

关于相对论性 α 粒子的双温度发射问题

刘福虎

(山西师范大学物理系 临汾 041004)

摘 要 本文对高能核碰撞中相对论性 α 粒子的双温度发射现象提出了一种解释,给出了 α 粒子的角分布,并与 $2.1\text{GeV}/u$ ^{16}O 和 $1.7\text{GeV}/u$ ^{56}Fe 与核乳胶相互作用的有关实验结果作了比较.

关键词 相对论性 α 粒子, 角分布, 双温度发射.

1 引言

在核碰撞中,除了弹核和靶核两者相互瞄准的部分(称为反应体)产生大量次级粒子外,其余不直接参加强烈碰撞的部分(称为旁观体)也会碎裂为核子及核子集团,称为核碎片.对核碎片分布特征的研究有助于了解核碎裂的机制,从而了解核碰撞的机制.核碎片分布的特征可用多重数分布、质量分布、电荷分布、动量分布和角分布等量来描述,其中角分布是实验上较易测量的分布之一.

80年代初,实验观测到 2.1AGeV ^{16}O 与核乳胶碰撞中发射的相对论性 α 粒子的角分布可用一个运动玻耳兹曼分布描述,而 1.7AGeV ^{56}Fe 相应的分布得用两个运动玻耳兹曼分布描述,即存在双温度发射现象.但如果只考虑 1.7AGeV ^{56}Fe 与核乳胶边缘碰撞的情形,相应的 α 粒子角分布只需用一个运动玻耳兹曼分布描述^[1].在 1.8AGeV ^{40}Ar 、 1.42AGeV ^{84}Kr 和 1.1AGeV ^{139}La 与核乳胶碰撞中,也观测到相对论性 α 粒子的双温度发射现象^[2].最近几年,在 200AGeV ^{16}O 与核乳胶碰撞中,观测到相对论性 α 粒子是单温度发射的^[3],在 200AGeV ^{16}O 与 Pb 碰撞中的相对论性 C、N、O 碎片^[4],及 14.5AGeV ^{28}Si 与 Pb 和 Cu 碰撞中的相对论性 O~Si 碎片^[5]也是单温度发射的.

对这种存在于 $1\sim 2\text{AGeV}$ 重原子核碎裂

中的相对论性 α 粒子的双温度发射现象,曾有下列几种可能的解释^[1,2].

1)弹核俘获靶核子形成特殊火球.这种高温低速火球可符合 α 粒子角分布的尾部,但这种火球的形成机制在相对论性能区难以理解.

2)弹核中的 α 结团与靶核中的核子发生强散射.这种机制可产生大角度的 α 粒子,但不能重现实验给出的角分布特征.

3)先产生大横动量短寿命的弹核碎片再碎裂成 α 粒子.这种辐射集体流(冲击波图像)有可能存在于快速运动的系统中,并导致 α 粒子大角度散射,但不能给出与实验符合的小角度散射的 α 粒子数目.

4)在反应体中可能形成了夸克物质.这种解释认为,对于反应体中形成了夸克物质的事例,其旁观体与反应体的联系较弱,导致弹核 α 粒子的低温发射,而对于没有形成夸克物质的事例, α 粒子是高温发射的,但在几 AGeV 能区,没有证实夸克物质的形成.

鉴别以上几种解释的难以理解或不可信性,本文提出另外的解释,试图对弹核碎片的角分布特征进行描述.

2 弹核旁观体的局域平衡过程与碎片角分布特征

从文献[1]给出的 2.1AGeV ^{16}O 与核乳胶碰撞及 1.7AGeV ^{56}Fe 与核乳胶边缘碰撞

中,相对论性 α 粒子角分布的实验数据与一个运动玻耳兹曼分布的比较可见:当发射角 $\theta < 3^\circ$ 时,计算结果与实验数据符合;当 $\theta > 3^\circ$ 时,实验数据出现一个长的尾部,计算结果不能重现实验数据.这意味着,这两类碰撞中的 α 粒子角分布也得用两个运动玻耳兹曼分布描述,即在几 AGeV 能区和不同类型的碰撞中,相对论性 α 粒子均是双温度发射的.

考虑几 AGeV 能区的核核碰撞过程.在碰撞发生时,弹核反应体部分会停止在靶核中,而旁观体部分继续向前飞出,这时旁观体与反应体之间有较强的相对运动速度.由于反应体和旁观体之间有相对运动,在它们相连接的接触层上就会引起摩擦,都将获得摩擦热.对于反应体而言,由于它本身已经被高度激发,所获得的摩擦热可以忽略不计,但是对于旁观体,由于它没有直接参加碰撞,摩擦热却是它主要的激发能.旁观体获得摩擦热后会处于激发态,但由于摩擦热从接触层传递到旁观体的其它部分需要时间,这导致旁观体整体不处于平衡态,而可能局部达到平衡态.接触层部分和其它部分在摩擦热的激发下会互相脱离,二者分离后,都将形变为球形核,多余的表面能就转变为激发能.如果接触层部分和其它部分分别达到了各自的平衡态,它们相应有高低不同的温度,这样就出现所谓的双温度发射现象.

由于旁观体的接触层部分处于高激发态,它只能发射一些轻碎片,不可能发射较重的碎片.较重的碎片一般来源于接触层以外的低激发态的部分,即较重的碎片是单(低)温度发射的.如果弹核入射能量很高,两个碰撞核的反应体部分会互相穿过,这时旁观体与反应体之间的相对运动速度非常小,旁观体不能获得较多摩擦热,不能使接触层部分和其它部分互相脱离,在这种情况下轻碎片和较重的碎片都是单(低)温度发射的.

基于以上想法,考虑几 A GeV 能区处于局部平衡态的弹核旁观体发射 α 粒子的情形.以弹核方向为 Z,建立固定于弹核上的直

角坐标系,把反应平面选作 xoz 平面.对一定激发程度的发射源,设发射出的 α 粒子的动量分量 p_x, p_y, p_z 服从相同宽度 σ_p 的高斯分布,即

$$f_{p_{x,y,z}}(p_{x,y,z}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp\left(-\frac{p_{x,y,z}^2}{2\sigma_p^2}\right) \quad (1)$$

显然,横动量 p_T 服从瑞利分布:

$$f_{p_T}(p_T) = \frac{p_T}{\sigma_p^2} \exp\left(-\frac{p_T^2}{2\sigma_p^2}\right) \quad (2)$$

式中分布宽度 σ_p 可由实验确定,它与发射源温度 T 和 α 粒子质量 m_α 有关^[1],即

$$\sigma_p = \sqrt{m_\alpha T} \quad (3)$$

如果认为 α 粒子每核子的动量保持了入射弹核每核子的动量^[6],即将 α 粒子的动量 p 看成常数,则实验室系中的发射角(α 粒子出射方向与弹核入射方向的夹角)分布为

$$\begin{aligned} f_\theta(\theta) &= \frac{p^2 \sin 2\theta}{2\sigma_p^2} \exp\left(-\frac{p^2 \sin^2 \theta}{2\sigma_p^2}\right) \\ &= \frac{\sin 2\theta}{2\sigma_\theta^2} \exp\left(-\frac{\sin^2 \theta}{2\sigma_\theta^2}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

式中, $\sigma_\theta = \sigma_p/p$ 是发射角 θ 的分布宽度.如果以 $\sin^2 \theta$ 为自变量,则有

$$f_{\sin^2 \theta}(\sin^2 \theta) = \frac{1}{2\sigma_\theta^2} \exp\left(-\frac{\sin^2 \theta}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (5)$$

根据本文的讨论, α 粒子来自温度高低不同的两个发射源(接触层部分和接触层以外的其它部分),对实验给出的 α 粒子角分布,可用分布宽度 σ_θ 不同的两个角分布相加描述.

3 接触层和其它部分的激发能与发射源温度

角分布宽度 σ_θ 与动量分布宽度 σ_p 有关,从而与发射源温度 T 有关,而 T 又取决于发射源所具有的激发能的大小.

当质量数为 A_p 的弹核与质量数为 A_T 的靶核,以碰撞参数 b 发生碰撞时,弹核和靶核反应体中的核子数分别为^[7]

$$\begin{aligned} A_{pp} &= \rho_n \int \theta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \\ &\quad \cdot \theta(R - \sqrt{(x-b)^2 + y^2}) d\vec{r} \end{aligned} \quad (6)$$

和

$$A_{TP} = \rho_n \int \theta(R - \sqrt{(x-b)^2 + y^2 + z^2}) \cdot \theta(r - \sqrt{x^2 + y^2}) d\vec{r} \quad (7)$$

式中, $\rho_n = \frac{3}{4\pi r_0^3}$ 是均匀分布核子数密度, $r_0 = 1.2\text{fm}$, $r = r_0 A_p^{1/3}$ 是弹核半径, $R = r_0 A_T^{1/3}$ 是靶核半径.

为了研究弹核反应体与旁观体接触层的联系情况. 可以认为碰撞发生时, 弹核反应体将靶核反应体中的核子全部“拾取”, 这样与弹核旁观体接触层相联系的反应体的能量密度为

$$\rho = \frac{(A_{pp} + A_{TP}) m_N c^2}{V_{pp}} \quad (8)$$

式中, $m_N = 938\text{MeV}/c^2$ 是核子质量,

$$V_{pp} = \int \theta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \cdot \theta(R - \sqrt{(x-b)^2 + y^2}) d\vec{r} \quad (9)$$

是弹核反应体的体积.

接触层对着反应体一侧的面积为

$$S_1 = \int \theta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \cdot \delta(R - \sqrt{(x-b)^2 + y^2}) d\vec{r} \quad (10)$$

反应体从旁观体旁边经过的距离为^[2]

$$L = 2 \sqrt{\frac{S_1}{\pi}} \quad (11)$$

而克服摩擦力所作的总功为

$$W_f = \eta u_z S_1 L / D \quad (12)$$

式中, u_z 是旁观体与反应体之间的相对速度, D 是接触层的厚度, 取为核子半径 1.2fm , $\eta = \rho \nu$ 是动力粘性系数, ν 是运动粘性系数^[8]. 在入射能量较低时, 反应体中产生的 π 介子气体的运动粘性系数可由 π 介子气体模型^[9] 来估计, 根据文献^[10], 取 $\nu \approx 2 \times 10^{-4} \text{cm}^2/\text{s}$.

接触层获得的摩擦热, 其中绝大部分转化为激发接触层中核子的激发能, 只有一小部分传递给接触层以外的其它部分, 成为激发其它部分核子的激发能.

接触层以外的其它部分的核子数和接触层中的核子数分别为

$$A_s = A_p - \rho_n \int \theta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \cdot \theta(R + D - \sqrt{(x-b)^2 + y^2}) d\vec{r} \quad (13)$$

和

$$A_c = A_p - A_{pp} - A_s \quad (14)$$

接触层的表面积 S_c 和其它部分的表面积 S_s 分别为

$$S_c = S_1 + S_2 + S_3 \quad (15)$$

和

$$S_s = S_3 + S_4 \quad (16)$$

式中, S_1 即(10)式,

$$S_2 = \int \theta(\sqrt{(x-b)^2 + y^2} - R) \theta(R + D - \sqrt{(x-b)^2 + y^2}) \delta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) d\vec{r} \quad (17)$$

$$S_3 = \int \theta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) \cdot \delta(R + D - \sqrt{(x-b)^2 + y^2}) d\vec{r} \quad (18)$$

$$S_4 = \int \theta(\sqrt{(x-b)^2 + y^2} - R - D) \cdot \delta(r - \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) d\vec{r} \quad (19)$$

接触层和其它部分所具有的多余表面能分别为

$$E_c = a_s \left(\frac{S_c}{4\pi r_0^2} - A_c^{2/3} \right) \quad (20)$$

和

$$E_s = a_s \left(\frac{S_s}{4\pi r_0^2} - A_s^{2/3} \right) \quad (21)$$

式中 $a_s = 18.33\text{MeV}^{[11]}$.

以上对 W_f 、 E_c 、 E_s 、 A_c 、 A_s 计算都是在固定碰撞参数 b 时进行的. 与实验结果比较时, 应考虑对 b 的积分. 考虑到对 b 的积分后, 接触层和其它部分平均每核子所具有的激发能分别为

$$\epsilon_c = \int_0^{b_{\max}} (kW_f + E_c) b db / \int_0^{b_{\max}} A_c b db \quad (22)$$

和

$$\epsilon_s = \int_0^{b_{\max}} [(1-k)W_f + E_s] b db / \int_0^{b_{\max}} A_s b db \quad (23)$$

式中 k 是转化为接触层激发能的摩擦热占总

摩擦热的比率.

若将接触层和其它部分分别视为具有一定激发程度的费米气,则激发能与发射源温度的关系为

$$\epsilon_c = aT_c^2 \quad (24)$$

$$\epsilon_s = aT_s^2 \quad (25)$$

式中, $a = 1/8 \text{MeV}^{-1}$, T_c 和 T_s 分别是接触层和其它部份发射的质子的温度. 相应两部份发射的 α 粒子的温度分别为

$$T_c = T_c(\langle A_c \rangle - 4) / (\langle A_c \rangle - 1) \quad (26)$$

和

$$T_s = T_s(\langle A_s \rangle - 4) / (\langle A_s \rangle - 1) \quad (27)$$

$\langle A_c \rangle$ 和 $\langle A_s \rangle$ 分别是 A_c 和 A_s 对 b 的平均值.

4 与实验结果的比较

由第 3 节计算出温度 T 后,进一步可由第 2 节计算动量分布宽度 σ_p ,最后得到发射角分布宽度 σ_θ . 图 1 是 $2.1 \text{AGeV } ^{16}\text{O}$ (a) 和

$1.7 \text{AGeV } ^{56}\text{Fe}(b)$ 分别与核乳胶碰撞的相对论性 α 粒子的角分布,直方图是文献[1]给出的实验结果,曲线是本文计算结果. 对图(a),取 $k=0.99$,对图(b),取 $k=0.95$. 图中同时给出了温度高低不同的两个发射源各自的贡献及二者之和. 图中纵轴 N 是每 0.5° 间隔内的 α 粒子数. 相应温度高低不同的两个发射源发射 α 粒子时的有关参数量见表 1.

由上述比较可见,在与核乳胶碰撞中,当弹核较小时,接触层部分分得了绝大部分摩擦热($k=0.99$),当弹核较大时,接触层分得摩擦热的份额相对减小($k=0.95$).

从图 1 可以看出,本文给出的相对论性 α 粒子的角分布与文献[1]给出的实验结果符合,这说明双温度发射现象可由接触层部分和接触层以外的其它部分分别发射 α 粒子这样一种图像来解释.

表 1 高温发射源和低温发射源发射 α 粒子时的有关参量

图号	高温发射源			低温发射源		
	$\sigma_\theta(^{\circ})$	$\sigma_p(\text{MeV}/c)$	$T(\text{MeV})$	$\sigma_\theta(^{\circ})$	$\sigma_p(\text{MeV}/c)$	$T(\text{MeV})$
1(a)	1.20	176	8.2	0.72	106	3.0
1(b)	3.10	368	36.0	1.33	158	6.7

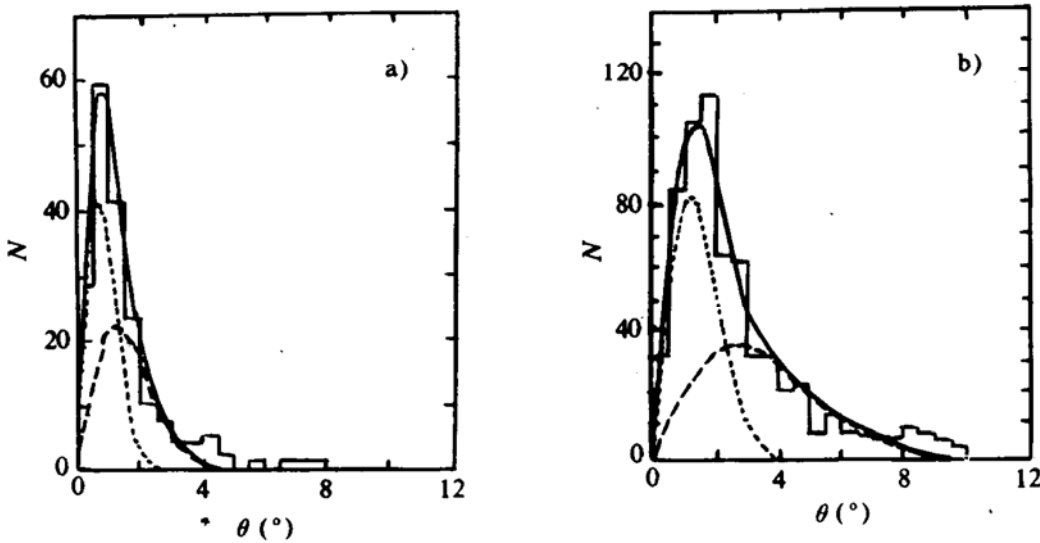


图 1 $2.1 \text{AGeV } ^{16}\text{O}$ [(a)] 和 $1.7 \text{AGeV } ^{56}\text{Fe}$ [(b)] 与核乳胶碰撞的相对论性 α 粒子角分布

5 结 论

通过以上比较分析,可以认为:在几 AGeV 能区,相对论 α 粒子的角分布可由接触层部分和接触层以外的其它部分分别发射 α 这样一种双温度发射图像来解释.接触层部分由于激发程度高,是高温发射源,接触层以外其它部分激发程度低,是低温发射源.

本文提出的这种双温度发射图像,虽然在解释相对论性 α 粒子的角分布方面取得一定成功,但严格地讲,这种解释只是半定量的.尚需作更加深入细致的研究工作.

参 考 文 献

- 1 Bhalla K B, et al. Nucl. Phys., 1981, A367 : 446
- 2 蔡勳,周卓微.高能物理与物理,1987,11 : 51
- 3 Adamovich M I, et al. Phys. Rev., 1989, C40 : 66
- 4 Gerbier G, et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59 : 2535
- 5 Price P B, He Y D. Phys. Rev., 1991, C43 : 835
- 6 唐孝威,郑蒲英.高能物理与核物理,1988,12 : 455
- 7 Chao Weiqin, et al. Nucl. Phys., 1990, A514 : 734
- 8 Landau L D, Lifshitz E M. Fluid Mechanics, Pergamon Press, London, 1959
- 9 Hamaguchi M. Nuovo Cimento, 1957, 5 : 1622
- 10 Halzen F, Liu H C. Phys. Rev., 1982, D25 : 1842
- 11 卢希庭.原子核物理,原子能出版社,1981

Two-temperature Emission of Relativistic α particles

Liu Fuhu

(Department of physics, Shanxi Normal University, Linfen 041004)

Abstract An explanation on the two-temperature emission of relativistic α particles in high energy nucleus-nucleus collisions is presented. The angular distributions of α particles are obtained and compared with the experimental results of 2.1 GeV/u ^{16}O -Em and 1.7 GeV/u ^{56}Fe -Em interactions.

Key Words relativistic α particle, angular distribution, two-temperature emission.

国际原子能局对中国核安全管理工作的评论

根据国际原子能局(IAEA)1994年5月发表的资料报导,应中国政府和国家核安全局(NNSA)的邀请,在国际原子能局国际管理评审组(IRRT)的规划下,来自国际原子能局和5个国家的核安全专家工作组(7人)于1994年4月23日至5月10日考察评审了中国管理核动力活动的国家管理程序.这表明中国在核安全事务方面正进行国际合作.专家工作组认为:中国的管理体系与世界范围使用的体系是相符合的,它有一个与促进核动力活动相分离的独立的管理机构.中国国家核法规的基础是国际原子能局发展起来的安全规范与指导原则,因此保证了和已被国际上接受的通用作法的一致性.中国有三个核动力堆在运行,两个是法国设计的位于香港附近的大亚湾核动力堆,另一个是中国设计的位于上海附近的泰山核动力堆.专家工作组作了大量考察后指出,虽然国家核安全局工作人员缺乏广泛的实践经验,但他们的工作能力给专家工作组留下良好印象.国家

核安全总部在上海和广东有地区性办事处,在成都有一个研究反应堆和处理燃料循环系统的办事处.专家工作组着重提到为大亚湾核电站所使用的执照与评审程序是良好符合国际作法的.专家工作组建议改善管理程序的有效性,指出还未受到国家核安全局充分注意的领域是为防止事故对来自运行的经验作反馈分析.这种分析现已通用于世界范围,应识别事故的先兆,同时允许采取预防措施.专家工作组还提出了许多重要的建议,涉及紧急情况的计划和反应,以及在核电站运行和添加燃料停机时期的检查与安全分析程序.最后国际原子能局核安全部助理主任 Morris Rosen 博士列举了中国参与的国际原子能局发展的主要的国际核安全协定和体系,包括即将召开的核安全会议和制定国际核安全公约,中国已在公约的发展中起了作用.专家工作组的研究结果指出中国准备履行所有义务.

(四川联合大学七二〇所 王能明供稿)