

ПОИСК АКСИОНОВ И АКСИОНОПОДОБНЫХ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ЧАСТИЦАМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

А. Я. Силенко *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Аксион — гипотетическая частица, являющаяся квантом псевдоскалярного поля и представляющая интерес как возможный компонент холодной темной материи. Аксионоподобная темная материя взаимодействует с частицами как аксионы. Аксион-глюонное взаимодействие приводит к появлению осциллирующих электрических дипольных моментов (ЭДМ) нуклонов, пропорциональных аксионному полю. Аксионы проявляют себя в прямом взаимодействии с частицами (так называемый эффект аксионного ветра). Аксион-фотонное взаимодействие, приводящее к появлению *эффективных* осциллирующих магнитных зарядов и ЭДМ, также влияет на движение спина. Определена релятивистская спиновая динамика, заданная псевдоскалярным полем аксионов темной материи.

The axion is a hypothetical particle that is a quantum of a pseudoscalar field and is of interest as a possible component of cold dark matter. Axion-like dark matter interacts with particles like axions. The axion–gluon coupling results in an appearance of oscillating nucleon EDMs which are proportional to the axion field. Axions manifest themselves in direct interactions with particles (the so-called axion wind effect). The axion–photon coupling leading to an appearance of *effective* oscillating magnetic charges and EDMs also influences the spin motion. We determine the relativistic spin dynamics defined by the pseudoscalar field of dark matter axions.

PACS: 14.80.Va; 95.35.+d

Благодаря существованию аксиона, постулированному Печчеи и Квинн [1, 2] для решения сильной CP-проблемы в квантовой хромодинамике, в Стандартную модель вводится новая аномальная симметрия $U(1)$ вместе с новым псевдоскалярным полем. Оно спонтанно нарушает симметрию при низких энергиях, а появление аксиона подавляет проблемное CP-нарушение. Аксион — гипотетическая нейтральная псевдоскалярная частица с очень малой массой ($m_a < 10^{-2}$ эВ/ c^2) и возможный компонент холодной темной материи. Масса аксионов ограничена астрофизическими наблюдениями [3, 4] и космологическими

* E-mail: alsilenko@mail.ru

аргументами [5–7]. Оценка массы аксиона от 0,05 до 1,50 мэВ была приведена в работе [8]. Экспериментальный поиск аксионов, являющихся квантами псевдоскалярного поля, может привести к открытию пятой силы. Успешный поиск должен основываться на соответствующей релятивистской теории спиновой динамики.

Мы используем стандартные обозначения матриц Дирака (см., например, [9]) и систему единиц $\hbar = 1$, $c = 1$, включаем \hbar и c явно, когда это включение проясняет проблему.

Настоящее исследование в значительной степени следует работе [10].

Подобно фотонам движущиеся аксионы образуют волну, псевдоскалярное поле которой имеет вид

$$a(\mathbf{r}, t) = a_0 \cos(E_a t - \mathbf{p}_a \cdot \mathbf{r} + \phi_a). \quad (1)$$

Здесь $E_a = \sqrt{m_a^2 + \mathbf{p}_a^2}$, \mathbf{p}_a и m_a — энергия, импульс и масса аксионов [11]. СР-неинвариантные взаимодействия, индуцированные аксионами темной материи, зависят от времени. Движение Земли через нашу Галактику определяет ее скорость относительно темной материи: $V \sim 10^{-3}c$. Следовательно, $|\mathbf{p}_a| \approx m_a V$ [12], а аксионы и аксионоподобные частицы имеют импульсы порядка $|\nabla a| \sim 10^{-3}\dot{a}c$.

Аксионы проявляют себя во взаимодействиях с фотонами, глюонами и другими частицами. Соответствующие вклады в плотность лагранжиана определяются формулой [12–17]

$$\mathcal{L}_\gamma = -\frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = g_{a\gamma\gamma} a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}, \quad \mathcal{L}_g = \frac{g_{\text{QCD}}^2 C_g}{32\pi^2 f_a} a G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu}, \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_N = g_{aNN} \gamma^\mu \gamma^5 \partial_\mu a,$$

где $g_{\text{QCD}}^2/(4\pi) \sim 1$ — константа связи для цветного поля; C_g , $g_{a\gamma\gamma}$ и g_{aNN} — зависящие от модели константы; f_a — постоянная взаимодействия аксионов с веществом (константа распада аксиона), тильда обозначает дуальный тензор.

Подход, основанный на уравнении (2) и последующем уравнении (4), является общепринятым. Однако следует отметить существование альтернативных подходов к описанию аксионов. В частности, отметим работы [18–22].

Если предположить, что вся темная материя с локальной плотностью ρ_{DM} образована аксионами, то амплитуда аксионного поля (1) определяется выражением [12]

$$a_0 = \frac{\sqrt{2\rho_{\text{DM}}}}{m_a}. \quad (3)$$

Аксион-фотонное взаимодействие приводит к обратному эффекту Примакова [23, 24], являющемуся наблюдаемым. Прямой и обратный эффекты Примакова описываются вершиной на диаграмме Фейнмана, связывающей псевдоскаляр с двумя фотонами. Аксионы ищут в экс-

периментах с помощью галоскопов, гелиоскопов и прохождения света сквозь стену.

Другая возможность поиска аксионов связана с их влиянием на спин. На спины нуклонов влияет аксион-глюонное взаимодействие, СР-неинвариантность которого приводит к появлению осциллирующих электрических дипольных моментов (ЭДМ) нуклонов, пропорциональных полю аксиона. Соответствующая лагранжева плотность определяется выражением [12, 14, 16, 25, 26]

$$\mathcal{L}_{a\text{EDM}} = -\frac{i}{2}g_d a \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 F_{\mu\nu}, \quad (4)$$

где ЭДМ (EDM) равен $d_a = g_d a = g_d a_0 \cos[m_a(t - \mathbf{V} \cdot \mathbf{r}) + \phi_a]$.

Две зависящие от спина плотности лагранжиана, $\mathcal{L}_{a\text{EDM}}$ и \mathcal{L}_N , существенно различны. Первая из них определяет взаимодействие индуцированных полем аксионов осциллирующих ЭДМ с внешними электрическими и магнитными полями. В статическом пределе соответствующие гамильтонианы имеют вид (см. [11, 27])

$$\mathcal{H}_{a\text{EDM}} = -d_a \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}, \quad \mathcal{H}_N = g_{aNN}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla a), \quad (5)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ — матрица Паули. Гамильтониан $\mathcal{H}_{a\text{EDM}}$ определяет ЭДМ-эффект. Гамильтониан \mathcal{H}_N пропорционален импульсу аксионов (эффект аксионного ветра). Если существует постоянное магнитное поле и частота вращения спина в этом поле близка к частоте аксионного поля, $\omega_a = m_a c^2/\hbar$, то имеет место магнитный резонанс, приводящий к деполаризации спина. Метод магнитного резонанса использовался в эксперименте CASPEr [14, 28, 29] и других спиновых экспериментах с неподвижными нуклонами и ядрами [16, 30]. Изучались эффекты, вызванные как осциллирующим ЭДМ, так и аксионным ветром. В работе [31] осуществлялся поиск взаимодействия антипротонов с аксионами темной материи в ловушке Пеннинга. Аналогичный поиск можно провести и для других античастиц, таких как позитроны и антимюоны [31]. Результаты других экспериментов по поиску аксионного ветра проанализированы в работе [11].

В работах [13, 32] с помощью метода исключения (разработанного Паули [33]) определено, что *нерелятивистский* гамильтониан \mathcal{H}_N содержит также член, пропорциональный скорости *частицы* \mathbf{v} :

$$\mathcal{H}_N^{(1)} = g_{aNN} \dot{a}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{v}). \quad (6)$$

Учет слагаемого (6) в эксперименте [31] представляется важным, несмотря на нерелятивистские скорости антипротонов в этом эксперименте.

Сравнительно недавно был предложен новый подход к экспериментальному поиску аксионов темной материи в экспериментах в накопительных кольцах [34]. Поскольку частицы в таких экспериментах являются релятивистскими, этот подход требует построения релятивистской квантово-механической динамики спина. Чисто классическое рассмот-

рение показывает, что эффект аксионного ветра зависит от движения аксиона относительно вращающейся частицы [35]. В системе покоя релятивистской частицы гамильтониан \mathcal{H}_N пропорционален множителю $\nabla a \sim \gamma m_a \mathbf{v}_a^{(0)} a$, где $\mathbf{v}_a^{(0)}$ — скорость аксиона в этой системе отсчета. Однако после перехода в лабораторную систему координат фактор γ сокращается из-за преобразования времени [35]. Таким образом, эффект аксионного ветра усиливается в $v_a^{(0)}/V \approx v/V \sim c/V \sim 10^3$ раз в экспериментах в накопительных кольцах. Это экстраординарное улучшение является основным преимуществом экспериментов в накопительных кольцах для поиска аксионов. Однако релятивистский квантово-механический анализ был выполнен только в работе [10].

Лагранжиан $L = \bar{\psi} \mathcal{L} \psi$, описывающий электромагнитное и псевдоскалярное взаимодействие дираковской частицы, имеет вид [10]

$$\mathcal{L} = \gamma^\mu (i\hbar \partial_\mu - eA_\mu) - m + \frac{\mu'}{2} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - i \frac{d}{2} \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 F_{\mu\nu} + g_{aNN} \gamma^\mu \gamma^5 \Lambda_\mu, \quad (7)$$

$$\Lambda_\mu = (\Lambda_0, \mathbf{\Lambda}) = \partial_\mu a = (\dot{a}, \nabla a), \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix},$$

где μ' и $d = d_0 + g_{aa}$ — аномальный магнитный момент и ЭДМ, d_0 — постоянный ЭДМ.

Соответствующий гамильтониан в представлении Дирака равен [10]

$$\mathcal{H} = \beta m + \boldsymbol{\alpha} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) + e\Phi + \mu' (i\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{E} - \boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{B}) - d(\boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{E} + i\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{B}) + g_{aNN} (-\gamma^5 \Lambda_0 + \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{\Lambda}). \quad (8)$$

Это уравнение согласуется с нерелятивистским уравнением (5).

Хотя эффект аксионного ветра, определяемый последними членами в уравнениях (7) и (8), отсутствует в некоторых альтернативных подходах, но его справедливость хорошо обоснована. Эти члены определяют некоторый дополнительный четырехпотенциал $g_{aNN} \gamma^5 \Lambda_\mu$. Добавленный потенциал описывает псевдоскалярное (но не псевдовекторное) взаимодействие, поскольку удовлетворяет условию $\partial_\mu \Lambda_\nu - \partial_\nu \Lambda_\mu = 0$.

Вычисления [10] приводят к релятивистскому гамильтониану в представлении Фолди–Ваутхойзена, позволяющему записать релятивистскую квантовую механику в шредингеровской форме:

$$\mathcal{H}_{\text{FW}} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2 + \mathcal{H}_3,$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_1 = & \beta \epsilon' + e\Phi + \frac{1}{4} \left\{ \left(\frac{\mu_0 m}{\epsilon' + m} + \mu' \right) \frac{1}{\epsilon'}, \left(\boldsymbol{\Sigma} \cdot [\boldsymbol{\pi} \times \mathbf{E}] - \boldsymbol{\Sigma} \cdot [\mathbf{E} \times \boldsymbol{\pi}] \right) \right\} - \\ & - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\mu_0 m}{\epsilon'} + \mu' \right), \boldsymbol{\Pi} \cdot \mathbf{B} \right\} + \\ & + \frac{\mu'}{4} \left\{ \frac{1}{\epsilon'(\epsilon' + m)}, \left[(\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\pi})(\boldsymbol{\Pi} \cdot \boldsymbol{\pi}) + (\boldsymbol{\Pi} \cdot \boldsymbol{\pi})(\boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{B}) \right] \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\mathcal{H}_2 = -d\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{E} + \frac{d}{4} \left\{ \frac{1}{\epsilon'(\epsilon' + m)}, \left[(\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\pi})(\mathbf{\Pi} \cdot \boldsymbol{\pi}) + (\mathbf{\Pi} \cdot \boldsymbol{\pi})(\boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{E}) \right] \right\} - \\ - \frac{d}{4} \left\{ \frac{1}{\epsilon'}, \left(\boldsymbol{\Sigma} \cdot [\boldsymbol{\pi} \times \mathbf{B}] - \boldsymbol{\Sigma} \cdot [\mathbf{B} \times \boldsymbol{\pi}] \right) \right\}, \quad \boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} - e\mathbf{A},$$

где \mathcal{H}_1 определяет СР-сохраняющуюся часть полного гамильтониана \mathcal{H}_{FW} , $\mu_0 = e\hbar/(2m)$ — дираковский магнитный момент и $\epsilon' = \sqrt{m^2 + \boldsymbol{\pi}^2}$. Величина \mathcal{H}_2 , выведенная в работе [27], характеризует вклад ЭДМ. Следует отметить, что \mathcal{H}_2 содержит дополнительные слагаемые по сравнению с данными работы [27] в силу некоммутативности a с операторами ∇ и $\partial/(\partial t)$. Однако они пренебрежимо малы из-за очень малой массы аксиона и опущены.

Новые члены, описывающие взаимодействие с аксионным ветром, имеют вид

$$\mathcal{H}_3 = \frac{g_{aNN}}{4} \left\{ \left(\mathbf{\Pi} \cdot \boldsymbol{\pi} \frac{1}{\epsilon'} + \frac{1}{\epsilon'} \mathbf{\Pi} \cdot \boldsymbol{\pi} \right), \Lambda_0 \right\} + \frac{g_{aNN}}{2} \left[\left\{ \frac{m}{\epsilon'}, \boldsymbol{\Sigma} \cdot \boldsymbol{\Lambda} \right\} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\epsilon'(\epsilon' + m)} (\boldsymbol{\Sigma} \cdot \boldsymbol{\pi})(\boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{\Lambda}) + (\boldsymbol{\Lambda} \cdot \boldsymbol{\pi})(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \boldsymbol{\pi}) \frac{1}{\epsilon'(\epsilon' + m)} \right]. \quad (10)$$

В отличие от работы [10] учтен векторный потенциал \mathbf{A} . В этом случае соотношение $\boldsymbol{\beta} = c\boldsymbol{\pi}/\epsilon'$ становится точным в квазиклассическом приближении и можно определить условие, при котором эффект аксионного ветра исчезает. Наибольшее первое слагаемое в \mathcal{H}_3 дает увеличение эффекта в экспериментах в накопительных кольцах на три порядка по сравнению с экспериментами с неподвижными частицами.

Уравнения (9), (10) подтверждают уравнения (5), (6), полученные ранее в нерелятивистском приближении. Уравнение (10) также подтверждает релятивистское классическое рассмотрение эффекта аксионного ветра, представленное в работе [35].

В квазиклассическом приближении угловая скорость вращения спина имеет вид ($\gamma = \epsilon'/m$) [10]

$$\boldsymbol{\Omega}_s = \boldsymbol{\Omega}_1 + \boldsymbol{\Omega}_2 + \boldsymbol{\Omega}_3,$$

$$\boldsymbol{\Omega}_1 = -\frac{e}{2m} \left\{ \left(g - 2 + \frac{2}{\gamma} \right) \mathbf{B} - \frac{(g-2)\gamma}{\gamma+1} \boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B}) - \right. \\ \left. - \left(g - 2 + \frac{2}{\gamma+1} \right) (\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}) \right\},$$

$$\boldsymbol{\Omega}_2 = -\frac{e\eta}{2m} \left[\mathbf{E} - \frac{\gamma}{\gamma+1} \boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}) + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B} \right], \quad (11)$$

$$\boldsymbol{\Omega}_3 = 2g_{aNN} \left[\Lambda_0 \boldsymbol{\beta} + \frac{\boldsymbol{\Lambda}}{\gamma} + \frac{\gamma}{\gamma+1} (\boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{\Lambda}) \boldsymbol{\beta} \right] = \\ = -2g_{aNN} \sin(E_a t - \mathbf{p}_a \cdot \mathbf{r} + \phi_a) a_0 \left[E_a \boldsymbol{\beta} - \frac{\mathbf{p}_a}{\gamma} - \frac{\gamma}{\gamma+1} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{p}_a) \boldsymbol{\beta} \right],$$

где Ω_1 определяется уравнением Томаса–Баргмана–Мишеля–Телегди [36, 37], $\beta = \mathbf{v}/c$ и введены факторы $g = 4(\mu_0 + \mu')m/e$ и $\eta = 4(d_0 + g_a a)m/e$. Знак e может быть положительным и отрицательным. Эффект аксионного ветра исчезает, когда скорости аксиона и частицы совпадают ($\mathbf{V} = \mathbf{p}_a/E_a = \mathbf{v} = \boldsymbol{\pi}/\epsilon'$). В этом случае $\Omega_3 = 0$.

Уравнение (11) описывает движение спина относительно осей декартовых координат. В ускорителях и накопителях динамику спина обычно рассматривают относительно направления движения пучка. В этом случае угловая скорость вращения спина определяется выражением из работы [38] (см. также работы [39, 40] и цитированную в них литературу):

$$\boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\Omega}_s - \boldsymbol{\Omega}_c = -\frac{e}{m} \left[G\mathbf{B} - \left(G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) (\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}) \right] + \boldsymbol{\Omega}_2 + \boldsymbol{\Omega}_3, \quad (12)$$

где $G = (g - 2)/2$ и $\boldsymbol{\Omega}_c$ определяет угловую скорость циклотронного движения. (Квази)магнитный резонанс имеет место, когда Ω (точнее, вертикальная компонента Ω) близка к частоте аксионного поля ω_a . В этом резонансе взаимодействия, вызванные колеблющимся ЭДМ и эффектом аксионного ветра, действуют как спин-флиппер. Как следует из уравнения (12), резонанс возникает при определенной связи между массой аксиона и полями в накопительных кольцах. Сравнение осциллирующих членов в $\boldsymbol{\Omega}_2$ и $\boldsymbol{\Omega}_3$ показывает, что относительная величина эффекта аксионного ветра больше и меньше для большей и меньшей массы аксиона соответственно.

Следует отметить, что сверхлегкие аксионы ($f_a = \omega_a/(2\pi) < 10^{-4}$ Гц или $f_a < 1/\tau_{\text{coh}}$, где $\tau_{\text{coh}} \sim 10^4$ с — время когерентности спина) могут быть обнаружены методами, используемыми для поиска статических ЭДМ. Нужно учесть, что действие аксионного ветра, в отличие от эффекта, обусловленного ЭДМ, приводит к повороту спина вокруг продольного направления [34, 35].

Преимуществом экспериментов в накопительных кольцах с электрическим полем является возможность поиска легких и сверхлегких аксионов [34]. Эксперимент выполнен с протонами. Спин протона заморожен ($\Omega = 0$) при импульсе $p = mc/\sqrt{G}$ (см. уравнение (12)). Для легких аксионов замораживание спина позволяет искать резонанс $\Omega = \omega_a$ на достаточно малых частотах: $1/\tau_{\text{coh}} < f_a < 1$ Гц. Более высокие частоты также доступны. Ранее было предложено [34] использовать (квази)магнитный резонанс. В этом случае можно менять радиальное электрическое поле и импульс пучка, а радиус кольца должен сохраняться. Разумеется, можно применить и радиочастотный фильтр Вина на частоте $f_{\text{WF}} = (\omega_a \pm \Omega)/(2\pi)$. При этом масса искомых аксионов не ограничена. Подчеркнем высокую чувствительность поиска аксионов в накопительных кольцах с электрическим полем.

Если ненулевой вакуумный угол θ — это единственный механизм при СР-нарушении, то у магнитного монополя появляется хорошо определяемый электрический заряд (эффект Виттена [41]). Дуальный эффект Вит-

тена (появление магнитного заряда у электрически заряженной частицы) был недавно рассмотрен в работе [42] для *модифицированной* аксионной электродинамики, когда электрон становится дионом с магнитным зарядом e^* . Был сделан вывод, что дуальный эффект Виттена «полностью невозможен» [42]. Однако в новом исследовании [43] подчеркнуто, что не только световые поля, но и *любые* электрические и магнитные поля искажаются аксионно-фотонным взаимодействием. Этот эффект эквивалентен появлению *эффективных* (и даже фиктивных [43]) осциллирующих магнитных зарядов и ЭДМ в неискаженных электромагнитных полях. Важно отметить, что реальные и эффективные (фиктивные) магнитные заряды и ЭДМ неразличимы в любых электромагнитных экспериментах из-за дуальности электродинамики. Тем не менее обычное правило квантования и другие правила, рассмотренные в работе [42] при введении эффективных параметров частиц, не работают [43]. Это важное обстоятельство делает возможным дуальный эффект Виттена. Частица становится дионом, для которого уравнение движения спина имеет вид [44]

$$\Omega = -\frac{e}{m} \left[\left(G + \frac{1}{\gamma} \right) \mathbf{B} - \frac{G\gamma}{\gamma+1} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B}) \boldsymbol{\beta} - \left(G + \frac{1}{\gamma+1} \right) \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E} \right] + \frac{e^*}{m} \left[\left(G^* + \frac{1}{\gamma} \right) \mathbf{E} - \frac{G^*\gamma}{\gamma+1} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}) \boldsymbol{\beta} + \left(G^* + \frac{1}{\gamma+1} \right) \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B} \right], \quad (13)$$

где $\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{\pi}/\epsilon$, $\gamma = \epsilon/m$, $G = (g-2)/2$, $g = 2mc\mu/(es)$, $G^* = (g^*-2)/2$, $g^* = -2mcd/(e^*s)$ и d — это ЭДМ. Магнитный заряд и ЭДМ, индуцированные аксионами, осциллируют. Соответствующее уравнение движения для кинетического импульса имеет вид

$$\frac{d\boldsymbol{\pi}}{dt} = e(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) + e^*(\mathbf{B} - \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}). \quad (14)$$

Таким образом, строго рассчитана релятивистская спиновая динамика, определяемая псевдоскалярным полем аксионов темной материи. Получен релятивистский гамильтониан в представлении Фолди–Ваутхойзена. Этот гамильтониан согласуется с известными *нерелятивистскими* гамильтонианами [11, 13, 32] и *релятивистской* классической оценкой эффекта аксионного ветра [35]. Наибольший член в этом гамильтониане весьма значительно (на три порядка) усиливает эффект аксионного ветра в накопительных кольцах по сравнению с экспериментами с неподвижными частицами. Он описывает вращение спина вокруг продольной оси с угловой частотой ω_a , определяемой массой аксиона. Эффект аксионного ветра исчезает, когда скорости аксиона и частицы совпадают. Эффекты, вызванные обусловленным аксионами осциллирующим ЭДМ и аксионным ветром, заключаются в том, что спины вращаются вокруг разных осей (радиальной и азимутальной соответственно) и фазы соответствующих колебаний отличаются на $\pi/2$. Определено

влияние аксион-фотонного взаимодействия, приводящего к появлению *эффективных* осциллирующих магнитных зарядов и ЭДМ, на уравнения движения для импульса и спина.

Автор выражает благодарность Н. Н. Николаеву за полезные обсуждения и сделанные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Peccei R., Quinn H. R.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1440.
2. *Peccei R., Quinn H. R.* // Phys. Rev. D. 1977. V. 16. P. 1791.
3. *Lloyd S. J., Chadwick P. M., Brown A. M.* // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. P. 063005.
4. *Chang J. H., Essig R., McDermott S. D.* // J. High Energy Phys. 2018. V. 09. P. 051.
5. *Preskill J., Wise M. B., Wilczek F.* // Phys. Lett. B. 1983. V. 120. P. 127.
6. *Abbott L. F., Sikivie P.* // Ibid. P. 133.
7. *Dine M., Fischler W.* // Ibid. P. 137.
8. *Borsanyi S. et al.* // Nature. 2016. V. 539. P. 69.
9. *Berestetskii V. B., Lifshitz E. M., Pitayevskii L. P.* Quantum Electrodynamics. 2nd ed. Oxford: Pergamon, 1982.
10. *Silenko A. J.* // Eur. Phys. J. C. 2022. V. 82. P. 856.
11. *Graham P. W. et al.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. P. 055006.
12. *Graham P. W., Rajendran S.* // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. P. 035023.
13. *Pospelov M., Ritz A., Voloshin M.* // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 115012.
14. *Graham P. W., Irastorza I. G., Lamoreaux S. K., Lindner A., van Bibber K. A.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2015. V. 65. P. 485.
15. *Kim J. E., Carosi G.* // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 557.
16. *Abel C. et al.* // Phys. Rev. X. 2017. V. 7. P. 041034.
17. *Semertzidis Y. K.* // Proc. Sci. (ICHEP2018). 2018. V. 729.
18. *Nikitin A. G., Kuriksha O.* // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 025010.
19. *Balakin A. B., Popov V. A.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 92. P. 105025.
20. *Dvornikov M., Semikoz V. B.* // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. P. 123526.
21. *Gorbar E. V., Schmitz K., Sobol O. O., Vilchinskii S. I.* // Phys. Rev. D. 2021. V. 104. P. 123504.
22. *Sikivie P.* // Rev. Mod. Phys. 2021. V. 93. P. 015004.
23. *Sikivie P.* // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1415; Erratum // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 695.
24. *Anselm A. A.* // Phys. Rev. D. 1988. V. 37. P. 2001.
25. *Вергелес С. Н., Николаев Н. Н., Обухов Ю. Н., Силенко А. Я., Теряев О. В.* // УФН. 2023. Т. 193. С. 113.
26. *Kim On, Semertzidis Y. K.* // Phys. Rev. D. 2021. V. 104. P. 096006.
27. *Silenko A. J.* // Russ. Phys. J. 2005. V. 48. P. 788.
28. *Aybas D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126. P. 141802.
29. *Budker D., Graham P. W., Ledbetter M., Rajendran S., Sushkov A. O.* // Phys. Rev. X. 2014. V. 4. P. 021030.
30. *Safronova M. S., Budker D., DeMille D., Kimball D. F. J., Derevianko A., Clark C. W.* // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. P. 025008.

31. *Smorra C. et al.* // *Nature*. 2019. V. 575. P. 310.
32. *Stadnik Y. V., Flambaum V. V.* // *Phys. Rev. D*. 2014. V. 89. P. 043522.
33. *Pauli W.* Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik. Handbuch der Physik. V. 24, Pt. 1. Berlin: J. Springer, 1933.
34. *Chang S. P., Hacıömeroğlu S., Kim O., Lee S., Park S., Semertzidis Y. K.* // *Phys. Rev. D*. 2019. V. 99. P. 083002.
35. *Graham P. W., Hacıömeroğlu S., Kaplan D. E., Omarov Z., Rajendran S., Semertzidis Y. K.* // *Phys. Rev. D*. 2021. V. 103. P. 055010.
36. *Thomas L. H.* // *Phil. Mag.* 1927. V. 3. P. 1.
37. *Bargmann V., Michel L., Telegdi V. L.* // *Phys. Rev. Lett.* 1959. V. 2. P. 435.
38. *Fukuyama T., Silenko A. J.* // *Intern. J. Mod. Phys. A*. 2013. V. 28. P. 1350147.
39. *Silenko A. J.* // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2006. V. 9. P. 034003.
40. *Silenko A. J.* // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2015. V. 12. P. 8.
41. *Witten E.* // *Phys. Lett. B*. 1979. V. 86. P. 283.
42. *Heidenreich B., McNamara J., Reece M.* // *J. High Energy Phys.* 2024. V. 2024. P. 120.
43. *Silenko A. J.* arXiv:2305.19703 [hep-ph].
44. *Silenko A. J.* // *Phys. Scr.* 2024. V. 99. P. 085306; arXiv:2309.04985 [hep-ph].