

电子准弹性散射宇称不守恒中的 奇异夸克效应*

刘文勤 马中玉

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1996-10-04收稿

摘 要

采用相对论平均场模型,计算了 ^{12}C 和 ^{40}Ca 的准弹性电子散射的宇称不守恒不对称性 A .研究了核内奇异夸克成份对 A 的影响.

关键词 准弹性电子散射,相对论平均场,奇异夸克效应.

1 引 言

宇称不守恒(PV)的电子-质子准弹性散射能够用于研究核内奇异夸克成份对核子的形状因子的贡献,它能提供关于核子结构的许多信息^[1,2].但是,仅采用质子靶,一些未知的形状因子以及对核子的弱轴矢流的辐射修正限制了实验最终结果的精度.同时测量电子在核靶上的PV散射,能够减小只采用质子靶所产生的实验精确度的限制,例如,采用质子靶时,核子的弱轴矢流的辐射修正可能是大的和不确定的.弱轴矢量流主要是同位旋矢量,而奇异夸克贡献主要是同位旋标量,在核靶时,用同位旋分析可以区分它们的不同贡献.弱轴矢流对后角的电子-核准弹性PV散射有很大的贡献,因此原则上用核作靶的电子准弹性PV散射的测量可以确定对弱轴矢流的辐射、修正和其它修正.在实验上,电子-核的准弹性PV散射有较大的截面和宇称不守恒左右极化不对称性 A ,因此,在理论上研究电子-核准弹性PV散射的宇称不守恒不对称性和奇异夸克贡献对它的影响有很重要的意义^[3,4].

Donnelly等^[3]利用费米气体模型研究了核子的电、磁形状因子 G_E 、 G_M 以及轴矢量形状因子 G_A 和奇异形状因子 G_S 对宇称不守恒的电子-核准弹性散射的不对称性 A 的贡献.通过改变运动学条件,即调节转移动量 q ,能量 ω 和散射角 θ ;改变靶核,即不同的 N 和 Z 来研究不对称性对这些物理量的敏感性,希望提出实验上能达到的最佳条件.研究表明在高动量转移和小角度散射时宇称不守恒不对称性 A 对奇异电形状因子较灵敏.当然,这些研究是依赖于核模型的.文章研究了宇称不守恒不对称性对核模型的依赖性.

* 国家自然科学基金资助.

Horowitz^[4]采用相对论平均场模型,进一步研究了电子-核的准弹性 PV 散射的不对称性 A ,发现介质效应即核子的有效质量 M^* 对 A 有很大影响(即核模型的依赖性),可能掩盖了其它效应对 A 的影响.

近来,最新的电子-核准弹性散射实验^[5],用包含小角度实验数据分析得出核的纵向和横向响应函数可以用相对论平均场模型较好地描述^[6,7]. 研究表明核的介质效应对响应函数的作用是重要的. 由于核子关联的动力学效应,随着转移动量的增高,介质效应减小^[8]. 因而,实验上测量的核的纵向和横向响应函数可以给出核子的有效质量的限制.

本文采用相对论平均场模型来研究电子-核的准弹性 PV 散射,用符合实验的电子-核散射的双微分截面以及核的纵向响应函数来给出核子在介质中的有效质量的限制,从而来讨论核内奇异夸克成份对宇称不守恒不对称性 A 的影响.

第二节给出了在相对论平均场近似下宇称不守恒电子-核散射的不对称性 A 的计算公式. 核子有效质量 M^* 的范围由符合实验的散射双微分截面和纵向响应函数确定. 文章研究了 ^{12}C 和 ^{40}Ca 的各种动量转移的不对称性 A ,讨论了奇异夸克贡献、辐射修正效应以及核介质效应对宇称不守恒不对称性 A 的影响.

2 公 式

2.1 宇称不守恒不对称性 A

考虑弱相互作用、由交换光子和 Z^0 中性玻色子干涉引起的宇称不守恒的电子准弹性散射双微分截面表示为^[10,3]:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\epsilon'}\right)^{\text{PV}} = A_0 \sigma_M [v_L \tilde{R}_L(q, \omega) + v_T \tilde{R}_T(q, \omega) + v_T \tilde{R}_T(q, \omega)], \quad (1)$$

其中

$$\sigma_M = \left[\frac{\alpha \cos \frac{1}{2} \theta}{2\epsilon \sin^2 \frac{1}{2} \theta} \right]^2,$$

σ_M 为 Mott 截面, α 为精细结构常数;

$$A_0 = \frac{G|Q^2|}{2\pi\alpha\sqrt{2}},$$

G 为弱相互作用耦合常数.

运动学因子 v_L , v_T , v_T 与四动量转移 $Q^2 = \omega^2 - q^2$ 及电子散射角 θ 的关系为:

$$v_L = \left(\frac{Q^2}{q^2}\right)^2, \quad v_T = \frac{1}{2} |Q^2/q^2| + \tan^2 \frac{1}{2} \theta,$$

$$v_T = \sqrt{|Q^2/q^2| + \tan^2 \frac{1}{2} \theta} \quad \tan \frac{1}{2} \theta, \quad (2)$$

\tilde{R}_L , \tilde{R}_T , \tilde{R}_T 分别为宇称不守恒的电子散射核的纵向、横向响应函数以及轴矢量流引起的横向响应函数.

宇称不守恒不对称性 A , 通常表示为正、负极化电子散射微分截面的不对称性:

$$A = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon'} \right)^{PV} / \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon'} \right)^{PC} \\ = \frac{d^2\sigma^+ - d^2\sigma^-}{d^2\sigma^+ + d^2\sigma^-}.$$

不对称性 A 可分为由 \tilde{R}_L , \tilde{R}_T , \tilde{R}_T 的贡献之和:

$$A = A(L) + A(T) + A(T'), \quad (3a)$$

$$A(L) = A_0 v_L \tilde{R}_L / W^{(PC)}, \quad (3b)$$

$$A(T) = A_0 v_T \tilde{R}_T / W^{(PC)}, \quad (3c)$$

$$A(T') = A_0 v_T \tilde{R}_T / W^{(PC)}, \quad (3d)$$

$$W^{(PC)} = v_L R_L + v_T R_T, \quad (3e)$$

其中, PC 表示宇称守恒的电子散射, R_L , R_T 为宇称守恒的电子散射核的纵向和横向响应函数.

2.2 响应函数

电磁流的极化张量可由下式表示^[11]:

$$\Pi^{\mu\nu}(q, \omega) = -i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}[G(k)J^\mu G(k+q)J^\nu], \quad (4)$$

核的响应函数与极化张量的虚部有关:

$$R_L(q, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi_{\gamma\gamma}^{00}(q, \omega), \quad (5a)$$

$$R_T(q, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}(\Pi_{\gamma\gamma}^{11}(q, \omega) + \Pi_{\gamma\gamma}^{22}(q, \omega)), \quad (5b)$$

$$\tilde{R}_L(q, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi_{\gamma z}^{00}(q, \omega), \quad (5c)$$

$$\tilde{R}_T(q, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}(\Pi_{\gamma z}^{11}(q, \omega) + \Pi_{\gamma z}^{22}(q, \omega)), \quad (5d)$$

$$\tilde{R}_T(q, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}(i \Pi_{\gamma z}^{12(5)} - i \Pi_{\gamma z}^{21(5)}(q, \omega)), \quad (5e)$$

其中 γ 表示电磁流, z 表示中性流, 上标 (5) 表示轴矢量流.

(4) 式中核子的电磁流算符为:

$$J_\mu = F_1(q_\mu^2) \gamma_\mu + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} F_2(q_\mu^2), \quad (6)$$

其中 F_1, F_2 为形状因子 (见附录).

在核介质中, 单粒子格林函数 G 可表示为:

$$G(k) = (\gamma_\mu k^\mu + M^*) \left[\frac{1}{k^2 - M^{*2} + i\varepsilon} + i \frac{\pi}{E_k} \delta(k_0 - E_k) \theta(k_F - |k|) \right], \quad (7)$$

其中 $E_k = (k^2 + M^{*2})^{1/2}$, k_F 是费米动量.

在相对论平均场模型中, 核子被看作是在一个强的 Lorentz 标量和矢量场中运动的狄

拉克旋量. 这个强的标量场使核子的有效质量 M^* 减小.

分别用矢量 γ^μ , 张量 $\sigma^{\mu\nu}$ 和轴矢量 $\gamma^\mu\gamma^5$ 顶角来求极化张量的值, 记为 v , t 和 a :

$$i\Pi_{vv}^{\mu\nu} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}[G(k)\gamma^\mu G(k+q)\gamma^\nu], \quad (8a)$$

$$i\Pi_{vt}^{\mu\nu} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}\left[G(k)\gamma^\mu G(k+q)\frac{i\sigma^{\nu\rho}q_\rho}{2M}\right], \quad (8b)$$

$$i\Pi_{tt}^{\mu\nu} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}\left[G(k)\frac{\sigma^{\mu\eta}q_\eta}{2M}G(k+q)\frac{\sigma^{\nu\rho}q_\rho}{2M}\right], \quad (8c)$$

$$i\Pi_{va}^{\mu\nu} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}\left[G(k)\gamma^\mu G(k+q)\gamma^\nu\gamma^5\right], \quad (8d)$$

$$i\Pi_{ta}^{\mu\nu} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr}\left[G(k)\frac{i\sigma^{\mu\eta}(-q)_\eta}{2M}G(k+q)\gamma^\nu\gamma^5\right]. \quad (8e)$$

电磁流及中性流的极化张量可以得到为:

$$\Pi_{\gamma\gamma}^{\mu\nu} = (F_1)^2 \Pi_{vv}^{\mu\nu} + 2F_1F_2 \Pi_{vt}^{\mu\nu} + (F_2)^2 \Pi_{tt}^{\mu\nu}, \quad (9a)$$

$$\Pi_{\gamma z}^{\mu\nu} = F_1\tilde{F}_1 \Pi_{vv}^{\mu\nu} + (F_1\tilde{F}_2 + F_2\tilde{F}_1) \Pi_{vt}^{\mu\nu} + F_2\tilde{F}_2 \Pi_{tt}^{\mu\nu}, \quad (9b)$$

$$\Pi_{\gamma z}^{\mu\nu(5)} = F_1\tilde{G}_A \Pi_{va}^{\mu\nu} + F_2\tilde{G}_A \Pi_{ta}^{\mu\nu}, \quad (9c)$$

其中 \tilde{F}_1 、 \tilde{F}_2 为核子中性流的形状因子, \tilde{G}_A 为核轴矢流形状因子(见附录).

经过推导, 可以得到核的响应函数:

$$\begin{aligned} R_{L(\Gamma)}(q, \omega) &= -\frac{3\pi Z}{k_F^3} [(F_1^p)^2 \text{Im} \Pi_{vv}^{L(\Gamma)} + 2F_1^p F_2^p \text{Im} \Pi_{vt}^{L(\Gamma)} + (F_2^p)^2 \text{Im} \Pi_{tt}^{L(\Gamma)}] \\ &= -\frac{3\pi N}{k_F^3} [(F_1^n)^2 \text{Im} \Pi_{vv}^{L(\Gamma)} + 2F_1^n F_2^n \text{Im} \Pi_{vt}^{L(\Gamma)} + (F_2^n)^2 \text{Im} \Pi_{tt}^{L(\Gamma)}], \end{aligned} \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{R}_{L(\Gamma)}(q, \omega) &= -\frac{3\pi Z}{k_F^3} [F_1^p \tilde{F}_1^p \text{Im} \Pi_{vv}^{L(\Gamma)} + (F_1^p \tilde{F}_2^p + \tilde{F}_1^p F_2^p) \text{Im} \Pi_{vt}^{L(\Gamma)} + F_2^p \tilde{F}_2^p \text{Im} \Pi_{tt}^{L(\Gamma)}] \\ &= -\frac{3\pi N}{k_F^3} [F_1^n \tilde{F}_1^n \text{Im} \Pi_{vv}^{L(\Gamma)} + (F_1^n \tilde{F}_2^n + \tilde{F}_1^n F_2^n) \text{Im} \Pi_{vt}^{L(\Gamma)} + F_2^n \tilde{F}_2^n \text{Im} \Pi_{tt}^{L(\Gamma)}], \end{aligned} \quad (10b)$$

$$\begin{aligned} \tilde{R}_T(q, \omega) &= \left\{ -\frac{3\pi Z}{k_F^3} (F_1^p \tilde{G}_A^p \text{Im} \Pi_{va}^A + F_2^p \tilde{G}_A^p \text{Im} \Pi_{ta}^A) \right. \\ &\quad \left. - \frac{3\pi N}{k_F^3} (F_1^n \tilde{G}_A^n \text{Im} \Pi_{va}^A + F_2^n \tilde{G}_A^n \text{Im} \Pi_{ta}^A) \right\} \left(\frac{1 - 4\sin^2\theta_w}{2} \right), \end{aligned} \quad (10c)$$

上标 p , n 分别表示质子和中子, θ_w 为 Weinberg 角. 其中纵向和横向极化张量的虚部为:

$$\text{Im} \Pi_{vv}^L(q, \omega) = -\frac{1}{2\pi q} \left(-\frac{1}{4} Q^2 E_1 + \omega E_2 + E_3 \right), \quad (11)$$

$$\text{Im} \Pi_{vv}^T(q, \omega) = -\frac{Q^2}{2\pi q^3} \left[\left(\frac{1}{2} q^2 - \frac{1}{4} Q^2 - M^{*2} \frac{q^2}{Q^2} \right) E_1 + \omega E_2 + E_3 \right], \quad (12)$$

$$\text{Im } \Pi_{\nu}^L(q, \omega) = \frac{M^* q}{8\pi M} E_1, \quad (13)$$

$$\text{Im } \Pi_{\nu}^T(q, \omega) = -\frac{M^* Q^2}{4\pi M q} E_1, \quad (14)$$

$$\text{Im } \Pi_{\nu}^L(q, \omega) = -\frac{Q^2}{8\pi q M^2} \left[\left(\frac{1}{4} \omega^2 - M^{*2} \frac{q^2}{Q^2} \right) E_1 + \omega E_2 + E_3 \right], \quad (15)$$

$$\text{Im } \Pi_{\nu}^T(q, \omega) = -\frac{Q^4}{8\pi q^3 M^2} \left[\left(-\frac{1}{4} Q^2 + \frac{M^{*2} q^2}{Q^2} \right) E_1 + \omega E_2 + E_3 \right], \quad (16)$$

$$\text{Im } \Pi_{\nu}^A(q, \omega) = -\frac{Q^2}{4\pi q^2} (\omega E_1 + 2E_2), \quad (17)$$

$$\text{Im } \Pi_{\nu}^A(q, \omega) = -\frac{Q^2}{4\pi q^2} \frac{M^*}{M} (\omega E_1 + 2E_2), \quad (18)$$

$$\begin{cases} E_1 = E_F - E^*, & E_2 = \frac{1}{2} (E_F^2 - E^{*2}), & E_3 = \frac{1}{3} (E_F^3 - E^{*3}), & E_F \geq E^*, \\ E_1 = E_2 = E_3 = 0, & & & E_F < E^*, \end{cases} \quad (19)$$

$$E_F^2 = k_F^2 + M^{*2}, \quad (20)$$

$$E^* = \max \{ E_r, E_F - \omega, M^* \}, \quad (21)$$

$$E_r = -\frac{\omega}{2} + \frac{q}{2} \sqrt{1 + \frac{4M^{*2}}{Q^2}}. \quad (22)$$

3 结果和讨论

首先, 我们采用相对论平均场模型 (RMF) 计算了 ^{40}Ca 的电子准弹性散射双微分截面和纵向响应函数 R_L , 与 MIT Batis 上的最新的实验数据进行比较^[5]. 由符合实验的散射双微分截面和纵向响应函数来确定 M^* 值的范围. 图 1 和图 2 给出了 $M^*/M = 0.7, 0.8$ 和 0.9 三种情况下计算的散射双微分截面和纵向响应函数, 并与实验结果比较.

对入射电子能量为 $E_i = 470.8, 545.3, 627.7, 680.8, 739.3, 781.7, 840.7\text{MeV}$ 计算了散射双微分截面. 随着入射电子能量的增大, 计算散射双微分截面与实验符合的相应的 M^* 增大, 即核介质效应随入射电子能量增大而减弱, 但总的变化范围是在 0.7 至 0.8 之间. 我们还计算了动量转移 $q = 300, 330, 370, 410, 450, 500\text{MeV}/c$ 时的纵向响应函数, 对 $q = 300\text{MeV}/c$ 和 $500\text{MeV}/c$, $M^*/M = 0.7$ 时与实验符合较好, 其余则基本上在 $0.7-0.8$ 之间. 总之, 由图 1 和图 2 可以看出, 当 M^*/M 在 0.7 和 0.8 之间时, 散射双微分截面和纵向响应函数的计算值与实验符合较好.

我们取 M^*/M 在 $0.7-0.8$ 范围, 来讨论奇异夸克贡献和辐射修正效应对 A 的影响. 分别计算了 ^{12}C 和 ^{40}Ca 的电子-核准弹性 PV 散射的不对称性. 图 3 和图 4 分别显示了 ^{12}C 靶时 $q = 500\text{MeV}/c$ 和 $300\text{MeV}/c$, $\theta = 10^\circ$ 和 150° 时 A/A_0 的结果, ^{12}C 的费米动量取为

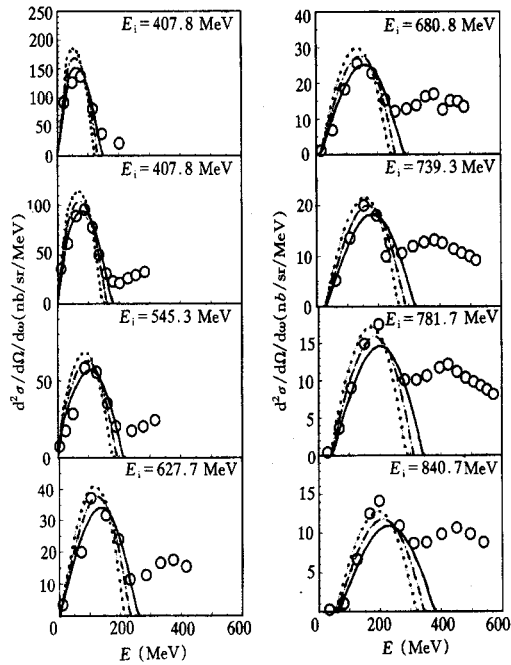


图 1 ^{40}Ca 的电子准弹性散射双微分截面
散射角 $\theta = 45.5^\circ$, 入射电子能量为 E_i .
实验数据取自文献[5]. 实线、虚线和点线是 RMF 模型的
计算结果, 分别对应 $M^*/M=0.7, 0.8$ 和 0.9 .

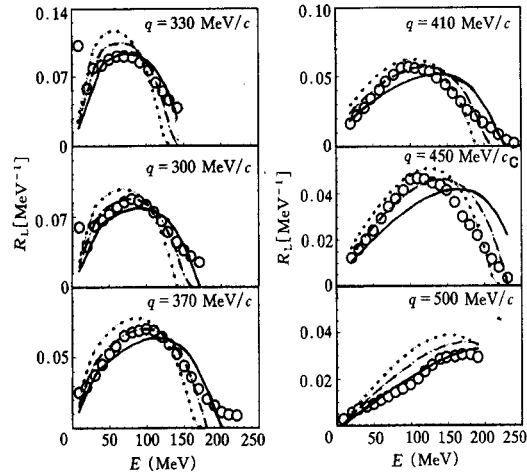


图 2 ^{40}Ca 的电子准弹性散射纵向响应函数
动量转移为 q .
实验数据取自文献[5]. 图中曲线说明同图 1.

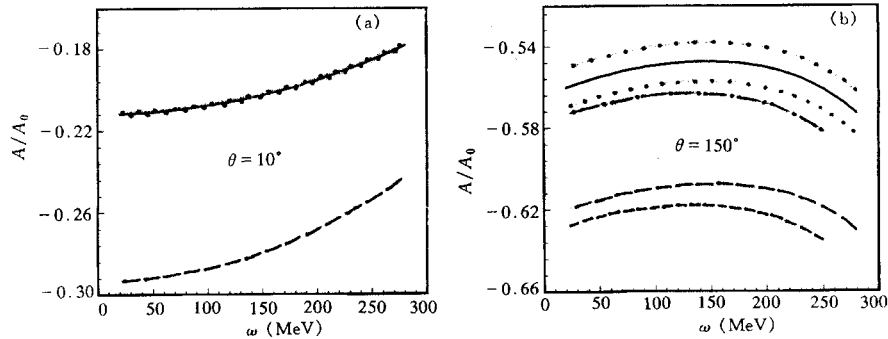


图 3 ^{12}C 的不对称性 A/A_0
动量转移 $q=500\text{MeV}/c$.

- (a) 图中曲线的说明同 (b), 但由于介质效应和辐射修正都很小, 图中实线和点虚线、长虚线和短虚线以及两条点线无法区分.
- (b) 实线和点虚线是 $\rho_s = \mu_s = g_A^{(s)} = 0$, 分别对应 $M^*/M=0.7$ 和 0.8 的计算结果; 长虚线和短虚线是 $\rho_s = -3$, $\mu_s = -1$, $g_A^{(s)} = -0.2$, 分别对应 $M^*/M=0.7$ 和 0.8 的计算结果; 两条点线分别为 $g_a = 1.134$ 和 $g_a = 1.386$ 的计算结果.

$k_{\text{Fp}} = k_{\text{Fn}} = 225\text{MeV}/c$, $g_a = 1.26$. 图中, $\rho_s = \mu_s = g_A^{(s)} = 0$ 是不考虑奇异夸克贡献时的结果, 考虑奇异夸克贡献时, 奇异夸克对电、磁及轴形状因子的贡献可用参量 ρ_s , μ_s 和 $g_A^{(s)}$ 来表示, 由核子内包含 $\bar{s}s$ 奇异夸克对的模型^[12,13]得到, 它们的可能值为 $\rho_s = 0 \sim -3$, $\mu_s =$

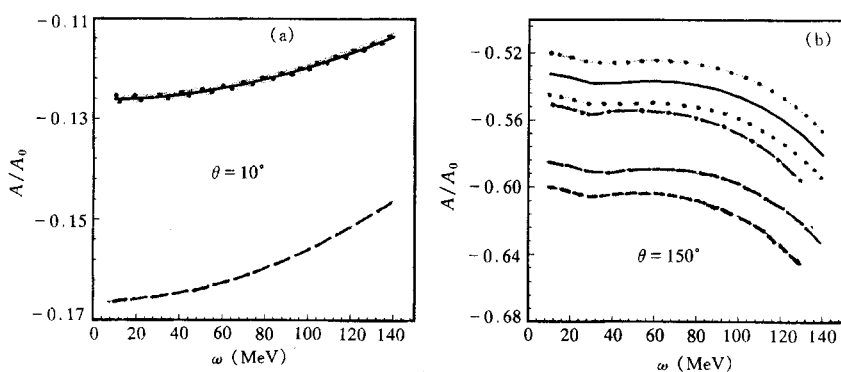


图 4 ^{12}C 的不对称性 A/A_0
 动量转移 $q=300\text{MeV}/c$. 图中曲线的说明同图 3.

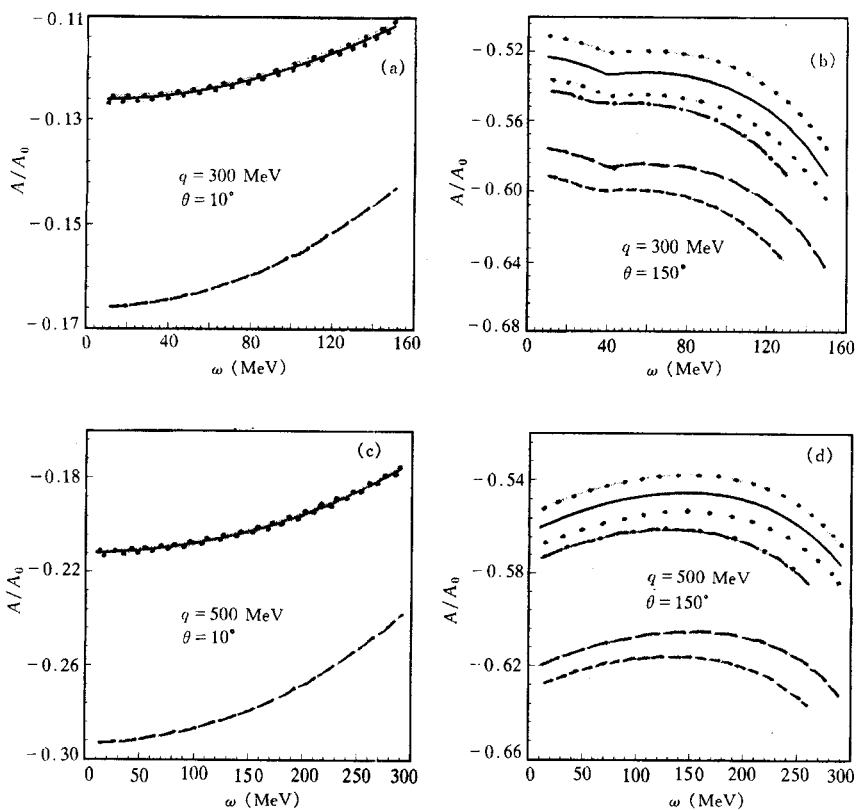


图 5 ^{40}Ca 的不对称性 A/A_0

图中曲线的说明同图 3.

0 — — 1, $g_A^{(s)} = 0$ — — 0.2^[3]. 辐射修正效应可以通过改变 g_a 来模拟, 图中分别画出了 g_a 改变 10%, 即 $g_a = 1.386$ 和 $g_a = 1.134$ 两种情况, 对应于 $M^* / M = 0.7, \rho_s = \mu_s = g_A^{(s)} = 0$. 由图 3 可以看到, 当考虑奇异夸克贡献时, $|A|$ 增大. 在小角度时, 辐射修正和介质效应都很小, A 对核介质效应的依赖小于辐射修正效应对 A 的影响. 这是由于运动学因子 v_T [公

式(2)]在小角度时趋于零,因而辐射修正只在大角度时起重要作用.在小角度时, A_1 和 A_2 随 M^* 的变化互相抵消,使得 M^* 对 A 的影响也很小.而在大角度时, A 对核介质效应的依赖大于辐射修正效应的影响.图5给出了 ^{40}Ca 的情况,取费米动量为 $k_{\text{Fp}} = k_{\text{Fn}} = 240\text{MeV}/c$,图中表明对中重核也有同样的结果.

从图中可以看到测量电子-核准弹性PV散射的不对称性 A 可能得出奇异夸克成分的信息.假定奇异夸克对形状因子的贡献为 $\rho_s = -3$, $\mu_s = -1$, $g_A^{(s)} = -0.2$ 时,核内奇异夸克成分引起 A 的改变比辐射修正和介质效应要大.在 $\theta = 150^\circ$,当它们的值减小到26%时,即 $\rho_s = -0.78$, $\mu_s = -0.26$, $g_A^{(s)} = -0.052$,核内奇异夸克成份和核介质效应的不确定性引起 A 的改变不能区分.奇异夸克的磁形状因子参数 μ_s 对 A 影响最大,其次是轴矢流形状因子.当 $\rho_s = 0$, $\mu_s = -0.35$, $g_A^{(s)} = 0$ 时,核内奇异夸克成分引起 $\theta = 150^\circ$ 时 A 的改变与核介质效应的不确定引起 A 的改变相同.

本文用相对论平均场方法研究了电子-核准弹性PV散射的不对称性 A .核的介质效应由符合电子-核准弹性散射的微分截面和响应函数来确定.在小角度时,核内奇异夸克成分引起 A 的改变比核介质效应和辐射修正大.在大角度时,由于核介质效应的不确定性,仍不能确定弱轴流的辐射修正. A 对奇异夸克的磁形状因子参数 μ_s 最敏感.不对称性 A 对核的同位旋的依赖性质还需进一步研究.

参 考 文 献

- [1] D. H. Beck, *Phys. Rev.*, **D39**(1989)3248.
- [2] M. J. Musolf, T. W. Donnelly, *N. P.*, **A546**(1992)509.
- [3] T. W. Donnelly, M. J. Musolf, W. M. Alberico *et al.*, *N. P.*, **A541**(1992)525.
- [4] C. J. Horowitz, *P. R.*, **C47**(1993)826.
- [5] T. C. Yates *et al.*, *Phys. Lett.*, **B312**(1993)382.
- [6] J. Jin, D. S. Onley, L. E. Wright, *Phys. Rev.*, **C45**(1992)1333.
- [7] Z. Y. Ma, D. C. Feng, B. Q. Chen *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **21**(1995)79.
- [8] B. Q. Chen, Z. Y. Ma, *Phys. Lett.*, **B339**(1994)297.
- [9] S. Galster, *Nucl. Phys.*, **B32**(1971)221.
- [10] T. de Forest, Jr., J. D. Walecka, *Adv. Phys.*, **15**(1966)1.
- [11] B. D. Serot, J. D. Walecka, in *Advances in Nuclear Physics*, Edited by J. W. Negele and E. Vogt (Plenum, New York, 1986), Vol.16.
- [12] R. L. Jaffe, *Phys. Lett.*, **B229**(1989)275.
- [13] N. W. Park, J. Schechter, H. Weigel, *Phys. Rev.*, **D43**(1991)869.

附录 核子形状因子

核子的电磁形状因子采用 Galster 参数化^[9]:

$$F_1^p = [1 + \tau(1 + \lambda_p)] G / (1 + \tau),$$

$$F_1^n = \tau\lambda_n(1 - \eta) G / (1 + \tau),$$

$$F_2^p = \lambda_p G / (1 + \tau),$$

$$F_2^n = \lambda_n(1 + \tau\eta) G / (1 + \tau),$$

$$G = (1 + 4.97\tau)^{-2}, \quad \tau = \frac{Q^2}{4M^2},$$

其中核子的反常磁矩为:

$$\lambda_p = 1.793 \quad \lambda_n = -1.913 \quad \text{和} \quad \eta = (1 + 5.6\tau)^{-1}$$

将奇异夸克对同位旋标量形状因子的贡献用两个参数表示: μ_s 和 ρ_s . μ_s 描述了奇异夸克对反常磁矩的贡献; ρ_s 描述了奇异夸克对电形状因子的贡献:

$$F_1^s = (\rho_s + \mu_s)\tau G / (1 + \tau),$$

$$F_2^s = (\mu_s - \rho_s\tau)G(1 + \tau).$$

奇异夸克对同位旋标量的轴形状因子的贡献为:

$$G_A^s = g_A^{(s)}(1 + 3.53\tau)^{-2}.$$

核子中性流的形状因子为:

$$\tilde{F}_1^p = (1 - 4\sin^2\theta_w)F_1^p - F_1^s - F_1^n,$$

$$\tilde{F}_1^n = (1 - 4\sin^2\theta_w)F_1^n - F_1^p - F_1^s,$$

$$\tilde{F}_2^p = (1 - 4\sin^2\theta_w)F_2^p - F_2^s - F_2^n,$$

$$\tilde{F}_2^n = (1 - 4\sin^2\theta_w)F_2^n - F_2^p - F_2^s.$$

轴形状因子:

$$G_A^p = -g_a(1 + 3.53\tau)^{-2} + G_A^{(s)},$$

$$G_A^n = g_a(1 + 3.53\tau)^{-2} + G_A^{(s)},$$

$$g_a = 1.26.$$

Strange Quark Effects in Parity-Violating Quasielastic Electron Scattering

Liu Wenqin Ma Zhongyu

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Received 4 October 1996

Abstract

The parity-violating asymmetry A is calculated for quasielastic electron scattering of ^{12}C and ^{40}Ca . In this work, we use a relativistic mean field model of the nuclear matter response. The contribution of strange quarks to A is studied.

Key words quasielastic electron scattering, relativistic mean field, strange quark effect.