

Следует отметить, что при регистрации столь сложной пространственной структуры особое значение приобретает качество фотоматериала.

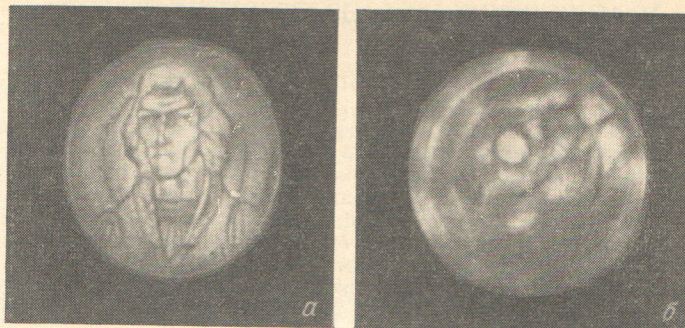


Рис. 2. Реконструкции, формируемые голограммами сфокусированного изображения, полученными в многомодовом излучении, при освещении белым светом.

а — случай диффузно рассеянной опорной волны, б — случай сферической волны.

Описанная особенность голограмм сфокусированных изображений может оказаться весьма полезной при голографировании с помощью импульсных твердотельных лазеров, для которых обеспечение стабильного одномодового режима является довольно сложной задачей.

Авторы благодарят Г. И. Рукмана и А. И. Рябова за обсуждение.

#### Литература

- [1] M. Lurie. J. Opt. Soc. Am., 58, 614, 1968.
- [2] Д. И. Стаселько, Ю. Н. Денисюк. Опт. и спектр., 28, 323, 1970.
- [3] L. Rosen. Proc. IEEE, 55, 79, 1967.
- [4] И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, И. П. Налимов. Опт. и спектр., 26, 1019, 1969.
- [5] L. Rosen. Appl. Phys. Lett., 9, 337, 1966.
- [6] И. С. Клименко, Е. Г. Матинян. Опт. и спектр., 29, 1132, 1970.

Поступило в Редакцию 19 октября 1970 г.

УДК 621.373 : 535

## К ТЕОРИИ синхронизации пичков лазера периодическим воздействием

Г. Н. Винокуров

Форма пичков одномодовых твердотельных лазеров и влияние периодической модуляции добротности на кинетику генерации рассматривались в большом числе работ [1-4]. Однако простых выражений, описывающих вид пичков в достаточно широком интервале амплитуд, не было получено. В настоящем сообщении для описания пичков построены довольно быстро сходящиеся ряды. С их помощью исследовано возбуждение пичков на частотах гармоник и субгармоник периодической модуляции добротности, рассматриваемой как возмущение.

Одномодовый генератор может быть описан уравнениями [1]

$$dn/dt_1 = \alpha - n(1 + x^2), \quad dx/dt_1 = Gx(n - 1 - \delta)/2, \quad (1)$$

где введены следующие безразмерные величины:  $t_1 = t/T_1$ ,  $G = 2\omega T_1/Q$ ,  $n = T_2 d_{12}^2 Q \times (N_2 - N_1)/2\hbar$  — отношение разности населенностей к пороговому значению,  $\alpha$  — отношение величины накачки к ее пороговому значению,  $x = Ed_{12} \sqrt{T_1 T_2}/\hbar$  — безразмерная амплитуда поля,  $T_1$  и  $T_2$  — времена релаксации рабочего перехода,  $\omega$  — его частота,  $d_{12}$  — матричный элемент дипольного момента,  $\delta$  — относительное отклонение потерь от средней величины,  $Q$  — средняя добротность резонатора,  $t$  — время.

Замена переменных

$$x = \sqrt{\alpha - 1} (1 + \xi/2), \quad n = 1 - (\alpha - 1) \eta/\Omega_0, \quad t_1 = \tau/\Omega_0, \quad (2)$$

где  $\Omega_0 = \sqrt{G(\alpha - 1)}$ , переводит (1) в уравнение для отклонений амплитуды поля в инверсии от их стационарных значений при  $\delta = 0$

$$\left. \begin{aligned} d\xi/d\tau &= -\eta(1 + \xi/2) - \delta(\tau)(1 + \xi/2)/\gamma, \\ d\eta/d\tau &= \xi(1 + \xi/4)(1 - \gamma\eta) - \alpha\eta/\Omega_0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где  $\gamma = (\alpha - 1)/\Omega_0$ .

Поскольку для твердотельных лазеров значение  $\Omega_0 \gg 1$  ( $G \simeq 10^5$ ,  $\alpha \gg 2$ ), будем полагать  $\delta(\tau)$  достаточно малым, чтобы считать систему (3) близкой к

$$d\xi_0/d\tau = -\eta_0(1 + \xi_0/2), \quad d\eta_0/d\tau = \xi_0(1 + \xi_0/4). \quad (4)$$

Система (4) имеет первый интеграл

$$H(\xi_0, \eta_0) = \eta_0^2/2 + \xi_0 + \xi_0^2/4 - 2 \ln(1 + \xi_0/2) = \text{const} \quad (5)$$

и, как нетрудно убедиться [5], относится к классу систем Ляпунова. Решение ее можно искать в виде рядов

$$\left. \begin{aligned} \xi_0 &= \rho \cos(\theta + \varphi) + \rho^2 \xi^{(2)}(\theta + \varphi) + \rho^3 \xi^{(3)}(\theta + \varphi) + \dots, \\ \eta_0 &= \rho \sin(\theta + \varphi) + \rho^2 \eta^{(2)}(\theta + \varphi) + \rho^3 \eta^{(3)}(\theta + \varphi) + \dots, \\ \tau &= \theta(1 + h_2 \rho^2 + h_3 \rho^3 + \dots), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где  $\xi^{(k)}(0) = \eta^{(k)}(0) = 0$  для  $k = 2, 3, \dots$ , а  $\rho$  и  $\varphi$  — параметры, определяемые начальными условиями.

Подстановка (6) в (5) и приравнение членов с одинаковыми степенями  $\rho$  позволяют последовательно определять все функции  $\xi_0^{(k)}$ ,  $\eta_0^{(k)}$  и постоянные  $h_k$ . Приведем вид решения с точностью до четвертого приближения

$$\begin{aligned} \xi_0 &= \frac{1}{2} A_0 + \sum_{k=1} A_k \cos k(\theta + \varphi), \quad \eta_0 = \sum_{k=1} B_k \sin k(\theta + \varphi), \\ A_1 &= \rho \left(1 - \frac{\rho}{12} - \frac{\rho^2}{36} + \frac{\rho^3}{270}\right), \quad B_1 = \rho \left(1 - \frac{\rho}{12} + \frac{\rho^2}{288} - \frac{71}{17280} \rho^3\right), \\ A_2 &= \frac{5}{24} \rho^2 \left(1 - \frac{\rho}{6} + \frac{\rho^2}{120}\right), \quad B_2 = \frac{\rho^2}{6} \left(1 - \frac{\rho}{6} + \frac{\rho^2}{48}\right), \\ A_3 &= \frac{\rho^3}{24} \left(1 - \frac{\rho}{4}\right), \quad B_3 = \frac{\rho^3}{24} \left(1 - \frac{\rho}{4}\right), \\ A_4 &= \frac{569}{69120} \rho^4, \quad B_4 = \frac{13}{2160} \rho^4, \\ A_0 &= -\frac{\rho^2}{4} \left(1 - \frac{\rho}{6} + \frac{5}{192} \rho^2\right), \quad h_2 = \frac{1}{24}, \quad h_3 = -\frac{1}{144}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из (6) и (2) нетрудно заметить, что параметр  $\rho/2$  есть относительное превышение амплитуды поля в максимуме пичка над стационарным значением амплитуды в отсутствие релаксационных колебаний. Формулы (7) при  $\rho = 1$  дают решения (4) с точностью до долей процента, описывая пички с глубиной модуляции по интенсивности

$$m_\rho = [1 + \xi_0(0)/2]^2 / [1 + \xi_0(\pi)/2]^2 \simeq 6.8. \quad (8)$$

Определим теперь, какие возмущения  $\delta(\tau)$  будут приводить к установлению периодического решения системы (3), близкого к решению (7) с фиксированным  $\rho$ . Пусть  $\delta(\tau)$  имеет вид

$$\delta(\tau) = \Delta \sum_{l=1}^{\infty} \delta_l \cos(l\Omega\tau + \psi_l). \quad (9)$$

Период порождающего решения связан с основной частотой возмущения соотношением

$$T_\rho = 2\pi(1 + h_2 \rho^2 + \dots) = \frac{q}{p} \frac{2\pi}{\Omega}, \quad (10)$$

где  $p$  и  $q$  — целые.

Вопрос о том, будет ли при наличии возмущения  $\delta(\tau)$  существовать решение (3), близкое к (7), определяется наличием корней уравнения (11) относительно параметра  $\varphi$  [5]

$$P(\varphi) = - \int_0^{2\pi q/\Omega} \left\{ \frac{\delta}{\gamma} (1 + \xi_0/2) \frac{\partial H}{\partial \xi_0} + [\gamma \xi_0 (1 + \xi_0/4) + \alpha/\Omega_0] \gamma_0 \frac{\partial H}{\partial \gamma_0} \right\} d\tau = 0. \quad (11)$$

Подставляя в (11) значения частных производных  $H$  из (5) и проводя интегрирование с учетом (4) и (10), получим

$$P(\varphi) = - \pi \Delta \gamma^{-1} \sum_{l=1}^{\infty} B_l l p \delta_{l p/q} \cos(l\varphi - \psi_{l p/q}) - \alpha q \Omega_0^{-1} \Omega^{-1} \sum_{l=1}^{\infty} B_l^2 = 0. \quad (12)$$

Из вида уравнения (12) сразу можно сделать вывод о существовании критической величины возмущения  $\Delta_{кр}$  [2]. Рассматриваемые решения (3) будут существовать только при  $\Delta > \Delta_{кр}$ , а устойчивыми будут те из них, для которых [5]

$$\left. \frac{dP}{d\varphi} \right|_{\varphi=\varphi_i} < 0, \quad (13)$$

где  $i$  — номер решения.

Рассмотрим монохроматичные возмущения  $\delta = \delta_1 \cos \Omega \tau$ . В этом случае в уравнении (12) от суммы остается единственный член, и оно примет вид

$$\delta_1 \gamma^{-1} B_k \cos k\varphi = a k^{-1} (1 + h_2 \rho^2 + \dots) \sum_{l=1}^{\infty} B_l^2 = 0, \quad (14)$$

где  $k = q/p$ . Так как  $k$  должно быть целым, то из (10) следует, что решения системы (3), близкие к порождающим, существуют в случае монохроматической модуляции добротности лишь тогда, когда ее период равен или в  $k$  раз меньше периода порождающего решения.

Подставив в (14) значения  $B_l$  и  $h_l$  из (7), нетрудно найти выражение для критической величины возмущения

$$-\delta_{1кр} = \alpha G^{-1} k^{-1} B_k^{-1} \rho^2 \left( 1 - \rho/6 + \frac{1}{12} \rho^2 - \frac{23}{720} \rho^3 + \dots \right). \quad (15)$$

Согласно (7), низшая степень  $\rho$  в выражении для  $B_l$  равна  $l$ , что приводит к весьма интересным выводам. При  $k=1$  величина критического возмущения нарастает от нуля пропорционально  $\rho$ . При  $k > 2$ , напротив, величина критического возмущения для малых  $\rho$  ведет себя как  $\rho^{k+2}$ . Последнее означает, что высокочастотная модуляция добротности может поддерживать на частотах своих субгармоник только достаточно высокие пички.

Полученный вывод с учетом того, что длительность пичков убывает с их высотой, можно интерпретировать следующим образом. При невысоких (а следовательно, гладких) пичках колебания добротности усредняются по пичку и не обеспечивают необходимого для поддержания пичков «подталкивания». При высоких (острых) пичках такого усреднения не происходит. По-видимому, можно даже говорить о жестком характере возбуждения пичков в случае высокочастотной модуляции добротности, т. е. возможен такой эффект: малая по амплитуде высокочастотная модуляция поддерживает уже существующие высокие пички, но не может их возбудить, если она действует на одномодовый лазер в режиме непрерывной генерации. Следует отметить, что с увеличением частоты модуляции наряду с уменьшением критической величины амплитуды модуляции добротности, необходимой для поддержания острых пичков, появляется большая чувствительность режима синхронизованных пичков к нестабильностям параметров лазера и модуляции, которые могут нарушать необходимые для «подталкивания» временные соотношения и приводить к нерегулярности или же к исчезновению пичков.

Рассуждения, полностью подобные вышеизложенным, можно провести, если в исходных уравнениях (1) вместо амплитуды использовать, как обычно, интенсивность. Наш выбор связан с тем, что он допускает более удобное обобщение на случай многих мод и дает несколько большую точность при построении порождающих решений.

В заключение хочу поблагодарить А. А. Мака, Н. Н. Розанова и Я. И. Ханина за полезные обсуждения.

#### Литература

- [1] А. В. Гапонов, В. И. Беспалов. Изв. вузов радиофизика 8, 70, 1965.  
 [2] В. Н. Морозов, А. Н. Ораевский. Изв. вузов, радиофизика, 9, 710, 1966.

- [3] А. М. Ратнер. Спектральные, пространственные и временные характеристики лазера. Изд. «Наукова Думка», Киев, 1968.  
 [4] В. Н. Цикун. ЖЭТФ, 58, 1646, 1970.  
 [5] И. Г. Малкин. Некоторые задачи теории нелинейных колебаний. Гостехиздат, М., 1956.

Поступило в Редакцию 9 декабря 1970 г.

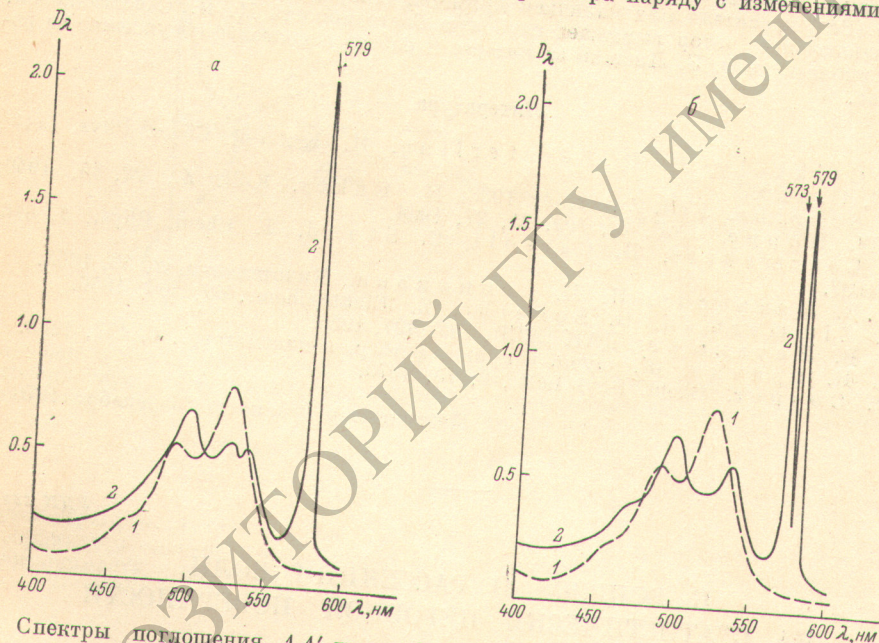
УДК 535.34+539.194

## К ВОПРОСУ О ВЫСОКОАГРЕГИРОВАННОЙ J-ФОРМЕ ПСЕВДОИЗОЦИАНИНА В РАСТВОРЕ

Т. А. Шалвердов

В последнее время вновь возрос интерес [1] к изучению сильноагрегированных J-форм цианиновых красителей, в частности псевдоизоцианинов, детально исследованных Шайбе с сотрудниками [2].

Интенсивно поглощающая полимерная J-форма этих красителей образуется чаще всего в концентрированных ( $c > 10^{-2}$  М) водных растворах при комнатной температуре. Мы использовали другую методику получения таких агрегатов, что позволило выявить ряд их новых особенностей. 1,1'-Диэтил-2,2'-хиноцианиниодид растворялся в смеси этилового спирта и воды (1 : 1.2) и замораживался до 77° К. При концентрации  $> 10^{-3}$  М в спектре поглощения такого раствора наряду с изменениями исход-



Спектры поглощения 1,1'-диэтил-2,2'-хиноцианиниодида ( $c = 2 \cdot 10^{-3}$  М) в воде + этиловый спирт (1.2 : 1).

а — без электролита: 1 — 293, 2 — 77° К; б — при добавлении  $GdCl_3$  ( $c \sim 9 \cdot 10^{-2}$  М): 1 — 293, 2 — 77° К. Толщина слоя — 0.015 мм.

ного поглощения наблюдается интенсивная узкая J-полоса с  $\lambda_{max} = 579$  нм (см. рисунок, а). Незначительное повышение относительного содержания этилового спирта приводит к ее исчезновению, повышение содержания воды — к ухудшению оптических характеристик (прозрачности) образца.

Как известно, введение некоторых электролитов в растворы цианиновых красителей повышает их способность к обратной полимеризации [3, 4]. Нами было исследовано действие ряда электролитов в наших условиях. Как оказалось, даже незначительное количество ( $\sim 10^{-2}$  М) некоторых солей достаточно для изменения спектра поглощения псевдоизоцианина при 77° К. Так, например, прибавление  $GdCl_3$  приводит к возникновению еще одной J-полосы ( $\lambda_{max} = 573$  нм), сдвинутой относительно исходной на 6 нм (см. рисунок, б); спектр поглощения при 293° К при этом остается без изменения. Увеличение концентрации примеси в пределах  $[Cl^-] = (1 \div 5) \cdot 10^{-1}$  М приводит