

60 A GeV ^{16}O 原子核在核乳胶中的电磁离解*

张东海^{1,2)} 孙汉城²⁾

¹⁾ 山西师范大学物理系, 山西临汾 041004)

²⁾ 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

(2000 年 1 月 30 日收到)

对 60 A GeV ^{16}O 在原子核乳胶中的电磁离解现象首次进行了高统计的研究, 得到电磁离解截面随束流能量的增加而增加, 射弹碎片电荷分布和 200 A GeV ^{16}O 在乳胶中电磁离解的电荷分布一致, 但电荷为 $3 \leq Z \leq 5$ 的射弹碎片的发射概率低于 200 A GeV 能区, 这些特点和 Weiszacker 和 Williams 的经典电磁理论模型计算结果一致. 60 A GeV ^{16}O 电磁离解下各反应道出现的概率和 200 A GeV 能区结果基本一致, 但同 14.6 A GeV 能区的结果不同, 在 60 A GeV 能区 ^{16}O 电磁离解主要是由电偶及电四激发引起的巨偶极和巨四极共振及准氦核效应过程所致, 这一点可以通过电磁离解下质子的多重数分布得到定性解释. 电磁离解下 α 射弹碎片的分布同非弹核作用下 α 碎片的分布规律不同, 说明 α 碎片的产生机制不同.

关键词: 电磁离解, 射弹碎片, 碎裂

PACC: 2575Q, 2520X

1 引 言

自 CERN SPS 及 BNL AGS 两相对论性重离子加速器运行以来, 人们对相对论性核-核作用的各个方面进行了大量的研究. 在这两加速器能区相对论性核-核作用的主要研究目标是研究当碰撞参数很小即碰撞两核相互充分重叠(对心碰撞)情况下核物质的行为, 寻找高温高密极端条件下新的核物质形态——夸克胶子等离子体, 对于边缘碰撞则主要是对射弹旁观体的碎裂现象进行研究. 然而当碰撞参数大于射弹和靶核的核力作用范围时, 射弹和靶核分别受对方电磁场作用而激发并通过发射核子和中等质量碎片而发生的碎裂现象即电磁离解作用也引起相当的重视. 并且这种电磁离解截面随靶核质量和射弹能量的增加而显著增加, 在将来的 RHIC 及 LHC 能区, 电磁离解截面将大于核作用截面, 成为相对论重离子碰撞的主要成分.

对于重靶情况, 电磁离解对射弹的碎裂过程起重要作用. 当射弹通过靶核附近时, 射弹受到靶核的库仑场作用而激发. 在相对论情况下, 这种库仑场相当于剧烈的电磁脉冲碰撞射弹, 受激的射弹通过发

射一个或多个核子及中等质量碎片而碎裂.

Balasubrahmanyam 等人^[1,2]在宇宙线实验中观察到碳核和氧核束流与钨靶的电磁离解作用过程, 随后 Heckman 和 Lindstrom^[3]在 LBL Bevalac 能区对 2.1 A GeV ^{16}O 及 ^{12}C 束流与 Ag 及 Pb 靶作用射弹的电磁离解进行了研究. 自 CERN SPS, BNL AGS 两重离子加速器运行以来, 人们对两能区及 LBL Bevalac 能区相对论性重离子碰撞中射弹及靶核的电磁离解现象进行了系统研究. 对于射弹核的电磁离解, 人们利用粒子望远镜 (particle telescope)^[3-8]、塑料径迹探测器 CR-39 ($\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$)^[9-14] 及原子核乳胶^[15-21] 对 0.9, 2.1, 2.3, 13.5, 60 及 200 A GeV ^{16}O , 0.7, 1.2, 200 A GeV ^{32}S , 14.6 A GeV ^{28}Si 及 11.4 A GeV ^{197}Au 与 H, C, CR-39, CH_2 , Al, Cu, Ag, Sn, Pb 及乳胶等靶作用射弹的电磁离解进行了系统研究; 对于靶核的电磁离解, 人们利用 γ 射线谱仪^[22-28] 及粒子望远镜^[6,29] 对 2.1 A GeV p, ^{12}C , ^{20}Ne , 1.8 A GeV ^{40}Ar , 1.7 A GeV ^{56}Fe , 1.26 A GeV ^{137}La , 60, 200 A GeV ^{16}O , 1.7 A GeV ^{20}Ne , 1.0 A GeV ^{86}Kr , ^{197}Au , ^{209}Bi 等束流诱发 ^{197}Au 靶等靶核发射中子的电磁离解过程进

* 山西省青年科学基金(批准号 991004)和山西省归国人员基金资助的课题.

行了研究,得到电磁离解总截面随射弹能量的增加而增加;且由于电磁离解引发的电荷变化反应截面与 Weiszacker 和 Williams^[30-32]的经典理论模型计算结果基本一致,而建立在量子力学基础上的平面波 Born 近似法^[33]可以很好地解释电磁离解作用截面随射弹能量增加而增加的结果。

本文对 60 A GeV ^{16}O 在原子核乳胶中的电磁离解现象进行了高统计研究,讨论了 ^{16}O 核电磁离解下射弹碎片电荷分布、各电磁离解道出现的概率随反应阈能的变化以及质子和 α 粒子多重数分布,并与 14.6, 200 A GeV 能区 ^{16}O 在乳胶中的电磁离解现象进行了比较。

2 电磁离解理论

2.1 Weiszacker 和 Williams 电磁离解模型

根据 Weiszacker 和 Williams 电磁离解理论模型,当射弹点电荷通过靶核点电荷附近时,射弹核受靶核产生的电磁场作用,这种电磁脉冲作用也可以看作为一些虚光子碰撞到射弹上.通过随时间变化电磁场的傅里叶变换得到光子能谱为

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{2Z_T^2 e^2}{\pi c \beta^2} \left\{ x k_0(x) k_1(x) - \frac{1}{2} \beta^2 x^2 [k_2^2(x) - k_2^2(k)] \right\}, \quad (1)$$

这里 $k_i(x)$ 为修正的第 i 阶贝塞尔函数, $x = \omega b_{\min} / \beta \gamma c$; b_{\min} 为最小电磁离解碰撞参数, γ 为洛伦兹因子, β 为射弹速度(以光速 c 为单位), Z_T 为靶核电荷数.光子的能量为 $E_\gamma = \hbar \omega$.

在射弹上单位面积单位能量间隔内观察到能量为 E_γ 的虚光子数为

$$N(E_\gamma) = \frac{2aZ_T^2}{\pi E_\gamma \beta^2} \left\{ x k_0(x) k_1(x) - \frac{1}{2} x^2 \beta^2 [k_2^2(x) - k_2^2(k)] \right\}, \quad (2)$$

其中 $a = e^2 / \hbar c = 1/137$, 为精细结构常数.

当 $E_\gamma \ll E_{\gamma\max}$ (实际上当 $E_\gamma < 0.2 E_{\gamma\max}$), $\beta \approx 1$ 时,

$$N(E_\gamma) = \frac{2aZ_T^2}{\pi E_\gamma} \left[\ln \left(1.123 \hbar \gamma c / E_\gamma b_{\min} \right) - \frac{1}{2} \right]. \quad (3)$$

这里 $E_{\gamma\max} \approx \gamma \hbar c / b_{\min}$ 为虚光子谱最大能量.

对于原子核乳胶这样一种混合靶核,各种组分

靶核都将对射弹的电磁离解做贡献,但由于虚光子数的 Z_T^2 依赖性,主要的贡献来源于核乳胶中的重靶 AgBr,且射弹电磁离解截面中 95% 以上的贡献来源于 AgBr.图 1 给出 60 A GeV ^{16}O 与核乳胶中各种组分电磁离解作用的虚光子能谱.

2.2 Bertulani 和 Baur 电磁离解模型

Bertulani 和 Baur 在量子力学基础上利用平面波 Born 近似法得到不同极性下的虚光子能谱(图 1).电偶极谱为

$$N_{el}(E_\gamma) = \frac{2aZ_T^2}{\pi E_\gamma \beta^2} \left\{ x k_0(x) k_1(x) - \frac{1}{2} \beta^2 x^2 [k_2^2(x) - k_2^2(k)] \right\}, \quad (4)$$

磁偶极谱为

$$N_{ml}(E_\gamma) = \frac{2aZ_T^2}{\pi E_\gamma} \left\{ x k_0(x) k_1(x) - \frac{1}{2} x^2 [k_2^2(x) - k_2^2(k)] \right\}, \quad (5)$$

电四极谱为

$$N_{e4}(E_\gamma) = \frac{2aZ_T^2}{\pi E_\gamma \beta^4} \left\{ \alpha (1 - \beta^2) k_2^2(x) + x (2 - \beta^2) k_0(x) k_1(x) - \frac{1}{2} x^2 \beta^2 [k_2^2(x) - k_2^2(k)] \right\}. \quad (6)$$

在以上各公式的推导中,靶核是被看作为点电荷粒子.当考虑靶核的电荷分布,文献^[34]对光核作用各极性光子谱进行了计算,在 $\gamma \gg 1$ 情况下两者给出相同的结果,电偶极谱同 Weiszacker 和 Williams 的经典电磁理论模型一致.

2.3 ^{16}O 光核作用截面

^{16}O 核对虚光子的响应随光子能量的不同而不同. ^{16}O 核发射质子 $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$ 反应的阈能为 $E_\gamma = 13\text{MeV}$,电偶极及电四极激发的巨偶极及巨四极共振的能量为 $13\text{MeV} \leq E_\gamma \leq 30\text{MeV}$.当光子能量大于核巨共振能区,光核作用主要为准氦核过程 ($50\text{MeV} \leq E_\gamma \leq 400\text{MeV}$).当 $E_\gamma = 140\text{MeV}$ 时达到 π 产生的能量,而当 $E_\gamma = 340\text{MeV}$ 时光核吸收截面达到最大值,此时相应于 $\Delta(1232)$ 共振即磁偶极激发能区.对于更高能区其他短寿命重叠共振被激发,光核作用截面无明显峰值,准氦核效应趋于零,总的光核作用截面为所有光核子作用截面 σ_N ,即 $\sigma_A = A \cdot \sigma_N$.

2.4 电磁作用截面

^{16}O 核电磁作用截面可以通过不同极性激发的电磁作用截面求和得到.

$$\sigma_{\text{em}}^{\text{tot}} = \sum_j \int [N_{e_j}(E_\gamma) \sigma_r^{e_j}(E_\gamma) + N_{mj}(E_\gamma) \sigma_r^{mj}(E_\gamma)] dE_\gamma, \quad (7)$$

这里 j 为角动量子数. 对于 $\gamma \gg 1$ 情况, 各极激发的光子谱是等权重的, $N_{e1} = N_{e2} = N_{e3} = \dots = N$, 则总的电磁离解截面为

$$\sigma_{\text{em}}^{\text{tot}} = \int N(E_\gamma) \sum_j [\sigma_r^{e_j}(E_\gamma) + \sigma_r^{mj}(E_\gamma)] dE_\gamma = \int N(E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (8)$$

对于 $E_\gamma \leq 30\text{MeV}$, 即电偶极和电四极激发区, N_{e2} 明显大于 N_{e1} , 根据巨偶极和巨四极共振的相对强度, 虚光子谱取权重虚光子谱 $N = 0.96N_{e1} + 0.04N_{e2}$, 则电磁离解截面为

$$\sigma_{\text{em}} = \int [0.96N_{e1}(E_\gamma) + 0.04N_{e2}(E_\gamma)] \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (9)$$

根据以上公式得到 60 200 A GeV ^{16}O 与 ^{108}Ag 靶作用 ^{16}O 核电磁离解的截面分别为 423mb, 651mb.

3 实验介绍

实验所用核乳胶叠由 EMU-01 国际合作组提供. 乳胶叠体积 $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 2\text{cm}$, 乳胶为 NIKFI BR-II 型全灵敏乳胶, 每层乳胶原始厚度为 $600\mu\text{m}$. 乳胶叠于 1986 年在 CERN SPS 加速器上照射, 束流为 60 A GeV ^{16}O , 通量为 $10^3/\text{cm}^2$.

利用重光生物研究显微镜对核作用事例进行沿径迹扫描, 扫描物镜为 $100 \times$ 浸油镜头, 目镜放大倍数 15 倍. 为了避免乳胶畸变的影响, 扫描从距乳胶边缘 1cm 处开始, 上下两边各空 1cm. 扫描氧核径迹总长度 22097.6cm, 发现 1842 个作用事例, 其中电磁作用事例 151 个, 占核作用事例的 8.93%, 弹性作用事例 27 个. 总的相互作用平均自由程为 $\lambda = 12.00 \pm 0.28\text{cm}$.

对于 ^{16}O 核电磁离解事例, 主要本底为边缘碰撞事例, 所以对于边缘碰撞事例的区分是非常重要的. 为了排除边缘碰撞事例, 引入射弹碎裂角 $\theta_{\text{PF}} \leq \theta_c = P_{\text{F}}/P_{\text{beam}}$, 这里 P_{F} 是核子的费米动量, 估计值为 $P_{\text{F}} \approx 200\text{MeV}/c$, 所以对于 60 A GeV ^{16}O 束流,

其碎裂角 $\theta_c \approx 3.3\text{mrad}$. 碎裂角 θ_c 的选取使在 θ_c 内发现簇射粒子的概率很低. 对于电磁离解事例要求在 θ_c 内所有射弹碎片 (电荷 $Z_{\text{PF}} \geq 1$) 的总电荷数为 8, 即 $\sum_{Z_{\text{PF}} \geq 1} Z_{\text{PF}} = 8$.

为了排除弹性碰撞事例, 对于那些仅有一个黑径迹粒子 (靶核蒸发碎片) 或灰径迹粒子 (靶核内的反冲质子) 而束流未发生变化的事例排除在外. 为了排除高能 δ 线及低能 e^+e^- 对的影响, 对那些仅有一个簇射粒子 (主要为 $\beta > 0.7$ 的 π 介子) 的事例, 如果簇射粒子在自发点 3cm 内具有明显的库仑散射效应, 且在 θ_c 内总的射弹碎片电荷数大于 8, 则事例被排除在外. 所有电磁作用事例必需满足以下条件: 1) 黑径迹数 $n_b = 0$, 灰径迹数 $n_g = 0$; 2) 在 θ_c 内总的射弹碎片电荷数为 8; 3) 在 θ_c 角外, 无簇射粒子.

4 实验结果分析

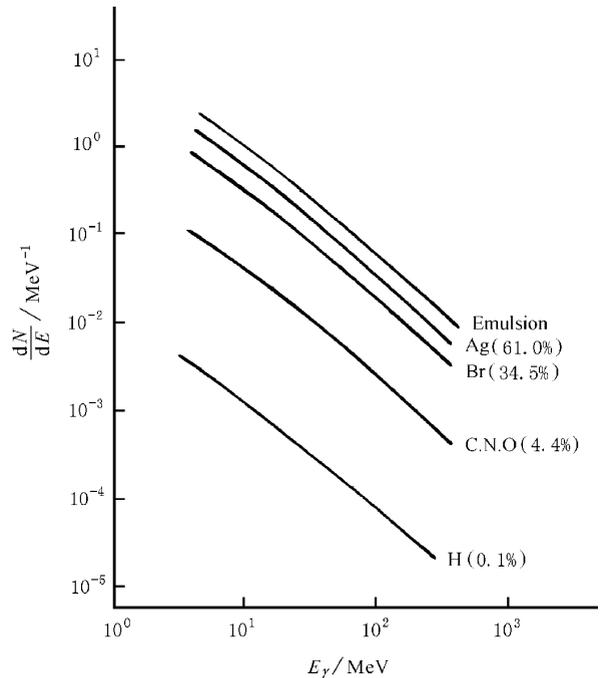


图 1 60 A GeV ^{16}O 与核乳胶作用虚光子能谱

4.1 电荷分布

图 2 给出 60 A GeV ^{16}O 在乳胶中电磁离解射弹碎片的电荷分布, 纵坐标为每个电磁离解事例发射碎片的概率 $N(Z_{\text{PF}})/N_{\text{ED}}$, 这里 $N(Z_{\text{PF}})$ 为电荷

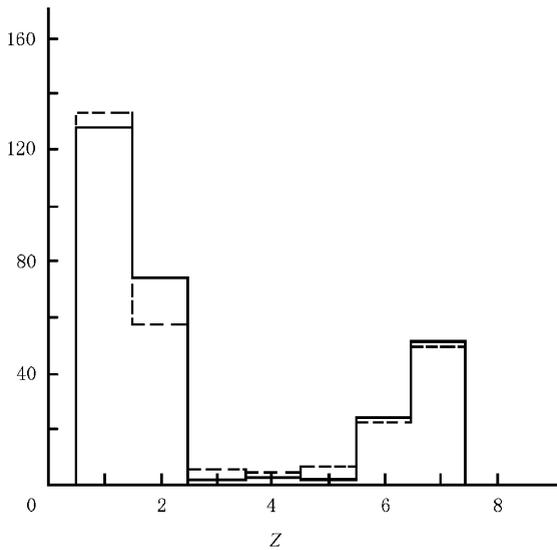


图2 ^{16}O 在乳胶中电磁离解射弹碎片电荷分布,实线为60 A GeV ^{16}O 实验结果,虚线为200 A GeV ^{16}O 实验结果

为 Z_{PF} 的射弹碎片总数, N_{ED} 为总的电磁离解事例数. 图中虚线为200 A GeV ^{16}O 在乳胶中电磁离解射弹碎片的电荷分布^[18]. 由图可见在两能区射弹碎片的电荷分布整体趋于一致, 电磁离解发射 $Z_{\text{PF}}=1$

的碎片最多, 其次为 $Z_{\text{PF}}=2$ 的射弹碎片, 而发射最少的是电荷为 $3 \leq Z_{\text{PF}} \leq 5$ 的碎片, 电荷 $Z_{\text{PF}}=7$ 的碎片的产额约为 $Z_{\text{PF}}=6$ 的二倍. 由两能区射弹碎片电荷分布的比较可知, 随 ^{16}O 束流能量的增加, 中等电荷 $3 \leq Z_{\text{PF}} \leq 5$ 碎片的产额增加. 对于 $\Delta Z=1, 2$ 的电磁离解反应, 60 A GeV 能区的相对贡献比 200 A GeV 能区的相对贡献要大, 说明随束流能量的增加, 射弹接收高能虚光子的概率增加, 从而射弹碎裂的程度增加.

4.2 核作用平均自由程 λ_{nuc} 及电磁离解平均自由程 λ_{ED}

表1给出14.5, 14.6 A GeV ^{28}Si , 14.6, 60, 200 A GeV ^{16}O 及200 A GeV ^{32}S 诱发核乳胶非弹作用及电磁作用的实验结果. 由表中结果得出电磁离解占核作用事例的概率随射弹总能量的增加而增加, 即电磁离解截面(平均自由程)随射弹总能量的增加而显著增加(减小); 对于相同射弹 ^{16}O , λ_{ED} 随射弹能量的增加而减小; 同样对于相同每核子射弹能量(200 A GeV, 14.6 A GeV), 电磁离解 λ_{ED} 随射弹质量数的增加而减小. 这些实验特征可以定性用虚光子理论^[11, 30, 33]来解释.

表1 不同射弹诱发乳胶核反应及电磁离解整体特征

束流	能量 A GeV	扫描 长度/m	核作用 数 N_{nuc}	电磁离解 数 N_{ED}	λ_{nuc} /cm	λ_{ED} /cm	$N_{\text{ED}}/N_{\text{nuc}}$	文献
^{16}O	14.6	67.24	501	31	13.42 ± 0.60	216.90 ± 38.96	6.19	[20]
^{28}Si	14.5	174.89	1408	109	12.42 ± 0.33	160.45 ± 15.37	7.74	[18]
^{28}Si	14.6	71.69	691	46	10.37 ± 0.39	155.85 ± 22.98	6.66	[20]
^{16}O	60	16.37	131	9	12.50 ± 1.09	181.89 ± 60.63	6.87	[21]
^{16}O	60	220.98	1691	151	13.07 ± 0.32	146.34 ± 11.91	8.93	本工作
^{16}O	200	117.19	957	113	12.25 ± 0.40	103.71 ± 9.76	11.81	[18]
^{16}O	200	69.31	591	68	11.73 ± 0.48	101.91 ± 12.36	11.51	[20]
^{16}O	200	348.70	2934	362	11.88 ± 0.22	96.33 ± 5.10	12.34	[19]
^{32}S	200	198.50	2168	476	9.15 ± 0.20	41.70 ± 1.91	21.96	[19]

4.3 电磁离解衰变模式

表2给出60 A GeV ^{16}O 在原子核乳胶中电磁离解衰变模式, 表中同时列出14.6, 200 A GeV ^{16}O 在原子核乳胶中电磁离解的相应结果^[18-20]. 表中第一列为观察的电磁离解各反应道模式, 由于原子核乳胶探测器只能测定射弹碎片的电荷而无法测定各碎片的质量以及中子无法观察到, 所以各反应道

由电荷及质量守恒导出, 且所有射弹碎片均以相应的最稳定核素代替. 表中第二列为在射弹静止系下激发各给定反应道的阈能, 由质量亏损公式计算得到. 由各反应道相对概率看出, 60, 200 A GeV ^{16}O 的电磁离解下各反应道出现的概率基本一致, 但和14.6 A GeV ^{16}O 电磁离解各反应道出现的概率有

较大差别. 60, 200 A GeV ^{16}O 电磁离解反应主要模式为 $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + \text{p}$, 其次为 $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$ 和 $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + 2\text{d}$, 前者为后二者之和的二倍. 图 3 为 ^{16}O 在乳胶中电磁离解各衰变模式相对概率随衰变阈能(每 30 MeV) 的变化, 其中 60 A GeV ^{16}O 为本实验结果, 14.6 A GeV ^{16}O 实验结果取自文献[20], 200 A GeV ^{16}O 为文献[18—20]的综合结果. 利用最小 χ^2

法, 用 $Y = \exp(k_1 \cdot \Delta E_{\text{th}} + k_2)$ 拟合 60 A GeV ^{16}O 实验结果得到 $k_1 = -0.041 \text{ MeV}^{-1}$, $k_2 = 0.305$, 且 $\chi_{\text{min}}^2 = 6.6 \times 10^{-4}$. 对于 14.6 A GeV ^{16}O , 其拟合值 $k_1 = -0.034 \text{ MeV}^{-1}$, $k_2 = 0.040$; 而对于 200 A GeV ^{16}O , 其拟合值 $k_1 = -0.045 \text{ MeV}^{-1}$, $k_2 = 0.442$. 由拟合结果得出, 对于相同射弹, 拟合参数 k_1 随射弹能量的增加而减小, k_2 随射弹能量的增加而增加.

表 2 14.6, 60, 200 A GeV ^{16}O 在乳胶中电磁离解的不同衰变模式、阈能、电磁离解事例数 N_{ED} 及相对概率

衰变模式	阈能 /MeV	60 A GeV		14.6 A GeV		200 A GeV			
		N_{ED}	概率	N_{ED}	概率 ^[20]	N_{ED}	概率 ^[18]	概率 ^[19]	概率 ^[20]
$^{15}\text{N} + \text{p}$	12.1	78	51.66 ± 5.85	5	16.13 ± 7.21	54	49.45 ± 6.62	55.80 ± 3.93	38.24 ± 7.50
$^{12}\text{C} + \alpha$	7.2	20	23.84 ± 3.97	12	45.16 ± 12.07	10	23.01 ± 4.80	24.31 ± 2.59	26.47 ± 6.24
$^{12}\text{C} + 2\text{d}$	31.0	16		2		13			
$^{11}\text{B} + \alpha + \text{p}$	23.1	2		5		6			
$^{11}\text{B} + 2\text{d} + \text{p}$	47.0								
$^8\text{Be} + \alpha + 2\text{d}$	38.4	2	3.97 ± 1.62		16.13 ± 7.21	3	10.62 ± 3.06	9.39 ± 1.64	13.24 ± 4.41
$^8\text{Be} + ^7\text{Li} + \text{p}$	31.9					1			
$^8\text{Be} + 4\text{d}$	62.2	2							
$^7\text{Li} + 2\alpha + \text{p}$	31.8	1				2			
$^7\text{Li} + \alpha + 2\text{d} + \text{p}$	55.6		0.66 ± 0.66	1	3.23 ± 2.24	2	4.42 ± 1.98	2.49 ± 0.83	4.41 ± 2.55
$^7\text{Li} + 4\text{d} + \text{p}$	79.5					1			
4α	14.4	7		1		4			
$3\alpha + 2\text{d}$	38.3	15	19.21 ± 3.57	2	19.35 ± 7.90	4	12.39 ± 3.31	8.01 ± 1.49	17.65 ± 5.09
$2\alpha + 4\text{d}$	62.1	6		1		4			
$\alpha + 6\text{d}$	86.0	1		2		1			
8d	109.8	1							

4.4 核作用截面 σ_{nuc} 及电磁离解作用截面 σ_{ED}

4.4.1 核作用截面

相对论性重离子诱发乳胶核作用截面实验上可以利用下式求得:

$$\sigma_{\text{nuc}} = f / \rho \lambda_{\text{nuc}}, \quad (10)$$

这里 $\rho = 7.898 \times 10^{22} \text{ atoms/cm}^3$, 为标准核乳胶原子核密度, 对于 NIKFI BR- II 型核乳胶, $\rho = 8.133 \times 10^{22} \text{ atoms/cm}^3$; f 为权重因子, 对于束流诱发所有乳胶核反应, $f = 1$. 表 3 列出本工作及文献[18—21] 相对论重离子诱发乳胶核反应截面的实验结果, 由表 3 看出对于 ^{16}O 诱发的核反应截面实验结果在三个能区在实验误差范围内一致.

利用核作用几何截面的半经验公式^[35]

$$\sigma_{\text{nuc}}^{\text{th}} = \pi [r_0 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - b)]^2 \quad (11)$$

可以计算出 ^{16}O 诱发乳胶核反应截面的理论值. 这里 $r_0 = 1.35 \text{ fm}$, $b = 0.83$. (11) 式仅适用于 $A_p \geq 12$, $A_T \geq 12$ 情况.

对于标准原子核乳胶, 我们忽略 ^1H 的贡献, 则取 $A_T = 48.39$, 当取 $A_p = 16$, 得到核作用截面理论值 $\sigma_{\text{nuc}}^{\text{th}} = 1628 \text{ mb}$; 在不考虑 ^1H 靶的贡献, 我们得到 60 A GeV ^{16}O 诱发标准乳胶反应截面的实验结果为 $\sigma_{\text{nuc}}^{\text{exp}} = 1634 \pm 40 \text{ mb}$. 对于 NIKFI BR- II 乳胶, 在不考虑 ^1H 靶贡献时, $A_T = 47.46$, 由此得到核作用截面实验值为 $\sigma_{\text{nuc}}^{\text{exp}} = 1541 \pm 38 \text{ mb}$, 理论值为 $\sigma_{\text{nuc}}^{\text{th}} = 1614 \text{ mb}$. 由此可见在不考虑 ^1H 靶贡献, 60 A GeV ^{16}O 诱发标准乳胶及 NIKFI BR- II 型乳胶重靶反应截面理论值和实验结果一致.

当考虑 ^1H 靶贡献时 (11) 式无法得出合理的

¹⁶O 与 ¹H 靶作用截面 $\sigma_{\text{nuc}}^{\text{th}}(^{16}\text{O}, ^1\text{H})$. 根据文献 [10] 讨论, 当 $A_T = 0.089$ 时, 利用 (11) 式可以得到合理的 $\sigma_{\text{nuc}}^{\text{th}}(^{16}\text{O}, ^1\text{H})$. 利用 (11) 式并考虑所有乳胶核作用截面的贡献, 得到 ¹⁶O 诱发乳胶核反应截面的理论值为 $\sigma_{\text{nuc}}^{\text{th}} = 1152\text{mb}$ 和表 3 所列实验结果比较, 理论值略高于实验值, 长幅低于 ²⁸Si, ³²S 情况 ($\sigma_{\text{nuc}}^{\text{th}}(\text{Si}) = 1392\text{mb}$, $\sigma_{\text{nuc}}^{\text{th}}(\text{S}) = 1460\text{mb}$).

表 3 相对论重离子诱发乳胶核反应截面 σ_{nuc} 及和乳胶中 ¹⁰⁸Ag 靶电磁离解作用截面 σ_{ED} 的实验值

束流	能量 / A GeV	σ_{nuc} / mb	f	σ_{ED} / mb	文献
²⁸ Si	14.5	1019 ± 27	0.62	383 ± 37	[18]
	14.5	1221 ± 46	0.62	394 ± 58	[20]
¹⁶ O	14.6	943 ± 42	0.62	283 ± 51	[20]
	60	941 ± 42	0.61	402 ± 33	本工作
	60	1013 ± 88	0.62	337 ± 112	[21]
	200	1033 ± 38	0.62	592 ± 57	[18]
	200	1079 ± 44	0.62	602 ± 73	[20]
³² S	200	1066 ± 20	0.61	670 ± 35	[19]
	200	1384 ± 30	0.61	1680 ± 80	[19]

4.4.2 电磁离解截面 σ_{ED}

为了得到电磁离解截面的绝对值且便于同其他实验结果比较, 我们把 ¹⁶O 在乳胶中电磁离解平均自由程转化为和 ¹⁰⁸Ag 靶电磁离解作用绝对截面. 由于 ¹⁰⁸Ag 靶为乳胶中的主要成份, 其对电磁离解的贡献为 61.3%, 所以其他乳胶成分对电磁离解的贡献略去. ¹⁶O 和乳胶中 ¹⁰⁸Ag 靶电磁离解截面为

$$\sigma_{\text{ED}} = f / \rho \lambda_{\text{ED}}, \quad (12)$$

这里权重因子 $f = N_T Z_T^2 / \sum_i N_i Z_i^2$ 为 ¹⁰⁸Ag 靶贡献,

对于标准乳胶, 单位体积 ¹⁰⁸Ag 的含量为 $N_T = 101.01 \times 10^{20} \text{atoms/cm}^3$ (对于 NIKFI BR-II 乳胶, $N_T = 103.64 \times 10^{20} \text{atoms/cm}^3$). 由 (12) 式计算出 ¹⁶O 核在不同能区与乳胶中 ¹⁰⁸Ag 靶电磁离解截面如表 3 所示. 由表得出, 对于相同射弹 ¹⁶O, σ_{ED} 随射弹能量的增加而显著增加, 且我们的实验结果和理论计算结果很好地符合, 如图 4 所示.

4.5 60 A GeV ¹⁶O 与乳胶电磁离解作用下射弹碎片多重数分布

4.5.1 射弹质子多重数分布

对于电磁离解下射弹碎片多重数分布的研究将有助于了解电磁作用机制. 图 5 给出 60 A GeV ¹⁶O

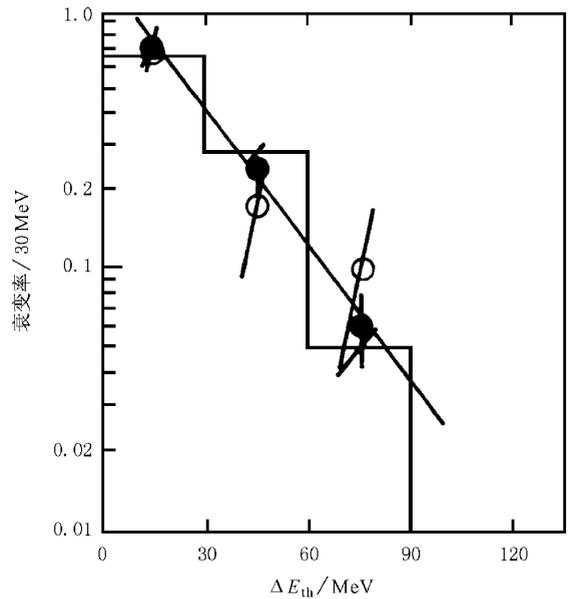


图 3 ¹⁶O 在乳胶中电磁离解各反应道出现概率随衰变阈能的变化; “○”为 14.6 A GeV 实验结果; “●”为 60 A GeV 实验结果; 直方框图为 200 A GeV 实验结果

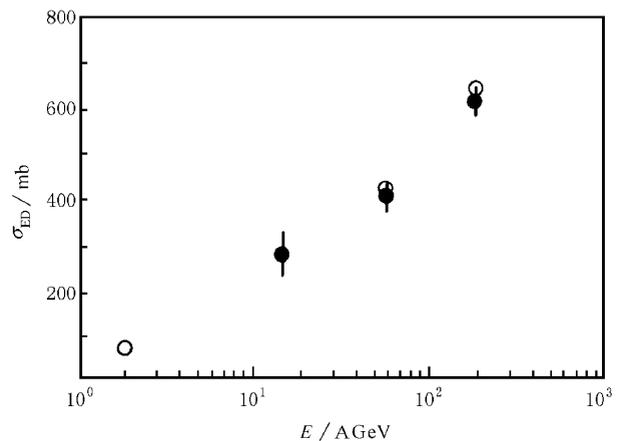


图 4 ¹⁶O 核与乳胶 ¹⁰⁸Ag 靶电磁离解截面随能量的变化 “●”为实验值; “○”为理论值

与乳胶电磁离解作用下射弹质子的多重数分布, 同时还给出 200 A GeV ¹⁶O 与乳胶电磁离解作用射弹质子多重数分布的实验结果 [18, 20]. 由图看出在两能区射弹质子多重数分布基本相同, 可用两高斯分布叠加来再现实验结果. 第一高斯分布的峰值在 $N_p = 1$ 处, 相应的电磁离解阈能 $\Delta E_{\text{th}} \leq 30\text{MeV}$, 主要为电偶及电四激发引起的巨偶极和巨四极共振, 射弹由巨偶极和巨四极共振激发而发生碎裂的主要衰变道为 $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$ ($\Delta E_{\text{th}} = 7.2\text{MeV}$), $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + p$ ($\Delta E_{\text{th}} = 12.1\text{MeV}$), $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ ($\Delta E_{\text{th}} = 14.4\text{MeV}$); 第

二高斯分布的峰值在 $N_p = 4$ 处,相应的 $\Delta E_{th} \approx 62\text{MeV}$,在此区间内电磁离解阈能的极大值 $\Delta E_{th} = 110\text{MeV}$,主要为准氦核效应过程的贡献.

4.5.2 α 射弹碎片分布

对于相对论性重离子诱发乳胶核反应射弹 α 碎片多重数分布已有大量的研究^[36-41],结果表明 α 射弹碎片多重数分布服从 KNO 标度无关性^[42]

$$\begin{aligned} \Psi(Z) &= \langle n_\alpha \rangle P(n_\alpha) \\ &= \langle n_\alpha \rangle \sigma_{na} / \sigma_{nuc}, \end{aligned} \quad (13)$$

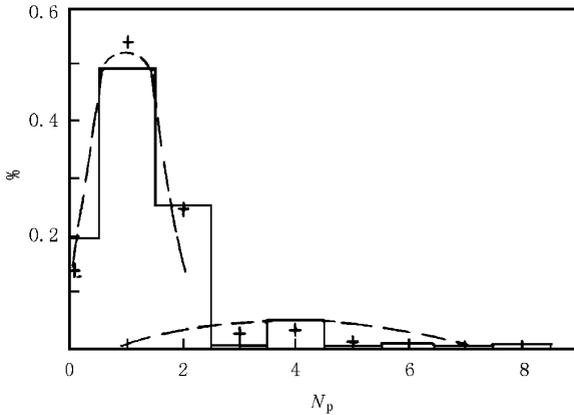


图 5 ^{16}O 核与乳胶电磁作用射弹质子多重数分布,方框图为 60 A GeV 结果,“+”为 200 A GeV 结果

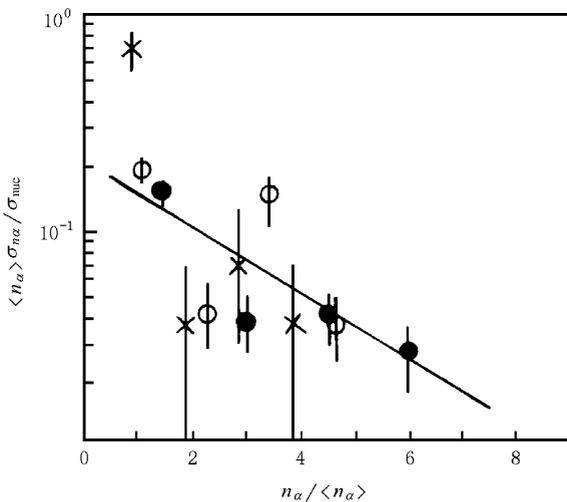


图 6 ^{16}O 核与乳胶电磁作用射弹 α 碎片多重数 $\langle n_\alpha \rangle \sigma_{na} / \sigma_{nuc}$ 随 $n_\alpha / \langle n_\alpha \rangle$ 的分布,“×”为 14.6 A GeV 结果,“○”为 60 A GeV 结果,“●”为 200 A GeV 结果

这里变量 $Z = n_\alpha / \langle n_\alpha \rangle$, m_α 为 α 射弹碎片多重数, $\langle n_\alpha \rangle$ 为所有核作用事例射弹 α 碎片平均多重数. 实验结果表明对于相对论性重离子诱发乳胶核反

应 α 射弹碎片多重数服从 $\Psi(Z) = AZ \exp(-BZ)$ 分布规律,且与射弹能量无关.这里 A 和 B 为常数,由实验拟合得出.

图 6 给出 60 A GeV ^{16}O 与乳胶电磁离解作用射弹 α 碎片的 $\Psi(Z)$ 随 Z 的变化曲线,图中还给出 200 A GeV 能区实验结果^[18,20].实验结果通过函数 $\Psi(Z) = aZ^b$ 拟合,得出 $a = 0.24$, $b = -1.33$,拟合 χ^2 量及自由度为 $\chi^2 / dof = 0.02$.我们的拟合结果和文献 18 基本一致 ($a = 0.28$, $b = -1.24$, $\chi^2 / dof = 0.38$).电磁离解作用和核作用下射弹 α 碎片多重数分布的不同规律说明 α 射弹碎片的产生机制不同.

5 结 论

相对论性重离子碰撞中的电磁离解过程是碰撞参数大于核力作用范围 ($R \leq R_p + R_T$) 时在较短的时间内原子核受到对方强烈的电磁脉冲作用而发生的碎裂过程.由于洛仑兹收缩,从靶核来看相对论性带电粒子(或从射弹来看靶核)产生的电磁场随着洛仑兹因子 $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$ 的增加而增加,电磁作用的持续时间随 $1/\gamma$ 而减小.这种情况相应于高能虚光子的出现,虚光子谱的强度正比于 Z^2 .相对论性重离子受到这种强烈的电磁脉冲作用将导致原子核巨偶极共振激发、 π 介子或轻子对 (e^+e^-) 的产生.对于重靶情况,电磁离解过程对射弹核的碎裂过程起非常重要的作用.我们通过对 60 A GeV ^{16}O 在原子核乳胶中的电磁离解现象的研究得到:

1. 电磁离解截面随束流能量的增加而增加,射弹碎片电荷分布和 200 A GeV ^{16}O 与乳胶电磁离解结果一致,但电荷为 $3 \leq Z \leq 5$ 的射弹碎片的发射概率低于 200 A GeV 能区结果.

2. 各反应道出现的概率和 200 A GeV 能区基本一致,但同 14.6 A GeV 能区的结果不同.

3. 60 A GeV ^{16}O 电磁离解主要是由电偶及电四激发引起的巨偶极和巨四极共振及准氦核效应过程.

4. 电磁离解下 α 射弹碎片的分布规律同非弹核作用下 α 射弹碎片的分布规律不同,说明 α 碎片的产生机制不同.

[1] V. K. Balasubrahmanyam, C. J. Crannell, F. A. Hagen *et al.*, Proceedings of the 12th International Cosmic Ray Conference, Hobart, Tasmania, 1972.

- [2] X. Artru , G. B. Yodh , *Phys. Lett.* , **B40**(1972) 43.
- [3] H. H. Heckman , P. J. Lindstrom , *Phys. Rev. Lett.* , **37** (1976) 56.
- [4] E. Andersen , P. D. Barnes , R. Blaes *et al.* , *Phys. Lett.* , **B220** (1989) 328.
- [5] T. Kobayashi , S. Shimoura , I. Tanihata *et al.* , *Phys. Lett.* , **B232**(1989) 51.
- [6] D. L. Olson , B. L. Berman , D. E. Greiner *et al.* , *Phys. Rev.* , **C24**(1981) 1529 ; *ibid* , **C28**(1983) 1602 ; *ibid* , **C44**(1991) , 1862.
- [7] W. J. Llope , P. Braun-Munzinger , *Phys. Rev.* , **C41**(1990) , 2644
- [8] J. Barrette , R. Bellwied , P. Braun-Munzinger *et al.* , *Phys. Rev.* , **C41**(1990) 1512 ; *ibid* , **C45**(1992) 2437 ; *ibid* , **C51** (1995) 865.
- [9] P. B. Price , Y. D. He , *Phys. Rev.* , **C43**(1991) 835.
- [10] P. B. Price , Ren Guoxiao , W. T. Williams , *Phys. Rev. Lett.* , **61**(1988) 2193.
- [11] C. Brechtmann , W. Heinrich , *Z. Phys.* , **A330**(1988) 407 ; *ibid* , **A331**(1988) 463.
- [12] C. Brechtmann , W. Heinrich , E. V. Benton , *Phys. Rev.* , **C39** (1989) 2222.
- [13] S. E. Hürzbruch , W. Heinrich , K. D. Tolstov *et al.* , *Phys. Rev.* , **C46**(1992) 1487.
- [14] Y. D. He , P. B. Price , *Z. Phys.* , **A348**(1994) 105.
- [15] J. Ahrens , H. Borchert , K. H. Czock *et al.* , *Nucl. Phys.* , **A251**(1975) 479.
- [16] V. G. Vlasenko , V. A. Goldstein , A. V. Mitrofanova *et al.* , *Sov. J. Nucl. Phys.* , **23**(1976) 265.
- [17] G. Singh , K. Sengupta , P. L. Jain , *Phys. Rev.* , **C41**(1990) , 999.
- [18] G. Singh , P. L. Jain , *Z. Phys.* , **A344**(1992) 73.
- [19] G. Baroni , V. Bisi , A. C. Breslin *et al.* , *Nucl. Phys.* , **A516** (1990) 673.
- [20] S. Y. Bahk , S. D. Chang , B. G. Cheon , *Phys. Rev.* , **C43** (1991) 1410.
- [21] N. Ardito , G. Baroni , V. Bisi *et al.* , *Europhys. Lett.* , **6** (1988) 131
- [22] J. Arends , J. Eyink , A. Hegerath *et al.* , *Phys. Lett.* , **B98** (1981) 423.
- [23] E. A. Arakelyan , G. L. Bayatyan , G. S. Vartangan *et al.* , *Sov. J. Nucl. Phys.* , **38**(1983) 589.
- [24] T. A. Armstrong , W. R. Hogg , *Phys. Rev.* , **D5**(1972) 1640.
- [25] E. V. Bento , K. Ogura , A. L. Frank *et al.* , *Nucl. Tracks* , **12** (1986) 79.
- [26] M. T. Mercier , J. C. Hill , F. K. Wohn *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **52**(1984) 898.
- [27] J. C. Hill , F. K. Wohn , J. A. Winger *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **60**(1988) 999.
- [28] T. Aumann , J. V. Kratz , E. Stiel *et al.* , *Phys. Rev.* , **C47** (1993) 1728.
- [29] A. Hoffmann , C. Brechtmann , W. Heinrich *et al.* , *Phys. Lett.* , **B200**(1988) 583.
- [30] J. D. Jackson , *Classical Electrodynamics* (Wiley , New York , 1975).
- [31] C. F. von Weizsacker , *Z. Phys.* , **88**(1934) 612.
- [32] E. J. Williams , *Phys. Rev.* , **45**(1934) 729.
- [33] C. A. Bertulani , G. Baur , *Nucl. Phys.* , **A442**(1985) 739 ; *ibid* , **A458**(1986) 725.
- [34] R. Jackle , H. Pilkuhn , *Nucl. Phys.* , **A247**(1975) 521.
- [35] G. D. Westfall , L. W. Wilson , P. J. Lindstrom *et al.* , *Phys. Rev.* , **C19**(1979) 1309.
- [36] P. L. Jain , M. M. Aggarwal , *Phys. Rev.* , **C33**(1986) 1790.
- [37] G. Singh , A. Z. M. Ismai , P. L. Jain , *Phys. Rev.* , **C43**(1991) , 2417.
- [38] K. Sengupta , G. Singh , P. L. Jain , *Phys. Lett.* , **B222**(1989) , 301.
- [39] G. Singh , P. L. Jain , *Z. Phys.* , **A348**(1994) 99.
- [40] M. I. Adamovich , M. M. Aggarwal , R. Arora *et al.* , *Phys. Rev.* , **C40**(1989) 66.
- [41] M. I. Adamovich , M. M. Aggarwal , Y. A. Alexandrov *et al.* , (EMU01 Collaboration) *Phys. Lett.* , **B338**(1994) 397 ; *ibid* , **B390**(1997) 445.
- [42] Z. Koba , B. Nielsen , P. Olesen , *Nucl. Phys.* , **B40**(1972) , 317.

ELECTROMAGNETIC DISSOCIATION OF 60 A GeV ^{16}O IN EMULSION*

ZHANG DONG-HAI^{1,2)} SUN HAN-CHENG²⁾

¹⁾ (*Department of Physics, Shanxi Normal University, Linfen 041004, China*)

²⁾ (*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

(Received 30 January 2000)

ABSTRACT

The electromagnetic dissociations (EDs) of 60 A GeV ^{16}O in nuclear emulsion is investigated with high statistics for the first time. It is found that the interaction cross section for EDs increases with increasing beam energy, and the charge distribution of projectile fragments is the same as the results at 200 A GeV, but the production probability of projectile fragments with charge $3 \leq Z \leq 5$ is smaller than that of the results at 200 A GeV. These results can be explained by use of the Weizscker-Williams method for calculating the EDs contributions. The percentage abundances of various decay modes for EDs at 60 A GeV is the same as the results at 200 A GeV, but different from the results at 14.6 A GeV. The EDs of 60 A GeV ^{16}O is mainly caused by the giant dipole and quadrupole resonance of E1 and E2 and by the quasi deuteron effect, which can be qualitatively explained by the multiplicity distribution of projectile fragmentation proton in EDs. The multiplicity distribution of α fragments in EDs and nuclear events have different functional forms. This difference may be a consequence of the different reaction mechanisms involved in EDs and nuclear events.

Keywords : electromagnetic dissociation, projectile fragments, fragmentation

PACC : 2575Q, 2520X

* Project supported by the Shanxi Provincial Science Foundation for Youths (Grant No. 991004) and the Shanxi Provincial Science Foundation for Returnees.