

中子和質子的質量差*

周 光 召

(联合原子核研究所, 莫斯科)

一. 引 言

在研究原子核的結構时, 人們发现中子与質子的性質是相近的。进一步的分析表明, 它們和 π 介子的作用是完全一样的, 具有和电荷无关的性質。只是由于电磁场的作用, 才在它們之間产生了一些差別。現在大家都認為, 在去掉电磁场的作用以后, 中子和質子將具有相同的性質, 它們將具有相同的質量, 因而可以看作是同一核子处于不同的状态。

实际上, 中子比質子重 2.52 个电子質量。如果上述看法是正确的, 这一質量差別应当是由电磁作用所引起的。

已經有过許多人试图从量子电动力学的理論中計算出中子与質子的質量差^[1]。他們都采用狄拉克核子模型, 認為核子是一帶有反常磁矩的狄拉克粒子, 它只与电磁场起作用。利用微擾法計算这种核子的电磁質量时, 通常得到发散的結果。为了消除这一发散, 需要引入一帶有任意性的割断, 把作用能量大于某定值的电磁作用去掉。

以上的理論有兩個严重的缺点, 首先是沒有考虑核子和 π 介子及其他粒子間的强作用。这些作用毫无疑问在很大程度上影响物理核子的电磁性質。其次就是无法消除发散困难, 除非引进任意的割断值。

本文是为了克服上述困难, 从理論上計算核子电磁質量的一种尝试。我們采用新近发展起来的色散关系的理論来考虑这一問題。从原則上講, 在这一理論中包括了所有强作用的影响, 并能自动的重正化, 消除发散困难。对电磁作用, 我們將仍采用微擾法处理, 此时忽略的量約为 $\alpha^2 = (1/137)^2$ 的数量級。

第二节中, 我們將建立質量算符与虛光子的康普頓效应之間的連系。在第三节中, 將用色散关系理論来处理虛光子对康普頓效应。第四节計算了色散关系中單核子項的貢獻。第五节估計了其他項的貢獻。

計算的結果在結論中討論。

二. 質量算符

令 S 代表整个体系的散射矩陣, 其中包括所有的强作用及电磁作用。物理核子的格林函数可写成

$$G(x, x') = \langle T(\psi(x)\bar{\psi}(x')S) \rangle_0, \quad (1)$$

其中 $\psi(x)$ 为核子场在作用表象中的场量算符; $\langle \rangle_0$ 代表对真空的平均值; T 为時間順序

* 1959年2月22日收到。

算符。格林函数满足下列方程:

$$(i\hat{p} + \hat{M})G(x, x') = -i\delta^4(x - x'), \quad (2)$$

其中

$$i\hat{p} = \sum_{\mu=1}^4 \gamma_{\mu} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}}, \quad x_4 = it, \quad (3)$$

γ_{μ} 为狄拉克算符; $\hat{M}$ 为质量算符。用矩阵表示出来, $\hat{M}$ 的形式为

$$\hat{M}G(x, x') = \int d^4x'' M(x, x'')G(x'', x'). \quad (4)$$

如令 $u(p)$ 代表质量为 M 的狄拉克旋量, 则物理核子的质量 M 由下列方程决定:

$$(2\pi)^4 \bar{u}(p)u(p)M\delta^4(p' - p) = \int \int d^4x d^4x' \cdot \bar{u}(p)\hat{M}(x, x')u(p')e^{i(p' \cdot x' - p \cdot x)} \quad (5)$$

(5)式中 $p \cdot x$ 代表两个四度矢量 p 及 x 的标积^[5]。

在(1)式中, 将 S 矩阵按电磁作用的耦合常数展开, 令 $A_{\mu}(x)$ 代表电磁场的场量算符, 可得

$$S = S_0 + \int d^4x \frac{\delta S}{\delta A_{\mu}(x)} \Big|_{A_{\mu}=0} A_{\mu}(x) + \frac{1}{2} \int \int d^4x d^4x' \frac{\delta^2 S}{\delta A_{\mu}(x) \delta A_{\nu}(x')} \Big|_{A_{\mu}=0} A_{\mu}(x) A_{\nu}(x') + \dots, \quad (6)$$

S_0 为只包括强作用的 S -矩阵。引进核子场及介子场电流密度 $j_{\mu}(x)$,

$$\frac{\delta S}{\delta A_{\mu}(x)} \Big|_{A_{\mu}=0} = -iT(j_{\mu}(x)S_0) \quad (7)$$

及

$$\frac{\delta^2 S}{\delta A_{\mu}(x) \delta A_{\nu}(x')} \Big|_{A_{\mu}=0} = -T(j_{\mu}(x)j_{\nu}(x')S_0). \quad (8)$$

将(6),(7)及(8)代回(1)式中, 并对光子真空求平均, 注意到下列关系

$$\begin{aligned} \langle A_{\mu}(x) \rangle_0 &= 0, \\ T \langle A_{\mu}(x) A_{\nu}(x') \rangle_0 &= D_F(x - x') \delta_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (9)$$

可得

$$G(x, x') = G_0(x, x') + G_1(x, x'), \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} G_0(x, x') &= \langle T(\psi(x)\bar{\psi}(x')S_0) \rangle_0, \\ G_1(x, x') &= -\frac{1}{2} \int \int d^4\xi d^4\eta D_F(\xi - \eta) \langle T(\psi(x)\bar{\psi}(x')j_{\mu}(\xi)j_{\mu}(\eta)S_0) \rangle_0. \end{aligned} \quad (11)$$

(11)式中 $G_0(x, x')$ 为忽略了电磁作用以后物理核子的格林函数, 它满足方程

$$(i\hat{p} + \hat{M}_0)G_0(x, x') = -i\delta^4(x - x'), \quad (12)$$

其中 $\hat{M}_0$ 为物理核子在忽略电磁质量后的质量算符, 它对中子和质子都有同样的形式。

核子的电磁质量由算符

$$\Delta\hat{M} = \hat{M} - \hat{M}_0 \quad (13)$$

来代表。将(11)及(10)代回(1)式, 即得

$$\Delta\hat{M}G_0(x - x') = -(i\hat{p} + M)G_1(x, x'). \quad (14)$$

在(14)式左边用 $\hat{M}_0$ 代替 $\hat{M}$, 这相当于忽略高級項, 并兩边乘以 G_0^{-1} , 可得

$$\Delta \hat{M} = -i(i\hat{p}_s + \hat{M}_0)G(x, x')(i\hat{p}_{s'} + \hat{M}_0). \quad (15)$$

在(15)式兩边乘以 $\bar{u}(p)e^{-ipx}$ 及 $u(p')e^{ip'x'}$, 再对 x 及 x' 积分, 可以求得核子的电磁質量 ΔM :

$$\Delta M \bar{u}(p)u(p)(2\pi)^4 \delta^4(p' - p) = \frac{i}{2} \int \int d^4x d^4x' e^{-i(px - p'x')}.$$

$$\cdot \bar{u}(p)(i\hat{p}_s + \hat{M}_0) \langle T(\psi(x)\bar{\psi}(x')j_\mu(\xi)j_\mu(\eta)S_0) \rangle_0 \cdot (i\hat{p}_{s'} + \hat{M}_0)u(p')D_F(\xi - \eta)d\xi d\eta. \quad (16)$$

利用漸近关系, 可將(16)式变成

$$\Delta M \bar{u}(p)u(p)(2\pi)^4 \delta^4(p - p') = \frac{-i}{2}(2\pi)^3 \int \int d^4\xi d^4\eta \langle p | T(j_\mu(\xi)j_\mu(\eta)S_0) | p' \rangle D_F(\xi - \eta). \quad (16')$$

其中 $|p\rangle$ 为物理核子的状态矢量, 其动量为 p . 將 $D_F(\xi - \eta)$ 用富氏变换表示出来, 并对 $\frac{1}{2}(\xi - \eta)$ 积分, 可得

$$\Delta M \bar{u}(p)u(p) = \frac{-1}{4\pi} \int \int d^4z d^4k e^{-ikz} \frac{\langle p | T(j_\mu\left(\frac{z}{2}\right)j_\mu\left(-\frac{z}{2}\right)S_0) | p \rangle}{k^2 - i\varepsilon}. \quad (17)$$

注意到在(17)式中对 μ 是求和的.

容易証明, (17) 式中的被积函数同光子与核子散射的矩陣元有相同的結構. 光子与核子散射的矩陣元具有以下形式:

$$\begin{aligned} \langle p'k'\mu' | S | pk\mu \rangle &= \delta_{\mu'\mu} \delta^3(p' - p) \delta^3(k' - k) + \\ &+ i\delta^4(p' + k' - p - k) \left(\frac{1}{4k_0k'_0} \right)^{1/2} (2\pi)^2 \langle p'k'\mu' | F | pk\mu \rangle, \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$\langle p'k'\mu' | F | pk\mu \rangle = \frac{i}{2\pi} \int e^{-i(k+k') \cdot z/2} \langle p' | T(j_{\mu'}\left(\frac{z}{2}\right)j_\mu\left(-\frac{z}{2}\right)S_0) | p \rangle d^4z. \quad (19)$$

將(19)式与(17)式比較, 得到

$$\Delta M \bar{u}(p)u(p) = \frac{i}{2} \int \frac{d^4k}{k^2} \sum_{\mu} \langle p, k, \mu | F | p, k, \mu \rangle. \quad (20)$$

由此可見, 如果求得了虛光子($k^2 \neq 0$)与核子散射的費曼振幅 F , 則可利用(20)式求出核子的电磁質量. 虛光子与核子散射的費曼矩陣將通过色散关系来求.

三. 虛光子与核子散射的色散关系

引进虛光子与核子散射的因果振幅

$$M_\mu = \langle p, k, \mu | M | p, k, \mu \rangle = \frac{i}{2\pi} \int e^{-ikz} \theta(z) \langle p | [j_\mu\left(\frac{z}{2}\right), j_\mu\left(-\frac{z}{2}\right)] | p \rangle d^4z, \quad (21)$$

其中

$$\theta(z) = \frac{1}{2}(1 + \epsilon(z)), \quad \epsilon(z) = 1 \text{ 当 } z_0 > 0, \quad \epsilon(z) = -1 \text{ 当 } z_0 < 0.$$

M_μ 可分为吸收部 A_μ 及色散部 D_μ :

$$M_\mu = D_\mu + iA_\mu, \quad (22)$$

其中

$$\begin{aligned} D_\mu &= \frac{i}{4\pi} \int e^{-ikz} \epsilon(z) \langle p | \left[j_\mu \left(\frac{z}{2} \right), j_\mu \left(-\frac{z}{2} \right) \right] | p \rangle d^4z, \\ A_\mu &= \frac{1}{4\pi} \int e^{-ikz} \langle p | \left[j_\mu \left(\frac{z}{2} \right), j_\mu \left(-\frac{z}{2} \right) \right] | p \rangle d^4z. \end{aligned} \quad (23)$$

在吸收部中引进一完整的中間态 $|n\rangle$ 并对 z 积分, 可得

$$A_\mu = \frac{1}{4\pi} (2\pi)^4 \sum_n [\delta^4(k+p-p_n) - \delta^4(k-p+p_n)] |\langle p | j_\mu(0) | n \rangle|^2. \quad (24)$$

在虛光子和核子向前散射的問題中, 共有两个独立的标量, 它們可取作 k^2 及 $\nu = -k \cdot p/M$, M 为核子質量. M_μ , D_μ 及 A_μ 都可表成 k^2 及 ν 的函数,

$$M_\mu = \bar{u}(p) [M_\mu^{(+)}(\nu, k^2) + i\hat{k} M_\mu^{(-)}(\nu, k^2)] u(p), \quad (25)$$

其中 $\hat{k} = \sum_\mu \gamma_\mu k_\mu$, $M_\mu^{(+)}$ 及 $M_\mu^{(-)}$ 为两个只含标量 ν 及 k^2 的函数. 相应的

$$\begin{aligned} D_\mu &= \bar{u}(p) [D_\mu^{(+)}(\nu, k^2) + i\hat{k} D_\mu^{(-)}(\nu, k^2)] u(p), \\ A_\mu &= \bar{u}(p) [A_\mu^{(+)}(\nu, k^2) + i\hat{k} A_\mu^{(-)}(\nu, k^2)] u(p). \end{aligned} \quad (26)$$

由(23)容易証明下列交叉对称关系:

$$\begin{aligned} D_\mu^{(\pm)}(\nu, k^2) &= \pm D_\mu^{(\pm)}(-\nu, k^2), \\ A_\mu^{(\pm)}(\nu, k^2) &= \mp A_\mu^{(\pm)}(-\nu, k^2). \end{aligned} \quad (27)$$

由 Боголюбов, Медведь 及 Полеванов 等人关于色散关系的証明的工作^[22], 可以知道, 当 $-\infty < -k^2 < m^2$ 时, D_μ 和 A_μ 是满足色散关系的. m 不会低于 π 介子的質量. 以后, 我們將假定对任何 k^2 色散关系都是成立的. 这时 D_μ 可以表成 A_μ 的积分, 即

$$D_\mu^{(\pm)}(\nu, k^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left(\frac{1}{\nu' - \nu} \pm \frac{1}{\nu' + \nu} \right) A_\mu^{(\pm)}(\nu', k^2) d\nu'. \quad (28)$$

根据(28)式, 只要知道了吸收部 A_μ , 就可以求出色散部 D_μ .

費曼振幅 F_μ 亦可用 D_μ 及 A_μ 表示出来, 得到

$$F_\mu = D_\mu(\nu, k^2) + i\epsilon(\nu) A_\mu(\nu, k^2). \quad (29)$$

現在讓我們从(24)式出发来求吸收部 A_μ .

四. 單核子中間态对吸收部 A_μ 的貢獻

由交叉对称关系, 我們只令在 $\nu > 0$ 的范圍内来求 A_μ . 單核子中間态的貢獻为

$$A_{\mu 0} = \frac{1}{4\pi} (2\pi)^4 \delta(k_0 + p_0 - p'_0) |\langle p | j_\mu(0) | p' \rangle|^2. \quad (30)$$

为了方便起見, 选择坐标系 $\mathbf{p} = 0$, 此时

$$\begin{aligned} \nu &= k_0, \\ p'_0 &= \sqrt{\mathbf{k}^2 + M^2} = \sqrt{k_0^2 + M^2 + k^2}. \end{aligned} \quad (31)$$

由(31)可得

$$\delta(k_0 + M - p'_0) = \frac{\nu_B + M}{M} \delta(\nu - \nu_B), \quad (32)$$

其中

$$\nu_B = \frac{k^2}{2M}. \quad (33)$$

根据电磁作用的普遍性質及电子对核子散射的結果,我們有

$$\langle \mathbf{p} | j_\mu(0) | \mathbf{k} + \mathbf{p} \rangle = \frac{-ie}{(2\pi)^3} \bar{u}(p) \left[\gamma_\mu F_1(k^2) - i \frac{1}{4M} F_2(k^2) (\gamma_\mu \hat{k} - \hat{k} \gamma_\mu) \right] u(\mathbf{p} + \mathbf{k}), \quad (34)$$

其中 $F_1(k^2)$ 为核子的电荷分布函数; $F_2(k^2)$ 为核子的磁矩分布函数. 根据 Hofstadter 等人的实验^[8], 对質子, 我們有

$$F_{1p}(k^2) = \frac{1}{\mu_p} F_{2p}(k^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{a^2 k^2}{12}\right)^2}, \quad (35)$$

其中 μ_p 为質子的反常磁矩; $a = 0.8 \times 10^{-13}$ 厘米, 为質子的平均电荷半径. 对中子, 我們有

$$\begin{aligned} F_{1n}(k^2) &= 0, \\ F_{2n}(k^2) &= \mu_n F_{1p}(k^2), \end{aligned} \quad (36)$$

其中 μ_n 为中子的反常磁矩.

將(34)代入(30)中, 对中間态的自旋态求和, 并对 μ 求和, 可得

$$\begin{aligned} A_0 = \sum_{\mu} A_{\mu 0} &= -\frac{1}{4\pi} (2\pi)^{-2} \frac{e^2}{2M} \delta(\nu - \nu_B) \bar{u}(p) \left[(2i\hat{k} + 2M) F_1^2(k^2) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{M} k^2 F_1(k^2) F_2(k^2) - \frac{1}{M^2} F_2^2(k^2) (Mk^2 + i(k \cdot p) \hat{k} + i\frac{3}{4} k^2 \hat{k}) \right] u(p). \end{aligned} \quad (37)$$

將(37)代回(28)中, 可以求得

$$\begin{aligned} D_0 &= -\frac{1}{4\pi} (2\pi)^{-2} \frac{e^2}{2M\pi} \left(\frac{1}{\nu_B - \nu} + \frac{1}{\nu_B + \nu} \right) \bar{u} \left[(2i\hat{k} + 2M) F_1^2(k^2) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{M} k^2 F_1(k^2) F_2(k^2) - \frac{1}{M^2} F_2^2(k^2) \left(Mk^2 + ik \cdot p \hat{k} + i\frac{3}{4} k^2 \hat{k} \right) \right] u(p). \end{aligned} \quad (38)$$

从(37)及(38)中, 可以求得費曼振幅:

$$\begin{aligned} F &= -\frac{1}{4\pi} (2\pi)^{-2} \frac{e^2}{2M\pi} \left(\frac{1}{\nu_B - \nu - i\varepsilon} + \frac{1}{\nu_B + \nu - i\varepsilon} \right) \bar{u}(p) \left[(2i\hat{k} + 2M) F_1^2(k^2) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{M} k^2 F_1(k^2) F_2(k^2) - \frac{1}{M^2} F_2^2(k^2) \left(Mk^2 + ik \cdot p \hat{k} + i\frac{3}{4} k^2 \hat{k} \right) \right] u(p). \end{aligned} \quad (39)$$

將(39)代入(20)式, 再將 ν 代以 $-k \cdot p/M$, ν_B 代以 $k^2/2M$,

$$\text{即得电磁質量} \quad \Delta M = \bar{u}(p) (A + B + C) u(p), \quad (40)$$

其中

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{-ie^2}{4\pi} \frac{1}{2\pi^3} \int \frac{i\vec{k} + M}{k^2[(p+k)^2 + M^2]} F_1^2(k^2) d^4k, \\
 B &= \frac{ie^2}{4\pi} \frac{3}{4\pi^3 M} \int \frac{F_1(k^2) F_2(k^2)}{(p+k)^2 + M^2} d^4k, \\
 C &= \frac{ie^2}{4\pi} \frac{1}{4\pi^3 M^2} \int \frac{Mk^2 + ik \cdot p\vec{k} + i\frac{3}{4}k^2\vec{k}}{k^2[(p+k)^2 + M^2]} F_2^2(k^2) d^4k.
 \end{aligned} \quad (41)$$

(41)式中, A 代表电荷与电荷相互作用得到的电磁质量, B 代表电荷与磁矩相互作用得到的电磁质量, C 代表磁矩与磁矩相互作用得到的电磁质量。(40)这一项和用微扰论得到的形式上相近, 如令 $F_1=1$, $F_2=\mu$, 则得到通常用微扰论求得的质子的电磁质量。此时积分(41)发散。用本文方法, 自动在积分(41)中出现核子的电荷及磁矩分布函数, 它们保证了积分是收敛的。

将实验中求得的分布函数(35)及(36)代入(41)中, 可以算出 ΔM 来。计算的结果表明, 这一项所产生的中子质子质量差 $M_n - M_p \approx 0.7me$ 。这显然与实验不符。

在计算中发现 A 是正的, 而 B 及 C 是负的, 即电荷相互作用导致质量增加, 而电荷与磁矩及磁矩相互作用导致质量减少。如果核子半径 a 减小, 发现 B 的绝对值增长得比 A 快得多。当 a 减小到 0.2×10^{-13} 厘米时, 可得到与实验符合的中子质子质量差。在(41)中将 a 减小, 实际上相当于增加更多 k^2 大的分量的贡献。如果(40)式是主要产生中子质子质量差的项, 则目前在能量小的范围内定出的电荷及磁矩分布函数不能外推到 k^2 大的范围去, 而在 k^2 大的地方, 分布函数还有一共振峰 [不按(35)式降落到零]。这相当于核子在原点附近的电荷分布有很奇怪的行为 (例如电荷由正到负再到正改变得很快)。

五. 其他中间态对核子电磁质量的贡献

从(24)式可以看到, 在单核子态后的中间态是核子加介子的中间态。这时

$$-p_n^2 > (M + m_\pi)^2.$$

从 $-p_n^2 = (M + \mu)^2$ 开始最小的 ν 是

$$|\nu_1| = \frac{1}{2M} (2Mm_\pi + m_\pi^2 + k^2). \quad (42)$$

由(24)中还可以看到, A 和虚光子对核子散射的总截面有连系。光与核子作用总截面为

$$\sigma_t = \frac{1}{3} (2\pi)^7 \frac{1}{2k} \sum_n \delta^4(p+k-p_n) |\langle p | j_\mu(0) | n \rangle|^2. \quad (43)$$

由于虚光子中包含了纵光子的贡献, 我们需要乘以因子 $1/3$ 以对初态光子的三个自旋方向平均。比较(24)及(43), 在 $k_0 > 0$ 时可得

$$A = \frac{3\sigma_t k}{(2\pi)^4}. \quad (44)$$

(44)式中 σ_t 代表光对核子散射的总截面, 其中以光生介子的截面最重要。严格讲来应从解虚光子产生介子的色散关系中求出, 这当然是很困难的, 根据 Fubini, Nambu 及

Wataghin 等人的工作, 虛光子产生介子的截面与实光子产生介子的截面大体上只差电磁分布函数的因子。为了估計这一項的大小, 我們將假定

$$\sigma_i(\nu, k^2) = \sigma(\nu) F^2(k^2), \quad (45)$$

其中 $\sigma(\nu)$ 为光生介子的截面。

將(43), (45)代入(24)及(28)中, 可以求得

$$\Delta M = \frac{i}{\pi} \int \frac{3\sigma(\nu')\nu' d\nu'}{(2\pi)^4} \int \frac{M d^4 k F^2(k^2)}{k^2 (M\nu' + k \cdot p)}. \quad (46)$$

將(35)式的 $F(k^2)$ 代入(46), 并对 k^2 积分, 可求得

$$\Delta M \cong -2 \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{12}{a^2} \int_{\nu_0} \sigma(\nu') d\nu'. \quad (47)$$

在求得(47)时, 应用了下列的輔助公式

$$\begin{aligned} I &= \int \frac{d^4 k}{k^2 (M\nu' + k \cdot p) (k^2 + \lambda^2)^2} = \\ &= \frac{\pi i}{6} \int_0^1 2y dy \int_0^1 \frac{6z^2 dz}{[\lambda^2 z^2 y + M\nu' (1-z)z + \frac{1}{4} M^2 (1-z)^2]^2}. \end{aligned} \quad (48)$$

由于(48)式积分只在 $z \sim 1$ 处重要 (由于分子上 z^2 的因子), 故可在分母中忽略掉 $\frac{1}{4} M^2 (1-z)^2$ 的項。这样立刻得到

$$I = \pi i \int_0^1 2y dy \int_0^1 \frac{dz}{[\lambda^2 yz + M\nu' (1-z)]^2} = 2\pi i \frac{1}{\lambda^2 M\nu'}. \quad (49)$$

將(48)式兩边对 λ^2 微分兩次, 得到

$$\int \frac{\lambda^2 d^4 k}{k^4 (M\nu' + k \cdot p) (k^2 + \lambda^2)^4} = \frac{2\pi i}{3} \frac{\lambda^2}{M\nu'}. \quad (50)$$

令 $\lambda^{-2} = a^2/12$, 即可由(50)求出(47)式。

从(47)可以求出中子与質子質量差

$$\Delta M \cong -2 \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{12}{a^2} \int_{\nu'} (\sigma_n(\nu') - \sigma_p(\nu')) d\nu'. \quad (51)$$

利用光生介子的实验值, 可以估計(51)式中的积分

$$\int_{\nu_0} [\sigma_n - \sigma_p] d\nu' \leq \frac{1}{500} m_\pi^{-1}. \quad (52)$$

由(51)及(52)可得 (当取 $a = 0.8 \times 10^{-18}$ 厘米时)

$$|\Delta M| \leq \frac{1}{20} m_e. \quad (53)$$

可以看到, 这一項对中子質子質量差的貢獻是微不足道的。此外, 鉴于在閾附近, 光生中子的截面比光生質子的截面来得大, 因此由这一項得到的电磁質量符号也是不对的。

六. 結 論

由以上的計算, 可以得出如下的結論:

1. 如果中子質子質量差是由电磁作用引起, 且色散关系理論是正确的, 則核子的电磁分布函数在小距离有很大的变化.
2. 單核子項对电磁質量的貢獻比其他中間态的貢獻来得大. 这和 π 介子物理中其他現象的情况是相似的.
3. 鉴于电磁分布函数在小距离有很大变化并不是一定可能的, 因此有理由怀疑中子質子的質量差是否由电磁作用引起的. 最近的实验表明 K^0 的質量比 K^- 介子大. 如果 K 介子的自旋为零, 这一質量差別从电磁作用的角度也是不能理解的, 因此很可能除了电磁作用以外, 还有一种作用是不遵守与电荷无关的性質, 因之也可能产生中子質子質量差. 当然最后还有一个可能是現代場論不能应用在这問題上.

附註 在本文已經完成时, 作者有机会看到了 Gatto, Ferrai 和 Cini 作的一項工作的預印品. 他們用色散关系計算了單核子項的貢獻. 他們的結論和(六)中所提出者相同, 即認為分布函数在小距离有很大变化.

参 考 文 献

- [1] Weisskopf, V. F., *Phys. Rev.* **56** (1939), 72; Feynman, R. P. 及 Speisman, G., *Phys. Rev.* **94** (1954), 500; Petermann, A., *Helv. Phys. Acta.* **27** (1954), 441; Huang, K., *Phys. Rev.* **101** (1956), 1173.
- [2] Боголюбов, Н. Н., Медведев, Б. В. 及 Полянов, М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, 1958.
- [3] Hofstadter, R., *Annual Review of Nuclear Science* **7** (1957).

РАЗНОСТЬ МАСС НЕЙТРОНА И ПРОТОНА

ЧЖОУ ГУАН-ЧЖАО

(Объединенный институт ядерных исследований)

РЕЗЮМЕ

Вычислена электромагнитная масса пуклонов методом дисперсионного соотношения.