第5卷 第4期 高能物理与核物理 Vol. 5, No. 4
1981年7月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS July, 1981

J粒子在原子核上的散射

张禹顺 刘宪辉 李扬国 何祚庥
(中国科学院高能物理研究所) (中国科学院理论物理研究所)

摘 要

本文企图借助于观测J粒子在原子核上的散射来估计J粒子与核子的散射强度。计算结果表明，J粒子在轻核上的散射，没有出现第二个衍射峰；而J粒子在重核上的散射出现第二个衍射峰. 因此，我们认为J粒子在重核上的散射实验有可能观测到第二个衍射峰.

一、引 言

NAL 实验室[1]在分析J粒子在 ^9Be 核上的光生实验时，用了三条假设：(i) 矢量为主理论正确；(ii) 计算光生顶点时，认为由 $k^2=0$ 延拓到 $k^2=9.6\,\mathrm{GeV}^2$ 时量子电动力学仍然适用；(iii) J粒子朝前散射振幅是纯虚数. 由此三条假设可推得J粒子与核子的散射总截面 σ_T (3.1GeV + 核子) $\simeq$ 1mb. 用同样的假定，斯坦福 (SLAC) 实验室[4] 在分析J粒子在 H_2, D_2 上的光生时，推得 σ_T (3.1 GeV + 核子) $\simeq$ 0.8mb. 因此，J粒子是属于强子一类的粒子. 一些新的实验也间接地证明，J粒子具有强子的特征. 实验上获得有关新强子的数据综合评论见[2]. 然而，尽管如此，仍然有些问题值得探讨：(i) $k^2=0$ 到 $k^2=9.6\,\mathrm{GeV}^2$ 的延拓是正确的吗？(ii) 朝前振幅的实部影响如何？(iii) J粒子与核子的散射总截面到底有多大？等等，因此，如果能从观测J粒子在原子核上的多次散射，就有可能回答上述几个问题.

J粒子在原子核上产生以后，由于寿命足够长($\sim10^{-20}$秒)，一般穿越原子核后在核外才进行衰变，因此，在穿越原子核内部时会与核子发生多次碰撞. 这些碰撞，可以是弹性的，也可以是各种非弹性的过程. 对于弹性散射，由于它的相干性，角分布呈现花纹. 对于非弹性散射过程，由于非相干性影响，它的角分布特点较为复杂. 实验上是给出总的光生J粒子的角分布. 我们将分析弹性与非弹性的过程，讨论J粒子与核散射时，角分布随原子核将有可能出现什么变化. 从而有助于确定J粒子与核子的作用强度.

二、散射振幅的形式

由矢量为主理论，光生截面可以表示成

本文1980年2月20日收到.

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma A \to JA) = \frac{4\pi}{\gamma_J^2}\frac{d\sigma}{dt}(JA \to JA). \tag{1}$$

其中 γ_J^2 是与光生顶点有关的常数；由 (1) 式可以看出，光生 J 粒子实验的角分布形状完全由于 J 粒子在原子核上散射的角分布决定，它与光生顶点并无多大关系。因此，第一步可以暂不考虑光生顶点的计算，直接计算 J 粒子在原子核上的多次散射。用它来分析 J 粒子的实验角分布，反过来推得 JN 散射强度的大小。

在高能粒子散射理论中，Glauber 理论是较为简便和成功的。我们采用 Glauber 方法来计算 J 粒子在原子核上的多次散射[3]。

对相干散射振幅有

$$F_{\mathrm{el.}}(q) = \frac{ik}{2\pi}\int d^2b\, e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\Psi_0^* \left[1 - \prod_{j=1}^{A}(1 - \Gamma_j(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{r}_j))\right]\Psi_0 \prod_j^A d\boldsymbol{r}_j, \tag{2}$$

其中
$$\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{r}_j) = \frac{1}{2\pi ik}\int e^{i\boldsymbol{q}\cdot(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{r}_j)} f_{\mathrm{JN}}(q)\, d^{(2)}q.$$

$f_{\mathrm{JN}}(q)$ 是 J 粒子与核子的自由散射振幅。如果用独立粒子模型，核基态波函数表示成

$$\Psi_0^*\Psi_0 = \prod_j^A \rho(\boldsymbol{r}_j).$$

$\rho(\boldsymbol{r}_j)$ 是第 j 个核子在核内的密度分布，可以采用由电子散射实验所确定的值。

对于轻核（核子数 $A = 5$ 到 16）

$$\rho(q) = \int e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_j}\rho(\boldsymbol{r}_j)d\boldsymbol{r}_j = \left(1 - \frac{A-4}{6A}a^2q^2\right)e^{-a^2q^2/4}, \tag{3}$$

其中 $a = \frac{1}{\alpha}$ 是谐振子参数，可由实验值决定。

对于中重核 ($A > 16$)

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + e^{(r-c)/a}}. \tag{4}$$

其中 ρ_0 是归一化因子，a，c 是参数由实验确定。

用独立粒子核模型时

$$F_{\mathrm{el.}}(q) = \frac{ik}{2\pi}\int d^2b\, e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\left[1 - \prod_{j=1}^{A}\left(1 - \int \rho(\boldsymbol{r}_j)\Gamma(b-\boldsymbol{r}_j)\, d\boldsymbol{r}_j\right)\right], \tag{2'}$$

假定 J 粒子与核子散射振幅形式为

$$f_{\mathrm{JN}}(q) = \frac{ik}{4\pi}\sigma(1 - iz)e^{-\beta^2q^2/2} = f(0)e^{-\beta^2q^2/2}. \tag{5}$$

其中 σ 为 J 粒子与核子散射的总截面，z 为散射振幅虚实比。这样就可以逐项计算 (2′) 式，对于轻核，用 (3)、(5) 和 (2′) 式计算得弹性散射振幅为

$$F_{\mathrm{el.}}(t) = \frac{ik}{2\pi}\sum_{n=1}^{A}(-1)^{n+1}\binom{A}{n}\left[\frac{f(0)}{2ik\Omega}\right]^n\left[1 - \frac{d_1}{\Omega} + \frac{d_1}{\Omega^2}\frac{\partial}{\partial t}\, t\, \frac{\partial}{\partial t}\right]^n \cdot e^{\frac{\Omega}{n}t}\,\frac{4\pi\Omega}{n}. \tag{6}$$

其中
$$t = -q^2,\quad \Omega = \frac{1 + 2\alpha^2\beta^2}{4\alpha^2} = \frac{a^2 + 2\beta^2}{4},$$

$$d_1 = \frac{A-4}{6A}\frac{1}{\alpha^2} = \frac{A-4}{6A}a^2.$$

$n=1$ 表示一次弹性散射项，$n=2$ 表示二次弹性散射项，依次类推. 前三次散射项为

$$\begin{aligned}
F_{\mathrm{el}}^{(1+2+3)}(t) = \frac{ik}{4\pi}\Big\{ & AWe^{-\Omega t}(1-d_1 t) - \frac{A(A-1)}{32\pi}\frac{W^2}{\Omega}e^{-\frac{\Omega}{2}t} \\
& \cdot\left[1-\frac{d_1}{\Omega}+\frac{1}{2}\left(\frac{d_1}{\Omega}\right)^2-\frac{1}{2}d_1 t+\left(\frac{d_1 t}{4}\right)^2\right] \\
& + \frac{A(A-1)(A-2)}{32\times 36\pi^2}\frac{W^3}{\Omega^2}e^{-\frac{\Omega}{3}t} \\
& \cdot\left[1-2\frac{d_1}{\Omega}+\frac{5}{3}\left(\frac{d_1}{\Omega}\right)^2-\frac{4}{9}\left(\frac{d_1}{\Omega}\right)^3-\frac{d_1 t}{3}\left(1-\frac{2}{3}\left(\frac{d_1}{\Omega}\right)\right.\right. \\
& \left.\left.+\frac{1}{3}\left(\frac{d_1}{\Omega}\right)^2\right)+\frac{(d_1 t)^2}{27}-\frac{(d_1 t)^3}{36}\right]\Big\}.
\end{aligned} \tag{7}$$

其中 $t=-q^2$, $W=\sigma(1-iz)$.

对于非相干散射，对所有终态求和的微分截面为[3]

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\mathrm{inel}}^{\mathrm{sum}} = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2\sum_{f\neq i}\left|\int d^2 b e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\langle f|\Gamma(\boldsymbol{s}_1\cdots\boldsymbol{s}_A,\boldsymbol{b})|i\rangle\right|^2,$$

其中

$$\Gamma(\boldsymbol{s}_1\cdots\boldsymbol{s}_A,\boldsymbol{b}) = 1-\prod_j^A(1-\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)). \tag{8}$$

利用波函数的完备性和独立粒子模型得

$$\begin{aligned}
\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\mathrm{inel}}^{\mathrm{sum}} = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2\int d^2 b d^2 b' e^{i\boldsymbol{q}\cdot(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{b}')}\Big\{ & \Big[1-\int d^3 r\rho(r)(\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}) \\
& +\Gamma^*(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s})-\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s})\Gamma^*(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s}))\Big]^A \\
& -\Big[1-\int d^3 r\rho(r)(\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s})+\Gamma^*(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s})+\int d^3 r\rho(r)\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}) \\
& \times\int d^3 r\rho(r)\Gamma^*(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s})\Big]^A\Big\}.
\end{aligned} \tag{9}$$

对方括号进行二项式展开，可求得多次散射级数，其中一次散射项为

$$\begin{aligned}
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{inel}}^{\mathrm{sum}}(1) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2\int d^2 b d^2 b' e^{i\boldsymbol{q}\cdot(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{b}')}A\Big\{ & \int d^3 r\rho(r)\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}) \\
& \cdot\Gamma^*(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s})-\int d^3 r\rho(r)\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s})\int d^3 r\rho(r)\Gamma^*(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s})\Big\} \\
= A|f(q)|^2(1-\rho^2(q)). &
\end{aligned} \tag{10}$$

二次散射项为

$$\begin{aligned}
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathrm{inel}}^{\mathrm{sum}}(2) = -\left(\frac{k}{2\pi}\right)^2\binom{A}{2}\int d^2 b d^2 b' e^{i\boldsymbol{q}\cdot(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{b}')}[& 2(\bar{\Gamma}+\bar{\Gamma}^*) \\
& -\overline{\Gamma\Gamma^*}+\bar{\Gamma}\bar{\Gamma}^*][\overline{\Gamma\Gamma^*}-\bar{\Gamma}\bar{\Gamma}^*].
\end{aligned} \tag{11}$$

其中

$$\bar{\Gamma} = \int d^3 r\rho(r)\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}),\quad \bar{\Gamma}^* = \int d^3 r\rho(r)\Gamma^*(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s}),$$

$$\overline{\Gamma\Gamma^*} = \int d^3r\rho(r)\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s})\Gamma^*(\boldsymbol{b}'-\boldsymbol{s}).$$

对于轻原子核，由于密度分布取(3)式，求和非相干散射的一二次项可以得到解释表示式，但对于较重的核，密度分布用(4)式，一般只能数字积分.

三、计算结果与讨论

对于轻原子核我们计算了以 ^{9}Be, ^{12}C, ^{16}O 为靶的光生 J 粒子散射微分截面，用式(7)、(10)、(11). 假定 J 粒子与核子的散射振幅形式如式(5)，其中参数取为

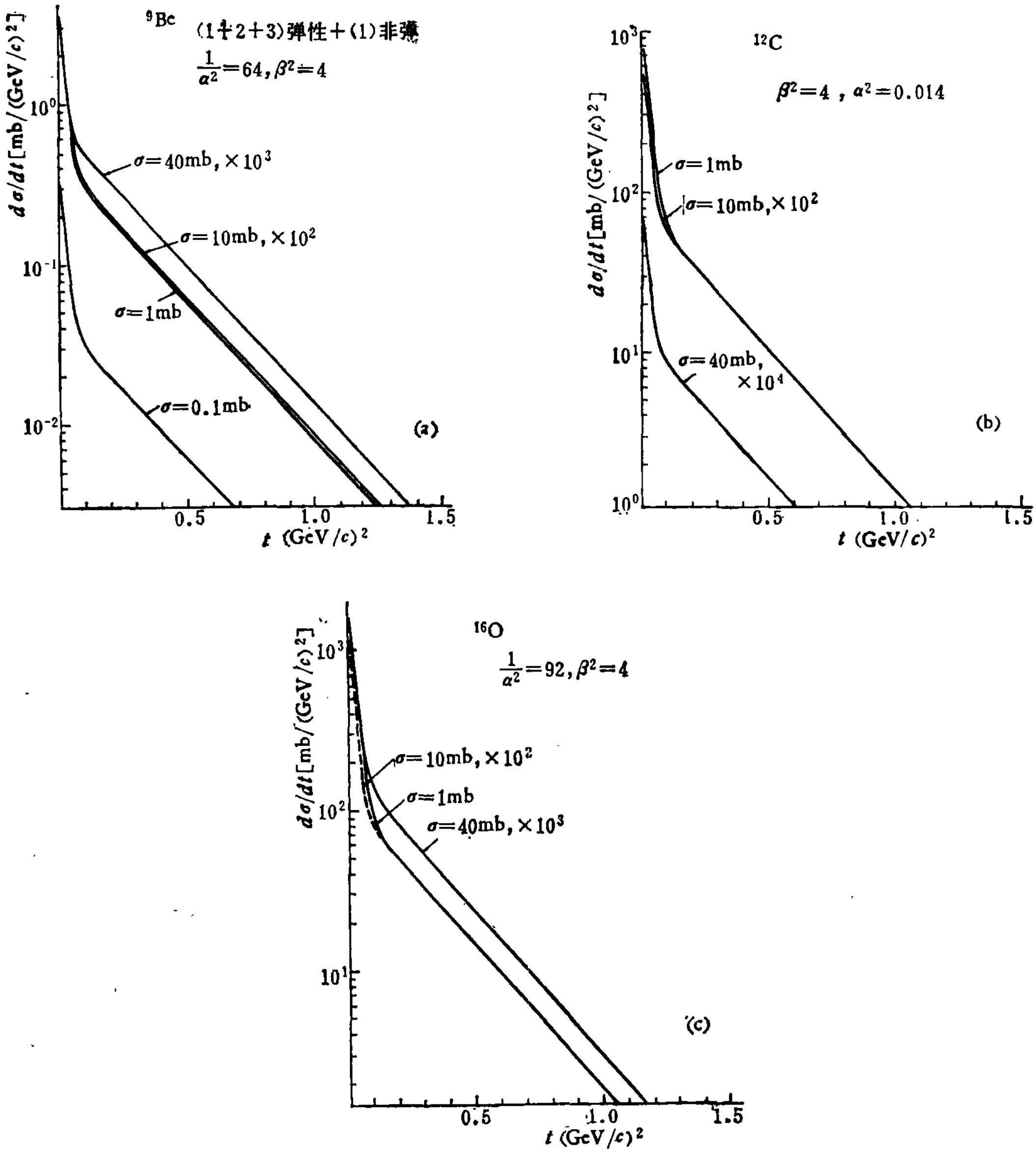

图 1

$$\beta^2 = 4、3\ \left(\frac{c}{\mathrm{GeV}}\right)^2$$

$$\sigma = 0.1、1、10、20、30、40\ \mathrm{mb}$$

$$z = 0、0.1、0.5、10.$$

σ 和 z 是用来调节的参数，$t = -q^2$ 取 30 个点，从 0 到 1.5 $(\mathrm{GeV}/c)^2$，每步为 0.05. 为了比较，对轻核、密度分布仅取高斯型，计算了各组数值. 我们挑选了若干组数据绘图进行分析，有如下结果：

1. 散射截面角分布随 σ 的变化，见图 1 (a) 1 (b) 和 1(c). 在 $\sigma = 0.1 \sim 40(\mathrm{mb})$ 之间角分布是平滑的，没有出现相干峰谷. 原因是非相干散射太强，相干散射的干涉现象被淹没掉了. 当 σ 大时，相干散射级数收敛很慢，高次散射不可忽略.

图 2 给出了 ^{9}Be, ^{12}C, ^{16}O 三个靶核散射截面角分布的比较图. 从计算的结果得知 $t > 0.1\ (\mathrm{GeV}/c)^2$，主要来自非相干散射的贡献，其大小值正比于 A. 但必须指出，当 σ 大时，高次散射项也非常重要，必须计算进去.

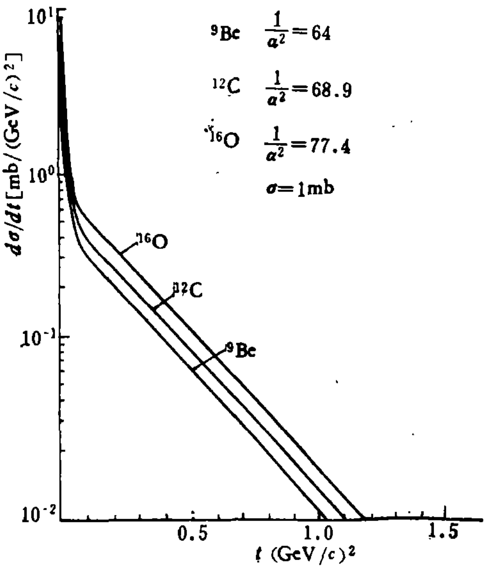

图 2

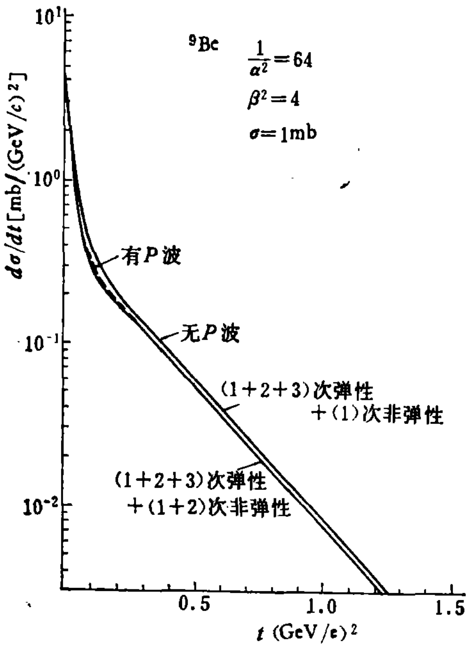

图 3

图 3 给出了 ^{9}Be 为靶的角分布，核密度用高斯型(即不带 P 波的贡献)和用 (2) 式 (带 P 波贡献)的比较，可以看到，核密度 P 波成份的贡献在朝前小角度有点影响，在大角度无影响. 图 3 虚线所示为带 P 波的贡献.

2. 图 4 给出 JN 散射振幅实部为 0 和不为 0 时角分布的比较. 对于 $\sigma = 1\ \mathrm{mb}$ 的情况(图 4(a)) 由于高次散射不重要，实部对角分布形状影响并不大，在 $t \sim 0.1$ 以后，只改变截面的绝对值的大小. 图 4b 所示的是 $\sigma = 10\mathrm{mb}$ 的情况，它与 $\sigma = 1\mathrm{mb}$ 的情况相似，曲线形状不变，仅仅位置向上移两个数量级.

由于二方面的原因：1. 实部是与 z^2 有关，当 $z = 0.5$ 时，$z^2 = 0.25$，比 1 小很多；

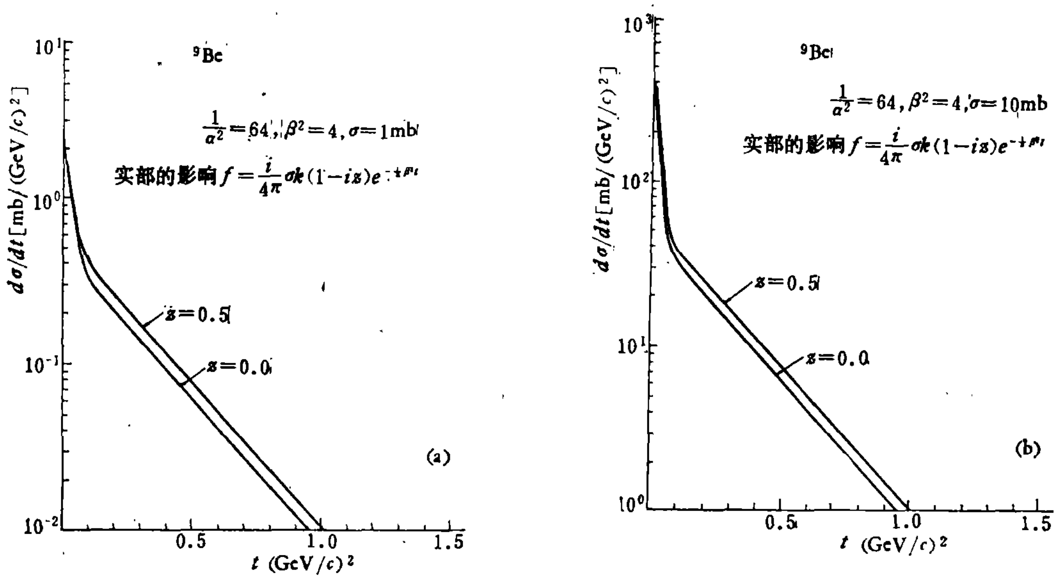

图 4

2. 非相干散射太强，都使得实部对角分布形状无重要的影响.

3. 由于 NAL 实验室是用冲量近似去符合 J 粒子在 ^{9}Be 上光生实验资料，得到相干散射项指数因子为 40，根据 ^{9}Be 的由电子散射定的核密度分布参数，这个值取 36 更好一些.

结论是：以轻核为靶的光生 J 粒子的散射，不可能观测到第二个相干散射峰.

对于重原子核，我们计算了 ^{64}Cu，^{208}Pb，^{238}U. 图 5 给出了 ^{64}Cu，^{208}Pb，^{238}U 三个靶核的散射截面角分布. 其中 $\sigma=1$mb，而 (4) 式中的参数分别取如下数值

对 $^{64}Cu_{29}$　$a=0.5023$，$C=4.08$，

$\rho_0=0.003058$；

对 $^{208}Pb_{82}$　$a=0.6364$，$C=6.4$，

$\rho_0=0.0008297$；

对 $^{238}U_{92}$　$a=0.7273$，$C=6.7$，

$\rho_0=0.000711$.

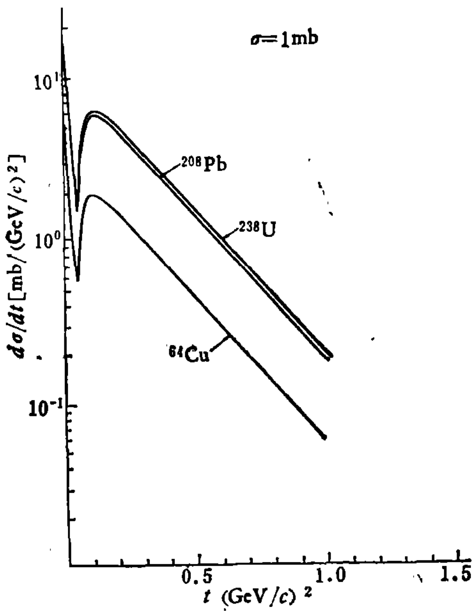

图 5

从图 5 可以看出，当 $t=0.05(\text{GeV}/c)^2$ 附近出现谷，当 $t=0.1(\text{GeV}/c)^2$ 附近出现第二个峰. 而且不管是 ^{64}Cu 还是 ^{208}Pb 其谷峰的形状对 t 来讲都差不多，只是 ^{208}Pb 比 ^{64}Cu 的位置高一些而已.

选取较重的核作靶，因为相干散射随 A 的增加比非相干散射快 A 倍，因此，当 A 增加

时，相干散射项相应的显示了它的重要性. 另一方面，当 A 增大时，高次散射也变得重要起来、相干二次散射比一次散射增加 A^2 倍，从而，使第二个相干散射峰出现.

从上可知，J 粒子与轻核的散射，没有出现第二个相干散射峰；而 J 粒子与重原子核的散射出现了第二个相干散射峰. 因此，我们认为在重原子核为靶的光生 J 粒子实验中有可能观测到第二个相干散射峰. 从而根据峰的大小来估计 J 粒子与核子的散射截面.

4. 在上述的计算基础上，还可以作进一步的计算：

(i) 利用两个靶核 A_1，A_2 测量的截面之比值，消去光生顶点常数来估计 σ：

$$\frac{\sigma(\gamma A_1)}{\sigma(\gamma A_2)} = \frac{\sigma(JA_1)}{\sigma(JA_2)} = F(\sigma).$$

(ii) 利用

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\gamma A} = \frac{4\pi}{\gamma_J^2}\left[\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{JA}^{\mathrm{el}}(1+2+3\text{ 次项})+\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{JA}^{\mathrm{inel}}(\text{总的求和非相干散射})\right]$$

求它的极值位置和大小，与实验的第一、二个峰的位置和高度、第一个谷的位置和深度进行比较来估计 σ 值.

(iii) 利用

$$\left(\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\gamma A}\Big/\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\gamma A}(\theta=0)\right)_{\text{实验}} = \left(\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{JA}\Big/\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{JA}(\theta=0)\right)_{\text{理论}}$$

关系式来估计 σ 值.

目前光生 J 粒子在重原子核上的散射实验还没有. 为了探讨 J 粒子与核子的散射截面，以及 J 粒子的某些性质. 我们期望实验工作者做光生 J 粒在重原子核上的散射实验.

参 考 文 献

[1] B. Knapp, W. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.*, **D34**(1975), 1040.
[2] T. G. Trippe et al., *Phys. Lett.*, **68B**(1977), 1.
[3] R. J. Glauber, Lecture in Theoretical Physics, Vol. 1(1959), 315.
[4] A. M. Boyarski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 1357.

J PARTICLE–NUCLEUS SCATTERING

ZHANG YU-SHUN LIU XIAN-HUI LI YANG-GUO
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)
HE ZUO-XIU
(*Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Basing on the J particle-nucleus scattering, the J particle-nucleon scattering strength is estimated. The calculation result shows that for the scattering on light nucleus, there is no second diffractive maximum, but on heavy nucleus, there is a second diffractive peak. The possibility of the experimental test is briefly disscussed.