

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Параметрическая связь частотных компонент излучения при вынужденном комбинационном рассеянии в твёрдом теле

Т.Т. Басиев, С.Н. Сметанин, А.С. Шурыгин, А.В. Федин

Дан анализ влияния параметрической связи различных частотных компонент излучения на порог вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в зависимости от волновой расстройки четырёхволнового смешения и материальной дисперсии. Показано принципиальное различие влияния параметрических процессов на генерацию антистоксовых и стоксовых волн. Установлено, что наличие параметрической связи стоксовых компонент излучения приводит к сильному снижению и сближению порогов их генерации, благодаря тому, что они стартуют не со спонтанного, а с интенсивного параметрического затравочного излучения. Теоретический анализ дополняет и расширяет общепринятую картину ВКР-процессов в нелинейных кристаллах и демонстрирует хорошее соответствие новым экспериментальным данным.

PACS numbers: 42.55.Ye, 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.70.Mp, 42.79.Nv

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201006f.0639

Содержание

1. Введение (639).
 2. Теоретическое описание параметрической связи ВКР-компонент излучения (640).
 3. Численное моделирование процесса ВКР с параметрической связью компонент излучения на примере кристалла BaWO_4 (642).
 4. Заключение (645).
- Список литературы (646).

1. Введение

Нелинейно-оптическое преобразование излучения твердотельных лазеров является широко распространённым методом сдвига частот лазерного излучения в спектральные области, в которых непосредственная лазерная генерация затруднена. При этом вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в кристаллах и оптических волокнах позволяет создавать компактные твердотельные ВКР-лазеры (см. обзоры [1–6]) с длинами волн излучения, смещёнными в инфракрасный (безопасный для глаз) диапазон, в "окна прозрачности" атмосферы и оптоволокна, вплоть до края прозрачности ВКР-активного материала [7].

Процесс ВКР-преобразования в твёрдых телах, который хорошо изучен в видимой области, при отсутствии

других нелинейных явлений происходит каскадно [8, 9]. Однако реализация инфракрасной каскадной генерации высших стоксовых ВКР-компонент излучения сильно затруднена вследствие резкого уменьшения коэффициента ВКР-усиления с увеличением длины волны [10], а по интенсивности ограничена порогом лучевой стойкости ВКР-среды. В то же время надо учитывать, что при продвижении в инфракрасный диапазон в большинстве твёрдых тел сильно уменьшается дисперсия показателя преломления. Это обуславливает увеличение длины нелинейного взаимодействия волн и усиление сопутствующих нелинейных явлений, требующих выполнения условия волнового синхронизма. Среди сопутствующих нелинейных явлений нужно выделить четырёхволновое смешение (ЧВС), обеспечивающее параметрическую связь ВКР-компонент излучения. При таком комбинационно-параметрическом преобразовании в твёрдых телах могут генерироваться как стоксовы, так и антистоксовы компоненты излучения (см. обзоры [8, 9]).

Параметрическая связь ВКР-компонент излучения, которая впервые наблюдалась Терхьюном [11] ещё в 1963 г., на заре нелинейной оптики, в материалах с большой дисперсией приводила к конусной генерации антистоксовых волн. Тогда же Терхьюн [12] и ряд других авторов [13–16] объяснили данные результаты исходя из представления о частично вырожденном ЧВС между лазерной (волновой вектор $\mathbf{k}_{\text{laser}}$), первой стоксовой (волновой вектор $\mathbf{k}_s$) и первой антистоксовой (волновой вектор $\mathbf{k}_{as}$) волнами при выполнении условия векторного волнового синхронизма $2\mathbf{k}_{\text{laser}} = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_{as}$. В данных работах также качественно обсуждался механизм одновременной конусной генерации высших антистоксовых и стоксовых ВКР-компонент излучения при точном выполнении условия волнового синхронизма ЧВС. Строгая теория ЧВС при ВКР была построена только для конусной генерации антистоксовых волн [17], и сейчас этот эффект широко используется в спектроскопии ком-

Т.Т. Басиев. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 135-02-67. E-mail: basiev@lst.gpi.ru
С.Н. Сметанин, А.С. Шурыгин, А.В. Федин. Ковровская государственная технологическая академия им. В.А. Дегтярева, ул. Маяковского 19, 601910 Ковров, Владимирская обл., Российская Федерация
Тел. (49232) 3-1347. E-mail: ssmetanin@bk.ru

Статья поступила 3 декабря 2009 г.,
после доработки 21 апреля 2010 г.

бинационного рассеяния света — метод когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) (см. обзор [18]).

В последующих экспериментальных работах наблюдалась также осевая генерация антистоксовых волн при ВКР, которая получила объяснение в рамках модели с пространственно ограниченным захватом фаз параметрически связываемых волн [19]. Реализованную антистоксову генерацию твердотельных ВКР-лазеров [20, 21] с к.п.д. $< 1\%$ также можно объяснить пространственно ограниченным захватом фаз.

В работе [7] экспериментально исследовалось одно-проходное ВКР-преобразование лазерного излучения на длинах волн 1,56 и 1,91 мкм в среднем инфракрасном диапазоне в кубично нелинейном кристалле BaWO_4 , обладающем оптической прозрачностью для длин волн до 3,7 мкм. Впервые получена рекордно большая длина волны ВКР-генерации в среднем инфракрасном диапазоне — 3,69 мкм (четвёртая стоксова компонента). В работе [7] отмечено, что одной из причин низкопороговой генерации может являться наличие параметрических четырёхволновых процессов вследствие слабой дисперсии показателя преломления ВКР-кристалла BaWO_4 в среднем инфракрасном диапазоне.

В работах [22, 23] при ВКР-накачке с длиной волны 1,064 мкм обнаружено, что в случае использования ВКР-кристалла $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, имеющего большую дисперсию показателя преломления [24], пороги генерации стоксовых компонент сильно различаются, что указывает на каскадный характер процесса ВКР, а при использовании ВКР-кристалла BaWO_4 , имеющего меньшую дисперсию в инфракрасном диапазоне [25], пороги генерации ВКР-компонент очень близки друг к другу, что можно объяснить их сильной параметрической связью.

Таким образом, несмотря на наличие довольно обширной литературы по теории и экспериментальной реализации ВКР-излучения в твёрдых телах с материальной дисперсией, вопросам влияния четырёхволновых нелинейных взаимодействий на ВКР уделяется недостаточное внимание. И хотя все уравнения, описывающие данные процессы, известны, однако их анализ, особенно применительно к среднему инфракрасному диапазону с его малой материальной дисперсией, недостаточно полон и выводы не очевидны.

В связи с этим в данных методических заметках мы теоретически проанализировали параметрические процессы четырёхволновой связи частотных компонент излучения при ВКР в твердотельных средах в зависимости от волновой расстройки параметрического четырёхволнового смещения, определяемой дисперсией показателя преломления и длиной ВКР-среды. На основе проведённого нами теоретического анализа и сопоставления его результатов с экспериментальными данными мы даём рекомендации по оптимальному выбору нелинейных сред и частот накачки для реализации низкопорогового ВКР в среднем инфракрасном диапазоне длин волн.

2. Теоретическое описание параметрической связи ВКР-компонент излучения

Как показано в [8, 14, 17], вклад параметрической связи в ВКР зависит от выполнения условия волнового синхронизма частично вырожденного ЧВС:

$$2\mathbf{k}_j = \mathbf{k}_{j-1} + \mathbf{k}_{j+1}, \quad (1)$$

где j — номер ВКР-компоненты излучения, являющейся волной ЧВС-накачки ($j < 0$ — антистоксова волна, $j > 0$ — стоксова волна, $j = 0$ — волна ВКР-накачки); $\mathbf{k}_j$ — волновой вектор ЧВС-накачки; $\mathbf{k}_{j-1}$ и $\mathbf{k}_{j+1}$ — векторы соседних ВКР-компонент излучения, являющихся сигнальной и холостой волнами процесса ЧВС. Отметим, что волны ВКР-накачки ($j = 0$) и ЧВС-накачки в общем случае не совпадают. При этом наличие волновой расстройки

$$\Delta k_j = k_{j-1} + k_{j+1} - 2k_j, \quad (2)$$

где k_j , k_{j-1} и k_{j+1} — модули соответствующих волновых векторов, приводит к нарушению условия (1) в случае осевой (коллинеарной) генерации ВКР-компонент излучения, что ослабляет их параметрическую связь.

Основной причиной волновой расстройки (2) является дисперсия показателя преломления среды. При этом волновая расстройка определяется (имеется в виду, что $k_j = 2\pi n_j \lambda_j^{-1}$, $\lambda_j = (\lambda_0^{-1} - j\nu_R)^{-1}$) как

$$\Delta k_j = (n_{j-1} + n_{j+1} - 2n_j) 2\pi \lambda_j^{-1} + (n_{j-1} - n_{j+1}) 2\pi \nu_R, \quad (3)$$

где λ_j — длина волны ЧВС-накачки, ν_R — комбинационный сдвиг частоты, n_j , n_{j-1} и n_{j+1} — показатели преломления волны ЧВС-накачки, сигнальной и холостой волн соответственно.

Кроме частично вырожденного ЧВС, при ВКР происходит также невырожденное ЧВС, удовлетворяющее условию волнового синхронизма вида $\mathbf{k}_j + \mathbf{k}_{j+1} = \mathbf{k}_{j-1} + \mathbf{k}_{j+2}$ [8, 14, 17], расстройка которого, определяемая как

$$\Delta K_j = \Delta k_j + (n_j + n_{j+2} - 2n_{j+1}) 2\pi \lambda_j^{-1} + (n_{j+1} - n_{j+2}) 4\pi \nu_R \approx \Delta k_j + \Delta k_{j+1},$$

значительно (примерно в два раза) превышает Δk_j , поэтому в нашем рассмотрении мы пренебрегаем невырожденным ЧВС. Однако необходимо отметить, что учёт всевозможных процессов ЧВС при ВКР в твердотельных средах необходим при длинах волн ВКР-накачки, близких к длине волны нулевой дисперсии, соответствующей точке перегиба спектральной зависимости показателя преломления твёрдых тел (формула Селлмейера [26]), так как при этом все волновые расстройки оказываются близкими к нулю.

Другой причиной ослабления параметрической связи ВКР-компонент является нелинейное самовоздействие слабых сигнальной и холостой волн в поле сильной волны ЧВС-накачки. При этом фазы слабых волн линейно изменяются в зависимости от продольной координаты z , что эквивалентно появлению постоянной добавки к величине волнового вектора для слабой волны, нарушающей условие коллинеарного волнового синхронизма процесса ЧВС [27].

Систему волновых уравнений, описывающих параметрически связанный коллинеарный процесс ВКР, можно представить в виде [28]

$$\begin{aligned} \frac{dE_{-1}}{dz} &= i \frac{2\pi\omega_1^2}{c^2 k_{-1}} [\chi_{-1}^* |E_0|^2 E_{-1} + \chi_{aS-S} E_0^2 E_1^* \exp(i\Delta k_0 z)], \\ \frac{dE_0}{dz} &= i \frac{2\pi\omega_0^2}{c^2 k_0} (\chi_0^* |E_1|^2 E_0 + \chi_{-1} |E_{-1}|^2 E_0), \\ \frac{dE_1}{dz} &= i \frac{2\pi\omega_1^2}{c^2 k_1} [\chi_0 |E_0|^2 E_1 + \chi_{S-aS} E_0^2 E_{-1}^* \exp(i\Delta k_0 z)], \end{aligned} \quad (4)$$

где c — скорость света; E_j — медленно меняющиеся комплексные амплитуды волны ВКР-накачки ($j = 0$), антистоксовой ($j = -1$) и стоксовой ($j = 1$) волн, ω_j — их частоты, χ_{-1}, χ_0 — комбинационные восприимчивости для соответствующих волн; χ_{as-s} и χ_{s-as} — восприимчивости комбинационно-параметрической связи между антистоксовой и стоксовой волнами. Слагаемые, пропорциональные комбинационным восприимчивостям χ_{-1}, χ_0 , описывают ВКР-усиление соответствующих ВКР-компонент излучения. Слагаемые, пропорциональные комплексно сопряженным комбинационным восприимчивостям χ_{-1}^*, χ_0^* , описывают истощение текущей ВКР-компоненты при ВКР-преобразовании в следующую ВКР-компоненту. Слагаемые, пропорциональные χ_{as-s} и χ_{s-as} , описывают ЧВС при ВКР, а экспоненциальные множители определяют волновую расстройку ЧВС вследствие дисперсии показателя преломления.

Далее для простоты изложения пока пренебрежём дисперсией комбинационных восприимчивостей, т.е. будем считать, что $\chi_{-1} \approx \chi_0$, тогда $\chi_{as-s} \approx \chi_{-1}^*$, $\chi_{s-as} \approx \chi_0^*$, и введём коэффициент ВКР-усиления стоксовой волны [28]

$$g = -\frac{4\pi\omega_1}{c^2 k_1} \text{Im}\chi_0. \quad (5)$$

При этом учтём, что в преобразовании амплитуд участвуют только мнимые части восприимчивостей, тогда систему уравнений можно записать в более удобном для анализа виде:

$$\begin{aligned} \frac{dE_{-1}}{dz} &= -\frac{g}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda_{-1}} E_0 [E_0^* E_{-1} + E_1^* E_0 \exp(i\Delta k_0 z)], \\ \frac{dE_0}{dz} &= -\frac{g}{2} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} E_1 E_1^* E_0 + \frac{g}{2} E_{-1} E_{-1}^* E_0, \\ \frac{dE_1}{dz} &= \frac{g}{2} E_0 [E_0^* E_1 + E_{-1}^* E_0 \exp(i\Delta k_0 z)]. \end{aligned} \quad (6)$$

Начальные условия для системы уравнений (6) определяются как

$$\begin{aligned} E_{-1}(0) &= 0, \quad E_0(0) = \sqrt{I_0} \exp(i\varphi_0), \\ E_1(0) &= \sqrt{S} \exp(i\varphi_1), \end{aligned} \quad (7)$$

где I_0 — интенсивность входного излучения ВКР-накачки, S — интенсивность спонтанного комбинационного излучения ($S \ll I_0$).

Аналитическое решение системы уравнений (6) в случае неистощённой накачки $E_0(z) = E_0(0)$ хорошо известно [16], и при наличии волнового синхронизма ЧВС ($\Delta k_0 = 0$) оно может быть записано в виде

$$\begin{aligned} E_{-1}(z) &= \frac{\sqrt{S}}{\lambda_{-1}/\lambda_0 - 1} \exp\left[-\frac{g}{2} I_0 z \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{-1}} - 1\right)\right] \times \\ &\quad \times \exp[i(2\varphi_0 - \varphi_1 \pm \pi)], \\ E_1(z) &= \frac{\sqrt{S}}{\lambda_{-1}/\lambda_0 - 1} \times \\ &\quad \times \left\{ \frac{\lambda_{-1}}{\lambda_0} \exp\left[-\frac{g}{2} I_0 z \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{-1}} - 1\right)\right] - 1 \right\} \exp(i\varphi_1), \end{aligned} \quad (8)$$

где фаза волны E_{-1} оказывается равной $\varphi_{-1} = 2\varphi_0 - \varphi_1 \pm \pi$. При этом обобщённая фаза процесса ЧВС [8, 19] определяется как $\Psi_0 = 2\varphi_0 - \varphi_{-1} - \varphi_1 = \pm\pi$. Сдвиг обобщённой фазы на π определяет когерентное вычитание параметрически преобразуемых волн, приводящее при $\Delta k_0 = 0$ к отсутствию ВКР-генерации как стоксовой, так и антистоксовой волн, что хорошо известно в теории связи антистоксовых и стоксовых волн при ВКР [9]. Решения (8) демонстрируют экспоненциальное затухание этих волн (экспоненты от отрицательного аргумента, пропорционального z).

Фазовые условия параметрической связи других ВКР-компонент излучения без участия антистоксовых волн ранее не исследовались. Комбинационно-параметрическая связь любой другой тройки ВКР-компонент излучения может быть описана системой уравнений, аналогичной системе уравнений (6). Для описания связи ВКР-накачки E_0 , первой (E_1) и второй (E_2) стоксовых волн необходимо в системе уравнений (6) все численные индексы увеличить на единицу, тогда новая система уравнений запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{dE_0}{dz} &= -\frac{g}{2} \frac{\lambda_1}{\lambda_0} E_1 [E_1^* E_0 + E_2^* E_1 \exp(i\Delta k_1 z)], \\ \frac{dE_1}{dz} &= -\frac{g}{2} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} E_2 E_2^* E_1 + \frac{g}{2} E_0 E_0^* E_1, \\ \frac{dE_2}{dz} &= \frac{g}{2} E_1 [E_1^* E_2 + E_0^* E_1 \exp(i\Delta k_1 z)]. \end{aligned} \quad (9)$$

В случае неистощённой накачки первое уравнение в (9) можно заменить уравнением $E_0(z) = \sqrt{I_0} \exp(i\varphi_0)$. Во втором уравнении можно пренебречь первым слагаемым в правой части, описывающим истощение E_1 при преобразовании в E_2 , тогда это уравнение имеет решение при учёте последнего начального условия (7):

$$E_1(z) = \sqrt{S} \exp\left(\frac{g}{2} I_0 z\right) \exp(i\varphi_1). \quad (10)$$

Последнее уравнение в (9), которое с учётом найденных E_0 и E_1 при $\Delta k_1 = 0$ может быть представлено в виде

$$\frac{dE_2}{dz} = \frac{g}{2} S \exp(g I_0 z) \left\{ E_2 + \sqrt{I_0} \exp[i(2\varphi_1 - \varphi_0)] \right\}, \quad (11)$$

имеет решение

$$\begin{aligned} E_2(z) &= \left\{ E_2(0) + \sqrt{I_0} \exp[i(2\varphi_1 - \varphi_0)] \right\} \times \\ &\quad \times \exp\left[\frac{S}{2I_0} \exp(g I_0 z) - \sqrt{I_0} \exp[i(2\varphi_1 - \varphi_0)]\right] \approx \\ &\quad \approx \sqrt{I_0} \left\{ \exp\left[\frac{S}{2I_0} \exp(g I_0 z)\right] - 1 \right\} \exp[i(2\varphi_1 - \varphi_0)]. \end{aligned} \quad (12)$$

Первое слагаемое в правой части (12) определяет экспоненциальное возрастание $E_2(z)$ с координатой z , но к стартовому значению $E_2(0)$ добавляется слагаемое, описывающее параметрическое затравочное излучение (равное по модулю амплитуде волны накачки), которое значительно превышает комбинационное затравочное излучение с амплитудой $E_2(0)$. При этом фаза волны E_2 оказывается равной $\varphi_2 = 2\varphi_1 - \varphi_0$, тогда обобщённая фаза процесса ЧВС становится равной $\Psi_1 = 2\varphi_1 - \varphi_0 - \varphi_2 = 0$, что кардинально отличает данный стоксов ЧВС-процесс от предыдущего антистоксова. Это обуславливает высокоэффективную параметрическую пере-

качку энергии из волны ВКР-накачки во вторую стоксову компоненту, т.е. её параметрическая генерация оказывается опережающей комбинационный процесс, но сопутствующей ему. Этим может быть объяснено снижение и сближение порогов генерации стоксовых ВКР-компонент излучения при наличии их параметрической связи.

В общем случае многоволнового ВКР наблюдается сочетание связанных параметрических процессов, в которых каждая ВКР-компонента излучения является одновременно сигнальной волной одного ЧВС-процесса, волной ЧВС-накачки другого ЧВС-процесса и холостой волной третьего ЧВС-процесса. При этом полная система уравнений для стационарного многоволнового ВКР с параметрической связью имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dE_j}{dz} = & -\frac{g_j}{2} \frac{\lambda_{j+1}}{\lambda_j} E_{j+1} [E_{j+1}^* (E_j + \varepsilon E_{j-1}) + \\ & + E_{j+1} E_{j+2}^* \exp(i\Delta k_{j+1}z)] + \frac{g_{j-1}}{2} E_{j-1} \times \\ & \times [E_{j-1}^* (E_j + \varepsilon E_{j-1}) + E_{j-1} E_{j-2}^* \exp(i\Delta k_{j-1}z)], \quad (13) \end{aligned}$$

где g_j — коэффициент ВКР-усиления при накачке j -й компонентой излучения, т.е. теперь учитывается дисперсия коэффициента ВКР-усиления; спонтанное комбинационное рассеяние более корректно учитывается не в начальных условиях, которые теперь становятся нулевыми для стоксовых и антистоксовых волн, а дополнительными слагаемыми, пропорциональными εE_{j-1} (затравочный коэффициент $\varepsilon \ll 1$).

Представление комплексных амплитуд волн как $E_j = A_j \exp(i\varphi_j)$, где A_j — действительные амплитуды волн, φ_j — их фазы, даёт скоростное уравнение для обобщённых фаз связанных ЧВС-процессов ($\Psi_j = 2\varphi_j - \varphi_{j-1} - \varphi_{j+1} + \Delta k_j z$):

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi_j}{dz} \approx & A_j^2 \left(\frac{g_{j-1}}{2} \frac{\lambda_j}{\lambda_{j-1}} \frac{A_{j+1}}{A_{j-1}} - \frac{g_j}{2} \frac{A_{j+1}}{A_{j+1}} \right) \sin \Psi_j + \Delta k_j + \\ & + g_{j-1} A_{j-1}^2 \frac{A_{j-2}}{A_j} \sin \Psi_{j-1} - g_j \frac{\lambda_{j+1}}{\lambda_j} A_{j+1}^2 \frac{A_{j+2}}{A_j} \sin \Psi_{j+1}. \quad (14) \end{aligned}$$

Выражение (14) записано для обобщённой фазы j -го ЧВС-процесса. Последние два слагаемых в правой части (14) описывают влияние на j -й процесс соседних, $(j+1)$ -го и $(j-1)$ -го, процессов (относительно слабым влиянием $(j \pm 2)$ -х процессов мы здесь пренебрегли), а остальные слагаемые отвечают за описание собственно j -го процесса. Таким образом, на каждый ЧВС-процесс при ВКР влияют два соседних ЧВС-процесса, и в нём участвуют пять смежных ВКР-компонент излучения.

3. Численное моделирование процесса ВКР с параметрической связью компонент излучения на примере кристалла BaWO₄

Проведём численное решение системы (13) при различных значениях параметров волновой расстройки $\Delta k_j L$ и инкремента ВКР-усиления $g_0 I_0 L$, где L — длина ВКР-среды. Возьмём в качестве ВКР-среды кристалл BaWO₄ [1] при накачке излучением Nd:YAG-лазера с длиной волны $\lambda_0 = 1,064$ мкм: комбинационная частота $\nu_R = 926$ см⁻¹, коэффициент ВКР-усиления для каждой

ВКР-компоненты излучения [10]

$$g_j \approx \frac{11,5 \times 10^5 (\lambda_j^{-1} + \nu_R)}{(1,267 \times 10^9 - \lambda_j^{-2})^2}, \quad (15)$$

где длина волны $\lambda_j = (\lambda_0^{-1} - j\nu_R)^{-1}$ измеряется в [см], а g_j — в [см Вт⁻¹]. Для обеспечения выхода на максимальный уровень ВКР-генерации стоксовой волны при $g_0 I_0 L = 30$ [1] в отсутствие параметрической связи с антистоксовой волной ($\Delta k_0 L \rightarrow \infty$) значение затравочного коэффициента в уравнениях (13) выбиралось равным $\varepsilon = 3 \times 10^{-6}$. Увеличение или уменьшение ε в три раза приводило к тем же выходным параметрам расчёта при изменении инкремента $g_0 I_0 L$ не более чем на 10 %.

На рисунках 1 и 2 представлены расчётные зависимости пороговых инкрементов генерации различных сток-

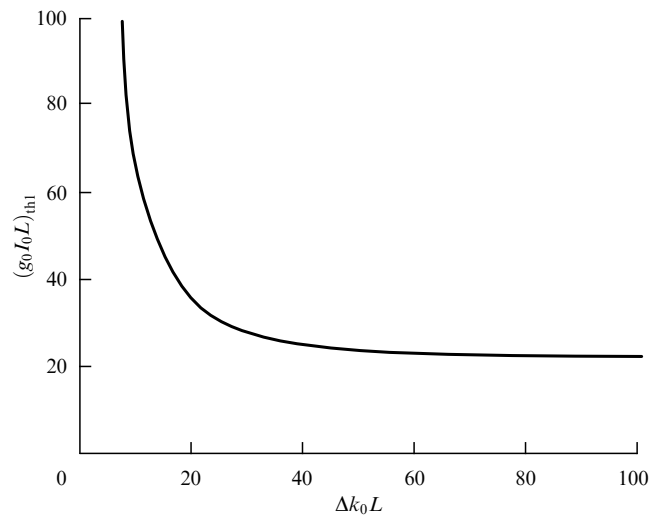


Рис. 1. Расчётная зависимость порогового инкремента $(g_0 I_0 L)_{th1}$ генерации первой стоксовой ВКР-компоненты излучения от параметра $\Delta k_0 L$ волновой расстройки с антистоксовой волной при любых расстройках $\Delta k_{1,2,3} L$ между стоксовыми волнами.

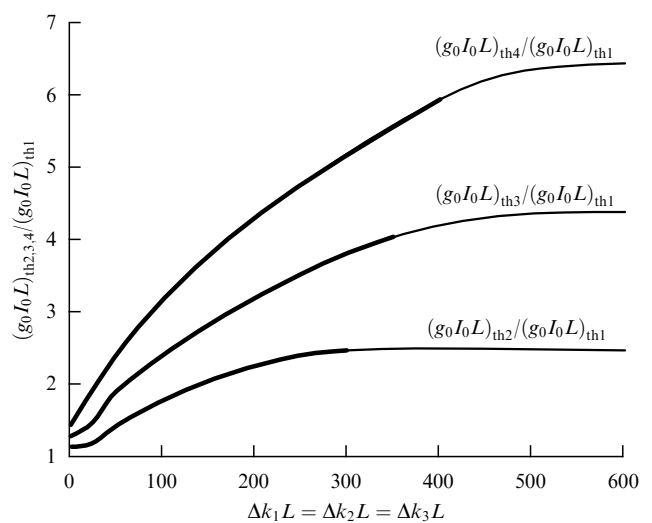


Рис. 2. Расчётные зависимости относительных пороговых инкрементов генерации второй $(g_0 I_0 L)_{th2}/(g_0 I_0 L)_{th1}$, третьей $(g_0 I_0 L)_{th3}/(g_0 I_0 L)_{th1}$ и четвёртой $(g_0 I_0 L)_{th4}/(g_0 I_0 L)_{th1}$ стоксовых ВКР-компонент излучения от параметра $\Delta k_1 L = \Delta k_2 L = \Delta k_3 L$ волновой расстройки между стоксовыми волнами при любой расстройке $\Delta k_0 L$ с антистоксовой волной.

совых ВКР-компонент излучения от параметров волновой расстройки. Пороговые инкременты $(g_0 I_0 L)_{th}$ соответствуют к.п.д. генерации (по интенсивности) данной ВКР-компоненты излучения равному 2 %. Рисунок 1 представляет зависимость порогового инкремента $(g_0 I_0 L)_{th1}$ для первой стоксовой волны от параметра волновой расстройки $\Delta k_0 L$, а рис. 2 — зависимости пороговых инкрементов $(g_0 I_0 L)_{th2,3,4}$ для второй, третьей и четвёртой стоксовых ВКР-компонент излучения (в отношении к $(g_0 I_0 L)_{th1}$) от параметра волновой расстройки стоксовых волн $\Delta k_1 L = \Delta k_2 L = \Delta k_3 L$. Как показали результаты расчёта, зависимость, представленная на рис. 1, является справедливой при любых значениях параметров волновой расстройки $\Delta k_1 L$, $\Delta k_2 L$ и $\Delta k_3 L$, а зависимости на рис. 2, в свою очередь, оказываются справедливыми при любом значении волновой расстройки $\Delta k_0 L$.

Из рисунка 1 видно, что при уменьшении волновой расстройки параметрической связи стоксовой и антистоксовой волны ($\Delta k_0 L$) порог генерации стоксовой волны стремится к бесконечности при нулевом аргументе, но уже при $\Delta k_0 L > 50$ влияние данной параметрической связи на порог ВКР-преобразования исчезает, что даёт наименьшее значение порогового инкремента $(g_0 I_0 L)_{th1} = 22$ в отсутствие параметрической связи с антистоксовой волной. Из зависимости, представленной на рис. 1, следует, что для обеспечения низкопороговой генерации первой стоксовой ВКР-компоненты излучения необходимо увеличивать $\Delta k_0 L > 50$, выбирая ВКР-среду с большой дисперсией показателя преломления или с большой длиной L .

Из рисунка 2 видно, что влияние параметрической связи стоксовых компонент на пороги ВКР-преобразования происходит в более широком (на порядок), чем в случае антистоксовых компонент, диапазоне значений волновой расстройки $\Delta k_{1,2,3} L$ — от нуля до 200–500, но при этом параметрическая связь снижает пороги ВКР-преобразования, тогда как в случае параметрической связи с антистоксовой волной пороги ВКР-преобразования, наоборот, возрастают. Жирными линиями на рис. 2 выделены участки графиков, для которых расчёт при нулевом затравочном коэффициенте ($\varepsilon = 0$) в уравнениях для высших стоксовых компонент с номером $j > 1$ даёт совпадающие результаты, т.е. здесь (при $\Delta k_1 L < 300$, $\Delta k_2 L < 350$, $\Delta k_3 L < 400$) начальная генерация высших стоксовых волн является чисто параметрической. Из результатов, приведённых на рис. 2, следует, что для уменьшения порога генерации высшей стоксовой волны с номером N необходимо наложить дополнительное условие уменьшения $\Delta k_j L < 200$, где $j = 1, 2, \dots, N - 1$, что может быть реализовано на практике благодаря явлению нормальной дисперсии показателя преломления ($n_0 > n_1 > n_2 > \dots$) твердотельных ВКР-сред в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах.

Рисунок 3 демонстрирует результаты решений в случае максимального к.п.д. генерации по интенсивности третьей стоксовой ВКР-компоненты излучения на длине волны $\lambda_3 = 1,5$ мкм при полностью ослабленной параметрической связи с антистоксовой волной ($\Delta k_0 L = 500$) и четырёх значениях параметра волновой расстройки стоксовых волн: $\Delta k_1 L = \Delta k_2 L = \Delta k_3 L = 200$ (рис. 3а), 50 (рис. 3б), 25 (рис. 3в) и 10 (рис. 3г).

В случае рис. 3а, соответствующем большому значению параметра волновой расстройки $\Delta k_{1,2,3} L = 200$ (большая дисперсия и/или большая длина взаимодейст-

вия), максимальный к.п.д. генерации третьей стоксовой компоненты, $\eta_3 = A_3^2/I_0 = 0,704$, наблюдается при высоком значении инкремента ВКР-усиления $g_0 I_0 L = 82$, что требует либо высокой плотности мощности накачки, либо большой длины взаимодействия ВКР-среды с накачкой. Этот случай обычно реализуется в стеклянных волоконных ВКР-лазерах большой длины, либо при внутрирезонаторной накачке ВКР-кристаллов. При этом пороги 1-й и 2-й стоксовых компонент различаются 1,8 раза, а 1-й и 3-й стоксовых компонент — в 3 раза (см. стрелки на оси абсцисс).

В случае малой волновой расстройки, $\Delta k_{1,2,3} L = 10$ (рис. 3г), который реализуется ближе к области нулевой дисперсии среды (например, $\lambda = 1,3$ мкм для кварцевых волокон и $\lambda = 2,3$ мкм для ВКР-кристаллов PbMoO_4 и PbWO_4) или при малой длине L взаимодействия, пороги генерации 1-й, 2-й и 3-й стоксовых компонент оказываются близкими, а требуемый инкремент снижается до $g_0 I_0 L = 34,5$ (в 2,4 раза), что создаёт благоприятные условия для генерации 3-й стоксовой компоненты и тем самым позволяет избежать необходимости использования высоких плотностей мощности накачки, близких к лучевому пробое ВКР-среды. Однако за это приходится расплачиваться уменьшением к.п.д. ВКР-преобразования от квантового предела $(\lambda_0/\lambda_3)100\% = 70\%$ (рис. 3а) до 37 % (рис. 3г), что можно обобщить для ВКР-генерации любых высших стоксовых компонент — максимальный к.п.д. генерации уменьшается от λ_0/λ_j до $1/j$ при увеличении параметрической связи. Причиной такого ограничения к.п.д. генерации является ранняя параметрическая генерация следующей ВКР-компоненты излучения. Решением проблемы ограничения к.п.д. генерации может являться введение селективных потерь в ВКР-среду на длине волны стоксовой компоненты, следующей за искомой, как это было реализовано в работе [7] при получении излучения с рекордно большой длиной волны, $\lambda_4 = 3,69$ мкм, в кристалле BaWO_4 , где следующая стоксова компонента ($\lambda_5 = 5,6$ мкм) попадала в область сильного поглощения матрицы ВКР-кристалла.

Проанализируем более детально процессы комбинационно-параметрического преобразования, представленные на рис. 3. До истощения ВКР-накачки (A_0) обобщённые фазы Ψ_j быстро выходят на постоянный уровень, близкий к нулю, так как возрастание соотношения $A_j^2 A_{j-1}/A_{j+1}$ (см. первое слагаемое в (14)) компенсирует увеличение фазы из-за волновой расстройки Δk_j , но чем выше Δk_j , тем больше отличие данного уровня фазы от нулевого и тем меньше скорость начального параметрического возрастания A_j . Далее происходит быстрое истощение ВКР-накачки A_0 из-за комбинационной ($A_0 \rightarrow A_1$) и параметрической ($A_0 \rightarrow A_2$) перекачки.

В случае рис. 3а параметрические процессы в преобразовании амплитуд не проявляются вследствие очень большой волновой расстройки, но на фазовых кривых можно наблюдать области самовоздействия волн с возрастанием фаз $\Psi_{1,2,3}$ при достижении максимумов $A_{1,2,3}$, а также возрастание $\Psi_1 \sim \Delta k_1 z$ после полного истощения ВКР-накачки. Стоксовы ВКР-компоненты поочерёдно (известный каскадный характер ВКР [17]) выходят на максимум по интенсивности, имеющий вид плато, относительная (к входной интенсивности накачки) высота которого равна λ_0/λ_j (j — номер компоненты), а его ширина увеличивается с возрастанием j . Последнее

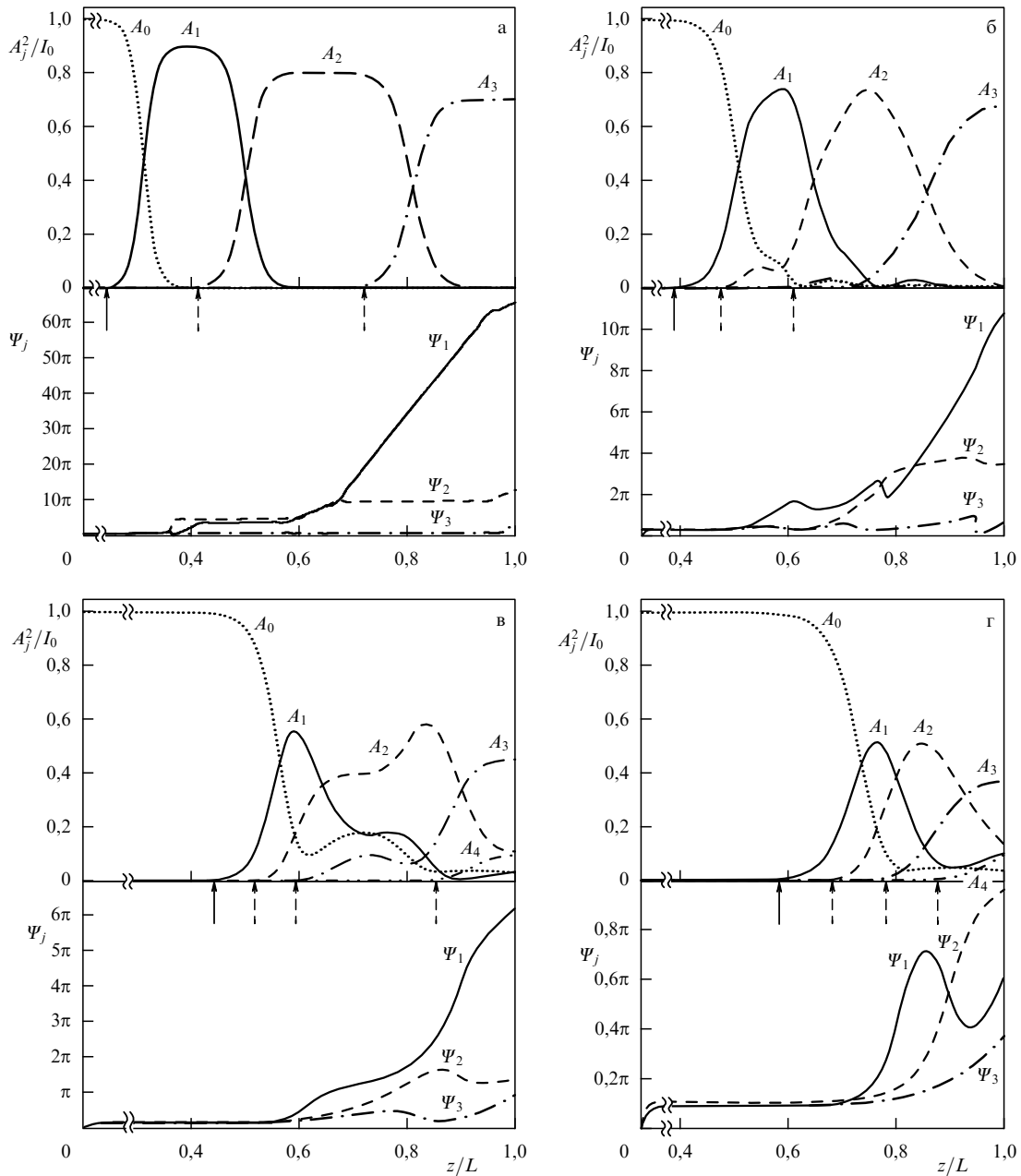


Рис. 3. Расчётные зависимости интенсивностей ВКР-компонент и фаз ЧВС-процессов от продольной координаты в случае максимального к.п.д. генерации по интенсивности третьей стоксовой ВКР-компоненты излучения при $\Delta k_0 L = 500$ и $\Delta k_1 L = \Delta k_2 L = \Delta k_3 L = 200$ (а), 50 (б), 25 (в) и 10 (г).

обусловлено уменьшением коэффициента ВКР-усиления при увеличении длины волны (см. формулу (15)).

В случае рис. 3б возрастание Ψ_1 из-за самовоздействия A_0 и A_2 в поле сильной A_1 происходит медленнее, так что наблюдается начальное параметрическое возрастание A_2 , но оно быстро насыщается и достигает начального "параметрического" максимума. Истощение A_0 замедляется, но остаётся комбинационная перекачка $A_0 \rightarrow A_1$ с нарастанием A_1 до максимума. Это стимулирует следующий комбинационный процесс $A_1 \rightarrow A_2$ с возрастанием A_2 до её основного "комбинационного" максимума, при котором ослабляется самовоздействие A_0 и A_2 с уходом Ψ_1 в минимум около π , что приводит к слабой обратной перекачке $A_2 \rightarrow A_0$ с малым максимумом A_0 , но далее фаза возрастает, $\Psi_1 \sim \Delta k_1 z$, так как A_0

остаётся малой и в фазовом уравнении (14) для Ψ_1 начинает превалировать второе слагаемое (Δk_1). Затем начинается второй параметрический процесс ($A_1 \rightarrow A_3$), который влияет на первый параметрический процесс через последнее слагаемое фазового уравнения (14) для Ψ_1 . При этом возрастание A_3 насыщает возрастание фазы Ψ_1 , которая достигнув максимума, уходит в минимум и потом после полного истощения A_0 и A_1 опять возрастает пропорционально $\Delta k_1 z$. Самовоздействие A_1 и A_3 с возрастанием Ψ_2 также быстро срывает параметрическую генерацию A_3 (начальный "параметрический" максимум A_3), и её стремительное возрастание происходит позднее (после достижения максимума A_2) в результате комбинационной перекачки $A_2 \rightarrow A_3$ с истощением A_2 .

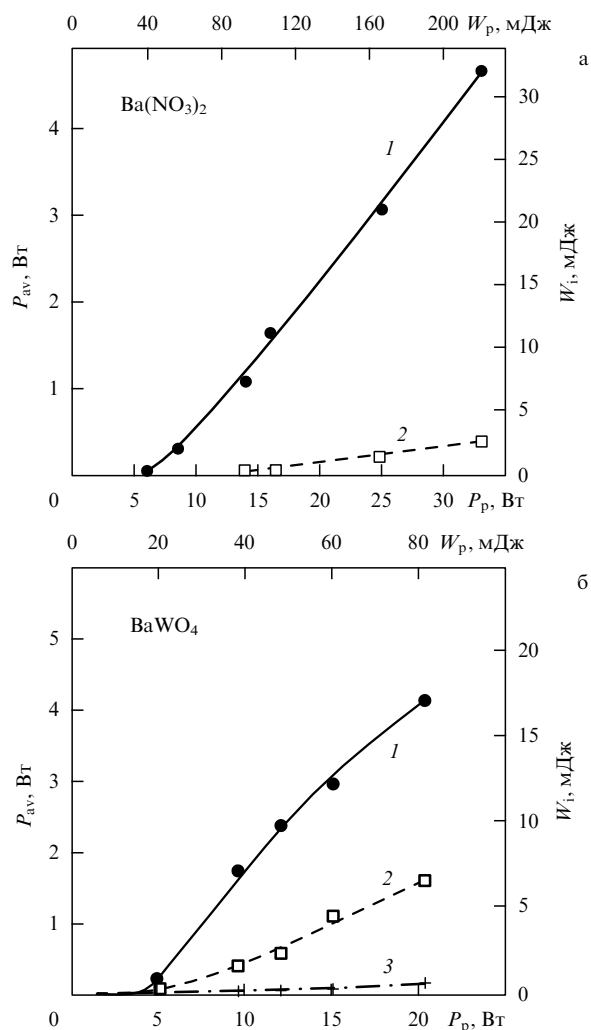


Рис. 4. Экспериментальные результаты [22, 23] по многокаскадной ВКР-генерации 1-й, 2-й и 3-й стоксовых компонент излучения (кривые 1–3 соответственно) в кристаллах нитрата бария (а) и вольфрамата бария (б): P_{av} — средняя мощность выходного излучения; W_i — энергия импульса выходного излучения; P_p — средняя мощность накачки; W_p — энергия импульса накачки.

В случаях, соответствующих рис. 3в и г, параметрические процессы проявляются ещё сильнее, так что "параметрические" максимумы проявляются даже сильнее "комбинационных". При этом пороги генерации стоксовых ВКР-компонент определяются их параметрическим преобразованием и существенно снижаются (см. стрелки на оси абсцисс).

Для сравнения представим некоторые экспериментальные результаты. На рисунке 4 приведены экспериментальные результаты работ [22, 23] по многокаскадной генерации 1-й, 2-й и 3-й стоксовых компонент в наиболее перспективных ВКР-кристаллах $Ba(NO_3)_2$ и $BaWO_4$ при накачке Nd:YAG-лазером с длиной волны $\lambda_0 = 1,064$ мкм.

Из графиков видно, что в кристалле $Ba(NO_3)_2$, имеющем большую дисперсию показателя преломления [24], пороги генерации стоксовых компонент сильно различаются, что указывает на каскадный характер процесса. Напротив, в кристалле $BaWO_4$, имеющем меньшую дисперсию [25], пороги генерации ВКР-компонент, которые очень близки друг к другу, ниже, чем в

кристалле $Ba(NO_3)_2$, что можно объяснить сильной параметрической связью ВКР-компонент излучения. При этом в первом кристалле эффективно генерируются только первые две стоксовы компоненты излучения, а во втором — три (и с большей мощностью, чем в первом случае). Последняя из стоксовых компонент с длиной волны $\lambda_3 = 1,5$ мкм соответствует безопасному для глаз диапазону длин волн, важному с практической точки зрения.

4. Заключение

Таким образом, нами проанализированы параметрические процессы четырёхволновой связи частотных компонент излучения при ВКР в твердотельных средах с дисперсией в зависимости от волновой расстройки четырёхволнового смещения.

Показано, что влияние параметрической связи для стоксовых компонент на пороги ВКР-преобразования имеет место в более широком (на порядок) диапазоне значений волновой расстройки $\Delta k_{1,2,3}L$ — от нуля до 200–500, — чем в случае параметрической связи с антистоксовой волной, который исследовался ранее. При этом если наличие параметрической связи антистоксовых ВКР-компонент излучения приводит к повышению порога ВКР, то параметрическая связь стоксовых ВКР-компонент обуславливает снижение и сближение порогов их генерации, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Подтверждено, что для обеспечения низкороговой генерации первой стоксовой ВКР-компоненты излучения необходимо увеличивать параметр волновой расстройки с антистоксовой волной $\Delta k_0 L > 50$, выбирая ВКР-среды с большой дисперсией $(\Delta k_0 / \Delta \lambda_0)$ показателя преломления в области длины волны накачки или с большой длиной взаимодействия L (ВКР в стеклянных волоконных световодах или внутрирезонаторная накачка ВКР-кристаллов). Для уменьшения порога генерации высших (2-й, 3-й и т.д.) стоксовых волн необходимо выполнение дополнительного условия уменьшения параметров волновой расстройки стоксовых волн $\Delta k_j L < 200$, что может быть реализовано на практике посредством выбора нелинейной среды с малой нормальной дисперсией показателя преломления в области 1-й, 2-й, 3-й и т.д. стоксовых волн либо приближения длины волны накачки к краю этого диапазона.

На основе численного моделирования проанализированы особенности многоволнового комбинационно-параметрического преобразования при существенном истощении излучения ВКР-накачки, самовоздействии волн и взаимном влиянии соседних процессов параметрической четырёхволновой связи. Показано, что увеличение параметрической связи стоксовых волн приводит к резкому (более чем в два раза) снижению необходимых (пороговых) инкрементов ВКР-усиления (и соответственно требуемой плотности мощности накачки), по сравнению с таковыми в случае отсутствия параметрической связи, что позволяет реализовать более простые и надёжные схемы ВКР-преобразования лазерного излучения накачки для новых диапазонов длин волн.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантом РФФИ (№ 08-02-90479) и аналитической ведомственной целевой программой "Развитие научного потенциала высшей школы" (проект № 2.1.1/3838).

Список литературы

1. Басиев Т Т *УФН* **169** 1149 (1999) [Basiev T T *Phys. Usp.* **42** 1051 (1999)]
2. Basiev T T et al., in *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources* (Eds I T Sorokina, K L Vodopyanov) (Berlin: Springer, 2003)
3. Basiev T T, Powell R C, in *Handbook of Laser Technology and Applications* (Eds C E Webb, J D C Jones) (Bristol: Institute of Physics Publishing, 2004)
4. Басиев Т Т, Осико В В *Успехи химии* **75** 939 (2006) [Basiev T T, Osiko V V *Russ. Chem. Rev.* **75** 847 (2006)]
5. Сушинский М М *УФН* **154** 353 (1988) [Sushchinskii M M *Sov. Phys. Usp.* **31** 181 (1988)]
6. Каминский А А и др. *УФН* **178** 935 (2008) [Kaminskii A A et al. *Phys. Usp.* **51** 899 (2008)]
7. Basiev T T et al. *Laser Phys. Lett.* **3** 17 (2006)
8. Зубов В А, Сушинский М М, Шувалов И К *УФН* **83** 197 (1964) [Zubov V A, Sushchinskii M M, Shuvalov I K *Sov. Phys. Usp.* **7** 419 (1964)]
9. Bloembergen N *Am. J. Phys.* **35** 989 (1967); Бломберген Н *УФН* **97** 307 (1969)
10. Lisinetskii V A et al. *Laser Phys. Lett.* **2** 396 (2005)
11. Terhune R W *Bull. Am. Phys. Soc.* **2** 359 (1963)
12. Terhune R W *Solid State Design* **4** 38 (1963)
13. Loudon R *Proc. Phys. Soc. London A* **82** 393 (1963)
14. Garmire E, Pandarese F, Townes C H *Phys. Rev. Lett.* **11** 160 (1963)
15. Zeiger H J et al. *Phys. Rev. Lett.* **11** 419 (1963)
16. Bloembergen N, Shen Y R *Phys. Rev. Lett.* **12** 504 (1964)
17. Shen Y R, Bloembergen N *Phys. Rev.* **137** A1787 (1965)
18. Фабелинский И Л *УФН* **168** 1341 (1998) [Fabelinskii I L *Phys. Usp.* **41** 1229 (1998)]
19. Бутылкин В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **17** 400 (1973) [Butylkin V S et al. *JETP Lett.* **17** 285 (1973)]
20. Андрионас К и др. *Письма в ЖЭТФ* **42** 333 (1985) [Andryunas K et al. *JETP Lett.* **42** 410 (1985)]
21. Басиев Т Т и др. *Квантовая электроника* **14** 2452 (1987) [Basiev T T et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **17** 1560 (1987)]
22. Basiev T T et al. *Laser Phys.* **13** 1013 (2003)
23. Басиев Т Т и др. *Квантовая электроника* **34** 649 (2004) [Basiev T T et al. *Quantum Electron.* **34** 649 (2004)]
24. Zverev P G et al. *Opt. Mater.* **11** 315 (1999)
25. Voronina I S et al. *J. Optoelectron. Adv. Mater.* **5** 887 (2003)
26. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1969) [Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1970)]
27. Дмитриев В Г *Нелинейная оптика и обращение волнового фронта* (М.: Физматлит, 2003)
28. Shen Y R *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: J. Wiley, 1984) [Шен И Р *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989)]

Parametric coupling of frequency components at stimulated Raman scattering in solids

T.T. Basiev

*A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation*

Tel. (7-499) 135-02 67

E-mail: basiev@lst.gpi.ru

S.N. Smetanin, A.S. Shurygin, A.V. Fedin

V.A. Degtyarev Kovrov State Technological Academy,

ul. Mayakovskogo, 601910 Kovrov, Vladimir region, Russian Federation

Tel. (7-49232) 3-13 47

E-mail: ssmetanin@bk.ru

We analyze the effect of parametric coupling of different frequency components on the stimulated Raman scattering threshold depending on the four-wave mixing phase mismatch and material dispersion. A fundamental difference is observed in the way parametric processes affect the generation of Stokes and anti-Stokes waves. We show that as a result of parametric coupling of Stokes components, their generation thresholds strongly decrease and come closer to each other because they originate from an intense parametric rather than a spontaneous seed radiation. The theoretical analysis refines and extends the commonly accepted concept of stimulated Raman scattering in nonlinear crystals and demonstrates good agreement with new experimental data.

PACS numbers: 42.55.Ye, 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.70.Mp, 42.79.Nv

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201006f.0639

Bibliography — 28 references

Received 3 December 2009, revised 21 April 2010

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **180** (6) 639–646 (2010)

Physics – Uspekhi **53** (6) (2010)