

ФАЗОВЫЕ АНАЛИЗЫ $N\bar{K}$ -РАССЕЯНИЯ И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ Λ -ГИПЕРОНА

Ф.Никитиу, В.А.Романов*, С.В.Трубников*

Предполагается, что S-матрица $N\bar{K}$ -рассеяния имеет в P_{01} -канале полюс, соответствующий Λ -гиперону. Определен магнитный момент Λ -гиперона μ_{Λ} . Его величина "набирается" только за счет магнитных моментов нуклонов и нетривиальной релятивистской связи N и \bar{K} в P_{01} -канале. Данный метод вычисления μ_{Λ} дополняет методы кварковых моделей. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальным значением μ_{Λ} .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

$N\bar{K}$ -Scattering Phase Analysis and Λ -Hyperon Magnetic Moment

F.Nichitiu, V.A.Romanov, S.V.Trubnikov

The $N\bar{K}$ -scattering S-matrix is suggested to have the P_{01} -channel pole which corresponds to Λ -hyperon. The Λ -hyperon magnetic moment is calculated. Its value "arises" only due to nucleon magnetic moments and N and \bar{K} nontrivial relativistic coupling in the P_{01} -channel. This is one more method to the quark model methods. Our calculations are in agreement with the experimental value of μ_{Λ} .

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Экспериментальное значение магнитного момента Λ -гиперона известно весьма точно [1]:

$$\mu_{\Lambda}^{\text{exp}} = -0,6138 \pm 0,0047 \text{ я.м.} \quad (1)$$

К настоящему времени появилось значительное число работ (см., например, статьи [2-15]), посвященных теоретическому осмыслению величины (1). В большинстве работ по определению магнитных моментов октета барионов величина μ_{Λ} не вычисляется, а является входным параметром теории (наряду с магнитными

* Харьковский государственный университет

моментами протона и нейтрона $(\mu_p, \mu_n)^*$. При этом экспериментальные значения магнитных моментов остальных гиперонов воспроизводятся с точностью $\sim 20\%$ ^{3,15}. В тех случаях, когда величина μ_Λ вычисляется в рамках того или иного динамического подхода (например, в работах ^{7,9,14}), полученные результаты отстоят довольно далеко от экспериментального значения (1). Если же теоретическое значение μ_Λ близко к экспериментальному, то, как правило, возникают трудности с описанием μ_p и μ_n ¹³.

Цель настоящей работы — показать, что величину магнитного момента Λ -гиперона можно вычислить в рамках релятивистского подхода ^{16,17} к описанию определенного класса составных адронных систем. В этом подходе электромагнитные формфакторы двухчастичного связанного состояния выражаются через электромагнитные формфакторы составляющих частиц, каждая из которых находится на массовой поверхности, и через фазы взаимного рассеяния составляющих в канале с квантовыми числами связанного состояния.

Для вычисления μ_Λ необходимо предположить, что S -матрица $N\bar{K}$ -рассеяния в P_{01} -канале имеет полюс, отвечающий Λ -гиперону. Разумеется, подобная модель Λ -гиперона ни в коей мере не является обязательной, однако она, как нам представляется, удачно дополняет существующие кварковые модели (в смысле вычисления μ_Λ). В соответствии с формализмом, развитым в работах ¹⁶⁻¹⁸, выражение для релятивистского (r) магнитного момента Λ -гиперона имеет следующий вид:

$$\mu_\Lambda^r = (1 + \epsilon) \mu_\Lambda^{\text{n.r.}}, \quad (2)$$

$$\epsilon = \int_0^\infty \left[\frac{2m_2 \sqrt{2m_1}}{(m_1 + m_2)^2} - \frac{1}{\sqrt{2m_1} + \sqrt{E + 2m_1}} \right] \frac{\sqrt{E} \Delta^2(E)}{\sqrt{E + 2m_1}} dE \quad (3)$$

$$\left/ \int_0^\infty \frac{\Delta^2(E')}{\sqrt{E'}} dE', \right.$$

$$\Delta(E) = \frac{\sin \delta(E)}{E} \left(\frac{E}{E_0} \right)^\pi \exp \left\{ \frac{E + E_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\delta(E) - \delta(E')}{(E' - E)(E' + E_0)} dE' \right\}, \quad (4)$$

* По экспериментальному значению (1) фигурирует магнитный момент странного кварка μ_s .

где m_1 — масса \bar{K} , m_2 — масса протона, $\delta(E)$ — P_{01} -фаза $N\bar{K}$ -рассеяния, $E_0 > 0$ — постоянная. Входящее в (2) "наивное" нерелятивистское (п. г.) значение $\mu_{\Lambda}^{\text{п.г.}}$ вычисляется по стандартным квантовомеханическим формулам и равно

$$\mu_{\Lambda}^{\text{п.г.}} = \frac{1}{6} \left[2 - \mu_n - \mu_p - 2 \frac{m_2}{m_1} \right] = -0,45 \text{ я.м.} \quad (5)$$

Таким образом, для вычисления магнитного момента Λ -гиперона необходимо конкретизировать лишь вид $N\bar{K}$ -фазовых сдвигов. Экспериментальный материал по $N\bar{K}$ -рассеянию в P_{01} -канале содержится, например, в [19, 20]. Анализ соответствующих данных показывает, что допустимыми являются наборы P_{01} -фазовых сдвигов, приведенные на рисунке. Эти наборы использовались в расчетах μ_{Λ} по формулам (2)-(5).

Вычисления дают для релятивистского фактора ϵ значение

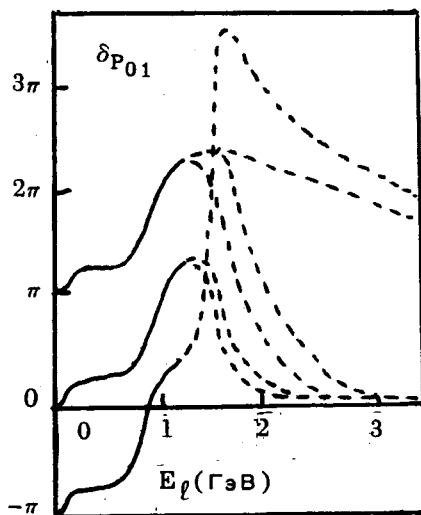
$$\epsilon = 0,29 \div 0,70, \quad (6)$$

приводящее к величине магнитного момента

$$\mu_{\Lambda}^{\text{г.}} = -(0,58 \div 0,76) \text{ я.м.} \quad (7)$$

Таким образом, P_{01} -фаза $N\bar{K}$ -рассеяния содержит информацию о весьма значительном релятивистском усилении магнитного момента Λ -гиперона по сравнению с нерелятивистским квантовомеханическим значением (5).

Из (7) видно, что интервал теоретических значений $\mu_{\Lambda}^{\text{г.}}$, допустимых с точки зрения современного экспериментального статуса $N\bar{K}$ -рассеяния, является весьма широким. Для сравнения укажем, что в модели составляющих кварков получено значение $\mu_{\Lambda} = -0,522 \text{ я.м.}^{14/}$; в модели киральных мешков — значения $\mu_{\Lambda} = -0,51 \text{ я.м.}^{9/}$ и $\mu_{\Lambda} = -0,58 \text{ я.м.}^{5/}$; а метод правил сумм КХД (приближенные формулы [6]) дает $\mu_{\Lambda} = -0,7 \text{ я.м.}$ Видно, что разброс "кварковых" значений μ_{Λ} превышает даже интервал (7). Для сужения (7) необходимо существенное улучшение фазовых анализов $N\bar{K}$ -рассеяния, особенно в об-



Различные допустимые экспериментальные P_{01} -фазовые сдвиги $N\bar{K}$ -рассеяния.

ласти промежуточных и высоких энергий. Такие анализы могут проводиться попутно с изучением неупругих каналов $N\bar{K}$ -взаимодействия, которые интенсивно исследуются в настоящее время.

Сравнение (5) и (7) с результатами других подходов демонстрирует своеобразную кварк-адронную дуальность: численно нерелятивистское "адронное" значение (5) близко к значению $\mu_\Lambda = -0,43$ я.м., полученному в модели нерелятивистских составляющих кварков в^{6/}, а наибольшее из релятивистских значений (7) совпадает с результатом вычислений в модели киральных мешков^{5/}. Интересно, что эта дуальность проявляется и в одинаковой роли релятивистских эффектов. В литературе уже отмечалось^{10/}, что как в модели киральных мешков, так и в модели составляющих кварков релятивистские эффекты улучшают согласие с экспериментальными значениями вычисляемых магнитных моментов октета барионов. Таким образом, наши расчеты μ_Λ являются дополнительными к существующим кварковым расчетам.

Отдельная интересная проблема — вычисление величины среднеквадратичного зарядового радиуса Λ -гиперона $\langle r_\Lambda^2 \rangle$. В литературе имеются работы, где $\langle r_\Lambda^2 \rangle$ вычислен в рамках модели составляющих кварков с использованием вариационного принципа^{2/} и специфического выбора потенциала qq -взаимодействия^{14/}. В обоих случаях получено значение $\langle r_\Lambda^2 \rangle = 0,04$ фм². Было бы весьма желательно вычислить величину $\langle r_\Lambda^2 \rangle$ всеми возможными способами и сравнить результаты. Оценки в рамках нашего подхода показывают, что распределение заряда в Λ -гипероне воспроизводит "нейтронный феномен": как и в нейтроне, квадрат зарядового радиуса отрицателен: $-0,5$ фм² $< \langle r_\Lambda^2 \rangle < 0$ фм²; более детальные вычисления требуют существенного улучшения фазовых анализов $N\bar{K}$ -рассеяния.

Подведем итог. Релятивистский подход^{16-18/} в проблеме определения μ_Λ приводит к достаточно хорошему результату: μ_Λ впервые вычисляется без подгоночных параметров и какой-либо апелляции к кварковым моделям и концепции странности. Величина релятивистского магнитного момента Λ -гиперона "набирается" только за счет магнитных моментов нуклонов и нетривиальной релятивистской связи N и \bar{K} в P_{01} -канале.

Авторы признательны С.Б.Герасимову, Ю.А.Щербакову и Б.З.Жопелиовичу за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schachinger L. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1978, v.41, p.607.
2. Gerasimov S.B. JINR Preprint E2-81-268, Dubna, 1981.
3. Bohm A., Teese R.B. — *Lett.Nuovo Cim.*, 1981, v.32, p.122.
4. Мусаханов М.М. — ЯФ, 1981, т.34, с.1123.
5. Thomas A.V. Preprint TRI-PP-82-29, 1982.
6. Mignani R., Prospero D. — *Nuovo Cim.*, 1983, v.75A, p.221.
7. Ioffe B.L., Smilga A.V. — In: *Int.W. on Spin Phenomena in High Energy Phys.*, Serpuchov, 1984, p.239.
8. Азнаурян И.Г., Багдасарян А.С., Тер-Исаакян Н.Л. — ЯФ, 1984, т.39, с.108.
9. Ефросинин В.П., Заикин Д.А. — ЯФ, 1984, т.39, с.115.
10. Криворученко М.И. — ЯФ, 1984, т.40, с.801.
11. Cohen J., Weber H.T. — *Phys. Lett.*, 1985, v.165B, p.229.
12. Sogami I.S., Oh'yamaguchi N. — *Phys.Rev.Lett.*, 1985, v.54, p.2295.
13. Dziembowski Z., Mankiewicz L. — *Phys.Rev.Lett.*, 1985, v.55, p.1839.
14. Silverstre-Brac B., Gignoux C. — *Phys.Rev.*, 1985, v.D32, p.743.
15. Кобзарев И.Ю. и др. — ЯФ, 1986, т.43, с.1252.
16. Кириллов А.И. и др. — ЭЧАЯ, 1975, т.6, с.3.
17. Музафаров В.М., Троицкий В.Е., Трубников С.В. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1112.
18. Романов В.А., Трубников С.В. — В сб.: *Проблемы ядерной физики и космических лучей*. Харьков: Вища школа, 1986, в.25, с.3; в.26, с.37.
19. Gorai G.P. et al. — *Nucl.Phys.*, 1977, v.B119, p.362.
20. Particle Data Group. *Rev.Mod.Phys.*, 1984, v.56.

Рукопись поступила 25 февраля 1987 года.