
ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

УДК 539.1

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНЫХ МОМЕНТОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ ОЧАРОВАННЫХ И ПРЕЛЕСТНЫХ БАРИОНОВ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ ИХ СПИНА В КРИСТАЛЛАХ

В. В. ТИХОМИРОВ¹⁾

¹⁾Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, г. Минск, Беларусь

Аннотация. Поиск и измерение магнитных и электрических дипольных моментов элементарных частиц позволят уточнить структуру последних, а также получить данные о фундаментальных взаимодействиях. В настоящее время ведется подготовка экспериментов по измерению магнитных и электрических дипольных моментов очарованных и прелестных барионов, становящихся возможными при их рождении с энергией порядка тераэлектронвольта и выше, на Большом адронном коллайдере и еще более крупных проектируемых ускорителях. Измерение магнитных и электрических дипольных моментов основывается на зависимости от них изменений поляризации частиц в магнитном или электрическом поле. Проблема в том, что даже при рассматриваемых энергиях расстояние, которое проходит частица за время жизни (для краткости будем называть его длиной распада), измеряется сантиметрами, и необходимое изменение ее поляризации может быть достигнуто только в сильном кристаллическом поле, значительно превышающем любые поля, получаемые в лаборатории. В случае с положительно заряженными частицами подобные измерения основываются на эффекте вращения спина в условиях каналирования в изогнутом кристалле.

Образец цитирования:

Тихомиров ВВ. Измерение магнитного и электрического дипольных моментов нейтральных очарованных и прелестных барионов на основе эффекта деполяризации их спина в кристаллах. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2025;1:4–16.
EDN: HMNIHV

For citation:

Tikhomirov VV. Measurement of magnetic and electric dipole moments of neutral charmed and beauty baryons based on the effect of depolarisation of their spin in crystals. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2025;1:4–16. Russian.
EDN: HMNIHV

Автор:

Виктор Васильевич Тихомиров – доктор физико-математических наук, профессор; главный научный сотрудник отраслевой лаборатории радиационной безопасности.

Author:

Viktor V. Tikhomirov, doctor of science (physics and mathematics), full professor; chief researcher at the sectoral laboratory of radiation safety.
vvtikh@mail.ru

Поскольку как в случае с нейтральными, так и в случае с отрицательно заряженными частицами эффект каналирования не может быть использован, для них остается применить эффект деполяризации спина, существующий в аморфном веществе и дополнительно усиливающийся в кристаллах. В целях количественного описания этого эффекта в статье найдена связь магнитных и электрических дипольных моментов нейтральной спиновой частицы с квадратом продольной поляризации, приобретаемой ею при движении под малым углом к одному из главных кристаллических направлений. Данный расчет составляет основу метода измерения магнитных и электрических дипольных моментов нейтральных очарованных и прелестных барионов, использующего эффект когерентного усиления действия на них атомных полей в кристаллах. Кроме того, в работе детализирована процедура подобных измерений, основанная на регистрации направления вылета одного из продуктов распада относительно плоскости, нормальной к импульсу, в системе покоя распадающейся частицы. Проведены оценки, показывающие, что минимальное количество частиц, необходимое для измерения магнитного дипольного момента нейтрального очарованного омега-бариона на Большом адронном коллайдере, составит порядка 10^4 , а на коллайдерах, проектируемых на энергию порядка 50 ТэВ, – менее 10^3 .

Ключевые слова: магнитный дипольный момент; электрический дипольный момент; нейтральные частицы; очарованные барионы; прелестные барионы; кристаллы; каналирование; спин; деполяризация; высокие энергии; тераэлектронвольт; Большой адронный коллайдер.

Благодарность. Автор выражает признательность профессору В. Г. Барышевскому за введение в круг своих идей и ценные дискуссии на протяжении 45 лет, профессору И. Д. Феранчуку за советы касательно данной статьи и многолетние помощь и поддержку, а также кандидату физико-математических наук С. Л. Черкасу за полезное обсуждение.

MEASUREMENT OF MAGNETIC AND ELECTRIC DIPOLE MOMENTS OF NEUTRAL CHARMED AND BEAUTY BARYONS BASED ON THE EFFECT OF DEPOLARISATION OF THEIR SPIN IN CRYSTALS

V. V. TIKHOMIROV^a

^a*Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,
11 Babrujskaja Street, Minsk 220006, Belarus*

Abstract. The search and measurement of magnetic and electric dipole moments of elementary particles allows us to determine the structure of the latter and to obtain data on fundamental interactions. At present, preparations are underway for experiments to measure the magnetic and electric dipole moments of charmed and beauty baryons, which become possible during their birth with an energy of the order of a teraelectronvolt or more, at the Large Hadron Collider and even larger projected accelerators. The measurement of magnetic and electric dipole moments is based on their dependence on changes in particle polarisation in a magnetic or electric field. The problem is that even at the energies under consideration, the particle decay length is measured in centimetres and the necessary change in their polarisation can be achieved only in an intense crystal field significantly exceeding any fields obtained in the laboratory. In the case of positively charged particles, such measurements are based on the spin rotation effect under channelling conditions in a bent crystal. Since the channelling effect cannot be used in the case of both neutral and negatively charged particles, it remains to apply the spin depolarisation effect, which exists in amorphous matter and is additionally enhanced in crystals. In order to quantitatively describe this effect, the article finds a relationship between the magnetic and electric dipole moments of a neutral spin particle and the square of the longitudinal polarisation acquired by it when moving at a small angle to one of the main crystalline directions. This calculation forms the basis for a method for measuring the magnetic and electric dipole moments of neutral charmed and beauty baryons, using the effect of coherent amplification of the action of atomic fields on them in crystals. The work also details the procedure for such measurements, based on recording the direction of emission of one of the decay products relative to the plane normal to the momentum in the rest frame of the decaying particle. Estimates have been made showing that the minimum number of particles required to measure the magnetic dipole moment of a neutral charmed omega baryon at the Large Hadron Collider will be of the order of 10^4 , and at colliders designed for energies of the order of 50 TeV, less than 10^3 .

Keywords: magnetic dipole moment; electric dipole moment; neutral particles; charmed baryons; beauty baryons; crystals; channelling; spin; depolarisation; high energies; teraelectronvolt; Large Hadron Collider.

Acknowledgements. The author expresses gratitude to professor V. G. Baryshevsky for introducing his ideas and valuable discussions over 45 years, professor I. D. Feranchuk for advice regarding this article and many years of help and support, as well as PhD (physics and mathematics) S. L. Cherkas for useful discussions.

Введение

Поиск и измерение электромагнитных моментов элементарных частиц позволят не только уточнить структуру последних, но и получить данные о фундаментальных взаимодействиях. Магнитные дипольные моменты (МДМ) электрона, позитрона и мюона рассчитаны и измерены с высочайшей точностью, что демонстрирует триумф квантовой электродинамики. Значительные величины аномальных МДМ барионов указывают на их сложную внутреннюю структуру. Измерения магнитных моментов частиц барионного октета $J^P = 1/2^+$ способствовали обоснованию составных кварковых моделей адронов. При этом достаточная продолжительность жизни гиперонов (барионов, содержащих странный кварк) позволила извлечь их МДМ из измерений угла описываемой уравнением Баргмана – Мишеля – Телегди прецессии спина в магнитных полях, доступных в лаборатории.

Существование у частиц постоянных электрических дипольных моментов (ЭДМ) требует нарушения четности (P) и обращения времени (T), в условиях выполнения CPT -теоремы означающих также нарушения CP -симметрии. По этой причине экспериментальные поиски ЭДМ открывают возможность для исследования физики явлений за пределами Стандартной модели физики элементарных частиц. ЭДМ электрона, позитрона, мюона, протона и нейтрона не удалось обнаружить на весьма высоком уровне точности измерений. Однако ограничения на ЭДМ тяжелых барионов, под которыми здесь будем понимать барионы, содержащие очарованные или прелестные кварки, а также ограничения на ЭДМ тау-лептона пока весьма слабы.

Измерения МДМ и ЭДМ тяжелых барионов и тау-лептона не проводились из-за трудностей, вызванных коротким временем жизни этих частиц, составляющим 10^{-13} – 10^{-12} с. На эффективный путь решения этой проблемы указал В. Г. Барышевский, предложивший использовать процесс каналирования положительно заряженных частиц в изогнутом кристалле [1] для реализации эффекта прецессии спина частиц в сильном внутрискристаллическом поле. Именно напряженность последнего, на несколько порядков превышающая максимальные напряженности полей, создаваемых в лаборатории, позволяет достичь величин угла прецессии спина порядка углового градуса и более на длине кристалла порядка сантиметра. Предложенное явление уже было использовано коллаборацией E761 для измерения МДМ Σ^+ -гиперона на Тэватроне [2]. Продемонстрированная при этом возможность достичь поворота спина на угол порядка радиана на длине порядка сантиметра становится принципиально важной для гораздо более короткоживущих тяжелых барионов и тау-лептона [3–5], длина распада которых при доступных на Большом адронном коллайдере (БАК) энергиях порядка тераэлектронвольта составляет те же несколько сантиметров. Данная идея уже легла в основу схем эксперимента по измерению МДМ и ЭДМ положительно заряженных тяжелых барионов и тау-лептона на БАК [6; 7].

Эффективность использования кристаллов в комбинации с пучками короткоживущих частиц высоких энергий определяется хорошей направленностью таких пучков, позволяющей применять ориентационные эффекты, ярко проявляющиеся в достаточно узких интервалах направлений вблизи кристаллических осей и плоскостей, а также эффектом замедления времени, который увеличивает длину их распада до нескольких сантиметров и более. После освоения масштаба энергий БАК (6,8–7,0 ТэВ) можно предвидеть продвижение подобных исследований в область энергий 40–60 ТэВ на Будущем кольцевом коллайдере (*Future Circular Collider*, FCC) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) и Суперпротон-протонном коллайдере (*Super Proton – Proton Collider*, SPPC) в Китае.

Возвращаясь к измерению МДМ и ЭДМ различных частиц, вспомним, что каналирование отрицательно заряженных частиц гораздо менее устойчиво, чем каналирование положительно заряженных частиц, а для нейтральных частиц оно вообще отсутствует. По этой причине для измерения их МДМ и ЭДМ не может быть использован эффект вращения спина при каналировании. Вместо него было предложено применять эффект деполяризации, который проявляется в аморфном веществе [8] и может дополнительно усиливаться в кристаллах за счет коррелированного рассеяния частиц на атомах, образующих отдельные цепочки [9; 10].

В случае с заряженными частицами степень деполяризации связана со среднеквадратичным углом некоррелированного многократного рассеяния на атомах в аморфном веществе [8] и на различных атомных цепочках в кристалле [9; 10]. При этом процесс коррелированного рассеяния на атомах отдельных цепочек приводит к увеличению среднеквадратичного угла рассеяния на совокупности цепочек кристалла [11]. Хаотизация рассеяния заряженных частиц разными цепочками вызывается случайным азимутальным отклонением при когерентном рассеянии в поле одной цепочки, а также некогерентным рассеянием на ядрах. Однако влияние этих факторов ослабляется при увеличении энергии и угла отклонения импульса частиц от направления цепочек, что ограничивает применимость модели некоррелированного рассеяния на атомных цепочках даже в случае с заряженными частицами. В случае же с нейтральными частицами вклад кулоновского взаимодействия в оба механизма хаотизации движения исчезает, и их отклонение вызывается только более слабым швингеровским рассеянием, что дополнительно уменьшает отличие

траекторий частиц от прямолинейных траекторий. Это обстоятельство не позволяет полагаться на модель некоррелированного рассеяния атомными цепочками как в случае с нейтральными, так и в случае с заряженными частицами при достаточно высоких энергиях и больших углах отклонения от атомных цепочек. Вместо нее в данной работе развит альтернативный подход к описанию эволюции спина частиц высоких энергий в кристаллах и получены реалистичные оценки возможностей измерения МДМ и ЭДМ тяжелых барионов.

Схема эксперимента по измерению электромагнитных моментов нейтральных короткоживущих частиц

Измерение электромагнитных моментов короткоживущих частиц становится возможным благодаря трем факторам: наличию у этих частиц поляризации, воздействию на их электромагнитные моменты сильного электромагнитного поля и возможности измерения поляризации путем анализа углового распределения продуктов распада частиц.

Рождение странных, очарованных и прелестных частиц при столкновении протонов с протонами или другими ядрами происходит благодаря образованию кварк-антикварковых пар в процессе сильного и электромагнитного взаимодействия. Поскольку эти типы взаимодействия сохраняют пространственную четность, направление поляризации рождающихся барионов оказывается перпендикулярным плоскости реакции и параллельным (антипараллельным) псевдовектору $\mathbf{p} \times \mathbf{p}'$, где \mathbf{p} и \mathbf{p}' – импульсы начального протона и рождающейся частицы соответственно (рис. 1). Степень поляризации ζ_0 сильно зависит от поперечного импульса бариона по отношению к направлению пучка $\Delta p_{\perp} = p\theta$, где θ – угол между импульсом протона и рождающегося бариона, и аппроксимируется выражением [6]

$$\zeta_0(p\theta) = \zeta_{0\perp}(p\theta) = 1 - \exp\left(\frac{-\Delta p_{\perp}^2}{2\langle\Delta p_{\perp}^2\rangle}\right) = 1 - \exp\left(\frac{-p^2\theta^2}{2\langle\Delta p_{\perp}^2\rangle}\right). \quad (1)$$

Здесь $\langle\Delta p_{\perp}^2\rangle$ – средний квадрат поперечного импульса рождающихся барионов. Для случая очарованных барионов в работе [6] приводится величина $\langle\Delta p_{\perp}^2\rangle = 1,26$ (ГэВ/с)² (c – скорость света), а также оценка среднеквадратичной степени поляризации (1) порядка 50 %.

Достаточная длительность воздействия кристаллического поля на электромагнитные моменты странных и прелестных частиц обеспечивается эффектом релятивистского замедления времени, который выражается в увеличении среднего времени жизни в $\gamma = \frac{\varepsilon}{mc^2}$ раз в системе отсчета наблюдателя при движении частицы с энергией $\varepsilon = \gamma mc^2$, где γ и m – лоренц-фактор и масса частицы соответственно. Данный эффект, конечно, не позволяет увеличить до макроскопических масштабов длину пробега барионов, распадающихся в результате сильного взаимодействия за время порядка 10^{-21} с. Однако при распаде вследствие слабого взаимодействия за время 10^{-13} – 10^{-12} с средняя длина распада попадает в сантиметровый диапазон, делая эффективным воздействие кристаллических полей на электромагнитные моменты очарованных и прелестных барионов. Средние длины пробега и ряд других характеристик нейтральных очарованных и прелестных барионов [12] приведены в таблице.

Характеристики нейтральных очарованных и прелестных барионов

Characteristics of neutral charmed and beauty baryons

Частица	Кварковый состав	Масса, МэВ	Время жизни, фс	Длина распада при энергии 1 ТэВ, см	Канал распада
Ξ_c^0	<i>dsc</i>	2470	150,4	1,8	$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$
Ω_c^0	<i>ssc</i>	2695	273,0	3,0	$\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$
Λ_b^0	<i>udb</i>	5620	1471,0	7,8	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$
Ξ_b^0	<i>usb</i>	5792	1480,0	7,7	$\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ \pi^-$

Примечания: 1. Обозначения кварков: *c* – очарованный; *b* – прелестный; *s* – странный; *u* – верхний; *d* – нижний. 2. В последнем столбце приведен пример канала распада, благоприятного для измерения поляризации соответствующего бариона.

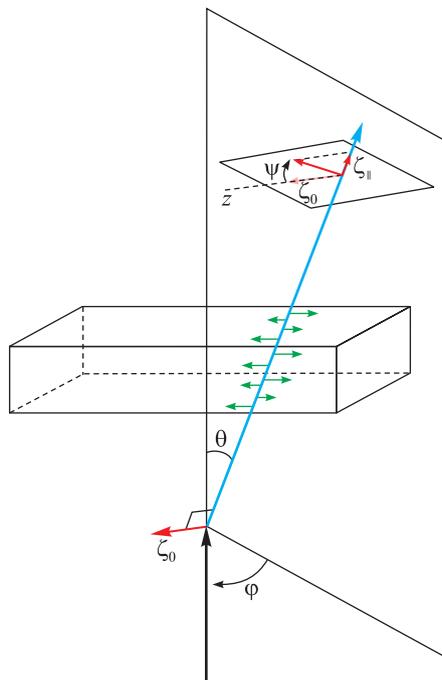


Рис. 1. Схема рождения поляризованного тяжелого бариона.

Изображенный движущимся вертикально вверх протон при столкновении с ядром рождает тяжелый барион, поляризация которого ζ_0 нормальна к плоскости его рождения. При пролете через кристалл барион испытывает действие сильного кристаллического поля, вызывающее поворот вектора поляризации бариона в параллельной импульсу плоскости на угол ψ , что приводит к появлению продольной компоненты вектора поляризации ζ_{\parallel}

Fig. 1. Scheme of the birth of a polarised heavy baryon.

The proton shown moving vertically upwards gives birth to a heavy baryon in a collision with the nucleus, the polarisation of which ζ_0 is normal to the plane of its birth.

When flying through a crystal, the baryon experiences the action of a strong crystal field, causing the baryon polarisation vector to rotate in a plane parallel to the momentum by an angle ψ , leading to the appearance of a longitudinal component of the polarisation vector ζ_{\parallel}

Возможность измерения магнитных моментов короткоживущих частиц μ с использованием кристаллов основана на эффекте ларморовской прецессии в магнитном поле, угловая частота которой в системе покоя частицы определяется формулой $\omega = 2\mu H$, где H – напряженность магнитного поля. Магнитный момент частицы со спином $1/2$ и массой m складывается из так называемой нормальной (боровской) части $\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$, предсказываемой уравнением Дирака, и аномальной части $\mu' = \mu - \frac{e\hbar}{2mc}$, отражающей наличие у частицы внутренней структуры¹. В то время как при расчете частоты прецессии спина покоящейся частицы вклады этих составляющих суммируются, при релятивистских скоростях их роль принципиально отличается, а именно: как в случае с магнитным, так и в случае с электрическим полем (см. ниже) вклад нормальной части в частоту прецессии спина убывает обратно пропорционально лоренц-фактору частицы γ , тогда как вклад аномальной части остается постоянным с точностью до слагаемого $\pm \frac{1}{\gamma}$ (см. учебник В. Б. Берестецкого, Е. М. Лифшица и Л. П. Питаевского²). Отношение аномальной составляющей магнитного момента к нормальной для электрона (позитрона) достаточно мало:

$$\frac{\mu'}{\mu_B} \approx \frac{\alpha}{2\pi} \sim 10^{-3}.$$

Однако для очарованных и прелестных барионов, как и для протонов, нейтронов и гиперонов, аномальная часть магнитного момента отличается от нормальной не более чем в несколько раз. По этой причине при рассматриваемых лоренц-факторах $\gamma > 100$ нормальной частью магнитного момента обычно пренебрегают [5–10].

¹Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика : учеб. пособие. 3-е изд., испр. М. : Наука, 1989. 728 с. (Теоретическая физика : в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц ; т. 4).

²Там же.

Как уже отмечалось, электрические поля кристаллических плоскостей и осей предоставляют уникальные возможности для измерения магнитных моментов короткоживущих частиц вследствие того, что их напряженность на два – три порядка превышает напряженности самых сильных лабораторных полей. Природа прецессии спина при этом остается прежней. Это объясняется тем, что электрическое поле \mathbf{E} в лабораторной системе отсчета порождает в системе покоя частицы, движущейся со скоростью \mathbf{v} , магнитное поле $\frac{\gamma[\mathbf{E}_\perp \mathbf{v}]}{c^2}$, входящее в уравнение Баргмана – Мишеля – Телегди³ для вектора поляризации $\boldsymbol{\zeta}$ почти тем же способом, что и магнитное поле, существующее в лабораторной системе. Однако следует отметить, что это уравнение выводилось из релятивистского ковариантного уравнения для заряженных частиц и требует проверки в случае с нейтральными частицами. Поскольку вектор начальной поляризации $\boldsymbol{\zeta}_0$ нормален к импульсу рождающихся частиц, взаимодействие как МДМ, так и ЭДМ с поперечным полем атомных плоскостей и цепочек будет приводить к появлению продольной компоненты поляризации $\zeta_{\parallel} = \frac{\mathbf{v}\boldsymbol{\zeta}}{v}$. Это позволяет исходить из уравнения для оценки нулевой компоненты четырехвектора спина. Рассматривая так же, как обычно [6–10], предел $|\mu'| \gg \frac{\mu}{\gamma}$, следуя учебнику В. Б. Берестецкого, Е. М. Лифшица и Л. П. Питаевского⁴, получаем

$$\frac{d\zeta_{\parallel}}{dt} \approx \frac{2\mu'}{v} \mathbf{v}[\zeta_{\perp}[\mathbf{E}\mathbf{v}]] + \frac{2ed}{\hbar v} \mathbf{v}[\zeta_{\perp}\mathbf{E}]. \quad (2)$$

Использование указанного предела означает, что в уравнении (2) пренебрегаем нормальной (боровской) частью магнитного момента, а также вкладом порядка $\frac{1}{\gamma} < 0,01$. Помимо первого слагаемого в правой части, описывающего вращательное действие электрического поля на МДМ, в уравнение (2) включено второе слагаемое, описывающее вращательное действие электрического поля на ЭДМ d [4–10; 13].

Для измерения вектора поляризации $\boldsymbol{\zeta}$ распадающихся частиц используют угловую асимметрию распределения направлений вылета \mathbf{n} одной из вторичных частиц [6; 14]

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \vartheta} = A[1 + \alpha(\boldsymbol{\zeta}\mathbf{n})], \quad (3)$$

где N – произвольное число частиц, A – константа, α – параметр асимметрии распада, составляющий обычно несколько десятков процентов, а ϑ – угол между векторами \mathbf{n} и $\boldsymbol{\zeta}$. Подобная асимметрия возникает благодаря слабому взаимодействию и нарушает пространственную четность подобно тому, как это происходит в знаменитом опыте Ву, также предложенном Ч. Ли и Ч. Янгом.

Эволюция вектора поляризации частиц при движении в поле атомных цепочек и при каналировании в изогнутом кристалле существенно отличается. Действительно, поскольку в изогнутом кристалле каналированные частицы движутся в областях с выделенным направлением поля, их вектор поляризации имеет преимущественное направление поворота [1–10]. При движении же в поле атомных цепочек средняя величина интеграла от напряженности поля по произвольной траектории равна нулю, изменение поляризации частиц носит случайный характер и имеет разные знаки. По этой причине для измерения МДМ и ЭДМ в данном случае приходится использовать средний квадрат изменения поляризации [8; 9], к расчету которого и приступаем.

Средний квадрат продольной поляризации

Принимая во внимание поперечное направление поляризации рождающихся тяжелых барионов и считая изменение поляризации в кристалле малым, для оценки угла поворота вектора поляризации ψ и ее продольной составляющей, приобретаемой под действием электрического поля на МДМ за время T движения в кристаллическом поле, достаточно воспользоваться простой формулой

$$\Delta\zeta_{\parallel} = \zeta_0 \sin \psi \approx 2\mu'v \int_0^T \zeta_0 \mathbf{E}(t) dt, \quad (4)$$

получаемой из уравнения (2) после раскрытия двойного векторного произведения. В случае с нейтральными частицами расчет действующего на них поля проводится в приближении прямолинейных траекторий, позволяющем следовать методу, развитому в теории когерентного рассеяния и излучения в кристаллах [15]. Будем исходить из разложения Фурье потенциала атома с радиус-вектором $\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_{i0} + \mathbf{u}$ в точке нахождения частицы \mathbf{r}

³Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика...

⁴Там же.

$$\varphi_i(\mathbf{r}) = \int e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{i0}-\mathbf{u})} g(k) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (5)$$

В качестве фурье-образа атомного потенциала $g(k)$ можно рассматривать как простейший случай экспоненциального экранирования с радиусом R

$$g(k) = \frac{4\pi Ze}{k^2 + R^{-2}}, \quad (6)$$

так и его представление через произвольную параметризацию формфактора $F(k)$

$$g(k) = 4\pi e \frac{Z - F(k)}{k^2}.$$

Здесь Z – заряд ядра. В выражении (5) радиус-вектор i -го атома \mathbf{r}_i представлен в виде суммы радиус-вектора узла кристаллической решетки \mathbf{r}_{i0} и случайного отклонения от него $\mathbf{u} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i0}$, возникающего вследствие квантовых и тепловых флуктуаций. Степень продольной поляризации, приобретаемой частицей при движении по траектории $\mathbf{r}(t)$ в поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}(t))$, создаваемом N атомами кристалла, задается выражением

$$\Delta\zeta_{\parallel} = -2\mu'v \int_0^T \sum_{i=1}^N \left(\zeta_{0\perp} \frac{d\varphi_i(\mathbf{r})}{d\mathbf{r}} \right) \frac{d^3k}{(2\pi)^3} dt = -2\mu'v \int_0^T \int i(\zeta_{0\perp} \mathbf{k}) g(k) \sum_{i=1}^N e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{i0}-\mathbf{u})} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} dt.$$

Как уже отмечалось, в условиях случайного воздействия поля плоскостей средняя величина степени продольной поляризации обращается в нуль. По этой причине в качестве наблюдаемой величины используется ее квадрат, который следует просуммировать по атомам кристалла и усреднить по их колебаниям. В простейшей модели гауссова распределения амплитуд отклонений атомов от узлов кристаллической решетки при проведении усреднения используется соотношение [15]

$$\langle e^{i\mathbf{k}\mathbf{u}} \rangle = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{u}} \frac{e^{-\frac{u^2}{2u_1^2}}}{(2\pi u_1^2)^{\frac{3}{2}}} d^3u = e^{-\frac{1}{2}k^2 u_1^2},$$

в котором u_1 есть среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний. Вводя в суммы по атомам вместо символа \mathbf{k} обозначения \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , представим результат усреднения их произведения в виде суммы когерентного и некогерентного вкладов:

$$\left\langle \sum_{i,j} e^{i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{i0} + \mathbf{u}_i) - i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{j0} + \mathbf{u}_j)} \right\rangle = N \left[e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)^2 u_1^2} - e^{-\frac{1}{2}(k_1^2 + k_2^2) u_1^2} \right] + e^{-\frac{1}{2}(k_1^2 + k_2^2) u_1^2} \sum_{i=1}^N e^{i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_{i0}} \sum_{j=1}^N e^{i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}_{j0}}. \quad (7)$$

Для простоты будем рассматривать кубическую решетку с длиной ребра элементарной ячейки d , для которой сумма по атомам кристалла представляется в виде [15]

$$\begin{aligned} \sum_i e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_{i0}} &= \left(\frac{2\pi}{d} \right)^3 \sum_{n,l,m=0,\pm 1,\pm 2,\dots} S\left(\frac{2\pi n}{d}, \frac{2\pi l}{d}, \frac{2\pi m}{d} \right) \delta\left(k_x - \frac{2\pi n}{d} \right) \delta\left(k_y - \frac{2\pi l}{d} \right) \delta\left(k_z - \frac{2\pi m}{d} \right) = \\ &= \left(\frac{2\pi}{d} \right)^3 \sum_{\mathbf{q}} S(\mathbf{q}) \delta(k_x - q_x) \delta(k_y - q_y) \delta(k_z - q_z), \end{aligned} \quad (8)$$

где δ – дельта-функция Дирака. Здесь введены векторы обратной решетки

$$\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z) = \left(\frac{2\pi n}{d}, \frac{2\pi l}{d}, \frac{2\pi m}{d} \right),$$

соответствующие целым индексам $n, l, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, а также структурный фактор $S(\mathbf{q})$, вид которого для основных типов решетки приведен в работе [15].

Дальнейшее упрощение среднего квадрата продольной поляризации (4) основывается на приближении прямолинейных траекторий $\mathbf{r} = \mathbf{p} + \mathbf{v}t$, где $\mathbf{p} = (x, y)$ – начальные поперечные координаты. Поскольку первое, «некогерентное», слагаемое в правой части выражения (7) не зависит от ориентации кристал-

лической решетки, интегрирование удобнее всего проводить по перпендикулярным (\perp) и параллельным (\parallel) скорости частиц составляющим волновых векторов \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 . При этом усреднение по поперечнику пучка частиц S_{\perp} и интегрирование вдоль их траекторий проводится с использованием соотношений

$$\frac{1}{S_{\perp}} \int e^{i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \rho} d^2 \rho = \frac{(2\pi)^2}{S_{\perp}} \delta(\mathbf{k}_{1\perp} - \mathbf{k}_{2\perp}), \quad (9)$$

$$\int_0^T e^{i\mathbf{k}\mathbf{v}t} dt = \frac{2}{\mathbf{k}\mathbf{v}} \sin\left(\frac{\mathbf{k}\mathbf{v}}{2} T\right) e^{i\frac{\mathbf{k}\mathbf{v}}{2} T} \approx \pi \delta(k_{\parallel} v) + \text{p.v.} \frac{i}{k_{\parallel} v}, \quad (10)$$

где символ p.v. обозначает главное значение (*principal value*) интеграла по переменной $k_{\parallel} v$ [16]. Соотношения (9) и (10) позволяют свести произведение трехмерных интегралов по волновым векторам к одномерному интегралу

$$\int k^2 g^2(k) (1 - e^{-k^2 u_1^2}) d^3 k, \quad (11)$$

используемому для описания некогерентных процессов в теориях когерентного рассеяния и излучения [15]. При этом симметрия фактора (7) по переменным k_{\parallel} и $k_{2\parallel}$ привела к обращению в нуль вклада второго слагаемого выражения (10) в полученное выражение.

При упрощении второго, «когерентного», слагаемого в правой части выражения (7) соотношение (8) позволяет свести интегрирование по волновому вектору к суммированию по векторам обратной решетки:

$$\int \mathbf{k} g(k) \sum_i e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i0} - \mathbf{u})} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \rightarrow \frac{1}{d^3} \sum_{\mathbf{q}} \mathbf{q} S(\mathbf{q}) g(q) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r} - \frac{1}{2} q^2 u_1^2}.$$

Далее удобно ввести продольную (v_{n_z}) и поперечную (v_{ρ}) составляющие скорости частицы \mathbf{v} по отношению к направлению кристаллической оси \mathbf{n}_z , с которой эта скорость образует полярный угол θ :

$$\mathbf{r} = \rho + \mathbf{v}t = \rho + (\mathbf{v}_{\rho} + v_{n_z} \cos \theta) t.$$

В случае с дискретными векторами обратной решетки для интегрирования по начальным поперечным координатам и времени используются соотношения (ср. с соотношениями (9) и (10))

$$\frac{1}{S_{\perp}} \int e^{i(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2) \cdot \rho} d^2 \rho = \delta_{\mathbf{q}_{1\perp}, \mathbf{q}_{2\perp}},$$

$$\int_0^T e^{i\mathbf{q}\mathbf{v}t} dt = \pi \delta(\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{v} + q_{\parallel} v \cos \theta) + \text{p.v.} \frac{i}{\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{v} + q_{\parallel} v \cos \theta}.$$

Первое из них очевидно сводит двойное суммирование к однократному. Второе соотношение связывает поперечную составляющую вектора обратной решетки с продольной, накладывая ограничение

$$|q_{\perp}| \sim \frac{q_{\parallel}}{\theta} > 100 \frac{2\pi}{d},$$

ввиду малости угла θ допускающее только такие значения поперечной составляющей, при которых произведение

$$q_{\perp} u_1 > \frac{2\pi u_1}{d \cdot \theta} \gg 10$$

делает фактор Дебая – Валлера, а вместе с ним и вклад ненулевых продольных составляющих вектора обратной решетки исчезающе малым. По этой причине второе слагаемое в правой части выражения (7) оказывается пропорционально сумме дельта-функций

$$\left| \int_0^T e^{i\mathbf{q}\mathbf{v}t} dt \right|^2 = 2\pi T \delta(\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{v}), \quad (12)$$

соответствующих поперечным векторам обратной решетки. В условиях случайного направления импульса рождающихся очарованных и прелестных барионов и определения направлений импульсов этих частиц на основе данных регистрации продуктов распада разрешение описываемой выражением (12) тонкой угловой зависимости не представляется возможным, по причине чего следует также провести усреднение по азимутальной ориентации импульса частиц

$$\int_0^{2\pi} \delta(q_{\perp} v \sin \theta \cos \varphi) \frac{d\varphi}{2\pi} = \frac{1}{\pi q_{\perp} v \sin \theta}.$$

Перечисленные преобразования позволяют представить средний квадрат продольной поляризации тяжелых барионов в окончательном виде

$$\begin{aligned} \langle \zeta_{\parallel}^2(\theta) \rangle &= \langle \zeta_{\parallel}^2(\theta) \rangle_{\text{cr}} = \zeta_0^2 \sin^2 \psi \approx \\ &\approx \frac{4\mu'^2 \zeta_0^2(p\theta)}{v^2} L \left\{ 2\pi \alpha^2 Z^2 n \left[\ln \frac{190}{Z^{\frac{1}{3}}} - \frac{1}{4} \left(1 + \frac{u_1^2}{R^2} \right) \exp\left(\frac{u_1^2}{R^2}\right) E_1\left(\frac{u_1^2}{R^2}\right) \right] + \right. \\ &\left. + \frac{1}{d^6 \sin \theta} \sum_{\mathbf{q}_{\perp}} |S(\mathbf{q}_{\perp})|^2 |\mathbf{q}_{\perp}| g^2(\mathbf{q}_{\perp}) e^{-q_{\perp}^2 u_1^2} \right\} \equiv \frac{4\mu'^2 \zeta_0^2}{v^2} L \{ \dots \}, \end{aligned} \quad (13)$$

демонстрирующем его связь с аномальной составляющей магнитного момента μ' . При этом симметрия фактора (7) по переменным k_{\parallel} и $k_{2\parallel}$ снова привела к обращению в нуль вклада второго слагаемого выражения (10) в полученное выражение. Так же, как это часто делается для наглядности [15], при преобразовании интеграла (11) к виду первого слагаемого в фигурных скобках был использован простейший формфактор экранированного кулоновского потенциала (6). Данное слагаемое не зависит от ориентации кристалла и описывает вклад некогерентного рассеяния. При этом второе слагаемое в квадратных скобках описывает эффект ослабления некогерентных процессов в кристаллах, предсказанный в публикации [15] и лишь недавно экспериментально продемонстрированный в нашей работе [17]. Зависящее же от ориентации кристалла второе слагаемое в фигурных скобках выражения (13) описывает вклад когерентных процессов рассеяния, поэтому в случае с аморфным веществом или неориентированным кристаллом средний квадрат продольной поляризации нейтральных очарованных и прелестных барионов задается формулой

$$\zeta_{\parallel \text{am}}^2 = \frac{4\mu'^2 \zeta_0^2}{v^2} \left\{ 2\pi \alpha^2 Z^2 n \ln \frac{190}{Z^{\frac{1}{3}}} \right\} = 2\pi \alpha^2 Z^2 n \left(\frac{2\mu' \zeta_0}{v} \right)^2 \ln \frac{190}{Z^{\frac{1}{3}}}. \quad (14)$$

Угловая зависимость отношения величин (13) и (14), характеризующего степень ускорения роста квадрата продольной поляризации в выбранном автором для иллюстрации наиболее сильном поле оси $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама, представлена на рис. 2.

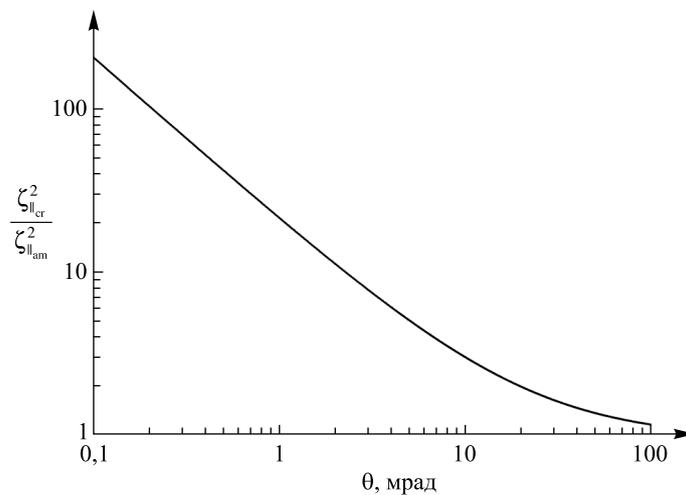


Рис. 2. Зависимость отношения квадратов продольной поляризации, приобретаемой тяжелыми барионами в кристалле и аморфном веществе, от угла, образуемого их импульсами с осью $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама
 Fig. 2. Dependence of the ratio of the squares of the longitudinal polarisation acquired by heavy baryons in a crystal and an amorphous substance on the angle formed by its momentum with the $\langle 111 \rangle$ axis of the tungsten crystal

Равная отношению величин (13) и (14) степень ускорения роста квадрата продольной поляризации в кристалле не зависит от величины начальной поляризации, аномальной части МДМ и длины мишени. Пренебрежимо малой оказывается также ее зависимость от энергии тяжелого бариона. Продемонстрированный рост отношения величин (13) и (14) при уменьшении угла θ между импульсом тяжелого бариона и кристаллическим направлением связан с увеличением продолжительности взаимодействия магнитного момента с полями различных семейств атомных плоскостей. Однако воспользоваться этим эффектом в полной мере не представляется возможным по причине малости соответствующей угловой области, трудности выделения продуктов распада тяжелого бариона на фоне большого количества частиц с малыми поперечными импульсами, рождающихся в каждом столкновении, а также малой величины степени поляризации (1) при малых поперечных импульсах.

Для аномальных составляющих МДМ известных долгоживущих очарованных барионов из вышеприведенной таблицы в работах [6; 18] даются оценки

$$\mu'_{\Xi_c^0} = \mu - \frac{e\hbar}{2m_{\Xi_c^0}c} \approx \left(0,4 - \frac{m_p}{m_{\Xi_c^0}}\right) \mu_N \approx 0,08\mu_N, \quad (15)$$

$$\mu'_{\Omega_c^0} = \mu - \frac{e\hbar}{2m_{\Omega_c^0}c} \approx \left(-0,9 - \frac{m_p}{m_{\Omega_c^0}}\right) \mu_N \approx -1,25\mu_N, \quad (16)$$

где $\mu_N \equiv \frac{|e|\hbar}{2m_p c}$ – ядерный магнетон. Малость величины (15) объясняется тем, что МДМ нейтрального очарованного кси-бариона Ξ_c^0 близок к МДМ очарованного кварка, незначительно отличающегося от не обладающей аномальным моментом дираковской частицы. Для принципиальной оценки работоспособности рассматриваемого метода естественно выбрать в качестве примера гораздо большую величину – аномальную часть МДМ нейтрального очарованного омега-бариона Ω_c^0 (16). Соответствующая угловая зависимость квадратов угла поворота спина и продольной поляризации, которая определяется аналогичной зависимостью вклада когерентных эффектов и величины начальной поляризации, проиллюстрирована на рис. 3 графиками, рассчитанными для энергии тяжелого бариона 1 ТэВ и толщины кристалла 3 см, отражающих условия эксперимента на БАК, а также для энергии 10 ТэВ и толщины кристалла 10 см, соответствующих условиям эксперимента на ускорителях следующего поколения, проектируемых на энергию протонов порядка 50 ТэВ. Поясним, что при последней толщина кристалла ограничивается уже не возрастающей с энергией длиной распада тяжелых барионов, а близкой к 10 см ядерной длиной [12]. При этом увеличение угла поворота вектора поляризации ψ и уменьшение угла рождения θ , при котором наблюдается максимум угла поворота при 50 ТэВ, обусловлены более быстрым возрастанием степени поляризации (1) с увеличением угла θ при более высокой энергии.

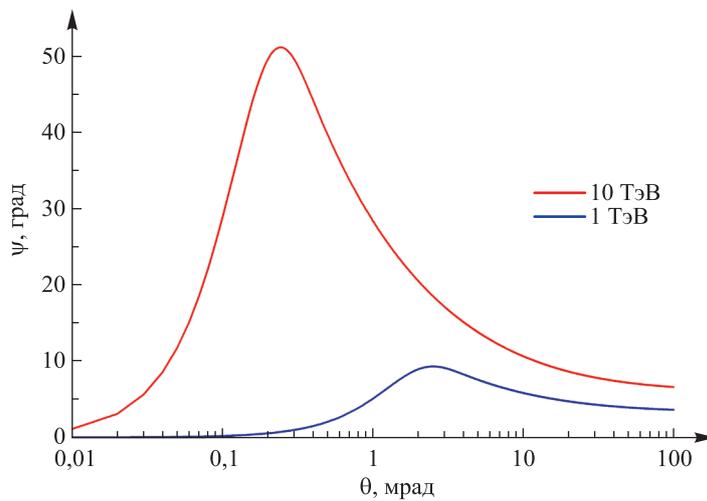


Рис. 3. Зависимость угла поворота вектора поляризации, приобретаемого нейтральным очарованным омега-барионом с энергиями 1 и 10 ТэВ в кристалле вольфрама толщиной 3 и 10 см, от угла, образуемого импульсом бариона с осью $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама

Fig. 3. Dependence of the angle of rotation of the polarisation vector acquired by a neutral charmed omega baryon with energies of 1 and 10 TeV in a tungsten crystal of thickness 3 and 10 cm on the angle formed by the baryon momentum with the $\langle 111 \rangle$ axis of the tungsten crystal

Сравнение кривых, представленных на рис. 3, показывает, что переход от БАК к ускорителям следующего поколения существенно повысит эффективность обсуждаемого эксперимента по измерению МДМ тяжелых барионов. Ниже, в частности, убедимся, что этот переход почти на два порядка понизит требования к статистике наблюдаемых распадов.

Исходя из уравнения (2), наличие у тяжелого бариона ЭДМ также проявляется в возникновении у него в веществе продольной составляющей вектора поляризации. Расчет ее средней величины сводится к усреднению выражения (4), в которое, помимо замены предынтегрального множителя в соответствии с уравнением (2), входит компонента поля, нормальная к вектору начальной поляризации. Этот расчет приводит к аналогичному соотношению (13) выражению

$$\langle \zeta_{\parallel}^2(\theta) \rangle = \zeta_0^2 \sin^2 \psi \approx \left(\frac{2ed\zeta_0}{\hbar v} \right)^2 L \{ \dots \}. \quad (17)$$

Измерение величин (13) и (17) очевидно не позволяет отличить проявлений МДМ и ЭДМ, в то время как вызываемое ими вращение спина в изогнутом кристалле в соответствии с уравнением (2) происходит в перпендикулярных плоскостях и может быть измерено независимо. Поскольку трудно представить, что частица может обладать ЭДМ, приводящим к большему изменению поляризации, чем МДМ, обнаружение ЭДМ нейтральных тяжелых барионов будет крайне затруднено.

Процедура измерения продольной поляризации

Следует пояснить, что ни о каком измерении среднего квадрата продольной поляризации пучка распавшихся барионов речи идти не может. В реальности происходит регистрация отдельных событий рождения тяжелых барионов и проводится восстановление кинематики их распада по наиболее благоприятным каналам, примеры которых приведены в таблице. При этом восстановление кинематики подразумевает идентификацию сорта распадающегося бариона, нахождение точки его распада и определение длины пробега L в кристаллическом поле, а также угла θ отклонения его импульса от импульса исходного протона и кристаллической оси. Вместе с углом θ измерение импульса распадающейся частицы позволяет определить начальную поляризацию $\zeta_0 = \zeta_{0\perp}(\rho\theta)$, а восстановление вектора импульса вторичной частицы дает возможность установить направление ее вылета относительно поперечной плоскости в системе покоя распадающегося бариона (см. рис. 1). Однако установление направления вылета в отдельных распадах не позволяет получить информацию о поляризации каждой распавшейся частицы, делая необходимой разработку процедуры совместного анализа характеристик различных распадов.

При измерении продольной поляризации следует исходить из того, что тяжелые барионы рождаются поперечно поляризованными и средние количества вторичных частиц, вылетающих в их системе покоя по противоположные стороны от поперечной плоскости, изначально одинаковы, а их отличие возникает вследствие появления в кристаллическом поле продольной компоненты поляризации, которую это отличие и позволяет измерить. Введем сферическую систему координат, полярный (θ') и азимутальный (φ') углы которой определяют направление вылета \mathbf{n} вторичной частицы. Ось z направим параллельно начальному вектору поляризации ζ_0 , принадлежащему поперечной плоскости (см. рис. 1), от которой будем вести отсчет угла φ' , так что интервалы $0 \leq \varphi' < \pi$ и $\pi \leq \varphi' < 2\pi$ будут соответствовать противоположным сторонам поперечной плоскости. Вращение вектора поляризации в кристалле при этом будет происходить в плоскости $\varphi' = \frac{\pi}{2}$, приводя к переходу вектора в состояние $\zeta = (0, \zeta_0 \sin \psi, \zeta_0 \cos \psi)$ и скалярному произведению

$$\zeta \cdot \mathbf{n} = \zeta_0 (\sin \psi \sin \theta' \cos \varphi' + \cos \psi \cos \theta'),$$

подставив которое в выражение (3), можно рассчитать вероятности вылета вторичной частицы по противоположные стороны от поперечной плоскости

$$w_{\uparrow\downarrow} = \pm \int_0^{\pm\pi} d\varphi' \int_0^{\pi} \sin \theta' d\theta' \frac{1}{4\pi} [1 + \alpha(\zeta \mathbf{n})] \approx \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{2} \alpha \zeta \sin \psi \right), \quad (18)$$

связанные со степенью продольной поляризации соотношением

$$w_{\uparrow} - w_{\downarrow} = \alpha \zeta \sin \psi \approx \zeta_{\parallel}.$$

При этом, конечно, $w_{\uparrow} + w_{\downarrow} = 1$. Для того чтобы использовать последние соотношения для извлечения информации из данных регистрации множества распадов тяжелых барионов, представим квадрат аномальной части МДМ как среднее по N измерениям произведение квадратов продольной поляризации на множитель, вид которого следует из соотношения (13). Исходя из статистической независимости

векторов продольной поляризации разных барионов, вследствие которой сумма произведений вкладов различных распадов обращается в нуль, представим далее это выражение в виде квадрата линейной комбинации степеней продольной поляризации распавшихся барионов:

$$\mu'^2 = \frac{v^2}{4N} \sum_N \frac{\zeta_{\parallel}^2}{\zeta_0^2 L \{ \dots \}} = \frac{v^2}{4N} \left(\sum_N \frac{\zeta_{\parallel}}{\zeta_0 \sqrt{L \{ \dots \}}} \right)^2.$$

Процедура измерения последней в отдельных распадах реализуется как обращение вероятностей w_{\uparrow} и w_{\downarrow} в нуль или единицу, а степени продольной поляризации $\zeta_{\parallel} = w_{\uparrow} - w_{\downarrow}$ в плюс или минус единицу, что позволяет выразить измеряемую величину квадрата аномальной части МДМ через суммы вкладов по N_{\uparrow} и N_{\downarrow} случаям обнаружения вторичной частицы по противоположные стороны от поперечной плоскости в виде

$$\mu_{\text{meas}}'^2 = \frac{v^2}{N} \left(\sum_{N_{\uparrow}} \frac{1}{\zeta_0 \sqrt{L \{ \dots \}}} - \sum_{N_{\downarrow}} \frac{1}{\zeta_0 \sqrt{L \{ \dots \}}} \right)^2.$$

Для оценки количества распадов, необходимого для измерения МДМ с заданной точностью, воспользуемся связью N_{\uparrow} и N_{\downarrow} с вероятностями (18):

$$w_{\uparrow\downarrow} = \frac{N_{\uparrow\downarrow}}{N}, \quad N_{\uparrow} + N_{\downarrow} = N.$$

Введем соответствующие стандартные отклонения

$$\delta w_{\uparrow\downarrow} \approx \frac{\delta N_{\uparrow\downarrow}}{N} \approx \frac{1}{\sqrt{2N}}, \quad N_{\uparrow} \approx N_{\downarrow} \approx \frac{N}{2}.$$

Взяв далее для примера численные значения параметров, соответствующие эксперименту по измерению МДМ на БАК (см. рис. 3, нижняя кривая), и предполагая десятипроцентную точность измерений, т. е.

$$\alpha \approx 0,5, \quad \zeta_0 \approx 0,5, \quad \psi \approx 10^\circ, \quad \frac{\delta \zeta_{\parallel}}{\zeta_{\parallel}} = \frac{\delta \mu'}{\mu'} = 0,1,$$

приходим к оценке необходимого количества распадов

$$N = 2 \left(\alpha \zeta_0 \psi \frac{\delta \mu'}{\mu'} \right)^{-2} \sim 10^5. \quad (19)$$

При тридцатипроцентной точности это количество уменьшится на порядок.

На основании сравнения кривых, представленных на рис. 3, можно сделать вывод о том, что на коллайдерах следующего поколения (см. рис. 3, верхняя кривая) та же точность измерений будет достигнута при статистике, меньшей в 20–30 раз. Однако, если вместо Ω_c^0 рассмотреть Ξ_c^0 , на основании выражения (19) нетрудно заключить, что в этом случае независимо от энергетического диапазона понадобится статистика, большая на два с лишним порядка. Именно по причине малости квадрата продольной поляризации (13) в наиболее важных случаях ограничились приближением малого угла ее поворота (4).

При сравнении рассмотренного метода измерения МДМ и ЭДМ нейтральных частиц с основанным на каналировании в изогнутых кристаллах методом их измерения в случае с положительно заряженными частицами следует учитывать два фактора: долю частиц, эффективно участвующих в измерениях, и величину изменения их поляризации в кристалле. В тераэлектронвольтовом диапазоне энергий частиц в режим каналирования попадает порядка тысячной доли рождающихся частиц [6; 7], тогда как в рассмотренном методе можно использовать практически все частицы, рождающиеся под достаточно большими углами и имеющие значительную начальную поляризацию, что является его явным преимуществом. Однако данный метод сильно проигрывает по второму фактору, поскольку изменение поляризации при каналировании в изогнутых кристаллах может превосходить аналогичную величину в полях атомных цепочек на два – три порядка. С учетом того что в расчетах требуемой статистики фигурирует квадрат этой величины (19), в случае с положительно заряженными частицами рассмотренный метод не может конкурировать с методом, основанным на каналировании в изогнутых кристаллах [1–10], и возможной сферой его применения остаются только нейтральные и отрицательно заряженные частицы, для которых каналирование в изогнутых кристаллах не может быть использовано.

Заклучение

Таким образом, найдена связь МДМ и ЭДМ нейтральной спиновой частицы с квадратом продольной поляризации, приобретаемой ею при движении под малым углом к одному из главных кристаллических направлений. Данный расчет составляет основу метода измерения МДМ и ЭДМ нейтральных очарованных и прелестных барионов, использующего эффект когерентного усиления действия на их спин атомных полей в кристаллах. Также детализирована процедура подобных измерений, основанная на регистрации направлений вылета продуктов распада в системе покоя этих частиц относительно плоскости, нормальной к их импульсу. Проведены оценки, показывающие, что минимальное количество протонов, необходимое для измерения МДМ нейтрального очарованного омега-бариона на БАК, составит порядка 10^4 , а на проектируемых на энергию порядка 50 ТэВ коллайдерах – менее 10^3 .

Библиографические ссылки

1. Барышевский ВГ. Вращение спина ультррелятивистских частиц, пролетающих через кристалл. *Письма в Журнал технической физики*. 1979;5(3):182–184. EDN: KGTDDU.
2. Chen D, Albuquerque IF, Baublis VV, Bondar NF, Carrigan RA Jr, Cooper PS, et al. First observation of magnetic moment precession of channeled particles in bent crystals. *Physical Review Letters*. 1992;69(23):3286–3289. DOI: 10.1103/PhysRevLett.69.3286.
3. Kim JJ. Magnetic moment measurement of baryons with heavy-flavored quarks by planar channeling through a bent crystal. *Nuclear Physics B*. 1983;229(1):251–268. DOI: 10.1016/0550-3213(83)90363-2.
4. Baryshevsky VG. The possibility to measure the magnetic moments of short-lived particles (charm and beauty baryons) at LHC and FCC energies using the phenomenon of spin rotation in crystals. *Physics Letters B*. 2016;757:426–429. DOI: 10.1016/j.physletb.2016.04.025.
5. Baryshevsky VG. Spin rotation and depolarization of high-energy particles in crystals at LHC and FCC energies. The possibility to measure the anomalous magnetic moments of short-lived particles and quadrupole moment of Ω -hyperon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2017;402:5–10. DOI: 10.1016/j.nimb.2017.02.081.
6. Fomin AS, Barsuk S, Korchin AYu, Kou E, Kovalchuk VA, Liul M, et al. The prospect of charm quark magnetic moment determination. *The European Physical Journal C*. 2020;80(5):358. DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-7891-0.
7. Aiola S, Bandiera L, Cavoto G, De Benedetti F, Fu J, Guidi V, et al. Progress towards the first measurement of charm baryon dipole moments. *Physical Review D*. 2021;103(7):072003. DOI: 10.1103/PhysRevD.103.072003.
8. Любошиц ВЛ. Поворот спина при отклонении релятивистской заряженной частицы в электрическом поле. *Ядерная физика*. 1980;31(4):986–992.
9. Baryshevsky VG. Spin rotation and depolarization of relativistic particles traveling through a crystal. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1990;44(3):266–272. DOI: 10.1016/0168-583X(90)90638-B.
10. Baryshevsky VG. Electromagnetic dipole moment and time reversal invariance violating interactions of high energy short-lived particles in bent and straight crystals. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2019;22(8):081004. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.081004.
11. Akhiezer AI, Shul'ga NF. *High-energy electrodynamics in matter*. Luxembourg: Gordon and Breach; 1996. XII, 388 p.
12. Navas S, Amsler C, Gutsche T, Hanhart C, Hernández-Rey JJ, Lourenço C, et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Physical Review D*. 2024;110(3):030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001.
13. Fukuyama T, Silenko AJ. Derivation of generalized Thomas – Bargmann – Michel – Telegdi equation for a particle with electric dipole moment. *International Journal of Modern Physics A*. 2013;28(29):1350147. DOI: 10.1142/S0217751X13501479.
14. Lee TD, Yang CN. General partial wave analysis of the decay of a hyperon of spin 1/2. *Physical Review*. 1957;108(6):1645. DOI: 10.1103/PhysRev.108.1645.
15. Ter-Mikaelian ML. *High-energy electromagnetic processes in condensed media*. New York: John Wiley & Sons; 1972. IX, 457 p. (Marshak RE, editor. Interscience tracts on physics and astronomy; number 29).
16. Davydov AS. *Quantum mechanics*. ter Haar D, translator and editor. Oxford: Pergamon Press; 1965. XIV, 680 p. (ter Haar D, editor. International series of monographs in natural philosophy; volume 1).
17. Mazzolari A, Sytov A, Bandiera L, Germogli G, Romagnoni M, Bagli E, et al. Broad angular anisotropy of multiple scattering in a Si crystal. *The European Physical Journal C*. 2020;80(1):63. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-7586-6.
18. Wang G-J, Meng L, Li H-S, Liu Z-W, Zhu S-L. Magnetic moments of the spin 1/2 singly charmed baryons in chiral perturbation theory. *Physical Review D*. 2018;98(5):054026. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.054026.

Получена 14.12.2024 / исправлена 02.01.2025 / принята 02.01.2025.
Received 14.12.2024 / revised 02.01.2025 / accepted 02.01.2025.