

核子之非正常磁矩*

于 敏

(中國科學院物理研究所)

一. 引 言

核子的磁矩與狄拉克方程所描寫的不一樣。解釋這個不正常性是理論物理學中重要問題之一。一般認為這個不正常性起源於核子和它的介子場的耦合。但是利用攝動方法計算時要遇到目前的量子場論所包含的發散困難，這種困難是由能量極高的虛介子引起的。Fröhlich 等^[1]“割斷”核子和高能介子間的相互作用，曾經得到還合理的磁矩數值。自從在量子電動力學中應用了質量和電荷的重正化的觀念以後^[2]，Case, Luttinger, Slotnick 和 Heitler^[3]也順着同樣方向來研究這個問題，他們用的是赝標介子和核子之間具有赝標耦合。他們發現，如同在量子電動力學中一樣，發散部分只代表不可觀測的質量和介荷重正化效應，其餘的收斂的部分給出確定的磁矩(至少到第二次攝動)。但是他們的結果與實驗不符合。

Case, Slotnick 和 Heitler 曾指出赝矢耦合理論給出同樣的磁矩(至少到第二次攝動)。但是赝矢耦合包含着介子場的導數，發散困難比赝標耦合理論要嚴重得多，所以有不能歸屬於重正化項的發散積分。胡寧^[4]曾證明，假設把介子的真空極化效應考慮進去，這種情況可以改善。

本文就是討論真空極化效應對於非正常磁矩的影響。

實驗指出中子和電子間除了磁矩的相互作用外，還另有一種微弱的相互作用。Case, Slotnick 和 Heitler 也曾利用赝標耦合理論計算這種相互作用。不過在赝矢耦合理論中這種相互作用是發散的。引入真空極化效應後，能使它變為有限。本文已計算了這種相互作用。

*1954 年 10 月 6 日收到。

在以下的計算中將採用 Feynman 技術。

二. 運 動 方 程

與通常的從相互作用的哈氏函數出發的攝動方法不同, Feynman 從波動場的運動方程出發。運動方程的格林函數給出躍遷振幅。Feynman 把格林函數寫成逐步近似的形式。利用相互作用表示, 從無限遠的過去到無限遠的將來的躍遷振幅就是海森堡的 S - 陣。Feynman 把 S - 陣的矩陣元中的每一項用一個圖形來表示, 並且給出從圖形寫出躍遷矩陣元的方法。

在我們的情形下, 核子的運動方程是(帶電介子理論):

$$\begin{aligned} [\gamma_\mu (p_\mu - \frac{1+\tau_3}{2} e A_\mu) - i m] \psi &= \frac{g}{\kappa} \tau_+ \gamma_5 \gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - i e A_\mu \right) \phi \psi \\ &+ \frac{g}{\kappa} \tau_- \gamma_5 \gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + i e A_\mu \right) \phi^* \psi. \end{aligned}$$

介子的運動方程是:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - i e A_\mu \right)^2 \phi - \kappa^2 \phi = i \frac{g}{\kappa} \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - i e A_\mu \right) \psi^+ \tau_- \gamma_5 \gamma_\mu \psi,$$

式中

$$\gamma_i = -i \beta \alpha_i (i = 1, 2, 3),$$

$$\gamma_4 = \beta, \quad \gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4,$$

$$\psi^+ = \psi^* \beta,$$

$$\tau_+ = \frac{1}{2} (\tau_1 + i \tau_2), \quad \tau_- = \frac{1}{2} (\tau_1 - i \tau_2);$$

τ_1, τ_2 和 τ_3 是同位旋算符, 質子是 τ_3 的 $+1$ 態, 中子是 -1 態。

指標表示從 1 加到 4。

這兩組運動方程是協合的。

從圖形寫出躍遷矩陣元的方法是: 相當於圖形中每一條內核子線在矩陣元中有一個因子

$$\frac{1}{2} S_F(k_\mu) = \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{1}{-i \mathbf{k} - m} \quad (k^2 = k_\mu k_\mu, \quad \mathbf{k} = \gamma_\mu k_\mu);$$

相當於每一條內介子線有一個因子

$$\frac{1}{2} D_F(k_\mu) = \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 + \kappa^2};$$

相當於每一個頂點有一個包含相互作用函數的因子,例如相當於兩個核子和一個介子相互作用的頂點,這個因子是 $i(2\pi)^4 \frac{g}{\kappa} \gamma_5 \mathbf{k} \delta$, δ 是狄拉克 δ -函數,表示能量和動量守恆;相當於兩條外核子線有一個因子 $\psi^+ \psi$; 然後對 $D_F(k_\mu)$ 和 $S_F(k_\mu)$ 中的所有的 k_μ 變數積分,積分區域是 k_μ 的全部四度空間;再將這個積分乘以 $(-1)^{n-a-l}$, 就得到躍遷矩陣元 (n 是頂點數, a 是開端的數目, l 是由核子線組成的閉合迴線的數目).

關於 Feynman 規則的詳細解釋可參考 Feynman 原文.

三. 真空極化效應

因為在費矢耦合理論中每一條內介子線的兩頂點所相當的因子與 k_μ 成比例,發散困難比費標耦合理論嚴重得多. 有的發散積分並不表示不可觀測的效應(例如表示中子-電子相互作用的積分). 胡寧曾經證明考慮真空極化效應可以改善這種情況^[4].

根據介子理論,原子核力是核子間交換虛介子的結果. 但是虛介子在它們被吸收以前可以產生一對核子對或兩對核子對等等. 這種現象一方面給出介子質量和介荷的重正化,另一方面改變核子力. 這種效應叫做真空極化效應. 考慮進去真空效應以後,胡寧證明其結果僅只是把 $\frac{1}{2} D_F(k_\mu)$ 換成 $\frac{1}{2} D'_F(k_\mu)$,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} D'_F(k_\mu) &= \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 + \kappa^2 + \frac{g^2}{12\pi^2 \kappa^2} k^4 - \frac{g^2}{\pi^2 \kappa^2} m^2 k^2 \left(1 - \frac{\theta}{\tan \theta}\right)} \\ &= \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 + \kappa^2 + \frac{g^2}{12\pi^2 \kappa^2} k^4} \left\{ 1 + \frac{\frac{g^2}{\pi^2 \kappa^2} m^2 k^2 \left(1 - \frac{\theta}{\tan \theta}\right)}{k^2 + \kappa^2 + \frac{g^2}{12\pi^2 \kappa^2} k^4} + \dots \right\}, \\ 4m^2 \sin^2 \theta &= -k^2, \quad k^4 = (k^2)^2. \end{aligned}$$

在某些正常條件下,以上的展開是可以的^[5]. 因為我們的計算只要求準確到 g^2 , 所以去掉大括弧中的高次項,這樣得:

$$\frac{1}{2} D'_F(k_\mu) \approx \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{\lambda^2}{(k^2 + \kappa^2)(k^2 + \lambda^2)},$$

式中

$$\lambda^2 = \frac{12\pi^2 \kappa^2}{g^2} \gg \kappa^2.$$

當 k^2 很大時, $D'_F(k_\mu)$ 近於 $1/k^4$. 這樣就比 $D_F(k_\mu)$ 多引入了新的因子 $1/k^2$ 正好與兩頂點的 k_μ 因子抵消. 因此在質矢耦合理論中發散困難變為與質標耦合理論同一類型.

四. 躍 遷 矩 陣 元

現在計算中子在外部電磁場 $A_\nu(x)$ 中散射的躍遷矩陣元(準確到 $g^2 c$). 中子的始態和終態是自由態 $\psi(p_\mu)$ 和 $\psi(p_\mu + q_\mu)$, 能量-動量四元矢分別為 p_μ 和 $p_\mu + q_\mu$.

$$(\mathbf{p} - i m) \psi(p_\mu) = 0, \quad (1)$$

$$\psi^+(p_\mu + q_\mu) (\mathbf{p} + \mathbf{q} - i m) = 0; \quad (1')$$

式中

$$\mathbf{p} = \gamma_\mu p_\mu, \quad \mathbf{q} = \gamma_\mu q_\mu,$$

而且

$$p^2 = -m^2, \quad (p + q)^2 = -m^2. \quad (2)$$

我們把 $A_\nu(x)$ 展成傅立葉積分:

$$A_\nu(x) = \int a_\nu(q'_\mu) e^{ix_\mu q'_\mu} d^4 q',$$

只有 $a_\nu(q_\mu)$ 出現在躍遷矩陣元中.

Feynman 圖形是:

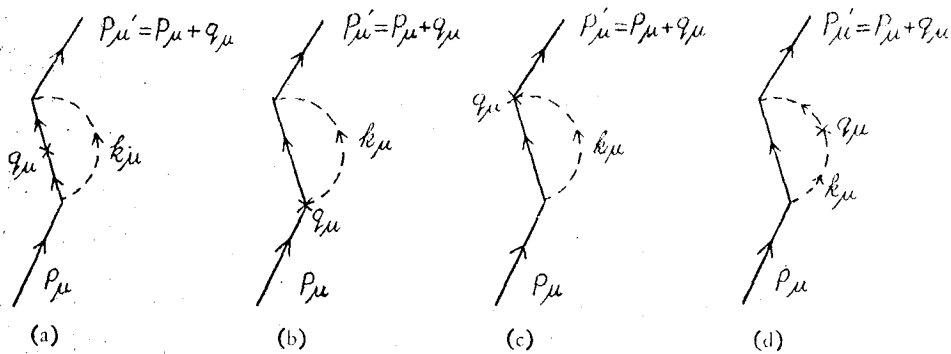


圖 1. 虛線表示介子; 實線表示核子.

相當的矩陣元是:

$$I_a = -i \frac{e g^2}{\kappa^2} \delta_{a\nu} \psi^+ \int K_1 \gamma_5 \mathbf{k} \frac{1}{i(\mathbf{p} - \mathbf{k} + \mathbf{q}) + m} \gamma_\nu \frac{1}{i(\mathbf{p} - \mathbf{k}) + m} \gamma_5 \mathbf{k} d^4 k \psi$$

$$= -i \frac{e g^2}{\kappa^2} \delta a_\nu \psi^+ \int K_1 \mathbf{k} \frac{1}{m-i(\mathbf{p}-\mathbf{k}+\mathbf{q})} \gamma_\nu \frac{1}{m-i(\mathbf{p}-\mathbf{k})} \mathbf{k} d^4 k \psi, \quad (3a)$$

$$\text{式中} \quad K_1 = \frac{\lambda^2}{(\bar{k}^2 + \kappa^2)(\bar{k}^2 + \lambda^2)};$$

$\delta = \delta(p'_\mu - p_\mu - q_\mu)$ 是狄拉克 δ - 函數, 表示能量和動量守恆.

$$\psi^+ = \psi^+(p_\mu + q_\mu), \quad \psi = \psi(p_\mu).$$

同樣,

$$I_b = \frac{e g^2}{\kappa^2} \delta a_\nu \psi^+ \int K_1 \mathbf{k} \frac{1}{m-i(\mathbf{p}-\mathbf{k}+\mathbf{q})} \gamma_\nu d^4 k \psi; \quad (3b)$$

$$I_c = \frac{e g^2}{\kappa^2} \delta a_\nu \psi^+ \int K_1 \gamma_\nu \frac{1}{m-i(\mathbf{p}-\mathbf{k})} \mathbf{k} d^4 k \psi; \quad (3c)$$

$$I_d = \frac{e g^2}{\kappa^2} \delta a_\nu \psi^+ \int K_2 (2\bar{k}_\nu + q_\nu)(\mathbf{k} + \mathbf{q}) \frac{1}{m-i(\mathbf{p}-\mathbf{k})} \mathbf{k} d^4 k \psi; \quad (3d)$$

$$\text{式中} \quad K_2 = \frac{\lambda^4}{(\bar{k}^2 + \kappa^2)(\bar{k}^2 + \lambda^2)((\bar{k} + q)^2 + \kappa^2)((\bar{k} + q)^2 + \lambda^2)}.$$

I_a 是由於中心的“質子核”與電磁場作用的結果, I_d 是由於帶電的介子雲.
 I_b 和 I_c 是由於核子, 介子和外界電磁場的三體作用.

五. 矩陣元的化簡

根據 (1) 式 I_a 中的最後一個因子 $\mathbf{k}$ 可以寫做 $(\mathbf{k}-\mathbf{p}+im) = (\mathbf{k}-\mathbf{p}-im) + 2im$. 第一項與 $[m-i(\mathbf{p}-\mathbf{k})]^{-1}$ 相消, 而所得的積分正好消去 I_b . 同樣, 最前面的因子 $\mathbf{k}$ 可以寫做 $(\mathbf{k}-\mathbf{p}-\mathbf{q}-im) + 2im$, 第一項又正好消去 I_c 中相似的一項. 所以我們從 I_a , I_b 和 I_c 得到

$$\begin{aligned} I_1 &= I'_1 + I''_1 + I'''_1; \\ I'_1 + I''_1 &= i \frac{4 e g^2 m^2}{\kappa^2} \delta a_\nu \psi^+ \int K_1 \frac{1}{m-i(\mathbf{p}-\mathbf{k}+\mathbf{q})} \gamma_\nu \frac{1}{m-i(\mathbf{p}-\mathbf{k})} d^4 k \psi; \\ I'''_1 &= -i \frac{e g^2}{\kappa^2} \delta \psi^+ \mathbf{a} \psi \int K_1 d^4 k. \end{aligned} \quad (4)$$

同樣, I_d 簡化為

$$I_2 = I'_2 + I''_2 + I'''_2,$$

$$\begin{aligned}
I'_2 &= -\frac{4eg^2m^2}{\kappa^2} \delta_{av} \psi^+ \int K_2 \frac{2\tilde{k}_v + q_v}{m-i(\mathbf{p}-\mathbf{k})} d^4\tilde{k} \psi, \\
I''_2 &= -i\frac{eg^2}{\kappa^2} \delta_{av} \psi^+ \int K_2 (\mathbf{k} + \mathbf{q}) (2\tilde{k}_v + q_v) d^4\tilde{k} \psi, \\
I'''_2 &= \frac{2meg^2}{\kappa^2} \delta_{av} \psi^+ \int K_2 (2\tilde{k}_v + q_v) d^4\tilde{k} \psi. \quad (5)
\end{aligned}$$

當 λ^2/m^2 近於無窮， $I'_1 + I''_1$ 和 I'_2 即膠標耦合理論所給的矩陣元，其餘各項不表現為磁矩（見下節）。利用這種簡化方法，Feynman 曾證明膠矢耦合和膠標耦合理論給出同樣磁矩。

$$\text{由} \quad a_\mu q_\mu = 0, \quad (6)$$

$$\psi^+ \mathbf{q} \psi = 0, \quad (7)$$

(4) 和 (5) 可以簡化為

$$\begin{aligned}
I'_1 &= -i\frac{8eg^2m^2}{\kappa^2} \delta_{av} \psi^+ \gamma_\mu \psi \int K_1 \frac{\tilde{k}_\mu \tilde{k}_v d^4\tilde{k}}{[(p-\tilde{k}+q)^2+m^2][(p-\tilde{k})^2+m^2]}, \\
I''_1 &= i\frac{4eg^2m^2}{\kappa^2} \delta_{av} \psi^+ \mathbf{a} \psi \int K_1 \frac{\tilde{k}^2 d^4\tilde{k}}{[(p-\tilde{k}+q)^2+m^2][(p-\tilde{k})^2+m^2]}, \\
I'''_1 &= -i\frac{eg^2}{\kappa^2} \delta_{av} \psi^+ \mathbf{a} \psi \int K_1 d^4\tilde{k}, \quad (8)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I'_2 &= i\frac{8eg^2m^2}{\kappa^2} \delta_{av} \psi^+ \gamma_\mu \psi \int K_2 \frac{\tilde{k}_\mu \tilde{k}_v d^4\tilde{k}}{(p-\tilde{k})^2+m^2}, \\
I''_2 &= -i\frac{2eg^2}{\kappa^2} \delta_{av} \psi^+ \gamma_\mu \psi \int K_2 \tilde{k}_\mu \tilde{k}_v d^4\tilde{k}, \\
I'''_2 &= 0. \quad (9)
\end{aligned}$$

六. 磁 矩

一個磁矩為 μ （單位是核磁子）的中子在外界電磁場中散射的矩陣元是

$$i(2\pi)^4 \frac{\mu e}{2m} \frac{1}{2} (\mathbf{q} \mathbf{a} - \mathbf{a} \mathbf{q}). \quad (10)$$

現在從 (8) 和 (9) 計算 μ 。

I'''_1 與 q_μ 無關，只給出介荷重正化效應。

I_2'' 中所包含的積分是一個張量: $A(q^2) q_\mu q_\nu + B(q^2) \delta_{\mu\nu}$, I_1'' 中的積分是一個標量: $c(q^2)$. 這兩項都和磁矩沒有關係.

同樣, 在 I_1' 和 I_2' 中所包含的積分是 q^2 的函數乘以

$$p_\mu p_\nu \sim q_\mu q_\nu \sim p_\mu q_\nu \sim p_\nu q_\mu \sim \delta_{\mu\nu}$$

後的線形疊加, 其中只有第一項和磁矩有關.

$$\begin{aligned} a_\mu p_\mu \psi^+ \mathbf{p} \psi &= i m a_\mu p_\mu \psi^+ \psi \\ &= \frac{i m \psi^+}{2} (\mathbf{a} \mathbf{p} + \mathbf{p} \mathbf{a}) \psi \\ &= -m^2 \psi^+ \mathbf{a} \psi - \frac{i m}{4} \psi^+ (\mathbf{q} \mathbf{a} - \mathbf{a} \mathbf{q}) \psi. \end{aligned} \quad (11)$$

因此我們只需要計算當 $q_\mu=0$ 時 I_1' 和 I_2' 中所包含的積分.

積分 k , 得

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_1 + \mu_2, \\ \mu_1 &= -\frac{f^2}{4\pi} \frac{m^2}{2\pi} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\lambda^2 x^3 (1-x) dx dy}{[x^2 m^2 + (1-x) y \lambda^2 + (1-x)(1-y) \kappa^2]^2}, \\ \mu_2 &= -\frac{f^2}{4\pi} \frac{m^2}{\pi} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\lambda^4 y^2 (1-y) x^4 (1-x) dx dy}{[x^2 y^2 m^2 + (1-x) \lambda^2 + x(1-y) \kappa^2]^3}; \end{aligned}$$

$$\text{式中} \quad f^2 = \left(\frac{-2 g m}{\kappa} \right)^2. \quad (12)$$

把 μ 按 κ/m 展開, 並只取第一項. 這樣我們就可以在 μ_1 和 μ_2 的積分項中拋掉與 κ^2 成比例的項. 不過積分仍相當難做. 因此我們首先計算當 λ^2/m^2 趨於無窮時的磁矩, 然後考慮真空極化效應的影響.

當 λ^2/m^2 很大時, μ_2 的積分項中的 $x^2 y^2 m^2$ 可以代以 $y^2 m^2$. 變換積分變數, 得

$$\begin{aligned} \mu_2 &\simeq -\frac{f^2}{4\pi} \frac{m^2}{\pi} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\lambda^4 y^2 (1-y) x (1-x)^4 dx dy}{(y^2 m^2 + x \lambda^2)^3} \\ &\simeq -\frac{f^2}{4\pi} \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{4} + O\left(\frac{m}{\lambda}\right) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

同樣
$$\mu_1 \simeq -\frac{f^2}{4\pi} \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{2} + O\left(\frac{m}{\lambda}\right) \right]. \quad (14)$$

當 $m^2/\kappa^2 \approx 50$, $g^2 \approx 0.6$, 則 $\lambda^2/m^2 \approx 4$. μ_2 約比上值減小 25%, μ_1 約減小 36%.

七. 討 論

$-\mu_2$ 給出質子的非正常磁矩(帶電介子理論).

我們注意, 當 λ^2/m^2 趨於無窮時, 我們的結果與 Case 等的結果相符. 既然那時質子和中子的非正常磁矩之比是 -2 , 而實驗數值近於 -1 , 所以理論結果和實驗結果不符. 引入真空極化效應似乎並不能改善這種情況. 應用對稱介子理論中子的磁矩不變, 質子的磁矩是 $-\mu_2 + \frac{1}{2}\mu_1$, 所以理論結果更壞(參考 Case [3]).

用 $D_F'(k_\mu)$ 代 $D_F(k_\mu)$ 相當於引入一種“附加場”以“割斷”核子和高能介子(能量高過 λ^2)間的相互作用. 既然磁矩的積分與割斷沒有很大關係^[1], 所以真空極化效應應當只給出很小的改正.

八. 中子-電子相互作用

假設 a_v 是一個在原點的電子所產生的庫倫場 $-e/r$ 的傅立葉係數. 對於慢中子的散射, 由於磁矩產生的自旋軌道耦合可以忽略, 躍遷矩陣元具有下列形狀:

$$-i(2\pi)^4 \delta\psi^+ \mathbf{a} \psi \{f(0) + g(q^2)\}, \quad (15)$$

$$g(0) = 0;$$

既然
$$-\frac{e}{r} = \frac{e}{(2\pi)^3} \int \frac{1}{q^2} e^{iq \cdot x} d^3 q,$$

所以
$$a_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3), \quad a_4 = \frac{ie}{(2\pi)^3} \frac{1}{q^2};$$

(15) 變成

$$-i(2\pi)^4 \delta\psi^* \psi \frac{ie}{(2\pi)^3} \frac{1}{q^2} \{f(0) + g(q^2)\}. \quad (16)$$

我們可以去掉 $f(0)$ 這一項, 因為它只給出介荷重正化效應.

以上的躍遷矩陣元相當於有效中子-電子勢

$$V(r) = \int V(q) e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}} d^3 q.$$

與 (16) 相比, 得

$$V(q) = \frac{ie}{(2\pi)^3} \frac{1}{q^2} g(q^2). \quad (17)$$

當質點在短力程弱勢中散射時, 波恩近似可以應用, 那末實驗上唯一有興趣的量是勢對全部空間的積分, 即

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi r_0^3 V_0 &\equiv \int V(r) d\tau = (2\pi)^3 V(0) \\ &= ie \lim_{q^2 \rightarrow 0} \frac{1}{q^2} g(q^2); \end{aligned} \quad (18)$$

V_0 是相當的勢阱的深度, r_0 是勢阱的半徑 ($r_0 = \frac{e^2}{m_0}$, m_0 是電子質量).

只有 I_2'' 是赝矢耦合理論特有的, 計算 I_2'' 中的積分, 得

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi r_0^3 V_0 &= - \frac{e^2 g^2}{16 \pi^2 \kappa^2} \left[\frac{1}{6} \ln \frac{\lambda^2}{\kappa^2} - \frac{5}{18} \right], \\ \therefore V_0 &= - \frac{3}{64 \pi^2} \frac{1}{\alpha^2} \left(\frac{f^2}{4\pi} \right) \left(\frac{m_0}{m} \right)^2 m_0 \left[\frac{1}{6} \ln \frac{\lambda^2}{\kappa^2} - \frac{5}{18} \right]; \end{aligned}$$

α 是精細結構常數, m_0 是電子質量.

$$\text{當} \quad \lambda^2/\kappa^2 \approx 200, \quad V_0 \simeq -8.1 \frac{f^2}{4\pi} \text{ ev.}$$

中子-電子相互作用的其餘部分可以由 I_1' , I_1'' 和 I_2' 求得. 當 λ^2/m^2 趨於無窮, I_1' , I_1'' 和 I_2' 與赝標耦合理論所給的躍遷矩陣元一樣. Case 等曾經計算過在赝標耦合理論中中子-電子相互作用, 他們的結果大約是 Kev 乘 $\frac{f^2}{4\pi}$, 與當時粗糙的實驗結果還算符合. 既然 I_1' , I_1'' 和 I_2' 中所包含的積分與“割斷”的關係不大, 我們可以預料在我們的計算中會大致給出同樣的數值. 所以由 I_1' , I_1'' 和 I_2' 所得到的 V_0 值比 I_2'' 大得多.

因此我們可以說, 考慮了真空極化效應後, 赝矢耦合理論給出和赝標耦合理論相近的中子-電子相互作用.

最後作者感謝胡寧博士提出本問題並給予很多的幫助.

參 考 文 獻

- [1] Fröhlich and Heider, *Nature*, **141** (1938), 37.
Fröhlich, Heitler and Kemmer, *Proc. Roy. Soc.* **A166** (1938), 154.
- [2] Dyson, *Phys. Rev.* **75** (1949), 486, 1736.
Feynman, *Phys. Rev.* **76** (1949), 749, 769.
- [3] Luttinger, *Helv. Phys. Acta* **21** (1948), 483.
Slotnick and Heitler, *Phys. Rev.* **75** (1949), 1645.
Case, *Phys. Rev.* **76** (1949), 1.
- [4] 胡寧, 中國物理學報 **8** (1951), 40.
- [5] 胡寧, 于敏, 物理學報 **9** (1953), 36.

THE ANOMALOUS MAGNETIC MOMENT OF NUCLEONS

Yü Min

(The Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The nucleon magnetic moments and the neutron-electron interaction potential have been calculated using the theory of pseudo-scalar mesons with pseudo-vector coupling. The divergence in the neutron-electron interaction is removed after the vacuum polarization effect due to virtual mesons has been taken into account. The final result is the same as in the case of pseudo-scalar coupling.