

93MeV¹⁴N + ^{nat}Ca 深部非弹反应的研究

尹淑芝 诸永泰 沈文庆 郭忠言 詹文龙 乔卫民 郭恩九

(中国科学院近代物理研究所)

郑志豪

(兰州大学现代物理系)

MBARDING

YIN SHU-ZHI

mbarding energy
atomic charge dif
5-θ plan are pre
ion between quas
ies has been di

摘 要

用大面积位置灵敏电离室测量 93MeV ¹⁴N 轰击 ^{nat}Ca 产生的类弹碎片,得到了从 Li 到 Mg 各元素质心系的能谱,角分布和 TKE-θ 平面上的 $\frac{d^3\sigma}{dQdEdZ}$ 等高图,以及元素分布离散 σ_z^2 和能量耗散的关系。用简单的扩散模型对实验结果进行了分析、讨论。

一、前 言

深部非弹反应 (DIC) 是介于直接反应和融合反应之间的中间过程,在这个过程中涉及到能量,角动量,质量不对称性自由度以及 N/Z 自由度的平衡的问题。同时在 DIC 过程中,还伴随着轻粒子发射和 DIC 碎块裂开等现象。现在这种新型的反应已经成为研究非平衡态统计力学和核反应动力学的一个有力的工具。

到目前为止,对深部非弹反应的研究比较多地局限于较重的炮弹和靶核系统,对较轻的炮弹和靶核系统所作的工作还很少。中国科学院近代物理研究所已经进行过 ¹²C 轰击 ²⁷Al, ^{nat}Ca 以及 ¹⁶O 轰击 ²⁷Al 的研究^[1],发现出射的产物和炮弹的结构有较强的关系,例如 ¹⁶O + ²⁷Al 反应中有很强的碳产额,元素分布有较强的涨落。本文报道用 93MeV ¹⁴N 轰击 ^{nat}Ca 得到的关于较轻系统的深部非弹反应的实验结果。由于炮弹 ¹⁴N 比 ¹²C, ¹⁶O 的结构效应小,可以研究炮弹和靶的结构对深部非弹的影响。

本文在以后各章节中逐一给出 ¹⁴N + ^{nat}Ca 反应中产生的从 Li 到 Mg 元素的质心系能谱,角分布和三重微分截面 $\frac{d^3\sigma}{dQdEdZ}$ 在 TKE-θ 平面上的等高图,以及元素分布的一次矩和二次矩。并在一个简单的扩散模型的框架内对这些结果进行简短的讨论和分析。

二、实验装置和数据处理方法

实验是在中科院近物所 1.5 米回旋加速器上进行的。加速器给出 97MeV 的 ¹⁴N 离

子,经过光栏系统后在靶上得到直径为 3mm,流强为 50nA 左右的离子束。为了降低油污,在准直器前用 2μ 的 Ni 窗将靶室真空和加速器真空系统分开,束流能量降至 93MeV。用涡轮分子泵在靶室中获得高真空,并在靶周围放置一个液氮冷阱以便进一步降低油在靶上的累积。靶子为约 $800\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的无衬天然 Ca 靶。天然 Ca 中, ^{40}Ca 含量为 96.94%。为了除去表面的氧化物和其他杂质,均用电子溅射法进行表面清洗。实验中约十小时照射后就更换一次新靶,估计轻元素的油污小于 $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 左右。

在束流的两侧对称地放置检验器,以便检验束流轴线和靶室 0° 线是否重合。用法拉第筒的计数对截面进行归一。大电离室一次覆盖角度为 21° ,所充气体为 Ar90% + CH10% 混合气体。实验是在 A, B, C, D 四个角区作的。A 角区覆盖 $10^\circ-27^\circ$, B 角区 $27^\circ-48^\circ$, C 角区 $47^\circ-68^\circ$, D 角区 $67^\circ-88^\circ$ 。为了保证在同一角区内轻、重类弹碎片都能穿过 ΔE_1 ,并阻止在电离室灵敏体积内,实验分别在两种不同的气压下进行。高气压下主要测轻的产物,低气压下测重产物。靶室系统和大面积位置灵敏电离室的工作细节可参阅文献[2]。获取数据时为了降低弹散的计数,在 A 角区加了计数率分除器。

从 Li 到 Mg 的出射碎片产物的数据是以逐个事件方式按六个参数记录在磁带上的。它们分别是 $\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta E_3, E_R, X$ 和 Y 。前四个参数给出产物的能损及总能量,后两个给出该产物出射的空间位置坐标。从它们可以得到反应平面内的 θ 角和方位角 ϕ ,并利用 $\Delta E-E$ 方法进行了产物元素鉴别。所有数据是在 VS-2200 计算机上用离线处理程序处理的。在两体反应运动学的假设下,所有的特征量,如能量、角度都被转换到质心系中,最后我们得到了质心系中的能谱、角分布和元素分布等。表 1 中列出了 $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 反应的一些特征参量,它们是根据 W. W. Wilcke^[3] 给出的计算公式来计算的。

表 1 $93\text{MeV } ^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 反应的特征参量

E_L (MeV)	E_{cm} (MeV)	E_{cm}/V_c	η	L_{max}	σ_R (mb)	σ_f (mb)	$\theta_{1/4cm}$ (deg)	$\theta_{1/4L}$ (deg)
93	68.8	3.2	8.5	46	2017	1223	21.4°	15.7°

三、实验结果

图 1 给出了 $93\text{MeV } ^{14}\text{N}$ 轰击 ^{40}Ca 反应中产生的从 Be 到 Mg 的产物在 TKE- θ 平面上的 $\frac{d^3\sigma}{d\Omega dE dZ}$ 等高图。对接近弹核的产物明显看到有两个组分,即 QE (准弹) 和 DIC。动能较高的 QE 部分的截面随角度增大很快下降,而 DIC 部分的截面下降较慢。产物的最可几动能随角度增大而逐渐下降,最后到达平衡值。对远离炮弹的产物只看到一个 DIC 组分,它的最可几动能随角度增加稍有下降,逐渐到达平衡值。从 Li 到 Mg 求和的在不同总动能损失 (TKEL) 间隔内的角分布以及对能量积分的总的角分布 (TKEL 的间隔是 6MeV) 的形状是前冲型的,在前角部分下降很快相应于准弹部分,随角度增加角分布的变化逐渐平缓,明显地看到从准弹到深部非弹的过渡。根据 DIC 过程的统计性质[4],

为了降低油毡量降至 93MeV, 进一步降低油毡含量为 96.94%, 金中约十小时照

重合。用法拉 90% + CH10%, B 角区 27°- 弹碎片都能穿。高压下主工作细节可参

在磁带上的, 及总能量, 后和方位角 ϕ , 机上用离线处都被转换到质引出了 $^{14}\text{N} +$ 长计算的。

θ_{CAL} (deg)
15.7°

KE- θ 平面 (弹) 和 DIC, 慢。产物的到一个 DIC 求和的在不在 EL 的间隔曾加角分布十性质[4]。

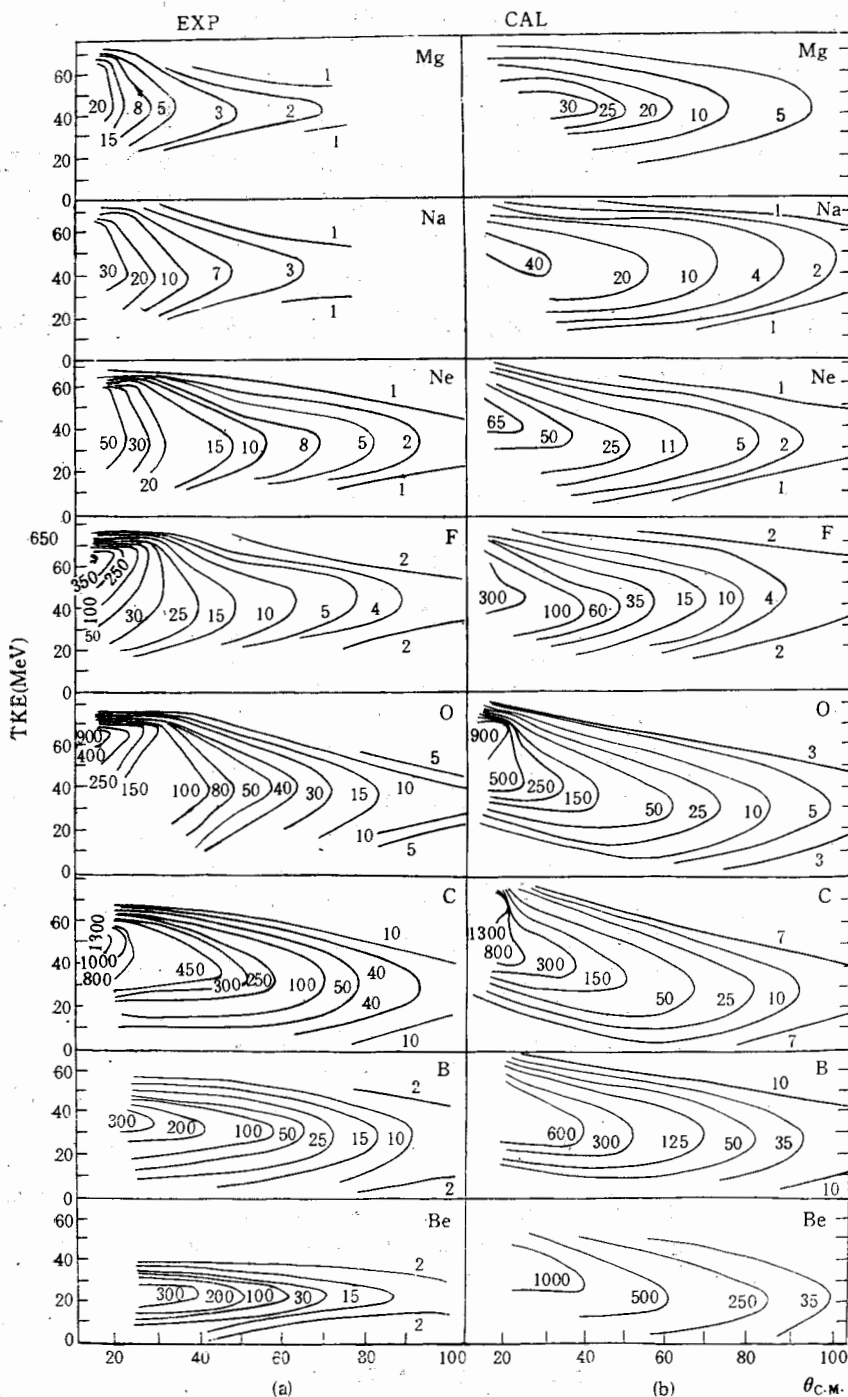


图 1 93MeV ^{14}N 轰击 ^{40}Ca 反应中, 从 Be 到 Mg 反应产物的 $d^2\sigma/dQ dEdZ$ 在 TKE- θ 平面上的等高图 [截面单位是 $\mu\text{b}/(\text{Sr} \cdot \text{MeV} \cdot \text{Ch} \cdot \mu)$]

由 $\frac{d^2\sigma}{dQdE} \propto \exp(-\mu\theta) / \sin\theta$ 拟合 DIC 部分的角分布得到不同 TKEL 间隔内的角分布的衰减系数 μ , 依据 $1/\mu = \omega\tau$ 得到相互作用时间 τ . 对 $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 系统, $\omega = 0.198 \times 10^{22} \text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ 为双核系统的平均角速度, 作为 TKEL 函数的 μ 和相互作用时间 τ 的数值均列于表 2 中. 图 2 给出了不同元素的对 TKEL 求和的角分布的数据, 实线是用扩散理论拟合的计算结果. 由图 2 总的角分布提取的 DIC 的平均作用时间为 $\bar{\tau} = 2.81 \times 10^{-22} \text{s}$.

图 3(a) 给出不同 TKEL 间隔内的元素分布, TKEL 的区间是 6MeV. 由图 3(a) 我们可得到 \bar{Z} 平均值以及离散 σ_z^2 和 TKEL 的关系, 它们显示在图 4(a) 中. 由前面 TKEL 和 τ 的对应关系我们也可得到 \bar{Z} 以及 σ_z^2 和 τ 的关系, 它们显示在图 4(b) 中.

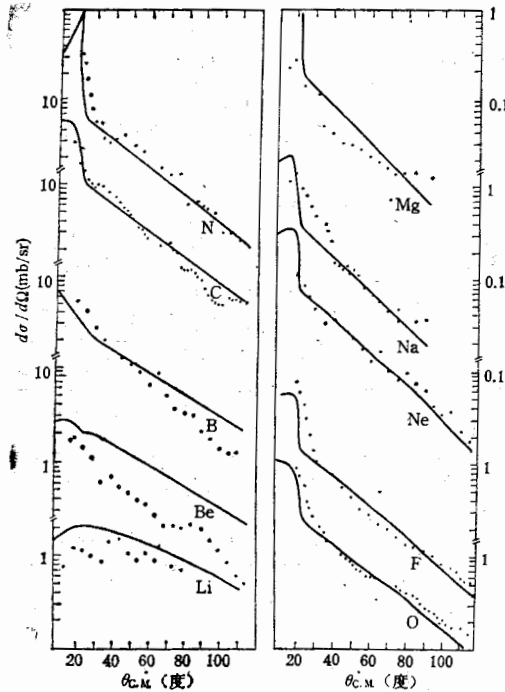


图 2 93MeV ^{14}N 轰击 ^{40}Ca 反应对 TKEL 积分的不同元素产物的角分布. 实线是用扩散模型计算的结果, 其中 $\tau = 0.368 \times 10^{-22} \text{s}$, $D_z = 3.5 \times 10^{21} [(\text{Ch}, \mu)^2/\text{s}]$, $V_z = -9 \times 10^{21} [(\text{Ch}, \mu)/\text{s}]$.

表 2 93MeV ^{14}N 轰击 ^{40}Ca 的反应时间

	TKEL (MeV)								
	≤ 6	6~12	12~18	18~24	24~30	30~36	36~42	42~48	48~54
$\mu \text{ rad}^{-1}$	5	3.6	2.8	2.4	2.2	1.8	1.7	1.6	1.5
$\tau \times 10^{-22} \text{s}$	1.01	1.40	1.80	2.10	2.30	2.81	2.97	3.16	3.37

隔内的角分布

, $\bar{\omega} = 0.198 \times$
时间 τ 的数值
实线是用扩散
 $\bar{\tau} = 2.81 \times$

由图 3(a) 我
由前面 TKEL

实线
) $^2/s]$,

48~54
1.5
3.37

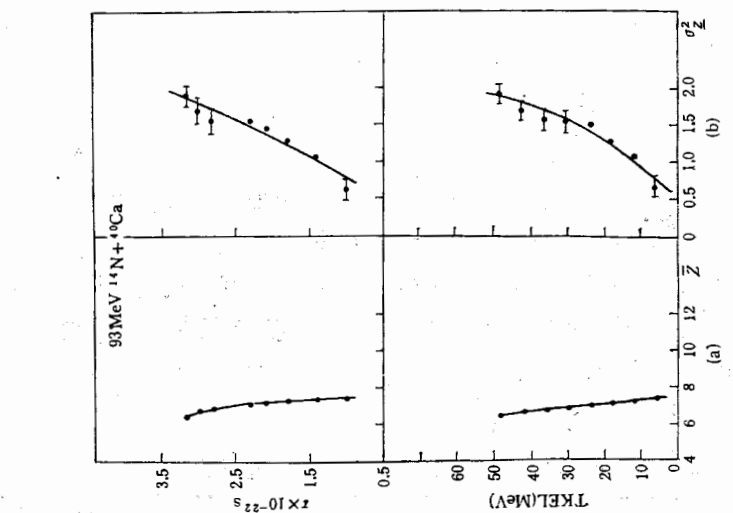


图 4(a) 93MeV ^{14}N 轰击 ^{40}Ca 反应中电荷分布平均值 \bar{Z} 及离散 σ_Z^2 与 TKEL 的关系 图 4(b) 93MeV ^{14}N 轰击 ^{40}Ca 反应中电荷分布平均值 \bar{Z} 及离散 σ_Z^2 与反应时间的关系

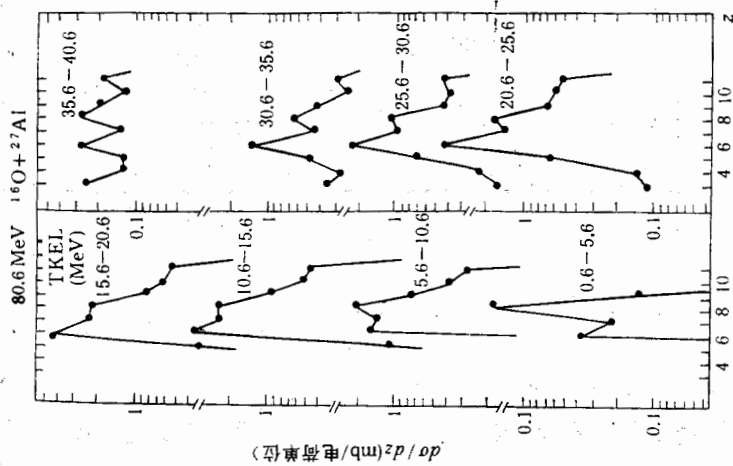


图 3(b) 80.6MeV $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应中产物在 $30^\circ - 90^\circ$ 积分的不同 TKEL 间隔内积分的产物的元素分布

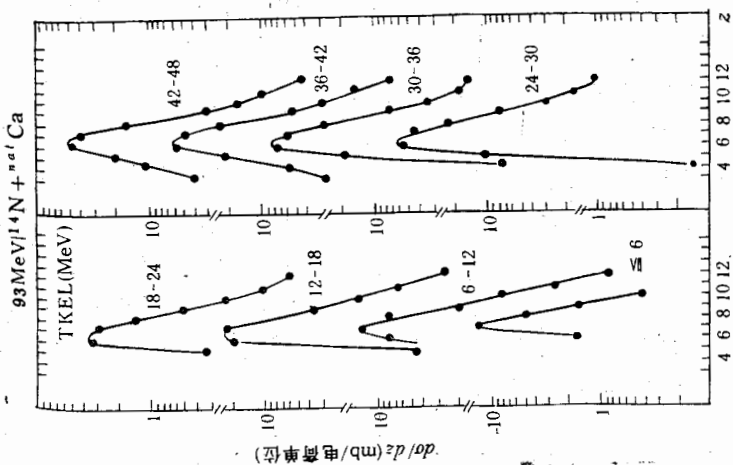


图 3(a) 93MeV ^{14}N 轰击 ^{40}Ca 反应中不同 TKEL 间隔内积分的产物的元素分布

四、讨 论

1. 能量弛豫

由 93MeV ^{14}N 轰击 ^{40}Ca 反应中的从 Be 到 Mg 各元素在不同质心角的能谱, 可以看到随角度增加, 能谱的峰位向低能方向移动, 最后趋于常数, 即全弛豫能量. 各元素的实验全弛豫能量值可以用考虑了核能, 离心能和库仑能的计算来拟合. 说明对于轻系统除了库仑能外, 离心能和核能对全弛豫动能也有较大影响. 拟合所有出射元素的实验全弛豫能量导出分离半径参数 r_0 为 1.35fm. $r_0 = 1.35\text{fm}$ 时计算的库仑能, 离心能和核能之和以及实验全弛豫动能均列在表 3 中.

表 3 93MeV ^{14}N 轰击 ^{40}Ca 反应中出射碎片的全阻尼动能

出射粒子	Be	B	C	O	F	Ne	Na	Mg
实验全阻尼动能 (MeV)	24.0	28.2	31.8	36.6	39.0	40.8	41.4	42.6
$r_0 = 1.35\text{fm}$ 库仑能 (MeV)	17.4	20.5	23.3	27.5	29.1	30.4	31.3	32.0
$r_0 = 1.35\text{fm}$ 库+核+离 (MeV)	24.1	28.1	31.3	36.7	38.8	40.2	41.4	42.1

2. 核子交换

(1) 势能面对电荷分布的影响:

势能面的公式为:

$$V_{\text{PES}} = -Q_{\text{eg}} + \Delta V_{\text{coul}} + \Delta U_{\text{rot}}$$

其中 Q_{eg} 是采用实验核素质量计算的. C, N, O 元素处于位阱之中, 正好对应于图 3 实验元素分布中产额高的 C, N, O 元素. 所不同的是势能面预言的 Ne, Na, Mg 元素产额应比实验结果更高一些. 可能是由于实验过程中一些低能量的比 Ne 重的元素阻止在 ΔE_1 中而未被记录所造成的.

(2) 弹核的结构效应对电荷分布的影响:

为了说明弹核结构效应对 DIC 过程的影响, 我们列举了 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应的元素分布于图 3(b). 将图 3(a) 和图 3(b) 进行比较, 发现 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 系统中的元素分布有很强的 C 产额, 电荷分布有较强的涨落[1]; 而 $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 反应中元素分布是很光滑的. 除了上面谈到的势能面的影响之外, 可能主要是由于不同的弹核结构效应造成的. ^{16}O 和 ^{14}N 核的结构是截然不同的, ^{16}O 是由结合松弛的四个 α 集团组成, 容易碎裂成 $\alpha + ^{12}\text{C}$, 所以在 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应中 C 的产额特别高; 而 ^{14}N 核结构较紧密, 因此 $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 反应中元素分布较为光滑, 结构效应的影响不明显.

3. 能量分布和电荷分布之间的关系

图 4(a) 已给出了 $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 系统电荷分布离散和 TKEL 的关系. 可以看出整个

第
反应
30%
子交
后 σ
个慢
地符
表示

式
中
可
以
在
表
“N”
实
线
误
差
的
实

普朗

S. A
 e^{-2} ,

26

式中

能谱, 可以看
各元素的实
对于轻系统除
素的实验全弛
心能和核能之

a	Mg
4	42.6
3	32.0
4	42.1

对应于图 3 实
Mg 元素产额
元素阻止在

的元素分布
分布有很强的
平滑的。除了
了 ^{16}O 和 ^{14}N
 $\alpha + ^{12}\text{C}$, 所
 ^{nat}Ca 反应中

以看出整个

反应可分成两个阶段。在初始阶段, 相当多的能量已经耗散掉了, 它们约占总能损的 30%—50%, 在此阶段内 σ_2^2 随 TKEL 增加而变化的斜率很陡。这意味着在此阶段内核子交换是一个快的扩散过程并伴随着相当数量的能量耗散。但当 TKEL 达到 20MeV 后 σ_2^2 随 TKEL 的增加的变化渐趋平缓, 这意味着在后一阶段对于核子交换来讲已是一个慢的弛豫过程了。我们借用 Langevin's 理论处理 Brownian 运动的框架^[7], 能够较好地符合 $^{14}\text{N} + ^{nat}\text{Ca}$ 系统中 σ_2^2 与 τ 的关系。在 Langevin's 理论框架中, 电荷分布的离散表示成:

$$\sigma_2^2(t) = (V_0\tau_c)^2(1 - \exp(-t/\tau_c))^2 + 2Dt - D\tau_c[1 - \exp(-t/\tau_c)]\left[3 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right)\right].$$

式中 V_0 是 $t = 0$ 时电荷交换系数, τ_c 是平衡时间, D 是通常的耗散系数, 我们的数据可以很好地用这个公式来描述。用上述公式符合我们数据得到的参数 V_0 , D 和 τ_c 给出在表 4 中, 在表 4 中还列出了 $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$, $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ 系统的 V_0 , D 和 τ_c 的数值^[7]。对 $^{14}\text{N} + ^{nat}\text{Ca}$ 系统的平衡时间是 $4 \times 10^{-22}\text{s}$, 比起重系统来小得多。在图 4(a) 和 (b) 中以实线给出了用上述公式拟合实验数据的 σ_2^2 作为 TKEL 及反应时间 τ 的关系的结果, 在误差范围内二者是一致的。图 4 中也显示了 \bar{Z} 作为 TKEL 及反应时间 τ 的关系, 图中的实线仅是实验点的连线。

表 4 拟合实验元素分布离散导出的 V_0 和 τ_c

	$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	$^{14}\text{N} + ^{nat}\text{Ca}$	$^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$
$D [10^{23}(c, \mu)^2\text{s}^{-1}]$	0.01	0.0235	0.025
$ V_0 [10^{23}(c, \mu)\text{s}^{-1}]$	0.23	0.21	0.4
$\tau_c [10^{-22}\text{s}]$	4	4	5

4. $^{14}\text{N} + ^{nat}\text{Ca}$ 耗散碰撞的扩散模型分析

根据 Nörenberg 的扩散理论, 在时刻 t 观察到变量 x 的分布几率 $P(x, t)$ 满足福克-普朗克方程。假定扩散系数 D 和漂移系数 V 是常数时, 分布几率是 Gaussian 型的:

$$P(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp[-(x - Vt)^2/4Dt]$$

S. Agarwal^[8] 假定中间组合系统以一个统计的寿命衰变。 t 时刻中间系统的存活几率为 $e^{-\lambda t}$, 其中 $\lambda = 0.693/t^{1/2}$, 而 $t^{1/2}$ 是中间组合系统的寿命。这样三重微分微面可写成

$$\frac{d^3\sigma}{d\theta dE dZ} = N[P(Z, \theta, E)_P + P(Z, \theta, E)_T]$$

$$= N \sum_{n=1}^K [P(Z, t_n) \cdot P'(E, t_n)e^{-\lambda t_n} + P(Z, t'_n)P'(E, t'_n)e^{-\lambda t'_n}],$$

$$\text{而 } \frac{d^3\sigma}{dQ dE dZ} = \frac{d^3\sigma}{d\theta dE dZ} \frac{1}{\sin\theta},$$

式中 N 为归一化常数, 第一项和第二项分别相当于把某一产物看作是类弹碎片和类靶碎

片的贡献, t_n 和 t'_n 分别是类弹和类靶碎片通过不同转动方式达到同一观察角所需的时间. 求和上标 K 由条件 $t_K < 10t_{1/2}$ 决定. 如把电荷 Z 、能量 E 看作非相关量. 则 $P(Z, t)$ 和 $P(E, t)$ 可以分别用高斯分布的形式表达, 从而得到三重微分截面的表达式. 对该表达式中的能量积分, 可得到角分布的表达式. 用该式先拟合 $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 系统的角分布数据, 此时把 λ 及电荷扩散和漂移系数 D_z 、 V_z 作可调参数, 拟合所有从 Li 到 Mg 各元素的实验角分布, 并利用 O 元素 42° 处的截面实验值归一. 计算结果以实线显示在图 2 中. 然后再拟合 $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 系统的三重微分截面, 此时能量扩散和漂移系数 D_E 和 V_E 为可调参数, 计算结果显示在图 1(b) 中. 上述各式中所涉及的量的确切含义及拟合实验数据过程的细节和所用的公式可参阅文献[8,9].

从总的趋向上看, 实验和理论计算都表明有准弹和深度非弹两个部分, 但随着反应时间的增长, 相对运动的动能逐步耗散掉, 对远离炮弹的反应产物仅显示出深部非弹的特征. 对远离炮弹的核, 扩散模型计算的角分布仅能从趋向上符合实验数据. 用扩散模型拟合 $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 系统实验数据时, 把系统的寿命作为可调参数, 得到 $t_{1/2}$ 为 $0.368 \times 10^{-21}\text{s}$, 这与前面用 Langevin's 理论拟合 σ_z^2 和 τ 的关系中得到的 τ_c 为 $4 \times 10^{-22}\text{s}$ 是基本一致的. 用 Langevin 理论拟合电荷分布离散导出的 D_z 和用简单的扩散模型拟合三重微分截面 $\frac{d^3\sigma}{dQdEdZ}$ 导出的 D_z 及根据 Nörenberg 理论计算的 D_z 是基本一致的. 但 Langevin 理论拟合电荷分布离散导出的 $V_z = -21 \times 10^{21}(z/s)$ 比用扩散模型导出的值以及 Nörenberg 理论计算的值大得多. 这是由于 Langevin 理论中的 V_z 是 $t = 0$ 时电荷漂移系数, 它有较大值, 表明该反应在初始阶段电荷漂移较快. 漂移系数和扩散系数的理论计算值和扩散模型拟合实验数据提取的值略有偏差. 这是因为理论计算中核势部分是依据液滴模型计算的, 这个模型假定两个相互作用的核是薄皮系统, 对轻核偏离实际情况较远. 尤其是电荷漂移系数直接取决于核势的一阶微商, 它比电荷扩散系数更灵敏地依赖于驱动势. 实际上我们把理论计算值作为拟合实验数据时所取参数的参考值, 逐步调整这些参数拟合 $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$ 的实验数据, 最后得到拟合实验数据的最佳参数值. 总的来说用扩散模型来解释耗散碰撞时, 由于模型基于统计的基础上, 必然对反应的早期阶段的部分阻尼的解释要差一些. 另外, 从扩散模型本身来讲, 没有考虑到粒子发射, 对效应、结构效应等也会造成计算结果和实验结果的偏离. 所以模型本身要进一步改进、完善.

参 考 文 献

- [1] 谢元祥等, 高能物理与核物理, 8(1984), 748.
沈文庆等, 高能物理与核物理, 9(1985), 332.
- [2] 沈文庆等, 高能物理与核物理, 7(1983), 500.
- [3] W. W. Wilcke et al., UR-NSRL, 221(1980).
- [4] M. Sato et al., Phys. Rev., C27(1983), 2621.
- [5] J. P. Bondorf et al., J. de Phys., C6(1971), 32.
- [6] 尹淑芝等 Annual Report of IMP, 1984.
- [7] R. Billerey et al., Z. Physik, A297(1980), 317.
- [8] S. Agarwal, Z. Physik, A297(1980), 41.

[9] 沈
[10] A

A

YI

Th
a large
contour
obtained
have bee
have bee

角所需的时
。则 $P(Z, t)$
式。对该表
系统的角分布
Li 到 Mg 各
元素显示在图 2
数 D_E 和 V_E
及拟合实验

随着反应时
部非弹的特
用扩散模
为 $0.368 \times$
 10^{-22}s 是基本
型拟合三重
致的。但
型导出的值
 $z = 0$ 时电
扩散系数的
中核势部分
核偏离实际
系数更灵敏
参考值, 逐
佳参数值。
对反应的早
粒子发射,
一步改进,

[9] 沈文庆等, 高能物理与核物理, 8(1984), 732.

[10] A. Gobbi and G. Norenberg, Heavy Ion Collision, V. 2, P. 128, edit by R. Bock.

A RESEARCH FOR THE DEEP INELASTIC COLLISION INDUCED BY 93 MeV ^{14}N ON ^{40}Ca

YIN SHU-ZHI ZHU YONG-TAI SHEN WEN-QING GUO ZHONG-YAN ZHAN WEN-LONG
QIAO WEI-MIN WU EN-CHIU

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou*)

Zheng Zhi-hao

(*Lanzhou University*)

ABSTRACT

The projectile-like fragments produced by 93 MeV ^{14}N on ^{40}Ca have been measured with a large area position sensitive ionization chamber. Energy spectra, angular distributions and contour plots of $d^3\sigma/d\Omega dE dZ$ on TKE- θ plane for various elements from Li to Mg have been obtained. The variances of the charge distributions σ_z^2 as a function of the dissipated energy have been deduced too. In the framework of a simple diffusion model the experimental results have been analysed and discussed.