

**ПОДАВЛЕНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ
В ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ
С НЕЛИНЕЙНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ**

*С.А.Азманов, М.А.Большов, К.Н.Драбосич,
А.П.Сухоруков*

1. В настоящей работе сообщаются результаты теоретического и экспериментального исследования особенностей ВКР интенсивных и пикосекундных и наносекундных световых импульсов в самофокусирующих жидкостях. Аномальные уширения спектров импульсов, обусловленные нелинейностью показателя преломления, сопровождаются существенным уменьшением интенсивности ВКР, а во многих случаях и полным его подавлением. Установлено, что этот эффект обусловлен одновременным влиянием быстрой фазовой модуляции накачки, возникающей за счет нелинейности среды, и дисперсии среды. Соответствующее обобщение нестационарной теории ВКР позволяет получить количественные соотношения для этого не исследованного до сих пор режима.

Уменьшение интенсивности ВКР в жидкостях в самофокусирующихся пучках наблюдалось в [1 – 3], однако причина этого эффекта установлена не была. В теоретических работах [4, 5] отмечалось, что причиной этого может быть одновременное влияние дисперсии среды и фазовой модуляции накачки, однако конкретных результатов на этот счет в указанных работах не приведено.

2. Эксперименты по ВКР в самофокусирующихся средах были выполнены нами со второй гармоникой неодимового лазера, работающего в одномодовом режиме (длительность импульса $\tau_H \sim 10^{-8}$ сек) и режиме синхронизации мод ($\tau_H \sim 2 \cdot 10^{-12}$ сек).

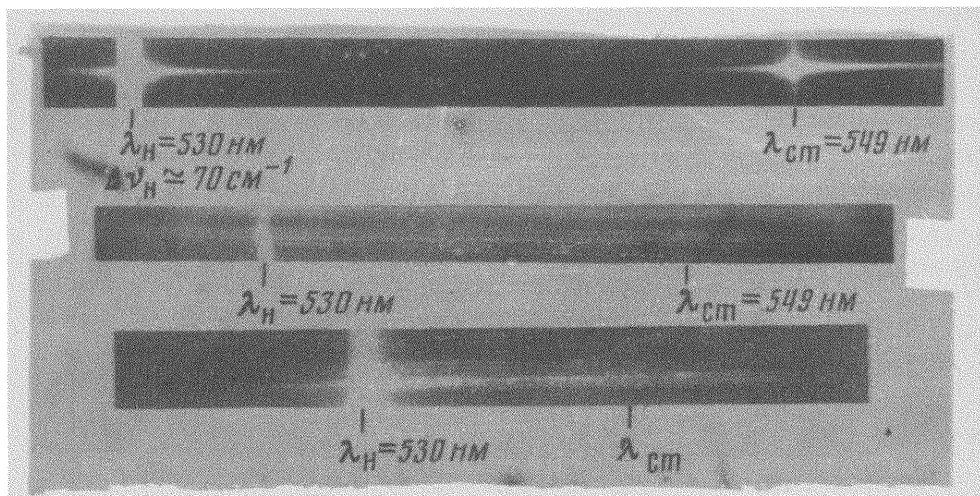


Рис. 1. Спектрограммы лазерных импульсов, прошедших через кювету с CS_2 ; $l = 10$ см, $\lambda_H = 530$ нм: а — спектр наносекундного импульса. Уширение достигает 70 $см^{-1}$. Видна также уширенная полоса первой стоксовой компоненты; б — спектр наносекундного импульса. Уширение ~ 1000 $см^{-1}$. Стоксова компонента ВКР подавлена; в — спектр пикосекундного импульса. Уширение превышает 1000 $см^{-1}$. Стоксова компонента подавлена

В сероуглероде в коллимированном пучке наблюдались аномальные уширения спектра, достигающие 1000 $см^{-1}$ в наносекундных импульсах и более 1000 $см^{-1}$ в пикосекундных импульсах (см. рис. 1). При длине кюветы $l = 10$ см уширение более 500 $см^{-1}$ приводит к практически полному подавлению первой стоксовой компоненты ВКР. Для выявления причины уширения были измерены корреляционные функции интенсивности (треки двухфотонной люминесценции — ДФЛ) излучения, прошедшего через среду. Оказалось что форма огибающей остается практически неизменной. Для лазера, работающего в режиме синхронизации мод, в частности, ширина пятна ДФЛ одинакова для излучения лазера и излучения, прошедшего через среду. Сказанное означает, что уширение спектра пикосекундных импульсов в наших опытах было однозначно связано с фазовой автомодуляцией импульса в нелинейной среде; в отношении наносекундных импульсов такие представления являются общепринятыми.

3. В условиях, когда существенны одновременно конечное время поперечной релаксации T_2 и дисперсия среды, уравнения, описывающие ВКР в заданном

поле накачки $A_H = A_H \left(t - \frac{z}{c} \right)$, имеют вид:

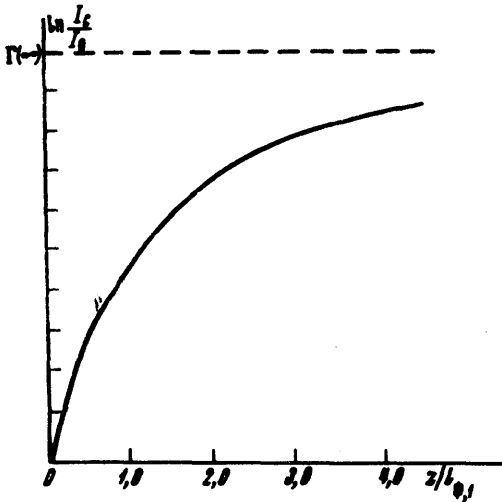
$$\frac{\partial A_C}{\partial z} = -i \gamma_C A_H (\eta - \nu z) \sigma; \quad \frac{\partial \sigma}{\partial \eta} + T_2^{-1} \sigma = i \gamma_C A_H^* (\eta - \nu z) A_C + N(\eta, z). \quad (1)$$

Здесь A_c — комплексная амплитуда первой стоксовой компоненты, σ — недиагональный элемент матрицы плотности $\eta = t - \frac{z}{u_c}$, $\nu = \frac{1}{u_H} - \frac{1}{u_c}$, где

u_H, u_c — групповые скорости накачки и стока, N — случайная сила, описывающая спонтанные переходы в среде.

Поскольку учет формы амплитудной модуляции накачки для дальнейшего не существенен (подавление ВКР имеет место, когда ширина спектра накачки $\Delta\omega_H \gg \tau_H^{-1}$) будем считать накачку прямоугольным импульсом длительностью τ_H с фазой, зависящей от времени, $A_H = A_0 \exp i \phi \left(t - \frac{z}{u_H} \right)$, при этом эффективная

ширина спектра ФМ накачки $\Delta\omega_3 = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right)^{1/2}$.



Фиг. 2. Усиление стоксовой компоненты ВКР в поле ФМ накачки в диспергирующей среде ($\nu \neq 0$); при $z > l_{\phi,1}$ интенсивность стока практически не зависит от z (насыщение)

В условиях пренебрежимо малой дисперсии среды ($\nu = 0$) ФМ накачки практически не влияет на усиление [4 - 6], и в зависимости от длительности импульса наблюдаются два режима ВКР ($|A_0|^2 \sim \exp \Gamma$): для $\tau_H \gg T_2$ имеем $\Gamma_0 = gA_0^2 z$,

а для $\tau_H < T_2 - \Gamma \approx 2\sqrt{2gA_0^2 z} \frac{\tau_H}{T_2}$

4. При ВКР излучения ФМ накачки в диспергирующих средах ($\nu \neq 0$) возникают поправки к коэффициенту усиления. Рассмотрим прежде всего случай относительно длинных импульсов ($\tau_H > T_2$; $\Delta\omega_H \gg \tau_H^{-1}$). Тогда для коэффициента нарастания стока имеем:

$$\Gamma_1 = gA_0^2 l_{\phi,1} \arctg \frac{z}{l_{\phi,1}}; \quad l_{\phi,1} = \frac{2}{|\nu| T_2 \tau_H \Delta\omega_3^4} \quad (2)$$

Из (2) следует, что при $z \ll \ell_{\phi, 1}$ фактор нарастания определяется статической формулой $\Gamma_0 = gA_0^2 z$. На больших длинах $z \gg \ell_{\phi, 1}$ экспоненциальный рост интенсивности стока прекращается (рис. 2):

$$\Gamma(\infty) = \frac{\pi}{2} gA_0^2 \ell_{\phi, 1} \quad (3)$$

(слабый рост порядка $|A_c|^2 \sim z$ при этом, разумеется, сохраняется).

Таким образом, для оценки влияния ФМ накачки на усиление в реальных ситуациях следует определить длину $\ell_{\phi, 1}$. В CS_2 (параметры см. [7]) $\ell_{\phi, 1} \lesssim 10$ см, если $\Delta\nu_H \gtrsim 1$ см⁻¹.

Б. Для импульсов коротких по сравнению с T_2 имеют место те же закономерности. Предельное значение фактора нарастания $\Gamma(\infty)$ определяется прежней формулой (3). Однако в отличие от длинных импульсов в этом случае длина,

на которой проявляется ФМ ($\Gamma \approx 2\sqrt{2gA_0^2 z \left(\frac{\tau_H}{T_2}\right)}$) переходит в (3)

$$\ell_{\phi, 2} = \frac{2gA_0^2}{\nu^2 T_2 \tau_H \Delta\omega^2} \quad (4)$$

зависит от интенсивности и длительности импульса.

В. Формулами (2) – (4) можно пользоваться для оценок в том случае, когда ФМ накачки в нелинейной среде остается неизменной. В эксперименте такая ситуация осуществляется, когда наблюдают ВКР от не слишком интенсивных пикосекундных импульсов. Неизменно присутствующая в пикосекундных импульсах ФМ снижает согласно приведенным результатам усиление; с этим обстоятельством, на наш взгляд, связаны сильная неравномерность интенсивности ВКР вдоль пуга пикосекундных импульсов, наблюдавшаяся рядом авторов (см. [7]), трудность получения ВКР в поле пикосекундных импульсов на $\lambda = 1,06$ мк в ряде сред и т. п.

7. Если индекс фазовой модуляции волны изменяется в среде (как это имеет место в самофокусирующей среде с показателем преломления $n = n_0 + n_2 |E|^2$;

$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 2kn_2 \frac{\partial^2 |A_H|^2}{\partial t^2} z$), количественные результаты изменяются. Характер-

ная длина насыщения усиления в этом случае, выраженная через наблюдаемую на опыте ширину спектра $\Delta\omega_\ell$ на выходе образца длиной ℓ ,

$$\ell_{\phi, 3} \approx \frac{2}{\Delta\omega_\ell} \sqrt{\frac{\ell}{|\nu| T_2}} \quad (5)$$

Для CS_2 при $\Delta\nu \approx 50 \text{ см}^{-1}$, $l_{q,3} \approx 0,3 \text{ см}$, при $\Delta\nu \approx 1000 \text{ см}^{-1}$ $l_{q,3} \approx 0,015 \text{ см}$, что означает практически полное подавление ВКР в реальном эксперименте ($\Gamma(\infty) \approx g A_0^2 l_{q,3}$, ср. с (?)).

Авторы благодарны А.К.Щедновой за полезное обсуждение.

Физический факультет
Московского государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
5 ноября 1970 г.

Литература

- [1] R.G.Brewer, J.R.Lifsitz, E.Garnire, R.Y.Chiao, G.H.Townes. *Phys. Rev.*, 166, 326, 1968.
 - [2] F. Shimizu. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1097, 1967.
 - [3] М.А.Большов, Г.В.Бенкин, С.А.Жилкин, И.И.Нурминский. *ЖЭТФ*, 58, 3, 1970.
 - [4] С.А.Ахманов, К.Н.Драбович, А.П.Сухоруков, А.С.Чиркин. *ЖЭТФ*, 59, 485, 1970.
 - [5] R.L.Carman, F.Shimizu, G.S.Wang, N.Bloembergen. *Technical Report №603*, Harvarde University, 1970.
 - [6] Ю.Е.Дьяков. *Письма в ЖЭТФ*, 9, 487, 1969.
 - [7] M.J.Colles. *Cpt. Commun.*, 1, 169, 1969.
-