

Теоретические аспекты спиновой физики на комплексе Nuclotron/NICA

Возможность измерения тензорных электрической и магнитной поляризуемостей дейтрона на Нуклотроне

А.Я. Силенко
(в коллаборации с В.Г. Барышевским и Н.Н. Николаевым)

4 марта 2026
ЛФВЭ ОИЯИ

OUTLINE

- Введение
- Релятивистский гамильтониан взаимодействия, обусловленного тензорными поляризуемостями
- Методы проведения эксперимента
- Теоретический анализ
- Заключение

Введение

Methods of measurement of tensor polarizabilities of the deuteron and other nuclei

Methods of measurement of tensor polarizabilities of the deuteron and other nuclei in the framework of the EDM experiment have been proposed by V. G. Baryshevsky and coathors:

- V. Baryshevsky and A. Shirvel, hep-ph/0503214.
- V. G. Baryshevsky, STORI 2005 Conference Proceedings, Schriften des Forschungszentrums Jülich, Matter and Materials, Vol. 30 (2005), pp. 227–230; J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **35,** 035102 (2008); hep-ph/0504064; hep-ph/0510158; hep-ph/0603191.
- V. G. Baryshevsky and A. A. Gurinovich, hep-ph/0506135.

Birefringence effect in the nuclear pseudoelectric field of matter and an external electric field for a deuteron (nucleus) rotating in a storage ring

V.G. Baryshevsky,
Research Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,
11 Bobruyskaya Str., Minsk 220050, Belarus,
e-mail: bar@inp.minsk.by

2nd February 2008

0504064v1 8 Apr 2005

Abstract

The birefringence effect in the nuclear pseudoelectric field of matter and an external electric field for a particle (deuteron, nucleus) moving in a storage ring is discussed. The influence of the birefringence effect on the EDM measurement experiments is considered. The attention is drawn to the possibility to measure the spin-dependent amplitude of the elastic coherent scattering of a deuteron by a nucleus, the electric polarizability of a deuteron (nucleus). Using a gas target with polarized nuclei also allows to study P-,T-odd interactions.

Method of the coherent elastic scattering amplitude at zero angle *f*(0) was used

V.G. Baryshevsky and co-authors:

The tensor electric and magnetic polarizabilities of the deuteron manifest themselves in the EDM experiment with vector-polarized deuterons and can be measured

The tensor electric polarizability stimulates the buildup of the vertical polarization of vector-polarized deuteron beam

The tensor magnetic polarizability produces the spin rotation with two frequencies instead of one, beating and causes transitions between vector and tensor polarizations

The results have been summarized in the work:

V. G. Baryshevsky, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 35, 035102 (2008).

Because of a doubt expressed, the results obtained have been confirmed by the very different matrix method:

A. J. Silenko, Phys. Rev. C 75, 014003 (2007).

A. J. Silenko, Phys. Rev. C 77, 021001(R) (2008).

A. J. Silenko, Phys. Rev. C 80, 044315 (2009).

Different methods give the same results

Релятивистский гамильтониан взаимодействия, обусловленного тензорными поляризуемостями

Классический релятивистский гамильтониан, определяющий взаимодействие диполей с внешними полями, равен

$$H = -\boldsymbol{d}\cdot\boldsymbol{E} - \boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{B}.$$

$$H^{(0)} = -\boldsymbol{d}^{(0)}\cdot\boldsymbol{E}^{(0)} - \boldsymbol{\mu}^{(0)}\cdot\boldsymbol{B}^{(0)},$$

$$d_i^{(0)} = \alpha_{ij}^{(T)} E_j^{(0)}, \qquad \mu_i^{(0)} = \beta_{ij}^{(T)} B_j^{(0)}.$$

Как было показано в работе A. J. Silenko, Phys. Scripta 90, 065303 (2015),

$$\mathcal{D}^{\mu\nu} = (\gamma\boldsymbol{d}, \gamma\boldsymbol{\mu})$$

– антисимметричный четырехтензор. Его свертка с $F^{\mu\nu}$ – инвариант:

$$\boldsymbol{d}^{(0)}\cdot\boldsymbol{E}^{(0)} + \boldsymbol{\mu}^{(0)}\cdot\boldsymbol{B}^{(0)} = \gamma(\boldsymbol{d}\cdot\boldsymbol{E} + \boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{B})$$

$$\gamma H = \gamma^{(0)} H^{(0)}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(S_i S_j + S_j S_i) - \frac{1}{3}\delta_{ij} S(S+1).$$

The tensor electric and magnetic polarizabilities affect the spin

$$H = -\frac{\alpha_T}{\gamma}\left(\mathbf{S}\cdot\mathbf{E}^{(0)}\right)^2 - \frac{\beta_T}{\gamma}\left(\mathbf{S}\cdot\mathbf{B}^{(0)}\right)^2$$

$$= -\alpha_T\gamma\left(E_\rho + \beta_\phi B_z\right)^2 S_\rho^2 - \beta_T\gamma\left(\beta_\phi E_\rho + B_z\right)^2 S_z^2.$$

Квантомеханический вклад в гамильтониан

$$\alpha_T = \frac{e^2\hbar^2(g-1)^2}{2m^3}, \qquad \beta_T = \frac{e^2\hbar^2}{8m^3}\left[(g-1)^2 + 3\right].$$

Для дейтрона $m^{-3} = 1.17 \times 10^{-42}$ cm^3,

$\alpha_T = 2.2 \times 10^{-45}$ cm^3.

Theoretical data

Tensor electric polarizability of deuteron:

$\alpha_T = -6.2 \times 10^{-41}$ cm^3 — J.-W. Chen, H. W. Grießhammer, M. J. Savage, and R. P. Springer, Nucl. Phys. **A644**, 221 (1998).

$\alpha_T = -6.8 \times 10^{-41}$ cm^3 — X. Ji and Y. Li, Phys. Lett. **B591**, 76 (2004).

$\alpha_T = 3.2 \times 10^{-41}$ cm^3 — J. L. Friar and G. L. Payne, Phys. Rev. C **72**, 014004 (2005).

Tensor magnetic polarizability of deuteron:

$\beta_T = 1.95 \times 10^{-40}$ cm^3 — J.-W. Chen, H. W. Grießhammer, M. J. Savage, and R. P. Springer, Nucl. Phys. **A644**, 221 (1998).

X. Ji and Y. Li, Phys. Lett. **B591**, 76 (2004).

Quantum-mechanical contributions to α_T and β_T are rather small

Методы проведения эксперимента

В предшествующих исследованиях предлагалось измерять тензорные поляризуемости в рамках прецизионного эксперимента по поиску ЭДМ дейтрона в накопительных кольцах. Поскольку подобные прецизионные эксперименты не проводятся, необходимо провести эксперимент, базирующийся на тех же идеях (преобразование тензорной поляризации в векторную и наоборот), но не связанный с ЭДМ-измерениями. В накопительном кольце тензорная поляризация осциллирует с удвоенной частотой по сравнению с векторной. Чтобы тензорные поляризуемости эффективно влияли на динамику спина, а эффекты, связанные с вращением спина, были сильно подавлены, спин должен вращаться с частотой вдвое меньшей циклотронной (сибирская змейка).

Частица вращается с угловой скоростью

$$\boldsymbol{\omega} = -\frac{e}{\gamma m}\left(\boldsymbol{B} - \frac{\boldsymbol{N}\times\boldsymbol{E}}{\beta}\right),$$

где $\boldsymbol{N}=\boldsymbol{\beta}/\beta$ – единичный вектор в направлении движения.

Спин вращается относительно направления движения частицы с угловой скоростью

$$\boldsymbol{\Omega} = -\frac{e}{m}\left[G\mathbf{B} - \left(G - \frac{1}{\gamma^2-1}\right)\boldsymbol{\beta}\times\mathbf{E}\right]$$

Здесь $G=(g-2)/2=-0.143$. Как достичь $\Omega=\omega/2$?

1. Чисто магнитное накопительное кольцо, $\Omega=\omega/2$

В этом случае дейтроны – релятивистские:

$$\gamma = -\frac{1}{2G} \approx 3.5, \qquad E = 4.69\,\mathrm{GeV}$$

Неясно, хороша ли поляриметрия при этой энергии.

- **2. Условие $\Omega=\omega/2$ выполняется при помощи электрического и магнитного полей. Две возможности его выполнения для заданной энергии дейтронов :**

а) Использовать фильтр Вина как ротатор спина (*B* вертикально и ↑↓ основному полю, *E* радиально)

Если $\mathcal{E}$=270 МэВ **(хорошая поляриметрия), то спин надо повернуть назад на угол** 121.1^{o}**.**

б) Поворот пучка производится и радиальным электрическим, и вертикальным магнитным полями.

- **3. Условие $\Omega=\omega/2$ не выполняется. В прямой секции устанавливается радиочастотный фильтр Вина, работающий на резонансной частоте $\omega_W=\omega/2$. Это самый простой путь измерения тензорных поляризуемостей дейтрона. Легко, однако, видеть, что этот метод обладает наименьшей чувствительностью, поскольку возмущающие поля действуют только внутри фильтра Вина. Отметим, однако, одно преимущество его использования. Когда *B* вертикально (*E* радиально), установка измеряет тензорную электрическую поляризуемость. Но когда *E* вертикально (*B* радиально), установка измеряет тензорную магнитную поляризуемость.**

Теоретический анализ

The polarization vector and tensor:

$$P_i = \frac{\langle S_i \rangle}{S}, \quad P_{ij} = \frac{3\langle S_i S_j + S_j S_i \rangle - 2S(S+1)\delta_{ij}}{2S(2S-1)}$$

The spin matrices:

$$S_\rho = S_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$S_\phi = S_y = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Connection between the polarization vector and tensor and the spin amplitudes:

$$P_\rho = \frac{1}{\sqrt{2}}(C_1 C_0^* + C_1^* C_0 + C_0 C_{-1}^* + C_0^* C_{-1}),$$

$$P_\phi = \frac{i}{\sqrt{2}}(C_1 C_0^* - C_1^* C_0 + C_0 C_{-1}^* - C_0^* C_{-1}),$$

$$P_z = (C_1 C_1^* - C_{-1} C_{-1}^*),$$

$$P_{\rho\rho} = \frac{3}{2}(C_1 C_{-1}^* + C_1^* C_{-1} + C_0 C_0^*) - \frac{1}{2},$$

$$P_{\phi\phi} = -\frac{3}{2}(C_1 C_{-1}^* + C_1^* C_{-1} - C_0 C_0^*) - \frac{1}{2},$$

$$P_{\rho\phi} = i\frac{3}{2}(C_1 C_{-1}^* - C_1^* C_{-1}).$$

Vector- polarized beam (initial horizontal polarization):

$$\boldsymbol{P}(0) = \sin\theta\cos\psi\,\boldsymbol{e}_\rho + \sin\theta\sin\psi\,\boldsymbol{e}_\phi + \cos\theta\,\boldsymbol{e}_z$$

$$P_{\rho\rho} = \tfrac{1}{2}\left[3\sin^2(\theta)\cos^2(\psi) - 1\right],$$

$$P_{\phi\phi} = \tfrac{1}{2}\left[3\sin^2(\theta)\sin^2(\psi) - 1\right], \quad P_{\rho\phi} = \tfrac{3}{4}\sin^2(\theta)\sin(2\psi)$$

Θ and ψ are spherical angles

Tensor- polarized beam (initial horizontal polarization and $S_i = 0$):

$$\boldsymbol{P}(0) = 0, \quad P_{\rho\rho}(0) = 1 - 3\sin^2\theta\cos^2\psi,$$

$$P_{\phi\phi}(0) = 1 - 3\sin^2\theta\sin^2\psi, \quad P_{zz}(0) = 1 - 3\cos^2\theta,$$

$$P_{\rho\phi}(0) = -\frac{3}{2}\sin^2\theta\sin(2\psi),$$

$$P_{\rho z}(0) = -\frac{3}{2}\sin(2\theta)\cos\psi, \quad P_{\phi z}(0) = -\frac{3}{2}\sin(2\theta)\sin\psi.$$

- We use the matrix Hamiltonian for determining the evolution of the spin wave function:

$$i, j = 1, 0, -1$$

$$i\frac{d\Psi}{dt} = H\Psi, \qquad H_{ij} = \langle i \,|\, \mathscr{H} \,|\, j \rangle, \qquad \Psi = \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_0(t) \\ C_{-1}(t) \end{pmatrix}.$$

Nonzero matrix elements of the spin operators are

$$(S_\rho^2)_{11} = (S_\rho^2)_{1,-1} = (S_\rho^2)_{-1,1} = (S_\rho^2)_{-1,-1} = \tfrac{1}{2},$$

$$(S_\rho^2)_{00} = 1, \quad (S_z^2)_{11} = (S_z^2)_{-1,-1} = 1.$$

The matrix Hamiltonian takes the form

$$H = \begin{pmatrix} E_0 + \omega_0 + \mathcal{A} + \mathcal{B} & 0 & \mathcal{A} \\ 0 & E_0 + 2\mathcal{A} & 0 \\ \mathcal{A} & 0 & E_0 - \omega_0 + \mathcal{A} + \mathcal{B} \end{pmatrix}$$

Заключение

Дан анализ возможных методов измерения тензорных электрической и магнитной поляризуемостей дейтрона на Нуклотроне. Использование любого из рассмотренных методов позволяет измерить данные параметры дейтрона.


Thank you for your attention