

## ПОРОГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВКР В МЕТАНЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ В РЕЗОНАТОРЕ

Ф. А. Королев, В. И. Одинцов, В. Н. Роговой и Е. Ю. Соколова

Исследовано возбуждение первой стоксовой компоненты ВКР в  $\text{CH}_4$  при наличии резонатора. Определена пороговая интенсивность возбуждающего излучения. Изучены временные характеристики ВКР. Проведен теоретический расчет мощности и длительности импульсов ВКР. Полученные результаты использованы для определения коэффициента усиления первой стоксовой компоненты.

За последнее время значительно возросло количество работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в оптических резонаторах [1-8]. Применение резонатора позволяет значительно снизить порог возбуждения и существенно улучшить временную и пространственную когерентность излучения ВКР. Используя селективные зеркала или дисперсионный резонатор [9-11], можно ограничить возбуждение высших стоксовых компонент, осуществить избирательное возбуждение компонент ВКР, соответствующих различным молекулярным колебаниям вещества, а также произвести разделение процессов ВКР и вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ).

Весьма перспективным является применение резонаторов для ВКР в газах, поскольку малая плотность и отсутствие самофокусировки обуславливают относительно высокий порог ВКР в большинстве газов. К тому же при увеличении интенсивности возбуждающего излучения и давления газа приходится считаться с возможностью пробоя, приводящего к значительному поглощению излучения. С другой стороны, высокая однородность газовой среды и значительно меньше, чем в жидкости, возмущение ее интенсивным лазерным излучением благоприятствуют применению резонаторов для ВКР в газах.

ВКР в  $\text{CH}_4$  исследовалось без применения резонатора в работах [12-16]. В настоящей работе изучено ВКР в  $\text{CH}_4$  при возбуждении в резонаторе со сферическими зеркалами. Количественные измерения проводились вблизи экспериментального порога обнаружения ВКР, что соответствовало области слабого рассеяния. Наряду с многомодовым способом возбуждения, было осуществлено возбуждение ВКР одной поперечной модой лазерного излучения. Прежде чем переходить к описанию эксперимента, приведем теоретические расчеты, которые в дальнейшем будут сопоставлены с экспериментальными данными и использованы при определении коэффициента усиления стоксового излучения.

### Расчет мощности и длительности импульсов ВКР при слабом рассеянии в резонаторе

Ниже рассматривается нестационарный процесс ВКР в резонаторе с продольной накачкой. Считается, что за время действия возбуждающего импульса мощность излучения ВКР не возрастает настолько, чтобы вызвать заметное истощение лазерной интенсивности (слабое рассеяние).

Не предполагается высокой добротности резонатора, так что расчет остается справедливым при любых коэффициентах отражения зеркал. Расчет проводится на основе уравнений переноса с использованием стационарного коэффициента усиления стоксова излучения, определяемого мгновенной лазерной интенсивностью. Последнее, видимо, оправдано ввиду малой интенсивности возбуждающего излучения в резонаторе и вследствие значительной ширины линии спонтанного рассеяния [17]. Рассматриваемое в [7] уменьшение эффективного коэффициента усиления в условиях нашего эксперимента пренебрежимо мало.

На рис. 1 схематически представлены резонатор и кювета с рассеивающим веществом. Здесь  $L$  — длина резонатора,  $l$  — длина рассеивающего вещества в кювете,  $R_1$  и  $R_2$  — коэффициенты отражения зеркал для излучения ВКР. Для простоты считаем, что кювета расположена симметрично, а зеркала имеют одинаковый радиус кривизны. При расчете будем пренебрегать потерями мощности 1-ой стоксовой компоненты, связанными с возбуждением высших стоксовых и антистоксовых компонент, поскольку при малой мощности 1-ой стоксовой компоненты интенсивного возбуждения других компонент не происходит. Также не будем вводить потери, вызванные отражением на окнах кюветы, считая, что они могут быть учтены соответствующим уменьшением эффективного коэффициента отражения зеркал резонатора. Это допустимо, например, при использовании клиновидных окон, когда интерференцией на них можно пренебречь. Предположим, что по крайней мере основная мода ВКР (показана сплошной линией на рис. 1) лежит целиком внутри лазерного пучка (показан штриховой линией) и что поперечное распределение лазерной интенсивности в пределах этой моды однородно.<sup>1</sup>

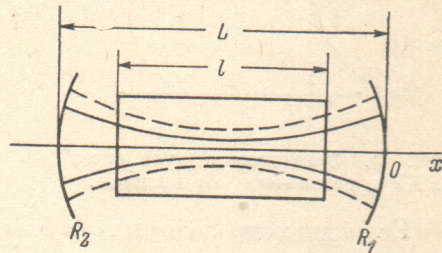


Рис. 1. Схема резонатора для возбуждения ВКР.

Изменение стоксовой мощности в резонаторе определяется уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP_v^+(x, t + \frac{x}{v})}{dx} &= bl \left( x, t + \frac{x}{v} \right) \left[ P_v^+(x, t + \frac{x}{v}) + A \right], \\ \frac{dP_v^-(x, t - \frac{x}{v})}{dx} &= bl \left( x, t - \frac{x}{v} \right) \left[ P_v^-(x, t - \frac{x}{v}) + A \right], \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\left. \begin{aligned} P_v^-(0, t) &= R_1 P_v^+(0, t), \\ P_v^+(-L, t) &= R_2 P_v^-(-L, t). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь  $P_v^+$ ,  $P_v^-$  — спектральные плотности мощности излучения 1-ой стоксовой компоненты (выраженные числом квантов), усредненные по спектральному интервалу между соседними продольными модами резонатора для потоков, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси  $x$ ,  $I$  — интенсивности возбуждающего излучения,  $b$  — коэффициент усиления в расчете на единичную интенсивность возбуждающего излучения,  $v$  — скорость распространения стоксова излучения в веществе,  $A = S\Delta\Omega/\lambda^2$ , где  $S$  — сечение пучка стоксова излучения в центре резонатора,  $\Delta\Omega$  — телесный угол генерации,  $\lambda$  — длина волны стоксова излучения (величина  $A$  имеет смысл числа поперечных мод с одной поляризацией, возбуждаемых в резонаторе).

<sup>1</sup> При неоднородном распределении необходимо учесть дифракционные потери стоксова излучения [18].

Интенсивность лазерного излучения может быть представлена в виде  $I(x, t) = I^+(x, t) + I^-(x, t)$ , причем  $I^-(0, t) = R_1' I^+(0, t)$ , где  $R_1'$  коэффициент отражения правого зеркала на длине волны лазера. Предполагается, что спектральная ширина возбуждающего излучения много меньше, чем ширина линии спонтанного рассеяния (СКР).

Нас будет интересовать мощность ВКР, выходящая из резонатора при  $x=0$

$$P_+(t) = P_+^+(0, t) T_1, \quad (3)$$

где  $T_1$  — коэффициент пропускания правого зеркала. Она может быть найдена путем суммирования мощности излучения, приходящего в точку  $x=0$  в момент времени  $t$  после различного числа проходов по резонатору.

Введем среднюю по длине кюветы интенсивность возбуждающего излучения на оси резонатора

$$\bar{I}^+(t) = \frac{1}{l} \int_{-\frac{l+L}{2}}^{-\frac{L-l}{2}} I^+(x, t + \frac{x}{v}) dx. \quad (4)$$

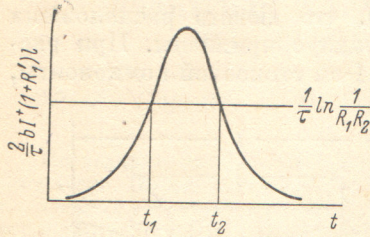


Рис. 2. Зависимость усиления ВКР в резонаторе от времени.

Если диаметр лазерного пучка в центре кюветы значительно меньше, чем на окнах, то для величины  $\bar{I}^+$  можно получить выражение

$$\bar{I}^+(t) = \eta \frac{\pi}{2} \sqrt{I^+\left(-\frac{L}{2}, t - \frac{\tau'}{4}\right) I^+\left(-\frac{L-l}{2}, t - \frac{\tau'}{4} + \frac{l}{2v'}\right)}. \quad (5)$$

Здесь  $\tau'$  — время кругового облета, а  $v'$  — скорость распространения лазерного излучения в рассеивающем веществе. Множитель  $\eta$  близок к единице и учитывает различие в поперечном распределении лазерной интенсивности в центре и на окнах кюветы. Например, если в центре кюветы распределение интенсивности гауссовское, а на окнах прямоугольное, то  $\eta = \sqrt{\pi}/2$ . Если оба распределения подобны, то  $\eta = 1$ .

Для характеристики временного роста стоксовой мощности в резонаторе введем величину

$$g(t) = \frac{1}{\tau} \left[ 2b\bar{I}^+(t)l(1+R_1') - \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right], \quad (6)$$

где  $\tau$  — время кругового облета для излучения 1-ой стоксовой компоненты. При обычной форме возбуждающего импульса  $g > 0$  при  $t_1 < t < t_2$  (см. рис. 2).

Пусть  $g(t)$  достаточно гладкая функция, так что

$$\left| \frac{d^2g}{dt^2} \right| \ll \frac{24}{\tau^2} \bar{g}, \quad (7)$$

где  $\bar{g}$  — среднее значение  $g$  в интервале  $(t_1, t_2)$ . Пусть, кроме того, скорость роста  $g$  вблизи пороговой точки  $t_1$  ограничена соотношением

$$k_1 = \left( \frac{dg}{dt} \right)_{t=t_1} \ll \frac{1}{\tau^2}, \quad (8)$$

которое должно выполняться вплоть до значений  $t$ , удовлетворяющих условию

$$|t - t_1| \geq \sqrt{\frac{2}{k_1}}. \quad (9)$$

Тогда спектральная плотность мощности стоксова излучения с высокой точностью может быть представлена в виде:

$$\frac{P_y(t)}{T_1 A} = (1 - R_2) l^{G_1} + (1 - R_1) R_2 l^{G_2} - 1 + \frac{1 - R_2}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t \exp \left[ \int_{t' - \tau}^t g(t'' + \alpha \tau) dt'' \right] dt' + \frac{1 - R_1}{R_1} \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t \exp \left[ \int_{t' - \frac{3}{2}\tau}^t g(t'' + \alpha \tau) dt'' \right] dt', \quad (10)$$

где

$$\left. \begin{aligned} G_1 &= b \bar{l}^+ \left( t - \frac{\tau}{4} + \alpha \tau \right) l (1 + R_1'), \\ G_2 &= 2b \bar{l}^+ \left( t - \frac{\tau}{2} + \alpha \tau \right) l (1 + R_1'), \\ \alpha &= \frac{1}{4} \frac{1 - R_1'}{1 + R_1'}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

В предельном случае  $R_1 = R_2 = 1$  имеем

$$\frac{P_y(t)}{T_1 A} = \exp \left[ \int_{-\infty}^t g(t' + \alpha \tau) dt' \right] - 1. \quad (12)$$

Если  $P_y(t)$  много больше, чем мощность, возникающая из спонтанного «шума» при одном круговом облете, то из (10) следует выражение

$$\frac{P_y(t)}{T_1 A} \cong \left( 1 + \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \right) \left( \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} - 1 \right) \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t \exp \left[ \int_{t'}^t g(t'' + \alpha \tau) dt'' \right] dt'. \quad (13)$$

Рассмотрим теперь случай, когда  $g(t)$  изменяется линейно вблизи пороговой точки  $t_1$  в достаточно широкой области, определенной (9). Тогда вместо (10) и (13) нетрудно получить

$$\begin{aligned} \frac{P_y(t)}{T_1 A} &= (1 - R_2) e^{G_1} + (1 - R_1) R_2 e^{G_2} - 1 + \\ &+ \left( 1 + \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \right) \left( \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} - 1 \right) \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{2\pi}{k_1}} \exp \left[ \int_{t_1}^{t + \alpha \tau} g(t') dt' \right] \cong \\ &\cong \left( 1 + \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \right) \left( \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} - 1 \right) \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{2\pi}{k_1}} \exp \left[ \int_{t_1}^t g(t') dt' \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

В окончательном выражении мы положили  $\alpha = 0$ , считая  $R_1' \sim 1$ . Мощность стоксова излучения

$$P(t) = \int P_y d\nu \simeq P_{y_0} \delta\nu, \quad (15)$$

где  $P_{y_0}$  — спектральная плотность на центральной частоте  $\nu_0$ ,  $\delta\nu$  — полуширина линии, для которой может быть получено выражение

$$\delta\nu = \Delta\nu \sqrt{\frac{\ln 2}{G(\nu_0)} \left( \frac{1 - \xi}{1 + \xi} \right)}. \quad (16)$$

Здесь  $\Delta\nu$  — полуширина линии СКР,  $G(\nu_0)$  — значение показателя экспоненциального усиления

$$G = \int_{t_1}^t g(t') dt' \quad (17)$$

на центральной частоте, а величина  $\xi$  характеризует отношение потерь к максимальному усилению на центральной частоте

$$\xi = \ln \frac{1}{R_1 R_2} / 2b \bar{l}_{\max} l (1 + R_1') \quad (18)$$

Чтобы мощность ВКР достигла экспериментального порога регистрации (в условиях настоящей работы  $\sim$  квт), необходимы значения  $G \sim 30$ . При таких  $G$  мощность ВКР очень быстро возрастает даже при относительно малом изменении  $G$ . В то же время ширина линии  $\delta\nu$  сравнительно медленно меняется с изменением  $G$ . Поэтому в регистрируемом стоксовом импульсе можно пренебречь изменением  $\delta\nu$  и считать, что  $P(t)$  изменяется пропорционально  $P_{\nu_0}(t)$ .

Из рис. 2 и формулы (14) для частоты  $\nu_0$  видно, что мощность ВКР достигает максимума при  $t = t_2$  и, следовательно, импульс ВКР запаздывает относительно возбуждающего импульса на время  $\sim \frac{t_2 - t_1}{2}$ .

Определим длительность импульса ВКР  $\tau_s$ . Предположим, что вблизи  $t_2$   $g$  изменяется линейно в области  $\sim \tau_s$ . В этом случае будет возникать симметричный импульс ВКР, длительность которого на половине высоты равна

$$\tau_s = 2 \sqrt{\frac{2 \ln 2}{k_2}} \quad (19)$$

где  $k_2 = |(dg/dt)_{t=t_2}|$ . При гауссовской форме лазерного импульса с длительностью на половине высоты  $\tau_L$

$$\tau_s = \tau_L \sqrt{\frac{2\tau}{(t_2 - t_1) \ln \frac{1}{R_1 R_2}}} \quad (20)$$

а при треугольной форме

$$\tau_s = 1.18 \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{G(t_2)}} \quad (21)$$

где  $G(t_2)$  дается (17) при  $t = t_2$ .

### Экспериментальная часть

ВКР в  $\text{CH}_4$  возбуждалось при давлении газа 12 атм. Более высокие давления не применялись, чтобы избежать интенсивного ВРМБ. Были изучены пороговые характеристики 1-ой стоксовой компоненты полносимметричного колебания  $2915 \text{ см}^{-1}$  (длина волны при возбуждении рубиновым лазером  $8708 \text{ \AA}$ ).

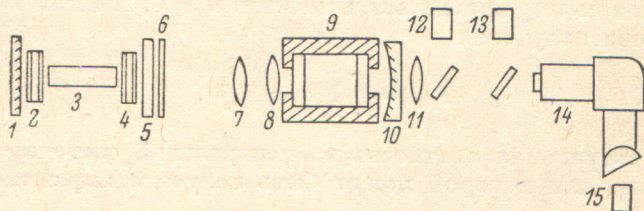


Рис. 3. Схема установки.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. Здесь 1 — плоское зеркало рубинового лазера ( $R=98\%$ ), 2, 4 — просветляющиеся фильтры, 3 — кристалл рубина  $l=120 \text{ мм}$ ,  $\varnothing 12 \text{ мм}$ , 5 — плоскопараллельная пластина, служившая выходным зеркалом при многомодовом режиме работы лазера, 6 — светофильтр СЗС-16, 7, 8 — линзы, фокусирующие возбуждающее излучение в центр кюветы 9 ( $l=20 \text{ см}$ ), 10 —

сферическое зеркало ( $R=87\%$  при  $8708 \text{ \AA}$  и  $96\%$  при  $6943 \text{ \AA}$ ), *11* — линза, фокусирующая излучение на щель спектрографа, *12* — термоэлемент для измерения энергии возбуждающего излучения, *13*, *15* — фотоэлементы ФЭК-09, регистрирующие возбуждающее и рассеянное излучение, *14* — спектрограф ИСП-51 с камерой  $f=270$  мм. Расстояние между зеркалами *1* и *10* равнялось  $1.5$  м. Стеклокные окна кюветы толщиной  $25$  мм имели клин  $30'$  и были наклонены к оптической оси установки на угол  $1^\circ$ .

Резонатор ВКР образовывался левой поверхностью линзы *8* ( $R=4\%$ ) и зеркалом *10*. Его длина составляла  $33$  см. Расстояние между центрами кривизны зеркал резонатора устанавливалось достаточно малым  $\Delta=$

$=0.8 \div 4$  мм. При  $\Delta=2$  мм радиус пятна основной моды в горловине пучка составлял  $0.059$  мм. Фильтр СЗС-16

( $T=10\%$  при  $8708 \text{ \AA}$  и  $50\%$  при  $6943 \text{ \AA}$ ) устанавливался для предотвращения возбуждения ВКР в «длинном» резонаторе

за счет отражения от зеркала *1* торцов рубинового стержня и пластинки *5*. В описанной установке при мощности лазера

несколько Мвт длительность импульса на половине высоты составляла  $23$  нсек., а спектральная ширина излучения

была не более  $0.01 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует возбуждению одной продольной моды в резонаторе, образованном зеркалом *1*

и пластинкой *5*. На рис. 4, *a* приведены фотографии пятен излучения лазера и ВКР в месте

фокусировки (в центре резонатора ВКР). Большие размеры пятна лазерного излучения указывают, что в такой установке

возбуждается большое количество поперечных мод рубинового лазера.

Для осуществления одномодового режима генерации стеклянная пластина *5* убиралась, так что генерация возникала в резонаторе, образованном зеркалами *1* и *10*. Вместо одного фильтра СЗС-16 ставились два фильтра СЗС-14 ( $T=72\%$  при  $6943 \text{ \AA}$  и  $23\%$  при  $8708 \text{ \AA}$ ) — один на прежнем месте, а второй у зеркала *1*. Это уменьшало добротность резонатора, образуемого зеркалом *1* и правым торцом рубинового стержня. Линза *7* устанавливалась таким образом, чтобы радиус пятна основной моды составлял в фокусе  $3.9 \cdot 10^{-2}$  мм, а на зеркале *1*  $1 \text{ мм}^2$ . В этих условиях при не очень высоких накачках рубинового стержня устойчиво возникал режим генерации на одной поперечной моде. Диаметр пятна в фокусе (рис. 4, *б*) совпадает с расчетным значением. Максимальная мощность излучения в резонаторе, которая могла быть получена в одномодовом режиме достигала  $0.5 \div 1$  Мвт. При увеличении накачки число возбуждавшихся поперечных мод возрастало и диаметр пятна увеличивался (рис. 4 *в*, *г*). Интенсивность в центре пятна росла при этом крайне медленно. Несмотря на то что диаметр возбуждающего пучка в фокусе был несколько меньше, чем диаметр основной моды ВКР, при одномодовом возбуждении всегда наблюдалось интенсивное ВКР с возбуждением

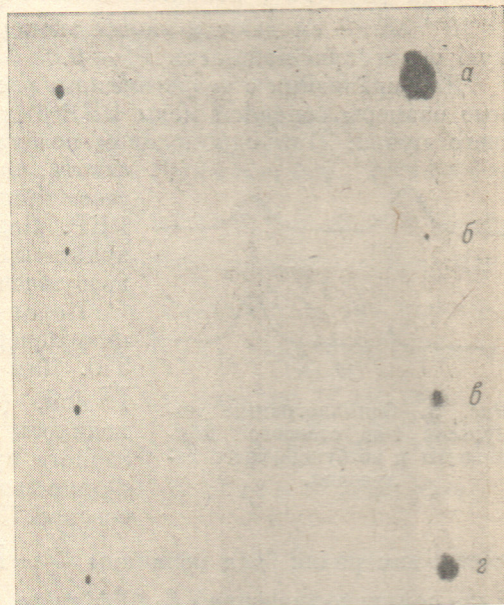


Рис. 4. Фотографии пятен 1-ой стоксовой компоненты (слева) и возбуждающего излучения (справа) в центре резонатора.

<sup>2</sup> Такое же расположение этой линзы использовалось и при работе в многомодовом режиме.

2 стоксовых и 3 антистоксовых компонент. Глубокие провалы на осциллограммах лазерных импульсов указывают на сильное истощение возбуждающего излучения.

Усиление на один проход при возбуждении ВКР основной модой определяется величиной

$$G_1 = \frac{4bP_L}{\lambda_L} \arctg \frac{L}{b_{\text{конф.}}} \approx \frac{2\pi bP_L}{\lambda_L} \quad (\text{при } b_{\text{конф.}} \ll L), \quad (22)$$

где  $P_L = P_L^+ + P_L^-$  мощность и  $\lambda_L$  — длина волны лазерного излучения,  $b_{\text{конф.}}$  — конфокальный параметр возбуждающего пучка. Численные оценки по этой формуле с использованием найденного ниже значения  $b = 5.5 \times 10^{-4}$  Мвт<sup>-1</sup> см дают в наших экспериментальных условиях очень низкую пороговую мощность  $P_L^+ \sim 0.05$  Мвт.

Для сравнения с теоретическим расчетом желательно, чтобы поперечные размеры основной моды ВКР были меньше, чем размеры возбуждающего пучка. При одномодовом возбуждении это было трудно осуществить, так как при уменьшении  $\Delta$  возрастает критичность к настройке резонатора ВКР. Поэтому все приводимые ниже результаты относятся к многомодовому режиму возбуждения.

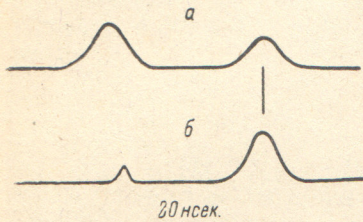


Рис. 5. Осциллограммы импульсов 1-ой стоксовой компоненты и возбуждающего излучения.

Порог ВКР регистрировался по появлению почернения на фотопластинке Инфра-840. Для определения порогового значения  $\bar{I}^+$  [см. (5)] фотографическим методом находилось распределение интенсивности лазерного пучка в центре и на окнах кюветы. Форма лазерного импульса принималась гауссовской. После усреднения по большому коли-

честву измерений для величины  $\frac{G_1}{b} = \bar{I}^+ l (1 + R_1')$  в максимуме импульса было получено значение  $7.8 \cdot 10^3$  Мвт/см. Оценка потерь на один проход в резонаторе ВКР дала значение  $\gamma = \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 R_2} = 2.0$ . Время пролета излучения в резонаторе  $\tau_1 = \tau/2 = 1.2$  нсек. Пиковая мощность импульса ВКР, соответствующая экспериментальному порогу регистрации, вычислялась по чувствительности фотопластинки и длительности импульса ВКР (см. ниже). Она оказалась равной  $P = 2.9$  квт. При оценке ширины линии ВКР по (16) было принято значение  $\Delta\nu = 0.6 \text{ см}^{-1}$  [19]. Используя окончательные значения для  $G_1$  и  $G(t_2)$ , имеем  $\xi = 0.47$  и  $\delta\nu = 6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Фотографии пятен ВКР в центре резонатора (см. рис. 4) указывают на возбуждение при пороге, как правило, только основной моды ВКР. На основании (14) при  $A=1$  было найдено, что при нашем экспериментальном пороге регистрации  $G(t_2) = 28$ . Это дает  $G_1 = 4.3$  (в максимуме лазерного импульса),  $t_2 - t_1 = 24$  нсек. и  $b = 5.5 \cdot 10^{-4}$  Мвт<sup>-1</sup> см. Полученный результат интересно сопоставить с оценкой величины  $b$ , которая может быть сделана исходя из имеющихся данных по СКР. Используя значение квадрата матричного элемента  $\langle 0 | \alpha | 1 \rangle^2 = 2.4 \cdot 10^{-50} \text{ см}^6$ , приводимое в [20], и ширину линии  $\Delta\nu = 0.6 \text{ см}^{-1}$ , можно получить значение  $b = 2.5 \cdot 10^{-4}$  Мвт<sup>-1</sup> см. Различие в значениях коэффициентов усиления, полученных по данным ВКР и СКР, может быть объяснено ошибками обоих методов и, прежде всего, вероятной неточностью в ширине линии СКР. Последняя может быть меньше принятого здесь значения  $0.6 \text{ см}^{-1}$ , что должно увеличить значение  $b$ , определенное по данным СКР.

В заключение обратимся к временным характеристикам 1-й стоксовой компоненты. На рис. 5, 6 приведены лазерный импульс (справа) и импульс ВКР при пороге возбуждения, которые были получены на одной развертке осциллографа И2-7 с использованием линии задержки. Привязка по времени осуществлялась по осциллограммам двух лазерных

импульсов, полученных при той же скорости развертки (рис. 5,а). Импульс ВКР при пороге возбуждения имел симметричную форму и запаздывал относительно лазерного импульса на время 10 нсек., которое хорошо согласуется с величиной  $\frac{t_2 - t_1}{2} = 12$  нсек. Длительность импульса на половине высоты составляла 5 нсек., что также хорошо совпадает с величиной 5.2 нсек., которая может быть получена из (20).

#### Литература

- [1] N. Bloembergen, G. Bret, P. Lallemand, A. Pine, P. Simova. IEEE J. Quant. Electron., QE-3, 197, 1967.
- [2] P. V. Avizonis, K. C. Jungling, A. H. Guenther, R. M. Heimlich, A. J. Glass. J. Appl. Phys., 39, 1752, 1968.
- [3] В. А. Алексеев, Н. И. Собельман. ЖЭТФ, 54, 1834, 1968.
- [4] P. V. Avizonis, R. M. Heimlich. J. Appl. Phys., 40, 3650, 1969.
- [5] В. Н. Луговой. ЖЭТФ, 54, 683, 1969.
- [6] В. Н. Луговой. Опт. и спектр., 27, 649, 1969; 27, 828, 1969.
- [7] F. J. McClung, D. H. Close. J. Appl. Phys., 40, 3978, 1969.
- [8] В. В. Бочаров, М. Г. Гангардт, А. З. Грасюк, И. Г. Зубарев, Е. А. Юков. ЖЭТФ, 57, 1585, 1969.
- [9] Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, Н. И. Костиц, В. А. Ходовой. ЖЭТФ, 49, 1435, 1965.
- [10] В. Л. Броуде, М. С. Соскин. Сб. «Квантовая электроника». Изд. «Наукова думка», Киев, 1966, стр. 123.
- [11] Ф. А. Королев, В. И. Одинцов, П. А. Ганделов. Опт. и спектр., 25, 444, 1968.
- [12] R. W. Minck, R. W. Terhune, W. G. Rado. Appl. Phys. Letters, 3, 181, 1963.
- [13] D. H. Rank, R. V. Wick, T. A. Wiggins. Appl. Opt., 5, 131, 1966.
- [14] R. W. Wick, T. A. Wiggins, D. H. Rank. Appl. Opt., 5, 473, 1966.
- [15] J. A. Duardo, L. J. Nugent, F. M. Johnson. J. Chem. Phys., 46, 3585, 1967.
- [16] R. W. Minck, E. E. Hagenlocker, W. G. Rado. J. Appl. Phys., 3, 2254, 1967.
- [17] C. S. Wang. Phys. Rev., 182, 482, 1969.
- [18] G. Boyd, W. Johnston, I. P. Kaminow. IEEE J. Quant. Electron. QE-5, 203, 1969.
- [19] П. А. Бажулин, Ю. А. Лазарев. Опт. и спектр., 8, 206, 1960.
- [20] E. J. Stansbury, M. F. Crawford, H. L. Welsh. Canad. J. Phys., 31, 954, 1953.

Поступило в Редакцию 8 июля 1970 г.