

535.36

**ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА
ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА**

Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Популярное введение	249
а) Свойства обращенной волны и ее потенциальные применения (249). б) Основные методы обращения волнового фронта (ОВФ) (253). в) Краткий исторический обзор (255).	
2. Теория ОВФ при вынужденном рассеянии (ОВФ-ВР)	258
а) Физический механизм ОВФ-ВР (258). б) Понятие спеклона (260). в) Теория змеечных искажений (261). г) Спектрально-угловые сдвиги и границы существования спеклона (263). д) Поперечная когерентизация при ОВФ-ВР (266). е) ОВФ деполяризованного излучения (267). ж) Нелинейная селекция немонохроматического излучения (269). з) Влияние насыщения на ОВФ (271).	
3. Экспериментальные исследования ОВФ при вынужденном рассеянии	272
а) Методы измерения качества обращения (272). б) Исследования обращенной компоненты (274). 1) Обнаружение явления ОВФ-ВР (274); 2) Измерение усиления ОВФ-компоненты (276); 3) Обращение деполяризованного излучения (277); 4) Флуктуации общей фазы спеклона (279). в) Угловая структура и интенсивность некоррелированных волн (280). г) ОВФ-ВР допороговых сигналов (281). д) Особенности ОВФ-ВР в сфокусированных пучках (282). е) ОВФ при других механизмах усиления (283).	
Заключение	284
Цитированная литература	285

«Этого мало: Гастер изобрел еще искусство и способ обращать пущенные врагом ядра на них же самих с одицкой разрушительной силой и как раз туда, откуда они вылетели. Особой трудности это не представляло».

Ф. Рабле, «ГАРГАНТЮА И ПАНТАГРЮЭЛЬ»

1. ПОПУЛЯРНОЕ ВВЕДЕНИЕ

**а) Свойства обращенной волны
и ее потенциальные применения**

В последние три-четыре года наблюдается лавинообразный рост числа работ, посвященных новому научному направлению в оптике — проблеме обращения волнового фронта света (в дальнейшем — ОВФ). Причина этого состоит в осознании чрезвычайно заманчивых потенциальных приложений ОВФ для решения целого ряда важных научных и научно-технических задач. В числе их — наведение лазерного излучения на мишень малых размеров для лазерного термоядерного синтеза, доставка излучения через турбулентную атмосферу и аберрационную оптику без

ухудшения направленности, создание предельно направленных лазерных пучков на основе относительно дешевых оптически неоднородных элементов и многое другое.

Для того чтобы создать у читателя образ обращенной волны, воспользуемся следующим мысленным опытом (который, впрочем, многие проделывали и в жизни). Жаркий, солнечный день в Сочи. На вышке для прыжков в воду стоит очаровательная девушка и готовится к прыжку, на берегу — усталый пожилой кинооператор, который снимает сцену прыжка на кинопленку. Вот девушка отталкивается от трамплина, летит вниз, вот ранее гладкая поверхность воды покрывается волнами, отлетают брызги, девушка скрывается под водой. Через несколько дней оператор просматривает заснятые кадры, и они так ему нравятся, что раз за разом он повторяет эту картину. Давайте представим себе, что он видит, когда пленка прокручивается в обратном направлении. Поднятые прыгуньей волны сходятся к центру, туда же слетаются все до мельчайшей капли брызги, стройное и загорелое тело стремительно взлетает обратно на вышку, а поверхность воды вновь становится гладкой. Кино позволило обратить время вспять.

Если бы нам удалось сбоку заснять распространение лазерного пучка на кинопленку, то мы обнаружили бы много схожего. Исходный высоко-направленный пучок с гладкой поверхностью волнового фронта при прохождении через неоднородные среды разбрасывается («разбрызгивается») по разным направлениям. Волновой фронт пучка искажается, становится негладким. При просмотре такого необычного фильма в обратном направлении мы увидели бы не встречающуюся в обыденной жизни картину. Сильно неоднородный пучок, проходя через неоднородную среду, не получает дополнительных искажений, но, напротив того, выпрямляется до исходного высоконаправленного пучка с гладким волновым фронтом.

Зададимся теперь вопросом, возможно ли в действительности, а не только на кинопленке, осуществить обращенное по времени движение (см. эпиграф). В случае тела, вызывающего волны и брызги воды своим падением, это, в принципе невозможно из-за вязкости, турбулентности и т. п., иначе говоря, из-за существенной роли необратимых процессов диссиpации. При этом мы не говорим даже о практических трудностях задать точно обратные направления и величины скоростей всех частиц, участвующих в движении.

В отличие от этого, в оптике прозрачных сред законы распространения световых волн в наиболее интересных случаях обратимы. Благодаря этому даже в неоднородных средах должны существовать такие «обращенные» волны, которые воспроизводят упомянутую выше картину обращенного по времени распространения исходной волны. Встает, однако, второй вопрос: как создать такую обращенную волну. Оказывается, что для достаточно мощного когерентного пучка существует целый ряд различных путей получения обращенной волны.

На языке монохроматических волн вида

$$\mathcal{E}_{\text{вещ}}(\mathbf{R}, t) = |E(\mathbf{R})| \cos(\omega t - kz - \varphi(\mathbf{R})),$$

где z — центральное направление распространения, $\varphi(\mathbf{R})$ — фаза поля, обращенная волна соответствует замене $t \rightarrow -t$, т. е.

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{обр}}(\mathbf{R}, t) &= |E(\mathbf{R})| \cos(-\omega t - kz - \varphi(\mathbf{R})) \equiv \\ &\equiv |E(\mathbf{R})| \cos(\omega t + kz + \varphi(\mathbf{R})). \end{aligned}$$

На языке комплексной амплитуды $E(\mathbf{R})$, видимой определением

$$E(\mathbf{R}, t) = \frac{1}{2} [E(\mathbf{R}) e^{-i\omega t} + E^*(\mathbf{R}) e^{i\omega t}], \quad (1)$$

обращение времени, как видно из (1), эквивалентно замене комплексной амплитуды волны $E(\mathbf{R})$ на комплексно-сопряженную амплитуду $E^*(\mathbf{R})$. Именно временная обратимость системы, обратимость хода всех лучей

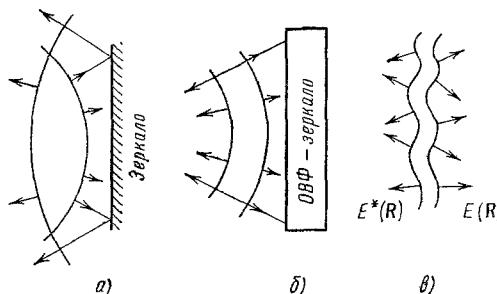


Рис. 1. а) Отражение расходящегося пучка обычным зеркалом: центральная часть пучка опережает по фазе как в падающей, так и в отраженной волне; б) отражение расходящегося пучка зеркалом, обращающим волновой фронт: центральная часть отраженного пучка отстает по фазе от периферии, а пучок становится сходящимся; в) встречно распространяющиеся прямая волна $E(\mathbf{R})$ и обращенная волна $E^*(\mathbf{R})$ всегда имеют совпадающие поверхности постоянной фазы — поверхности волнового фронта.

обуславливает тот факт, что поле $E^*(\mathbf{R})$ также является решением волнового уравнения, в том числе с учетом всевозможных неоднородностей.

Для плоской волны вида $E(\mathbf{R}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{R} + i\varphi_0)$ с $\varphi_0 = \text{const}$ комплексное сопряжение соответствует переходу к волне $\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{R} - i\varphi_0)$

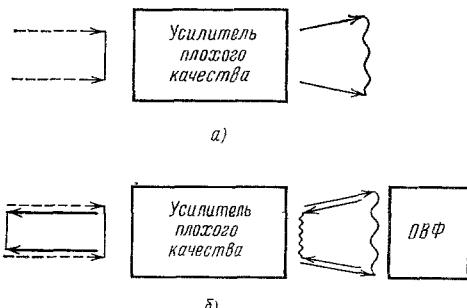


Рис. 2. Применение ОВФ для компенсации фазовых искажений в неоднородных оптических усилителях.

При однопроходном усилении расходимость высоконаправленного пучка увеличивается, так что его яркость обычно даже падает (а). При двухпроходном усилии с промежуточным ОВФ пучок снимает энергию усилителя, из-за искажения направленности (б).

точно противоположного направления распространения. Для волны сложной пространственной структуры $E(\mathbf{R}) = |A(\mathbf{R})| \exp[i\mathbf{k}\mathbf{R} + i\varphi(\mathbf{R})]$ сопряженная волна $E^*(\mathbf{R}) = |A(\mathbf{R})| \exp[-i\mathbf{k}\mathbf{R} - i\varphi(\mathbf{R})]$ обладает обращенным волновым фронтом: поверхность постоянной фазы имеет ту же форму, но волна распространяется в противоположном направлении (рис. 1). В этой связи с западной литературой для ОВФ употребляют термин «optical phase conjugation», т. е. оптическое сопряжение фазы. Иногда употребляется также термин «time reversal», т. е. обращение по времени.

Вернемся теперь к ситуации, когда падающая волна $E(\mathbf{R})$ описывает прохождение высоконаправленного пучка через оптически неоднородную среду, разбрасывающую пучок по направлениям (рис. 2). Тогда обращенная волна $E^*(\mathbf{R}) = E(\mathbf{R})$ сходится в среду, и, распространяясь по тем

же неоднородностям, восстанавливается до исходного высоконаправленного пучка. Если речь идет о среде оптического усилителя, то обращенная волна позволяет на обратном проходе вывести запасенную в усилителе энергию в виде высоконаправленного пучка, несмотря на оптические неоднородности.

Другое важное приложение ОВФ, интенсивно разрабатываемое в настоящее время, основано на идеи ОВФ-самонаведения излучения на мишень. Предположим, что требуется доставить излучение лазерной системы

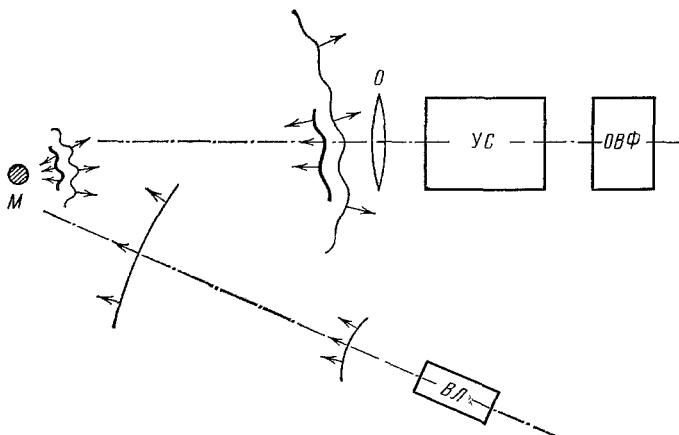


Рис. 3. Схема ОВФ-самонаведения лазерной системы на мишень M .

на мишень малых размеров. Обычные способы наведения предъявляют весьма строгие требования к точности юстировки, исправлению aberrаций и оптической однородности всех элементов системы; в мощных лазерных системах этим требованиям обычными способами практически невозможно удовлетворить.

В схеме ОВФ-самонаведения (рис. 3) предполагается осветить мишень M излучением слабонаправленного вспомогательного лазера $V.L.$. Рассеянные мишенью вторичные волны частично перехватываются объективом O лазерной системы, проходят с усилением через усилитель $УС$ и направляются в устройство, обращающее волновой фронт. Обращенная волна на обратном проходе снимает запасенную в усилителе энергию и попадает на мишень. Существенно, что в ОВФ-волне автоматически компенсируются фазовые неоднородности усилителя, aberrации оптики, по-грешности юстировки и т. п. При этом вся энергия доставляется с дифракционным качеством фокусировки и наведения точно на мишень независимо от ее положения в пространстве и даже при наличии оптических неоднородностей между мишенью и лазером.

Еще одним примером возможного применения ОВФ является задача использования лазерного излучения при выжигании сложных профилей поверхности изготавливаемой микросхемы — фотолитография. В стандартной схеме к оптике силового пучка опять предъявляются весьма высокие требования в отношении юстировки, исправления aberrаций и т. п. Кроме того, при любом профилировании пучка с помощью амплитудного транспаранта основная часть энергии силового пучка поглощается, и к.п.д. системы оказывается низким. Идея применения ОВФ в этой задаче состоит в том, чтобы все потери такого рода относились к маломощному пучку вспомогательного лазера, освещдающего обрабатываемую поверхность

через требуемый транспарант. Вторичные волны от поверхности перехватываются объективом силового лазера, усиливаются и после ОВФ снова попадают в нужные места поверхности без потерь энергии. При этом ОВФ обеспечивает автоматическую компенсацию неоднородностей лазера и погрешностей оптики, как и в режиме ОВФ-самоплавления.

Настоящий обзор посвящен изложению современных теоретических представлений о физических механизмах основных методов ОВФ и накопленного к настоящему времени обширного экспериментального материала. Работы по приложениям методов ОВФ к решению упомянутых выше практических задач в настоящее время лишь разворачиваются. Поэтому их изложение выходит за рамки настоящего обзора.

б) Основные методы обращения волнового фронта

Наиболее простыми для понимания являются голограммические методы обращения волнового фронта (ОВФ). Пусть на голограммическую, т. е. фоточувствительную, среду Γ падает неоднородная волна $E_3(r)$, которую

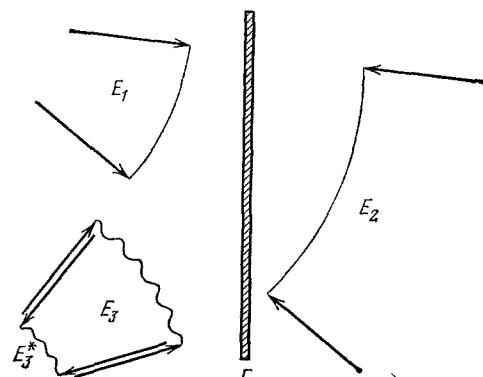


Рис. 4. Схема голограммического метода ОВФ.

Голограмма Γ записывается волной сигнала E_3 и опорной волной E_1 . Обработанная голограмма при восстановлении встречной опорной волной E_2^* дает обращенную сигналу волну E_3^* .

требуется обратить, и опорная волна $E_1(r)$ с постоянной по поперечному сечению амплитудой, $|E_1(r)|^2 = \text{const}$ (рис. 4). Если волны $E_1(r)$ и $E_3(r)$ когерентны, то они записывают в голограмме интерференционные возмущения вида

$$\delta\epsilon(r) = \text{const} \cdot [E_1^*(r) E_3(r) + E_1(r) E_3^*(r)]. \quad (2)$$

Если на стадии считывания эту голограмму осветить с противоположной стороны волной $E_2(r)$, точно встречной по отношению к опорной волне при записи, $E_2(r) = E_1^*(r)$, то голограмма благодаря второму из слагаемых в (2) восстановит обращенную волну

$$E_4(r) = \text{const} \cdot E_1 E_2 E_3^*(r) = \text{const} \cdot |E_1|^2 E_3^*(r). \quad (3)$$

Возможна небольшая модификация схемы рис. 4, когда голограмма записывается интерференцией волн E_2 и E_3 , а считывается волной E_1 , такая модификация хорошо работает для толстослойных отражательных голограмм.

Наибольший интерес представляет возможность записи и считывания голограммы в динамическом режиме, т. е. непосредственно в реальном масштабе времени. Роль среды для динамической голограммии может играть слой затемняющегося или просветляющегося красителя, фотохромные стекла, и вообще любые среды, у которых комплексная диэлектрическая проницаемость меняется под действием света непосредственно во

время экспозиции. К ним относятся среды с кубической оптической нелинейностью.

В терминах нелинейной оптики этот случай может быть описан следующим образом. В нелинейной среде с кубическим откликом поляризации P на поле E , т. е. при $P_i^{\text{НЛ}} = \chi_{iklm}^{(3)} E_k E_l E_m^*$ две встречные плоские опорные волны $(E_1 e^{ikz} + E_2 e^{-ikz}) e^{-i\omega t}$ и волна сигнала $E_3(\mathbf{R}) e^{-i\omega t}$ наводят слагаемое в поляризации вида

$$P_i = \chi_{iklm}^{(3)} E_1 E_2 E_m^*(\mathbf{R}) e^{-i\omega t}. \quad (4a)$$

Это слагаемое излучает обращенную волну синхронно во всем объеме. Обычно работают со взаимно встречными плоскими опорными волнами E_1 и E_2 .

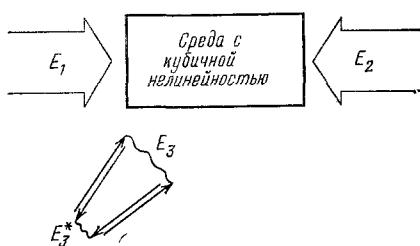


Рис. 5. Схема четырехволнового ОВФ.

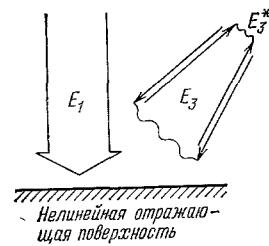


Рис. 6. Схема ОВФ отражающей поверхностью.

в протяженных средах (рис. 5). При этом происходят одновременно оба процесса: запись голограммы $E_1 E_3^*$ со считыванием волной E_2 и запись голограммы $E_2 E_3^*$ со считыванием волной E_1 .

В объеме взаимодействия присутствуют четыре волны — падающие волны $E_1(\mathbf{r})$, $E_2(\mathbf{r})$, $E_3(\mathbf{r})$ и обращенная волна $E_4(\mathbf{r})$. Поэтому такой метод ОВФ называют также методом четырехволнового смешения (ОВФ-4ВС).

Если голограмма записывается плоской опорной волной E_1 и сигналом $E_3(\mathbf{r})$ в виде модуляции коэффициента отражения плоского зеркала (рис. 6) и опорная волна E_1 падает строго по нормали к зеркалу, то дополнительная опорная волна E_2 не требуется. В этом методе, получившем название ОВФ отражающей поверхностью (ОВФ-ОП), считывание поверхности динамической отражательной голограммы производится самой записывающей волной E_1 .

В кристаллах без центра симметрии имеется, как известно, квадратичное слагаемое в зависимости нелинейной поляризации $P(\mathbf{r})$ от поля $E(\mathbf{r})$ в той же точке, $P_i = \chi_{ikl}^{(2)} E_k E_l$. Если в среде присутствуют поля на основной $E^\omega(\mathbf{r})$ и удвоенной $E^{2\omega}(\mathbf{r})$ частотах, то квадратичная поляризация на частоте ω имеет вид

$$P_i^\omega(\mathbf{r}) = \chi_{ikl}^{(2)} E_k^{2\omega}(\mathbf{r}) (E_l^\omega(\mathbf{r}))^*. \quad (4b)$$

Если волны E^ω и $E^{2\omega}$ распространяются в одном направлении и волна $E^{2\omega}$ — плоская с постоянной амплитудой, то поляризация P^ω из (4) эффективно возбуждает «сопряженную» волну, распространяющуюся в ту же сторону. Отражением от зеркала, установленного вплотную к среде точно по нормали направлению опорной волны $E^{2\omega}$, эта сопряженная волна преобразуется в ОВФ-волну (рис. 7).

Все упомянутые методы для своей реализации требуют плоских или сферических опорных волн высокого (дифракционного) качества и большой мощности. Метод ОВФ при вынужденном рассеянии света назад (ОВФ-ВР), которому посвящены гл. 2 и 3 настоящего обзора, свободен от этого недостатка. При ОВФ-ВР происходит самообращение волнового фронта. Наиболее распространенная схема ОВФ-ВР приведена на рис. 8. Излучение, которое требуется обратить, пропускается через неоднородную фазовую пластину Φ для внесения мелкоструктурных интерференционных неоднородностей (т. е. спекл-структуры) в пучок. Далее это излучение направляется в кювету с прозрачной жидкостью, сжатым газом или твердым телом. Для достаточно большой (надпороговой) мощности исходного пучка в среде от затравок спонтанного рассеяния возбуждается процесс вынужденного рассеяния назад. Оказывается, что процесс ВР-усиления рассеянных назад волн в поле спекл-неоднородного возбуждающего излучения выделяет идущую назад конфигурацию с точно обращенным волновым фронтом. Подчеркнем, что наличие пространственной неоднородности излучения, возбуждающего ВР, является принципиальным для ОВФ-ВР. Так, если возбуждать ВР плоской нефокусированной волной с широким поперечным сечением, то рассеянные волны будут занимать

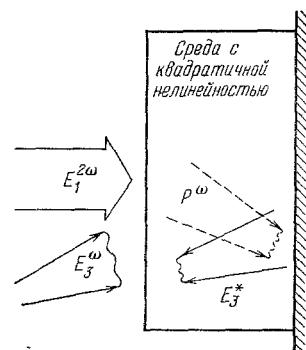


Рис. 7. Схема трехволнового ОВФ.

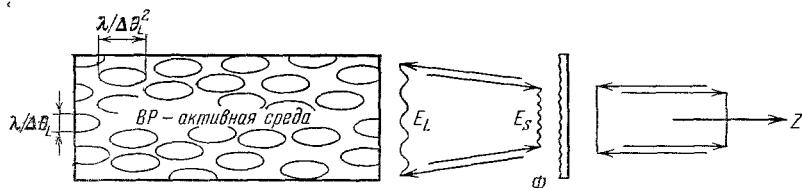


Рис. 8. Схема ОВФ-ВР.

Обращаемый пучок E_L искажается фазовой пластиной Φ и передается в ВР-активную среду. Искаженный пучок расходимости $\Delta\theta_L$ обладает спекл-неоднородной структурой с продольным и поперечным масштабом неоднородностей $\lambda/\Delta\theta_L^2$ и $\lambda/\Delta\theta_L$ соответственно. При определенных условиях рассеянная назад волна E_S обращена по отношению к падающей волне $E_S \sim E_L^*$.

широкий телесный угол, определяемый геометрией опыта, а обращения не будет. Для сравнения укажем, что голограммические методы ОВФ с равным успехом обращают и плоскую сигнальную волну. Физический механизм ОВФ-ВР имеет решительно другую природу, чем голограммическое ОВФ, и описан в п. а) гл. 2.

в) Краткий исторический обзор

Существование комплексно-сопряженных полей при восстановлении голограмм отмечал еще Д. Габор в 1949 году в своих пионерских работах, содержащих предложение метода голограммии, см.¹ В этих работах сопряженное изображение распространялось в ту же сторону, что и основное (сейчас это можно сравнить с распространяющимся вперед сопряженным полем в методе трехволнового смешения). Габор рассматривал это сопряженное поле в качестве помехи. В работе² не менее именитый В. Л. Брэгг в 1950 г. со ссылкой на Габора указал, что при считывании тонкой голо-

граммами волной, обращенной по отношению к опорной волне, использованной при записи, восстанавливаются два поля, одно из которых в современной терминологии в точности является ОВФ-полем. В своем последующем патенте³ в 1951 г. Д. Габор описывает принципы работы прибора, в котором с помощью тонких (по нынешней терминологии) голограмм удается восстановить только то из двух изображений, которое соответствует именно обращенной волне.

В работе Ю. Н. Денисюка⁴, заложившей основы толстослойных отражательных голограмм, было отмечено, что при освещении такой голограммы восстанавливающей волной, встречной к волне при записи, восстанавливается единственное, а именно, сопряженное изображение (т.е. ОВФ-поле по современной терминологии).

Американские исследователи Х. Когельник из «Bell Laboratories» и пионеры лазерной голографии Е. Лейт и Д. Упатниекс в своих работах^{5, 6} продемонстрировали возможность компенсации оптических фазовых неоднородностей при использовании ОВФ-полей, полученных восстановлением статических голограмм*).

Идея самонаведения и компенсации атмосферных неоднородностей в реальном масштабе времени, наряду с^{7а} была высказана Катеем⁸.

Отметим, что независимо в радиодиапазоне разрабатывались идеи формирования сопряженных волн на основе активного управления элементами сформированной антенной решетки. Перенесение идей активного управления волновым фронтом с использованием ЭВМ на оптические задачи в реальном масштабе времени вылилось в создание целого направления активной или адаптивной оптики⁹. К сожалению, и быстродействие, и число разрешаемых элементов в существующих адаптивных системах пока невелики.

Тем временем в работе¹⁰ была экспериментально продемонстрирована (безотносительно к ОВФ) возможность записи и считывания динамических голограмм на примере растворов красителей.

Опыты по схеме с отражением первой опорной волны от плоского зеркала в реальном масштабе времени впервые были проведены в 1970 г. Коллектив ученых из Минска: Б. И. Степанов, Е. И. Ивакин и А. С. Рубанов¹¹ использовали для записи голограммы раствор красителя, а Вордман, направивший в печать свою работу¹² несколькими днями позже, применил для той же цели кристаллический кремний. Конечно, для достижения ОВФ в этой схеме необходимо, чтобы опорные волны были точно взаимно сопряжены.

Различные механизмы вынужденного рассеяния света (комбинационного — ВКР¹³, Мандельштама — Бриллюэна — ВРМБ¹⁴, крыла линии Релея — ВРКР¹⁵ и другие) были открыты в 1962—1965 гг. В ряде работ отмечалась высокая направленность рассеянного излучения, часто сравнимая с направленностью возбуждающего пучка — Р. Брюэр¹⁶, Д. Рэнк с сотрудниками¹⁷, В. И. Беспалов и А. Н. Кубарев¹⁸, А. Д. Кудрявцева, А. И. Соколовская, М. М. Сущинский¹⁹.

В работе Б. Я. Зельдовича, В. И. Поповичева, В. В. Рагульского и Ф. С. Файзуллова, выполненной в 1971 г. в Физическом институте АН СССР было обнаружено явление самообращения волнового фронта при вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна²⁰. В этой работе

*) В том же 1965 г. в патенте^{7а} Когельник формулирует идею самонаведения на мишень методом ОВФ с компенсацией нестационарных неоднородностей и использованием динамической голографической среды — обратимо затемняющейся красителя. В^{7б} была предложена часто употребляемая сейчас голографическая схема, в которой встречная плоская опорная волна получается за счет отражения первой плоской опорной волны зеркалом в направлении точно назад.

был выяснен дискриминационный механизм явления самообращения. ОВФ-ВРМБ осуществлялось в световоде. Здесь же впервые была измерена доля энергии, приходящаяся в отраженной волне на точно обращенную компоненту. Она оказалась равной 1 с экспериментальной точностью 15 %. В работе О. Ю. Носача, В. И. Поповичева, В. В. Рагульского и Ф. С. Файзуллова²¹ в 1972 г. была экспериментально реализована двухпроходная схема ОВФ-компенсации оптических неоднородностей лазерного усилителя. Энергия, запасенная в рубиновом усилителе плохого оптического качества, была полностью использована для усиления в 400 раз (за два прохода) пучка, который в результате сохранил идеальную дифракционную расходимость.

Независимо ОВФ-компенсация искажений усилителя была теоретически предложена Ю. А. Ананьевым²², а в качестве метода ОВФ им была предложена схема ОВФ-4ВС на тепловой нелинейности среды²³.

Из работ 1973—1976 гг.^{24—27} отметим особо следующие. В работе А. Ярива²⁶ была предложена трехволновая схема сопряжения полей вперед с использованием опорной волны удвоенной частоты для компенсации дисперсии мод в оптических световодах.

В важной работе Р. В. Хеллварса (1977 г.)²⁷ четырехвольновый принцип ОВФ был переоткрыт заново в терминах нелинейной оптики. Эта работа, прежде всего, указала на возможность использовать для ОВФ-4ВС произвольные нелинейные среды, в том числе такие, которые раньше не рассматривались в качестве сред для динамической голограммы. Кроме того, эта работа оказалась сильное стимулирующее влияние на развитие исследований по ОВФ, главным образом, за рубежом. Первые из инициированных работой²⁷ экспериментов по ОВФ-4ВС были выполнены в 1977 году^{28, 29}.

В работе³⁰ и работе В. И. Беспалова, А. А. Бетина и Г. А. Пасманика³¹ впервые было осуществлено ОВФ-ВРМБ не в световоде, а для пучка, сфокусированного в неограниченную среду. Большое стимулирующее влияние на развитие исследований по ОВФ оказалась работа Ванга и Джгулиано³², в которой еще раз прозвучала идея ОВФ-самонаведения сквозь оптически неоднородные среды, см. также их патент 1975 г.³³. Об экспериментальной реализации трехвольнового ОВФ назад впервые было сообщено в работах^{34, 35}.

Применение теории связанных волн к ОВФ-4ВС было впервые продемонстрировано в работе А. Ярива³⁶, а для насыщающихся поглотителей — работе Р. Абрамса и Р. Линда³⁷. Теория ОВФ-ВР также начала интенсивно развиваться в 1976—1978 гг.^{38—47}. В работе Е. Бергмана, И. Бигио, Б. Фелдмана и Р. Фишера⁴⁸ было впервые осуществлено ОВФ-4ВС излучения импульсного CO₂-лазера и впервые была реализована схема внутрирезонаторного ОВФ-4ВС.

Были проведены экспериментальные исследования по ОВФ при вынужденном комбинационном рассеянии света^{49, 50}, по ОВФ методом фотонного эха⁵¹, по ОВФ при сверхлюминесценции⁵².

В 1980 г. в работах Н. Ф. Пилипецкого, А. Н. Сударкина, В. В. Шкунова и др. был предложен⁵³ и реализован экспериментально⁵⁴ метод ОВФ отражающей поверхностью. На основе этого метода в¹¹⁴ недавно было предложено обращать звуковые волны.

Детальные исследования по ОВФ-ВРМБ методу компенсации искажений в мощных лазерах были проведены Н. Г. Басовым, И. Г. Зубаревым и их сотрудниками⁵⁶ и С. Б. Кормером с сотрудниками⁵⁷, в том числе в связи с проблемой лазерного термоядерного синтеза. Об экспериментальной реализации метода ОВФ-самонаведения, или автофокусировки, было сообщено в работе⁵⁸. В работе А. А. Илюхина, Г. В. Перегудова,

М. Е. Плоткина, Е. Н. Рагозина, В. А. Чиркова⁵⁹ ОВФ-ВРМБ-фокусировка излучения в пятно малых размеров на мишени была впервые применена для исследований по физике лазерной пlasмы.

Поскольку исследования по ОВФ интенсивно продолжаются и в настоящее время, то у нас нет возможности процитировать все, даже самые важные, работы. Довольно полная библиография работ по ОВФ до 1979 г. содержится в сборнике под редакцией В. И. Беспалова⁶⁰. Там же имеются ссылки на ранние работы по ОВФ в радиодиапазоне, которые, однако, слабо повлияли на развитие работ по ОВФ в оптике. К сожалению, работы по ОВФ методом статической и динамической голограммии 1950—1970 гг. в библиографии сборника⁶⁰ не представлены.

2. ТЕОРИЯ ОВФ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ (ОВФ-ВР)

а) Физический механизм ОВФ-ВР

Напомним вначале основные представления о процессе ВР, см., например,^{61–63}. Пусть в среде распространяются две световые волны — возбуждающая $E_L(r)e^{-i\omega_L t}$ и сигнальная $E_S e^{-i\omega_S t}$, причем разность их частот $\Omega \equiv \omega_L - \omega_S$ близка к частоте Ω_0 собственных колебаний среды. Интерференционное слагаемое $E_L^* E_S e^{i\Omega t}$ в интенсивности суммарного светового поля раскачивает эти собственные колебания. В случае вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна раскачка колебаний происходит под действием электрострикционной силы $f \sim \nabla (|E|^2 \partial e / \partial r)$; в комбинационном рассеянии срабатывает зависимость энергии взаимодействия $\alpha |E|^2$ от молекулярной координаты Q : $d\alpha/dQ \neq 0$, где α — поляризуемость молекулы. В результате в объеме среды создается бегущая пространственно-временная решетка диэлектрической проницаемости, причем в резонансе $\Omega = \Omega_0$ она сдвинута по фазе на 90° ; именно: $\delta e(r, t) = -iAE_L^* E_S e^{i\Omega t}$. Рассеяние возбуждающего света на этой решетке дает слагаемое в индукции $\delta D_S = -iA |E_L(r)|^2 E_S(r) e^{-i\omega_S t}$, совпадающее по частоте и направлению распространения с сигнальным. Таким образом, для сигнала появляется отрицательная мнимая часть диэлектрической проницаемости. Соответствующее усиление $g(r)$ (в см.⁻¹) пропорционально локальной интенсивности волны E_L : $g = G |E_L|^2$.

Обычно ВР развивается от очень низкого уровня спонтанного рассеяния, которое служит источником сигнальной волны. Порог регистрации ВР наступает при общем усилении $\exp(G |E_L|^2 l) \sim \exp(25) \approx 10^{11}$, и соответствующую интенсивность называют пороговой. В типичных условиях ВР наблюдается в режиме насыщения, наступающего при общем усилении $\exp(G |E_L|^2 l) \sim e^{30} \approx 10^{13}$. Здесь G имеет размерность см/Мвт, если $|E_L|^2$ выражать в Мвт/см², а l — длину области усиления — в см. При достижении указанного порогового условия интенсивность экспоненциально усиленных спонтанных шумов сравнивается по порядку величины с интенсивностью рассеиваемой волны. Для обращения волнового фронта наиболее широко используется ВР Мандельштама — Бриллюэна назад (ВРМБ), обладающее довольно большой константой $G \sim 10^{-1}—10^{-2}$ см/Мвт, малым временем раскачки $\tau_S \sim 10^{-8}—10^{-9}$ с и малым сдвигом частоты $v_0 = \Omega_0/2\pi c \ll 1—10^{-2}$ см⁻¹.

В основе физического механизма ОВФ-ВР лежат два основных свойства ВР: большое общее усиление и связь локального коэффициента усиления с локальной интенсивностью возбуждающего поля. Из-за экспоненциального усиления даже умеренное повышение эффективного инкремен-

а $\Delta g/g \sim 1$ может привести к радикальному изменению процесса. ОВФ-ВР реализуется в том случае, когда пространственное распределение интенсивности $|E_L(\mathbf{r})|^2$, а вместе с ним и локального коэффициента усиления стоксовой волны $g(\mathbf{r}) = G |E_L(\mathbf{r})|^2$ обладает существенными пространственными неоднородностями²⁰. Возбуждающее излучение с нерегулярной частью расходимости Θ_0 обладает спекл-структурой с характерным поперечным размером неоднородностей порядка $\Delta r_\perp \sim \lambda \theta_0^{-1}$ и характерной длиной, на которой излучение дифрагирует из одной неоднородности в другую $\Delta z \sim \sim \lambda \theta_0^{-2}$ (здесь λ — длина волны). В необходимых для ОВФ условиях эти размеры должны быть меньше соответствующих размеров области взаимодействия, рис. 8. Эффективный коэффициент усиления данной конфигурации рассеянного поля $E_S(\mathbf{r}, z)$ в каждом сечении $z = \text{const}$ определяется интегралом перекрытия интенсивностей²⁰:

$$g_{\text{эфф}} = G \int |E_L(\mathbf{r}, z)|^2 |E_S(\mathbf{r}, z)|^2 d^2\mathbf{r} \left(\int |E_S(\mathbf{r}, z)|^2 d^2\mathbf{r} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Поэтому наибольшее усиление испытывает такая волна $E_S(\mathbf{r})$, локальные максимумы которой всюду в пространстве совпадают с максимумами E_L . Рассеянная волна с профилем вида $|E_S(\mathbf{r}, z)| = \text{const} \cdot |E_L(\mathbf{r}, z)|$, локальные максимумы которой в каждом сечении z приходятся на максимумы коэффициента усиления, имеет примерно в 2 раза больший коэффициент $g_{\text{эфф}}$ эффективного усиления, чем любая конфигурация E_S , некоррелированная с E_L . В процессе дифракции оба поля $E_L(\mathbf{r}, z)$ и $E_S(\mathbf{r}, z)$ изменяют свою структуру. Естественная возможность сохранить во всем объеме согласованность двух неоднородных полей при их встречном распространении состоит в том, чтобы рассеянное поле $E_S(\mathbf{r}, z)$ было сопряженным к $E_L(\mathbf{r}, z)$, т. е. $E_S(\mathbf{r}, z) \sim E_L^*(\mathbf{r}, z)$. При этом поле $E_S(\mathbf{r}, z)$ окажется обращенным по времени решением по отношению к полю $E_L(\mathbf{r}, z)$, и интерференционные максимумы этих двух полей будут совпадать во всем объеме.

Для такой спекл-неоднородной конфигурации поля, согласованной с неоднородностью среды, можно предложить термин «спеклон». Существенной особенностью спеклона является то, что его мелкоструктурные неоднородности дифрагируют по законам свободного распространения в однородной среде, а его эволюция в пространстве сводится к изменению плавной огибающей. Для обозначения близкого понятия спекл-неоднородных решений с экспоненциальным изменением огибающей по продольной координате используется также термин «мода», введенный в пионерских работах В. Г. Сидоровича^{64, 39}. В настоящее время идет оживленная дискуссия об удобстве использования терминов «мода», «спеклон» или каких-либо других.

Среди исходных спонтанных затравок рассеянного поля имеется как сопряженная (обращенная) конфигурация, так и большое число некоррелированных волн. Когда ОВФ-конфигурация $E_S \sim E_L^*$ получает общее усиление e^{30} , некоррелированная волна, прошедшая то же расстояние, усиливается лишь в e^{15} раз. Именно эта дискриминация некоррелированных решений и приводит к тому, что на выходе из нелинейной среды выживают лишь ОВФ-компоненты рассеянного поля.

Таким образом, физический механизм ОВФ-ВР состоит в преимущественном усилении обращенной конфигурации рассеянного поля за счет того, что локальные максимумы ее спекл-структуры совпадают с локальными максимумами коэффициента усиления во всем объеме взаимодействия.

б) Понятие спеклона

Весьма существенным моментом физического механизма ОВФ-ВР является быстрое перемешивание поперечной спекл-структурой обоих полей в процессе распространения и дифракции (см. рис. 8). Спекл-неоднородные поля получаются в результате интерференции большого числа независимых волн, и, в силу центральной предельной теоремы теории вероятности, спекл-поле обладает статистикой гауссова комплексного случайного процесса (ср. с 65, 66). Поэтому распространение рассеянной волны происходит в среде с неоднородным профилем коэффициента усиления. Дифракция узконаправленных полей такого типа:

$$\begin{aligned} E_L^{\text{вещ}}(\mathbf{r}, z, t) &= 0,5 [E_L(\mathbf{r}, z) e^{-ik_L z - i\omega_L t} + \text{к. с.}], \\ E_S^{\text{вещ}}(\mathbf{r}, z, t) &= 0,5 [E_S(\mathbf{r}, z) e^{ik_S z - i\omega_S t} + \text{к. с.}] \end{aligned} \quad (6)$$

с хорошей точностью описывается параболическими уравнениями, использованными для задачи ОВФ-ВР в 20:

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \Delta_{\perp} E_L(\mathbf{r}, z) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial E_S}{\partial z} - \frac{i}{2k_S} \Delta_{\perp} E_S(\mathbf{r}, z) = \frac{1}{2} G |E_L(\mathbf{r}, z)|^2 E_S(\mathbf{r}, z); \quad (8)$$

здесь $\mathbf{r} = (x, y)$, $\Delta_{\perp} = (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)$, $k_{L,S} = \omega_{L,S} \sqrt{\epsilon/c}$ — волновые числа, и волна накачки E_L предполагается распространяющейся в направлении $(-z)$, а стоксова волна E_S — в направлении $(+z)$. Для ВРМБ ($k_L = k_S$) $\ll 10^{-5} k_L$, и поэтому можно положить $k_L = k_S = k$.

В отсутствие усиления ($G = 0$) уравнение (8) совпадает с комплексно-сопряженным уравнением (7). Поэтому решению $E_L(\mathbf{r}, z)$ для поля накачки всегда можно поставить в соответствие обращенное поле $E_S(\mathbf{r}, z) = \text{const} \cdot E_L^*(\mathbf{r}, z)$, являющееся точным решением уравнения (8) при $G = 0$, $k_L = k_S$. При наличии поперечно-неоднородного усиления $G |E_L(\mathbf{r}, z)|^2$ обращенная волна уже не может быть точным решением уравнения (8). В интересующих нас задачах, однако, именно благодаря мелким продольным масштабам изменения неоднородностей их действие в определенном смысле усредняется, и обращенная волна вида $E_S(\mathbf{r}, z) = s(z) E_L^*(\mathbf{r}, z)$ все же является приближенным решением уравнения (8). Чтобы проиллюстрировать это, представим правую часть уравнения (8) в виде

$$|E_L(\mathbf{r}, z)|^2 E_S(\mathbf{r}, z) \equiv \langle E_L E_L^* \rangle E_S + \langle E_L E_S \rangle E_L^* + \langle E_L^* E_S \rangle E_L + F(\mathbf{r}, z); \quad (9)$$

здесь угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций спекл-неоднородностей, что результирует с совпадает с усреднением по поперечному сечению. Если рассеянное поле сильно коррелировано с полем накачки, а именно: $E_S(\mathbf{r}, z) = s(z) E_L^*(\mathbf{r}, z)$, то $\langle E_L E_S \rangle = s(z) \langle |E_L|^2 \rangle$. Для встречного распространения полей E_L и E_S коррелятор $\langle E_L^* E_S \rangle$ практически всегда равен нулю. В пренебрежении случайно-модулированным слагаемым $F(\mathbf{r}, z)$ из (9) получим

$$E_L^*(\mathbf{r}, z) \frac{ds(z)}{dz} = gs(z) E_L^*(\mathbf{r}, z), \quad |s(z)|^2 = \text{const} \cdot e^{2iz}; \quad (10)$$

здесь $g = G \langle |E_L|^2 \rangle$ средний по пространству коэффициент усиления (в см^{-1} , по интенсивности). Таким образом, обращенная волна усиливается с удвоенным коэффициентом усиления. Этот результат — гауссовская двойка в показателе экспоненты обращающего решения — впервые был получен в работах 38, 39. Возможность пренебрежения пространственно-

перезонансным слагаемым $F(\mathbf{r}, z)$ из (9) была обоснована в ^{39, 43, 67}, см. следующий раздел.

В отличие от общей задачи о распространении света в неоднородных средах, в нашем случае неоднородности среды наведены интерференционной картиной спекл-неоднородного поля $|E_L(\mathbf{r}, z)|^2$. При дифракции света в таких средах существует волна $E_S(\mathbf{r}, z)$ особого типа, называемая в дальнейшем *спеклоном*. Пространственная структура этой волны E_S согласована с неоднородностями среды, $E_S(\mathbf{r}, z) = s(z)E_L^*(\mathbf{r}, z)$, причем дифракция спеклона на неоднородностях не разрушает этой согласованности. В результате спеклон оказывается в пространственном резонансе с неоднородностями среды $|E_L(\mathbf{r}, z)|^2$. Такой пространственный резонанс приводит к увеличению силы взаимодействия спеклона с неоднородностями (конкретно, для ОВФ-ВР — к удвоению коэффициента усиления). В случае попутного распространения спеклона E_S и записывающего неоднородности поля E_L соотношение между ними принимает вид $E_S(\mathbf{r}, z) = s(z)E_L(\mathbf{r}, z)$, т. е. воспроизведение структуры без комплексного сопряжения. Понятие спеклона и методы спекл-модовой теории оказались весьма плодотворными в задачах объемной голографии ^{64, 68, 70}, усиления в насыщающихся средах ^{71, 72, 117}, ОВФ-4ВС ⁷³⁻⁷⁵ и многих других задачах, в которых идет речь о взаимодействии спекл-неоднородных полей.

в) Теория змеечных искажений

В поле спекл-неоднородной накачки $E_L(\mathbf{r}, z)$, имеющей, тем самым, гауссову статистику, вариации коэффициента усиления $\delta g(\mathbf{r}, z) = G(|E_L(\mathbf{r}, z)|^2 - \langle |E_L|^2 \rangle)$ оказывают порядка самого коэффициента усиления $g = G \langle |E_L|^2 \rangle$. В поперечном сечении области с большим усилием $G |E_L(\mathbf{r})|^2$ представляют собой случайно разбросанные пятна. Поскольку поток энергии лазерного поля сохраняется, то в процессе распространения эти пятна прочерчивают изогнутые змеевидные трубки тока, сложным образом переплетающиеся между собой. По отношению к стоксову полю E_S такая змейка представляет собой усиливающий криволинейный микроволновод. Характерный поперечный размер пятна спекл-структуры определяется соотношением неопределенностей: $\Delta r_\perp \sim \lambda / \Delta \theta_L$, где λ — длина волны, $\Delta \theta_L$ — нерегулярная часть расходимости накачки. Поэтому характерная продольная длина одного колена змейки (френелевская длина $l_{\text{фр}}$) составляет $l_{\text{фр}} \sim \Delta r_\perp / \Delta \theta_L \sim \lambda / (\Delta \theta_L)^2$.

Усиление на длине одного колена змейки составляет $\exp(gl_{\text{фр}})$. Если это усиление достаточно велико, $gl_{\text{фр}} \gg 1$, то рассеянная волна «захватывается» в сердцевину змеичного микроволновода. При этом рассеянное поле на краях микроволновода заметно слабее, чем в его сердцевине, соотношение $E_S(r, z) = sE_L^*(r, z)$ нарушается уже после усиления на длине одного колена змейки $l_{\text{фр}}$ ⁴³.

Для ОВФ-ВР наиболее благоприятен противоположный случай, $gl_{\text{фр}} \ll 1$. Тогда относительная амплитуда искажения на длине одного колена составляет малую величину порядка $gl_{\text{фр}}$. В силу случайнога характера этих искажений накопление их от разных слоев, толщиной $l_{\text{фр}}$ каждый, происходит некогерентно, т. е. по интенсивности. На длине $L \ll l_{\text{фр}}$ относительная интенсивность накопленных искажений составляет, таким образом, $(L/l_{\text{фр}})(gl_{\text{фр}})^2 = RL$, где мы ввели коэффициент экстинкции R (см^{-1}) = $g^2 l_{\text{фр}}$, характеризующий темп возбуждения искажений при распространении спеклона по неоднородно-усиливающей среде. Количественный расчет этого коэффициента ^{43, 67, 76} основан на учете влияния пространственно-нерезонансного члена $F(\mathbf{r}, z)$ в (9), который в первом приближении рассмотрения спеклона отбрасывался.

В результате было получено, что

$$R = \frac{\pi |g|^2}{k\Delta\theta_{\text{эфф}}^2}, \quad (11a)$$

$$\frac{1}{\Delta\theta_{\text{эфф}}^2} = \int \int \int j(\theta_1) j(\theta_2) j(\theta_3) \delta[(\theta_1 - \theta_2)(\theta_1 - \theta_3)] d^2\theta_1 d^2\theta_2 d^2\theta_3, \quad (11b)$$

где $j(\theta_x, \theta_y)$ — нормированный на единицу угловой спектр мощности накачки $E_L(r, z)$. Мы сознательно поставили знак модуля при g в (11a), поскольку этот результат верен и в том случае, если волна E_L наводит в среде неоднородности преломления (например, в фазовой объемной голограмме, где $g = ik|E_L|^2$). По порядку величины $\Delta\theta_{\text{эфф}}$ совпадает с шириной углового спектра накачки E_L . Для углового спектра типа параболы $j(\theta) \propto [1 - (\theta^2/\theta_0^2)] \text{sign}[1 - (\theta^2/\theta_0^2)]$ вычисления интеграла из (11b) дают

$$\frac{1}{\Delta\theta_{\text{эфф}}^2} = \frac{8}{3\pi} \frac{1}{\theta_0^2} \approx \frac{1,7}{\beta_{1/2}^2}. \quad (11b)$$

Для гауссовского углового спектра $j(\theta) \propto \exp(-\theta^2/\theta_1^2)$ можно получить (см. ⁶⁷)

$$\frac{1}{\Delta\theta_{\text{эфф}}^2} = \frac{1}{4\theta_1^2} \approx \frac{0,69}{\beta_{1/2}^2}. \quad (11c)$$

В обоих случаях ответ представлен также через $\beta_{1/2}$ (FWHM) — полную угловую ширину по уровню 1/2 от интенсивности в максимуме.

В задаче ОВФ-ВР искажения распространяются в усиливающей среде. Поскольку их структура некоррелирована с неоднородностями накачки, то темп их усиления определяется средним по пространству коэффициентом усиления $g = G \langle |E_L|^2 \rangle$. Напомним, что сам спеклон при ОВФ-ВР усиливается с удвоенным темпом $2G \langle |E_L|^2 \rangle$. Запишем поле $E_S(r, z)$ в виде

$$E_S(r, z) \equiv \frac{s(z) E_L^*(r, z)}{\sqrt{\langle |E_L|^2 \rangle}} + n(r, z), \quad (12)$$

где $n(r, z)$ — искажения (noise). Для однозначности определения подчиним их условию некоррелированности со спеклоном: $\langle n(r, z) E_L(r, z) \rangle = 0$. Тогда для интенсивности спеклона $S(z) = |s(z)|^2$ и интенсивности искажений (шумов) $N(z) = \langle |n|^2 \rangle$ получим

$$\frac{dS(z)}{dz} = 2gS(z), \quad (13)$$

$$\frac{dN(z)}{dz} = gN(z) + RS(z) \quad (14)$$

(уравнение (13) записано в пренебрежении обратным влиянием искажений $n(r, z)$ на спеклон). Его решение имеет вид $S(z) = S_0 \exp(2gz)$. Тогда решение уравнения (14) есть

$$N(z) = N_0 \exp(gz) + S_0 \frac{R}{(2g-g)} (e^{2gz} - e^{gz}). \quad (15a)$$

При достаточно больших $gz \gg 1$, когда произошла дискриминация начальных шумов N_0 , относительная доля змеечных искажений выходит на стационарный уровень:

$$\frac{N(z)}{S(z)} = \frac{R}{g} = \frac{\pi g}{k\Delta\theta_{\text{эфф}}^2}. \quad (15b)$$

Такой стационарный уровень обязан равновесию между возбуждением искажений спеклона (экстинция $R \text{ см}^{-1}$) и отставанием усиления искажений от его усиления (дискриминация $2g-g, \text{ см}^{-1}$).

Структура змеечных шумов также исследовалась в работах^{43, 67, 76}. Было показано, что их угловой спектр локализован в пределах примерно того же телесного угла, в котором распространяется встречное поле накачки. В этом отношении змеечные шумы существенно отличаются от шумов, порождаемых усилением некоррелированных спонтанных затравок. Последние шумы занимают гораздо больший телесный угол, определяемый геометрией усиливающей области, см. ниже, раздел в) гл. 3.

В работе⁴⁸ было показано, что учет обратного влияния змеечных искажений $n(r, z)$ на спеклон приводит к увеличению инкремента усиления спеклона. Этот вывод соответствует тенденции к подчеркиванию рассеянного поля в сердцевинах змеевидных микроволноводов. Приведем результат для подправленного коэффициента усиления ОВФ-компоненты:

$$g_{\text{OVF}} = 2g \left(1 + \frac{\pi g}{2k\Delta\theta_{\text{эфф}}^2} \right). \quad (15\text{в})$$

Режим сильного затягивания в змейки (ВР-захват), реализующийся при $gl_{\text{фр}} \geq 1$, был рассмотрен теоретически в работе⁷⁷.

Подводя итог настоящему разделу, можно сказать, что относительный уровень змеечных искажений N/S мал, а ОВФ-спеклон существует и дает хорошее качество обращения, при условии малости змеечного параметра, $gl_{\text{фр}} = \pi g/k\Delta\theta_{\text{эфф}}^2 < 1$. Иными словами, при этом условии, как следует из соотношения (15б), спеклон $E_S(r, z) = \exp(gz)E_L^*(r, z)$ действительно является решением уравнения (8).

г) Спектрально-угловые сдвиги и границы существования спеклона

Процесс ОВФ-ВР наблюдался не только для ВРМБ, но и для ряда других видов вынужденного рассеяния. В настоящем разделе нас будет интересовать комбинированное ВР (или ВКР), отличающееся относительно большим сдвигом частоты, $\alpha = (\omega_L - \omega_S)/\omega_S \sim 0,1 - 0,3$. На первый взгляд, ОВФ-ВР со столь большим сдвигом частоты представляется невозможным. В самом деле, даже совпадающие в некотором сечении $z = \text{const}$ поля $E_L^*(r, z)$ и $E_S(r, z)$ разной частоты ω_L и ω_S полностью рас согласуются на расстоянии $\Delta z \sim \lambda/\alpha(\Delta\theta_L)^2$ из-за различия законов дифракции.

В приближении параболического уравнения (7) и (8) при $G = 0$ это различие сводится к простому изменению масштаба одного поля по отношению к другому по z -координате в k_L/k_S раз. Поэтому на достаточно большой длине взаимодействия L , т. е. при $L \gg \Delta z$, дифракция препятствует совпадению спекл-структур свободных полей. В то же время именно согласование на всей длине необходимо для работы дискриминационного механизма ОВФ-ВР.

Это противоречие снимается тем, что стоксова волна E_S распространяется в среде с существенно неоднородным коэффициентом усиления. Если неоднородности достаточно сильны, то среда навязывает полю E_S закон распространения, диктуемый полем накачки, и происходит захват в пространственных резонансах с профилем коэффициента усиления. Оценим условие такого захвата⁴¹. ОВФ-решение, обладающее пространственным резонансом, усиливается в e раз по сравнению с нерезонансными конфигурациями на длине дискриминации $l_{\text{диск}} = (2g - g)^{-1} = g^{-1}$. Если рассогласование из-за частотного сдвига мало на этой длине, т. е. если $l_{\text{диск}} \ll \Delta z$, то обращенная конфигурация стоксовой волны успевает непрерывно подстраивать свою структуру под структуру накачки.

Вооружившись малым параметром $\alpha(\Delta\theta_L)^2/\lambda g$, приступим к количественному рассмотрению этого вопроса, следя за работе⁴¹. Эту задачу удобно решать методом разложения Фурье по угловым компонентам. Решение уравнения (7) для накачки имеет в этом представлении вид

$$E_L(r, z) = \sum_q C_L(q) \exp\left(iqr + \frac{iq^2}{2k_L}\right), \quad (16)$$

где $\theta = q/k_L \equiv (\theta_x, \theta_y)$ — угол наклона к оси z . Имея в виду искать решения для стоксовой волны, скоррелированные с неоднородностями накачки во всем объеме,

мы представим $E_S(r, z)$ в виде

$$E_S(r, z) = \sum_{\mathbf{q}} C_S(\mathbf{q}, z) \exp\left(i\mathbf{qr} - \frac{i\mathbf{q}^2}{2k_L}\right), \quad (17)$$

т. е. в виде разложения по элементарным волнам сопряженной накачки. Подчеркнем, что при $|k_L - k_S| \neq 0$ экспоненциальный множитель в (17), где фигурирует именно k_L , не удовлетворяет уравнению (8) без правой части. Тождественное преобразование уравнения (8) с помощью (17) дает

$$\begin{aligned} \frac{dC_S(\mathbf{q}, z)}{dz} + i \frac{\alpha \mathbf{q}^2}{2k} C_S(\mathbf{q}, z) = \\ = \frac{1}{2} G \sum_{\mathbf{q}_1 \mathbf{q}_2 \mathbf{q}_3} C_L^*(\mathbf{q}_1) C_L(\mathbf{q}_2) C_S(\mathbf{q}_3, z) e^{i(\mathbf{q}^2 - \mathbf{q}_1^2 + \mathbf{q}_2^2 - \mathbf{q}_3^2)z/2k} \delta^{(2)}(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_3), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\alpha = (k_L - k_S)/k_S$ и для сокращения записи положено $k_L = k$. При условии малости змеичного параметра можно пренебречь пространственно-перезонансными слагающими $F(r, z)$ в (9), и тогда в приближении теории спеклонов

$$\frac{dC_S(\mathbf{q}, z)}{dz} + \left(i \frac{\alpha \mathbf{q}^2}{2k} - \frac{1}{2} g \right) C_S(\mathbf{q}, z) = \frac{1}{2} G D C_L^*(-\mathbf{q}), \quad (19)$$

где через $D(z)$ обозначено

$$D(z) = \langle C_L | C_S \rangle = \sum_{\mathbf{q}} C_L(-\mathbf{q}) C_S(\mathbf{q}, z). \quad (20)$$

В силу известных теорем анализа выражение (20) соответствует интегралу перекрытия вида $\int E_L E_S d^2z$, а для полей, статистически однородных по поперечному сечению, $\langle C_L | C_S \rangle$ эквивалентно среднему по ансамблю. Поиск решения в виде (17), где в экспонентах фигурирует именно k_L , привел к появлению «неудобного» слагаемого $\sim \alpha \mathbf{q}^2$ в левой части (19). Это слагаемое возникает из-за того, что элементарные экспоненциальные волны из (17) не удовлетворяют законам свободной дифракции стоксова поля. Выигрыши же состоят в том, что уравнение (19) имеет не зависящие от z коэффициенты.

Наибольший интерес представляет следующее решение уравнения (19):

$$C_S^0(\mathbf{q}, z) = e^{\mu z} \frac{\frac{1}{2} G D_0}{\mu + (i\alpha \mathbf{q}^2/2k) - (g/2)} C_L^*(-\mathbf{q}), \quad (21)$$

переходящее при $\alpha \rightarrow 0$ в точную ОВФ-волну с $\mu = g$. Домножая (21) на $C_L(-\mathbf{q})$ и суммируя по \mathbf{q} (т. е. усредняя по ансамблю), получим при $D_0 \neq 0$ уравнение для μ . Не выписывая это уравнение явно (см. ⁴¹), приведем здесь его решение в виде разложения по степеням малого параметра α :

$$\mu = g - i \frac{\alpha \overline{\mathbf{q}^2}}{2k} - \frac{1}{2} g \left(\frac{\alpha k}{g} \right)^2 [\overline{(\theta_x^2)} - (\overline{\theta^2})^2] + O(\alpha^3); \quad (22)$$

здесь черта означает усреднение по угловому спектру интенсивности накачки, например

$$\overline{\theta^2} = \int j_L(\theta) (\theta_x^2 + \theta_y^2) d\theta_x d\theta_y.$$

Как видно из (21), найденное нами решение не является точно обращающим накачку. Именно, при $\alpha k (\Delta \theta_L)^2/g \ll 1$ из (21), (22) следует, что

$$\begin{aligned} E_S(r, z) \approx \text{const} \cdot \exp(\mu z) \left[E_L^*(r, z) + i \frac{\alpha}{kg} \Delta_\perp E_L^* \right] \approx \\ \approx \text{const} \cdot \exp(\mu z) E_L^*(r, z - \frac{\alpha}{g}) + O(\alpha^2). \end{aligned} \quad (23)$$

Для количественной характеристики неточности ОВФ удобно ввести понятие доли обращения H , характеризующей степень перекрытия полей E_L^* и E_S . Следуя ⁴¹,

мы определим ее как

$$H = \frac{\left| \int E_L(\mathbf{r}, z) E_S(\mathbf{r}, z) d^2\mathbf{r} \right|^2}{\int |E_L|^2 d^2\mathbf{r} \int |E_S|^2 d^2\mathbf{r}}, \quad 0 \leq H \leq 1. \quad (24)$$

Равенство нулю параметра H означает полное отсутствие корреляции; напротив того, $H = 1$ при $E_S(\mathbf{r}) = \text{const} \cdot E_L^*(\mathbf{r})$.

Доля ОВФ для спеклона вида (23) мало отличается от единицы:

$$H = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha k}{|g|} \right)^2 [(\overline{\theta^2})^2 - (\overline{\theta^2})^2]. \quad (25)$$

Уменьшение инкремента усиления $2R\epsilon \mu$ из (22) по сравнению с просто удвоенным $2g$ как раз и обусловлено неполной корреляцией взаимодействующих полей (25). Любопытно отметить, что при вещественном g с указанной точностью отличие полей E_L^* и E_S сводится к пространственному сдвигу вдоль оси z на величину $\delta z = \alpha/g$.

Таким образом, проведенное рассмотрение показывает, что для накачки, статистически-однородной в объеме взаимодействия, условие существования режима обращения при ВКР принимает вид

$$\alpha k \sqrt{\overline{\theta^4} - (\overline{\theta^2})^2} \leq g \leq k \theta_{\text{эфф}}^2, \quad (26)$$

где правое из неравенств (26) выражает условие малости эмиссивных искажений. До сих пор мы все время обсуждали соотношение $E_S(\mathbf{r}, z) = sE_L^*(\mathbf{r})$ для медленных амплитуд. Напомним, что полная комплексная амплитуда отличается от медленной множителем $\exp(-ikLz)$ для накачки и множителем $\exp(ikSz)$ для рассеянной волны. Разумеется, с учетом быстрых множителей соотношение $E_S = sE_L^*$ не выполняется, так как s не является константой, а быстро зависит от z по закону $\exp[i(k_L - k_S)z]$. Важно, однако, что поперечная структура поля при этом все же обращается.

Перейдем теперь от ОВФ-ВКР к другой задаче, представляющей уже заметный практический интерес, к задаче ОВФ-ВР с угловым сдвигом, т. е. с поворотом. Именно, рассмотрим ситуацию, когда при воспроизведении поперечной структуры требуется осуществить поворот всего поля как целого:

$$E_S(\mathbf{r}, z) = E_L^*(\mathbf{r}, z) \exp \left(ik\psi r - \frac{1}{2} ik\psi^2 z \right). \quad (27)$$

Для простоты будем считать, что $|k_L| = |k_S| = k$. Вектор $\psi = e_x \psi_x + e_y \psi_y$ лежит в плоскости, перпендикулярной центральному направлению распространения e_z и характеризует величину и направление угла поворота. Если E_L — единственная плоская волна, то поле вида (27) удовлетворяет свободному параболическому уравнению (8). Если же спекл-поле E_L образовано угловыми компонентами с шириной порядка $\Delta\theta_L$, то соотношение вида (27) в свободном пространстве сохраняется лишь на ограниченном интервале Δz . В приближении параболического уравнения такое расхождение сводится к простому сдвигу в поперечной плоскости на $\Delta r = \psi z$. Отсюда следует ограничение $\Delta z \sim a/|\psi| = \lambda \Delta\theta_L |\psi|$, где $a = \lambda/\Delta\theta_L$ — поперечный размер спекл-неоднородностей. Если же повернутая ОВФ-волна распространяется в присутствии спекл-неоднородной накачки, то при достаточно большом усилении может произойти захват в режиме пространственного резонанса. Проводя вычисления⁷⁸, аналогичные задаче ОВФ-ВКР, можно получить приближенное ОВФ-решение:

$$E_S(\mathbf{r}, z) = \text{const} \cdot \exp(\mu z) E_L^*(\mathbf{r}, \mathbf{r} + \psi/g) e^{ik\psi r - ik\psi^2 z/2} + O(\psi^2), \quad (28)$$

$$\mu = g - ik \overline{(\Psi\theta)} - \frac{k^2}{g} [(\overline{\Psi\theta})^2 - (\overline{\Psi\theta})^2].$$

Как и для ВКР, искажения в (28), сводящиеся в этом приближении к поперечному сдвигу на $\Delta r = \psi/g$, приводят к небольшому расхождению рассеянного и возбуждающего полей и, как следствие этого, к уменьшению инкремента. Условие существования ОВФ спеклона здесь имеет вид

$$k [(\overline{\Psi\theta})^2 - (\overline{\Psi\theta})^2] \leq g \leq k \Delta\theta_{\text{эфф}}^2. \quad (29)$$

Если правое из неравенств (29) выполнено с достаточным запасом $g/k \Delta\theta^2 \ll 1$ то допустимый угол $\Delta\psi$, при котором еще существует спеклон, составляет $\Delta\psi \approx (g/k \Delta\theta^2) \Delta\theta \ll \Delta\theta$.

Таким образом, согласованное с накачкой решение — спеклон — оказывается достаточно устойчивым по отношению как к частотному, так и к угловому сдвигу.

д) Поперечная когерентизация при ОВФ-ВР

В большинстве случаев ОВФ-ВР возбуждается от случайных спонтанных затравок, некоррелированных в пространстве. Из всевозможных начальных конфигураций рассеянного поля лучше всего усиливаются те, для которых локальные максимумы совпадают с максимумами спектральной накачки. Нетрудно понять, однако, что этому условию удовлетворяет не только точно обращенная волна, но и волны вида

$$E_S(r) = f(r) E_L^*(r), \quad (30)$$

где $f(r, z)$ — огибающая, плавная в масштабе спектральной структуры. ОВФ-компоненты, возбуждаемого от спонтанных источников поля исходно с наибольшей вероятностью имеет не плавную, а случайную, сильно изрезанную огибающую. Однако в процессе распространения форма огибающей слаживается, ее поперечный масштаб увеличивается, т. е. происходит *поперечная когерентизация огибающей*. Для количественного рассмотрения этого процесса⁷⁸ удобно представить начальную огибающую $f(r, z = 0)$ в виде разложения по угловым компонентам

$$f(r, z = 0) = \int \tilde{f}(\psi, z = 0) \exp(ik\psi r) d^2\psi. \quad (31)$$

Наибольшим инкрементом, согласно формуле (28) из предыдущего раздела, обладает ОВФ-компоненты с $\psi = 0$. На достаточно большом расстоянии z близким общим усилением обладают компоненты в пределах относительно малого угла $\Delta\psi \sim (2k^2 \Delta\theta_L^2 z/g)^{-1/2}$, определяемого из условия $2Re[\mu(\psi) - \mu(0)]z \leq 1$. Отсюда следует, что характерный поперечный масштаб неоднородностей усиленной ОВФ-огибающей составляет порядка

$$\Delta r_{\text{кор}} \sim \sqrt{\frac{2\Delta\theta_L^2 z}{g}}. \quad (32)$$

Пользуясь соотношениями типа теоремы Ван — Циттерта — Цернике, можно получить явное выражение для коррелятора $\langle f^*(r_1, z) f(r_2, z) \rangle$ см.⁷⁸. Для оценки $\Delta r_{\text{кор}}$ на выходе из активной среды следует учесть, что когерентизация происходит лишь на участке экспоненциального усиления, где полный инкремент равен $2gz = 25$. Поэтому из (32) получим

$$\Delta r_{\text{кор}} = \frac{4}{\sqrt{25}} z \sqrt{\Delta\theta_L^2} = 0,8z\Delta\theta_L, \quad (33)$$

где z — длина области экспоненциального усиления; вблизи порога ВР z совпадает с длиной взаимодействия. Коэффициент в (33) вычислен в предположении, что $\Delta r_{\text{кор}}$ есть радиус корреляции по уровню e^{-1} от значения коррелятора в максимуме, а $\Delta\theta_L$ — полная угловая ширина по тому же критерию для гауссовой формы спектра.

Условие точного ОВФ имеет вид $\Delta r_{\text{кор}} \geq d$ — диаметра пучка накачки на входе в среду.

Обсудим экспериментальные следствия картины ОВФ с неполностью когерентной огибающей. Пусть фазовая пластина ФП, создающая спектральную структуру из исходно-плоской волны накачки, расположена не слишком далеко от входа в активную среду (или его изображения). Тогда рассеянное поле вида (30) после прохождения ФП в обратном направлении выпрямляет свою мелкомасштабные неоднородности, но сохраняет плавную модуляцию огибающей $f(r)$. Поэтому восстановленная стоксова волна даст в дальней зоне яркий керн, телесный угол которого будет больше дифракционного предела в $(d/r_{\text{кор}})^2$ раз. В целом ряде задач, где не требуется идеальной дифракционной фокусировки излучения, такое неполноту когерентное ОВФ может оказаться вполне удовлетворительным для применения.

Изложенное выше показывает, что при ОВФ-ВР по существу протекают три дискриминационных процесса, обеспечивающих высокое качество ОВФ. Прежде всего, подавляющая доля спонтанных затравочных конфигураций, некоррелированных с накачкой, усиливается со вдвое меньшим инкрементом и, тем самым, дискриминируется по сравнению с ОВФ-полем. Во-вторых, постоянно возбуждаемые спектральными змеечнымиискажения также дискриминируются из-за отставания в темпе усиления. Наконец, дискриминация ОВФ-решений с небольшим наклоном ψ приводит к постепенному выравниванию огибающей ОВФ-компоненты до постоянного значения на всем поперечном сечении пучка.

(e) ОВФ деполяризованного излучения

Активные стержни твердотельных усилителей могут вносить не только фазовые, но и поляризационные искажения в усиливаемый пучок. В этой связи встает вопрос о поляризационных свойствах процесса ОВФ-ВР.

Теория поляризационных эффектов при ОВФ-ВРМБ была разvига в работе⁴⁵, которой мы и следуем в настоящем пункте.

Систему уравнений (7), (8) в векторном виде для ОВФ-ВРМБ следует записать в виде⁴⁵

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \right) E_L^*(r, z) = 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \right) E_S(r, z) = \frac{1}{2} G(E_L^* E_S) E_L, \quad (34)$$

причем из поперечности волн следует $(E_L e_z) = (E_S e_z) = 0$. Векторная структура правой части уравнения для стоксовой волны, записанная в (34), может быть получена из следующих рассуждений. В процессе ВРМБ интерференция полей E_L^* и E_S раскачивает в среде скалярный параметр — возмущение плотности $\delta\rho \curvearrowright (E_L^* E_S)$, а рассеяние накачки E_L на решетке диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon = (\partial\varepsilon/\partial\rho)\delta\rho$ приводит к усилению стоксова поля.

Если излучение накачки является полностью поляризованным, т. е. имеет постоянный по поперечному сечению орт поляризации e_L :

$$E_L(r, z) = e_L E_L(r, z), \quad (35)$$

то, как легко видеть из (34), обращенная стоксова волна с наибольшим инкрементом имеет вид

$$E_S(r, z) = \text{const} \cdot e_L E_L^*(r, z). \quad (36)$$

Иначе говоря, для полностью поляризованной накачки (35) происходит ОВФ пространственной структуры и воспроизведение (без комплексного сопряжения!) орта поляризации. Тем самым, в отношении поляризации ВР-зеркало оказывается схожим с обычным зеркалом; например, правополяризованная падающая волна $(e_x - ie_y) \exp(-ikz)$, отражаясь от решетки скалярных возмущений $\delta\varepsilon(r, z)$, переходит в левополяризованную отраженную волну $(e_x - ie_y) \exp(ikz)$.

Ситуация оказывается заметно более сложной, если поле накачки деполяризовано. Подчеркнем, что под деполяризацией мы будем понимать неоднородность вектора поляризации по поперечному сечению пучка (в отличие от того, что обычно рассматривают непостоянство этого вектора во времени; см., например,⁷⁹, § 50).

Любое поперечное поле $E_L(r)$ можно разложить по произвольному базису взаимно-ортогональных ($(e_1 e_2^*) = 0$) единичных комплексных векторов e_1 и e_2 :

$$E_L(r, z) = e_1 E_1(r, z) + e_2 E_2(r, z). \quad (37)$$

Удобно выбрать орты e_1 и e_2 таким образом, чтобы спектр-структуры полей E_1 и E_2 были некоррелированы. Тогда можно ввести степень поляризации p определениями

$$\begin{aligned} \langle E E^* \rangle &= I, \quad \langle E_1^* (r, z) E_2(r, z) \rangle = 0, \\ \langle |E_1|^2 \rangle &= \frac{1}{2} I(1+p), \quad \langle |E_2|^2 \rangle = \frac{1}{2} I(1-p), \quad 0 \leq p \leq 1. \end{aligned} \quad (38)$$

В общем случае комплексных ортов e_1 и e_2 при $0 < p < 1$ мы имеем частичную эллиптическую поляризацию монохроматической волны.

В соответствии со всем сказанным рассеянное поле удобно записать в виде разложения по тем же (а не сопряженным) ортам \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 :

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, z) = \mathbf{e}_1 S_1(\mathbf{r}, z) + \mathbf{e}_2 S_2(\mathbf{r}, z). \quad (39)$$

Тогда, применяя алгоритм теории спеклонов (9) к (34), получим систему

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \right) S_1 &= \\ &= \frac{1}{2} G [\langle |E_1|^2 \rangle S_1(\mathbf{r}, z) + \langle S_1 E_1 \rangle E_1^*(\mathbf{r}, z) + \langle S_2 E_1 \rangle E_2^*(\mathbf{r}, z)], \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \right) S_2 &= \\ &= \frac{1}{2} G [\langle S_1 E_2 \rangle E_2^*(\mathbf{r}, z) + \langle |E_2|^2 \rangle S_2(\mathbf{r}, z) + \langle S_2 E_2 \rangle E_2^*(\mathbf{r}, z)], \end{aligned} \quad (40)$$

где учтено, что $\langle E_1^* E_2 \rangle = 0$. Рассмотрим прежде всего стоксовые волны, некоррелированные по пространственной структуре с обеими компонентами накачки. Для таких волн $\langle S_1 E_1 \rangle = \langle S_2 E_1 \rangle = \langle S_1 E_2 \rangle = \langle S_2 E_2 \rangle = 0$, и в результате z -зависимость вида $e \exp(uz)$ отвечает инкрементам

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_1, \quad \mu = \frac{1}{4} g(1+p), \quad \mathbf{e} = \mathbf{e}_2, \quad \mu = \frac{1}{4} g(1-p), \quad (41)$$

где $g = GI$. Иначе говоря, данная $\mathbf{e}_{1,2}$ компонента некоррелированной стоксовой волны чувствует лишь среднюю по пространству интенсивность той же поляризационной компоненты накачки.

Среди коррелированных решений наибольшим усилением обладает спеклон

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, z) = \mathbf{M}_1(\mathbf{r}, z) = \mathbf{e}_1 E_1^*(\mathbf{r}, z) \exp\left[\frac{g(1+p)z}{2}\right], \quad (42)$$

являющийся решением уравнения (40). Имеется аналогичное коррелированное решение уравнений (40) для второй поляризационной компоненты:

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, z) = \mathbf{M}_2(\mathbf{r}, z) = \mathbf{e}_2 E_2^*(\mathbf{r}, z) \exp\left[\frac{g(1-p)z}{2}\right]. \quad (43)$$

Все перечисленные выше решения (41)–(43) имеют однородную по пространству поляризацию (\mathbf{e}_1 или \mathbf{e}_2) и не взаимодействуют с «чужой» поляризационной компонентой накачки.

В самом деле, в первом из уравнений (40) есть нетривиальное слагаемое вида $E_2^* \langle S_2 E_1 \rangle$, ответственное за взаимодействие различных поляризационных компонент. Это слагаемое связано с когерентным рассеянием компоненты накачки $\mathbf{e}_1 E_1(\mathbf{r}, z)$ на той части скалярной гиперзвуковой решетки $\delta\varepsilon$, которая записана интерференцией «чужих» поляризационных компонент $\mathbf{e}_2^* E_2^*(\mathbf{r}, z)$ с $\mathbf{e}_2 S_2(\mathbf{r}, z)$. Аналогичное слагаемое $E_1^* \langle S_1 E_2 \rangle$ есть и во втором из уравнений (40). Однако для решений (41)–(43) эти слагаемые не срабатывали, поскольку для них $\langle S_1 E_2 \rangle = \langle S_2 E_1 \rangle = 0$.

Существуют, однако, еще два коррелированных решения системы (40), для которых указанные свойства уже не имеют места. В решениях данная поляризационная компонента стоксова поля оказывается скоррелированной с пространственной структурой ортогональной компоненты накачки

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, z) = \mathbf{M}_3(\mathbf{r}, z) = [E_1^*(\mathbf{r}, z)(1-p)\mathbf{e}_2 + E_2^*(\mathbf{r}, z)(1+p)\mathbf{e}_{\perp}] e^{\frac{1}{2}gz}, \quad (44)$$

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, z) = \mathbf{M}_4(\mathbf{r}, z) = (E_1^* \mathbf{e}_2 - E_2^*) \mathbf{e}_{\perp} e^{Oz} = [\mathbf{E}_L^* \mathbf{e}_{\perp}]. \quad (45)$$

Любопытное свойство решения (44) состоит в том, что его инкремент не зависит от степени поляризации накачки p при заданной ее полной интен-

сивности $I = \langle E_L^* E_L \rangle$. Для этого решения ослабляющее влияние деполяризации точно компенсируется повышением инкремента за счет пространственной коррелированности. Что же касается волны (45), то она строго ортогональна к накачке во всех точках пространства и поэтому вообще не записывает никаких решеток и не усиливается. График зависимости инкрементов для решений (41)–(45) от степени поляризации накачки p при $I = \text{const}$ приведен на рис. 9. Результаты экспериментального исследования ОВФ-ВРМБ деполяризованных полей излагаются в п. в) гл. 2, в целом они очень хорошо согласуются с изложенной выше теорией.

Одним из важных выводов, следующих из теории ВР деполяризованных пучков и подтвержденных экспериментом, состоит в явлении нелинейной поляризационной селекции. Именно, наибольшим инкрементом обладает тот спеклон, поляризация которого совпадает с поляризацией более интенсивной компоненты возбуждающего излучения. В силу экспоненциальной зависимости выходной интенсивности от инкремента ($e^{g_2} \sim e^{25}$) в рассеянном излучении этот спеклон доминирует, так что рассеянное поле оказывается (при $r_{\text{возд}} \neq 0$) полностью поляризованным. Другой пример нелинейной селекции такого рода будет обсужден в следующем разделе.

ж) Нелинейная селекция и монохроматического излучения

В случае немонохроматического возбуждающего излучения важным параметром является отношение ширины спектра излучения $\Delta\omega$ к полуширине линии спонтанного рассеяния Γ . Если ширина линии накачки много меньше Γ , то ВР можно описывать в терминах взаимодействия монохроматических волн. Пусть теперь накачка $E_L(t)$ состоит из двух монохроматических компонент, с частотами ω_1 и ω_2 , так что $\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega$, а стоксово излучение — из соответствующим образом сдвинутых по частоте гармоник $\omega_1 - \Omega$, $\omega_2 - \Omega$:

$$\begin{aligned} E_L(t) &= e^{-i\omega_1 t} (E_{1L} + e^{i\Delta\omega t} E_{2L}), \\ E_S(t) &= e^{-i(\omega_1 - \Omega)t} (E_{1S} + e^{i\Delta\omega t} E_{2S}). \end{aligned} \quad (46)$$

Укороченное уравнение для раскачки гиперзвуковой волны $\delta\rho(t) = \tilde{\rho}(t) e^{i\Omega t} + \tilde{\rho}^*(t) e^{-i\Omega t}$ имеет вид

$$\frac{d\tilde{\rho}(t)}{dt} + \Gamma\rho(t) = -iAE_L^* E_S e^{-i\Omega t} \equiv -iA(E_{1L}^* + e^{-i\Delta\omega t} E_{2L}^*)(E_{1S} + e^{i\Delta\omega t} E_{2S}). \quad (47)$$

Из его решения

$$\tilde{\rho}(t) = -\frac{iA}{\Gamma} \left[(E_{1L}^* E_{1S} + E_{2L}^* E_{2S}) + \frac{E_{1L}^* E_{2S} e^{i\Delta\omega t}}{1 + (i\Delta\omega/\Gamma)} + \frac{E_{2L}^* E_{1S} e^{-i\Delta\omega t}}{1 - (i\Delta\omega/\Gamma)} \right] \quad (48)$$

следует, что при $\Delta\omega \gg \Gamma$ каждая спектральная компонента накачки эффективно защищает возмущения плотности лишь со «своей» стоксовой волной. Таким образом, при $\Delta\omega \gg \Gamma$ ситуация аналогична поляризационной задаче, где возмущения плотности возбуждались лишь интерференцией волн совпадающих поляризаций. Отличие временной задачи состоит в том, что число независимых временных компонент N может быть не две (как в поляризационной задаче), а гораздо больше, $N \sim \Delta\omega/\Gamma$.

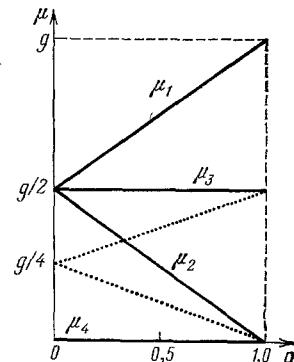


Рис. 9. Зависимость инкрементов спеклонов $\mu_{1,2,3,4}$ (сплошные линии) и некоррелированных волн для разных поляризаций (пунктирные) от степени поляризации накачки p .

Продолжая эту аналогию, отметим, что немонохроматическое поле накачки факторизованного вида

$$E_L(r, z, t) = e_L(t) E(r, z) \quad (49)$$

вместе со стоксовой волной вида

$$E_S(r, z, t) = c e_L(t) E^*(r, z), \quad (50)$$

в которой временная структура воспроизводится без сопряжения, а пространственная структура обращается, дают эффективное возбуждение гиперзвуковой волны

$$\delta\rho(r, z, t) = -iAc [E^*(r, z)]^2 \int_{-\infty}^t |e_L(t')|^2 e^{-\Gamma-(t-t')} dt'. \quad (51)$$

Рассеяние накачки на этих возмущениях плотности приводит к усилению стоксовой волны вида (50) с удвоенным инкрементом. Подчеркнем, что любые быстрые осцилляции фазы функции $e_L(t)$ не влияют, согласно (51), на эффективность возбуждения стоксовой волны вида (50).

Произвольное поле накачки $E_L(r, t)$, некогерентное как по пространству, так и по времени, всегда можно представить, и притом бесконечным числом способов, в виде разложения

$$E_L(r, t) = \sum_i \alpha_i e_i(t) \mathcal{E}_i(r), \quad (52)$$

где $e_i(t)$ — функции, нормированные и ортогональные на интервале $T \leq \Gamma^{-1}$, таком, что $\Delta\omega T \gg 1$. Однозначность такого разложения, как и в случае поляризационной задачи, достигается требованием ортогональности структур $\mathcal{E}_i(r)$ по пространству. При этом их можно считать нормированными, включив остальные множители в коэффициент α_i . Такое разложение в литературе называется разложением Карумена — Лоэза (см. ¹⁰⁹). Разложения по факторизованным функциям вида (49) для задачи ОВР при ВР немонохроматического излучения были использованы в работах ^{105–108, 110}. В работе ¹⁰⁷ впервые было использовано биортогональное разложение (52).

Решение для стоксового поля в том же самом случае $\Delta\omega \gg \Gamma$ будем искать, по аналогии с поляризационной задачей, в виде

$$E_S(r, z, t) = \sum_i f_{ik}(z) e_i(t) \mathcal{E}_k^*(r, z). \quad (53)$$

Пользуясь биортогональностью базиса разложения в пренебрежении поправками порядка $\Gamma/\Delta\omega$ и считая $\mathcal{E}_k(r, z)$ спекл-полями с гауссовой статистикой, получим систему уравнений *)

$$\frac{df_{ik}}{dz} = \frac{1}{2} G (|\alpha_i|^2 f_{ik} + \alpha_i \alpha_k^* f_{ki}). \quad (54)$$

Обозначим через N число членов разложения (52). Тогда матрица f_{ik} имеет размерность $N \times N$, и система (54) имеет N^2 линейно-независимых решений. Замечательно, что все N^2 собственных (т. е. вида $\exp(i\mu z)$) решений этой системы могут быть найдены и записаны в явном виде. Прежде всего, имеется N решений вида

$$f_{ik} = \delta_{im} \delta_{km}, \quad \mu_m = G |\alpha_m|^2, \quad m = 1, \dots, N. \quad (55)$$

Кроме того, имеется $N(N-1)/2$ «хитрых» решений с матрицей

$$f_{ii} = 0, \quad f_{ik} = \frac{\alpha_i}{\alpha_k} f_{ki} \quad \text{при } i \neq k, \quad \mu_{ik} \equiv \mu_{ki} = \frac{1}{2} G (|\alpha_i|^2 + |\alpha_k|^2) \quad (56)$$

и еще столько же не усиливающихся решений с матрицей

$$f_{ii} = 0, \quad f_{ik} = -\left(\frac{\alpha_k}{\alpha_i}\right)^* f_{ki} \quad \text{при } i \neq k, \quad \mu = 0. \quad (57)$$

Случай $N = 2$ тождественно совпадает как по системе уравнений, так и по системе мод, с поляризационной задачей ⁴⁵, см. предыдущий раздел. Для накачки, состоящей из двух монохроматических компонент, то же самое решение для $N = 2$ было еще раз выписано в работе ¹¹⁰.

*) В формулах этого раздела суммирование по повторяющимся индексам не подразумевается.

Основной вывод из полученных решений состоит в том, что при $\Delta\omega \gg \Gamma$ и вблизи порога ВР процесс нелинейной селекции должен приводить к доминированию в рассеянном поле факторизованной ОВФ-компоненты вида $\tilde{\xi}_{i_0}^*(\mathbf{r}) e_{i_0}(t)$, представленной в накачке с наибольшим весом $|\alpha_{i_0}|^2$. Этот вывод впервые был сделан в работах^{108, 107} на основе несколько иного рассмотрения. Важность этого вывода может быть проиллюстрирована¹⁰⁷ задачей ОВФ слабого сигнала, поступающего на вход мощного усилителя. Усилитель увеличивает мощность сигнала, направляемого в нелинейную среду, и одновременно добавляет к нему усиленное спонтанное излучение, общая мощность которого может даже превышать во много раз мощность усиленного сигнала. Тем не менее, сигнал даже после усиления имеет факторизованный вид, а шум распределен по многим компонентам разложения (52). Поэтому благодаря нелинейной селекции можно найти условия, когда шум не отражается, а сигнал испытывает пространственное ОВФ.

К сожалению, эффективность селекции высока лишь в пренебрежении насыщением накачки. В рамках рассматриваемой модели каждая факторизованная стоксова мода вида (55) перерабатывает в себя энергию лишь из соответствующей компоненты накачки. Поэтому при заметном насыщении распределение величин $|\alpha_i|^2$ в объеме среды выравнивается, и селекция ослабляется. Эта тенденция для $N = 2$ (в поляризационной задаче) была экспериментально зарегистрирована в^{83, 84}.

3) Влияние насыщения на ОВФ

В подавляющем большинстве экспериментов процесс ВР идет с заметным истощением накачки за счет перерассеяния в стоксовой волну. В самом деле, диапазон интенсивности накачки, где ВР уже может быть зарегистрировано, но насыщение еще не началось, весьма узок: $20 \leq G |E_L|^2 \leq 25$. Кроме того, достижение большого коэффициента отражения при ОВФ-ВР автоматически подразумевает режим глубокого насыщения. Теоретическое рассмотрение насыщения при ВР назад было проведено в работе Танга¹¹¹ безотносительно к ОВФ. Обращение в режиме насыщения было исследовано в работах¹¹²⁻¹¹³, а также в сборнике⁸⁰, с. 80 и 117. Ниже мы будем следовать результатам этих работ.

Система исходных уравнений с учетом истощения накачки имеет вид (7), (8), где уравнение (7) модифицируется до

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_L E_L(\mathbf{r}, z) = \frac{1}{2} G |E_S(\mathbf{r}, z)|^2 E_L(\mathbf{r}, z). \quad (7a)$$

На входе в среду ($z = L$) поле накачки имеет развитую спекл-структурну. В процессе истощения неоднородной стоксовой волной вдоль по z меняется не только средняя интенсивность накачки, но и ее структура, т. е. нельзя считать, как в нелинейном режиме, что спекл-структура накачки дифрагирует по законам однородной среды. Стоксова волна возбуждается от спонтанных шумов и поэтому обладает гауссовой статистикой. За счет взаимодействия с накачкой стоксова волна не только усиливается, но также меняет структуру. Для дальнейшего существенно, что при условии малости змеичного параметра (15), разумно считать поля сохраняющими гауссову статистику во всем объеме. Тогда к ним можно применять методы теории спеклонов, и уравнения (7a), (8) могут быть преобразованы к

$$\frac{dI_S}{dz} = \frac{dI_L}{dz} = GI_L I_S(1+H), \quad (58)$$

$$\frac{dH}{dz} = G(I_L + I_S)H(1-H), \quad (59)$$

$$I_L, S = \langle |E_{L,S}(\mathbf{r}, z)|^2 \rangle, \quad H(z) = \frac{|\langle E_L E_S \rangle|^2}{I_L I_S}. \quad (60)$$

Подчеркнем, что $H(z)$ совпадает с понимаемой в обычном смысле долей ОВФ лишь в выходном сечении $z = L$. Во всех остальных сечениях $H(z)$ есть коэффициент перекрытия стоксовой волны не с исходным полем накачки, а с реально присутствующим в данном сечении. При $H = 1$ уравнения (58) описывают ВР взаимнообращенных полей, и эффективный коэффициент взаимодействия равен $2G$ (гауссова двойка). При $H = 0$ исчезает пространственный резонанс и происходит энергообмен между некоррелированными волнами, т. е. взаимодействие с коэффициентом G . Из уравнения (59) следует, что dH/dz обращается в нуль как при $H = 0$ (поля остаются некоррелированными на всей длине взаимодействия), так и при $H = 1$ (точное ОВФ во всех сечениях).

Формулой (58) фактически обозначена система двух уравнений — для I_L и I_S , имеющая точный интеграл

$$I_L(z) - I_S(z) = \text{const} = I_L(L) - I_S(L) = I_L(L)(1 - R), \quad (61)$$

где введено обозначение R для коэффициента отражения (по интенсивности). Благодаря этому остается всего два уравнения, например для $I_L(z)$ и $H(z)$. Вводя обозначение

$$y(z) = GI_L(L) \int_z^L [1 + H(z')] dz', \quad (62a)$$

получим решение в виде

$$I_L(z) = I_L(L) \frac{1-R}{1-R \exp[-y(1-R)]}, \quad I_S(z) = I_L(z) - I_L(L)(1-R), \quad (62b)$$

$$H(z)[1-H(z)]^{-2} = \text{const} \cdot I_L(z) I_S(z).$$

Константа в (62б) определяется из граничного условия на значение $H(z=0)$ характеризующее величину проекции в сечении $z=0$ стоксова сигнала на то поле накачки, которое этого сечения достигает. В типичной ситуации ОВФ из спонтанных шумов $H(0) \ll 1$. Подробное исследование хода функций $H_{L,S}(z)$ и $H(z)$ от z при различных значениях безразмерных параметров задачи $GLI_L(L)$ и $H(0)$ было проведено в работе¹¹². Наибольший интерес представляет связь качества ОВФ (т. е. величины $H(L)$) с коэффициентом отражения R ; эту связь можно получить из формул (62) непосредственно (см. ¹¹³ и ⁶⁰, с. 117):

$$H(L) = 1 + \frac{b^2}{4} - \sqrt{b^2 + \frac{b^4}{4}}, \quad b = \sqrt{\frac{I_S(0)}{I_L(L)} \frac{1-R}{R} \frac{1}{H(0)}}, \quad (63)$$

так что $H(L) \approx 1 - b$ при $b \ll 1$, $H(L) \approx b^{-2}$ при $b \gg 1$. Условие высокого качества ОВФ, т. е. условие достаточной дискриминации некоррелированных усиленных шумов, в режиме насыщения принимает вид $b \ll 1$. Для сравнения с условием дискриминации в линейном режиме (см. ниже п. в) заметим, что $H(z=0) \approx (\theta_{\text{диф}}/\theta_{\text{ш}})^2$, где дифракционный угол $\theta_{\text{диф}} = d/\lambda$, и $\theta_{\text{ш}}$ — угол усиливаемых шумов. Кроме того, $I_S(0) \approx I_L^{\text{пор}} \exp(-30) (\theta_{\text{ш}}/\theta_{\text{диф}})^2$, поскольку $I_S(0)$ включает в себя вклады всего усиливаемого углового спектра шумов, а доля рассеяния в точно обращающую конфигурацию (т. е. в телесный угол $\theta_{\text{диф}}^2$) в типичных условиях составляет около e^{-30} . Наконец, $I_L(0) \approx I_L^{\text{пор}} \approx I_L(L)(1-R)$, так что условие дискриминации с учетом насыщения принимает вид

$$1-H \approx b \approx e^{-15} \left(\frac{\theta_{\text{ш}}}{\theta_{\text{диф}}} \right)^2 \sqrt{\frac{(1-R)^2}{R}}. \quad (64)$$

Фактор $e^{-15} (\theta_{\text{ш}}/\theta_{\text{диф}})^2$ является малым параметром, определяющим качество дискриминации в линейном режиме (без насыщения). В самом деле, ОВФ-конфигурация в грубом приближении усиливается в $\exp(2gz) = \exp(30)$ раз, а шумы — в $\exp(gz) \approx \approx \exp(15)$ раз, зато их затравочная интенсивность больше в $(\theta_{\text{ш}}/\theta_{\text{диф}})^2$ раз.

Выражения (63), (64) составляют основной результат настоящего параграфа и позволяют сделать следующий вывод. С ростом коэффициента отражения, т. е. с переходом в область все более глубокого насыщения степень дискриминации шумов растет¹¹⁴, а само условие дискриминации облегчается в $(1-R)$ раз. Тем самым, в рамках рассматриваемого подхода насыщение улучшает качество ОВФ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОВФ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ

а) Методы измерения качества обращения

В большинстве экспериментальных схем, реализующих ОВФ при вынужденном рассеянии (ОВФ-ВР) для создания спектр-неоднородностей поля накачки используется фазовая пластина. Обычно это стеклянная пластина, потравленная в плавиковой кислоте для получения случайных неоднородностей толщины. При прохождении через такую пластину световая волна набирает неоднородную фазу $2\pi(n-1)\delta h(\mathbf{r})/\lambda$, где n — показатель преломления стекла, λ — длина волны в воздухе, $\delta h(\mathbf{r})$ — локальная вариация толщины. Если характерный поперечный размер неоднородностей толщины есть a_\perp , то по геометрической оптике локальный угол отклонения составляет $\delta\theta(\mathbf{r}) = (n-1)\nabla h \sim (n-1)\delta h/a_\perp$. Обычно величину $\langle |\delta h| \rangle$ выбирают такой, чтобы неоднородный набег фазы составлял

порядка 2π или несколько больше. Действительно, в противоположном случае, т. е. при $|\delta h| (n - 1) \leq \lambda$, регулярная (неотклоненная) волна при прохождении пластины может сохранить значительную амплитуду. При $\delta h (n - 1) \sim \lambda$ расходимость, вносимая фазовой пластиной, составляет величину порядка $\delta\theta \sim \lambda/a_{\perp}$. Обычно используемые фазовые пластины вносят в пучок нерегулярную («серую») расходимость $\delta\theta \sim 10^{-2}$ рад. Создание спекл-неоднородной накачки в объеме взаимодействия является первой из функций фазовой пластины.

Вторая функция той же самой фазовой пластины — анализ качества обращения. Именно, пусть на фазовую пластину падает плоская волна накачки с расходимостью дифракционного качества, а отраженное поле содержит точно обращенную компоненту и некоррелированную с ней часть. Для определения доли ОВФ необходимо пространственно разнести эти две компоненты. Обращенная часть излучения при обратном прохождении фазовой пластины превращается в плоскую волну и поэтому в дальней зоне дает яркий керн дифракционного качества. Некоррелированные же волны по прохождении фазовой пластины дают пучок с расходимостью $\geq \delta\theta$. Элементы с фазовыми неоднородностями употреблялись в голографических исследованиях по ОВФ достаточно давно, см., например, ^{5, 6}. Однако лишь метод освещения фазовой пластины плоской волной дифракционного качества, впервые использованный в работе ²⁰, позволяет пространственно локализовать точно обращенную компоненту и благодаря этому количественно измерить ее характеристики.

Итак, анализирующая функция фазовой пластины может быть использована (и реально используется) при любом методе получения обращенной волны.

Энергию точно обращенной компоненты можно измерить в дальней зоне за фазовой пластиной, установив там диафрагму с размером, отвечающим дифракционной расходимости пучка. Этот метод применялся в работе ^{32, 46, 51}. Его достоинство — простота интерпретации измерений. Недостаток этого метода состоит в необходимости установить диафрагму сравнительно малого размера точно в обращенном лазерном пучке. Для снижения чувствительности схемы к флуктуациям распространения этого пучка приходится увеличивать диаметр диафрагмы, что снижает точность измерений.

В работе ²⁰ был использован широко применяемый сейчас метод зеркального клина. В этом методе сравниваются энергии лазерной накачки и отраженной волны, а также яркости излучения накачки и рассеянной волны в дальней зоне. Первые две величины измеряются в одинаковых единицах с помощью двух калориметров. При этом существенно, чтобы в калориметр для отраженной волны попадал свет, идущий в достаточно широком телесном угле. Измерения яркости обоих пучков — накачки с дифракционной расходимостью и рассеянной волны, восстановленной фазовой пластиной, — производятся с помощью фотоматериалов. Чтобы преодолеть ограниченность их динамического диапазона, используется расщепление каждого из пучков в веер пространственно подобных пучков с последовательным ослаблением интенсивности в одинаковое число раз (наиболее удобно — двукратное ослабление). Для этой цели служит зеркальный клин, образованный двумя полупрозрачными плоскими зеркалами (рис. 10, а) или одним глухим и другим полупрозрачным зеркалом (рис. 10, б).

В результате среди разных пучков веера обязательно найдется несколько таких, энергия которых попадает в рабочий диапазон фотоматериала. Таким образом, оказывается возможным за одну вспышку лазера количественно сравнить яркости и угловые распределения любых

лучков. Если регистрация производится на одну и ту же фотопластинку, то вариации свойств фотоматериала и режима проявления никак не сказываются на точности измерений. К тому же в такой схеме автоматически получается и кривая почернения фотоматериала.

Восстановленная фазовой пластиной волна содержит в дальней зоне яркий керн дифракционного качества. Если бы рассеянная волна состояла

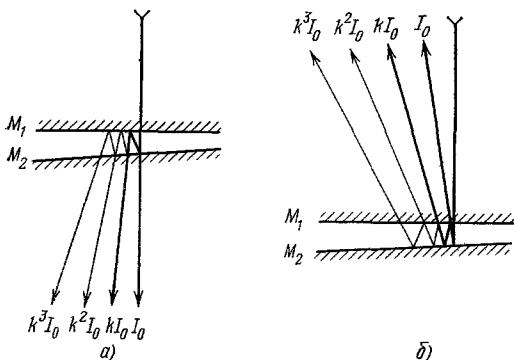


Рис. 10. Зеркальный клин, разбивающий пучок на веер последовательно ослабленных пучков.

Коэффициент ослабления k определяется коэффициентами отражения R_1 и R_2 , зеркала M_1 и M_2 : $k = R_1 R_2$.

только из обращенной (по отношению к возбуждающей) компоненты, то отношение яркостей рассеянной и исходной волн B_S/B_L в центрах дифракционных кернов должно было бы совпадать с отношением энергий W_S/W_L , зарегистрированных калориметрами. Любое искажение рассеянного поля по сравнению с точно обращающим приводит к уменьшению отношения B_S/B_L по сравнению с W_S/W_L . Доля обращения H , математически определенная выражением (24), равна

$$H = \frac{W_L}{W_S} \frac{B_S}{B_L}. \quad (65)$$

б) Исследование обращенной компоненты

1) Обнаружение явления ОВФ-ВР. Схема экспериментальной установки, на которой в работе ²⁰ было обнаружено явление самообращения волнового фронта, приведена на рис. 11. Излучение воз-

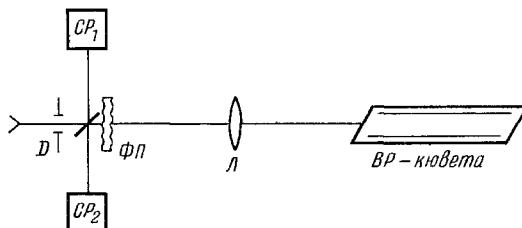


Рис. 11. Схема первого эксперимента по обнаружению ОВФ-ВР.

CP_1 - и CP_2 -схемы регистрации энергии и угловых распределений для падающего и обращенного пучков, $\Phi П$ — фазовая пластина; линза L строит изображение $\Phi П$ на входе световода, заключенного в кювете со сжатым до 130 атм газообразным метаном.

вуждающего рубинового лазера ($\tau = 110$ нс, $W \approx 0,14$ Дж) имело дифракционную расходимость по вертикальной координате $\sim 10^{-4}$ рад, и несколько худшую — по горизонтальной координате. Это излучение регистрировалось методом зеркального клина. Соответствующая фотография дана на рис. 12, а («левый глаз»). Пропускание излучения через фазовую пласти-

ну приводило к появлению большой нерегулярной расходимости $\delta\theta \approx \approx 3 \cdot 10^{-2}$ рад. Для ее характеристики на рис. 12, в («обросшее волосами лицо») приведено угловое распределение излучения накачки, пропущенного через фазовую пластину дважды за счет отражения обычным зеркалом в обратном направлении. В эксперименте изображение фазовой пластины линзой с $f = 1$ м строилось на входе полого стеклянного световода прямоугольного сечения (внутренний размер 4×4 мм, длина $L \approx 1$ м). В процессе распространения излучения по световому каналу различные угловые компоненты интерферируют друг с другом, давая большое количество

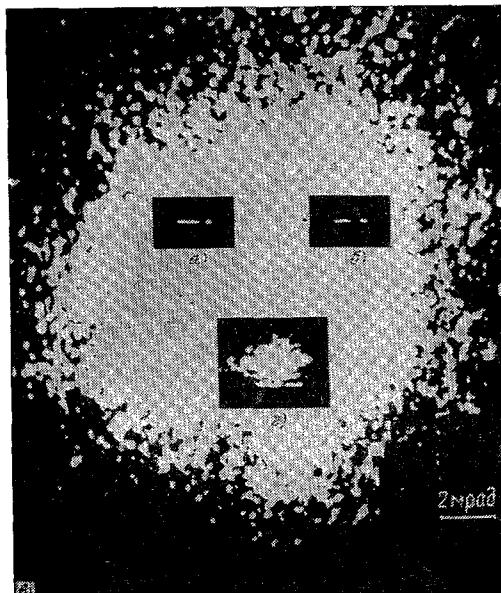


Рис. 12. Угловые распределения в дальней зоне падающего пучка до ФП (a), после двойного прохода ФП без обращения (b) и отраженного пучка, восстановленного ФП (б) (рис. 2) — угловой спектр отраженного излучения в отсутствие ФП.

максимумов и минимумов. При этом энергия сквозь боковые стенки световода практически не выходит благодаря высокому коэффициенту Френелевского отражения от них при скользящем падении *).

Находящийся в световоде сжатый метан давал вынужденное Мандельштам — Бриллюэновское рассеяние назад. Коэффициент отражения в описываемых экспериментах составлял $W_s/W_L \approx 25\%$ по энергии, измерявшийся калориметрами.

Вынужденно-рассеянное излучение проходило элементы схемы в обратном порядке и в дальней зоне после фазовой пластины давало угловое распределение, повторяющее дифракционное качество лазерного света по вертикальной координате и все детали угловой структуры этого света по горизонтальной координате; см. рис. 12, в («правый глаз»). Сравнение яркостей угловых распределений лазерного света рассеянной волны, прошедшей фазовую пластину, дало отношение $B_s/B_L \approx 0,25$, сопоставляя это с данными калориметрических измерений энергии $W_s/W_L \approx 25\%$, получаем долю обращения $H = 1$. Таким образом, в пределах экспериментальной погрешности ($\leq 15\%$) вся энергия отраженного света приходилась на *точно* обращенную к накачке компоненту.

*) Отметим отсутствие жестких требований к геометрии и качеству изготовления световода. В данном случае его основная роль — обеспечение большой длины нелинейного взаимодействия света со средой. Именно поэтому мы предпочитаем использовать термин «световод», а не «волновод». Иногда вместо термина «световод» употребляют «светопровод».

Для выяснения роли пространственной неоднородности накачки тот же опыт был проведен без фазовой пластины. В этом случае на вход световода подается почти идеальная расходящаяся сферическая волна, образованная линзой из параллельного пучка. Возникающие при этом неоднородности интенсивности оказываются намного крупнее, чем при использовании фазовой пластины. Угловое распределение отраженного назад излучения для этого случая представлено на рис. 12 («рот»). Как видно, и здесь направленность отраженного излучения весьма высока, $\delta\theta \sim 5 \cdot 10^{-3}$ рад, однако ОВФ явно отсутствует. Таким образом, при недостаточно мелких неоднородностях накачки в объеме взаимодействия согласованное ОВФ-решение (спеклон) не существует. Как показывает теоретическое рассмотрение (см. п. в) гл. 2)^{39, 42}, необходимым условием существования спеклона является требование слабого усиления на продольной длине дифракции неоднородностей: $\pi g/k\delta\theta_L^2 \leq 1$. Поскольку в режиме регистрации ОВФ $2gL \approx 30$, то отсюда следует условие $L/(\lambda/\delta\theta_L^2) \geq 7$, где L — полная длина взаимодействия.

2) Измерение усиления ОВФ-компоненты. Основной пункт механизма ОВФ-ВР состоит в дискриминации усиления некоррелированных волн по сравнению с усилением ОВФ-компоненты. Хотя этот механизм считается общепринятым для спекл-модулированной накачки, в течение долгого времени прямого экспериментального сравнения эффективности усиления различных конфигураций не производилось.

Лишь недавно в работе^{80, 81} были измерены интенсивности некоррелированных и ОВФ-компонент при ВРМБ назад для случая возбуждения от спонтанных шумов. В последовавшей затем работе⁸² были измерены несколько иные величины, а именно, инкременты усиления специально приготовленных некоррелированных и ОВФ-конфигураций. Результаты обоих экспериментов хорошо подтверждают сложившиеся теоретические представления. Остановимся на этих экспериментах подробнее.

В работе^{80, 81} ОВФ-ВРМБ возбуждалось излучением рубинового лазера в световоде круглого сечения, заполненном жидким сероуглеродом CS₂. Энергия, идущая в обращенную компоненту, регистрировалась калориметром. Некоррелированные компоненты, идущие в очень широком телесном угле ($\Delta\Omega \sim 10^{-1} \times 10^{-1}$ рад²) регистрировались как фотопленкой, так и калориметром, а также подвергались спектральному анализу. При низком уровне накачки ОВФ-компонента отсутствовала, а в широком телесном угле наблюдалось рассеянное излучение, у которого спектральное распределение и зависимость от возбуждающей интенсивности соответствовала спонтанному процессу. При повышении мощности накачки эффективно возбуждалось ВР, и возникавшая дискретная ОВФ-компонента приобретала вполне заметную интенсивность. Экспериментальное измерение интенсивностей позволило рассчитать отношение инкрементов g_0/g_n для ОВФ и некоррелированных компонент. Оно имеет вид $2,04 \pm 0,06 \leq g_0/g_n < 2,43 \pm 0,07$, где большему значению отвечает предположение об одновременном возбуждении максимального количества мод световода, а нижнему — минимального, подробнее см.⁸¹. Таким образом, налицо вполне удовлетворительное соответствие с теоретически ожидаемым значением $g_0/g_n = 2$. Некоторое количественное несовпадение может быть объяснено также влиянием ряда дополнительных факторов: частичной когерентностью спонтанных источников, деполяризацией накачки и рассеянного поля на стенках круглого световода, увеличением g_0 за счет затягивания в активные змеевидные микроволноводы, (о последнем эффекте см.⁴³ и гл. 2).

В докладе Н. Б. Бараповой, Б. Я. Зельдовича, В. В. Шкунова и Т. В. Яковлевой на X конференции по когерентной нелинейной оптике (Киев, октябрь 1980 г.) для проверки теории была предложена схема опыта с дифференциальной усиливающей кюветой. Такая схема была впоследствии реализована в работе⁸², где использовалась дополнительная «дифференциальная кювета», в которую направлялось спекл-неоднородное поле накачки умеренной интенсивности. ВР от спонтанных шумов в этой кювете не возбуждалось, однако происходило заметное усиление подаваемых в эту кювету специально приготовленных встречных стоксовых волн. Кювета содержала заполненный жидким сероуглеродом световод прямоугольного сечения, что обеспечивало постоянство поляризации накачки. Были приняты меры по обеспечению статистической однородности спекл-поля накачки в объеме взаимодействия. Контролировалась также малость усиления на длине одного колена змейки ($g/k\delta\theta_L^2 \leq 0,1$), и линейность режима усиления.

Навстречу накачке в световод заводился специально приготовленный сигнал, сдвинутый по частоте так, чтобы происходило его ВРМБ-усиление в поле лазерной накачки. В эксперименте использовались два вида сигнала: точно обращающий поперечную структуру накачки и некоррелированный с ней. В первом случае ОВФ-сигнал получался методом беспорогового ВРМБ-обращения накачки, прошедшей через дифференциальную кювету, во второй кювете с таким же сероуглеродом. Во втором случае сигнал получался при ВРМБ вспомогательной плоской волне в дополнительной кювете с CS₂; эта вспомогательная волна была наклонена по отношению к центральному направлению накачки. Зависимость логарифма полного усиления стоксовой волны в дифференциальной кювете от плотности мощности накачки оказалась линейной. При заданной мощности накачки у инкремент усиления ОВФ-волны превышал инкремент для некоррелированной волны в $2,0 \pm 0,2$ в соответствии с теорией^{20,38,39,41}.

3) Обращение деполяризованного излучения. За теоретической работой по ОВФ-ВР деполяризованных пучков⁴⁵ последовало сразу два независимых и одновременно выполненных экспериментальных исследования —^{83,84} и^{85,86}. В работе^{85,86} изучались практические аспекты ОВФ-ВР в связи с деполяризацией излучения при его прохождении через стержни неодимовых усилителей. В^{85,86} была реализована также схема полного пространственно-поляризационного ОВФ, основанная на обратном преобразовании деполяризованного пучка в полностью поляризованный пучок большей расходности. В настоящем разделе обзора мы подробнее остановимся на результатах работы^{83,84}, допускающих непосредственное количественное сопоставление с выводами теории.

В работе^{83,84} была реализована такая схема эксперимента, в которой можно было регистрировать каждый из спектров (42) — (44) по отдельности и измерять его энергию. Наиболее существенный элемент схемы — специальная фазовая пластина, вносящая в волну не только фазовые неоднородности, но и неоднородности состояния поляризации и служившая, кроме того, анализатором качества ОВФ. Деполяризатор представлял собой пластину кальцита, вырезанную параллельно оптической оси и протравленную в азотной кислоте. В результате травления на поверхности пластины получались лунки со средней глубиной ~ 8 мкм и поперечным размером ~ 250 мкм, что было достаточно для создания разности хода $\geq \lambda$ для ортогональных поляризаций ($n_0 - n_e = 0,16$). Пластину помещали в иммерсионную жидкость с показателем преломления

$n \sim (n_0 + n_e)/2$. Благодаря этому после деполяризатора расходимости пучков с ортогональными поляризациями совпадали.

Для управления степенью поляризации накачки в объеме нелинейной среды исходная линейно поляризованная лазерная волна подавалась на деполяризатор через ячейку Фарадея с управляемым углом поворота α вектора поляризации волны по отношению к оси деполяризатора. При этом степень поляризации пучка в кювете оказывалась равной $p = |\cos 2\alpha|$. Рассеянное назад излучение проходило через деполяризатор и направлялось на систему регистрации энергии и углового распределения. На рис. 13, а представлена экспериментальная доля энергии

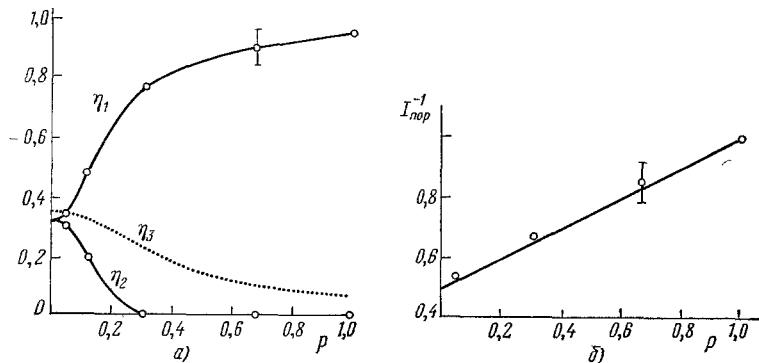


Рис. 13. а) Измеренные доли энергии η_1 , η_2 и $\eta_3 = 1 - \eta_1 - \eta_2$ в спеклонах M_1 , M_2 и M_3 в зависимости от степени поляризации p ; б) обратная мощность порога ВР — экспериментальные точки и соответствующая теоретическая прямая — от степени поляризации накачки p .

η_1 и η_2 в спеклонах M_1 и M_2 соответственно, в зависимости от степени поляризации накачки p (определение спеклонов M_1 и M_2 см. в п. е) гл. 2). Обратная пороговая мощность накачки в зависимости от p представлена на рис. 13, б.

Для полностью поляризованного излучения ($p = 1$) возбуждается единственный ОВФ-спеклон M_1 , причем именно в него идет практически вся рассеянная назад энергия ($95 \pm 10\%$). Тем самым, некоррелированные волны оказались практически полностью подавлены дискриминационным механизмом. При уменьшении степени поляризации p некоррелированные решения, по-прежнему, имеют вдвое меньший инкремент^{83, 84} и поэтому отсутствуют в рассеянном излучении при всех p . То же относится к спеклону M_4 , коэффициент усиления для которого вообще равен нулю. При $p \leq 0.5$ становится заметным присутствие спеклона M_3 с долей $\eta_3 = 1 - \eta_1 - \eta_2$, а при $p \leq 0.2$ — и спеклона M_2 . Для накачки полностью деполяризованной в объеме среды ($\alpha = 45^\circ$), все три спеклона имеют в среднем равную энергию, $\eta_1 \approx \eta_2 \approx \eta_3 \approx 1/3$. Этот экспериментальный результат находится в хорошем соответствии с теоретическим выводом о равенстве инкрементов всех трех спеклонов M_1 , M_2 , M_3 при $p = 0$.

Экспериментально спеклоны M_2 , M_3 возникают при большей степени поляризации p , чем это следовало бы из теории по простой формуле $\exp(g_i L)$ с g_i из (42)–(44). Это отклонение, по-видимому, объясняется влиянием эффектов насыщения ВР: более сильная поляризационная компонента $E_1 e_1$ сильнее истощается за счет перекачки в спеклон M_1 , и в результате эффективная степень поляризации в объеме взаимодействия уменьшается.

Существенное преимущество использовавшейся в^{83, 84} схемы регистрации формы импульса состояло в возможности регистрации порога ВР, где эффекты насыщения еще не проявляются. Благодаря этому экспериментальные данные по обратной пороговой мощности хорошо совпадают с теоретической зависимостью $g_1 \sim (1 + p)$ для спеклона M_1 .

Таким образом, результаты экспериментов^{83, 84} в деталях подтверждают спеклонную картину ОВФ-ВР.

4) Флуктуации общей фазы спеклона. Вынужденное излучение как в лазерных, так и в ВР-активных средах развивается, начиная с уровня спонтанных шумов. Для ВРМБ эти спонтанные шумы соответствуют рассеянию возбуждающего поля на флуктуационных гиперзвуковых волнах. Из-за экспоненциального характера усиления $\sim \exp(gz)$ основной вклад в усиленное стоксово поле дает сравнительно короткий слой среды, расположенный в начале области усиления, $\Delta l \sim g^{-1}$. Характерное время корреляции затравочных флуктуаций $\tau_s \sim \Gamma^{-1}$, где Γ — ширина линии рассеяния, τ_s совпадает с временем затухания гиперзвукового фонона. В типичных условиях $\tau_s \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ с.

Возбуждение ВР от спонтанных шумов определяет целый ряд важнейших особенностей процесса ОВФ-ВР. Так, возможности ОВФ предельно слабых сигналов, подробно рассмотренные ниже в п. г), ограничены уровнем усиленного спонтанного некоррелированного шума. В этом пункте мы обсудим другое следствие такого характера возбуждения — флуктуации комплексной амплитуды ОВФ-спеклонов. Амплитудный фактор усиления спеклона в линейном режиме дается выражением $\exp[g(\omega)z]$, где $g(\omega)$ в основном повторяет контур линии спонтанного рассеяния с шириной Γ . Поэтому, как показывают простые рассуждения, время корреляции флуктуаций усиленного излучения увеличивается и оказывается порядка $\tau_{\text{кор}} \sim \Gamma^{-1}\sqrt{2gL} \sim 5/\Gamma$, где $2gL \approx 30$. Этому соответствует сужение линии ВР примерно в 5 раз по сравнению с шириной спонтанного контура.

Если длительность стоксова импульса T_s больше, чем $\tau_s \sim 5/\Gamma$, то комплексная амплитуда стоксовой волны может совершить $N \sim T_s/\tau_s$ флуктуаций. Если к тому же эффекты насыщения ВР существенны, то флуктуации модуля амплитуды практически полностью подавляются, флуктуации фазы при этом сохраняются прежними, см. работу¹¹⁵ и монографию¹¹⁶.

Первое наблюдение флуктуаций фазы спеклонов при ВР было сделано в работе^{83, 84}. В рассеянном излучении при полностью деполяризованной накачке представлены примерно с одинаковой амплитудой три спеклона: M_1 , M_2 , M_3 , определенные формулами (42)–(44). Благодаря независимым возбуждению и усилинию каждого из спеклонов их фазы Φ_i должны флуктуировать независимо, что и было зарегистрировано (подробнее см. оригинальную работу).

Флуктуации фазы двух волн, рассеянных с ОВФ из двух разных областей одной кюветы, наблюдались в работе⁸⁵. Там эти флуктуации приводили к вариациям формы восстановленного фазовой пластинкой пятна в дальней зоне.

Детальные количественные исследования временных флуктуаций комплексной амплитуды спеклонов были проведены в одновременно опубликованных работах^{87, 88, 89}. Результаты этих работ, несмотря на различия методов регистрации, хорошо согласуются. Мы их изложим на примере работы⁸⁸. Излучение лазера с плоским волновым фронтом делилось полупрозрачным зеркалом З на два пучка равной интенсивности и

затем через две идентичные по характеристикам фазовые пластиинки направлялось в две кюветы с одинаковым веществом, ОВФ-рассеянное излучение восстанавливалось пластиинам до плоских волн, которые затем складывались на зеркале З в единую плоскую волну флукутирующей амплитуды. Временной ход интенсивности этой волны регистрировался фотодетектором и отображался на экран осциллографа. Был предпринят целый ряд предосторожностей (подробности см. в ⁸⁸), исключающий возможную завязку двух волн и неэквивалентность условий их возбуждения.

Благодаря этому процесс ОВФ-ВР шел независимо в каждой из кювет, и флукутации разности фаз восстановленных спеклонов приводили

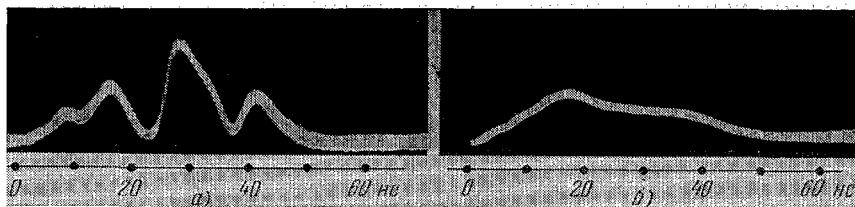


Рис. 14. Типичные осциллограммы интенсивности пучка, сложенного из двух пучков стоксова излучения, одинаковой интенсивности, рассеянного из различных кювет с одинаковым веществом:

а) CCl_4 с $G \approx 2.5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, б) ацетон с $G \approx 0.45 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$.

к интерференционным флукутациям интенсивности, регистрируемым фотодетектором. Типичные осциллограммы интенсивности для ВР в CCl_4 и ацетоне приведены на рис. 14. Время корреляции флукутаций с экспериментальной точностью оказалось совпадающим с теоретической оценкой $(5/\Gamma)$, где Γ — ширина линии спонтанного мандельштам-бриллюэновского рассеяния в соответствующем веществе.

в) Угловая структура и интенсивность некоррелированных волн

Исследование шумовой, т. е. некоррелированной составляющей представляет большой интерес как с точки зрения физики процесса ОВФ-ВР, так и в связи с проблемой качества ОВФ. Присутствие усиленных некоррелированных волн есть неизбежный результат спонтанного характера затравочных источников для ВР.

Интенсивность спонтанных затравочных шумов для РМБ назад, выраженная в единицах эрг/см² с·стэр, составляет

$$P_{\text{сп}} = \frac{\omega_L}{\Omega_{\text{МБ}}} k_B T \cdot \frac{k^2}{(2\pi)^3} \Delta\omega_{\text{ус}}. \quad (66)$$

Выход этого выражения можно произвести, пользуясь связью коэффициента усиления с сечением спонтанного рассеяния ^{63,111}; здесь $\Omega_{\text{МБ}} = 2kv_{\text{зв}}$ — сдвиг частоты при ВРМБ, $k_B T$ — температура среды в энергетических единицах, k — волновое число, $\Delta\omega_{\text{ус}}$ — ширина полосы эффективного усиления, $\Delta\omega_{\text{ус}} = \Gamma/VgL$, где Γ — ширина линии рассеяния, о последнем факторе подробнее см. раздел 3) п. в) гл. 2. Для определения мощности $W_{\text{об}}$ эрг/с спонтанной затравки, приходящейся на точно обращенную компоненту, величину $P_{\text{сп}}$ следует умножить на фактор $S\Delta O = (2\pi)^2/k^2 = 1/\lambda^2$, отвечающий возбуждению мод с единственным поперечным индексом ($\Delta O = \lambda^2/S$) в световоде с поперечным сечением S (см²), λ — длина волны в среде. Таким образом, рассеянное поле на выходе из среды имеет мощность

$$W \left(\frac{\text{эрг}}{\text{с}} \right) = \frac{\omega}{\Omega_{\text{МБ}}} k_B T \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{S}{VgL} \left\{ e^{2gL} + \frac{S}{\lambda^2} \int dO \exp [g(\mathbf{n})L] \right\}, \quad (67)$$

здесь первое слагаемое отвечает усиленной ОВФ-компоненте, а второе — некоррелированным шумам. При этом мы учитываем, что коэффициент усиления некоррелированных волн может уменьшаться с ростом угла θ (где $\cos \theta = (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{n})$), например, за счет

в возрастания потерь на стенках световода. Если ввести эффективный телесный угол усиления некоррелированных шумов определением $\Delta\theta_{\text{нек}} = \int \exp\{[g(\mathbf{n}) - g(\mathbf{e}_z)] \times L\} dO$, то отношение интенсивностей ОВФ и некоррелированных компонент, которое должно быть большим для достижения ОВФ высокого качества, равно

$$\frac{W_{\text{ОВФ}}}{W_{\text{нек}}} = e^{gL} \frac{\lambda^2}{S\Delta\theta_{\text{нек}}} \equiv e^{gL} \left(\frac{\Delta\theta_{\text{диф}}}{\Delta\theta_{\text{нек}}} \right)^2 \gg 1, \quad (68)$$

где $\Delta\theta_{\text{диф}} \approx \lambda/\sqrt{S}$ — дифракционная расходимость, отвечающая широтному размеру $\sim \sqrt{S}$. Отметим, что в реальных экспериментах $\Delta\theta_{\text{нек}}$ может быть заметно меньше, чем позволялось бы свойствами световода, за счет конструктивных ограничений типа линз и диафрагм, пропускающих лишь часть некоррелированных волн. Дискриминационное неравенство (68) малости некоррелированных шумов является, наряду с условием малости змеичных шумов (15б), важнейшим условием реализации ОВФ-ВР.

Прямые экспериментальные исследования некоррелированных шумов проводились в работах ^{80, 81, 90–92}. Результаты работ ^{80, 81} излагались в п. 1 раздела б). В работах ^{90, 91} впервые было фотографически зарегистрировано усиленное некоррелированное излучение с измерением абсолютной яркости и с высоким пространственным разрешением. Фотография шума, приведенная в ^{90, 91}, зафиксировала спектрально-однородную структуру шумового поля с высоким контрастом и с угловым размером пятен $\sim 0,2$ мрад, отвечающим дифракционной расходимости для торца световода диаметром ~ 5 мм. Эти два обстоятельства означали, что длительность рассеянного импульса была порядка времени корреляции усиленных спонтанных шумов, и что шумовые волны в среднем равномерно заполняли выходной торец светопровода. Интенсивность шума в единицу телесного угла измерялась как фотографически ^{90, 91}, так с помощью калориметра ⁹². В конкретных экспериментах отражение накачки (по интенсивности) в шумовые волны в единицу телесного угла вблизи центрального направления составляло $\rho_{\text{ш}}(0) \approx 1,5$ стер⁻¹, а на дифракционный телесный угол $\rho_{\text{ш}}\Delta\theta_{\text{диф}}^2 \approx 5 \cdot 10^{-8}$. Экспериментальные измерения углового распределения яркости шумов удается описать эмпирической формулой $\rho_{\text{ш}}(\beta) = \rho_{\text{ш}}(0) \exp(-0,11\beta^2/d)$, где β — угол в среде (в радианах), d — длина светопровода, d — его диаметр, величина 0,1 численно весьма близка к ($n - 1$), где n — относительный показатель преломления сероуглерода и кварца, т. е. материалов внутренней части и стенок световодов. При этом d изменялось в пределах от 0,33 м до 1 м, d в пределах от 0,2 см до 0,6 см, β в пределах от 0 до 0,3 рад. Механизм спадания $\rho_{\text{ш}}(\beta)$ с ростом β связан, по-видимому, с деполяризующим влиянием косых отражений от стенок светопровода. Распределение $\rho_{\text{ш}}(\beta)$ практически не зависело от расходимости накачки, которая варьировалась в пределах от 10 до 40 мрад (в воздухе), а также от мощности накачки в режиме насыщения. Это дополнительно указывает на некоррелированный с накачкой характер измеренных шумов.

Интеграл $\rho_{\text{ш}}(\beta)$ по телесному углу позволяет оценить полную энергию шумового излучения. В типичных условиях экспериментов ^{90–92} она составляла $\sim 13\%$, в то время как в ОВФ-компоненте отражалось около 50% энергии накачки. Формально определяемая доля ОВФ здесь составляла $H = 50/63 \approx 0,79$. Реально, однако, в рабочий телесный угол большинства элементов лазерных устройств не велик, $\Delta\theta_{\text{нек}}^2 \ll \ll (10^{-1} \text{ рад})^2$. В эту апертуру попадает лишь малая доля всего шума, так что расчетная доля некоррелированных спонтанных шумов составляет порядка 1%.

г) ОВФ-ВР допороговых сигналов

Предположим, что требуется обратить излучение, интенсивность которого ниже порога ВР. Преодолеть эту трудность можно, если смешать обращаемый сигнал с другой (опорной) волной, мощность которой выше порога ВР, и реализовать ОВФ-ВР суммарного поля. Такая идея была высказана и реализована экспериментально в работе ⁹³, см. также ⁹⁴. В случае нетождественности временного хода сигнала и опорной волны эффективность ОВФ сигнала снижается. В работе ⁹⁵ исследуемый допороговой сигнал подавался в нелинейную среду в тот момент времени, когда процесс ОВФ-ВР опорной волны в этой среде уже установился. В этой работе было показано экспериментально и теоретически, что для случая совпадающих частот опорной и сигнальной волн коэффициент отражения последней выходил на стационарное значение, равное коэффициенту отражения опорной волны, за время $t \sim \Gamma^{-1}$; здесь $\Gamma (\text{с}^{-1})$ — лоренцева ширина линии ВРМБ. В работе ⁹⁶ допороговый сигнал имел примерно такую же продолжительность, как и опорная волна, а варьировался сдвиг частоты сигнала. Проведенные в этой работе теоретические и экспериментальные исследования показали, что эффективное ОВФ-отражение сигнала происходит в узкой спектральной области, а именно, в пределах ширины линии спонтанного РМБ вокруг частоты опорной волны.

Результаты обеих обсуждаемых работ ^{95–96} хорошо согласуются между собой. Нетривиальность этих результатов состоит в том, что время установления ВРМБ

из спонтанных шумов (при умеренном превышении порога ВР) примерно в $2gz = 25$ раз превышает значение Γ^{-1} . Кроме того, спектральная ширина излучения, рассеянного в ВР-режиме, примерно в $\sqrt{2gz} \approx 5$ раз уже ширины линии Г. Причина убыстренного реагирования системы на слабый сигнал состоит в следующем. Процесс здесь удобно рассматривать в терминах четырехволнового смещения. Допороговый сигнал E_3 , интерферируя с обращенной опорной волной $E_2 = E_S \otimes E_L^*$, записывает бегущую гиперзвуковую решетку, пропорциональную $E_S^* E_2$, локализованную вблизи входного окна кюветы, где $E_2 = E_S$ достигает заметной интенсивности. Запись этой решетки требует локального времени установления стационарной амплитуды резонансного гиперзвука $\tau \sim \Gamma^{-1}$. Далее записанная решетка $E_S^* E_2$ мгновенно считывается опорной волной $E_1 = E_L$.

Рассмотренный выше метод ОВФ слабых сигналов часто называют схемой беспорогового ОВФ-ВР, в последнее время эту схему довольно широко применяют в лабораторных исследованиях.

д) Особенности ОВФ-ВР в сфокусированных пучках

Световод позволяет поддерживать высокую плотность мощности накачки на большой длине взаимодействия L . Поэтому порог ВР, определяемый соотношением $2G |E_L|^2 L \approx 30$, оказывается сравнительно низким. Другое важное преимущество схемы со световодом состоит в том, что различные угловые компоненты накачки хорошо перемешиваются, так что ее средняя интенсивность однородна в объеме среды. Наличие нескольких отражений от стенок световода позволяет добиться ОВФ с полностью когерентной огибающей.

В то же время простота схемы, в которой накачка фокусируется в нелинейную среду без световода, неизменно привлекает экспериментаторов (а математическая сложность задачи отпугивает теоретиков). Поэтому во многих экспериментальных работах используется схема ОВФ-ВР в сфокусированном пучке накачки. Не останавливаясь на подробностях довольно сложной теории (см. 46, 44, 47, 97), проведем оценки основных параметров.

Присутствие большого числа спекл-неоднородностей в объеме взаимодействия является условием работы дискриминационного механизма ОВФ-ВР. Пусть «серая» расходимость $\Delta\theta_0$ пучка спекл-неоднородной накачки диаметром D превышает в ξ раз дифракционный минимум, т. е. $\xi = \Delta\theta_0 D / \lambda \gg 1$. Тогда в фокусе линзы на расстоянии f образуется фокальная перетяжка диаметром $d \approx 2f\Delta\theta_0$ и длиной $L \approx f^2\Delta\theta_0/D$. Соответствующие характерные размеры спекл-неоднородностей в перетяжке оказываются существенно меньшими: $\Delta r_\perp \sim d/\xi$, $\Delta z \sim L/\xi$. Поскольку полное усиление вблизи порога ВР на длине L составляет около e^{30} , то условие (15) малости змеечных искажений дает оценку на нижнюю границу расходимости, при которой происходит ОВФ с хорошим качеством: $\xi \geq 15$.

Верхняя граница расходимости определяется условием малости некоррелированных шумов, см. п. в). Дело в том, что число угловых шумовых компонент с заметным увеличением растет как ξ^2 при увеличении серой расходимости накачки. Действительно, в основном усиливаются шумы, испущенные с площадки $S \approx (d/\sqrt{30})^2$ и в пределах телесного угла $(\Delta\theta_{\text{ш}})^2 \approx (D/\sqrt{30})^2$. Эти величины меньше соответствующих параметров для накачки d^2 и $(D/f)^2$ в 30 раз каждый. Такое суждение обусловлено высоким общим увеличением в активном волноводе, образованным плавной огибающей накачки, оно типично для такой геометрии усиления и аналогично сужению линии ВР; см. выше, п. б). Число мод на площадке S в пределах телесного угла $(\Delta\theta_{\text{ш}})^2$ равно, как известно, $N \approx$

$\approx S (\Delta\theta_w)^2/\lambda^2$, откуда получается оценка $N_w \approx (\xi/30)^2$ для числа эффективно возбуждаемых некоррелированных волн.

На первый взгляд, дискриминационное условие выделения ОВФ-компоненты над шумами должно было бы иметь вид $N_w < \exp(gL) \approx e^{15}$. Однако для сфокусированных пучков это не так⁴⁶. Именно, в отсутствие насыщения обращенная волна имеет плавную огибающую, спадающую по радиусу при отходе от оси пучка: $E_s(r) \propto f(r) E_L^*(r)$ ^{44, 47, 97}. Это в свою очередь приводит к рассогласованию ОВФ-спеклона и с мелкоструктурным профилем усиления⁹⁷. Детальный расчет^{47, 97} показывает, что средний инкремент для спеклона здесь в 1,3–1,4 раза больше инкремента некоррелированных волн *). Поэтому в сфокусированном пучке дискриминация индивидуальной шумовой компоненты оказывается менее эффективной: $1/Q \approx 10^{-3} \approx \exp[-30(1,3-1)/1,3]$. Поэтому ОВФ-волна зашумляется некоррелированными компонентами при $N_w Q \geq 1$, т. е. при $\xi \geq 30/\sqrt{Q} \approx 9 \cdot 10^2$.

Экспериментально ОВФ-ВР в сфокусированном пучке впервые было зарегистрировано в^{30, 31}. Детальные эксперименты были проведены в работе⁴⁶. Пороговая мощность пучка линейно росла с ростом ξ . Действительно, длина усиления $L \sim \xi$, а интенсивность ($\text{Вт}/\text{см}^2$) в перетяжке пропорциональна $d^{-2} \sim \xi^{-2}$. Доля ОВФ измерялась методом диафрагмы в сочетании с фазовой пластиной, последняя позволяла также регулировать серую расходимость накачки. ОВФ с хорошим качеством наблюдалось в диапазоне $10^2 \leq \xi \leq 10^3$ в соответствии с теорией⁴⁶. (Для значений $\xi \leq 10^2$ эксперименты не проводились, а при $\xi \geq 10^3$ доля ОВФ резко падала.) Максимальное значение доли ОВФ, ~80%, наблюдалось в интервале $10^2 \leq \xi \leq 5 \cdot 10^2$.

Существующая теория ОВФ-ВР^{47, 97} не учитывает эффектов насыщения, которые почти всегда имеют место на опыте. Есть основания ожидать, что насыщение сделает огибающую накачки более плоской, что в свою очередь должно привести к улучшению мелкоструктурного ОВФ и увеличению степени дискриминации. Добавим, что до сих пор нет детальных исследований влияния на ОВФ таких факторов, как фокусное расстояние линзы, положение центра перетяжки в нелинейной среде, нестационарности, а также исследований в весьма интересной области $\xi \leq 50$. Наличие большого числа параметров позволяет надеяться на оптимизацию ОВФ-ВР в сфокусированном пучке. Так, например, в работах³⁰ и^{83, 84} в заметно разных условиях были достигнуты значения доли ОВФ, равные 100% (с экспериментальной точностью порядка 10 ± 20%).

е) ОВФ при других механизмах усиления

Дискриминационный механизм ОВФ-ВР основан на совпадении локальных максимумов возбуждающего и усиливающего полей. Ясно, что этот механизм, в принципе, должен работать для любого вида усиления, если локальный коэффициент усиления растет с ростом локальной интенсивности спекл-неоднородной накачки. К настоящему времени дискриминационное ОВФ изучалось, помимо случая ВРМБ, также и для следующих механизмов усиления: вынужденное комбинационное рассеяние света^{41, 49, 50, 98, 99} (ВКР), вынужденное рассеяние крыла линии Рэлея⁹⁹, вынужденное температурное рассеяние света, обусловленное поглощением (ВТР)^{100, 101}, усиление при спекл-неоднородной накачке красителя в режиме сверхлюминесценции^{52, 102}, насыщающиеся среди¹¹⁷.

ВКР и сверхлюминесценция красителя характеризуются довольно большим сдвигом частоты, вплоть до десятков процентов. Это препятствует использованию указанных двух механизмов ОВФ для практики, однако их изучение представляет научный

*) Здесь мы пользуемся результатами более поздней работы⁹⁷, в которой важный вывод работ^{46, 47} об уменьшении дискриминации инкрементов был уточнен количественно; степень дискриминации 1,3 к тому же дает лучшее согласие с опытом⁴⁶.

интерес. Первые целенаправленные исследования ОВФ-ВКР были проведены в работах^{49,50}, за ними последовало довольно большое число других публикаций, см., например,^{98,99,103}. В⁴⁹ для регистрации ОВФ использовался метод фазовой пластины. Особенностью работ^{50,98,99} и других работ группы А. И. Соколовской является систематическое использование амплитудных (а не фазовых) искажающих транспарантов с последующей фокусировкой излучения в среду без световода. Пусть на амплитудный транспарант падает плоская волна. Тогда прошедшее излучение, помимо неоднородной компоненты, обусловленной дифракцией на транспаранте, сохраняет заметную долю энергии в виде дискретной плоской волны прежнего направления. При фокусировке такого излучения линзой в среде возникает яркая фокальная перетяжка от плоской волны, в которой инициируется вынужденное рассеяние. Далее усиление стоксова поля происходит между входным окном кюветы и перетяжкой, т. е. в той части среды, где регулярная и неоднородная части пучка накачки перемешаны и интерферируют. В этой области включается дискриминационный механизм наибольшего усиления коррелированной с накачкой компоненты (с учетом наличия регулярной части в накачке эта задача рассмотрена в⁴²). Авторы работ^{50,98,99} описывают этот механизм в терминах считывания объемной усиливающей голограммы с помощью сферической стоксовой волны, исходящей из перетяжки дифракционного качества. При этом подразумевается, что голограмма записана интерференцией регулярной и перегулярной частей накачки. В упомянутых работах о наличии ОВФ судили по восстановлению изображения транспаранта волной на стоксовой частоте. Весьма интересными явились регистрация и количественные измерения продольного сдвига получаемого изображения и измерения его поперечного масштаба⁹⁸. Эти изменения связаны с различием законов распространения накачки и стоксовой волны в воздухе, где взаимодействие между ними уже выключено. Результаты измерения соответствуют картине «отрыва» поля стоксовой волны от поля накачки на границе нелинейной среды.

Единственной известной нам работой, где сообщалось об ОВФ-ВР сверхкоротких (~25 пс) световых импульсов при ВР крыла линии Рэлея, является работа⁹⁹. Этот вид ВР имеет малый сдвиг частоты и короткое время установления, поэтому ОВФ на таком механизме может найти практические приложения, в том числе для задач ОВФ деполяризованных полей; см¹⁰⁴.

ОВФ при ВТР наблюдалось и исследовалось в работах^{100,101}. ВТР обладает весьма малым сдвигом частоты (и это хорошо для приложений), но, к сожалению, довольно большим временем установления. Любопытная особенность ОВФ-ВТР состоит в том, что оно сопровождается заметным уширением спектра рассеянной волны, это обстоятельство, по-видимому, обусловлено фазовой модуляцией при тепловых изменениях показателя преломления нагреваемой среды¹⁰⁰.

ОВФ при сверхлюминесценции в работе⁵² наблюдалось при накачке красителя второй гармоникой неодимового лазера ($\lambda = 532$ нм), пропущенной через фазовую пластину как для создания спекл-неоднородностей коэффициента усиления в объеме красителя, так и для контроля ОВФ. Излучение сверхлюминесценции в спектральном диапазоне от 545 до 565 нм после обратного прохода через фазовую пластинку имело яркий керн дифракционного качества. Зарегистрированная доля ОВФ составила от 10% до 20%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы попытались представить современный уровень экспериментальных исследований ОВФ-ВР. В ограниченный объем вошли далеко не все даже наиболее важные работы. В частности, мы почти не касались исследовательских работ, более тесно связанных с приложениями (см., например,⁶⁰, с. 117 и^{105, 55}).

Большой интерес представляют работы, посвященные лазерам с ОВФ-зеркалами, см., например,^{117-120, 60}. Резонаторы таких лазеров обладают целым рядом интересных особенностей, например отсутствием угловой и частотной селекции, меньшей чувствительностью к неоднородностям усиливающей среды.

Огромное число работ (около 200 на январь 1982 г.) посвящено исследованию четырехволнового метода ОВФ; их рассмотрение требует отдельного обзора. Отметим здесь лишь следующее. К достоинствам четырехволновой схемы относятся: отсутствие порога, возможность обращения с одновременным усилением обращаемого сигнала, возможности управления обращенной волной. ОВФ для далекого ($\lambda \geq 2$ мкм) инфракрасного диапазона получено пока лишь методом 4ВС. К недостаткам метода ОВФ-4ВС следует отнести жесткие требования на качество волно-

вого фронта опорных волн и на оптическую однородность нелинейной среды. В отличие от ОВФ-4ВС, Мандельштам — Бриллюэновское ОВФ является *самообращением*, т. е. не требует дополнительных опорных волн высокого качества и не предъявляет жестких условий к однородности нелинейной среды.

Большой интерес представляет проблема ОВФ-излучения в ультрафиолетовом диапазоне; в этом направлении уже имеются первые экспериментальные результаты ¹²¹⁻¹²³.

Рассмотренный в обзоре материал позволяет сделать заключение, что физические процессы при ОВФ-ВР, в основном, выяснены. Предстоит, однако, провести большой объем систематических исследований ОВФ-ВР, имеющих своей конечной целью оптимизацию практических устройств, использующих обращение волнового фронта.

Авторы благодарят В. В. Рагульского за полезные обсуждения и консультации, а также А. В. Мамаева и О. О. Куликову за техническую помощь.

Институт проблем механики
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Gabor D.— Nature, 1948, v. 161, p. 777; Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1949, v. 197, p. 454.
2. Bragg W. L.— Nature, 1950, v. 166, No. 4218, p. 399.
3. Gabor D. Patent No. 2.770.166 (USA), Application, July 6, 1951.
4. Денисюк Ю. Н.— Опг. спектр., 1963, т. 15, с. 522.
5. Kogelnik H. W.— Bell. Syst. Techn. J., 1965, v. 44, p. 2451.
6. Leith E. N., Uptniefs J.— J. Opt. Soc. Am., 1966, v. 56, p. 523.
7. a) Kogelnik H. W. Patent No. 3.449.577 (USA), Application October 23, 1965.
б) Sincervo G. T. Patent No. 1.218.331 (Gr. Britain), Application April 9, 1968.
8. Catchey W. T.— Proc. IEEE, 1968, v. 56, p. 340.
9. Адаптивная оптика.— М.: Мир, 1980.
- Pearson J. E.— Laser Focus, 1981, v. 17, No. 9, p. 53.
10. Gerritsen H. J., Ramborg E. G., Freeman S.— In: Proc. of the Symposium on Modern Optics.— N. Y.: Polytechnik Press, 1967 — P. 109.
11. Степанов Б. И., Ивакин Е. И., Рубанов А. С.— ДАН СССР, 1971, т. 196, с. 567.
12. Woerdman J. P.— Opt. Comm., 1970, v. 2, p. 212.
13. Woodbury E. J., Ng W. K.— Proc. IRE, 1962, v. 50, p. 2347.
14. Chiao R. Y., Stoicheff B. P., Townes C. H.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 592.
15. Маш Д. И., Морозов В. В., Старунов В. С., Фабелинский И. Л.— Письма ЖЭТФ, 1965, т. 1, с. 41.
16. Breuer R. G.— Phys. Rev., Ser. A, 1965, v. 140, p. 800.
17. Rank D. H., Cho C. W., Foltz N. D., Wigging T. A.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 828.
18. Беспалов В. И., Кубарев А. Н.— В кн.: Труды II Всесоюзного Симпозиума по нелинейной оптике. Новосибирск, 1968, с. 247.
19. Кудрявцева А. Д., Соколовская А. И., Сущинский М. М.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1556.
20. Зельдович Б. Я., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 160.
21. Носач О. Ю., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 617.
22. Аниьев Ю. А., Авторское свидетельство № 414935 от 12.10.71 г. Бюллетень изобретений, 1974, № 6, с. 147.
23. Аниьев Ю. А.— Квант. электрон. 1974, т. I, с. 1669.
24. Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 350.
25. Рагульский В. В.— Тр. ФИАН СССР, 1976, т. 85, с. 3.
26. Уагив А.— J. Opt. Soc. Am., 1976, v. 66, p. 301.

27. Hellwarth R. W.—*Ibid.*, 1977, v. 67, p. 1.
28. Bloom D., Bjorklund G. C.—*Phys. Lett.*, 1977, v. 31, p. 592.
29. Jensen S. M., Hellwarth R. W.—*Ibid.*, 1978, v. 32, p. 166.
30. Блащук В. Н., Зельдович Б. Я., Мельников Н. А., Пилипецкий Н. Ф., Поповичев В. И., Рагульский В. В.—Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 211.
31. Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А.—*Ibid.*, с. 245.
32. Wang V., Giuliano G. R.—*Opt. Lett.*, 1978, v. 2, p. 4.
33. Wang V., Patent No. 4.005.935 (USA).—Apr. 25, 1976.
34. Avizonis P. V., Hopf F. A., Bomberger W. D., Jacobs S. F., Tomita A., Womack K. H.—*Appl. Phys. Lett.*, 1977, v. 31, p. 435.
35. Шосток С. Н., Подобая Я. Г., Анальев Ю. А., Волосов В. Д., Горланов А. В.—Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 29.
36. Yagiv A., Perer D. M.—*Opt. Lett.*, 1977, v. 1, p. 16.
37. Abram R. L., Lind R. C.—*Ibid.*, 1978, v. 2, p. 94.
38. Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М., Мандровов В. И.—*Кvant. elektron.*, 1976, т. 3, 2467.
39. Сидорович В. Г.—ЖТФ, 1976, т. 46, с. 2168.
40. Кочемасов Г. Г., Николаев В. Д.—*Кvant. elektron.*, 1977, т. 4, с. 415.
41. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.—*Ibid.*, с. 1090.
42. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.—*Ibid.*, с. 2353.
43. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.—*Ibid.*, 1978, т. 5, с. 36.
44. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.—*Ibid.*, с. 973.
45. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.—ЖТФ, 1978, т. 75, с. 428.
46. Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А.—Изв. вузов, Сер. «Радиофизика», 1977, т. 20, с. 791.
47. Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А.—*Ibid.*, 1978, т. 21, с. 961.
48. Bergmann E. E., Bigio I. J., Feldman B. J., Fisher R. A.—*Opt. Lett.*, 1978, v. 3, p. 82.
49. Зельдович Б. Я., Мельников Н. А., Пилипецкий Н. Ф., Рагульский В. В.—Письма ЖТФ, 1977, т. 25, с. 41.
50. Соколовская А. И., Бреховских Г. Л., Кудрявцева А. Д.—ДАН СССР, 1977, т. 233, с. 356.
51. Shire N. S.—*Appl. Phys. Lett.*, 1978, v. 33, p. 299.
52. Коцев В. Г., Лазарук А. М., Петрович И. П., Рубанов А. С.—Письма ЖТФ, 1978, т. 28, с. 468.
53. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Сударкин А. Н., Шкунов В. В.—ДАН СССР, 1980, т. 252, с. 92.
54. Куликов О. Л., Пилипецкий Н. Ф., Сударкин А. Н., Шкунов В. В.—Письма ЖТФ, 1980, т. 31, с. 377.
55. Basov N., Zubalev I.—*Appl. Phys. Lett.*, 1979, v. 20, p. 261.
56. Ефимов В. Ф., Зубарев И. Г., Котов А. В., Миронов А. Б., Михайлов С. И., Смирнов М. Г.—*Кvant. elektron.*, 1980, т. 7, 372.
57. Долгополов Ю. В., Комаревский В. А., Кормер С. Б., Кочемасов Г. Г., Куликов С. М., Муругов В. М., Николаев В. Д., Сухарев С. А.—ЖТФ, 1979, т. 76, с. 908.
58. Пилипецкий Н. Ф., Поповичев В. И., Рагульский В. В.—Письма ЖТФ, 1978, т. 27, с. 619.
59. Илюхин А. А., Перегудов Г. В., Плоткин М. Е., Рогозин Е. Н., Чирков В. А. *Ibid.*, 1979, т. 29, с. 364.
60. Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах/Под ред. В. И. Беспалова.—Горький: ИПФ АН СССР, 1979.
61. Бломберген Н.—УФН, 1969, т. 97, с. 307.
62. Старунов В. С., Фабелинский И. Л.—*Ibid.*, т. 98, с. 441.
63. Зельдович Б. Я., Собельман И. И.—*Ibid.*, 1970, т. 101, с. 3.
64. Сидорович В. Г.—ЖТФ, 1976, т. 46, с. 1306.
65. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику.—М.: Наука, 1976, Ч. 1. Случайные процессы.
66. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику.—М.: Наука, 1981.
67. Зельдович Б. Я., Яковлева Т. В.—*Кvant. elektron.*, 1980, т. 7, с. 316.
68. Зельдович Б. Я., Яковлева Т. В., Шкунов В. В. Препринт ФИАН СССР, № 54.—Москва, 1979.
69. Зельдович Б. Я., Яковлева Т. В.—*Кvant. elektron.*, 1980, т. 7, с. 519.

70. Зельдович Б. Я., Яковлева Т. В., Шкунов В. В.— В кн.: Оптическая голограмма. Л.: Наука, Ленингр. изд-ние, 1981.
71. Лазарук А. М.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 1770.
72. Кузнецова Т. И.— Ibid., 1980, т. 7, с. 1257.
73. Блашук В. Н., Зельдович Б. Я., Шкунов В. В.— Ibid., с. 2559.
74. Лазарук А. М., Рубаков А. С.— ЖПС, 1979, т. 31, с. 1099.
75. Сокин М. С., Хижняк А. И.— Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 42.
76. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Яковлева Т. В.— Препринт ФИАН СССР, № 26,— Москва, 1979.
77. Сидорович В. Г., Шкунов В. В.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 816.
78. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я.— Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 299.
79. Ландau Л. Д., Лишниц Е. М. Теория поля.— М.: Наука, 1978.
80. Пилипецкий Н. Ф., Поповичев В. И., Рагульский В. В.— В кн.: Тезисы докладов Кино-80.— 1980.— С. 128.
81. Пилипецкий Н. Ф., Поповичев В. И., Рагульский В. В.— ДАН СССР, 1981, т. 257, с. 1116.
82. Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Котов А. В., Миронов А. Б., Михайлов С. И.— Квант. электрон., 1981, т. 8, с. 891.
83. Блашук В. Н., Зельдович Б. Я., Крашенинников В. Н., Мельников Н. А., Пилипецкий Н. Ф., Рагульский В. В., Шкунов В. В.— ДАН СССР, 1978, т. 241, с. 1322.
84. Blaschuk V. N., Krasheninnikov V. N., Melnikov N. A., Pilipetsky N. F., Ragulsky V. V., Shkunov V. V., Zel'dovich B. Ya.— Opt. Comm., 1978, v. 27, p. 137.
85. Басов Н. Г., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Котов А. В., Михайлов С. И., Смирнов М. Г.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 215.
86. Басов Н. Г., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Котов А. В., Миронов А. Б., Михайлов С. И., Смирнов М. Г.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 765.
87. Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А., Шилов А. А.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 668.
88. Васильев М. В., Гюламирян А. Л., Мамаев А. В., Рагульский В. В., Семенов П. М., Сидорович В. Г.— Ibid., с. 673.
89. Басов Н. Г., Зубарев И. Г., Котов А. В., Михайлов С. И., Окулов А. Ю.— Ibid., с. 685.
90. Пилипецкий Н. Ф., Поповичев В. И., Рагульский В. В.— ДАН СССР, 1979, т. 248, с. 1097.
91. Pilipetsky N. F., Ropovichev V. I., Ragulsky V. V.— Opt. Comm., 1979, v. 31, p. 97.
92. Pilipetsky N. F., Ropovichev V. I., Ragulsky V. V.— In: Proc. of the Intern. Conference on Lasers.— Orlando, USA, 1979.— P. 673.
93. Басов Н. Г., Зубарев И. Г., Котов А. В., Михайлов С. И., Смирнов М. Г.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 394.
94. Рагульский В. В.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 251.
95. Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Котов А. В., Миронов А. Б., Михайлов С. И., Пасманик Г. А., Миронов М. Г., Шилов А. А.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 526.
96. Гюламирян А. Л., Мамаев А. В., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В.— Письма Опт. и спектр., 1981, т. 51, с. 204.
97. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я.— Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 973.
98. Бреховских Г. Л., Соколовская А. И., Окладников Н. В.— В кн.: Материалы XI Всесоюзной Школы по голограммии.— Л., 1979.— С. 58.
99. Kudriavtseva A. D., Sokolovskaya A. I., Gazengel J., Phu Xuan N., Rivoigre G.— Opt. Comm., 1978, v. 26, p. 446.
100. Кривощеков Г. В., Ступан М. Ф., Тимофеев Т. Т.— Письма ЖТФ, 1981, т. 7, с. 506.
101. Белоусов В. Н., Большов Л. А., Ковалльский Н. Г., Низиенко Ю. К.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 2149.
102. Лазарук А.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 1770.
103. Андреев Н. Ф., Беспалов В. И., Киселев А. М., Пасманик Г. А.— Ibid., с. 996.
104. Зельдович Б. Я., Яковлева Т. В.— Ibid., с. 880.
105. Бельдюгин И. М., Земсков Е. М., Черненький В. И.— 1978, т. 5, с. 1349.
106. Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М.— Ibid., 1979, т. 6, с. 587.

107. Беспалов В. И., Манишин В. Г., Пасманик Г. А.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 1756.
108. Пасманик Г. А.— Письма ЖТФ, 1978, т. 4, с. 504.
109. Фу К. Последовательные методы в распознавании образов и обучении машин.— М.: Наука, 1971.
110. Басов Н. Г., Зубарев И. Г., Миронов А. Б., Михайлов С. И., Окулов А. Ю.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 1678.
111. Tang C. L.— J. Appl. Phys., 1966, v. 37, p. 2945.
112. Бельдюгин И. М., Земсков Е. М.— Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 2055.
113. Коchemасов Г. Г., Николаев В. Д.— Ibid., 1979, т. 6, с. 1960.
114. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А.— Письма ЖТФ, 1981, т. 7, с. 325.
115. Дьяков Ю. Е.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 10, с. 545.
116. Ст. 66.
117. Ораевский А. Н.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 218.
118. Лесник С. А., Соскин М. С., Хижняк А. М.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 2257.
119. Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М. О свойствах резонаторов с обращающими волновой фронт зеркалами.
120. Yeling J. Au., Fekete D., Pepper D. M., Yariv A.— J. IEEE, 1979, v. QE-15, p. 1180.
121. Feldman B. J., Fisher R. A., Shapiro S. L.— Opt. Lett., 1981, v. 6, p. 84.
122. Белоусов В. Н., Низиенко Ю. К., Пилипецкий Н. Ф., Ратульский В. В.— ДАН СССР, 1981, т. 264, с. 71.
123. Card R. G., Gower M. C.— Opt. Lett., 1981, v. 6, p. 557.