Июнь 1992 г. Том 162, № 6

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

535.12:530.182

УСИЛЕНИЕ И ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА СЛАБЫХ СИГНАЛОВ

О.В. Кулагин, Г.А. Пасманик, А.А. Шилов

(Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение

Проблема обращения волнового фронта (ОВФ), предельно слабых сигналов, энергия которых составляет несколько фотонов, встречается при исследовании работы разнообразных оптических систем, прежде всего содержащих оптические усилители или усилители яркости. Подобные системы применяются в физических и других экспериментах, как правило, в тех случаях, когда требуется зарегистрировать излучение, используя его когерентные свойства. Речь может идти, в частности, о фиксации голограмм или интерферограмм света, диффузно рассеянного на большой площади: отраженном от поверхности земли, воды и т.д. Оптические усилители вносят, как правило, аберрационные искажения в проходящие через них световые волны. Для компенсации этих искажений как раз и используются ОВФ-зеркала.

Рассмотрим упрощенную оптическую систему (рис. 1), состоящую из источника *1*, подсвечивающего рассеивающий предмет *2*, входного объектива *3*, расположенного за ним усилителя яркости *4* и матричного фотоприемника *5*. Допустим, что источник подсвета представляет собой лазер, излучающий в направлении предмета импульс света с фиксированной во времени поперечной структурой, т.е. импульс когерентного излучения УФ, видимого или ИК ди-

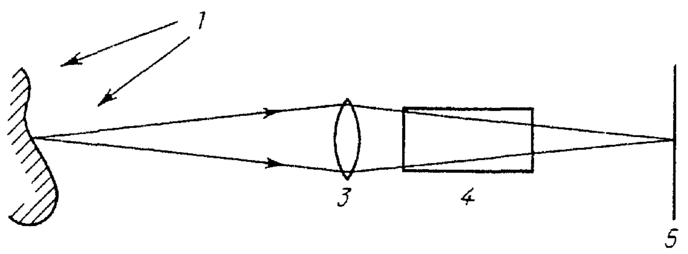

Рис. 1. *1* — подсвечивающий лазерный пучок, *2* — рассеивающий предмет, *3* — объектив, *4* — усилитель яркости, *5* — матричный фотоприемник

апазонов. Предположим, что на поверхности предмета импульсное излучение рассеивается диффузно и изотропно в угле 2π и имеет плотность энергии w.

Для простоты будем считать, что плоскость расположения предмета перпендикулярна оси оптической системы. Выберем на его поверхности какую-либо область площадью ΔS. Поле рассеянного света на этой выбранной площадке можно разложить по различным наборам ортогональных функций, каждая из которых с помощью волнового уравнения пересчитывается в плоскость расположения объектива, удаленного от предмета на расстояние L. Рассмотрим такой набор, функции которого остаются ортогональными после пересчета на поверхность объектива площадью S_0. (В работе [1] было показано, что такой набор мод является единственным и определяется решением соответствующего интегрального уравнения, зависящего от апертуры излучателя и приемника, т.е. от выбранной площадки на поверхности предмета и поверхности объектива.) Соответствующие компоненты поля при пересчете их на поверхность объектива ограниченной апертуры ослабляются. Можно выделить характерное число компонент ΔQ, мощность которых ослабляется не более чем вдвое по сравнению с наиболее интенсивной модой. Именно эти компоненты и формируют, главным образом, поле входного сигнала на поверхности объектива оптической системы. Характерная энергия, приходящаяся на одну компоненту, в среде без оптических потерь составляет величину(1*)

$$\Delta W/\Delta Q = (w\Delta S/\Delta Q)\Omega/2\pi, \tag{1}$$

где $\Omega = S_0/2\pi$ — телесный угол, в пределах которого перехватывается рассеянное предметом импульсное излучение. Для оценки числа ΔQ предположим, что площадка ΔS и апертура объектива оптической системы круглые и имеют соответственно диаметры D и D_0 ($\Delta S = \pi D^2/4$, $S_0 = \pi D_0^2/4$).

В рассматриваемом случае круглых апертур и однородной среды между предметом и объективом число

$$\Delta Q = (kDD_0/4L)^2 \tag{2}$$

совпадает с квадратом так называемого френелевского параметра, характеризующего пропускную способность двух диафрагм диаметром D и D_0, отстоящих на расстояние L ($k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны). Подставляя (2) в (1), получим

$$\Delta W/\Delta Q = w\lambda^2/8\pi. \tag{3}$$

Совершенно очевидно, что число элементов разрешения на поверхности предмета площадью ΔS совпадает с числом ортогональных компонент, преимущественно формирующих входное поле на поверхности объектива диаметром D_0. Поэтому формула (3) может быть получена и иным путем. Достаточно оценить энергию входного сигнала, приходящего на объектив с одного элемента разрешения в плоскости расположения предмета. Угловое разрешение объектива, ограниченное дифракцией, составляет величину порядка $4/kD_0$, что соответствует на поверхности предмета элементу разрешения размером $d = (4/kD_0)L$. Энергия, излученная предметом с поверхности диаметром d, равна $(\pi d^2/4)w$. Так как до объектива доходит лишь часть этой энергии $(\sim \Omega/2\pi)$, находим, что энергия излучения, входящего в оптическую систему с одного элемента разрешения, равна $(\pi d^2/4)w\Omega/2\pi$. При подстановке значений d и Ω получаем формулу (3).

Уже из общих соображений ясно, что энергия, приходящаяся на элемент разрешения, должна превышать один фотон. Поэтому минимальная плотность энергии на поверхности освещенного предмета должна удовлетворять соотношению

$$w > w_{\min} = 8\pi\hbar\omega/\lambda^2. \tag{4}$$

Величина $w_{\min} \sim 1/\lambda^3$, следствием этого, в частности, является более высокая (чем в оптическом диапазоне) чувствительность радиометодов измерения пространственных характеристик удаленных источников излучения, например звезд, на основе интерферометров со сверхдлинной базой.

2. Полуклассическое приближение

В обычных системах информационный сигнал с энергией от элемента разрешения, определяемой формулой (3), непосредственно регистрируется на матричный фотоприемник, находящийся либо в плоскости изображения, либо в какой-то другой плоскости. Однако, как уже упоминалось, применяются и другие методы приема, основанные на использовании когерентных свойств сигнала.

Имеется в виду регистрация интерференционной картины, образованной приходящим сигналом со вспомогательной опорной волной (методы гетеродинирования), а также регистрация информационного сигнала, предварительно усиленного в квантовом или любом другом оптическом усилителе (методы, основанные на использовании усилителей яркости).

Рассмотрим методы регистрации информационного сигнала с точки зрения достижения предельной чувствительности, лимитируемой квантовыми шумами. Прежде всего необходимо сформулировать подход, в рамках которого может быть описано взаимодействие импульсных световых полей с малой энергии с веществом, а такой другими более мощными волнами.

Наиболее удобным представляется так называемое полуклассическое приближение. В этом приближении световое поле рассматривается как обычная классическая волна, но на входе в нелинейную среду к классическому полю $\mathcal{E}$ добавляется шумовое поле нулевых флуктуаций вакуума $\mathcal{E}_N$, функция корреляции которого для заданной температуры T окружающей среды описывается обычным (классическим) соотношением Каллена—Велтона. Однако при определении функций корреляции светового поля любого порядка на выходе оптической системы для получения правильного соответствующего эксперименту ответа из рассчитанной величины функции корреляции полного поля должна быть вычтена соответствующая функция корреляции нулевых флуктуаций. Например, для интенсивности и ее дисперсии имеем

$$\langle I\rangle = \langle I'\rangle - \langle I'_{\rm N}\rangle,$$
$$\langle(\Delta I)^2\rangle = \langle(\Delta I')^2\rangle - \langle(\Delta I'_{\rm N})^2\rangle; \qquad (5)$$

здесь $I' = (cn/2\pi)|\hat{K}(\mathscr{E} + \mathscr{E}_{\rm N})|^2$ — обычная классическая интенсивность световой волны с комплексной амплитудой, определяемой как сумма входной поля $\mathscr{E}$ и шумового поля нулевых флуктуаций вакуума $\mathscr{E}_{\rm N}$, $I'_{\rm N} = (c/2\pi)|\mathscr{E}_{\rm N}|^2$ — интенсивность нулевых флуктуаций, $\hat{K}$ — оператор, характеризующий свойства усилителя яркости и его внутренние шумы. При $\hat{K} = 1$ формулы (5) описывают процесс регистрации излучения обычным матричным фотоприемником.

В рамках классической электродинамики не представляется возможным дать достаточно последовательное обоснование формулы (5). Можно, забегая вперед, сослаться на то, что для отдельных рассматриваемых ниже физических процессов (см. табл.), ранее рассчитывались значения измеряемых в эксперименте величин (среднего числа фотонов $\langle n\rangle$, а в некоторых случаях и дисперсии $\langle(\Delta n)^2\rangle$). При этом результаты, полученные традиционными методами совпадают с теми, которые могут быть рассчитаны, используя изложенный здесь полуклассический подход.

Разновидность физического процесса	Диапазон коэффициентов усиления (ослабления)
1. Усиление в квантовом усилителе 2. Усиление за счет механизмов вынужденного рассеяния и четырехволнового взаимодействия	$K > 1$
3. Спонтанное излучение 4. Спонтанное рассеяние	$K - 1 < 1$
5. Непосредственная регистрация сигналов на фотоприемник	$K = 1$
6. Термодинамическое равновесие 7. Излучение черного тела	$K < 1$

Во всех обсуждаемых далее экспериментах регистрируется распределение не интенсивности, а только плотности энергии в импульсном световом пучке, прошедшем усилитель яркости, а анализ осцилляции излучения по времени носит лишь качественный характер и сами осцилляции измеряются лишь в отдельно взятых точках поперечного сечения. Поэтому для сопоставления теории и эксперимента удобно проинтегрировать значение I' по времени и аналогично (5) определить регистрируемые в эксперименте значения плотности энергии $\langle w\rangle$ и дисперсию $\langle(\Delta w)^2\rangle$:

$$\langle w\rangle = \langle w'\rangle - \langle w'_{\rm N}\rangle,$$
$$\langle(\Delta w)^2\rangle = \langle(\Delta w')^2\rangle - \langle(\Delta w'_{\rm N})^2\rangle, \qquad (6)$$

где

$$w' = \int_{-\infty}^{+\infty} I' \mathrm{d}t$$

— классическая плотность энергии световой волны с комплексной амплитудой $\varepsilon + \varepsilon_{\mathrm{N}}$,

$$w'_{\mathrm{N}} = \int_{-\infty}^{+\infty} I'_{\mathrm{N}} \mathrm{d}t$$

— плотность энергии нулевых флуктуаций. Надо иметь в виду, что дисперсия указанных усредненных во времени величин дает информацию о флуктуациях излучения только по поперечному сечению.

По определению введем числа фотонов, связанные с интенсивностью I' соотношением:

$$n' = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\Delta S'} I' \mathrm{d}t \, \mathrm{d}S}{\hbar\omega \Delta Q'} = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{\Delta W'}{\Delta Q'}, \tag{7}$$

где $\hbar\omega$ — энергия кванта,

$$\Delta W' = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\Delta S'} I' \mathrm{d}t \, \mathrm{d}S$$

— классическая энергия проходящего через оптическую систему излучения на площадке поперечного сечения $\Delta S'$ с числом элементов разрешения $\Delta Q'$, $\Delta W'/\Delta S'$ — энергия излучения, приходящегося на один элемент разрешения в поперечном сечении оптической системы. (Количество элементов разрешения выбирается здесь независимо от энергии $\Delta W'$).

По аналогии с (5) и (6) определим регистрируемое в эксперименте среднее число фотонов $\langle n \rangle$ и дисперсию $\langle (\Delta n)^2 \rangle$ по формулам

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= \langle n' \rangle - \langle n'_{\mathrm{N}} \rangle, \\ \langle \Delta n^2 \rangle &= \langle (\Delta n')^2 \rangle - \langle (\Delta n'_{\mathrm{N}})^2 \rangle. \end{aligned} \tag{8}$$

Величина $\langle n \rangle$ может совпадать со значением $(1/\hbar\omega)\Delta\langle W' \rangle/\Delta Q'$, рассчитываемым по формуле (3), однако в общем случае $\langle n \rangle$ зависит от $\Delta Q'$, но никак не связано с числом элементов разрешения всей оптической системы ΔQ. Далее, предполагая, что среднее число регистрируемых фотонов $\langle n \rangle$ на входе оптической системы и дисперсия $\langle (\Delta n)^2 \rangle$ заданы, будем искать их величины на выходе системы. Рассматриваемые нами разновидности физических процессов могут быть классифицированы по величине коэффициента усиления K (см. таблицу).

3. Расчет $\langle n \rangle$ и $\langle (\Delta n)^2 \rangle$

Для получения каких-либо аналитических выражений для регистрируемых в эксперименте величин при $K \neq 1$, вообще говоря, требуется конкретизировать вид усилителя яркости. Однако в предельном случае идеализированных усилителей удается получить достаточно общее выражение для регистрируемых величин, не уточняя, например, является ли рабочий переход в активном элементе усилителя одно- или двухквантовым. Шумы таких идеализированных усилителей связаны только с нулевыми и тепловыми флуктуациями, включающими как флуктуации электромагнитного поля вакуума, так и флуктуации дипольного момента (для лазерного усилителя), поляризуемости (для рамановского усилителя) или плотности (для бриллюэновского усилителя) среды. Для идеализированного усилителя каждая из его поперечных мод "запитывается" нулевыми флуктуациями. Количество этих мод на площадке поперечного сечения усилителя $\Delta S'$, усиливающихся с примерно одинаковыми коэффициентами усиления, будем характеризовать числом

$$\Delta Q' = \frac{\Delta S'}{\lambda^2/\Delta\Omega}, \tag{9}$$

где $\Delta\Omega$ — телесный угол, в пределах которого сосредоточивается угловой спектр проходящего через усилительизлучения; $\lambda^2/\Delta\Omega$— масштаб поперечной неоднородности поля, разлагаемого по введенным модам. В этом случае число фотонов как на входе, так и на выходе усилителя выражается согласно (7) соотношением

$$n' = \frac{\lambda^2}{\Delta\Omega\hbar\omega}\int_{-\infty}^{+\infty} I'\mathrm{d}t, \tag{10}$$

или

$$n' = \Delta m'/\Delta Q', \tag{10'}$$

где

$$\Delta m' = \frac{\Delta S'}{\hbar\omega}\int_{-\infty}^{+\infty} I'\mathrm{d}t$$

— число фотонов на площадке $\Delta S' = \Delta Q'(\lambda^2/\Delta\Omega)$.

Определяемое формулой (10') значение n' характеризует полное число фотонов в проходящем через площадку усилителя излучении, нормированное на полное число $\Delta Q'$ элементов разрешения в поперечном сечении, соответствующих пропускной способности оптической системы.

Введенную таким образом величину n' можно интерпретировать и несколько шире. Рассмотрим, для примера, оптическую систему, формирующую изображение подсвеченных предметов. Для такой системы можно ввести набор мод, каждая из которых формирует один элемент разрешения в плоскости изображения. В том случае, когда усилитель расположен перед объективом оптической системы дифракционного качества, а предмет находится достаточно далеко от него, этими модами являются ограниченные по апертуре плоские волны, проходящие под различными углами через усилитель. Иное дело, если усилитель расположен вблизи плоскости изображения, совпадающей для определенности с его выходным торцом. Тогда при достаточно большой апертуре объектива соответствующие моды представляют из себя лучевые трубки, уменьшающие свой размер вдоль длины усилителя, от его диаметра до минимального размера $(\lambda^2/\Delta\Omega)^{1/2}$, характеризующего элемент разрешения в плоскости изображения. В обоих случаях максимальное число мод равно $\Delta Q'_{max} = (\Delta S_A/\lambda^2)\Delta\Omega$, где ΔS_A — сечение усилителя. Оба вводимых набора мод формируют изображение предмета, и каждая мода этих наборов изменяет свою пространственную структуру по законам дифракции. Эти моды в плоскости изображения фокусируются в соответствующие элементы разрешения, в других же плоскостях они могут перекрываться между собой. Поэтому в общем случае целесообразно говорить не об элементах разрешения в плоскости изображения, а о формирующих их модах, поперечная структура которых изменяется вдоль оси оптической системы. Понятие мод может быть введено не только в оптических системах, строящих изображения предметов, но и в других системах, голографических, интерферометрических и т.п.

Таким образом, значение n' в формуле (10а) можно интерпретировать как числа фононов, приходящиеся на одну моду. В этом случае формулы (5), (6) и (8), связывающие регистрируемые величины первого и второго моментов с полями на выходе усилителя, можно интерпретировать шире, а именно как соотношения, связывающие числа фотонов в моде на выходе оптической системы (например, в плоскости изображения) с числом фотонов на ее входе (например, в плоскости объектива). Ясно, что в такой постановке числа фотонов на входе в проекционную оптическую систему совпадают с числами фотонов $(\hbar\omega)^{-1}\Delta W/\Delta Q$, приходящих от одного элемента разрешения (см. (3)).

Прямой расчет по формуле (8) показывает, что для оптической системы, содержащей усилитель с коэффициентом усиления K, средние числа регистрируемых фотонов $\langle n(0)\rangle$ и $\langle n\rangle$ и их дисперсия $\langle(\Delta n)^2\rangle$ на входе и выходе усилителя связаны для каждой моды соотношениями (индекс, маркирующий моды, для простоты опущен)

$$\langle n\rangle = K\eta\langle n(0)\rangle + (K-1)(\bar{N} + \bar{N}_M + 1)\Delta f\cdot\tau, \tag{11}$$

$$\begin{aligned}\langle\Delta n^2\rangle = 2\eta\langle n(0)\rangle K\left[K\left(\bar{N} + \frac{1}{2}\right) + (K-1)\left(\bar{N}_M + \frac{1}{2}\right)\right] + \\ + (K-1)(\bar{N} + \bar{N}_M + 1)\times \\ \times\left[(K+1)\left(\bar{N} + \frac{1}{2}\right) + (K-1)\left(\bar{N}_M + \frac{1}{2}\right)\right]\Delta f\tau,\end{aligned} \tag{12}$$

где $\Delta f\cdot\tau$ — нормированная ширина линии усилителя,

$$\bar{N}(T) = (\exp\frac{\hbar\omega}{k_B T} - 1)^{-1} \tag{13}$$

— среднее число тепловых фотонов в окружающей среде при температуре T,

$$\bar{N}_M(T_M) = (\exp\frac{\hbar\Omega}{k_B T_M} - 1)^{-1} \tag{14}$$

— среднее число тепловых оптических или акустических фононов частоты Ω соответственно в среде рамановского или бриллюэновского усилителя с температурой T_M.

Для двухуровневого (с инверсной населенностью) лазерного усилителя в формуле (14) $T_M \to -T_M$, где $T_M = -\hbar\omega/k_B\ln(N_2/N_1)$ — отрицательная (при

$N_2 > N_1$) температура, N_1 и N_2 — концентрации населенностей соответственно нижнего и верхнего уровней.

Величина η — квантовая эффективность усилителя, характеризующая его "запитку" входным сигналом. Значение η вычисляется по формуле

$$\eta = \frac{|\int \mathscr{E}_{\text{opt}}(t)\mathscr{E}^*(t)\,\mathrm{d}t|^2}{\int|\mathscr{E}_{\text{opt}}|^2\mathrm{d}t\cdot\int|\mathscr{E}|^2\mathrm{d}t}, \tag{15}$$

где $\mathscr{E}_{\text{opt}}$ — оптимальная структура поля входного импульса, обеспечивающая его наибольшее усиление. Параметр η отличается от единицы в той степени, в какой частота и длительность входного импульса не согласуется с полосой Δf и временем включения τ усилителя. Это рассогласование приводит к тому, что только часть энергии входного импульса "запитывает" продольные моды усилителя, соответствующие наибольшим коэффициентам усиления (их число $\Delta f\cdot\tau$), а остальная часть энергии "запитывает" моды, характеризующие поля с малыми коэффициентами усиления. Тем самым уменьшается квантовая эффективность усилителя, являющегося, по сути, приемником импульсного светового пучка. Квантовую эффективность можно выразить как $\eta = \hbar\omega/W_{\min}$, где $W_{\min} = W_{\min}(\mathscr{E}(0))$ — энергия входного импульса, приходящаяся на одну поперечную и одну продольную моду усилителя, при которой эта мода "запитывается" в среднем одним фотоном падающего на вход излучения. Другими словами, величина η характеризует минимальное число фотонов во входном импульсе, требуемое для "запитки" одной моды. При полном согласовании $W_{\min} = \hbar\omega$ и $\eta = 1$. В отсутствие усилителя $(K = 1)$ значение η также равно единице.

В формуле (12) опущены члены $\sim \langle|\mathscr{E}^4|\rangle - \langle|\mathscr{E}^2|\rangle^2$, связанные с классическими флуктуациями поля $\mathscr{E}$.

Из формул (11) и (12) следует, что средние числа фотонов $\langle n\rangle$ и квантовая дисперсия $\langle(\Delta n)^2\rangle$ на выходе оптической системы аддитивно складываются из двух слагаемых, одно из которых связано с усилением падающего на вход усилителя когерентного сигнала, а другое — с шумом спонтанного излучения или рассеяния.

4. Примеры

Перейдем к рассмотрению некоторых частных случаев.

1) *Усилители.* При $K \gg 1$ и $\bar{N}, \bar{N}_{\text{M}} \ll 1$ (последнее условие обычно реализуется в лазерном усилителе)

$$\langle n\rangle = K(\eta\langle n(0)\rangle + \Delta f\cdot\tau), \tag{16}$$

$$\langle(\Delta n)^2\rangle = 2K^2\left(\eta\langle n(0)\rangle + \frac{\Delta f\tau}{2}\right). \tag{17}$$

Относительная дисперсия

$$\gamma = \frac{\langle(\Delta n)^2\rangle}{\langle n\rangle^2} = \frac{2[\eta\langle n(0)\rangle + (\Delta f\cdot\tau/2)]}{(\eta\langle n(0)\rangle + \Delta f\cdot\tau)^2}. \tag{18}$$

При $\eta\langle n(0)\rangle \ll \Delta f\cdot\tau$, значение γ стремится к классическому пределу

$\gamma = 1/\Delta f\cdot\tau$. В обратном предельном случае значение $\gamma = 2/\eta\langle n(0)\rangle$ при $\eta = 1$ вдвое отличается от величины

$\gamma = (1 + 2\bar{N})/\langle n(0)\rangle \approx 1/\langle n(0)\rangle$, характеризующей дисперсию в отсутствие усиления ($K = 1$).

Чувствительность усилителя (при $K \gg 1$) определяется соотношением

$$\langle n(0)\rangle > n_{\min} = (1 + \bar{N} + \bar{N}_{\mathrm{M}})\frac{\Delta f\cdot\tau}{\eta}. \tag{19}$$

Эта формула не зависит от вида усилителя и справедлива не только для одного, но и нескольких расположенных друг за другом усилителей, а также усилителей на основе четырехволнового взаимодействия, в том числе тех, которые приводят к фазовому сопряжению усиленного сигнала.

2) *Спонтанное излучение и рассеяние.* При $K - 1 \ll 1$, $\langle n(0)\rangle = 0$ средние числа фотонов равны

$$\langle n\rangle = \begin{cases} \sigma N_2 L\Delta f\cdot\tau & \text{- спонтанное излучение (лазерный усилитель),} \\ gIL\Delta f\cdot\tau & \text{- спонтанное рассеяние (рамановский усилитель } k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{M}}/\hbar\Omega \ll 1\text{),} \\ gIL(k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{M}}/\hbar\Omega)\Delta f\cdot\tau & \text{- спонтанное рассеяние (бриллюэновский усилитель } k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{M}}/\hbar\Omega \gg 1\text{),} \end{cases} \tag{20}$$

здесь σ — сечение усиления, L — длина усилителя, $K = \exp[\sigma(N_2 - N_1)L]$, g — локальный инкремент стимулированного рамановского или бриллюэновского рассеяния, I — интенсивность волны накачки в усилителях на эффектах вынужденного рассеяния.

Соответственно дисперсия $\langle(\Delta n)^2\rangle$ определяется формулой

$$\langle(\Delta n)^2\rangle = \begin{cases} \sigma N_2 L\Delta f\cdot\tau = \langle n\rangle & \text{— спонтанное излучение (лазерный усилитель)} \\ gIL\Delta f\cdot\tau = \langle n\rangle & \text{— спонтанное рассеяние (рамановский усилитель)} \\ gIL\dfrac{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{M}}}{\hbar\Omega}\left(1 + gIL\dfrac{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{M}}}{\hbar\Omega}\right)\Delta f\cdot\tau = & \\ \qquad = \langle n\rangle + \dfrac{\langle n\rangle^2}{\Delta f\cdot\tau} & \text{— спонтанное рассеяние (бриллюэновский усилитель).} \end{cases} \tag{21}$$

Если для спонтанного излучения и спонтанного рамановского рассеяния статистика чисто квантовая, то для бриллюэновского рассеяния при $gILk_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{M}}/\hbar\Omega \gg 1$ статистика классическая, так как при выполнении последнего условия число рассеянных фотонов, приходящихся на одну поперечную и продольную моду, существенно превышает единицу.

3) *Поглощающие среды.* В этом случае $K \ll 1$. В условиях термодинамического равновесия ($T = T_{\mathrm{M}}$)

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp(-\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T),$$

$\langle n\rangle = \langle(\Delta n)^2\rangle = 0.$

Если же термодинамическое равновесие отсутствует, например температура окружающей среды $T = 0$, а температура в поглощающей среде $T_{\text{м}}$ отлична от нуля, то из (11) и (12) следуют формулы, описывающие излучение черного тела:

$$\langle n\rangle = \frac{\Delta f\tau}{\exp(\hbar\omega/k_{\text{B}}T_{\text{M}}) - 1}, \tag{22}$$

$$\langle(\Delta n)^2\rangle = \frac{\exp(\hbar\omega/k_{\text{B}}T_{\text{M}})\Delta f\cdot\tau}{[\exp(\hbar\omega/k_{\text{B}}T_{\text{M}}) - 1]^2} = \langle n\rangle + \frac{\langle n\rangle^2}{\Delta f\cdot\tau}. \tag{23}$$

Из (22) и (23) видно, что при $k_{\text{B}}T_{\text{M}} \gg \hbar\omega$ дисперсия $\langle(\Delta n)^2\rangle \approx \langle n\rangle^2/\Delta f\cdot\tau$ становится классической, поскольку число тепловых фотонов, приходящихся на одну поперечную и продольную моду, существенно превышает единицу.

5. Условия достижения квантового предела чувствительности

Рассмотрим теперь возможности достижения квантового предела чувствительности $n_{\min}$ (см. (19)) в конкретной оптической системе, состоящей из лазерных усилителей и ОВФ-зеркала, основанного на четырехволновом взаимодействии света с гиперзвуком [3, 4]. Применение ОВФ-зеркал целесообразно в тех случаях, когда требуется не только усилить излучение, но и скомпенсировать аберрации, вносимые активными элементами. Существенным является также то обстоятельство, что беспороговые четырехволновые ОВФ-зеркала имеют, как правило, весьма узкую спектральную полосу. В частности, четырехволновое гиперзвуковое обращающее зеркало (ЧГОЗ) имеет ширину линии, не превышающую обычно 0,01 см$^{-1}$ при времени включения $10^{-8} - 10^{-7}$с частотная полоса $\Delta f\cdot\tau$ ЧГОЗ относительно невелика. Поэтому использование указанных зеркал в оптических системах приводит к существенному увеличению чувствительности последних. Так, для ЧГОЗ энергия сигнальной волны в одной пространственной (поперечной) моде должна превосходить величину $W_{\min} = \hbar\omega\cdot\bar{N}_{\text{M}}\Delta f\cdot\tau$, определяемую средним числом тепловых фононов на частоте гиперзвука Ω и безразмерной полосой $\Delta f\cdot\tau$ обращающего зеркала (при $\eta = 1$). Эта формула следует из (19) для $\bar{N}_{\text{M}} = k_{\text{B}}T_{\text{M}}/\hbar\Omega \gg 1$.

Тепловой предел может быть пройден, если сигнальную волну с меньшей энергией предварительно усилить так, чтобы число фотонов в ней на входе в ОВФ-зеркало превышало полное число тепловых фононов в соответствующей поперечной моде. При усилении, однако, к сигналу примешивается шум суперлюминесценции квантового усилителя, приведенная ко входу величина которого примерно равно одному фотону на моду (см. (19) при $\bar{N}$, $\bar{N}_{\text{M}} \ll 1$). При коэффициенте усиления $K > \bar{N}_{\text{M}}$ именно шум суперлюминесценции, отраженный от ОВФ-зеркала в его полосе Δf, должен лимитировать минимальную энергию сигнала на входе в усилитель на уровне $W_{\min} = \hbar\omega\Delta f\cdot\tau$ (для $\eta = 1$).

С целью достижения квантового предела для минимальной энергии сигнала, подвергаемого ОВФ, рассмотрим возможность объединения в одной оптической системе четырехволнового гиперзвукового обращающего зеркала и квантового усилителя, работающего в режиме двукратного прохождения сигнала.

В случае, когда перед обращающим зеркалом располагается квантовый усилитель, необходимо выделить три аддитивных составляющих шумового излучения:

1) *Собственный шум обращающего зеркала, усиливающийся за один проход в квантовом усилителе.* Величина этого шума зависит от конкретного выбора обращающего зеркала. Для ЧГОЗ в оптимальных условиях эксперимента источником шума является обратное рассеяние импульса мощной накачки на тепловых фононах вблизи выходного торца кюветы с нелинейной средой.

Высокие коэффициенты отражения R указанного зеркала реализуются в режиме абсолютной неустойчивости, для которого характерны экспоненциальные во времени нарастание мощности обращенной волны и соответственно близкое к единице число продольных мод $\Delta f\cdot\tau$ в шумовом излучении. В этом режиме энергию шума ОВФ-зеркала, приходящуюся на одну поперечную моду, после прохождения излучения через квантовый усилитель можно оценить из соотношения

$$W_1 = \hbar\omega\cdot\bar{N}_{\text{M}}KR\Delta f\cdot\tau. \qquad (24)$$

В режиме абсолютной неустойчивости безразмерная полоса $\Delta f\cdot\tau$ близка к единице и шумовое излучение ОВФ-зеркала является, в отличие от шума суперлюминесценции квантового усилителя, пространственно-когерентным, т.е. имеет выраженную спекл-неоднородную поперечную структуру поля.

2) *Шум суперлюминесценции квантового усилителя, стартующий с его входа, усиленный в частотной полосе Δf_{A}, затем отраженный ОВФ-зеркалом и вновь усиленный на обратном проходе через усилитель.* Этот шум можно назвать "двухпроходовым". Обычно полоса усилителя Δf_{A} значительно превышает полосу ОВФ-зеркала Δf и каждая компонента шума суперлюминесценции, распространяющаяся в угле видения ОВФ-зеркала, отражается от него с обужением спектра. Если ОВФ происходит в режиме абсолютной неустойчивости, то при отражении шумовое излучение суперлюминесценции вследствие сужения частотного спектра и уменьшения длительности импульса изменяет статистику и становится пространственно-когерентным, а безразмерная полоса $\Delta f\cdot\tau$ близка к единице. На обратном проходе через усилитель это излучение имеет спекл-неоднородную поперечную структуру поля. Энергия двухпроходового шума, приходящаяся на одну поперечную моду (или элемент разрешения), в этом случае приближенно оценивается формулой

$$W_2 = \hbar\omega\cdot K^2R\Delta f\cdot\tau. \qquad (25)$$

3) *Широкополосный "однопроходовый" шум суперлюминесценции усилителя, стартующий с той его стороны, которая обращена к ОВФ-зеркалу, и нарастающий в направлении распространения обращенной волны.* Энергия этого шума в пересчете на одну поперечную моду равна

$$W_3 = \hbar\omega\cdot K\Delta f_{\text{A}}\cdot\tau_{\text{A}}, \qquad (26)$$

где $\Delta f_{\text{A}}\cdot\tau_{\text{A}}$ — число продольных мод в шуме, τ_{A} — длительность "однопроходового" импульса суперлюминесценции.

Так как усиление шума происходит в обычном, а не в сверхрегенеративном квантовом усилителе, то по своим статистическим свойствам однопроходовый шум является некогерентным. Спекл-неоднородная поперечная структура такого излучения изменяется за характерное время $1/\Delta f_A$. Поэтому за время регистрации, существенно превосходящее $1/\Delta f_A$, поперечное распределение плотности энергии однопроходового шума становится равномерным без выделенных ярких точек.

Оценим минимальное число фотонов в сигнальной волне $n_{\min}$, ОВФ которой принципиально может быть зарегистрировано в исследуемой схеме. Полагая отношение энергии выходного сигнала $W = K^2RW(0)$ к суммарной энергии всех шумовых компонент равным единице, определяем минимальное число всех фотонов, приходящихся на одну поперечную моду:

$$n_{\min} = \frac{W_1 + W_2 + W_3}{\hbar\omega \cdot K^2 R\eta} = \frac{R\bar{N}_M \Delta f \cdot \tau + RK\Delta f \cdot \tau + \Delta f_A \cdot \tau_A}{RK\eta}. \qquad (27)$$

При $K \gg \bar{N}_M$ и $KR \gg \Delta f_A \cdot \tau_A$ теоретически предельное значение $n_{\min} = \Delta f\tau/\eta$, т.е. при достаточно большом коэффициенте усиления возможно достижение квантового предела чувствителъности оптической системы, определяемого формулой (19). Именно в этом случае оправдано применение и формул предыдущих разделов, относящихся к "идеализированному" усилителю.

6. Четырехволновые зеркала на гиперзвуке для ОВФ слабомощного излучения

ОВФ-зеркала при их использовании в проекционных оптических системах построения изображения диффузно-рассеивающих предметов должны удовлетворять следующим основным требованиям:

1) иметь достаточно большое число элементов разрешения θ/θ_g, совпадающее с отношением угла зрения ОВФ-зеркала θк его угловому разрешению θ_g;

2) осуществлять фазовое сопряжение слабомощного излучения;

3) иметь высокий коэффициент отражения в фазосопряженную волну.

Этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяют ОВФ зеркала, основанные на четырехволновом взаимодействии света с гиперзвуком [3, 4]. В этом процессе среда, активная к вынужденному бриллюэновскому рассеянию, просвечивается двумя встречными волнами накачек $\mathscr{E}_0^+$ и $\mathscr{E}_0^-$ (рис. 2) с различными интенсивностями (например, $|\mathscr{E}_0^-|^2 > |\mathscr{E}_0^+|^2$) и частотами ω_0^+ и ω_0^-. Сигнальная, подвергаемая ОВФ волна $\mathscr{E}_1^+$ имеет частоту $\omega_1^+ = \omega_0^- - \Omega$, сдвинутую по отношению к частоте интерферирующей с ней волны накачки на величину Ω, равную бриллюэновскому сдвигу в среде. Интерференция волн $\mathscr{E}_0^-$ и $\mathscr{E}_1^+$ приводит к резонансному возбуждению бегущей гиперзвуковой волны $Q \sim \mathscr{E}_0^- \mathscr{E}_1^{+*}$ в среде. Рассеяние на ней второй волны накачки приводит к возникновению обращенной волны $\mathscr{E}_1^- \sim \mathscr{E}_0^+ Q \sim \mathscr{E}_0^+ \mathscr{E}_0^- \mathscr{E}_1^{+*}$ на антистоксовой частоте $\omega_1^- = \omega_0^+ + \Omega$ по отношению к интерферирующей с ней волной $\mathscr{E}_0^+$.

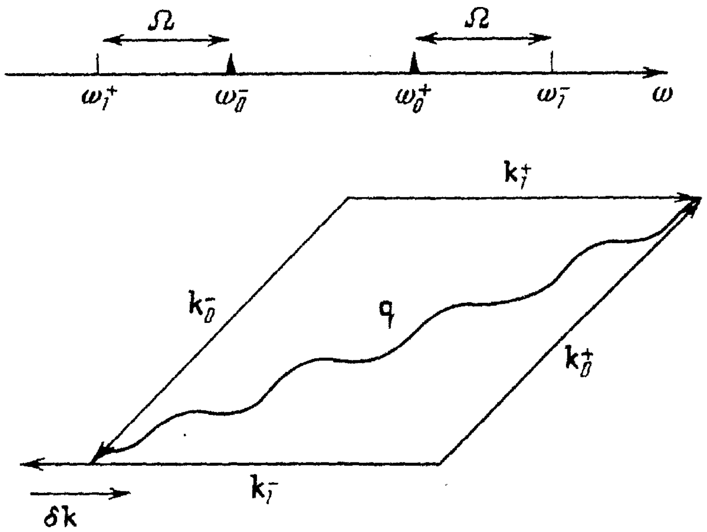

Рис. 2. Диаграмма частот и волновых векторов процесса четырехволнового взаимодействия световых волн с гиперзвуком. $\mathbf{k}_1^\pm$ — волновые вектора сигнальной и обращенной волн, $\mathbf{k}_0^\pm$ — волновые вектора волн накачек, $\mathbf{q}$ — волновой вектор гиперзвука, $\delta\mathbf{k}$— волновая расстройка, $\omega_{01}^\pm$— частоты взаимодействующих световых волн, Ω — частота гиперзвука

Естественно возможна и противоположная ситуация, когда сигнальной является антистоксова волна, а обращенной — стоксова. Легко показать, что в отсутствие эффектов насыщения коэффициенты отражения в ОВФ-волну в этих двух ситуациях равны:

$$|\mathscr{E}_1^-(0)|^2/|\mathscr{E}_1^+(0)|^2 = |\mathscr{E}_1^+(L)|^2/|\mathscr{E}_1^-(L)|^2. \tag{28}$$

При использовании данного взаимодействия удается удовлетворить указанным выше требованиям в силу ряда причин.

Во-первых, важной особенностью данного процесса является то, что эффективное взаимодействие волн осуществляется только в том случае, когда частота сигнальной волны сдвинута по отношению к частотам волн накачки. Это обеспечивает высокую чувствительность ЧГОЗ, поскольку в этом случае паразитные компоненты волн накачек (связанные, например, с их неточным фазовым сопряжением) не образуют фон, усиление которого могло бы накладываться на сигнальную и обращенную волны. Следовательно, чувствительность ЧГОЗ ограничена лишь уровнем спонтанного бриллюэновского рассеяния волн накачки в среде.

Кроме того, при осуществлении данного взаимодействия в режиме абсолютной неустойчивости [5 — 7] возможно ОВФ с высоким ($R \sim 10^6$) коэффициентом отражения, ограниченным только эффектами насыщения волн накачек. В этом случае ОВФ-зеркало является по существу нелинейно-оптическим усилителем с высоким коэффициентом усиления.

Обсудим кратко условия достижения предельной чувствительности ЧГОЗ.

Несложно показать, что достижение предельной чувствительности ЧГОЗ возможно лишь в схеме со стоксовой сигнальной волной $\mathscr{E}_1^+$. Действительно, в процессе вынужденного рассеяния в поле двух встречных световых волн $\mathscr{E}_0^+$, $\mathscr{E}_0^-$ с неравными интенсивностями ($|\mathscr{E}_0^-|^2 > |\mathscr{E}_0^+|^2$) излучаются стоксова (навстречу к волне $\mathscr{E}_0^-$) и антистоксова (навстречу к волне $\mathscr{E}_0^+$) компоненты. Данное вынужденное рассеяние возникает вследствие спонтанного рассеяния волны $\mathscr{E}_0^-$ вблизи границы нелинейной среды $z = 0$ в стоксову компоненту

$e_s(0)$ частоты $\omega_1^- - \Omega$ и вследствие рассеяния волны $\mathcal{E}_0^+$ на границе $z = L$ в антистоксову компоненту $e_a(L)$ частоты $\omega_0^+ + \Omega$. Амплитуды рассеянных волн на выходных границах среды $e_s(L)$ и $e_a(0)$ в отсутствие эффектов насыщения связаны с их амплитудами на входных границах соотношением

$$e_s(L) = K_s^A e_s(0) + R_s^A e_a(L), \tag{29}$$

$$e_a(0) = K_a^A e_a(L) + R_a^A e_s(0),$$

где коэффициенты K_s^A и K_a^A можно трактовать как коэффициенты усиления соответствующих волн (по амплитуде), а $R_s^A = R_a^A = R^A$ как коэффициент взаимного переотражения стоксовой волны в антистоксову и обратно (амплитудные коэффициенты отражения в обращенную волну). В рассматриваемой ситуации $|K_s^A|^2 > |R^A|^2 > |K_a^A|^2$.

Предположим, что кроме затравочной волны на границе $z = 0$ задана стоксова сигнальная волна $\mathcal{E}_1^+(0)$. Тогда амплитуда отраженной от ОВФ-зеркала волны равна

$$K_a^A e_a(L) + R^A(e_s(0) + \mathcal{E}_1^+(0)). \tag{30}$$

Поскольку $|R^A|^2 > |K_a^A|^2$, то минимальная интенсивность сигнальной волны ограничена величиной $|e_s(0)|^2$, т.е. определяется уровнем спонтанного рассеяния волны накачки $\mathcal{E}_0^-$.

В случае же антистоксовой сигнальной волны $\mathcal{E}_1^-(L)$ амплитуда фазосопряженной волны равна

$$K_s^A e_s(0) + R^A(e_a(L) + \mathcal{E}_1^-(L)). \tag{31}$$

Поскольку $|K_s^A|^2 > |R^A|^2$, то интенсивность сигнальной волны определяется из условия

$$|\;\;{}_1^-(L)|^2 > (|K_s^A|^2/|R^A|^2)|e_s(0)|^2 > |e_s(0)|^2. \tag{32}$$

Таким образом, при использовании схемы со стоксовой сигнальной волной чувствительность ОВФ-зеркала определяется энергией шума на стоксовой частоте, связанного со спонтанным рассеянием волны накачки. Энергия этого шума, приведенная к одной поперечной моде (соответствующей для проекционной оптической схемы одному элементу разрешения) и пересчитанная ко входу в среду (см. (11) при $\langle n(0)\rangle = 0$, $\bar{N}_A \gg 1$) равна

$$W_M = \hbar\omega \cdot \bar{N}_M \Delta f \cdot \tau. \tag{33}$$

Соответственно, минимальная энергия сигнальной волны на одну поперечную моду (элемент разрешения)

$$W_{min} = W_N/\eta = \hbar\omega \cdot \bar{N}_M \Delta f \cdot \tau (1/\eta), \tag{34}$$

где величина η аналогична квантовой эффективности и определяется формулой (16). Безразмерная полоса усиления ЧГОЗ $\Delta f \cdot \tau$ может быть близка к единице. В этом случае четырехволновое зеркало представляет из себя узкополосный импульсный усилитель и величина η определяется тем, насколько время прихода импульса сигнальной волны и его частотный спектр соответствуют частотной полосе Δf и времени усиления τ ОВФ-зеркала.

Ниже мы кратко остановимся на вопросе минимизации параметра $\Delta f\cdot\tau/\eta$, поскольку лишь в этом случае может быть достигнута предельная чувствительность ЧГОЗ и, соответственно, предельная чувствительность рассмотренной в разделе 5 комбинации ЧГОЗ и квантового оптического усилителя.

Значение параметра $\Delta f\cdot\tau$ зависит от характера взаимодействия волн в ЧГОЗ. В области конвективной неустойчивости (ниже порога абсолютной неустойчивости) величина η может быть близка к единице, а безразмерная полоса $\Delta f\cdot\tau$ определяется длительностью импульсов волн накачек и полосой вынужденного рассеяния. В области абсолютной неустойчивости вследствие экспоненциального во времени роста амплитуд как усиленной сигнальной, так и обращенной волн из затравочного шума во времени "вырезается" лишь его часть с длительностью τ_0 порядка характерного времени нарастания рассеянных волн. В то же время частотная полоса ОВФ-зеркала определяется этим же параметром $\Delta f \sim 1/\tau_0$. Следовательно, в области абсолютной неустойчивости безразмерная полоса $\Delta f\cdot\tau$ может быть близка к единице (по крайней мере, при небольших превышениях мощности волн накачек над порогом).

Типичное для ЧГОЗ значение $\Delta f\cdot\tau$ можно оценить, исходя из измерений относительной дисперсии $\gamma = \langle\Delta w^2\rangle/\langle w\rangle^2$ флуктуаций плотности энергии в шумовом излучении, возбуждаемом в процессе вынужденного рассеяния встречных световых волн на гиперзвуке (угловые скобки означают здесь усреднение по поперечному сечению пучка). Для этого значение у необходимо выразить через безразмерную полосу $\Delta f\cdot\tau$, т.е. через характерное число ортогональных во времени когерентных мод, формирующих шум ЧГОЗ.

Воспользуемся с этой целью разложением комплексной амплитуды шумового излучения на выходе ЧГОЗ в ряд Карунена—Лоэва (ряд с минимальным остаточным членом при конечном числе членов разложения) [2]:

$$E = \sum_{n=1}^{\infty} e_n(\mathbf{r}_1)\varphi_n(t). \tag{35}$$

Каждый член такого ряда ортогонален не только во времени $\left(\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \varphi_n(t)\varphi_m^*(t)\mathrm{d}t = \delta_{nm}\right)$, но и по поперечным координатам $\left(\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e_n(\mathbf{r}_\perp)\times\right.$ $\left.\times\, e_m^*(\mathbf{r}_\perp)d^2r_\perp = \lambda_m\delta_{mn}\right)$. Число членов разложения, вносящих определяющий энергетический вклад, ограничено сверху наименьшим из характерного числа продольных $\Delta f\cdot\tau$ и поперечных $(\theta^2/\theta_{\mathrm{g}}^2)$ мод.

В условиях эксперимента $\Delta f\cdot\tau \ll \theta^2/\theta_{\mathrm{g}}^2$ и поэтому характерное число членов в разложении (35) определяется величиной $\Delta f\cdot\tau$. Учитывая, что плотность энергии

$$w = \mathrm{const}\cdot\int\limits_{-\infty}^{+\infty} |\mathscr{E}|^2\mathrm{d}t,$$

находим [2]

$$\gamma = 1/N_{\mathrm{eff}}, \tag{36}$$

где

$$N_{\mathrm{eff}} = \left(\sum_{n=0}^{\infty}\lambda_n\right)^2\left(\sum_{n=0}^{\infty}\lambda_n^2\right)^{-1}$$

— эффективное число членов в разложении (35), примерно совпадающее с $\Delta f\tau$. (Мы опускаем более подробные расчеты, напрямую связывающие входящую в (19) минимальную энергию сигнала $W_{\min}$ с N_{eff}. В свою очередь, N_{eff} зависит от режима работы ЧГОЗ и приблизительно определяется произведением полосы этого зеркала Δf на характерную длительность отраженного импульса τ). Таким образом, измерение γ позволяет оценить $\Delta f\cdot\tau$ по формуле $\Delta f\cdot\tau = 1/\gamma$.

Экспериментально значение величины $\Delta f\cdot\tau$ определялось для ЧГОЗ в режиме абсолютной неустойчивости при относительно большом числе поперечных мод ($\theta/\theta_{\mathrm{g}} \approx 600$) по измерению относительных флуктуаций плотности энергии в спекл-неоднородном шумовом излучении ОВФ-зеркала в отсутствие сигнальной волны [8]. При этом измерялось отношение плотности энергии в произвольной выделенной области с размером существенно меньшим характерного размера спекл-неоднородности поперечной структуры шумового излучения к средней по сечению плотности энергии. Усреднение измеренного соотношения производилось по ансамблю экспериментов при одинаковой энергии волн накачек. Оказалось (см. [8]), что $\gamma \approx 0{,}5$, следовательно, $N_{\mathrm{eff}} = \Delta f\cdot\tau \approx 2$.

Вместе с тем достижение квантовой эффективности $\eta \approx 1$ в режиме абсолютной неустойчивости представляет из себя достаточно непростую задачу. Режим абсолютной неустойчивости достигается за счет сдвига фазы отраженной (антистоксовой) волны относительно фазы гиперзвука на длине нелинейной среды на величину $\sim\pi$, за счет чего осуществляется положительная обратная связь. Указанный сдвиг фазы возникает за счет наличия волновой расстройки δk или отстройки частоты сигнальной волны ω_1^+ от точного резонанса на некоторую величину $\Delta\Omega = \Omega - (\omega_0^- - \omega_1^+)$. При этом каждому значению волновой расстройки на длине нелинейной среды $\delta k\cdot L$ соответствует значение отстройки сигнальной волны $\Delta\Omega$, для которой порог абсолютной неустойчивости минимален и, следовательно, инкремент рассеянных волн максимален [9]. Поскольку накладывающееся на сигнальную волну шумовое излучение, связанное со спонтанным рассеянием, имеет достаточно широкую частотную полосу, то для достижения предельной чувствительности и значения $\eta \approx 1$ необходимо точное согласование частоты сигнальной волны ω_1^+ со значением $\delta k\cdot L$. В частности, если в эксперименте реализуются условия точного бриллюэновского резонанса (в этом случае частота сигнальной волны, получаемой, например, за счет рассеяния в той же среде, что и среда ЧГОЗ, смещена точно на величину бриллюэновского сдвига Ω), то значению $\Delta\Omega = 0$ соответствует величина $\delta k\cdot L \approx 5 - 6$ [9].

Вторым необходимым условием достижения значения высокой квантовой эффективности ($\eta \approx 1$) является необходимость согласования времени прихода сигнальной волны в ЧГОЗ с временем его "включения", т.е. временем прихода в нелинейную среду волн накачек. В режиме абсолютной неустойчивости, вследствие роста во времени амплитуд рассеянных волн наибольшим усилением обладает лишь та часть входного импульса, которая "поступает" в нелинейную среду непосредственно после превышения волнами накачек порога неустойчивости. Последующая же часть сигнального импульса имеет меньшее время усиления и усиливается в меньшей степени, и энергия этой части слабо влияет на энергию отраженного от ЧГОЗ излучения.

Численные расчеты, проведенные для гауссовых во времени импульсов сигнальной волны и волн накачек показывают, что максимальное значение квантовой эффективности будет в случае, когда максимум импульса сигнальной волны совпадает с моментом достижения волнами накачек порога абсолютной неустойчивости, а длительность сигнального импульса в 2 — 4 раза больше времени затухания гиперзвука.

При выполнении сформулированных выше требований в эксперименте [10] была достигнута чувствительность проекционной оптической схемы с ЧГОЗ, близкая к теоретическому пределу (33), при коэффициенте усиления яркости $R \approx 10^6$ и линейном числе элементов разрешения на поле зрения $\theta/\theta_g \approx 600$.

7. Проекционная оптическая система для усиления и регистрации слабого оптического излучения

Возможность достижения квантового предела чувствительности при усилении оптического излучения, переносящего изображения предметов с большим числом элементов разрешения, экспериментально исследовалось в проекционной оптической системе, состоящей из лазерных усилителей на неодимовом стекле, сопряженных с ЧГОЗ. Использование квантовых усилителей в подобных системах накладывает на них и на оптическую схему ряд специфических требований. Кроме высокого коэффициента усиления подобные квантовые усилители должны пропускать большое число поперечных мод и обеспечивать равномерное значение коэффициента усиления по полю зрения. Указанные требования являются противоречивыми, поскольку большой угол зрения лазерного усилителя приводит к ограничению его эффективности за счет усиления спонтанного излучения, возникновения паразитной генерации, обусловленной отражением излучения от различных оптических элементов, формирующих изображение, и ряда других факторов [16, 17].

Как показано в разделе 5, в рассматриваемой оптической схеме величина коэффициента усиления K должна существенно превосходить среднее число тепловых фононов $\bar{N}_M$ в среде обращающего зеркала. Для исследуемых в экспериментах условиях [10 — 12] и комнатной температуры $\bar{N}_M = 2{,}5 \cdot 10^3$ (ОВФ-зеркало на $TiCl_4$, $\Omega = 2 \cdot 10^{10}$ рад/с).

Кроме того, параметр Френеля лазерного усилителя $d^2 n/\lambda L$ (здесь d — поперечный размер усиливающей среды, L — ее длина, n — показатель преломления), определяющий число пропускаемых усилителями поперечных мод и совпадающий с отношением его угла зрения θ к дифракционному разрешению θ_g, должен быть достаточно велик — обычно $d^2 n/\lambda L = \theta/\theta_g > 10^2$.

Наиболее просто требуемые условия удается реализовать [16, 17] в многокаскадных усилителях с последовательным переносом изображения из одного активного элемента в другой. Так, в [11, 12] использовалась оптическая схема, изображенная на рис. 3. Предметная плоскость *А*, освещаемая лазерным пучком (λ = 1,054 мкм, длительность импульса $5\cdot10^{-8}$ с), проецируется линзой *1* на выходную границу двухкаскадного лазерного усилителя, состоящего из двух идентичных активных элементов (d = 10 мм, L = 300 мм) с расположенным между ними ретранслятором (линзы *3*, *4*). Как следует из [1], подобная оптическая схема (линза, расположенная на входном торце активного элемента и проецирующая предметную плоскость в плоскость изображения, расположенную на выходном торце активного элемента) оптимизирует энергетический коэффициент передачи поля с одной ограниченной апертуры на другую.

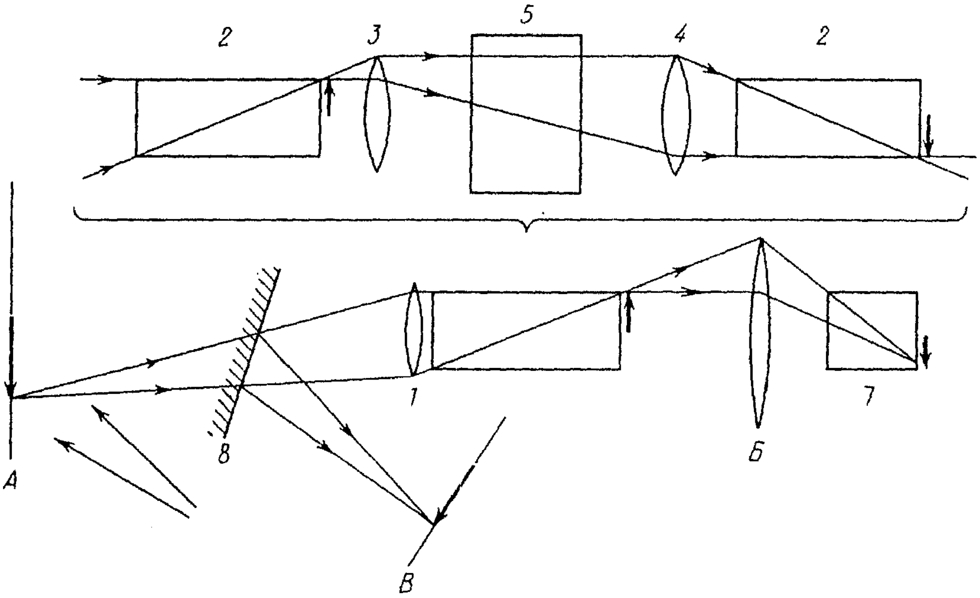

Рис. 3. Экспериментальная установка. *1* — объектив, *2* — квантовый усилитель на неодимовом стекле, *3,4* — линзы оптического ретранслятора, *5* — вентиль Фарадея, *7* — ОВФ-зеркало, *8* — полупрозрачное зеркало; *А* — предметная плоскость, освещаемая лазерным пучком, *В* — плоскость изображения

Каждый каскад имел однородную по сечению величину ненасыщенного коэффициента усиления $K_0 = (1{,}8 - 2)\cdot10^2$. Это позволило обеспечить необходимое значение коэффициента усиления $K = K_0^2$, сохранив число элементов разрешения $(\theta/\theta_g) \approx 350$, определяемое геометрическими размерами одного усилителя.

Излучение, прошедшее квантовые усилители, попадало на ОВФ-зеркало 7. Оптимальное сопряжение усилителей и обращающего зеркала может быть осуществлено при постановке между ними еще одного оптического ретранслятора, переносящего с нужным изменением масштабов изображение усилителя в ЧГОЗ. Но, поскольку число элементов разрешения обращающего зеркала $(\theta/\theta_g)_M$ = 600 превышало соответствующий параметр усилителя $(\theta/\theta_g)_A$, в эксперименте использовалась лишь одна линза 6, переносящая изображение границы лазерного усилителя на границу ОВФ-зеркала.

Отраженное ОВФ-зеркалом излучение вновь проходило квантовые усилители, ответвлялось полупрозрачным зеркалом 8 и регистрировалось в плоскости изображения *B,* оптически сопряженной с плоскостью *A*.

При расчете подобных схем с высоким значением коэффициента усиления входного сигнала следует также учитывать то обстоятельство, что даже при отсутствии сигнальной волны величина усиленного квантового шума становится значительной и может приводить к насыщению лазерных усилителей или даже к их оптическому пробою. Действительно, энергия шума суперлюминисценции квантового усилителя, стартующего с его входа, отраженного от ОВФ-зеркала и вновь усиленного на обратном проходе через усилитель, составляет согласно (25) величину $\hbar\omega\cdot K^2 R\Delta f\cdot\tau$. Для достижения квантовой чувствительности значение коэффициента усиления K должно удовлетворять условию (см. выше) $K\gtrsim 10^4$.

Другим условием достижения предельной чувствительности в данной схеме (см. раздел 5) является $KR \gg \Delta f_{\mathrm{A}}\cdot\tau_{\mathrm{A}}$. Для неодимового усилителя величина безразмерной полосы $\Delta f_{\mathrm{A}}\cdot\tau_{\mathrm{A}}$, определяемая шириной линии усиления и временем жизни верхнего рабочего уровня, составляет величину $\Delta f_{\mathrm{A}}\cdot\tau_{\mathrm{A}}\approx 10^{10}$. При значении $K\approx 10^4$ это приводит к требованию $R\gtrsim 10^6$. Следовательно, величина энергии усиленного шума суперлюминесценции составляет для $\lambda = 1$ мкм и значений $K\approx 10^4$ и $R\approx 10^6$ величину порядка $2\cdot 10^{-5}\Delta f\cdot\tau$ [Дж] на каждую поперечную моду. Полная энергия шума, пропорциональная числу поперечных мод $(\theta/\theta_{\mathrm{g}})^2$, при значении $\theta/\theta_{\mathrm{g}}\sim 10^2-10^3$ оказывается равной единицам или десяткам джоулей даже при "запитке" каждой поперечной моды одним фотоном ($\Delta f\tau = 1$). Для предотвращения насыщения квантового усилителя необходимо уменьшить величину коэффициента усиления на втором проходе через него, для чего использовался вентиль Фарадея 5 (см. рис. 3), ослабляющий излучение в $2\cdot 10^2$ раз на втором проходе через квантовые усилители. В этих условиях полный коэффициент усиления двухпроходовой проекционной системы составил $10^{11}-10^{12}$.

8. Угловое разрешение, угол зрения и чувствительность проекционной системы

Экспериментальное исследование углового разрешения и коэффициента отражения проекционной системы в зависимости от углового положения источника в плоскости *A* относительно оптической оси осуществлялось путем фотографирования его изображения в обращенных лучах через автокалибровочный зеркальный клин и последующего фотометрирования, а также посредством измерений энергии обращенного излучения. При этом в плоскости *A* за счет фокусировки подсвечивающего излучения на размер, существенно меньший элемента разрешения, имитировался "точечный" источник излучения.

На рис. 4 приведена зависимость углового разрешения θ_{g}, нормированного на угловое разрешение в центре поля зрения $\theta_{\mathrm{g}}(0)$ от угла φ, совпадающего с угловым смещением "точечного" источника и нормированного на значение $1{,}22\lambda/d$. Полученное значение θ_{g} с точностью до ошибок эксперимента совпадает с величиной, определяемой дифракционным пределом для круглой ди-

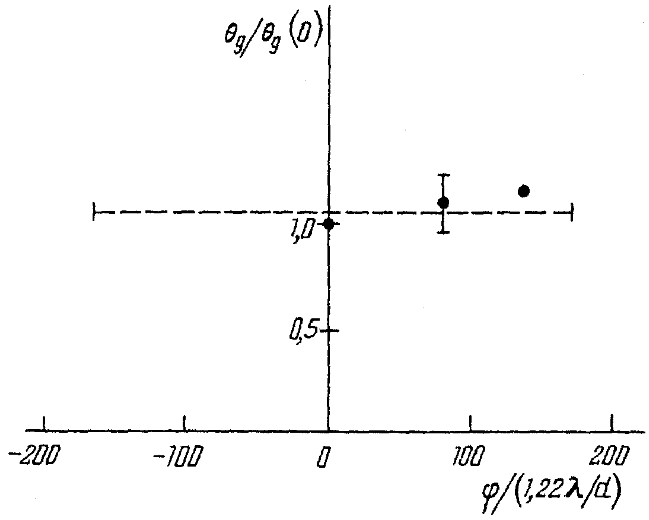

Рис. 4. Зависимость углового разрешения θ_g, нормированная на $\theta_g(0)$ от углового положения источника φ, нормированного на величину $1{,}22\lambda/d$. Штриховая линия — расчетная зависимость для используемой геометрии эксперимента

афрагмы диаметром d = 9,5 мм (световой диаметр активного элемента квантового усилителя).

Полный размер поля зрения в плоскости A соответствует, естественно, размеру изображения торца усилителя, построенного линзой 1 в плоскости A. При этом полный коэффициент усиления проекционной схемы, измеренный по относительной плотности энергии усиленного и отраженного ОВФ-зеркалом шумового излучения под различными углами, оказался практически не зависящим от φ в пределах всего поля зрения.

С целью исследования предельных возможностей описываемой схемы усиления изображений проводилось измерение ее чувствительности при возможно малых уровнях плотности энергии подсвечивающего излучения. При этом регистрируемым "предметом" служил лазерный пучок (диаметром 6 мм) с равномерным распределением интенсивности, направленный на диффузно рассеивающую поверхность (молочное стекло), расположенную в плоскости A.

Размер регистрируемого "пятна", расположенного в центре поля зрения, был значительно меньше полного размера поля зрения в плоскости A (~ 8,5 см), но существенно превосходил размер элемента разрешения, связанного с конечным угловым разрешением оптической схемы (~ 240 мкм). Последнее обстоятельство позволяло осуществлять усреднение плотности энергии как шумового излучения, так и изображений, регистрируемых в плоскости B по их поперечной спекл-неоднородной структуре, характерной для схем построения изображений в когерентном свете.

Регистрация изображений проводилась в плоскости B при различных уровнях энергии подсвечивающего излучения, максимальных накачках на лазерные усилители и энергии волн накачки ЧГОЗ, соответствующих приблизительно 1,5 — 2-кратному превышению порога абсолютной неустойчивости.

Для достижения значения квантовой эффективности η, близкого к единице и, соответственно, предельной чувствительности проекционной системы в данных экспериментах использовались импульсы волн накачек ЧГОЗ (τ_p = 50 нс) и сигнальной волны (τ_s = 12 — 15 нс) различной длительности и проводилась оптимизация времени прихода сигнальной волны в ЧГОЗ.

С целью количественного определения предельной чувствительности измерялась величина отношения сигнал—шум SNR= $\Delta w_i(w)/\Delta w_N$, равная в рассматриваемом случае отношению плотности энергии Δw_i, попадающей на площадку, занятую изображением, к плотности энергии собственных шумов Δw_N (измеряемых в соседней с изображением области) при различных значениях плотности энергии подсвета w.

На рис. 5,*а* приведена зависимость SNR от временной задержки сигнальной волны Δt, нормированной на τ_p. На рис. 5,*а* величина SNR нормирована на значение $(\mathrm{SNR})_0$, соответствующее использованию импульса сигнальной волны с длительностью $\tau_s = \tau_p = 50$ нс и временной задержкой $\Delta t = 0$.

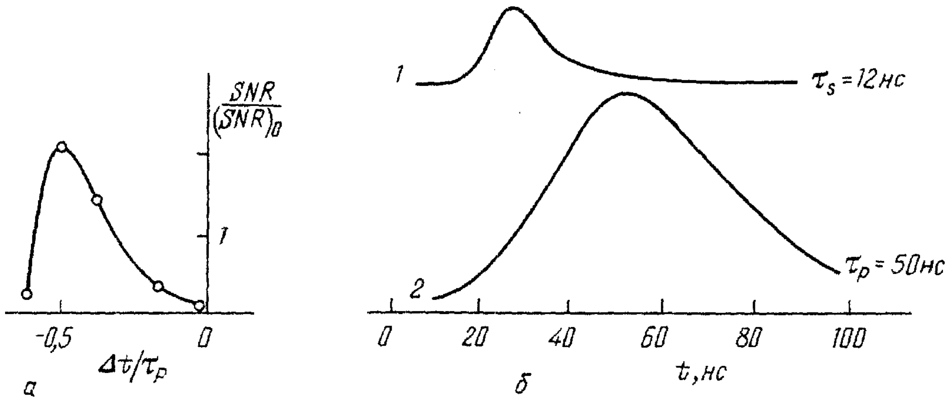

Рис. 5. *а* — Зависимость отношения сигнал/шум SNR от временной задержки сигнальной волны Δt. *б* — Осциллограммы импульсов сигнальной волны (*1*) и волн накачек (2) при их оптимальном взаимном расположении

На рис. 5, *б* приведены осциллограммы импульсов сигнальной волны и волн накачек при их оптимальном взаимном расположении. Для этого случая измерялось отношение SNR при различных плотностях энергии освещения w в плоскости A. Соответствующая зависимость изображена на рис. 6. Для сравнения на этом же рисунке приведена аналогичная зависимость, полученная в тех же условиях, но при использовании равных по длительности и совпадающих во времени импульсов сигнала и накачки.

Из рис. 6 следует, что собственные шумы проекционной системы ограничивают ее чувствительность на уровне $w_{\min} = 1{,}4 \cdot 10^{-9}$ Дж/см^2 (при освещении диффузно рассеивающего предмета).

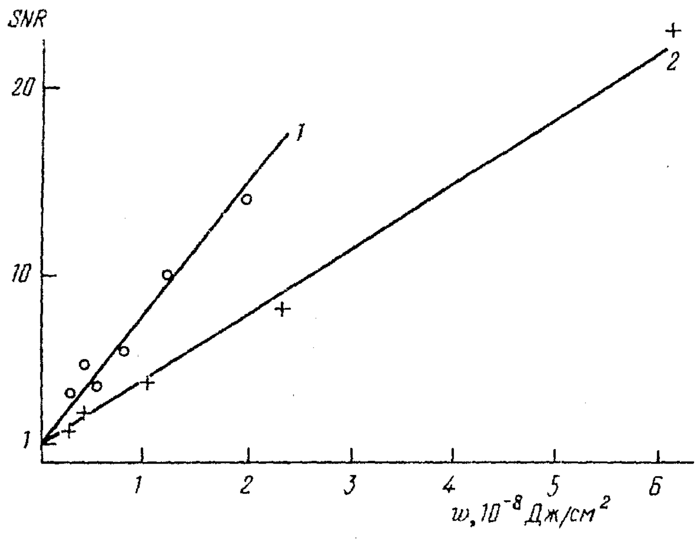

Рис. 6. Зависимость отношения сигнал/шум SNR от плотности энергии освещения w при использовании импульсов сигнальной волны и волн накачек, различной длительности и их оптимальном взаимном расположении (*1*) и при использовании совпадающих во времени импульсов сигнальной волны и волн накачек ($\tau_s = \tau_p$, $\Delta t = 0$) (*2*)

Исходя из полученного значения w_{min}, нетрудно определить минимальную энергию, приходящую в проекционную систему с одного элемента разрешения. Как показано выше (см. (3)), w и $W_{эл}$ связаны (для рассеяния в телесный угол 2π) соотношением $W_{эл} = \lambda^2 w/8\pi$, не зависящим от оптической схемы эксперимента. Учет реальных характеристик используемого рассеивателя (деполяризация и небольшое отличие диаграммы рассеяния от равномерной) приводит к замене коэффициента $1/8\pi$ на $3\cdot 10^{-2}$ (более подробно см. [10, 11]). Следовательно, получаем

$$W_{эл,min} = 4{,}8\cdot 10^{-19}\ Дж = 2{,}4\hbar\omega. \tag{37}$$

Таким образом, в данных экспериментах достигнуто близкое к теоретическому пределу значение чувствительности $W_{эл}$, поскольку значение безразмерной полосы усиления ЧГОЗ (см. выше) составляет $\Delta f\cdot\tau \approx 2$.

9. Влияние квантовых флуктуаций на формирование изображений

Для исследования флуктуаций числа фотонов по поперечному сечению в предметной плоскости A проекционной оптической системы (см. рис. 3) располагалась щель с поперечным размером 2 — 3 элемента разрешения, просвечиваемая (по направлению к приемной системе) лазерным пучком [8]. Изображение этой щели, построенной проекционной оптической системой, фиксировалось на калиброванный матричный фотоприемник и обрабатывалось на ЭВМ. Измерялась относительная дисперсия флуктуаций плотности энергии вдоль щели, совпадающая с отношением $\gamma = \langle(\Delta n)^2\rangle/\langle n\rangle^2$ в зависимости от среднего числа фотонов на одну поперечную моду на входе усилителя $\langle n(0)\rangle$. При $\langle n(0)\rangle \to \infty$ (классический предел) дисперсия связана со спекл-неоднородными шумами, вызванными неточностью ОВФ, и составляет $\gamma_{cl} = 7\cdot 10^{-3}$. Это значение минимально. При уменьшении $\langle n(0)\rangle$ величина γ должна возрастать, достигая в отсутствие сигнала величины $\gamma = 1/\Delta f\cdot\tau$ (см. (18)).

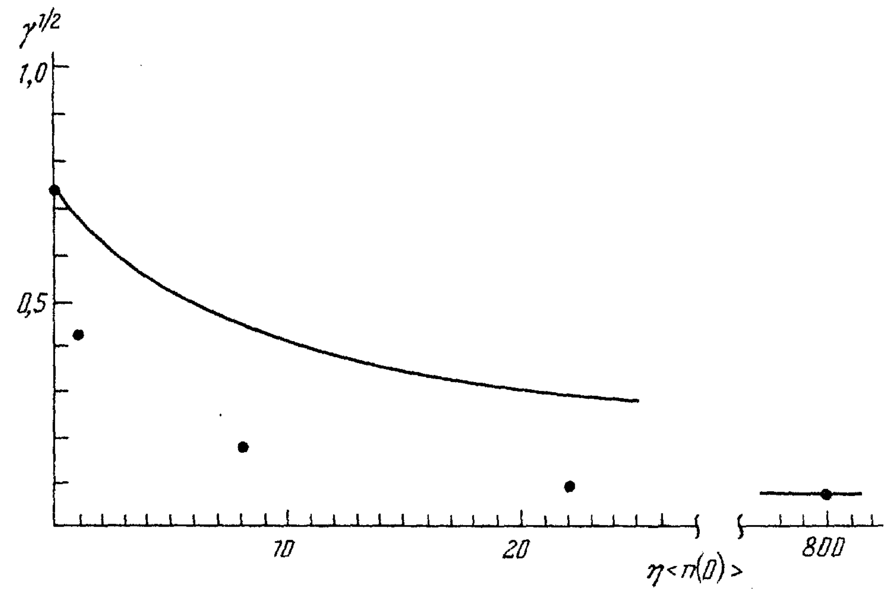

Рис. 7. Зависимость относительной дисперсии $\gamma^{1/2}$ от среднего числа фотонов на элемент разрешения $\eta\langle n(0)\rangle$

Обработка распределений плотности энергии в плоскости изображения щели позволила определить параметр в зависимости от $\eta\langle n(0)\rangle$ в широком интервале изменений аргумента вплоть до значений, соответствующих классическому пределу. Усреднение при обработке производилось вдоль щели. Результаты приведены на рис. 7. Экспериментальные значения отмечены точками. Они сопоставляются со сплошной кривой, построенной теоретически на основании формулы (18), обобщенной на случай, учитывающий также "классические" спекл-неоднородные шумы, связанные с неидеальностью ОВФ:

$$\gamma = \gamma_{\mathrm{cl}} + \frac{2[\eta\langle n(0)\rangle + (\Delta f\cdot\tau/2)]}{(\eta\langle n(0)\rangle + \Delta f\cdot\tau)^2}. \tag{38}$$

Если параметры $\gamma_{\mathrm{cl}} = 7\cdot10^{-3}$ и $\Delta f\cdot\tau = 2$, входящие в эту формулу, взять из эксперимента (см. выше), то можно увидеть, что тенденция изменения γ с ростом $\langle n(0)\rangle$ качественно согласуется с результатами теории (см. сплошную кривую на рис. 7).

10. Приложения

Описанная выше проекционная система может быть использована для регистрации пространственной структуры слабого когерентного излучения, рассеянного в различных средах, в том числе при наличии существенно более мощного некогерентного фона. Ниже приведены результаты экспериментов, реализующих некоторые из этих возможностей [13].

Нами измерялась угловая расходимость стоксова излучения при бриллюэновском рассеянии одномодового по поперечной структуре лазерного пучка (длительность импульса $\tau_{\mathrm{p}} = 50$ нс, диаметр пучка $d = 10$ мм), сфокусированного в рассеивающую среду ($TiCl_4$) (рис. 8). В четырехволновом ОВФ-зеркале лазерной проекционной системы используется взаимодействие пучка накачки с подвергаемой ОВФ сигнальной волной, имеющей стоксов сдвиг частоты относительно частоты интерферирующей с ней волны накачки, равный бриллюэновскому сдвигу в среде ЧГОЗ. Поскольку в данном случае использовалась одна и та же среда как в четырехволновом ОВФ-зеркале, так и в

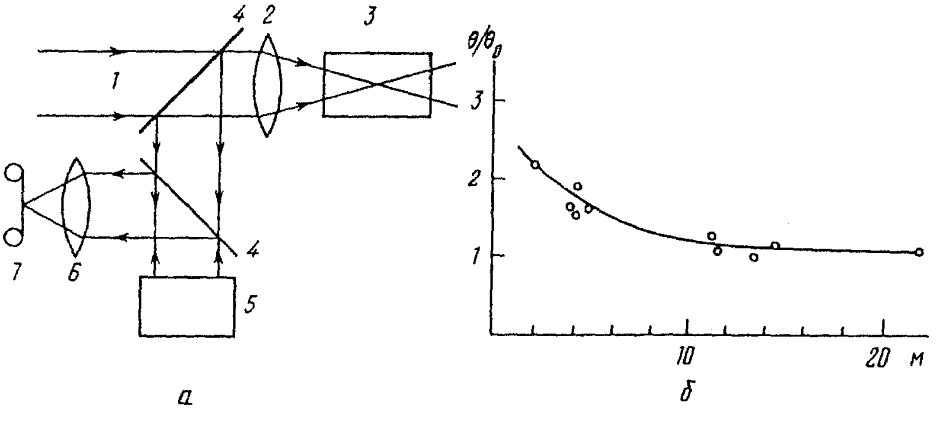

Рис. 8. *а* — Схема эксперимента. *1* — одномодовый лазерный пучок, *2* — линза $F = 30$ см, *3* — кювета с $TiCl_4$, *4* — делительные пластинки, *5* — проекционная оптическая система, *6* — линза, *7* — фотоприемник. *б* — Зависимость расходимости стоксовой волны θ, нормированной на расходимость одномодового лазерного пучка θ_0 от инкремента бриллюэновского рассеяния M

кювете *3* (см. рис. 8,*а*), то, тем самым, обеспечивалась автоматическая "настройка" частотной полосы лазерной проекционной системы на частоту бриллюэновского рассеяния в кювете *3*.

Схема эксперимента приведена на рис. 8,*а*. Рассеянное в кювете *3* излучение ответвлялось делительной пластинкой *4* и после усиления и ОВФ в лазерной проекционной системе его угловая структура регистрировалась в фокальной плоскости линзы на фотопленку. При этом инкремент бриллюэновского рассеяния $M = kgP$ ($k = 2\pi/\lambda$, $g = 2\cdot10^{-2}$см/МВт — локальный инкремент, P — мощность исходного пучка, падающего на кювету *3*) варьировался от значений, соответствующих режиму развитого вынужденного рассеяния ($M \sim 20$), до значений, близких к единице, что соответствует переходу к режиму спонтанного рассеяния. Зависимость расходимости стоксовой волны θ, нормированной на дифракционную расходимость исходного излучения θ_0, от инкремента M приведена на рис. 8,*б*. Увеличение расходимости рассеянного излучения при уменьшении M объясняется уменьшением дискриминации стоксовых волн с различной поперечной структурой, что приводит к нарушению условий ОВФ при переходе к спонтанному рассеянию.

Нами также проводилась регистрация пространственной структуры рассеяния света в лабораторном воздухе. При этом частота сигнальной (зондирующей) волны предварительно смещалась так, что регистрация рассеянного излучения проводилась на несмещенной (относительно зондирующего излучения) частоте. Схема эксперимента приведена на рис. 9, а изображения поперечной структуры рассеянного излучения при энергии зондирующего из-

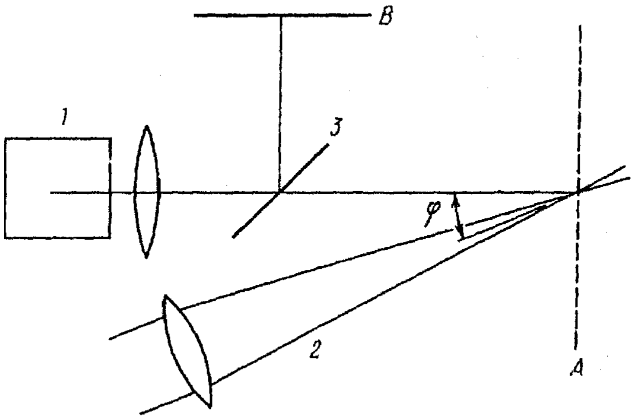

Рис. 9. Схема эксперимента. *1* — проекционная оптическая система, *2* — зондирующий лазерный пучок, *3* — делительная пластинка; *А* — предметная плоскость, *В* — плоскость изображения

лучения $W_p \approx 2\cdot10^{-2}$ Дж, длительности импульса $\tau_p = 5\cdot10^{-8}$ с и различных углах между направлением зондирующего пучка и оптической осью системы — на рис. 10.

Проведенные эксперименты показали, что рассеянное излучение имеет одну и ту же поляризацию, что и зондирующее. Этот факт, а также оценка интенсивности рассеяния (см. ниже) позволяют сделать вывод о том, что в данном случае наблюдается молекулярное рассеяние на тепловых флуктуациях плотности среды на несмещенной частоте. Как известно, согласно соотношению Ландау—Плачека [14] интенсивность молекулярного рассеяния на несмещенной частоте приблизительно соответствует интенсивности рассеяния бриллюэновской компоненты, поэтому для оценки интенсивности этого рассеяния воспользуемся сечением бриллюэновского рассеяния в азоте при $p = 1$ атм.

В этом случае для молекулярного бриллюэновского рассеяния среднее

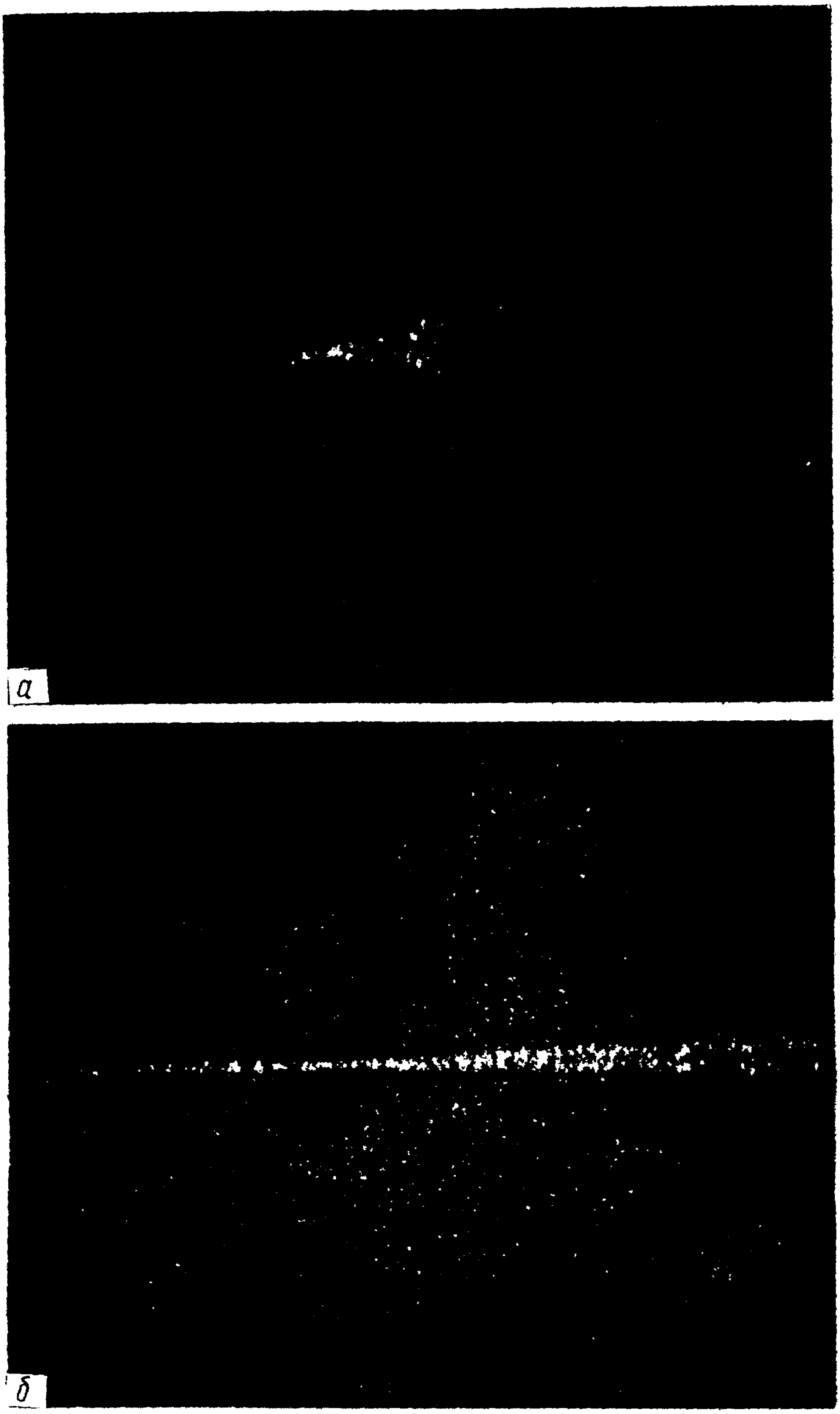

Рис. 10. Изображения поперечной структуры рассеянного излучения при угле $\varphi = 5^\circ$ (*а*) и $\varphi = 30^\circ$ (*б*)

число фотонов в рассеянном излучении на одну поперечную и продольную моду равно (см. (20))

$$\langle n \rangle = M\bar{N}_{\text{М}}, \tag{39}$$

где $\bar{N}_{\text{M}} = k_{\text{B}}T_{\text{M}}/\hbar\Omega$ — введенное выше число тепловых фононов на частоте гиперзвука Ω, равной бриллюэновскому сдвигу в воздухе; $T_{\text{м}}$ — температура, $M < 1$ — инкремент бриллюэновского рассеяния. В данной геометрии эксперимента

$$M = g\int I(z, \mathbf{r}_{\perp})\mathrm{d}l, \tag{40}$$

где $I(z, \mathbf{r}_{\perp})$ — распределение интенсивности зондирующего, сфокусированного в воздухе светового пучка, а интеграл берется вдоль луча наблюдения. Несложно показать, что при углах φ, больших угла схождения лучей в зондирующем пучке, для области фокальной перетяжки с точностью до коэффициента порядка единицы

$$M = kgP\varphi_0/\varphi, \tag{41}$$

где P и $\varphi_0 = d/F$ — мощность и угол схождения зондирующего пучка, d — диаметр этого пучка на фокусирующей линзе с фокусным расстоянием F. Таким образом, для области вблизи фокальной перетяжки имеем

$$\langle n(0)\rangle = kgP(k_{\text{B}}T_{\text{M}}/\hbar\Omega)\varphi_0/\varphi. \tag{42}$$

Подставляя $k_{\text{B}}T_{\text{M}}/\hbar\Omega = 10^4$, $kgP = 25P/P_{\text{th}}$, где $P = W_{\text{p}}/\tau_{\text{p}} = 0{,}4$ МВт, $P_{\text{th}} = 130$ МВт [15] — пороговая мощность ВРМБ в азоте при $p = 1$ атм, для $\varphi_0 = d/F = 1/300$ находим $\bar{n} = 2{,}6/\varphi$. Экспериментально рассеяние можно было наблюдать в интервале углов от минимальных ($\varphi = 7\cdot10^{-3}$ рад) вплоть до $\varphi \approx 0{,}25$. При больших φ сигнал рассеяния не выделялся на фоне усиленных квантовых шумов. Поскольку в данном эксперименте использовались совпадающие во времени импульсы сигнальной волны и волн накачек, то минимальный входной сигнал на элемент разрешения в полосе приемника $n_{\min} \approx 5$ [11, 12]. Для угла $\varphi = 0{,}25$, соответствующего незначительному превышению интенсивности рассеянного сигнала над шумами, имеем $\langle n(0)\rangle \approx 10$, что близко к значению $n_{\min}$. Таким образом, полученная в эксперименте энергия рассеяния близка к значению, полученному при теоретической оценке.

Кроме однородного (в среднем) рассеяния на некоторых фотографиях были видны яркие точки, соответствующие рассеянию на частицах (пыль, аэрозоль и т.д.). Интегральная энергия этого рассеяния может быть соизмерима с энергией рассеяния на флуктуациях плотности или даже больше ее. В данном случае использование проекционной оптической системы позволяет осуществлять раздельное наблюдение с пространственным разрешением рассеяния как на частицах, так и на флуктуациях плотности.

Возможность усиления и регистрации молекулярного рассеяния и рассеяния на микрочастицах в воздухе при столь незначительных энергиях зондирующего излучения делает возможным создание на этой основе когерентных лидаров для измерения, например, пространственного распределения скорости ветра.

Мы, однако, исследовали другой, относительно простой способ измерения скорости рассеивающей среды, который применим в случае, когда эта скорость относительно велика [13]. Этот способ основан на измерении зависимости величины рассеянного сигнала от угла между вектором скорости рассеивающей среды и направлением наблюдения. При этом из-за допплеровского сдвига частоты рассеянного излучения, зависящего от скорости среды и указанного угла, возможно нахождение скорости с точностью, определяемой шириной линии приемной системы. В нашем случае эта величина составляет $\sim 10^4$см/с.

Экспериментально данный способ был реализован при измерении скорости плазменной струи [13]. Существенным моментом в данном случае является то, что собственное некогерентное свечение плазмы не регистрируется вследствие узкополосности приемной системы.

Используя данную высокочувствительную проекционную систему, мы наблюдали также интерференцию предельно слабых волн со сложной простран-

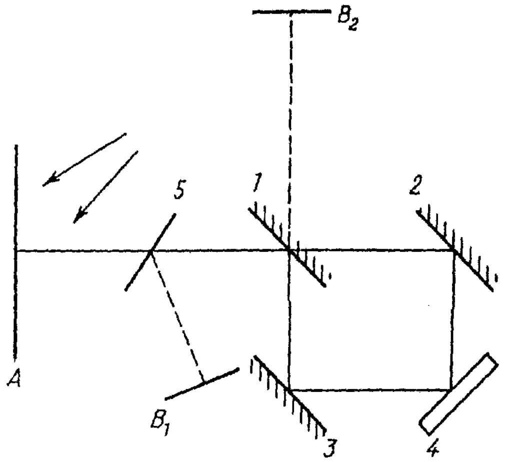

Рис. 11. Схема эксперимента. *1* — полупрозрачное зеркало, 2, *3* — зеркала, *4* — проекционная оптическая система, *5* — делительная пластина; *A* — предметная плоскость (диффузно рассеивающая поверхность), освещаемая лазерным излучением, B_1, B_2— плоскости изображений, оптически сопряженные с плоскостью *A*

огненной структурой. Схема эксперимента приведена на рис. 11. Лазерный пучок с равномерным распределением интенсивности направляли на диффузно рассеивающую поверхность (молочное стекло), расположенную в предметной плоскости *A*. Далее сигнальная волна (рассеянное на диффузионной поверхности излучение) разбивалась делительным полупрозрачным зеркалом *1* на два пучка, после чего эти пучки сводились и отражались с ОВФ от проекционной оптической системы. Затем отраженные пучки с достаточно большой энергией складывались на зеркале *1* и формировали изображения в плоскости B_1 и B_2, сопряженных с предметной плоскостью *A*. В этих плоскостях измерялось по методике, описанной в разделе 8, соотношение сигнал—шум $\mathrm{SNR} = \Delta w_i(w)/\Delta w_N$ в зависимости от плотности энергии освещения рассеивающей плоскости *w*. Значение *w*, как отмечалось выше, полностью определяет (при регистрации изображения с дифракционным разрешением) среднюю энергию (число фотонов) $\langle n(0)\rangle$, приходящую в регистрирующую систему с одного элемента разрешения. На рис. 12 приведены зависимости величин SNR в плоскости B_1 — $(\mathrm{SNR})_1$ и B_2 — $(\mathrm{SNR})_2$.

На рис. 12 прямая *1* — зависимость $(\mathrm{SNR})_1$ в канале 1 (плоскость B_1) в случае, когда одно из плеч интерферометра перекрыто. При этом чувствительность проекционной схемы с интерферометром оказывается, естественно, в два раза ниже по сравнению с обычной схемой, поскольку исходная сигнальная волна ослабляется полупрозрачным зеркалом *1*. В данном эксперименте использовались совпадающие по длительности импульсы сигнальной

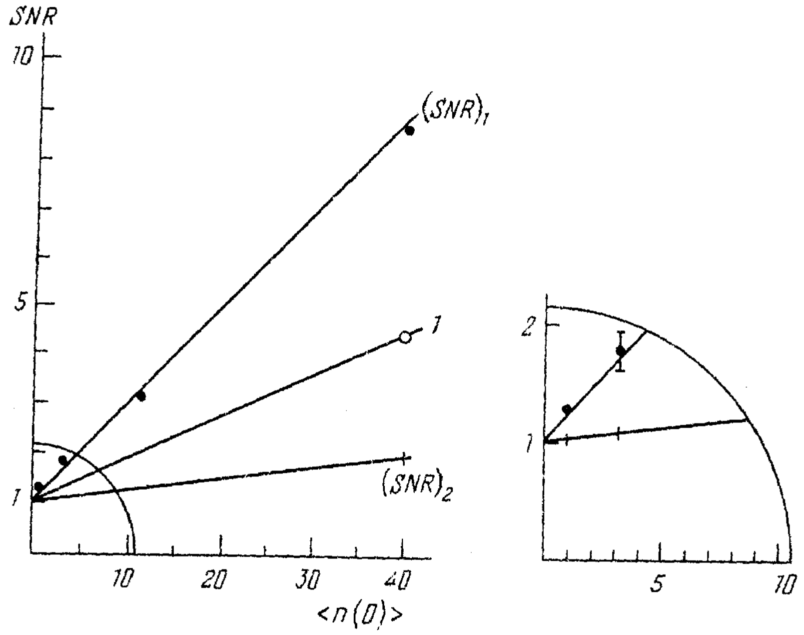

Рис. 12. Зависимость отношения сигнал/шум SNR в каналах 1 $(SNR)_1$ и 2 $(SNR)_2$ от среднего числа фотонов на один элементразрешения $\langle n(0) \rangle$. На вставке увеличена область вблизи начала координат

волны и волн накачек, поэтому чувствительность приемной системы составляла (прямая *2* на рис. 5) $\sim 5\hbar\omega$ на один элемент разрешения.

Если же оба плеча интерферометра открыты, в канале 1 наблюдается зависимость $(SNR)_1$ практически такая же, как в ситуации без интерферометра, а в канале 2 $(SNR)_2$ остается близко к единице. Это означает, что в данном случае фазосопряженные пучки складываются когерентно даже в том случае (см. рис. 12), когда среднее число фотонов на один элемент разрешения в исходной сигнальной волне становится порядка единицы, но полное число фотонов в сигнальном пучке существенно превосходит единицу.

11. Заключение

Основным содержанием настоящей работы являлся обзор теоретических и экспериментальных методов исследования особенностей усиления и ОВФ слабых (квантованных) оптических сигналов. Изложенный здесь полуклассический подход к описанию взаимодействия с веществом слабых сигналов может быть применен к анализу разнообразных конкретных задач, включающих, в частности, вопросы прохождения пучков и импульсов через неоднородные среды, делительные элементы, сверхрегенеративные усилители, трех- и четырехволновое взаимодействие в конденсированных и неконденсированных средах и т.п. В свою очередь изложенные выше экспериментальные методики дают возможность исследовать в указанных задачах не только особенности усредненного по элементам разрешения пространственного распределения чисел фотонов, но и определить их дисперсию, а также корреляцию по фазе. Это позволяет надеяться, что приведенные выше результаты окажутся полезными для исследования различных проблем светорассеяния, дифракции и интерференции слабых сигналов, особенно для импульсно-периодического излучения, допускающего возможность обработки больших массивов информации о пространственном распределении света с использованием усреднения по большому числу импульсов.

(1) Для получения изображения необходимо, как правило, чтобы $\Delta Q \gg 1$. Здесь и ниже это условие предполагается выполненным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] *Бондаренко Н.Г., Таланов В.И.*//Изв. вузов. Сер. "Радиофизика". 1964. Т, 7. С. 313.
2. *Пасманик Г.А., Сидорович В.Г.*//Ibidem. 1980. Т. 23. С. 1217.
3. *Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А., Шилов А.А.*//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 242.
4. *Беспалов В.И., Бетин А.А., Дятлов А.И., Манишин В.Г., Кулагина С.Н., Пасманик Г.А., Шилов* АА.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 378.
5. *Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М., Матвеев А.З., Пасманик Г.А., Шилов А.А*//Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 639.
6. *Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М., Пасманик Г.А., Шилов А.А.*//ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 1047.
7. *Зельдович Б.Я., Шкунов В.В.*//КЭ. 1982. Т. 9. С. 393.
8. *Кулагин О.В., Пасманик Г.А., Шилов А.А.*//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. С. 1619.
9. *Беспалов В.И., Бубис Е.Л., Кулагина С.Н., Манишин В.Г., Матвеев А.З., Пасманик Г.А., Разенштейн П.С., Шилов А.А.*//КЭ. 1982. Т. 9. С. 2367.
10. *Кулагин О.В., Пасманик Г.А., Шилов А.А.*//КЭ. 1989. Т. 16. С. 1398.
[11] *Кулагин О.В., Пасманик Г.А., Шилов А.А.*//КЭ. 1990. Т. 17. С. 355.
12. *Кулагин О.В., Пасманик Г.А,, Потлов П.Б., Шилов А.А.*//Ibidem. С. 1487.
13. *Кулагин О.В., Пасманик Г.А., Потлов П.Б., Шилов А.А.*//КЭ. 1991. Т. 18. С. 1131.
14. *Фабелинский И.Л.* Молекулярное рассеяние света. — М.: Наука, 1965.
15. *Авербах В.С., Потемкин А.К., Макаров* А.Я.//КЭ. 1979. Т. 6. С. 2650.
16. *Bespalov V.I., Kulagin O.V., Makarov A.J., Pasmanik G.A., Potjomkin A.K., Potlov P.B., Shilov A.A.*//Opt. and Acoust. Rev. 1990. V. 1, P. 71.
17. Оптические системы с усилителями яркости: Сб./Под ред. В.И. Беспалова, Г.А. Пасманика. Горький: ИПФ АН СССР, 1988.

Статья поступила 3.12. 91 г.,
после доработки 29.01.92 г.