

05

## Возможность повышения чувствительности к вращению с помощью постоянного магнитного поля в кольцевом лазере на кристалле Nd:YVO<sub>4</sub>

© Е.Г. Ларионцев, В.В. Фирсов, С.Н. Чекина

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ),  
Москва, Россия  
email: e.lariontsev@yahoo.com

Поступила в редакцию 19.01.2024 г.  
В окончательной редакции 14.10.2024 г.  
Принята к публикации 21.10.2024 г.

Кольцевой лазер на кристалле Nd:YVO<sub>4</sub>, работающий в режиме синхронизации частот встречных волн, имеет неограниченную область захвата. В настоящей работе в таком лазере при введении внутрь резонатора управляющего элемента, состоящего из четвертьволновой пластинки и магнитоактивного кристалла во внешнем магнитном поле, получен автомодуляционный режим генерации. В этом режиме частота модуляции интенсивности излучения пропорциональна фазовой невязимности кольцевого резонатора, вызываемой, в частности, вращением. Показано, что спектр излучения в автомодуляционном режиме более узкий, чем в режиме синхронизации частот встречных волн.

**Ключевые слова:** твердотельный кольцевой лазер, синхронизация частот встречных волн, автомодуляционный режим генерации, фазовая оптическая невязимность.

DOI: 10.61011/OS.2024.10.59417.5887-24

### 1. Введение

Одно из направлений в лазерной гироскопии связано с созданием лазерных гироскопов (ЛГ) на основе твердотельного кольцевого лазера (ТКЛ). В исследованиях по ТКЛ, ориентированных на применение в гироскопии, большинство работ относится к лазерам на кристалле иттрий-алюминиевого граната (YAG). В ТКЛ на Nd:YAG, работающем в режиме биений встречных волн, были получены частотные характеристики, близкие к достигнутым в высокоточных газовых ЛГ [1–3].

Кольцевые лазеры на кристалле ванадата иттрия YVO<sub>4</sub> можно рассматривать как одну из новых перспективных возможностей для создания ЛГ на основе ТКЛ. Сечение лазерного перехода на длине волны 1.06 мкм в кристалле Nd:YVO<sub>4</sub> в 4.6 раза больше, чем в Nd:YAG, что позволяет снижать пороги генерации и уменьшать длину активной области.

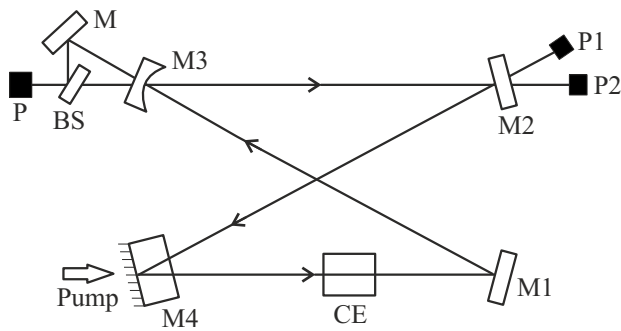
В работах [4,5] в ТКЛ на Nd:YVO<sub>4</sub> была экспериментально исследована двунаправленная генерация в режиме пассивной синхронизации аксиальных мод. Синхронизация мод (СМ) возникала при введении в резонатор нелинейного поглотителя. В режиме СМ внутри кольцевого резонатора во встречных направлениях распространяются ультракороткие импульсы света, которые перекрываются внутри нелинейного поглотителя. За счет обратного рассеяния в поглотителе возникала сильная связь встречных волн и большая область захвата (порядка 10 deg/s). Вне области захвата наблюдался режим биений частот встречных волн.

Экспериментальные исследования двунаправленной генерации в ТКЛ на Nd:YVO<sub>4</sub> в случае свободной генерации были проведены в работах [6,7]. В [6] наблюдались следующие автомодуляционные режимы генерации: 1) режим противофазной модуляции интенсивностей встречных волн, 2) режим синфазной модуляции интенсивностей встречных волн и 3) режим динамического хаоса. В работе [7] экспериментально исследован стационарный режим синхронизации частот встречных волн в ТКЛ на Nd:YVO<sub>4</sub>. Было показано, что с ростом фазовой невязимности в режиме синхронизации происходит подавление одной из встречных волн, и этот режим не переходит в режим биений. В [7] наблюдались также автомодуляционные режимы генерации, однако в отличие от стационарного режима синхронизации частот встречных волн они существовали в течение небольшого промежутка времени (порядка минуты), а затем ТКЛ снова возвращался в стационарный режим синхронизации встречных волн.

В настоящей работе предложена и экспериментально исследована новая возможность управления (с помощью постоянного магнитного поля) характеристиками ТКЛ на Nd:YVO<sub>4</sub>, работающем в режиме синхронизации частот встречных волн.

### 2. Экспериментальная установка

Исследуемый ТКЛ с плоским четырех-зеркальным резонатором показан схематически на рис. 1. Длина периметра кольцевого резонатора равна  $L_c = 90$  см.



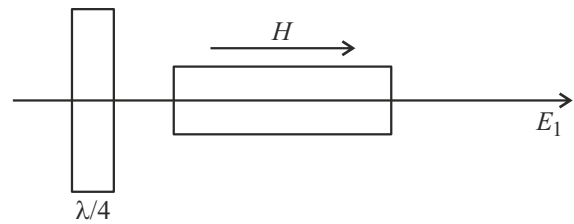
**Рис. 1.** Схема кольцевого лазера. M1, M2 — плоские зеркала, M3 — сферическое зеркало с радиусом кривизны  $R = 50$  см, M4 — кристалл ванадата иттрия Nd:YVO<sub>4</sub> с напыленным на его поверхности дихроичным зеркалом, Pump — луч накачки, P1, P2 — фотоприемники лазерного излучения, P — фотоприемник, регистрирующий сигнал смещения двух встречных волн, M, BS — зеркало и светоделительная пластина для смещения волн.

Зеркала резонатора M1, M2 являются плоскими, M3 — сферическое зеркало с радиусом кривизны  $R = 50$  см. Четвертое дихроичное зеркало M4 напылено на грань лазерного кристалла ванадата иттрия Nd:YVO<sub>4</sub>, имеющего форму прямоугольной пластины размером  $5 \times 5 \times 2.5$  мм, длина активного элемента равна 2.5 мм. Накачка осуществляется полупроводниковым лазерным диодом Pump, излучение которого проходит в резонатор через дихроичное зеркало M4 и полностью поглощается на длине активного элемента.

Такая схема, в которой одно из зеркал резонатора напылено на поверхность активного элемента, создает ряд удобств. Во-первых, пространство внутри резонатора не занято активной средой и остается больше места для размещения там других элементов (например, управляющего элемента CE). Во-вторых, излучение накачки поглощается в пластине M4 и не попадает внутрь резонатора. В-третьих, пучки встречных волн, генерируемых внутри резонатора, падают на поверхность активного элемента под углом, отличным от  $90^\circ$ , что уменьшает связь встречных волн через обратное рассеяние на этой поверхности.

Лазерное излучение, генерируемое в исследуемом ТКЛ, имеет линейную поляризацию, направленную под углом  $90^\circ$  к плоскости резонатора. Пучки встречных волн выводятся из кольцевого резонатора через зеркало M2 и регистрируются фотоприемниками P1, P2. На фотоприемник P с помощью зеркала M и светоделительной пластины BS подается сигнал, пропорциональный сумме полей встречных волн  $E_1 + E_2$ . На выходе этого фотоприемника регистрируется сигнал фотосмещения  $I_s = |E_1 + E_2|^2$ .

Управление характеристиками ТКЛ с помощью магнитного поля осуществляется следующим образом. Внутри резонатора между зеркалами M4 и M1 (рис. 1) помещен управляющий элемент CE, схема которого



**Рис. 2.** Схема управляющего элемента.  $\lambda/4$  — четвертьволновая пластинка,  $H$  — магнитоактивный кристалл во внешнем магнитном поле.

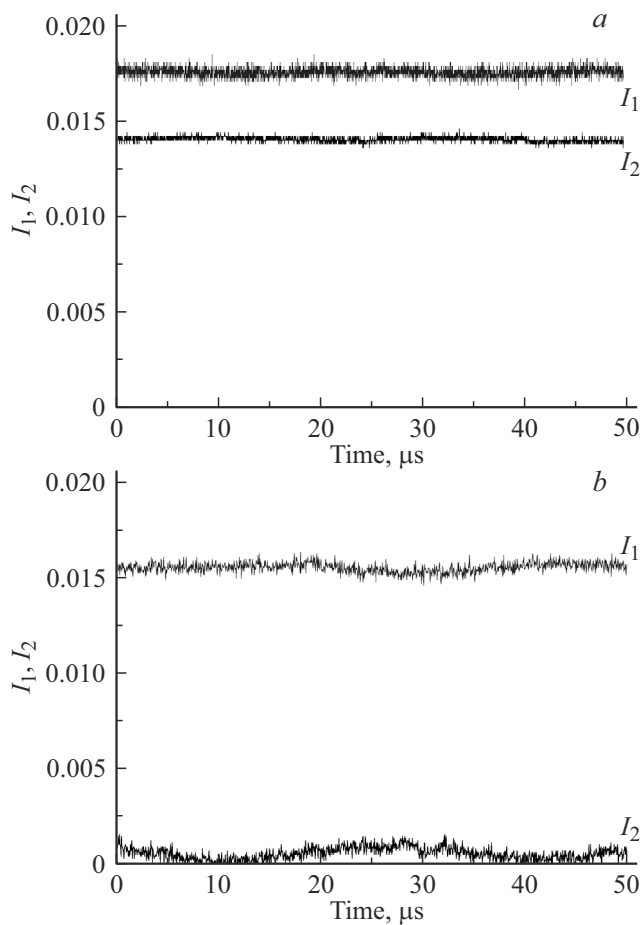
показана на рис. 2. Этот элемент состоит из четвертьволновой пластинки  $\lambda/4$  и кристалла германата висмута Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> [8], обладающего высокой магнитооптической активностью. С помощью соленоида в этом кристалле создается магнитное поле  $H$ . Как показали проведенные в настоящей работе исследования, важное значение имеет ориентация фазовой пластинки, и чтобы ее указать, введем трехмерную систему координат  $xuz$ . Ось  $z$  совпадает с направлением распространения лазерного пучка в области между пластиной и кристаллом германата висмута, а ось  $y$  перпендикулярна плоскости кольцевого резонатора. Проведенные исследования показали, что при ориентации оптической оси пластинки  $\lambda/4$  параллельно оси  $y$  используемый CE не оказывает влияния ни на интенсивности генерируемых встречных волн, ни на поляризацию излучения, которая близка к линейной и направлена по оси  $u$ . Приведенные ниже результаты, демонстрирующие эффективное воздействие CE на генерацию ТКЛ, получены при повороте оптической оси пластинки  $\lambda/4$  на угол  $\varphi = \pi/4$  в плоскости  $xu$ .

### 3. Экспериментальные результаты

При отсутствии управляющего элемента CE в исследуемом ТКЛ наблюдается стационарный режим синхронизации частот встречных волн. В этом режиме интенсивности встречных волн постоянны (не зависят от времени), а оптические частоты полей оказываются равными. Как показано в работе [7], при увеличении фазовой невзаимности кольцевого резонатора происходит подавление одной из встречных волн, но режим синхронизации сохраняется и не переходит в режим биений.

Поляризация излучения при отсутствии CE является линейной (отношение осей поляризационного эллипса более 100) и ортогональна к плоскости резонатора. При наличии CE поляризация становится эллиптической с отношением осей, равным 6. Поляризационный эллипс вытянут в направлении, ортогональном к плоскости резонатора.

В области токов в катушке соленоида  $0 < J < J_c$ , где  $J_c = 0.72$  А, ТКЛ с CE внутри резонатора работает в стационарном режиме синхронизации частот встречных

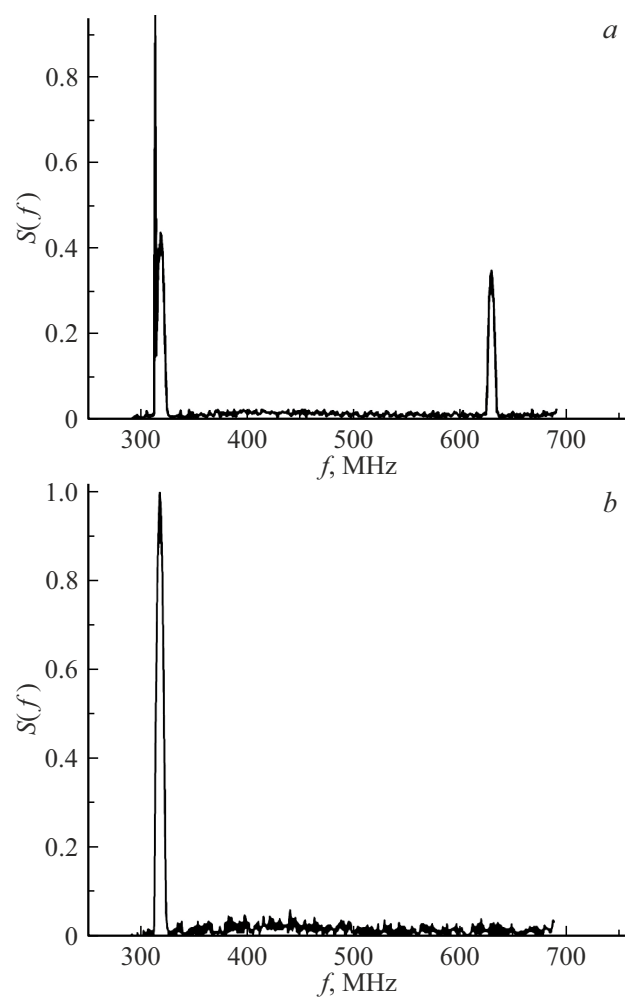


**Рис. 3.** Осциллограммы интенсивностей встречных волн  $I_1, I_2$  в режиме синхронизации частот встречных волн при токах в катушке соленоида  $J = 0$  (a) и  $J_c = 0.72$  А (b).

волн. На рис. 3 показаны осциллограммы интенсивностей встречных волн  $I_1, I_2$ , регистрируемые фотоприемниками P1 и P2, при токе в катушке соленоида  $J = 0$  (рис. 3, a) и  $J_c = 0.72$  А (рис. 3, b). Эти результаты получены при превышении накачки  $P$  над пороговым уровнем  $P_{th}$ , равном  $\eta = P/P_{th} - 1 = 0.05$ .

Как видно из рис. 3, в режиме синхронизации частот встречных волн интенсивности  $I_1, I_2$  не зависят от времени. С увеличением тока  $J$  происходит подавление одной из волн. В области токов  $0 < J < J_c$  отсутствуют биения частот встречных волн. Внутри зоны захвата, как показано в [9], разность фаз встречных волн зависит от угловой скорости вращения, что позволяет измерять угловые скорости в этой области. Однако в настоящей работе генерация не является одномодовой, что существенно осложняет использование этой возможности. Нами использован другой путь получения информации о скорости вращения, основанный на измерении частоты автомодуляционных колебаний, возбуждаемых с помощью СЕ.

При малых превышениях накачки над порогом  $0.02 < \eta < 0.1$  в режиме синхронизации возбуждаются

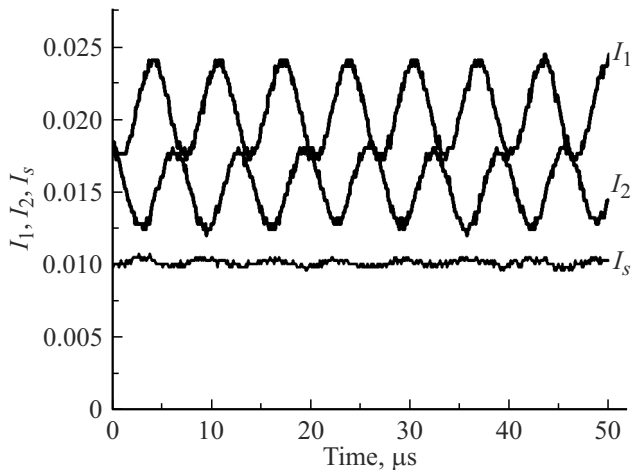


**Рис. 4.** Спектры межмодовых биений интенсивности излучения  $S(f)$  в режиме синхронизации частот встречных волн (a) и в автомодуляционном режиме (b).

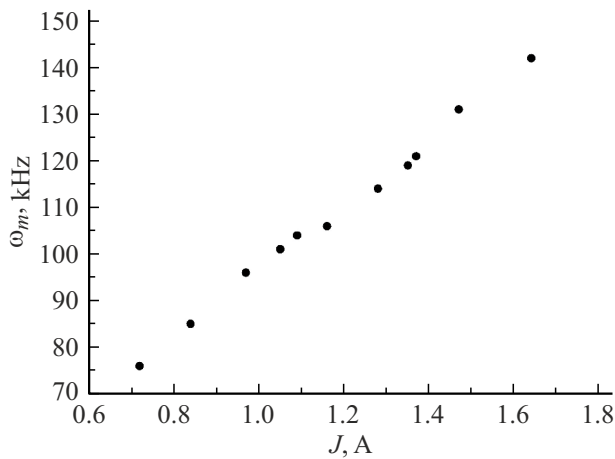
три продольные моды. На рис. 4, a показаны спектры межмодовых биений  $S(f)$ , поясняющие наличие трех продольных мод в этом режиме. Частота межмодовых биений в исследуемом ТКЛ равна  $c/L = 315$  МГц.

В области значений тока в катушке соленоида  $0.72 \text{ А} < J < 1.9 \text{ А}$  режим синхронизации частот встречных волн оказывается неустойчивым, и в исследуемом ТКЛ возникает автомодуляционный режим. Характерные осциллограммы интенсивностей встречных волн  $I_1, I_2$  и сигнала фотосмещения  $I_s = |E_1 + E_2|^2$  в автомодуляционном режиме показаны на рис. 5.

Как видно из рис. 5, в автомодуляционном режиме имеет место синусоидальная модуляция интенсивностей встречных волн  $I_1, I_2$ . Глубина модуляции в сигнале фотосмещения  $I_s$  имеет значительно меньшую величину, чем в интенсивностях. При переходе к автомодуляционному режиму сужается спектр генерации. Как видно из рис. 4, при  $\eta = 0.05$  трехмодовая генерация в режиме синхронизации частот встречных волн сменяется на двухмодовую в автомодуляционном режиме.



**Рис. 5.** Осциллограммы интенсивностей встречных волн  $I_1$ ,  $I_2$  и сигнала фотосмещения  $I_s$  в автомодуляционном режиме генерации.



**Рис. 6.** Зависимость частоты автомодуляции  $\omega_m$  от тока в катушке соленоида  $J$ .

Проведенные исследования показали, что частота автомодуляционных колебаний  $\omega_m$ , зависит от тока в катушке соленоида  $J$ . Эта зависимость, изображенная на рис. 6, близка к линейной.

В области токов в катушке соленоида  $J > 1.7$  А в ТКЛ снова устанавливается режим синхронизации частот встречных волн.

#### 4. Обсуждение результатов

Рассмотрим качественно взаимодействие встречных волн в ТКЛ. В режиме синхронизации частот встречных волн частоты встречных волн оказываются равными. В поле двух встречных волн, имеющих равные частоты, инверсная населенность выжигается пространственно неоднородно и возникают периодические решетки инверсной населенности с периодом  $\lambda/4$ . В результате

в ТКЛ из-за брэгговских отражений на этих решетках коэффициенты усиления для встречных волн становятся неравными: волна с большей интенсивностью имеет больший коэффициент усиления. Такое неравенство коэффициентов усиления должно было бы привести к подавлению одной из встречных волн. Однако, как было показано в [10], этому может воспрепятствовать связь встречных волн через обратное рассеяние внутри резонатора, которая стабилизирует двунаправленную генерацию и может приводить к установлению стационарного режима синхронизации частот встречных волн. При отсутствии управляющего элемента СЕ этот режим генерации сохраняется в исследуемом ТКЛ при увеличении фазовой невзаимности кольцевого резонатора [7].

Как показали проведенные ранее исследования [11,12], в области параметров, где связь через обратное рассеяние недостаточна для обеспечения устойчивости двунаправленной генерации, в ТКЛ может возбуждаться одномодовый автомодуляционный режим (АР) первого рода. Наблюдавшийся в настоящей работе АР похож на АР первого рода. В обоих режимах имеет место синусоидальная, близкая к противофазной автомодуляция интенсивностей встречных волн. Однако есть и существенное различие. При близких по величине средних значениях интенсивностей встречных волн в АР первого рода наблюдается стопроцентная глубина автомодуляции интенсивностей. В исследуемом ТКЛ, напротив, при почти равных средних значениях интенсивностей  $I_1$ ,  $I_2$  глубина модуляции интенсивностей оказывается малой (рис. 5). Это противоречие можно устранить, учитывая, что в наблюдавшемся в настоящей работе АР имеет место двухмодовая генерация. Сделаем предположение, что одна из двух мод (первая) генерирует в режиме синхронизации встречных волн, а вторая в АР первого рода. В этом случае возможна наблюдавшаяся экспериментально малая глубина модуляции при близких по величине средних значениях интенсивностей, если интенсивность второй моды значительно меньше, чем первой.

Частота противофазной автомодуляции интенсивностей встречных волн в АР первого рода следующим образом зависит от фазовой невзаимности кольцевого резонатора  $\Omega$  [11,12]:

$$\omega_m = \sqrt{\omega_m(0)^2 + \Omega^2}, \quad (1)$$

где  $\omega_m(0)$  — значение частоты автомодуляции при отсутствии фазовой невзаимности,  $\Omega = 0$ . Близкая к линейной зависимость частоты автомодуляции от  $\Omega$  получается при  $\Omega \gg \omega_m(0)$ .

При увеличении фазовой оптической невзаимности  $\Omega$  в ТКЛ происходит переход АР первого рода в стационарный режим синхронизации частот встречных волн [13]. Это согласуется с наблюдавшимся в настоящей работе переходом АР в режим синхронизации при большой фазовой невзаимности.

В проводившихся в настоящей работе экспериментах фазовая невзаимность  $\Omega$  изменялась с помощью магнитного поля за счет эффекта Фарадея. Величину  $\Omega$  можно также изменять с помощью вращения за счет эффекта Саньяка [14,15]. Таким образом, в частоте автомодуляционных колебаний  $\omega_m$  содержится информация об угловой скорости вращения. Следует отметить, что в схеме резонатора ТКЛ, близкой к изображенной на рис. 1, эффективная площадь ее замкнутого контура, составленного двумя треугольниками с противоположным ходом пучков, близка к нулю. В этом случае оптическая невзаимность, вызываемая вращением, также оказывается близкой к нулю. Для повышения чувствительности к вращению нужно модифицировать используемую схему кольцевого резонатора так, чтобы площади треугольников с противоположным ходом пучков существенно различались между собой.

## 5. Заключение

В ТКЛ на кристалле Nd:YVO<sub>4</sub>, работающем в режиме синхронизации частот встречных волн, при использовании управляющего элемента СЕ получен АР с близкой к линейной зависимостью частоты автомодуляции от фазовой невзаимности резонатора  $\Omega$ . При использовании СЕ поляризация излучения изменяется от линейной к эллиптической. Спектр излучения в АР оказывается более узким, чем в режиме синхронизации частот встречных волн.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S. Schwartz, G. Feugnet, E.G. Lariontsev, J.-P. Pocholle. Phys. Rev. A, **76**, 023807 (2007).
- [2] S. Schwartz, F. Guty, G. Feugnet, Ph. Bouyer, J.-P. Pocholle. Phys. Rev. Lett., **100**, 183901 (2008).
- [3] S. Schwartz, F. Guty, G. Feugnet, E. Loil, J.-P. Pocholle. Opt. Lett., **34**, 3884 (2009).
- [4] Y. Liu, L. Sun, H. Qiu, Y. Wang, Q. Tian, X. Ma. Laser Phys. Lett., **4**, 187 (2007).
- [5] Z.Q. Cai, J.Q. Yao, P. Wang, Y.G. Wang, Z.G. Zhang. Chinese Phys. Lett., **24**, 1270 (2007).
- [6] H. Qiu, Y. Liu, L. Sun, Q. Tian. Proc. SPIE **6020**, Optoelectronic Materials and Devices for Optical Commun., 60202P (2005).
- [7] Е.Г. Ларионцев, В.В. Фирсов, С.Н. Чекина. Квант. электрон., **51**, 597 (2021).
- [8] А.А. Каминский, Н.В. Кравцов, Н.И. Наумкин, С.Н. Чекина, В.В. Фирсов. Квант. электрон., **30**, 283 (2000).
- [9] Н.Н. Розанов, Г.Н. Винокуров, О.Б. Данилов. Опт. и спектр., **23**, 624 (1967).
- [10] Е.Л. Клочан, Л.С. Корниенко, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, А.Н. Шелаев. ЖЭТФ, **65**, 1344 (1973).
- [11] Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев. Квант. электрон., **36**, 192 (2006).
- [12] И.И. Золотоверх, Е.Г. Ларионцев. Квант. электрон., **20**, 67 (1993).
- [13] Е.Л. Клочан, Л.С. Корниенко, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, А.Н. Шелаев. Письма в ЖЭТФ, **21**, 30 (1975).
- [14] А.М. Хромых. ЖЭТФ, **50**, 281 (1966).
- [15] А.М. Волков, В.А. Киселев. ЖЭТФ, **57**, 1353 (1970).