Июль 1993 г. Том 163, № 7

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЛИНЗЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

Г.Б. Альтшулер, М.В. Иночкин

(Институт точной механики и оптики РАН, Санкт-Петербург)

(Статья поступила 3.03.93. г., после доработки 7.04.93 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение (65).
1. Оптические системы с "тонкими" нелинейными линзами (66).
1.1. Оптическая сила нелинейной линзы. 1.2. "Тонкие" нелинейные линзы. 1.3. Условие "тонкой" нелинейной линзы. 1.4. Преобразование пучка в оптической системе с "тонкой" нелинейной линзой. 1.5. Общие свойства оптических систем с "тонкими" нелинейными линзами. 1.6. Светоиндуцированные линзы в слое кубично нелинейной среды. 1.7. Тепловые нелинейные линзы. 1.8. "Тонкие" нелинейные линзы в средах с квадратичной нелинейностью.
2. Эксперименты с нелинейными линзами (75).
2.1. Методы экспериментального исследования нелинейных линз. 2.2. Исследования нелинейных линз в поле сверхкоротких лазерных импульсов. 2.3. Эксперименты с тепловыми нелинейными линзами.
3. Применения нелинейных линз (78).
3.1. Применения нелинейных линз для измерения малых поглощений. 3.2. Применения нелинейных линз для измерения коэффициентов нелинейности показателя преломления оптических сред. 3.3. Применения нелинейных линз для исследования свойств полупроводниковых материалов. 3.4. Применения нелинейных линз для управления лазерным излучением. 3.5. Ограничение и стабилизация интенсивности, мощности и энергии лазерного излучения с помощью нелинейных линз.
Заключение (82).
Примечания (82).
Список литературы (82).

Введение. Свойство неплоских поверхностей раздела оптических сред фокусировать (дефокусировать) световые лучи используется в оптике уже много веков (линзы, микроскопы, зрительные трубы и т.п.). В последние десятилетия появились градиентные оптические элементы, фокусирующие свойства которых определяются специально подобранным плавно-неоднородным пространственным распределением показателя преломления. Новая страница в развитии оптических систем открылась с появлением лазеров. Изменения показателя преломления в сильных лазерных полях приводят к тому, что обычный слой среды, ограниченный плоскими параллельными поверхностями, действует на световой пучок подобно градиентной линзе, оптическая сила которой возрастает с мощностью лазерного пучка. Такая нелинейная линза может обусловливать самофокусировку лазерного пучка и разрушение материала вследствие катастрофического нарастания интенсивности излучения, когда при увеличении мощности фокус светоиндуцированной линзы входит в нелинейную среду [1—3]. Однако в достаточно тонком слое среды перераспределение интенсивности излучения при нелинейной рефракции световых лучей пренебрежимо мало и нелинейный слой действует, как и обычная тонкая линза, только на фазу световой волны [4]. Основное отличие нелинейных линз от обычных линз состоит в том, что их фокусирующие свойства зависят от интенсивности светового потока. Это открывает новые возможности использования линзовой оптики для управления характеристиками световых полей.

Нелинейные линзы уже нашли разнообразные применения в оптике и лазерной физике. Метод "нелинейной линзы" в силу своей простоты и высокой чувствительности получил широкое распространение для измерений малых поглощений в жидкостях и газах [5—16], а также при изучении свойств полупроводников [17—33], жидких кристаллов [34—36] и других нелинейных материалов. Изучение динамики нелинейных линз позволяет получать важную информацию о механизмах нелинейности и кинетике релаксации нелинейного отклика при импульсном лазерном воздействии на оптические материалы [21, 25—30].

Нелинейные линзы имеют важное значение в оптике мощных лазеров. Особенно сильно они проявляются в мощных непрерывных лазерах, где эти линзы обусловлены тепловой нелинейностью в активных элементах и проходной оптике. Существенное

© Г.Б. Альтшулер, М.В. Иночкин 1993

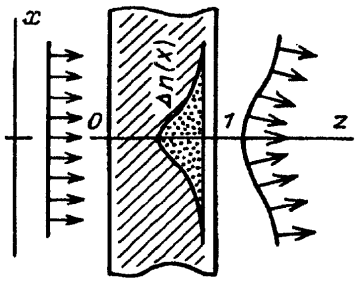

Рис. 1. Преобразована волнового фронта пучка с колоколообразным поперечным распределением интенсивности при прохождении нелинейной среды

значение нелинейные линзы имеют для оптических трактов пико- и фемтосекундных лазерных систем, в которых, благодаря высокой интенсивности света, даже сравнительно слабая электронная нелинейность оптических элементов может приводить к значительным деформациям волнового фронта.

Нелинейные деформации поперечного распределения пучка светоиндуцированными линзами могут применяться для решения разнообразных задач управления лазерным изучением. Это направление активно развивалось в последние годы. Нелинейную линзу, сопряженную с пространственным фильтром, можно использовать для стабилизации мощности излучения [37—40], изменения длительности световых импульсов [39, 41], управления излучением непрерывных лазеров импульсами вспомогательного маломощного лазера [42], в оптических бистабильных устройствах [43—45] и нелинейно оптических ограничителях (самоограничителях—selflimiters) мощности и энергии лазерного излучения [24, 37, 46—59], для модуляции добротности [103] и синхронизации мод лазера [110, 111].

Таким образом, применения нелинейных линз в современной лазерной физике и технике весьма разнообразны. Исследованиям в этой области посвящено более ста работ. Однако обзор работ по нелинейным линзам и их применениям до настоящего времени отсутствует. Мы попытаемся восполнить этот пробел. Настоящий обзор состоит из трех разделов. В разделе 1 рассмотрены основные теоретические представления о фокусирующих свойствах и аберрациях нелинейных линз. Раздел 2 посвящен анализу экспериментов с нелинейными линзами. В заключительном разделе 3 обобщен и проанализирован материал по применению нелинейных линз в оптических измерениях, лазерах и для управления светом.

1. Оптические системы с "тонкими" нелинейными линзами.

1.1. Оптическая сила нелинейной линзы. Рассмотрим световой пучок, распространяющийся вдоль оси z по нормали к плоскопараллельному слою прозрачной среды с вариациями показателя преломления $\Delta n(x, y, z)$ (рис. 1). Изгиб волнового пучка, приобретаемый в таком слое, определяется фазовым набегом

$$\Delta\Phi(x, y) = \int_0^l k\Delta n(x, y, z)\mathrm{d}z, \tag{1.1}$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны света, l — толщина среды, а интегрирование ведется вдоль световых лучей. В однородной нелинейной среде изменение показателя преломления определяется интенсивностью излучения $I(x, y, z)$. В первом приближении обычно предполагают простую линейную зависимость

$$\Delta n = n_2 I, \tag{1.2}$$

где n_2 — коэффициент нелинейности показателя преломления среды. Соотношение (1.2) строго справедливо для кубичной по полю безынерционной нелинейности [1*]. В этом случае в достаточно тонком нелинейном слое прогиб волнового фронта повторяет поперечное распределение интенсивности светового пучка $I(x, y)$, т.е. тонкий нелинейный слой среды осуществляет линейное преобразование профиля интенсивности в поперечное распределение фазы. Для пучков с колоколообразным профилем это эквивалентно прохождению через тонкую линзу, фокусное расстояние которой зависит от мощности пучка.

В общем случае линейная зависимость нелинейной добавки показателя преломления от интенсивности выполняется только приближенно, и в разложении функции $\Delta n(I)$ в ряд по степеням I необходимо учитывать более высокие порядки. Кроме того, для ряда механизмов нелинейности существенна инерционность и нелокальность нелинейного отклика среды. Эти факторы искажают нелинейный прогиб волнового фронта по отношению к распределению интенсивности. В частности, они могут уменьшать или увеличивать поперечный масштаб нелинейного сдвига фазы по сравнению с шириной пучка. Несмотря на сложность описания нелинейного отклика среды в общем случае, большую часть рассматриваемых в обзоре эффектов можно объяснить, предполагая простую степенную зависимость нелинейной добавки показателя преломления от интенсивности

$$\Delta n = n_\alpha I^{\alpha/2}, \tag{1.3}$$

где n_α — эффективный коэффициент нелинейности показателя преломления, α — показатель порядка нелинейности. Это выражение строго справедливо для безынерционной нелинейности фиксированного порядка ($\alpha =$ 2, 4, 6, ...). Если существенный вклад

в нелинейное изменение показателя преломления дают компоненты нелинейной поляризации сразу нескольких порядков, то α может быть и нецелым положительным числом. Нелинейность показателя преломления многих полупроводников с учетом процессов оже-рекомбинации фотовозбужденных носителей хорошо описывается выражением (1.3) с $\alpha = 1/3$ при однофотонном и $\alpha = 4/3$ при двухфотонном поглощении света [25, 20]. Поэтому теоретический анализ нелинейных линз здесь проводится с помощью выражения (1.3) как для целых четных, так и для нечетных и нецелых положительных значений показателя порядка нелинейности α.

В литературе приведены различные формулы для фокусного расстояния нелинейных линз в разных приближениях [4, 17, 61, 63]. Оценку фокусного расстояния нелинейной линзы при колоколообразном поперечном распределении интенсивности излучения и нелинейности типа (1.3) можно сделать из простых геометрических соображений (рис. 2):

$$F_{нл} = \omega'^2/\Delta, \tag{1.4}$$

где $2\omega'$ и Δ — поперечный и продольный размеры нелинейного прогиба волнового фронта. Стрелка нелинейного прогиба Δ пропорциональна нелинейному набегу фазы на оси пучка

$$\Phi_{нл} = kn_\alpha \int_0^l (I(0,0,z))^{\alpha/2} dz \tag{1.5}$$

и равна $\Delta = \Phi_{нл}/k$. Ширина прогиба, как легко видеть из (1.3), приблизительно в $\alpha^{1/2}$ раз меньше ширины светового пучка. Поэтому при степенной аппроксимации нелинейной добавки показателя преломления (1.3) для фокусного расстояния нелинейной линзы справедливо выражение

$$F_{нл} = k\omega^2/\alpha\Phi_{нл}, \tag{1.6}$$

где ω — полуширина пучка на выходе нелинейного слоя.

В обычных экспериментальных условиях оптическая сила нелинейных линз может достигать значительной величины при достаточно острой фокусировке пучка в нелинейную среду. Так, при $\Phi_{нл} = \pi$, длине волны 1 мкм и радиусе пучка 100 мкм оптическая сила светоиндуцированной при кубической нелинейности ($\alpha = 2$) линзы равна 100 диоптриям. Для широкоиспользуемой в нелинейной оптике среды — жидкого сероуглерода (при ориентационном механизме нелинейности $n_2 = 10^{-11}$ ед.СГСЭ) такая нелинейная линза наводится в слое толщиной порядка 1 мм при мощности лазерного пучка около 6 МВт, легко реализуемой в импульсных лазерах. При тепловом механизме нелинейности сильные нелинейные линзы можно наблюдать в излучении даже маломощных непрерывных газовых лазеров [64—66].

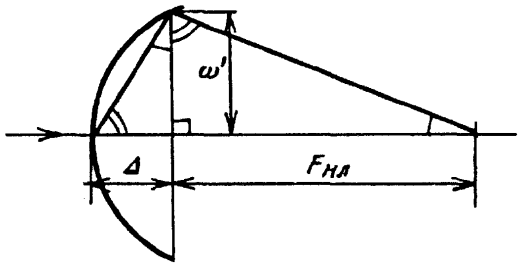

Рис. 2. Приближенный расчет фокусного расстояния нелинейной линзы $F_{нл}$ через поперечный размер ω' и стрелку Δ прогиба волнового фронта

Знак нелинейной линзы при колоколообразном профиле пучка определяется знаком нелинейной добавки к показателю преломления. При положительной добавке к показателю преломления $\Delta n > 0$ нелинейная линза является положительной (собирающей), а для $\Delta n < 0$ — отрицательной (рассеивающей). Из (1.5) видно, что оптическая сила нелинейной линзы увеличивается с ростом интенсивности пучка как $I^{\alpha/2}$ и при прочих равных условиях больше для слоев с большими значениями показателя порядка нелинейности α. В то же время из соотношения $\omega' = \omega/\alpha^{1/2}$ следует, что с ростом α уменьшается доля сечения пучка, на которое воздействует нелинейная линза. Этот эффект приводит к тому, что приосевая и периферийная зоны пучка фокусируются нелинейной линзой на разных расстояниях, что означает сильные аберрации нелинейных линз с большими α. Приведенные здесь соображения определяют основные особенности нелинейных линз для различных значений показателя порядка нелинейности α, которые более подробно рассматриваются в п. 1.5. Заметим также, что нелинейные линзы могут возникать и в обычных линзах при прохождении через них мощных световых потоков [107].

1.2. "Тонкие" нелинейные линзы. В приведенных выше рассуждениях молчаливо предполагалась возможность использовать в расчете распределение интенсивности излучения в нелинейном слое $I(x, y, z)$, невозмущенное нелинейными эффектами. Это справедливо только, когда фокусное расстояние нелинейной линзы намного превосходит толщину нелинейного слоя:

$$F_{нл} \gg l. \tag{1.7}$$

В противном случае нелинейная линза может изменить профиль амплитуды светового пучка уже непосредственно в нелинейном слое. При достаточно большой толщине среды нелинейное изменение амплитуды, в свою очередь, вызывает дополнительную добавку к фазе, что дает новое изменение амплитуды, и т.д. Такая, характерная для нелинейных сис-

тем, обратная связь приводит к потере управляемости нелинейной линзы при высокой входной мощности излучения. Особенно важную роль такая внутренняя обратная связь играет в средах с положительной нелинейностью, для которых она обусловливает эффект самофокусировки [61, 67—69]. Этот эффект состоит в том, что при превышении мощностью излучения некоторой критической величины имеет место коллапс пучка в нелинейном фокусе. При этом фокус нелинейной линзы, наведенной лазерным импульсом, перемещается вовнутрь слоя со стороны его задней поверхности, что вызывает в конечном итоге разрушение среды из-за катастрофического роста плотности мощности излучения. Важно отметить, что для таких "толстых" положительных нелинейных линз фокусное расстояние может быть много меньше величины, предсказываемой выражением (1.5). В "толстых" слоях с отрицательной нелинейностью, напротив, изменение амплитуды из-за самодефокусировки пучка приводит к существенному снижению интенсивности излучения в нелинейной среде и соответственному ослаблению нелинейной линзы [26, 53].

В дальнейшем под "тонкими" мы будем понимать такие нелинейные линзы, в которых можно пренебречь нелинейными изменениями профиля интенсивности пучка в нелинейном слое. Режим "тонкой" нелинейной линзы в отличие от режима самофокусировки допускает сравнительно простое аналитическое описание, дает устойчивое поведение световых пучков, не приводит к разрушению оптических элементов. Поэтому для задач оптических измерений управления световыми полями практическое значение имеют лишь "тонкие" нелинейные линзы. "Толстые" нелинейные линзы могут представлять определенный интерес для данных задач только при отрицательной нелинейности показателя преломления.

1.3. Условие "тонкой" нелинейной линзы. Очевидно, что при заданной толщине нелинейного слоя нелинейную линзу можно считать "тонкой" только в определенном диапазоне мощностей светового пучка. Поэтому условие "тонкой" нелинейной линзы должно иметь вид ограничения на толщину нелинейного слоя

$$l < z_{\text{нл}}, \tag{1.8}$$

где $z_{\text{нл}}$ — характерная длина нелинейной рефракции световых лучей, зависящая от мощности пучка P. Рассмотрим условие "тонкой" нелинейной линзы для практически наиболее важного случая гауссова поперечного распределения поля:

$$E(r, z{=}0) = U_{\text{вх}} \exp\left[-\left(\frac{r}{\omega_{\text{вх}}}\right)^2 + ikn_0 \frac{r^2}{2R_{\text{вх}}}\right]; \tag{1.9}$$

здесь $U_{\text{вх}}$, $\omega_{\text{вх}}$ и $R_{\text{вх}}$ — соответственно осевая амплитуда, полуширина и радиус кривизны волнового фронта пучка на входе ($z = 0$), $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. Такое распределение хорошо аппроксимирует структуру лазерного пучка основной моды устойчивого лазерного резонатора.

Поле в среде E описывается нелинейным параболическим уравнением [61]

$$2ikn_0 \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_\perp E = 2k^2 n_0 \Delta n \cdot E,$$

где n_0 — линейный показатель преломления нелинейной среды, $\Delta_\perp$ — поперечный лапласиан. Как известно, в отсутствие нелинейности ($\Delta n = 0$) при граничном условии (1.8) решение представляет собой гауссов пучок с изменяющимися вдоль оси z параметрами. В частности для коллимированного пучка ($R_{\text{вх}} \to \infty$) ширина ω меняется из-за дифракции по закону

$$\omega(z) = \omega_{\text{вх}} \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{1/2}, \tag{1.10}$$

где $z_0 = kn_0\omega_{\text{вх}}^2/2$ — дифракционная длина [70]. Тогда, следуя подходу, предложенному в работе [71], для нелинейного прогиба фронта можно получить

$$\Delta\Phi(x, y) = \Phi_{\text{нл}} \exp\left[-\alpha\left(\frac{r}{\omega(l)}\right)^2\right], \tag{1.11}$$

где осевой нелинейный фазовый сдвиг $\Phi_{\text{нл}}$ вычисляется согласно (1.5) и выражается через табличные интегралы при целочисленных значениях параметра α. Так, для кубической нелинейности ($\alpha = 2$) получим

$$\Phi_{\text{нл}} = \frac{P}{P_{\text{кр}}} \operatorname{arctg} \frac{l}{z_0}, \tag{1.12}$$

где $P = (cn_0/8)(U_{\text{вх}}\omega_{\text{вх}})^2$ — мощность пучка и введена критическая мощность самофокусировки [61, 67—68]

$$P_{\text{кр}} = \frac{cn_0}{4k^2 n_2}. \tag{1.13}$$

При этом для относительного нелинейного изменения амплитуды пучка получается оценка [72]

$$\left|\frac{\Delta U_{\text{нл}}}{U_{\text{л}}}\right| < \frac{\alpha + 2}{2} |\Phi_{\text{нл}}| \frac{l}{z_0}. \tag{1.14}$$

Необходимым и достаточным условием того, чтобы нелинейную линзу можно было считать "тонкой", является $|\Delta U_{\text{нл}}| \ll |U_{\text{л}}|$, где $U_{\text{л}}$ — амплитуда поля, вычисленная в пренебрежении нелинейностью среды. В частности, задавшись критерием $|\Delta U_{\text{нл}}| < |U_{\text{л}}|/10$, из (1.12), (1.14) имеем условие

тонкой нелинейной линзы в виде

$$l < z_{нл} = z_0\left(\exp\frac{10P_{кр}}{P} - 1\right)^{1/2}. \qquad (1.15)$$

При конечном радиусе кривизны волнового фронта на входе в среду $R_{вх}$, воспользовавшись так называемым "линзовым" преобразованием, из (1.15) найдем условие "тонкой" нелинейной линзы в более общем виде

$$l < \frac{z_{нл}}{1 + (z_{нл}/R_{вх})}. \qquad (1.16)$$

1.4. Преобразование пучка в оптической системе с "тонкой" нелинейной линзой. Описанные в литературе исследования нелинейных линз проводились для разнообразных конфигураций взаимного расположения лазерного пучка, нелинейной линзы и плоскости регистрации. Несмотря на это, самые, казалось бы, различные по значению конкретных параметров оптические системы с нелинейными линзами удается рассмотреть с единых позиций и сравнить, если использовать введенный в работе [73] безразмерный β-комплекс оптической системы, с нелинейной линзой.

Для этого рассмотрим обобщенную оптическую схему эксперимента с нелинейной линзой. Она содержит лазерный источник и некоторую оптическую систему с нелинейной линзой. В структуре оптической системы с нелинейной линзой кроме нелинейного элемента в общем случае можно выделить две линейные вспомогательные подсистемы (рис. 3). Первая формирует пучок на входе в нелинейную среду с нужными параметрами (формирующая оптическая система), вторая предназначена для линейного преобразования пучка после нелинейной линзы (преобразующая оптическая система).

В экспериментах с нелинейными линзами в качестве источника обычно используются одномодовые лазеры, поперечная структура поля которых близка к гауссовой. Излучение такого лазера обладает свойством сохранять свое гауссово поперечное распределение при распространении в линейных оптических системах. Поэтому распределение поля на входе в нелинейный элемент также является гауссовым и может описываться выражением (1.9). Параметры этого распределения $U_{вх}$, $\omega_{вх}$, $R_{вх}$ легко вычисляются через параметры выходного пучка лазера и ABCD-матрицу формирующей оптической системы с помощью известного правила ABCD для линейных оптических систем [70]. Трансформацию пучка в преобразующей оптической системе (см. рис. 3) будем описывать модифицированным интегралом Френеля [70]:

$$E(\mathbf{r}) = \frac{k}{2iB}\iint\limits_{(\infty)} d\mathbf{r}'^2 E'(\mathbf{r}') \times$$

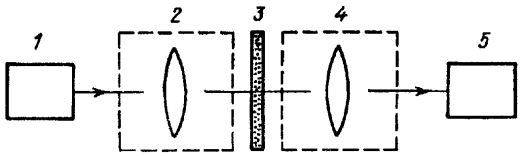

Рис. 3. Обобщенная оптическая схема для исследования нелинейных линз. *1* — лазер, *2* — формирующая оптическая система, *3* — собственно нелинейная линзы, *4* — преобразующая оптическая система, *5* — система ... распределения поля пучка

$$\times \exp\left[\frac{ik}{2B}(Ar'^2 + Dr^2 - 2\mathbf{r}\mathbf{r}')\right], \qquad (1.17)$$

где A, B и D — элементы лучевой матрицы преобразующей оптической системы, $E'(\mathbf{r}')$ — поле на выходе нелинейного элемента. При соблюдении ограничений на толщину среды (1.15), (1.16) поле $E'(\mathbf{r}')$, как показано выше (п. 1.3), имеет вид

$$E'(\mathbf{r}') = U\exp\left[-\left(\frac{r'}{\omega}\right)^2 + \frac{ikn_0}{2R}r'^2 + \right.$$

$$\left. + i\Phi_{нл}e^{-\alpha(r'/\omega)^2}\right], \qquad (1.18)$$

где U, ω и R — параметры гауссова пучка на выходе слоя, вычисленные без учета нелинейности среды. Переходя в этих выражениях к безразмерной поперечной координате $\vec{\rho}' = \mathbf{r}'/\omega$ на входе и $\vec{\rho} = (k\omega/B)$ — на выходе преобразующей системы, получим

$$E_{вых}(\vec{\rho}) = U\iint\limits_{(\infty)} d\vec{\rho}'^2 \exp\left[-\rho'^2 + i\Phi_{нл}e^{-\alpha\rho'^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{ik\omega^2}{2}\left(\frac{1}{R} + \frac{A}{B}\right)\rho'^2 - i\vec{\rho}\vec{\rho}'\right]. \qquad (1.19)$$

Отсюда видно, что при заданном механизме нелинейности (заданном α) характер нелинейных деформаций пучка в оптической системе с нелинейной линзой определяется одним безразмерным параметром

$$\beta = \frac{k\omega^2}{2}\left(\frac{1}{R} + \frac{A}{B}\right). \qquad (1.20)$$

В простейшем случае, когда волновой фронт излучения на выходе нелинейного элемента при низкой интенсивности плоский, а преобразование прошедшего пучка происходит в результате распространения в свободном пространстве на расстояние z, параметр β равен $k\omega^2/2z$. Следовательно, преобразование лазерного пучка с нелинейным прогибом волнового фронта (1.19) в оптических системах при наличии общей сферичности волнового фронта с радиусом R происходит, как при свободном распространении того же пучка с изначально плоским волновым фронтом, на эквивалентном расстоянии

$$z_{экв} = \left(\frac{1}{R} + \frac{A}{B}\right)^{-1}. \qquad (1.21)$$

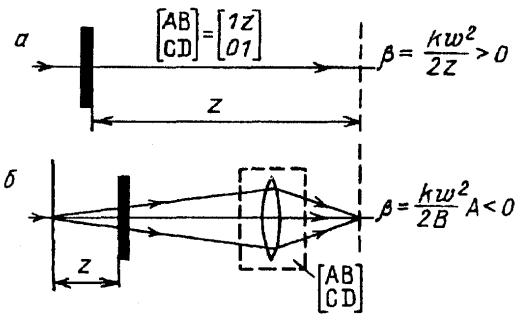

Рис. 4. Лучевая *ABCD*-матрица и β-комплекс для коллимированного в нелинейной слой пучка при дальнейшем свободном распространении на расстоянии z (*а*) и реализация отрицательных эквивалентных расстояний $Z_{экв}$ с помощью преобразующей оптической системы (*б*)

В отличие от реального свободного распространения $z_{экв}$ может быть как положительным, так и отрицательным, в зависимости от того, изображение какой плоскости переносится на выход оптической системы (рис. 4). Такое рассмотрение значительно упрощает интерпретацию наблюдаемых в этих системах эффектов.

1.5. Общие свойства оптических систем с "тонкими" нелинейными линзами. Рассмотрим различные режимы нелинейного преобразования лазерных пучков в оптических системах с "тонкими" нелинейными линзами. Для анализа этих режимов исследуем дифракционный интеграл (1.19) при изменении параметров β и $\Phi_{нл}$.

Конфигурационный параметр β является основным параметром для классификации различных типов преобразования лазерных пучков в оптических системах с "тонкой" нелинейной линзой. В соответствии с определением β его знак совпадает со знаком расстояния эквивалентного распространения $z_{экв}$, определенного в (1.21), а модуль равен числу Френеля для апертуры радиуса ω. При этом при $|\beta| >> 1$ плоскость наблюдения поперечного распределения поля будет соответствовать ближней, а при $|\beta| << 1$ — дальней зоне пучка. Осевой нелинейный набег фазы $\Phi_{нл}$ характеризует оптическую силу нелинейной линзы, которая по-разному будет проявляться в ближней и дальней зонах.

Свойства нелинейной линзы могут также существенно зависеть от величины параметра порядка нелинейности а, который в соответствии с (1.19) определяет поперечный масштаб нелинейной линзы ω' (см. рис. 2).

В настоящем разделе мы рассмотрим некоторые общие свойства нелинейных линз для характерных сочетаний параметров α, β и $\Phi_{нл}$. Заметим прежде всего, что распределение интенсивности прошедшего пучка зависит не от знаков β и $\Phi_{нл}$ в отдельности, а от знака их произведения, Действительно, как видно из (1.19), при одновременной замене знаков β и $\Phi_{нл}$ мы приходим с точностью до множителя к комплексно сопряженному и повернутому на 180° распределению поля [27, 73]. Такое симметричное свойство позволяет свести анализ оптических систем с нелинейной линзой к исследованию двух случаев: $\beta\Phi_{нл} < 0$ (как будет показано далее, это соответствует нелинейному расширению выходного пучка) и $\beta\Phi_{нл} > 0$, при котором происходит нелинейное сужение пучка на выходе оптической системы с нелинейной линзой. Поэтому без ограничения общности мы будем считать далее $\Phi_{нл}$ положительным. Для отрицательной нелинейности все полученные результаты можно использовать, заменив β на $-\beta$.

1.5.1. *Безаберрационное приближение.* Для некоторых механизмов оптической нелинейности (например, с насыщением нелинейности [20]) параметр α в (1.19) может принимать значения, малые по сравнению с 1. При этом масштаб поперечного нелинейного изменения фазы поля настолько больше диаметра пучка, что в разложении $\exp(-\alpha\rho^2) \approx \approx 1 - \alpha\rho^2 - \ldots$ можно ограничиться первыми двумя слагаемыми. Следовательно, в этом приближении нелинейная линза представляет собой квадратичный фазовый корректор. Тогда из (1.19) следует, что гауссов пучок на выходе оптической системы с нелинейной линзой остается гауссовым с параметрами, зависящими от $\Phi_{нл}$:

$$E_{вых} = U \exp \frac{i\Phi_{нл} - \dfrac{\rho^2}{1 + i(\alpha\Phi_{нл} - \beta)}}{1 + i(\alpha\Phi_{нл} - \beta)}. \qquad (1.22)$$

Из (1.22) видно, что при $\beta < 0$ с увеличением $\Phi_{нл}$ происходит расширение пучка (ширина пучка удваивается при $\Phi_{нл} \approx (3 + \beta^2)^{1/2}/\alpha$). При $\beta > 0$ выходной пучок сжимается при увеличении $\Phi_{нл}$ от нуля до $\approx \beta/\alpha$, когда достигается максимальный коэффициент сжатия $(1 + \beta^2)^{1/2}$. При дальнейшем возрастании $\Phi_{нл}$ нелинейное сужение пучка сменяется расширением.

Таким образом, сильные нелинейные деформации профиля поперечного распределения интенсивности прошедшего пучка следует ожидать, когда $\Phi_{нл} > |\beta/\alpha|$, причем в ближней зоне ($|\beta| >> 1$) нелинейная линза проявляется намного сильнее в сужении пучка, чем в расширении. В дальней зоне ($|\beta| << 1$) нелинейное расширение пучка превалирует над его сжатием.

1.5.2. *"Слабые" нелинейные линзы.* При $\alpha > 1$ аберрациями нелинейных линз пренебрегать уже нельзя, так что для наиболее часто встречающихся механизмов нелинейности (кубичной нелинейности ($\alpha = 2$), нелинейности пятого порядка ($\alpha = 4$),

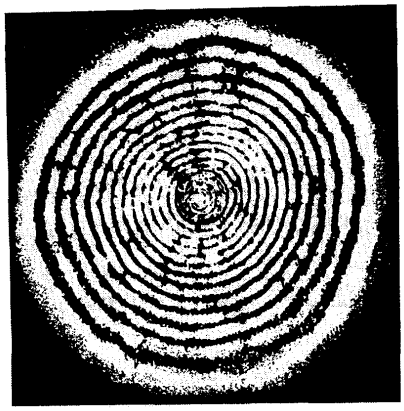

Рис. 5. Типичная картина аберрационных колец в *лазерном* пучке, прошедшем оптическую систему с "сильной" нелинейной линзой

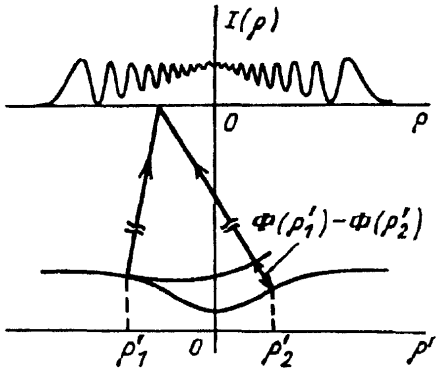

Рис. 6. Формирована аберрационной структуры поперечного распределения интенсивности прошедшего пучка при интерференции световых лучей, выходящих из разных точек ρ_1' и ρ_2' на волновом фронте исходного пучка. На рисунке показаны лучи, разность фаз которых в ρ дает минимум поля

связанной с двухфотонным поглощением полупроводников [31] и т.п.) точный расчет прошедшего пучка выполняется только численно. Однако при малых нелинейных фазовых набегах ($\Phi_{нл} << 1$) для дифракционного интеграла (1.19) можно получить аналитическое выражение [73]:

$$E_{вых} = U\left[\frac{\exp\left(-\frac{\rho^2}{1-i\beta}\right)}{1-i\beta} + i\Phi_{нл}\frac{\exp\left(-\frac{\rho^2}{s-i\beta}\right)}{s-i\beta}\right], \quad (1.23)$$

где $s = 1 + \alpha$ — порядок нелинейности среды. Основные отличия от безаберрационного приближения состоят в том, что интерференция двух слагаемых в (1.23) определяет искажение гауссовой огибающей поперечного распределения интенсивности излучения в виде зарождающихся аберррационных колец. Это искажение усиливается с ростом порядка нелинейности α. Причем для больших и малых $|\beta|$ профиль интенсивности выходного пучка остается практически гауссовым, в то время как для промежуточных значений $|\beta| \sim \alpha/2$ искажения максимальны.

1.5.3. *"Сильные" нелинейные линзы. Аберрационные кольца.* При больших нелинейных прогибах волнового фронта ($\Phi_{нл} >> 1$) в поперечном распределении интенсивности излучения, прошедшего нелинейную среду, появляется характерная кольцевая структура (рис. 5). Появление аберрационных колец объясняется интерференцией световых лучей, приходящих в точку наблюдения $\vec{\rho}$ из точек $\vec{\rho}_1'$ и $\vec{\rho}_2'$ с различающимися фазами $\Phi(\vec{\rho}_1')$ и $\Phi(\vec{\rho}_2')$ (рис. 6), когда

$$\Phi(\vec{\rho}_1') - \Phi(\vec{\rho}_2') = n\pi, \; n = 0, \pm1, \pm2, \ldots, \quad (1.24)$$

причем светлые кольца образуются для четных, а темные — для нечетных целых n. Таким образом, предпосылкой образования колец является внеосевое пересечение световых лучей вследствие аберраций. Однако определяющую роль в формировании аберрационной кольцевой структуры играют амплитудно-фазовые соотношения интерферирующих лучей. Для качественного анализа явления удобно вычислять дифракционный интеграл (1.19) приближенно, методом стационарной фазы (что эквивалентно переходу к приближению геометрической оптики). Из условия стационарности фазы подынтегрального выражения получим, что основной вклад в поле выходного пучка в точке $\vec{\rho}$ дают лучи, выходящие из точек начального распределения, координаты которых $\vec{\rho}'$ удовлетворяют уравнению

$$\vec{\rho} = 2\vec{\rho}'(\beta - \alpha\Phi_{нл}\exp(-\alpha\rho'^2)), \quad (1.25)$$

а фазы соответствующих лучей равны

$$\Phi(\vec{\rho}') = \Phi_{нл}\exp(-\alpha\rho'^2)(1 + 2\alpha\rho'^2) - \beta\rho'^2. \quad (1.26)$$

Отсюда, в частности, следует, что в дальней зоне ($\beta \to 0$) в каждую точку на апертуре выходного пучка направляется излучение из двух точек $\vec{\rho}_1'$ и $\vec{\rho}_2'$. Причем расстояние между этими двумя точками $|\vec{\rho}_1' - \vec{\rho}_2'|$ максимально для лучей, приходящих в приосевую область ($|\vec{\rho}| << 1$), и минимально для лучей, формирующих края прошедшего пучка ($|\vec{\rho}| \sim \rho_{max} = \Phi_{нл}$) (рис. 6). Следовательно, разность фаз и амплитуд пар интерферирующих лучей увеличивается по мере перемещения точки наблюдения $\vec{\rho}$ от края к центру пучка. Поэтому наиболее широкие и контрастные кольца образуются в периферийной области, а по мере приближения к оси пучка период и амплитуда пространственных "биений" интенсивности уменьшаются (см. рис. 6). Общее число колец в дальней зоне при больших $\Phi_{нл}$ приблизительно оценивается выражением [34]

$$N = \Phi_{нл}/2\pi. \qquad (1.27)$$

В ближней зоне ($|\beta| > 1$) образование аберрационных колец наступает, как показывает анализ выражений (1.25), (1.26), только если $\Phi_{нл}$ превысит определенный порог ($\Phi_{нл.пор} = |\beta/\alpha|$), причем при любом знаке параметра β кольца появляются в области расфокусировки прошедшего пучка. Для отрицательных β световые лучи пересекаются при этом из-за аберраций только на краю пучка так, что в приосевой области кольца отсутствуют. При положительных β кольца образуются только после того, как с ростом $\Phi_{нл}$ нелинейный параксиальный фокус минует плоскость наблюдения и нелинейная подфокусировка пучка сменяется его расфокусировкой. Общее число колец в ближней зоне, естественно, меньше, чем в дальней, а закономерности образования колец намного сложнее, поскольку, как следует из (1.25), их появление в ближней зоне связано с интерференцией уже не двух, а трех лучей[2*].

Использованное выше приближение геометрической оптики неприменимо для описания поля на границе света и тени, а также малоугловых компонент излучения в дальней зоне, где необходимо учитывать дифракцию. Дифракционный расчет [73] показывает, в частности, что при больших превышениях величины $\Phi_{нл}$ над порогом кольцеобразования аберрированная часть излучения со сравнительна большой расходимостью уходит из центрального "керна" прошедшего пучка (области, ограниченной первым темным кольцом) так, что поперечное распределение поля в "керне" стремится с ростом $\Phi_{нл}$ к гауссову. Интересно отметить, что в случае кубичной нелинейности ($\alpha = 2$) при этом полная мощность излучения в "керне" практически не зависит от входной интенсивности и по порядку величины равна критической мощности самофокусировки.

1.6. Светоиндуцированные линзы в слое кубично нелинейной среды. В этом разделе мы рассмотрим наиболее важный для практики случай преобразования гауссовых пучков в оптических системах, содержащих слой среды с кубичной нелинейностью ($\alpha = 2$). Этот вид нелинейности обычно связан с электронным и электронно-ядерным механизмами и наблюдается в подавляющем большинстве оптических сред при воздействии достаточно коротких световых импульсов. При этом для нестационарной добавки показателя преломления с учетом конечного времени релаксации нелинейности вместо (1.2) можно записать более общее выражение [61, 109]

$$\Delta n = n_2 \int_{-\infty}^{t} I(t') \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) dt'. \qquad (1.28)$$

Легко видеть, что закономерности квазистационарных нелинейных линз распространяются и на случай инерционного нелинейного отклика среды, описываемого выражением (1.28). Инерционность приводит к накоплению нелинейных искажений к концу светового импульса, в то время как квазистационарная нелинейная линза, описываемая выражением (1.2), релаксирует на заднем фронте импульса. Поэтому без ограничения общности в этом разделе мы рассмотрим действие нелинейной линзы только на переднем фронте светового импульса в квазистационарном случае (1.2). Даже в этом простом случае детальная картина преобразования излучения может быть получена только при численном анализе дифракционного интеграла (1.19). На рис. 7 представлены результаты компьютерного моделирования нелинейных линз в предположении, что световые импульсы обладают гауссовым профилем как по поперечной координате, так и во времени (рис. 7). Интенсивность падающего пучка I выбиралась такой, чтобы нелинейный набег фазы в максимуме импульса составил 4π. Поперечная координата x нормирована на полуширину пучка при малой мощности $\omega_л = 2|B|(1+\beta^2)^{1/2}/k\omega$, а интенсивность нормирована на $|Z_0/(Bkln_2)|$. На рис. *а—е* показаны проявления одной и той же нелинейной линзы в зависимости от величины конфигурационного параметра [27, 72]. В соответствии с проведенным выше анализом общих свойств оптических систем с нелинейной линзой изменения в распределении интенсивности прошедшего пучка наступают, когда величина $\Phi_{нл}$ становится сравнимой с $|\beta|$. Если же $\Phi_{нл} << |\beta|$, то пространственно-временное распределение интенсивности излучения, прошедшего оптическую систему с нелинейной линзой, практически повторяет распределение интенсивности падающего пучка (рис. 7,*а*). При $\beta > 0$ имеет место подфокусировка излучения, причем наиболее выраженные эффекты нелинейного сжатия наблюдаются при больших $|\beta|$ (в ближней зоне). В этом случае сильное нелинейное сжатие пучка резко сменяется нелинейным расширением, состоящим в перераспределении световой мощности из приосевой области в первый боковой максимум (первое аберрационное кольцо) (рис. 7,*б*).

По мере перемещения плоскости наблюдения из ближней зоны в дальнюю (т.е. по мере уменьшения β) нелинейное сжатие пучка выражено все слабее, расфокусировка начинается при меньших входных интенсивностях, причем световая мощность перераспределяется при этом между побочными максимумами поперечного распределения интенсивности (аберрационными кольцами) более равномерно

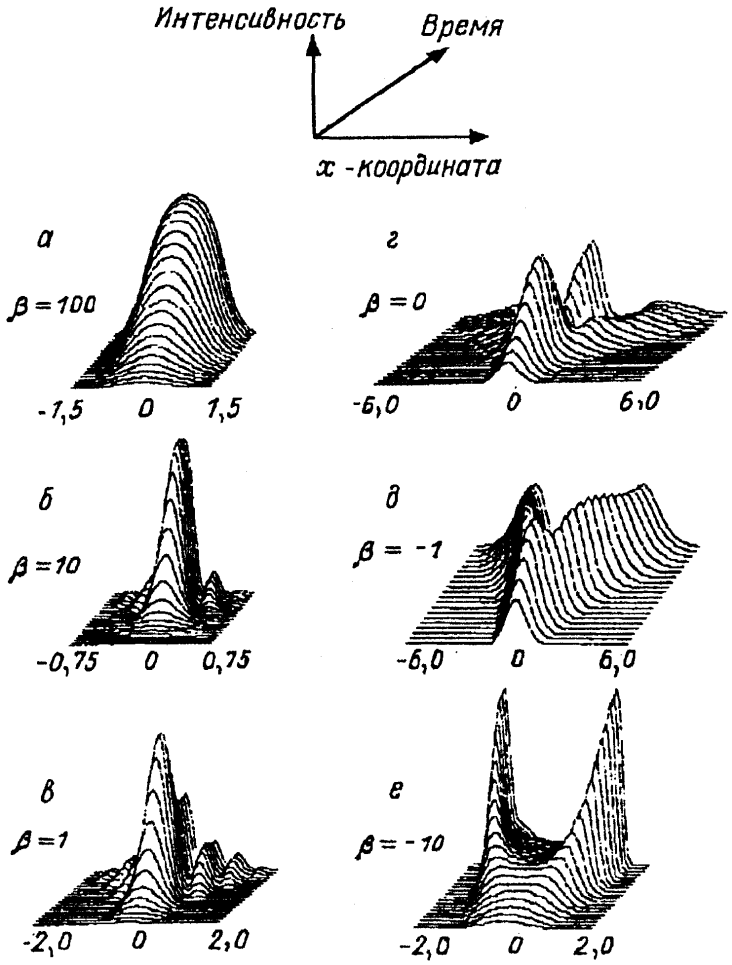

Рис. 7. Эволюция пространственно-временного распределения интенсивности световых импульсов, прошедших оптическую систему с тонким слоем кубично-нелинейной среды, для различных значений β-комплекса (показаны на рис. *а—е)*

(рис. 7,*в*,*г*). Обращает на себя внимание увеличение поперечного масштаба распределений, уширение центрального и, особенно, боковых максимумов с уменьшением β. Максимальное нелинейное "расплывание" пучка наблюдается в дальней зоне ($\beta \to 0$) (рис. 7,*г*).

Из рисунков видно, что немонотонный (осциллирующий) характер расфокусировки при возрастании интенсивности света связан с формированием побочных максимумов интенсивности (аберрационных колец) и перераспределением мощности в них в пользу максимумов более высоких порядков. Видно также, что в первом минимуме осцилляции интенсивности на оси прошедшая интенсивность тем меньше, чем меньше β (рис. 7,*б—г*). Расчеты показывают, что эта тенденция сохраняется и при отрицательных β вплоть до значения $\beta \approx -1,1$, когда осевая амплитуда поля в первом минимуме достигает нуля (рис. 7,*д*). При дальнейшем уменьшении β осевая интенсивность излучения в первом минимуме начинает расти, уменьшается величина первого максимума так, что происходит сглаживание нелинейных осцилляции интенсивности в приосевой области (рис. 7,*е*). Сравнивая рис. 7,*в*,*г* с рис. 7,*д*, *е,* можно видеть, что при переходе от положительных β к отрицательным меняется коренным образом и характер образования аберрационных колец. При $\beta > 0$ кольца образуются на периферии пучка и сужаются с ростом интенсивности света. При $\beta < 0$ происходит нелинейное "разбегание" аберрационных колец от оси, причем кольца высших порядков возникают теперь ближе к оси. Нелинейная расфокусировка пучка как целого выражается в том, что большая часть его мощности сосредотачивается в первом (наиболее удаленном от оси) аберрационном кольце (рис. 1,*е*). На рис. 7 показано действие нелинейной линзы только на переднем фронте светового импульса. Качественный характер нелинейных линз на переднем фронте импульса одинаков для квазистационарного (1.2) и инерционного (1.28) отклика среды. Расчетные профили излучения на этих рисунках можно продолжить на заднем фронте импульса либо симметрично относительно максимума импульса (для квазистационарных нелинейных линз), либо с дальнейшим накоплением нелинейных искажений (для инерционных нелинейных линз) (см. также п. 2.2 и

ниже на рис. 9). Анализ преобразования лазерных пучков нелинейной линзы проводился для некоторых важных частных случаев в ряде работ (например, [11, 15, 16, 25, 47, 72]).

1.7. Тепловые нелинейные линзы. При увеличении длительности лазерного воздействия до величин, сравнимых со временем термодиффузии (10^{-3}—10^{-1} с), светоиндуцированные нелинейные линзы обычно связаны с неоднородным лазерным нагревом поглощающей среды. Для нахождения нелинейной добавки показателя преломления в этом случае необходимо решать нестационарное уравнение теплопроводности с заданными граничными условиями и источником тепловыделения. Это задача была решена аналитически для прямоугольного импульса тепловыделения с гауссовым пространственным профилем (что соответствует прямоугольному импульсу излучения в виде коллимированного гауссова пучка) в работах [75—78]. В этом случае нелинейную добавку показателя преломления можно выразить через комбинацию интегральных показательных функций:

$$\Delta n \approx 0{,}06\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\frac{bP}{\chi}\left\{\mathrm{Ei}\left(-2\,\frac{r^2}{\omega^2}\right) - \mathrm{Ei}\left(-\frac{2r^2}{\omega^2[1+(t/\tau)]}\right)\right\}, \qquad (1.29)$$

где P и ω — мощность и полуширина пучка излучения, b и χ — коэффициент поглощения излучения и коэффициент теплопроводности среды, а τ — характерное время установления тепловой линзы

$$\tau = \frac{\omega^2 \rho c_P}{8\chi} \qquad (1.30)$$

зависит от удельной теплоемкости среды c_P. В переходном режиме с $\tau_{\text{имп}} \ll \tau$ нелинейная добавка показателя преломления растет во времени в соответствии с поглощенной энергией и может быть описана выражением (1.28), в котором n_2 является комбинацией теплофизических параметров среды [16]. Таким образом, для нестационарных тепловых нелинейных линз применима теория, развитая в п. 1.6 для кубической нелинейности. Для импульсов излучения, длительность которых сопоставима или больше времени термодиффузии τ, нелинейный набег фазы можно рассчитывать с помощью выражения (1.29) (для "тонких" тепловых линз) или непосредственно решать совместно уравнения переноса для поля и уравнение теплопроводности (для "толстых" тепловых нелинейных линз) [78]. Различные аспекты теории нелинейных линз, связанных с тепловой нелинейностью, рассмотрены в работах [79—83].

1.8. "Тонкие" нелинейные линзы в средах с квадратичной нелинейностью. В кристаллах нелинейная добавка показателя преломления может быть вызвана квадратичной нелинейностью среды [84]. Нелинейные линзы, связанные с квадратичной нелинейностью, наблюдаются при трехволновых взаимодействиях в кристаллах при малой расстройке фазового синхронизма. Самофокусировка лазерных пучков при трехволновых взаимодействиях в "толстом" слое среды с квадратичной нелинейностью исследовалась в работах [85, 86]. "Тонкие" нелинейные линзы в кристаллах с квадратичной нелинейностью и их влияние на генерацию второй гармоники изучались в работах [87, 88]. Рассмотрим укороченные уравнения для комплексных амплитуд волны лазерной накачки A_1 и второй гармоники A_2 при 00е-взаимодействии:

$$i\frac{\partial A_1}{\partial z} = \sigma A_2 A_1^* e^{-i\Delta z}, \quad i\frac{\partial A_2}{\partial z} = \sigma (A_1)^2 e^{i\Delta z}, \qquad (1.31)$$

где волновая расстройка $\Delta = 2k_1 - k_2$, k_1, k_2 — волновые числа лазерной накачки и второй гармоники, z — координата вдоль направления распространения света, а коэффициент нелинейной связи σ пропорционален компонентам тензора квадратичной нелинейности кристалла $\hat{\chi}^{(2)}$. Решения этих уравнений для фаз накачки Φ_1 и второй гармоники Φ_2 имеют вид [86]

$$\Phi_1 = \Phi_{\text{нл}}, \quad \Phi_2 = \frac{\Delta \cdot z}{2} - \frac{\pi}{2}, \qquad (1.32)$$

где нелинейный набег фазы света для волны накачки выражается через известные решения для амплитуд взаимодействующих волн [88]

$$\Phi_{\text{нл}} = \frac{\Delta}{2}\int_0^l \mathrm{d}z \left|\frac{A_2(z)}{A_1(z)}\right|^2. \qquad (1.33)$$

Из этих выражений видно, что при ненулевой расстройке синхронизма волна накачки испытывает фазовое самовоздействие. Знак нелинейного набега фазы зависит от знака волновой расстройки Δ так, что в одном и том же кристалле нелинейная линза может быть и положительной, и отрицательной (см. рис. 12). Величина нелинейного набега фазы может быть весьма значительной, особенно при большом локальном преобразовании накачки во вторую гармонику. В частности, для кристаллов группы KDP эффективный коэффициент нелинейности показателя преломления квадратичной нелинейности может превосходить n_2 такой высоконелинейной среды, как; жидкий сероуглерод ($n_2 \sim 10^{-11}$ ед.СГСЭ) [88].

Нелинейная линза, связанная с квадратичной нелинейностью кристалла, влияет на поперечное распределение пучка накачки в дальней зоне. Однако

практически наиболее важный эффект этой линзы состоит в изменении пространственно-временной структуры поля второй гармоники уже в самом нелинейном кристалле. Действительно, из (1.31) следует, что направление перекачки энергии взаимодействующих в кристалле волн определяется величиной

$$\sin(2\Phi_1 - \Phi_2 + \Delta\cdot z) = \cos\left(2\Phi_{нл} + \frac{\Delta\cdot z}{2}\right). \quad (1.34)$$

Следовательно, направление перекачки заведомо изменяется при последовательном возрастании $|\Phi_{нл}|$ на величины порядка $\pi/2$. Вызванный светоиндуцированной линзой энергообмен волн приводит к искажению амплитудного распределения и снижению коэффициента преобразования во вторую гармонику [88].

2. Эксперименты с нелинейными линзами.

2.1. Методы экспериментального исследования нелинейных линз. Типичная схема эксперимента по наблюдению и исследованию свойств нелинейных линз приведена на рис. 2. Излучение лазера *1* фокусируется формирующей оптикой *2* в слой нелинейной среды *3,* что обеспечивает необходимый уровень плотности мощности света. Прошедший пучок преобразуется оптической системой *4* и поступает в систему регистрации 5. В зависимости от поставленных задач в различных работах изучалось либо только интегральное по времени пространственное распределение прошедшего пучка, или же его временная эволюция (для импульсного излучения). В ряде работ нелинейные линзы, наведенные излучением импульсных ИК лазеров, регистрировались в видимом диапазоне спектра с помощью пробного пучка вспомогательного непрерывного лазера [15, 16].

Для импульсного излучения регистрация усредненной по времени поперечной структуры прошедшего пучка не дает адекватной информации об оптической нелинейности, особенно, если длительность лазерного воздействия становится сравнимой и меньше характерных времен установления и релаксации нелинейного отклика. При исследовании нелинейных линз, наведенных короткими (10^{-7}с) лазерными импульсами, широкое распространение получили методы скоростных разверток импульсов излучения, выделенного пространственными фильтрами из различных участков прошедшего пучка. В экспериментах с субмикросекундными импульсами для пространственной фильтрации прошедшего излучения использовались диафрагмы в форме круга или кольца с осциллографической временной разверткой электрического сигнала скоростного фото-

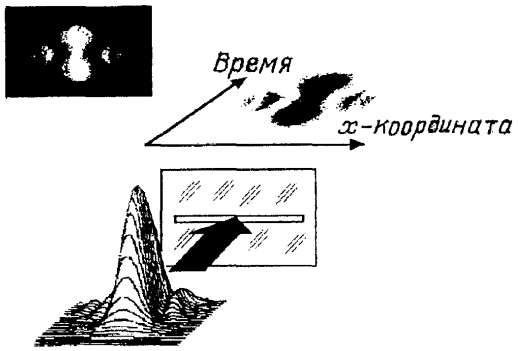

Рис. 8. Регистрация пространственно-временного распределения интенсивности сверхкоротких лазерных импульсов с помощью стрик-камеры

приемника, установленного за диафрагмой [25, 29]. При исследовании нелинейных линз для импульсов длительностью менее 1 нс обычно применяются щелевые диафрагмы, расположенные вдоль диаметра светового пучка с последующей разверткой прошедшего излучения на экране скоростной электронооптической камеры (стрик-камеры, от *англ,* streak — щель) [23, 24, 73, 91] (рис. 8). Такой подход наиболее информативен в плане исследования динамики нелинейных линз и позволяет детально сравнивать данные экспериментов с предсказаниями теории. Кроме того, для импульсов короче 1 нс можно с высокой точностью считать нелинейный отклик среды пространственно локальным. Поэтому ниже, при сопоставлении данных экспериментов и теоретических расчетов, мы сосредоточим внимание на экспериментах с субнаносекундными лазерными импульсами, выполненных с помощью электронооптических камер. Среди других методов исследования динамических нелинейных линз можно отметить также метод, основанный на последовательном возбуждении нелинейной линзы мощным коротким лазерным импульсом и зондировании релаксации нелинейного отклика слабыми пробными импульсами с временной задержкой [21]. В этом случае не требуется фоторегистраторов с высоким временным разрешением, однако получаемая информация носит усредненный характер.

2.2. Исследования нелинейных линз в поле сверхкоротких лазерных импульсов. Светоиндуцированные линзы, исчезающие за времена менее 10^{-11} с после прохождения светового импульса, были обнаружены с помощью скоростных электронооптических камер еще в середине 70-х годов [89, 91]. Нелинейные деформации пространственно-временной структуры пикосекундных лазерных импульсов наблюдались для нелинейных линз в полупроводниках [27, 28, 92], стеклах [91] и жидком сероуглероде [27, 90]. В работе [89] исследовалась

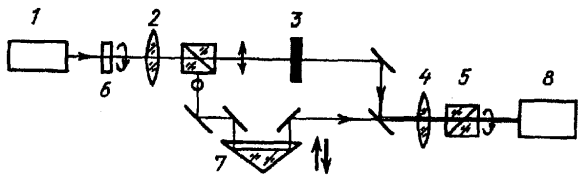

Рис. 9. Схема экспериментальной установки для исследований тонких нелинейных линз. *1* — лазер, *2* — формирующая оптика, *3* — слой нелинейной среды, *4* — преобразующая оптическая система, *5* — поляризатор, *6* — фазовая пластинка "$\lambda/2$", *7* — регулируемая линия оптической задержки, *8* — скоростной фоторегистратор

временная эволюция поперечного распределения субнаносекундных импульсов на выходе многокаскадной лазерной системы на неодимовом стекле, которая обусловлена тонкими нелинейными линзами, наведенными лазерными импульсами в активных элементах системы. Последовательное изучение динамических нелинейных линз в поле сверхкоротких лазерных импульсов проводилось в более поздних работах [27, 72, 90, 93]. Для анализа результатов этих работ удобно воспользоваться введенным выше β-комплексом. Как отмечалось в п. 1.5, оптические системы с нелинейной линзой обладают свойством симметрии, состоящим в том, что нелинейное преобразование излучения в таких системах не меняется при одновременной замене знаков параметров β и $\Phi_{нл}$, причем при одинаковых знаках β и $\Phi_{нл}$ происходит нелинейное сужение выходного пучка и нелинейное расширение — в противоположном случае. Указанное свойство симметрии экспериментально наблюдалось впервые в работе [27], в которой исследовались нелинейные линзы, наведенные сверхкороткими импульсами в средах как с положительной (жидкий сероуглерод), так и с отрицательной (полупроводники) нелинейностью при различных настройках преобразующей оптической системы.

Для экспериментальных исследований нелинейных линз удобна схема поляризационного интерферометра [90, 93], показанная на рис. 9. В одно из плеч интерферометра устанавливается "тонкий" элемент, в котором наводится нелинейная линза, второе плечо используется для создания реперного канала сравнения, в котором происходит только линейное преобразование излучения формирующей (*2*) и преобразующей (*4*) оптикой. Соотношение интенсивностей в исследуемом канале и канале сравнения можно плавно изменять в широких пределах поворотом фазовой пластинки $\lambda/2$ (*6*). Кроме того, регулировкой оптической линии задержки (*7*) можно устанавливать временной интервал между импульсами в двух каналах. Такая организация оптической схемы позволяет исследовать нелинейное преобразование как амплитудной, так и фазовой структуры импульсного лазерного излучения в оптических системах с нелинейной линзой.

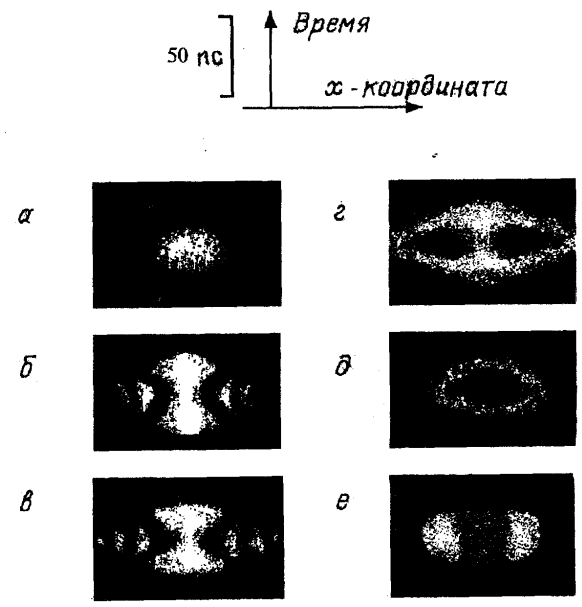

Рис. 10. Эволюция пространственно-временного распределения интенсивности световых импульсов, прошедших оптическую систему с тонким слоем жидкого сероуглероде, для различных значений β-комплекса: 100 (*а*), 10 (*б*), 3 (*в*), 0 (*г*), –1 (*д*) и –10 (*е*)

Ниже приводятся результаты экспериментальных исследований малоинерционных нелинейных линз, полученные на установке подобного вида в работах [27, 72, 94]. В этих работах использовалось излучение второй гармоники пикосекундного лазера на алюмо-иттриевом гранате с неодимом (длина волны 0,53 мкм), работающего в режиме пассивной синхронизации продольных мод и генерирующего основную поперечную моду TEM_{00}. Излучение, прошедшее оптическую систему с "тонкой" нелинейной линзой, поступало на вход скоростной электронно-оптической камеры *8* с временным разрешением 4 пс. На рис. 10 показана эволюция поперечного распределения интенсивности пикосекундного импульса после прохождения оптической системы со слоем жидкого сероуглерода. Малая длительность световых импульсов (50—100 пс) исключала влияние нелокальных инерционных механизмов нелинейности (стрикционный, тепловой и др.). При этом $\Delta n_{нл}$ сероуглерода положительно и связано с кубичной по полю поляризуемостью среды. Высокое значение коэффициента нелинейного показателя преломления сероуглерода позволило получать при сравнительно маломощном (< 1 МВт) лазерном излучении нелинейный набег фазы в сероуглероде вплоть до $(3 \div 4) \cdot \pi$ при толщине слоя 5 мм и диаметре пучка в среде не менее 100 мкм. Сравнение экспериментальных хронограмм на рис. 10 с соответствующими им расчетными профилями интенсивности (см. рис. 7) показывает хорошее совпадение эксперимента и

теории. Отметим здесь также практически безынерционную релаксацию нелинейной линзы на заднем фронте импульса (см. рис. 10), что согласуется с временем релаксации ориентационной нелинейности сероуглерода 2 пс.

Аналогичные исследования проводились в работах [27, 72, 94] для нелинейных линз в пластинках монокристаллов и оптических керамик широкозонных полупроводников группы A_2B_6(CdS, ZnS, ZnSe). Механизмы оптической нелинейности в полупроводниках весьма многообразны, однако для субнаносекундных лазерных импульсов наиболее важны электронные переходы перезарядки примесей [22], а также фотовозбуждение неравновесных связанных (экситоны) и свободных носителей [60]. Заполнение вакантных примесных уровней в низколегированных полупроводниках происходит при сравнительно малых уровнях световых потоков так, что при достаточно высокой интенсивности излучения основной вклад в оптическую нелинейность дает светоиндуцированная электронно-дырочная плазма. При этом знак нелинейности отрицателен, а время релаксации превышает 10^{-9} с [60]. Параметр порядка нелинейности широкозонных полупроводниковых соединений возрастает с ростом ширины запрещенной зоны вследствие уменьшения вклада в фотогенерацию носителей однофотонного насыщающегося поглощения и увеличения вклада многофотонных процессов. Тем не менее, как видно из рис. 11, рассмотренные выше закономерности нелинейного преобразования пучков качественно сохраняются и в этом случае.

Основное качественное отличие нелинейных линз в полупроводниках при пикосекундном возбуждении от нелинейных линз в сероуглероде связано с тем, что в полупроводниках нелинейный набег фазы определяется моментом огибающей интенсивности лазерного импульса $I(t)$:

$$\Phi_{нл} \approx \int (I(t))^{\alpha/2} dt \qquad (2.1)$$

(где, вообще говоря, $\alpha \neq 2$) и нелинейная линза не релаксирует на заднем фронте импульса (рис. 11).

Нелинейные линзы в средах с квадратичной нелинейностью исследовались в работе [88]. Методами динамической интерферометрии показано, что величина нелинейной добавки показателя преломления на частоте накачки в кристаллах группы KDP может превосходить нелинейную добавку к показателю преломления жидкого сероуглерода при тех же интенсивностях. Знаком нелинейной линзы можно управлять, изменяя знак волновой расстройки синхронизма поворотом кристалла (рис. 12). Учитывая фемтосекундное время отклика электронной нелинейности, указанные особенности нелинейных линз

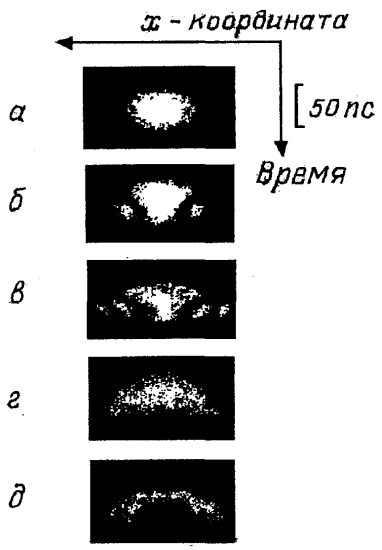

Рис. 11. Эволюция пространственно-временного распределения интенсивности световых импульсов, прошедших оптическую систему с тонким сдоем полупроводника CdS, для различных значений β-комплекса: –100 (*а*), –10 (*б*), –3 (*в*), 0 (*д*), 1 (*д*) и 10 (*е*)

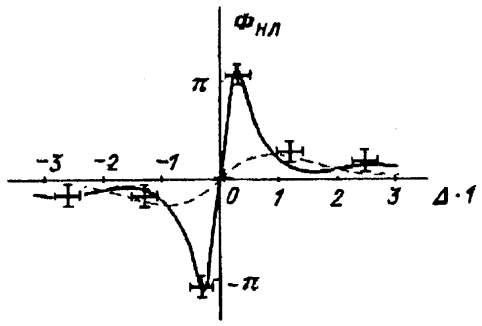

Рис. 12. Нелинейный фазовый набег для лазерных импульсов в средах с квадратичной нелинейностью $\Phi_{нл}$ как функция нормированной волновой расстройки синхронизма процесса генерации второй гармоники Δl (l — длина нелинейного кристалла). Штриховой линией показана зависимость $\Phi_{нл}$, вычисленная в приближении заданной интенсивности [87]. Сплошная линия построена по формуле (1.33). Экспериментальные данные (крестики) приводятся для импульсов накачки при генерации второй гармоники в кристалле CDA импульсами ИАГ: Nd-лазера с пиковой интенсивностью $I \sim 100$ МВт/см^2 [88]

в средах с квадратичной нелинейностью делают их перспективными для применений в сверхбыстродействующих устройствах управления света светом. Отличительной чертой нелинейных линз в средах с квадратичной нелинейностью является то, что они появляются в основном в окрестности синхронизма трехволновых параметрических взаимодействий и могут существенно изменять поперечное распределение интенсивности взаимодействующих волн уже непосредственно в "тонком" нелинейном слое. Экспериментально такое влияние наблюдалось в работе [88], когда при генерации второй гармоники пикосекундных импульсов в ряде кристаллов с ростом мощности лазерного излучения пространственно-

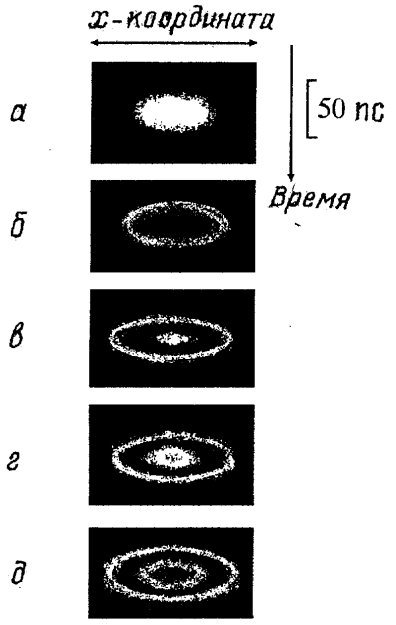

Рис. 13. Деформация пространственно-временного распределения интенсивности пикосекундных импульсов второй гармоники неодимового лазера вследствие наведенной линзы на квадратичной нелинейности в кристалле CDA при малой расстройке синхронизма и различных пиковых интенсивностях: I (МВт) = 50 (*а*), 100 (*б*), 150 (*в*), 200 (*г*) и 250 (*д*)

временная структура импульсов второй гармоники приобретала вид "ядра" в "оболочке" (рис. 13).

2.3. Эксперименты с тепловыми нелинейными линзами. Первые исследования нелинейных линз относятся к экспериментам с тепловой оптической нелинейностью в жидкостях, когда с ростом мощности излучения наблюдались изменения размера и формы лазерного пучка, прошедшего кювету со слабопоглощающей жидкостью [5, 76—78]. Аналогичные эффекты наблюдались на тепловых нелинейностях в жидких кристаллах [35], сегнетокерамиках [66] и полупроводниках [19, 20]. Накопление нелинейных изменений показателя преломления за большой промежуток времени (порядка постоянной времени релаксации нелинейности, что для многих нелинейностей теплового происхождения составляет единицы секунд и более) позволило наблюдать тепловые нелинейные линзы даже в поле маломощных непрерывных газовых лазеров. При этом нелинейный прогиб волнового фронта в среде $\Phi_{нл}$ может намного превосходить длину световой волны так, что в дальней зоне пучка можно наблюдать более сотни аберрационных колец [34, 35, 66]. Полное число колец оценивается по величине нелинейного набега фазы на оси пучка $\Phi_{нл}$ по формуле (27) [34] для разных видов тепловой нелинейности. Детали же пространственного распределения прошедшего пучка для разных типов сред могут сильно различаться. Так, характерной чертой тепловой само(де)фокусировки осесимметричного лазерного пучка в жидкостях является вертикальный астигматизм прошедшего пучка, растущий с интенсивностью излучения и связанный с конвекцией при сильном лазерном нагреве [76—78]. Тепловые нелинейные линзы в элементах резонаторов непрерывных и импульсных лазеров могут оказывать существенное влияние на модовую структуру [7, 75] и динамику генерации лазера [65], а также проявляются в тонкой структуре спектра излучения [83, 95]. Тепловые линзы наряду с нелинейными линзами в жидких кристаллах при ориентации директора [35] являются одним из наиболее простых и ярких демонстраций эффекта нелинейной линзы [64].

3. Применения нелинейных линз.

3.1. Применения нелинейных линз для измерения малых поглощений. Исторически первым [5] и остающимся одним из наиболее важных по сей день применений нелинейных линз является измерение малых (10^{-4} см$^{-1}$) поглощений. Измерение таких поглощений невозможно методами традиционной абсорбционной спектроскопии, что потребовало разработки таких специальных высокочувствительных методов, как оптикоакустический метод [96] и метод нелинейной линзы [5—7]. Сущность метода нелинейной линзы состоит в определении оптической силы светоиндуцированной тепловой линзы, которая пропорциональна коэффициенту поглощения жидкости. Как следует из выражения (1.29), оптическая сила тепловой линзы в установившемся режиме [76—78]

$$D_\infty \approx 0{,}24\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\frac{blP}{\pi\chi n_0\omega^2} \tag{3.1}$$

прямо пропорциональна мощности пучка P, коэффициенту поглощения b и толщине слоя среды l. Таким образом, зная теплофизические параметры среды, несложно определить коэффициент поглощения b, измерив D_∞. Точность и чувствительность метода нелинейной линзы для измерения малых поглощений исследовалась в работах [7, 12, 15]. Теоретический порог чувствительности этого метода составляет 10^{-6}—10^{-8} см$^{-1}$ при точности порядка 30 % [15]. Для достижения предельной чувствительности и точности измерений разработаны разные способы. Один из них состоит в помещении кювет с исследуемым веществом в резонатор лазера (рис. 14). Излучение лазера наводит в кювете тепловую линзу, которая меняет конфигурацию лазерной моды. Контроль медового состава излучения с помощью сканирующего интерферометра и измерение радиуса лазерного пучка при помощи управляемого шаговым

двигателем фотоумножителя позволяют с высокой точностью измерить оптическую силу тепловой линзы и определить с ее помощью коэффициент поглощения. Как показано в работе [7], максимальная чувствительность метода внутрирезонаторной нелинейной линзы достигается в резонаторах с конфигурацией, близкой к конфокальной. Этим методом в работе [6] были измерены коэффициенты поглощения 27 коммерческих растворителей. В настоящее время широкое распространение получил метод, в котором высокая чувствительность достигается за счет применения двухлучевой методики. Суть этого метода состоит в том, что сильная нелинейная линза наводится мощным лазерным импульсом одной длины волны, а "считывание" этой линзы осуществляется излучением высокостабильного непрерывного лазера с другой длиной волны. Этот метод с успехом применяется для измерений малых поглощений и исследования внутримолекулярных переходов в газах и жидкостях [15].

3.2. Применения нелинейных линз для измерения коэффициентов нелинейности показателя преломления оптических сред. Различные модификации метода нелинейной линзы применяются для измерения коэффициентов нелинейного преломления оптических сред. В работе [18] коэффициенты нелинейного преломления n_2 и n_4 полупроводниковых монокристаллов определялись по данным измерений диаметра прошедшего лазерного пучка при низкой и высокой интенсивности. При проведении измерений этим методом важно учитывать, что нелинейное изменение диаметра прошедшего пучка при одном и том же нелинейном фазовом набеге будет различаться для различных конфигураций оптической измерительной схемы [20, 28]. Как показано в работе [73], для таких измерений наибольшую чувствительность обеспечивают схемы, которые характеризуются значениями β-комплекса, равными по модулю порядку нелинейности исследуемой среды $S = 1 + \alpha$. Этот вывод вытекает из "резонансной" зависимости величины γ, определяющей чувствительность интенсивности на оси пучка в плоскости регистрации $I_{вых}$ к нелинейному прогибу волнового фронта, от величины β-комплекса, впервые описанного в [73]:

$$\gamma = \frac{1}{I_{вых}} \frac{dI_{вых}}{d\Phi_{нл}}\bigg|_{\Phi_{нл}=0} = -\frac{2\alpha\beta}{(1+\alpha)^2+\beta^2}. \qquad (3.2)$$

Позднее на использовании этой резонансообразной зависимости был построен также так называемый метод Z-сканирования [33, 97—98]. Эта разновидность метода нелинейной линзы основана на измерении осевой интенсивности прошедшего излучения

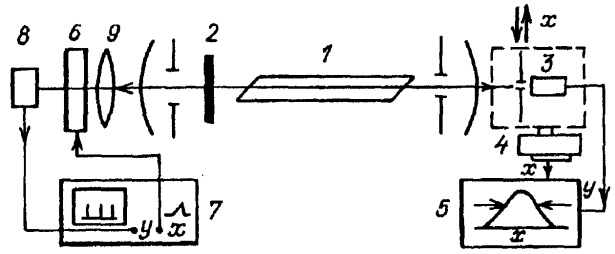

Рис. 14. Схема измерения малых коэффициентов поглощения (< 10 см$^{-1}$) по методу внутрирезонаторной тепловой нелинейной линзы [5]. *1* — газовый лазер, *2* — кювета с исследуемым веществом, *3—5* — аппаратура контроля поперечного распределения интенсивности лазерной моды (фотоумножитель *3*, сканирующий по поперечному сечению пучка посредством шагового двигателя *4* и отображением на графопостроителе *5*), *6—9* — система контроля спектрального состава излучения на основе сканирующего интерферометра *6*

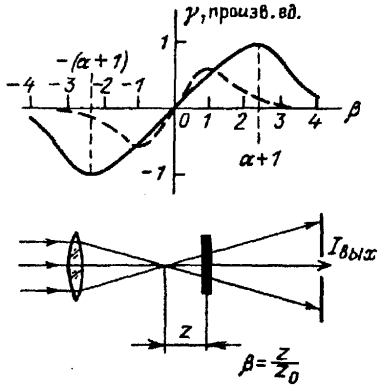

Рис. 15. Измерения нелинейности показателей преломления методом z-сканирования [3]. Зависимость осевой интенсивности прошедшего пучка от координаты смещения нелинейной среды из перетяжки возбуждающего пучка z

как функции местоположения нелинейного элемента вдоль оси пучка Z при заданной входной мощности (см. рис. 13). При расположении плоскости регистрации в дальней зоне величина β-комплекса равна [73]

$$\beta = Z/Z_0, \qquad (3.3)$$

где Z — координата положения нелинейного элемента относительно перетяжки лазерного пучка, Z_0 — конфокальный параметр. Таким образом, при сканировании координаты положения нелинейного элемента Z в прошедшем сигнале наблюдается N-образная "резонансная" кривая типа (3.2). По высоте и положению экстремумов ее определяется порядок нелинейности $1 + \alpha$ и коэффициент нелинейности n_α, С учетом зависимости интенсивности в нелинейном элементе от его положения порядок нелинейности $S = 1 + \alpha$ определяется через соответствующие значения β-комплекса в максимумах кривой на рис. 15 по формуле

$$S = \pm\beta_m[(1+3\beta_m^2)/(1-\beta_m^2)]^{1/2}. \qquad (3.4)$$

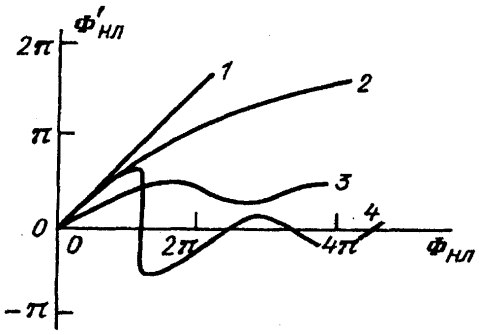

Рис. 16. Зависимости нелинейного набега фазы в плоскости регистрации $\Phi'_{нл}$ от нелинейного набега фазы в нелинейной среде $\Phi_{нл}$ для различньк значений параметра конфигурации схемы $\beta = 10$ (*1*), 3(*2*), 0 (*3*) и -1,1 (*4*)

Еще одна разновидность метода нелинейной линзы основана на упоминавшейся в п. 1.6 осциллирующей зависимости осевой интенсивности прошедшего пучка $I_{вых}$ от интенсивности на входе $I_{вх}$. В [25] показано, что в дальней зоне первый максимум этой функции имеет место при достижении некоторого нелинейного набега фазы $\Phi^m_{нл}$, величину которого можно аппроксимировать выражением

$$\Phi^m_{нл} \approx \frac{\pi}{2}\frac{\alpha+1}{\alpha}. \qquad (3.5)$$

Таким образом, зная порядок нелинейности преломления $1+\alpha$, n_α можно определить с помощью выражений (2.1), (3.5).

В [99] коэффициенты нелинейного преломления лазерных стекол определялись по величине оптической силы нелинейной линзы в исследуемом образце, при которой происходит самофокусировка лазерного пучка во вспомогательном образце с известной нелинейностью.

Для относительных экспресс-измерений коэффициентов нелинейного преломления (при наличии среды-эталона) удобно сравнивать динамику нелинейного преобразования импульсов, прошедших исследуемую среду и среду-эталон, установленные в различные плечи поляризационного интерферометра, схема которого приведена на рис. 9 [93]. Соотношение интенсивностей света в плечах интерферометра плавно регулируется поворотом полуволновой пластинки *6*. Относительные значения коэффициентов нелинейности преломления среды определяются по углу поворота полуволновой пластинки, при котором динамика нелинейных линз в среде-эталоне и в исследуемой среде идентична [28, 93].

Учет эффекта тонкой нелинейной линзы важен также при измерении нелинейности показателя преломления интерференционным [89] и поляризационным [71] методами. Эти методы не имеют прямого отношения к нелинейным линзам, однако пренебрежение нелинейными линзами, наводимыми лазерным излучением в исследуемых образцах, дает грубую ошибку при определении коэффициентов нелинейного преломления с их помощью. В частности, для случая кубичной нелинейности в [71] показано, что при измерениях в дальней зоне нелинейный набег фазы уменьшается из-за дифракции в 2 раза. В общем случае для определения истинного нелинейного набега фазы в образце $\Phi_{нл}$ по экспериментально измеренному $\Phi'_{нл}$ (например, интерференционным методом) можно воспользоваться коэффициентом пересчета K, следующим из выражения (1.23) и равным

$$K = \frac{\Phi'_{нл}}{\Phi_{нл}} = \frac{S+\beta^2}{S^2+\beta^2}. \qquad (3.6)$$

Видно, что при измерениях в ближней зоне ($|\beta| >> 1$) экспериментально измеренный и истинный нелинейный набеги фазы в образце совпадают. При перемещении плоскости регистрации в дальнюю зону нелинейный фазовый набег монотонно уменьшается из-за дифракционного расплывания (в дальней зоне нелинейный фазовый сдвиг уменьшается в S-раз по отношению к истинному значению нелинейного набега фазы в нелинейной среде).

Указанные закономерности уменьшения абсолютной величины нелинейного набега фазы в пучке по мере его распространения из ближней зоны в дальнюю справедливы при $\Phi_{нл} < 1$. Для больших $\Phi_{нл}$ эффект светоиндуцированной линзы еще более существен с точки зрения пространственной эволюции нелинейного набега фазы. На рис. 16 построены зависимости $\Phi'_{нл}(\Phi_{нл})$ для различных значений β-комплекса. Из рисунка видно, что при $\beta > 10$ и $\beta < 3$ эта зависимость близка к линейной, а с уменьшением $|\beta|$ она приобретает характерные осцилляции. При $\beta = -1{,}1$ на кривой $\Phi'_{нл}(\Phi_{нл})$ имеется резкий скачок вниз на π. Сравнение этих зависимостей с графиками на рис. 7 показывает, что глубина осцилляции фазы увеличивается в соответствии с глубиной осцилляции интенсивности, а скачок фазы на π происходит, когда интенсивность на оси прошедшего пучка обращается в нуль. Интересно отметить, что в этом случае регистрируемый нелинейный фазовый набег может даже поменять знак, в то время как нелинейный набег фазы в образце возрастает монотонно. Этот эффект наблюдался экспериментально в работе [94]. В дальней зоне ($\beta \to 0$) даже при очень больших $\Phi_{нл}$ наблюдаемый нелинейный набег фазы не превышает $\pi/2$.

3.3. Применения нелинейных линз для исследования свойств полупроводниковых материалов. Нелинейные линзы являются удобным инструментом для исследования различных характеристик полупроводниковых

материалов. В работе [18] с помощью нелинейных линз определены дисперсионные характеристики монокристаллов CdS и SiC. В [22] методом нелинейной линзы измерено пространственное распределение примесей в объеме полупроводникового кристалла. Изучение динамики нелинейных линз в образцах n-InP дало возможность определить в работе [30] зависимость постоянной времени релаксации неравновесных носителей от концентрации примесей. В [28] методом нелинейной линзы измерена анизотропия нелинейной восприимчивости монокристаллов CdS. В [33], развитый в работах [97, 98] метод z-сканирования (п. 3.2) использован для определения дисперсии нелинейной восприимчивости целого ряда широкозонных полупроводниковых соединений.

3.4. Применения нелинейных линз для управления лазерным излучением. Нелинейные линзы можно использовать для решения широкого спектра задач управления лазерным излучением, прежде всего для создания разного рода быстродействующих оптических переключателей. Так, для переключения пропускания луча мощного непрерывного лазера в [42] применялась нелинейная линза, наведенная в полупроводниковой пластинке излучением маломощного импульсного лазера с другой длиной волны. Возвращая часть прошедшего излучения с помощью вспомогательных зеркал обратно в нелинейную среду, можно существенно изменять характеристики нелинейного пропускания оптических ключей на основе нелинейных линз. В работах [43—45] с помощью такой обратной связи были реализованы бистабильные оптические устройства. Режим динамического "переключения" излучения из компактного пучка в аберрационное кольцо (см. рис. 7,*б*) предложено использовать для сокращения длительности сверхкоротких лазерных импульсов [41]. На важную роль нелинейных линз в динамике генерации мощных импульсных лазеров с самосинхронизацией мод указывалось еще в работах [100, 101]. Нелинейные линзы, расположенные в лазерном резонаторе, можно использовать для управления режимом генерации. Так, в работах [102, 103] этим методом осуществлена модуляция добротности и генерация гигантского импульса. В работе [34] внутрирезонаторные нелинейные линзы применялись для удлинения пичков и стабилизации мощности генерации импульсных лазеров. В последние годы большой интерес проявляется к использованию тонких нелинейных линз для синхронизации мод лазера. Тонкие линзы при электронном механизме нелинейности практически безынерционны, что позволяет, в принципе, генерировать с их помощью импульсы длительностью вплоть до нескольких фемтосекунд. Механизм синхронизации мод нелинейной линзой (Kerr Lens Modelocking [110]) основан на увеличении пропускания внутрирезонаторного пространственного фильтра—диафрагмы с ростом мощности излучения, что наблюдается при специальном расположении пары "нелинейный элемент — диафрагма" внутри лазерного резонатора. В настоящее время этот метод реализован в перестраиваемых фемтосекундных лазерах на сапфире с титаном, где роль нелинейной линзы играет сам активный элемент [111]. Интерес к лазерным резонаторам с "тонкими" нелинейными элементами стимулировал исследования свойств световых пучков в периодических системах с тонкими слоями самофокусирующего диэлектрика. Была показана возможность использования таких систем для селекции световых пучков по мощности [63]. Возможность эффективного подавления мелкомасштабной самофокусировки в такого рода системах за счет выбора определенной их конфигурации [104] обусловила интерес к ним уже применительно к сложным многокаскадным системам мощных лазерных усилителей [105]. Нелинейные линзы в проходной оптике могут существенно влиять на фокусирующие свойства оптических систем мощных лазерных установок [89, 106]. Это учитывается при проектировании оптических систем для фокусировки излучения в установках для лазерного термоядерного синтеза [107]. Аберрации нелинейных линз могут быть использованы для получения пучков с квазипрямоугольным профилем распределения интенсивности (см. рис. 7,*е*) [108]. Таким образом, нелинейные линзы позволяют решать различные задачи пассивного (адаптивного) управления лазерными пучками. Однако одни из наиболее важных приложений нелинейных линз, по-видимому, связаны с ограничением интенсивности, мощности и энергии лазерного излучения.

3.5. Ограничение и стабилизация интенсивности, мощности и энергии лазерного излучения с помощью нелинейных линз. Одна из проблем, возникающих при применениях интенсивного лазерного излучения, состоит в надежном ограничении светового потока ниже заданного предельно допустимого уровня. Это актуально для защиты сложных и дорогостоящих элементов оптических схем от разрушения мощным лазерным излучением, для защиты высокочувствительных фотоприемников от мощных засветок, в лазерной офтальмологии и для ряда других медицинских применений. Другой аспект этой проблемы связан с возможностью стабилизации энергетических параметров излучения за счет их ограничения. Это особенно важно для импульсных генераторов

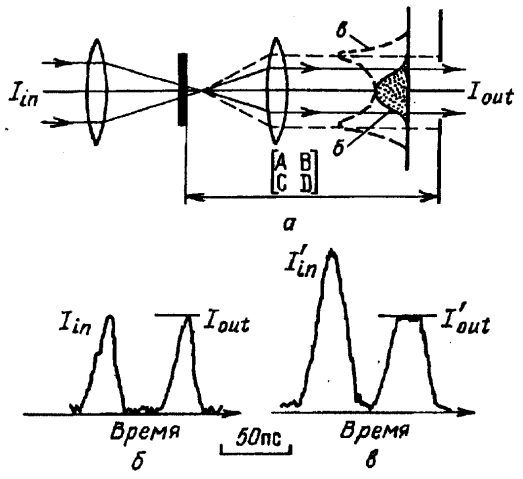

Рис. 17. Оптический самоограничитель интенсивности сверхкоротких лазерных импульсов (*а*). Внизу приведены экспериментальные денситограммы импульсов ИАГ: Nd-лазера с экрана стрик-камеры для самоограничителя на основе ячейки с жидким сероуглеродом (*б*, *в*)

сверхкоротких световых импульсов, которые обладают значительными флуктуациями этих параметров. Поскольку речь идет об ограничении энергетических параметров излучения из-за изменения интенсивности, мощности или энергии самого излучения, то этот эффект мы в дальнейшем называем самоограничением соответствующих параметров излучения, а устройства на его основе — оптическими самоограничителями (optical selflimiters [46]). Простота, высокое быстродействие и надежность, отсутствие энергопотребления способствовали интенсивному исследованию оптических самоограничителей [19—20, 25—26, 37, 46—59]. Принцип действия оптического самоограничителя основан на расфокусировке излучения нелинейной линзой при высокой мощности и обрезание "излишков" мощности диафрагмой (рис. 17). При определенных условиях интенсивность, мощность или энергия прошедшего через диафрагму излучения перестает зависеть от входной мощности. Тогда говорят о стабилизации соответствующего параметра. Самоограничение и стабилизация мощности непрерывного лазерного излучения при тепловой дефокусировке в слабопоглощающей жидкости наблюдалась в работах [37, 59]. Самоограничение света исследовалось при самодефокусировке в полупроводниках: при тепловом механизме [19—20], а также за счет возбуждения неравновесных носителей короткими лазерными импульсами [24, 25]. В этих работах инерционность нелинейного отклика полупроводников в поле субнаносекундных импульсов приводила к "обрезанию" заднего фронта прошедших импульсов вследствие накопления нелинейного изгиба волнового фронта за время импульса (см., например, рис. 11). В результате такого "обрезания" имеет место ограничение энергии (или интегральных параметров типа $\int (I(t))^{\alpha/2}\mathrm{d}t$, при $\alpha \neq 2$). Ограничение и стабилизация прошедшей энергии наблюдались и для других сред с инерционной кубичной нелинейностью [36]. Безынерционное ограничение пиковой мощности лазерных импульсов получено в [47] при глубокой фокусировке излучения в среду с пикосекундным временем релаксации нелинейности. При этом наиболее мощная часть импульса деградирует в нелинейной среде вследствие самофокусировки и сопровождающих ее различного рода нелинейных потерь света.

К настоящему времени разработано большое число оптических самоограничителей для разных диапазонов длин волн и длительностей лазерного излучения (см. обзоры [57, 58]). Достигнутые пороги ограничения 10 нДж с динамическим диапазоном более 10^4 [58] позволяют использовать такие устройства для надежной защиты элементов с высокой световой чувствительностью. Однако для целей стабилизации энергетических параметров излучения такие самоограничители практически не используются. Это связано с тем, что они, как правило, обладают большими потерями и низким оптическим качеством прошедшего пучка. Особое значение задача стабилизации мощности и энергии лазерных импульсов имеет в субнаносекундном диапазоне длительностей лазерных импульсов, в котором флуктуации интенсивности, мощности и энергии импульсов значительны, а активные устройства управления с требуемым быстродействием отсутствуют или малодоступны. В работе [72] предложен и реализован прецизионный оптический самоограничитель интенсивности пикосекундных импульсов, в котором устранены многие из недостатков оптических самоограничителей. Главное отличие этого самоограничителя состоит в такой конфигурации элементов оптической схемы, когда $\beta\Phi_{\text{нл}} < 0$ и $|\beta| > 3$ и нелинейное преобразование пучка происходит подобно тому, как это изображено на рис. 7,*е*. С помощью такого устройства нестабильность пиковой интенсивности пикосекундных лазерных импульсов удается уменьшить более чем на порядок при квазисферическом волновом фронте прошедшего излучения и коэффициенте пропускания слабого сигнала около 50 % (см. рис. 17).

Заключение. Рассмотренные в данном обзоре работы иллюстрируют основные свойства нелинейных линз и их применения в современной оптике, лазерной физике и технике. Нелинейные линзы оказывают существенное влияние на характеристики мощных лазеров и многокаскадных лазерных систем. Вклад "тонких" нелинейных линз в преобразование световых пучков в отличие от самофокусировки пучка

в объеме оптической среды может быть заранее рассчитан и оптимизирован. Однако в настоящее время последовательная теория оптических систем с "тонкими" нелинейными линзами построена лишь для пучков в виде основной гауссовой моды. Выводы этой теории позволяют предсказывать основные свойства нелинейных оптических фильтров, измерительных схем и лазеров с "тонкими" нелинейными элементами. Дальнейшее развитие теории оптических систем с нелинейными линзами с нашей точки зрения должно идти по трем направлениям. Первое направление связано с изучением эволюции световых пучков произвольного вида в оптических системах с тонкой нелинейной линзой. Второе направление — исследование лазерных резонаторов с тонкой нелинейной линзой и, наконец, третье направление — нелинейные линзы в поле фемтосекундных импульсов, для которых наряду с нелинейным преобразованием фазы поля необходимо учитывать также линейную и нелинейную дисперсии материала. Последняя задача имеет важное значение для физики мощных фемтосекундных лазеров и техники формирования сверхсильных оптических полей. По мере развития теории и экспериментальных исследований нелинейных линз области их применения будут расширяться прежде всего для задач управления света светом и оптических измерений.

В заключение мы хотим отметить, что написание и публикация этой работы были бы невозможны без участия и поддержки Сергея Александровича Ахманова. Ему принадлежит идея написания данного обзора, а его замечания и советы оказали существенное влияние на содержание работы.

ПРИМЕЧАНИЯ

(1) Обычно под коэффициентом нелинейности показателя преломления третьего порядка в литературе понимается коэффициент пропорциональности между нелинейной добавкой показателя преломления и средним значением квадрата поля n'_2: $\Delta n = n'_2\langle E^2\rangle$ [60]. Коэффициент n_2 связан с n'_2 соотношением $n'_2 = n_2 c n_0/4\pi$, где c — скорость света в вакууме, n_0 — линейный показатель преломления среды.

(2) Правильнее в данном случае говорить об интерференции световых лучей из двух кольцевых зон пучка с радиусами ρ'_1 и ρ'_2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Аскарьян Г.А.* ЖЭТФ. 1962, 42, 1567.
2. *Пилипецкий Н.Ф., Рустамов А.Р.* Письма ЖЭТФ. 1965, 2, 88.
3. *Garmire E., Chiao R.Y., Townes C.H.* Phys. Rev. Lett. 1966, 16, 347.
4. *McWane P.D.* Nature. 1966, 211, 1081.
5. *Leite R.C.C., Moore R.S., Whinnery J.R.* // Appl. Phys. Lett. 1964, 5, 141.
6. *Solmini D.* J. Appl. Phys. 1966, 37, 3314.
7. *Solmini D.* Appl. Opt. 1966, 5, 1931.
8. *Kenemuth J.R., Hogge C.B., Avizonis P.V.* Appl. Phys. Lett. 1970, 17, 220.
9. *Gebhardt F.G., Smith D.C.* Appl. Phys. Lett. 1972, 20, 3.
10. *Grabiner F.R., Siebert D.R., Flynn G.W.* Chem. Phys. Lett. 1972, 17, 189.
11. *Grabiner F.R., Siebert D.R., Flynn G.W.* J. Chem. Phys. 1974, 60, 1564.
12. *Hu C., Whinnery J.R.* Appl. Opt. 1973, 12, 72.
13. *Hayes J.N.* Appl. Opt. 1972, 11, 455.
14. *Herrmann W., Pohl D.W.* Infrared Phys. 1979, 19, 455.
15. *Гоменюк А.С., Жаров В.П., Пясецкий В.Б.* Опт. и спектр. 1981, 51, 892.
16. *Бункин А.Ф., Сизова И.М., Суровегин А.Л.* Опт. и спектр. 1984, 57, 521.
17. *Борщ А.А., Бродин М.С., Волков В.И., Крупа Н.Н.* ЖТФ. 1978, 48, 2367.
18. *Борщ А.А, Бродин М.С., Волков В.И., Крупа Н.Н.* Укр. физ. ж. 1978, 23, 1977.
19. *Weare D., Wherett B.S., Miller D.A.B., Smith S.D.* // Opt. Lett. 1979, 4, 331.
20. *Hill J.R., Parry G., Miller A.* Opt. Commun. 1982, 43, 151.
21. *Зюльков В.А., Грибковский В.П., Иванов В.А., Чирвоный В.С.* КЗ. 1982, 9, 1874.
22. *Балтрамеюнас Р., Велецкас Д., Каптураускас И.* ФТТ. 1985, 27, 2931.
23. *Elsaesser T., Lobentanzer H., Kaizer W.* Appl. Phys. Lett. 1985, 47, 1190.
24. *Shekhar Guha, van Stryland E.W., Soileau M.J.* Opt. Lett. 1985, 10, 285.
25. *Gordon J., Mathew H., Kar A.K, Heckenberg N.R., Galbraith I.* IEEE J. Quantum Electron. 1985, QE-21, 94.
26. *Даниленко Ю.К., Миляев В.А., Минаев Ю.П., Прохоров А.М., Сидорин А.В., Ширков А.В.* ЖЭТФ. 1986, 91, 166.
27. *Альтшулер Г.Б., Иночкин М.В.* Опт. и спектр. 1987, 63, 1163.
28. *Альтшулер Г.Б., Борщ А.А., Бродин М.С., Иночкин М.В.* КЭ. 1987, 14, 2520.
29. *Арешев И.П., Субашиев В.К., Фараджиев Б.Г.* ФТП. 1987, 21, 893.
30. *Арешев И.Л., Субашиев В.К., Фараджиев Б.Г.* ФТП. 1987, 21, 1873.
31. *Борщ А.А., Бродин М.С., Крупа Н.Н.* ЖЭТФ. 1976, 70, 1805.
32. *Вайткус Ю., Гаубас Э., Кулевичюс Ч.* Лит. физ. сб. 1986, 26, 363.
33. *Sheik-Bahae M., Hagan D.J., Van Stryland E.W.* Phys. Rev. Lett. 1990, 65, 96.
34. *Durbin S.D., Arakelian S.M., Shen Y.R.* Opt. Lett. 1981, 6, 441.
35. *Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С.* Нелинейная оптика жидкихкристаллов. М.: Наука, 1984.
36. *Khoo J.C., Finn G.M., Michael R.P., Liu T.H.* Opt. Lett. 1986, 11, 227.
37. *Leite R.C.C., Porto S.P.S., Damen T.C.* Appl. Phys. Lett. 1967, 10, 100.
38. *Pantell R.H., Warszamk U.* Appl. Phys. Lett. 1967, 11, 213.
39. *Берзинг Э.Г., Набойкин Ю.В., Ром-Кричевская И.А., Тиунов Ю.А.* Опт. и спектр. 1965, 22, 503.
40. *Лисица М.П., Мозоль Л.Е., Фекешгази И.В.* КЭ. 1974, 1, 185.
41. *Ларионцев Е.Г., Серкин В.Н.* КЭ. 1975, 2, 1481.
42. *Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Сисакян Е.В., Шафеев Г.А.* Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984, 48, 1379.
43. *Bjorkholm J.E., Smith P.W., Tomlinson W.J., Kaplan A.E.* Opt. Lett. 1981, 6, 345.
44. *Walker N.P., Fiddy M.A.* Appl. Opt. 1989, 28, 201.
45. *Bjorkholm J.E., Smith P.W., Tomlinson W.I.* IEEE J. Quantum Electron. 1982, QE-18, 2016.
46. *Soileau M.J.* J. Opt. Soc. Am. A. 1980, 70, 1051.
47. *Soileau M.J., Villiams W.E., van Stryland E.W.* Ibidem. 1983, QE-19, 731.
48. *Bogges T.F., Moss S.C., Boyd I.W., Smirl A.L.* Opt. Lett. 1984, 9, 291.
49. *Bogges T.F., Smirl A.L., Moss S.C., Boyd I.W., van Stryland E.W.* IEEE Quantum Electron. 1985, QE-21, 488.
50. *Soileau M.J., Shekhar Guha, Van Stryland E.W.* Proc. Soc.

Photo-Opt. Instrum. Eng. 1985, 540, 2.
51. *Hermann LA., Grigg M.E.* Opt. Commun 1984, 49, 367,
52. *Hagan D.J., van Stryland E.W., Soileau M.J., Wu Y.Y.* J. Opt. Soc. Am. 1986, B3(13), 105.
53. *Hagan D.J., van Stryland E. W., Soileau M.J,, Wu Y. Y.* Opt. Lett. 1988, 13, 315.
54. *Hermann J.A.* J. Opt. Soc. Amu 1984, B1, 729.
55. *Hermann J.A.* Opt. Acte. 1985, 32, 541.
56. *Van Stryland E.W., Vanherzelle H., Woodall M.A., Soileau M.J., et al.* Opt. Eng. 1985, 24, 613.
57. *Van Stryland E.W., Wu Y.Y., Hagan D.J., Soileau M.J., Mansour K.* J. Opt. Soc. Am. 1988, B5, 1980.
58. *Hermann J.A.* J. Mod Opt. 1989, 445.
59. *Ларкин А.И., Миронов Ю.А., Петропавловский В.М.* // КЭ. 1990, 17, 62.
60. *Chang T.Y.* Opt. Eng. 1981, 20, 220.
61. *Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В.* УФН. 1967, 93, 19.
62. *Каплан А.Е.* Изв. вузов. Радиофизика. 1969, 12, 869.
63. *Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И.* Изв. вузов. Радиофизика. 1972, 15, 1161.
64. *Аскарьян Г.А., Лерман АЛ., Мухамаджанов М.А.* КЭ. 1987, 14, 10, 2045.
65. *Rieckhoff K.E.* Appl. Phys. Lett. 1966, 9, 87.
66. *Altshuler G.B., Ermolaev V.S., Hramov V.Y., Zauls V., Libertz G. I* Ferroelectrics. 1986, 69, 67.
67. *Луговой В.Н., Прохоров А.М.* УФН. 1973, 111, 203.
68. *Аскарьян Г.А.* УФН. 1973, 111, 249.
69. *Беспалов В.И., Таланов В.И.* Письма ЖЭТФ. 1966, 3, 471.
70. *Ананьев Ю.А.* Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979. С. 45.
71. *Власов Д.В., Коробкин В.В., Серов Р.В.* КЭ. 1979, 6, 1542.
72. *Иночкин М.В.* Самоограничение интенсивности при нелинейном преломлении лазерного излучения. Автореферат канд. дисс. Л.: ЛИТМО, 1988.
73. *Иночкин М.В., Сухорукое А.П.* Изв. вузов. Радиофизика. 1989, 32, 1380.
74. *Вайткус Ю., Гаубас Э., Каптураускас Й., Кулевичюс Ч.* Лит. физ. сб. 1987, 27, 476.
75. *Gordon J.P., Leite R.C.C., Moore R.S., Porto S.P.S., Whinnery J.R.* J. Appl. Phys. 1965, 36, 3.
76. *Ахманов С.А., Криндач В.П., Сухорукое А.П., Хохлов Р.В.* Письма ЖЭТФ. 1967, 6, 5.
77. *Whinnery J.R., Miller D.T., Dabby F.* IEEE J. Quantum Electron. 1967, QE-3, 382.
78. *Akhmanov S.A., Krindach D.P., Migulin A. V., Sukhorukov A.P., Khokhlov R.V.* Ibidem. 1968, QE-4, 568.
79. *Литвак А.Г.* Письма ЖЭТФ. 1966, 4, 341.
80. *Райзер Ю.Л.* ЖЭТФ. 1967, 52, 470.
81. *Ахманов С.А., Сухорукое АЛ., Хохлов Р.В.* ЖЭТФ. 1966, 50, 1537.
82. *Craddock H.C., Jackson D.A.* J. Appl. Phys. Ser. 2. 1968, 1, 1575.
83. *Dabby F.W., Gustafson T.K., Whinnery J.R.* Appl. Phys. Lett. 1970, 16, 362.
84. *Островский Л.А.* Письма ЖЭТФ. 1967, 5, 9, 331.
85. *Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.Л.* Письма ЖЭТФ. 1974, 20 734.
86. *Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П.* ЖЭТФ. 1975, 68, 834.
87. *Тагиев З.А., Чиркин А.С.* ЖЭТФ. 1977, 73, 1271.
88. *Белашенков Н.Р., Гагарский С.В., Иночкин М.В.* Опт. и спектр. 1989, 66, 1383.
89. *Bliss E.S., Hunt J.T., Renard P.A., Sommergen G.E., Weaver H.J.* IEEE J. Quantum Electron. 1976, QE-12, 402.
90. *Альтшулер Г.Б., Белашенков Н.Р., Гагарский С.В., Иночкин М.В., Карасев В.Б.* — Тезисы докладов 13-й Всесоюзной конференции "Высокоскоростная фотоника и метрология быстропротекающих процессов". М.: ВНИИОФИ, 1987. С 159.
91. *Campillo A.J., Fisher R.A., Hyer R.C., Shapiro S.L.* Appl. Phys Lett. 1974, 25, 408.
92. *Moron M.J., She G.Y., Carman R.L.* IEEE Qauntum Electron 1975, QE-I1, 259.
93. *Белашенков Н.Р., Иночкин М.В., Карасев В.Б., Студеникин Л.М.* ПТЭ. 1990, № 5, 183.
94. *Altshuler G.B., Inochkin M.V.* Nonlinear thin lenses and applications to ultrashort pulses CLEO/IQEC-90 Invited paper QWB6. Anasheim, USA, 1990.
95. *Shimizu F.* Phys. Rev. Lett. 1967, 19, 19.
96. *Brueck S.R., Kildal H., Belanger L.J.* Opt. Commun. 1980, 34. 199.
97. *Sheik-bahae, Said A.A., van Stryland E.W.* Optics Lett. 1989, 14 955.
98. *Sheik-bahae, Said A.A., Wei T.-H., Hagan D.J., Van Stryland E.W.* IEEE J. Qauntum Electron. 1990, QE-26, 760.
99. *Бондаренко Н.Г., Еремина А.В., Макаров А.И.* КЭ. 1978, 5 841.
100. *Eckardt R.C.* IEEE J. Quantum Electron. 1974, QE-10, 48.
101. *Жерихин А.Н., Матвеец Ю.А., Чекалин С.В.* КЭ. 1976, 3 1585.
102. *Гапоное С.В., Гончаров А.Г., Крафтмахер Г.А., Ханин Я.И* Письма ЖЭТФ. 1970, 11, 370.
103. *Marcony M.C., Martinez O.E., Diodaty F.P.* Opt. Lett. 1985, 10 402.
104. *Власов С.Н.* КЭ. 1976, 3, 451.
105. *Горбунова Т.А., Кузьмина Н.В., Розанов Н.Н., Смирнов В.А* КЭ. 1981, 8, 1468.
106. *Дементьев А.С., Домаркане Д.Л.* Лит. физ. сб. 1987, 27, 488
107. *Watt B.E.* Patent N3. 817604, 2. (USA). 1974.
108. *Визнюк С.А., Суходольский А.Т.* КЭ. 1990, 17, 214.
109. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. С. 74.
110. *Spinelli L., Couillaud B., Goldblatt N., Negus D.* Starting and generation of sub-100 fs pulses in Ti:Sapphire by Selffocusing. — CLEO—91 Postdeadline paper CDDP7-1/583.
111. Pulsewidth and bandwidth scaling in modelocked Ti: Sapphire lasers. Leser Focus World. Sept. 1991, p. 7.