

核子的硬芯与反常磁矩*

宫 学 惠
(兰州大学)

1. 近几年来不论在实验方面或理论方面,都已经确认了 ρ , ω , η 等介子的存在。尤其是在双重色散关系所发展起来的关于基本粒子的自洽机构理论里^[1],不但对它们的自身,而且对其他粒子以及许多共振态的存在,都作了大量的理论分析工作,在某个意义上,这些结果都是令人满意的。另一方面,这些重介子对核子反常磁矩的贡献,也曾有人作过理论计算^[2,3]。

2. 现在如果我们进一步考虑到奇异粒子对核子反常磁矩的影响^[4],则核子反常磁矩的一般表达式为

$$\begin{aligned}\Delta\mu_p &= \frac{1}{\pi} \left[\frac{g_\pi^2}{4\pi} \left\{ -\frac{J_N(\pi)}{2} + J_M(\pi) \right\} + \frac{g_s^2}{4\pi} \{ J_A^B + J_E^B - J_E^F \} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{g_\omega^2}{4\pi} J_N(\omega) + \frac{g_\eta^2}{4\pi} J_N(\eta) + \frac{g_\rho^2}{4\pi} \{ J_N(\rho) + 2J_M(\rho) \} \right]; \\ \Delta\mu_n &= \frac{1}{\pi} \left[\frac{g_\pi^2}{4\pi} \{ -J_N(\pi) - J_M(\pi) \} + \frac{g_s^2}{4\pi} \{ 2J_E^B + J_E^F \} + \right. \\ &\quad \left. + 2 \frac{g_\rho^2}{4\pi} \{ J_N(\rho) - J_M(\rho) \} \right].\end{aligned}$$

上式中的 g_π , g_s , g_η , g_ω 以及 g_ρ 等各表示核子与 π 介子、核子与奇异粒子、核子与 η 介子、核子与 ω 介子以及核子与 ρ 介子等的相互作用常数,而 J 等都是熟知的^[5]。据 Minami 分析^[6], $J_N(\pi)$, $J_M(\pi)$ 应取动量截断为 K 时的值,但以下计算,我们取动量截断 $K = m$ (核子质量)时的 $J_N(\pi)$, $J_M(\pi)$ 值

$$J_N(\pi) = 0.2656, \quad J_M(\pi) = 0.2592.$$

除此以外,其他的 J 都取于当 $K = \infty$ 时的值^[3,4]

$$\left. \begin{aligned} J_A^B &= 0.086, \quad J_E^B = 0.1, \quad J_E^F = 0.142, \\ J_N(\omega) &= 0.1242, \quad J_N(\eta) = 0.1701, \\ J_N(\rho) &= 0.1304, \quad J_M(\rho) = 0.4049. \end{aligned} \right\}$$

另外我们采用

$$\frac{g_\pi^2}{4\pi} = 15, \quad \frac{g_\omega^2}{4\pi} = 9, \quad \frac{g_\eta^2}{4\pi} = 4^{[3]},$$

由此得

$$\Delta\mu_p = \frac{1}{\pi} \left[3.694 + 0.940 \frac{g_\rho^2}{4\pi} + 0.044 \frac{g_s^2}{4\pi} \right],$$

* 1965年9月3日收到。

$$\Delta\mu_N = \frac{1}{\pi} \left[-7.872 - 0.549 \frac{g_\rho^2}{4\pi} + 0.342 \frac{g_S^2}{4\pi} \right].$$

再根据实验值 $\Delta\mu_p = 1.79$, $\Delta\mu_N = -1.91$ 算出

$$\frac{g_\rho^2}{4\pi} \approx 1.7, \quad \frac{g_S^2}{4\pi} \approx 7.5.$$

3. 在 Minami 工作里, 对核子反常磁矩, 只考虑 π 介子及重介子影响. 在这种情况下, 为使得得到较好符合于核子反常磁矩的实验值, 则 $J_N(\pi)$, $J_M(\pi)$ 只能是动量截断 $K = \frac{m}{2}$ 时的值. 这就是说, 在半径为 $\frac{2}{m}$ 的核子硬芯中, π 介子与核子之间的相互作用是非常弱, 可以忽略不计, 而其他重介子却起着重要的作用. 如果进一步考虑到 π 介子、重介子及奇异粒子等三者对核子反常磁矩的贡献, 并用 $K = \frac{m}{2}$ 时的 $J_N(\pi)$, $J_M(\pi)$ 值, 则由核子

反常磁矩的实验值, 导致了 $\frac{g_S^2}{4\pi}$ 为负值, 这是不合理的. 同样的, 如果我们取 $K = \infty$ 时的 $J_N(\pi)$, $J_M(\pi)$ 值, 则导致了 $\frac{g_S^2}{4\pi} \approx 21$ 左右, 它比其 $\frac{g_\rho^2}{4\pi} = 15$ 还要大, 根据到目前为止的某些有关此方面的间接的或直接的实验数据和理论分析结果看来, 这也是难以令人置信的. 但如果我们取 $K = m$ 时的 $J_N(\pi)$, $J_M(\pi)$ 值, 则推导出

$$\frac{g_\rho^2}{4\pi} \approx 1.7, \quad \frac{g_S^2}{4\pi} \approx 7.5.$$

现在我们把三种情况粗略计算的结果列成表 1.

表 1

	$K = \infty$	$K = m$	$K = m/2$
$J_N(\pi)$	0.4734	0.2656	0.1154
$J_M(\pi)$	0.3475	0.2592	0.1599
$g_\rho^2/4\pi$	1.3	1.7	2.5
$g_S^2/4\pi$	21	7.5	负值 (-1.4)

一般认为 $\frac{g_\rho^2}{4\pi} = 2.2^{[7]}$, $\frac{g_S^2}{4\pi} = 1-5$. 由上表明显地看出, K 处于 $m-m/2$ 之间. 考虑到奇异粒子的贡献, 并用 $\frac{g_\omega^2}{4\pi} = 9$, $\frac{g_\eta^2}{4\pi} = 4$, 根据我们的粗略计算结果看来, 为要得到合理解释核子反常磁矩的实验值, 核子硬芯半径必须在 $\frac{1}{m} - \frac{2}{m}$ 之间找到.

参 考 文 献

- [1] Zachariasen, F., *Phys. Rev. Letters*, **7** (1961), 112; Zachariasen, F. and Zemach, C., *Phys. Rev.*, **128** (1962), 849; Abero, E. and Zemach, C., *Phys. Rev.*, **131** (1963), 2305; Diu, B., Gervais, J. L. and Rubinstein, H. R., *Phys. Letters*, **4** (1963), 280; Capps, R. H., *Phys. Rev.*, **131** (1963), 1307; Nishimura, *Nuovo Cimento*, **29** (1963), 288; Nishimura, *Nuovo Cimento*, **32** (1964), 778; Gotsman, E., *Nuovo Cimento*, **32** (1964), 628; Nakazawa, K., Bando, M., Sugano, R., Uehara, M., *Prog. Theor. Phys.*, **29** (1963), 590.

-
- [2] Huff, R. W., *Phys. Rev.*, **112** (1958), 1021.
 - [3] Minami, S., *Prog. Theor. Phys.*, **27** (1962), 610.
 - [4] 宫学惠, 物理学报, **16** (1960), 57.
 - [5] Sawada, K., *Prog. Theor. Phys.*, **4** (1949), 383.
 - [6] Minami, S., *Prog. Theor. Phys.*, **25** (1961), 1006.
 - [7] Gotsman, E., *Nuovo Cimento*, **32** (1964), 628.