

DIFFRACTION OF LIGHT BEAMS IN NON-LINEAR MEDIA

A. P. SUKHORUKOV

In this article, the modern problems of light beam self-actions in a non-linear media are discussed. The basic feature of cw and pulsed radiation self-focusing and defocusing in both motionless and moving media are considered. The methods of non-linearity measurement and non-linear beam distortion compensation are presented.

В статье обсуждаются современные проблемы самовоздействий световых пучков в нелинейных средах. Рассматриваются основные черты самофокусировки и дефокусировки непрерывного и импульсного излучения в неподвижных и движущихся средах. Представлены методы измерения нелинейности и способы компенсации нелинейных искажений.

© Сухоруков А.П., 1996

ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

А. П. СУХОРУКОВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Среди нелинейных оптических эффектов особое внимание привлекают эффекты самовоздействия, связанные с зависимостью показателя преломления от интенсивности света. К их числу относятся самофокусировка, самодефокусировка, самомодуляция и др. Характерным для таких эффектов является изменение пространственной и временной структуры поля светового пучка вследствие наведения в среде самим пучком оптических неоднородностей. По этой причине дифракция волн, испытывающих самовоздействие, протекает совершенно иначе, чем в линейной среде. Интерес к проблеме самофокусировки и дефокусировки связан прежде всего с проявлением нелинейных эффектов при распространении мощного лазерного излучения в оптически прозрачных средах.

Показатель преломления нелинейной среды можно представить в виде

$$n = n_0 + n_{\text{нл}}(|A|^2), \tag{1}$$

где A – комплексная амплитуда электрического поля световой волны, $A = |A|\exp(-i\Phi)$; n_0 – показатель преломления в линейном приближении, значения которого для разных веществ приведены в справочной литературе, $n_{\text{нл}}$ – в общем случае сложная функция, вид которой определяется конкретным механизмом нелинейного отклика среды. В простейшем случае нелинейную часть можно представить в виде ряда по степеням амплитуды оптического поля:

$$n_{\text{нл}} = n_2|A|^2 + n_4|A|^4 + \dots \tag{2}$$

В большинстве экспериментов самовоздействие определяется наименьшим членом разложения (2). Однако при определенных обстоятельствах высшие члены также играют важную роль, например вблизи резонансов.

К зависимости показателя преломления от интенсивности приводят разнообразные физические механизмы. Так, в сильном электрическом поле световой волны отклик атомов и молекул становится ангармоническим, то есть частота их колебаний зависит от амплитуды поля. Нелинейный отклик ряда веществ может быть связан с переориентацией анизотропных молекул. В газах можно наблюдать резонансную нелинейность, связанную с различием

поляризуемостей атомов на основном и возбужденных уровнях. Здесь возникают дополнительные нелинейные эффекты: появляется нелинейное поглощение света и в сильных полях происходит насыщение нелинейности, наступающее из-за выравнивания населенностей уровней.

Большой вклад в нелинейность среды, особенно для непрерывного излучения, дают тепловые эффекты. Нагрев среды при поглощении света приводит к изменению плотности вещества и, как следствие, показателя преломления:

$$n_{\text{нл}} = \frac{dn}{dT}(T - T_0). \quad (3)$$

Здесь T_0 – равновесная температура, T – температура среды, в которой источником тепла является световой пучок, $Q \propto \delta I a^2 / \kappa$, где δ – коэффициент поглощения, $I = c n_0 |A|^2 / (8\pi)$ – плотность мощности (интенсивность) светового пучка, a – поперечный радиус пучка, κ – коэффициент теплопроводности, c – скорость света в вакууме. Таким образом, при тепловом самовоздействии нелинейная добавка к показателю преломления пропорциональна коэффициенту поглощения среды и квадрату амплитуды электрического поля световой волны: $n_{\text{нл}} \propto \delta |A|^2$. Изменения плотности среды и соответственно показателя преломления могут вызываться также благодаря электрострикции (от *электро-* и лат. *strictio* – стягивание; деформация материала под действием внешнего электрического поля, пропорциональная квадрату напряженности поля и не зависящая от изменения его направления на обратное. *Сов. энциклопедический словарь*).

Знак коэффициента n_2 в (2) определяется физическим механизмом нелинейного отклика. В прозрачных средах, как правило, $n_2 > 0$, а $n_2 < 0$ чаще свойствен средам с поглощением. От знака нелинейности зависит характер эволюции пучка. Напомним прежде всего, что в линейной среде поперечное сечение пучка увеличивается с расстоянием из-за дифракции (рис. 1, кривая 1). В среде с $n_2 > 0$

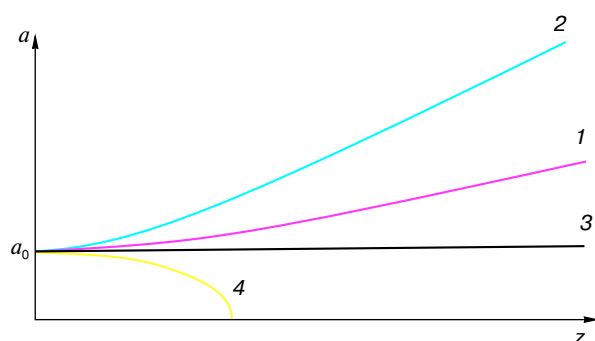


Рис. 1. Изменение ширины волнового пучка при дифракции в линейной (1) и нелинейных (2 – 4) средах.

область, где амплитуда поля больше, становится оптически более плотной (с большим показателем преломления), и именно в эту область собираются лучи. Световой пучок с гауссовским амплитудным профилем $A \propto \exp(-r^2/a^2)$ в такой среде испытывает самофокусировку: периферийные лучи отклоняются к оси пучка и сходятся в нелинейном фокусе (рис. 1, кривая 4). В противоположном случае ($n_2 < 0$) нелинейная среда играет роль отрицательной линзы и пучок дефокусируется (рис. 1, кривая 2). Необходимой для проявления самовоздействия мощностью обладает лазерное излучение.

Экспериментальное исследование самовоздействия лазерных пучков, начавшееся в 1965 году, было стимулировано теоретической работой Гармайер, Таунса и Чао (1964). Н.Ф. Пилипецкий и А. Рустамов впервые наблюдали самофокусировку гигантских лазерных импульсов с мощностью 1 – 10 МВт в стеклянных образцах. В те же годы были выполнены первые работы по тепловой самофокусировке и дефокусировке в твердых телах, жидкостях и газах. Впервые проблема самофокусировки рассматривалась Г.А. Аскарьяном и В.И. Талановым применительно к распространению электромагнитных волн в плазме.

Для лучшего понимания закономерностей самофокусировки и дефокусировки сначала напомним основные черты дифракции в линейных средах.

1. ДИФРАКЦИЯ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В ЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Среди разнообразных дифракционных явлений важное место занимает распространение световых пучков, поперечные размеры которых во много раз превосходят длину волны: $a \gg \lambda$. Такие пучки называют волновыми. Они обладают малой угловой расходимостью θ , примерно равной отношению λ/a . Дифракция волнового пучка развивается на расстояниях, определяемых дифракционной длиной пучка $l_d \approx a^2/\lambda$. Если излучение имеет длину волны $\lambda = 1$ мкм и поперечный радиус пучка $a = 1$ см, то $\theta \approx 10^{-4}$ рад., а $l_d \approx 1$ км. Это означает, что сечение пучка мало меняется на расстояниях порядка одного километра. Столь узкая направленность волновых пучков определяет их широкое применение для передачи волновой энергии на большие расстояния, для локализации удаленных объектов и огромной концентрации энергии.

Чтобы описать дифракцию волновых пучков, можно воспользоваться относительно простым интегральным методом Френеля, трактующим дифракционную картину как результат интерференции волн, идущих от вторичных точечных излучателей. Существует и другой подход, основанный на идее Юнга о поперечной диффузии лучевых амплитуд. Применительно к задачам дальнего распространения радиоволн над земной поверхностью, М.А. Леонтович и В.А. Фок вывели для лучевой

амплитуды упрощенное дифференциальное уравнение параболического типа с мнимым коэффициентом диффузии $D = \lambda / (4\pi i)$. Последнее приводит к тому, что при диффузии амплитуды из одной лучевой трубки в соседнюю меняется фаза волны. В результате изменяется не только амплитудный профиль, но и волновой фронт пучка. После создания лазеров и становления нелинейной оптики метод параболического уравнения стал незаменимым инструментом в теории дифракции световых пучков. Раздел волновой физики, изучающий дифракцию волновых пучков, называется квазиоптикой.

Поперечный радиус дифрагирующего пучка, имеющего на входе в среду ширину a_0 и сферический волновой фронт с радиусом кривизны F , меняется с расстоянием z по закону

$$a^2(z) = a_0^2[(1 - z/F)^2 + z^2/L_d^2], \quad (4)$$

где $L_d = ka_0^2/2$ – дифракционная длина пучка, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

В (4) можно перейти к геометрической оптике, положив $\lambda \rightarrow 0$ и соответственно $L_d \rightarrow \infty$. При этом находим простое выражение для радиуса пучка, $a(z) = a_0(1 - z/F)$, согласно которому лучи являются прямыми линиями. В отсутствие дифракции параллельный пучок с $F = \infty$ сохраняет свой поперечный размер неизменным, сходящийся пучок с $F > 0$ фокусируется в точку, $a(F) = 0$, а расходящийся монотонно уширяется. В дальнем поле пучок имеет геометрическую расходимость $\theta_f = a_0/|F|$.

При учете дифракции полная угловая расходимость $\theta_n = \sqrt{\theta_d^2 + \theta_f^2}$ складывается из дифракционной $\theta_d = \lambda/(\pi a_0)$ и геометрической расходимостей. Параллельный пучок при своем распространении проходит прожекторную зону (ближнее поле с $z \ll L_d$), в которой амплитудный профиль практически не меняется, $a(z) \approx a_0$; затем область дифракции Френеля с $z \approx L_d$, где пучок заметно уширяется; и, наконец, при $z \gg L_d$ входит в зону дифракции Фраунгофера. В дальнем поле формируется расходящийся пучок, $a = \theta_d z$ (рис. 1, кривая 1).

Согласно (4), ширина сходящегося пучка достигает минимальной величины $a_n = \lambda/(\pi\theta_n)$ в перетяжке, расположенной в сечении $z_n = F\theta_f^2/\theta_n^2$. Продольный размер фокальной области $l_n = ka_n^2/2 = \lambda/(\pi\theta_n^2)$ называется в теории лазеров конфокальным параметром. Приведем пример фокусировки пучка, о дифракции которого речь шла выше, линзой с $F = 30$ см. Нетрудно вычислить, что $a_n = 10$ мкм и $l_n = 300$ мкм, то есть пучок сжался линзой в тысячу раз.

Если на пути параллельного пучка поставить рассеивающую линзу с $F < 0$, то радиус пучка будет монотонно расти, причем быстрее, чем при дифракции параллельного пучка. В дальнем поле $a(z) = \theta_n z$, где полная угловая расходимость определяется тем же выражением, что и для сходящегося пучка.

2. САМОДЕФОКУСИРОВКА СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Нелинейная среда, показатель преломления (1) которой уменьшается с ростом интенсивности поля, $n_{нл} < 0$, выступает в роли рассеивающей (отрицательной) линзы (рис. 1, кривая 2). В зависимости от соотношения между нелинейным фокусным расстоянием и толщиной среды различают случаи тонкой и толстой дефокусирующей линзы.

Тонкая нелинейная линза. Если толщина слоя много меньше нелинейного фокусного расстояния, то сечение пучка остается практически неизменным, а меняется лишь волновой фронт:

$$\Phi_{нл} = lk_0 n_{нл}(|A(r)|), \quad (5)$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме, ω – частота световых колебаний, $|A_0(r)|$ – амплитудный профиль пучка на входе в нелинейную среду. Эффект дефокусировки наблюдается по изменению расходимости или интенсивности пучка в дальнем поле (рис. 2).

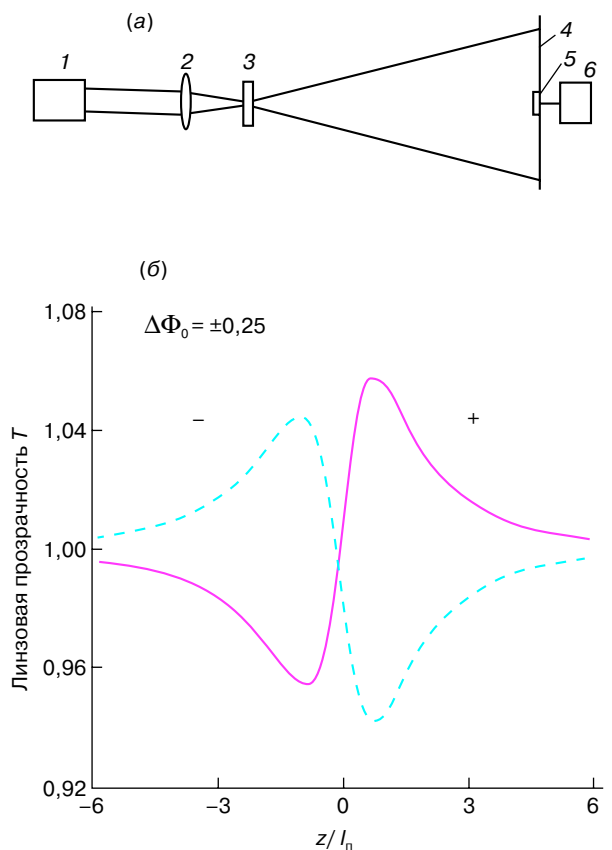


Рис. 2. а – Схема экспериментов по наблюдению самофокусировки и дефокусировки: 1 – лазер, 2 – фокусирующая линза, 3 – нелинейный образец, 4 – экран, 5 – фотодетектор, 6 – графопостроитель. б – Зависимость амплитуды сигнала, принимаемого фотодетектором, от положения образца.

Лазерные пучки, формируемые в открытых резонаторах, чаще всего имеют гауссовское распределение амплитуды $A = E_0 \exp(-r^2/a^2)$. Самовоздействие таких пучков сопровождается нелинейными сферическими aberrациями, связанными с тем обстоятельством, что волновой фронт на выходе из нелинейной среды имеет несферическую форму (5). Характер нелинейных aberrаций можно пояснить следующим образом. Лучи выходят из нелинейного слоя вдоль нормалей к волновой поверхности под разными углами к оси пучка. Наибольший наклон имеют лучи, выходящие из области максимальной крутизны функции $\Phi_{\text{нл}}(r)$, расположенной на расстоянии $r_m = a/2$ от оси пучка. Под меньшими углами вдоль каждого направления идут два луча. В зависимости от разности фаз этих лучей может наблюдаться минимум или максимум амплитуды – возникает характерная кольцевая структура поперечного распределения интенсивности в дальнем поле.

Общее число светлых колец зависит только от набега фазы в центре волнового пучка:

$$N = \frac{|\Phi_{\text{нл}}(0)|}{2\pi} = \frac{|n_{\text{нл}}(E_0^2)|l}{\lambda_0}. \quad (6)$$

Нелинейная расходимость, определяемая угловым радиусом внешнего светлого кольца, $\theta_{\text{нл}} = \theta(r_m)$, пропорциональна числу колец (6), то есть $\theta_{\text{нл}} \approx 4N\theta_d$. Тонкую линзу удобно характеризовать фокусным расстоянием $F_{\text{нл}} = -a_0/\theta_{\text{нл}}$. Чем больше мощность светового пучка, тем больше нелинейная расходимость и тем больше число aberrационных колец.

Толстая нелинейная линза. В протяженном слое нелинейной среды пучок значительно расплывается уже внутри самого слоя, поэтому фокусное расстояние такой линзы меньше толщины слоя. Для оценки порядка величины $F_{\text{нл}}$ толстой линзы можно воспользоваться формулой для тонкой линзы, заменив толщину слоя l на меньшую величину $|F_{\text{нл}}|$, получая в результате выражение $F_{\text{нл}} \approx -a_0 \sqrt{n_0/|n_{\text{нл}}(E_0^2)|}$. Для строгого описания эффекта дефокусировки привлекают теорию нелинейной дифракции.

В протяженном нелинейном слое дефокусировка описывается параболическим уравнением, в котором учитываются наведенная пучком неоднородность среды через нелинейную добавку к показателю преломления $n_{\text{нл}}$ и дифракция волнового пучка через поперечную диффузию лучевой амплитуды с мнимым коэффициентом $D = \lambda/(4\pi i)$. Приближенное решение параболического уравнения для локальной нелинейности $n_{\text{нл}} = n_2|A|^2$ позволяет найти весьма простую формулу для ширины пучка

$$a^2(z) = a_0^2[(1 - z/F)^2 + (1 + P_0/P_{\text{св}})z^2/l_d^2], \quad (7)$$

где P_0 – мощность гауссовского пучка (полный поток энергии),

$$P_0 = \frac{1}{16}cn_0E_0^2a_0^2,$$

$P_{\text{св}}$ – характерная мощность самовоздействия,

$$P_{\text{св}} \approx \frac{c\lambda_0^2}{64\pi^2|n_2|}.$$

Лазерное излучение с $\lambda = 1$ мкм в среде с керровской нелинейностью $n_2 = 10^{-11}$ СГСЭ имеет критическую мощность, равную $P_{\text{св}} \approx 1$ кВт. В жидких кристаллах, обладающих весьма большой нелинейностью $n_2 = 10^{-4}$ СГСЭ, критическая мощность порядка одного милливатта.

Из (7) следует, что эффект дефокусировки складывается с дифракционным расплыванием: на пучок в поперечном сечении действуют как бы две расталкивающие силы. Толстая нелинейная линза характеризуется фокусным расстоянием

$$F_{\text{нл}} = -l_d \sqrt{P_{\text{св}}/P_0}.$$

Если пучок фокусируется внутри дефокусирующей среды, то в геометрическом фокусе плотность мощности

$$I_F = \left(\frac{\pi\theta_r}{\lambda}\right)^2 \frac{P_0 P_{\text{св}}}{P_0 + P_{\text{св}}}.$$

Видно, что при $P_0 \gg P_{\text{св}}$ интенсивность насыщается, она не может превысить величины

$$I_{\text{нас}} \approx \frac{c\pi^2 n_0 \theta_r^2}{64|n_2|}$$

независимо от входной мощности пучка. На этом принципе работают специальные фильтры из нелинейных стекол, предохраняющие оптические устройства от лазерного повреждения.

3. ТЕПЛОВАЯ ДЕФОКУСИРОВКА

На практике наиболее часто проявляется тепловая дефокусировка, обусловленная появлением $n_{\text{нл}}$ при нагреве среды в результате поглощения доли энергии светового пучка (см. (3)). Дефокусировка развивается в средах с $dn/dT < 0$. Вследствие поперечной термодиффузии критическая мощность тепловой дефокусировки зависит от ширины пучка:

$$P_{\text{св}} = \frac{2,3\lambda^2 \kappa}{\pi \delta n_0 |dn/dT| a_0^2}.$$

В лабораторных опытах с жидкостями она не превышает нескольких десятков милливатт.

Тепловая линза имеет конечное время установления, равное времени диффузии тепла поперек пучка $\tau_T = \rho_0 c_p / \kappa$, где ρ_0 – равновесная плотность вещества, c_p – теплоемкость. При самовоздействии непрерывного излучения и длинных импульсов, $\tau \gg \tau_T$, наблюдается стационарная дефокусировка. Короткие лазерные импульсы малой длительности

$\tau \ll \tau_T$ нагревают среду пропорционально времени воздействия, поэтому нелинейная расходимость пучка при нестационарной дефокусировке пропорциональна поглощенной энергии. Нестационарная тепловая нелинейность меньше стационарного отклика в τ/τ_T раз. В твердых телах дефокусировка приобретает сложный вид из-за появления термоупругих напряжений, наведенного двулучепреломления и т.д.

Тепловая дефокусировка является одним из основных нелинейных эффектов в оптике атмосферы. Она ограничивает предельные возможности передачи большой энергии или мощности на дальние расстояния с помощью лазерных пучков.

Развитие тепловой дефокусировки в жидкостях и газах сильно зависит от поперечной конвекции, влияющей на распределение температуры в поперечном сечении пучка, а значит и на нелинейную тепловую линзу. В движущейся поперек светового пучка среде тепловая дефокусировка проявляется в самоотклонении пучка навстречу потоку в более холодную и оптически более плотную часть среды (рис. 3). (В самофокусирующей среде с $dn/dT > 0$ пучок отклоняется в направлении потока.) Относительный вклад конвекции в теплопередачу характеризуется числом Пекле $\gamma = \tau_T/\tau_V$, равным отношению времени термодиффузии τ_T ко времени прохождения потока через поперечное сечение пучка $\tau_V = a/V$.

При малых числах Пекле вклад конвективного теплопереноса незначителен и расплывание пучка идет практически так же, как и в неподвижной среде, но центр пучка смещается на малый угол, пропорциональный скорости течения: $\theta_{откл} \propto \gamma\theta_{нл} \propto V$. Если скорость поперечной конвекции становится большой, то в выносе тепла из области пучка основную роль играет конвекция и распределение температуры вблизи оси пучка $T \approx T(0) + x\delta I(0)/(\rho_0 c_p V)$. В среде появляется нелинейный оптический клин (или призма), который отклоняет пучок на угол, обратно пропорциональный скорости потока, $\theta_{откл} \propto \gamma^{-1}\theta_{нл}$, и

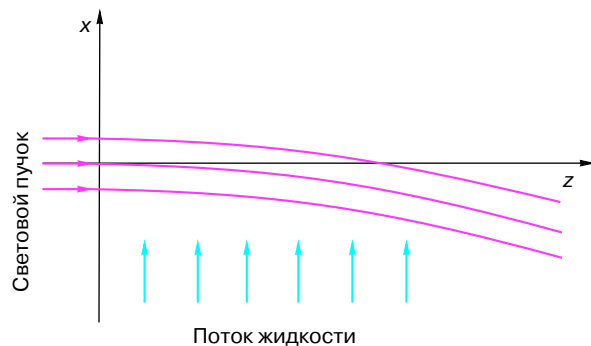


Рис. 3. Самоотклонение светового пучка при тепловой дефокусировке в движущейся среде.

который сравним или даже больше угла дефокусировки $\theta_x \propto \gamma^{-2}\theta_{нл}$. Поперечное сечение пучка приобретает характерную серповидную форму.

4. САМОФОКУСИРОВКА ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ

Самофокусировка заключается в самопроизвольной концентрации энергии светового пучка в нелинейной среде с $n_{нл} > 0$. В тонком нелинейном слое, $l \ll F_{нл}$, самофокусировка проходит во многом аналогично дефокусировке (см. п. 3), только в случае фокусировки лучи, пройдя слой, сначала сходятся в фокальной области, а затем уходят в дальнее поле.

При внутренней самофокусировке ширина пучка описывается формулой

$$a^2(z) = a_0^2 \left[\left(1 - \frac{z}{F}\right)^2 + \left(1 - \frac{P_0}{P_{св}}\right) \frac{z^2}{l_d^2} \right]. \quad (8)$$

По сравнению со случаем дефокусировки (7), в последнем выражении знак перед отношением мощностей $P_0/P_{св}$, характеризующий направление нелинейной рефракции, стал отрицательным. Это кардинально меняет картину самовоздействия.

Рассмотрим поведение параллельного пучка. При малой мощности, $P_0 \ll P_{св}$, происходит частичная компенсация дифракционной расходимости. Если мощность пучка равна критической мощности самофокусировки, $P_0 = P_{св}$, то, как видно из (8), поперечный радиус пучка не меняется с расстоянием: возникает волноводное распространение пучка (рис. 1, кривая 3). Нелинейный волновод в самофокусирующей среде называют также пространственным солитоном. Наконец, пучок большой мощности, $P_0 \gg P_{св}$, испытывает самофокусировку (рис. 1, кривая 4). В отличие от линейного случая (4) при самофокусировке сжатие пучка носит лавинообразный характер: лучи при подходе к фокусу

$$z_F = \frac{l_d}{\sqrt{P_0/P_{св} - 1}} \quad (9)$$

все более изгибаются и входят в него почти под прямым углом к оси пучка, при этом поле неудержимо устремляется к бесконечности несмотря на противодействие дифракции. Если световой пучок сфокусировать внутри нелинейной среды, то при выполнении критического условия $P_0 = P_{св}$ коллапс возникает в точке линейного геометрического фокуса $z = F$. Коллапс волнового поля может привести к оптическому пробое вещества. Таким образом, мощный лазерный пучок как бы подавляет дифракцию и его поведение во многом определяется законами нелинейной геометрической оптики.

Более детальная картина самофокусировки была исследована в компьютерных экспериментах с помощью численного решения нелинейного квазиоптического уравнения, о котором речь шла выше. В этих экспериментах наблюдалась многофокусная картина самофокусировки, которая проявляется в

том, что с увеличением мощности пучок разбивается на кольца вследствие нелинейных сферических aberrаций и каждое кольцо, несущее примерно критическую мощность, фокусируется вслед за предыдущим. В результате на оси пучка возникает не один, а цепочка нелинейных фокусов.

5. РАСПАДНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН В САМОФОКУСИРУЮЩИХ СРЕДАХ

В реальных экспериментах мощные лазерные пучки часто имеют сложный амплитудно-фазовый профиль. Такие пучки при распространении в самофокусирующихся средах разбиваются на отдельные нити (В.И. Беспалов, В.И. Таланов).

Неустойчивость световой волны в нелинейной среде можно пояснить следующим образом. Пусть плоская волна постоянной амплитуды E_0 имеет малые возмущения амплитудного или фазового профиля с поперечным масштабом a_{\perp} . Тогда отдельные локальные возмущения можно рассматривать как набор волновых пучков с разными пространственными масштабами a_{\perp} , но с одинаковыми амплитудами E_0 . Рассматривая эволюцию возмущений с этой точки зрения, перепишем (9) для данного случая в виде

$$z_{F\perp} = \frac{\pi a_{\perp}^2}{\lambda} / \sqrt{\frac{\pi I_0 a_{\perp}^2}{2P_{\text{св}}} - 1}. \quad (10)$$

Из (10) нетрудно найти, что быстрее всех на расстоянии $z_{\perp \text{min}} \approx \lambda_0 n_0 / (2\pi n_2 E_0^2)$ фокусируются возмущения с поперечным размером

$$a_{\perp \text{opt}} = \frac{1}{2\pi} \lambda_0 \sqrt{n_0 / n_2 E_0^2}.$$

В отдельную нить захватывается мощность порядка критической мощности самофокусировки.

Ограниченный световой пучок также испытывает распадную неустойчивость. В этом случае $a_{\perp \text{opt}} \approx a_0 \sqrt{P_0 / P_{\text{св}}}$ и $z_{\perp \text{min}} \approx l_d P_{\text{св}} / P_0$. Чем больше мощность пучка, тем на большее число нитей может развалиться пучок и тем быстрее происходит этот процесс. Для устранения распадной неустойчивости, по крайней мере на длине самофокусировки пучка как целого, стараются очистить пучок от нерегулярных возмущений. В частности, пучок между усилительными каскадами лазерной установки пропускают через телескопическую систему из двух линз, между которыми в перетяжке пучка ставят мягкую диафрагму, задерживающую высокочастотные угловые компоненты (мелкомасштабную модуляцию).

6. НЕСТАЦИОНАРНАЯ САМОФОКУСИРОВКА

Большое число экспериментов по самофокусировке выполнено с короткими лазерными импульсами. Изменение амплитуды лазерного излучения во времени приводит к временной модуляции нели-

нейности среды. Характер нестационарного самовоздействия зависит от соотношения длительности импульса и времени установления нелинейного отклика. Времена релаксации нелинейности варьируются в пределах нескольких порядков: для Керр-эффекта $\tau_r \approx 10^{-11}$ с, для электронной нелинейности $\tau_r \approx 10^{-14}$ с, а для теплового самовоздействия время термодиффузии $\tau_r \approx 0,1 - 10$ с. Причем существует общее правило: чем больше нелинейность, тем больше время релаксации.

При мгновенном отклике показатель преломления в момент времени t определяется величиной поля в тот же момент: $n_{\text{нл}} = n_{\text{нл}}(A_0^2(t))$. Такой квазистационарный режим самовоздействия осуществляется с длинными импульсами, длительность которых значительно превышает время релаксации нелинейного отклика. При анализе квазистационарной самофокусировки можно использовать все результаты, полученные для стационарного режима. Так как импульсы распространяются с групповой скоростью u , то необходимо во всех выражениях ввести временной аргумент u амплитуды светового пучка, то есть заменить A на $A(t - z/u)$. Важным следствием этого анализа является эффект движущихся нелинейных фокусов, предсказанный В.Н. Луговым и А.М. Прохоровым и экспериментально обнаруженный В.В. Коробкиным. Движущиеся фокусы не переносят энергии. При самофокусировке пучков с $P_0 = 100P_{\text{св}}$ их скорость достигает величины $10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Противоположный случай самовоздействия можно наблюдать с импульсами длительностью, меньшей времени релаксации $\tau \ll \tau_r$. Так как нелинейный отклик среды не успевает за столь малое время достичь стационарного значения, он растет пропорционально времени воздействия, $n_{\text{нл}} \propto n_2 E_0^2 t / \tau_r$. Конечное время релаксации уменьшает нелинейную рефракцию настолько, что она теперь не в состоянии преодолеть дифракционные силы. В результате этого поле в нелинейном фокусе остается конечным, коллапс не наступает. Более того, в релаксирующей среде формируется своеобразный нелинейный волновод (рис. 4). Сначала возникает квазиволноводное распространение импульса. Затем импульс отрывается от передней границы нелинейной среды. При этом головная часть бежит фактически в линейной среде и испытывает дифракционное расплывание, которое постепенно захватывает весь импульс. Таким образом, волновод в релаксирующей среде имеет конечное время жизни (С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Хохлов, 1967).

7. ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЛИНЕЙНОГО ВЕЩЕСТВА

Самовоздействие лазерного пучка можно использовать в качестве простого метода измерения нелинейных и ряда линейных оптических характеристик различных веществ. Метод основан на

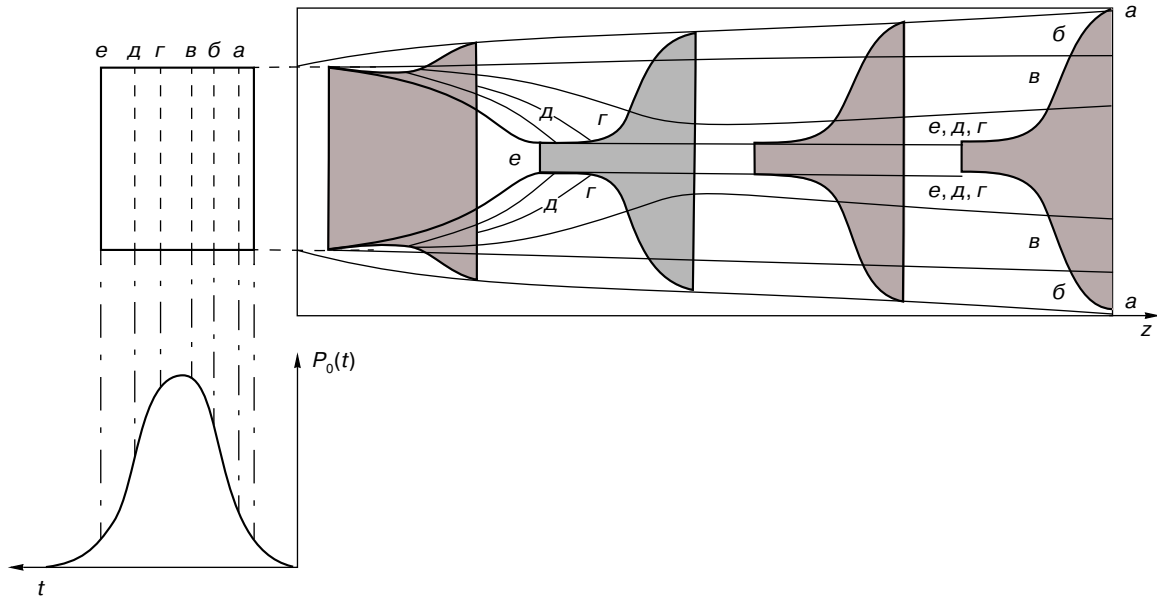


Рис. 4. Последовательные стадии развития нестационарной самофокусировки короткого светового импульса в среде с релаксирующей нелинейностью.

измерении нелинейной расходимости лазерного пучка, прошедшего через образец, $\theta_{нл} = -\theta_n \Phi_{нл}(0)$, см. (6) и рисунок 2.

В дальнем поле пучок имеет полную расходимость $\theta_n^2 + 2\theta_n \theta_{нл} + \theta_{нл}^2$. Изменение интенсивности пучка характеризуется отношением поперечных сечений пучка (квадратов расходимостей) при наличии образца и без него, которое называется линзовой прозрачностью $T = 1 + 2\theta_{нл} \theta_n / \theta_n^2 + \theta_{нл}^2 / \theta_n^2$. Для малой нелинейной расходимости

$$T = 1 - \frac{2(z/l_n)\Phi_{нл}(0)}{(1+z^2/l_n^2)(1+3z^2/l_n^2)}. \quad (11)$$

Из анализа (11) следует, что максимальное изменение расходимости пучка и соответственно прозрачности образца достигается при помещении образца не в перетяжку, где поле максимально, а на расстоянии $z_m \approx l_n$ как перед перетяжкой, так и за ней. При этом для самофокусирующего образца перед перетяжкой наблюдается впадина, а за перетяжкой — вершина. Если имеет место дефокусировка, то впадины и вершины меняются местами (см. рис. 2б). Разность максимальной и минимальной величин прозрачности $\Delta T = T_{max} - T_{min}$ позволяет определить нелинейный набег фазы

$$|\Phi_{нл}(0)| = kl|n_{нл}| = 0,4\Delta T$$

а через него коэффициент нелинейности среды. При измерении тепловой нелинейности, обусловленной стационарным нагревом среды непрерывным лазерным пучком,

$$|n_{нл}| \propto \left| \frac{dn}{dT} \right| \frac{\delta I_n}{K}.$$

Очевидно, с помощью тепловой самофокусировки или дефокусировки можно измерять коэффициент поглощения, температурный градиент показателя преломления, различные теплофизические параметры вещества.

В оптических экспериментах изменение интенсивности можно регистрировать с точностью до 1%, то есть $\Delta T \approx 10^{-2}$. Если толщина образца 1 см, а длина волны лазерного излучения 0,48 мкм, то можно измерять весьма малые нелинейности $|n_{нл}| \approx 3 \cdot 10^{-6}$. Столь высокая чувствительность к вариации фазы $\Delta \Phi \approx 10^{-2}$ эквивалентна обнаружению изменения толщины образца на величину $|\Delta l| = \lambda/300$.

На практике применяются две разновидности линзовых измерений нелинейности. В первом способе образец ставят в наиболее чувствительную точку на расстоянии l_n от плоскости перетяжки, а во втором способе регистрируется зависимость прозрачности образца $T(z)$ от его положения относительно плоскости перетяжки. Второй способ, нашедший в последнее время широкое применение, получил название z -сканирования, то есть перемещения нелинейного образца вдоль оси лазерного пучка вблизи его перетяжки. С его помощью проводится экспресс-анализ новых нелинейных веществ, искусственно выращиваемых в лабораториях и применяемых в различных нелинейно-оптических устройствах, таких как нелинейные фильтры и др.

8. НЕЛИНЕЙНАЯ АДАПТИВНАЯ ОПТИКА

С помощью остронаправленных пучков можно передавать энергию на удаленные объекты. Однако волновой пучок может изменить свои параметры из-за самовоздействия, приводящего к самофокусировке или дефокусировке. Компенсация нелинейных искажений фазового и амплитудного профилей пучка входит в круг задач нелинейной адаптивной оптики. С прикладной точки зрения решение этой проблемы представляет огромное значение для нелинейной оптики атмосферы. Объект, на который направлен лазерный пучок, может располагаться в нелинейной среде (летающая платформа в атмосфере) или за слоем нелинейной среды (космический аппарат). В атмосферной оптике главным ограничивающим фактором служит тепловая дефокусировка.

Для компенсации нелинейных искажений применяется оптимальное управление фазовым профилем лазерных пучков с помощью гибких зеркал или специальных перестраиваемых линз. Они позволяют не только менять кривизну волновой поверхности, но и создавать или устранять аберрации различных порядков. Сравнивая величины интенсивностей волн, рассеянных назад объектом, при разных профилях зеркала, адаптивная система выбирает оптимальную форму поверхности, при которой интенсивность излучения на объекте достигает максимальной величины. Аналогичным образом работают адаптивные системы по компенсации искажений, вызванных оптическими неоднородностями атмосферы. Применение адаптивных зеркал позволяет на порядок и более улучшить разрешающую способность наземных телескопов.

Нелинейные искажения волнового фронта мощных лазерных пучков возникают также и внутри самих лазерных систем вследствие самовоздействия оптических пучков в активной среде и различных оптических элементах, являющихся составными частями лазерных устройств. Лазерный пучок с искаженным фронтом имеет большую геометрическую расходимость, плохо фокусируется на мишень в технологических и термоядерных установках. Для улучшения качества лазерных пучков также используются методы адаптивной оптики. В некоторых лазерах адаптивное зеркало служит зеркалом открытого резонатора и компенсация нелинейных и других фазовых искажений происходит в самом лазере в процессе генерации когерентного излучения.

При дефокусировке средняя интенсивность пучка меняется как $I(z) = 2P_0/(\pi a^2(z))$, где изменение поперечного радиуса задается формулой (7). При оптимальной фокусировке на объект, $F = z$, максимум интенсивности $I_{\max}(z) = I_0^2 l_{\text{нл}}^2 / z^2$, где $l_{\text{нл}} =$

$= l_d(1 + P_0/P_{\text{св}})^{-1}$ — длина дефокусировки. Интенсивность излучения на объекте превысит начальное значение I_0 , если $z \leq l_{\text{нл}}$, то есть когда фазовые искажения еще не перешли в сильные амплитудные искажения. Это ограничение определяет эффективность работы адаптивной системы.

Объект может быть расположен и за слоем нелинейной среды в дальнем поле. Исследования показали, что эффективная компенсация нелинейной расходимости возможна, если толщина нелинейного слоя не очень велика: $l < l_{\text{нл}}$. Большая нелинейная расходимость, формируемая в объеме нелинейной среды, плохо компенсируется при оптимальном управлении волновым фронтом перед входом в среду.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, эффекты самовоздействия мощных световых пучков в нелинейных средах кардинально изменяют характер распространения. В зависимости от знака нелинейности возникает самофокусировка или дефокусировка. Помимо них существуют и другие интересные явления, такие как нелинейное отражение, бистабильность резонаторов с заполнением нелинейным веществом, динамическая голография и т.д.

Временным аналогом волновых пучков являются волновые пакеты, имеющие узкий частотный спектр. К их числу относятся лазерные импульсы. Поэтому распространение световых импульсов в диспергирующих средах имеет много общих черт с дифракцией пучков. Мощные импульсы могут образовывать оптические солитоны, испытывать самокомпрессию и декомпрессию и т.д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // Успехи физических наук. 1967. Т. 93. № 1. С. 19 – 70.
2. Луговой В.Н., Прохоров А.М. Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде // Успехи физических наук. 1973. Т. 111. № 2. С. 203 – 248.
3. Аскарьян Г.А. Эффект самофокусировки // Успехи физических наук. 1973. Т. 111. № 2. С. 249 – 260.
4. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. Пер. с англ. М.: Мир, 1989.
5. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990.

* * *

Анатолий Петрович Сухоруков, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой радиофизики Физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Автор более 200 научных работ, в том числе трех монографий и одного учебного пособия.