Сделаем некоторые окончательные замечания. Как показывают результаты пп. 1 и 2, выделенные в п. 3 классы структур, для которых могут быть получены соотношения Крамерса—Кронига, вряд ли могут быть существенно расширены. Условия на гладкость функции $n(z)$ являются существенными для получения выписанных выше соотношений. Любые разрывы показателя преломления приведут к изменению асимптотики амплитудного коэффициента отражения и соответственно к изменению выписанных соотношений Крамерса—Кронига.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Аркатова Т. Г., Гопштейн Н. М., Макарова Е. Г., Михайлов Б. А.//Оптико-механическая промышленность. 1981. № 9. С. 44. [2] Дидрикуль Л. Н.//Журн. прикл. спектр. 1975. 23, № 5. С. 920. [3] Lévêque G., Villachon-Renard Y.//Appl. Opt. 1990. 29, N 22. P. 3207. [4] Grosse P., Offerman V.//J. Appl. Phys. 1991. A52. P. 138. [5] Harbeke B.//J. Appl. Phys. 1986. A40. P. 151. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. С. 386. [7] Нусенцвейг Х. М. Причинность и дисперсионные соотношения. М., 1976. [8] Тихонравов А. В.//ЖВМ и МФ. 1983. 25, № 3. С. 442. [9] Тихонравов А. В.//ЖВМ и МФ. 1982. 22, № 6. С. 1421. [10] Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М., 1958. [11] Тихонравов А. В.// Компьютерная оптика: Сб. МЦНТИ. М., 1990. № 7. С. 33. [12] Кард П. Г. Анализ и синтез многослойных интерференционных пленок. Таллин. 1971.

Поступила в редакцию
15.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

УДК 621.378.325

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ЛАЗЕРАХ С АНИЗОТРОПНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

О. Е. Наний, М. Р. Палеев
(кафедра оптики и спектроскопии)

Построена теоретическая модель, описывающая генерацию твердотельных лазеров с внутрирезонаторным преобразованием излучения во вторую гармонику в кристаллах с волновым синхронизмом II типа. Исследованы области существования стационарных и нестационарных режимов генерации.

Введение

Современные достижения в области разработки малогабаритных твердотельных лазеров с торцевой накачкой полупроводниковыми лазерами привели к появлению нового поколения миниатюрных твердотельных лазеров ближнего ИК-диапазона с узкой линией излучения, высоким КПД, хорошей технологичностью и надежностью [1—4]. Преобразование излучения таких лазеров в видимый диапазон путем генерации второй гармоники в нелинейных кристаллах существенно расширяет области практического применения твердотельных лазеров. Наибольшие мощность и КПД преобразования излучения непрерывных твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой в видимый диапазон достигаюся при внутрирезонаторной генерации второй гармоники (ВРГВГ) [5—7].

Однако временная зависимость выходной мощности твердотельных лазеров в многомодовых режимах ВРГВГ имеет вид глубоких хаотических пульсаций, что получило даже наименование «зеленой проблемы» [8]. Теоретический анализ, проведенный в работах [6, 9], показал, что причиной возникновения динамического хаоса является конкурентное взаимодействие мод при генерации суммарных частот в нелинейном кристалле. При этом число генерируемых мод должно быть не меньше трех. В работах [10, 11] обращено внимание на то, что хаотические колебания возникают при неэквидистантном расположении мод, в то время как при эквидистантном расположении мод существен учет их комбинационного взаимодействия, которое при определенных условиях вызывает синхронизацию мод и способствует стабилизации режима генерации [10]. В работах [12, 13] отмечалось, что ВРГВГ способствует стабилизации двунаправленных режимов генерации в твердотельных кольцевых лазерах в тех случаях, когда устраняется пространственно неоднородное выжигание инверсной населенности активной среды.

Анализ, проведенный в указанных выше работах, не учитывал векторный характер световых волн и, строго говоря, применим для ВРГВГ с использованием кристаллов, в которых осуществляется волновой синхронизм I типа, а поляризации всех мод линейные коллинеарные. В то же время в экспериментах широкое распространение получил высокоэффективный нелинейный кристалл *KTP*, в котором имеет место волновой синхронизм II типа. При описании ВРГВГ с использованием кристаллов *KTP* учет поляризации обязателен. В настоящее время нам известна только одна работа, в которой проанализировано влияние свойств резонатора на характеристики таких лазеров [9]. Однако часть из упрощающих предположений статьи [9], как правило, не выполняется в эксперименте. В частности, это касается предположения о том, что при взаимодействии мод разных поляризаций потери на ВРГВГ оказываются такими же, как и при взаимодействии мод одной поляризации. Кроме того, ранее не учитывалось неравенство коэффициентов кросс-насыщения мод разных поляризаций.

Целью настоящей работы является построение теоретической модели, адекватно описывающей генерацию твердотельных лазеров с ВРГВГ при волновом синхронизме II типа и анализ важнейшего с практической точки зрения класса резонаторов, в которых помимо нелинейного кристалла содержится четвертьволновая пластинка, обеспечивающая стабилизацию режима генерации. Исследованы области существования одно-, дву-, трех- и четырехчастотных режимов. Показано, что хаотические режимы генерации в исследуемом типе лазеров могут быть получены даже при малых превышениях накачки над порогом.

Система уравнений

Согласно [9] в резонаторе лазера, содержащего четвертьволновую пластинку, кристалл *KTP* и изотропный активный элемент, могут существовать моды двух поляризаций:

$$E(\omega_i) = E_i \exp\{i\omega_i t\} \begin{bmatrix} B_i \\ C_i \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{B_i^2 + C_i^2}}; \; i = 0, \; 1.$$

Здесь E_i, ω_i — комплексные амплитуды и частоты мод; $B_0 = \cos 2\varphi \times \times \cos\delta + (\cos^2 2\varphi \cdot \cos^2\delta + \sin^2 2\varphi)^{1/2}$; $C_0 = \sin 2\varphi$; $B_1 = \{\cos 2\varphi \cdot \cos\delta -$

$-(\cos^2 2\varphi\cdot\cos^2\delta+\sin^2 2\varphi)^{1/2}\}/\sin 2\varphi$; $C_1=1$; φ — угол между «необыкновенной» осью кристалла KTP и «быстрой» осью четвертьволновой пластинки; δ — разность набега фаз «обыкновенной» и «необыкновенной» волн основной частоты за один проход кристалла KTP.

Мы будем полагать, что в лазере могут существовать по две моды каждой поляризации:

$$E(\omega_i^{(k)})=E_i^{(k)}\exp\{i\omega_i^{(k)}t\}\begin{bmatrix}B_i\\ C_i\end{bmatrix}\frac{1}{\sqrt{B_i^2+C_i^2}},\quad i,\ k=0,\ 1.$$

Положим, что нумерация мод одной поляризации (k) не связана с аналогичной нумерацией мод другой поляризации: безразлично, какой из мод данной поляризации приписать индекс $k=0$, а какой $k=1$. Аналогично тому, как это делалось в [9], можем получить выражения для интенсивности сигнала второй гармоники:

$$I_{sh}=\langle P\cdot P^*\rangle=\frac{d_{\text{eff}}}{4}\{g\sum_{i,k}J_i^{(k)2}+4g\sum_{i,k}J_i^{(k)}J_i^{(ka)}+4(1-g)\sum_{i,k,K}J_i^{(k)}J_{ia}^{(K)}\},$$

$$i,\ k,\ K=0,\ 1;\ ia=1-i;\ ka=1-k.$$

Здесь $J_i^{(k)}=E_i^{(k)}E_i^{(k)*}$; d_{eff} — эффективный коэффициент преобразования во вторую гармонику в КТР; $g=4B_1^2C_1^2/(B_1^2+C_1^2)^2$.

С учетом выражения для I_{sh} уравнения для $J_i^{(k)}$ приобретают вид

$$\tau_c\frac{dJ_i^{(k)}}{dt}=J_i^{(k)}\left[N_i^{(k)}-\alpha_i^{(k)}-geJ_i^{(k)}-2geJ_i^{(ka)}-2(1-g)\varkappa\sum_k J_{ia}^{(K)}\right],\qquad (1)$$

$$i,\ k,\ K=0,\ 1;\ ia=1-i;\ ka=1-k.$$

Здесь $N_i^{(k)}$ — коэффициент усиления активной средой k-й моды i-й поляризации; $\alpha_i^{(k)}$ — линейные потери этой моды (за проход); τ_c — время обхода резонатора; $\varkappa=d_{\text{eff}}^2/(4\varepsilon_0\varepsilon D^2)$; D — характерный для кристалла KTP атомный размер.

Потери, обусловленные взаимодействием с модами другой поляризации (последний член), существенно отличаются от потерь, обусловленных взаимодействием с модами той же поляризации (предпоследний член). Это обстоятельство никак не отражено в уравнениях, полученных в [9], где считалось, что взаимодействие со всеми модами описывается членом, аналогичным последнему члену формулы (1).

Обратим внимание, что при $g=1$ ($\varphi=\pi/4$) связь мод одной поляризации оказывается наиболее сильной, а моды разных поляризаций оказываются не связанными; при $g=0$ ($\varphi=\pi/2$) имеет место обратная ситуация.

Уравнения (1) необходимо дополнить уравнениями для $N_i^{(k)}$:

$$\tau_f\frac{dN_i^{(k)}}{dt}=N_i^{0(k)}-N_i^{(k)}\left[1+\sum_{j,K}\beta_{i,k}^{j,K}J_j^{(K)}\right];\ i,\ k=0,\ 1.\qquad (2)$$

Здесь $N_i^{0(k)}$ — коэффициент усиления слабого сигнала (ненасыщенный коэффициент усиления) k-й моды i-й поляризации; τ_f — время продольной релаксации активной среды; $\beta_{i,k}^{j,K}$ — коэффициенты кросс-насыщения (и самонасыщения — при $i=j$, $K=k$).

Система (1), (2) совпадает с системой, полученной в [9], только при $k=0$, т. е. в случае двух мод (по одной моде каждой поляризации). После обезразмеривания система (1), (2) запишется в виде

$$\frac{dI_i^{(k)}}{d\tau}=I_i^{(k)}\left[G_i^{(k)}-a_i^{(k)}-geI_i^{(k)}-2geI_i^{(ka)}-2(1-g)e\left(I_{ia}^{(k)}+I_{ia}^{(ka)}\right)\right], \qquad (3)$$

$$\frac{dG_i^{(k)}}{d\tau}=G_i^{0(k)}-G_i^{(k)}\left[1+\sum_{j,K}b_{i,K}^{j,K}I_j^{(K)}\right],\ i,\ k,\ j,\ K=0,\ 1. \qquad (4)$$

Здесь

$$I_i^{(k)}=J_i^{(k)}\beta_{i,k}^{j,K};\ G_i^{(k)}=N_i^{(k)}\frac{\tau_f}{\tau_c};\ G_i^{0(k)}=N_i^{0(k)}\frac{\tau_f}{\tau_c};$$

$$a_i^{(k)}=\alpha_i^{(k)}\frac{\tau_f}{\tau_c};\ b_{i,k}^{j,K}=\frac{\beta_{i,k}^{j,K}}{\beta_{i,k}^{i,k}}\left(b_{i,k}^{i,k}=1\right);\ \tau=\frac{t}{\tau_c};\ e=\frac{\varkappa}{\beta_{i,k}^{i,k}}\frac{\tau_f}{\tau_c}.$$

В дальнейшем мы будем стараться опускать один из индексов, где это возможно, чтобы не загромождать запись; естественно, это будет оговариваться. Анализ системы (3), (4) начнем со случая генерации одной моды.

1. Одномодовый режим. Зафиксируем i и k; рассмотрим режим, при котором $I_i^{(k)}\neq 0$, а $I^{(K)}=0$, если $j\neq i$ или $K\neq k$.

Из (3) и (4) легко найти, что

$$I_i^{(k)}=\sqrt{\frac{1}{4}\left(1+a_i^{(k)}/ge\right)^2+\left(G_i^{0(k)}-a_i^{(k)}\right)/ge}-\frac{1}{2}\left(1+a_i^{(k)}/ge\right).$$

Очевидно, одномодовый режим может существовать при $G_i^{0(k)}>a_i^{(k)}$. Анализ системы (3), (4) на устойчивость по Ляпунову показал, что одномодовый режим устойчив к возникновению других мод, если

$$\frac{G_i^{0(ka)}}{1+b_{i,ka}^{i,k}I_i^{(k)}}-2geI_i^{(k)}-a_i^{(ka)}<0,$$

$$\frac{G_{ia}^{0(K)}}{1+b_{ia,K}^{i,k}I_i^{(k)}}-2(1-g)eI_i^{(k)}-a_{ia}^{(K)}<0.$$

Здесь и далее $ia=1-i$; $ka=1-k$.

2. Двухмодовый режим. Очевидно, генерируемые моды могут иметь как одинаковые, так и различные поляризации. Соответственно рассмотрим два случая.

а) *Моды одной поляризации.* Пусть $I_i^{(k)}\neq 0$; $I_i^{(ka)}\neq 0$; $I_{ia}^{(K)}=0$, $K=0, 1$. Условимся считать потери и усиление нулевого сигнала одинаковыми для генерирующих мод: $a_i^{(k)}=a_i^{(ka)}=a_i$; $G_i^{0(k)}=G_i^{0(ka)}=G^0$.

Рассматриваемый двухмодовый режим может существовать при $G_i^0>a_i$ и

$$I_i^{(k)}=I_i^{(ka)}=I_i=$$

$$=\frac{1}{6}\sqrt{\left[a_i/ge+3/(1+\beta)\right]^2+12\left(G_i^0-a_i\right)/\left(ge(1+\beta)\right)}-a_i/ge-3/(1+\beta).$$

Здесь введено обозначение $\beta=b_{i,ka}^{i,k}$ — коэффициент кросс-насыщения генерируемых мод.

Условия устойчивости такого двухмодового режима к возникновению новых мод имеют вид

$$\frac{G_{ia}^{0(K)}}{1+(b_{ia,K}^{i,k}+b_{ia,K}^{i,ka})\,I_i}-4\,(1-g)\,eI_i-a_{ia}^{(K)}<0,\ \ K=0,\ 1.$$

Условие устойчивости рассматриваемого режима к затуханию генерируемых мод имеет вид

$$I_i ge<1+(1+\beta)\,I_i<(a_i/ge+3I_i)\,(1-\beta).$$

б) *Моды разных поляризаций.* Будем для определенности считать номера мод (верхние индексы) одинаковыми.

Пусть $I_i^{(k)}\neq 0$; $I_{ia}^{(k)}\neq 0$; $I_j^{(ka)}=0$, $j=0,\ 1$. Условимся считать $a_i^{(k)}=a_{ia}^{(k)}=a_k$; $G_i^{0(k)}=G_{ia}^{0(k)}=G_k^0$.

Выпишем условия существования рассматриваемого режима:

$$G_k^0>a_k,$$

$$I_i^{(k)}=I_{ia}^{(k)}=I_k=$$

$$=\frac{1}{2}\sqrt{[a_k/[(2-g)\,e]+1/(1+\beta_1)]^2+4\,(G_k^0-a_k)/(2-g)\,e\,(1+\beta_1)}-$$

$$-a_k/[(2-g)\,e]-1/(1+\beta_1),$$

где $\beta_1\equiv b_{i,k}^{ia,k}$ — коэффициент кросс-насыщения генерируемых мод.

Теперь условие устойчивости к возникновению новых мод (с индексами j, ka) имеет вид

$$\frac{G_j^{0(ka)}}{1+(b_{j,ka}^{i,k}+b_{j,ka}^{ia,k})\,I_k}-2eI_k-a_j^{(ka)}<0,\ \ j=0,\ 1.$$

Условия устойчивости к затуханию генерируемых мод имеют вид

$$g>\frac{2}{3}-\frac{1+(1+\beta_1)\,I_k}{3eI_k},$$

$$g>\frac{2}{3}-\frac{(a_k+(2-g)\,eI_k)\,(1-\beta_1)}{3e\,(1+(1+\beta_1)\,I_k)}.$$

3. Трехмодовый режим. Из трех генерируемых мод, естественно, две будут иметь одинаковые поляризации: $I_i^{(k)}\neq 0$; $I_i^{(ka)}\neq 0$; $I_{ia}^{(k)}\neq 0$; $I_{ia}^{(ka)}=0$.

Будем, как и при рассмотрении двухмодового режима в п. 2 (a), считать $G_i^{0(k)}=G_i^{0(ka)}=G_i^0$; $a_i^{(k)}=a_i^{(ka)}=a_i$.

Обозначим $G_{ia}^{0(k)}=G_a^0$; $a_{ia}^{(k)}=a_a$; $I_{ia}^{(k)}=I_a$.

Введем $\beta_1=b_{i,K}^{ia,k}$, $K=0,\ 1$. Введенные обозначения коэффициентов кросс-насыщения поясняет «карта» коэффициентов кросс-насыщения (рис. 1).

Тогда имеем $I_i^{(k)}=I_i^{(ka)}=I_i$. Для удобства записи обозначим $I_{ia}^{(k)}=I_a$. Для I_i, I_a имеем систему

$$G_i^0-[a_i+3geI_i+2\,(1-g)\,eI_a]\,[1+(1+\beta)\,I_i+\beta_1 I_a]=0,$$

$$G_a^0-[a_a+geI_a+4\,(1-g)\,eI_i]\,[1+I_a+2\beta_1 I_i]=0.$$

При численном решении полученной системы мы использовали комбинацию методов итераций и наискорейшего спуска.

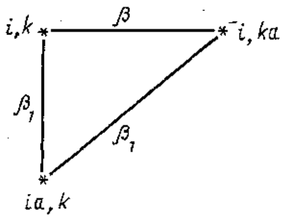


Рис. 1

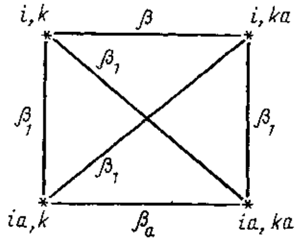


Рис. 2

В качестве начальных значений I_a и I_i выбирались их значения при близких β, β_1, g и e, вычисленные ранее. При малых e в качестве начальных значений I_a и I_i выбирались их значения в отсутствие ВРГВГ $(e=0)$:

$$I_i^{(0)} = \frac{(G_i^0/a_i - 1) - \beta_1 (G_a^0/a_a - 1)}{1+\beta-2\beta_1^2},$$

$$I_a^{(0)} = \frac{(G_a^0/a_a - 1)(1+\beta) - 2\beta_1 (G_i^0/a_i - 1)}{1+\beta-2\beta_1^2}.$$

Условия устойчивости трехмодового режима к возникновению четвертой моды $(I_{ia}^{(ka)})$ имеют вид

$$\frac{G_{ia}^{0(ka)}}{1+(b_{ia,ka}^{i,k} + b_{ia,ka}^{i,ka}) I_i + b_{ia,ka}^{ia,k} I_a} - 4(1-g)eI_i - 2geI_a - a_{ia}^{(ka)} < 0.$$

Условия устойчивости исследуемого режима к затуханию генерируемых мод имеют вид

$$geI_i < \frac{G_i^0}{G_i} < \frac{G_i}{ge}(1-\beta), \quad c_0 > 0, \quad c_3c_2 - c_1 > 0, \quad (c_3c_2 - c_1)c_1 - c_3^2 c_0 > 0,$$

где

$$G_i = a_i + 3geI_i + 2(1-g)eI_a \text{ (стационарное значение } G_i^{(k)} \text{ и } G_i^{(ka)});$$

$$G_a = a_a + geI_a + 4(1-g)eI_i \text{ (стационарное значение } G_{ia}^{(k)});$$

$$c_0 = I_iI_a\left[\left(3ge\frac{G_i^0}{G_i} + G_i(1+\beta)\right)\left(ge\frac{G_a^0}{G_a} + G_a\right) - \right.$$

$$\left. - \left(2(1-g)e\frac{G_a^0}{G_a} + G_a\beta_1\right)\left(4(1-g)e\frac{G_i^0}{G_i} + 2G_i\beta_1\right)\right];$$

$$c_1 = I_a\left(3geI_i + \frac{G_i^0}{G_i}\right)\left(ge\frac{G_a^0}{G_a} + G_a\right) +$$

$$+ I_i\left(geI_a + \frac{G_a^0}{G_a}\right)\left(3ge\frac{G_{i1}^0}{G_i} + G_i(1+\beta)\right) -$$

$$-4I_iI_a(1-g)e\left[2(1-g)e\left(\frac{G_i^0}{G_i}+\frac{G_a^0}{G_a}\right)+(G_a+G_i)\beta_1\right];$$

$$c_2=\left(geI_a\frac{G_a^0}{G_a}+G_aI_a\right)+3geI_i\frac{G_i^0}{G_i}+I_iG_i(1+\beta)+$$

$$+\left(3geI_i+\frac{G_i^0}{G_i}\right)\left(geI_a+\frac{G_a^0}{G_a}\right)-8I_iI_a(1-g)^2e^2;$$

$$c_3=G_i^0/G_i+G_a^0/G_a+ge\,(I_a+3I_i).$$

4. Четырехмодовый режим. Условимся обозначать коэффициенты кросс-насыщения согласно рис. 2.

Будем считать $G_i^{0(k)}=G_i^{0(ka)}=G_i^0$; $a_i^{(k)}=a_i^{(ka)}=a_i$; $G_{ia}^{0(k)}=G_{ia}^{0(ka)}=G_a^0$; $a_{ia}^{(k)}=a_{ia}^{(ka)}=a_a$.

Тогда $I_i^{(k)}=I_i^{(ka)}=I_i$; $I_{ia}^{(k)}=I_{ia}^{(ka)}=I_a$; I_i, I_a являются решениями системы

$$G_i^0-[a_i+3geI_i+4(1-g)eI_a][1+(1+\beta)I_i+2\beta_1I_a]=0,$$

$$G_a^0-[a_a+3geI_a+4(1-g)eI_i][1+(1+\beta_i)I_a+2\beta_1I_i]=0.$$

При численных расчетах I_i и I_a вычислялись так же, как и в случае трехмодовой генерации; при малых e в качестве начальных значений выбирались I_i и I_a при $e=0$:

$$I_i^{(0)}=\frac{(G_i^0/a_i-1)\,(1+\beta_a)-2\beta_1\,(G_a^0/a_a-1)}{(1+\beta)\,(1+\beta_a)-4\beta_1^2},$$

$$I_a^{(0)}=\frac{(G_a^0/a_a-1)\,(1+\beta)-2\beta_1\,(G_i^0/a_i-1)}{(1+\beta)\,(1+\beta_a)-4\beta_1^2}.$$

Условия устойчивости четырехмодового режима к возникновению пятой моды имеют вид

$$\frac{G_i^{0(l)}}{1+\left(b_{i,l}^{i,k}+b_{i,l}^{i,ka}\right)I_i+\left(b_{i,l}^{ia,k}+b_{i,l}^{ia,ka}\right)I_a}-4(1-g)eI_a-4geI_i-a_i^{(l)}<0;$$

$$\frac{G_{ia}^{0(l)}}{1+\left(b_{ia,l}^{i,k}+b_{ia,l}^{i,ka}\right)I_i+\left(b_{ia,l}^{ia,k}+b_{ia,l}^{ia,ka}\right)I_a}-4(1-g)eI_i-4geI_a-a_{ia}^{(l)}<0.$$

Здесь $l=2, 3, \ldots$

Условия устойчивости четырехмодового режима к затуханию генерируемых мод имеют вид

$$geI_i<\frac{G_i^0}{G_i}<\frac{G_i}{ge}(1-\beta),$$

$$geI_a<\frac{G_a^0}{G_a}<\frac{G_a}{ge}(1-\beta_a),$$

$$c_0>0,$$

$$c_3c_2-c_1>0,$$

$$(c_3c_2-c_1)\,c_1-c_3^2c_0>0,$$

где

$$G_i=a_i+3geI_i+4\,(1-g)\,eI_a;$$

$$G_a=a_a+3geI_a+4\,(1-g)\,eI_i;$$

$$c_0=I_iI_a\left[\left(3ge\frac{G_i^0}{G_i}+G_i\,(1+\beta)\right)\left(3ge\frac{G_a^0}{G_a}+G_a\,(1+\beta_a)\right)-\right.$$

$$\left.-\left(4\,(1-g)\,e\frac{G_i^0}{G_i}+2G_i\beta_1\right)\left(4\,(1-g)\,e\frac{G_a^0}{G_a}+2G_a\beta_1\right)\right];$$

$$c_1=I_a\left(3geI_i+\frac{G_i^0}{G_i}\right)\left(3ge\frac{G_a^0}{G_a}+G_a\,(1+\beta_a)\right)+$$

$$+I_i\left(3geI_a+\frac{G_a^0}{G_a}\right)\left(3ge\frac{G_i^0}{G_i}+G_i\,(1+\beta)\right)-$$

$$-8I_iI_a\,(1-g)\,e\left[2\,(1-g)\,e\left(\frac{G_i^0}{G_i}+\frac{G_a^0}{G_a}\right)+(G_a+G_i)\,\beta_1\right];$$

$$c_2=3ge\left(I_a\,\frac{G_a^0}{G_a}+I_i\,\frac{G_i^0}{G_i}\right)+I_iG_i\,(1+\beta)+I_aG_a\,(1+\beta_a)+$$

$$+\left(3geI_i+\frac{G_i^0}{G_i}\right)\left(3geI_a+\frac{G_a^0}{G_a}\right)-16I_iI_a\,(1-g)^2\,e^2;$$

$$c_3=G_i^0/G_i+G_a^0/G_a+3ge\,(I_a+I_i).$$

Численные расчеты

По полученным выше формулам был проведен расчет областей устойчивости рассмотренных стационарных режимов. На рис. 3 представлены результаты таких расчетов при $a_i^{(k)}=7200$; $G_i^{(k)}=10^3$; $i,\ k=0,\ 1$, $\beta=\beta_a=0{,}7$, $\beta_1=0{,}85$.

В области с косой штриховкой устойчив стационарный режим генерации двух мод одинаковых поляризаций. В области с вертикальной штриховкой устойчив стационарный четырехмодовый режим. В оставшейся части рисунка не устойчив ни один из рассмотренных выше стационарных режимов.

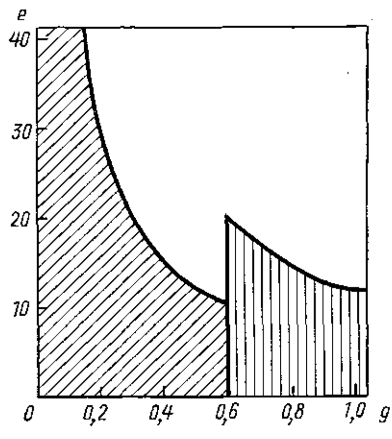
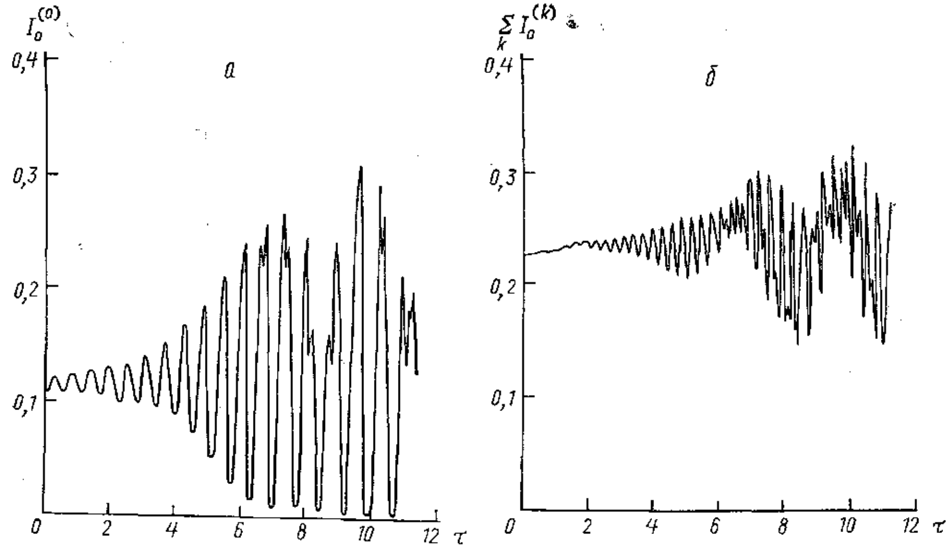


Рис. 3

Численное решение системы (3), (4) методом Рунге—Кутта подтвердило правильность результатов проведенного анализа.

В области, расположенной над областью устойчивости двухмодового режима ($g<0{,}57$), наблюдался двухмодовый режим противофазной модуляции интенсивностей волн.

В области, расположенной над областью устойчивости стационарного четырехмодового режима ($g>0{,}57$) наблюдался нестационарный режим генерации четырех мод. Характерный вид колебаний интенсивностей мод в этом режиме при $g=0{,}6$, $e=25$ представлен на рис. 4.



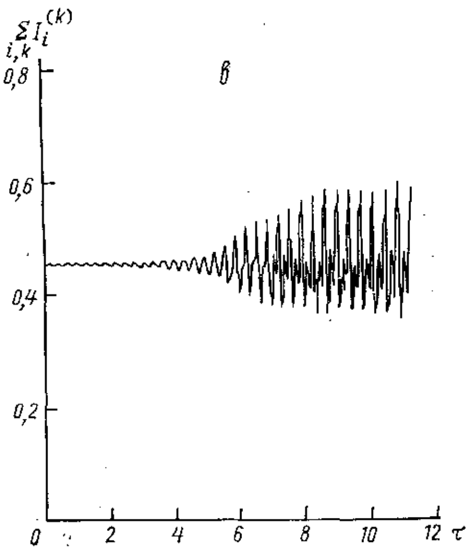


Рис. 4

Здесь показано поведение интенсивности одной моды (рис. 4, *а*), суммы интенсивностей мод одной поляризации (рис. 4, *б*) и суммы интенсивностей всех мод (рис. 4, *в*).

Обнаруженные нами нестационарные колебания интенсивностей, обусловленные нелинейным взаимодействием в кристалле *KTP*, могут наблюдаться даже при очень малых превышениях накачки над порогом. Однако, очевидно, варьируя g и (или) e, можно легко избавиться от нестационарных колебаний и получить нужный стационарный режим генерации (e можно варьировать, например, меняя ориентацию кристалла *KTP*, а g — меняя φ).

Заключение

Проведенные аналитические и численные исследования влияния ВРГВГ на характер многомодовых режимов генерации в лазере с анизотропным резонатором показали следующее. Генерация в нелинейном кристалле суммарных частот в общем случае усиливает конкуренцию продольных мод лазера, что приводит к увеличению устойчивости одночастотных режимов генерации. При этом могут наблюдаться мультистабильные режимы. Бистабильность обязательно имеет место, если линейные потери и коэффициенты усиления нулевого сигнала одинаковы для всех мод. В частности, легко видеть, что в этом случае одновременно могут быть устойчивы одночастотные режимы с различной поляризацией. Бистабильными являются и все двухмодовые режимы: область устойчивости режима генерации двух мод одной поляризации совпадает с областью устойчивости режима генерации двух мод другой поляризации; область устойчивости режима генерации двух мод разных поляризаций с одинаковым продольным индексом (k) совпадает с областью устойчивости режима генерации двух мод разных поляризаций с другим продольным индексом ($k+i$). Легко видеть, что бистабильными являются и трехмодовые режимы. При наложении областей устойчивости режимов с различным количеством генерируемых мод (чаще всего двухмодовых и четырехмодовых) наблюдается мультистабильность. Наибольшая область поляризационной бистабильности наблюдается, когда максимальна эффективность генерации суммарной частоты модами разных поляризаций ($y=0$), а генерация суммарной частоты модами одной поляризации отсутствует (при этом отсутствует и генерация удвоенной частоты от каждой отдельной моды). В этой области могут быть устойчивы двухмодовые режимы с совпадающими поляризациями генерирующих мод.

Установлено, что наименее устойчивым является трехмодовый режим генерации.

При увеличении эффективности преобразования во вторую гармонику устойчивые стационарные многомодовые режимы генерации переходят в нестационарные. При этом стационарные двухмодовые режимы генерации переходят в режим периодических переключений генерирующих мод, а стационарные четырехмодовые режимы переходят в режим пульсаций интенсивности излучения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Kane T. J., Byer R. L.//Opt. Lett. 1985. **10**. P. 65. [2] Kane T. J., Nilson A. C., Byer R. L.//Opt. Lett. 1987. **12**. P. 175. [3] Trutna W. R., Donald D. K., Jr., Nazarathy M.//Opt. Lett. 1987. **12**. P. 248. [4] Гарбузов Д. З., Дедыш В. В., Кочергин А. В. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. **54**. С. 2397. [5] Барышев С. А., Белозеров С. А., Билак В. И. и др.//Квант. электроника. 1987. **14**. С. 1748. [6] Baer T.//J. Opt. Soc. Am. 1986. **B3**, N 9. P. 1175. [7] Oka M., Kubota S.//Opt. Lett. 1988. **13**. P. 805. [8] Forrest G. T.//Laser Focus. 1987. N 11. P. 62. [9] James G. E., Harrell E. M. II//Phys. Rev. 1990. **A41**, N 5. P. 2778. [10] Викторов Е. А., Витрищак И. Б., Новиков Г. Е. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. **54**. С. 2388. [11] Наний О. Е., Селунский А. Б.//Матер. Всесоюз. конф. «Физика и применение твердотельных лазеров». 1990. С. 24. [12] Доценко А. В., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В. и др.// ДАН СССР. 1980. **255**, № 2. С. 399. [13] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Наний О. Е.//Тез. докл. XIV Междунар. конф. по когерент. и нелин. оптике. Л., 1991. Ч. 2. С. 63.

Поступила в редакцию
18.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222

НАБЛЮДЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭВОЛЮЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОТСУТСТВИЕ ДИФРАКЦИИ

А. Н. Дубровский, О. А. Сапожников
(кафедра акустики)

Приводятся результаты экспериментов, в которых нелинейная эволюция акустических импульсов наблюдалась в специально выбранных условиях, практически исключающих влияние дифракции. Для генерации акустических импульсов был использован оптоакустический способ, который позволяет получать короткие мощные им-