

А.Б. Игнатъев, В.В. Морозов

Влияние вынужденного комбинационного рассеяния света на распространение мощного лазерного пучка в атмосфере

НПО «Алмаз», г. Москва

Поступила в редакцию 26.01.2001 г.

Определены интенсивности лазерного излучения различных длин волн и ширин спектра генерации, при которых должно наблюдаться существенное влияние вынужденного комбинационного рассеяния при распространении излучения в условиях реальной атмосферы воздуха.

Введение

При распространении высокоинтенсивного лазерного излучения в атмосфере могут возникать эффекты вынужденного рассеяния, обусловленные раскачкой затравочных тепловых колебаний вследствие воздействия на них падающей и рассеянной волн [1]. Так раскачка внутримолекулярных колебаний приводит к вынужденному комбинационному рассеянию (ВКР). Первые теоретические оценки инкремента ВКР выполнены в работе [2]. За последние годы было выполнено много экспериментальных исследований по определению сечений спонтанного комбинационного рассеяния для различных молекул воздуха [3], его частотной зависимости [4], которые позволяют более полно оценить влияние ВКР на распространение мощного лазерного пучка в атмосфере для различных оптических сред.

1. Теория вынужденного комбинационного рассеяния света вперед

Число спонтанно рассеянных квантов на длине рассеивающего вещества dZ в телесный угол $d\Omega$ для одной поляризации выражается через сечение рассеяния σ_{sp} следующим образом [5]:

$$(dN_s)_{sp} = N_a N_l \frac{\partial \sigma_{sp}}{\partial \Omega} d\Omega dz, \quad (1)$$

N_a – число молекул в единице объема в состоянии с низшей энергией; N_l – число падающих лазерных квантов; N_s – число рассеянных квантов на частоте ω_s ,

$$N_{l,s} = \varepsilon E^2 / 2\pi\hbar\omega_{l,s}.$$

Следовательно, интенсивность спонтанно рассеянного света на единицу длины в телесном угле $d\Omega$ можно определить по формуле

$$J_{sp}(z) = N_a \frac{\partial \sigma_{sp}}{\partial \Omega} d\Omega J_1(0) \left(\frac{\omega_s}{\omega_l}\right) \left(\frac{n_l}{n_s}\right), \quad (2)$$

где $J_1(0)$ – интенсивность падающего излучения; ω_l , ω_s – частоты возбуждающего и стоксова излучения.

В (2) z относится к месту, где возникает спонтанное рассеяние. В линейной области (нет насыщения) уравнение для интенсивности стоксова ВКР вперед имеет вид

$$\frac{\partial J_s}{\partial z} = G_{КР} J_s(z) J_1(0) + N_a \frac{\partial \sigma_{sp}}{\partial \Omega} d\Omega J_1(0) \left(\frac{\omega_s}{\omega_l}\right) \left(\frac{n_l}{n_s}\right). \quad (3)$$

Здесь мы пренебрегли оптическими потерями. Если внешний источник стоксова излучения отсутствует, то граничное условие $J_s(z=0) = 0$. Из (3) можно получить

$$J_s(L) = N_a \frac{\partial \sigma_{sp}}{\partial \Omega} d\Omega \left(\frac{\omega_s}{\omega_l}\right) \left(\frac{n_l}{n_s}\right) \frac{1}{G_{КР}} \{ \exp[G_{КР} J_1(0)L] - 1 \}. \quad (4)$$

Из (4) при отсутствии усиления $GJ_1 \rightarrow 0$ получается выражение для спонтанного рассеяния, при $GJ_1(0)L \gg 1$

$$J_s(L) = J_s^{eq}(0) \exp[G_{КР} J_1(0)L], \quad (5)$$

где

$$J_s^{eq}(0) = N_a \frac{\partial \sigma_{sp}}{\partial \Omega} d\Omega \left(\frac{\omega_s}{\omega_l}\right) \left(\frac{n_l}{n_s}\right) \frac{J_L(0)}{G_{КР} J_1(0)}. \quad (6)$$

Следовательно, эквивалентный входной сигнал J_s^{eq} есть интенсивность спонтанного стоксова рассеяния на длине области взаимодействия, равной обратной величине коэффициента линейного усиления $1/g_{КР} = 1/G_{КР} J_1(0)$.

Коэффициент усиления ВКР согласно [6]:

$$g_{КР} = G_{КР} J_1(0) = N_a \frac{\partial \sigma_{sp}}{\partial \Omega} \left(\frac{8\pi n_s n_l}{\omega_l c}\right) \left(\frac{c^3}{v_s^2 n_s^3} h(v_s)\right) J_1(0), \quad (7)$$

где $v_s^2 n_s^3 / c^3$ – число вакуумных осцилляторов, отнесенное к единичному телесному углу, объему и частотному интервалу; $h(v_s)$ – плотность состояний комбинационного перехода:

$$h(v_s) = \frac{\hbar \Gamma_{ab} / \pi}{\hbar^2 (\omega_l - \omega_s - \omega_{ab})^2 + \hbar^2 \Gamma_{ab}^2}, \quad (8)$$

представляет собой дисперсионную кривую,

определяемую константой затухания Γ_{ab} , соответствующей паре энергетических уровней системы, участвующих в переходе. В случае резонанса, $\omega_1 - \omega_s = \omega_{ab}$, эта функция обратно пропорциональна ширине и равна $1/\Gamma_{ab} \hbar \pi$.

Таким образом, при резонансе $\omega_1 - \omega_s - \omega_{ab} = 0$

$$g_{\text{КР}} = N_a \frac{\partial \sigma_{\text{сп}}}{\partial \Omega} \left(\frac{c^3}{v_s^2 n_s^3} \right) \left(\frac{8\pi n_s n_1}{\omega_1 c \hbar \Gamma} \right) J_1(0) = \frac{8}{\pi} N_a \frac{\partial \sigma_{\text{сп}}}{\partial \Omega} \frac{\lambda_s^2 \lambda_1}{\Delta c^2 \hbar} J_1(0), \quad (9)$$

где $\Delta = \Gamma/\pi c$, см^{-1} ; $n_s \approx n_1 = 1$.

С учетом оптических потерь $g_{\text{КР}} = -2K_\omega + G_{\text{КР}} J_1(0)$, т.е. имеется пороговое значение $J_1(0)$. При работе в зенит с высоты $H_0 \approx 10$ км температура с высотой меняется мало, поэтому изменение концентрации молекул с высотой $N_a(H)$ можно представить [7]:

$$N_a(H) = \frac{P_0}{m_m R T_0} \exp \left[-\frac{g_c}{R T_0} (H - H_0) \right], \quad (10)$$

где R – удельная газовая постоянная, $R \approx 287,05$ Дж/(кг·К); g_c – стандартное ускорение свободного падения; m_m – масса молекулы; T_0 – температура в кельвинах. В этом случае

$$\int_{H_0}^H g_{\text{КР}} dH = \frac{8}{\pi} N_{a0} \frac{\partial \sigma_{\text{сп}}}{\partial \Omega} \frac{\lambda_s^2 \lambda_1}{\Delta c^2 \hbar} \frac{R T}{g_c} \left[1 - \exp \left(-\frac{g_c}{R T} (H - H_0) \right) \right] I_L(0), \quad (11)$$

где $N_{a0} = \frac{P_0}{m_m R T_0} \eta = \frac{\rho_0}{m_m} \eta$, η – содержание газовой компоненты в атмосфере воздуха.

Как видно из формулы (11), общее усиление стоксова излучения в ВКР стабилизируется при $\frac{g_c}{R T} (H - H_0) \gg 1$ и зависит от H_0 , так как

$N_{a0} = f(H_0)$. Наоборот, при $\frac{g_c}{R T} (H - H_0) \ll 1$ приходим к выражению (5) при $L = (H - H_0)$.

Для наклонной трассы

$$g_{\text{КР}} \int_0^L dz = G_{\text{КР}} J_1(0) \frac{R T}{g_c \cos \theta} \left[1 - \exp \left(-\frac{g}{R T} L \cos \theta \right) \right],$$

где θ – угол между направлением трассы и зенитом.

Для $L \gg \frac{R T}{g_s \cos \theta}$ аналогично (11) получим формулу

$$g_{\text{КР}} \int_0^L dz = G_{\text{КР}} J_1(0) \frac{R T}{g_c \cos \theta}. \quad (12)$$

При $\theta \approx 90^\circ$ получаем выражение (6).

Для конвективной неустойчивости [см. (5)], когда ВКР происходит при постоянной плотности сре-

ды, после превышения порога для наиболее сильной комбинационной моды вследствие истощения накачки с ростом L пороговые условия для ВКР на других модах уже не могут быть реализованы. В этом заключается главное ограничение применения ВКР как спектроскопической методики.

Если концентрация молекул по пути распространения излучения меняется согласно (10), то это ограничение снимается.

2. Сравнение ВКР вперед и назад

При импульсном возбуждении ВКР, если длительность импульса накачки короче, чем время прохождения света через среду, то комбинационное усиление в направлении назад оказывается сильно подавленным из-за:

- ограниченной области взаимодействия накачки и стоксова импульсов;
- конечной ширины линии накачки, $2\Gamma_1$, как правило, больше $2\Gamma_{ab}$.

Как предсказывает теория [6], максимальное комбинационное усиление в направлении назад пропорционально $(2\Gamma_{ab} + 2\Gamma_1)^{-1}$, тогда как усиление в направлении вперед пропорционально Γ_{ab}^{-1} при условии [8]:

$$\frac{2\Gamma_1}{2\pi c} = \Delta v_1 \ll \frac{1}{2\pi} G_{\text{КР}} J_1(0) \frac{u}{\delta u}, \quad (13)$$

где $\delta u/u$ – относительная дисперсия групповых скоростей стоксовой компоненты и возбуждающего излучения [9]:

$$\frac{\delta u}{u} = \left[\frac{1}{u_s} - \frac{1}{u_1} \right] c,$$

$$\frac{1}{u} = \frac{\partial K}{\partial \omega} = \frac{\partial(n\omega/c)}{\partial \omega} = \frac{n}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{dn}{d\omega}.$$

Воспользовавшись формулой для показателя преломления воздуха в атмосфере [10]:

$$n - 1 = 10^{-6} \cdot 222,7(1 + 7,53 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2}) \rho,$$

где ρ имеет размерность $\text{кг}/\text{м}^3$, λ – мкм, можно получить

$$\frac{\delta u}{u} = 3 \cdot 222,7 \cdot 7,53 \cdot 10^{-9} \rho \left[\frac{\lambda_1^2 - \lambda_s^2}{\lambda_1^2 \lambda_s^2} \right] \approx 10^{-6} \pm 10^{-7}. \quad (14)$$

При рассеянии вперед в среде с малой дисперсией короткий отрезок цуга стоксовой волны всегда когерентно взаимодействует с одной и той же частью волнового цуга накачки. При рассеянии назад, напротив, отрезки цугов взаимодействующих волн непрерывно сдвигаются друг относительно друга, стоксова волна все время сталкивается с новым волновым фронтом накачки. Следовательно, комбинационное усиление в прямом направлении квазистатически следует за изменением интенсивности волны накачки и пропорционально Γ_{ab}^{-1} , как предсказывает изложенная выше стационарная теория.

В условиях земной атмосферы форма контура спектральных линий молекул определяется следующими тремя эффектами [11]:

- естественной шириной линии, определяемой строением молекул;
- эффектом Доплера;
- столкновением молекул.

В атмосфере эффект Доплера становится заметным на высотах стратосферы (высоты более 10–15 км) и доминирующим на больших высотах [10]. В тропосфере основной эффект уширения – столкновение молекул, описывается лоренцевским контуром.

Совместное действие эффектов Доплера и столкновений молекул, которые в атмосфере действуют одновременно, но с разным вкладом для различных высот, приводит к фойгтовскому контуру линии.

Значения лоренцевских ширин в приземном ($\rho = \rho_c$) слое атмосферы составляют в среднем $\Delta\nu_D \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$ [11]. Следовательно, если

$$2\Gamma_{ab} \approx \Delta\nu_D + B \frac{\rho}{\rho_c},$$

то высота, при которой $\Delta\nu_D = \Delta\nu_L$, примерно равна 25 км. Здесь $\Delta\nu_D$ – доплеровская ширина,

$$\Delta\nu_D / v_{ab} = 2 \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m_m c^2}}, \quad (15)$$

$$\Delta\nu_D \approx (3+4,4) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}.$$

Поэтому для оценок можно считать, что до 25 км инкремент ВКР не зависит от давления, так как $N_a / 2\Gamma_{ab} = \text{const}$. При больших высотах ($H > 25 \text{ км}$) $2\Gamma_{ab} \approx \text{const}$. В этом случае необходимо использовать соотношение (11).

Наиболее интенсивные молекулярные комбинационные переходы [12] соответствуют $\Delta J = \pm 2$, $\Delta v = 0$ (т.е. чисто вращательные переходы) либо $\Delta J = 0$, $\Delta v = \pm 1$ (т.е. чисто колебательные переходы). Здесь J – квантовое число полного момента количества движения, а v – колебательное квантовое число. Пе-

реходы первого типа обозначаются через $S_0(J)$, а второго – через $Q(J)$, где J относится к начальному вращательному уровню. Обычно линии Q -ветви наиболее интенсивны.

3. Полученные результаты и их обсуждение

Результаты расчетов ВКР в атмосфере воздуха представлены в табл. 1. Источники излучения находятся на борту самолета, летящего на высоте $H_0 = 10 \text{ км}$, работа ведется в зенит, $\delta\Omega = (3 \cdot 10^{-5})^2 \text{ ср}$.

Стоксовы сдвиги для переходов $Q(J)$ основных составляющих атмосферного воздуха (N_2 и O_2), а также значения поперечных сечений спонтанного КР для $\lambda = 0,3371 \text{ мкм}$ взяты из [3]. С учетом частотной зависимости [4] эти значения рассчитывались для других длин волн излучения (см. табл. 1):

$$\sigma_{sp} \approx \left(\frac{\omega_l - \omega_{ab}}{\omega_l} \right)^4. \quad (16)$$

Как видно из табл. 2, наибольшие $G_{КР}$ при $\Delta\nu_L \approx \Delta\nu_D$ получаются для НФ- и СО-лазеров. Интенсивности возбуждающего излучения, при которых в стоксову компоненту перекачивается 10% энергии, составляют $1,3 \cdot 10^3$ и $2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$. Для $\lambda = 1,315 \text{ мкм}$ (кислородно-йодный лазер) (КИЛ) $J_1^{\text{max}} \approx 4,8 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$.

Эти интенсивности следует рассматривать как максимальные, так как они получены для работы в зенит. Для наклонных трасс они будут уменьшаться согласно (12) как $J_1^{\text{max}} \cos\theta$. Для горизонтальных трасс и при работе в нижнюю полусферу для дальностей $L \approx 400 \text{ км}$

$$J_1^{\text{max}} (\text{КИЛ}) \approx 2 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2,$$

$$J_1^{\text{max}} (\text{СО}) \approx 0,9 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2.$$

Так как $G_{КР} J_1(0) \approx 10^{-5} + 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ значительно больше оптических потерь $2K_\omega \approx 10^{-8} \text{ см}^{-1}$, то ВКР

Таблица 1

Возбуждающее излучение $\lambda_l, \text{ мкм}, \nu_l, \text{ см}^{-1}$	Молекула	$\nu_{ab} = \omega_{ab} / 2\pi c,$ см^{-1}	$\lambda_{as}, \lambda_s,$ мкм	$\nu_{as}, \nu_s,$ см^{-1}	$\partial\sigma / \partial\Omega,$ $\text{ см}^2 / \text{ ср}$	$J_s^{\text{eq}}, \text{ Вт/см}^2$	$G_{КР},$ см/МВт
0,3371 29665	N ₂	2231	0,3135	31896	$3,5 \cdot 10^{-30}$		
			0,3645	27434			
0,308 32467	O ₂	1556	0,3203	31221	$4,2 \cdot 10^{-30}$		
			0,3557	28109			
3,0 3333,3	N ₂	2231	0,288	34698	$3,51 \cdot 10^{-30}$	$2,85 \cdot 10^{-11}$	$0,76 \cdot 10^{-4}$
			0,331	30236			
3,0 3333,3	O ₂	1556	0,3235	30911	$4,3 \cdot 10^{-30}$	$2,13 \cdot 10^{-11}$	$0,38 \cdot 10^{-4}$
			1,797	5564,3			
5,0 2000	N ₂	2231	9,072	1102,3	$5,7 \cdot 10^{-32}$	$1,38 \cdot 10^{-15}$	$0,92 \cdot 10^{-2}$
			2,04	4889			
1,315 7604,6	O ₂	1556	5,63	1777	$5 \cdot 10^{-31}$	$3,9 \cdot 10^{-15}$	$0,135 \cdot 10^{-1}$
			2,81	3356			
1,315 7604,6	N ₂	2231	22,5	444	$1,26 \cdot 10^{-32}$	$6,2 \cdot 10^{-15}$	$0,91 \cdot 10^{-2}$
			1,017	9835,6			
1,315 7604,6	O ₂	1556	1,861	5373,6	$1,2 \cdot 10^{-30}$	$1,57 \cdot 10^{-13}$	$0,35 \cdot 10^{-2}$
			1,091	9161			
			1,653	6049	$1,97 \cdot 10^{-30}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$	$0,2 \cdot 10^{-2}$

Таблица 2

Возбуждающее излучение λ_l , мкм	Молекула	$G_{\text{КР}}$, см/МВт	Эффективная длина трассы, см	$J_1^{\text{max}}(0)$ при $J_s = 0,1J_1$, Вт/см ²	$\delta u/u$	J^* когерентное ВКР, Вт/см ²	P при $S = 10^4$	$\theta_{\text{к}}$, рад
I. В зенит с высоты 10 км								
0,308	N ₂	$0,76 \cdot 10^{-4}$	$21,35 \cdot 10^5$	$2,1 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{-5}$	–	–	–
3,0	O ₂	$0,135 \cdot 10^{-1}$	$21,35 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{-7}$	–	–	$0,45 \cdot 10^{-4}$
5,0	O ₂	$0,91 \cdot 10^{-2}$	$21,35 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2,8 \cdot 10^3$	–	$0,64 \cdot 10^{-4}$
1,315	N ₂	$0,35 \cdot 10^{-2}$	$21,35 \cdot 10^5$	$4,8 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{-7}$	1	–	$2 \cdot 10^{-4}$
II. Горизонтальная (H до 25 км) и в нижнюю полусферу								
5,0	O ₂	$0,91 \cdot 10^{-2}$	$400 \cdot 10^5$	$0,9 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2,8 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^6$	–
1,315	N ₂	$0,35 \cdot 10^{-2}$	$400 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^{-7}$	1	$2 \cdot 10^6$	–

реализуется при значительном превышении над порогом.

В таком режиме работы, когда еще нет насыщения накачки, наряду со стоксовой компонентой может возникать антистоксова с таким же усилением за счет четырехволнового взаимодействия [6, 13]:

$$2\mathbf{K}_i = \mathbf{K}_s + \mathbf{K}_{\text{ас}},$$

где \mathbf{K}_i – волновые векторы лазерного, стоксова и антистоксова излучений.

Если стоксово излучение распространяется в направлении возбуждающего света, то из векторной диаграммы следует, что антистоксово излучение рассеивается вдоль конуса, ось которого совпадает с направлением падающего света, а угол между этим направлением и направлением образующей конуса [13]:

$$\theta_{\text{к}}^2 \approx \frac{\omega_l - \omega_{\text{аб}}}{\omega_l + \omega_{\text{аб}}} (\Delta n_{\text{ас}} - \Delta n_s); \quad (17)$$

$$\Delta n_{\text{ас}} = n_{\text{ас}} - n_l, \quad \Delta n_s = n_l - n_s.$$

Используя формулу для показателя преломления воздуха, можно получить

$$\begin{aligned} (\Delta n_{\text{ас}} - \Delta n_s) &= \frac{1677\rho_0 \cdot 10^{-9}}{\lambda_{\text{ас}}^2 \lambda_s^2 \lambda_l^2} = \\ &= [\lambda_s^2 (\lambda_l^2 - \lambda_{\text{ас}}^2) - \lambda_{\text{ас}}^2 (\lambda_s^2 - \lambda_l^2)]. \end{aligned}$$

Этот угол $\theta_{\text{к}} \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$ рад.

При повышении интенсивности излучения над максимальным должно возбуждаться вынужденное КР высших порядков [6].

Стоксова и антистоксова компоненты ВКР первого порядка сопровождаются излучением стоксовых и антистоксовых компонент высших порядков. В отличие от обертонов в спонтанном рассеянии их частоты равны $\omega_l + n\omega_{\text{аб}}$, где n – целое. Эта особенность указывает на то, что они генерируются более или менее последовательно. Антистоксово рассеяние в этом случае образует ряд световых конусов, ближайший из них соответствует частоте $\omega_l + \omega_{\text{аб}}$, последующие – частотам $\omega_l + 2\omega_{\text{аб}}$, $\omega_l + 3\omega_{\text{аб}}$ и т.д.

При импульсном возбуждении ВКР оценки справедливы при выполнении условия стационарности [6]:

$$\tau_{\text{и}} > g_{\text{КР}} L / \Gamma. \quad (18)$$

Кроме этого согласно (6) длина цуга ($c\tau_{\text{и}}$) должна быть больше длины области взаимодействия, равной обратной величине коэффициента усиления, т.е.

$$\tau_{\text{и}} > 1 / (g_{\text{КР}} c). \quad (19)$$

Учитывая эти условия, можно показать, что $\tau_{\text{и}} > 10^{-6}$ с.

Условие (13) при $J_1(0) \approx J_1(z)$ можно переписать

$$J_1^* = \frac{2\pi\Delta\nu_1 \delta u}{G_{\text{КР}} u}. \quad (20)$$

При $J_1 > J_1^*$, когда дисперсия групповых скоростей незначительна, режим ВКР является когерентным [9]. Основная особенность когерентного режима состоит в том, что несмотря на широкий спектр накачки инкремент усиления определяется ее интегральной интенсивностью ($g_{\text{КР}} = G\bar{J}_1 = G\Sigma J_n$), т.е. в усилении каждой спектральной линии стоксовой волны принимает участие весь спектр накачки. При $J_1 < J_1^*$ происходит срыв когерентного режима, в усилении каждой стоксовой моды принимает участие лишь одна, резонансная по отношению к ней, мода накачки.

Использование модели многомодовой накачки [9], когда расстояние между модами $\Delta\nu_{\text{М}} > \Delta\nu_{\text{аб}}$, позволяет дать полную картину ВКР в поле заданной шумовой накачки и проследить зависимость инкремента от ширины и даже формы спектра.

Так, для прямоугольного спектра многомодовой накачки $I_n = J_0(n = 0 \pm 1 \dots \pm N)$, $\bar{J}_0 = (1 + 2N)J_0$, при $N = 4$, т.е. участвуют 9 полос колебательного спектра.

Для СО-лазера

$$J^* = \frac{2\pi\Delta\nu_1 \delta u}{G_{\text{КР}} u},$$

$\Delta\nu_1 = 2N \cdot \Delta\nu_{\text{М}}$, $\Delta\nu_{\text{М}} = 25 \text{ см}^{-1}$; $\Delta\nu_1 = 200 \text{ см}^{-1}$; $G_{\text{КР}} = 0,91 \cdot 10^{-8} \text{ см/Вт}$; $\delta u/u = 2 \cdot 10^{-8}$; $J_{\text{СО}}^* = 2,8 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$; $J_1|_0 = 2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ при $\theta_s = 0$. $J_1|_{90^\circ} = 10^2 \text{ Вт/см}^2$ при $\theta_s = 90^\circ$, т.е. $J_{\text{СО}}^* > J_1|_0$; $J_1|_{90^\circ}$.

Для КИЛ $\Delta\nu_1 \approx 10^{-3} \text{ см}^{-1}$; $G_{\text{КР}} = 0,35 \cdot 10^{-8} \text{ см/Вт}$; $\delta u/u = 4 \cdot 10^{-7}$; $J_{\text{КИЛ}}^* = 1 \text{ Вт/см}^2$; $J_1|_0 = 4,8 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$; $J_1|_{90^\circ} = 2 \cdot 10^2 \text{ Вт/см}^2$, т.е. $J_1|_0$; $J_1|_{90^\circ} > J_{\text{КИЛ}}^*$.

Следовательно, режим работы ВКР вперед для КИЛ ($\lambda = 1,315$ мкм) является когерентным, в то же время для СОЛ ($\lambda = 5$ мкм) когерентный режим осуществляется для каждой колебательно-вращательной полосы генерации независимо. Поэтому для одинаковой системы формирования излучения пропускаемая по трассе мощность без существенного влияния ВКР для СОЛ примерно в 5 раз больше КИЛ. Когерентный режим ВКР назад будет происходить при интенсивностях [8]:

$$J_1 > J^* = 2\pi\Delta\nu_1/G_{\text{КР}}, \quad J^*(\text{КИЛ}) = 1,8 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2;$$

$$J^*(\text{СОЛ}) = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2.$$

Заключение

Таким образом, на основании выполненного анализа определены интенсивности лазерного излучения различных длин волн и ширин спектра генерации, при которых должно наблюдаться существенное влияние ВКР на различных трассах распространения излучения в атмосфере воздуха. Дальнейшее уточнение этих величин возможно на основании экспериментальных исследований, в частности ширин линий комбинационных переходов в N_2 и O_2 в условиях реальной атмосферы.

Авторы благодарны О.А. Снитко за полезные обсуждения и выполнение расчетов.

1. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
2. Пасманник Г.А., Таланов В.И. Процессы вынужденного рассеяния в газах и влияние их на распространение

оптического излучения в атмосфере // Тезисы докл. XI Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Казань; М.: Наука, 1975. С. 57–60.

3. Козубовский В.Р., Перчи З.Й., Романенко Г.Д. Использование лазеров для анализа степени загрязнения атмосферы // Квант. электрон. Вып. 18. Киев: Наукова думка, 1980. С. 86–107.
4. Кондиленко И.И., Коротков П.А., Костко О.К. Лидарная КР-спектроскопия атмосферы // Квант. электрон. Киев: Наукова думка, 1977. Вып. 12. С. 24.
5. Бломберген Н. Вынужденное комбинационное рассеяние света // Успехи физ. наук. 1969. Т. 97. Вып. 2. С. 307–352.
6. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
7. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
8. Дьяков Ю.Е. Возбуждение вынужденного рассеяния света накачкой с широким спектром // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 362–364.
9. Алмазов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
10. Аксенов В.П., Банах В.А., Валуев В.В., Зуев В.Е., Морозов В.В., Смалихо И.Н., Цвык Р.Ш. Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / Под ред. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 341 с.
11. Мицель А.А., Пономарев Ю.Н. Оптические модели молекулярной атмосферы. Новосибирск: Наука, 1988. 128 с.
12. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: Физматгиз, 1962. 892 с.
13. Пекара А. Новый облик оптики. М.: Сов. радио, 1973. 263 с.

A.V. Ignatyev, V.V. Morozov. Influence of stimulated raman scattering of light on laser beam propagation in the atmosphere.

Laser light intensities of different wavelengths are determined, which strongly influence the stimulated Raman scattering at the light propagation in real atmospheric air.