

中能电子-核准弹性散射响应函数^{*}

马中玉^D

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘 要

本文概述了中能电子-核准弹性散射响应函数的实验和理论研究近况.

一、引 言

用电子作探针研究核和核子的结构比起其它探针有很多优点. 电子与核的相互作用清楚, 主要是电磁相互作用, 相互作用常数很小为 $\alpha = \frac{1}{137}$, 不改变靶核的内部结构. 电子与核相互作用交换虚光子, 转移动量和转移能量不相等, 可以给出大的响应面和提供更多信息. 因而电子-核散射为人们提供了精确测量核内核子未知性质的有力工具, 一直受到人们的极大重视. 近年来加速器提供的电子束流能量增高, 品质因子改善, 特别是预计在 1994 年出束的美国束流连续电子加速器 (CEBAF), 将提供能量为 4GeV, 流强为 200 μ A 的高品质的连续电子束流, 这些高能量高品质的电子束流将为核物理研究开辟更广阔的研究前景.

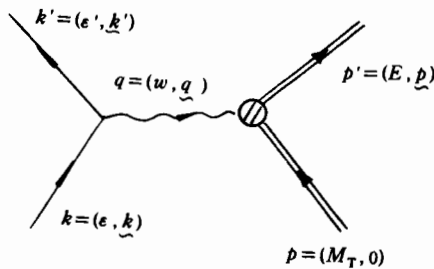


图 1 单光子近似下电子与核相互作用的费曼图.

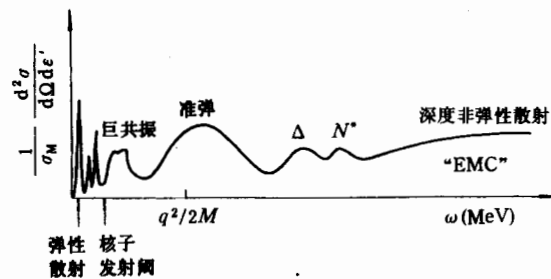


图 2 电子-核散射的响应面示意图.

在单光子近似下, 电子与核的相互作用可以用图 1 表示. 在相对论情况, 电子的质量近似取为零, 得到转移动量必须大于或等于转移能量 $|q| \geq \omega$, 固定转移动量 $|q|$, 可以得

* 国家自然科学基金资助.

^D 中国科学院理论物理研究所客座研究人员.

本文 1992 年 4 月 7 日收到.

到电子-核散射的响应面(图2)^[1].在转移能量等于核的反冲能量 $\omega=q^2/2M_T$ 时出现弹性散射峰,当转移能量小于核子发射阈时,得到一些分立的尖锐的非弹性散射峰.当 ω 大于核子发射阈时出现一些较宽的巨共振峰,核子的发射通过中间态,即核的巨共振激发态.随着转移能量的增大,核子直接从核内发射,不通过中间态,散射截面出现一个宽而大的准弹性峰,峰的位置比单个核子的弹性峰 $\omega=q^2/2M$ 略高.当转移能量比 π 介子质量大时出现 π 电生成峰或 Δ 共振峰,以及核子的激发态 N^* .转移能量更高时为深度非弹性区,可以探测核内的核子内部夸克结构,即研究“EMC”效应的区域^[2].本文讨论在高动量转移下的准弹性散射区域核的响应函数.

二、准弹性散射区域核的响应函数

电子准弹性散射是电子与核内单个核子的相互作用,可以研究核子在核内的动量分布,特别是核子的高动量分布将提供核子相互作用短程部分的信息.核的响应函数与核子的电磁形状因子直接相关,因而它可以研究在核环境下核子的电磁形状因子的修正.核内核子的多体关联、多体流的贡献及末态相互作用等都会引起准弹性峰强度的重新分布.因此在准弹区域的研究可以检验已有的核模型及核子-介子模型,给出核子在核内结构的更精细的信息.

在单光子交换近似下,电子散射的双微分截面可表示为^[3]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\epsilon'} = \frac{\alpha^2}{q^4} \frac{\epsilon'}{\epsilon} L_{\mu\nu}^{(e)} W^{\mu\nu}, \quad (1)$$

其中 $L_{\mu\nu}^{(e)}$ 和 $W^{\mu\nu}$ 分别是电子和核的响应张量

$$L_{\mu\nu}^{(e)} = 2[k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu} k \cdot k'], \quad (2a)$$

$$W_{\mu\nu} = W_1(q^2, p \cdot q) \left(\frac{q_\mu q_\nu}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) + \frac{1}{M_T} W_2(q^2, p \cdot q) \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right). \quad (2b)$$

核的响应张量满足流守恒,

$$q^\mu W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu} q^\nu = 0. \quad (3)$$

虚光子是横向的,即传播方向与极化方向互相垂直,结构函数 W_1 和 W_2 有如下表达式,

$$W_1 = \frac{1}{2} \sum_{\Delta=\pm 1} \sum_n |\langle \psi_n | \int e^{-i\mathbf{r}\cdot\mathbf{q}} \mathbf{e}_\Delta(\mathbf{q}) \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} | \psi_0 \rangle|^2 \delta(E_f - E_i), \quad (4a)$$

$$W_2 = -\frac{q^2}{2} W_1 + \frac{q^4}{2} \sum_n |\langle \psi_n | \int e^{-i\mathbf{r}\cdot\mathbf{q}} \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} | \psi_0 \rangle|^2 \delta(E_f - E_i). \quad (4b)$$

W_1 是系统对横向探针的响应,它是与核的电磁流密度横向分量的耦合,称为核的横向响应函数 $R_T(q, \omega) = 2W_1$.公式(4b)中 W_2 的第二项是与核的电荷密度矩阵元有关,是系统对纵向探针的响应,称为纵向响应函数.电子与非极化靶核散射的微分截面可表示为,

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\epsilon'} = \sigma_M \left[\frac{q^4}{q^4} R_L(q, \omega) + \left(\text{tg}^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2q^2} \right) R_T(q, \omega) \right], \quad (5)$$

其中 σ_M 是 Mott 截面, R_L, R_T 分别为纵向和横向响应函数,

$$R_L(\underline{q}, \omega) = \sum_{n \neq 0} |\langle \psi_n | \rho(\underline{q}) | \psi_0 \rangle|^2 \delta(\omega + E_0 - E_n), \quad (6a)$$

$$R_T(\underline{q}, \omega) = \sum_{n \neq 0} \sum_{\lambda=\pm 1} |\langle \psi_n | \mathbf{e}_\lambda(\underline{q}) \cdot \mathbf{J}(\underline{q}) | \psi_0 \rangle|^2 \delta(\omega + E_0 - E_n). \quad (6b)$$

用多体 Green 函数方法^[4], 它们可以用核的极化矢量表示,

$$\Pi^{\mu\nu}(x, y) = \langle \psi_0 | T[J^\mu(x), J^\nu(y)] | \psi_0 \rangle, \quad (7)$$

其中 x, y 是四维坐标, 响应函数可以用极化张量的 Fourier 变换的虚部来表示

$$\begin{aligned} R_L(\underline{q}, \omega) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_n \frac{\langle \psi_0 | \rho^+(\underline{q}) | \psi_n \rangle \langle \psi_n | \rho(\underline{q}) | \psi_0 \rangle}{\omega - \omega_n + i\eta} \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi^{00}(\underline{q}, \underline{q}; \omega), \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} R_T(\underline{q}, \omega) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_n \sum_{\lambda=\pm 1} \frac{\langle \psi_0 | (\mathbf{e}_\lambda(\underline{q}) \cdot \mathbf{J}(\underline{q}))^+ | \psi_n \rangle \langle \psi_n | \mathbf{e}_\lambda(\underline{q}) \cdot \mathbf{J}(\underline{q}) | \psi_0 \rangle}{\omega - \omega_n + i\eta} \\ &= -\frac{1}{\pi} \sum_{ij}^3 [\delta_{ij} - \hat{q}_i \hat{q}_j] \text{Im} \Pi^{ij}(\underline{q}, \underline{q}; \omega). \end{aligned} \quad (8b)$$

核子的电磁流算符为

$$J^\mu(\underline{q}) = F_1(q^2) \gamma^\mu + F_2(q^2) \frac{i\kappa}{2M} \sigma^{\mu\nu} q_\nu, \quad (9)$$

其中 $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. $F_1(q^2), F_2(q^2)$ 分别为核子 Dirac 和 Pauli 形状因子, 对质子 $F_1(0) = 1$, 对中子 $F_1(0) = 0; F_2(0) = 1$. κ 是核子的非正规磁矩, 对质子 $\kappa = 1.79$, 中子 $\kappa = -1.91$. 我们也可以用核子的电磁形状因子来表示,

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) + \frac{q^2}{4M^2} \kappa F_2(q^2), \quad (10)$$

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + \kappa F_2(q^2).$$

实验上观察到自由核子的电磁形状因子随转移动量的变化为

$$G_E(q^2) = [1 - \frac{q^2}{0.71(\text{GeV})^2}]^{-2}. \quad (11)$$

纵向响应函数对能量积分得到库仑求和函数

$$S(\underline{q}) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega R_L(\underline{q}, \omega) = \sum_{n \neq 0} |\langle \psi_n | \rho(\underline{q}) | \psi_0 \rangle|^2. \quad (12)$$

利用末态的完备性, 我们可以得到

$$\begin{aligned} S(\underline{q}) &= \langle \psi_0 | \rho^+(\underline{q}) \rho(\underline{q}) | \psi_0 \rangle - |\langle \psi_0 | \rho(\underline{q}) | \psi_0 \rangle|^2 \\ &= z + f_2(\underline{q}). \end{aligned} \quad (13)$$

其中 $f_2(\underline{q})$ 是两体关联密度, 如果两个质子的密度函数没有奇异性, 则 q 趋无穷大时很快趋于零, 因而库仑求和函数有如下关系

$$\lim_{q \rightarrow 0} S(\underline{q}) = z, \quad (14)$$

称为库仑求和规则(CSR). 考虑核子的形状因子我们得到

$$\lim_{q \rightarrow \infty} C(\underline{q}) = \lim_{q \rightarrow \infty} \frac{S(\underline{q})}{z G_E^2(q^2)} = 1. \quad (15)$$

三、实验状况

最早电子准弹性散射系统的实验测量是1974年在Stanford, Mark III上得到的^[5], 用简单的费米气体模型(FGM)可以解释准弹散射的微分截面. 假定在准弹性区域电子与核内平均场中运动的单个核子相互作用, 核子在核内的费米动量确定了准弹性峰的宽度, 峰的中心位置与自由核子弹性峰位置的移动解释为核内核子的平均结合能.

八十年代初 Altemus 等^[6]首先在实验上用 Rosenbluth 方法分离了纵向和横向响应函数, 在转移动量为 $210\text{MeV}/c$ — $410\text{MeV}/c$ 测量了 $^{56}\text{Fe}(e, e')$ 的纵向和横向响应函数. 发现用费米气体模型对横向响应函数 R_T 可以给出大致的符合, 而当转移动量 $|q| > 300\text{MeV}/c$ 时纵向响应函数的实验值比理论估计要小一倍. 用传统的核模型考虑有限核的结构效应及末态相互作用只能引起 10%—20% 的修正, 与实验值有很大的偏离, 因而引起了理论和实验工作者的极大兴趣. 接着 Barreau 等^[7]测量了电子与 ^{12}C 的深度非弹性散射, 将转移动量提高到 $550\text{MeV}/c$, 大于核内核子的平均费米动量的二倍 ($|q| > 2k_F$, $k_F \approx 260\text{MeV}/c$), 这样可以避免 Pauli 阻塞效应. Mezzani 等^[8]测量了靶核为 ^{40}Ca 、 ^{48}Ca 、 ^{56}Fe 等转移动量从 $370\text{MeV}/c$ 到 $550\text{MeV}/c$ 的电子准弹性散射的纵向和横向响应函数. Blatchley 等^[9]进一步测量了 ^{238}U 的电子散射响应函数. 从实验测量与理论计算比较发现理论计算的纵向响应函数比实验值高 30%—50%, 而横向响应函数理论与实验结果相差不大, 由于介子交换流和 Δ 激发不影响纵向响应函数, 理论与实验的偏离就更不易解释.

理论和实验的偏离可以归结为两类问题: 一是理论计算的电子准弹性散射纵向响应函数的峰值比实验高, 例如 ^{12}C , 理论计算值比实验值高约 20%, 对 ^{56}Fe 约 50% (图 3), 称为峰值问题. 另一个是纵向响应函数的能量积分值, 由库仑求和规则得到当转移动量很大时纵向响应函数的能量积分值应趋于核的电荷数 (方程(15)), 实验测量值比理论值小约 20%—30%, 称为电荷亏损问题 (图 4).

最近 Chen 等^[11]进一步将转移动量提高到 $1.14\text{GeV}/c$ 测量了 ^{56}Fe 的电子散射响应函数, 他们发现转移动量在 $1\text{GeV}/c$ 以上纵向响应函数的压低仍然存在, 因而这种压低不显示较强的动量依赖关系, 在峰值及高能量转移处理论计算要比实验测量值高, 他们认为实验的库仑求和测量可能有较大的不确定性, 测量值仍比理论值小.

四、理论模型

电子准弹性散射纵向响应函数理论计算值与实验的偏离说明传统的单粒子模型, 即假定准弹性过程是电子与核内单个核子相互作用是不合适的, 近年来开展了不少理论研究来寻找这种偏离的物理原因, 但至今还没有一个信服的理论模型可以同时解释实验的纵向和横向响应函数, 而且各种模型有完全不同的物理解释, 得到了不同的动量依赖关系. 目前的理论研究主要可分为如下几方面:

1. 非相对论研究

Kohn^[12]首先采用现实的两体有效相互作用 G_0 力用自洽的 Hartree-Fock (HF) 方法

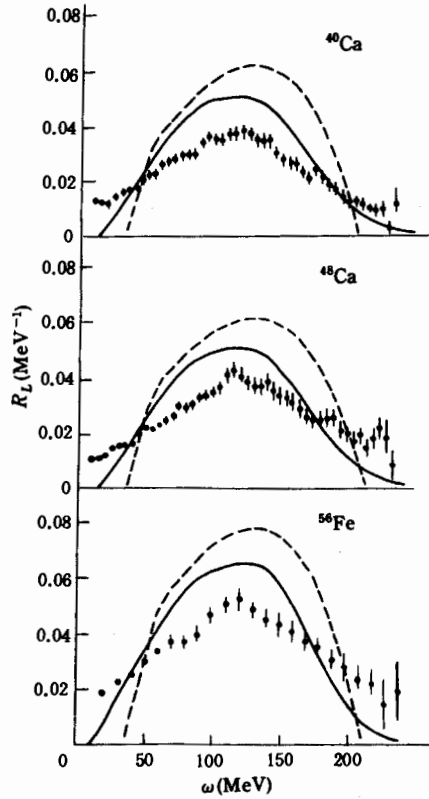


图 3 电子-核散射的纵向响应函数, $|q|=410\text{MeV}/c$ [8].

虚线是 FGM 计算结果, 实线是壳模型计算结果.

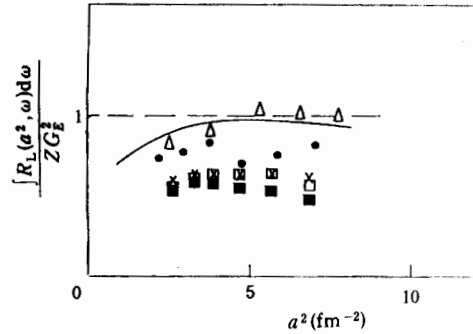


图 4 ${}^3\text{He}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{40}\text{Ca}$ 、 ${}^{48}\text{Ca}$ 和 ${}^{56}\text{Fe}$ 的库仑求和规则.

实验数据取自文献 [7, 8], 实线是由 de Forest 计算的 ${}^{12}\text{C}$ 库仑求和值 [10].

Δ ${}^3\text{He}$ \bullet ${}^{12}\text{C}$ \blacksquare ${}^{40}\text{Ca}$ \square ${}^{48}\text{Ca}$ \times ${}^{56}\text{Fe}$

来计算转移量为 $300\text{--}500\text{MeV}/c$ ${}^{12}\text{C}$ 的电子散射响应函数, 横向响应函数与实验基本符合, 而纵向响应函数理论计算比实验值大约 30%. Cavinato 等 [13] 考虑了核子关联效应, 用 Skyrme 力及连续的无规位相近似 (RPA) 来研究 ${}^{12}\text{C}$ 电子散射响应函数, 得到与实验较好的符合, 但由于 Skyrme 力是 δ 力, 在高动量转移情况下采用 δ 力可能不合适. 文献 [14, 15] 用较现实的 Woods-Saxon 势计算单粒子能级, 用 RPA 计算来考虑粒子-空穴的关联, 粒子-空穴的有效相互作用采用包含自旋、同位旋有关力及张量力, 较严格地计算交换项, 而且进一步研究 $2p2h$ 的贡献. 他们认为严格处理交换项, 由 RPA 产生的 p-h 的再次散射效应能使峰值强度有较大的压低, 即使对 $|q|=500\text{MeV}/c$ 峰值仍有约 10% 的压低, 但理论计算值仍与实验有偏离. 由于 RPA 计算只是将纵向响应函数强度的重新分布, 它不能解释实验上观察的库仑求和值的压低 [16].

Boucher 等人 [17] 认为核内核子的多体关联是很重要的, 电子准弹性散射不能只看作是单个核子的发射, 在高动量和高能量转移下允许散射到包含多个核子发射的许多末态道, 单举响应的计算应该包含所有的开道的贡献. 由于总的流必须守恒, 因此一般在计算末态相互作用时, 粒子与靶核的相互作用势只取实部, 忽略了多体关联的效应. 他们在 FGM 的基础上在计算跃迁矩阵元中引进一个与光学势有关的有效流算符, 用投影方法保证流守恒, 唯象地考虑了与比 $1p\text{--}1h$ 更复杂态的耦合. 多体关联效应使响应函数的强度重新分布, 使纵向响应函数的峰值降低, 随转移量增加峰值的压低减小, 例如对 ${}^{40}\text{Ca}$ 在 $|q|=410\text{MeV}/c$ 时考虑多体关联使纵向响应函数峰值与 FGM 比较约减小 35%, 而在 $|q|=550\text{MeV}/c$ 时只下降 25% 左右.

较严格地讨论多体关联效应需要作微观的有限核计算. 我们采用准粒子模型, 用参数化的核子有效质量引进包含 HF 以及多体关联的准粒子的有效哈密顿量, 计算有限核的准粒子的能级和波函数, 研究核内核子多体关联对纵向响应函数的影响^[18]. 核子的有效质量可以表示为 K 质量和 E 质量的乘积,

$$\frac{M^*(r)}{M} = \frac{M_K(r)}{M} \cdot \frac{M_E(r)}{M}. \quad (16)$$

它们分别由核子自能的动量和能量依赖关系决定, K 质量主要是由 HF 项的贡献, 它的径向分布为体分布, 而更高级的关联效应给出 E 质量, 用参数化的方法给出

$$\begin{aligned} \frac{M_K(r)}{M} &= 1 - \alpha g(r), \\ \frac{M_E(r)}{M} &= 1 + \beta_v g(r) + \beta_s \frac{dg(r)}{dr}, \end{aligned} \quad (17)$$

其中径向函数 $g(r)$ 是自能中心势的径向分布, 取为 Woods-Saxon 型分布. 参数 α, β_v, β_s 分别确定 K 质量和 E 质量的径向分布. 要求计算的准粒子性质与实验 ($e, e'p$) 反应得到的相一致, 从而来确定有效质量的参数. 我们用准粒子模型计算了有限核准粒子束缚态的能级和波函数, 连续态准粒子波函数用单粒子的 Green 函数方法严格计算. 图 5 给出了用

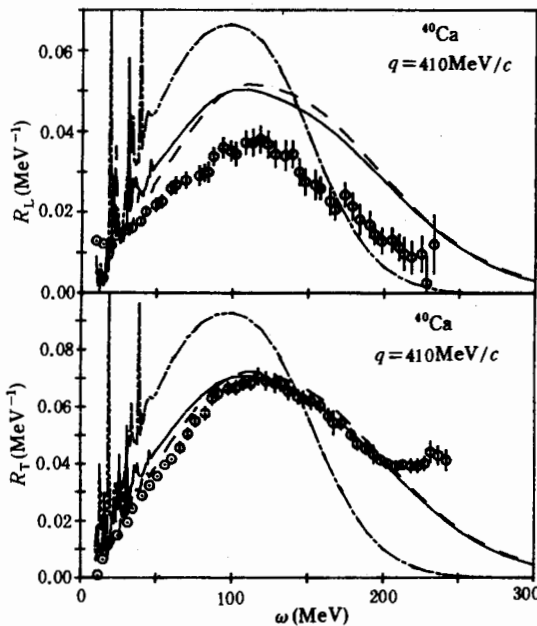


图 5 准粒子模型计算电子-核散射的响应函数(实线), 点虚线是单粒子模型计算结果, 虚线是取 $\beta_s=0$ 的结果^[18].

准粒子模型计算的⁴⁰Ca 在转移动量为 410MeV/c 时电子散射纵向和横向响应函数, 横向响应函数与实验符合较好, 纵向响应函数与单粒子模型相比有较大的压低, 但仍不能解释与实验的偏离. 虚线是 $\beta_s=0$ 的计算结果, 即忽略核子与核的表面集体激发态的耦合, 考虑 β_s 项使峰值稍有压低, 但随转移动量增加, 效应减小. 如果进一步考虑由光学势虚部引进的其它末态道的耦合, 会使纵向响应函数在峰值附近的强度进一步压低.

2. 核介质中核子的电磁形状因子的修正

核对电磁相互作用的响应函数与核子的电磁形状因子直接相关, 自由核子的电磁形状因子随转移四动量的变化可以由(11)式描述, 而核子在核介质情况下的电磁形状因子会与自由核子不同. Noble^[19]提出核子的大小在核介质中会

增大, 核子的半径之比可近似为 $\frac{r}{r_{free}} \simeq \frac{M}{M^*}$, 因而核的电磁形状因子随动量增加较快衰减, 这与解释“EMC”效应自洽. Celenza 等^[20]进一步研究核子电磁形状因子的介质修正对电子散射响应函数的影响, 他们引进核子的电磁形状因子随密度的变化 $G_E(q^2, \rho/\rho^{NM})$,

ρ^{NM} 是核物质密度,用有限核模型对 ^{12}C , ^{40}Ca , ^{56}Fe 计算了电子散射的纵向响应函数,可以很好地符合实验,但计算的横向响应函数比实验低.他们认为横向响应函数还需要考虑介子交换流及 Δ 激发的影响.

Kurasawa 等^[21]用相对论 σ - ω 模型研究了在核介质中核子大小的改变,认为由于相对论真空结构的改变从而引起了核子的大小改变.质子的均方根半径的变化约为

$$\delta\langle r_p^2 \rangle = -\frac{1}{\pi^2} \left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2 \ln \frac{M^*}{M}. \quad (18)$$

其中 g_ω , m_ω 和 M^* 分别为 ω -N 耦合常数, ω 介子质量和核子的有效质量.由于在核介质中 $M^* < M$, $N\bar{N}$ 对的激发能比自由空间时低,则 $\delta\langle r_p^2 \rangle$ 大于零.核子在核介质中的电磁形状因子的减小使电子散射的纵向响应函数降低约 10~15%.

Brown 和 Rho^[22]认为矢量介子 ω 的质量在核介质中的改变会引起核子的形状因子的改变.在手征口袋模型中虚光子与核子的耦合一部分是通过矢量介子,另一部分是直接与夸克耦合,在 $|q| < 1\text{GeV}/c$ 的区域前者是主要的,假定在介质中矢量介子 ω 的有效质量近似有

$$\frac{m_\omega^*(\rho)}{m_\omega} \simeq \frac{M^*(\rho)}{M}. \quad (19)$$

M^*/M 的平均场对轻核约为 0.8,则纵向响应函数在 $|q| = 500\text{MeV}/c$ 时有 10% 的压低,重核 $M^*/M \simeq 0.85$ 则有 15% 的压低.

3. 相对论研究

Dang 和 Giai^[23]首先研究了电子散射响应函数中的相对论效应.在相对论计算中核子的有效质量为 $M^* = M + V_s$, V_s 是核子在核介质中的标量位,在核物质密度处核子的有效质量约为 $M^*(r=0)/M \sim 0.53$.核子的有效质量变小使核子的流算符的矢量部分增加,而时间分量减小,因而使横向响应函数增大,纵向响应函数降低.此外核子的有效质量对散射波函数或单粒子的 Green 函数的影响也引起响应函数的减小.核子的散射波函数可表示为

$$\psi(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{M^*(\mathbf{r})}{M}} \varphi(\mathbf{r}) \quad (20)$$

其中 $\varphi(\mathbf{r})$ 是当 $M^* = M$ 时核子的波函数.在矩阵元的积分区域散射波函数的振幅减小,使准弹性散射矩阵元变小,因而使响应函数减小.这个效应称为 Perey 效应.

Kurasawa 等^[24-27], Horowitz^[28-30] 和 Wehrberger 等^[31,32] 分别用相对论的 σ - ω 模型研究了在核物质和有限核情况下的电子散射响应函数,在自洽的平均场近似下考虑粒子-空穴关联的 RPA 效应以及包含 ρ 介子效应定量地计算电子散射响应函数.他们认为自洽的 RPA 计算非常重要,不自洽的计算会给出错误的结果.他们发展了在有限核情况下严格处理核子散射态的相对论 Green 函数方法,用自洽的相对论 RPA 计算得到考虑由 σ - ω 介子交换引起的粒子-空穴关联对纵向响应函数的压低有较大的影响,与相对论平均场计算比较纵向响应函数约有 10% 压低,而对横向响应函数的影响很小.他们发现由于相对论动力学的修正使纵向响应函数的峰值略有增大,抵消了一部分相对论核子有效质量的压低效应.

Horowitz^[28-30]和 Kurazawa 等^[26]分别指出了在相对论研究中真空极化对纵向响应函数及库仑求和值的影响. 由于核子在核介质中有效质量变小, 在核介质中核子与反核子的激发就比较容易, 真空极化的改变引起电荷的遮蔽, 因而使纵向响应函数值变小. 在相对论情况下只考虑正能态不再是完备的, 不存在严格的相对论库仑求和规则.

目前的有限核相对论计算还只是基于 Walecka 模型考虑 σ, ω 以及 ρ 介子的相对论平均场计算, 满壳核的平均场计算不能包括 π 介子的贡献. 平均场计算给出的势是能量无关的, 更严格的计算, 如相对论 Brueckner-Hartree-Fock 计算^[33]得到的标量势和矢量势是能量和动量的函数, 要研究由 CEBAF 提供的更大动量转移的实验, 无疑相对论的研究是必要的, 而且需要进一步研究高级效应.

五、研究前景

八十年代实验上实现了电子散射核的纵向和横向响应函数的分离, 观察到电子散射纵向响应函数及库仑求和值的压低, 尽管开展了多方面的理论研究, 现有的理论仍不能解释实验与理论的偏离, 因而对传统的核物理研究提出了更大的挑战. CEBAF 上的实验课题^[34]将研究动量转移为 $0.3 \leq q^2 \leq 1.5 (\text{GeV}/c)^2$ 的电子与一系列靶核 ($^2\text{H}, ^3\text{He}, ^4\text{He}, ^{12}\text{C}, ^{27}\text{Al}, ^{56}\text{Fe}$ 和 ^{208}Pb) 的纵向和横向响应函数. 这些研究不仅将给出更多更精确的核和核子结构的实验测量数据, 而且将为开拓新的核物理研究提供必要的信息.

参 考 文 献

- [1] B. Frois and C. N. Papanicolas, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **37**(1987), 133.
- [2] J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.*, **123B**(1983), 275.
- [3] J. D. Walecka, Electron Scattering ANL-83-50.
- [4] A. L. Fetter and J. D. Walecka, Quantum theory of many-particle system (McGraw-Hill, New York, 1971).
- [5] R. R. Whitney et al., *Phys. Rev.*, **C9**(1974), 2230.
- [6] R. Altemus et al., *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 965.
- [7] P. Barreau, et al., *Nucl. Phys.*, **A402**(1983), 515.
- [8] Z. E. Meziani et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 2130; **54**(1985), 1233.
- [9] C. C. Blatchley et al., *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 1243.
- [10] T. de Forest Jr., *Nucl. Phys.*, **A414**(1984), 347.
- [11] J. P. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 1283.
- [12] M. Kohno, *Nucl. Phys.*, **A410**(1983), 349.
- [13] M. Cavinato et al., *Nucl. Phys.*, **A423**(1984), 376.
- [14] S. Drozd, G. Co, J. Wambach and J. Speth, *Phys. Lett.*, **185B**(1987), 287; G. Co, et al., *Nucl. Phys.*, **A485**(1988), 61.
- [15] M. Buballa, S. Drozd, S. Krewald and J. Speth, *Ann. Phys.*, **208**(1991), 346.
- [16] T. Shigehara, K. Shimiza and A. Arima, *Nucl. Phys.*, **A492**(1989), 388.
- [17] P. M. Boucher, J. W. Van Orden, *Phys. Rev.*, **C43**(1991), 582.
- [18] Z. Y. Ma and D. C. Feng, *Phys. Rev.*, **C45**(1992), 811.
- [19] J. V. Nobel, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 412; *Phys. Lett.*, **178B**(1986), 285.

- [20] L. S. Celenza, A. Harindranath and C. M. Shakin, *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 248; **C32**(1985), 650; **C33**(1986), 1012.
- [21] H. Kurasawa and T. Suzuki, *Phys. Lett.*, **208B**(1988), 160; **211B**(1988), 500.
- [22] G. E. Brown and M. Rho, *Phys. Lett.*, **222B**(1989), 324.
- [23] G. Do Dang and N. Van Giai, *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 731.
- [24] H. Kurasawa and T. Suzuki, *Nucl. Phys.*, **A445**(1985), 685.
- [25] H. Kurasawa and T. Suzuki, *Phys. Lett.*, **173B**(1986), 377.
- [26] S. Nishizaki, T. Maruyama, H. Kurasawa and T. Suzuki, *Nucl. Phys.*, **A485**(1988), 515.
- [27] H. Kurasawa and T. Suzuki, *Nucl. Phys.*, **A490**(1988), 571.
- [28] C. J. Horowitz, *Phys. Lett.*, **208B**(1988), 8.
- [29] C. J. Horowitz and J. Piekarewicz, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 391.
- [30] C. J. Horowitz and J. Piekarewicz, *Nucl. Phys.*, **A511**(1990), 461.
- [31] K. Wehrberger and F. Beck, *Phys. Rev.*, **C35**(1987), 298; 2337.
- [32] K. Wehrberger and F. Beck, *Phys. Rev.*, **C37**(1988), 1148.
- [33] M. R. Anastasio, L. S. Celenza, W. S. Pong and C. M. Shakin, *Phys. Rep.*, **100**(1983), 387; R. Brockmann and R. M. Machleidt, *Phys. Lett.*, **149B**(1984), 283.
- [34] Z. E. Meziani, CEBAF-Proposal PR-89-016(1989).

Nuclear Response Function in Quasielastic Electron Scattering

MA ZHONGYU

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

ABSTRACT

The recent progress of both experimental and theoretical investigations on the nuclear response function in the quasielastic electron scattering at high momentum transfer is presented in this paper.