

НОВЫЕ ДАННЫЕ О МАГНИТНОМ МОМЕНТЕ ДЕЙТОНА

В 1940 г. Келлг, Раби, Рамзей и Захариас¹, исследуя радиочастотные спектры молекул HD и D₂, пришли к заключению о наличии у дейтона электрического квадрупольного момента $Q = (2,73 \pm 0,005) \times 10^{-27} \text{ см}^2$. Если это так, то основным состоянием дейтона не может быть 3S_1 -состояние, характере изучаемая сферической симметрией волновой функции.

С другой стороны, экспериментальные сведения о магнитном моменте дейтона вместе с весьма общими теоретическими соображениями определённо исключают предположение о том, что основным состоянием дейтона является «чистое» 3P_1 - или 3D_1 -состояние.

Приходится принять поэтому, что основное состояние дейтона представляет собой суперпозицию 3S_1 - и 3D_1 -состояний (суперпозиция 3S_1 - и 3P_1 -состояний невозможна, так как волновые функции 3S_1 - и 3P_1 -состояний обладают различной чётностью). Но отсюда следует нецентральный характер ядерных сил — вывод первостепенной важности.

Естественно поэтому стремление многих исследователей проверить другими способами, действительно ли основное состояние дейтона есть «смесь» 3S_1 - и 3D_1 -состояний. Для этой цели может быть, например, использован следующий факт: если основным состоянием дейтона является «чистое» 3S_1 - состояние, магнитный момент его должен в точности равняться разности $\mu_p - \mu_n$, где μ_p — магнитный момент протона, μ_n — магнитный момент нейтрона; если основное состояние есть суперпозиция 3S_1 - и 3D_1 -состояний, должен иметься некоторый добавочный магнитный момент, обусловленный ротацией протона и нейтрона в ядре.

Теоретические расчёты Парита и Швингера² показали, что «примесь» 3D_1 -состояния должна составлять всего лишь около 4%. Эти авторы исходили из предположения, что ядерные поля протона и нейтрона по виду аналогичны полям диполей. Для определения констант поля они использовали экспериментальные данные об энергии связи дейтона, его квадрупольном моменте, рассеянии медленных нейтронов на протонах, радиусе действия ядерных сил (из опытов по рассеянию протонов на протонах). Исходя из значений $\mu_p = 2,78 \pm 0,12$ ядерного магнетона, $\mu_D = 0,85 \pm 0,006$ ядерного

магнетона, Рарита и Швингер получили для μ_n величину $-1,901 \pm 0,02$ ядерного магнетона, тогда как простое вычитание, $\mu_D - \mu_p$ даёт $-1,930 \pm \pm 0,2$ ядерного магнетона.

По измерениям Альвареца и Блоха³ магнитный момент свободного нейтрона считался равным $-1,935 \pm 0,02$ ядерного магнетона. Как видно из приведённых данных, имевшийся в то время экспериментальный материал не мог быть использован для проверки рассмотренного выше эффекта из-за недостаточной точности измерений.

В 1943 г. Арнольд и Робертс⁴ предприняли точные измерения отношений

$\frac{\mu_D}{\mu_p}$ и $\frac{\mu_n}{\mu_p}$ и получили полное согласие с теоретическими результатами Рарита и Швингера. Их эксперименты представляют собой сочетание метода ядерной индукции⁵ и методики Альвареца и Блоха по измерению магнитного момента свободного нейтрона. Как известно, определение магнитных моментов ядер посредством резонансных методов, какими являются метод ядерной индукции и метод Альвареца и Блоха, сводится к измерению резонансных значений напряжённости однородного магнитного поля H и частоты осциллирующего магнитного поля ω , удовлетворяющих соотношению

$$\omega = \frac{2\pi}{h} \frac{\mu H}{I}, \quad (1)$$

где I — спин ядра. Поскольку частота ω легко может быть измерена с точностью до 0,01% с помощью обычного гетеродинного частотомера, главная ошибка в определении μ происходит от неточности измерения H .

Однако эту ошибку можно исключить при определении отношений магнитных моментов ядер, если производить измерения при одной и той же установке магнитного поля H . Этим и воспользовались Арнольд и

Робертс. В их опытах по определению $\frac{\mu_n}{\mu_p}$ в межполюсной зазор магнита, создающего однородное поле H , помещалось небольшое количество водородсодержащего вещества (дистиллированная вода, парафин, бензин) и для некоторой напряжённости однородного поля H подбиралось резонансное значение ω_p , удовлетворяющее соотношению (1) для протона. Затем, при той же установке поля H , с помощью методики Альвареца и Блоха подбиралось резонансное значение частоты ω_n для нейтрона. Тогда, как легко видеть,

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = \frac{\omega_n}{\omega_p}.$$

Аналогичным образом было найдено отношение $\frac{\mu_D}{\mu_p}$. Поскольку для сравнения с теорией необходимо знать лишь эти отношения, можно принять,

что μ_p в точности известно, и рассчитать, исходя из величин $\frac{\mu_n}{\mu_p}$ и $\frac{\mu_D}{\mu_p}$, μ_n и μ_D

Результаты Арнольда и Робертса и сравнение их с теоретическим значением μ_n , рассчитанным по Рарита и Швингеру, содержатся в таблице.

Как видно из таблицы, имеет место превосходное согласие эксперимента с теорией, которое может показаться даже несколько удивительным, если иметь в виду очевидное несовершенство теории.

Тем не менее, несомненным является то обстоятельство, что результаты Арнольда и Робертса подтверждают рассмотренную выше концепцию структуры волновой функции основного состояния дейтона и, следовательно, нецентральный характер ядерных сил.

Магнитные моменты протона, дейтона и нейтрона

Измерения Арнольда и Робертса	Теоретический расчёт по Рарита и Швингеру	$\mu_D - \mu_P$
$\frac{\mu_D}{\mu_P} \quad 0,30702 \pm 0,0001$	—	—
$\frac{\mu_n}{\mu_P} \quad 0,68479 \pm 0,0004$	—	—
$\mu_D \quad 0,8564 \pm 0,0003^*)$	—	—
$\mu_n \quad -1,9103 \pm 0,0012^*)$	$-1,9108 \pm 0,001^*)$	$-1,9331 \pm 0,0015$

И С. Шапиро

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi, N. F. Ramsey and J. R. Zacharias, Phys. Rev. **57**, 677, (1940).
2. William Rarita and Julian Schwinger, Phys. Rev. **59**, 436 (1941).
3. L. W. Alvarez and F. Bloch, Phys. Rev. **57**, 111 (1940).
4. Wayne R., Arnold and Arthur Robert, Phys. Rev. **70**, 766, (1946).
5. F. Bloch, Phys. Rev. **70**, 460 (1946).
F. Bloch, N. W. Hansen and M. Packard, Phys. Rev. **70**, 474 (1946).

