

在 2.52MeV 质子 P 波窄共振能量附近 ^{56}Fe K 层电离几率的测量

徐钧山 张成腾 郭箴第 杨福家

复旦大学原子核科学系

1989年2月20日收到

本文报道为验证新的原子碰撞机制所进行的 ^{56}Fe 共振弹性散射实验。在质子能量为 2.52 MeV 共振处,观察到了 ^{56}Fe 原子 K_x 射线发射几率随入射能量不再保持平滑连续的变化关系,而是呈现出有大于 50% 的相对变化。这一实验结果表明,当原子电子结合能 U_K 及共振宽度 Γ 的比值 U_K/Γ 大到 5.27 的条件下,入射粒子在形成复合核前的碰撞电离及复合核共振散射出射粒子碰撞电离之间仍存在着干涉效应。利用 Blair-Anholt 理论计算和实验结果的比较,引出了重要的原子碰撞单极振幅的虚部值参数 $\text{Im}b_0$, 并确认 $R_0 = \text{Im}b_0/\text{Re}b_0$ 的值为 +1.8。

一、原 理

在一般的原子碰撞研究中,并不考虑原子核反应对原子电离带来的影响。但在 60 年代, Gugelot^[1] 和 Ciocchetti 等人^[2,3] 分别用半经典计算的方法证明了原子电离几率受

核反应延迟时间的影响。80 年代初期 Blair^[4], McVoy 等人^[5] 用量子力学计算得到了在核共振散射时原子电离与反应时间的理论关系。它表明,当核共振宽度 Γ 小于或接近等于 K 层电子结合能 U_K (相当核寿命大于或接近等于原子 K 层电子轨道周期) 时,粒子在入射过程造成的电离振幅和核共振散射粒子出射过程的电离振幅之间存在着相移。这一相移大小与 U_K/Γ 比值有关,即与核寿命 τ 有关,这结果和 Ciocchetti 的半经典理论一致。相移的出现使 K 壳层电离几率在共振能量处出现突变。验证这一理论的第一个实验是 Blair 等人^[6] 所作的在 ^{58}Ni 靶上的质子共振弹性散射: 选择质子能量为 3.151 MeV 的 $s_{1/2}$ 共振,已知共振宽度 Γ 为 5.6 keV, ^{58}Ni 原子 K 层结合能 U_K 为 8.34 keV,

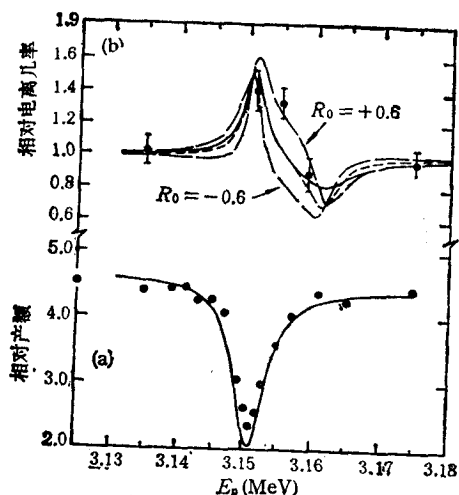


图1 (a) $^{58}\text{Ni}(p,p_0)^{58}\text{Ni}$, $E_p = 3.15\text{MeV}$ 共振弹性散射实验数据及激发函数的计算值; (b) 相对电离几率, 二根长虚线分别表示 R_0 ($\equiv \text{Im}b_0/\text{Re}b_0$) 为 +0.6 和 -0.6 的计算值; 短虚线相应 $R_0 = 0$; 实线为详细计算的结果^[6]

即 $U_K/T \approx 1.48$. 实验观察到电离几率在该共振附近变化 ΔP_K 约为 50%, 见图 1. 此后, 一系列实验^[7-13]都证明了上述理论的正确性, 并在已知共振条件的情况下, 利用电离几率的测量引出原子电离振幅参数或核寿命参数, 见表 1. Meyerhof^[14] 曾综述了轻粒子及重离子反应下如何从电离几率的测量获得核寿命的方法, 并称这一实验方法为“原子钟”.

理论计算表明, 当 $U_K/T \ll 1$ 时, 即核寿命较短, 相应于非共振的情况, Δp_K 极小. 而 $U_K/T \gg 1$ 时, 核寿命较长, 入射和出射电离过程之间不存在干涉, 相应于形成联合原子的情况. 当介于这两个极端之间时, U_K/T 越大, 则 Δp_K 越大. 这些结论已为实验初步证明(见表 1, 那里列出了主要的低能实验数据), 特别是当 U_K/T 很小时, 几乎不存在关联的事实已为 ^{12}C 核散射实验所证明. 但是, 理论关系并未给出存在的干涉效应所对应的上限 U_K/T 值, 我们试图选择一个较大的 U_K/T 的原子及核共振体系, 观察 Δp_K 在该条件时上述理论关系是否继续成立并呈现出更大的变化? 选择 ^{56}Fe 核的质子弹性散射, 由美国 Duke 大学所提供的高分辨率 $^{56}\text{Fe}(p, p_0)^{56}\text{Fe}$ 数据^[15] 可知, 当共振能量为 2.534 MeV 时达到 $J^\pi = 1/2^-$ 共振态, 能级宽度为 1.35 keV. ^{56}Fe K 层电子结合能 $U_K = 7.12\text{keV}$, U_K/T 达到 5.27, 而截止 1987 年报道过的实验中, 最大的 U_K/T 值只有 1.48 (见表 1).

表 1 质子共振弹性散射下 X 射线发射几率测量实验结果综合

反应类型	质子共振能量	共振态自旋宇称	K 层电子结合能	核共振宽度	比值	测量角度	电离几率变化值	参考文献
	$E_p(\text{MeV})$	J^π	$U_K(\text{keV})$	$\Gamma(\text{keV})$	$\frac{U_K}{\Gamma}$	$\theta(^{\circ})$	$\Delta p_K(E_p, \theta)$	
$^{58}\text{Ni}(p, p_0)^{58}\text{Ni}$	3.15	$\frac{1}{2}^+$	8.3	5.6	1.48	90°	$>50\%$	[6]
$^{86}\text{Sr}(p, p_0)^{86}\text{Sr}$	4.80	$\frac{5}{2}^+$	16	23	0.70	180°	$\sim 50\%$	[11]
$^{86}\text{Sr}(p, p_0)^{86}\text{Sr}$	6.02	$\frac{1}{2}^+$	16	34	0.47	90°	$\sim 25\%$	[9]
$^{88}\text{Sr}(p, p_0)^{88}\text{Sr}$	5.06	$\frac{5}{2}^+$	16	19	0.84	90°	$\sim 20\%$	[7]
$^{88}\text{Sr}(p, p_0)^{88}\text{Sr}$	6.06	$\frac{1}{2}^+$	16	70	0.24	160°	$\sim 10\%$	[11]
$^{12}\text{C}(p, p_0)^{12}\text{C}$	0.461	$\frac{1}{2}^+$	0.288	35	0.008	142°	$\sim 4\%$	[10]
$^{138}\text{Ba}(p, p_0)^{138}\text{Ba}$	10.01	$\frac{7}{2}^+$	37.41	69	0.542	$100^{\circ}-135^{\circ}$ $45^{\circ}-80^{\circ}$	$\sim 30\%$ $\sim 10\%$	[12]
$^{56}\text{Fe}(p, p_0)^{56}\text{Fe}$	2.53	$\frac{1}{2}^-$	7.12	1.35	5.27	$150^{\circ}-170^{\circ}$	$>50\%$	本文

Blair 和 Anholt^[4] 在扭曲波波恩近似的推导中, 把核散射的影响计入电子散射振幅之后, 得到在入射粒子、原子电子及核三体碰撞质心系中 K 层电子电离几率的表达式

$$p_K(\theta, E) = \int_0^\infty d\epsilon_f \sum_{\lambda, \mu} |D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta) b_{\lambda} + (-1)^{\lambda} \delta_{\mu 0} [f(\theta, E - \Delta E)/f(\theta, E)] b_{\lambda}^*|^2. \quad (1)$$

电离几率 p_K 的定义是和 θ 角上每个核散射事件同时发生原子 K 层电离的事件数, 即

$$p_K(\theta, E) = (d\sigma_K/d\Omega)/|f(\theta, E)|^2. \quad (2)$$

(1) 式中 ϵ_i 为碰撞后 K 层电子激发到末态所具有的动能; 电子轨道角动量为 λ , μ 为 λ 的分量, 从 $-\lambda$ 到 $+\lambda$ 值; $D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta) \equiv D_{\mu 0}^{\lambda}(0, \theta, 0)$ 为以 Rose 等人^[16] 方法表示的原子转动矩阵元; $f(\theta, E)$ 为入射粒子能量为 E , 在 θ 角上的核散射振幅; b_1^* , b_1 分别为入射和出射过程的原子电离振幅, 计算中只取 $\lambda = 0, 1$, 高次项略去; ΔE 为入射粒子在 K 层电离时的能量损失, $\Delta E \approx U_K + \epsilon_i$, 而 $[f(\theta, E - \Delta E)/f(\theta, E)]$ 为构成入射和出射过程原子电离振幅的干涉因子. 偏离共振时 $f(\theta, E - \Delta E) \neq f(\theta, E)$, 相干消失. 当核共振 $E = E_r$, 并满足 $\Delta F \approx \Gamma$ 的条件时, $f(\theta, E - \Delta E) \approx f(\theta, E)$, 出现干涉, 则 p_K 不仅和入射粒子能量 E 有关, 而且通过干涉因子和核共振参数 Γ 有关. 原子电离振幅平方对各种电子末态角动量求和后, 再对不同末态能量积分, 即得电离几率.

参照文献 [4] 的建议, 对 (1) 式求解, 只需采用电子-核系统外部区的近似解, 即假定按下述条件选择一匹配半径 R_m , 它满足下列条件:

$$\frac{1}{q}, a(Z_1) \gg R_m \gg D, \frac{1}{K}, R_n,$$

式中 $1/q$ 为最小动量转移的倒数, $1/q = 1/(k - k') \approx v/\omega = \hbar r/(U_K + \epsilon_i)$, k, k' 为初、末态动量, v 为入射粒子速度; $a(Z_1)$ 为靶原子 K 壳层半径; $D = (Z_1 Z_2 e^2)/E$ 为对头库仑相撞的最近距离, E 为入射粒子能量, $1/k$ 为相对核运动的波长; R_n 为核势半径. 则原子电离振幅表示式为

$$b_1 = \int_{R_m}^{\infty} dR G_1(R) \exp(i\bar{q}R), \quad (3)$$

式中

$$\bar{q}R = qR - \eta \ln 2kR + \eta' \ln 2k'R \approx qR - \xi \ln 2kR,$$

R 为入射粒子相对于靶核的距离, $\eta = (Z_1 Z_2 e^2)/(\hbar v)$,

而

$$G_1(R) = C_1(R) + W_1(R),$$

$C_1(R)$ 为库仑相互作用引起的电离部分, $W_1(R)$ 为由于核反冲项引起的电离部分. 它们的表达式分别为

$$C_1(R) = -\frac{Z_1 e^2}{\hbar v} (2\lambda + 1)^{-\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} r^2 dr R_{\epsilon_i, \lambda} R_{1, \lambda} \frac{r_{\leq}^{\lambda}}{r_{\geq}^{\lambda+1}}, \quad (4)$$

$$W_1(R) = \delta_{1, \lambda} \frac{m}{\hbar v M_2 \sqrt{3}} (M \omega^2 R) \int_0^{\infty} r^3 \cdot dr R_{\epsilon_i, \lambda} R_{1, \lambda}, \quad (5)$$

r 为电子相对于靶核的坐标, m 为电子-靶核系统的约化质量. 式中 $R_{1, \lambda}$ 为 K 层电子径向波函数; $R_{\epsilon_i, \lambda}$ 为末态电子径向波函数. 对单极电离 ($\lambda = 0$), $W = 0$, 只有库仑相互作用, 而偶极电离部分 ($\lambda = 1$), 核反冲项 W 不可略去.

为了使上述计算公式便于和实验结果比较及使公式的物理含义更加明确, 分别讨论电离振幅的单极和偶极部分. 令

$$f = f(\theta, E), f^{\Delta} = f(\theta, E - \Delta E), b_1 = |b_1| \exp(i\varphi_1), \quad (6)$$

$$R_1 = \text{Im} b_1 / \text{Re} b_1 = \tan \varphi_1, \quad (7)$$

则 (1) 式可以变为如下形式^[12]:

$$p_K^{\lambda=0}(E) = \int_0^\infty d\epsilon_f (\text{Re} b_0)^2 |(1 + iR_0) + \frac{f^\Delta}{f} (1 - iR_0)|^2, \quad (8)$$

$$p_K^{\lambda=1}(\theta, E) = \int_0^\infty d\epsilon_f \frac{2R_1^2 (\text{Re} b_1)^2}{1 - \cos(2\varphi_1)} \left[\left| \cos\theta - \left(\frac{f^\Delta}{f}\right) \exp(-2i\varphi_1) \right|^2 + \sin^2\theta \right], \quad (9)$$

$$p_K^{\lambda=0,1}(\theta, E) = p_K^{\lambda=0}(E) + p_K^{\lambda=1}(\theta, E). \quad (10)$$

当远离共振时 $f = f^\Delta$, 则单极项 ($\lambda = 0$) 为

$$p_{K,\text{off}}^{\lambda=0}(E) = 4 \int_0^\infty d\epsilon_f (\text{Re} b_0)^2, \quad (11)$$

它只和 b_0 的实数部分有关而和 b_1 及角度 θ 均无关。

偏离共振处的偶极项 ($\lambda = 1$) 为

$$\begin{aligned} p_{K,\text{off}}^{\lambda=1}(\theta, E) &= 2 \int_0^\infty d\epsilon_f |b_1|^2 [1 - \cos\theta \cdot \cos(2\varphi_1)] \\ &= 2 \int_0^\infty d\epsilon_f \{ |b_1|^2 - \cos\theta [(\text{Re} b_1)^2 - (\text{Im} b_1)^2] \}, \end{aligned} \quad (12)$$

它和 $\text{Re} b_1$, $\text{Im} b_1$ 及 θ 角有关。

但不论 $p_{K,\text{off}}^{\lambda=0}$ 和 $p_{K,\text{off}}^{\lambda=1}$ 都与核散射振幅无关, 与单极电离振幅的虚部无关。由此, 可以用计算的 $p_{K,\text{off}}^{\lambda=0,1}$ 拟合偏离共振处的实验值得出 $\text{Re} b_0$, $\text{Re} b_1$ 和 $\text{Im} b_1$, 然后再以共振处的 $p_K(\theta, E)$ 计算及实验值的比较中引出唯一的待定参数, 即单极电离振幅的虚部值 $\text{Im} b_0$ 或 $R_0 = \text{Im} b_0 / \text{Re} b_0$ 项。

二、实验系统与过程

根据原子电离几率的理论定义可知, p_K 相应于在一定方向上、一定立体角内一个共振散射质子所产生的原子电离数目。而原子内壳层(这里只考虑K层)电离通常以测量X射线来量度。因而测量 p_K 的实验方法将依赖于测量在 θ 方向散射质子数 N_p 及相应的散射质子与 4π 方向 K_X 射线相符合的计数 N_c 。

$$p_K^{\text{exp}}(\theta, E) = \frac{N_c}{N_p \eta_{K_X} \omega_{K_X}}. \quad (13)$$

η_{K_X} 为X射线探测器对该 K_X 射线的效率, ω_{K_X} 为 K_X 的荧光产额。采用快慢符合技术实现上述测量。实验系统的建立主要考虑要有尽可能高的探测 K_X 射线的几何效率, 以便提高符合真计数率及符合时间谱的真偶比, 同时要保证测量系统的长时间稳定性。

实验在本校加速器实验室的 2×3 MV 串列加速器上进行。靶室系统见图2。靶室为一矩形小方盒, 长、宽、高

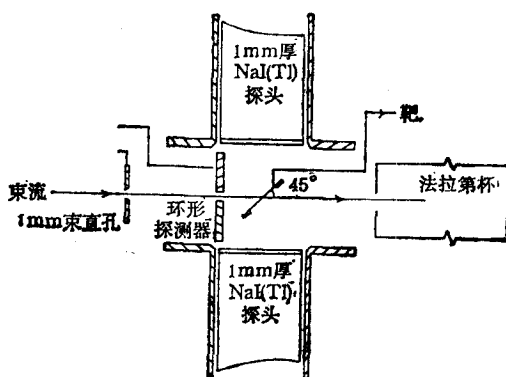


图2 实验靶室系统示意图

分别为 102, 60.6, 45 mm, 靶室真空度为 2×10^{-7} Torr. 质子束经磁偏转后进入漂移管道, 管道内分别安装有 2 mm 和 1 mm 直径的两个准直孔, 束流穿过靶室内的环形探测器中心 2 mm 圆孔打到靶上. ^{56}Fe 靶为 $17 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 厚的薄靶, 喷镀在 $7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 厚的碳衬底上. 靶平面相对于入射束流呈 45° 角, 靶点面积小于 1 mm^2 . 质子束流穿过靶后由长约 80 cm, 内径为 4.5 cm 的法拉第筒收集.

靶室两侧各开直径为 45 mm 的圆形窗口, 用 $130 \mu\text{m}$ 的聚丙烯薄膜密封. 测量表明, 此窗对 5.9 keV X 射线的吸收率为 19%. 紧靠窗口各安置性能相近的 $\phi 50 \times 1 \text{ mm}$ 薄 NaI 晶体探测器测量 X 射线, 两个探头的信号相混合后输出以提高对 X 射线的探测效率. 探测器表面法线和束流方向成 90° . 靶中心距 X 射线探测器表面约 2.25 cm, 两个探测器总立体角为 0.33 Sr. 用 Au-Si 环形探测器探测后向散射质子, 平均散射角为 160° , 探测器外径为 2.0 cm, 内径为 0.3 cm, 距靶子中心约 2.0 cm, 立体角为 0.12 Sr. 另用一直径为 4 mm 的小 Au-Si 探测器置于 85° — 90° 位置, 探测前向散射质子, 用于监测靶表面的沾污情况.

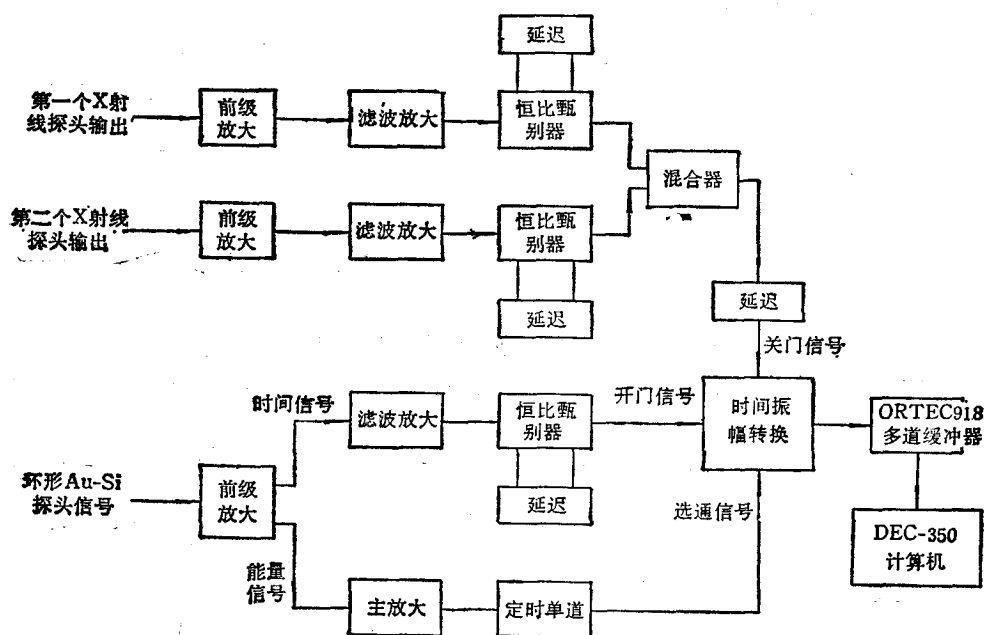


图3 电子学测量系统方框图

Au-Si 探测器输出信号的上升时间为 20 ns, X 射线探测器输出前沿为 16 ns. 所用电子学测量系统的方框原理示于图 3. 来自环形探测器的信号经前置放大后分两路输出, 一路经滤波成形放大器及恒比甄别器作为 TAC 的开门信号, 另一路作为能量分析信号. 两个 NaI 探头的阳极输出信号分别由前置放大后送到滤波放大、恒比甄别器相混合后作为 TAC 的关门信号. Au-Si 探头输出的能量信号经定时单道作为 TAC 的选通信号. TAC 的输出送到 ORTEC 918 多道系统, 由 DEC 350 微机控制数据并在终端屏幕上显示时间谱. 图 3 中所示各部件除快混合器外, 均为 ORTEC NIM 插件. 快混合器

是自制的信号混合电路,输出前沿小于 8 ns.

X 射线探测系统用 ^{55}Mn - ^{56}Fe 标准源进行能量校刻. 该 NaI 探测器对 ^{56}Fe 5.9 keV 能量分辨率约为 100%.

系统的时间分辨性能首先用 ^{24}Am 源的 α 粒子- γ 射线符合谱加以鉴定,然后用 ^{58}Ni 薄靶,在质子能量约 2 MeV 时测量散射质子和单个 X 射线探头的符合计数,以调试在有束情况下该系统的时间分辨率. 经 48h 累积计数得真偶比 1:10,时间峰分辨宽度小于 7 ns.

加速器能量曾用 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ 和 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反应校刻. 在本实验中,还利用 $^{56}\text{Fe}(p, p_0)^{56}\text{Fe}$, $E_p = 3.2387\text{MeV}$ 这一已知强共振校刻核磁共振频率. 由于加速器绝对能量校刻的差别,相应于 Duke 大学所测的 2.534 MeV p 波共振,我们的能量读数为 2.520 MeV. 为了确保加速器能量的长期稳定性,每隔一定时间即对 $^{56}\text{Fe}(p, p_0)^{56}\text{Fe}$ 在 2.520 MeV 处的共振情况重复测量,并对弹散截面随入射能量变化的最灵敏点加以监视. 经长期监测表明,在 50 h 内,最大能量漂移小于 1 keV.

实验首先测量质子弹散激发曲线,在质子能量为 2.490—2.580 MeV 范围内进行能量扫描,步长约 1 keV,每个实验点测量 30 s,束流为 $1\mu\text{A}$. 在 $E_p = 2.520\text{MeV}$ 附近找到明显的 $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ 的共振,测量重复三次,峰位最大偏差小于 1 keV,激发曲线实验结果见图 4(a).

测量电离截面时,质子能量为 2.505—2.542 MeV,在远离共振区域,能量间隔为 3 keV;进入共振区时,间隔为 2 keV,测量 ^{56}Fe 弹散质子和 K_x 射线的符合时间谱. 每个能量点约测量 20 h,用计数器记录单路质子计数 N_p . 所有时间谱均保存在微机 DEC-350 的软盘中心作实验后的离线数据处理. 从时间谱中的真符合峰范围内建立感兴趣窗,以真符合峰的峰位为中心,对称等距离在两边各取四个感兴趣区域窗,这八个窗内计数平均值作为偶然符合本底,从真符合峰窗内的计数扣去偶然符合本底即得到真符合计数 N_c . 在获取时间谱数据过程中,窗的位置和窗宽不变. 实验结果见图 4(b).

三、拟合与分析

从 $^{56}\text{Fe}(p, p_0)^{56}\text{Fe}$ 激发曲线中可见 $E_p = 2.520\text{MeV}$ 共振是一强的孤立共振,因而用 Blatt-Biedenharn^[17] 的单能级微分截面公式加以拟合. 对自旋为零的靶核,带电粒子弹

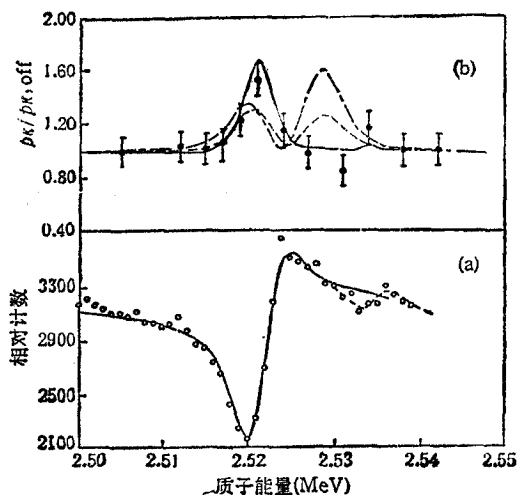


图 4 (a) 散射角为 $150-170^\circ$ 时, $^{56}\text{Fe}(p, p_0)^{56}\text{Fe}$, $E_p = 2.520\text{MeV}$ 共振处的微分截面; (b) 用远离共振 2.505 MeV 处的 p_K 值归一后的 K 层电离几率 $p_K(\theta, E)$ 圆点表示实验数据;实线表示 $R_0 = 1.8$;虚线表示 $R_0 = -1.8$;折线表示 $R_0 = +1.8$ 为最佳拟合结果

性散射振幅由纯库仑散射、共振散射及硬球散射与库仑散射之差三部分构成,

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f_{cA}(\theta) + f_r(\theta), \quad (14)$$

$$d\sigma_{\text{tot}} = |f_c(\theta) + f_{cA}(\theta) + f_r(\theta)|^2 d\Omega. \quad (15)$$

对于自旋为 1/2 的质子在靶自旋为零的偶偶核上的弹性散射微分截面公式, 详见文献 [17] 中 (7.13) 式, 式中的

$$z = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2Mv^2}$$

为库仑散射因子, M 为入射粒子和靶核的约化质量, $\Gamma_{\alpha l}$ 为部分宽度, Γ 为总宽度, E_0 为共振能量, σ_0 为 s 波库仑相移, 而相移 φ_l, ϕ_l 和库仑波函数的解有关, β 角为

$$\arctan \left[(E - E_0) / \left(\frac{1}{2} \Gamma \right) \right].$$

计算中取相互作用半径 $R_0 = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = 5.8f_m$, $\Gamma_0 = 1.2f_m$, 在 2.5 MeV 共振能量附近可以近似认为 $\varphi_l = 0$, 即硬球势散射可以略去. 对不同散射角, 不同 J^π 值的弹性散射截面进行了计算, 发现在 160° 散射角上, $l = 1, J^\pi = 1/2^-$ 的共振形状正符合我们的实验结果, 并与 Duke 大学的测量结果一致.

用计算的弹散截面拟合实验数据时, 应对加速器能量分辨率加以卷积, 束流能量分辨率函数假定为高斯分布, 对实验数据, 还作了金硅探头立体角的修正. 拟合中共振能量 E_r , 共振宽度 $\Gamma \approx \Gamma_p$, 加速器能散 σ 及比例因子 C 作为待定参数, 拟合结果为 $E_r = 2.520 \text{ MeV}$, $\Gamma_p = 1200 \pm 150 \text{ eV}$, $\sigma = 1.20 \text{ keV}$, 在误差范围内和 Duke 大学的结果一致.

对散射质子和 X 射线符合计数首先进行扣除本底等初步处理, 然后对各能量点的符合计数与质子单路计数比值 N_c/N_p , 用远离共振处的 2.505 MeV 能量点上的 $(N_c/N_p)_{\text{off}}$ 数据归一, 得到 $p_K/p_{K,\text{off}}$ 的值, 由此可以消去荧光产额及 X 射线探测效率的校正因子, 从图 4(b) 中可见, 在共振处 $p_K/p_{K,\text{off}}$ 的最大改变大于 50%.

为了计算 $\text{Re}b_0$, $\text{Re}b_1$ 和 $\text{Im}b_1$, 必须正确选择原子电子波函数. 参照 Bethe 等人^[18]公式选取最基本的类氢原子波函数, 对于 1s 基态波函数

$$\mathcal{R}_{1,0} = \frac{2Z^{3/2}}{a^{3/2}} e^{-2V/a}, \quad (16)$$

电子末态波函数

$$\mathcal{R}_{\ell, \lambda} = \sqrt{\frac{2}{\pi k_\ell}} \cdot \frac{1}{ra\epsilon_0} \cos \left(k_\ell r + \frac{Z}{k_\ell a} \log(2k_\ell r) - \frac{\pi}{2}(\lambda + 1) - \sigma_\lambda \right), \quad (17)$$

式中 $\sigma_\lambda = \arctan(\lambda + 1 + iZ/k_\ell a)$, 为 Γ 函数复相位, a 为 Bohr 电子轨道半径, ϵ_0 为 Hattree 原子单位 $\epsilon_0 = 27.2 \text{ eV}$, 略去在碰撞中内部区对电离截面的影响, 并假定匹配半径 $R_m = 40 \times 10^{-12} \text{ cm}$ 及平均末态电子动能 $\epsilon_f = 8 \text{ keV}$.

图 5 中三条曲线分别表示计算的 $(\text{Re}b_0)^2$, $(\text{Re}b_1)^2$, $(\text{Im}b_1)^2$ 随电子动能 ϵ_f 的变化, 由图 5 可见, 偶极电离振幅实部比单极电离振幅实部要小, 但偶极电离振幅虚部和单极电离振幅实部处于同数量级地位, 因而忽略偶极电离振幅的虚部值是不合理的. 此外, 随着电离电子动能的增加, 电离振幅迅速减小. 计算表明动能大于 $3 U_K$ 以上的电离振幅

对 p_K 的贡献小于 1%。

利用 $(\text{Re}b_0)^2$, $(\text{Re}b_1)^2$, $(\text{Im}b_1)^2$ 的计算值根据 (11), (12) 式得到在能量为 2.50 MeV, $\theta = 160^\circ$ 时远离共振区单极与偶极电离振幅为 $p_{K,\text{off}}^{\lambda=0} = 8.276 \times 10^{-4}$, $p_{K,\text{off}}^{\lambda=1} = 4.354 \times 10^{-4}$ 。两者之和 $p_{K,\text{off}}^{\lambda=0,1} = 1.263 \times 10^{-3}$ 。Anderson 等人^[19] 曾计算得到在 ^{64}Cu 靶上, E_p 为 2.0 MeV, $\theta = 160^\circ$ 时的电离几率为 1.48×10^{-3} , 与我们计算的结果在数量级上符合得很好。

若用 $p_{K,\text{off}}^{\lambda=0,1}$ 的计算值归一远离共振处的实验值 $(N_c/N_p)_{\text{off}}$, 那末, 在共振处的 $p_{K,\text{off}}^{\lambda=0,1}$ 计算值也应与实验值 $(N_c/N_p)_{\text{on}}$ 相一致, 由于 $p_{K,\text{off}}^{\lambda=0,1}$ 和 $p_K^{\lambda=0,1}$ 的计算中有相同的 $\text{Re}b_0, \text{Re}b_1, \text{Im}b_1$, 因此对共振处实验点的拟合就能引出唯一的待定参数 $\text{Im}b_0$ 。或者 $\text{Im}b_0/\text{Re}b_0 = R_0$ 值。用 (8) 至 (10) 式计算共振处的电离几率, 必须对加速器能量分辨率卷积, 并计入长期稳定性及质子探测器的立体角修正后, 再和实验数据 $(N_c/N_p)_{\text{on}}$ 比较。

图 4(a) 给出 160° 上不同 R_0 值下的 $p_K(\theta, E)$ 计算结果和实验结果的比较。图 4(a) 中三条曲线分别代表 $R_0 = +1.8, 0, -1.8$ 条件下计算的相对电离几率 $p_K^{\lambda=0,1}/p_{K,\text{off}}^{\lambda=0,1}$ 。从比较中可见, 除了 2.531 MeV 和 2.534 MeV 两个实验点外, $R_0 = +1.8$ 计算的曲线与实验结果一致。

四、小 结

我们进行了在 ^{56}Fe 核上的共振散射实验, 对 $E_p = 2.520$ MeV 共振的拟合结果表明, 该共振态自旋宇称 J^π 值为 $\frac{1}{2}^-$, 能级宽度为 1.2 keV 是一 p 波窄共振, 而 ^{56}Fe 原子 K 层电子结合能为 7 keV, 所以 U_K 和 Γ 的比值大到 5.27。这一条件表明, 电子轨道运动周期远小于复合核寿命。

在精确测得共振能量的基础上, 还进行了共振散射质子和 ^{56}Fe 原子 K_α 射线的时间符合测量, 在共振能量附近观察到了电离几率的明显变化。这一突变, 即相对电离几率的最大值超过 50%。这是迄今所选择最大的 U_K/Γ 值下, 核共振时电离几率测量的实验结果。它表明即使当 U_K/Γ 足够大、核寿命足够长的共振情况下, 对 ^{56}Fe 孤立原子受入射质子及共振散射质子激发所引起的电离振幅的相干效应仍然存在, 因而这一实验结果也启示我们进一步探讨在什么条件下, $p_{K,\text{on}}/p_{K,\text{off}}$ 将达到极限值, 换言之, 在什么条件下, 复合核寿命足够长而观察不到干涉或无法再用干涉效应获得所需的原子碰撞电离振幅参数, 以验证核寿命的值, 从而必须过渡到用测量联合原子 K_α 射线的方法来了解核寿

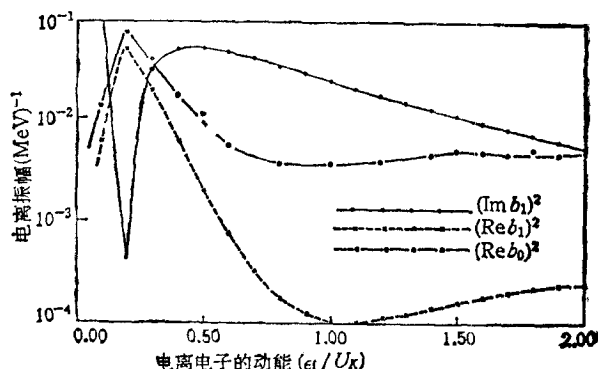


图 5 电离电子能量 ϵ_i 与电离振幅的关系
 ϵ_i 以 K 层结合能 U_K 值归一

命?

从共振电离几率的理论计算和实验结果的比较中引出单极电离振幅的虚部值 $\text{Im}b_0$, 这是迄今从实验中获得这一原子碰撞物理参数的唯一手段。凭借这一方法, 可以深入研究 $\text{Im}b_0$ 对入射能量、不同原子等因素的依赖关系, 进一步补充及丰富这一类实验的数据结果。

国家教育委员会博士点基金资助的课题。

- [1] P. C. Gugelot, in *Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms*, E. Clementel & C. Villi eds., Gordon and Breach, New York, (1962), p. 382.
- [2] G. Ciocchetti, A. Molinari & R. Malvano, *Nuovo Cim.*, 29(1963), 1262.
- [3] C. Ciocchetti & A. Molinari, *Nuovo Cim.*, 40B(1965), 69.
- [4] J. S. Blair & R. Anholt, *Phys. Rev.*, A25(1982), 907.
- [5] K. W. McVoy & H. A. Weidenmuller, *Phys. Rev.*, A25(1982), 1462.
- [6] J. S. Blair, P. Dyer, K. A. Snover & T. A. Trainor, *Phys. Rev. Lett.*, 41(1978), 1712.
- [7] J. F. Chemin, R. Anholt, Ch. Stoller, W. E. Meyerhof & P. A. Amundsen, *Phys. Rev.*, A24(1981), 1218.
- [8] R. Anholt, J. F. Chemin & P. A. Amundsen, *Phys. Lett.*, 118B(1982), 245.
- [9] J. F. Chemin, S. Andriamonje, E. Morenzoni, Ch. Stoller, R. Anholt, W. E. Meyerhof, O. K. Baker, J. D. Molitoriz, *Phys. Lett.*, 130B(1983), 246.
- [10] W. E. Meyerhof, The progress report of high energy atomic physics, (1981—1982).
- [11] W. E. Meyerhof, The progress report of high energy atomic physics, (1980—1981).
- [12] M. Dost, R. Lorek, S. Robl & J. Soidel, W. Koenig, *Phys. Rev.*, A32(1985), 2077.
- [13] J. F. Chemin, S. Andriamonje, J. Roturier, B. Saboya, J. P. Thibaud, S. Joly, S. Platard, J. Uzureau, H. Lorent, J. M. Maison, J. P. Shapira, *Nucl. Phys.*, A331(1979), 43.
- [14] W. E. Meyerhof, in *Electronic and Atomic Collisions*, (1984), p. 31.
- [15] D. E. Lindstrom, H. W. Newson, E. G. Billpush & G. E. Mitchell, *Nucl. Phys.*, A168(1971), 37.
- [16] M. E. Rose, L. C. Biedenharn & Arfken, *Phys. Rev.*, 84(1952), 5.
- [17] J. M. Blatt & L. C. Biedenharn, *Rev. Mod. Phys.*, 24(1952), 258.
- [18] H. A. Bethe & E. E. Salpeter, *Handbook der Physik*, Vol. XLV(Encyclopedia of Physics), p. 133, Published by Springer-Verlag oHG. Berlin. Gottingen. Heidelberg, (1958).
- [19] J. U. Anderson, L. Kocbach, E. Laegsgaard, M. Lund, C. D. Moak, *J. Phys. B*, 9(1976), 3247.

THE MODIFICATION OF K-SHELL IONIZATION PROBABILITY THROUGH 2.52 MeV RESONANCE ON ^{56}Fe

XU JUN-SHAN ZHANG CHENG-TENG GUO ZHEN-DI

YANG FU-JIA

Department of Nuclear Science, Fudan University, Shanghai

(Received 20 February 1989)

ABSTRACT

This paper presents the experimental result of K-shell ionization probability over 2.52 MeV p -wave narrow resonance in the reaction of $^{56}\text{Fe}(p, p_0)^{56}\text{Fe}$. The 50% modification of K_{x} -ray emission probability on resonance relative to off resonance has been clearly observed. It indicates that with the ratio U_K/Γ as large as 5.3, the interference between the incoming and outgoing target K-shell ionization amplitudes in an atomic collision still exists. From the comparison of calculation based on theoretical formula of Blair and Anholt with the experimental result. The imaginary part of the atomic monopole amplitude $\text{Im}b_0$ was deduced and the $R_0 = \text{Im}b_0/\text{Re}b_0$ was obtained as +1.8.