fig. 1 Flowchart of solar gamma-rays calculation

献的核反应主要有 $P + {}^{12}\text{C} \rightarrow P + {}^{12}\text{C}$; $P + {}^{14}\text{N} \rightarrow X + {}^{12}\text{C}$; $P + {}^{16}\text{O} \rightarrow X + {}^{12}\text{C}$, 其中 P 为质子或 α 粒子, X 为其它可能产生的剩余核, 核反应截面数据见图 2.

图 2 TALYS 计算得到的质子 (a) 和 α 粒子 (b) 与 C、N、O 原子核作用产生 4.438 MeV 光子的反应截面Fig. 2 Cross sections for the production of 4.438 MeV line by interactions of proton (a) and α (b) projectiles with C, N, O as calculated by TALYS

TALYS 只能计算最高能量为 250 MeV 的粒子的反应截面, 对于更高能量的粒子, 其反应截面由外推得到. 通常核子激发态能级寿命很短 ($\sim 10^{-12}$ s), 在高速粒子的轰击下获得反冲速度的重核在激发后迅速释放伽玛光子, 使得伽玛射线在能谱上引起多普勒加宽. 我们假设该非弹性碰撞过程为简单的二体作用, 利用蒙特卡罗方法计算谱线轮廓. 同样以 4.438 MeV 线为例, 考虑到太阳大气中 C、O 丰度较高, 我们仅研究质子、 α 粒子与 C、O 原子的碰撞作用, 计算在不同加速粒子能谱条件下的谱线轮廓.

假设入射粒子各向同性注入, 且太阳大气 C、O 元素丰度比 $[C]/[O]=0.50$, 改变入射粒子幂律能谱指数 (s) 或 α/p 值, 4.438 MeV 线轮廓将发生变化. 在入射质子能谱相同的条件下, 不同的 α/p 值产生不同的谱线轮廓. 当 $\alpha/p=0.10$ 时, 谱线的轮廓主要来自 $p+C$ 和 $p+O$ 的贡献 (图 3(a)); 而当 $\alpha/p=0.50$ 时, $\alpha+C$ 的贡献变得更加明显, 谱线轮廓也随着 α/p 值的增加而变宽 (图 3(b)). 在 α/p 值相同的条件下, 不同的质子谱注入时的谱线轮廓不同. 当加速粒子能谱较硬时 (图 3(c)), 由于质子或 α 粒子高能比例增加, 而它们与 O 原子的作用截面在高能处较大, 因此 O 原子对谱线轮廓的贡献很明显; 随着加速粒子能谱变软 (图 3(d)), 由于 α 粒子引导的反应能量阈值较低, 因此, 这类核反应对谱线轮廓的影响开始变得重要; 而当加速粒子能谱更软时 (图 3(e)), 谱线轮廓几乎完全来自 α 粒子引导的核反应贡献. 在真实条件下, 加速粒子能谱和 α/p 值的共同作用, 使得谱线轮廓的变化更为复杂.

假设加速粒子角分布为向下各向同性分布 (Downward-Isotropic, DI), 那么耀斑核反应作用区位置的不同也会造成观测谱线轮廓的差异 (图 4). 如果耀斑发生在日心处 (图 4(a)), 那么向下注入的高能粒子会使靶核原子获得一个整体向下的速度, 从而使发射谱线产生多普勒红移. 在地球观测者看来, 谱线轮廓的线心位置将会发生变化; 而当耀斑位置在日面边缘时 (图 4(b)), 从地球视线方向看, 远离和接近观测者运动的靶核原子数目均等, 因此不会观测到线心红移, 而靶核原子的整体湍动速度依旧使得观测谱线变宽. 谱线的加宽是一个复杂的问题, 它与 α/p 值、元素丰度、反应截面和加速粒子能谱及角分布等因素有关, 因此仅通过一条 4.438 MeV 线来获取耀斑的物理信息几乎是不可能的.

我们的程序计算了质子、 α 粒子、 ^3He 粒子与 C、N、O、Ne、Na、Mg、Al、Si、S、Ca、Fe、Ar、Cr、Ni、Ti、Zn 等重核非弹性碰撞作用, 及这些重核与 H、He 的反向作用和 He-He 相互作用等 5 000 多个核反应过程产生的伽玛射线. 我们从中提取出 430 条发射线作为强发射线. 这些强发射线的能量主要分布在 300 keV 到 10 MeV 之间. 表 1 列举了一些主要的强发射线, 部分强发射线在 Ramaty 等^[2] 计算中已经包含, 如 ^{12}C 4.438 MeV 线、 ^{16}O 6.129 MeV 线等. 但是, 我们的计算包含了更多的核反应过程, 如计算 ^{16}O 6.129 MeV 线产率时, 增加了质子和 α 粒子与 ^{20}Ne 作用过程对该线的贡献. 表 1 列举了部分主要的强发射线, 其中第 1 列和第 2 列分别为伽玛光子特征能量以及产生该伽玛光子的能级跃迁过程, 第 3 列为太阳耀斑中对该光子可能产生的核反应过程, 第 4 列和第 5 列分别为激发态能级寿命以及它的跃迁几率.

3.2 核连续谱计算

太阳耀斑伽玛射线能谱中的连续谱来自多种物理机制的共同贡献, 包括加速电子的非热韧致辐射、 π 介子衰变、中子俘获线康普顿散射、正负电子湮灭的 3 光子过程^[12] 以及非弹性碰撞核反应过程, 其中 π 介子衰变主要对高于 10 MeV 的光子连续谱贡献^[13]. 如图 1 所示, 核连续谱包含加速重核与太阳大气中氢原子和氦原子作用而产生的宽线、加速粒子与重原子核作用产生的一些难以分辨的弱发射线 (主要来自一些反应截面较小的能级跃迁过程), 以及核反应中通过复合核模型和预平衡模型发射的连续成分. 这些核连续谱的能量主要分布在 1~8 MeV 之间.

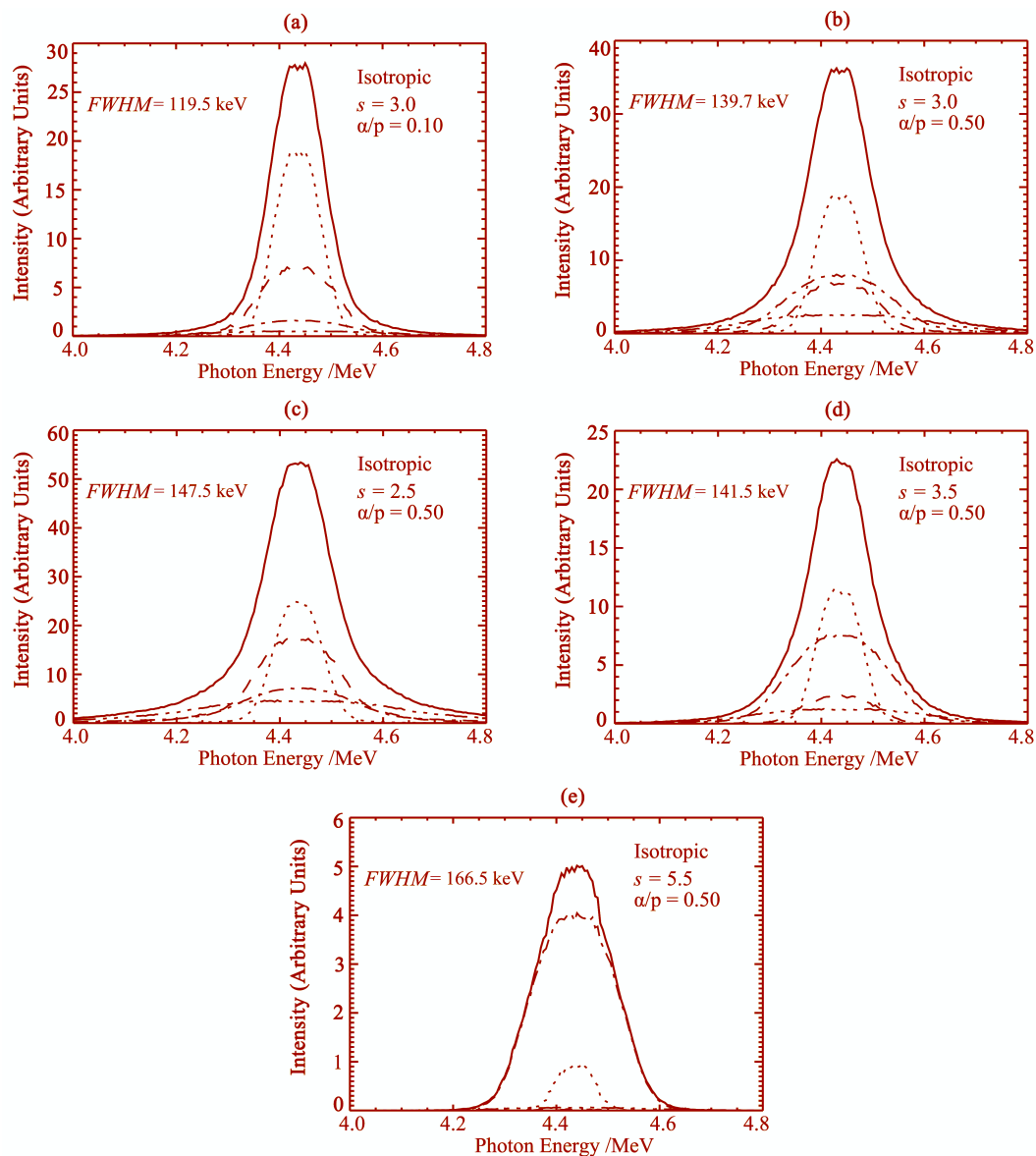


图 3 假设 C/O 丰度比为 0.50 时, 在不同质子谱 (s) 和 / 或 α/p 比的条件下, 具有各向同性分布的耀斑加速粒子与太阳大气作用时产生的 ^{12}C 4.438 MeV 的谱线轮廓 (实线所示), 其中点线: $p + ^{12}\text{C} \rightarrow p + ^{12}\text{C}^* + \gamma$; 虚线: $p + ^{16}\text{O} \rightarrow X + ^{12}\text{C}^* + \gamma$; 点划线: $\alpha + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}^* + \gamma$; 点点划线: $\alpha + ^{16}\text{O} \rightarrow X + ^{12}\text{C}^* + \gamma$

Fig. 3 The profiles of 4.438 MeV line from different reactions for the flares with isotropic energetic particle distribution (solid line). Four reactions are also shown (dotted line: $p + ^{12}\text{C} \rightarrow p + ^{12}\text{C}^* + \gamma$; dashed line: $p + ^{16}\text{O} \rightarrow X + ^{12}\text{C}^* + \gamma$; dot-dashed line: $\alpha + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}^* + \gamma$; dot-dot-dashed line: $\alpha + ^{16}\text{O} \rightarrow X + ^{12}\text{C}^* + \gamma$). $[\text{C}]/[\text{O}]=0.50$ is assumed in the calculation

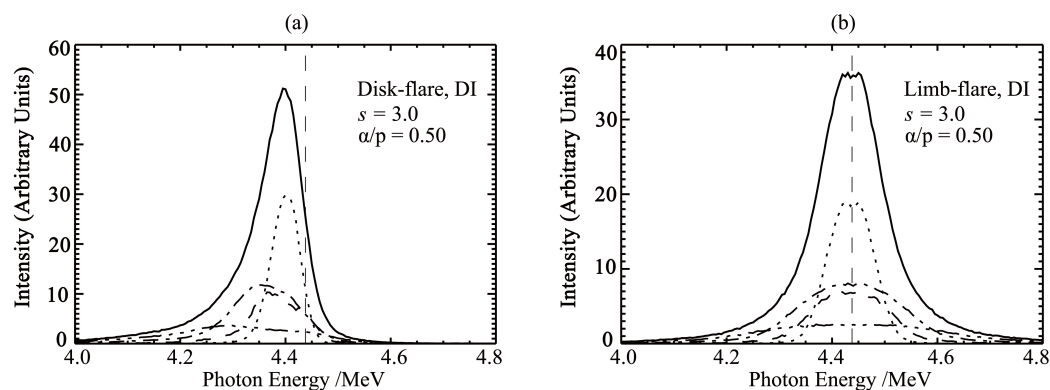


图 4 来自不同日面位置的具有向下各向同性分布的耀斑加速粒子与太阳大气作用时产生的 ^{12}C 4.438 MeV 的谱线轮廓 (实线所示). 其中竖虚线为线心位置, 其它线的意义同图 3

Fig. 4 The 4.438 MeV line profiles (solid line) produced by accelerated particles with a DI distribution from different locations of flares interacting with solar atmosphere. Vertical dashed line labels the position of line center. The definitions of other lines are the same to Fig. 3

3.2.1 弱发射线

随着入射粒子能量的增加, 靶核中的核子将会跃迁至更高能级, 尤其重核原子, 由于其激发态能级数目众多, 可能通过直接跃迁或者蜕变反应产生其它剩余原子核, 继而发射更多的伽玛射线. 通常这些弱发射线的反应截面较小, 并且反应所需的能量阈值也较高, 所以在耀斑伽玛射线辐射中, 这些弱发射线被淹没在强发射线之下. 以 100 MeV 质子与 ^{56}Fe 和 ^{24}Mg 作用为例, 通过图 5 我们可以发现, $\text{p}+\text{Fe}$ 生成的核线数目超过 2 000 条, 并且绝大多数能量小于 4 MeV, 考虑到核反应过程中的多普勒加宽效应, 这些弱发射线将会互相重叠, 因此我们将其视为连续谱; 对于 $\text{p}+\text{Mg}$ 的反应, 产生的核线数目要少一些, 并且能量分布得更广一些, 这与我们在 TALYS 中设置的 N_s 值有关 ($N_s=25$). 因为对于 Fe 原子, 第 25 个能级的能量为 4.301 MeV, 所以产生的核线能量也都低于这个值 (少量超出该能量的核线来自其他剩余核的贡献, 如 ^{54}Fe 的 4.579 MeV、 ^{52}Cr 的 4.816 MeV 线). 而对于 Mg 原子, 第 25 能级的能量为 9.516 MeV, 因此它产生的核线分布范围也将更广. 所有高于第 N_s 能级以上的辐射将作为复合反应连续谱.

3.2.2 复合反应和预平衡反应

我们在前面提到, TALYS 中激发核子在高于第 N_s 能级时的跃迁作为连续谱发射. 这些辐射包括高能级之间跃迁的连续发射以及高能级与离散的低能级的跃迁发射. TALYS 通过能级密度函数分布计算这类复合反应产生的伽玛射线连续谱的分布和强度.

此外, 在许多核反应中, 复合核在达到统计平衡之前处于预平衡发射阶段, 此时的辐射不能看成能级之间的跃迁, 因此也无法确定出光子的特定能量. TALYS 也计算了此时的连续谱辐射形式, 该过程被称为预平衡反应. 图 6 为复合反应和预平衡反应以及叠加强弱发射线后的连续谱形式. 同样以 100 MeV 质子与 ^{56}Fe 和 ^{24}Mg 作用为例.

表 1 强发射线的线心能量、核反应方式以及该激发能级的寿命和辐射几率

Table 1 Line center energy, nuclear reaction, mean life and branch ratio of excited level of explicit gamma-ray lines from solar flare

Energy(MeV)	Transition	Reaction	Mean life(10^{-12} s)	Branch ratio
0.429	${}^7\text{Be}^{*0.429} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^4\text{He}(\alpha, x){}^7\text{Be}$	0.133	100
0.440	${}^{23}\text{Na}^{*0.440} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{24}\text{Mg}(\text{p}, x){}^{23}\text{Na}$	1.11	100
0.478	${}^7\text{Li}^{*0.478} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^4\text{He}(\alpha, x){}^7\text{Li}$	0.073	100
0.718	${}^{10}\text{B}^{*0.718} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{12}\text{C}(\text{p}, x){}^{10}\text{B}$ ${}^{16}\text{O}(\text{p}, x){}^{10}\text{B}$	707	100
0.844	${}^{27}\text{Al}^{*0.844} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{28}\text{Si}(\text{p}, x){}^{27}\text{Al}$	35	100
0.847	${}^{56}\text{Fe}^{*0.847} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{56}\text{Fe}(\text{p}, x){}^{56}\text{Fe}$ ${}^{56}\text{Fe}(\alpha, x){}^{56}\text{Fe}$	6.07	100
1.369	${}^{24}\text{Mg}^{*1.369} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{24}\text{Mg}(\text{p}, x){}^{24}\text{Mg}$ ${}^{24}\text{Mg}(\alpha, x){}^{24}\text{Mg}$	1.35	100
1.634	${}^{20}\text{Ne}^{*1.634} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{20}\text{Ne}(\text{p}, x){}^{20}\text{Ne}$ ${}^{20}\text{Ne}(\alpha, x){}^{20}\text{Ne}$ ${}^{24}\text{Mg}(\text{p}, x){}^{20}\text{Ne}$	0.73	100
1.779	${}^{28}\text{Si}^{*1.779} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{28}\text{Si}(\text{p}, x){}^{28}\text{Si}$ ${}^{28}\text{Si}(\alpha, x){}^{28}\text{Si}$ ${}^{32}\text{S}(\text{p}, x){}^{28}\text{Si}$	0.48	100
2.000	${}^{11}\text{C}^{*2.000} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{12}\text{C}(\text{p}, x){}^{11}\text{C}$	0.007	100
2.230	${}^{32}\text{S}^{*2.230} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{32}\text{S}(\text{p}, x){}^{32}\text{S}$ ${}^{32}\text{S}(\alpha, x){}^{32}\text{S}$	0.17	100
3.737	${}^{40}\text{Ca}^{*3.737} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{40}\text{Ca}(\text{p}, x){}^{40}\text{Ca}$ ${}^{40}\text{Ca}(\alpha, x){}^{40}\text{Ca}$	42	100
4.438	${}^{12}\text{C}^{*4.439} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{12}\text{C}(\text{p}, x){}^{12}\text{C}$ ${}^{12}\text{C}(\alpha, x){}^{12}\text{C}$ ${}^{14}\text{N}(\text{p}, x){}^{12}\text{C}$ ${}^{14}\text{N}(\alpha, x){}^{12}\text{C}$ ${}^{16}\text{O}(\text{p}, x){}^{12}\text{C}$ ${}^{16}\text{O}(\alpha, x){}^{12}\text{C}$	0.061	100
4.444	${}^{11}\text{B}^{*4.445} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{12}\text{C}(\text{p}, x){}^{11}\text{B}$ ${}^{12}\text{C}(\alpha, x){}^{11}\text{B}$		100
5.105	${}^{14}\text{N}^{*5.106} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{14}\text{N}(\text{p}, x){}^{14}\text{N}$ ${}^{14}\text{N}(\alpha, x){}^{14}\text{N}$ ${}^{16}\text{O}(\text{p}, x){}^{14}\text{N}$ ${}^{16}\text{O}(\alpha, x){}^{14}\text{N}$	4.35	100
5.240	${}^{15}\text{O}^{*5.241} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{16}\text{O}(\text{p}, x){}^{15}\text{O}$ ${}^{16}\text{O}(\alpha, x){}^{15}\text{O}$	2.25	100
5.269	${}^{15}\text{N}^{*5.270} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{16}\text{O}(\text{p}, x){}^{15}\text{N}$ ${}^{16}\text{O}(\alpha, x){}^{15}\text{N}$	1.79	100
6.129	${}^{16}\text{O}^{*6.129} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{16}\text{O}(\text{p}, x){}^{16}\text{O}$ ${}^{16}\text{O}(\alpha, x){}^{16}\text{O}$ ${}^{20}\text{Ne}(\text{p}, x){}^{16}\text{O}$ ${}^{20}\text{Ne}(\alpha, x){}^{16}\text{O}$	0.018	100
7.115	${}^{16}\text{O}^{*7.117} \rightarrow \text{g.s.}$	${}^{16}\text{O}(\text{p}, x){}^{16}\text{O}$ ${}^{16}\text{O}(\alpha, x){}^{16}\text{O}$	0.008	99.9

为了更好地描述连续谱, 我们通过改变能量间隔来获得更为平滑的曲线(图 7). 由于 ^{24}Mg 比 ^{56}Fe 的弱发射线数量少, 并且能量分布范围更广, 因此在截面图上显示出更多的局部结构特征. ^{56}Fe 连续谱截面的局部结构随着入射粒子的能量发生变化(图 8).

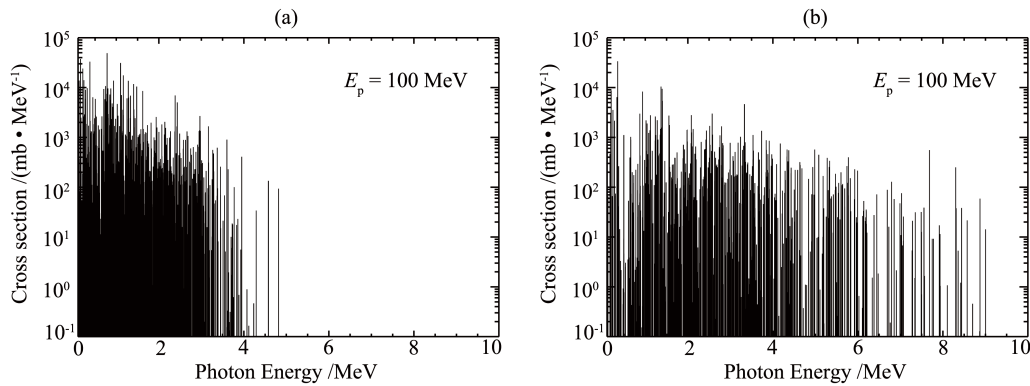


图 5 TALYS 计算的 100 MeV 质子与 ^{56}Fe 和 ^{24}Mg 作用产生弱发射线的截面. 图 (a) 和图 (b) 靶核分别为 ^{56}Fe 原子核与 ^{24}Mg 原子核

Fig. 5 Cross sections for weak lines from 100 MeV proton projectiles interacting with ^{56}Fe (a) and ^{24}Mg (b) as calculated by TALYS

3.2.3 反向作用多普勒效应

核宽线是加速的重核与太阳大气中 H、He 等轻原子作用后受到退激发所致. 加速重核由于本身具有很大的初始速度, 在与 H、He 碰撞过程中损失较小的能量, 激发后的重核在高速运动中发射伽玛光子. 因此, 在反向作用下发射的退激发线具有很强的多普勒效应, 产生的谱线明显加宽. 在伽玛射线能谱中, 多条核宽线的叠加就组成了一条连续谱. 核宽线的计算类似强发射线, 它的强度取决于加速重核丰度以及加速重核的能谱.

3.3 太阳耀斑核反应作用区特性以及伽玛射线谱的计算

在耀斑发生过程中, 磁重联使得大量的粒子被加速. 这些加速粒子沿着磁力线注入, 并轰击深层的太阳大气原子. 通常我们认为核反应作用区是在密度相对较高的深层大气中, 因此可以假设加速粒子与太阳大气作用的核反应过程在厚靶模型中进行, 此时单个核反应发射伽玛射线的产率公式^[14]为

$$N_{\gamma} = n_j \int_{E_{\text{Th}}}^{E_{\text{max}}} \frac{\sigma_{ij}(E_p)}{dE/dx} dE_p \times \int_{E_p}^{E_{\text{max}}} N_i(E'_p) dE'_p, \quad (1)$$

其中 n_j 为靶核原子的丰度, E_{Th} 为反应阈值能量, σ_{ij} 为 i 和 j 粒子碰撞产生该核线的核反应截面, 截面数据由 TALYS 计算获得, dE/dx 为加速粒子的能量损失率, N_i 为加速粒子的能谱分布.

在我们的计算中, 太阳大气元素丰度和加速粒子成分均为可调参数, 并假设加速粒

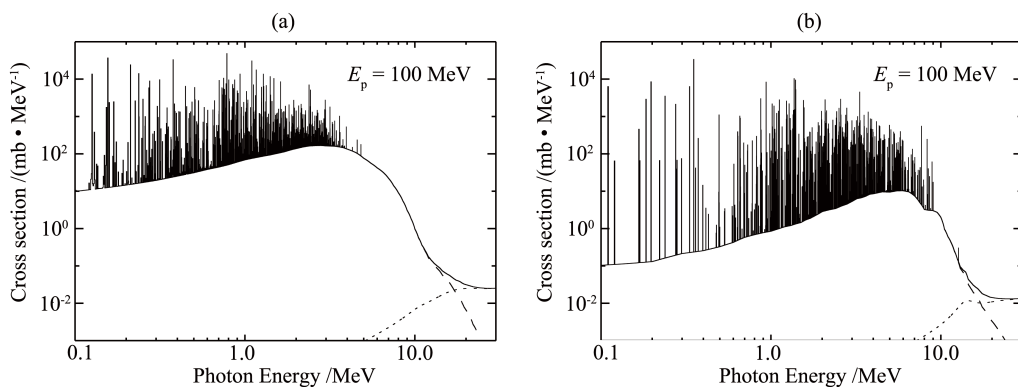


图 6 图 (a) 和图 (b) 分别为 100 MeV 质子与 ^{56}Fe 、 ^{24}Mg 作用产生的连续谱截面 (实线所示), 包括弱发射线、复合反应和预平衡反应, 其中点线为预平衡反应贡献, 虚线为复合反应贡献

Fig. 6 Cross sections for continua (solid line), including weak lines, the compound continua (dashed line) and the pre-equilibrium continua (dotted line) from 100 MeV proton projectiles interacting with ^{56}Fe (a) and ^{24}Mg (b), respectively

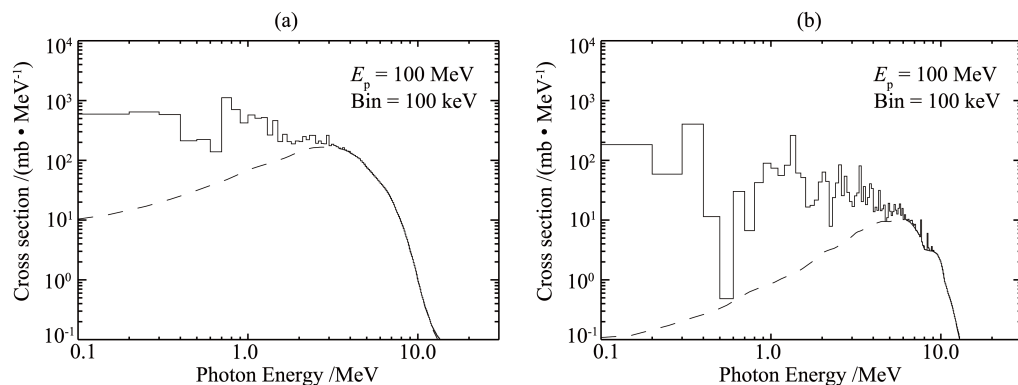


图 7 与图 6 类似, 图 (a) 和图 (b) 分别为 100 MeV 质子与 ^{56}Fe 、 ^{24}Mg 作用产生的连续谱截面 (实线所示), 虚线为复合反应贡献

Fig. 7 Cross sections for unresolved-line continua (solid line) from 100 MeV proton projectiles interacting with ^{56}Fe (a) and ^{24}Mg (b), respectively. Dashed lines represent the contribution from compound continua

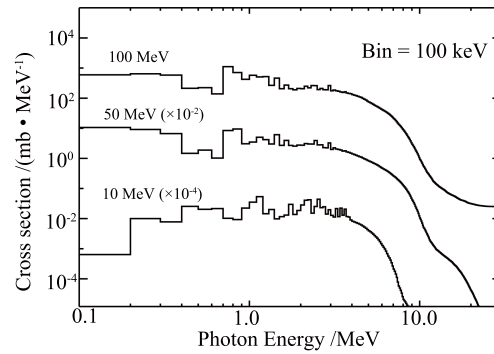


图 8 能量分别为 10 MeV、50 MeV 和 100 MeV 的入射质子与 ^{56}Fe 作用产生的连续谱截面

Fig. 8 Cross sections for unresolved-line continua from 10 MeV, 50 MeV and 100 MeV proton projectiles interacting with ^{56}Fe

子能谱满足幂律分布:

$$N(E) = N_0 E^{-s}. \quad (2)$$

能量损失率 dE/dx 指单位长度内粒子的平均损失能量, 反映介质对加速粒子的阻止本领, 它主要包含两个部分^[15]: 一是库仑碰撞损失, 二是核碰撞损失. SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) 程序^[16] 利用量子力学方法计算离子与原子的碰撞, 模拟离子在物质中的能量损失和位移变化. 我们通过 SRIM 计算加速粒子在太阳大气中的能量损失率 (图 9). 在耀斑伽玛射线计算中, 核反应所需的加速粒子单位能量大于 1 MeV. 如图 9 所示, 该条件下的能量损失主要为库仑碰撞, 核碰撞损失可以忽略不计. 此时能量损失计算可以用很好的数学形式描述, 为此我们在计算中引入 Bethe 公式^[17] 来描述能量损失率:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right], \quad (3)$$

其中 m_e 是电子静止质量, β 和 z 分别为粒子的速度和电荷数, ϵ_0 为真空介电常数, I 为靶核的平均电离势. 从 (3) 式中可以看到, 能损率与粒子电荷数的平方成正比, 因此原子电荷数越高, 能量损失越快. 当入射粒子能量较低时 ($\beta \ll 1$), (3) 式可以简化为

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e v^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right). \quad (4)$$

根据 (1)~(4) 式, 我们利用蒙特卡洛方法计算每一条核线的产率和轮廓分布, 再通过太阳大气元素丰度和加速粒子成分连接这些核线, 从而获得整个太阳耀斑伽玛射线能谱. 从图 10 中可以发现, 由于太阳大气中 C、O 元素丰度较高, 所以来自 ^{12}C 的 4.438 MeV 线与 ^{16}O 的 6.129 MeV 线、7.125 MeV 线是耀斑伽玛射线能谱中最强的谱线. 伽玛射线能谱轮廓也随着加速粒子的能谱发生变化: 当加速粒子能谱较硬时 ($s=2.5$), 伽玛射线能谱较为平缓, 谱线结构不明显; 反之, 在加速粒子能谱较软时 ($s=4.5$), 谱线结构明显. 因为当加速粒子能谱较硬时, 入射粒子中高能重离子比重增加, 它们引导的核反

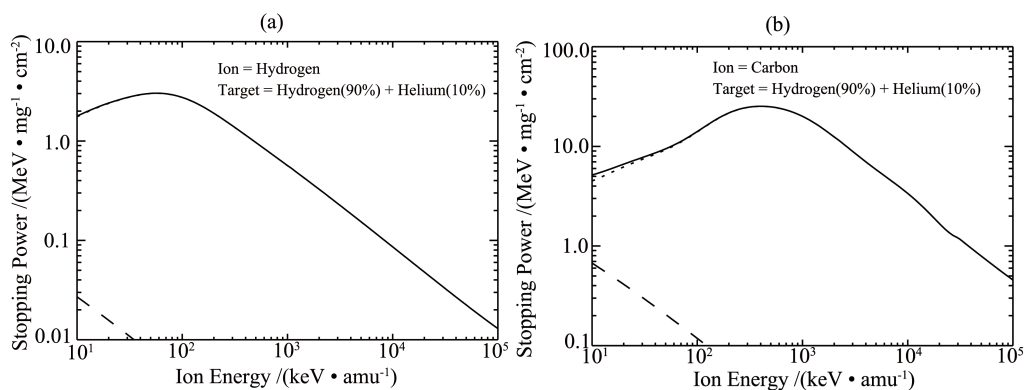


图 9 SRIM 计算得到的能量损失率. 图 (a) 和图 (b) 分别为质子和 C 原子在由 90% H 和 10% He 组成的气体靶核中的能量损失率. 其中点线为库仑碰撞损失, 虚线为核碰撞损失

Fig. 9 SRIM calculation of the stopping power for ions in the solar atmosphere, which is composed by a mixture of 90% H and 10% He. Dotted and dashed lines represent the contributions from Coulomb collision loss and nuclear collision loss, respectively

应所得到的谱线多普勒加宽效应更为明显, 此时的核宽线几乎没有结构; 而在能谱较软时, 核宽线的结构特征明显, 在 2 MeV、4 MeV 及 6 MeV 附近有明显的鼓包结构. 另外, 在加速粒子能谱较硬时, 来自弱发射线和复合过程的连续谱贡献也加强, 进一步使得此时的发射线特征不明显. 而 α/p 对伽玛射线谱的影响除了引起由 He-He 作用产生的 0.45 MeV 线强度变化外, 也使得强发射线强度和轮廓发生变化.

4 讨论和总结

太阳耀斑伽玛射线是我们研究太阳耀斑加速粒子最直接的窗口. 通过观测耀斑伽玛射线, 我们可以获得加速粒子谱、加速粒子总数、加速粒子总能量、加速电子与加速质子的数目比、加速粒子角分布、太阳大气元素丰度和加速粒子的组成成分等重要的物理信息. 因此耀斑伽玛射线的理论计算具有十分重要的意义.

TALYS 程序提供了丰富的核反应截面数据, 使我们能计算更加完整的太阳耀斑伽玛射线能谱, 在我们的计算中包括质子、 α 粒子与大气中 C、N、O、Ne、Na、Mg、Al、Si、S、Ca、Fe 等重元素的非弹性碰撞过程产生的窄线, 以及这些加速重离子与太阳大气中 H、He 作用的反向过程产生的宽线. 尽管 TALYS 给我们提供了更为完整的核线截面数据, 但由于它无法计算轻核与轻核之间的核反应截面, 因此我们无法研究更高能量的 π 介子衰变过程. 我们正在试图通过其它研究手段来获取更高能量的伽玛射线能谱.

我们还详细而全面地计算了加速粒子与太阳大气介质作用产生的核连续谱, 包括数量众多的弱发射线以及复合核模型与预平衡模型产生的核连续谱, 这也正是应用 TALYS 计算的优势. TALYS 在满足实验数据的基础上, 应用最优模型计算了每一种核反应在任

意能量加速粒子作用下产生的核连续谱, 因此这些核连续谱计算比以往结果更加精确.

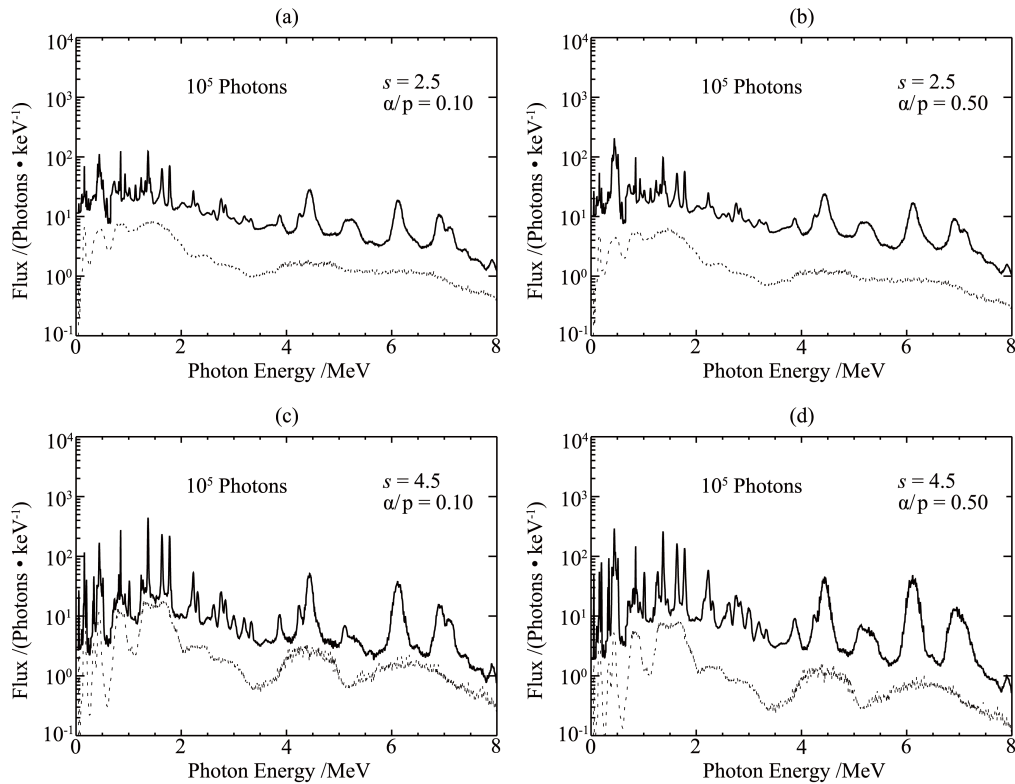


图 10 不同能谱指数 (s) 和 α/p 比的各向同性分布的加速粒子与太阳大气作用产生的总伽玛射线能谱, 加速离子组成和太阳大气元素丰度见 Reames^[18], 虚线为核宽线对能谱的贡献

Fig. 10 Total solar gamma-ray spectra (solid line) from isotropic accelerated ions interacting with solar atmosphere ambient medium. The composition of accelerated ions and the abundances of ambient solar atmosphere refer to Reames^[18]. Dashed lines represent the contribution from broad lines

此外, 我们还分析了加速粒子能谱、 α/p 值以及耀斑发生位置对太阳耀斑伽玛射线谱线轮廓的影响. 结果表明, 这 3 种参数的改变已经使得谱线轮廓的变化难以预测. 而在更精确的研究中, 加速粒子的成分、太阳大气元素丰度、加速粒子角分布、投掷角散射以及磁力线结构等参数也决定着谱线轮廓的计算. 如此多的参数共同变化, 使得谱线轮廓变得更是难以琢磨. 但我们相信, 随着理论计算的不断完善和未来高能望远镜技术的发展, 我们将可以获得更加丰富的太阳物理信息. 正因如此, 研究太阳耀斑伽玛射线将成为一项充满前景而又富有挑战的科学任务.

参 考 文 献

- [1] 甘为群, 王德瘠. 太阳高能物理. 北京: 科学出版社, 2002: 136-138
- [2] Ramaty R, Kozlovsky B, Lingenfelter R E. ApJS, 1979, 40: 487

- [3] Kozlovsky B, Murphy R J, Ramaty R. ApJS, 2002, 141: 523
- [4] Goriely S, Hilaire S, Koning A J. A&A, 2008, 487: 767
- [5] Spyrou A, Lagoyannis A, Demetriou P, et al. PhRvC, 2008, 77: 065801
- [6] Tatischeff V, Kozlovsky B, Kiener J, et al. ApJS, 2006, 165: 606
- [7] Murphy R J, Kozlovsky B, Kiener J, et al. ApJS, 2009, 183: 142
- [8] Koning A J, Hilaire S, Duijvestijn M C. AIPC, 2005, 769: 1154
- [9] Koning A J, Duijvestijn M C. NIMPB, 2006, 248: 197
- [10] Firestone R B, Shirley V S. Table of Isotopes. New York: AIP Press, 1996
- [11] Kuzhevskij B M, Gan W Q, Miroshnichenko L I. ChJAA, 2005, 5: 295
- [12] Gan W Q, Chang J, Li Y P, et al. ChJAA, 2004, 4: 357
- [13] Chupp E L, Ryan J M. RAA, 2009, 9: 11
- [14] Ramaty R, Kozlovsky B, Lingenfelter R E. SSRv, 1975, 18: 341
- [15] Ziegler J F, Biersack J P, Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Matter. New York: Pergamon Press, 1985
- [16] Ziegler J F, Biersack J P, Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 2009
- [17] Segre E G, Wiley J. Experimental Nuclear Physics. New York: John Wiley and Sons, 1953: 253
- [18] Reames D V. AdSpR, 1995, 15: 41

The Calculation of Solar Gamma-rays by TALYS

CHEN Wei^{1,2} GAN Wei-qun¹

(1 *Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008*)

(2 *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049*)

ABSTRACT Solar gamma-ray lines, produced from nuclear reactions of accelerated particles interacting with solar atmosphere ambient medium, are the most direct diagnosis about the acceleration and transport of electrons and ions in solar flares. Analysis of gamma-ray line spectrum in solar flare has provided information about composition, spectrum and angular distribution of the accelerated ions, as well as elemental abundance of the ambient solar atmosphere. A new gamma-ray calculation program was developed by using an efficient nuclear code — TALYS. The theory of gamma-ray production in solar flares is treated in detail. In addition, the characteristics of gamma-ray spectrum are also presented.

Key words sun: flares, sun: gamma-rays