

Повышение плотности энергии и направленности лазерного излучения

И.М.Бельдюгин*, В.Ф.Ефимков**, И.Г.Зубарев**, С.И.Михайлов**

Кратко изложены основные результаты работ Лаборатории квантовой радиофизики ФИАН по повышению качества лазерного излучения, иницированных и поставленных Н.Г.Басовым.

Ключевые слова: *обращение волнового фронта, вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, вынужденное комбинационное рассеяние.*

Начало 50-х гг. прошлого столетия ознаменовалось открытием нового принципа генерации электромагнитных волн. За работы в этом направлении Н.Г.Басов, А.М.Прохоров и Ч.Таунс в 1964 г. были удостоены Нобелевской премии по физике. Начиная с первых работ и в течение всей своей жизни Н.Г.Басов придавал большое значение повышению качества излучения когерентных источников света. В начале 60-х гг., сразу после появления первого оптического генератора когерентного излучения – лазера на рубине, Н.Г.Басов поставил в своей лаборатории работы по исследованию методов модуляции добротности таких импульсных лазеров, а также по изучению одно- и многопроходных (регенеративных) оптических квантовых усилителей [1]. Для расширения спектрального диапазона генерируемого излучения им была предложена и реализована идея использования существующих лазеров для оптической накачки полупроводников. В результате проведенных исследований был создан полупроводниковый лазер на GaAs, для однофотонной оптической накачки которого использовалась первая стоксова компонента излучения рубинового лазера в жидком азоте [2]. Была получена также генерация на целой серии полупроводниковых материалов, таких как GaAs, CdTe, CdSe и CdS, при двухфотонной оптической накачке излучением неодимового и рубинового лазеров [2]. Оптическая накачка и по сей день широко используется для получения генерации в новых полупроводниковых структурах.

В 1962 г. Н.Г.Басовым и О.Н.Крохиным была высказана идея нагрева вещества лазерным излучением до термоядерных температур. Для экспериментального исследования данной проблемы в лаборатории Н.Г.Басова начали создаваться мощные лазерные системы. Кроме разработки установок на основе твердотельных лазеров в этой лаборатории, как и в других подразделениях ФИАН, осуществлялся широкий поиск новых перспективных активных сред для мощных лазеров, приведший к

созданию фотодиссоциационного иодного лазера [3, 4]. Лазеры, существовавшие в середине 60-х гг., не обладали параметрами, необходимыми для экспериментов по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС). Поэтому с целью повышения плотности энергии и направленности лазерного излучения, а также для расширения его спектрального диапазона в середине 60-х гг. Н.Г.Басовым и И.И.Собельманом было предложено использовать вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ). Реализация этого предложения привела к созданию высокоэффективных преобразователей и сумматоров лазерного излучения на основе ВКР. Несомненным достижением было и открытие явления обращения (самообращения) волнового фронта (ОВФ) лазерного излучения при ВРМБ.

При вынужденном рассеянии, которое возникает из спонтанных шумов (будь то ВКР вперед или ВРМБ назад), стоксово излучение имеет практически такую же направленность, как и излучение накачки. В 60-е гг. этот факт отмечали все исследователи, хотя он и не укладывался в существовавшие тогда представления о механизме формирования пространственной структуры рассеянной волны. При вынужденном рассеянии возникало когерентное излучение на сдвинутой частоте, т. е. в новом спектральном диапазоне. Сдвиг частоты определяется частотой молекулярных колебаний выбранного вещества и может меняться от сотен обратных сантиметров до 4155 см^{-1} (максимально возможная частота колебаний молекулы водорода). Заметим, что поскольку эффективность такого преобразования всегда меньше единицы, то ни плотность энергии, ни яркость излучения при этом не возрастают. Было показано, что эти характеристики можно значительно улучшить при создании генераторов на вынужденном рассеянии с накачкой излучением тех лазеров, плотность энергии и яркость которых необходимо было увеличить. И действительно, такие генераторы позволили увеличить яркость преобразованного излучения по сравнению с накачкой [5, 6]. При этом выяснилось, что высокое качество генерируемого на первой стоксовой компоненте излучения при сравнительно небольших превышениях порога может приводить к возбуждению излучения на второй стоксовой компоненте [6]. И этот процесс генерации вынужденного излучения на

*Государственное унитарное предприятие «НПО "Астрофизика"», Россия, 123424 Москва, Волоколамское ш., 95

**Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

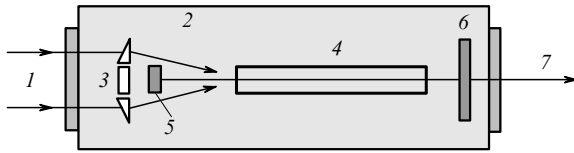


Рис.1. Схема ВКР-генератора на сжатом водороде: 1 – излучение накачки; 2 – кювета со сжатым водородом; 3 – растворная система фокусировки; 4 – светопровод; 5 – глухое зеркало; 6 – селективное зеркало с $R = 1$ для λ_s и $R = 0.4$ для λ_{2s} ; 7 – излучение генерации.

высших стоксовых компонентах может развиваться и дальше, причем в зависимости от поставленной задачи генерация высших компонент может быть как полезной, так и вредной.

Указанный процесс является полезным, если необходимо получить максимальную эффективность преобразования излучения накачки в одну из высших стоксовых компонент. Такой генератор был реализован в работе [7], где осуществлено преобразование перестраиваемого по частоте излучения неодимового лазера во вторую компоненту ВКР в сжатом водороде ($\lambda_{2s} = 8.3 - 9.1$ мкм). Для этого был использован селективный резонатор ВКР-генератора. Коэффициенты отражения зеркал этого резонатора на частоте излучения первой стоксовой компоненты были близки к единице, при этом на частоте излучения второй стоксовой компоненты одно зеркало также было глухим, а другое имело оптимальное пропускание (рис.1).

Для высокоэффективного преобразования излучения накачки в первую стоксову компоненту наиболее оптимальной является схема усилителя на вынужденном рассеянии [8]. Максимальный коэффициент усиления входного слабого стоксова сигнала при заданной интенсивности накачки реализуется в отсутствие насыщения усилителя. В этом случае при одинаковых интенсивностях накачки коэффициенты усиления попутного (стоксов сигнал и накачка распространяются в одном направлении) и встречного (стоксов сигнал и накачка распространяются навстречу друг другу) сигналов равны. Однако насыща-

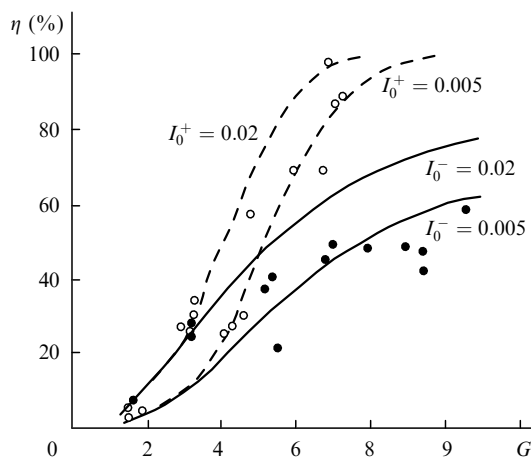


Рис.2. Теоретические (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости квантовой эффективности η ВКР-усилителя от инкремента усиления G для попутного (штриховые кривые, \circ) и встречного (сплошные кривые, \bullet) усиления; I_0^+ , I_0^- – интенсивности входного стоксова сигнала, нормированные на максимальную интенсивность накачки, для попутного и встречного усиления соответственно.

ются эти усилители по-разному. На рис.2 из работы [8] показана зависимость квантовой эффективности преобразования накачки в усиливаемый стоксов сигнал от инкремента усиления для вариантов встречного и попутного усиления. Анализ показывает, что в приближении плоских волн существует такой входной стоксов сигнал, при котором реализуется стопроцентная квантовая эффективность усилителя. Интенсивность этого сигнала зависит от интенсивности накачки и инкремента усиления. Для попутного усиления эта зависимость имеет вид

$$\frac{I_s(0)}{I_p(0)} \approx \exp\left(-\frac{G}{2}\right),$$

а для встречного –

$$\frac{I_s(0)}{I_p(L)} = \frac{1}{G+1}.$$

Здесь $I_s(0)$ – входной стоксов сигнал; I_p – интенсивность накачки; $G = gI_pL$ – инкремент усиления; L – длина активной среды усилителя. Различие между этими зависимостями тем больше, чем больше G . Так, при $G = 10$ имеем $I_s(0)/I_p(0) \approx 7 \times 10^{-3}$, $I_s(0)/I_p(L) \approx 10^{-1}$, а при $G = 20$ получаем $I_s(0)/I_p(0) \approx 4.5 \times 10^{-5}$, $I_s(0)/I_p(L) \approx 5 \times 10^{-2}$.

В первой половине 70-х гг. в НПО «Астрофизика», одним из создателей которого являлся Н.Г.Басов, были разработаны ВКР-сумматоры высокоэнергетических фотодиссоциационных иодных лазеров. При энергетической эффективности $\sim 30\%$ эти сумматоры позволили более чем на восемь порядков увеличить яркость преобразованного излучения по сравнению с яркостью источников накачки. Необходимо отметить, что ВКР-преобразователи лазерного излучения в последнее время получили новые стимулы для развития. В первую очередь это усилители и генераторы для волоконно-оптических линий связи. ВКР-усилители в этих линиях рассматриваются как перспективные системы компенсации потерь передаваемых сигналов, а волоконные ВКР-генераторы высших стоксовых компонент позволяют получить излучение в тех перспективных спектральных диапазонах, в которых не работают волоконные лазеры, легированные эрбием [9].

Как уже было сказано выше, многие исследователи отмечали, что рассеянное при ВРМБ назад излучение распространяется примерно в том же конусе, в котором в активную среду с помощью линзы вводится излучение накачки. Однако вопрос о том, с какой точностью совпадают волновые фронты падающего и отраженного излучения, впервые был поставлен и решен именно в рамках проводившихся в Лаборатории квантовой радиофизики работ по преобразованию лазерного излучения методами вынужденного рассеяния света. Ответом на него явилось открытие явления самообращения волнового фронта (само-ОВФ) при ВРМБ [10]. Схема соответствующего эксперимента представлена на рис.3. Световой пучок рубинового лазера с диаметром ~ 5 мм и расходимостью $\theta_{0x} = 1.4 \times 10^{-4}$ рад и $\theta_{0y} = 1.3 \times 10^{-3}$ рад попадал на фазовую пластинку, которая представляла собой тонкую стеклянную подложку, протравленную в растворе плавиковой кислоты. В результате этой операции поверхность стеклянной подложки приобретала случайно-неоднородную структуру, причем прозрачность подложки оставалась практически неизменной. При прохождении через такую подложку световой пучок приобретал случайные фазовые искажения, которые приводи-

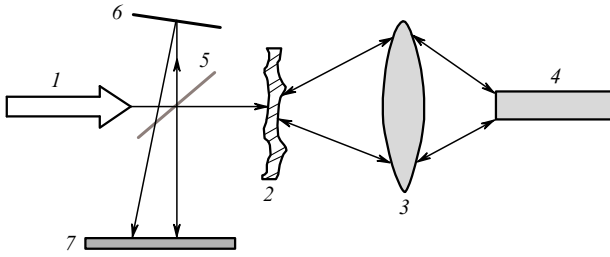


Рис.3. Схема эксперимента по ОВФ при ВРМБ пространственно неоднородной накачки:

1 – исходное излучение; 2 – фазовая пластинка; 3 – линза, переносящая изображение засвеченной излучением накачки части фазовой пластинки на входной торец световода; 4 – световод с ВРМБ-активным веществом; 5 – делительная пластинка; 6 – зеркало; 7 – экран.

ли к увеличению его «серой» расходимости θ_p до $\sim 3.5 \times 10^{-3}$ рад. С помощью линзы на входе световода строилось уменьшенное в 1.5 раза изображение засвеченной области фазовой пластинки. Световод из оргстекла с сечением 4×4 мм и длиной $L = 100$ см помещался в кювету со сжатым метаном ($p = 125$ атм). Делительная стеклянная пластина 5 и зеркало 6 позволяли одновременно наблюдать на экране 7 пятно накачки, а также пятно отраженного от кюветы при ВРМБ излучения после его прохождения через фазовую пластинку. Наблюдаемая экспериментально идентичность этих пятен говорила о высокой точности совпадения волновых фронтов падающего на кювету возбуждающего излучения и отраженного от нее ВРМБ-излучения. Следует особо подчеркнуть, что волновой фронт падающего излучения имел сложную случайно-неоднородную структуру.

Это явление сразу же было использовано для компенсации фазовых искажений, вносимых твердотельным усилителем в усиливаемое излучение [11]. И по сей день это один из эффективных методов компенсации фазовых искажений и получения высоконаправленного излучения в мощных лазерных системах [12]. Правда, применяется он в несколько модифицированном виде из-за сложностей изготовления фазовых пластинок необходимого качества и высоких пороговых интенсивностей возбуждающего излучения в данной схеме. В настоящее время подлежащее обращению излучение просто фокусируют в ВРМБ-кювету.

Теория само-ОВФ при ВРМБ в световоде была одновременно построена авторами работ [13, 14]. Чтобы пояснить физический механизм этого явления мы (вопреки исторической последовательности развития событий) сначала рассмотрим ОВФ при невырожденном четырехволновом смещении на бриллюэновской нелинейности [15]. ВРМБ является нелинейным процессом, который можно описать с помощью кубической по полю нелинейной поляризации среды $P_{nl} = \epsilon_0 \chi E_1 E_2 E_3$ (где ϵ_0 и χ – диэлектрическая проницаемость и восприимчивость ВРМБ-среды). Выражения для полей E_1, E_2, E_3 выберем в следующем виде:

$$E_1(r, t) = e_1 E_1(r) \exp[i(\omega_p t - \mathbf{k}_1 r) + \text{компл. сопр.}],$$

$$E_2(r, t) = e_2 E_2(r) \exp[i(\omega_s t - \mathbf{k}_2 r) + \text{компл. сопр.}],$$

$$E_3(r, t) = e_3 E_3(r) \exp[i(\omega_p t - \mathbf{k}_3 r) + \text{компл. сопр.}],$$

где волны E_1, E_3 имеют частоту накачки ω_p , а волна E_2 – стоксову частоту ω_s ; $\omega_p - \omega_s = \Omega$ – частота бриллюэновского сдвига активного вещества. Поляризации волн e_i будем считать параллельными. Тогда нелинейная поляризация среды на стоксовой частоте, генерируемая этими тремя волнами, будет иметь вид

$$P_{nl}(\omega_s) = \chi E_1 E_2 E_3^*$$

$$\times \exp\{i[\omega_s t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3)r]\} + \text{компл. сопр.}$$

Выберем направления распространения волн E_1, E_2, E_3 в соответствии с рис.4. В дальнейшем предполагается, что угол между волнами E_1 и E_3 мал, а модули всех волновых векторов равны. В таком случае получаем

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 0,$$

$$P_{nl}(\omega_s) = \chi E_1 E_2 E_3^* \exp[i(\omega_s t + \mathbf{k}_3 r)] + \text{компл. сопр.} \quad (1)$$

Экспериментально реализуют ситуацию, когда волны E_1 и E_2 либо плоские, либо имеют комплексно-сопряженные волновые фронты, так что $E_1 E_2 = |E|^2$. Тогда, как видно из приведенного выше выражения, нелинейная поляризация возбуждает волну

$$E_4 \sim E_3^* \exp[i(\omega_s t + \mathbf{k}_3 r)],$$

которая имеет комплексно-сопряженный волновой фронт относительно волны E_3 и распространяется точно в противоположном ей направлении.

Физически этот процесс можно рассматривать следующим образом. Волны E_3 и E_2 возбуждают в среде на разностной частоте Ω гипер акустическую волну с волновым вектором \mathbf{q} ($q = \Omega/v_s$, где v_s – скорость звука в среде). На этой волне происходит рассеяние волны E_1 , причем с понижением частоты на величину Ω , поскольку гипер акустическая волна является убегающей. И если волна E_1 распространяется точно навстречу волне E_2 , то она (волна E_1) будет рассеиваться точно навстречу волне E_3 , и это рассеяние в соответствии с условием Брэгга будет наиболее эффективным.

Перейдем к рассмотрению физического механизма явления само-ОВФ в световоде. Из уравнений Максвелла можно получить следующее уравнение Гельмгольца для ВРМБ-активной среды:

$$\nabla^2 E_s + k_s^2 [E_s + i\chi(E_p^* E_s) E_p] = 0, \quad (2)$$

где ∇^2 – оператор Лапласа; E_s и E_p – стоксова волна и волна накачки; k_s – волновой вектор стоксовой волны. Разложим поля E_s и E_p по собственным модам световода прямоугольного сечения, т. е. по плоским волнам

$$E_p(r) = \sum_{\alpha, \beta} A_{\alpha, \beta}(z) \exp(+i\mathbf{k}_{\alpha, \beta} r),$$

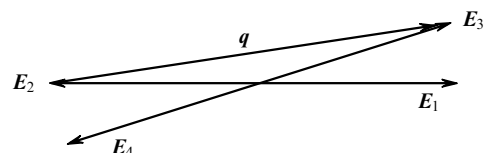


Рис.4. Схема четырехволнового смещения.

$$E_s(\mathbf{r}) = \sum_{\gamma, \delta} a_{\gamma, \delta}(z) \exp(-i\mathbf{k}_{\gamma, \delta} \mathbf{r}),$$

где α, β (γ, δ) – индексы собственных мод световода по осям x и y соответственно. Разные знаки в экспонентах обусловлены тем, что эти волны распространяются в противоположных направлениях. И в соответствии со сказанным выше модули волновых векторов мы считаем одинаковыми.

Как следует из экспериментов, рассеянное стоково излучение распространяется практически в том же конусе, что и излучение накачки. В таком случае области изменения индексов α, β и γ, δ совпадают. Поскольку полное число плоских волн, на которые разлагается возбуждающее излучение, распространяющееся в довольно узком конусе ($\theta_p \leq 10^{-2}$ рад), конечно, то эти компоненты можно пронумеровать одним индексом. Тогда, подставляя выражения для полей в уравнения Гельмгольца в параксиальном приближении (для любой компоненты a выполняются условия $d^2 a/dz^2 \ll da/dz \ll k^2 a$), получаем

$$\sum_n \frac{da_n}{dz} \exp(-i\mathbf{k}_n \mathbf{r}) = \chi \frac{k}{2} \sum_{p, q, r} A_p^* a_q A_r \times \exp[-i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_r + \mathbf{k}_q) \mathbf{r}].$$

Умножим обе части этого уравнения на $(1/d^2) \exp(i\mathbf{k}_m \times \mathbf{r})$ (где d – поперечный размер световода) и проинтегрируем по поперечным координатам. При этом учтем, что в световоде поперечные составляющие волновых векторов плоских волн, на которые мы разложили наши поля, удовлетворяют периодическим граничным условиям. Это определяет отличные от нуля члены в правой части последнего уравнения. Нас интересуют нарастающие в пространстве стоковы волны, поэтому мы пренебрежем осциллирующими по z членами. Это можно сделать, если выполняются условия

$$k\theta_p^2 L \gg 1, \quad L \gg \frac{1}{k\theta_p^2}, \quad \frac{gI_p}{k\theta_p^2} < 1, \quad (3)$$

физический смысл которых обсудим несколько позже. Тогда, после интегрирования с учетом сделанных замечаний, получим следующее уравнение:

$$\frac{da_m}{dz} = \frac{g}{2} a_m \sum_p |A_p|^2 + \frac{g}{2} A_m^* \sum_{q \neq m} a_q A_q, \quad (4)$$

где $g = k\chi$; $\sum_p |A_p|^2 = I_p$ – интенсивность накачки.

Первый член в правой части (4) описывает усиление пространственно неоднородной стоковой волны в среднем поле пространственно неоднородной накачки. Таким же инкрементом описывается и усиление плоской стоковой волны в поле плоской волны накачки, когда все a_m и A_p равны нулю кроме a_0 и A_0 . Второй член описывает генерацию и дополнительное усиление стокова поля специальной конфигурации. Это поле является комплексно-сопряженным с полем пространственно неоднородной накачки ($a_m \sim A_m^*$). Дополнительное усиление возникает за счет параметрического взаимодействия между плоскими составляющими пространственно неоднородных стокова и возбуждающего полей. Действительно, структура каждого члена $A_m^* a_q A_q$ суммы по q в (4) полностью аналогична структуре нелинейной поляриза-

ции (1), описывающей невырожденное четырехволновое смешение (параметрическое взаимодействие) на бриллюэновской нелинейности.

Уравнение (4) можно решить при следующих предположениях. Первое предположение состоит в том, что число плоских компонент N , на которые разлагается излучение накачки в световоде, достаточно велико ($N \sim (\theta_p/\theta_d)^2$, где θ_p – расходимость возбуждающего излучения после фазовой пластинки, $\theta_d \sim \lambda/d$ – угол дифракции плоской волны на апертуре световода). В экспериментах обычно $N \sim 10^3$. Второе предположение заключается в следующем: распределение излучения накачки по углам после фазовой пластинки достаточно однородно. Именно с этим требованием связана основная сложность в изготовлении фазовой пластинки. При выполнении указанных условий интенсивность любой плоской компоненты разложения накачки много меньше суммарной интенсивности остальных:

$$|A_i|^2 \ll \sum_{l \neq i} |A_l|^2.$$

В этом случае можно считать, что суммирование во втором члене в правой части (4) осуществляется по всей совокупности индексов. Тогда решение (4) имеет вид

$$a_m(L) = a_{0m} \exp\left(\frac{g}{2} I_p L\right) + A_m^* \frac{\sum_l A_{0l} a_{0l}}{I_p} \times \exp\left(\frac{g}{2} I_p L\right) \left[\exp\left(\frac{g}{2} I_p L\right) - 1 \right]. \quad (5)$$

Для получения вынужденного рассеяния необходимо, чтобы интенсивность накачки превышала пороговую интенсивность:

$$I_p > I_p^{\text{th}}, \quad gI_p^{\text{th}} L \approx 25.$$

Отсюда и из (5) следует, что стокова волна с комплексно-сопряженным по отношению к накачке волновым фронтом (второй член уравнения (5)) усиливается с удвоенным инкрементом по сравнению с остальными волнами, в результате чего из-за большого инкремента ($G \geq G_{\text{th}} \sim 25$) на выходе из активной среды в стоковом излучении будет содержаться практически только конфигурация поля с комплексно-сопряженным по отношению к накачке волновым фронтом.

При выполнении вышеперечисленных условий такая ситуация реализуется экспериментально. Проанализируем теперь физический смысл неравенств (3). Величина $l_{\text{Fr}} = 1/(k\theta_p^2)$ есть френелевская длина, на которой пространственно неоднородное распределение излучения накачки сохраняется приблизительно постоянным. Поэтому на длине световода происходит хорошее перемешивание угловых составляющих накачки в активной среде. Второе неравенство (3) означает, что усиление стоковой волны на френелевской длине мало и поэтому не приводит к искажениям пространственной структуры усиливаемой волны. Еще одно ограничение геометрии эксперимента по само-ОВФ в световоде вытекает из аналогии данного процесса с голографией. При ВРМБ назад, очевидно, основной вклад в выходное стоково излучение дают спонтанные шумы, которые зарождаются на конце световода, противоположном входу излуче-

ния накачки. Для формирования волны с комплексно-сопряженным фронтом в каждой точке поперечного сечения световода должна содержаться информация о всей пространственно неоднородной структуре излучения накачки, которое вводится в световод. Количественно это условие выглядит следующим образом: $d < \theta_p L$. Перечисленные выше требования накладывают ряд ограничений на геометрию эксперимента, параметры фазовой пластинки и интенсивность накачки. При выполнении этих требований можно реализовать ОВФ достаточно высокого качества.

Практически для всех типов вынужденного рассеяния пороговый инкремент $G_{th} = gI_p^{th}L \geq 25$. В то же время существует достаточно много задач, в которых необходимо реализовать само-ОВФ с большим динамическим диапазоном интенсивностей накачки. Для этого само-ОВФ должно иметь пороговый инкремент, значительно меньший указанного выше: $G_{th} \ll 25$. Такая схема само-ОВФ была предложена в работе [16]. Это так называемый петлевой ВРМБ-генератор с параметрической обратной связью. Его схема изображена на рис.5. Одно из зеркал этого генератора образуется в результате параметрического взаимодействия волн в кювете с ВРМБ-активным веществом. Световая волна E_1^+ при помощи зеркал снова вводится в кювету со стороны входной грани в виде волны E_2^+ . В результате спонтанного рассеяния в ВРМБ-активном веществе зарождаются две волны на стоксовой частоте E_1^- и E_2^- . Сравнение рис.5 и 4 показывает, что с точностью до обозначений в данном случае реализуется невырожденное взаимодействие четырех указанных волн на бриллюэновской нелинейности. Это параметрическое взаимодействие и обеспечивает обратную связь в данном петлевом генераторе.

Если использовать обычные выражения для полей $E_{1,2}^+$ и $E_{1,2}^-$ и подставить их в уравнение Гельмгольца (2), то легко получить систему уравнений для амплитуд указанных волн. В приближении заданных волн накачки уравнения для амплитуд стоксовых волн, которые мы обозначим $a_{1,2}$, будут иметь вид, аналогичный (4). При этом индексы m, p, q пробегают значения 1, 2, величины $A_{1,2}$ являются амплитудами соответствующих волн накачки и производные при выбранном направлении оси z (рис.5) имеют знак минус. Полученная таким образом система уравнений должна решаться со следующими граничными условиями:

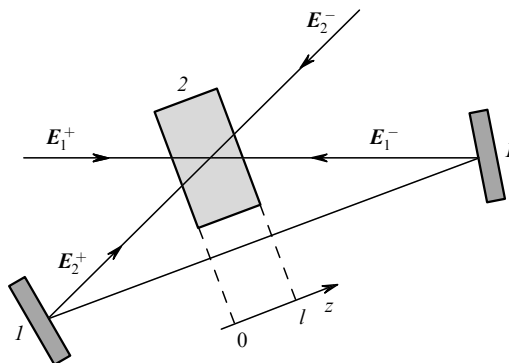


Рис.5. Схема петлевого генератора с параметрической обратной связью:

1 – поворотные зеркала; 2 – кювета с ВРМБ-активным веществом.

$$a_2(l) = 0, \quad a_1(l) = \sqrt{R}a_2(0),$$

где $R = R_1 R_2$ – коэффициент отражения зеркал резонатора по интенсивности. Из решения этой системы находим трансцендентное уравнение для определения порогового инкремента:

$$\frac{2}{\sqrt{R}} = \exp \left[\frac{g}{2} I_1 l (1 + \sqrt{R} + R) \right] - \exp \left[\frac{g}{2} I_1 l (1 - \sqrt{R} + R) \right],$$

где $I_1 = |A_1|^2$; $I_2 = |A_2|^2$; $A_2 = \sqrt{R}A_1$. Если зеркала являются плотными ($R = 1$), то пороговый инкремент $G_{th} = gI_1 l \approx 0.84$.

Рассмотренные выше схемы само-ОВФ наиболее пригодны для компенсации фазовых искажений в каскадах мощных лазерных усилителей (следует отметить, что генераторы с параметрической обратной связью нашли применение в последующих работах по созданию так называемых самонакачивающихся ОВФ-зеркал на фоторефрактивных кристаллах, на нелинейности активной среды самих лазеров и т. д.).

В то же время существует достаточно широкий круг задач, в которых требуется обращение, и желательно с усилением, слабых входных сигналов. Одна из таких задач – компенсация турбулентности атмосферы при распространении лазерного излучения. Для ОВФ слабых сигналов нужны беспороговые схемы. Впервые такая схема была предложена и реализована в работе [15]. По существу она представляет собой схему невырожденного четырехволнового смешения на бриллюэновской нелинейности (см. рис.4). Уравнения для амплитуд стоксовых волн $E_{2,4}$, которые в данном случае запишем как $a_{2,4}$, с точностью до обозначений имеют такой же вид, как и уравнения для амплитуд стоксовых волн в петлевом генераторе (рис.5). Отличие заключается в граничных условиях, которые будут иметь вид (см. рис.4)

$$a_2(l) = a_2^{in}, \quad a_4(l) = 0.$$

Введем следующие обозначения:

$$i_2(0) = |a_2(0)|^2, \quad i_2^{in} = |a_2^{in}|^2, \quad i_4(0) = |a_4(0)|^2,$$

$$I_1 = |A_1|^2, \quad I_3 = |A_3|^2, \quad I = I_1 + I_3.$$

Тогда решение соответствующей системы уравнений для интенсивностей выходных стоксовых волн принимает вид

$$i_2(0) = \frac{i_2^{in}}{4} \exp \left\{ g \left[I - (I_1 I_3)^{1/2} \right] l \right\} \left\{ \exp \left[g (I_1 I_3)^{1/2} l \right] + 1 \right\}^2,$$

$$i_4(0) = \frac{i_2^{in}}{4} \exp \left\{ g \left[I - (I_1 I_3)^{1/2} \right] l \right\} \left\{ \exp \left[g (I_1 I_3)^{1/2} l \right] - 1 \right\}^2.$$

Поскольку нас интересует ОВФ слабых сигналов, когда интенсивность входного сигнала I_3 очень мала, будем считать, что $I_3, (I_1 I_3)^{1/2} \ll I_1$ и $g(I_1 I_3)^{1/2} l < 1$. В этом случае для коэффициентов отражения $R_2 = i_2(0)/I_1$ и $R_4 = i_4(0)/I_3$ получим следующие приближенные выражения:

$$R_2 \approx \frac{i_2^{\text{in}}}{I_1} \exp(gI_1 l), \quad R_4 \approx \frac{i_2^{\text{in}}}{4I_1} (gI_1 l)^2 \exp(gI_1 l),$$

откуда $R_4 \approx (gI_1 l/2)^2 R_2$.

Следует напомнить, что все рассмотрение проводится в приближении заданного поля накачки, когда $i_2^{\text{in}} \times \exp(gI_1 l) \ll I_1$. Таким образом, из полученных решений следует, что в данном приближении коэффициент отражения слабого сигнала не зависит от его интенсивности. Он полностью определяется коэффициентом отражения сильной стоксовой опорной волны E_2 . Но и сколь угодно малым входной сигнал быть не может. Определяемое им параметрическое взаимодействие должно генерировать волну, амплитуда которой превышает амплитуду спонтанных шумов системы. В случае насыщенного взаимодействия опорных волн E_1, E_2 коэффициент отражения волны E_2 всегда меньше единицы; такое же значение имеет и коэффициент отражения слабого сигнала. Следовательно, именно взаимодействие волн E_1 и E_2 не позволяет в данном случае получить коэффициенты отражения больше единицы, т. е. отражение с усилением сигнала.

Устранить взаимодействие опорных волн E_1 и E_2 на бриллюэновской нелинейности можно двумя способами (рис.6). Первый способ заключается в создании частотной расстройки данных волн [17]. При этом поляризации всех волн параллельны друг другу, а частоты опорных волн не попадают в бриллюэновский резонанс ($\omega_1 - \omega_2 \neq \Omega$). Второй способ состоит в использовании поляризационной развязки [12]. При этом $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$, но поляризации опорных волн ортогональны (очевидно, что возможна комбинация обоих способов) (рис.6). Расчеты показали, что в этом случае может иметь место абсолютная неустойчивость сигнальной и обращенной волн [17]. Иными словами, эти волны могут генерироваться в системе, даже если мы не подаем извне сигнальную волну. Однако такой процесс может наблюдаться, только если суммарные интенсивности опорных волн превышают некоторое критическое значение, так что

$$g(I_1 + I_2)l = G > G_{\text{cr}}.$$

Критический инкремент зависит от наличия или отсутствия волновой расстройки. При частотной расстройке опорных волн $\omega_1 - \omega_2 \neq \Omega$ волновая расстройка δk всегда отлична от нуля:

$$\delta k = |\delta \mathbf{k}| = |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4| = 4\pi n(\bar{\Omega} - \Delta \bar{v}_{12}),$$

где n – показатель преломления среды; $\Delta \bar{v}_{12} = \bar{v}_1 - \bar{v}_2$; $\bar{v}_1, \bar{v}_2, \bar{\Omega}$ – частоты соответствующих волн в обратных сантиметрах. При этом частоты других волн должны удовлетворять соотношению $\omega_3 - \omega_2 = \omega_1 - \omega_4 = \pm \Omega$. При наличии волновой расстройки критический инкре-

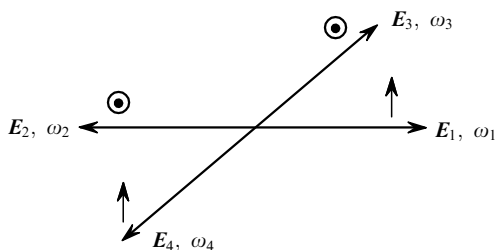


Рис.6. Схема поляризационной развязки.

мент G_{cr} можно найти только численно. Минимальный инкремент $G_{\text{cr}}^{\text{min}} \approx 7.5 - 8$ при оптимальной безразмерной волновой расстройке $\delta k l \sim 6$. Если использовать поляризационную развязку опорных волн при условии их бриллюэновского резонанса ($\omega_1 - \omega_2 = \Omega$), то в схеме, приведенной на рис.6, $\delta k \equiv 0$. В этом случае удастся найти аналитическое выражение для критического инкремента:

$$G_{\text{cr}} = 2 \ln \left(\frac{I_1}{I_2} \right) + 2\pi^2 \left[\ln \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \right]^{-1}.$$

Отсюда следует, что $G_{\text{cr}}^{\text{min}} = 4\pi \approx 12.6$ при оптимальном отношении интенсивностей опорных волн $I_1/I_2 = e^\pi \approx 23$. Экспериментально достаточно трудно подобрать частоты взаимодействующих волн E_1, E_2, E_3 для достижения оптимальной волновой расстройки при наличии частотной расстройки опорных волн. Однако это можно сделать при их поляризационной развязке. Для этого необходимо отклонить опорные волны на небольшой угол θ_{ref} от их точного направления распространения [18]. При этом возникающая волновая расстройка $\delta k = -k\theta_{\text{ref}}\theta_{13}$, где θ_{13} – угол между волнами E_1 и E_3 (рис.6), а знак « \rightarrow » отвечает повороту волны E_2 на угол θ_{ref} в сторону волны E_3 . Тем самым, изменяя угол θ_{ref} , можно подобрать оптимальную волновую расстройку $\delta k l \sim 6$.

И действительно, используя оба метода устранения взаимодействия встречных опорных волн, удалось реализовать ОВФ слабых сигналов с большим усилением – примерно 7×10^5 [17] и 5×10^6 [18].

Сравнительный анализ показывает, что и ВРМБ-усилители имеют столь же перспективные характеристики для приема слабых сигналов, как и рассмотренные выше четырехволновые схемы. Эти усилители обладают сходными шумовыми характеристиками и полосами усиления, имеют сравнимые коэффициенты усиления. Реализация ВРМБ-усилителей оказывается достаточно простой [19]. Возможность применения изложенных идей хорошо иллюстрируется экспериментом по компенсации турбулентности атмосферы методами ОВФ с использованием усиления слабого сигнала ВРМБ-усилителем.

Схема модельного эксперимента приведена на рис.7. В нашем распоряжении имелась приземная трасса длиной ~ 300 м. С помощью плоского зеркала размером

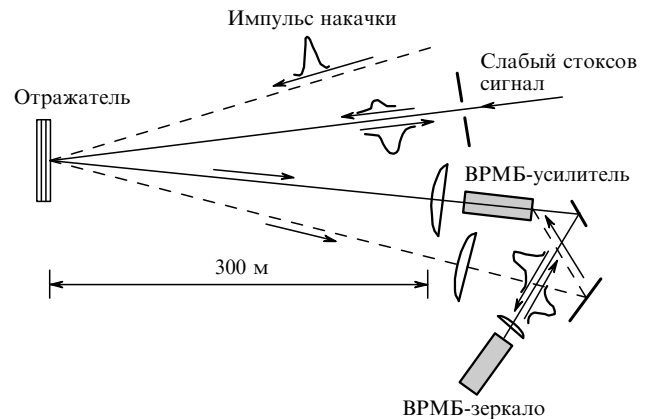


Рис.7. Схема модельного эксперимента по компенсации искажений, вносимых турбулентной атмосферой, при использовании ВРМБ-зеркала с предварительным усилением слабого стоксова сигнала ВРМБ-усилителем.

50 × 50 см, настроенного «почти назад», длина трассы была увеличена до ~600 м. Синхронизация времен прихода слабого стока сигнала и импульса накачки обеспечивалась автоматически, т. к. оба импульса проходили практически по одному и тому же пути. Первоначально слабый стоков сигнал пропускаться через формирующую диафрагму диаметром 1 см. После прохождения трассы, излучение перехватывалось объективом диаметром ~50 см и с помощью телескопа направлялось в ВРМБ-усилитель (окулярная линза телескопа на рис.7 не изображена). Максимальный коэффициент усиления последнего составил ~2 × 10⁵. Затем усиленное излучение поступало в другую кювету, где оно отражалось с ОВФ при фокусировке линзой. После вторичного прохождения в обратном направлении измерялась доля энергии усиленного сигнала, прошедшая через формирующую диафрагму. Эксперименты проводились при различных состояниях атмосферы. Структурная постоянная C_n² менялась при этом в достаточно широких пределах: от ~6 × 10⁻¹⁶ м^{-2/3} (слабая турбулентность) до ~10⁻¹³ м^{-2/3} (сильная турбулентность). Даже в наихудших условиях наблюдения не менее 50 % энергии сигнала, падающего на формирующую диафрагму, достигало приемника. Эквивалентная расходимость в системе составила ~2 × 10⁻⁵ рад.

Полученные результаты (даже в неоптимальных условиях) свидетельствуют о больших потенциальных возможностях применения методов ОВФ и усиления слабых сигналов для задач транспортировки лазерного излучения в атмосфере на большие расстояния.

В заключение подчеркнем следующее. Идеи, высказанные Николаем Геннадиевичем Басовым, и работы, поставленные им еще в 60-е гг. в области преобразования лазерного излучения, не потеряли своей актуальности и по сей день. Многие из них выросли в целые направления, которые продолжают активно развиваться и в настоящее время.

1. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Зубарев И.Г. *ДАН СССР*, **157** (5), 1084 (1964); Басов Н.Г., Зуев В.С., Крюков П.Г. *ЖЭТФ*, **43**, № 1(7), 353 (1962).
2. Basov N.G., Grasiuk A.Z., Efimkov V.F., Zubarev I.G., Katulin V.A., Popov Yu.M. *Proc. Intern. Conf. on the Physics of Semiconduc-*

tors (Kyoto, 1966); *J. Phys. Society of Jap.*, **21**, Supplement, 277 (1966).

3. Раутиан С.Г., Собельман И.И. *ЖЭТФ*, **41** (6), 2018 (1961); Андреева Т.Л., Дудкин В.А., Малышев В.И., Михайлов Г.В., Сорokin В.Н., Новикова Л.А. *ЖЭТФ*, **49** (5), 1408 (1965).
4. Basov N.G., Zuev V.S. *Nuovo Cimento B*, **31**, 129 (1976).
5. Avizonis P.V., Guenter A.H., Wiggins T.A., Wich P.V., Rank D.H. *Appl. Phys.*, **9**, 309 (1966).
6. Грасюк А.З., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Мишин В.И., Смирнов В.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **8** (9), 474 (1968).
7. Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И., Смирнов В.Г. *Квантовая электроника*, **3** (5), 1062 (1976).
8. Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Мишин В.И., Смирнов В.Г. *Квантовая электроника*, № 5, 27 (1973).
9. Pev I.K., Kumagai H., Toyoda K. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (13), 1846 (1996); Rodgers V.C., Russell T.H., Roh W.B. *Opt. Lett.*, **24** (16), 1124 (1999); Курков А.С., Дианов Е.М., Парамонов В.М. и др. *Квантовая электроника*, **30** (9), 791 (2000); Курков А.С., Парамонов В.М., Егорова О.Н., Медведков О.И., Дианов Е.М., Яшков М.В., Гуриянов А.Н., Залевский И.Д., Гончаров С.Е. *Квантовая электроника*, **31** (9), 801 (2001); Курков А.С., Парамонов В.М., Егорова О.Н., Медведков О.И., Дианов Е.М., Залевский И.Д., Гончаров С.Е. *Квантовая электроника*, **32** (8), 747 (2002).
10. Зельдович Б.Я., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. *Письма в ЖЭТФ*, **15** (3), 160 (1972).
11. Носач О.Ю., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. *Письма в ЖЭТФ*, **16** (11), 617 (1972).
12. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Труды ФИАН*, **172**, 10 (1986); Kralikova V., Skala J., Straka P., Turcicova H. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (5), 627 (2000); Кулагин О.В., Родченко В.И. *Квантовая электроника*, **31** (9), 814 (2001); Shilov A.A., Pasmanik G.A., Kulagin O.V., Deki K. *Opt. Lett.*, **26** (20), 1565 (2001); Reisbeck T., Risse E., Eichler H.J. *Appl. Phys. B*, **73** (8), 847 (2001).
13. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. и др. *Квантовая электроника*, **3** (11), 2467 (1976).
14. Сидорович В.Г. *ЖТФ*, **46** (11), 2168 (1976).
15. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И., Смирнов М.Г. *Квантовая электроника*, **6** (2), 394 (1979).
16. Одинцов В.И., Рогачёва Л.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **36** (8), 281 (1982).
17. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. *Недифракционная оптика и адаптивные лазерные системы* (М.: Наука, 1986).
18. Аникеев И.Ю., Глазков Д.А., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Письма в ЖЭТФ*, **48** (11), 593 (1988).
19. Бельдюгин И.М., Давыдов В.В., Дёмкин В.К., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И., Соболев В.Б. *Квантовая электроника*, **31** (8), 709 (2001).