

ОСЦИЛЛЯЦИИ СПИНА И СПИНОВЫЙ ДИХРОИЗМ ДЕЙТРОНОВ, ВРАЩАЮЩИХСЯ В НАКОПИТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕ

В. Г. Барышевский, А. Р. Ширвель

В работах [1, 2] было показано, что при движении в однородном изотропном веществе частиц больших энергий, обладающих спином $S \geq 1$, возникают явления вращения их спина и спинового дихроизма (эффект двойного лучепреломления). В настоящее время спиновый дихроизм обнаружен экспериментально для дейтронов с энергией $10 \div 20$ МэВ [3]. Исследование эффекта двулучепреломления позволяет измерить зависящую от спина часть амплитуды упругого когерентного рассеяния вперед дейтрона на протоне (ядре) даже в области высоких и сверхвысоких энергий. Изучение данного эффекта важно также вследствие того, что он обязательно присутствует при исследовании процессов взаимодействия поляризованных дейтронов с ядрами, и игнорирование его может привести к неправильной интерпретации экспериментальных данных [4]. В этой связи необходимо обратить внимание на эксперименты, направленные на поиск электрического дипольного момента (ЭДМ) дейтронов, вращающихся в накопительном кольце. При подготовке указанных экспериментов для описания эволюции спина частиц в накопителе используется уравнение Баргмана – Мишеля – Телегди [5, 6], однако оно не содержит в себе эффекта двойного лучепреломления.

В настоящей работе проводится рассмотрение явлений осцилляций спина и спинового дихроизма дейтронов в веществе и в электрическом поле при их движении в накопителе. Получены уравнения, описывающие эволюцию состояния поляризации пучка дейтронов с учетом вкладов указанных явлений. Показано, что эффект двулучепреломления приводит к значительным частотам прецессии спина и, следовательно, должен быть детально изучен при проведении в накопителях экспериментов по поиску ЭДМ дейтрона.

Рассмотрим движение дейтрона в накопителе. Для описания эволюции спина релятивистской частицы, движущейся во внешних магнитном и электрическом полях, широко используется уравнение Баргмана – Мишеля – Телегди (БМТ) [5, 6]. Так, согласно [7, 8], БМТ уравнение с учетом вклада ЭДМ может быть записано в виде

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = [\vec{p} \times \vec{\Omega}(d)], \quad (1)$$

где t – время в лабораторной системе координат,

$$\vec{\Omega}(d) = \frac{e}{m} \left[\left(a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} - a \frac{\gamma}{\gamma+1} (\vec{\beta} \cdot \vec{B}) \vec{\beta} - \left(\frac{g}{2} - \frac{\gamma}{\gamma+1} \right) \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c} \right] + \frac{d}{\hbar} (\vec{E} + c \vec{\beta} \times \vec{B}),$$

m – масса частицы, e – ее заряд, $\vec{p}$ – вектор спиновой поляризации, d – электрический дипольный момент, γ – Лоренц-фактор, $\vec{\beta} = \vec{v}/c$, $a = (g-2)/2$, g –

гиромагнитное отношение, $\vec{E}$ и $\vec{B}$ – напряженности электрического и магнитного полей в точке нахождения частицы.

Согласно [1, 2], проходящая через неполяризованное вещество частица со спином $S \geq 1$ характеризуется показателем преломления, зависящим от ориентации ее спина относительно импульса. Другими словами, при движении в среде частица обладает зависящей от ее спинового состояния эффективной потенциальной энергией [1, 2]:

$$\hat{V} = -\frac{2\pi\hbar^2}{m\gamma} N \hat{f}(0), \quad (2)$$

где $\hat{f}(0)$ – зависящая от спина амплитуда упругого когерентного рассеяния частицы на нулевой угол, N – плотность рассеивателей вещества (число рассеивателей в 1 см^3). Подставляя явную форму $\hat{f}(0)$ для частицы со спином $S=1$ (дейтрон) ($\hat{f}(0) = d + d_1(\vec{S}\vec{n})^2$) в (2), можно получить [1, 2]

$$\hat{V} = -\frac{2\pi\hbar^2}{m\gamma} N \left(d + d_1(\vec{S}\vec{n})^2 \right), \quad (3)$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор вдоль направления импульса частицы.

Сравним энергию взаимодействия (3) с энергией дейтрона $\hat{V}_E$ во внешнем электрическом поле, обусловленной наличием у частицы тензора электрической поляризуемости:

$$\hat{V}_E = \alpha_S \vec{E}^2 - \alpha_T \vec{E}^2 (\vec{S}\vec{n}_E)^2, \quad (4)$$

где α_S , α_T – скалярная и тензорная электрические поляризуемости дейтрона соответственно, $\vec{n}_E$ – единичный вектор вдоль $\vec{E}$. Как видим, энергия взаимодействия дейтрона с веществом имеет вид, совпадающий с энергией дейтрона в электрическом поле. Как следствие, и расщепление энергетических уровней данной ядерной системы в веществе подобно расщеплению энергетических уровней атома (ядра), находящегося во внешнем электрическом поле (квадратичный эффект Штарка). Следовательно, (3) может рассматриваться как энергия взаимодействия дейтрона с псевдоэлектрическим ядерным полем вещества.

Таким образом, при рассмотрении эволюции спина частицы с $S=1$ в накопителе необходимо иметь в виду несколько взаимодействий: 1) взаимодействия магнитного и электрического дипольного моментов с электромагнитным полем; 2) взаимодействие частицы с псевдоэлектрическим ядерным полем вещества; 3) взаимодействие частицы с электрическим полем вследствие наличия у нее тензора электрической поляризуемости (заметим, что дейтрон обладает и магнитной поляризуемостью [9], однако в данной работе мы сосредоточим внимание на описании влияния псевдоэлектрического и электрического полей на спин частицы).

Следует обратить внимание на то, что потенциал (3), обусловленный когерентным взаимодействием частицы с веществом, имеет реальную и мнимую части, описывающие когерентные упругие и неупругие процессы. По этой при-

чине вклад данного взаимодействия в эволюцию спина дейтрона в накопителе более последовательно рассматривать на языке матрицы плотности.

Матрица плотности системы «дейтрон + мишень»

$$\hat{\rho} = \hat{\rho}_d \otimes \hat{\rho}_t,$$

где $\hat{\rho}_t$ – матрица плотности рассеивателей мишени, $\hat{\rho}_d$ – матрица плотности пучка дейтронов:

$$\hat{\rho}_d = I(\vec{k}) \left(\frac{1}{3} \hat{I} + \frac{1}{2} \vec{p}(\vec{k}) \hat{S} + \frac{1}{9} p_{ik}(\vec{k}) \hat{Q}_{ik} \right), \quad (5)$$

где $I(\vec{k})$ – интенсивность пучка, $\vec{p}$ – его вектор поляризации, p_{ik} – компоненты тензора квадрупольной поляризации. Для неполяризованной мишени $\hat{\rho}_t$ пропорциональна единичной матрице в спиновом пространстве ядер мишени.

Уравнение для матрицы плотности дейтронного пучка можно записать в виде

$$\frac{d\hat{\rho}_d}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}_d] + \left(\frac{\partial \hat{\rho}_d}{\partial t} \right)_{col}, \quad (6)$$

гамильтониан $\hat{H}$ описывает взаимодействие дейтрона с внешним электромагнитным полем вследствие наличия у него магнитного и электрического дипольного моментов, а также электрической и магнитной поляризуемостей (далее будем рассматривать влияние на поведение спина дейтрона электрического поля за счет тензора электрической поляризуемости ядра (4)). В этом случае $\hat{H}$ имеет вид $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_d + \hat{V}_E$ (считаем, что поля $\vec{E}$ и $\vec{B}$ направлены ортогонально скорости частицы), гамильтониан $\hat{H}_0$ приводит к уравнению Баргмана – Мишеля – Телегди:

$$\begin{aligned} \hat{V}_d &= -d(\vec{E} + c\vec{\beta} \times \vec{B}) \hat{S}, \\ \hat{V}_E &= \alpha_s (\vec{E} + c\vec{\beta} \times \vec{B})^2 - \alpha_T (\vec{E} + c\vec{\beta} \times \vec{B})^2 (\hat{S} \vec{n}_E)^2, \\ \vec{n}_E &= \frac{\vec{E} + c\vec{\beta} \times \vec{B}}{|\vec{E} + c\vec{\beta} \times \vec{B}|}. \end{aligned}$$

Столкновительный член $\left(\frac{\partial \hat{\rho}_d}{\partial t} \right)_{col}$ может быть найден методом, описанным в [10]:

$$\left(\frac{d\hat{\rho}_d}{dt} \right)_{col} = vN Sp_t \left[\frac{2\pi i}{k} \left[\hat{F}(\theta=0) \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{F}^+(\theta=0) \right] + \int d\Omega \hat{F}(\vec{k}') \hat{\rho}(\vec{k}') \hat{F}^+(\vec{k}') \right], \quad (7)$$

где $\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q}$, $\vec{q}$ – импульс, переданный ядрам мишени, v – модуль начальной скорости дейтронов в пучке, N – число ядер мишени в единице объема, $\hat{F}$ – зависящая от спинов амплитуда рассеяния дейтрона на ядре мишени. Первое слагаемое в (7) описывает когерентное рассеяние, второе – многократное рассеяние в мишени.

С учетом явного вида амплитуды рассеяния дейтрона на неполяризованной мишени $\hat{f}(0) = Sp_i \hat{F}(0) \hat{\rho}_i = d + d_1 (\vec{S}\vec{n})^2$, где $\vec{n} = \vec{k}/k$, $\vec{k}$ – волновой вектор дейтрона, выражение (6) можно переписать в виде

$$\frac{d\hat{\rho}_d}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}_d] - \frac{i}{\hbar} (\hat{V} \hat{\rho}_d - \hat{\rho}_d \hat{V}^+) + vN Sp_i \int d\Omega \hat{F}(\vec{k}') \hat{\rho}(\vec{k}') \hat{F}^+(\vec{k}'). \quad (8)$$

Последнее слагаемое в (8) описывает процесс многократного рассеяния и связанную с ним спиновую деполяризацию. Анализ показывает [11], что процесс спиновой деполяризации развивается на временах, много больших характерных периодов вращения спина, которые описываются первыми двумя слагаемыми (8). По этой причине последний член в (8) мы здесь рассматривать не будем.

Уравнения для скорости изменения вектора поляризации $\vec{p}$ и компонент тензора квадрупольной поляризации p_{ik} дейтронного пучка можно представить в виде

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{Sp_d \frac{d\hat{\rho}_d}{dt} \hat{S}}{I(t)} - \vec{p}(t) \frac{1}{I(t)} \frac{dI}{dt}, \quad (9)$$

$$\frac{dp_{ik}}{dt} = \frac{Sp_d \frac{d\hat{\rho}_d}{dt} \hat{Q}_{ik}}{I(t)} - p_{ik}(t) \frac{1}{I(t)} \frac{dI}{dt}. \quad (10)$$

Здесь $I(t) = Sp_d \hat{\rho}_d(t)$ – интенсивность пучка, $\hat{Q}_{ik} = \frac{3}{2} \left(\hat{S}_i \hat{S}_k + \hat{S}_k \hat{S}_i - \frac{4}{3} \delta_{ik} \hat{I} \right)$.

Используя (5) и (3), (8), (9) и (10), можно получить следующую систему уравнений, описывающую изменения вектора поляризации и тензора квадрупольной поляризации дейтрона с течением времени ($\vec{n} = \vec{k}/k$, $p_{xx} + p_{yy} + p_{zz} = 0$):

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} &= [\vec{p} \times \vec{\Omega}(d)] + \frac{\chi}{2} (\vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{p}) + \vec{p}) + \frac{\eta}{3} [\vec{n} \times \vec{n}'] - \\ &\quad - \frac{2\chi}{3} \vec{p} - \frac{\chi}{3} (\vec{n} \cdot \vec{n}') \vec{p} - \frac{2}{3} \frac{\alpha_T \vec{E}_{eff}^2}{\hbar} [\vec{n}_E \times \vec{n}'_E], \\ \frac{dp_{ik}}{dt} &= -(\varepsilon_{jkr} p_{ij} + \varepsilon_{jir} p_{kj}) \Omega_r(d) + \\ &\quad + \chi \left\{ -\frac{1}{3} \delta_{ik} + n_i n_k + \frac{1}{3} p_{ik} - \frac{1}{2} (n'_i n_k + n_i n'_k) + \frac{1}{3} (\vec{n} \cdot \vec{n}') \delta_{ik} \right\} + \\ &\quad + \frac{3\eta}{4} ([\vec{n} \times \vec{p}]_i n_k + n_i [\vec{n} \times \vec{p}]_k) - \frac{\chi}{3} (\vec{n} \cdot \vec{n}') p_{ik} - \\ &\quad - \frac{3}{2} \frac{\alpha_T \vec{E}_{eff}^2}{\hbar} ([\vec{n}_E \times \vec{p}]_i n_{E,k} + n_{E,i} [\vec{n}_E \times \vec{p}]_k), \end{aligned} \right. \quad (11)$$

где $\chi = -\frac{4\pi v N}{k} \text{Im} d_1 = -v N (\sigma_1 - \sigma_0)$, $\alpha = -\frac{4\pi v N}{k} \text{Im} d = -v N \sigma_0$, σ_1 и σ_0 – полные сечения рассеяния дейтрона на неполяризованных ядрах мишени для спиновых состояний дейтрона, обладающих магнитными квантовыми числами $M=1$ и $M=0$ соответственно, $\eta = -\frac{4\pi v N}{k} \text{Re} d_1$, $n'_i = p_{ik} n_k$, $n'_{E,i} = p_{ik} n_{E,k}$, $\vec{E}_{eff} = \vec{E} + c\vec{\beta} \times \vec{B}$, $\Omega_r(d)$ – компоненты вектора $\vec{\Omega}(d)$ (1) ($r = 1, 2, 3$ соответствует x, y, z).

Из (11) вытекает, что изменения компонент вектора поляризации и тензора квадрупольной поляризации, происходящие за счет ЭДМ, смешиваются с соответствующими вкладами, обусловленными эффектами двойного лучепреломления.

Предположим, что направление векторов $\vec{B}$, $\vec{E}$ и $\vec{n}$ взаимно перпендикулярно. В этом случае суммарный поворот спина складывается из: а) поворота в $(\vec{E}, \vec{n})$ плоскости, который обусловлен взаимодействием магнитного момента с внешними полями, с частотой вращения, описываемой выражением

$$\vec{\omega}_a = \frac{e}{m} \left\{ a\vec{B} + \left(\frac{1}{\gamma^2 - 1} - a \right) \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c} \right\};$$

б) поворота в вертикальной плоскости $(\vec{B}, \vec{n})$ за счет наличия электрического дипольного момента, с частотой

$$\vec{\omega}_d = d \frac{c}{\hbar} \left(\frac{\vec{E}}{c} + \vec{\beta} \times \vec{B} \right); \quad (12)$$

в) вращения в вертикальной плоскости $(\vec{E}, \vec{B})$, перпендикулярной направлению $\vec{n}$, которое обусловлено эффектом двойного лучепреломления в среде, с частотой

$$\omega = \frac{2\pi N v}{k} \text{Re} d_1 = \frac{2\pi N}{m} \hbar \text{Re} d_1; \quad (13)$$

д) поворота в плоскости $(\vec{B}, \vec{n})$ за счет эффекта двойного лучепреломления в электрическом поле, при соответствующей частоте

$$\omega_E = \frac{\alpha_T (\vec{E} + c\vec{\beta} \times \vec{B})^2}{\hbar}. \quad (14)$$

Сопоставим величины частот вращения спина дейтрона за счет ЭДМ и эффекта двулучепреломления. Частота вращения спина вследствие наличия ЭДМ, определяемая формулой (12), для накопителя с $E = 3.5$ МВ/м, $B = 0.2$ Тл и ожидаемой величиной ЭДМ дейтрона $d \sim 10^{-29} e \cdot \text{см}$ (энергия дейтронного пучка 2 ГэВ) составляет $\omega_{edm} \approx 3.7 \cdot 10^{-9}$ рад/с. Оценим частоту вращения, обусловленную псевдоэлектрическим полем газовой мишени. Так как мишень имеет конечную длину, то выражение для соответствующей частоты отличается от формулы

(13), справедливой для случая сплошной среды. В данном случае эффективная частота вращения (угол вращения за $\tau = 1$ с) определяется следующим образом:

$$\omega_{\text{eff}} \equiv \varphi_t = \frac{2\pi j}{k} \text{Red}_1 \nu,$$

где ω_{eff} – эффективная частота вращения спина, φ_t – угол поворота спина в мишени за $\tau = 1$ с, $j = N_t l$ – число частиц в единице площади сечения, N_t – число атомов мишени в единице объема, l – длина мишени, ν – частота вращения пучка в накопителе, $k = mv/\hbar$ – волновой вектор дейтрона. Тогда, используя параметры эксперимента, приведенные в [7], при $j \sim 10^{19} \text{ м}^{-2}$, $\nu = 6.76 \cdot 10^5$, имеем $\omega_{\text{eff}} \approx 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с}$.

Таким образом, частота вращения вектора поляризации за счет эффекта двулучепреломления в газовой мишени превосходит частоту вращения, обусловленную наличием дипольного момента на три порядка.

Величина частоты вращения спина вследствие двулучепреломления в электрическом поле, согласно (14), для $\alpha_T \sim 10^{-40} \text{ см}^3$ составляет $\omega_E \sim 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ рад/с}$.

Проведем расчет величины спинового дихроизма. Данная характеристика описывается параметром $\chi = -zN(\sigma_1 - \sigma_0)$ (11). В случае, если пучок проходит через газовую струю (газовую мишень), то за время вращения в накопителе $\tau = 1$ с имеем

$$|\chi_t| = j(\sigma_1 - \sigma_0)\nu. \quad (15)$$

Из (15) следует, что для $j \sim 10^{19} \text{ м}^{-2}$ и $\nu = 6.76 \cdot 10^5$, $\chi_t \sim 6.8 \cdot 10^{-5}$. Следовательно, имеется значительный спиновый дихроизм пучка.

Таким образом, при проведении экспериментов по поиску ЭДМ дейтрона необходимо учитывать наличие поворота спина и спинового дихроизма, обусловленные эффектом двойного лучепреломления вследствие взаимодействия дейтрона с веществом мишени и с электромагнитным полем, существующим в накопительном кольце. Более того, в этих экспериментах можно измерить такие важные величины, как зависящую от спина часть упругого когерентного рассеяния дейтрона ядрами на нулевой угол, а также тензорную электрическую поляризуемость дейтрона.

Литература

1. Baryshevsky V. G. // Phys. Lett. 1992. Vol. 171A. P. 431.
2. Baryshevsky V. G. // J. Phys. 1993. Vol. 19G. P. 273.
3. Baryshevsky V., Rouba A. et al. // arXiv: hep-ph/0501045.
4. Baryshevsky V., Rathmann F. // Cosy Summer School. 2002. Vol. 1. P. 12.
5. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория. 1968. Ч. 1. С. 173.
6. Montague B. W. // Phys. Reports. 1984. Vol. 113, № 1. P. 1.
7. Farley F. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93, № 5. P. 052001.

8. *Orlov Y. F.* // STORI'05, 6th Int. Congress on Nuclear Physics at Storage Ring. Jülich-Bonn. 2005. P. 223.
9. *Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.* // arXiv: hep-ph/0506135.
10. *Baryshevsky V., Shekhtman A.* // Phys. Rev. 1996. Vol. 53C. P. 267.
11. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Cherkas S. L.* // arXiv: hep-ph/9907464.

**SPIN OSCILLATIONS AND SPIN DICHROISM
(THE BIREFRINGENCE EFFECT) OF DEUTERONS
ROTATING IN A STORAGE RING**

V. G. Baryshevsky, A. R. Shyrvel

It is shown that the Bargman-Myshel-Telegdy equation does not completely describe the evolution of deuteron spin characteristics in the storage ring, that's why the terms corresponding to the birefringence effect in a substance and both in pseudoelectric and ordinary electric fields should be added to the BMT equation. The phenomenon of deuteron birefringence can imitate the spin rotation due to the EDM. The study of this effect also enables to measure both the spin-dependent part of the amplitude of the coherent elastic scattering by the nuclei through zero angle and the tensor electric polarizability of a deuteron.