

# Фазировка стоксовой волны при ударном возбуждении ВРМБ

А.А.Гордеев, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов

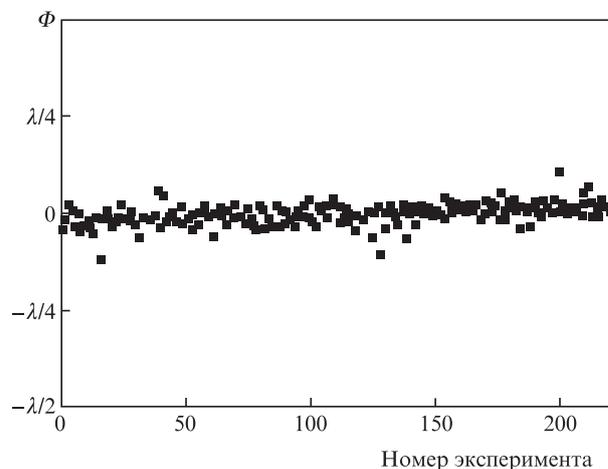
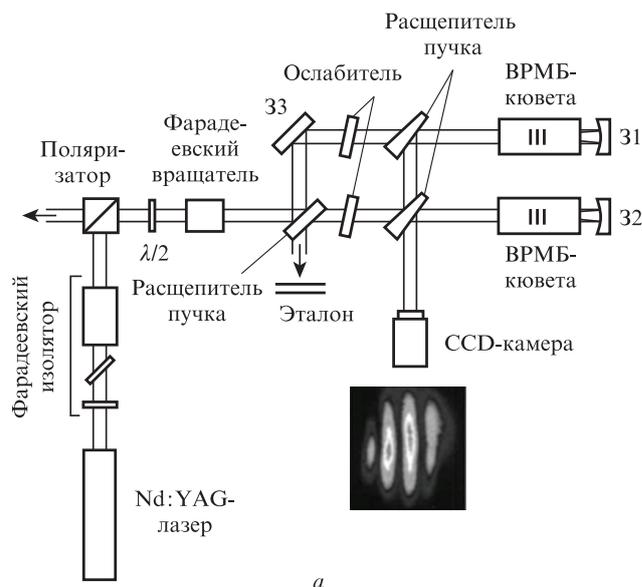
*Проанализировано взаимодействие встречных волн в бриллюэновски активных средах на основе компьютерного численного моделирования. Для описания динамики развития акустических волн применялось уравнение второго порядка. Показано, что при использовании встречных волн с достаточно крутыми передними фронтами импульсов ( $\tau_f \leq 3T_2$ , где  $T_2$  – время жизни акустических фотонов) процесс ВРМБ начинается не с уровня спонтанных шумов, а с уровня акустических волн, обусловленных ударным возбуждением в объеме активной среды. Этот механизм и определяет фазу выходной стоксовой волны, которая генерируется навстречу волне с наибольшей входной интенсивностью независимо от соотношений частот встречных волн.*

**Ключевые слова:** обращение волнового фронта, ВРМБ, абсолютная неустойчивость, ударное возбуждение.

## 1. Введение

В многочисленных работах, посвященных обращению волнового фронта (ОВФ) лазерного излучения, состоящего из нескольких пучков, с помощью ВРМБ-нелинейности, показано, что для получения режима фазировки выходных стоксовых пучков различных каналов необходимо, чтобы все входные пучки проинтерферировали между собой в одном и том же объеме активной среды [1–3]. В случае применения схем четырехволнового смешения для фазировки нескольких каналов все входные лазерные пучки должны интерферировать с опорной волной [4, 5]. Необходимость выполнения этих требований достаточно очевидна, поскольку в данных системах ОВФ происходит не абсолютное, а только относительное обращение фаз взаимодействующих в ВРМБ-зеркале пучков.

Между тем в серии недавно появившихся экспериментальных работ [6–8] была предложена и реализована интерферометрическая схема, приведенная на рис. 1, а. Здесь исходный лазерный пучок делился на два при помощи полупрозрачного зеркала, а отражение от двух независимых ВРМБ-кювет было получено после пропускания излучения через объем активной среды с последующей обратной фокусировкой в тот же объем. В процессе экспериментов было показано, что отраженное в кюветах назад излучение было сдвинуто по частоте относительно частоты падающего излучения на величину стоксова сдвига, характерного для использованной активной среды, а разность фаз двух выходных волн в серии независимых испытаний оставалась практически неизменной (на рис. 1, б представлены экспериментально полученные реализации разности фаз при числе независимых экспериментов более двухсот [7]). При изменении положения фокусирующих



А.А.Гордеев, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: efimkov@sci.lebedev.ru, zubarev@sci.lebedev.ru, smekaelov@mailfrom.ru

Поступила в редакцию 21 июля 2011 г., после доработки – 12 октября 2011 г.

Рис. 1. Схема эксперимента из работы [7] (а) и разности фаз  $\Phi$  выходных волн в независимых экспериментах (б).

зеркал 31 и 32 разность фаз изменялась так же, как и в интерферометре с обычными зеркалами. Отсюда непосредственно следует, что процесс вынужденного рассеяния в данном случае развивается не с уровня спонтанных шумов. Между тем теоретическая интерпретация данного эффекта, данная в [9], представляется нам весьма далекой от действительности. Это обстоятельство и привело нас к проведению настоящей работы.

Качественно данный эффект можно объяснить следующим образом: при введении двух встречных волн одинаковой частоты в объеме активной среды в результате появления стрикционных сил возникает стоячая волна изменения плотности. Если передние фронты световых импульсов достаточно крутые, то происходит ударное возбуждение собственных акустических колебаний активной среды. Здесь в качестве физической аналогии уместно вспомнить ударное возбуждение колебательного контура ступенчатым напряжением или возбуждение колебаний механического осциллятора при резком переходе в новое положение равновесия. Именно на этих колебаниях и начинается вынужденное рассеяние входного излучения. Следовательно, в противоположность мнению авторов [6–9], появление собственных акустических колебаний с частотами в области ВРМБ-резонанса обусловлено не стоячей решеткой изменения плотности как таковой, а большой скоростью ее нарастания.

В настоящей работе был проведен анализ взаимодействия встречных волн в ВРМБ-активной среде на основе компьютерного численного моделирования. Для более адекватного описания динамики развития акустических волн и их роли в рассматриваемом процессе мы впервые применили уравнение второго порядка. Ниже показано, что в нестационарном режиме имеет место генерация резонансных акустических волн при ударном возбуждении активной среды, на которых и происходит процесс в режиме абсолютной неустойчивости.

## 2. Основные уравнения и анализ

Мы проведем анализ в приближении активной среды длиной  $L \ll \tau c$  ( $\tau$  – длительность взаимодействующих световых импульсов,  $c$  – скорость света), что обычно соответствует экспериментальной ситуации (здесь не рассматриваются варианты, связанные с укорочением стоковых импульсов из-за эффектов группового запаздывания). Тогда в уравнениях для встречных световых полей можно пренебречь временными производными. Для акустической волны  $Q(z, t) = q(z, t) \exp(ik_q z)$  используем уравнение второго порядка, точное для комбинационного рассеяния и приближенное для рассеяния Манделъштама–Бриллюэна. Здесь мы считаем, что взаимодействие имеет локальный по отклику активной среды характер, и поэтому пренебрегаем пространственными производными в уравнении для амплитуды  $q(z, t)$ , что справедливо при малых временах жизни акустических фононов  $T_2$  и соответствует экспериментальной ситуации [6–8]. Встречные волны в области фокальной перетяжки, где их взаимодействие наиболее эффективно, можно считать плоскими (см. рис.1,а). В этой области назовем волну, идущую в прямом направлении, сигнальной, а волну, сфокусированную в обратном направлении, – волной накачки. В окончательном виде система динамических уравнений для встречных плоских волн в соответствии со схемой, приведенной на рис.2,а, приобретает следующий вид:

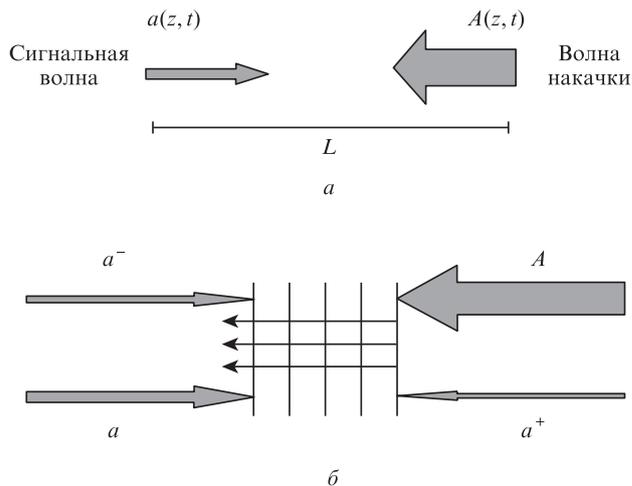


Рис.2. Схема взаимодействия сигнальной волны и волны накачки (а) и четырехволновый механизм появления стоковой и антистоковой частотных компонент (б).

$$\frac{\partial a(z, t)}{\partial z} = 0.5g_0 A(z, t) q^*(z, t),$$

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = 0.5g_0 a(z, t) q(z, t),$$
(1)

$$\frac{\partial^2 q(z, t)}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial q(z, t)}{\partial t} + \omega_0^2 q(z, t) = 2i \frac{\omega_0}{T_2} A(z, t) a^*(z, t) + 2i \frac{\omega_0}{T_2} F(z, t).$$

Здесь  $z$  – продольная координата распространения волн;  $g_0$  – коэффициент усиления стокового сигнала при ВРМБ;  $A(z, t)$  – медленная амплитуда встречной волны накачки;  $a(z, t)$  – медленная амплитуда сигнальной волны;  $\omega_0 = |k_q v|$  – частота бриллюэновского резонанса;  $v$  – скорость звука в активной среде;  $T_2$  – время жизни акустических колебаний, отнормированная таким образом, чтобы пространственные производные амплитуд световых полей были пропорциональны  $g_0$ ;  $F(z, t)$  – обусловленная флуктуациями плотности  $\delta$ -коррелированная случайная сила, введение которой необходимо для учета влияния спонтанных шумов. Отметим также, что в рамках данных приближений мы считаем волновой вектор акустических колебаний  $k_q$  равным  $k_A + k_a$ , где  $k_A$  и  $k_a$  – модули волновых векторов волн накачки и сигнала.

Разумеется, система (1) остается справедливой, когда частоты встречных волн неодинаковы. При этом для объяснения полученных в [6–8] результатов равенство частот встречных волн будет специально оговариваться.

Для описания рассматриваемого процесса система (1) решалась при следующих граничных и начальных условиях:  $a(0, t) = a(t) \exp(i\omega t)$ ,  $A(L, t) = A(t)$ ,  $q(z, 0) = 0$ ,  $q'(z, 0) = 0$ . Здесь за начало отсчета частоты принята частота встречной волны накачки,  $\omega$  – отстройка частоты слабой волны от частоты встречной волны.

Из третьего уравнения для акустических колебаний системы (1) при ступенчатом включении световых полей без учета случайной силы, считая световые поля заданными и имеющими одинаковые частоты, можно получить следующую оценку величины  $q(z, t)$ :

$$q(z, t) \sim \frac{2i}{\omega_0 T_2} \exp[i(\varphi_A - \varphi_a)] \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \cos\left[\left(\omega_0^2 - \frac{1}{T_2^2}\right)^{1/2} t\right] \right\},$$

где  $\varphi_A$  и  $\varphi_a$  – фазы волн накачки и сигнала. Представив косинус в виде полусуммы двух экспонент и умножив выражение для  $q(z, t)$  на  $\exp(ik_q z)$ , получим решение для акустических волн:

$$Q(z, t) \sim \frac{i}{\omega_0 T_2} \left\{ 2 \exp(ik_q z) - \exp\left[-\frac{t}{T_2} + i(\omega_R t + k_q z)\right] - \exp\left[-\frac{t}{T_2} - i(\omega_R t - k_q z)\right] \right\},$$

где  $\omega_R = (\omega_0^2 - T_2^{-2})^{1/2}$  – частота собственных акустических колебаний среды. Первое слагаемое описывает неподвижную решетку плотности среды, а остальные два – распространяющиеся в противоположных направлениях акустические волны. Именно на этих акустических волнах и начинается процесс ВРМБ входных световых полей. Экспериментальным подтверждением этого факта служат также результаты работы [10].

Из приведенного выше решения видно, что амплитуда ударно-возбужденных акустических колебаний обратно пропорциональна произведению  $\omega_0 T_2$ . Авторы работ [6–8] использовали в качестве активного вещества фреон FC-75, обладающий минимальным для обычно применяемых в экспериментах активных сред произведением  $\omega_0 T_2$ , что, по нашему мнению, способствовало обнаружению данного эффекта. Влияние случайной силы в уравнении для акустических колебаний будет обсуждаться ниже для конкретных временных параметров импульсов, использованных в экспериментах.

Для режима стационарного усиления слабого монохроматического сигнала из системы (1) легко получить известное выражение для зависимости коэффициента усиления от частоты сигнала:

$$g(\omega) = g_0 f(\omega) = g_0 \frac{-2i\omega_0 T_2^{-1}}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega T_2^{-1}}. \quad (2)$$

Здесь за ноль отсчета частоты, как уже указывалось выше, принимается частота волны накачки.

Выражение для  $f(\omega)$  можно разложить на элементарные дроби:

$$f(\omega) = c \left( \frac{1}{1 + iT_2(\omega_R + \omega)} - \frac{1}{1 - iT_2(\omega_R - \omega)} \right), \quad (3)$$

где  $c = \omega_0/\omega_R$ . Первое слагаемое в (3) соответствует стоксовой, а второе – антистоксовой моде колебаний. Таким образом, хорошо видно, что частотная зависимость коэффициента усиления представляет собой суперпозицию двух лоренцевых контуров, первый из которых соответствует стоксову, а второй антистоксову рассеянию. Соответствующие зависимости для фреона FC-75 и длины волны накачки  $\lambda = 1.064$  мкм представлены на рис.3 для истинного контура  $f(\omega)$  и его аппроксимации лоренцевым контуром  $\varphi(\omega) = [1 + iT_2(\omega_R + \omega)]^{-1}$ , которым обычно пользуются в литературе для описания ВРМБ с заменой  $\omega_R$  на  $\omega_0$ .

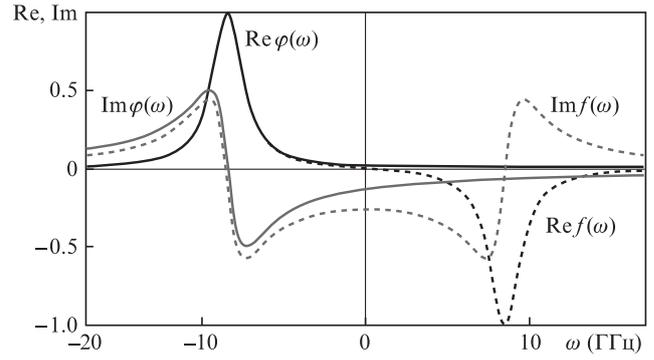


Рис.3. Зависимости действительной и мнимой частей стационарного коэффициента усиления от частоты сигнала:  $\varphi(\omega)$  – лоренцев контур,  $f(\omega)$  – истинный контур (2). Ноль отсчета соответствует частоте накачки. Расчеты проведены для фреона FC-75 исходя из выражений (2) и (3) настоящей работы.

Как отмечалось выше, две встречные световые волны с равными частотами и крутыми передними фронтами импульсов порождают в активной среде резонансные акустические волны. В результате этого световые волны начинают рассеиваться на движущихся решетках плотности, порождая волны со стоксовым и антистоксовым сдвигами частоты относительно частоты волн накачки. Схема взаимодействия в этом случае (см. рис.2,б) соответствует четырехволновому механизму. Особенностью данной схемы является отсутствие пространственного разделения генерируемых волн и волн накачки. Отметим, что на рис.2,б изображена только одна акустическая волна, которая соответствует рассеянию мощной накачки со стоксовым сдвигом. При качественном анализе, приведенном ниже, учет второй акустической волны здесь обязателен, поскольку ее максимальная интенсивность существенно меньше, что подтверждается результатами численного моделирования. При соотношении интенсивностей встречных волн  $|A(z, t)|^2/|a(z, t)|^2 \sim 10-1000$  и достаточно больших инкрементах усиления ( $\Gamma = g|A|^2 L \geq 4\pi$ ) реализуется режим абсолютной неустойчивости встречных волн [11, 12].

Проведем анализ исходя из предположения заданности амплитуды мощной волны накачки ( $A(z, t) = A = \text{const}$ ) и интенсивности слабой волны ( $|a(z, t)|^2 = |a|^2 = \text{const}$ ) с учетом реального контура усиления (в теоретических работах амплитуда волны накачки и лоренцев контур усиления априорно предполагались заданными). В этих предположениях стационарные уравнения для амплитуд  $a^-(z)$  и  $a^+(z)$  стоксовой и антистоксовой волн в пренебрежении линейной волновой расстройкой и при равенстве частот исходных волн имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{da^-}{dz} &= \frac{g(\omega)}{2} (|A|^2 a^- + A a(z) a^{+*}), \\ \frac{da^{+*}}{dz} &= \frac{g(\omega)}{2} (A^* a(z)^* a^- + |a(z)|^2 a^{+*}), \\ \frac{da(z)}{dz} &= -g_0 \frac{i}{\omega_0 T_2} |A|^2 a(z). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь в третьем уравнении учтена фазовая модуляция слабой сигнальной волны в поле сильной волны. Это уравнение имеет простое решение, подставив которое в первые два уравнения системы (4) можно путем замены перемен-

ной свести ее к системе двух уравнений с постоянными коэффициентами. Не приводя эту систему в целом, приведем выражение для собственных чисел  $\lambda$ , т.к. знание собственных чисел позволяет найти условия существования ненулевых решений при нулевых граничных условиях, что и является критерием получения режима абсолютной неустойчивости:

$$\lambda^2 - \left[ \frac{g(\omega)}{2} (|A|^2 + |a|^2) - i\Delta \right] \lambda - i\Delta \frac{g(\omega)}{2} |A|^2 = 0,$$

где  $\Delta = g_0(i/\omega_0 T_2) |A|^2$ .

Опустив ряд простых, но громоздких преобразований, приведем конечное выражение для определения порога абсолютной неустойчивости:

$$\frac{\lambda_1 - \frac{1}{2}g(\omega) |A|^2}{\lambda_2 - \frac{1}{2}g(\omega) |A|^2} = \exp[(\lambda_2 - \lambda_1)L]. \tag{5}$$

Считая приближенно, что

$$\lambda_1 \approx \frac{g(\omega)}{2} (|A|^2 + |a|^2), \lambda_2 \approx -i\Delta \text{ и } \frac{|g(\omega)|}{2} |A|^2 \gg \Delta,$$

из уравнения (5) для частот генерации  $\omega$  и минимальных пороговых инкрементов усиления  $\Gamma_{th} = g_0 |A|^2 L$  имеем:

$$\ln \left( \frac{|A|^2}{|a|^2} \right) = \frac{\Gamma_{th}}{2} \text{Re}(f(\omega)), \tag{6}$$

$$\Gamma_{th} \left[ \frac{\text{Im}(f(\omega))}{2} + \frac{1}{\omega_0 T_2} \right] = \pm \pi.$$

Если в (6) использовать вместо  $f(\omega)$  лоренцев контур и пренебречь фазовой добавкой  $(\omega_0 T_2)^{-1}$ , то решение системы даст хорошо известный результат [11, 12], следствием которого является появление вырождения по пороговому инкременту  $\Gamma_{th}$  из-за симметрии лоренцева контура. Иными словами, одинаковыми порогами обладают моды с одинаковыми отстройками частоты от центра линии усиления:

$$\Gamma_{th} = 2 \left( \ln b + \frac{\pi^2}{\ln b} \right), \tag{7}$$

$$\omega = -\omega_R + \Omega,$$

где  $\Omega = \pm \pi / (T_2 \ln b)$ ;  $b = |A|^2 / |a|^2$ .

Следствием этого вырождения является появление сильных межмодовых биений в выходном стоковом излучении, которые наблюдались в [13], где в силу специфики использованного активного вещества ( $\text{CS}_2$ ) контур усиления можно считать лоренцевым, а фазовой добавкой можно пренебречь. Применение реального контура усиления (2) в нашем случае снимает вырождение, и можно показать, что минимальным порогом обладает мода с частотой, превышающей  $\omega_R$ . Одновременный учет реального контура и нелинейной фазовой добавки приводит к обратному результату: минимальный порог соответствует моде с меньшей, чем  $\omega_R$ , частотой, поскольку

$$\Omega \approx \frac{1}{T_2} \left( -\frac{\pi}{\ln b} + \frac{2}{\omega_0 T_2 (1 + \pi^2 / \ln^2 b)} \right)$$

(выражение получено в результате приближенного решения системы (6)). Следствием этого является уменьшение порогового инкремента по сравнению с величиной, приведенной в (7). Забегая вперед, укажем, что результаты численного расчета подтверждают необходимость учета фазовой модуляции слабой волны накачки (см. рис.5). Отметим также, что при использовании разночастотных встречных волн накачки знак нелинейной добавки будет меняться (см. рис.3), а значит, и знак  $\Omega$  также изменится на обратный (см. рис.5).

### 3. Основные результаты

Компьютерное моделирование проводилось с помощью математического пакета Mathcad 14. Численное решение системы (1), полученное с учетом граничных и начальных условий, представляло собой пространственно-временную матрицу амплитуд накачки, встречной волны и волны акустических колебаний, что позволяло получать основные характеристики волн (фаза, интенсивность) в любом произвольном пространственно-временном сечении. Временная форма импульсов накачки была выбрана исходя из представленных данных в упомянутых выше работах. Отношение интенсивностей встречных волн составляло 10–1000. Случайная  $\delta$ -коррелированная сила  $F(z, t)$  (см. (1)) моделировалась в расчетах функцией  $R \text{rnd}(1) \exp[i \text{rnd}(2\pi)]$ .

Отметим также, что система (1) написана не для амплитуд спектральных компонент на заданных частотах, а для медленных огибающих импульсов, распространяющихся в противоположных направлениях, т.е. в каждом из двух направлений будет иметь место суперпозиция разночастотных волн, изображенных на рис.2,б. После фурье-преобразования рассчитанных импульсов мы можем выделить волны сигнала, накачки, стоковы и антистоковы компоненты, поскольку они имеют разные несущие частоты.

Первоначально расчеты были проведены для нулевого значения интенсивности слабой сигнальной волны при стационарном инкременте усиления  $g_0 L \sim 25$  ( $I$  – интенсивность волны накачки) и длинном ( $\sim 50$  нс) импульсе накачки с гладким передним фронтом. При этом интенсивность выходного стокова сигнала, развивающегося с уровня спонтанных шумов, должна составлять  $\sim 1\%$  от интенсивности накачки, что считается экспериментальным порогом ВРМБ. Именно из этих соображений была найдена амплитуда  $R \sim 2 \times 10^4$  случайной силы в системе (1). На рис.4 представлены временные зависимости интенсивностей взаимодействующих волн при максималь-

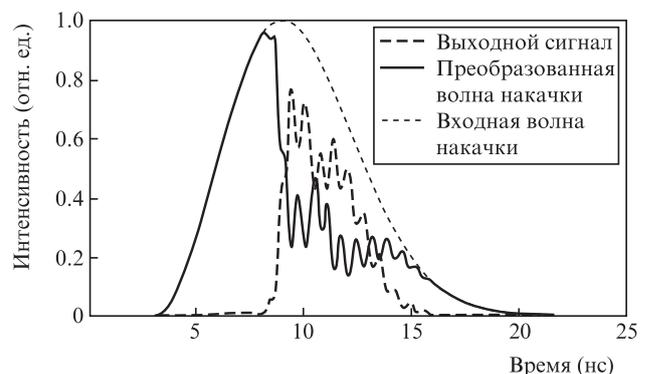


Рис.4. Зависимости интенсивностей взаимодействующих волн от времени.

ном стационарном инкременте усиления, равном 35, соотношении интенсивностей встречных волн, равном 100, и равенстве частот сигнала и накачки. Хорошо видны биеения в выходном сигнале и в преобразованной волне накачки, частота которых близка к частоте стоксова сдвига.

Спектральный состав и поведение фаз взаимодействующих волн при различных соотношениях между частотами накачки и сигнала представлены на рис.5. Длительность входных импульсов принималась равной 7 нс по полувысоте, причем для получения квазистационарного уровня шумовых акустических колебаний перед включением взаимодействия сигнала и накачки с целью моделирования реальной ситуации интенсивности волн в течение первых трех наносекунд принимались равными нулю. Качественно сходные результаты были получены при стационарных инкрементах усиления 20–30. На рис.5,а–г представлены случаи, когда входной сигнал подается на резонансных стоксовой (а, б) и антистоксовой (в, г) частотах. При этом даже для антистоксова входного сигнала на выходе регистрируется волна на стоксовой частоте по отношению к накачке (следует отметить, что это утверждение относится только к приведенным выше параметрам

взаимодействующих волн). Спектры и фазы на рис.5,д–з отвечают ситуациям, когда частота входного сигнала находится внутри полосы частот реального контура ВРМБ (д, е) или вне ее (ж, з). Видно, что спектр выходного сигнала сдвинут относительно точного резонанса в ту или другую сторону, что находится в полном согласии с результатами приближенного анализа, проведенного в разд.2 настоящей работы.

Временные зависимости фаз выходных волн приведены на рис.5,б,г,з,е,з. Напомним, что за ноль отсчета частоты принимается частота сильной волны. На каждом рисунке в качестве репера представлена фаза резонансного стоксова сигнала. Хорошо видно, что в начале и в конце взаимодействия фаза выходного сигнала определяется частотой слабой входной волны  $\omega_s$ , а когда в выходном пучке превалирует стоксов по отношению к сильной волне сигнал, фаза начинает определяться частотой, отвечающей в случае резонансного возбуждения стоксову сдвигу ( $\omega_s = \omega_p - \omega_R$ ), и частотой с соответствующей отстройкой от точного резонанса при  $\omega_s \neq \omega_p - \omega_R$ . При этом временные зависимости фазы выходного излучения становятся практически параллельными реперной. Переход к тому или иному типу изменения фазы во времени происходит практически скачкообразно ввиду быстрого нарастания стоксовой составляющей в выходном сигнале в начале импульса или его быстрого затухания в конце импульса. Видно также, что фаза волны накачки практически не изменяется, поскольку при выбранных соотношениях интенсивностей взаимодействующих волн она остается самой интенсивной по всей длине взаимодействия.

Разумеется, наличие в выходном сигнале стоксовой по отношению к сильной накачке частоты еще не означает устойчивой повторяемости фазовых соотношений сигналов в серии независимых испытаний по методике работы [7].

Если в системе (1) пренебречь членом  $F(z, t)$ , то задача станет полностью детерминированной и фаза выходного излучения (при нулевых начальных условиях для акустических колебаний) будет определяться фазой входного сигнала. Действительно, точные решения системы (1) будут различаться только наличием соответствующих фазовых множителей вида  $\exp[i\varphi_{A,d}(0)]$  для световых полей и  $\exp[i\varphi_A(0) - i\varphi_d(0)]$  для акустической волны, что доказывается путем их прямой подстановки в систему (1). Наличие же случайной силы должно приводить к появлению механизма сбоя фазы. Среднестатистическая величина фазы, очевидно, зависит от интенсивности волны накачки, соотношения интенсивностей волн накачки и сигнала, а также от крутизны переднего фронта взаимодействующих импульсов. Наиболее адекватной характеристикой является среднеквадратичное отклонение  $\sigma_N$  фазы коэффициента корреляции  $\text{corr}[a(L, t), a(L, t)_n]$ , т. к. именно она определяет положение интерференционных полос в системе регистрации рис.1. Здесь  $a(L, t)$  соответствует решению системы (1) без учета случайной силы, а  $a(L, t)_n$  – решению с ее учетом;  $n$  – номер испытания;  $N$  – число независимых испытаний. На рис.6 представлена зависимость  $\sigma_N$  от длительности передних фронтов взаимодействующих импульсов, которая определялась по времени нарастания интенсивности накачки от  $0.1I_{\max}$  до  $0.9I_{\max}$ . Каждая точка на рисунке соответствует  $N = 10$ . Сплошная линия  $\sigma = \pi/\sqrt{3}$  соответствует равномерному распределению фазы от 0 до  $2\pi$ . Все данные были получены при соотношении интенсивностей накачки и сигнала, равном 100, и максималь-

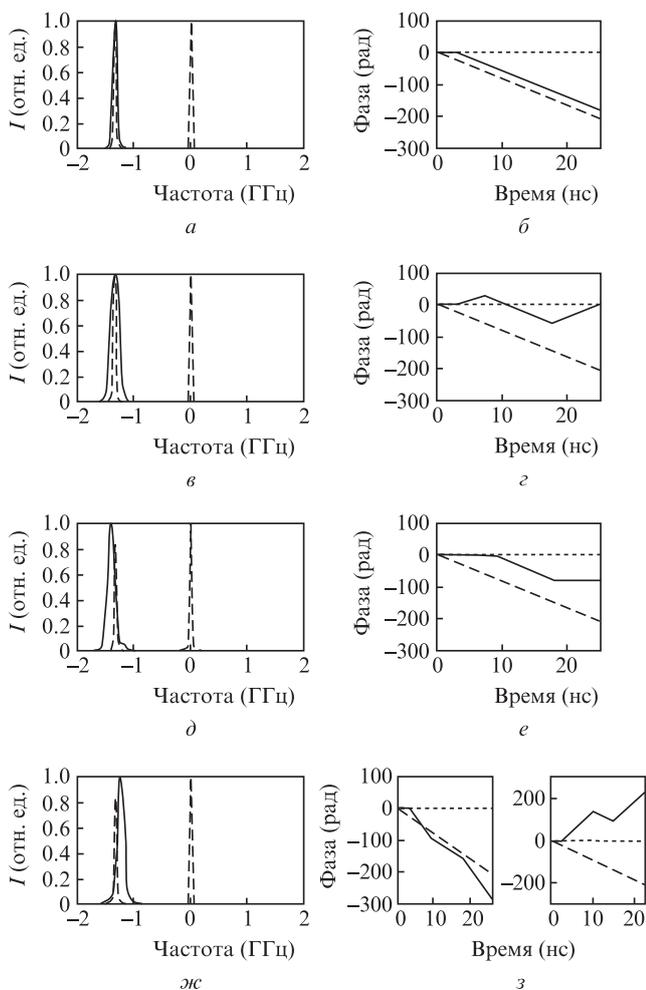


Рис.5. Спектры и фазы выходных волн для различных соотношений частот взаимодействующих волн. Сплошные линии – спектр выходного сигнала, штриховые линии – спектры входной волны накачки и стоксова сигнала на резонансной частоте (а, в, д, ж). Сплошные линии – фаза выходного сигнала, штриховые линии – фаза резонансного стоксова сигнала, пунктирные линии – фаза волны накачки на выходе (б, г, е, з). Рассмотрены случаи, когда  $\omega_s - \omega_p = 0$  (д, е) и  $|\omega_s - \omega_p| > \omega_{\text{res}}$  (ж, з).

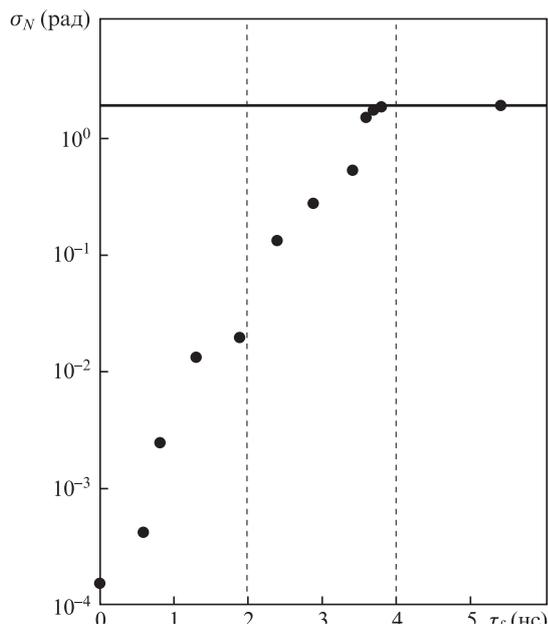


Рис.6. Зависимость точности воспроизведения фазы в серии независимых испытаний от длительности фронтов накачки и сигнала на входе в активную среду.

ном стационарном инкременте усиления, равном 25. Видно, что до длительности фронта  $\sim 3T_2$  (в нашем случае  $T_2 = 0.9$  нс) воспроизводимость фазы достаточно хорошая, а при длительности фронта свыше  $4T_2$  распределение фазы перестает зависеть от начальной фазы сигнала и фаза выходного сигнала начинает определяться конкретной реализацией случайных спонтанных шумов в каждом независимом испытании.

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что при встречном распространении плоских волн с крутыми передними фронтами ( $\tau_f \leq 3T_2$ ) может реализоваться режим

ударного возбуждения акустических колебаний. Это приводит к воспроизведению фазы входного сигнала в серии независимых испытаний. Отметим еще раз, что основным отличием рассмотренной выше модели взаимодействия плоских волн от различных вариантов использования абсолютной неустойчивости на бриллюэновской нелинейности является отсутствие пространственного разделения разночастотных сигналов. Поэтому по аналогии с аббревиатурой ЧГОЗ (четырёхволновое гипер акустическое отражающее зеркало) применительно к данной схеме можно предложить аббревиатуру ЧГУС (четырёхволновый гипер акустический усилитель). Очевидно, что при подаче сигнала на стоксовой частоте реализуется обычный усилитель на ВРМБ.

1. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И., Смирнов М.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **28** (4), 215 (1978).
2. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Мионов А.Б., Михайлов С.И., Смирнов М.Г. *Квантовая электроника*, **6** (4), 765 (1979).
3. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Мионов А.Б., Михайлов С.И., Окулов А.Ю. *ЖЭТФ*, **79**, 1678 (1980).
4. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **8** (10), 2191 (1981).
5. Пасманик Г.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **16** (10), 2070 (1989).
6. Kong Hong Jin, Lee Seong Ku, Lee Dong Won, Guo Hong. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 051111 (2005).
7. Lee S.K., Kong H.J., Nakatsuka M., *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 161109 (2005).
8. Yoon Jin Woo, Shin Jae Sung, Beak Du Hyun, Kong Hong Jin. *Opt. Commun.*, **282**, 1000 (2009).
9. Kong Hong Jin, Lee Seong Ku, Yoon Jin Woo, Shin Jae Sung, Park Sangwoo. *Advances in Lasers and Electro Optics* (Croatia: INTECH, 2010).
10. Дементьев А.С., Демин И., Мураускас Э., Славинские Н. *Квантовая электроника*, **41** (2), 153 (2011).
11. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. *Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы* (М.: Наука, 1988).
12. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985).
13. Аникеев И.Ю., Глазков Д.А., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **18** (6), 718 (1991).