

УДК 535.361

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

В.С. Горелик

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Российская Федерация
e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

Проанализированы современные возможности для экспериментального обнаружения элементарных частиц темной материи: аксионов. В соответствии с предсказаниями теории эти частицы имеют очень малую массу покоя, соответствующую диапазону энергий 0,001... 1,0 мэВ. Рассмотрены возможности конверсии лазерного излучения видимого диапазона в излучение аксионов в вакууме и в материальных средах, а также обратных процессов в экспериментальных установках по наблюдению эффекта Примакова: "Light shining through wall". Предложено реализовать режим вынужденной фотон-аксионной конверсии за счет применения в качестве накачки импульсных лазерных источников с высокой спектральной интенсивностью излучения. Для повышения эффективности фотон-аксионной конверсии также предложено использовать диэлектрические среды, характеризующиеся присутствием в их спектре унитарных поляритонов, для которых показатель преломления близок к единице. При этом могут быть выполнены условия синхронизма в элементарном процессе конверсии аксиона в фотон. Приведены схемы возможных экспериментов для наблюдения процессов конверсии аксионов в микроволновые фотоны при низких температурах в присутствии сильного магнитного поля.

Ключевые слова: аксион, парафотон, резонатор, приемник, масса покоя, конверсия, лазер, генерация.

ON POSSIBILITY OF REGISTRATION FOR ELEMENTARY PARTICLES OF DARK MATTER

V.S. Gorelik

Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation
e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

In this paper the modern opportunities for experimental detection of elemental particles (axions) of dark matter are analyzed. According to the theory predictions these particles have very small rest mass, corresponding to the energy value 0,001... 1,0 meV. The possibility conversion of the visible range laser radiation into the axions emission under vacuum and in material media and also inverse process using experimental facilities for observation of the Primakov effect (Light Shining Through Wall) are considered. It is proposed to implement regime of stimulated photon-axion conversion due to application like a pumping the pulsed laser sources with high spectral intensity of radiation. For efficiency upgrading of photon-axion conversion also it is proposed to use the dielectric media characterized by presence within their spectrum of unitary polaritons with refractive index is close to unity. In these cases synchronism conditions can be satisfied for elemental process of photon-axion conversion. The schemes of possible experiments have been proposed for observation processes of axions conversion into microwave photons at low temperatures under high magnetic field.

Keywords: axion, paraphoton, resonator, receiver, rest mass, conversion, laser, generation.

Согласно современным представлениям физики высоких энергий [1–4] о сценариях эволюции Вселенной, после начального однородного и изотропного состояния физического вакуума произошел необратимый фазовый переход, в результате которого понизилась симметрия вакуума. Так называемая стандартная модель этого фазового перехода основывается на использовании локальной (калибровочной) симметрии, задаваемой группой $SU_2 \times U(1)$. Выводом этой теории является предсказание формирования в вакууме скалярного поля, задающего симметрию низкотемпературной фазы и приводящего к формированию массивных элементарных частиц. В частности, в спектре элементарных частиц в области высоких энергий предсказывается наличие “тяжелой” скалярной частицы — бозона Хиггса [4–7], поиски которой в последние годы интенсивно ведутся на экспериментальных установках, генерирующих элементарные частицы с энергией, превышающей 1 ТэВ. Такую частицу предполагается обнаружить в результате анализа разрешенных правилами отбора процессов распада скалярного бозона Хиггса на пары гамма-квантов, присутствие которых может быть установлено традиционными методами, известными в физике элементарных частиц. Наряду со скалярным бозоном Хиггса, также называемым амплитудоном, в теории фазового перехода в вакууме фигурирует безмассовый бозон Намбу – Голдстоуна, называемый фазоном.

В последние годы выяснилось, что стандартная модель, несмотря на большой успех в описании спектра известных к настоящему времени элементарных частиц, требует дальнейшего уточнения в связи с обнаруженными эффектами нарушения симметрии обращения времени (T) на малых расстояниях. В связи с этим в теории предсказывается, что масса покоя фазона должна быть отлична от нуля. Таким образом, делается вывод о существовании элементарных частиц с предельно малой, но конечной массой покоя [8–11]. Одним из примеров таких частиц могут быть аксионы [1]. Ожидается, что масса покоя аксиона соответствует диапазону энергий 0,001... 1,0 мэВ, т.е. должна быть существенно меньше массы покоя всех известных элементарных частиц. Аксионы являются псевдоскалярными частицами, т.е. их волновая функция меняет знак при инверсии и зеркальных отражениях пространства.

Актуальное направление современной физики также связано с предсказанием наличия во Вселенной темной материи (общая доля 0,23) и темной энергии (общая доля 0,73).

В последнее время на основании астрофизических данных была выдвинута гипотеза [12–17] о том, что претендентами на роль частиц

темной материи являются аксионы — псевдоскалярные частицы с предельно низкой массой покоя и релятивистским законом дисперсии.

“Холодные” (медленные) аксионы представляют собой нерелятивистские (ньютоновские) частицы и при достаточно большой плотности могут переходить в состояние бозе-эйнштейновского конденсата. “Горячие” (быстрые) аксионы являются релятивистскими частицами и движутся со скоростью, близкой к скорости света. Важное свойство этих частиц — их сверхслабое взаимодействие с материальными средами, аналогичное свойству нейтрино. Согласно оценкам, полученным по астрофизическим данным, равновесная концентрация аксионов в нашей части галактики составляет около 10^{-24} г/см³. При такой концентрации вследствие чрезвычайно малой массы покоя аксионов должна происходить их бозе-эйнштейновская конденсация даже при комнатной температуре.

В некоторых работах была поставлена задача детектирования и генерации аксионов в лабораторных условиях [12–17]. В этом направлении анализируются возможности реализации процессов фотон-аксионной конверсии и обратных процессов, разрешенных правилами отбора, при наличии сильного внешнего магнитного поля. При этом исследуются два эффекта: 1) генерация “горячих” аксионов при конверсии фотонов лазерного или рентгеновского излучения в аксионы той же энергии; 2) детектирование “холодных” (ньютоновских) аксионов при их конверсии в фотоны микроволнового диапазона. К настоящему времени получены лишь первые экспериментальные результаты в этих направлениях, требующие оптимизации условий наблюдения и поиска путей повышения эффективности обсуждаемых процессов для надежной интерпретации получаемых экспериментальных результатов.

В настоящей работе приведены новые экспериментальные схемы для осуществления генерации и детектирования аксионов и проанализированы возможности их реализации в лаборатории.

Генерация и детектирование “горячих” аксионов в видимой области спектра. В работах [18–21] о динамике звезд с массами 8...12 масс Солнца был сделан вывод о протекании процессов фотон-аксионной конверсии внутри звезд и получены оценки верхней константы фотон-аксионной конверсии. Кроме того, в работах [10–12, 15] было высказано предположение о возможности создания потоков “горячих” аксионов с энергией 2...3 эВ в лаборатории при реализации опытов типа “Light shining through wall” (так называемый эффект Примакова). Принципиальная схема для генерации и детектирования аксионов с использованием эффекта Примакова приведена на рис. 1. При этом на первом этапе с помощью современных лазеров видимого

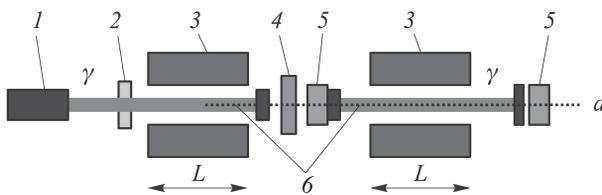


Рис. 1. Принципиальная схема установки для наблюдения эффекта конверсии фотонов лазерного излучения в псевдоскалярные бозоны $\gamma \rightarrow a$ (аксионы) и обратного процесса — реконверсии $a \rightarrow \gamma'$ с использованием резонаторов:

1 — источник лазерного излучения; 2 — полупрозрачное зеркало резонатора; 3 — соленоиды; 4 — непрозрачная стенка; 5 — приемники вторичного излучения; 6 — интерферометры Фабри–Перо

диапазона, генерирующих кванты света (γ), осуществляется процесс фотон-аксионной конверсии ($\gamma \leftrightarrow a$). Возникающие в результате этого процесса аксионы (a) проникают сквозь стенку 4 во второй резонатор. В этом резонаторе могут происходить обратные процессы ($a \rightarrow \gamma'$) конверсии аксионов во вторичные фотоны (γ'), регистрируемые приемником 5.

В результате детекции вторичных фотонов после процесса реконверсии должна быть оценена вероятность этих процессов и эффективность фоторождения “горячих” аксионов в лаборатории.

Согласно правилам отбора, процессы фотон-аксионной конверсии осуществляются лишь при наложении на область распространения лазерного излучения постоянного магнитного поля, индукция которого перпендикулярна направлению луча возбуждающего излучения. При этом могут реализоваться прямые процессы преобразования фотонов в аксионы. При отсутствии внешнего магнитного поля разрешенными для аксионов являются лишь трехчастичные процессы конверсии, вероятность которых невелика.

Как выяснилось из проведенных экспериментов [10–12, 15], наблюдаемый сигнал вторичного излучения, возникающего в результате процесса реконверсии, оказался чрезвычайно малым и на этом этапе экспериментов находится ниже порога чувствительности современных приемников излучения. Вероятность процессов конверсии–реконверсии обусловлена константой связи g аксионного и электромагнитного полей в вакууме, значение которой по современным оценкам составляет $g \approx 10^{-10} \text{ ГэВ}^{-1}$.

Рассмотрим процессы комбинационного рассеяния (КР) света в кристаллах [10–12, 15, 21–23] как аналог процессов фотон-аксионной конверсии. Диаграммы элементарных процессов стокова и антистокова КР представлены на рис. 2, а, б.

В первом случае в каждом элементарном процессе КР происходит распад кванта света (фотона) на другой фотон и квазичастицу кристалла — оптический фонон. При этом энергия фотона, возникающего в

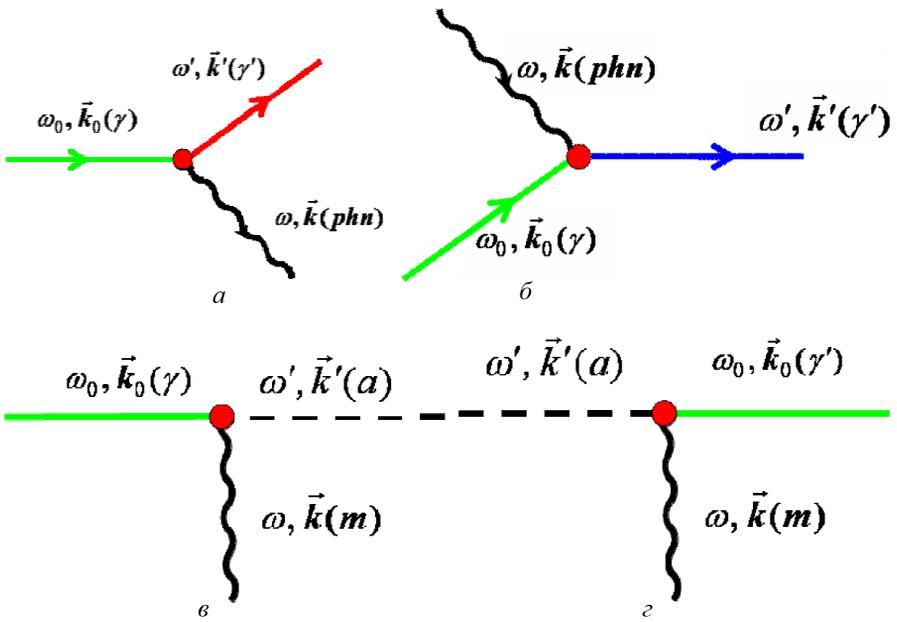


Рис. 2. Диаграммы элементарных процессов стоксова (а) и антистоксова (б) КР, а также процессов конверсии фотонов в аксионы (в) и реконверсии аксионов в фотоны (з)

результате акта неупругого рассеяния, уменьшается. Во втором случае происходит неупругое “столкновение” фотона с фононом, в результате которого возникает фотон с большей энергией. В элементарных процессах стоксова и антистоксова КР выполняются законы сохранения энергии и импульса (квазиимпульса). В частности, для стоксова КР (см. рис. 2, а) имеют место следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_0 &= \hbar\omega' + \hbar\omega; \\ \hbar\vec{k}_0 &= \hbar\vec{k}' + \hbar\vec{k}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\hbar\omega_0$, $\hbar\omega'$, $\hbar\omega$ — энергии фотонов возбуждающего излучения, рассеянного излучения и оптического фонона кристалла; $\hbar\vec{k}_0$, $\hbar\vec{k}'$, $\hbar\vec{k}$ — соответствующие импульсы (квазиимпульсы). В случае антистоксова КР (см. рис. 2, б) законы сохранения для элементарного акта рассеяния принимают вид

$$\begin{aligned} \hbar\omega_0 + \hbar\omega &= \hbar\omega'; \\ \hbar\vec{k}_0 + \hbar\vec{k} &= \hbar\vec{k}'. \end{aligned}$$

При конверсии фотонов в аксионы в постоянном внешнем переменном магнитном поле в элементарном процессе КР (рис. 2, в) возможен стоксов процесс распада фотона возбуждающего излучения на аксион и виртуальный фотон магнитного поля. При антистоксовом процессе происходит “столкновение” фотона возбуждающего излучения с фононом внешнего магнитного поля, в результате чего возникает аксион

— низкоэнергетический псевдоскалярный бозон (рис. 2, *в*, *з*). Если магнитное поле — переменное, то виртуальные фотоны, соответствующие внешнему магнитному полю, являются реальными частицами и характеризуются частотами переменного магнитного поля.

Для стоксовых и антистоксовых процессов фотон-аксионной конверсии законы сохранения соответственно принимают вид:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_0 &= \hbar\omega' + \hbar\omega; \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) &= \hbar\vec{k}'(b) + \hbar\vec{k}(m); \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \hbar\omega_0 + \hbar\omega &= \hbar\omega'; \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) + \hbar\vec{k}(m) &= \hbar\vec{k}'(b). \end{aligned} \quad (3)$$

Если внешнее магнитное поле является постоянным, то соотношения (2), (3) упрощаются и преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \hbar\omega_0 &= \hbar\omega'; \\ \hbar\vec{k}_0(\gamma) &= \hbar\vec{k}'(b); \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \hbar\omega' &= \hbar\omega_0; \\ \hbar\vec{k}'(b) &= \hbar\vec{k}_0(\gamma). \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, процессы фотон-аксионной конверсии и реконверсии в магнитном поле аналогичны процессам стоксова и антистоксова КР в кристаллах. Если в поле рассеянного излучения в кристалле, активного для КР, присутствует n_s квантов света КР на одну моду электромагнитного поля и m_i оптических фононов, разрешенных правилами отбора для КР, на одну моду фононного поля, то полная вероятность $W_{n_s+1, m_i+1}^{(s)}$ стоксова КР в таком кристалле (скорость протекания процесса, 1/с) может быть записана в виде [22]:

$$W_{n_s+1, m_i+1}^{(s)} = (n_s + 1)(m_i + 1)W_i^{(s)} = (n_s + 1)W_{sp}^{(s)}.$$

Здесь введена величина $W_{sp}^{(s)} = (m_i + 1)W_i^{(s)}$, характеризующая вероятность спонтанного КР. При возрастании интенсивности накачки одна из оптических мод кристалла, активных для КР (как правило, соответствующая наиболее интенсивной линии спонтанного КР) характеризуется переходом от режима спонтанного к стимулированному (вынужденному) КР–ВКР. Соотношение между вероятностями, 1/с, для ВКР $W_{st}^{(s)}$ и спонтанного КР $W_{sp}^{(s)}$ согласно (1) имеет вид

$$W_{st}^{(s)} = n_s W_{sp}^{(s)}. \quad (6)$$

С учетом (6) для интенсивности $I_{st}^{(s)}$ ВКР запишем

$$I_{st}^{(s)} = n_s I_{sp}^s, \quad (7)$$

где I_{sp}^s — интенсивность спонтанного стока процесса КР. При достаточно высокой интенсивности накачки, превосходящей порог возникновения ВКР, для интенсивности ВКР справедливо соотношение

$$I_{st}^{(s)} = I_{sp}^{(s)}(0) \exp(\alpha I_0 z).$$

Характерные значения коэффициента α в ВКР-кристаллах составляют около 0,01 см/МВт. При этом на длине кристалла приблизительно 1 см и плотности мощности накачки $I_0 \approx 10^8$ Вт/см² интенсивность ВКР равна

$$I_{st}^{(s)} = (0, 1 - 0,01) I_0.$$

Следовательно, на выходе из кристалла интенсивность ВКР аномально возрастает и становится сравнимой с интенсивностью накачки. При этом величина n_s становится сравнимой с величиной $n_0 \approx 10^{14}$, где n_0 — число квантов света на одну моду поля возбуждающего излучения для сверхкоротких (10^{-10} с) интенсивных ($I = 10^{12}$ Вт/см²) импульсов твердотельного лазера видимого диапазона (0,5 мкм).

Перейдем к описанию фотон-аксионной конверсии в физическом вакууме. На первом этапе остановимся на рассмотрении спонтанных процессов. В соответствии с теорией [11–17], представим плотность лагранжиана рассматриваемой системы в виде суммы плотности лагранжиана электромагнитного поля, плотности лагранжиана поля ϕ_a аксионов, а также слагаемого, учитывающего взаимодействие этих полей.

Плотность лагранжиана поля, записанная с учетом взаимодействия электромагнитного поля с полем псевдоскалярных бозонов, имеет вид

$$\mathfrak{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_a \partial^\mu \phi_a - m_a^2 \phi_a^2) - \frac{1}{2} g \phi_a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (8)$$

Здесь $F_{\mu\nu}, F^{\mu\nu}$ — тензоры электромагнитного поля; $\tilde{F}^{\mu\nu} = (1/2) \varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho} F^{\lambda\rho}$; ϕ_a — волновая функция псевдоскалярного поля; g — соответствующая константа взаимодействия полей. Далее будем использовать систему единиц, для которой фундаментальные постоянные c и \hbar равны единице.

Исходя из (8), уравнения движения для соответствующих полей запишем в виде

$$\partial_\mu F_{\mu\nu} = g \partial_\mu (\phi_a \tilde{F}^{\mu\nu}); \quad (\partial_\mu \partial^\mu + m_a) \phi_a = g B_0 E. \quad (9)$$

Решение (8) для псевдоскалярного поля ϕ_a имеет вид

$$\phi_a^\pm(\vec{r}, t) = e^{-i\omega t} \int d^3 r' \frac{1}{4\pi} \frac{\exp(\pm i \vec{k}_a (\vec{r} - \vec{r}'))}{|\vec{r} - \vec{r}'|} g \vec{B}_0 \vec{E}. \quad (10)$$

В одномерном случае решение (10) можно записать следующим образом:

$$\phi_a^+(r, t) = iE_0(gB_0l/2k_a)F(q)e^{i(k_ax - \omega t)}.$$

Здесь $q = (\omega - k_a)$ — импульс, передаваемый магнитному полю; $F(q) = \frac{\sin(ql/2)}{ql/2}$, т.е. $F(0) = 1$.

Вероятность возникновения N_a псевдоскалярных бозонов в результате конверсии N_γ квантов (фотонов) возбуждающего излучения в псевдоскалярные бозоны задается выражением

$$P_{\gamma \rightarrow a} = \frac{N_a}{N_\gamma} = \frac{1}{4} \frac{\omega}{k_a} (gB_0l)^2 F^2(q).$$

Если $g \approx 10^{-10} \text{ ГэВ}^{-1}$, $B = 10 \text{ Тл}$, $l = 1 \text{ м}$ [4–7], то

$$P_{\gamma \rightarrow a} \approx 10^{-18}.$$

В работе [9] в целях повышения вероятности конверсии было предложено использовать согласованные интерферометры Фабри – Перо (см. рис. 1). Если добротность резонатора равна $Q \approx 10^4$, то вероятность процесса конверсии возрастает следующим образом:

$$P_{\gamma \rightarrow a} = \frac{1}{4} \frac{Q}{\pi} \frac{\omega}{k_a} (gB_0l)^2 F^2(q) \approx 10^{-14}.$$

При этом полная вероятность процесса конверсии–реконверсии составит

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'} = (P_{\gamma \rightarrow a})(P_{a \rightarrow \gamma'}) \approx 10^{-28}. \quad (11)$$

Проанализируем сначала спонтанные процессы конверсии–реконверсии. При мощности возбуждающего излучения аргонового лазера около 10 Вт, работающего в непрерывном или квазинепрерывном режиме генерации видимого излучения (0,5 мкм), число возбуждающих квантов света, попадающих в первый резонатор в течение одной секунды, составляет $N_\gamma \approx 10^{20}$. Соответственно на выходе второго резонатора (см. рис. 1) согласно соотношению (11) число фотонов, возникающих в результате процесса конверсии–реконверсии в течение одной секунды, равно $N_{\gamma'} \approx 10^{-8}$. Это соответствует уровню шумовых сигналов и находится ниже предела чувствительности современных приемников светового излучения. Повышение интенсивности конвертированного излучения может быть осуществлено лишь при возрастании на много порядков энергии возбуждающего излучения или при увеличении времени регистрации вторичного излучения, что существенно усложняет экспериментальную установку. Таким образом, наблюдение обсуждаемого эффекта в режиме спонтанных процессов конверсии–реконверсии с использованием схемы экспериментальной установки,

представленной на рис. 1, и непрерывных источников возбуждающего излучения малоперспективно.

Для вынужденного процесса конверсии по аналогии с процессом ВКР (соотношения (6), (7)) получаем

$$P_{\gamma \rightarrow a} = \frac{1}{4} n_a \frac{Q}{4\pi} \frac{\omega}{k_a} (gB_0 l)^2 F^2(q).$$

Переход от режима спонтанного излучения к вынужденному соответствует условию: $n_a > 1$.

Для оценки величины n_a используем соотношение

$$n_a = \frac{1}{4} \frac{Q}{\pi} \frac{\omega}{k_a} (gB_0 l)^2 F^2(q) n_0. \quad (12)$$

Здесь n_0 — число квантов на моду поля возбуждающего излучения. Для возбуждения стимулированных процессов рассеяния света необходимо использовать ультракороткие (10^{-8} с) или сверхкороткие (10^{-10} с) импульсы возбуждающего излучения [21–23]. Рассмотрим случай, когда плотность мощности возбуждающего импульса составляет 10^{12} Вт/см², а его длительность — 100 пс. Такой режим работы, в частности, может быть реализован для второй оптической гармоники твердотельного YAG:Nd³⁺-лазера. При этом число квантов на одну моду поля возбуждающего излучения составляет $n_0 \approx 10^{14}$. Согласно (12), получаем $n_a \approx 1$, т.е. в таких условиях можно ожидать реализации порогового режима вынужденного излучения для процессов конверсии.

При условии перехода от режима спонтанного излучения к вынужденному число аксионов (число квантов) на осциллятор аксионного излучения n_a приближается к числу квантов на осциллятор возбуждающего электромагнитного излучения n_γ . Если в процессе реконверсии также выполняются условия для перехода к вынужденному излучению, то интенсивность светового излучения на выходе второго резонатора должна быть достаточно велика для регистрации современными приемниками.

Другая возможность для повышения эффективности процессов фотон-аксионной и аксион-фотонной конверсии состоит в использовании вместо полых (вакуумных) резонаторов протяженной материальной среды, помещенной во внешнее магнитное поле. При этом возникает проблема выполнения условий синхронизма (4), (5). Эта проблема решается при подстройке частоты фотонов, участвующих в процессе фотон-аксионной конверсии, к частотам так называемых унитарных поляритонов материальной среды, для которых модуль показателя преломления близок к единице. Весьма перспективным материалом для решения такой задачи являются кристаллы рубина —

активная среда для лазерной генерации. С учетом трех резонансных переходов в ионах хрома закон дисперсии поляритонов в этом кристалле может быть представлен соотношением

$$\omega^2 = \frac{A_0^2 k^2}{\varepsilon(\omega)},$$

где c_0 — скорость света в вакууме; $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \prod_{j=1}^{j=3} \frac{(\omega_{lj}^2 - \omega^2)}{(\omega_{tj}^2 - \omega^2)}$.

Вид поляритонных кривых в кристаллах рубина иллюстрирует рис. 3. При этом точки G_1, G_3 и G_5 соответствуют частотам ω_{lj} поперечных мод, а точки G_2, G_4 и G_6 — частотам ω_{lj} продольных мод, точки $A-C$ — унитарным поляритонам ($|n| = 1$). В кристаллах рубина осуществляется лазерная генерация ($\lambda = 694,3$ нм) гигантских (100 МВт/см²) импульсов длительностью 10 нс при переходе с первого возбужденного метастабильного уровня ионов хрома (Cr^{3+}) на основное состояние: ${}^2\text{E} \rightarrow {}^4\text{A}$. Такой переход характеризуется очень малой силой осциллятора. При этом частоты продольных и поперечных электромагнитных волн совпадают, т.е. длина волны унитарного поляритона совпадает с длиной волны ($\lambda = 694,3$ нм) лазерного перехода (см. рис. 3). Таким образом, активная среда лазера на рубине, генерирующая излучение с частотой ω_0 , может быть непосредственно использована для реализации процесса фотон-аксионной конверсии. Принципиальная схема установки для этого случая приведена на рис. 4, а. При этом аксионы с частотой $\omega' = \omega_0$ должны возникать в кристалле рубина, помещенном в магнитное поле в лазерном резонаторе с двумя “глухими” зеркалами. После проникания через непрозрачную стенку δ во втором резонаторе должен происходить обратный процесс: конверсия аксионнов в фотоны с длиной волны генерации

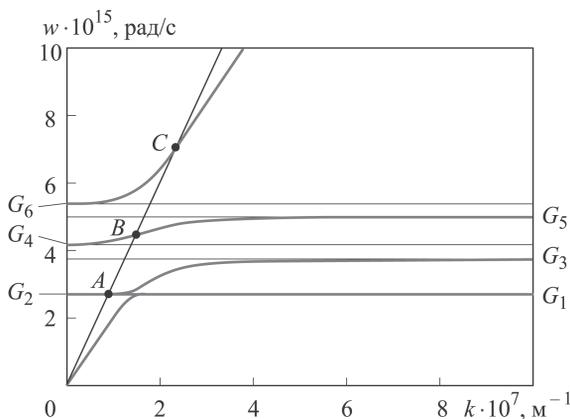


Рис. 3. Вид поляритонных кривых в монокристалле рубина ($\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$)

694,3 нм. Приемник излучения b предназначен для регистрации вторичного излучения с частотой ω_0 , совпадающей с частотой генерации лазера на рубине.

Две другие возможные схемы для реализации фотон-аксионной конверсии в кристаллах рубина представлены на рис. 4, b , $в$. В схеме, представленной на рис. 4, b , излучение от рубинового лазера подводится к кювете, помещенной в магнитное поле с двумя другими рубинами и непрозрачной стенкой. В качестве источника возбуждающего излучения в схеме, приведенной на рис. 4, $в$, используется лазер, длина волны которого соответствует полосе поглощения рубина, что приводит к возникновению интенсивной фотолюминесценции в образце 2, помещенном в аналогичную кювету. Вероятность процессов фотон-аксионной и аксион-фотонной конверсии в рассматриваемом случае активной среды (кристалл рубина) должна быть существенно выше, чем в вакууме (см. рис. 1), так как групповая скорость унитарных поляритонов должна быть значительно меньше скорости света в вакууме (см. рис. 3). При этих условиях улучшаются условия для понижения порога перехода от спонтанной конверсии к вынужденной и для повышения интенсивности сигнала, регистрируемого приемником.

Перспективной для реализации фотон-аксионной конверсии также является экспериментальная схема, представленная на рис. 4, $г$. При этом излучение от лазера 9 подводится к световоду 14, выполненному из кварцевого волокна, легированного ионами эрбия Er^{3+} . Такой материал, как и кристаллы рубина, используется в качестве активной среды. Генерация излучения в эрбиевом волоконно-оптическом лазере осуществляется на резонансном переходе с длиной волны $\lambda = 1480$ нм.

В спектре поглощения световода имеется пять резонансных переходов в инфракрасном и видимом спектральных диапазонах, соответствующих возбужденным состояниям иона эрбия Er^{3+} . При этом диэлектрическая функция в зависимости от частоты может быть представлена в виде соотношения Куросавы:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \prod_{j=1}^{j=5} \frac{(\omega_{lj}^2 - \omega^2)}{(\omega_{tj}^2 - \omega^2)}.$$

Здесь ω_{tj} , ω_{lj} — частоты резонансов и нулей диэлектрической проницаемости. Равенство единице диэлектрической проницаемости имеет место для так называемых унитарных поляритонов, частоты ω_u которых находятся из соотношения

$$\varepsilon_\infty \prod_{j=1}^{j=5} \frac{(\omega_{lj}^2 - \omega_u^2)}{(\omega_{tj}^2 - \omega_u^2)} = 1.$$

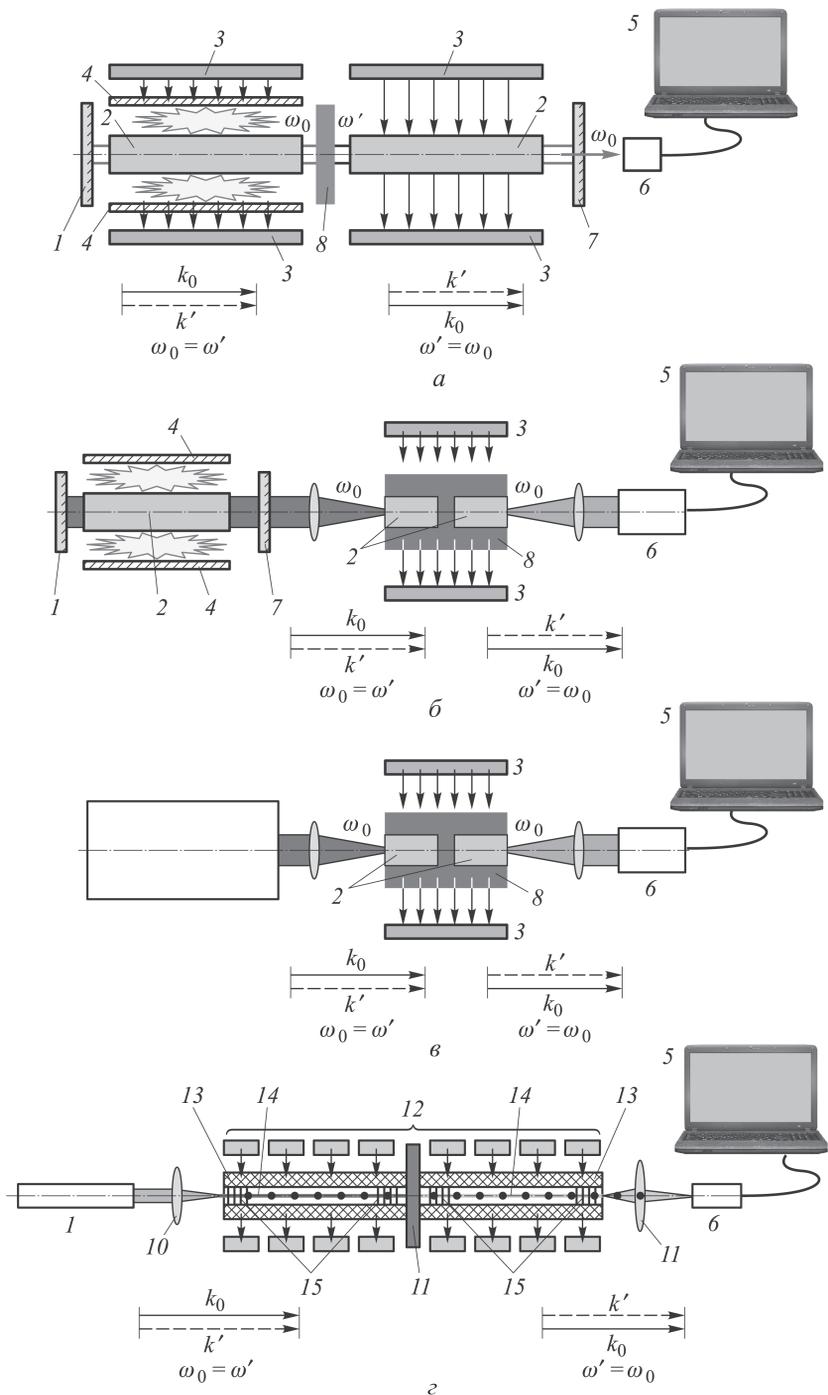


Рис. 4. Принципиальные схемы для реализации процессов фотон-аксионной конверсии в кристаллах рубина (а-в) и в кварцевом световоде (г):

1, 7 – зеркала; 2 – кристалл рубина (образец); 3 – магнит; 4 – отражатель; 5 – компьютер; 6 – приемник излучения; 8 – непрозрачная пластина; 9 – лазер; 10, 11 – линзы; 12 – соленоиды; 13 – оболочка; 14 – световоды; 15 – брэгговские зеркала

Если частота ω_0 возбуждающего излучения совпадает с частотой ω_u унитарных поляритонов ($\omega_0 = \omega_u$), то условия синхронизма (4), (5) выполняются автоматически. Введение возбуждающего лазерного излучения в прямолинейный кварцевый световод позволяет получить высокую спектральную интенсивность возбуждающего излучения по всей длине материала. Дополнительным условием для повышения интенсивности излучения в световоде является применение брэгговских зеркал [5]. При достаточно большой длине световода вероятность процессов конверсии возрастает, и при определенных режимах накачки могут происходить процессы как спонтанной, так и вынужденной фотон-аксионной конверсии. Во втором блоке схемы установки (см. рис. 4, з) в аналогичном кварцевом световоде осуществляется аксион-фотонная конверсия. Подстройка частоты возбуждающего излучения лазера под частоты унитарных поляритонов обеспечивает выполнение условий синхронизма для процессов фотон-аксионной конверсии и обратных процессов в рассмотренных схемах.

Дополнительная возможность для повышения эффективности фотон-аксионной конверсии может быть реализована с использованием в качестве конверсионной среды трехмерных фотонных кристаллов [21–29]. В таких кристаллах присутствуют унитарные фотоны (поляритоны) в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Вид дисперсионных кривых в искусственном опале, рассчитанных для глобул из кремнезема диаметром 250 нм, показан на рис. 5. Согласно рисунку, групповые скорости унитарных поляритонов (точка U) могут принимать аномально низкие значения, что приводит к изменению вероятности спонтанных процессов излучения [30] и понижению порогов соответствующих вынужденных процессов [31, 32].

В качестве иллюстрации возможностей фотонных кристаллов приведем принципиальную схему прибора (рис. 6) для детектирования аксионов, возникающих внутри Солнца или в центре Земли. В стальной контейнер, помещенный в магнитное поле, введен фотонный кристалл (искусственный опал), в котором происходят процессы аксион-фотонной конверсии в результате превращения солнечных аксионов в унитарные поляритоны (см. рис. 5). Приемник регистрирует их в направлении, противоположном направлению распространению аксионов, так как показатель преломления унитарных поляритонов составляет $n = -1$ (см. рис. 5). Аналогичный приемник может быть создан на основе кристаллов рубина или диэлектрических кристаллов с редкоземельными элементами.

Детектирование “холодных” аксионов в микроволновой области спектра. Задача регистрации медленных (“холодных”) аксионов

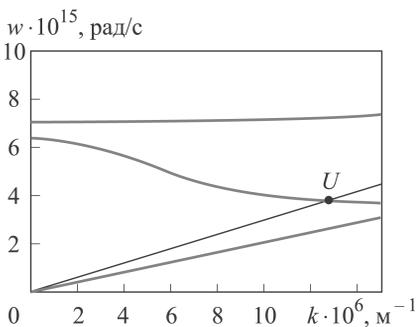


Рис. 5. Вид дисперсионных кривых в искусственном опале, рассчитанных для глобул из кремнезема диаметром 250 нм (точка U соответствует унигарному поляритону $n = -1$)

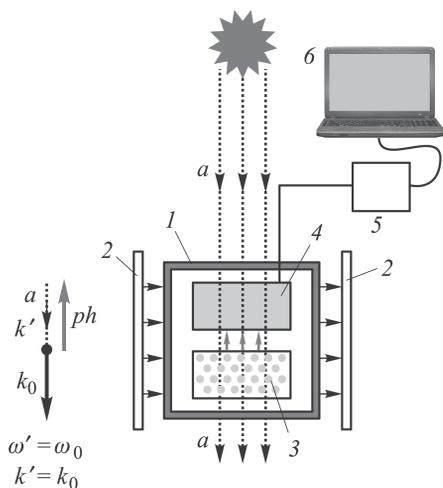


Рис. 6. Принципиальная схема прибора для детектирования аксионов, возникающих внутри Солнца или в центре Земли, с использованием фотонного кристалла:

1 — замкнутый корпус; 2 — магниты; 3 — фотонный кристалл; 4 — приемник излучения; 5 — усилитель; 6 — компьютер

сводится к обнаружению в сильном магнитном поле микроволнового излучения, энергия (0,001... 1,0 мэВ) квантов которого совпадает с энергией аксионов. При наложении внешнего магнитного поля достаточно большой величины (1... 10 Тл) микроволновые фотоны должны возникать в замкнутой изолированной полости в результате конверсии “холодных” (медленных) аксионов в фотоны.

В последнее время анализировалась возможность экспериментального обнаружения аксионов в лаборатории с использованием эффекта Джозефсона [35–38]. Принципиальная схема детектора микроволнового излучения при аксион-фотонной конверсии с использованием нестационарного эффекта Джозефсона показана на рис. 7. Регистрация так называемых ступенек Шапиро на вольт-амперной характеристике позволила получить [39] оценки энергии покоя аксионов (0,11 мэВ) и их плотности (0,05 ГэВ/см³) в окружающем пространстве.

Другие принципиальные схемы детекторов микроволновых фотонов, возникающих в результате аксион-фотонной конверсии, основанные на чувствительных детекторах микроволнового излучения представлены на рис. 7, б, в. В этом случае предполагается применение высокочастотного резонатора, состоящего из двух ниобиевых зеркал (8, 10), в одном из которых есть небольшое отверстие. Резонатор поме-

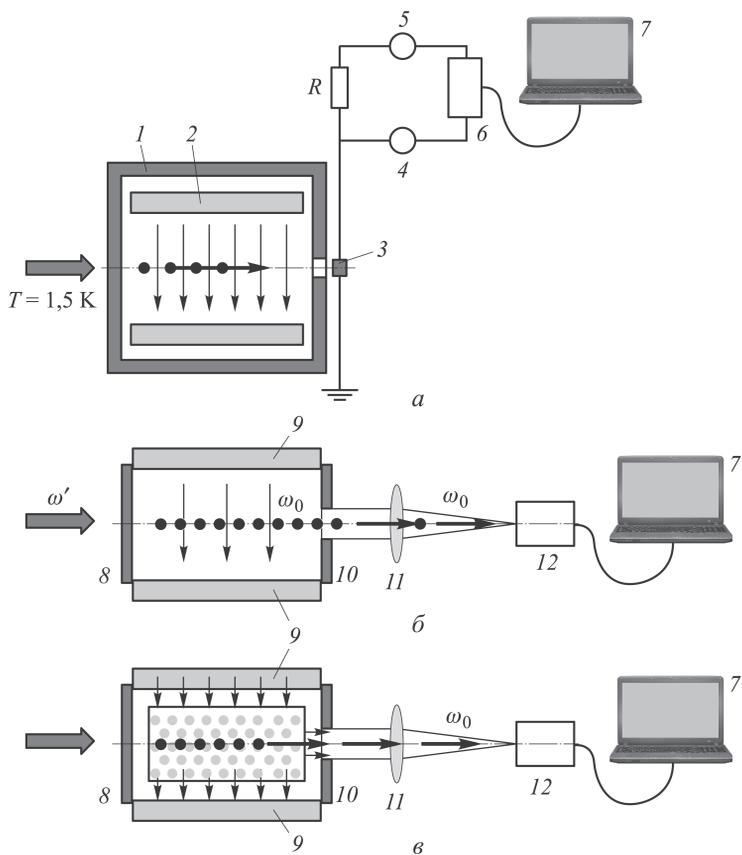


Рис. 7. Принципиальная схема детектора микроволнового излучения при аксион-фотонной конверсии с использованием нестационарного эффекта Джозефсона (а), принципиальные схемы для наблюдения конверсии аксионов в микроволновое излучение в полном резонаторе (б) и заполненном фотонным кристаллом с большим диаметром глобул (в):

1 – экран; 2 – магниты; 3 – мостик Джозефсона; 4, 5 – измерители тока и напряжения; 6 – анализатор сигналов; 7 – компьютер; 8, 10 – ниобиевые зеркала; 9 – магниты; 11 – тефлоновая линза; 12 – приемник микроволнового излучения

щается в криостат для подавления теплового излучения. Схема, приведенная на рис. 7, б, соответствует незаполненному резонатору. С помощью тефлоновой линзы 11 микроволновое излучение направляется к высокочувствительному детектору.

Заполнение объема внутри резонатора фотонным кристаллом или соответствующим метаматериалом (см. рис. 7, в) с управляемым внешним магнитным полем спектральным положением стоп-зоны, расположенной в микроволновой области спектра, позволит замедлить поток микроволновых фотонов, возникающих в резонаторе, и, следовательно, повысить спектральную интенсивность микроволнового излучения.

Плотность энергии темной материи в околоземном пространстве $\rho \approx 10^{-10}$ Дж/см³. Таким образом, энергия темной материи, сосредото-

точная в объеме $V = 1 \text{ м}^3$, составляет 10^{-4} Дж. Если исходить из гипотезы о том, что облака темной материи в околоземном пространстве состоят главным образом из аксионов, то интенсивность микроволнового излучения, возникающего в результате аксион-фотонной конверсии распадов, определяется вероятностью процессов таких распадов, зависящих от магнитного поля, создаваемого сверхпроводящими солекоидами. Эксперименты по наблюдению процессов аксион-фотонной конверсии позволят оценить вероятность таких процессов и ответить на вопрос о возможности генерации аксионного излучения в лаборатории.

Заключение. Предложены пути оптимизации экспериментальных установок для обнаружения “горячих” и “холодных” аксионов, предположительно являющихся элементарными частицами темной материи. Для генерации “горячих” аксионов предложено использовать импульсные источники лазерного излучения, характеризующиеся высокой спектральной интенсивностью излучения в видимом или ультрафиолетовом диапазонах. Это обеспечивает переход от режима спонтанной фотон-аксионной конверсии к вынужденным процессам, аналогичным процессам ВКР света. Ожидаемая масса покоя аксионов соответствует микроволновому диапазону спектра $0,001 \dots 1,0 \text{ мЭВ}$. В качестве детекторов микроволновых фотонов, образующихся в результате распада “холодных” аксионов, предложено применять высокочувствительный спектроанализатор, основанный на нестационарном эффекте Джозефсона. Для повышения интенсивности возникающего в результате аксион-фотонной конверсии микроволнового излучения в объем микроволнового резонатора предложено вводить метаматериалы или фотонные кристаллы, замедляющие микроволновые фотоны до скоростей, существенно меньших скорости света. Повышение интенсивности микроволнового излучения, когда групповая скорость микроволновых фотонов оказывается существенно меньшей скорости света в вакууме ($v \ll c$) обусловлено возрастанием соответствующей плотности фотонных состояний [29–32] на частоте рождающихся микроволновых фотонов. В качестве среды, замедляющей микроволновые фотоны, возникающие в результате аксион-фотонной конверсии в резонаторе, предложено использовать: глобулярные фотонные кристаллы [30–32] с запрещенной зоной в микроволновом диапазоне; метаматериалы с отрицательным показателем преломления и низким значением групповой скорости электромагнитных волн; сегнетоэлектрики с высокодобротной мягкой модой и др.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 12-02-00491, 12-02-90422, 12-02-90021, 12-02-90025, 13-02-00449, 13-02-90420, 14-02-00190).

1. *Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М.* Поиски частиц темной материи // УФН. 2008. Т. 178. № 11. С. 1129–1164.
2. *Appelquist T., Cheng H.-C., Dobrescu B.A.* Bounds on universal extra dimensions // Phys. Rev. D. 2001. Vol. 62. P. 035002.
3. *Servant G., Tait T.M.* Is the lightest Kaluza-klein particle a viable dark matter candidate? // Nucl. Phys. 2003. Vol. 650. P. 391–419.
4. *Goldstone J., Salam A., Weinberg S.* Broken symmetries // Phys. Rev. 1962. Vol. 127. P. 965–970.
5. *Inclusive Search for Standard Model Higgs Boson Production in the WW Decay Channel Using the CDF II Detector / J.E. Kim, G. Garosi et al.* // Reviews of Modern Physics. 2010. Vol. 82. P. 557–601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.061803 [Электронный ресурс] URL: <http://physics.aps.org/featured-article-pdf/10.1103/PhysRevLett.104.061803> (дата обращения: 17.02.2014).
6. *Hoffmann S.* Paraphotons and axions: Similarities in stellar emission and detection // Phys. Lett. B. 1986. Vol. 193. P. 117–122.
7. *Picciotto C., Pospelov M.* Unstable Relics as a Source of Galactic Positrons // Phys. Lett. B. Vol. 605. 2005. P. 15–25.
8. *Okun L.B.* Limits Of Electrodynamics: Paraphotons? // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1982. Vol. 83. P. 892–898.
9. *Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A.* Hidden Laser Communications through Matter? An Application of meV-scale Hidden Photons // EPL. 2009. Vol. 89. P. 10010.
10. *Sikivie P., Tanner D.B., Van Bibber K.* Resonantly Enhanced Axion-Photon Regeneration // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. 172002. [Электронный ресурс] URL: <http://www.phys.ufl.edu/tanner/PDFS/Sikivie07prl.pdf> DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.172002 (дата обращения: 17.02.2014).
11. *Van Bibber K., Dagdeviren N.R., Koonin S.E., Kerman A.K., Nelson H.N.* Proposed experiment to Produce and Detect Light Pseudoscalars // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 759–762.
12. *Duffy L.D., Sikivie P., Tanner D.B., Asztalos S.J., Hagmann C., Kinion D., Rosenberg L.J., Van Bibber K., Yu D.B., Bradley R.F.* High resolution search for dark-matter axions // Phys. Rev. D. 2006. Vol. 74. P. 012006. [Электронный ресурс] URL: <http://www.phys.ufl.edu/tanner/PDFS/Duffy06prd-hires.pdf> DOI: 10.1103/PhysRevD.74.012006 (дата обращения: 17.02.2014).
13. *Rosenberg I.J., Van Bibber K.A.* Searches for invisible axions // Phys. Rep. 2000. Vol. 325. No. 1. P. 1–39. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(99\)00045-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(99)00045-9).
14. *Stancil D.D.* Long Distance Signaling using Axionlike Particles // Phys. Rev. D. 2007. Vol. 76. 111701(R).
15. *Afanasev A., Baker O.K., Beard K.B., Biallas G., Boyce J., Minarni M., Ramdon R., Shinn M., Slocum P.* LIPSS Collaboration // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101, 120401.
16. *Resonantly-enhanced axion-photon regeneration / G. Mueller, P. Sikivie, D.B. Tanner, K. van Bibber; ed. by David B. Tanner, K.A. van Bibber* // Axions 2010. American Institute of Physics. 2010. P. 150–155. [Электронный ресурс] URL: <http://www.phys.ufl.edu/tanner/PDFS/Mueller10aps-rearpr.pdf> (дата обращения: 17.02.2014).
17. *SQUID-based microwave cavity search for dark-matter axions / S.J. Asztalos, G. Carosi, C. Hagmann, D. Kinion, K. van Bibber, M. Hotz, L.J. Rosenberg, G. Rybka, J. Hoskins, J. Hwang, P. Sikivie, D.B. Tanner, R. Bradley, J. Clarke* // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104. P. 041301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.041301 [Электронный ресурс] URL: <http://www.phys.ufl.edu/tanner/PDFS/Asztalos10prl-SQUID.pdf> (дата обращения: 17.02.2014).

18. *Friedland A., Giannotti M., Wise M.* Constraining the Axion-Photon Coupling with Massive Stars // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 110. P. 061101–061101-5. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.061101 [Электронный ресурс] URL: <http://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.110.061101> (дата обращения: 17.02.2014).
19. *Search for Solar Axions Produced in p(d,3He) α Reaction with Borexino Detector / G. Bellini, J. Benziger, D. Bick et al.* // *Phys. Rev. D.* 2012. Vol. 85. P. 092003-1–092003-11. DOI: 10.1103/PhysRevD.85.092003 [Электронный ресурс] URL: <http://journals.aps.org/prd/pdf/10.1103/PhysRevD.85.092003> (дата обращения: 17.02.2014).
20. *Hudson H.S., Acton L.W., DeLuca E., Hannah I.G., Reardon K., Van Bibber K.* X-Ray Searches for Solar Axions // 4th Hinode Science Meeting: Unsolved Problems and Recent Insights. ASP Conference Series. Vol. 455. P. 25–34.
21. *Gorelik V.S.* Linear and nonlinear optical phenomena in nanostructured photonic crystals, filled by dielectrics or metals // *European Journal – Applied Physics.* 2010. Vol. 49. No. 3. P. 3307(1)–3307(9).
22. *Gorelik V.S., Sushchinskii M.M.* Raman scattering of light in crystals // *Usp. Fiz. Nauk.* 1969. Vol. 98. P. 237.
23. *Gorelik V.S., Izmailov G.N.* Stimulated Photon Conversion into Pseudo-Scalar Bosons // *Bull. Lebedev Phys Inst.* 2011. Vol. 38. No. 6. P. 177–183.
24. *Yablonovitch E.* Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. No. 20. P. 2059–2062. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2059> [Электронный ресурс] URL: <http://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.58.2059> (дата обращения: 17.02.2014).
25. *John S.* Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. P. 2486–2489.
26. *Dowling J.P., Bowden C.M.* Atomic emission rates in inhomogeneous media with applications to photonic band structures // *Phys. Rev. A.* 1992. Vol. 46. No. 1. P. 612–622.
27. *John S., Quang T.* Localization of Superradiance near a Photonic Bandgap // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 74. No. 17. P. 3419–3422.
28. *Optical spectroscopy of opal matrices with CdS embedded in its pores: Quantum confinement and photonic band gap effects / V.N. Astratov, V.N. Bogomolov, A.A. Kaplyanskii, A.V. Prokofiev, L.A. Samoilovich, S.M. Samoilovich, Yu.A. Vlasov* // *Nuovo Cimento D.* 1995. Vol. 17. No. 11–12. P. 1349–1354.
29. *Photonic band gap in the visible range in a three-dimensional solid state lattice / V.N. Bogomolov, S.V. Gaponenko, A.M. Kapitonov, A.V. Prokofiev, A.N. Ponyavina, N.I. Silvanovich, S.M. Samoilovich* // *Appl. Phys. A.* 1996. Vol. 63. No. 6. P. 613–616.
30. *Purcell E.M.* Spontaneous emission probabilities at radio frequencies // *Phys. Rev.* 1946. Vol. 69. P. 681.
31. *Gorelik V.S.* Optics of globular photonic crystals // *Quantum Electronics.* Vol. 37 (5). P. 409–432.
32. *Gorelik V.S.* Optics of Globular Photonic Crystals // *Laser Physics.* 2008. Vol. 18 (12). P. 1479–1500.
33. *Voshchinskii Yu.A., Gorelik V.S.* Dispersion Law in Photonic Crystals in Sinusoidal and Quasi-Relativistic Approximations // *Inorganic Materials.* 2011. Vol. 47. No. 2. P. 148–151.
34. *Josephson B.D.* Possible new effects in superconductive tunneling // *Phys. Lett.* Vol. 1. 1962. P. 251–257.
35. *Ларкин С.Ю.* Измерение частоты монохроматического СВЧ-поля на основе нестационарного эффекта Джозефсона. Киев: Наукова думка, 1999. 271 с.
36. *Shapiro S., Janus A.R., Holly S.* Effect of microwaves in Josephson current in superconducting tunneling // *Rev. Mod. Phys.* 1964. Vol. 36. P. 223–225.

37. Головашкин А.И., Еленский В.Г., Лихарев К.К. Эффект Джозефсона и его применение. М.: Наука, 1983. 222 с.
38. Hoffman C., Lefloch F., Sanquer M., Pannetier B. Mesoscopic transition in the shot noise of diffusive superconductor — normal-metal — superconductor junctions // *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 70. P. 180503(R). DOI: 10.1103/PhysRevB.70.180503 [Электронный ресурс] URL: http://140.120.11.121/vincent/reference/Noise/shot%20noise/reference/PhysRevB_70_180503.pdf (дата обращения: 17.02.2014).
39. Beck C. Possible Resonance Effect of Axionic Dark Matter in Josephson Junctions // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111. 231801 [Электронный ресурс] URL: prl.aps.org/abstract/PRL/v111/i23/e231801 (дата обращения: 17.02.2014).

REFERENCES

- [1] Ryabov V.A., Tsarev V.A., Tskhovrebov A.M. The search for dark matter particles. *Usp. Fiz. Nauk* [Phys.-Usp., vol. 51, no. 11, pp. 1091–1121], 2008, vol. 178, no. 11, pp. 1129–1164 (in Russ.). DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811a.1129
- [2] Appelquist T., Cheng H.-C., Dobrescu B.A. Bounds on universal extra dimensions. *Phys. Rev. D*, 2001, vol. 64, p. 035002.
- [3] Servant G., Tait T.M.P. Is the lightest kaluza-klein particle a viable dark matter candidate? *Nucl. Phys. B*, 2003, vol. 650, no. 1–2, pp. 391–419.
- [4] Goldstone J., Salam A., Weinberg S. Broken symmetries. *Phys. Rev.*, 1962, vol. 127, pp. 965–970.
- [5] Kim J.E., Garosi G. Inclusive search for standard model Higgs boson production in the WW decay channel using the CDF II detector. *Reviews of Modern Physics*, 2010, vol. 82, pp. 557–601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.061803
- [6] Hoffmann S. Paraphotons and axions: Similarities in stellar emission and detection. *Phys. Lett. B*, 1986, vol. 193, pp. 117–122.
- [7] Picciotto C., Pospelov M. Unstable Relics as a Source of Galactic Positrons. *Phys. Lett. B*, 2005, vol. 605, pp. 15–25.
- [8] Okun L.B. Limits of electrodynamics: paraphotons? *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* [J. Exp. Theor. Phys.], 1982, vol. 83, pp. 892–898 (in Russ.).
- [9] Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A. Hidden laser communications through matter? An application of MeV-scale hidden photons. *EPL*, 2009, vol. 87, p. 10010.
- [10] Sikivie P., Tanner D.B., Van Bibber K. Resonantly enhanced axion-photon regeneration. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, vol. 98, pp. 172002(1)–172002(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.172002
- [11] Van Bibber K., Dagdeviren N.R., Koonin S.E., Kerman A.K., Nelson H.N. Proposed experiment to produce and detect light pseudoscalars. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol. 59, pp. 759–762.
- [12] Duffy L.D., Sikivie P., Tanner D.B., Asztalos S.J., Hagmann C., Kinion D., Rosenberg L.J., Van Bibber K., Yu D.B., Bradley R.F. High resolution search for dark-matter axions. *Phys. Rev. D*, 2006, vol. 74, pp. 012006(1)–012006(11). DOI: 10.1103/PhysRevD.74.012006
- [13] Rosenberg I.J., Van Bibber K.A. Searches for invisible axions. *Phys. Rep.*, 2000, vol. 325, no. 1, pp. 1–39(39). DOI: [dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(99\)00045-9](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(99)00045-9)
- [14] Stancil D.D. Long distance signaling using axionlike particles. *Phys. Rev. D*, 2007, vol. 76, no. 11, p. 111701(R).
- [15] Afanasev A., Baker O.K., Beard K.B., Biallas G., Boyce J., Minarni M., Ramdon R., Shinn M., Slocum P. LIPSS Collaboration. Experimental limit on optical-photon coupling to light neutral scalar bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, vol. 101, iss. 12, p. 120401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.120401

- [16] Mueller G., Sikivie P., Tanner D.B., Van Bibber K.A., eds. Resonantly-enhanced axion-photon regeneration. *Proc. Int. Conf. "Axions 2010"*, American Institute of Physics, Florida, USA, 2010, pp. 150–155. Available at: <http://www.phys.ufl.edu/tanner/PDFS/Mueller10aps-reapr.pdf> (accessed 17.02.2014).
- [17] Asztalos S.J., Carosi G., Hagmann C., Kinion D., Van Bibber K., Hotz M., Rosenberg L.J., Rybka G., Hoskins J., Hwang J., Sikivie P., Tanner D.B., Bradley R., Clarke J. SQUID-based microwave cavity search for dark-matter axions. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, vol. 104, iss. 4, p. 041301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.041301
- [18] Friedland A., Giannotti M., Wise M. Constraining the axion-photon coupling with massive stars. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, vol. 110, iss. 6, pp. 061101(1)–061101(5). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.061101
- [19] Bellini G., Benziger J., Bick D. Search for solar axions produced in $p(d, 3He)$. A reaction with Borexino detector. *Phys. Rev. D*, 2012, vol. 85, pp. 092003(1)–092003(11). DOI: 10.1103/PhysRevD.85.092003
- [20] Hudson H.S., Acton L.W., DeLuca E., Hannah I.G., Reardon K., Van Bibber K. X-Ray searches for solar axions. *Proc. 4th Hinode Sci. Meeting "Unsolved Problems and Recent Insights."* ASP Conference Series. Mondello, Palermo, Italy, 2012, vol. 455, pp. 25–34.
- [21] Gorelik V.S. Linear and nonlinear optical phenomena in nanostructured photonic crystals, filled by dielectrics or metals. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 49, no. 3, pp. 3307(1)–3307(9). DOI: <http://dx.doi.org/10.1051/epjap/2010014>
- [22] Gorelik V.S., Sushchinskii M.M. Raman scattering of light in crystals. *Usp. Fiz. Nauk* [Sov. Phys.-Usp.], 1969, vol. 98, p. 237–298 (in Russ.).
- [23] Gorelik V.S., Izmailov G.N. Stimulated photon conversion into pseudo-scalar bosons. *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, 2011, vol. 38, no. 6, pp. 177–183.
- [24] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062. DOI: dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2059
- [25] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol. 58, pp. 2486–2489.
- [26] Dowling J.P., Bowden C.M. Atomic emission rates in inhomogeneous media with applications to photonic band structures. *Phys. Rev. A*, 1992, vol. 46, no. 1, pp. 612–622.
- [27] John S., Quang T. Localization of superradiance near a photonic band gap. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, vol. 74, no. 17, pp. 3419–3422.
- [28] Astratov V.N., Bogomolov V.N., Kaplyanskii A.A., Prokofiev A.V., Samoilovich L.A., Samoilovich S.M., Vlasov Yu.A. Optical spectroscopy of opal matrices with CdS embedded in its pores: Quantum confinement and photonic band gap effects. *Nuovo Cimento D*, 1995, vol. 17, no. 11–12, pp. 1349–1354.
- [29] Bogomolov V.N., Gaponenko S.V., Kapitonov A.M., Prokofiev A.V., Ponyavina A.N., Silvanovich N.I., Samoilovich S.M. Photonic band gap in the visible range in a three-dimensional solid state lattice. *Appl. Phys. A*, 1996, vol. 63, no. 6, pp. 613–616.
- [30] Purcell E.M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.*, 1946, vol. 69, p. 681.
- [31] Gorelik V.S. Optics of globular photonic crystals. *Kvantovaya Elektron.* [Quantum Electronics], 2007, vol. 37(5), pp. 409–432 (in Russ.).
- [32] Gorelik V.S. Optics of globular photonic crystals. *Laser Physics*, 2008, vol. 18 (12), pp. 1479–1500.
- [33] Voshchinskii Yu.A., Gorelik V.S. Dispersion law in photonic crystals in sinusoidal and quasi-relativistic approximations. *Inorganic Materials*, 2011, vol. 47, no. 2, pp. 148–151.
- [34] Josephson B.D. Possible new effects in superconductive tunneling. *Phys. Lett.*, 1962, vol. 1, pp. 251–253.

- [35] Larkin S.Yu. Izmerenie chastoty monokhromaticheskogo SVCh-polya na osnove nestatsionarnogo effekta Dzhozefsona [Frequency measurement of monochromatic microwave field on the basis of the nonstationary Josephson effect]. Kiev, Naukova Dumka Publ., 1999. 271 p.
- [36] Shapiro S., Janus A.R., Holly S. Effect of microwaves in Josephson current in superconducting tunneling. *Rev. Mod. Phys.*, 1964, vol. 36, pp. 223–225.
- [37] Golovashkin A.I., Elenskiy V.G., Likharev K.K. Effekt Dzhozefsona i ego primeneniye [Josephson effect and its application]. Moscow, Nauka Publ., 1983. 222 p.
- [38] Hoffman C., Lefloch F., Sanquer M., Pannetier B. Mesoscopic transition in the shot noise of diffusive superconductor–normal-metal–superconductor junctions. *Phys. Rev. B*, 2004, vol. 70, p. 180503(1)–180503(5). DOI: 10.1103/PhysRevB.70.180503
- [39] Beck C. Possible resonance effect of axionic dark matter in Josephson junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, vol. 111, iss. 23, p. 231801. Available at: prl.aps.org/abstract/PRL/v111/i23/e231801 (accessed 17.02.2014).

Статья поступила в редакцию 27.05.2014

Горелик Владимир Семенович — д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана, заведующий лабораторией “Комбинационное рассеяние света” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Заслуженный деятель науки Российской Федерации. Автор более 400 научных работ в области физики. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д. 53.

Gorelik V.S. — Dr. Sci. (Phys.-Math.), professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University, head of “Raman Scattering” laboratory of the Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences. Honored Scientist of the Russian Federation. Author of more than 400 publications in the field of physics. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Leninskiy pr. 53, Moscow, 119991 Russian Federation.