

535,42

**ДИНАМИЧЕСКАЯ САМОДИФРАКЦИЯ КОГЕРЕНТНЫХ
СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ****В. Л. Винецкий, Н. В. Кухтарев, С. Г. Одулов,
М. С. Соскин****СОДЕРЖАНИЕ**

| | |
|--|-----|
| 1. Введение | 113 |
| 2. Энергообмен при динамической самодифракции. Общие положения | 117 |
| 3. Брэгговская самодифракция на смещенной решетке | 119 |
| 4. Нестационарная перекачка энергии взаимодействующих пучков | 123 |
| 5. Трех- и четырехпучковое взаимодействие в условиях пространственного синхронизма | 125 |
| 6. Самодифракция с участием высших порядков дифракции | 131 |
| 7. Применение эффекта самодифракции | 132 |
| Приложение | 134 |
| Цитированная литература | 135 |

1. ВВЕДЕНИЕ

Одними из интереснейших в нелинейной оптике являются эффекты самовоздействия лазерных пучков в среде в результате изменения ее свойств под действием света. Примером являются самофокусировка и самодефокусировка светового пучка, самовращение плоскости поляризации света и др.^{1,2} В последнее время все большее внимание привлекает самовоздействие двух или нескольких световых пучков. Пусть на нелинейную среду падают, пересекаясь в ней, два когерентных световых пучка одинаковой частоты:

$$E_l = C_l \exp i(\omega t - \mathbf{k}_l \mathbf{r}), \quad l = 1, 2, \quad (1.1)$$

образующие интерференционное поле

$$|E|^2 = |E_1 + E_2|^2. \quad (1.2)$$

Под его действием в среде возникает периодическое изменение диэлектрической проницаемости, вследствие, например, кубической нелинейности:

$$\Delta \epsilon = \epsilon_2 |E|^2. \quad (1.3)$$

Это изменение представляет собой дифракционную решетку, которую в случае сложных волновых полей называют голографической. Падающие пучки дифрагируют на ней: возникают пучки, распространяющиеся в новых направлениях (дифракционные порядки), изменяются интенсивности

и фазы самих записывающих пучков. Этот голографический эффект и называют самодифракцией ⁴ *).

Самодифракцию можно описать и иначе — как вырожденное по частоте вынужденное четырехфотонное рассеяние света на колебаниях атомов и электронов среды, индуцируемых взаимодействующими пучками, или «рассеяние света на свете» (light by light scattering) ⁵ **). При обоих указанных подходах количественное описание явления сводится к решению уравнения Максвелла, содержащего нелинейную добавку $\Delta\epsilon$. Поскольку любой кристалл, жидкость или газ обладают отличной от нуля кубической нелинейностью ϵ_2 , самодифракция является весьма общим эффектом, который при достаточной мощности излучения реализуется во всех средах.

За последние годы опубликован ряд работ по исследованию основных закономерностей самодифракции, ее использованию в нелинейной лазерной спектроскопии, для усиления и преобразования лазерных пучков, оптической обработки информации. В настоящем обзоре рассмотрены физические основы самодифракции и основные результаты по ее исследованию и применению. Как правило, используется подход, принятый авторами оригинальных работ, однако, в целом взаимодействие пучков интерпретируется как самодифракция в нелинейной среде ***). Многие работы по самодифракции посвящены исследованию механизмов нелинейности в конкретных средах. Вопросы эти заслуживают специального рассмотрения и выходят за рамки настоящего обзора.

Явление самодифракции обусловлено процессом, в котором запись и считывание решетки происходят одновременно и самосогласованно. Изменение $\Delta\epsilon$, индуцированное светом, вызывает перераспределение интенсивности и фазы интерференционного поля, что в свою очередь отражается на пространственном распределении $\Delta\epsilon$. Все это определяет сложный динамический характер самодифракции, в том числе и после установления стационарного режима, и существенное отличие свойств динамической решетки от статической (заданной). Так, изофазные поверхности («штрихи» решетки) наклоняются и изгибаются, а глубина модуляции становится переменной по глубине решетки ⁶⁻⁹. При отражательной геометрии записи появляются новые эффекты, связанные с изменением периода решетки при фиксированном угле схождения пучков ¹⁴.

Нетривиальность динамической самодифракции наиболее ярко проявляется в достаточно толстом слое, когда вследствие интерференционного гашения интенсивность дифрагированных пучков высших порядков становится пренебрежимо малой (в дальнейшем этот случай называется брэгговской самодифракцией). Оказывается, что два когерентных пучка, записывающие брэгговскую решетку $\Delta\epsilon$ в среде с локальным безынерционным откликом ****), не обмениваются энергией при любом соотношении интенсивностей ^{5, 15, 16}, хотя эту решетку можно обнаружить и исследовать по дифракции на ней вспомогательного тестирующего пучка ¹³. Запрет энерго-

*) В нестационарном режиме в процессе записи решетки ϵ практически не изменяется, а следовательно, нет и самовоздействия пучков. Изменение свойств среды возникает после процедуры проявления, а последующее считывание не стирает решетку.

**) При $\omega_1 \neq \omega_2$ возникают процессы ВКР, ВРМБ, «голограммы интенсивности» и др. ¹⁰⁻¹³. В дальнейшем, кроме специально оговоренных случаев, подразумевается взаимодействие, вырожденное по частоте.

***). На актуальность и сложность проблемы нелинейной дифракции указывалось в статье ² и отмечалась необходимость выработки основных понятий в этой области.

****) Под локальным понимается отклик среды, при котором экстремумы возникающей решетки и записывающего интерференционного поля совпадают (так называемая «несмещенная решетка»).

обмена сохраняется и при локальном инерционном отклике в стационарном режиме^{17, 18}. Между тем, дифракция двух когерентных пучков на заданной решетке, в том числе и на несмещенной, всегда сопровождается изменением их интенсивности, за исключением пучков равной интенсивности¹⁹. Отсутствие энергообмена в динамическом режиме обусловлено именно отмеченным взаимным влиянием динамической решетки и светового поля: решетка подстраивается таким образом, что перекачка энергии в брэгговских пучках с любым соотношением интенсивностей одинакова и взаимно компенсируется.

В результате активного поиска был найден ряд способов осуществления динамической самодифракции, связанных с отказом от какого-либо из условий, запрещающих энергообмен:

1) *Отказ от локальности отклика*. Брэгговская самодифракция двух пучков по схеме рис. 1, а в средах, где динамическая решетка сдвинута по фазе относительно интерференционного поля на угол, не равный нулю и не кратный π .

2) *Отказ от мгновенности отклика*. Нестационарная брэгговская самодифракция двух пучков по схеме рис. 1, б в среде с инерционным нелинейным откликом.

3) *Отказ от ограничения двумя пучками*. Самодифракция трех (либо четырех) пучков в среде с локальным безынерционным откликом в условиях пространственного синхронизма (рис. 1, в, г).

4) *Отказ от условия объемности решетки*. Динамическая самодифракция на тонкой решетке с участием высших порядков дифракции (рис. 1, д).

Описанию каждого из этих случаев посвящены самостоятельные разделы обзора. В последнем разделе рассмотрены результаты использования эффекта самодифракции.

Остановимся вкратце на истории вопроса. По-видимому, впервые самодифракция была фактически рассмотрена при анализе совсем другой задачи — распада на «нити» одиночного мощного лазерного пучка при самофокусировке в нелинейной среде^{20 *}). Рассматривалась плоская волна, промодулированная слабым интерференционным полем, что эквивалентно схеме вырожденного четырехфотонного взаимодействия (рис. 1, в). Было показано, что при $\Delta\epsilon > 0$ плоская волна неустойчива относительно малых возмущений поля, найден критический размер неустойчивостей и соответственно критическая пространственная частота, которые определяются нелинейными свойствами среды и мощностью поля.

В работе⁵ того же года были проанализированы все основные особенности брэгговской самодифракции, в том числе возникновение динамиче-

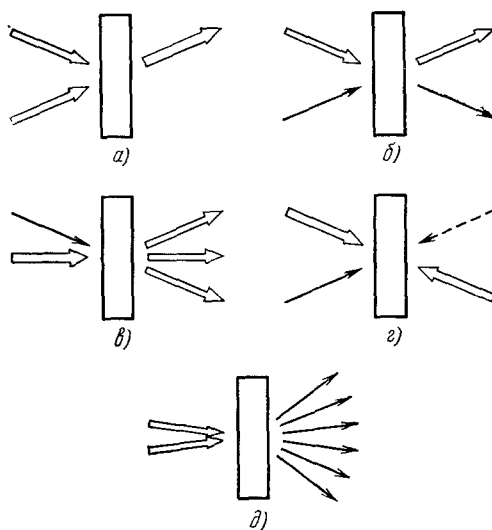


Рис. 1. Схемы динамической самодифракции в нелинейной среде.

а) Брэгговская самодифракция двух пучков в средах с нелокальным откликом; б) нестационарная брэгговская самодифракция в средах с локальным откликом; в) самодифракция трех пучков в среде с локальным откликом в условиях пространственного синхронизма; г) самодифракция четырех попарно коллинеарных встречных пучков.

*) Указанное совпадение не является случайным, так как оба эффекта (самофокусировка и самодифракция) определяются кубической нелинейностью².

ской решетки, условия и величина перекачки энергии по схеме рис. 1, *в*. Вскоре последовала экспериментальная реализация предложенной схемы при взаимодействии пучков рубинового лазера в нитробензоле ²¹. Затем были выполнены работы по вынужденному температурному рассеянию крыла линии Рэля и вынужденному рассеянию, обусловленному поглощением (подробная литература приведена в ^{11, 12}). Наиболее важным, с точки зрения самодифракции, было теоретическое, а затем и экспериментальное доказательство возможности самодифракции пучков строго одинаковой частоты в средах с локальным откликом в нестационарном режиме ^{17, 22}, хотя причина эффекта вскрыта не была (см. раздел 4).

К настоящему времени динамическая самодифракция сформировалась в самостоятельный раздел голографии. Вопрос об определении динамической голографии и ее возникновении в процессе развития идей голографии был недавно рассмотрен в работе ⁹. В ней отмечено, что исходным пунктом развития динамической голографии послужило обнаружение стационарного энергообмена и интерпретация его как следствия записи сдвинутой решетки в кристаллах ниобата лития ³⁹. Первая последовательная теория этого эффекта была дана в работе ⁸, а интерес к исследованиям в этой области возник в связи с возможностью применения голографического преобразования интенсивности для коррекции волновых фронтов излучения лазеров ^{118, 119}.

Новый всплеск интереса к вырожденному четырехволновому взаимодействию произошел в 1977—1978 гг., когда была показана возможность эффективного усиления слабых пучков, а также генерации комплексно-сопряженных волн в стационарном режиме в условиях пространственного синхронизма в схеме попарно коллинеарных встречных пучков ^{23, 24}.

Способ описания самодифракции с позиций нелинейной оптики наиболее удобен при работе в области прозрачности, когда отклик можно считать безынерционным, а добавка $\Delta\epsilon$, входящая в уравнение Максвелла, определяется нелинейной поляризуемостью $P^{(NL)}$ вида ³

$$P_i^{(NL)}(\omega, t) = \chi_{iklm}(\omega) E_k E_l E_m, \quad (1.4)$$

где переменные индексы i, k, l, m соответствуют декартовым составляющим x, y, z , а χ_{iklm} — тензор кубической нелинейности, значения которого являются стандартными характеристиками материала ^{3, 37}.

Почти одновременно с нелинейнооптическим (в 1967 г. ²⁵) начал разрабатываться другой, голографический, подход к явлению самодифракции, позволивший дать наглядную интерпретацию эффекта, а в ряде случаев получить и качественно новые результаты. На примере самодифракции двух пучков моноимпульсного излучения рубинового лазера в тонких слоях раствора просветляющегося красителя (криптоцианина) была продемонстрирована возможность формировать, считывать и преобразовывать изображения в реальном времени с помощью динамических голограмм. В последующие годы самодифракция была получена и исследована на большом числе обратимых регистрирующих сред ^{26–35}.

В общем случае инерционной среды нелинейная поляризуемость имеет вид

$$P^{(NL)}(\omega, r, t) = \hat{\chi} [E(\omega, r, r', t, t') E(\omega, r, r', t, t')] \times E(\omega, r', t'), \quad (1.5)$$

где $\hat{\chi} [E(\omega, r, r', t, t') E(\omega, r, r', t, t')]$ — интегро-дифференциальный оператор, вид которого определяется совокупностью процессов миграции возбуждения в координатном и энергетическом пространствах, т. е. изменением заселенностей уровней среды. Соответственно, $\hat{\chi}$ уже

не является стандартной характеристикой среды, а зависит также от временных и пространственных характеристик записывающих полей. Так, например, при импульсном возбуждении за время, малое по сравнению со временем жизни возбуждаемых состояний τ , нелинейность, определяемая величиной $\hat{\chi}$, не зависит от τ , однако, при непрерывной подсветке $\hat{\chi}$ существенно зависит от τ . Отмеченное отличие эффектов самовоздействия пучков в среде с запаздывающим или нелокальным откликом делает в этом случае более удобным голографическое описание самодифракции, в котором явно фигурирует величина фазового рассогласования поля и решетки, играющая определяющую роль в процессе самодифракции^{7, 8, 18}.

Следует отметить, что терминология, используемая при описании самодифракции, еще окончательно не установилась. После работы²⁵ в зарубежной литературе широко применяется термин «временные голограммы» (temporary holograms), подразумевающий, что голограммы возникают и считываются в процессе воздействия света, видоизменяя записывающие пучки, а после прекращения записи распадаются. Близок по значению термин «голография в реальном времени» (real time holography). В отечественной литературе чаще всего используются термины «самодифракция»⁴, «динамическая голография»^{9, 28, 31}, имеющие тот же смысл. Если длительность записывающего импульса меньше либо сравнима с временем релаксации отклика регистрирующей среды, говорят о «нестационарных голограммах» (transient holograms)²⁷.

Новым интересным видом динамических голограмм являются так называемые голограммы на суперпозиционных состояниях^{114, 115}, возникающие при интерференции возбужденных атомных состояний¹¹⁶. Суперпозиционная голография в основном изучалась теоретически, однако, уже имеются первые экспериментальные данные по наблюдению суперпозиционных голограмм в рубине¹¹⁷.

2. ЭНЕРГООБМЕН ПРИ ДИНАМИЧЕСКОЙ САМОДИФРАКЦИИ. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Теория явления базируется на решении уравнений Максвелла с учетом нелинейной зависимости диэлектрической проницаемости от амплитуды светового поля; см. (1.3). Конкретный вид этой зависимости в частных случаях извлекается из решения системы материальных уравнений для среды. Вследствие периодичности граничных условий решение обычно отыскивается в виде ряда по пространственным гармоникам исходного интерференционного поля, воздействующего на среду. В результате появляется набор дискретных световых пучков — высших порядков дифракции, а также изменяются амплитуды и фазы взаимодействующих пучков. В зависимости от условий эксперимента (толщина нелинейного слоя, угол схождения пучков, величина нелинейности) высшие дифракционные порядки могут появляться (тонкая динамическая голограмма), либо интерференционно гаситься (объемная голограмма, брэгговская дифракция).

Рассмотрим вначале решение для общего случая, когда l -й порядок дифракции имеет отличную от нуля интенсивность. Представляя комплексную амплитуду световой волны l -го порядка в виде $E_l = \sqrt{I_l} \exp(i\varphi_l)$, а p -ю компоненту решетки диэлектрической проницаемости в виде $\epsilon_p = |\epsilon_p| \exp(i\Phi_p)$, получим соотношения для интенсивностей I_l и фаз φ_l l -го пучка (см. приложение):

$$\frac{\partial I_l}{\partial z} = -\alpha I_l + k_0^2 k_z^{-1} \sum_{p+m=l} |\epsilon_p| \sqrt{I_m I_l} \sin(\Phi_p - \varphi_{lm}), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \varphi_l}{\partial z} = \frac{k_x^2 (l^2 - 1)}{2k_z} - k_0^2 (2k_z \sqrt{I_l})^{-1} \sum_{p+m=l} |\epsilon_p| \cos(\Phi_p - \varphi_{lm}), \quad (2.2)$$

где α — коэффициент поглощения, k_x , k_z — проекции волнового вектора падающей волны на оси x и z , $\varphi_{lm} = \varphi_l - \varphi_m$ — фаза интерференционного поля l -й и m -й компонент пучков. Первое слагаемое в правой части (2.1)

описывает поглощение l -го пучка, второе учитывает суммарное изменение его интенсивности вследствие дифракции парциальных пучков на соответствующих компонентах решетке. Первое слагаемое в (2.2) определяет изменение фазы l -го пучка по отношению к брэгговским пучкам, связанное с различием пути, проходимого пучками в нелинейной среде (геометрический набег фаз). Второе слагаемое связано с нелинейной «перекачкой» фаз при самодифракции.

Из (2.1) следует, что вклад отдельного дифракционного слагаемого в интенсивность l -го пучка пропорционален $\sin(\Phi_p - \Phi_{lm})$. Другими словами, необходимым условием перекачки энергии между l -й и m -й компонентами светового поля является наличие фазового рассогласования между интерференционным полем этих компонент и p -й компонентной решетки:

$$\Phi_p - \Phi_{lm} \neq 0, \pi. \quad (2.3)$$

В свою очередь изменение фазы пучка возникает вследствие дифракции (описываемой суммой по порядкам дифракции в (2.2)), если $\Phi_l - \Phi_{lm}$ не является нечетно кратным $\pi/2$, а для небрэгговских пучков также вследствие геометрического рассогласования в направлении исходных пучков $l = \pm 1$ (первое слагаемое в (2.2)).

Для объемной решетки в брэгговском приближении ($C_{\pm 1} \neq 0, C_m = 0, |m| > 1$) ¹⁴ и при слабом поглощении выражение (2.1) можно привести к виду

$$\frac{\partial I_{\pm 1}}{\partial z} = \pm ik_0^2 (2k_z)^{-1} (\Delta \varepsilon^* C_1 C_{-1}^* - \Delta \varepsilon C_1^* C_{-1}). \quad (2.4)$$

Для безынерционной среды с локальным откликом $\Delta \varepsilon = \varepsilon_2 C_1 C_{-1}^*$ (см. (1.3)) и $\partial I_{\pm 1} / \partial z = 0$. Таким образом, перекачка энергии при динамической брэгговской самодифракции в среде с локальным безынерционным откликом отсутствует.

В то же время существует перекачка фазы $\varphi = \varphi_{+1} - \varphi_{-1}$ от сильного пучка к слабому в соответствии с (2.2):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{k_0^2 \varepsilon_2}{2k_z} \frac{I_{+1} - I_{-1}}{\sqrt{I_{+1} I_{-1}}}. \quad (2.5)$$

Впервые этот результат был получен в ⁵, а затем в ¹⁵ и ряде последующих работ. Наконец, в ¹⁶ на основании точных интегралов уравнений Максвелла в нелинейной реактивной однородной среде, отвечающих законам сохранения импульса и энергии, этот вывод получен для двух встречных волн с одинаковой частотой.

Перекачка фаз, которая равнозначна изменению фазовой скорости распространяющихся пучков, приводит к наклону изофазных поверхностей записывающего интерференционного поля в сторону слабой волны, а отсутствие энергообмена есть следствие строгого совпадения экстремумов интерференционного поля и наводимой решетки в любой момент времени. В случае инерционного отклика тот же результат достигается в стационарном режиме. Эксперименты на различных средах подтвердили эти выводы теории ^{22, 31}.

Подчеркнем, что перекачка фазы при отсутствии энергообмена ³⁶ может быть использована в фазово-чувствительных устройствах для модуляции лазерного излучения и пр., а также для измерения величины кубической нелинейности различных сред ³⁷.

Характеристики энергообмена и свойства динамической решетки в конкретной нелинейной среде для первых двух случаев самодифракции могут быть найдены из самосогласованных решений системы уравнений для

интенсивностей и фаз поля и комплексной амплитуды решетки ε_r в брэгговском приближении (см. приложение):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I_{\pm 1}}{\partial z} &= \mp \frac{k_0^2}{k_z} \varepsilon \sqrt{I_{+1} I_{-1}} \sin(\varphi - \Phi), \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{|\varepsilon| \cos \psi_\tau}{\tau} &= a \sqrt{I_{+1} I_{-1}} \cos(\varphi - \Phi + \psi_a), \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= - \frac{k_0^2 \varepsilon (I_{-1} - I_{+1})}{2k_z \sqrt{I_{+1} I_{-1}}} \cos(\varphi - \Phi), \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= \frac{\sin \psi_\tau}{\tau} - \frac{a \sqrt{I_{+1} I_{-1}}}{\varepsilon} \sin(\varphi - \Phi + \psi_a), \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

где ψ_a, ψ_τ — фазовые сдвиги, связанные с безынерционным и инерционным механизмами записи, параметр a определяется конкретным механизмом отклика, $\varepsilon = |\varepsilon_{\pm 2}|$ — модуль амплитуды основной компоненты решетки диэлектрической проницаемости. В стационарном случае $\partial \varepsilon / \partial t = \partial \Phi / \partial t = 0$ и (2.6) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\pm 1}}{\partial z} &= \pm \frac{k_0^2}{k_z} a \tau I_{+1} I_{-1} \sin(\psi_\tau + \psi_a), \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= \frac{a \tau}{2} (I_{+1} - I_{-1}) \cos(\psi_a + \psi_\tau), \\ \Phi &= \varphi + \psi_\tau + \psi_a. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Из (2.7) следует, что стационарное рассогласование фаз поля и решетки ($\psi_\tau + \psi_a$) определяется дрейфовыми потоками (ψ_τ) и нелокальным откликом среды (ψ_a).

3. БРЭГГОВСКАЯ САМОДИФРАКЦИЯ НА СМЕЩЕННОЙ РЕШЕТКЕ

Перейдем к рассмотрению первого способа осуществления энергообмена брэгговских пучков — самодифракции на фазовой смещенной решетке. Из (2.4) следует, что энергообмен максимален при сдвиге решетки относительно интерференционного поля на $\pi/2$, т. е. на четверть периода. Наглядное объяснение этого факта состоит в следующем. При самодифракции в направлении каждого из взаимодействующих пучков распространяются две коллинеарные волны, прошедшая волна нулевого порядка от одного пучка и дифрагированная волна первого порядка от другого. Для несмещенной решетки эти две волны сдвинуты друг относительно друга по фазе на $\pi/2$. При сдвиге решетки на четверть периода между волнами появляется дополнительная, одинаковая по величине, но различная по знаку для каждого из пучков, разность фаз $\pm \pi/2$. При этом для акцепторного пучка волны оказываются синфазными и интерференционно складываются, для донорного — противофазными и интерференционно вычитаются. Это определяет возможность полного интерференционного гашения одного из взаимодействующих пучков при самодифракции на сдвиговой решетке (рис. 1, а).

В случае смещенной решетки ($\psi_\tau + \psi_a = \pi/2$) исходная система уравнений (2.6) сводится к виду

$$\frac{\partial I_{\pm 1}}{\partial z} = \mp \frac{k_0^2}{k_z} a \tau I_{+1} I_{-1}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0; \quad (3.1)$$

отсюда получаем для интенсивностей пучков:

$$I_{\pm 1}(z) = I_0 \{1 + |m \exp(\Gamma z)|^{\pm 1}\}^{-1}, \quad (3.2)$$

где $I_0 = I_{+1} + I_{-1}$, $m = I_{-10}/I_{+10}$ — соотношение пучков на входе в нелинейную среду толщиной z .

Из (3.2) следует, что брэгговская самодифракция на смещенной решетке приводит к усилению пучка, в сторону которого смещена решетка, независимо от исходного соотношения интенсивностей пучков. При достаточной толщине среды z возможно практически полное сложение интенсивностей двух пучков на входе в один пучок на выходе (рис. 2) ⁸.

Величина коэффициента усиления

$$\Gamma = -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{I_{-1}}{I_{-10}} \frac{I_{+10}}{I_{+1}} \right) = \frac{k_0^2}{k_z} \frac{a\tau}{I_0}, \quad (3.3)$$

характеризующая эффективность перекачки энергии, пропорциональна амплитуде смещенной решетки и не зависит от толщины среды. Отметим

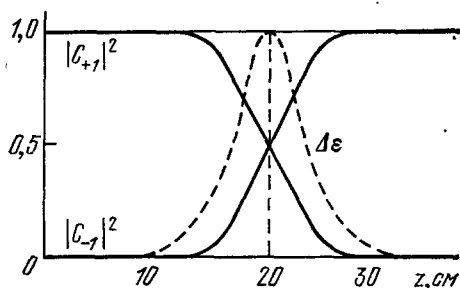


Рис. 2. Динамическая самодифракция на стационарной смещенной решетке. Зависимость нормированной интенсивности двух взаимодействующих пучков от толщины нелинейного слоя и распределение нелинейной добавки диэлектрической проницаемости по глубине голограммы ⁸.

также существенную неоднородность наводимой решетки по глубине (см. рис. 2), что является следствием изменения контраста записывающего поля по мере распространения в среде, а также отсутствия перекачки фазы, в результате чего «штрихи» решетки для плоских записывающих волн являются плоскостями, параллельными биссектрисе падающих пучков.

Нелинейные среды с нелокальным откликом достаточно редки. Очевидно, что это должны быть среды без центра инверсии, для которых существует одно или несколько выделенных направлений, где изменение оптических свойств чувствительно к знаку

прилагаемого воздействия. Среди известных регистрирующих материалов таким свойством обладают кристаллы с линейным электрооптическим эффектом — сегнетоэлектрики (LiNbO_3 , LiTaO_3 , BaTiO_3) и полупроводники (CdS , CdTe , $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$).

Один из возможных механизмов записи сдвиговых голограмм в этих кристаллах связан с диффузионным перераспределением объемного заряда по кристаллу. При воздействии на кристалл периодически модулированного светового поля в зоне проводимости создается неоднородное распределение неравновесных электронов. Вследствие диффузии часть электронов попадает в темновые области интерференционной картины и там захватывается на глубокие ловушки. В результате появляется поле пространственного заряда, модулирующее показатель преломления кристалла. В большинстве реальных кристаллов длина экранирования значительно меньше периода интерференционного поля, и стационарное распределение свободных носителей практически совпадает с распределением возбуждающего света. Возникающее же вследствие диффузии стационарное поле пространственного заряда пропорционально логарифмической производной от распределения подвижных носителей $n(x)$ ³⁸:

$$E(x) \sim \frac{kT}{e} \frac{d}{dx} \ln n(x). \quad (3.4)$$

Таким образом, решетка показателя преломления с той же пространственной частотой, что и у возбуждающего света, оказывается смещенной относительно интерференционного поля на четверть периода.

Впервые правильная интерпретация стационарной самодифракции в ниобате лития как следствие пространственного рассогласования интерференционного поля и решетки при диффузионном процессе записи была

дана в работе ³⁹. Однако сам факт усиления энергообмена при рассогласовании решетки был предсказан значительно раньше в работе ⁵.

В дальнейшем дифракция на смещенных решетках рассматривалась в работах ^{8,40}, где был получен ряд важных качественных результатов. Расчет для конкретной модели электрооптического кристалла и детальное сопоставление с экспериментом выполнены в работе ⁴¹. При записи в номинально чистых восстановленных кристаллах ниобата лития на длине волны гелий-кадмиевого лазера был получен коэффициент усиления $\Gamma \approx 10 \text{ см}^{-1}$, что значительно превышает коэффициент усиления большинства активных сред твердотельных лазеров и совпадает по порядку величины с коэффициентом усиления жидкостных лазеров на красителях. В полном соответствии с теорией ⁴¹ коэффициент усиления линейно возрастает с увеличением пространственной частоты решетки и практически не зависит ни от абсолютной интенсивности, ни от соотношения их интенсивностей (рис. 3). Минимальный усиливаемый сигнал составлял 10^{-6} В/см^2 и определялся светорассеянием в кристаллах.

В работах ^{41,42} было предсказано, что нелокальный отклик возможен также при перераспределении объемного заряда в электрооптических кристаллах в достаточно сильных внешних электрических полях. В последних работах ^{43,44} это явление было зарегистрировано экспериментально при записи в кристаллах ниобата калия.

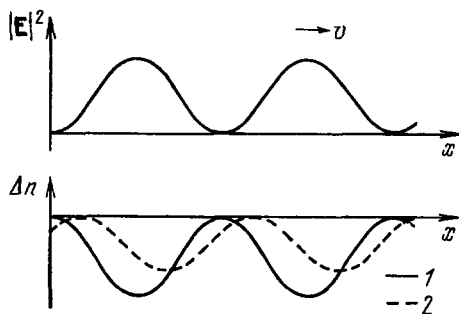


Рис. 4. Динамическая самодифракция в слое поглощающей жидкости, перемещающейся перпендикулярно к плоскостям интерференционного поля ⁴⁵.

Распределение интенсивности света в интерференционной картине $|E(x)|^2$ и изменения показателя преломления $\Delta n(x)$ для неподвижной (1) и движущейся (2) среды

по объему кюветы. При перемещении регистрирующей среды в процессе записи в направлении, перпендикулярном к плоскостям интерференционного поля, результирующее распределение показателя преломления окажется рассогласованным с ним (рис. 4).

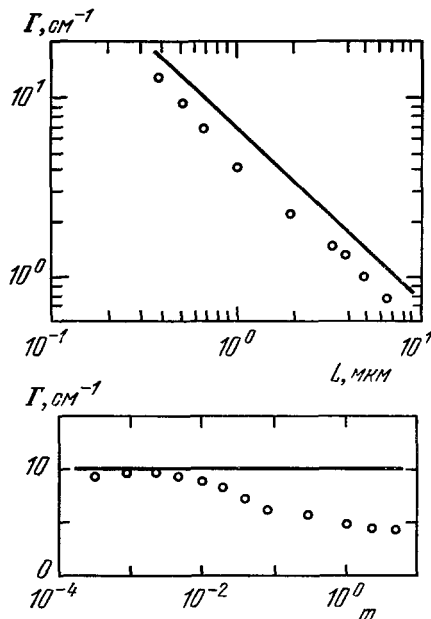


Рис. 3. Динамическая самодифракция на стационарной смещенной решетке в беспримесном кристалле ниобата лития ⁴¹.

Зависимость коэффициента усиления Γ от периода интерференционного поля L и соотношения интенсивностей взаимодействующих пучков m . Сплошные линии — результат расчета, кружки — эксперимент.

В большинстве регистрирующих сред, используемых для динамической записи, отклик является локальным, так что первая фурье-компонента распределения показателя преломления совпадает с распределением света в интерференционном поле. Получение стационарного энергообмена в этих средах возможно при применении специальных методик, использующих инверсионность любой реальной нелинейности.

Первое предложение искусственного рассогласования голографической решетки относительно интерференционного поля содержится в работе ⁴⁵. В поглощающих жидкостях нелинейность имеет тепловой характер: показатель преломления изменяется под действием тепловыделения при поглощении света. Релаксирует такая решетка сравнительно медленно вследствие тепловой диффузии и выравнивания температуры

Метод движения среды оказался чрезвычайно плодотворным при записи динамических голограмм излучением импульсных лазеров, работающих в режиме свободной генерации⁴⁵⁻⁴⁷. Тепловые голограммы в движущейся кювете с жидкостью записывались при помощи рубинового лазера⁴⁶. На рис. 5 показаны сгибающиеся последова-

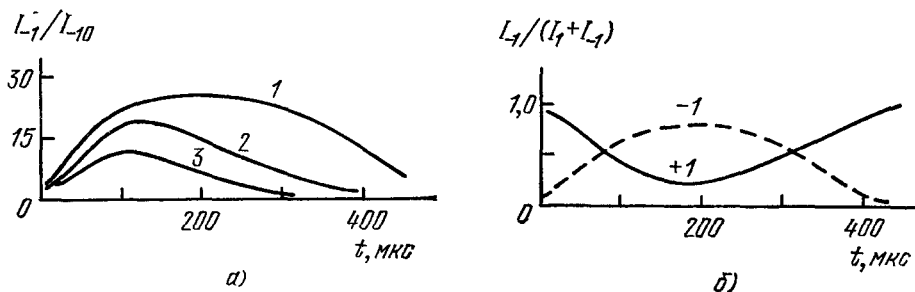


Рис. 5. Динамическая самодифракция на тепловой решетке с искусственным фазовым рассогласованием⁴⁶.

а) Временной ход усиления слабого пучка для скоростей движения среды, $v = 8, 0$ и -8 см/с для кривых 1—3 соответственно; б) временные зависимости усредненных по пикам нормированных интенсивностей выходящих из голограммы усиливающего (+1) и усиливаемого (—1) пучков при $v = 8$ см/с и $m = 20$.

тельности пиков генерации для усиливаемого акцепторного пучка в зависимости от скорости перемещения кюветы и направления ее движения. Видно, что знак смещения определяет направление перекачки энергии, а скорость — величину эффекта. В данном эксперименте было достигнуто 1000-кратное усиление слабого акцепторного пучка, причем в нем удавалось сконцентрировать 10% общей энергии лазерного излучения.

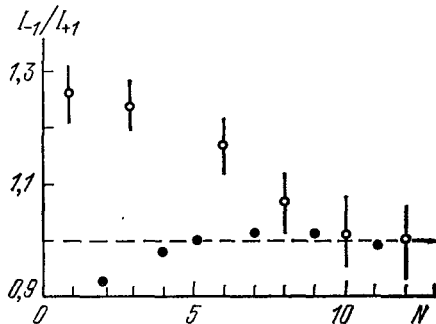


Рис. 6. Динамическая самодифракция на решетке свободных носителей в кремнии, смещенной за счет приложения скрещенных электрического и магнитного полей⁴⁹.

Отношение интенсивностей двух пучков, выходящих из кристалла от номера импульса N . Падающие на кристалл пучки имеют равные интенсивности.

с модуляцией добротности⁴⁹. В полях $E = 10^2 - 10^3$ В/см и $H = (2-5) \cdot 10^3$ Э наблюдалось примерно 30%-ное увеличение интенсивности акцепторного пучка. При изменении полярности магнитного поля этот же пучок ослаблялся (рис. 6). При многократном повторении записи на одном и том же участке кристалла эффект становится менее четким вследствие накапливающихся фотохимических превращений. После отжига кристалл восстанавливал свои свойства и зависимость, приведенная на рис. 5, могла быть воспроизведена. В отсутствие полей стационарное усиление не наблюдалось.

Для сред, в которых запись связана с появлением заряженных частиц, возможно применение методик сдвига, основанных на приложении электрических и магнитных полей⁴⁸⁻⁴⁹. Помещение кристалла полупроводника в скрещенные электрическое и магнитное поля, векторы напряженности которых параллельны плоскостям интерференционного поля, приводит к появлению силы Лоренца, направленной по нормали к этим плоскостям и одинаковой по знаку для электронов и дырок. В результате стационарное распределение электронов и дырок оказывается смещенным относительно порождающего светового поля.

Сдвиговые голограммы такого типа удалось получить при возбуждении электронно-дырочных пар в кремнии излучением неодимового стеклянного лазера

Отметим, что явление самодифракции на стационарных смещенных динамических решетках анализировалось в рамках голографического подхода, и нам неизвестны работы, в которых развивался бы традиционный для нелинейной оптики подход к данной проблеме.

4. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ПЕРЕКАЧКА ЭНЕРГИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ПУЧКОВ

Исследования последних лет показали, что в средах с локальным инерционным откликом, где стационарный энергообмен запрещен, возможно эффективное перераспределение энергии между брэгговскими пучками за времена, сравнимые с временем релаксации нелинейности. Поскольку во многих средах с локальной нелинейностью отсутствует физически выделенное направление, эффект возникает только при неравенстве интенсивностей двух взаимодействующих пучков, и перекачка энергии всегда осуществляется от сильного пучка к слабому.

Качественный анализ явления может быть проведен с использованием исходной системы уравнений (2.6), где $\varphi_a = \varphi_r = 0$. Как следует из уравнения для разности фаз двух пучков φ , при $I_{+1} \neq I_{-1}$ положение максимумов интерференционного поля в среде зависит от времени^{18,46} (рис. 7). В момент времени $t = 0$ решетка отсутствует, $\varepsilon = 0$ и плоскости интерференционного поля ориентированы по нормали к поверхности нелинейного слоя ($\partial\varphi/\partial z = 0$). В стационарном случае $\varphi = \Phi = 0$, однако $\partial\varphi/\partial z \neq 0$, т. е. решетка наклонена относительно своего исходного положения. Таким образом, в переходный период происходит смещение (поворот) штрихов интерференционного поля в среде. При этом временное рассогласование между процессами записи и дифракции приводит к пространственному рассогласованию записываемой решетки и интерференционного поля взаимодействующих пучков. Это рассогласование (отличие от нуля аргумента $(\varphi - \Phi)$ в формуле для изменения интенсивности пучков (2.6)) и обуславливает энергообмен между пучками. Рассогласование решеток зависит от глубины проникновения в нелинейную среду (рис. 7, б). В стационарном режиме голографическая решетка успевает «догнать» интерференционное поле и энергообмен исчезает.

Из уравнений (2.6) также следует, что энергообмен на начальном этапе направлен от сильного пучка к слабому, имеет колебательный характер при сильной фазовой модуляции, $|\varphi - \Phi| > \pi/2$, и отсутствует при равенстве интенсивностей пучков.

Точное решение системы уравнений (2.6) для произвольной интенсивности донорного и акцепторного пучков затруднительно. Первая теория была дана в работе¹⁷, где эффект нестационарного теплового рэлеевского рассеяния был рассчитан на вычислительной машине в приближении заданного поля волны накачки. В работах^{18,50} выполнены аналитические расчеты при отказе от приближения заданного поля, однако для не слишком больших усиленных. И, наконец, в работе⁴⁷ выполнено машинное моделирование эффекта для произвольной интенсивности акцепторного пучка.

Временная зависимость интенсивности прошедших пучков задается выражением¹⁸

$$I_{\pm 1}(z) = I_{\pm 10} \pm (\tau \Delta)^2 (I_{-10} - I_{+10}) I_{10} I_{-10} e^{-t/\tau} \left(\frac{t}{\tau} - 1 + e^{-t/\tau} \right), \quad (4.1)$$

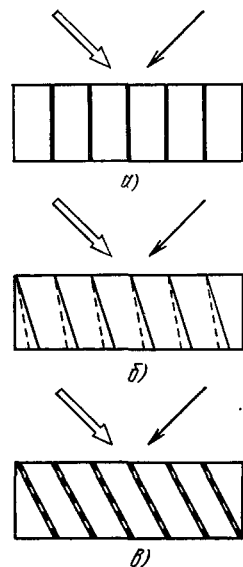


Рис. 7. Схема развития эффекта нестационарного энергообмена.

а) Начальный момент времени, $t = 0$; б) время взаимодействия соизмеримо с характерным временем релаксации нелинейности, $t \approx \tau$; в) стационарное состояние, $t \gg \tau$. Сплошные линии — изофазные поверхности интерференционного поля, штриховые — распределения показателя преломления в среде.

где z — толщина нелинейного слоя, τ — характерное время релаксации нелинейности, параметр Δ определяется набором характерных параметров среды, определяющих процесс фоторефракции^{48,50}. Как видно, нестационарная добавка к интенсивности акцепторного пучка квадратична по толщине среды и по глубине модуляции показателя преломления, и растет на начальном этапе записи квадратично по времени^{17,18,50}.

Впервые эффект НПЭ наблюдался при записи тепловой решетки на встречных волнах в растворе четыреххлористого углерода, окрашенного йодом, и трактовался как «вынужденное температурное отражение»⁵¹. Слабый пучок, отражаясь от фазовой решетки, формируемой при его взаимодействии с сильным, увеличивал свою интенсивность более чем в 200 раз на длине взаимодействия 2 см. Подобное же явление наблюдалось впоследствии при взаимодействии двух пучков света от лазера с самосинхронизацией типов колебаний в поглощающей жидкости²⁶.

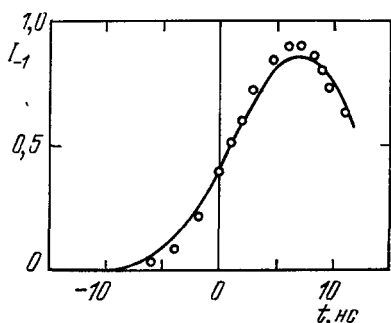


Рис. 8. Нестационарная самодифракция в поглощающей жидкости²².

Временное изменение интенсивности слабого пучка: кружки — эксперимент, сплошная линия — результат теоретической аппроксимации.

Трактовка эффекта как нестационарного процесса была впервые дана в упомянутых работах^{17,22}. Были прослежены все следующие из численных расчетов качественные зависимости для коэффициентов усиления, а также проведено количественное сопоставление кинетики усиленного импульса с рассчитанной в приближении

гауссовой формы импульса накачки (рис. 8). Из последнего сопоставления удалось получить оценку для полуширины центрального пика ралеевского рассеяния в окрашенном йодом метиловом спирте.

На языке нелинейной оптики явление НПЭ может быть качественно объяснено изменением частот взаимодействующих пучков¹¹ в переходный период записи голограммы. В самом деле, если учесть, что решетка, на которой происходит дифракция, «разворачивается» с определенной скоростью в пространстве, дифрагированные пучки должны приобретать доплеровские добавки разного знака по частоте. Величина этих добавок определяется обратным временем релаксации нелинейности и для тепловой нелинейности может составлять сотни мегагерц. Однако необходимо иметь в виду, что частотный сдвиг изменится во времени от нуля до некоторой величины и затем вновь становится равным нулю. Интегральный эффект уширения спектра при самодифракции в поглощающей жидкости наблюдался в работе¹². Для сред с очень инерционной нелинейностью, например, для ниобата лития, нестационарный частотный сдвиг может составить доли герца, что практически невозможно зарегистрировать. В то же время факт изменения пространственного положения штрихов решетки в переходный период — исходное предположение голографической трактовки эффекта — уверенно регистрируется в эксперименте.

Нестационарный энергообмен исследовался также в работах по динамической голографии, имевших целью определение условий наблюдения энергообмена^{46,52}. На рис. 5 иллюстрируется эффект перекачки энергии при записи тепловой решетки в неподвижной кювете, т. е. в условиях, когда стационарный энергообмен запрещен. Дальнейшие исследования⁴⁷ показали, что при достаточно большой интенсивности донорного пучка возможно его почти 100%-ное преобразование в акцепторный пучок. Характерной особенностью процесса оказывается значительное затягивание переходного периода по сравнению с релаксационным временем голограммы и нарушение регулярности кинетики (рис. 9).

Эффект НПЭ наблюдался также при записи голограмм на свободных носителях в кристаллах кремния моноимпульсным излучением неодимо-

вого стеклянного лазера. Чистое усиление возникало для мощностей выше 1 МВт/см^2 , причем величина пороговой мощности хорошо совпадала с расчетной⁵³. Усиление наблюдалось только при неравенстве интенсивностей взаимодействующих пучков, причем энергия перекачивалась всегда из сильного пучка в слабый. Измерение зависимости коэффициента усиления Γ от времени релаксации нелинейности τ показало, что эффект действительно имеет нестационарную природу и наблюдается только для длительности возбуждающего света $\Delta t \lesssim 10\tau$.

Такого рода явление было обнаружено и при записи динамических голограмм в сульфиде кадмия за счет двухфотонного поглощения моноимпульсного излучения рубинового лазера⁵⁴.

Чрезвычайно сильное нестационарное усиление возникает при записи голографических решеток в кристаллах ниобата лития, помещенных во внешнее электрическое поле. Дрейфовый механизм записи, связанный с перераспределением фотовозбужденных носителей в электрическом поле, приводит к записи несмещенной компоненты голографической решетки. Поэтому становится возможной нестационарная перекачка энергии⁵⁰. При этом существует также обычное стационарное диффузионное усиление. Эксперимент показывает, что коэффициенты усиления от этих двух эффектов складываются или вычитаются в зависимости от ориентации оси C кристалла и соотношения интенсивностей пучков. Увеличение напряженности внешнего поля свыше 5 кВ/см вызывает колебательный процесс перехода энергии из одного пучка в другой, причем практически вся энергия донорного пучка перекачивается в акцепторный. Величина же коэффициента усиления, как и для большинства ранее описанных эффектов, остается на уровне нескольких десятков обратных сантиметров.

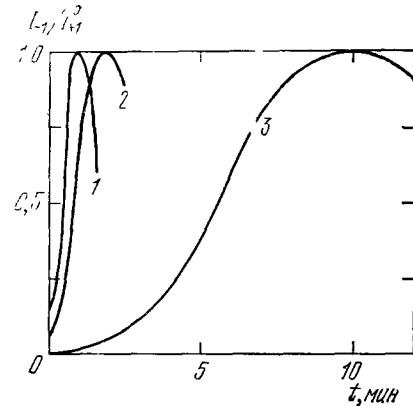


Рис. 10. Нестационарная самодифракция при взаимодействии световых пучков в кристаллах ниобата лития с фотовольтаическим эффектом⁵⁵. Исходное соотношение интенсивностей взаимодействующих пучков 1: 10, 1: 25 и 1: 100 для кривых 1—3 соответственно.

го пучка увеличивается в 2500 раз) возникает при записи в кристаллах ниобата лития, легированных железом⁵⁵ за счет фотовольтаического эффекта. На рис. 10 показана зависимость относительного приращения интенсивности слабого пучка при НПЭ для кристалла $\text{LiNbO}_3: \text{Fe } 0,005 \text{ вес. \%}$.

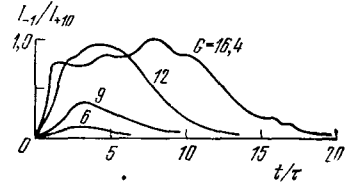


Рис. 9. Нестационарная самодифракция при тепловой нелинейности⁴⁷.

Расчетная зависимость нормированной интенсивности слабого пучка I_{-1}/I_{+10} от времени. Параметр G пропорционален исходной интенсивности сильной волны и толщине слоя; $m = 0,01$, $\alpha\tau = 5$.

Максимально сильный нестационарный энергообмен (интенсивность слабо-

5. ТРЕХ- И ЧЕТЫРЕХПУЧКОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В УСЛОВИЯХ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СИНХРОНИЗМА

Как следует из предыдущего рассмотрения, брэгговская самодифракция двух пучков в случае объемной несмещенной решетки не приводит к энергообмену между ними. Осуществление энергообмена в схемах с использованием более высоких порядков дифракции на первый взгляд

невозможно вследствие различия в геометрическом набеге фаз (см. (2.1)), т. е. нарушения пространственного синхронизма с брэгговскими пучками. Однако имеется возможность осуществления энергообмена путем использования явления перекачки фаз в динамических решетках (см. (2.5)). Геометрическая расфазировка дополнительного порядка дифракции может быть скомпенсирована изменением фазы φ_{-1} слабого пучка за счет перекачки фаз. Так как φ_{-1} согласно (2.5) зависит от интенсивности сильного пучка I_{+1} , такая компенсация возможна только при специально подобранном значении I_{+1} . Тогда реализуется взаимодействие всех трех пучков в условиях пространственного синхронизма с соответствующим энергообменом (см. рис. 1, в). Трехпучковое взаимодействие такого рода было первой схемой динамической самодифракции (см. введение).

Рассмотрим, следуя ⁵, основные соотношения, которые ее описывают. Пусть на среду с безынерционной кубической нелинейностью $\varepsilon_2 > 0$ падают сильная (E_0) и слабая (E_1) волны. Возникающая несмещенная динамическая решетка $\Delta\varepsilon$ (см. (1.2)) с волновым вектором $\mathbf{q} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$ индуцирует волну поляризации

$$\Delta P = \frac{\varepsilon_2}{8\pi} \left[|C_0|^2 (E_0 + 2E_1) + \frac{1}{2} (|C_0|^2 C_1^* e^{i(\mathbf{k}_0 + \mathbf{q})\mathbf{r} - i\omega t}) + \text{к. с.} \right] \quad (5.1)$$

с волновым вектором $\mathbf{k}_0 + \mathbf{q} = 2\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$. При этом перекачка фазы эквивалентна увеличению показателя преломления для слабой волны

$$\Delta n = \frac{\varepsilon_2 |C_0|^2}{4n_0}. \quad (5.2)$$

Пусть в среде одновременно распространяется еще одна слабая волна E_2 с волновым вектором $\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_0 + \mathbf{q} = 2\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$, который соответствует первому небрэгговскому порядку дифракции. Тогда для указанных трех волн выполняется условие пространственного синхронизма:

$$2\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2. \quad (5.3)$$

В соответствии с (5.3) в элементарном акте четырехфотонного взаимодействия два фотона волны накачки рассеиваются в два фотона слабых волн, которые усиливаются в одинаковой степени *).

Угол $\theta_{\text{опт}}$ между пучками, при которых справедливо соотношение (5.3):

$$\theta_{\text{опт}} = \pm \sqrt{\frac{2\Delta n}{n_0}} = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_2 |C_0|^2}{2\varepsilon_0}}. \quad (5.4)$$

Схема реализуется и в том случае, когда на входе волна E_2 отсутствует, так как она возникает при самодифракции в тонком слое среды (см. раздел 6).

Для произвольных порядков дифракции, симметричных относительно сильной волны, коэффициент усиления слабых волн равен ⁵⁷

$$\Gamma = |l-1| k_0 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{\Delta\varepsilon}{2} - \frac{(l-1)^2}{4} \sin^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (5.5)$$

Из (5.5) следует, что $\Gamma > 0$ при $0 < \theta < \theta_{\text{гр}}$, где $\theta_{\text{гр}}$ отвечает обращению в нуль корня в (5.5). При $\theta_{\text{опт}}$ коэффициент усиления достигает максимальной величины $\Gamma_m = \Delta\varepsilon k_0/2 = \varepsilon_2 |C_0|^2 k_0/2$. Для ближайших к сильной волне порядков дифракции $l_3 = -1; +3$, $\Gamma > 0$ при

$$A = \frac{\varepsilon_2 |C_0|^2}{8\varepsilon_0 \sin^2(\theta/2)} > \frac{1}{4}. \quad (5.6)$$

*) Если на среду падают две сильные волны одинаковой интенсивности, то самодифракция приводит к возникновению двух дополнительных симметричных порядков дифракции, соответствующих двум связанным четырехфотонным взаимодействиям ⁵⁶.

Таким образом, в среде с положительной кубической нелинейностью возможен в приближении заданного поля экспоненциальный рост слабых волн в схеме трехпучкового взаимодействия. При этом необходимо превышение пороговой мощности сильной волны, определяемой как параметрами среды, так и углом схождения пучков.

Если в среде имеются неактивные потери, характеризующиеся длиной поглощения l_n , то пороговая мощность сильной волны равна

$$P_{\text{пор}} = \frac{n_0 c}{8\pi l_n} |C_0|^2. \quad (5.7)$$

Оценки для типичных нелинейных сред ($\epsilon_2 = 7,5 \cdot 10^{-11}$ CGSE для керровской нелинейности в CS_2) при $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ и $l_n = 10 \text{ см}$ дают $P_{\text{пор}} = 9 \text{ МВт/см}^2$.

Возможны также решения с $\Gamma = 0$, когда слабые волны нарастают по параболическому закону (рис. 11, кривая 2). При $\Gamma < 0$ интенсивность слабых волн осциллирует по мере распространения в глубь среды

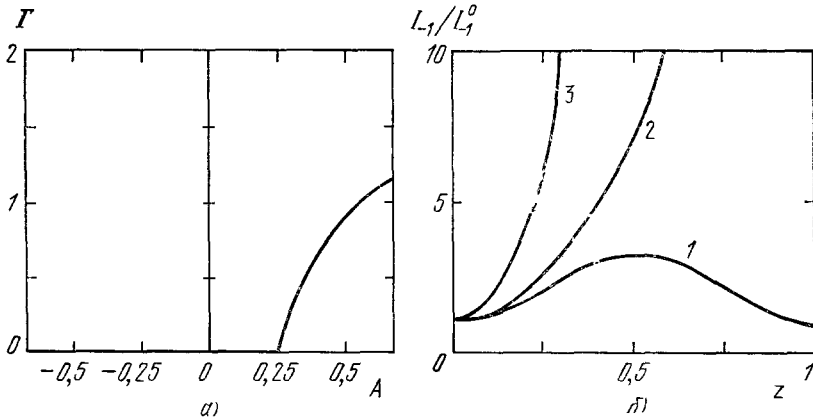


Рис. 11. Трехпучковая динамическая самодифракция в условиях пространственного синхронизма.

а) Зависимость коэффициента усиления слабых волн Γ от параметра A ; б) три типа зависимости интенсивности слабых волн от толщины нелинейного слоя для $A < 1/4$ (1), $A = 1/4$ (2) и $A > 1/4$ (3) ⁸⁷.

вследствие нарушения пространственного синхронизма (этот класс решений впервые был рассмотрен в ⁸, где, однако, был сделан неверный вывод о его единственности). Наконец, была качественно проанализирована нелинейная задача взаимодействия трех волн при отказе от приближения заданного поля ⁸⁷, и показано, что перекачка всегда носит осциллирующий характер. Были также найдены условия, когда слабая волна имеет сложный фронт и усиливается без заметных искажений.

Впервые трехпучковая схема самодифракции реализована с моноимпульсом излучения рубинового лазера с плотностью мощности $900 \pm 300 \text{ МВт/см}^2$. В кювете с нитробензолом длиной $l = 3 \text{ мм}$ пересекались два пучка с исходным соотношением интенсивностей $8 : 100$, причем другие нелинейные эффекты либо подавлялись (ВКР), либо не успевали развиваться (самофокусировка, ВРМБ). При $\theta_{\text{опт}} = 8,3 \pm 0,8 \text{ мр}$ под углом $-\theta_{\text{опт}}$ наблюдался дополнительный пучок той же частоты (теоретическое значение $\theta_{\text{опт}} = 7,2 \pm 1,3 \text{ мр}$), хотя измеренная величина Γ оказалась в несколько раз меньше рассчитанной. При достаточной длине области взаимодействия ($l = 75 \text{ мм}$) подтверждается вывод теории ^{20,5} об одновременном и практически симметричном усилении слабых пучков.

В ⁸⁶ была исследована трехпучковая самодифракция широкополосного излучения лазера на красителях вблизи линий поглощения паров калия и рубидия. В согласии с (5.6), дополнительный пучок возникал только с коротковолновой стороны от

полосы поглощения, где $\epsilon_2 > 0$, причем исходный слабый пучок, составлявший 2% от сильного, усиливался на порядок. Отмечалось также появление симметричных слабых пучков при $I_{+10} : I_{-10} = 1 : 1$.

По-видимому, одной из наиболее универсальных и перспективных схем динамической голографии является схема, предложенная в 1977 г.^{23,24}, в которой на нелинейную среду с локальным безынерционным откликом с противоположных сторон падают два встречных плоских пучка накачки E_1 и E_2 , а под некоторым углом к ним в ту же область среды направляются два сигнальных пучка E_3 и E_4 , также распространяющиеся в противоположных направлениях (рис. 1, з):

$$k_1 + k_2 = 0; \quad k_3 + k_4 = 0. \quad (5.8)$$

При этом условия пространственного синхронизма выполняются автоматически. В результате оказывается возможной стационарная перекачка энергии к сигнальным волнам в среде с локальным откликом, причем, в отличие от трехпучковой схемы, при произвольном угле между парами пучков и любом знаке нелинейности ϵ_2 . В элементарном акте участвуют по одному фотону от каждого из пучков.

Стандартная процедура решения волнового уравнения с нелинейной поляризацией вида (1.4) приводит к следующим уравнениям для сигнальных волн в приближении заданного поля:

$$\frac{\partial C_4}{\partial z} = i\kappa^* C_3^*, \quad \frac{\partial C_3^*}{\partial z} = i\kappa C_4, \quad (5.9)$$

где $\kappa = 2\pi\omega C_1 C_2 / cn$ — комплексная константа связи между волнами.

Для более наглядного понимания особенностей четырехпучкового взаимодействия обратимся к голографическому языку, т. е. к рассмотрению возникающих при этом динамических решеток. Решетки, записываемые встречными пучками C_1 , C_2 и C_3 , C_4 , исключаются из рассмотрения, так как на них невозможна брэгговская дифракция другой пары пучков, а сами встречные пучки, в соответствии с разделом 2, энергией не обмениваются. Фактически процесс самодифракции происходит следующим образом. Пучки C_1 и C_3 записывают решетку на прохождение, на которой может дифрагировать пучок C_2 с соблюдением брэгговских условий, порождая волну C_4^*). В свою очередь пучки C_3 , C_4^* записывают решетку, на которой дифрагирует волна накачки C_1 , порождая волну C_2 . Аналогично можно рассмотреть отражательные решетки, образуемые пучками C_2 , C_3 и т. д.

Приведем решение системы (5.9) для наиболее интересного случая только одной сигнальной волны $C_3(0)$ ($C_4(L) = 0$). При этом

$$\begin{aligned} C_4(0) &= -i \frac{\kappa^*}{|\kappa|} \operatorname{tg}(|\kappa|L) C_3^*(0), \\ C_3(L) &= \frac{C_3(0)}{\cos|\kappa|L}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Если усиление Γ на пути L , определяемое величиной $|\kappa|L$, достаточно велико, то интенсивность возникающей отраженной волны $C_4(0)$ будет больше, чем падающей сигнальной волны $C_3(0)$. При достижении условия

*) Волна C_4 является комплексно-сопряженной волне C_3 в соответствии с основными законами голографии⁵⁸⁻⁶⁰, верными и для динамических решеток, так как она восстанавливается волной C_2 , комплексно-сопряженной опорной волне C_1 (для плоских волн комплексное сопряжение эквивалентно распространению в противоположном направлении). Отметим, что наши обозначения отличаются от принятых в работах^{24,63}, где затравочная сигнальная волна названа C_4 , а возникающая комплексно-сопряженная ей волна — C_3 .

$|\kappa|L = \pi/2$ становится возможной генерация на волнах C_3 и C_4 без резонатора, хотя постройка полностью отражающего зеркала, нормального к C_3 , снижает порог генерации вдвое⁵⁹. Полученный результат следует считать лишь качественным, так как при $|\kappa|L = \pi/2$ нарушается приближение заданного поля накачки.

Очень важным является вывод о том, что возможность генерации комплексно-сопряженной волны остается справедливой для сигнальных волн со сложным фронтом. В этом случае (5.10) принимает вид²⁴

$$C_4(x, y, z < 0) = -i \frac{\kappa^*}{|\kappa|} \operatorname{tg}(|\kappa|L) C_3^*(x, y, z < 0), \quad (5.14)$$

т. е. отраженная усиленная волна C_4 при $z < 0$, т. е. вне нелинейной среды, комплексно сопряжена падающей волне C_3 . Последнее обстоятельство позволяет осуществить динамическую коррекцию волновых фронтов по известному голографическому методу. Впервые возможность генерации пучков с комплексно-сопряженным фронтом в нелинейнооптических процессах была обнаружена и объяснена на примере ВРМБ⁶¹⁻⁶².

В⁶³ было показано, что использование четырехволнового взаимодействия на встречных пучках в волоконнооптических системах с керном, обладающим необходимой кубической нелинейностью, позволяет генерировать усиленную комплексно-сопряженную сигнальную волну при умеренных (1 Вт) накачках и больших длинах взаимодействия (десятки метров) с одновременной автоматической компенсацией фазовых искажений, вызванных оптической неоднородностью волокна. Теоретические оценки показывают, что при этом не успевают развиваться другие нелинейные эффекты. Использование быстродействующих сред позволяет производить указанные операции в реальном времени.

Следует подчеркнуть, что генерируемая комплексно-сопряженная волна является «инвертированной во времени» модификацией прямой сигнальной волны C_3 ²³. Поэтому при соблюдении соответствующих условий, в частности, достаточно тонкой нелинейной среды, удастся осуществить сжатие во времени фазово-модулированных сверхкоротких импульсов⁶⁴.

Первые работы с использованием четырехпучковой схемы на встречных пучках были выполнены задолго до предложений^{23,24}. В работе⁶⁵ эта схема была применена при исследовании свойств нестационарных голограмм на свободных носителях в кристаллах кремния, записанных излучением неодимового стеклянного лазера ($\lambda = 1,06$ мкм) мощностью свыше 1 МВт/см², наблюдалось возникновение волны, комплексно-сопряженной сигнальной волне, которая формировалась при прохождении транспаранта с изображением.

Практически одновременно был проведен аналогичный эксперимент на объемной динамической решетке, записываемой излучением рубинового лазера, в растворе просветляющего красителя⁶⁶. И здесь было показано, что в направлении, противоположном сигнальной волне, возникает комплексно-сопряженная волна, что позволило скомпенсировать искривление волнового фронта, формируемое положительной линзой. В этих работах не поднимался вопрос о стационарном взаимодействии встречных пучков в условиях пространственного синхронизма (условие (5.8)), а эксперименты производились на нестационарных голограммах.

Предложение об использовании комплексно-сопряженной волны для коррекции фазовых неоднородностей лазерных усилителей сделано в⁴⁵, где комплексно-сопряженная волна формируется за счет считывания голограммы пучком с плоским волновым фронтом, который создается за счет отражения части опорного пучка назад.

В работах^{67,68} реализовано четырехволновое взаимодействие встречных пучков неодимового и рубинового лазеров (десятки миллиджоулей в импульсе в 10^{-8} с) в жидком сероуглероде. Была получена практически полная компенсация внесенной оптической неоднородности в отраженной комплексно-сопряженной волне C_4 , свойства которой хорошо описыва-

лись теорией при $|C_3|^2 < 0,1 |C_1|^2$. В ⁶⁷ записывались и восстанавливались изображения бинарного транспаранта с разрешением 40 лин/мм. Показана острая чувствительность схемы компенсации оптических искажений к отклонению от строгой соосности двух волн накачки C_1 и C_2 .

Использование керровской нелинейности вблизи резонанса натриевого дублета $D_1 - D_2$ ⁶⁹ позволило достичь значения $n_2 \approx 10^{-8}$ CGSE,

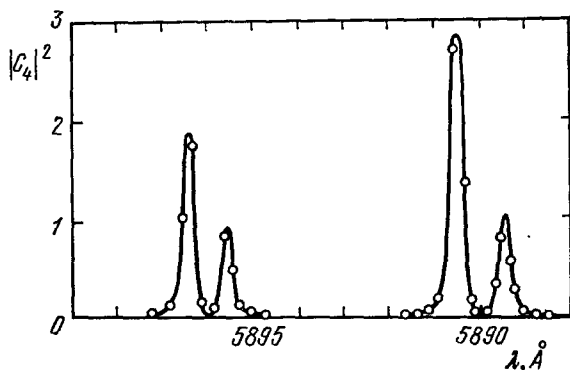


Рис. 12. Самодифракция попарно коллинеарных встречных пучков в парах натрия ⁶⁹.

Зависимость интенсивности возникающей четвертой волны $|C_4|^2$ от длины волны взаимодействующих пучков.

и соответственно понизить необходимую плотность мощности накачки до 40 кВ/см². При этом удалось получить отраженную волну, которая была в 100 раз сильнее сигнальной. Использование перестраиваемого лазера на красителях с малой спектральной шириной ($\Delta\nu_L = 0,03$ см⁻¹) дало возможность изучить спектральную зависимость интенсивности отраженной волны (рис. 12). При больших интенсивностях волны C_3 обнаружено нарушение линейной зависимости интенсивности четвертой волны от $|C_3(0)|^2$ (рис. 13).

Использование насыщения поглощения в доплеровской линии (пары натрия при плотности $2 \cdot 10^{11}$ см⁻³) позволило реализовать описанную схему на линии с $\lambda = 5890$ Å при накачке непрерывным лазером на красителях мощностью всего 15 МВт ⁷⁰. Отстраиваясь от центра линии, где решетка была чисто амплитудной, можно было увеличивать вклад фазовой решетки. Генерация комплексно-сопряженной волны наблюдалась начиная с накачки 30 мВт/см², эффективность достигала 0,2% при 600 мВт/см². При этом в комплексно-сопряженной волне было получено разрешение 12 лин/мм для действительного изображения тест-объекта, помещенного на пути сигнальной волны. Спектральная область, в которой наблюдается эффект, особенно при низкой накачке, много уже доплеровской ширины линии, что открывает новые возможности лазерной спектроскопии внутри неоднородно уширенных линий.

Четырехволновое взаимодействие пучков излучения СО₂ лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) в германии исследовано в работе ⁷¹. Продемонстрирована возможность генерации комплексно-сопряженной волны и компенсация фазовой неоднородности.

В работе ⁷² сообщается о генерации комплексно-сопряженной волны в кристалле титаната бария.

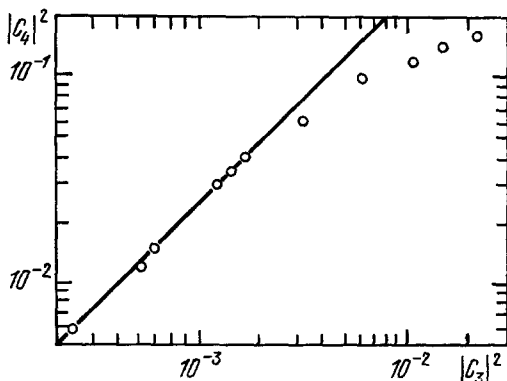


Рис. 13. Самодифракция попарно коллинеарных встречных пучков в парах натрия ⁶⁹.

Зависимость интенсивности возникающей четвертой волны $|C_4|^2$, комплексно-сопряженной сигнальной волне C_3 , от интенсивности последней.

6. САМОДИФРАКЦИЯ С УЧАСТИЕМ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ ДИФРАКЦИИ

Характерным проявлением самодифракции является возникновение нескольких пучков высших порядков дифракции, распространяющихся под углами, которые удовлетворяют векторному условию

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 \pm i\mathbf{q}, \quad (6.1)$$

где \mathbf{q} — вектор решетки (см. рис. 1, б), $i = 1, 2, 3 \dots$

Этот эффект аналогичен дифракции Рамана — Ната на заданных периодических структурах ⁷³ и возникает в случае, если высшие порядки дифракции по тем или иным причинам не успевают интерференционно погаситься в толщине нелинейного слоя. Многие исследователи используют появление высших порядков для изучения механизма нелинейности ^{74,75}.

Рассмотрение самодифракции с учетом высших порядков обычно производится в упрощенной схеме, без учета обратного влияния возникающего изменения показателя преломления на записывающие световые пучки (приближение нестационарного фазового транспаранта ⁷⁶⁻⁷⁸). Расчет характеристик дифракции на тонких тепловых решетках ⁷⁶⁻⁷⁷ показал, что интенсивность высших порядков дифракции описывается суммой вида

$$I_{\pm m} = TI_0 (J_m^2 + J_{m+1}^2), \quad (6.2)$$

где J_m и J_{m+1} — функции Бесселя, учитывающие дифракцию света в данном направлении от каждого из записывающих пучков, T — пропускание слоя.

Экспериментальные исследования характеристик самодифракции в режиме Рамана — Ната были выполнены на растворах органических красителей в работах ^{28,30,66}, а также в кристаллах полупроводников ^{27,29,32,33,54,74,81-84}. Было показано, что в случае малой дифракционной эффективности имеется неплохое согласие с различными вариантами нединамической теории ^{76-78,84,85,88}. Результат этот можно понять, если учесть, что абсолютное изменение разности фаз взаимодействующих пучков становится пренебрежимо малым при незначительных величинах общего фазового набега на толщине нелинейного слоя.

В дальнейшем появился ряд работ, уточняющих конкретные экспериментальные ситуации. Так, например, в ⁸⁵ был выполнен расчет для нестационарной самодифракции на тепловых решетках, в ⁷⁴ — на решетках свободных носителей. В работе ⁷⁸ проанализирована самодифракция Рамана — Ната с учетом нелинейного поглощения.

Корректное описание режима самодифракции с учетом динамической обратной связи затруднительно в связи с возрастающим количеством уравнений. В работах ^{49,86} были выполнены расчеты интенсивности первых небрэгговских порядков $I_{\pm 3}$ для самодифракции в полупроводниковых кристаллах за счет образования пар свободных носителей. Сопоставление с результатами эксперимента, выполненными на кристаллах CdTe, в которых при воздействии моноимпульсным излучением лазера на YAG : Nd³⁺ записываются стационарные динамические голограммы, показало хорошее совпадение с теорией ⁸⁷ (рис. 14).

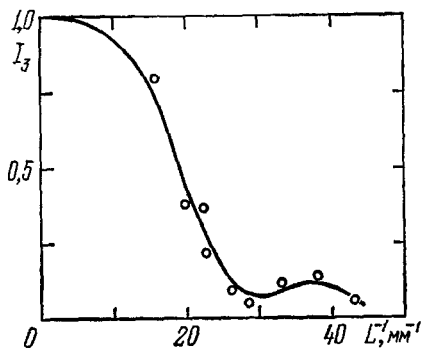


Рис. 14. Динамическая самодифракция с участием высших порядков дифракции ⁸⁷.

Зависимость интенсивности первого небрэгговского порядка дифракции от пространственной частоты интерференционного поля для кристалла CdTe. Сплошная линия — расчетная кривая ⁸⁶, кружки — эксперимент.

7. ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА САМОДИФРАКЦИИ

Явление самодифракции находит разнообразное применение в физических исследованиях и для решения ряда технических задач.

Уже в первой публикации, посвященной динамической голографии²⁵, была продемонстрирована возможность записи, считывания и преобразования изображений в реальном времени. В дальнейшем последовали предложения реализации логических элементов на основе динамических голограмм⁸⁹. Эта же идея была положена в основе методики измерения длительности ультракоротких импульсов света, записывающих решетку, предложенной и реализованной в работе⁹¹.

По характеристикам самодифракции или дифракции пробного пучка на динамической голограмме возможно измерение вероятностей различных релаксационных процессов, приводящих к стиранию решетки (см. обзор⁷⁴). Здесь возникает возможность измерения температуропроводности в жидкостях и твердых телах^{92, 93}, подвижностей свободных носителей и вероятностей рекомбинационных процессов в полупроводниковых соединениях, глубины залегания примесных центров, участвующих в процессах записи и стирания, изучения новых механизмов нелинейности. В работах^{81, 82}, например, сообщалось о записи динамических решеток с рекордно короткими временами за счет внутризонного поглощения свободными носителями.

При использовании современных технических средств возможно измерение дифрагированного излучения на уровне до 10^{-5} от интенсивности падающего света, что соответствует модуляции оптической разности хода порядка 10^{-3} λ , т. е. практически предельную для оптического диапазона величину. Такая высокая чувствительность этого метода исследований дает возможность изучения исключительно слабых эффектов, таких, например, как распространение второго звука в кристаллах^{95, 96}. Сообщалось также об измерении коэффициентов диффузии возбужденных молекул красителя в жидких кристаллах⁹⁷, а также об измерениях анизотропии теплопроводности в жидких кристаллах⁹⁸.

По характеристикам самодифракции возможно измерение компонент тензора нелинейной поляризуемости, ответственного за самодифракцию⁶⁸, а также исследование внутренних неоднородностей среды, проявляющихся в неоднородности тензора нелинейной поляризуемости⁶⁸.

Четырехволновое попарно коллинеарное взаимодействие позволяет реализовать один из вариантов двухфотонной лазерной спектроскопии внутри доплеровски-уширенной линии с исключением фона^{68, 70}.

С другой стороны динамическая голография открыла новые возможности для обработки изображений в реальном времени. В работах^{99, 101} было предложено использовать явление самодифракции в самопросветляющихся жидкостях и газах для корреляционного сравнения двух непрерывно изменяющихся образов. Два пучка света, проходящие через переменные транспаранты, записывают фурье-голограмму в фокусе линзы, а третий, специально сформированный лучок той же частоты, выступает в роли считывающего и восстанавливает функцию взаимной корреляции сравниваемых образов в одном из дифракционных порядков.

Одно из возможных применений — это усиление когерентных световых пучков, в том числе усиление пучков, несущих оптическую информацию. Динамический характер процесса позволяет использовать его для усиления сигналов переменных во времени.

Сообщалось об усилении изображений при записи стационарных сдвиговых голограмм в кристаллах ниобата лития⁴¹, при нестационарном

энергообмене в кристаллах ниобата лития во внешнем поле ⁵⁰, а также в различных схемах четырехволнового попарно коллинеарного взаимодействия ^{69,70}. На рис. 15 показан пример усиленного в десять раз изображения телевизионного теста при записи голограммы в номинально чистом восстановленном кристалле ниобата лития (стационарное усиление).

Другим возможным применением динамической самодифракции может быть голографическая интерферометрия в реальном времени ^{102,103}.

В ряде теоретических работ ^{40,104-108} рассмотрены возможные применения эффекта энергообмена для определения параметров электрооптических кристаллов. В ¹⁰⁸ обсуждается возможность использования эффекта

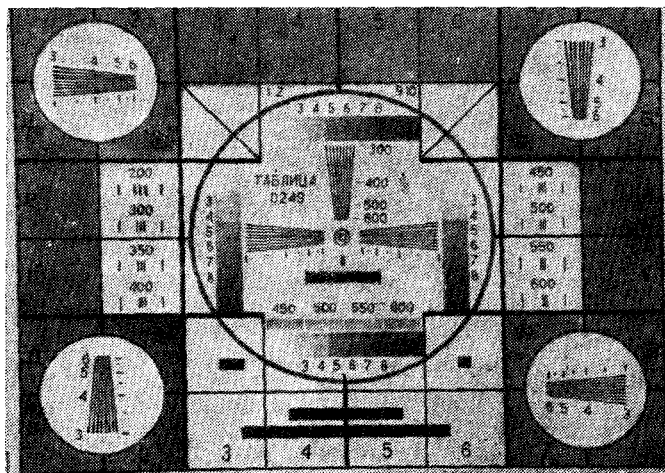


Рис. 15. Усиление изображения телевизионного теста в результате динамической самодифракции на стационарной смещенной решетке в номинально чистом кристалле ниобата лития.

энергообмена для визуализации фазовых неоднородностей нелинейной среды и для коррекции неоднородных по амплитуде пучков света.

При стационарной самодифракции ³⁹ направление энергообмена зависит от знака подвижных носителей заряда ³⁹. В работе ¹⁰⁹ недавно было показано, что при возбуждении кристаллов ниобата лития в ультрафиолетовой области спектра основными подвижными носителями являются дырки, а не электроны, как при возбуждении в видимой области.

При помощи записи в динамических нелинейных средах может быть также решена проблема преобразования сложных волновых фронтов к заданному виду, в частности, осуществлена коррекция угловой расходимости реальных лазеров ^{8,45,60,110}. Расчеты показывают, что при правильном выборе условий записи можно обеспечить значительное усиление акцепторного пучка с волновым фронтом, близким к плоскому, без существенного его искажения ^{111,112}.

С другой стороны возможность генерации комплексно-сопряженных волновых фронтов как в схеме самодифракции Рамана — Ната, так и в схеме четырехволнового взаимодействия ⁶⁸, дает возможность компенсации динамических фазовых неоднородностей мощных лазерных усилительных секций ⁴⁵ и волоконно-оптических систем (вариант адаптивной оптической системы с усилением).

Как и многие другие нелинейные эффекты, самодифракция дает возможность управлять длительностью дифрагированного импульса. В рабо-

те ⁶⁷ сообщалось о зависящем от интенсивности волн накачки сокращении длительности, возникающей в результате четырехволнового взаимодействия волн. Однако наиболее интересной является возможность сжатия ультракоротких импульсов света за счет «инверсии во времени» пучка с комплексно-сопряженным волновым фронтом ⁶⁴.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Исходная система уравнений для описания самодифракции световых волн в нелинейной среде включает в себя уравнения Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j},$$

$$\mathbf{D} = (\epsilon + \Delta\epsilon) \mathbf{E}, \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E},$$
(П.1)

где ϵ — средняя по объему диэлектрическая проницаемость, $\Delta\epsilon$ — светоиндуцированная нелинейная добавка к ней. В дальнейшем ограничимся рассмотрением двух волн с поляризацией, перпендикулярной к плоскости падения xz (т. е. $\mathbf{E} = (0, E, 0)$), сходящихся симметрично на кристалле под углом 2θ (см. рис. 1). Выбирая в направлениях x и y среду неограниченной, можно положить в (П.1) $\partial/\partial y = 0$ и искать решение в виде ряда Фурье:

$$E_y(x, z, t) = \sum C_n(z, t) e^{i(\omega t - k_z z + n k_x x)},$$

$$\Delta\epsilon(x, z, t) = \sum \epsilon_p(z, t) e^{ip k_x x}.$$
(П.2)

Подстановка (П.2) в (П.1) дает (при $k_z = k_0 \sqrt{\epsilon} \cos \theta$, $k_x = k_0 \sqrt{\epsilon} \sin \theta$):

$$\frac{1}{2k_z c^2} \frac{\partial^2 C_l}{\partial t^2} - \frac{1}{2k_z} \frac{\partial^2 C_l}{\partial z^2} + \frac{\omega}{c^2 k_z} \frac{\partial C_l}{\partial t} + \frac{\partial C_l}{\partial z} +$$

$$+ \frac{i(1-l^2)k_x^2}{2k_z} C_l + \frac{2\pi\omega\sigma}{k_z c^2} C_l = -\frac{ik_0^2}{2k_z} \sum \epsilon_p C_{l-p}.$$
(П.3)

В дальнейшем рассмотрим плавные зависимости амплитуд C_l от z и t , что справедливо при выполнении условий

$$\frac{\partial^2 C_l}{\partial t^2} \ll 2\omega \frac{\partial C_l}{\partial t}, \quad \frac{\partial^2 C_l}{\partial z^2} \ll \frac{1}{2k_z} \frac{\partial C_l}{\partial z}.$$

Эти условия соответствуют характерным временным τ и пространственным l масштабам изменения C_l , значительно превышающим период $T = 2\pi/\omega$ и длину волны λ света ($\tau \gg T$; $\lambda \ll 4\pi l \sqrt{\epsilon} \cos \theta$).

Совместно с уравнениями Максвелла следует рассмотреть уравнение для светоиндуцированной нелинейности $\Delta\epsilon$. Его можно представить в следующем виде, описывающем достаточно широкий класс нелинейных сред:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Delta\epsilon) = D \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\Delta\epsilon) - v \frac{\partial}{\partial x} (\Delta\epsilon) - \frac{\Delta\epsilon}{\tau_0} + \beta I + \gamma \hat{F} \left(\frac{\partial I}{\partial x}, \int I dx \right),$$
(П.4)

где первые два слагаемых в правой части описывают дрейфовую (v — дрейфовая скорость) и диффузионную (D — коэффициент диффузии) части потока возбуждений вдоль Ox , ответственных за изменение, например, носителей тока или экситонов в полупроводниках и сегнетоэлектриках, либо потока тепла в жидкостях, где $\Delta\epsilon$ — пропорционально температуре и т. п. Третье слагаемое в (П.4) описывает релаксацию возбуждений, последние два — локальный и нелокальный отклик среды на световое воздействие; нелокальный член, вообще говоря, может быть и нелинейным; I — интенсивность света, $I = \sum_{m,n} C_m C_n^* e^{i(m-n)k_x x}$.

Учитывая разложение (П.2), для фурье-компонент C_l и ϵ_p , получим

$$\frac{\partial C_l}{\partial z} = iQ_l C_l - \frac{\alpha C_l}{2 \cos \theta} - \frac{ik_0^2}{2k_z} \sum \epsilon_p C_{l-p},$$
(П.5)

$$\frac{\partial \epsilon_p}{\partial t} = a_p \sum_{m-l=p} C_m C_l^* - \frac{\epsilon_p}{\tau_p},$$
(П.6)

где $Q_l = (k_x^2/2k_z)(l^2 - 1)$, $\alpha = 4\pi\sigma/c\sqrt{\varepsilon}$ — коэффициент поглощения $\tau_p^{-1} = \tau_0^{-1} + Dk_x^2p^2 + ip\nu k_x$; зависимость $a_p(\beta, \gamma, p)$ определяется конкретным механизмом светоиндуцированного изменения ε . Выражения (П.5), (П.6) являются исходными для исследования самодифракции в средах с нелинейностью вида (П.4). Первый член в правой части (П.5) описывает изменение фазы в l -й компоненте пучка вследствие ее отклонения от брэгговского направления, второй член учитывает поглощение в среде, последний определяет вклад от дифракции в l -й порядок различных пучков. Переходя к действительным переменным $\varepsilon_p = |\varepsilon_p| e^{i\Phi_p}$; $C_l = \sqrt{I_l} e^{i\Phi_l}$, где $|\varepsilon_p|$, Φ_p являются амплитудой и фазой p -й фурье-компоненты голографической решетки, а I_l , Φ_l определяют интенсивность и фазу l -го пучка света, получим вместо (П.5) для случая слабого поглощения

$$\begin{aligned}\frac{\partial I_l}{\partial z} &= -\alpha I_l + \frac{k_0^2}{k_z} \sum_{p+m=l} |\varepsilon_p| \sqrt{I_m I_l} \sin(\Phi_p + \Phi_m - \Phi_l), \\ \frac{\partial \Phi_l}{\partial z} &= Q_l - \frac{k_0^2}{2k_z \sqrt{I_l}} \sum_{p+m=l} |\varepsilon_p| \cos(\Phi_p + \Phi_m - \Phi_l).\end{aligned}\quad (\text{П.7})$$

Институт физики АН УССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Chiao R. Y., Garmire E., Townes C. — Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 479.
2. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. — УФН, 1967, т. 93, с. 19.
3. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. — М.: ВИНТИ. 1965. — (Итоги науки).
4. Комиссаров В. М. — Письма ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 64.
5. Chiao R., Kelly P. L., Garmire E. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 1158.
6. Чабан А. А. — Опт. и спектр., 1968, т. 24, с. 805.
7. Nipomiya Y. — JOSA, 1970, v. 63, p. 1124.
8. Стаселько Д. И., Сидорович В. Г. — ЖТФ, 1974, т. 44, с. 580.
9. Денисюк Ю. Н. — Вестн. АН СССР, 1978, № 12, с. 50.
10. Денисюк Ю. Н. — ЖТФ, 1974, т. 44, с. 131.
11. Зельдович Б. Я., Собельман И. И. — УФН, 1970, т. 101, с. 3.
12. Barta J. P., Enns R. H., Pohl D. — Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1971, v. 48, p. 11.
13. Harrison J. P., Key R. Y., Little V. I. — Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1973, v. 334, p. 1931.
14. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В. — Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 405.
15. Чабан А. А. — ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 1387.
16. Зельдович Б. Я. — Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1970, № 5, с. 20.
17. Rother W. L. — Zs. Naturforsch., 1970, Bd. 25a, S. 1120.
18. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Соскин М. С. — Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 420.
19. Kogelnik H. — Bell. Syst. Tech. J., 1969, v. 48, p. 2909.
20. Беспалов В. И., Таланов В. И. — Письма ЖЭТФ, 1966, т. 3, с. 471.
21. Garmire E., Chiao R. Y., Kelly P. L. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 1282.
22. Rother W., Meyer H., Kaiser W. — Zs. Naturforsch., 1970, Bd. 25a, S. 1136.
23. Hellwarth R. — JOSA, 1977, v. 67, p. 1.
24. Yariv A., Peppner D. M. — Optics Lett., 1977, v. 1, p. 16.
25. Geritsen H. J. — Appl. Phys. Lett., 1967, v. 10, p. 239.
26. Mack M. E. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 13.
27. Woerdman J. P. — Phys. Lett. Ser. A, 1969, v. 30, p. 164.
28. Рубанов А. С., Ивакин Е. В. — В кн. Голография и ее использование в оптике. — Л.: Ленингр. Дом научно-техн. пропаганды, 1970. — С. 40.
29. Е. И. Штырков. — Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 134.
30. Eichler H., Kluzovski H. — Zs. Angew. Phys., 1969, Bd. 27, S. 4.
31. Гнатковский А. В., Погорельский П. П., Соскин М. С. — Укр. физ. ж., 1972, т. 17, с. 1564.
32. Dean R. D., Collinz R. J. — J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 5455.

33. Бродин М. С., Борщ А. А., Овчар В. В., Одулов С. Г., Соскин М. С.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 679.
34. Phillington D. W., Kuizenga D., Sigman A.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 85.
35. Jarashunas K., Vaitkus J.— Phys. Stat. Sol., 1974, v. 23, p. K19.
36. Ведута А. П., Кирсанов Б. П.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 1374.
37. Hellwarth R. W.— Progr. Quantum Electron., 1977, v. 5, p. 1.
38. Amodei J. J.— Appl. Phys. Lett., 1971, v. 18, p. 22.
39. Staebler D. E., Amodei J. J.— J. Appl. Phys., 1973, v. 43, p. 1042.
40. Vahey D. V.— Ibid., 1975, v. 46, p. 3510.
41. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Марков В. Б., Одулов С. Г., Соскин М. С.— Препринт ИФ АН УССР № 15.— Киев: 1976.
42. Young L., Wong W., Tewalt M., Cornish W.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 264.
43. Gunter P., Micheron F.— Ferroelectrics, 1978, v. 18, p. 27.
44. Kruminsh A., Gunter P.— Appl. Phys., 1979, v. 18, p. 252.
45. Апаньев Ю. А.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 1669.
46. Брискин В. З., Грозный А. В., Сидорович В. Г., Стаселько Д. И.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 561.
47. Лещов А. А., Сидорович В. Г.— В кн. Тезисы конференции «Оптика лазеров».— Л.: ГОИ, 1977.— С. 229.
48. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С.— ЖТФ, 1977, т. 47, с. 1270.
49. Винецкий В. Л., Запорожец Т. Е., Кухтарев Н. В., Матвийчук А. С., Соскин М. С., Холодарь Г. А.— Укр. физ. ж., 1977, т. 22, с. 1141.
50. Kukhtarev N., Markov V., Odulov S.— Optics Comm., 1977, v. 23, p. 338.
51. Gires F.— C. R. Ac. Sci. Ser. B, 1968, t. 266, p. 596.
52. Погорельский П. П., Салькова Е. Н., Соскин М. С.— Укр. физ. ж., 1974, т. 19, с. 1603.
53. Винецкий В. Л., Запорожец Т. Е., Кухтарев Н. В., Матвийчук А. С., Одулов С. Г., Соскин М. С.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 432.
54. Одулов С. Г., Салькова Е. Н., Суховерхова Л. Г., Кролевец Н. С., Пекар Г. С., Шейнкман М. К.— В кн. Фундаментальные основы оптической памяти и среды.— Киев: Вища школа, 1978.— Вып. 9, с. 87.
55. Кондиленко В. П., Марков В. Б., Одулов С. Г., Соскин М. С.— Укр. физ. ж., 1978, т. 23, с. 2039.
56. Бонч-Бруевич А. М., Пржибельский С. Г., Ходовой В. А.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 61.
57. Хижняк А. И., Соскин М. С., Одулов С. Г.— Препринт ИФ АН УССР № 11.— Киев: 1976.
58. Kogelnik H.— Bell. Syst. Tech. J., 1965, v. 44, p. 2451.
59. Денисюк Ю. Н.— Опт. и спектр., 1965, т. 18, с. 276.
60. Строк Дж. Введение в когерентную оптику и голографию.— М.: Мир, 1967.
61. Зельдович Б. Я., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзулов Ф. С.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 160.
62. Носач О. Ю., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзулов Ф. С.— Ibid., 1972, т. 16, с. 617.
63. Yariv A., AuYeung J., Fecete D., Pepper D. M.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 32, p. 372.
64. Marburger J. H.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 32, p. 372.
65. Wöerdman J. P.— Optics Comm., 1970, v. 2, p. 212.
66. Степанов Б. И., Ивакин Е. В., Рубанов А. С.— ДАН СССР, 1971, т. 196, с. 567.
67. Bloom D. M., Bjorklund G. C.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 31, p. 592.
68. Jensen S. M., Hellwarth R. W.— Ibid., 1978, v. 32, p. 166.
69. Bloom D. M., Liao P. F., Economou N. P.— Optics Lett., 1978, v. 2, p. 58.
70. Liao P. F., Bloom D. M., Economou N. P.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 32, p. 813.
71. Fischer R. A., Bergmann E., Bigia I., Feldman B.— JOSA, 1978, v. 68, p. 1367.
72. Feinberg J., Heiman D., Hellwarth R. W.— Ibid., p. 1367.
73. Nath N. S. N.— Proc. Indian Acad. Sci., 1938, v. 8, p. 499.
74. Eichler H.— In: Advances in Solid State Physics, v. 18/Ed. J. Treusch.— Braunschweig: Vieweg, 1978.— p. 241.

75. Vaitkus J., Jarashunas K.— *Phys. Stat. Sol. Ser. A*, 1977, v. 44, p. 793.
76. Enns R. H., Rangnekar S. S.— *Can. J. Appl. Phys.*, 1974, v. 52, p. 99.
77. Enns R. H., Rangnekar S. S.— *Ibid.*, p. 562.
78. Апанасевич П. А., Афанасьев А. А.— *ФТТ*, 1976, т. 18, с. 998.
79. Апанасевич П. А., Афанасьев А. А.— *Цитир. в*⁵⁴ *сб.* — С. 71.
80. Борщ А. А., Бродин М. С., Волков В. И., Овчар В. В., Тарашченко Д. Т.— *Ibid.* — С. 54.
81. Борщ А. А., Бродин М. С., Волков В. И., Овчар В. В., Тарашченко Д. Т.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, с. 646.
82. Борщ А. А., Бродин М. С., Волков В. И.— В кн. Тезисы докладов III Всесоюзной конференции по голографии.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1978.— С. 24.
83. Eichler H.— *Phys. Stat. Sol. Ser. A*, 1978, v. 45, p. 433.
84. Одулов С. Г., Пешко И. И., Соскин М. С., Хижняк А. И.— *Укр. физ. ж.*, 1976, т. 21, с. 1870.
85. Ивакин Е. В., Рубанов А. С.— *Квант. электрон.*, 1975, т. 2, с. 1556.
86. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В.— *Письма ЖТФ*, 1976, т. 2, с. 928.
87. Kremenitskii V., Odoulov S., Soskin M.— *Phys. Stat. Sol.*, 1979, Bd. 51, S. K 63.
88. Geritsen H. J., Jarashunas K.— *Appl. Phys. Lett.*, 1978, v. 33, p. 190.
89. US Patent 3745476, Int. Cl. Hols 3/10, 21.I.1969.
90. Huignard J. P., Micheron F., Spitz E.— In: *Optical Properties of Solids: New Developements*/Ed. B. O. Seraphin.— Amsterdam: North-Holland, 1976.— P. 851.
91. Вищекас Д., Ярашюнас К., Балтрамеяюнас Р., Вайткус Ю.— *Письма ЖТФ*, 1975, т. 1, с. 708.
92. Eichler H., Salje G., Stahl H.— *J. Appl. Phys.*, 1973, v. 44, p. 5383.
93. Ивакин Е. В., Илюшенко Л. В., Петрович И. П., Рубанов А. С.— *Препринт ИФ АН БССР.*— Минск: 1975.
94. Staebler D. E., Amodei J. J.— *Ferroelectrics*, 1972, v. 3, p. 107.
95. Pohl D., Irniger V.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 36, p. 480.
96. Pohl D.— In: *Abstracts of 4th EPS Conference, York: 1978.*— P. 13.
97. Hervet H., Urbach W., Rondelez F.— *J. Chem. Phys.* 1978, v. 68, p. 2725.
98. Rondelez F., Urbach W., Hervet H.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 1058.
99. Lee S. H., Stalker K. T.— *JOSA*, 1972, v. 62, p. 1366.
100. Lee S. H., Stalker K. T.— *Ibid.*, 1974, v. 64, p. 545.
101. Ивакин Е. В., Петрович И. П., Рубанов А. С.— *Квант. электрон.*, 1973, т. 1, с. 96.
102. Huignard J. P., Herriau J. P., Valentin T.— *Appl. Opt.*, 1977, v. 16, p. 2796.
103. Huignard J. P., Herriau J. P.— *Ibid.*, 1977, v. 16, p. 180.
104. Magnussen R., Gaylord T.— *J. Appl. Phys.*, 1976, v. 47, p. 190.
105. Кухтарев Н. В.— *Письма ЖТФ*, 1976, т. 2, с. 1114.
106. Стурман Б. И.— *Препринт Института автоматки и электрометрии СО АН СССР*, № 48.— Новосибирск: 1977.
107. Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И.— *ЖЭТФ*, 1978, т. 74, с. 1599.
108. Игнатенко С. Д., Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В.— *Укр. физ. ж.*, 1979, т. 23, с. 357.
109. Orlovski R., Kratzig E.— *Sol. State Comm.*, 1979, v. 28, p. 452.
110. Соскин М. С.— *Цитир. в*⁵⁴ *сб.* — С.3.
111. Сидорович В. Г., Стаселько Д. И.— *ЖТФ*, 1975, т. 45, с. 2597.
112. Стаселько Д. И., Сидорович В. Г.— *ЖТФ*, 1976, т. 46, с. 359.
113. Сидорович В. Г.— *Опт. и спектр.*, 1977, т. 42, с. 693.
114. Штырков Е. И., Самарцев В. В.— *Ibid.*, 1976, т. 40, с. 392.
115. Shtyrkov E., Samartsev V.— *Phys. Stat. Sol. Ser. A*, 1978, v. 45, p. 647.
116. Александров Е. Б.— *УФН*, 1972, т. 107, с. 595.
117. Штырков Е. И., Лобков З. С., Ярмухаметов Н. Г.— *Письма ЖЭТФ*, 1978, т. 27, с. 685.