УДК 621.375.8

Б. Я. Зельдович О. Ю. Носач В. И. Поповичев В. В. Рагульский Ф. С. Файзуллов

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА СВЕТА ПРИ ЕГО ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ

Характерной особенностью вынужденно рассеянного света является его высокая направленность, сравнимая с направленностью возбуждающего излучения. Это обстоятельство отмечалось многими авторами, исследовавшими различные типы вынужденного рассеяния [1—7]. Поскольку коэффициент усиления, соответствующий процессам вынужденного рассеяния, не имеет резкой угловой зависимости, высокая направленность рассеянного света обычно связывалась с геометрией опытов. Вероятно, именно существование такого рода интерпретации высокой направленности рассеянного света послужило причиной того, что вопрос о взаимном соответствии волновых фронтов рассеянного и возбуждающего излучений долгое время вообще не ставился.

Впервые такой вопрос был поставлен в 1971 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева. Проведенные в ФИАНе экспериментальные и теоретические исследования [8, 9] привели к обнаружению нового явления — обращения волнового фронта света при его вынужденном рассеянии. Было установлено, что в определенных условиях фронт рассеянной назад световой волны совпадает по форме (но имеет противоположный знак фазы) с фронтом возбуждающей волны. Это означает, что вынужденно рассеивающую среду можно рассматривать как неосуществимое в классической оптике зеркало, обращающее произвольный волновой фронт (изменяющее знак времени). Обнаруженное явление реализуется благодаря тому, что при любых типах вынужденного рассеяния в среде под действием возбуждающего излучения с пространственно-неоднородной интенсивностью возникает пространственнонеоднородное распределение коэффициента усиления рассеянного света. При этом коэффициент усиления волны с волновым фронтом, обращенным по отношению к фронту возбуждающего излучения, выше, чем коэффициент усиления всех других рассеянных волн. Этот факт в сочетании с большим общим усилением приводит к тому, что из шумового рассеянного излучения выделяется волна с обращенным фронтом.

Вслед за работами [8, 9] во многих лабораториях, как у нас, так и за рубежом, были развернуты исследования обнаруженного явления, а также его возможных практических применений [10—28]. В настоящей статье дан лишь краткий обзор результатов работ, посвященных обращению волнового фронта света, поскольку мы стремились прежде всего изложить качественную картину явления.

Авторы выражают свою искреннюю признательность Н. Г. Басову, В. С. Зуеву, И. И. Собельману за проявленный интерес к обнаруженному эффекту. Оказанная ими поддержка и плодотворные дискуссии способствовали успешному проведению исследований. Экспериментальные исследования. Схема экспериментальной установки [8], на которой впервые удалось обнаружить обращение волнового фронта света при его вынужденном рассеянии, приведена на рис. 1. Волновой фронт излучения рубинового лазера существенно искажался с помощью фазовой пластины Φ , изготовленной путем травления полированного стекла в плавиковой кислоте, в результате чего расходимость



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: \mathcal{A} — днафрагма 6×6 мм; Φ — пластина толщиной 1,3 мм, неровности на поверхности пластины имеют размеры ~150 мкм и глубину ~1 мкм; \mathcal{A} — линза днаметром 10 см с фокусным расстоянием 100 см; C_1 и C_2 — системы измерения параметров лазерного и рассеянного света

света (линейный угол) возрастала в 25 раз. Этот свет попадал в полый стеклянный световод квадратного сечения, помещенный в кювету. Пластина Φ освещается пучком прямоугольного сечения, сформированным диафрагмой \mathcal{A} . С помощью линзы \mathcal{A} с большой апертурой изображение освещенной области строится на входе световода, причем величина изображения равна размеру входного отверстия световода. Благодаря этому все лазерное излучение, регистрируемое измерительной системой C_1 , пройдя пластину Φ и линзу, попадает в световод. Система C_2 регистрирует рассеянный назад свет, также прошедший через линзу и пластину.

В спектре этого света наблюдается одна линия, смещение которой относительно линии лазерного излучения соответствует мандельштамбриллюэновскому рассеянию на 180°.

На фотографии рис. 2, а показано распределение лазерного излучения в дальней зоне. На рис. 2, б представлена фотография дальней зоны рассеянного в обратном направлении излучения после прохождения им пластины Ф. Как видно, картины дальней зоны в обоих случаях качественно совпадают. Калориметрические измерения показали, что в описываемых экспериментах рассеивалось 26% лазерного излучения. Фотометрическая обработка негативов 2, а и 2, б показала, что яркость рассеянного излучения после прохождения пластины Ф также составляет 26% от яркости лазерного излучения. Из изложенных результатов следует, что вынужденно рассеянный свет после прохождения фазовой пластины имеет то же угловое распределение, что и лазерное излучение. В ряде модифицированных опытов [10] почти плоская (имеющая дифракционную расходимость) световая волна искажалась фазовым устройством настолько сильно, что ее расходимость возрастала в 150 раз. Даже в таком случае рассеянная назад волна, пройдя это устройство, практически не отличается от исходной. В контрольном эксперименте мы заменили вынужденно рассеивающую среду плоским

зеркалом. При отражении от зеркала фронт излучения не обращается и поэтому, проходя в обратном направлении через фазовую пластину, он не только не «исправляется», а, напротив, получает добавочные искажения. В результате расходимость излучения намного превышает расходимость исходного лазерного света (см. рис. 2, в).



Рис. 2. Қартины распределения в дальней зоне: *а* — лазерного излучения, *б* — рассеянного излучения, *в* — рассеянного света при отсутствии пластины Ф; темный фон — отражение света плоским зеркалом

Таким образом, мы наблюдаем «исправление» волнового фронта рассеянного назад излучения с помощью того же фазового устройства, которое исказило исходную лазерную волну. Отсюда следует, что распространяющийся назад фронт рассеянной световой волны совпадает по форме с фронтом распространяющейся вперед рассеиваемой волны, т. е. при вынужденном рассеянии произошло обращение волнового фронта. В самом деле, поле лазерной накачки $E'_{\rm L}(\mathbf{r})$ по прохождении фазовой пластины имеет вид

 $E'_{L} = \exp\left\{i\varphi\left(\mathbf{r}\right)\right\} E_{L}\left(\mathbf{r}\right).$

Для рассеянного поля имеет место такой же закон преобразования при обратном проходе через фазовую пластину

$$E'_{S} = \exp\left\{i\varphi\left(\mathbf{r}\right)\right\} E_{S}\left(\mathbf{r}\right).$$

Здесь $\varphi(\mathbf{r})$ — пространственная зависимость фазового сдвига, вносимого пластиной, $\mathbf{r} = (x, y)$ — поперечные координаты. Для того чтобы объяснить восстановление формы падавшей волны, необходимо предположить точную компенсацию этих фазовых искажений по всему поперечному сечению, что имеет место при

$$E_{\mathcal{S}}(\mathbf{r}) = \operatorname{const} E_{L}^{*}(\mathbf{r}). \tag{1}$$

Имея в виду, что временная зависимость комплексной амплитуды дается множителем $\exp\{-i\omega t\}$, можно сказать, что рассеянная волна соответствует, согласно (1), «обращенной по времени» волне накачки.



Рис. 3. Схема экспериментальной установки: Γ — поляризатор (призма Глана); H — ячейка Фарадея, поворачивающая плоскость поляризации света на 45°; усилитель — кристалл рубина длиной 24 см, диаметром 12 мм с торцами, скошенными под углом 4°; J — линза с фокусным расстоянием 25 см; кювета с сероуглеродом имеет диаметр 3 мм и длину 1 м

Эти свойства рассеянной волны лежат в основе потенциальных применений обнаруженного явления. Так, оказывается возможным создание системы из задающего лазерного генератора и оптически-неоднородного усилителя — системы, позволяющей снять запасенную в усилителе энергию в виде пучка с идеальной (дифракционной) расходимостью. Идея метода состоит в том, что оптически-неоднородный усилитель можно рассматривать как некоторый распределенный аналог фазовой пластины [8]. Тогда пропускание исходной волны дифракционного качества от задающего генератора через усилитель, последующее обращение волнового фронта за счет вынужденного рассеяния и пропускание рассеянной назад волны снова через тот же усилитель позволяет добиться желаемого результата. Эта программа была реализована нами экспериментально в работе [9].

В экспериментальной установке из [9] (см. рис. 3) пучок света от лазера с расходимостью, близкой к дифракционной, проходил через рубиновый усилитель, имеющий низкое оптическое качество, и затем попадал в кювету с сероуглеродом, где развивался процесс мандельштам-бриллюэновского рассеяния. На рис. 4 приведены осциллограммы падающего лазерного света и обращенного света, прошедшего через усилитель. Идущий назад свет пространственно отделялся от лазерного с помощью ячейки Фарадея и поляризатора, работающих как оптический изолятор. Использованный усилитель сильно искажал фронт проходящего через него света, увеличивая расходимость от 0,13 до $\sim 2,5$ мрад. Значительная доля ($\approx 60\%$ по энергии) попадающего в сероуглерод излучения отражается назад за счет вынужденного рассея-



Рис. 4. Осциллограммы лазерного и рассеянного света при усилении в рубине-10

ния. Распределение в дальней зоне отраженного света (P_s) в деталях повторяет распределение усиленного лазерного излучения (P_{BA}) . Пос-



Рис. 5. Картины распределения в дальней зоне: ∂ — лазерного излучения, θ — рассеянного и усиленного при обратном проходе усилителя излучения; темный фон — лазерное излучение, прошедшее усилитель

ле прохождения отраженного света через усилитель его расходимость существенно уменьшается и становится равной $\approx 0,15$ мрад. Распределение в дальней зоне отраженного и затем усиленного света (P_{BA}) практически повторяет распределение неусиленного лазерного излучения (рис. 5). Этот эффект наблюдается при работе усилителя как в

линейном режиме, так и в режиме насыщения. Таким образом, экспериментально установлено, что, используя явление обращения фронта, можно скомпенсировать искажения в усиливающей среде и получить усиленный пучок света с расходимостью, близкой к дифракционной. Малое время установления вынужденного рассеяния позволяет компенсировать динамические неоднородности.

Явление обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии имеет достаточно универсальный характер. Так, кроме схемы пер-



Рис. 6. Узел экспериментальной установки: Ф — травленная с одной стороны пластина (поперечный размер неоднородностей ~150 мкм, глубина ~1 мкм); Л — линза из стекла К-8 с фокусным расстоянием 7 см; кювета с сероуглеродом имеет длину 19 см и внутренний диаметр 1 см; П — призма из стекла ТФ-1

вых экспериментов [8, 9], где использовался световод для увеличения длины взаимодействия пучков при рассеянии, возможна схема с фокусировкой пучка накачки просто в безграничную среду. На рис. 6 приведена схема эксперимента из работы [21] (см. так же [16, 17]). И в этих условиях было зарегистрировано обращение волнового фронта. Более того, оказалось, что и компонент вынужденного комбинационного рассеяния (сдвиг частоты $\Delta v = 656$ см⁻¹ в сероуглероде, $v_L = = 14400$ см⁻¹ для рубинового лазера) в определенных условиях имеет обращенный волновой фронт; расстояние от пластины до линзы 0,2 мм, от линзы до кюветы ~7 мм.

В последнее время появился ряд предложений по использованию явления обращения волнового фронта для самонаведения излучения лазера на мишень: сквозь турбулентную атмосферу [26], для лазерного термоядерного синтеза при использовании оптически-неоднородных усилителей и оптики с аберрациями [27, 28]. Идея состоит в том, чтобы предварительно подсветить мишень другим лазером (или даже тем самым) с плохой точностью наведения. Тогда мишень становится источником вторичных волн. Некоторая (малая) доля энергии этих волн попадает в апертуру силовой лазерной установки. Излучение, пришед-

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА: СЕР. ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, Т. 19, № 4—1978

шее от мишени, предполагается усилить в силовых каскадах лазерной установки, подвергнуть обращению волнового фронта и снова пропустить через те же усилители. При этом излучение силовых усилителей будет доставлено на мишень, как если бы производилась безаберрационная фокусировка с дифракционной точностью. Попутно снимается и проблема точного наведения лазерного излучения на мишень.

Основная трудность при реализации этих предложений состоит в необходимости значительного усиления (до 10¹⁰) того весьма слабого сигнала, который попадает на вход силовых каскадов лазерной установки от мишени, и при этом усилители не должны самовозбуждаться. Тем не менее открывающиеся перспективы настолько заманчивы, что можно надеяться на достижение успеха в исследованиях, проводимых в настоящее время в этом направлении в целом ряде лабораторий мира.

Теория явления. Основная идея теоретической интерпретации явления обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии базируется на чрезвычайно высоком значении полного коэффициента усиления $\exp\{gz\} \sim \exp\{25\}$, который требуется для развития спонтаннорассеянных фотонов в мощный стоксов сигнал. Здесь z - длина взаимодействия, $g - коэффициент усиления, см^{-t}$. Вследствие столь высокого значения полного коэффициента усиления $\exp\{gz\}$ даже умеренные (порядка единицы) относительные вариации величины g приводят к чрезвычайно резкой дискриминации соответствующих компонентов рассеянного поля.

При большой нерегулярной угловой расходимости излучения (много больше дифракционного предела) волна накачки содержит большое число чередующихся интерференционных максимумов и минимумов интенсивности $I_L(z, z) = |E_L(\mathbf{r}, z)|^2$ с характерными размерами $\Delta r \perp \sim$ $\sim (k\theta)^{-1}, \Delta z \sim (k\theta^2)^{-1},$ где k — волновое число, θ — угловая расходимость. Из всех конфигураций рассеянного поля $E_{s}(\mathbf{r}, z)$ бо́льшим коэффициентом усиления д обладает такая, у которой максимумы интенсивности $I_S(\mathbf{r}, z) = |E_S(\mathbf{r}, z)|^2$ совпадают с максимумами накачки $I_{L}(\mathbf{r}, z)$ во всем объеме взаимодействия. Единственная возможность добиться совпадения максимумов рассеянной волны с максимумами накачки во всем объеме, несмотря на дифракцию, состоит в том, чтобы рассеянная назад волна E_s(r, z) совпадала с комплексно-сопряженной падающей волной $E_L(\mathbf{r}, z)$, т. е. как бы соответствовала волне накачки, обращенной во времени.

Строгое теоретическое рассмотрение задачи основывается на параболическом уравнении, записываемом как для поля накачки $E_L(\mathbf{r}, z)$, так и для рассеянной назад волны $E_S(\mathbf{r}, z)$:

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{i}{2\kappa_L} \Delta_\perp E_L = 0, \qquad (2a)$$

$$\frac{\partial E_{\mathcal{S}}}{\partial z} - \frac{i}{2k_{\mathcal{S}}} \Delta_{\perp} E_{\mathcal{S}} = \frac{1}{2} G |E_L(\mathbf{r}, z)|^2 E_{\mathcal{S}}(\mathbf{r}, z).$$
(26)

Правая часть в (26), пропорциональная константе G, описывает усиление рассеянного поля за счет накачки, положительное направление оси z выбрано в сторону распространения рассеянного поля. Из (26) для полной мощности рассеянной волны

$$P_{\mathcal{S}}(z) = \int d^2 \mathbf{r} |E_{\mathcal{S}}(\mathbf{r}, z)|^2$$

следует соотношение

$$\frac{dP_S}{dz} = g(z)P_S(z), \quad g(z) = \frac{G\int d^3r |E_L(r, z)|^2 |E_S(r, z)|^2}{\int d^2r |E_S(r, z)|^2}.$$
 (3)

Для обращенной конфигурации $E_S(\mathbf{r}, \mathbf{z}) = \operatorname{const} \cdot E_L^{\bullet}(\mathbf{r}, \mathbf{z})$ в предположении большого числа случайно расположенных интерференционных максимумов и минимумов при этом получается вдвое больший коэффициент усиления, чем для всех остальных конфигураций, некоррелированных с накачкой:

$$g_{\text{obp}} = 2g = 2G \langle |E_L|^2 \rangle. \tag{4}$$

Это приводит к тому, что на выходе мощность обращенного компонента относится к мощности остальных компонентов («поперечных мод») как

$$P_{\rm obd}/P_{\rm Herop} = e^{2gz}/(N e^{gz}) \sim e^{12}/N = 1.5 \cdot 10^5/N.$$
(5)

Можно сказать, что вынужденно-рассеивающая среда действует как пространственный фильтр, отбирающий из спонтанных шумов комплексно-сопряженную с накачкой структуру с огромным коэффициентом дискриминации, порядка 10⁵. Если число поперечных мод N будет меньше величины 10⁵, то обращенный компонент в рассеянной волне будет не только превосходить все остальные по своей яркости, но и нести в себе практически всю энергию рассеянного поля. Для фокусировки излучения в безграничную среду число N определяется тем, для каких направлений распространения в фокальной каустике рассеянная волна имеет заметную длину взаимодействия. Это приводит к оценке $N \sim \theta^2/\theta_{ди\phi}^2$, где $\theta_{дв\phi} = \lambda/D$ — дифракционный угол расходимости, соответствующий поперечному размеру D перетяжки поля накачки. Для излучения в световоде $N \sim D^2 \theta_1^2/\lambda^2$, где θ_1 — угол, для которого многократные отражения от стенок световода еще не приводят к заметным потерям.

Из выражения (3) становится ясным также и отсутствие обращения волнового фронта для плоской (или почти плоской) волны накачки (см. рис. 2, *г*). В самом деле, при $|E_L(\mathbf{r})|^2 = \text{const}$ эту величину можно вынести из-под знака интеграла, и тогда нет дискриминации различных конфигураций рассеянного поля в отношении коэффициента усиления.

К настоящему времени свойства решений системы (2а, б) исследованы весьма детально. Анализу различных аспектов явления обращения волнового фронта посвящены работы [13—16; 18—22; 25]. К конкретным вопросам, которые удалось количественно исследовать в этих работах, относятся: условия на допустимые значения угловой расходимости излучения θ ; взаимосвязь между точностью обращения и сдвигом частоты при конкретных видах рассеяния $(k_L-k_S)/k_S$; взаимосвязь между длиной взаимодействия, инкрементом усиления рассеянного света и расходимостью возбуждающего излучения; влияние состояния поляризации возбуждающего света на эффект обращения [25].

Таким образом, основные черты явления обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии света в настоящее время надежно установлены.

Вопросы, изложенные в данной статье, были близки Рему Викторовичу Хохлову, который внес фундаментальный вклад в изучение процессов вынужденного рассеяния. Авторы с глубокой благодарностью вспоминают то внимание, с которым он относился к работам по обращению волнового фронта.

ЛИТЕРАТУРА

- Brewer R. G. «Phys. Rev.», 1965, 140, A800.
 Wiggins T. A., Wick R. V., Rank D. H. «Appl. Opt.», 1966, 5, 1069.
 Беспалов В. И., Кубарев А. Н. Труды 2-го Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике. Новосибирск, 1966.
- 4. Rank D. H., Cho C. W., Foltz N. D., Wiggins T. A. «Phys. Rev. Lett.», 1967. 19, 828.
- 5. Зверев Г. М., Мартынов А. Д. «Письма в ЖЭТФ», 1967, 6, 931.
- 6. Dietz D. R., Cho C. W., Rank D. H., Wiggins T. A. «Appl. Opt.», 1969. 8, 1248.
- 7. Кудрявцева А. Д., Соколовская А. И., Сущинский М. М. ЖЭТФ, 1970, 59, 1556.
- 8. Зельдович Б. Я., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С. «Письма в ЖЭТФ», 1972, 15, 160. 9. Носач О. Ю., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С.
- «Письма в ЖЭТФ», 1972, 16, 617. 10. Поповичев В. И., Рагульс:
- Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С. «Письма в

- Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С. «Письма в ЖЭТФ», 1974, 19, 350.
 Рагульский В. В. Труды ФИАН, т. 85. М., 1976, с. 8.
 Королев Ф. А., Одинцов В. И. «Письма в ЖЭТФ», 1975, 22, 68.
 Сидорович В. Г. ЖТФ, 1976, 46, 2168.
 Бельдюгин И. М., Глуушкин М. Г., Земсков Е. М., Мандросов В. И. «Квантовая электроника», 1976, 3, № 11.
 Кочемасов Г. Г., Николаев В. Д. «Квантовая электроника», 1976, 3, № 12.
 Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А. «Письма в ЖТФ», 1977, 905
- 3, 215. 17. Блащук В. Н., Зельдович Б. Я., Мельников Н. А. и др. «Письма в ЖТФ», 1977, 3, 211.
- 18. Зельдович Б. Я. Шкунов В. В. Препринт ФИАН, № 196, 1976; «Квантовая электроника», 1977, 4, 1090.
- Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Препринт ФИАН, № 62, 1977; «Квантовая электроника», 1977, 4, 2353.
 Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Препринт ФИАН, № 35, 1977; «Квантовая электроника», 1978, 5, 36.
 Зельдович Б. Я., Мельников Н. А., Пилипецкий И. Ф., Рагуль-сите В. Р. Спилиса № 2100 № 1977, 25 41.

- Зельдович Б. Я., Мельников Н. А., Пилипецкий И. Ф., Рагульский В. В. «Письма в ЖЭТФ», 1977, 25, 41.
 Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Препринт Института проблем механики АН СССР, № 90, 1977; «Квантовая электроника», 1978, 5, № 5.
 Неllwarth R. W. JOSA, 1977, 67, 1.
 Бельдович Б. Я., Шкунов В. В. Препринт Института (М. М., Земсков Е. Н. «Квантовая электроника», 1977, 4, 1114.
 Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Препринт ФИАН, № 1, 1978.
 Wang V., Giuliano C. R. Digest of Technical Papers 1977. IEEE/OSA CLEA, June 1—3, р. 83, N 176, 1977.
 Захаров С. Д. Препринт ФИАН, № 210, 1977.
 Кружилин Ю. И. «Квантовая электроника», 1978, 5, № 3, 625.

Физический институт Академии наук СССР им. П. Н. Лебедева

6 ВМУ, № 4, физика, астрономия