

УДК 535.338.32

ПОЛЯРИТОННЫЕ КРИВЫЕ В АМОРФНОМ КВАРЦЕ, ЛЕГИРОВАННОМ ИОНАМИ ЭРБИЯ Er^{3+}

В.С. Горелик¹, М.Г. Бурданова²

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Российская Федерация
e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

²МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация
e-mail: burdanova_maria@mail.ru

Использована модель Лоренца для описания дисперсионных свойств электромагнитных волн в аморфном кварце, легированном ионами редкоземельных металлов. Установлен вид уравнений Максвелла для диэлектрической среды с пространственно упорядоченными примесными центрами. Проанализированы спектры поглощения ионов эрбия Er^{3+} , введенных в аморфный кварц. Определены дисперсионные зависимости для поляритонных волн в примесном аморфном кварце на основе модели взаимодействия электромагнитных волн с резонансными электронными состояниями ионов эрбия. Установлены особенности поляритонных кривых и параметры унитарных поляритонов, для которых показатель преломления равен единице. Проанализированы условия для оптимизации накачки рабочих уровней генераций лазера, создаваемого на основе аморфного кварца, легированного ионами эрбия Er^{3+} . Показано, что волоконно-оптический эрбиевый лазер может быть использован для реализации конверсии фотонов в скалярные бозоны. Приведен пример возможной экспериментальной схемы для наблюдения фотон-парафотонной конверсии.

Ключевые слова: аморфный кварц, эрбий, спектр поглощения, парафотоны, дисперсионные соотношения, люминесценция, поляритоны, резонанс, лазер.

POLARITON CURVES IN AMORPHOUS QUARTZ DOPED WITH IONS OF ERBIUM Er^{3+}

V.S. Gorelik¹, M.G. Burdanova²

¹Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation
e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru

²Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation
e-mail: burdanova_maria@mail.ru

The Lorentz model is used for describing dispersion properties of electromagnetic waves in amorphous quartz doped with rare-earth metal ions. The form of Maxwell equations is established for dielectric media with spatially ordered impurity centers. The absorption spectra of erbium ions Er^{3+} introduced in amorphous quartz are analyzed. The dispersion dependences of polaritonic waves in the impurity amorphous quartz are determined on the basis of the model of interaction between electromagnetic waves and resonance electronic states of Er^{3+} ions. The features of polariton curves and parameters of unitary polaritons, for which the refraction index

is unity, are found. The conditions are analyzed for optimizing the pumping of laser generation levels for laser system, constructed on the base of amorphous quartz, doped with Er^{3+} ions. It is shown that fiber-optic laser with Er^{3+} ions can be used for implementation of photons-to-scalar bosons conversion. The example of possible experimental scheme for observation of photon-paraphoton conversion is given.

Keywords: amorphous quartz, erbium, absorption spectra, paraphotons, dispersion relations, luminescence, polaritons, resonance, laser.

Введение. В материальной среде в результате взаимодействия электромагнитной волны с осцилляциями заряженных частиц материальной среды возникает гибридная (электромагнитно-механическая) волна, получившая название поляритонной. Квазичастицы, соответствующие поляритонным волнам, называются поляритонами. При изучении поляритонных волн решается задача установления законов дисперсии или так называемых поляритонных кривых. Закон дисперсии поляритонных волн задается в виде зависимости волнового вектора k от частоты $\omega(k)$ или обратной зависимости $k(\omega)$. Определению закона дисперсии поляритонов в различных средах посвящено большое число работ, например [1–3]. К настоящему времени известно существование поляритонов различной природы: решеточных поляритонов, соответствующих фотон-фононным осцилляциям; экситонных поляритонов, обусловленных взаимодействием электромагнитных волн с механическими экситонными состояниями; примесных поляритонов, связанных с взаимодействием электромагнитных волн с заряженными примесными центрами, которые помещены в однородную оптическую среду.

Исследование характеристик поляритонных кривых в материальных средах при различных частотах ω представляет как теоретический, так и прикладной интерес, поскольку позволяет получить информацию о скорости распространения электромагнитного сигнала в материальной среде, сведения о показателе преломления и коэффициентах отражения электромагнитного излучения вблизи границы раздела различных материальных сред.

Исследования свойств примесных центров эрбия Er^{3+} в аморфном кварце проводились во многих работах [4, 5]. Это обусловлено необходимостью оптимизации режимов лазеров, основанных на использовании активных сред, которые содержат ионы эрбия. Особый интерес представляет излучение этих ионов при длине волны 1530 нм, соответствующей максимуму пропускания волоконных линий связи [6, 7]. Большое внимание также уделялось изучению возможности генерации в видимой области в диапазоне значений 510...550 нм с применением активных сред, содержащих ионы эрбия.

При возбуждении коротковолновым электромагнитным излучением ионы эрбия, введенные в аморфный кварц, обнаруживают интенсивную люминесценцию, соответствующую резонансным переходам

с возбужденных электронных состояний в основное состояние квантовой системы: ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (1480 нм); ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (980 нм); ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (810 нм); ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (660 нм); ${}^4S_{3/1} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (520 нм) [6].

В настоящей работе была поставлена задача построения и анализа дисперсионных кривых примесных поляритонов в кварце, легированном ионами эрбия в широком спектральном диапазоне. В частности, предполагалось установить характеристики унитарных поляритонов, для которых зависимость частоты от волнового вектора совпадает с вакуумной ($\omega = c_0k$) и эффективный показатель преломления равен единице.

Теория примесных поляритонов в однородных диэлектрических средах. Для построения законов дисперсии примесных поляритонов в данной работе будет использована теория взаимодействия света с заряженными частицами малых размеров с помощью модели Лоренца. Такая модель правомерна для описания взаимодействия электромагнитного излучения с оптически однородными и изотропными диэлектрическими средами, содержащими заряженные центры одной природы и характеризующимися атомными размерами. Для простоты не будем учитывать взаимодействие электромагнитных волн с решеточными и экситонными состояниями аморфного кварца, т.е. однородной матрицы, в которую внедрены тождественные примесные центры. Для рассматриваемой модели уравнения Максвелла имеют вид [8]

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0, & \operatorname{div} \vec{B} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Система уравнений (1) соответствует диэлектрической среде, в которой отсутствуют токи и свободные заряды. Предположим, что анализируемая среда является немагнитной: $\mu = 1$. В соответствии с этим дополним систему (1) материальными соотношениями

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}; \\ \vec{B} &= \mu_0 \vec{H}. \end{aligned} \quad (2)$$

Применяя операцию ротора к первому уравнению системы (1), получаем

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} = -\varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 \vec{E}. \quad (3)$$

Полагая, что в среде распространяется плоская монохроматическая волна $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(kr - \omega t)]$, с учетом (1) и (2) записываем соотношение

$$i\varepsilon \varepsilon_0 \vec{k} \vec{E}_0 \exp[i\vec{k}\vec{r} - \omega t] = 0. \quad (4)$$

Для поперечных волн из (4) следует, что диэлектрическая проницаемость отлична от нуля. Из соотношения (3) для поперечных волн определяем волновое уравнение

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E} = 0,$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\omega)\varepsilon_0\mu_0}} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon(\omega)}}$ — константа; c_0 — скорость света в вакууме. Отсюда для плоской монохроматической волны получаем в неявном виде закон дисперсии для поляритонов

$$\omega^2 = \frac{c_0^2 k^2}{\varepsilon(\omega)}.$$

При отсутствии затухания вектор поляризации, обусловленный колебаниями заряженных центров, в среде, содержащей N заряженных центров с зарядом q в единице объема, имеет вид [9]

$$P = \frac{q^2 N E}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

С учетом материального соотношения (2) и формулы $D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 \varepsilon E$ запишем выражение для дисперсии диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{q^2 N}{m \varepsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Учитывая несколько типов полярных колебаний, получаем более сложную формулу для диэлектрической функции

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_{j=1}^{j=n} \frac{q_j N}{m_j \varepsilon_0 (\omega_{0j}^2 - \omega^2)}. \quad (5)$$

Здесь аддитивным образом учтены n типов осциллирующих заряженных центров и вклад высокочастотных электронных осцилляций кварцевой матрицы (ε_∞). Из соотношения (5) в соответствии с работой [9] получается соотношение Куросавы

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \prod_{j=1}^{j=n} \frac{\omega_{lj}^2 - \omega^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2}.$$

Таким образом, закон дисперсии для поляритонов в общем случае приобретает вид

$$\omega^2 = \frac{c_0^2 k^2}{\varepsilon_\infty \prod_{j=1}^{j=n} \frac{\omega_{lj}^2 - \omega^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2}}.$$

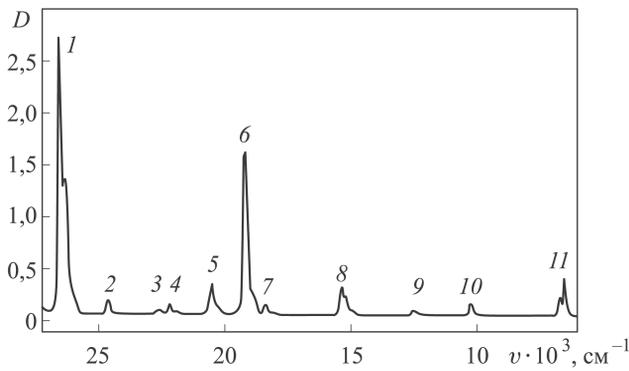


Рис. 1. Спектр поглощения ионов эрбия Er^{3+} в аморфном кварце, соответствующий переходам ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$ (1), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4H_{9/2}$ (2), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ (3), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ (4), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$; (5), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4H_{11/2}$ (6), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$ (7), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$ (8), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ (9), ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (10) и ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (11)

Дисперсионные зависимости поляритонов в кварце, легированном ионами эрбия Er^{3+} . Остановимся на анализе поляритонных кривых в аморфном кварце, легированном ионами эрбия Er^{3+} . В работе [12] были приведены спектры поглощения ионов эрбия Er^{3+} . Отметим, что оптические переходы происходят на внутренней $4f^{11}$ оболочке иона Er^{3+} . Спектральные линии в спектре поглощения, представляющие собой набор узких полос, приведены на рис. 1.

Ионы эрбия имеют достаточно сложную схему энергетических уровней [13]. Диаграмма резонансных переходов между энергетическими уровнями в ионах эрбия Er^{3+} представлена на рис. 2.

Фотолюминесценция в кварце, легированном ионами эрбия Er^{3+} , наблюдалась на пяти резонансных частотах. Тогда диэлектрическая проницаемость будет равна

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \prod_{j=1}^5 \frac{\omega_{lj}^2 - \omega^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2}. \quad (6)$$

Константа $\varepsilon_{\infty} = n^2(\infty)$ характеризует показатель преломления на высоких частотах, далеких от резонансных. Для чистого кварца пока-

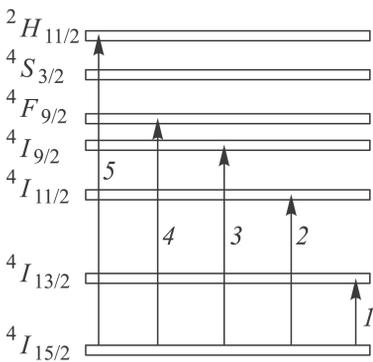


Рис. 2. Диаграмма резонансных переходов между энергетическими уровнями в ионах эрбия Er^{3+} при длине волны 1480 (1), 980 (2), 810 (3), 660 (4) и 520 (5) нм

затель преломления составляет $n(\infty) = 1,544$. Значения длины волны и частоты для соответствующих переходов приведены в таблице.

Значения длины волны и частоты для соответствующих переходов в аморфном кварце, легированном ионами эрбия Er^{3+}

Переход	λ , нм	$\omega_{0j} \cdot 10^{15}$, рад/с	$\omega_{lj} \cdot 10^{15}$, рад/с
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	1480	1,2736	1,2863
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	980	1,9234	2,1157
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	810	2,3271	2,5598
${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	660	2,8559	2,1415
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	520	3,6249	3,9874

Для переходов ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$, ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$, ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$ используем приближение, для которого связь частот продольных и поперечных мод имеет вид $\omega_{LO} = 1,1\omega_{TO}$, а для запрещенного перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{3/2} - \omega_{LO} = 1,01\omega_{TO}$ [11]. Тогда с учетом (6) закон дисперсии поляритонов можно представить в виде

$$k(\omega) = \sqrt{\frac{\omega^2 n_\infty^2 \prod_{j=1}^5 \frac{\omega_{lj}^2 - \omega^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2}}{c_0^2}}. \quad (7)$$

Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты, рассчитанная по (6), приведена на рис. 3, а; поляритонные кривые аморфного кварца, легированного ионами эрбия Er^{3+} , построенные по (7), — на рис. 3, б.

Значения параметров электромагнитных волн в точках, соответствующих унитарным поляритонам (см. рис. 3, б), при которых показатель преломления равен единице, приведены ниже:

	$\omega \cdot 10^{15}$, рад/с	λ , нм	$k \cdot 10^{-7}$, м $^{-1}$
A	4,5364	416	1,5151
B	3,2745	576	1,0994
C	2,6234	719	0,9345
D	2,1430	880	0,7596
E	1,2963	1461	0,4974

Следует отметить, что для частот, соответствующих унитарным поляритонам, согласно формулам Френеля коэффициент отражения при нормальном падении излучения становится равным нулю, т.е. материал характеризуется большой прозрачностью для падающего излучения.

Заключение. В результате проведенного анализа построены поляритонные кривые для аморфного кварца, заполненного ионами эрбия. Установлены значения частот, характерные для унитарных поляритонов, при которых показатель преломления равен единице. При этом

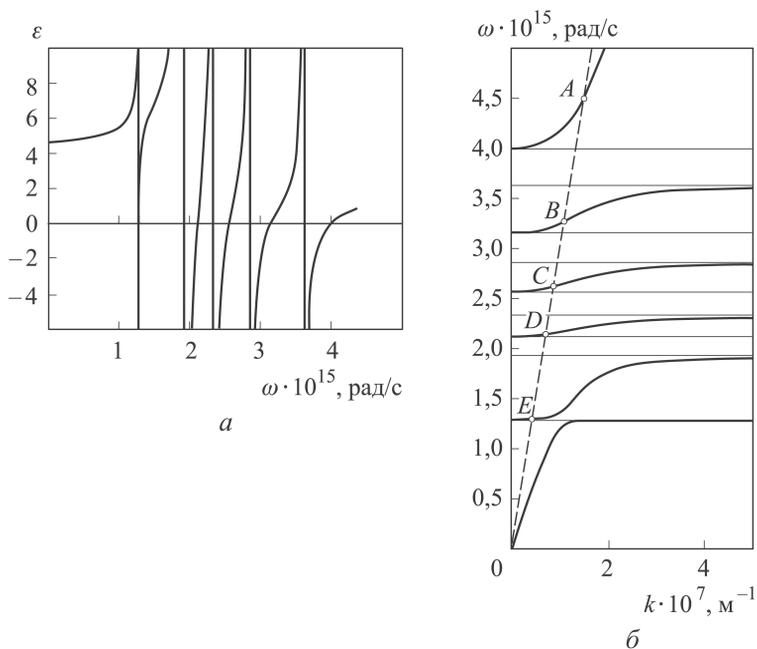


Рис. 3. Зависимость диэлектрической проницаемости (без учета затухания) от частоты (а) и поляритонные кривые аморфного кварца, легированного ионами эрбия (б):

A–E — характеристические точки

в соответствии с формулами Френеля материал характеризуется повышенной прозрачностью. Таким образом, определены условия для оптимизации накачки рабочих уровней генераций лазера, создаваемого на основе аморфного кварца, легированного ионами эрбия Er^{3+} . Основной лазерный переход для иона эрбия Er^{3+} — резонансный переход ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, соответствующий длине волны $\lambda \approx 1,53$ мкм. В соответствии с малой силой осциллятора для такого перехода частота унитарного поляритона совпадает с частотой лазерной генерации. Излучение при этой длине волны соответствует “окну” прозрачности атмосферы и области минимальных оптических потерь кварцевых волоконных световодов [14]. В связи с этим в настоящее время весьма перспективен волоконный эрбиевый лазер и оптические усилители, разрабатываемые на его основе [15–17]. Волоконно-оптический эрбиевый лазер может применяться для наблюдения конверсии фотонов в скалярные бозоны, также называемые парафотонами [18–21]. Пример возможной экспериментальной схемы для наблюдения фотон-парафотонной конверсии приведен на рис. 4.

В предложенной схеме в левой части установки генерируется интенсивное лазерное излучение в кварцевом световоде, легированном ионами эрбия на резонансном переходе, соответствующем длине волны унитарного поляритона ($\lambda = 1,53$ мкм). В современных световод-

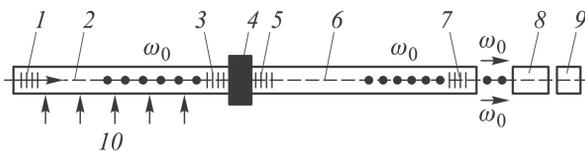


Рис. 4. Экспериментальная схема для наблюдения фотон-парафотонной конверсии в резонаторе эрбиевого лазера:

1, 3, 5, 7 — система брэгговских решеток резонатора; 2, 6 — лазерные световоды, в которых генерируется излучение частотой ω_0 ; 4 — непрозрачная среда—“стенка”; 8 — детектор вторичного электромагнитного излучения с частотой ω_0 ; 9 — компьютер; 10 — излучение накачки

ных эрбиевых лазерах выходная мощность излучения может достигать 50 Вт. При этом внутри лазерного резонатора происходят процессы конверсии обычного электромагнитного излучения в парафотонное излучение, которое в соответствии с теорией [18–21] может проникать через непрозрачные среды. Для унитарных поляритонов в лазерном резонаторе выполняются законы сохранения импульса и энергии (условия синхронизма):

$$\hbar\vec{k}_0 + \hbar\vec{k}_0 = \hbar\vec{k}';$$

$$\hbar\omega_0 + \hbar\omega_0 = \hbar\omega',$$

где ω_0 , \vec{k}_0 — частота и волновой вектор исходного электромагнитного излучения; $\vec{k}' = 2\vec{k}_0$, $\omega' = 2\omega_0 = 2c_0k_0$.

После прохождения непрозрачной стенки парафотоны конвертируются в обычные фотоны. При этом выполняются законы сохранения импульса и энергии:

$$\hbar\vec{k}' = \hbar\vec{k}_0 + \hbar\vec{k}_0;$$

$$\hbar\omega' = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_0.$$

Возникающие в результате распада парафотонов фотоны вторичного электромагнитного излучения регистрируются детектором и анализируются с помощью компьютера.

Аналогичные условия для осуществления эффективной лазерной генерации при накачке на частотах унитарных поляритонов могут быть реализованы для других волоконно-оптических лазеров, основанных на кварцевых световодах, которые легированы ионами Yb^{3+} и Tm^{3+} , характеризующихся высокой мощностью излучения и лазерной генерацией на резонансных переходах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Coffinet J.P., De Martini F. Coherent excitation of polaritons in gallium phosphide // Phys. Rev. Lett. 1969. Vol. 22. P. 60–64.
2. Heisenberg W., Eule H. Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons // Phys. 1936. Vol. 98. P. 714–716.

3. *Henry C.H., Garrett C.G.B.* Theory of parametric gain near a lattice resonance // *Phys. Rev.* 1968. Vol. 171. P. 1058–1064.
4. *Kee H.H., Lees G.P., Newson T.P.* Narrow line width CW and Q-switched erbium-doped fibre loop laser // *Electr. Lett.* 1998. Vol. 34. P. 1318–1319.
5. *Kee H.H., Lees G.P., Newson T.P.* 1.65 μm Raman based distributed temperature sensor // *Electr. Lett.* 1999. Vol. 35. P. 1869–1871.
6. *Алиев Г.Н., Голубев В.Г., Дудкин А.А., Курдюков Д.А., Медведев А.В., Певцов А.Б., Сорокин Л.М., Хатчисон Дж.* Структурные, фотонно-кристаллические и люминесцентные свойства композита опал-эрбий // *ФТТ.* 2002. Т. 44. № 12. С. 2125–2131.
7. *Mears R.J., Reekie L., Jancie I.M., Payne D.N.* High gain rare earth doped fiber amplifier at time Minute 54 Hour 1.54 mm // *Optical Fiber Communication Conference.* Vol. 3. 1987. OSA Technical Digest Series. P. 167.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005. 656 с.
9. *Литвинов С.О.* Оптика. М.: Наука, 1976. 926 с.
10. *Венгер Е.Ф., Гончаренко А.В., Дмитрук М.Л.* Оптика малых частиц и дисперсных сред. Киев: Наукова думка, 1999. 348 с.
11. *Горелик В.С., Филатов В.В.* Оптические свойства фотонных кристаллов, заполненных редкоземельными элементами // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки.* 2012. № 5. С. 104–111.
12. *Stewart D.S., Kato A.D.* Analysis of rare earth mixtures by a recording spectrophotometer // *Analytical Chemistry.* 1958. Vol. 30. P. 164.
13. *Комиссарова Л.Н.* Соединения редкоземельных элементов. М.: Наука, 1986. 368 с.
14. *Malkin B.Z.* Spectroscopy of solids containing rare-earth ions / ed. A.A. Kaplyanskii, R.M. Macfarlane. Amsterdam: North-Holland, 1987. P. 13.
15. *Grubb S.G., Di Giovanni D.J., Simpson J.R., Cheung W.Y., Sanders S., Welch D.F., Rockney B.* Ultrahigh power diode-pumped 1,5 mm fiber amplifie // *Techn. Dig. OFC'96.* 1996. P. 173–175.
16. *Pasquale F.D., Grasso G., Meli F., Sacchi G., Turolla S.* Optical Fiber Communication Conf. & Int. Conf. Integrated Optics and Optical fiber communication // *Techn. Dig. OFC'99.* 1999. P. 273–280.
17. *Barnard C., Myslinski P., Chrostowski J., Kavehrad M.* Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1994. Vol. 30. P. 1817.
18. *Okun L.B.* Limits on electrostatics: paraphotons? // *Sov. Phys. JETP* 56. 1982. P. 502–505; *ЖЭТФ.* 1982. № 83 (3). С. 892–895.
19. *Hoffmann S.* Paraphotons and axions: Similarities in stellar emission and detection // *Phys. Lett.* 1986. B. 193. P. 117–122.
20. *Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A.* Hidden laser communications through matter — An application of meV-scale hidden photons // *EPL.* 2009. No. 87. P. 10010.
21. *Bibbervan 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. No. 59. P. 759–762.

REFERENCES

- [1] Coffinet J.P., De Martini F. Coherent Excitation of Polaritons in Gallium Phosphide. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, vol. 22, pp. 60–64.
- [2] Heisenberg W., Eule H. Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons. *Phys.*, 1936, vol. 98, pp. 714–716.
- [3] Henry C.H., Garrett C.G.B. Theory of parametric gain near a lattice resonance. *Phys. Rev.*, 1968, vol. 171, pp. 1058–1064.

- [4] Kee H.H., Lees G.P., Newson T.P. Narrow linewidth CW and Q-switched erbium-doped fibre loop laser. *Electr. Lett.*, 1998, vol. 34, pp. 1318–1319.
- [5] Kee H.H., Lees G.P., Newson T.P. 1.65m Raman based distributed temperature sensor. *Electr. Lett.*, 1999, vol. 35, pp. 1869–1871.
- [6] Aliev G.N., Golubev V.G., Dudkin A.A., Kurdyukov D.A., Medvedev A.V., Pevtsov A.B., Sorokin L.M., Hutchison J.L. Structural, photonic-crystal and luminescent properties of the opal-erbium composite. *Fizika tverdogo tela* [Physics of the Solid State, pp. 2224–2231. DOI: 10.1134/1.1529915], 2002, vol. 44, no. 12, pp. 2125–2131 (in Russ.).
- [7] Mears R.J., Reekie L., Jancie I.M., Payne D.N. High-gain rare-earth doped fiber amplifier at 1.54 μm . *Proc. Opt. Fiber Communication Conf. Opt. Soc. Am. Techn. Digest Series*, Washington, 1987, vol. 3, p. 167.
- [8] Landau L.D., Lifshits E.M. *Elektrodinamika sploshnykh sred*. Moscow, Fizmatlit Publ., 2005. 656 p. (Eng. Ed.: Landau L.D., Lifshitz E.M. Course of theoretical physics. Vol. 8. Electrodynamics of Continuous Media. Oxford [Oxfordshire], New York, Pergamon, 1984. 460 p.).
- [9] Litvinov O.S. *Optika* [Optics]. Moscow, Nauka Publ., 1976. 926 p.
- [10] Venger E.F., Goncharenko A.V., Dmitruk M.L. *Optika malykh chastits i dispersnykh sred* [Optics of small particles and dispersed media]. Kiev, Naukova Dumka Publ., 1999. 348 p.
- [11] Gorelik V.S., Filatov V.V. Optical properties of photonic crystals filled with rare earth elements. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2012, no. 5, pp. 104–111 (in Russ.).
- [12] Stewart D.S., Kato A.D. Analysis of rare earth mixtures by a recording spectrophotometer. *Analytical Chemistry*, 1958, vol. 30, no. 2, pp. 164–172.
- [13] Komissarova L.N. *Soedineniya redkozemel'nykh elementov* [Compounds of rare earth elements]. Moscow, Nauka Publ., 1986. 368 p.
- [14] Malkin B.Z., Kaplyanskii A.A., Macfarlane R.M., eds. Spectroscopy of solids containing rare-earth ions. Chap.2. Crystal field and electron-phonon interaction in rare earth ionic paramagnets. North-Holland, Amsterdam, Elsevier Science, 1987, pp. 13–49.
- [15] Grubb S.G., Di Giovanni D.J., Simpson J.R., Cheung W.Y., Sanders S., Weltch D.F., Rockney B. Ultrahigh power diode-pumped 1.5 μm fiber amplifier. *Techn. Dig. OFC '96*, 1996, pp. 173–175.
- [16] Pasquale F.D., Grasso G., Meli F., Sacchi G., Turolla S. 23 dBm output power Er/Yb co-doped fiber amplifier for WDM signals in the 1575 – 1605 nm wavelength region. *Proc. Opt. Fiber Com. Conf.*, 1999 & Int. Conf. on Integrated Opt. and Optical Fiber Com. Techn. Dig. OFC/IOOC '99. 1999. P. 273–280.
- [17] Barnard C., Myslinski P., Chrostowski J., Kavehrad M. Analytical Model for Rare-Earth-Doped Fiber Amplifiers and Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1994, vol. 30, no. 8., pp. 1817–1830.
- [18] Okun' L.B. Limits on electrodynamics: paraphotons? *Zh. Eksp. Teor. Fiz. [J. Exp. Theor. Phys.]*, vol. 56, pp. 502–505], 1982, vol. 83, no. 3, pp. 892–895 (in Russ.).
- [19] Hoffmann S. Paraphotons and axions: Similarities in stellar emission and detection. *Phys. Lett.*, 1986, B. 193, pp. 117–122.
- [20] Jaeckel J., Redondo J., Ringwald A. Hidden laser communications through matter – An application of the V-scale hidden photons *EPL (Europhysics Letters)*, 2009, vol. 87, p. 10010. DOI:10.1209/0295-5075/87/10010
- [21] Bibber van 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, no. 59, pp. 759–762.

Статья поступила в редакцию 21.11.2013

Владимир Семенович Горелик — 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 (ФИАН). Заслуженный деятель науки Российской Федерации. Автор более 200 научных работ в области физики.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Российская Федерация, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д. 53.

V.S. Gorelik — 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 200 publications in the field of physics.

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii pr., 53, Moscow, 119991 Russian Federation.

Мария Геннадьевна Бурданова — студентка кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области физики.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

M.G. Burdanova — student of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of physics.

Bauman Moscow State Technical University, Vtoraya Baumanskaya ul., 5, Moscow, 105005 Russian Federation.