

УДК 535.361

**О ГЕНЕРАЦИИ И ДЕТЕКТИРОВАНИИ
ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН
В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ
ПРИ ИХ ВОЗБУЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

В. С. Горелик^{1,2}, В. О. Гладышев², В. Л. Кауц^{1,2}

Проанализирована возможность генерации и детектирования высокочастотных гравитационных волн на основе нелинейно-оптических процессов в диэлектрических средах при их возбуждении интенсивным лазерным излучением видимого или ультрафиолетового диапазонов. Теория предсказывает возможность реализации гравитационного лабораторного эксперимента Герца, при котором в конденсированной диэлектрической среде осуществляется параметрический процесс конверсии интенсивного лазерного излучения с частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$ ($f_0 = 10^{14} - 10^{15}$ Гц) в гравитационную волну с частотой $\omega_g = 2\omega_0$ и обратный процесс реконверсии гравитационного излучения в оптическое.

Ключевые слова: генерация, детектирование, конверсия, частота, гравитационная волна, электромагнитное излучение, поляризация, связанные состояния фотонов.

Введение. Установление закономерностей излучения гравитационных волн и разработка способов их детектирования относятся к актуальным проблемам современной физики, представляющим большой интерес как с теоретической точки зрения, так и для многих приложений. Возможность излучения гравитационных волн космическими объектами была предсказана в классических работах по общей теории относительности [1]. Первые эксперименты по регистрации гравитационных волн от космических объектов были выполнены в работах [2–5], основанных на использовании резонансных антенн. В работе [6] был предложен новый способ регистрации гравитационных волн, излучаемых

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru.

² МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Россия, Москва, 2-я Бауманская, дом 5, стр. 1.

космическими объектами, основанный на интерферометрии лазерных пучков в интерферометрах типа Майкельсона. В 2016 году были выполнены [7] первые эксперименты по регистрации гравитационных волн, излучаемых удалённым космическим объектом, с использованием интерферометрического метода [6]. Подробный анализ полученных в работе [7] экспериментальных интерферометрических результатов изложен в обзоре [8]. Следует отметить, что частоты гравитационных волн, излучаемых массивными космическими объектами, характеризуются сравнительно низкими значениями (10–100 Гц). Из общей теории излучения гравитационных волн [1, 8] следует, что потери энергии излучающего гравитационные волны объекта, характеризующие интенсивность излучения гравитационных волн, имеют вид:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{G}{45c^5} \left(\frac{\partial^3}{\partial t^3} D_{\alpha\beta} \right)^2. \quad (1)$$

Здесь $D_{\alpha\beta} = \int \mu(3x^\alpha x^\beta - r^2 \delta_{\alpha\beta}) dV$ – тензор квадрупольного момента масс излучающего объекта. Из соотношения (1) следует, что интенсивность излучения гравитационных волн пропорциональна ω^6 ($\omega = 2\pi f$), т.е. резко возрастает при переходе к высокочастотным гравитационным волнам. В связи с этим представляет большой интерес установить возможность реализации излучателей гравитационных волн, спектр которых соответствует диапазону частот, существенно превышающих область 10–100 Гц. В работе [9] был предложен новый механизм излучения гравитационных волн космическими объектами, характеризующимися присутствием в них интенсивного электромагнитного излучения с частотой ω_0 . Согласно теории [9] возможна модуляция высокочастотных ($\omega_0 = 2\pi f_0$; $f_0 > 10^{14} - 10^{15}$ Гц) электромагнитных волн большой интенсивности низкочастотными гравитационными волнами с частотами $\omega_g = 2\pi f$ ($f = 10 - 10^2$ Гц). В результате должно происходить комбинационное рассеяние света с комбинационной частотой $\omega' = \omega_0 \pm 2\omega_g$, удобной для регистрации приёмниками видимого или ультрафиолетового диапазонов.

Другой механизм, основанный на параметрических оптических процессах, предложенный в работе [9], состоит в реализации параметрического сложения частот ($\omega' = \omega_0 + \omega_0 = 2\omega_0$) интенсивного высокочастотного электромагнитного излучения, приводящего к излучению гравитационных волн с частотой $\omega_g = 2\omega_0$. В этом случае гравитационная волна с частотой $\omega_g = 2\omega_0$ излучается ярко светящимся космическим объектом в результате формирования связанных пар фотонов, поляризация которых описывается симметричным тензором второго ранга, совпадающим с тензором поляризации гравитационной волны. Следует отметить, что для реализации такого параметриче-

ского процесса на большой длине, соответствующей размерам космического объекта, необходимо выполнение условий синхронизма (закона сохранения импульса в процессе фотон-гравитонной конверсии). Так как для гравитационной волны показатель преломления в вакууме равен единице, условие синхронизма может иметь место только в случае близости показателя преломления среды к единице для соответствующей интенсивной электромагнитной волны с частотой ω_0 . Это осуществимо лишь для очень разреженных газов. Обнаружение процесса параметрической фотон-гравитонной конверсии ($\omega_g = 2\omega_0$) может быть осуществлено путём регистрации электромагнитного излучения на частоте $\omega' = 3\omega_0$ третьей оптической гармоники, формируемой в результате комбинации гравитационной волны с частотой $\omega_g = 2\omega_0$ с возбуждающим излучением с частотой ω_0 . Таким образом, теория предсказывает возможность наблюдения электромагнитного излучения звезды на частоте третьей оптической гармоники $\omega' = 3\omega_0$, если максимум интенсивности свечения звезды соответствует частоте ω_0 видимого или ультрафиолетового диапазонов. Это явление можно рассматривать как следствие процесса гравитационного излучения звездой на частоте $\omega_g = 2\omega_0$.

В работах [10–14] были проанализированы условия реализации процессов конверсии электромагнитного излучения в гравитационное в лабораторных условиях. В данной работе исследуется возможность осуществления гравитационного лабораторного эксперимента Герца при параметрической конверсии высокочастотного электромагнитного излучения в гравитационное, когда в качестве конвертирующих сред используются конденсированные диэлектрики, а в качестве возбуждающего излучения – интенсивные лазеры видимого или ультрафиолетового диапазонов.

К теории процессов фотон-гравитонной конверсии материальной средой в присутствии интенсивного оптического излучения. Гравитационным волнам соответствует распространение флуктуаций h_{ik} метрического тензора $g_{ik} = g_{ik}^{(0)} + h_{ik}$ в пространстве. Соответствующее неоднородное волновое уравнение имеет вид [8, 9]:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_k^i = \frac{8\pi G}{c^4} T_k^i. \quad (2)$$

Здесь T_k^i – тензор энергии-импульса. Потери энергии на гравитационное излучение могут быть оценены из известного соотношения (1). Для плоской гравитационной волны имеет место: $h_{\alpha\beta} = h_{\alpha\beta}^{(0)} e^{i\omega_g(t - \frac{x^1}{c})} + [h_{\alpha\beta}^{(0)}]^* e^{-i\omega_g(t - \frac{x^1}{c})}$. Соответственно, интенсивность гравитационной волны пропорциональна $(\omega_g)^6$, т.е. резко увеличивается с ростом частоты

ω_g . В присутствии гравитационного поля уравнения Максвелла имеют вид [9]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c\sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{\gamma} \vec{B}) &= 0; \quad \vec{B} = \vec{H} / \sqrt{g_{00}}; \\ \operatorname{rot} \vec{H} - \frac{1}{c\sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{\gamma} \vec{D}) &= 0; \quad \vec{D} = \vec{E} / \sqrt{g_{00}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \vec{E} , \vec{H} – напряженности электрического и магнитного полей, а $\gamma = \operatorname{Det}|\gamma_{\alpha\beta}| = 1 - h_{22}^2 - h_{23}^2$ соответствует определенной геометрии, задающей поляризацию гравитационной волны. Из-за модуляции первоначального электромагнитного поля частоты ω_0 бегущей гравитационной волной с частотой ω_g возникает вторичное излучение, характеризующееся полем \vec{E}' . Таким образом, получаем:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 + \vec{E}', \quad \vec{E}_0 = \vec{e}_0 e^{i\omega_0(t - \frac{x^1}{c})} + (\vec{e}_0)^* e^{-i\omega_0(t - \frac{x^1}{c})}; \\ \vec{E}' &= \vec{e}' e^{i\omega_g(t - \frac{x^1}{c})} + (\vec{e}')^* e^{-i\omega_g(t - \frac{x^1}{c})}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует:

$$\left(\operatorname{rot} \operatorname{rot} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E}' = -\frac{1}{2c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{E}_0 \frac{\partial}{\partial t} \gamma \right) - \frac{1}{2c} \left[\vec{H}_0, \operatorname{grad} \frac{\partial \gamma}{\partial t} \right]. \quad (5)$$

Из соотношения (5), учитывая условие $\omega' = \omega_0 \pm 2\omega_g$, на расстоянии L эффективного взаимодействия гравитационных и электромагнитных волн, в [9] было получено следующее выражение:

$$\vec{e}'(L) = \frac{i[(h_{22}^{(0)})^2 + (h_{23}^{(0)})^2] \omega_g L}{2c} \frac{\omega_0}{\omega_0 \pm 2\omega_g} \vec{e}_0. \quad (6)$$

В результате проблема детектирования низкочастотных гравитационных волн может быть решена на основе регистрации спектра высокочастотного электромагнитного излучения, амплитуда поля которого удовлетворяет следующему соотношению:

$$\left| \frac{\vec{e}'_{\pm}}{\vec{e}_0} \right| = \frac{2\pi G S_L}{c^4 \omega_g} \frac{\omega_0}{\omega_0 \pm \omega_g}. \quad (7)$$

Рассмотрим условия регистрации высокочастотных гравитационных волн, возникающих в результате параметрических процессов “самовзаимодействия” высокочастотной электромагнитной волны. В соответствии с известным соотношением [9] для гравитационных волн малой интенсивности, имеет место:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{ik} = \frac{16\pi G}{c^4} \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T \right). \quad (8)$$

Здесь $T = T_i^i$. С учётом уравнения (3) имеет место:

$$h_{ik} = \frac{i4\pi GW_0}{c^3\omega_0} \left(e^{i2\omega_0\left(t - \frac{x^1}{c}\right)} + e^{-i2\omega_0\left(t - \frac{x^1}{c}\right)} \right), \quad (9)$$

где $W_0 = \frac{E_0^2}{4\pi}$ – плотность энергии исходного высокочастотного электромагнитного поля. Таким образом, при достаточно большой интенсивности высокочастотной электромагнитной волны с частотой ω_0 в результате параметрического процесса “самовзаимодействия” происходит конверсия этой волны в гравитационную волну с частотой $\omega_g = 2\omega_0$. Такие процессы конверсии не запрещены правилами отбора даже для centrosymmetric среды, так как тензор второго ранга, задающий симметрию гравитационной волны, является чётным, а в элементарных процессах конверсии участвуют два фотона, классифицируемых векторным представлением. Как и в процессах генерации второй оптической гармоники, интенсивность обсуждаемой параметрической генерации гравитационных волн должна быть пропорциональна квадрату интенсивности возбуждающего электромагнитного излучения. Подобная параметрическая генерация высокочастотных гравитационных волн с частотой $\omega_g = 2\omega_0$ на больших длинах взаимодействия L может быть осуществлена только в том случае, когда выполнены условия синхронизма для элементарных процессов конверсии двух фотонов в гравитон, т.е. при условии выполнения законов сохранения импульса и энергии в этих процессах. С другой стороны, гравитационная волна с частотой $\omega_g = 2\omega_0$ может взаимодействовать с исходной интенсивной электромагнитной волной с частотой ω_0 . В результате такого взаимодействия возникает электромагнитное излучение с частотой $\omega' = 3\omega_0$, т.е. при этом может быть зарегистрирована третья оптическая гармоника исходного (возбуждающего) электромагнитного излучения. Таким образом, регистрация электромагнитного излучения на частоте $\omega' = 3\omega_0$ от светящегося с частотой ω_0 объекта может служить свидетельством того, что этот материальный объект излучает гравитационные волны с частотой $\omega' = 2\omega_g$.

В качестве другого способа [14–16] генерации высокочастотных $\left(\frac{\omega_0}{2\pi} \gg 100 \text{ Hz}\right)$ гравитационных волн может рассматриваться фотон-гравитонная конверсия при наличии внешнего статического магнитного поля. На основании теоретических работ [15, 16] используем следующее выражение, описывающее конверсию электромагнитного излучения в гравитационное при наличии внешнего статического магнитного поля:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) a = \frac{2kH_0}{c^2} \sqrt{Gb};$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) b = \frac{2kH_0}{c^2} \sqrt{Ga}. \quad (10)$$

Здесь обозначения a и b характеризуют электромагнитное и гравитационное поля соответственно, H_0 – величина напряженности статического магнитного поля, k – соответствующий волновой вектор, G – гравитационная постоянная. При распространении электромагнитной волны в статическом магнитном поле с характерным размером L коэффициент конверсии α электромагнитной волны в гравитационную имеет вид:

$$\alpha = \frac{GH_0^2 L^2}{c^4} \ll 1. \quad (11)$$

Для больших значений длины взаимодействия L , удовлетворяющих условию синхронизма (равенство фазовых скоростей гравитационной и электромагнитных волн), коэффициент α существенно возрастает. Можно полагать, что такого рода фотон-гравитонная конверсия может играть существенную роль для пульсаров, характеризующихся аномально высокими значениями статического магнитного поля.

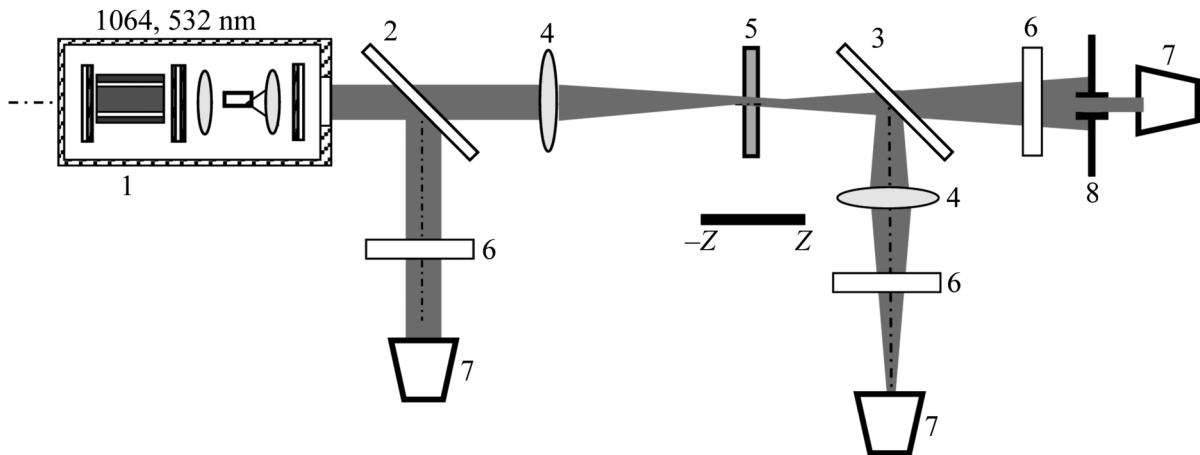


Рис. 1: Экспериментальная схема для исследования двухфотонного поглощения света в тонкой диэлектрической пластинке; 1 – импульсный лазер на алюмоиттриевом гранате с удвоением частоты, генерирующий зелёное излучение (532 нм); 2, 3 – кварцевые пластины; 4 – линзы; 5 – образец для исследования; 6 – светофильтры; 7 – детекторы; Z – сканирование вдоль оси Z .

Параметрические процессы конверсии электромагнитного излучения в гравитационные волны в диэлектрических средах, возбуждаемых интенсивным лазерным излучением. Использование интенсивного лазерного излучения позволяет наблюдать [17–26] ряд нелинейных и параметрических процессов в диэлектрических средах. К таким

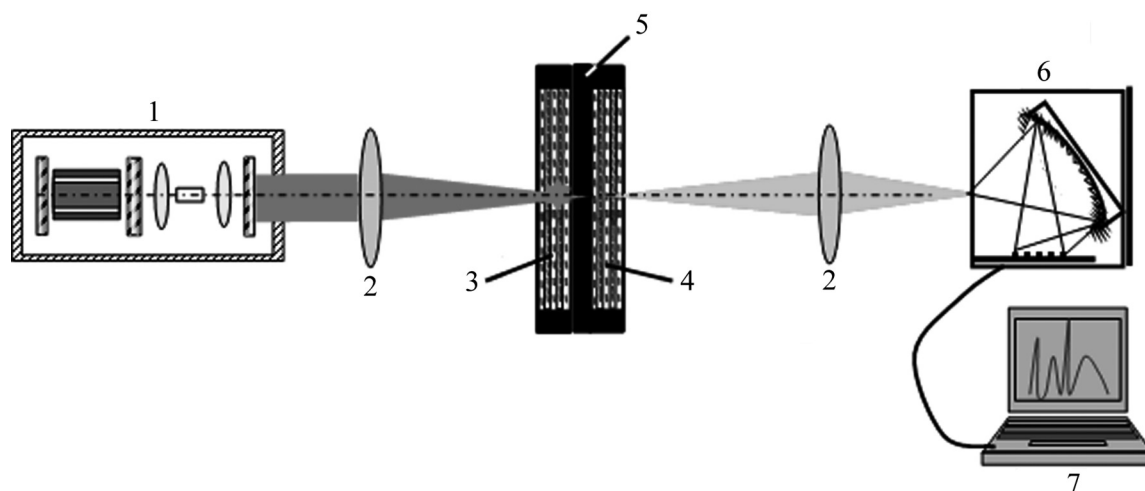


Рис. 2: Экспериментальная схема для генерации и детектирования гравитационных волн в диэлектрической среде; 1 – импульсный лазер на алюмоиттриевом гранате с удвоением частоты, генерирующий зелёное излучение (532 нм); 2 – линзы; 3, 4 – диэлектрические образцы; 5 – непрозрачная стенка; 6 – мини-спектрометр; 7 – компьютер.

процессам относятся: двухфотонное поглощение (ДП), двухфотонно-возбуждаемая люминесценция (ДВЛ), вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР), генерация оптических гармоник (ГОГ) и др. На рис. 1 представлена схема эксперимента для исследования двухфотонного поглощения света в тонкой диэлектрической пластинке. В качестве исследуемых сред могут быть использованы широкозонные полупроводниковые кристаллы (ZnSe, CdS, ZnO и др.), характеризующиеся сильным поглощением в ультрафиолетовой области спектра, но слабо поглощающие в видимом диапазоне. Другой тип материалов, в которых было обнаружено двухфотонное поглощение, – ароматические соединения: антрацен, стильбен, нафталин и др. Важно отметить, что явление ДП обнаруживается как для centrosymmetric, так и для noncentrosymmetric сред.

При фокусировке импульсного лазерного излучения (см. рис. 1) зелёной области спектра ($\lambda = 532$ нм – вторая оптическая гармоника твердотельного лазера YAG:Nd^{3+}) диэлектрическая пластина S_1 , прозрачная в видимой области спектра, но сильно поглощающая ультрафиолетовое излучение, начинает поглощать возбуждающее зелёное излучение при возрастании интенсивности накачки. При ДП зависимость интенсивности электромагнитного излучения, прошедшего через плоскопараллельный слой погло-

щающей среды от толщины L этого слоя может быть представлена в виде [27]:

$$I = \frac{I_0}{1 + k_2 L} = \frac{I_0}{1 + \alpha I_0 L}. \quad (12a)$$

Величина $k_2 = \alpha I_0$ является эффективным коэффициентом ДП, характеризующим эффективность поглощения электромагнитного излучения средой при различных интенсивностях исходного излучения. В том случае, когда задана плотность потока фотонов F_0 , падающих на поверхность диэлектрического слоя, для количественного анализа процесса ДП удобно использовать соотношение:

$$F = \frac{F_0}{1 + \delta N F_0 L}. \quad (12b)$$

Здесь вводится величина эффективного сечения δ ($[\delta] = \text{см}^4\text{с}$) двухфотонного поглощения на одну молекулу (N – число поглощающих молекул в единице объёма).

В результате выполненных экспериментов по измерению интенсивности [27] прошедшего и падающего на образец S_1 излучения (см. рис. 1) были получены значения коэффициента двухфотонного поглощения для многих диэлектрических сред. Величина α в зависимости от типа диэлектрика находится в диапазоне $\alpha = 1 - 100 \text{ см/ГВт}$. Соответственно для величины эффективного сечения двухфотонного поглощения было получено: $\delta = 10^{-48} - 10^{-50} \text{ см}^4\text{с}$. Таким образом, эффективное ДП наблюдается при интенсивности возбуждающего лазерного излучения $I_0 = 10^8 - 10^{10} \text{ Вт/см}^2$, соответствующей плотности потока фотонов $F_0 = 10^{27} - 10^{29} \text{ 1/см}^2\text{с}$, вполне достижимой для современных лазеров. Другой эффект, связанный с проявлением ДП в диэлектрических средах, состоит в появлении ДВЛ. При этом спектр люминесценции находится в антистоксовом диапазоне и обусловлен возбуждением объёмных электронных состояний, проявляющихся в спектре ДВЛ в результате двухфотонной накачки. В результате поглощения пар фотонов в диэлектрической среде формируются связанные состояния двух фотонов, приводящие к возникновению гравитационных волн, распространяющихся вне диэлектрической среды.

К двухфотонному процессу относится также комбинационное рассеяние (КР), сопровождающееся поглощением одного фотона и излучением другого (рассеянного) фотона. При достаточно большой интенсивности накачки наблюдается ВКР в конденсированных диэлектриках, в частности, при облучении диэлектрической среды сфокусированным импульсным излучением лазера YAG:Nd^{3+} ($\lambda_0 = 0.532 \text{ мкм}$), генерирующего ультракороткие (80 пс) импульсы с частотой повторения 100 Гц и интенсивностью в области фокусировки $\sim 1 \text{ ГВт/см}^2$ [24–26]. При малой интенсивности накачки в спектре

ВКР присутствует лишь одна стоксова компонента. При этом в элементарном процессе рассеяния законы сохранения имеют вид:

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega' + \hbar\omega_V; \quad \hbar\vec{k}_0 = \hbar\vec{k}' + \hbar\vec{k}_V. \quad (12)$$

С возрастанием интенсивности в спектре ВКР монокристаллов кальцита (CaCO_3) наблюдалось большое число стоксовых и антистоксовых спутников. При этом начинают происходить четырёхфотонные параметрические стокс-антистоксовы процессы. Для таких процессов законы сохранения энергии и импульса приобретают вид:

$$\hbar\omega_{St} + \hbar\omega_{aSt} = 2\hbar\omega_0; \quad \hbar\vec{k}_{St} + \hbar\vec{k}_{aSt} = 2\hbar\vec{k}_0. \quad (13)$$

При четырёхфотонном параметрическом ВКР в результате поглощения двух квантов возбуждающего излучения одновременно рождаются два комбинационных спутника (стоксов и антистоксов). Таким образом, ВКР в диэлектрической среде сопровождается двухфотонным поглощением, также приводящим к процессам конверсии электромагнитного излучения в гравитационное. Пары фотонов, возникающие при ВКР, могут оказаться связанными вследствие сильного фотон-фотонного взаимодействия посредством эффективного обмена оптическими фононами. Для гравитационных волн показатель преломления равен единице. Поэтому процесс связывания фотонов и генерация соответствующей гравитационной волны на достаточно больших расстояниях имеет место лишь при выполнении соответствующего закона сохранения импульса, т.е. при выполнении условий синхронизма. Наиболее благоприятная ситуация, соответствующая коллинеарной геометрии конверсии, реализуется в том случае, когда частота возбуждающего излучения близка к частоте так называемых унитарных поляритонов диэлектрической среды, характеризующихся показателем преломления, близким к единице [28, 29]. При этом фазовые скорости электромагнитной волны с частотой ω_0 и гравитационной волны с частотой $\omega_g = 2\omega_0$ совпадают, а групповая скорость электромагнитной волны возбуждающего излучения оказывается существенно меньшей скорости света в вакууме. Таким образом, в результате параметрических процессов “самовзаимодействия” двух возбуждающих волн лазерного излучения возможно формирование когерентных гравитационных волн. Отметим, что проблема фазового синхронизма может быть решена при использовании неоднородных или разупорядоченных сред, для которых траектория фотонов принимает диффузионный характер с длиной свободного пробега, сравнимой с длиной волны света. При этом в связи с разупорядоченностью микроструктуры образца фотоны возбуждающего излучения локализуется в области, сравнимой по

размерам с длиной волны возбуждающего излучения. Для обнаружения гравитационных волн с частотой $\omega_g = 2\omega_0$, возникающих при формировании связанных состояний фотонов в результате процессов двухфотонного поглощения, может быть использован метод детектирования третьей оптической гармоники. Недавно [30–33] для исследования нелинейных процессов в диэлектрической среде были использованы мезопористые фотонные кристаллы, заполненные исследуемым веществом. Одним из важных свойств фотонных кристаллов является возможность резкого уменьшения [34] групповой скорости электромагнитных волн в некотором диапазоне частот, вблизи края фотонных запрещенных зон – стоп-зон (СЗ). Вследствие эффекта Парселла (резкого возрастания фотонной плотности состояний при уменьшении групповой скорости электромагнитной волны) эффективность различных нелинейных процессов сильно возрастает. В результате удаётся наблюдать [30–33] интенсивную третью оптическую гармонику в centrosymmetric диэлектрических средах, что может быть следствием формирования гравитационной волны на частоте $\omega_g = 2\omega_0$ в этой среде. Другой возможный способ обнаружения гравитационного излучения состоит в реализации аналога известного эффекта Примакова [35–38] (см. рис. 2). При этом на первом этапе, в левой части кюветы (образец 3), под действием интенсивного лазерного излучения формируется гравитационная волна, проходящая сквозь непрозрачную стенку 5. На втором этапе, в правой части кюветы (образец 4) происходит обратный процесс конверсии гравитационного излучения в электромагнитное, регистрируемое приёмником излучения 6.

Заключение. Таким образом, нами установлены условия для генерации и обнаружения высокочастотных гравитационных волн в нелинейных диэлектрических средах на основе импульсного лазерного возбуждения двухфотонных состояний электромагнитного поля при воздействии интенсивного лазерного излучения на диэлектрическую среду. Показано, что в результате процессов ДП возможна генерация гравитационной волны с частотой $\omega_g = 2\omega_0$ вследствие “самовзаимодействия” исходной электромагнитной волны с частотой ω_0 . В диэлектрической среде условие синхронизма может быть реализовано, если частота ω_0 возбуждающего света соответствует так называемым унитарным поляритонам. О присутствии гравитационных волн с частотой $\omega_g = 2\omega_0$ внутри диэлектрической среды может свидетельствовать генерация третьей оптической гармоники на выходе из этой среды, а также эксперименты, аналогичные наблюдению эффекта Примакова [35–38].

Работа выполнена при поддержке РФФИ; проекты: 16-08-00618 и 16-02-00488.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. Weber, Phys. Rev. **117**, 306 (1960).
- [2] J. Weber, Phys. Rev. Lett. **18**, 498 (1967).
- [3] J. Weber, Phys. Rev. Lett. **20**, 1307 (1968).
- [4] J. Weber, Phys. Rev. Lett. **22**, 1320 (1969).
- [5] J. Weber, Phys. Rev. Lett. **25**, 180 (1970).
- [6] B. P. Abbot et al., (LIGO Scientific Collab.) Phys. Rev. Lett. **116**, 061102 (2016).
- [7] В. И. Пустовойт, Успехи физических наук **186**, 1132 (2016).
- [8] М. Е. Герценштейн, В. И. Пустовойт, ЖЭТФ **43**, 605 (1962).
- [9] В. И. Пустовойт, Л. А. Чернозатонский, Письма в ЖЭТФ **34**, 241 (1981).
- [10] L. Halperin and B. Laurent, Nuovo Cimenta **33**, 728 (1964).
- [11] У. Х. Копвилем, В. Р. Нагибаров, Письма в ЖЭТФ **2**(12), 529 (1965).
- [12] Л. П. Грищук, М. В. Сажин, ЖЭТФ **68**, 1569 (1975).
- [13] V. B. Braginsky and V. N. Rudenko, Phys Rep. **46**, 165 (1978).
- [14] N. I. Kolosnitsyn and V. N. Rudenko, Physica Scripta **90**, 074059 (2015).
- [15] J. B. Zeldovich, Preprint of Applied Mathematics Institute of Russian Academy of Sciences, No. 38, 1973, 11 p.
- [16] М. Е. Герценштейн, ЖЭТФ **41**, 113 (1961).
- [17] V. S. Gorelik, A. M. Agaltzov, L. I. Zlobina, Journal of Molecular Structure **266**, 121 (1992).
- [18] V. S. Gorelik, E. V. Zhabotinsky, Journal of Russian Laser Research **16**(1), 287 (1995).
- [19] В. С. Горелик, Е. В. Жаботинский, Квантовая электроника **19**(11), 1084 (1992).
- [20] V. S. Gorelik, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **49**, 33007 (2010).
- [21] В. С. Горелик, Г. Г. Митин, М. М. Сущинский, ЖЭТФ **69**(3), 823 (1975).
- [22] Г. Г. Митин, В. С. Горелик, Л. А. Кулевский и др., ЖЭТФ **68**(5), 1757 (1975).
- [23] V. S. Gorelik, O. P. Maximov, G. G. Mitin, M. M. Sushchinskii, Solid State Communications **21**, 615 (1977).
- [24] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, N. V. Tcherniega, et al., Journal of Russian Laser Research **34**, 50 (2013).
- [25] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, V. A. Orlovich, et al., Journal of Russian Laser Research **34**, 523 (2013).
- [26] Я. Альмохамед, Р. Бариль, А. И. Водчиц и др., Письма в ЖЭТФ **101**(6), 399 (2015).
- [27] В. И. Бредихин, М. Д. Галанин, В. Н. Генкин, Успехи физических наук **110**(4), 3 (1973).
- [28] V. S. Gorelik, M. G. Burdanova, Laser Physics **24**, 125001 (2014).
- [29] V. S. Gorelik, M. G. Burdanova, Laser Physics **26**, 035001 (2016).

- [30] K. I. Zaytsev, G. M. Katyba, E. V. Yakovlev, et al., Journal of Applied Physics **115**, 213505 (2014).
- [31] K. I. Zaytsev, V. S. Gorelik, G. M. Katyba, S. O. Yurchenko, Journal of Physics: Conference Series **541**, 012072 (2014).
- [32] Ю. П. Войнов, В. С. Горелик, К. И. Зайцев и др., ФТТ **57**(3), 443 (2015).
- [33] В. С. Горелик, К. И. Зайцев, В. Н. Моисеенко и др., Неорганические материалы **51**(5), 473 (2015).
- [34] В. С. Горелик, В. В. Капаев, ЖЭТФ **150**(3(9)), 435 (2016).
- [35] S. Hoffmann, Phys. Lett. B **193**(1), 117 (1986).
- [36] K. Van Bibber, N. R. Dagdeviren, S. E. Koonin, et al., Phys. Rev. Lett. **59**(7), 759 (1987).
- [37] G. Ruoso, R. Cameron, G. Cantatore, et al., Z. Phys. C **56**(4), 505 (1992).
- [38] R. Cameron, G. Cantatore, A. C. Melissinos, et al., Phys. Rev. D **47**(9), 3707 (1993).

Поступила в редакцию 29 ноября 2017 г.