

О ПРОБЛЕМЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ДЕЙТРОНА

Ю. Е. Покровский

Показано, что с учетом вкладов в магнитный момент дейтрона μ_D от зависящих от импульса членов локального NN -потенциала удается в рамках нерелятивистской теории Паули согласовать μ_D с экспериментом. При этом магнитный момент дейтрона хорошо согласуется с долей D состояния в волновой функции дейтрона $P_D = 5,5 + 7\%$ и не противоречит никаким другим данным.

Существует распространенное мнение, будто магнитный момент дейтрона не согласуется в рамках нерелятивистской теории Паули с долей $(P_D)D$ -состояния в волновой функции дейтрона.

Обусловленная NN -взаимодействием часть μ_D хорошо известна экспериментально: $\Delta\mu_D = \mu_D - \mu_p - \mu_n = 0,022228 \pm 0,0001$ яд. магн. [1] и при учете одного только (возникающего из-за $P_D \neq 0$) кинематического вклада в $\Delta\mu_D$ согласуется с $P_D = 3,90 \pm 0,06\%$.

С другой стороны квадрупольный момент дейтрона [2], формфактор дейтрона [17], данные по фоторасщеплению дейтрона [4], данные по когерентному рождению π -мезонов на дейтерии [5] и сверхтонкое расщепление уровней атома дейтерия [6] по-видимому наиболее хорошо согласуются с $P_D = 5,5 + 7\%$.

Попытки [7] (1957 год) и [8] (1973 год) учесть кроме кинематического вклада в $\Delta\mu_D$ также вклад от спинорбитального члена NN -потенциала только ухудшили ситуацию и привели авторов к выводу о непригодности нерелятивистской теории Паули для описания магнитного момента дейтрона. Однако вывод работы [7] основан на расчетах с нереалистическими потенциалами [10] и [12], а на вывод работы [8] решающее влияние оказала допущенная авторами ошибка в знаке при вычислении спинорбитальных вкладов в $\Delta\mu_D$. Кроме того в обоих расчетах использовалась неверная формула для спинорбитального вклада в $\Delta\mu_D$, на что было указано в [3].

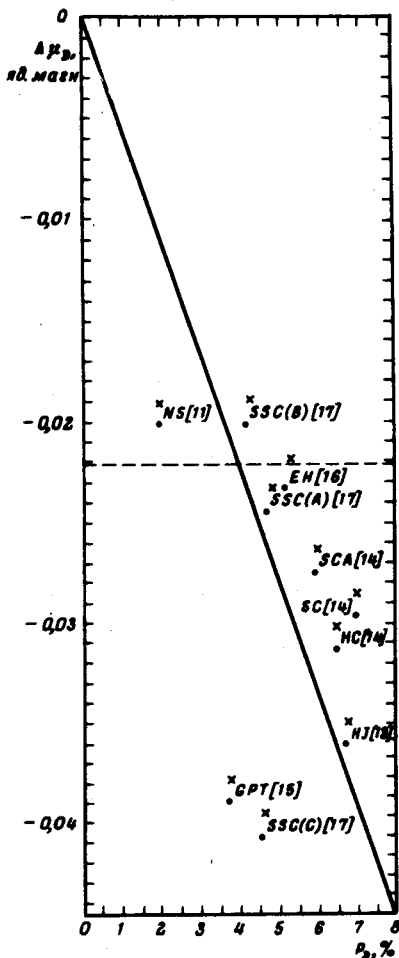
Ниже будет показано, что учет вкладов в $\Delta\mu_D$ от зависящих от импульса членов некоторых современных реалистических NN -потенциалов позволяет в рамках нерелятивистской теории Паули согласовать $\Delta\mu_D$ с $P_D = 5,5 + 7\%$. При этом величины дираковских поправок $\sim 1/c^3$, зависят от энергии связи нуклонов в дейтроне, и для большинства NN -потенциалов относительно невелики (см. рисунок).

Наиболее общее выражение для локального оператора NN -взаимодействия, удовлетворяющее общим принципам инвариантности и совместимое с уравнением Паули, получается, если в операторе NN -потенциала ограничиться второй степенью оператора импульса:

$$\hat{V} = V^C(r) + V^T(r)\hat{S}_{12} + V^{LS}(r)\hat{L}\hat{S} + V^{(LS)^2}(r)(\hat{L}\hat{S})^2 + V^{L^2}(r)\hat{L}^2 +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2m} \{ v^{P^2}(r) \hat{P}^2 + \hat{P}^2 v^{P^2}(r) \} + \frac{1}{2m} \{ (\hat{\sigma}^{(1)} \hat{P}) v^{\sigma P}(r) (\hat{P} \hat{\sigma}^{(2)}) + \\
& + (\hat{\sigma}^{(2)} \hat{P}) v^{\sigma P}(r) (\hat{P} \hat{\sigma}^{(1)}) \} + \frac{1}{2m} \{ v^{TP^2}(r) \hat{S}_{12} \hat{P}^2 + \hat{P}^2 \hat{S}_{12} v^{TP^2}(r) \}
\end{aligned}$$

где $\hat{S}_{12} = (\hat{\sigma}^{(1)} \mathbf{r})(\hat{\sigma}^{(2)} \mathbf{r}) / r^2 - 1/3 \hat{\sigma}^{(1)} \hat{\sigma}^{(2)}$
 $\hat{\sigma}_i^{(\nu)}$ — спиновые матрицы Паули, действующие на спиноры ν -й частицы,
 \mathbf{r} — вектор относительного расстояния между нуклонами, \hat{L} — опера-
тор относительного орбитального момента пары нуклонов; \hat{S} — опера-
тор полного спина пары нуклонов; m — масса нуклона.



Значения $\Delta\mu_D$ и примеси D состояния в вол-
новой функции дейтрона для некоторых NN-
потенциалов: точки — значения $\Delta\mu_D$ в рам-
ках теории Паули, крестики — значения $\Delta\mu_D$
с учетом дираковской поправки $\sim 1/c^3$.
Цифры в квадратных скобках указы-
вают литературные ссылки, буквы — вариан-
ты потенциала в обозначениях соответствующей ра-
боты, сплошная линия — кинематический вклад
в $\Delta\mu_D$, равный $-3/2(\mu_p + \mu_n - 1/2)P_D$, пунк-
тирная линия — экспериментальное значение
 $\Delta\mu_D$

Гамильтониан взаимодействия с электромагнитным полем A был
получен путем подстановки $\partial/\partial r_P^\mu - i(e/\hbar c)A_\mu(r_P)$ вместо $\partial/\partial r_P^\mu$ в
исходный гамильтониан и добавлением паулиевского члена: $-(\hat{\mu}_p +$
 $+ \hat{\mu}_n) \text{rot } A$ (здесь $\hat{\mu}_p$ и $\hat{\mu}_n$ — операторы собственных магнитных моментов
соответственно протона и нейтрона, r_P^μ — координата протона).

После отделения движения центра масс и усреднения по волновой функции дейтрона получаются следующие выражения для средних значений операторов магнитных моментов, порожденных паудиевским, кинетическим, LS , $(LS)^2$, L^2 , P^2 , TP^2 и σP членами нейтрон-протонного нерелятивистского гамильтониана с потенциалом (1):

$$\mu_S = \mu_P + \mu_n - 3/2(\mu_P + \mu_n) \langle D | D \rangle,$$

$$\mu_K = 3/4 \langle D | D \rangle,$$

$$\mu_{LS} = 1/6 \{ \langle S | r^2 v^{LS} | S \rangle - 1/\sqrt{2} \langle S | r^2 v^{LS} | D \rangle - \langle D | r^2 v^{LS} | D \rangle \},$$

$$\mu_{L^2} = 3/4 \langle D | r^2 v^{L^2} | D \rangle,$$

$$\mu_{P^2} = 3/4 \langle D | v^{P^2} | D \rangle,$$

$$\mu_{(LS)^2} = 1/\sqrt{2} \langle S | r^2 v^{(LS)^2} | D \rangle + \langle D | r^2 v^{(LS)^2} | D \rangle,$$

где

$$v^i = v^i / E_0; i = LS, (LS)^2, L^2; E_0 = \hbar^2 / ma^2 \Big|_{a=1\text{ф}} = 41,4686 \text{ мэв}; \\ \langle a | 0 | b \rangle = \int_0^\infty \phi_a(r) 0(r) \phi_b(r) dr.$$

ϕ_S и ϕ_D — радиальные волновые функции дейтрона отвечающие значениям орбитального момента соответственно $L = 0$ и $L = 2$, нормированные условием: $\langle S | S \rangle + \langle D | D \rangle = 1$ и вычисленные для потенциала (1).

Рассмотренные вклады исчерпывают все возможные в рамках нерелятивистской теории Паули вклады в магнитный момент дейтрона.

Доминирующая дираковская поправка $\sim 1/c^3$ эффективно зависит от энергии связи дейтрона E_D и имеет вид

$$\Delta \mu_{\text{DIRAC}} \approx \frac{1}{2} (\mu_P + \mu_n) E_D / mc^2 \text{ ад. магн. [18].}$$

Изображенные на рисунке результаты расчетов $\Delta \mu_D$ показывают, что величина вклада от зависящих от импульса членов для некоторых потенциалов оказывается настолько близкой к своему экспериментальному значению, что за счет несущественного для всех других двухнуклонных данных изменения спинорбитального потенциала можно добиться сколь угодно точного совпадения теоретического значения $\Delta \mu_D$ с экспериментом.

Другая возможность построения реалистического NN -потенциала, сколь угодно точно описывающего магнитный момент дейтрона связана с существованием группы унитарных преобразований NN -потенциала, которые не изменяют ни фазы NN -рассеяния, ни свойства дейтрона не связанные с взаимодействием с внешним полем [9]. При этом преобразовании потенциал (1) сохраняет свой операторный вид, но изменяются все входящие в него радиальные функции, что приводит к изменению всех электромагнитных свойств дейтрона. Это дает возможность сколь угодно точного описания $\Delta \mu_D$ путем соответствующего унитарного преобразования любого реалистического NN -потенциала.

Поэтому в обратной задаче упругого NN -рассеяния магнитный момент дейтрона играет совершенно исключительную роль, существенно ограничивая класс унитарных преобразований [9].

Оставшаяся свобода преобразования триплетной четной и полная свобода преобразования синглетной четной компонент NN -потенциала может быть использована для согласования с экспериментом магнитных моментов, энергий связи и других характеристик таких ядер как ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$.

Резюмируя, следует подчеркнуть, что хорошо подогнанные ко всем двухнуклонным данным реалистические NN -потенциалы приводят в рамках нерелятивистской теории Паули к удовлетворительному описанию магнитного момента дейтрона, причем это описание может быть сделано сколь угодно точным без привлечения каких-либо дополнительных вкладов в магнитный момент дейтрона.

Автор благодарит А.И.Базя, М.В.Жукова, И.С.Шапиро и В.Д.Эфроса за чрезвычайно полезные обсуждения работы.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
2 апреля 1975 г.

Литература

- [1] J.V.Marion, H.Wincler. Phys. Rev., 156, 1062, 1967.
- [2] N.K.Glendenning, G.Kramer. Phys. Rev., 126, 2159, 1962.
- [3] J.C.Bergstrom. Phys. Rev., C9, 2435, 1974.
- [4] В.К.Тартаковский, Ю.Л.Гурин. Укр. Физ. ж., 17, 1125, 1972.
- [5] F.T.Hadjioannou, R.J.N.Phillips, W.Rarita. Phys. Rev. Lett., 9, 183, 1962.
- [6] A.M.Sessler, H.M.Foley. Phys. Rev., 110, 995, 1958.
- [7] H.Feshbach. Phys. Rev., 107, 1626, 1957.
- [8] S.Mukherjee, R.Shyam. Phys. Rev., C8, 1973.
- [9] F.Coester, S.Cohen, B.D.Day, C.M.Vincent. Phys. Rev., C1, 769, 1970.
- [10] J.Gamme, R.Thaler. Phys. Rev., 107, 1337, 1957.
- [11] R.G.Newton, J.H.Scofield. Phys. Rev., 110, 785, 1958.
- [12] P.Signell, R.Marshak. Phys. Rev., 109, 1229, 1958.
- [13] T.Hamada, I.D.Johnston. Nucl. Phys., 34, 382, 1962.
- [14] R.V.Reid. Ann. Phys., 50, 411, 1968.
- [15] D.Gogny, P.Pires, R. de Tourreil. Phys. Lett., 32B, 591, 1970.
- [16] H.Eikemeier, H.H.Hackenbroich. Nucl. Phys., A169, 407, 1971.
- [17] R. de Tourreil, D.W.L.Sprung. Nucl. Phys., A201, 193, 1973.
- [18] П.Н.Боголюбов. ЭЧАЯ, 3, 144, 1972.