

ДВУХВОЛНОВОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, РЕЗОНАНСНОГО КОМБИНАЦИОННОМУ ПЕРЕХОДУ

В. П. Кочанов, Ю. В. Богданова*

*Институт оптики атмосферы Сибирского отделения Российской академии наук
634 055, Томск, Россия*

Поступила в редакцию 17 апреля 2002 г.

На основе описания газа трехуровневых атомов с помощью уравнений для матрицы плотности среды теоретически рассмотрено влияние сильного резонансного комбинационного переходу поля на поведение стоковой гармоники в насыщенном двухволновом вынужденном комбинационном рассеянии. Предсказан пороговый по интенсивности резонансного поля колебательный режим перераспределения энергии между лазерным и рассеянным излучением. Определено воздействие оптических полей на поглощение и усиление резонансного поля в комбинационной среде.

PACS: 42.65.Dr

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в простых квантовых системах, резонансно взаимодействующих с двумя стационарными полями лазерного излучения, подключение третьего поля с частотой, равной разности частот этих двух полей, привносит во взаимодействие качественно новый фактор — соотношение фаз волн. Данный фактор может существенно влиять на распределение заселенностей уровней и нелинейные интерференционные эффекты, воздействующие на поглощательную способность системы и форму линий поглощения и спонтанного испускания. Так, в работе [1] показано, что при отсутствии радиационной и столкновительной релаксации распределение заселенностей и поглощение в трех- и четырехуровневых системах чувствительны к суммарной фазе полей, и на этой основе предложен способ атомной интерферометрии. Использование фазовых соотношений в условиях кольцевого сложения полей в задаче о глубоком охлаждении атомов, моделируемых W -схемой уровней, позволяет получать более значительные степени охлаждения [2, 3]. В работе [4] установлено, что распределение заселенностей трехуровневой Λ -системы, взаимодействующей с тремя

резонансными полями, может меняться в широких пределах в зависимости от суммарной фазы и напряженности поля на запрещенном переходе. Данный эффект реализуется при интенсивностях порядка или больших интенсивностей насыщения и приводит к зашумленности линий поглощения и спонтанного испускания вследствие флуктуаций фаз полей.

Фазовые соотношения при кольцевом сложении полей должны проявляться также в условиях резонансного нелинейного взаимодействия оптических полей с атомами и молекулами. Одним из таких процессов является генерация стоковой гармоники в двухволновом вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) в присутствии сильного поля с частотой, резонансной переходу, на котором осуществляется рассеяние. Взаимодействие поля с комбинационным переходом может быть магнитодипольным, квадрупольным, либо электродипольным, вследствие снятия запретов по четности за счет внутримолекулярных взаимодействий или присутствия внешних постоянных полей. В дальнейшем для определенности будем считать это взаимодействие магнитодипольным, так как решения задач для электро- и магнитодипольных взаимодействий одинаковы с точностью до замены исходных обозначений (магнитный дипольный момент и напряженность магнитного поля заменяются на электрические), а

*E-mail: koch@iao.ru

для квадрупольного взаимодействия требуется отдельное решение. Одним из возможных и легко осуществимых на практике способов замыкания ВКР является двухфотонный резонанс на частоте комбинационного перехода.

Поскольку наиболее значимые следствия подключения резонансного поля следует ожидать в области нелинейного взаимодействия оптических полей с атомами (молекулами) [4], то в общем случае необходимо рассмотреть насыщенное ВКР в сильном резонансном поле. Под насыщением в данном случае понимается как выравнивание заселенностей уровней в процессе рассеяния на одном атоме (собственно насыщение), так и одновременно вступающие в действие различные параметрические, комбинационные и интерференционные процессы [5, 6], связанные с высшими порядками разложения макроскопической поляризации по степеням амплитуд полей.

Целью данной работы является анализ влияния сильного поля, резонансного комбинационному переходу, на генерацию стоксовой компоненты насыщенного двухволнового ВКР, а также определение характера затухания и усиления резонансной волны в присутствии двух интенсивных оптических волн. Другими словами, рассматривается нелинейное смещение трех волн при их кольцевом сложении в условиях ВКР.

Последовательная теория насыщенного ВКР, насколько нам известно, в литературе отсутствует, несмотря на то что в классической монографии [5] сформулирован подход к точному расчету нелинейной восприимчивости трехуровневой системы, резонансно взаимодействующей с тремя полями. А именно, в [5] приведены стационарные уравнения для матрицы плотности среды в общем случае трех сильных полей, на их основе дана классификация типов возможных нелинейных процессов, и для частного случая только одного сильного оптического поля выписан ряд условий, регулирующих соотношения между этими типами. При этом в [5] фазовые соотношения не учитывались. Поэтому в настоящей работе проводится детальная разработка указанного подхода, в общих чертах представленного также в монографии [6], который основан на аналитическом расчете нелинейных по полю поляризации и намагниченности с помощью уравнений для матрицы плотности среды (газа трехуровневых атомов) для случая трех сильных полей. При этом в качестве наиболее простой модели ВКР принимается ситуация, в которой основным рассеянным излучением является первая стоксова гармоника, а генерация

антистоксовых и высших стоксовых гармоник вследствие определенных условий эксперимента подавлена, так же как и рассеяние назад. Выяснение таких условий, равно как и расчет полного спектра гармоник, является отдельной актуальной задачей, к которой неоднократно обращались теоретики и экспериментаторы (см., например, [7–9]). Кроме того, в последующем рассмотрении длительность импульсов лазерного излучения полагается много большей, чем время поперечной релаксации среды, так что в расчетах ВКР можно ограничиться только пространственным развитием процесса.

2. НЕЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК СРЕДЫ

Согласно принятой модели ВКР, электромагнитное поле, взаимодействующее с трехуровневыми атомами, представим в виде

$$\begin{aligned}\mathcal{E}(t, z) &= E_1(z) \cos \Psi_1 + E_2(z) \cos \Psi_2, \\ \mathcal{H}(t, z) &= H(z) \cos \Psi_3, \\ \Psi_j &= \omega_j t - k_j z + \varphi_j, \quad j = 1, 2, 3, \\ \omega_3 &= \omega_1 - \omega_2 > 0, \quad k_3 = k_1 - k_2.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь $E_1(z)$, ω_1 , φ_1 и $E_2(z)$, ω_2 , φ_2 — амплитуды электрических полей, частоты и фазы лазерного (1) и стоксового (2) излучений, $H(z)$, ω_3 , φ_3 — амплитуда магнитного поля, частота и фаза излучения, резонансного комбинационному переходу, k_j — соответствующие волновые числа. Заметим, что последнее равенство в (1) при наличии волнового асинхронизма выполняется лишь приближенно, и это обстоятельство будет в необходимых случаях учтено.

Атом (молекула) представляется как трехуровневая система, состояния которой 1 (нижнее) и 2 образуют комбинационный переход, а верхний уровень 3 принадлежит возбужденному электронному состоянию, дающему основной вклад в тензор комбинационного рассеяния. Уравнения для матрицы плотности среды в модели релаксационных констант, отвечающей однородному уширению линий, имеют вид

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_1 + \gamma(\rho_1 - \rho_1^0) &= 2 \operatorname{Re} \frac{i(d_1 \mathcal{E} \rho_{31} + \mu \mathcal{H} \rho_{21})}{\hbar}, \\ \dot{\rho}_2 + \gamma(\rho_2 - \rho_2^0) &= 2 \operatorname{Re} \frac{i(d_2 \mathcal{E} \rho_{32} - \mu \mathcal{H} \rho_{21})}{\hbar}, \\ \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 &= 1, \quad \rho_1^0 + \rho_2^0 = 1,\end{aligned}\quad (2)$$

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{31} + (\Gamma_1 + i\omega_{31})\rho_{31} &= \\ &= \frac{i}{\hbar} [d_1 \mathcal{E}(\rho_1 - \rho_3) + d_2 \mathcal{E} \rho_{21} - \mu \mathcal{H} \rho_{32}],\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{32} + (\Gamma_2 + i\omega_{32})\rho_{32} = \\ = \frac{i}{\hbar} [d_2 \mathcal{E}(\rho_2 - \rho_3) + d_1 \mathcal{E}\rho_{21}^* - \mu H \rho_{31}],\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{21} + (\Gamma + i\omega_{21})\rho_{21} = \\ = \frac{i}{\hbar} [\mathcal{E}(d_2 \rho_{31} - d_1 \rho_{32}^*) + \mu H(\rho_1 - \rho_2)].\end{aligned}$$

Здесь ρ_j — заселенности уровней $j = 1, 2, 3$, ρ_{31} и ρ_{32} — недиагональные элементы матрицы плотности (с точностью до множителя поляризации) разрешенных нерезонансных переходов 1–3 и 2–3, ρ_{21} — поляризация запрещенного комбинационного перехода 1–2, d_1 и d_2 — матричные элементы дипольного момента на переходах 1–3 и 2–3, μ — матричный элемент магнитного дипольного момента на переходе 1–2, ω_{ij} — собственные частоты переходов $j \rightarrow i$, γ и Γ , $\Gamma_{1,2}$ — столкновительные диагональная и недиагональные константы релаксации, ρ_1^0 , ρ_2^0 — равновесные заселенности уровней 1, 2. Схема релаксации, принятая в (2), соответствует ситуации, в которой вблизи уровней 1 и 2 находится достаточно много уровней, и столкновительный перенос заселенности с уровней рабочего перехода происходит преимущественно на соседние состояния. Радиационная релаксация здесь считается малой в сравнении со столкновительной и не рассматривается.

Искомый откликом среды, содержащим как линейную, так и нелинейную части без разложения последней по степеням амплитуд полей, являются поляризация P и намагниченность M :

$$P = N \text{Sp } \hat{\rho} \hat{d}, \quad M = N \text{Sp } \hat{\rho} \hat{\mu}, \quad (3)$$

где N — плотность взаимодействующих с излучением атомов.

Предполагая лазерные импульсы достаточно длинными и давление газа достаточно большим, чтобы доплеровским уширением линий можно было пренебречь, осуществим переход от (2) к стационарным уравнениям, стандартным образом [5] выделяя «быструю» зависимость поляризаций от времени и координаты:

$$\rho_{31} = R_1 e^{-i\Psi_1}, \quad \rho_{32} = R_2 e^{-i\Psi_2}, \quad \rho_{21} = r e^{-i\Psi_3}. \quad (4)$$

В результате подстановки (4) в (2), введения обозначений

$$\begin{aligned}\Delta = \omega_{31} - \omega_1 \approx \omega_{32} - \omega_2 > 0, \quad \varepsilon^2 = \frac{\Gamma}{\Delta}, \\ \Phi = \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3, \\ V_1 = \frac{d_1 E_1}{2\hbar\sqrt{\Delta\Gamma}}, \quad V_2 = \frac{d_2 E_2}{2\hbar\sqrt{\Delta\Gamma}}, \quad G = \frac{\mu H}{2\hbar\Gamma}\end{aligned} \quad (5)$$

и естественных упрощающих предположений

$$\gamma = \Gamma, \quad \omega_1 - \omega_2 = \omega_{21}, \quad \Gamma_{1,2} \ll \Delta \quad (6)$$

имеем

$$\begin{aligned}\rho_1 = \rho_1^0 - \frac{2V_1 R_1''}{\varepsilon} - 2Gr'', \\ \rho_2 = \rho_2^0 - \frac{2V_2 R_2''}{\varepsilon} + 2Gr'',\end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned}R_1 + Ge^{i\Phi} R_2 = \varepsilon V_1 (2\rho_1 + \rho_2 - 1) + \varepsilon V_2 e^{i\Phi} r, \\ R_2 + Ge^{-i\Phi} R_1 = \varepsilon V_2 (\rho_1 + 2\rho_2 - 1) + \varepsilon V_1 e^{-i\Phi} r^*, \\ r = ie^{-i\Phi} \frac{V_2 R_1 - V_1 R_2^*}{\varepsilon} + iG(\rho_1 - \rho_2), \\ R_{1,2} = R'_{1,2} + iR''_{1,2}, \quad r = r' + ir''.\end{aligned}$$

Система стационарных уравнений (7) получена для точного однофотонного резонанса внешнего поля G с комбинационным переходом и справедлива при следующих условиях:

1) выполнении резонансного приближения «вращающейся волны»:

$$\Gamma \ll \omega_{21}, \quad \omega_{21} \gg V_{1,2}^0 = \frac{d_{1,2} E_{1,2}}{2\hbar}, \quad G^0 = \frac{\mu H}{2\hbar},$$

2) для неэквидистантных уровней: $|2\omega_{21} - \omega_{31}| \gg V_{1,2}^0$,

3) отсутствии гиперкомбинационного рассеяния: $|2\omega_1 - \omega_2 - \omega_{31}| \gg V_{1,2}^0$, $|2\omega_2 - \omega_1 - \omega_{31}| \gg V_{1,2}^0$ или $|\Delta - \omega_{21}| \gg V_{1,2}^0$,

4) отсутствии параметрических процессов, инициируемых магнитным полем: $(\mu H)^2 / (2\hbar\Delta)^2 \ll 1$,

5) квазирезонансном ВКР: $\Delta < \omega_{1,2}$,

6) отсутствии высших стоксовых и антистоксовых гармоник рассеяния.

Полагая в условиях 1–3 соответствующие отстройки частот δ равными частотам Раби $V_{1,2}^0$, для $\delta \geq 100 \text{ см}^{-1}$ и $d_{1,2} = 1 \text{ Д}$ получаем ограничение на интенсивности оптических полей

$$I_{1,2} \leq \frac{c(\hbar\delta/d_{1,2})^2}{2\pi} = 30 \text{ ГВт/см}^2.$$

Здесь c — скорость света, $\hbar$ — постоянная Планка. Условие 4 в предположении величины магнитодипольного момента порядка магнетона Бора (μ_B) для тех же значений интенсивностей выполняется при $\Delta \geq 1 \text{ см}^{-1}$. Заметим, что ограничение 5 не является строгим, поскольку в случае его нарушения необходим учет в (4) комплексно-сопряженных экспонент приводит к уравнениям, которые можно свести к (7) путем переопределения величин $d_{1,2}$ и Δ .

Наиболее жестким ограничением является последнее, которое ограничивает применимость (7) величинами полей ВКР порядка насыщающих. Тем не менее, несмотря на это ограничение, представляется целесообразным получить формально точное решение (7), в котором все три поля полагаются сильными, поскольку такое решение дает компактную форму представления волновых уравнений и позволяет правильно определить тенденции насыщения ВКР.

Из (5), (7) следует, что естественным образом получающиеся безразмерные амплитуды электрического и магнитного полей, или безразмерные частоты Раби $V_{1,2}$, G , при равенстве их единице определяют интенсивности насыщения ВКР и насыщения поглощения магнитного поля G на комбинационном переходе:

$$I_{1,2}^E = \frac{c\Gamma\Delta(\hbar/\mu)^2}{2\pi}, \quad I^H = \frac{c(\hbar\Gamma/\mu)^2}{2\pi}.$$

Полагая $\Delta = 10^3\text{--}10^4 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma = 0.1 \text{ см}^{-1}$, $d_{1,2} = 1 \text{ Д}$, $\mu = \mu_B = 0.93 \cdot 10^{-20} \text{ СГС}$, имеем $I_{1,2}^E = 0.3\text{--}3 \text{ ГВт/см}^2$, $I^H = 50 \text{ МВт/см}^2$. Таким образом, система уравнений (7) формально дает корректное описание рассматриваемого процесса в типичных условиях экспериментов при интенсивностях, на 1–2 порядка превышающих интенсивности насыщения. Фактически интенсивности накачки и стоксовой гармоники не должны превышать $I_{1,2}^E$, чтобы не было генерации высших гармоник, но поле G в указанных пределах может быть произвольным.

Искомые поляризация и намагниченность (3) в принятых обозначениях имеют вид

$$\begin{aligned} P &= 2N [d_1(R'_1 \cos \Psi_1 + R''_1 \sin \Psi_1) + \\ &+ d_2(R'_2 \cos \Psi_2 + R''_2 \sin \Psi_2)], \\ M &= 2N\mu(r' \cos \Psi_3 + r'' \sin \Psi_3). \end{aligned} \quad (8)$$

Точные алгебраические решения (7) несколько громоздки (в [4] приведены полные решения аналогичных уравнений для заселенностей уровней при произвольных отстройках частот). Поэтому далее мы будем использовать более простые приближенные решения, выписанные с точностью до $O(\varepsilon^3)$, которые, как показали числовые расчеты, для безразмерных амплитуд полей $V_{1,2}$, $G < 10$, соответствующих области применимости (7), имеют погрешность менее 1 %:

$$\begin{aligned} R''_1 &= -\frac{V_2 R''_2}{V_1} = \frac{\varepsilon V_2 (\rho_1^0 - \rho_2^0)}{D} \times \\ &\times \{V_1 V_2 + G [\cos \Phi + (V_1^2 - V_2^2) \sin \Phi]\}, \\ r'' &= \frac{\rho_1^0 - \rho_2^0}{D} \{G + V_1 V_2 [\cos \Phi - (V_1^2 - V_2^2) \sin \Phi]\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R'_1 &= \frac{\varepsilon}{D} \{V_1 [V_2^2 (V_1^2 + V_2^2) + 2G^2] + \\ &+ V_2 G [(3V_1^2 + V_2^2) \cos \Phi + \sin \Phi] + \\ &+ [V_1 (1 + V_1^4 - V_2^4) + \\ &+ 2V_2 G ((V_1^2 - V_2^2) \cos \Phi - \sin \Phi)] \rho_1^0\}, \\ R'_2 &= \frac{\varepsilon}{D} \{V_2 [1 + V_2^2 (V_1^2 + V_2^2) + 2G^2] + \\ &+ V_1 G [(5V_2^2 - V_1^2) \cos \Phi + \sin \Phi] - \\ &- [V_2 (1 - V_1^4 + V_2^4) - \\ &- 2V_1 G ((V_1^2 - V_2^2) \cos \Phi - \sin \Phi)] \rho_1^0\}, \\ r' &= \frac{\rho_1^0 - \rho_2^0}{D} \{G (V_1^2 - V_2^2) + \\ &+ V_1 V_2 [(V_1^2 - V_2^2) \cos \Phi + \sin \Phi]\}, \\ D &= 1 + (V_1^2 + V_2^2)^2 + 4G^2 + 8V_1 V_2 \cos \Phi. \end{aligned} \quad (9)$$

Отметим, что в данном приближении сумма заселенностей двух нижних уровней точно равна единице при любых величинах полей, а верхний уровень остается незаселенным. Как показывает анализ точного решения, его заселение возможно лишь при значительно больших интенсивностях. Отметим также равенство, с точностью до множителя, мнимых частей поляризаций оптических переходов, ответственных за нелинейное смещение волн. В следующем разделе будет показано, что благодаря именно этому обстоятельству выполняется теорема Мэнли–Роу [10]. В общем случае для точного решения такого соотношения нет, и, таким образом, в области предельно больших интенсивностей данная теорема нарушается.

Важным обстоятельством является то, что поляризации разрешенных и запрещенных переходов (9) содержат в числителях и знаменателе D интерференционные члены в виде произведений первых степеней амплитуд полей и факторов, которые зависят от суммарной фазы Φ . Таким образом, в схеме кольцевого сложения полей создается возможность управления нелинейными интерференционными эффектами с помощью изменения фаз полей.

Соотношения (8), (9) дают решение задачи о нелинейном отклике среды в определенной точке пространства (для одного атома). Далее используем их в задаче о комбинационном смещении волн, прослеживая пространственное развитие генерации стоксовой гармоники и поглощения либо усиления резонансной волны.

3. ВОЛНОВЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МЕДЛЕННЫХ АМПЛИТУД

Генерация ВКР в присутствии переменного магнитного поля описывается волновыми уравнениями

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathcal{E}(t, z) &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P(t, z), \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathcal{H}(t, z) &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} M(t, z). \end{aligned} \quad (10)$$

Действуя стандартным образом, т. е. подставляя в (10) выражения (8), (9), пренебрегая малыми вторыми производными амплитуд полей по координате и приравнивая нулю суммы коэффициентов при $\cos \Psi_j$ и $\sin \Psi_j$, $j = 1-3$, получим соответственно алгебраические уравнения для волновых чисел k_j и систему из трех дифференциальных уравнений первого порядка для связанных амплитуд электрических и магнитного полей. Анализируя выражения (9) для действительных частей поляризаций, определяющих волновые числа, можно заметить, что величины нелинейных по полю вкладов в них ограничены сверху для произвольных интенсивностей величиной порядка линейной части поляризации. Поэтому, не интересуясь в данной статье тонкими эффектами, связанными с зависимостью показателей преломления от интенсивности, ограничимся линейным приближением для оптических поляризаций: $R'_{1,2} \approx \epsilon V_{1,2} \rho_{1,2}^0$, и пренебрежем дисперсией резонансной волны. Это приводит к следующим простым выражениям для волновых чисел k_j и показателей преломления n_j через введенные ранее параметры:

$$\begin{aligned} k_{1,2} &\approx \frac{\omega_{1,2} n_{1,2}}{c}, \quad n_{1,2}^2 \approx 1 + \frac{4\pi N d_{1,2}^2}{\hbar \Delta} \rho_{1,2}^0, \\ k_3 &\approx k_1 - k_2. \end{aligned} \quad (11)$$

Заметим, что выражение показателя преломления через параметры трехуровневой модели d (эффективный дипольный момент) и Δ (эффективная отстройка частоты накачки от частоты электронного перехода) позволяет оценить величину поляризуемости (тензора комбинационного рассеяния) молекулы, в принятых терминах определяемого как $\alpha = d^2/\hbar\Delta$. А именно, из (11) имеем $\alpha \approx (n-1)/2\pi N$. Подставляя сюда значение $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, соответствующее атмосферным условиям, и $n-1 \approx 3 \cdot 10^{-4}$ [11] (молекула азота), получаем $\alpha \approx 1.9 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$. Это значение хорошо согласуется с приведенными в работе [12] данными по комбинационному рассеянию излучения с

длиной волны 0.366 мкм на колебательной частоте 2331 см^{-1} азота: $\alpha = 1.76 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$. Последнее значение при $d = 1 \text{ Д}$ дает величину эффективной отстройки $\Delta = 2860 \text{ см}^{-1}$. Интенсивность насыщения ВКР при этом оценивается как

$$I^E = \frac{c\hbar\Gamma}{2\pi\alpha} = 0.86 \text{ ГВт/см}^2$$

для $\Gamma = 0.1 \text{ см}^{-1}$.

Полученные обозначенным выше способом из (10) уравнения для связанных безразмерных амплитуд полей в пренебрежении диссипацией энергии имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dV_1}{d\zeta} &= -\frac{1}{2} V_2 F_1(V_1, V_2, G), \\ \frac{dV_2}{d\zeta} &= \frac{1}{2q} V_1 F_1(V_1, V_2, G), \\ \frac{dG}{d\zeta} &= -\frac{p}{2} F_2(V_1, V_2, G), \end{aligned} \quad (12)$$

$$F_1 = \frac{1}{D} \{ V_1 V_2 + G [\cos \Phi + (V_1^2 - V_2^2) \sin \Phi] \},$$

$$F_2 = \frac{1}{D} \{ G + V_1 V_2 [\cos \Phi - (V_1^2 - V_2^2) \sin \Phi] \},$$

$$\zeta = Qz, \quad Q = \frac{4\pi N d_1^2 \omega_1}{c n_1 \hbar \Delta} (\rho_1^0 - \rho_2^0),$$

$$q = \frac{d_1^2 \omega_1 n_2}{d_2^2 \omega_2 n_1}, \quad p = \frac{\mu^2 \omega_3 \Delta n_1}{d_1^2 \omega_1 \Gamma}.$$

Учет волнового асинхронизма, обусловленного ненулевой волновой расстройкой $\delta k = k_1 - k_2 - k_3 \neq 0$, в (12), (7) осуществляется посредством замены суммарной фазы волн на входе в среду на зависящую от координаты фазу Φ_1 :

$$\Phi \rightarrow \Phi_1 = \Phi - \delta k z. \quad (13)$$

Из (12) следует, что при положительных Q , $F_{1,2}$ с ростом z амплитуды поля лазерного излучения, V_1 , и низкочастотного поля, G , убывают, а амплитуда рассеянного излучения, V_2 , растет. Обратная ситуация имеет место для инверсной среды, когда $\rho_1^0 < \rho_2^0$ и $Q < 0$. Порядок величины параметров в (12) при $\omega_1 \sim 10^4\text{--}10^5 \text{ см}^{-1}$, $\omega_3 \sim 10^2\text{--}10^3 \text{ см}^{-1}$, $\Delta \sim 10^2\text{--}10^4 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma = 0.1 \text{ см}^{-1}$, $d_1 \approx d_2 \sim 10^{-18} \text{ СГС}$, $\mu/d_1 \sim 10^{-2}$, $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ составляет $Q \sim 10\text{--}10^4 \text{ см}^{-1}$, $q \sim 1\text{--}1.2$, $p \sim 10^{-4}\text{--}1$. Очевидно, в случае $p \ll 1$ поле G практически не поглощается, и его можно рассматривать как заданный параметр, влияющий на генерацию ВКР. Последняя определяется при этом только первыми двумя уравнениями (12).

Далее будут рассмотрены оба случая, $p \ll 1$ и $p \sim 1$. Величина δk в типичных условиях экспериментов составляет $1\text{--}5 \text{ см}^{-1}$ [13].

Введем безразмерные интенсивности волн накачки (индекс 1) и Стокса (2): $W_{1,2} = V_{1,2}^2$. Из первого и второго уравнений (12) имеем интеграл движения (соотношение Мэнли–Роу):

$$W_1 + qW_2 \equiv U = W_1(0) + qW_2(0). \quad (14)$$

Соотношение (14) выполняется, как это уже было отмечено в предыдущем разделе, в рамках принятого приближения умеренно больших интенсивностей и независимо от того, считается ли резонансное поле заданным или нет. Из него следует, что $0 \leq W_1 \leq U$, $0 \leq W_2 \leq U/q$. Последнее соотношение задает предельную интенсивность стоксовой волны на больших расстояниях при перераспределении энергии от волны накачки к стоксовой: $W_2(z \rightarrow \infty) = U/q$.

Ввиду жесткой связи (14) далее достаточно будет проследивать поведение только стоксовой волны. Принимая во внимание (14) и приведенные выше ограничения для интенсивностей W_1 , W_2 , введем фазовую переменную Θ , одновременно задающую поведение волн накачки и рассеяния:

$$W_1 = \frac{1}{2}U(1 + \cos \Theta), \quad W_2 = \frac{1}{2q}U(1 - \cos \Theta). \quad (15)$$

Уравнения (12) в результате приобретают окончательный вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta}{d\zeta} &= \frac{1}{2qD} \{U \sin \Theta + 2\sqrt{q}G \times \\ &\times [\cos \Phi + q_1 U (q_2 + \cos \Theta) \sin \Phi]\}, \\ \frac{dG}{d\zeta} &= -\frac{p}{4\sqrt{q}D} \{2\sqrt{q}G + \\ &+ U \sin \Theta [\cos \Phi - q_1 U (q_2 + \cos \Theta) \sin \Phi]\}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$D = 1 + q_1^2 U^2 (1 + q_2 \cos \Theta)^2 + 4G \left(G + \frac{U \sin \Theta \cos \Phi}{\sqrt{q}} \right),$$

$$q_1 = \frac{q+1}{2q}, \quad q_2 = \frac{q-1}{q+1},$$

$$\frac{W_2(\zeta=0)}{W_1(\zeta=0)} \equiv \eta, \quad \Theta(\zeta=0) \equiv \Theta_0 = 2 \arctg \sqrt{q\eta}.$$

4. АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ (16)

Получим простые решения (16) для ряда частных случаев в приближении заданного резонансного поля $G(p=0)$, а также для связанных волн ($p \neq 0$).

А) $p = 0$, $G \ll 1$, $|q-1| \ll 1$. Представим безразмерную интенсивность стоксовой волны в виде разложения в ряд по малым параметрам G , $|q-1|$ с учетом только первых степеней малости:

$$W_2 = W_0 + (q-1)W_q + GW_G. \quad (17)$$

Решения (15), (16) для W_2 вида (17) есть

$$W_0 = \frac{\eta U e^{K\zeta}}{1 + \eta e^{K\zeta}}, \quad K = \frac{U}{1 + U^2},$$

$$W_q = \frac{U W_0 \Lambda}{U - 2W_0} \left(1 - \frac{2W_0(U - W_0)}{1 + U^2} \right), \quad (18)$$

$$W_G = \Lambda \sqrt{W_0(U - W_0)} \times \\ \times \left\{ \cos \Phi \left[\frac{8W_0(U - W_0)}{1 + U^2} - 1 \right] - \sin \Phi \right\},$$

$$\Lambda = 1 - \exp \left(\frac{U - 2W_0}{1 + U^2} \zeta \right).$$

Формула для W_0 (18) с точностью до обозначений совпадает с приведенным в [6] выражением для стоксова излучения, которое учитывает истощение накачки в условиях ненасыщенного ВКР. Единственное различие заключается в выражении для коэффициента усиления K , который в [6] в наших обозначениях имеет вид $K = U$. Таким образом, как видно из (18), прямым следствием эффекта насыщения является то, что с ростом суммарной интенсивности излучения накачки и стоксовой волны U коэффициент усиления K достигает максимального значения $K_{max} = 1/2$ при $U_{max} = 1$ и далее убывает как $1/U$. На основании (7) можно показать, что уменьшение K с ростом U обусловлено сдвигом уровней комбинационного перехода вследствие динамического эффекта Штарка для оптических полей и, в результате, выходом ВКР из резонанса. Данный эффект необходимо учитывать при выборе оптимальной мощности лазерного излучения, при которой длина его максимального преобразования в первую стоксову гармонику наименьшая.

Из выражения (18) для W_0 видно, что в отсутствие резонансного поля и при $q = 1$ интенсивность стоксовой волны с возрастанием безразмерной координаты ζ от нуля в положительную сторону монотонно увеличивается и достигает предельного значения U . В случае инверсной заселенности среды, $Q < 0$, с возрастанием z (изменением ζ в область отрицательных значений) W_0 монотонно убывает от начального значения при $z = 0$ до нуля. Влияние на W_2 (17) отклонения q от 1 и поля G представлено на рис. 1. Роль добавки W_q сводится к уменьшению

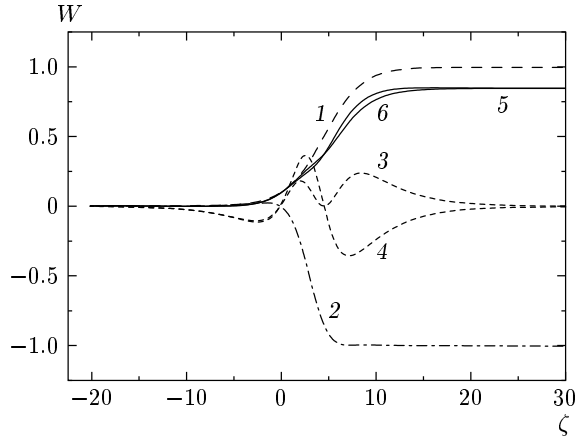


Рис. 1. Зависимости интенсивности стоксовой волны W_2 (17) (кривые 5, 6) и ее составляющих W_0 (1), W_q (2) и W_G (3, 4) от безразмерной длины ζ для значений суммарной фазы $\Phi = 0$ (3, 5), $\pi/2$ (4, 6); $U = 1$, $q = 1.15$, $G = 0.1$, $\eta = 0.1$

предельной перекачки энергии от волны накачки к стоксовой вплоть до величины U/q в области больших z , а добавка W_G знакопеременна и зависит от суммарной фазы волн Φ . Влияние поправок максимально для сред без инверсии заселенностей.

Отметим, что представление интенсивности стоксовой волны в виде (17), (18) уже достаточно для описания многих экспериментальных ситуаций, так как оно учитывает насыщение ВКР, а допустимые величины $G < 0.1-0.2$ соответствуют достаточно большим интенсивностям резонансного поля $\sim 5-10$ МВт/см².

Б) $p = 0$, $\cos \Phi = 0$, $q = 1$. Обозначим $\sin \Phi \equiv \sigma = 1$ ($\Phi = \pi/2$), -1 ($\Phi = -\pi/2, 3\pi/2, \dots$). Первое уравнение (16) при этом (и $G = \text{const}$) имеет точное решение, которое с учетом (15) дает

$$W_2 = \frac{U[1 + X + s(X - 1)]^2}{2s[X^2 - 1 + s(X^2 + 1)]}, \quad (19)$$

$$X = \frac{s + 2\sigma G\sqrt{\eta} - 1}{s - 2\sigma G\sqrt{\eta} + 1} \exp \left[\frac{sU\zeta}{2(s^2 + U^2)} \right],$$

$$s = \sqrt{1 + 4G^2}.$$

Стоксов сигнал W_2 (19) есть монотонная функция координаты, в общих чертах схожая с зависимостью (17), но в отличие от последней справедливая для больших (в рамках принятого подхода) интенсивностей резонансного поля. Основные отличия от случая малых G (от функции W_0 (18)) заключаются в предельных значениях интенсивности стоксовой

волны на больших длинах и в эффективных коэффициентах усиления. А именно, пределы перекачки энергии в стоксову гармонику задаются соотношением

$$W_2(\zeta \rightarrow \pm\infty) = \frac{U}{2} \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{1 + 4G^2}} \right). \quad (20)$$

В случае $G \gg 1$ из (20) следует, что независимо от знака ζ предел перекачки энергии уменьшается вдвое по сравнению со случаем, когда поле G отсутствует. Новым качественным моментом является то, что резонансное поле делает возможной перекачку энергии от лазерного излучения в рассеянное для инверсной среды. При малых G такая перекачка прямо пропорциональна интенсивности заданного поля: $W_2 = UG^2$.

Аналогичный (18) эффективный коэффициент усиления K_{eff} для (19) можно определить как

$$K_{eff} = \frac{U\sqrt{1 + 4G^2}}{1 + U^2 + 4G^2}. \quad (21)$$

Его максимальная величина равна $1/2$, как и в случае (18) малых полей G , но, в отличие от последнего, она достигается при больших значениях $U_{max} = (1 + 4G^2)^{1/2}$. Другими словами, резонансное поле препятствует насыщению ВКР.

В) $\sin \Phi = 0$, $q = 1$. Положим $\cos \Phi \equiv \sigma = 1$ ($\Phi = 0, \pm 2\pi, \dots$), -1 ($\Phi = \pm \pi, \pm 3\pi, \dots$). Первое уравнение (16) в случае $p = 0$ (постоянное G) принимает вид

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = \frac{\sigma}{8G} \frac{U \sin \Theta + 2\sigma G}{U \sin \Theta + (1 + U^2 + 4G^2)/4\sigma G}. \quad (22)$$

Уравнение (22) имеет аналитическое решение, но оно трансцендентно относительно искомой функции $\Theta(\zeta)$. Однако нетрудно заметить, что числитель и знаменатель (22) сокращаются в случае равенства

$$G = \frac{1}{2}\sqrt{1 + U^2}. \quad (23)$$

В результате решение (22) дает линейную зависимость фазы Θ от координаты,

$$\Theta = \frac{\sigma\zeta}{4\sqrt{1 + U^2}} + \Theta_0, \quad (24)$$

и, следовательно, интенсивность стоксовой волны является осциллирующей функцией координаты как для нормальной, так и для инверсной ($\zeta < 0$) среды:

$$W_2 = \frac{U}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{\sigma\zeta}{4\sqrt{1 + U^2}} + \Theta \right) \right]. \quad (25)$$

Данный нетривиальный эффект, заключающийся в периодическом перераспределении энергии между волнами накачки и рассеянного излучения в зависимости от длины, обусловлен нелинейной интерференцией поляризаций в атоме, проявляющейся в наибольшей степени при $|\cos \Phi| = 1$, и имеет место при произвольных, в том числе и малых, интенсивностях U . Соотношение (23) при этом задает границу величин напряженностей резонансного поля G , при превышении которой вступают в действие осцилляции. Таким образом, периодическая перекачка энергии между волнами накачки и Стокса является пороговым эффектом. Однако, как показывают численные расчеты, при уменьшении интенсивностей полей ВКР порог (23) плавно «размывается», так что при $U < 0.05$ он практически отсутствует. Поведение порогового значения амплитуды резонансного поля G_{thr} в зависимости от U аппроксимируется выражением

$$G_{thr} = 10^{-1/(0.48+2.36U)}, \quad (26)$$

полученным с помощью числовых расчетов.

Из (25) следует, что наименьший период осцилляций реализуется при малых интенсивностях полей $U \ll 1$ и равен 8π . Для больших интенсивностей $U \gg 1$ период осцилляций $8\pi U$ линейно возрастает с ростом интенсивности.

В случае связанных полей, $p \neq 0$, в рассматриваемом приближении уравнения (16) имеют интеграл движения

$$\Theta + \frac{2\sigma G}{p} = \text{const} \equiv \Theta_1 = \Theta_0 + \frac{2\sigma G_0}{p}. \quad (27)$$

Угловая переменная Θ в данном случае есть линейная функция амплитуды резонансного «управляющего» поля G . Подставляя следующую из (27) зависимость $\Theta(G)$ во второе уравнение (16), для малых амплитуд $G \ll 1$ можно получить его трансцендентное решение, из которого следует, что из-за интерференционного эффекта резонансное поле на больших расстояниях не затухает полностью, а определяется выражением

$$G(\zeta \rightarrow \infty) = -\frac{\sigma p U \sin \Theta_1}{2(p - U \cos \Theta_1)}, \quad |G| \ll 1. \quad (28)$$

Таким образом, влияние ВКР на поглощение резонансного поля в рассматриваемых условиях сводится к интерференционному просветлению среды.

Г) $U \ll 1$, $|G|$. Для $p = 0$ в рассматриваемом случае малых интенсивностей лазерного и рассеянного излучений (ненасыщенного ВКР) решение (16), аналогичное приведенному в предыдущем случае, также приводит к осцилляционной зависимости волн от

расстояния, поскольку порог по полю G (23), (26) здесь заведомо преодолен:

$$\Theta = \frac{G \cos \Phi}{\sqrt{q}(1 + 4G^2)} \zeta + \Theta_0, \quad (29)$$

$$W_2 = \frac{U}{2q} \left[1 - \cos \left(\frac{G \cos \Phi}{\sqrt{q}(1 + 4G^2)} \zeta + \Theta_0 \right) \right]. \quad (30)$$

Осцилляции существуют при $\cos \Phi \neq 0$, их частота линейна по амплитуде G при малых величинах последней и обратно пропорциональна амплитуде при $G \gg 1$.

Влияние на пространственные осцилляции волнового асинхронизма учтем с помощью (13). В рассматриваемом приближении при $\delta k \neq 0$ и постоянном G уравнения (16) сводятся к

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = \frac{1}{\sqrt{q}} \frac{G}{1 + 4G^2} \cos(\kappa\zeta - \Phi), \quad \kappa \equiv \frac{\delta k}{Q}. \quad (31)$$

Решение (31) есть

$$\Theta = \Theta_0 + \frac{1}{\kappa\sqrt{q}} \frac{G}{1 + 4G^2} [\sin \Phi - \sin(\Phi - \kappa\zeta)], \quad (32)$$

и оно определяет осцилляционное пространственное поведение стоксовой волны, обусловленное совместным влиянием начальной разности фаз Φ и волновой расстройки δk . При $\delta k \rightarrow 0$ выражение (32) переходит в (29). Как следует из (32), отношение периодов осцилляций указанных двух типов, ζ_Φ и ζ_κ , при $\kappa\zeta \ll 1$ задается формулой

$$R \equiv \frac{\zeta_\Phi}{\zeta_\kappa} = \frac{\kappa(1 + 4G^2)}{\sqrt{q}G}. \quad (33)$$

Как видно из (33), величина R может меняться в широких пределах, от $R \ll 1$ до $R \gg 1$, и соотношение периодов ζ_Φ и ζ_κ определяется конкретными условиями экспериментов.

Отметим, что формулы (29), (30), (32), дающие весьма структурированную осцилляционную зависимость интенсивности стоксовой гармоники от координаты, могут использоваться в количественных исследованиях фазовых соотношений между подаваемыми в среду волнами. Иначе говоря, на их основе можно осуществить конкретный способ предложенной в [1] атомной интерферометрии.

Рассмотрим теперь усиление поля G в инверсной среде без потерь при $p \neq 0$. Из первого уравнения (16) для угловой переменной Θ видно, что при усилении поля G , когда оно достаточно возрастает ($G \gg 1$), производная Θ по координате стремится к нулю как $1/G$. Таким образом, фаза Θ становится постоянной величиной, и усиление интенсивности

G^2 резонансного поля определяется только вторым уравнением (16), которое в данном случае совпадает с уравнением переноса в усиливающей среде с насыщением и без потерь [14]:

$$\frac{dG^2}{d|\zeta|} = \frac{pG^2}{1 + 4G^2}. \quad (34)$$

Из (34) при $G \gg 1$ следует линейный по координате (летаргический) режим усиления

$$G^2 = \frac{p|\zeta|}{4}, \quad (35)$$

обусловленный эффектом насыщения для резонансного поля на комбинационном переходе. Заметим, что нелинейные интерференционные эффекты в определенных ситуациях могут приводить к еще более медленной, корневой, зависимости интенсивности от длины [15].

5. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Уравнения (16) для связанных волн содержат шесть параметров: ζ , U , G (или p), Φ , q и η . Будем проследивать пространственное развитие генерации, определяя $W_2(\zeta)$ и $G(\zeta)$ на основе численного решения (16) в зависимости от основных параметров U , G и Φ , параметры же q и η во всех расчетах фиксируем, положив $q = 1.15$ и $\eta = 0.1$.

Вначале рассмотрим генерацию стоксовой волны в присутствии неизменного по длине резонансного поля G (случай $p = 0$, рис. 2–4). Расчетные зависимости $W_2(\zeta, G)$ для двух значений суммарных фаз Φ представлены на рис. 2. В соответствии с проведенным в предыдущем разделе рассмотрением для нулевой фазы Φ наблюдается колебательная зависимость интенсивности стоксовой гармоники от расстояния (рис. 2а). Отчетливо видны пороговый характер эффекта и увеличение периода осцилляций с ростом G , которые согласуются с формулами (23), (25). Отметим симметрию осцилляционного поведения $W_2(\zeta)$ для безынервной ($\zeta > 0$) и инверсной ($\zeta < 0$) сред. Роль резонансного излучения в случае $\Phi = \pi/2$ (рис. 2б) сводится главным образом к тому, что в инверсной среде становится возможной перекачка энергии от лазерного излучения к рассеянному, отсутствующая для безынервной среды. С увеличением G данный процесс усиливается (см. (20)). Рисунок 2в иллюстрирует понижение и размывание порога осцилляций при уменьшении интенсивности волн ВКР.

Зависимости $W_2(\zeta, U)$ при фиксированном G для двух значений фаз $\Phi = 0$ и $\Phi = \pi/2$ приведены на

рис. 3а, б. Рисунок 3а представляет рассмотренный выше аналитически случай В, а рис. 3б соответствует случаю Б. Период осцилляций на рис. 3а для малых значений U точно равен периоду, рассчитанному исходя из (30) и значений параметров $G = 0.794$ и $q = 1.15$, взятых при построении этого рисунка. Хорошее соответствие имеет место и для рассчитанной по формуле (26) границы осцилляций с определяемым из рис. 3а значением $U \approx 1$. Наблюдаемая симметрия графиков на рис. 3б по координате U связана с характером зависимости эффективного коэффициента усиления K_{eff} (21) от суммарной интенсивности оптических полей и является одним из проявлений насыщения ВКР.

Зависимость интенсивности стоксовой гармоники от суммарной фазы волн представлена на рис. 4. Из сравнения вида зависимостей при различных U видно, что осцилляционный режим генерации наиболее выражен при малых $U = 0.1$ (рис. 4а) и отсутствует при больших $U = 10$ (рис. 4б). Это связано с пороговым характером возникновения осцилляций и соответствует качественному обсуждению данного эффекта в разд. 4.

Рассмотрим теперь смешение трех волн при условии сильной связи оптических и резонансного полей, выбрав $p = 1$. Посредством решения двух связанных уравнений (16) будем проследивать интенсивность стоксовой волны $W_2(\zeta)$ и затухание (либо усиление в случае инверсной среды) поля $G(\zeta)$ в зависимости от суммарной интенсивности волн U и фазы Φ при заданном начальном значении амплитуды $G(0) \equiv G_0 = 10^{-0.1} = 0.794$.

На рис. 5 приведены зависимости интенсивности стоксовой волны и амплитуды резонансной волны от суммарной интенсивности U для двух значений фаз $\Phi = 0$ и $\pi/2$. Из рис. 5а видно, что в сравнении со случаем постоянной амплитуды G (рис. 3а), поведение стоксова сигнала в области малых $U < 1$ резко меняется: осцилляции в области $\zeta > 0$ полностью исчезают, а для инверсной среды ($\zeta < 0$) их период возрастает и становится нерегулярным. Такое поведение объясняется тем, что, как видно из рис. 5б, амплитуда G в области положительных ζ быстро затухает и становится ниже границы возникновения осцилляций. В области же отрицательных ζ резонансное поле усиливается, и тем самым, в соответствии с (30), уменьшается частота осцилляций. Для фазы $\Phi = \pi/2$ изменения вида зависимостей по сравнению со случаем постоянного поля G значительно меньше (ср. рис. 5в и 3б), поскольку при этом значении фазы, как следует из (9), интерференционные эффекты, ответственные за возникнове-

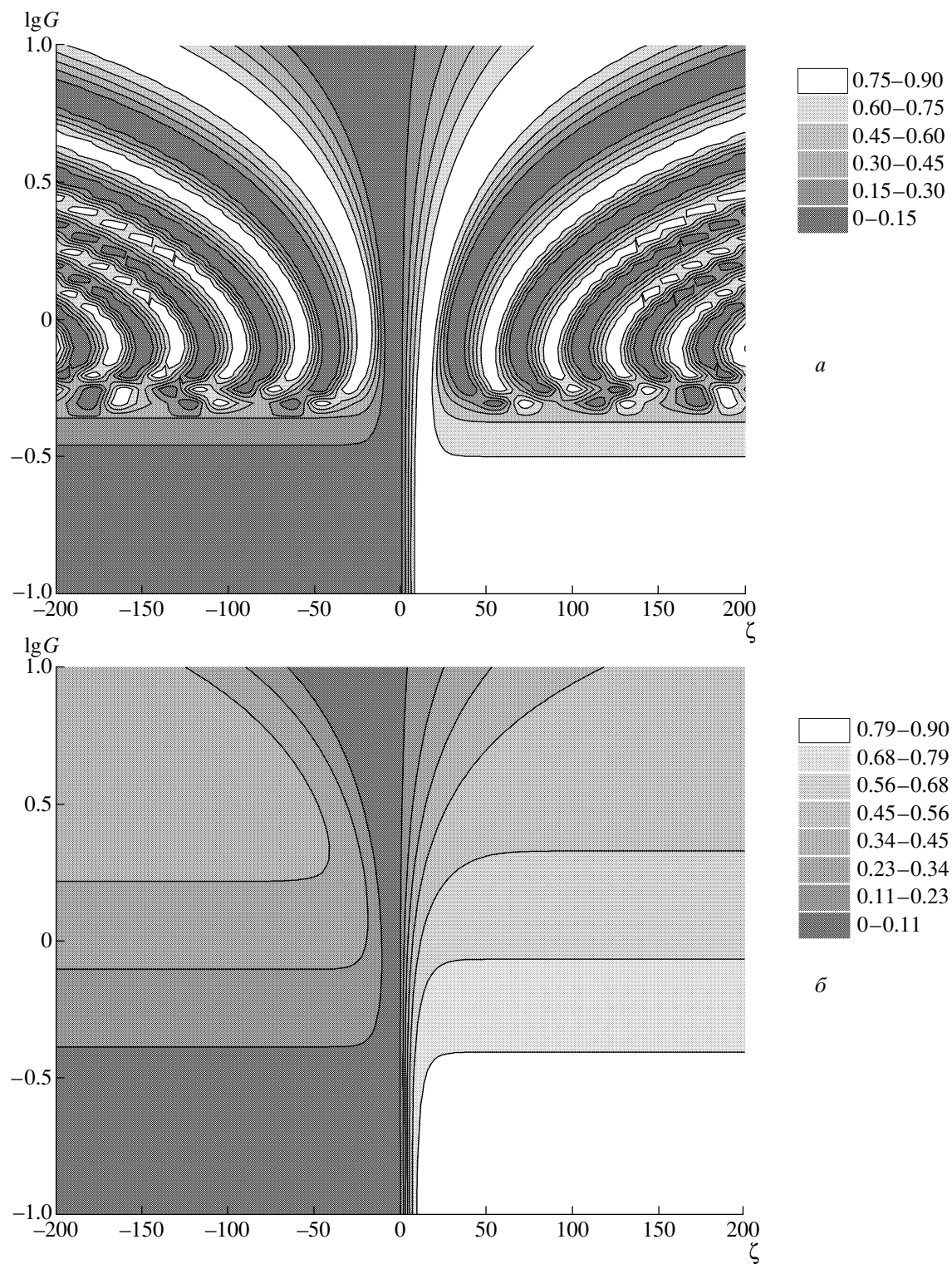


Рис. 2. Зависимость $W_2(\zeta, G)$ в приближении заданного поля G ($p = 0$) для $\Phi = 0, U = 1$ (а); $\Phi = \pi/2, U = 1$ (б); $\Phi = 0, U = 0.1$ (в); $q = 1.15, \eta = 0.1$

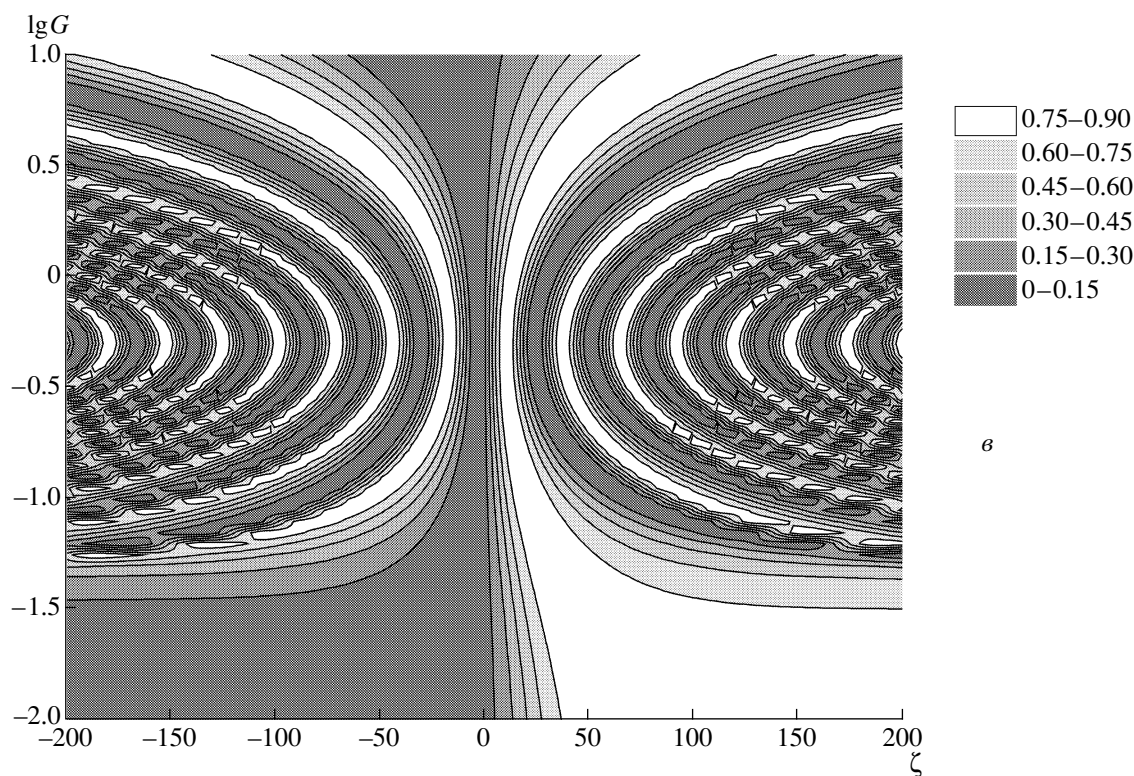


Рис. 2. Продолжение

ние осцилляций, подавлены. Определенное отличие в поведении $W_2(\zeta)$ наблюдается для инверсной среды при $U \approx 1$, что связано с резким изменением поведения $G(\zeta)$ (рис. 5з), которое является следствием эффекта насыщения.

Фазовая картина, одновременно характеризующая действие нелинейной интерференции поляризации, представлена на рис. 6 для оптимальной величины $U = 1$. Как видно из рис. 6а, особенностью генерации стоксовой гармоники в области $\zeta > 0$ является отсутствие полной перекачки энергии от лазерного излучения в рассеянное для фазы $\Phi = \pi$. Для инверсной среды при изменении фазы осцилляционный режим чередуется с режимом монотонного поведения интенсивности стоксова излучения. Весьма интересно поглощение поля G при $\zeta > 0$ (рис. 6б). А именно, как следует из расчетов, при значениях $\Phi = 0, \pi, 2\pi$, для которых нелинейные интерференционные эффекты наиболее выражены, амплитуда поля G на больших расстояниях $\zeta > 0$ становится отрицательной и не затухает в пределе больших длин. Таким образом, в соответствии с (28) для данных фаз имеет место интерференционное просветление среды на частоте комбинационного перехода.

Числовые расчеты показывают, что усиление интенсивности G^2 резонансного поля в инверсной среде слабо зависит от фазы и практически линейно по координате для небольших интенсивностей $U < 1$. Зависимость усредненной по фазе и значениям $U < 1$ безразмерной интенсивности G^2 от координаты аппроксимируется выражением $G^2 = -(0.247 \pm 0.001)\zeta$, что хорошо совпадает с (31) при выполнении равенства $p = 1$.

В заключение проанализируем экспериментальную ситуацию, когда фазы связанных волн подвержены сильным флуктуациям. Будем считать, что случайная фаза Φ равномерно распределена на интервале $[0, 2\pi)$. Расчеты усредненных по фазе зависимостей интенсивностей стоксовой и резонансной волн от суммарной интенсивности оптических волн и координаты показывают, что для безынверсной среды рассматриваемый случай с флуктуациями фаз близок к случаю $\Phi = \pi/2$ (рис. 5в), т. е. нелинейные интерференционные эффекты в результате усреднения по фазе подавляются. Однако для среды, обладающей инверсией заселенностей, полного подавления интерференции не происходит: поведение усредненной по фазам стоксовой волны ближе

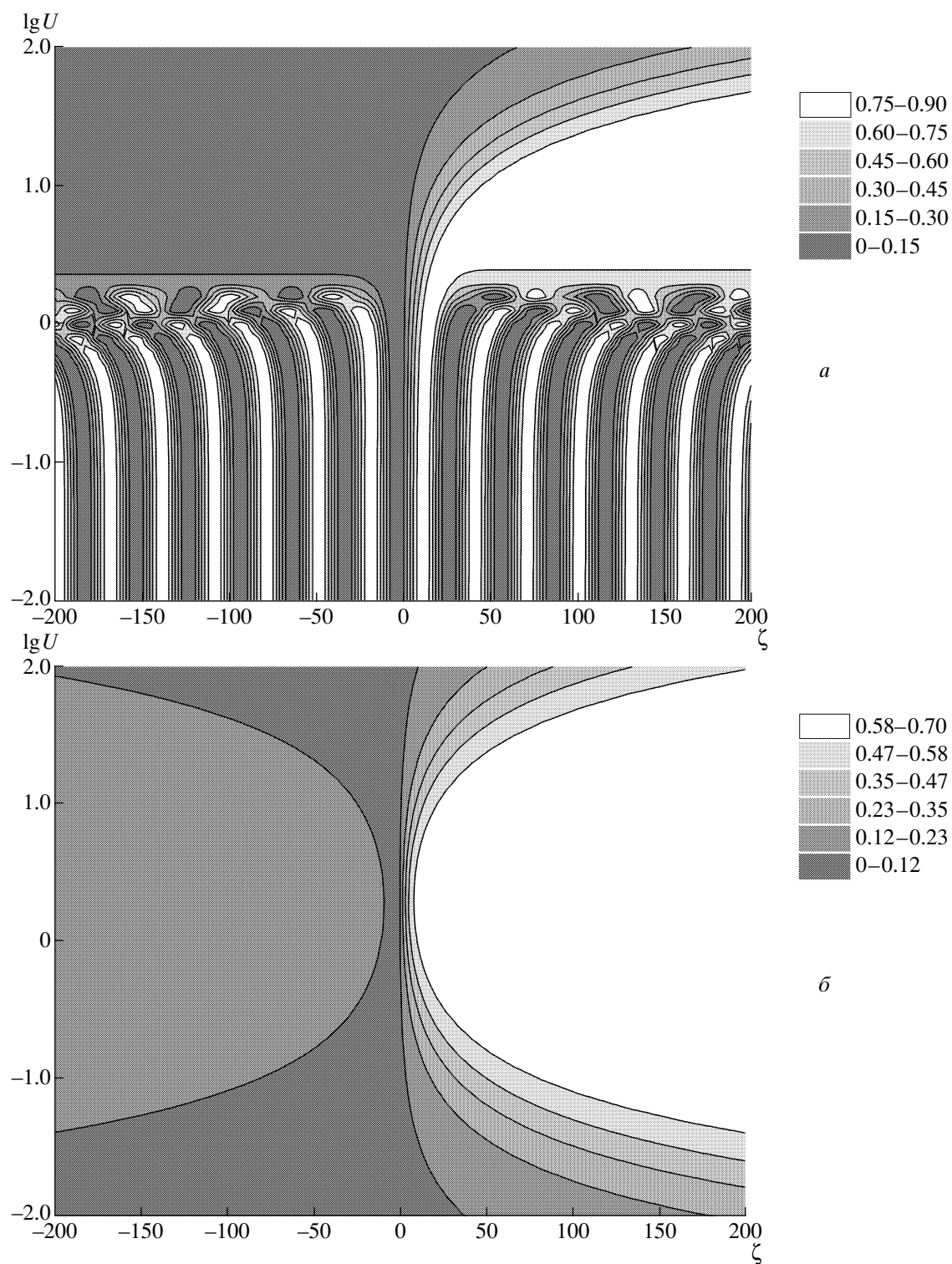


Рис. 3. Функция $W_2(\zeta, U)/U$ для $\Phi = 0$ (а), $\pi/2$ (б) и $p = 0$, $G = 10^{-0.1}$, $q = 1.15$, $\eta = 0.1$

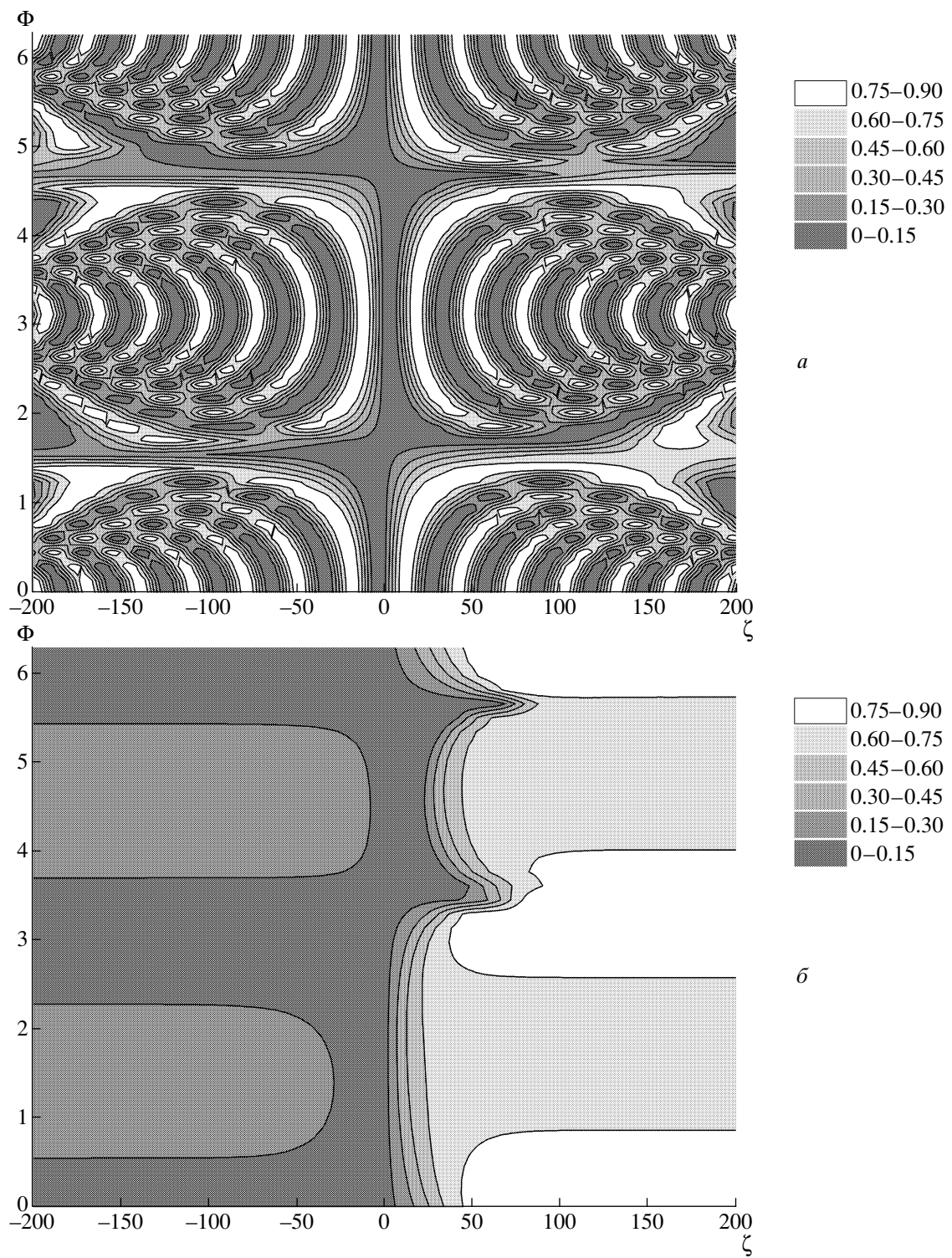


Рис. 4. Зависимость $W_2(\zeta, \Phi)/U$ для $U = 0.1$ (а), 10 (б) и $p = 0$, $G = 10^{-0.1}$, $q = 1.15$, $\eta = 0.1$

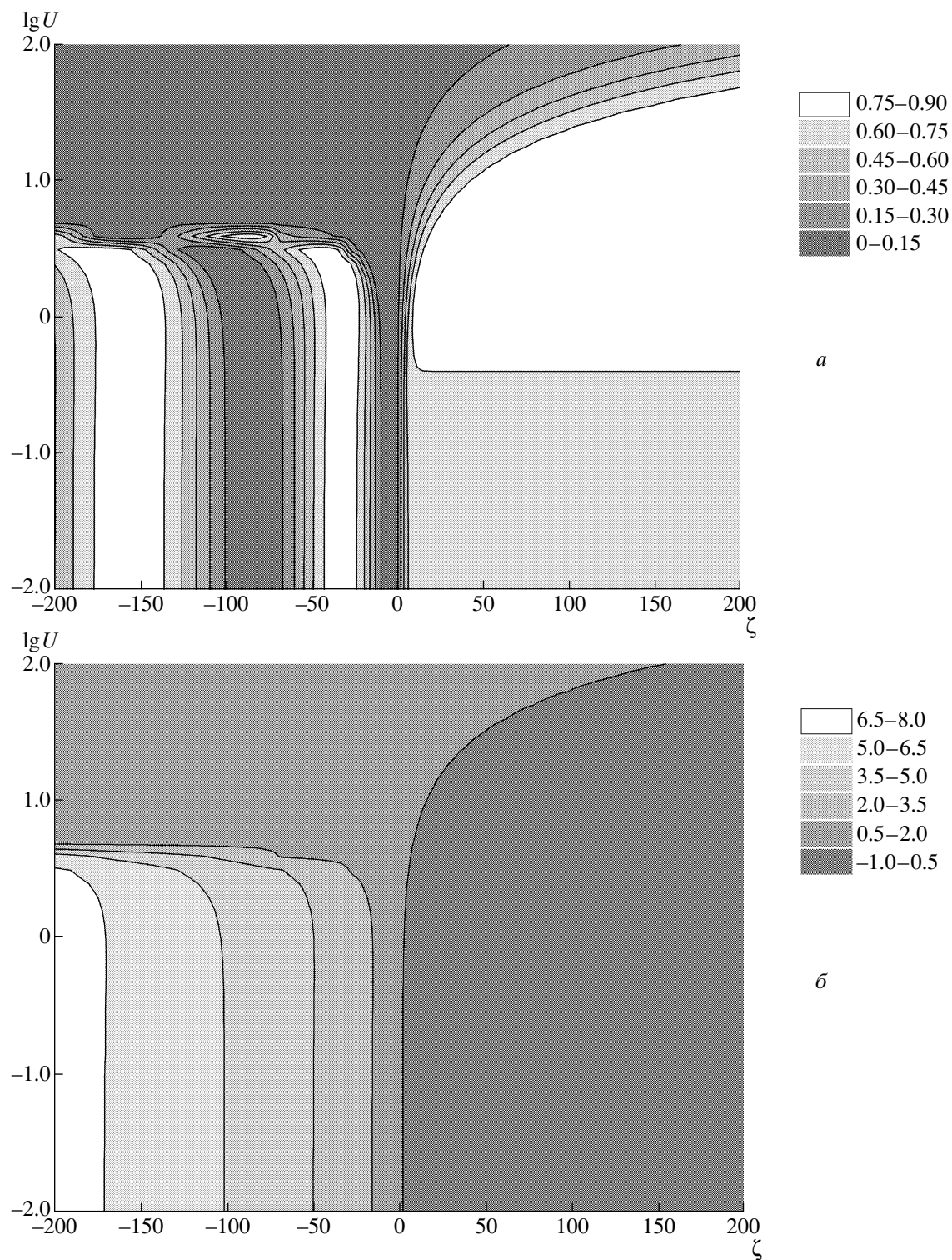


Рис. 5. Относительная интенсивность стоксовой волны $W_2(\zeta, U)/U$ (а, в) и согласованное поглощение (усиление) поля $G(\zeta, U)$ (б, г) в зависимости от суммарной интенсивности U для фаз $\Phi = 0$ (а, б), $\pi/2$ (в, г) и $p = 1$, $G_0 = 10^{-0.1}$, $q = 1.15$, $\eta = 0.1$

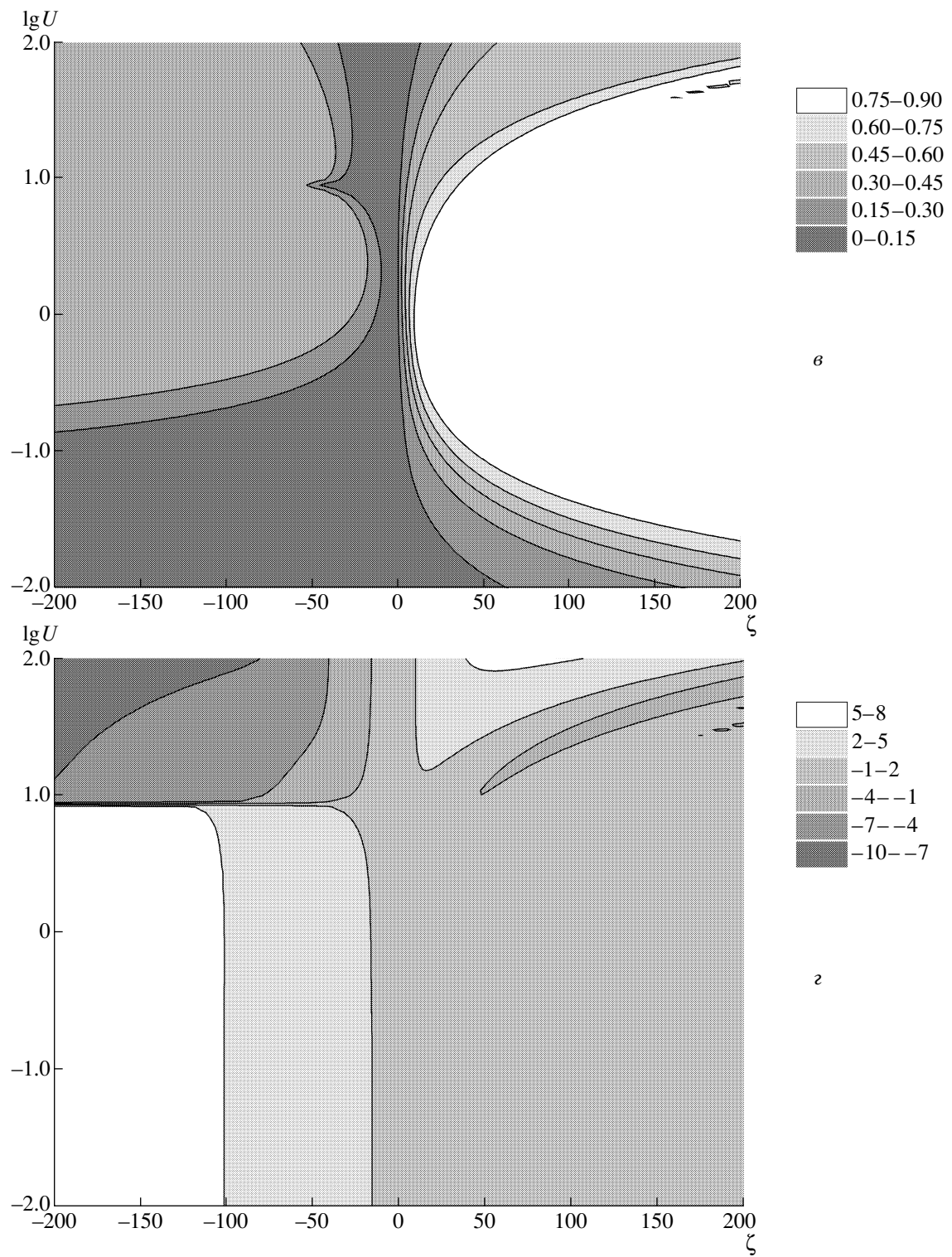


Рис. 5. Продолжение

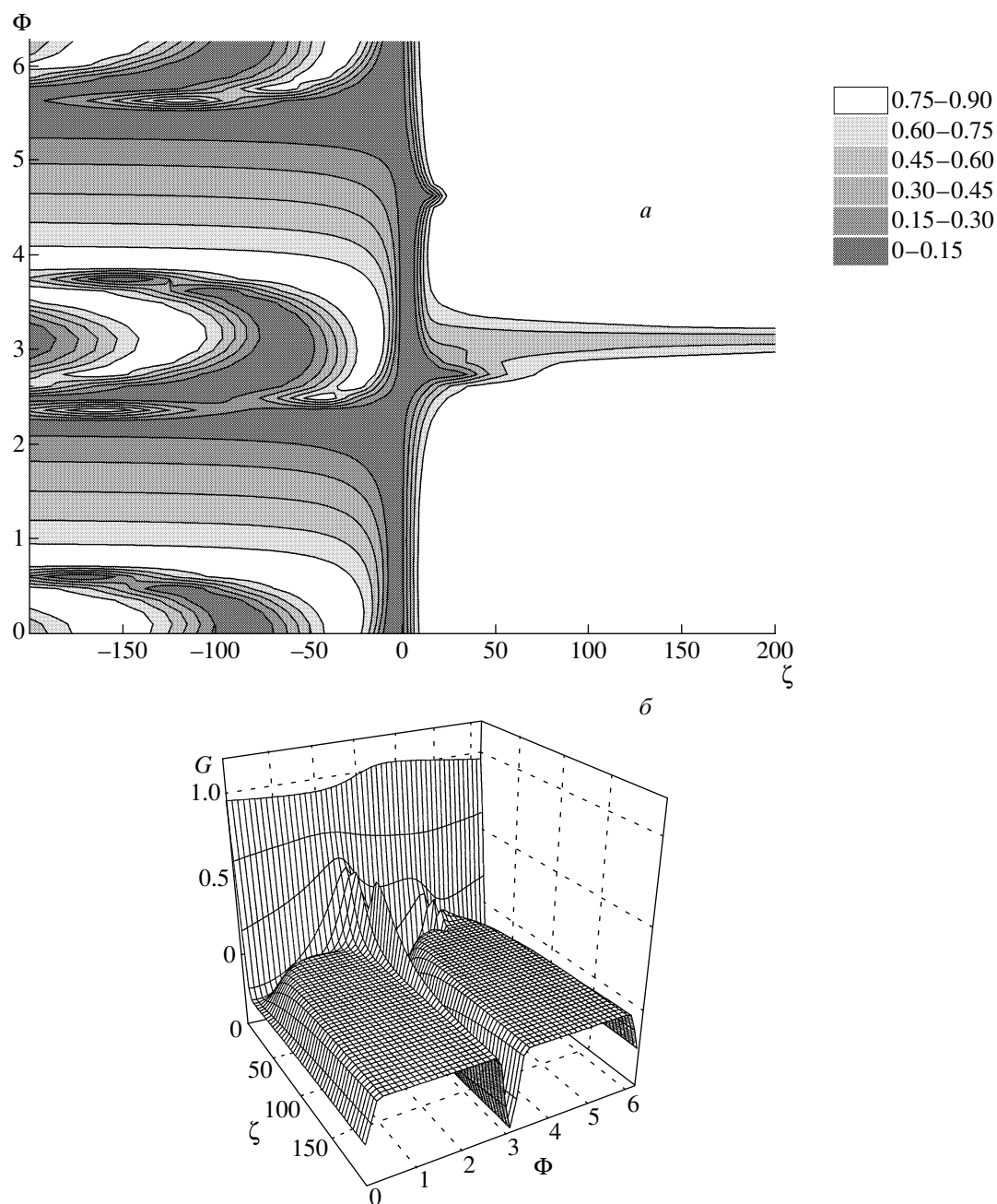


Рис. 6. Влияние суммарной фазы волн и связанных с ней нелинейных интерференционных эффектов на интенсивность стоксова сигнала $W_2(\zeta, \Phi)$ (а) и амплитуду резонансного поля $G(\zeta, \Phi)$ в среде без инверсии заселенностей (б) при $p = 1$, $G_0 = 10^{-0.1}$, $U = 1$, $q = 1.15$, $\eta = 0.1$

к случаю $\Phi = 0$ (рис. 5а). Как уже было отмечено выше, зависимость усредненной интенсивности резонансного поля от координаты линейна для инверсной среды при $U < 1$, а нелинейность вступает в действие лишь при больших интенсивностях оптических полей. При этом эффект интерференционного просветления безинверсной среды в результате силь-

ных флуктуаций фаз исчезает. Средние квадратичные отклонения, характеризующие зашумленность стоксовой и резонансной волн, минимальны в узкой области ζ вблизи нуля, где перекачка энергии наиболее интенсивна, и достигают величин порядка 30 % в области малых $U < 1$ для стоксовой волны и больших $U > 1$ для резонансного поля.

6. ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Рассмотренное в разд. 2–5 кольцевое взаимодействие полей может быть реализовано в схеме ВКР на колебательно-вращательных переходах молекул или на возбужденных запрещенных переходах атомов в видимой и инфракрасной областях спектра. В ряде случаев, в частности, для паров щелочных металлов, более удобна постановка экспериментов с организацией кольцевого сложения полей посредством двухфотонного поглощения на переходе из основного в первое возбужденное S -состояние. Проведем соответствующее обобщение результатов, исходя из (2) и представления поля в виде

$$\begin{aligned}\mathcal{E}(t, z) &= \sum_{j=1}^3 E_j(z) \cos \Psi_j, \\ \Psi_j &= \omega_j t - k_j z + \varphi_j, \quad j = 1, 2, 3, \\ 2\omega_3 &= \omega_1 - \omega_2, \quad 2k_3 = k_1 - k_2.\end{aligned}\quad (36)$$

Индекс $j = 3$ здесь относится к полю, действующему на комбинационном переходе, а прочие обозначения сохранены.

При переходе от (2) к стационарным уравнениям вместо (4) полагаем

$$\begin{aligned}\rho_{31} &= R_1 e^{-i\Psi_1} + R_{13} e^{-i\Psi_3}, \\ \rho_{32} &= R_2 e^{-i\Psi_2} + R_{23} e^{i\Psi_3}, \\ \rho_{21} &= r e^{-2i\Psi_3}.\end{aligned}\quad (37)$$

В результате подстановки (37) в (2) и исключения из системы уравнений R_{13} и R_{23} получим аналогичные (7) стационарные уравнения для матрицы плотности:

$$\begin{aligned}\rho_1 &= \rho_1^0 - \frac{2V_1 R_1''}{\varepsilon} - 2Gr'', \\ \rho_2 &= \rho_2^0 - \frac{2V_2 R_2''}{r''} + 2Gr'', \\ R_1 &= \sigma\varepsilon [V_1(2\rho_1 + \rho_2 - 1) + V_2 e^{i\Phi} r], \\ R_2 &= \sigma\varepsilon [V_2(\rho_1 + 2\rho_2 - 1) + V_1 e^{-i\Phi} r^*], \\ (1 + i\beta G)r &= i e^{-i\Phi} \frac{V_2 R_1 - V_1 R_2^*}{\varepsilon} + iG(\rho_1 - \rho_2),\end{aligned}\quad (38)$$

где все обозначения прежние, за исключением

$$\begin{aligned}G &= \frac{d_1 d_2 E_3^2}{4\hbar^2 \Gamma \Delta}, \quad V_{1,2} = \frac{d_{1,2} E_{1,2}}{2\hbar \sqrt{\Gamma |\Delta|}}, \\ \beta &= \frac{d_1^2 - d_2^2}{d_1 d_2}, \\ \Delta_1 &= \omega_{31} - \omega_3, \quad \Phi = \varphi_1 - \varphi_2 - 2\varphi_3.\end{aligned}\quad (39)$$

Кроме того, в (38) явно введен знак $\sigma = \text{sign } \Delta$ эффективной отстройки $\Delta = \omega_{31} - \omega_1$, поскольку основным возмущающим состоянием 3 у щелочных элементов является нижний p -уровень, расположенный ниже первого возбужденного s -уровня. Как и прежде, учет волновой расстройки в (38) и в волновых уравнениях осуществляется с помощью переопределения фазы Φ (13), где $\delta k = k_1 - k_2 - 2k_3$.

Отличия (38) от (7) заключаются в следующем. Изменен смысл параметра G , который для двухфотонного поглощения пропорционален не амплитуде, а интенсивности поля E_3 . Отсутствует вызванная непосредственно резонансным полем интерференция поляризаций R_1 и R_2 (в (38) соответствующие уравнения связаны только через r). Появилось фазовое слагаемое $i\beta G$ у множителя в левой части уравнения для поляризации r на запрещенном переходе, которое описывает полевой сдвиг линии, обусловленный различием дипольных моментов d_1 и d_2 .

Нелинейные части поляризации P (3) для полей 1–3, выраженные через поляризацию запрещенного перехода, есть

$$\begin{aligned}P_{1,2}^{NL} &= \\ &= \pm 2\sigma\varepsilon N d_{1,2} V_{1,2} (r' \sin \Phi + r'' \cos \Phi) \sin \Psi_{1,2}, \\ P_3^{NL} &= \frac{2N d_1 d_2 E_3}{\hbar \Delta_1} r'' \sin \Psi_3.\end{aligned}\quad (40)$$

Точное решение (38) относительно r имеет вид

$$\begin{aligned}r' &= \frac{n_0}{D} \{ \beta G^2 + \sigma G (V_1^2 - V_2^2) + \\ &+ V_1 V_2 [(\sigma \beta G + V_1^2 - V_2^2) \cos \Phi - \sigma \sin \Phi] \}, \\ r'' &= \frac{n_0}{D} \{ G + V_1 V_2 \times \\ &\times [\sigma \cos \Phi - (\sigma \beta G + V_1^2 - V_2^2) \sin \Phi] \}, \\ D &= 1 + (V_1^2 + V_2^2)^2 + (4 + \beta^2) G^2 + \\ &+ 2\sigma G [\beta (V_1^2 - V_2^2) + 4V_1 V_2 \cos \Phi], \\ n_0 &= \rho_1^0 - \rho_2^0.\end{aligned}\quad (41)$$

Используя (40), (41) и введенные в разд. 3 обозначения (12), (13), (15), получим аналогичные (16) уравнения, определяющие интенсивности трех связанных волн:

$$\begin{aligned}\frac{d\Theta}{d\zeta} &= \frac{1}{2qD} \{ \sigma U \sin \Theta + 2\sqrt{q} G \times \\ &\times [\cos \Phi + (\beta G + \sigma q_1 U (q_2 + \cos \Theta)) \sin \Phi] \}, \\ \frac{dG}{d\zeta} &= -\frac{pG}{2\sqrt{q} D} \times \\ &\times \{ 2\sqrt{q} G + \sigma U \sin \Theta \times \\ &\times [\cos \Phi - (\beta G + \sigma q_1 U (q_2 + \cos \Theta)) \sin \Phi] \},\end{aligned}\quad (42)$$

$$D = 1 + q_1^2 U^2 (1 + q_2 \cos \Theta)^2 + (4 + \beta^2) G^2 + \\ + 2\sigma G U \left[\frac{2 \sin \Theta \cos \Phi}{\sqrt{q}} + \beta q_1 (q_2 + \cos \Theta) \right], \\ p = \frac{2d_2 \omega_3 |\Delta| n_1}{d_1 \omega_1 \Delta_1 n_3}, \quad Q = \frac{4\pi n_0 d_1^2 \omega_1}{\hbar c |\Delta| n_1}, \\ G(0) \equiv G_0, \quad \Theta(0) \equiv \Theta_0.$$

Поскольку для атомов $\omega_3 \sim \omega_1$, $|\Delta| \geq |\Delta_1|$ и $d_1 \sim d_2$, параметр $p \geq 1$, и вследствие этого осуществляется сильная связь волн.

Рассмотрим аналитически случай малых интенсивностей полей комбинационного рассеяния: $U \ll 1$, G , с учетом $p \geq 1$. Уравнения (42) в этом приближении сводятся к следующим:

$$\frac{dG}{d\zeta} = \frac{pG^2}{1 + (4 + \beta^2)G^2}, \quad (43)$$

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = \frac{G}{\sqrt{q}} \frac{\cos \Phi + \beta G \sin \Phi}{1 + (4 + \beta^2)G^2}. \quad (44)$$

Уравнение (43) не зависит от полей, участвующих в ВКР, и является законом Бугера–Ламберта для двухфотонного поглощения с учетом его насыщения (проводимым, по-видимому, впервые). В отличие от однофотонного поглощения, когда интенсивность излучения в режиме насыщения выражается через трансцендентное уравнение, для двухфотонного поглощения решение (43) является простой алгебраической функцией координат:

$$G = \frac{2(\sqrt{x^2 + B^2} - x)}{B^2} = \frac{2}{\sqrt{x^2 + B^2} + x}, \\ x \equiv p\zeta + c_1, \quad c_1 = \frac{1}{G_0} - (4 + \beta^2)G_0, \\ B^2 = 4(4 + \beta^2). \quad (45)$$

Для среды без инверсии заселенностей ($\zeta > 0$) при $x^2 \gg B^2$ из (45) следует гиперболическое ослабление интенсивности при возрастании длины:

$$G = \frac{1}{p\zeta + c_1}, \quad (46)$$

что совпадает с формулой (12.8) из [6], полученной для ненасыщенного поглощения. При сильном насыщении двухфотонного поглощения, когда $G^2 \gg 1/(4 + \beta^2)$, интенсивность G уменьшается с увеличением расстояния линейно:

$$G = G_0 - \frac{p\zeta}{4 + \beta^2}. \quad (47)$$

Интересно отметить, что насыщение двухфотонного поглощения дает тот же закон ослабления

(47), который определяет ненасыщенное поглощение (или поглощение на малых длинах) (ср. с формулой (12.9) [6]). Формально данное обстоятельство объясняется тем, что величина c_1 в (45) становится большой как при $G_0 \gg 1$, так и при $G_0 \ll 1$. При этом переход от одного из этих предельных случаев к другому сопровождается изменением знака c_1 , что определяет преобразование (45) от (46) к (47). Физический механизм отмеченной особенности насыщения двухфотонного поглощения, так же как и для ВКР, связан с выходом излучения из резонанса с переходом вследствие динамического штарковского сдвига уровней.

В случае среды с усилением ($\zeta < 0$) аналогично (35) интенсивность G растет линейно с ростом длины:

$$G = \frac{p|\zeta|}{4 + \beta^2}. \quad (48)$$

Решение (44) с использованием (45) есть

$$\Theta(x) = \Theta_0 + f(x) - f(c_1), \\ p\sqrt{q} f(x) = \frac{2}{B^2} \left(x + B - \sqrt{x^2 + B^2} \right) \sin \Phi + \\ + \ln \left(\frac{x + \sqrt{x^2 + B^2}}{B} \right) \cos \Phi. \quad (49)$$

Подстановка Θ , определяемой (49), в (15) для волновой расстройки $\delta k = 0$ дает функцию $W_2(\zeta, G_0, \Phi, p, q, \beta, \eta)$, особенностями которой, как следует из (48), (49) и числовых расчетов, являются пространственные осцилляции для инверсной среды, подобные приведенным на рис. 5а, но, в отличие от них, регулярные, и структурированное немонотонное поведение в зависимости от ζ , Φ и G_0 при $\zeta > 0$. В частности, в точке экстремума $\zeta = \zeta_{ext}$, где

$$p\zeta_{ext} = \frac{4 + \beta^2}{\beta} \operatorname{ctg} \Phi - \beta \operatorname{tg} \Phi - \frac{1}{G_0} + (4 + \beta^2)G_0, \quad (50)$$

в зависимости от величин Φ , β и G_0 может быть пик, провал или место наибольшего изменения $W_2(\zeta)$. Подобная трансформация создает возможности решения обратной задачи по количественному определению входящих в W_2 параметров. Например, зная величины β и G_0 , по экспериментальным зависимостям $W_2(\zeta)$ можно измерять разность фаз волн Φ и тем самым осуществлять атомную интерферометрию [1]. Определяемыми величинами могут быть также относительная разность дипольных моментов β (39) и безразмерная интенсивность G_0 на входе в среду, зависящая от эффективных внутриатомных параметров d_1 , d_2 , Δ_1 .

7. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Описание ВКР, замкнутого резонансным излучением, посредством простой трехуровневой модели атома и полной системы кинетических уравнений для матрицы плотности позволило проследить действие насыщения и нелинейной интерференции поляризации, индуцированных тремя взаимодействующими полями. Отличительной особенностью интерференции в схеме кольцевого сложения полей является то, что она регулируется соотношением фаз волн на входе в среду.

Рассмотренные эффекты можно наблюдать, регистрируя интенсивность стоксовой волны или волны накачки в зависимости от длины комбинационного взаимодействия (или от давления газа в поглощающей ячейке) либо измеряя пропускание излучения, резонансного комбинационному переходу. Первый вариант соответствует постановке экспериментов по ВКР (стоксова волна при этом может генерироваться в процессе рассеяния) и в активной спектроскопии комбинационного рассеяния, когда на входе присутствуют три коллинеарных волны, а интенсивность накачки может быть небольшой.

Наиболее значимыми проявлениями интерференции являются периодическое по длине перераспределение энергии между волнами накачки и стоксова излучения, т. е. пространственные осцилляции, регулируемые разностью фаз волн, и просветление среды на частоте комбинационного перехода. В силу того что ВКР изначально является нелинейным по полю процессом, осцилляции оптических волн возникают при их малых интенсивностях. Соответственно, оптимальными условиями для реализации пространственных осцилляций являются слабые поля комбинационного рассеяния ($U \ll 1$, G) и сравнимая с насыщающей интенсивность резонансного поля, $G \sim 1$. Это отвечает обычной постановке экспериментов по активной спектроскопии комбинационного рассеяния. Отметим, что осцилляции могут наблюдаться и при слабых полях $G \ll 1$ при условии $G \gg U$. Ограничение на величину G со стороны малых значений, как следует из (30), задается периодом осцилляций пропорциональным $1/G$, который не должен превышать доступных для наблюдений величин равных приблизительно 30 см. Как будет показано далее в конкретных численных оценках, именно такой случай реализуется в молекулярных газах.

Увеличение интенсивности поля накачки подавляет осцилляции и качественно меняет ситуацию вследствие последовательной генерации высших

стоксовых и антистоксовых гармоник, эффективно происходящей при $U \geq 1$. Уравнения (7), (16), (38), (42) при этом требуют модификации, заключающейся в учете высших гармоник рассеяния в представлении полей (1), (36). В частности, подключение второй стоксовой и первой антистоксовой гармоник приводит к усложнению фазовых зависимостей. А именно, кроме фазы Φ (5), в стационарных уравнениях (7) появляются несколько других комбинаций фаз исходных полей. Таким образом, при насыщении ВКР ($U \geq 1$) развитая теория применима только для небольших длин комбинационного взаимодействия: $\zeta < U + 1/U$, когда еще не появились высшие гармоники рассеяния. В то же время при $U \ll 1$ ограничений на величину поля G нет, поскольку оно не приводит к генерации высших гармоник, и его роль заключается в иницировании интерференционных явлений, зависящих от суммарной фазы волн Φ .

Обсуждение возможной постановки экспериментов по наблюдению пространственных осцилляций и просветления среды проведем, ориентируясь на условия имеющегося эксперимента по генерации инфракрасного излучения на дипольно-запрещенном колебательном переходе $\nu = 0 \rightarrow \nu = 1$ молекулы водорода при бигармонической накачке в постоянном электрическом поле [16]. Далее сделаем оценки применительно к указанным в [17] экспериментальным условиям для схемы двухфотонного поглощения в парах калия.

В работе [16] использовался КАРС-спектрометр, в котором накачкой с частотой ω_1 ($\lambda_1 = 532$ нм) служила вторая гармоника неодимового лазера с энергией в импульсе 12 мДж и длительностью импульса 10 нс. Лазер на красителе генерировал излучение ω_2 ($\lambda_2 = 683$ нм) с энергией в импульсе 1 мДж, которое обеспечивало комбинационный резонанс $\omega_1 - \omega_2 = \omega_{21}$. На выходе из кюветы, в которую подавались сфокусированные коллинеарные пучки ω_1 и ω_2 , регистрировалось когерентное излучение с частотой ω_3 ($\lambda_3 = 2.4$ мкм). На обкладки конденсатора в кювете с давлением водорода до 10 атм подавалось напряжение, создававшее напряженность постоянного электрического поля E_c от 0 до 45 кВ/см.

Возьмем для определенности давление $H_2 = 8$ атм, $E_c = 40$ кВ/см и диаметр сфокусированных пучков 2 мм. Величина индуцированного постоянным полем дипольного момента d_3 на переходе ω_{21} может быть оценена на основании результатов работы [18] и составляет $d_3 \equiv \mu \approx 10^{-22}$ СГС. Столкновительная ширина в этих условиях $\Gamma = 0.014$ см $^{-1}$ [18]. Так как мощ-

ность инфракрасного излучения в [16] не указана, то будем считать, что на вход в кювету подается излучение мощностью 25 кВт, получаемое в результате ВКР в парах цезия [19]. Положим также в соответствии с проделанными выше оценками $\Delta = 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и $d_{1,2} = 1 \text{ Д}$.

Из принятых значений параметров и формул (5), (12) следуют оценки: $p = 0.5 \cdot 10^{-3}$, $q = 1.3$, $Q = 240 \text{ см}^{-1}$, $W_1 = 0.05$, $W_2 = 0.004$, $G = 1.5 \cdot 10^{-3}$. Поскольку $p \ll 1$, поле G можно считать неизменным по длине ($G = G_0$). Уменьшив W_1, W_2 так, чтобы выполнялось условие $U \ll G$, имеем случай Г разд. 4. Из (28) получаем оценку периода пространственных осцилляций $z_0 \approx 2\pi q^{1/2}/GQ = 20 \text{ см}$, т. е. величину, удобную для наблюдений.

Оценим теперь период осцилляций, связанных с волновой расстройкой δk (13). Величина δk при давлении водорода 8 атм составляет 0.6 см^{-1} [13] и период $z_1 = 2\pi/\delta k = 10 \text{ см}$. Таким образом, оценки показывают, что в приведенных условиях можно одновременно наблюдать пространственные осцилляции, обусловленные как интерференцией волн, задаваемой их начальными фазами, так и волновым асинхронизмом. Отметим, что немонотонное поведение интенсивности стоксовой гармоники в зависимости от длины комбинационного взаимодействия и осцилляции, связанные с волновой расстройкой, предсказаны ранее на основании теории [17], развитой для ненасыщающих полей.

Из формулы (28) и принятых выше значений W_1, p, G_0 следует, что относительная величина просветления $G(z \rightarrow \infty)/G_0$ составляет 10 %, что является вполне измеримым значением. При этом длина установления эффекта z_∞ может быть оценена как $z_\infty \sim (20-50)/Q \sim 0.1-0.2 \text{ см}$, т. е. режим просветления устанавливается практически сразу при входе волн в среду.

Как отмечено авторами [16], исследуемыми молекулами в данной схеме экспериментов могут быть также N_2 , CO_2 , H_2O , CO и др.

Рассмотренная в [17] экспериментальная ситуация в парах калия предполагает двухфотонное поглощение излучения с длиной волны $\lambda_3 = 951 \text{ нм}$ на переходе $4s-5s$ и ВКР с $\lambda_1 = 455 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 10.6 \text{ мкм}$ и частотой ω_1 , близкой к резонансу с переходом $4s-5p$. В качестве источников излучения можно использовать лазеры на красителях, CO_2 , Ti^{3+} : Al_2O_3 , ПГС на LiNbO_3 [20]. Приводимые в [17] значения параметров равны: $I_1 = 2.5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$, $I_3 = 2.5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$, $I_2 = 10^{-6} I_1$, где I_j , $j = 1, 2, 3$, — интенсивности излучения на переходах 1–3, $\delta k = 1.25 \text{ см}^{-1}$ при дав-

лении паров калия 15 Торр, достигаемом при температуре 772 К [21].

Расчет эффективных дипольных моментов d_1, d_2 и отстроек частот Δ, Δ_1 проведем, считая, что возмущающими являются np -уровни калия с $n = 2-8$. Обобщение (2) на случай многих возмущающих состояний дает

$$\begin{aligned} d_1 &= \sum_j d_{1j}, \quad d_2 = \sum_j d_{2j}, \\ \Delta &= \frac{d_1 d_2}{\sum_j d_{1j} d_{2j} / \Delta_j}, \\ \Delta_1 &= \frac{d_1 d_2}{\sum_j d_{1j} d_{2j} / (\Delta_j + \omega_1 - \omega_3)}, \\ \Delta_j &= \omega_{j1} - \omega_1, \end{aligned} \quad (51)$$

где индекс j обозначает np -уровни, а индексы 1 и 2 относятся соответственно к состояниям $4s$ и $5s$.

Величины d_{1j}, d_{2j} в (51) вычислялись, исходя из известных сил осцилляторов [22, 23] и формул, определяющих их связь с дипольными моментами с учетом вырождения уровней [24]. Положения уровней находились из диаграмм Гроттриана [25]. Рассчитанные значения составляют $d_1 = 13 \text{ Д}$, $d_2 = 23 \text{ Д}$, $\Delta = -35510 \text{ см}^{-1}$, $\Delta_1 = 7102 \text{ см}^{-1}$.

Отсюда, принимая значение $\Gamma = 2.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, отвечающее давлению 15 Торр и коэффициенту уширения 30 МГц/Торр, имеем оценки для всех существенных параметров модели: $\beta = -1.3$, $p = 8.8$, $q = 6.8$, $Q = 7.4 \text{ см}^{-1}$, $W_1 = 0.4$, $G = 36$. Таким образом, в парах калия может быть реализован рассмотренный в разд. 6 случай сильной связи волн ($p > 1$) и сильного насыщения двухфотонного поглощения. Координата экстремума (50) при этом существенно зависит от фазы Φ и меняется от долей до десятков сантиметров.

Проведенные оценки показывают возможность экспериментальных исследований предсказанных в данной статье эффектов в молекулярных газах и парах металлов. Такие исследования, как вариант активной спектроскопии комбинационного рассеяния на основе кольцевого сложения полей и их фаз, представляются перспективными для количественного определения величин дипольных моментов запрещенного и разрешенных переходов и других параметров атомов и молекул, а также для изучения фазовых характеристик излучения. Сравнение результатов экспериментов с вариантами теории, в которых поле взаимодействует с комбинационным переходом посредством магнитодипольного и электрического квадрупольного механизмов позволит сделать

заклучения об относительных вкладах этих типов взаимодействия и измерять редко приводимые в литературе величины магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов. Эти взаимодействия во многом определяют богатые спектры линий на слаборазрешенных микроволновых и инфракрасных переходах молекул, но, как правило, в обратных задачах молекулярной спектроскопии они не учитываются [26].

Многообещающим вариантом постановки задачи с кольцевым сложением полей является использование ВКР на дипольно-разрешенном переходе, возможность которого экспериментально доказана в работе [27] на примере атомов калия. Достаточно интенсивное квазирезонансное ВКР при этом осуществляется за счет магнитодипольного и электрического квадрупольного взаимодействий (преимущественно квадрупольного). Поскольку комбинационный переход разрешен, его легко насытить внешним резонансным излучением, что позволит в полной мере проследить действие нелинейной интерференции поляризаций и насыщения. Но основной интерес здесь связан с выяснением физики взаимодействия (поглощения и рассеяния) мощного нерезонансного излучения в условиях, когда в этих процессах одновременно участвуют напряженности электрического и магнитного полей одной световой волны. Описание таких процессов проводится на основе вектор-потенциала поля. Однако в случае нерезонансных полей, взаимодействующих с квантовыми системами, моделируемыми ограниченным числом состояний, имеются неразрешенные в полной мере противоречия [28–30]. Последние заключаются в сильном (при значительном выходе из резонанса) различии сечений процессов, вычисляемых в двух вариантах представления гамильтониана взаимодействия атомов с полем: с помощью вектор-потенциала и с использованием амплитуд полей и мультипольного разложения. Данный фундаментальный вопрос к настоящему времени окончательно не решен, и проведение соответствующих экспериментальных исследований наряду с апробацией различных вариантов теории должно здесь внести известную определенность.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. J. Buckle, S. M. Barnett, P. L. Knight et al., *Optica Acta* **33**, 1129 (1986).
2. Д. В. Косачев, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *ЖЭТФ* **102**, 8 (1992).
3. Д. В. Косачев, Ю. В. Рождественский, *ЖЭТФ* **109**, 1169 (1996).
4. В. П. Кочанов, Ю. В. Мальцева, *Оптика атмосферы и океана* **13**, 461 (2000).
5. Н. Бломберген, *Нелинейная оптика*, Наука, Москва (1966); [N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, W. A. Benjamin, Inc., New York–Amsterdam (1965)].
6. И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Наука, Москва (1989); [Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, John Wiley & Sons, New York (1984)].
7. Л. Л. Лосев, А. П. Луценко, *КЭ* **20**, 1054 (1993).
8. D. Eimerl and R. S. Hargrove, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 651 (1981).
9. T. Imasaka, S. Kawasaki, and N. Ishibashi, *Appl. Phys. B* **49**, 389 (1989).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
11. *Физические величины. Справочник*, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991).
12. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд, *Молекулярная теория газов и жидкостей*, Изд-во иностр. лит., Москва (1961).
13. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1971).
14. Н. В. Карлов, *Лекции по квантовой электронике*, Наука, Москва (1983).
15. В. П. Кочанов, М. С. Зубова, *ЖЭТФ* **105**, 499 (1994).
16. В. П. Гавриленко, Е. Б. Куприянова, Д. П. Околокулак, В. Н. Очкин, С. Ю. Савинов, С. Н. Цхай, А. Н. Ярашев, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 3 (1992).
17. Г. В. Венкин, Г. М. Крочик, Л. Л. Кулюк, Д. И. Малеев, Ю. Г. Хронопуло, *ЖЭТФ* **70**, 1674 (1976).
18. J. V. Foltz, D. H. Rank, and T. A. Wiggins, *J. Molec. Spectr.* **21**, 203 (1966).
19. D. Cotter, D. C. Hanna, and R. Wyatt, *Opt. Comm.* **16**, 256 (1976).
20. *Справочник по лазерам*, под ред. А. М. Прохорова, Советское радио, Москва (1978), т. 1, 2.
21. *Таблицы физических величин. Справочник*, под ред. И. К. Киикоина, Атомиздат, Москва (1976).

22. Г. А. Касабов, В. В. Елисеев, *Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. Справочник*, Атомиздат, Москва (1973).
23. M. Outred, J. Phys. Chem. Ref. Data **7**, 80 (1978).
24. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, ГИФМЛ, Москва (1963).
25. А. С. Яценко, *Диаграммы Гроттриана нейтральных атомов*, Наука, Новосибирск (1993).
26. В. М. Михайлов, частное сообщение; Т. Ока, *Molecular Spectroscopy: Modern Research*, ed. by K. N. Rao, Academ. Press, New York (1976), Vol. 2.
27. D. Cotter and M. A. Yuratich, Opt. Comm. **29**, 307 (1979).
28. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Атом в сильном поле*, Энергоатомиздат, Москва (1984).
29. С. Г. Раутиан, ЖЭТФ **112**, 836 (1997).
30. В. П. Быков, УФН **143**, 657 (1984).