

电子与原子、离子碰撞过程的 相对论效应

屈 一 至

(中国科学技术大学研究生院物理部, 北京 100039)

仝 晓 民 李 家 明

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(1994年8月8日收到)

在玻恩近似下,建立了高能电子与原子、离子非弹性碰撞过程的相对论性理论计算方法,并以类 Li 等电子系列为例,阐明了电子与原子、离子非弹性碰撞过程的相对论效应.它包括:1.靶原子的相对论效应,它随原子序数的增加而增大.低 Z 靶(如 Li)的相对论效应可以忽略;对 Au^{+78} 靶的 $2s-3p$ 跃迁,广义振子强度相对论性计算值比相应的非相对论性值小 27.1%. 2.入射电子的相对论效应,它随入射电子能量的增加而增大.对高能入射电子,在特殊角度,要考虑广义振子强度横场项对微分截面的影响.在极端相对论情况下,如入射电子动能为 $10^4, 10^5$ eV 时,横场项对总截面的贡献将超过对应的纵场项的贡献.

PACC: 3480D; 3480K

1 引 言

带电粒子(特别是电子)与原子、离子非弹性碰撞激发和电离截面的数据,对辐射物理、等离子体物理、大气物理、空间物理等领域的研究都具有重要的意义.当入射电子能量很高,即入射电子的速度比靶原子中被激发电子的轨道平均速度大得多时,可以用玻恩近似计算截面.这时微分截面正比于“广义振子强度”^[1].

本文根据相对论和非相对论自治理论计算了广义振子强度,阐明了它的相对论效应随靶的原子序数和电子入射动能变化的规律.这里相对论效应定义为相对论计算值与相应的非相对论计算值之差.在库仑规范下,广义振子强度分为纵场项和横场项两部分^[2].由纵场项的相对论与相应的非相对论计算值之差可以给出靶的相对论效应,它随 Z 的增加而增大.对低能电子入射,广义振子强度的横场项一般远小于对应的纵场项,它对总截面的贡献可以忽略.随着电子入射动能的增加,横场项对纵场项的比值将增大,在一些特殊角度,横场项将超过纵场项,这时需要考虑横场项对微分截面的贡献.在极端相对论情况下,横场项对总截面的贡献甚至可以超过纵场项的贡献,因此横场项主要反映入射电子的相对论效应,它随入射电子动能的增加而增大.本文以类 Li 等电子系列碰撞激发为例,阐述了上述相对论效应.低 Z 靶(如 Li)的相对论效应可以忽略;对 Au^{+78} 靶的 $2s-3p$ 跃

迁, 广义振子强度相对论性计算值比相应的非相对论性计算值小 27.1%。当入射电子能量为 $10^6, 10^7$ eV, 横场项对总截面的贡献超过对应的纵场项的贡献。

2 理论概述

现在考虑一个电子与靶原子或离子碰撞的物理过程。在库仑规范下, 入射电子与原子、离子间电磁相互作用可分为“纵场”项和“横场”项两部分。电子与靶原子或离子碰撞后, 靶从初态 $|i\rangle$ 激发到末态 $|f\rangle$ 的微分散射截面为(除特别说明外, 本文一律采用原子单位 $m = e = \hbar = 1$)^[2]

$$d\sigma = 4 \frac{p'^2}{vv'} \left\{ \frac{|\langle f | e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} | i \rangle|^2}{Q^2} + \frac{|\langle f | \boldsymbol{\beta}_\perp \cdot \boldsymbol{\alpha} e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} | i \rangle|^2}{[Q^2 - (\Delta E/c)^2]^2} \right\} dQ, \quad (1)$$

其中 $\mathbf{Q} = \mathbf{p}' - \mathbf{p}$ 为动量转移, $\mathbf{p}, \mathbf{p}'$ 和 $\mathbf{v}, \mathbf{v}'$ 为入射电子初末态动量和速度, $\Delta E = \epsilon_f - \epsilon_i$ 为能量转移, ϵ_i, ϵ_f 为靶的初末态能量, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c, \boldsymbol{\beta}_\perp$ 为 $\boldsymbol{\beta}$ 垂直于 $\mathbf{Q}$ 的分量, $\boldsymbol{\alpha}$ 为作用在靶原子中被激发电子上的 Dirac 算符。

方程(1)等号右端第一项为纵场项, 它只与靶有关, 而与入射电子的能量无关。由纵场项的相对论与非相对论计算值之差可以给出靶的相对论效应。第二项为横场项, 正比于 $\beta_\perp^2$, 与入射电子的能量有关, 它主要反映入射电子相对论效应。取动量转移方向为 z 轴, 纵场项和横场项的选择定则分别为 $m = m'$ 和 $m = m' \pm 1$ (其中 m, m' 为靶的初末态的磁量子数), 它们之间不存在干涉。

微分散射截面可以进一步表示为

$$d\sigma = \frac{2\pi p'}{vv'} \left[\frac{\mathcal{F}(\Delta E, Q)}{\Delta E} + \frac{\mathcal{G}(\Delta E, Q)}{\Delta E} \right] d(\ln Q^2), \quad (2)$$

其中广义振子强度纵场项和横场项分别定义为

$$\mathcal{F}(\Delta E, Q) = \frac{2\Delta E}{Q^2} \langle f | e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} | i \rangle^2_{\text{初态平均末态求和}}, \quad (3)$$

$$\mathcal{G}(\Delta E, Q) = \frac{2\Delta E \cdot Q^2}{[Q^2 - (\Delta E/c)^2]^2} |\langle f | \boldsymbol{\beta}_\perp \cdot \boldsymbol{\alpha} e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} | i \rangle|^2_{\text{初态平均末态求和}}. \quad (4)$$

这里相对论性跃迁矩阵元可用多极矩展开的方式计算

$$|\langle f | e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} | i \rangle|^2_{\text{初态平均末态求和}} = \sum_k \frac{|\langle f || T^k(e) || i \rangle|^2}{(2j' + 1)(2k + 1)}, \quad (5)$$

$$|\langle f | \boldsymbol{\beta}_\perp \cdot \boldsymbol{\alpha} e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} | i \rangle|^2_{\text{初态平均末态求和}} = \beta_\perp^2 \sum_k \frac{|\langle f || T^k(e) || i \rangle|^2 + |\langle f || T^k(m) || i \rangle|^2}{(2j' + 1)(2k + 1)}, \quad (6)$$

其中 j' 为初态电子角动量, T^k 为多极矩, 详细表达式见附录。

(3)式表明, 相对论性广义振子强度纵场项与非相对论性广义振子强度类似, 只需将初末态非相对论性波函数用相对论性波函数代替。相应的相对论与非相对论计算值之差反映靶的相对论效应。(4)和(6)式显示广义振子强度横场项含有人射电子速度因子 $\beta_\perp^2$, 因此广义振子强度横场项主要反映入射电子的相对论效应, 同时也部分地包含了靶的相对

论效应。对相对论性高能入射电子需要考虑横场项对微分截面和总截面的贡献。

为了方便地比较不同原子序数 Z 下, 等电子序列广义振子强度, 类似于文献[3], 我们可以利用非相对论类氢离子广义振子强度的标度关系, 定义约化动量转移 $\bar{Q}$ 。本文中初态 $n\kappa$ 为占有态, $\bar{Q} = Q/Z_{\text{eff}}$, $Z_{\text{eff}} \approx \sqrt{2n^2 \cdot e_i}$ 为初态的有效核电荷数。下面以类 Li 等电子系列为例, 阐明电子与原子、离子非弹性碰撞过程的相对论效应。

3 结果与讨论

1. 广义振子强度纵场项 $\mathcal{S}(\Delta E, \bar{Q})$ 的相对论效应

图 1 示出 Li 和 Au^{+76} 的广义振子强度纵场项 $\mathcal{S}(\Delta E, Q)$ 的相对论和非相对论理论计算值, 它们的差别反映了靶的相对论效应的大小。其中 (a), (c) 对应于 Li 的

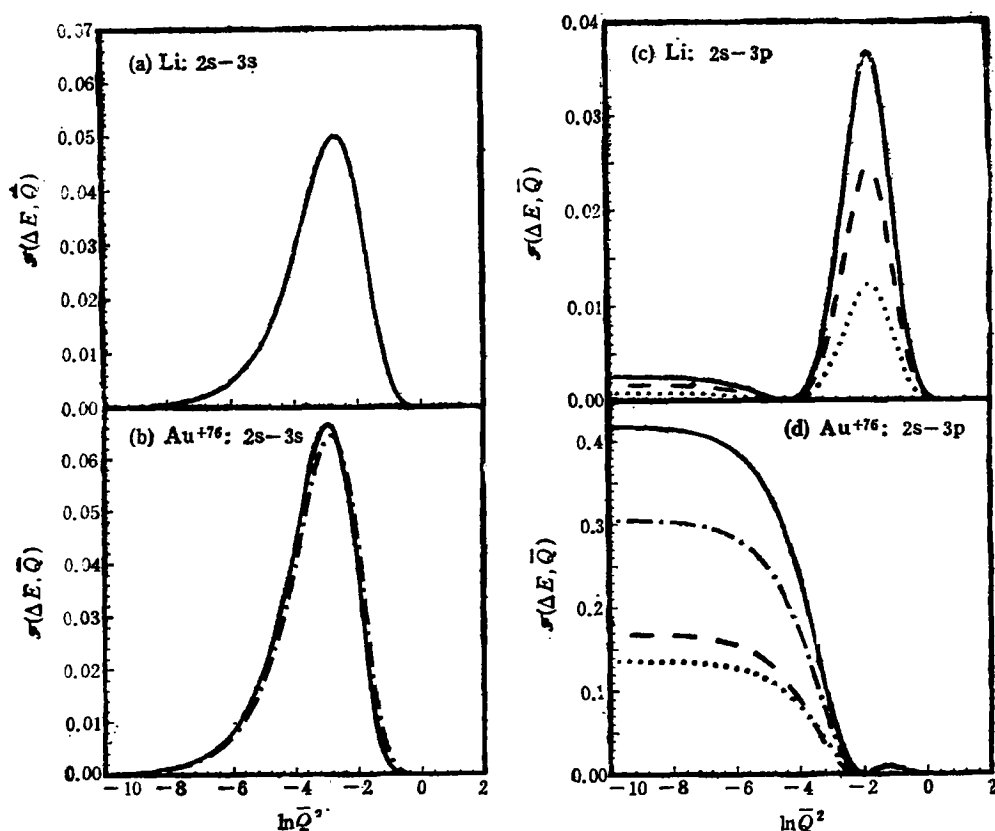


图 1 Li 和 Au^{+76} 的广义振子强度纵场项 $\mathcal{S}(\Delta E, Q)$ 的相对论 (R) 和非相对论 (NR) 及理论计算值 —— 为 NR; (a), (b) 中 --- 为 R; (c), (d) 中 --- 为 $R(p_{1/2} + p_{3/2})$; 为 $R(p_{1/2})$; - · - 为 $R(p_{3/2})$

2s—3s 和 2s—3p 跃迁。对 (a) 2s—3s 光学禁戒跃迁, $\mathcal{S}$ 的相对论和非相对论计算值几乎一致。对 (c) 2s—2p 光学允许跃迁, 由于 2p 能级存在精细结构分裂, 相对论理论给出 $\mathcal{S}_{p_{1/2}}^R$ 和 $\mathcal{S}_{p_{3/2}}^R$, 其分支比 $\mathcal{S}_{p_{1/2}}^R / \mathcal{S}_{p_{3/2}}^R$ 约等于非相对论统计权重比 2。为

了阐明靶的相对论效应,我们比较了 $\mathcal{F}_{3p}^R = \mathcal{F}_{3p_{1/2}}^R + \mathcal{F}_{3p_{3/2}}^R$ 与相应的非相对论性计算值 $\mathcal{F}_{3p}^{NR}$, 它们几乎也是一致。因此,低 Z 靶(如 Li)的相对论效应可以忽略。

随着原子序的增大,靶的相对论效应逐步增大。图 1 (b), (d) 分别为 Au^{+76} 的 $2s-3s$ 和 $2s-3p$ 跃迁。对 (b) $2s-3s$ 光学禁戒跃迁, $\mathcal{F}$ 相对论结果的峰值比非相对论结果的峰值小 3.0%。对 $2s-3p$ 光学允许跃迁,在小 Q 区,上述分支比为 1.24,明显偏离其非相对论统计权重比 2。同时相对论性 $\mathcal{F}_{3p}^R$ 比非相对论 $\mathcal{F}_{3p}^{NR}$ 小 27.1%。这是由于相对论效应,波函数将向内收缩,其中 s 波函数收缩最多, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ 波函数收缩次之,使得矩阵元的绝对值减小。因此 $\mathcal{F}_{3p}^R < \mathcal{F}_{3p}^{NR}$, 同时分支比小于非相对论统计权重比 2,这与文献[5]和[6]关于光学振子强度的讨论是一致的。

2. 广义振子强度横场项 $\mathcal{G}(\Delta E, \bar{Q})$ 的相对论效应

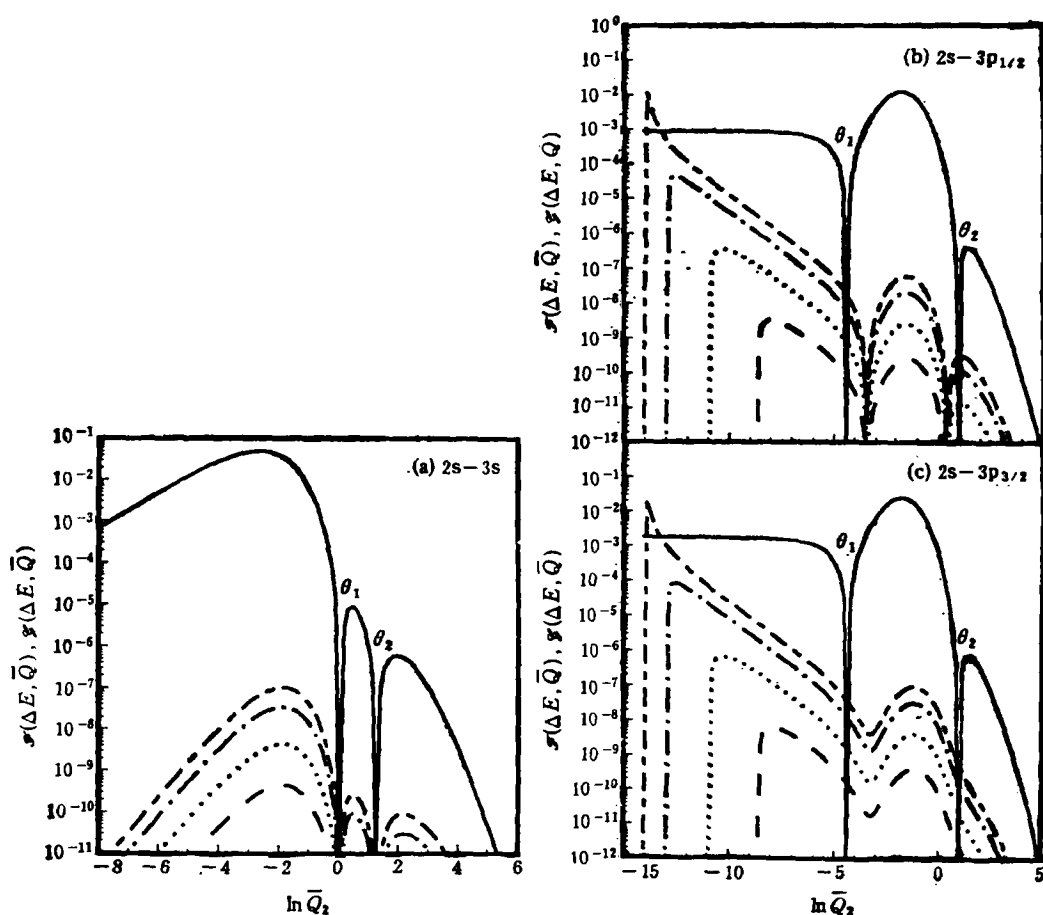


图 2 Li 的广义振子强度横场项 $\mathcal{G}(\Delta E, \bar{Q})$ 和相应纵场项 $\mathcal{F}(\Delta E, Q)$ 的相对论理论计算值
——为 $\mathcal{F}(\Delta E, Q)$; 其余为 $\mathcal{G}(\Delta E, \bar{Q})$ (从下至上, 入射电子能量为 $10^3, 10^4, 10^5, 10^6$ eV)

图 2 和图 3 分别示出 Li 和 Au^{+76} 的广义振子强度横场项 $\mathcal{G}(\Delta E, \bar{Q})$ 的相对论理论计算值。为了便于比较,将相应纵场项 $\mathcal{F}(\Delta E, Q)$ 的相对论理论计算值也示于同一

图上。由此可以看出广义振子强度纵场项和横场项对微分散射截面和总截面的贡献。

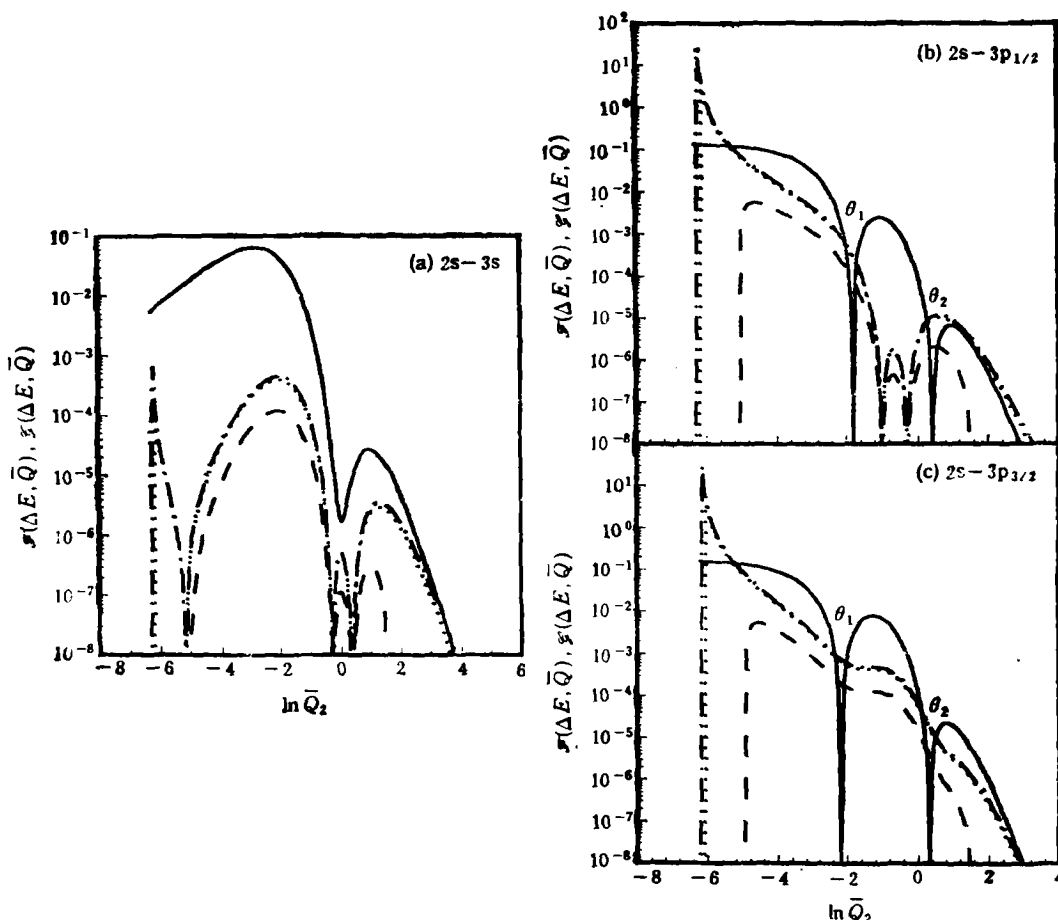


图3 Au^{+76} 的广义振子强度横场项 $\mathcal{T}(\Delta E, \bar{Q})$ 和相应纵场项 $\mathcal{S}(\Delta E, \bar{Q})$ 的相对论理论计算值 —— 为 $\mathcal{S}(\Delta E, \bar{Q})$; 其余为 $\mathcal{T}(\Delta E, \bar{Q})$ (从下至上, 入射电子能量为 $10^3, 10^4, 10^5$ eV)

我们知道, 只有 $Q_{\min} \leq Q \leq Q_{\max}$ (对应散射角 $0 \leq \theta \leq \pi$) 之间的广义振子强度才对总截面有贡献: $\sigma = \int_{\ln Q_{\min}^2}^{\ln Q_{\max}^2} d\sigma$, 其中微分散射截面 $d\sigma$ 由(2)式给出。由 $Q = p' - p$ 和 $E^2 = (pc)^2 + c^4$ 可得

$$Q_{\min} = p' - p = \frac{E' + E}{p' + p} \cdot \frac{\Delta E}{c^2}, \quad Q_{\max} = p' + p = \frac{E' + E}{p' - p} \cdot \frac{\Delta E}{c^2}. \quad (7)$$

由于含有速度因子 β^2 , $\mathcal{T}$ 与入射电子的动能 T 有关, 而 $\mathcal{S}$ 仅由靶的状态决定, 与 T 无关。它们对截面有贡献的区域由上述 $\ln \bar{Q}_{\min}^2$ 和 $\ln \bar{Q}_{\max}^2$ 决定。图中曲线 $\mathcal{T}$ 左、右端垂直线 (由于数量级的尺度关系, 有的在图中没有示出) 分别对应散射角 $\theta = 0$ ($\ln \bar{Q}^2 = \ln \bar{Q}_{\min}^2$) 和 $\theta = \pi$ ($\ln \bar{Q}^2 = \ln \bar{Q}_{\max}^2$)。对低能电子入射, $\mathcal{T}$ 远小于对应的 $\mathcal{S}$, 因此 $\mathcal{T}$ 对总截面的贡献可以忽略。随着入射电子动能 T 的增加, $\ln \bar{Q}_{\min}^2$ 减小, $\ln \bar{Q}_{\max}^2$ 增大, 同时 $\mathcal{T}$ 也增大, 这时 $\mathcal{T}$ 一般仍小于对应的 $\mathcal{S}$, 但在一些特殊散射方向 (如图 2 和图 3 中的

θ_1, θ_2 处, $\mathcal{S}$ 为极小), 横场项将超过纵场项, 这时需要考虑横场项对微分截面的贡献. 在上述特殊角度, 我们将观察到, 随着 T 的增加, 相对论效应增大, $\mathcal{S}$ 的极小值逐渐被 $\mathcal{S}$ 掩盖掉. 值得注意的是, 对于极端相对论电子入射, 例如当入射电子能量为 $10^6, 10^7 \text{eV}$ 时, 对 Li 或 Au^{+76} 的 $2s-3p_{1/2,3/2}$ 跃迁, 曲线 $\mathcal{S}$ 在 $\theta = 0$ 附近还会出现一个强烈的前向峰. 该峰对总截面的贡献大大地超过 $\mathcal{S}$ 的其他部分和 $\mathcal{S}$ 对总截面的贡献. 这是由于在极端相对论下, (7) 式中 $E' \rightarrow E$, $p' \rightarrow p$, 因此 $Q_{\min} \rightarrow \Delta E/v$, 使得 (4) 式中的分母 $Q^2 - (\Delta E/c)^2 \rightarrow 0^+$.

图 2 和图 3 还表明, Au^{+76} 的广义振子强度横场项与纵场项的比值大于相应的 Li 横场项与纵场项的比值, 即 Au^{+76} 的广义振子强度横场项对微分散射截面的贡献比相应的 Li 的横场项的贡献更重要. 这就是靶对广义振子强度横场项的影响.

根据非相对论理论^[7], $nl - n'l'$ 多极矩跃迁矩阵元 $\langle f || T^k || i \rangle$ 总节点数为

$$N = n - l - 1 + n' - l' - 1 + (l + l' - k)/2 - (1 - \delta_{nn'})\delta_{ll'}\delta_{kk}. \quad (8)$$

这里 $n'' = \min[\max(l' + 1, n + 1), n']$, 因此 $2s-3s$ 和 $2s-3p_{1/2,3/2}$ 广义振子强度纵场项的节点数都应为 2. 但由于电子屏蔽作用使得初末态波函数偏离库仑波函数, 部分节点可能成对地消失, 这时节点数应为 $2-2=0$ ^[7]. 图 2 (Li) 和图 3 (Au^{+76}) 所展示的 $2s-3p_{1/2,3/2}$ 跃迁, 其纵场项的节点数都为 2. 然而, Li (图 2) 的 $2s-3s$ 跃迁, 其纵场项的节点数为 2; Au^{+76} (图 3) 的 $2s-3s$ 跃迁, 由于一对节点消失, 其纵场项的节点数为零, 呈现出一个极小点.

总之, 在库仑规范下, 广义振子强度分为纵场项和横场项两部分. 由前者, 可以给出靶的相对论效应, 它随原子序数 Z 的增加而增大. 对中低能电子入射, 广义振子强度的横场项远小于对应的纵场项, 它对总截面的贡献可以忽略. 只有在极端相对论电子入射, 横场项对总截面的贡献才会超过纵场项的贡献. 因此通常只需要考虑广义振子强度的纵场项, 这时相对论性广义振子强度纵场项与非相对论性广义振子强度相似, 仅仅与靶的状态有关. 在此基础上, 可以很方便地讨论靶的相对论效应随通道变化的规律. 通过定义广义振子强度密度, 研究相对论下广义振子强度从固定初态到末通道的性质^[6,11], 甚至初通道到末通道的性质, 这些将在另文中介绍.

附 录

矩阵元的计算

采用对 $\exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r})$ 和 $a\exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r})$ 进行多极矩展开的方式计算相对论性跃迁矩阵元.

令相对论性单电子波函数为 Dirac 两分量波函数

$$|n\kappa jm\rangle = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} G_{n\kappa}(r) & Y_{ljm} \\ iF_{n\kappa}(r) & Y_{\bar{l}jm} \end{pmatrix}, \quad (A1)$$

这时初末态波函数分别为 $|i\rangle = |n'\kappa'j'm'\rangle$, $|f\rangle = |n\kappa jm\rangle$.

1. 纵场项矩阵元

在以动量转移为 z 轴的坐标系中矩阵元

$$\langle f | e^{i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}} | i \rangle = \sum_k (-)^{j'-m} \begin{pmatrix} j & k & j' \\ -m & 0 & m' \end{pmatrix} \langle n\kappa j || T^k(e) || n'\kappa'j' \rangle. \quad (A2)$$

对初态平均末态求和后有

$$\sum_j \frac{1}{[j]} \sum_i |\langle f | e^{i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}} | i \rangle|^2 = \sum_k \frac{|\langle n\kappa j | T_i^\dagger(e) | n'\kappa'j' \rangle|^2}{(2j'+1)(2k+1)}, \quad (\text{A3})$$

其中约化矩阵元

$$\begin{aligned} \langle n\kappa j | T_i^\dagger(e) | n'\kappa'j' \rangle \\ = i^k(2k+1) \left[\int G_{n\kappa}(r) j_{\kappa}(Qr) G_{n'\kappa'}(r) dr \langle \kappa j | C^k | \kappa'j' \rangle \right. \\ \left. + \int F_{n\kappa}(r) j_{\kappa}(Qr) F_{n'\kappa'}(r) dr \langle \kappa j | C^k | \kappa'j' \rangle \right], \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

而

$$\langle \kappa j | C^k | \kappa'j' \rangle = (-1)^{j-1/2} [(2j+1)(2j'+1)]^{1/2} \begin{pmatrix} j & k & j' \\ 1/2 & 0 & -1/2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A5})$$

2. 横场项矩阵元

在以动量转移为 z 轴的坐标系中矩阵元

$$\langle f | \beta_z \cdot \alpha e^{i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}} | i \rangle \quad (\text{A6})$$

$$= \sum_i (-)^i \beta_{z(-i)} \sum_k \sum_{\lambda} \begin{pmatrix} j & k & j' \\ -m & \lambda & m' \end{pmatrix} \langle n\kappa j | T_i^{\lambda, k, (-i, k)} | n'\kappa'j' \rangle. \quad (\text{A7})$$

对初态平均末态求和后

$$\begin{aligned} \sum_j \frac{1}{[j]} \sum_i \langle f | \beta_z \cdot \alpha e^{i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}} | i \rangle^2 \\ = \beta_z^2 \sum_k \frac{|\langle n\kappa j | T_i^{\lambda, k}(e) | n'\kappa'j' \rangle|^2 + |\langle n\kappa j | T_i^{\lambda, k}(m) | n'\kappa'j' \rangle|^2}{(2j'+1)(2k+1)}, \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

其中由于选择定则不同,约化矩阵元可分为两类——电多极矩与磁多极矩,它们之间不存在干涉。

A. 电多极矩 $T_i^{\lambda}(e) = T_i^{\lambda(\kappa-1,1|\kappa)} + T_i^{\lambda(\kappa+1,1|\kappa)}$:

$$\begin{aligned} \langle n\kappa j | T_i^{\lambda}(e) | n'\kappa'j' \rangle \\ = i^{\lambda} \left\{ \int G_{n\kappa}(r) j_{\kappa-1}(Qr) F_{n'\kappa'}(r) dr \left[\frac{(2k-1)(k+1)}{2} \right]^{1/2} \langle \kappa j | X^{(\kappa-1,1|\kappa)} | \kappa'j'l' \rangle \right. \\ - \int G_{n\kappa}(r) j_{\kappa+1}(Qr) F_{n'\kappa'}(r) dr \left[\frac{(2k+3)k}{2} \right]^{1/2} \langle \kappa j | X^{(\kappa+1,1|\kappa)} | \kappa'j'l' \rangle \\ - \int F_{n\kappa}(r) j_{\kappa-1}(Qr) G_{n'\kappa'}(r) dr \left[\frac{(2k-1)(k+1)}{2} \right]^{1/2} \langle \kappa j | X^{(\kappa-1,1|\kappa)} | \kappa'j'l' \rangle \\ \left. + \int F_{n\kappa}(r) j_{\kappa+1}(Qr) G_{n'\kappa'}(r) dr \left[\frac{(2k+3)k}{2} \right]^{1/2} \langle \kappa j | X^{(\kappa+1,1|\kappa)} | \kappa'j'l' \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

B. 磁多极矩 $T_i^{\lambda}(m) = T_i^{\lambda(\kappa,1|\kappa)}$:

$$\begin{aligned} \langle n\kappa j | T_i^{\lambda}(m) | n'\kappa'j' \rangle \\ = i^{\kappa+1}(2k+1) \left\{ \int G_{n\kappa}(r) j_{\kappa}(Qr) F_{n'\kappa'}(r) dr \langle \kappa j | X^{(\kappa,1|\kappa)} | \kappa'j'l' \rangle \right. \\ \left. + \int F_{n\kappa}(r) j_{\kappa}(Qr) G_{n'\kappa'}(r) dr \langle \kappa j | X^{(\kappa,1|\kappa)} | \kappa'j'l' \rangle \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A10})$$

其中

$$\begin{aligned} \langle \kappa j | X^{(\kappa,1|\kappa)} | \kappa'j'l' \rangle \\ = [(2j+1)(2j'+1)(2k+1)]^{1/2} \begin{Bmatrix} l' & 1/2 & j' \\ \kappa' & 1 & \kappa \\ l & 1/2 & j \end{Bmatrix} \\ (-)^j [6(2l'+1)(2l+1)]^{1/2} \begin{pmatrix} l & \kappa' & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A11})$$

- [1] M. Inokuti, *Rev. Mod. Phys.*, **43**(1971), 279.
- [2] U. Fano, *Annual Review of Nuclear Science*, **30** (1963), 1.
- [3] 潘晓川、李家明, *物理学报*, **34**(1985), 1500.
- [4] 田伯刚、李家明, *物理学报*, **33**(1984), 1402.

- [5] 刘磊、李家明,物理学报, 42(1994),1901.
[6] Xiao-Min Tong, Lei Liu and Jia-Ming Li, *Phys. Rev.*, **A49** (1994), 4641.
[7] 仝晓民、杨力、李家明,物理学报, 38(1989),407.

RELATIVISTIC EFFECT IN INELASTIC COLLISION OF ELECTRON WITH ATOM OR ION

QU YI-ZHI

(Department of Physics, Graduate School of University of Science and Technology
of China, Beijing 100039)

TONG XIAO-MIN LI JIA-MING

(Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

(Received 8 August 1994)

ABSTRACT

Based on relativistic Born approximation theory, we have calculated the relativistic and non-relativistic generalized oscillator strengthes (GOS) of the Li-liks iso-electron sequence. The difference between the two calculations shows the relativistic effect of both the target and impact electron in the inelastic collision process. For low Z target (e.g. Li), the relativistic effect is negligible. For the $2s-3p$ transition of Au^{+76} , the relativistic GOS is 27.1% smaller than the non-relativistic one. At high impact energy, the contribution of transverse term of GOS to the differential cross section is important at certain angle. At extremely high impact energy (e.g. 10^6 , 10^7 eV), the transverse term of GOS becomes dominant at forward small angle and such forward peak makes overwhelming contribution to the total inelastic cross section.

PACC: 3480D; 3480K