

УДК 535.18

НЕЛИНЕЙНАЯ РЕФРАКЦИЯ В СТЕКЛАХ. ИЗ ИСТОРИИ ПЕРВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Ю. И. Кызыласов

NONLINEAR REFRACTION IN GLASS. FROM THE HISTORY OF THE FIRST OBSERVATIONS

Yu. I. Kyzylasov

Представлены экспериментальные результаты по наблюдению самоискривления мощного лазерного излучения в силикатных стеклах.

The experimental results on the observation of powerful laser radiation self-deflection in silicate glasses are presented.

Ключевые слова: лазерное излучение, самоискривление, силикатные стекла.

Keywords: laser radiation, self-deflection, glass.

При распространении мощных пучков света в средах наблюдается целый ряд интересных и достаточно хорошо изученных явлений, составляющих экспериментальную основу нелинейной оптики.

Одним из основных законов оптики является закон прямолинейного распространения света в однородной среде, выполняющийся в тех случаях, когда по тем или иным причинам дифракционные явления несущественны. В нелинейной оптике указанный закон, вообще говоря, имеет дополнительные ограничения применимости. При достаточно больших значениях интенсивности света, как известно, показатель преломления среды не является постоянной величиной. Если интенсивность в поперечном сечении пучка неравномерна, то и показатель преломления не будет фиксированной величиной, что эквивалентно неоднородности среды.

В такой среде лучи непрямолинейны и отклоняются в ту сторону, где показатель преломления больше. В случае, когда интенсивность распределена симметрично по сечению пучка, то все лучи вследствие нелинейной рефракции стремятся собраться в центре пучка, где показатель преломления максимален, и будет иметь место явление самофокусировки (Г. А. Аскарьян, 1962).

В работе [2] А. Е. Каплан обратил внимание на еще один интересный случай самовоздействия света, являющийся следствием нелинейной рефракции, – искривление и «закручивание» траекторий несимметричных пучков света в средах, показатель преломления которых зависит от интенсивности. В этом случае пучок должен искривляться весь как целое в том направлении, где преломление максимально.

В приближении геометрической оптики в [2] были рассчитаны радиус кривизны траектории пучка R и угловое отклонение, когда $n = n_0 + n_2 E^2$ ($n_0 \gg n_2 E^2$), а оптимальное распределение интенсивности было представлено в виде:

$$E_{opt}^2(z) = \begin{cases} E_{\perp}^2 + \Delta E^2 \left(1 - \frac{2z}{a}\right), & -\frac{a}{2} < z < \frac{a}{2}, \\ 0, & |z| > \frac{a}{2}, \end{cases} \quad (1)$$

где z – направление нормали к оси пучка (отсчитывается в сторону, противоположную оси вращения, a – поперечный размер пучка ($a \ll R$), ΔE^2 – наиболее важный (с точки зрения вращения траектории) пара-

метр асимметрии пучка. При этом радиус кривизны траектории всего пучка можно оценить по формуле:

$$R = \frac{n_0 \cdot a}{n_2 \Delta E^2}, \quad (2)$$

где a – поперечный размер пучка.

Угловое отклонение пучка от его первоначально-го направления составляет величину $\varphi \sim l/R$, где l – длина пути пучка в среде.

В 2010 г. увидело свет шестое стереотипное издание учебного пособия по основам оптики, переработанное и существенно дополненное учениками и сотрудниками его автора, академика Г. С. Ландсберга [5].

В упомянутом учебнике «Оптика» на 749 странице предельно ясно описан случай самоотклонения светового луча с постоянным градиентом интенсивности. Результаты многолетних теоретических и оригинальных экспериментальных исследований по вопросам распространения мощных световых пучков с несимметричным амплитудным профилем в средах стали, по существу, азбучной классической истиной в оптике. Как же все начиналось?

В период 1966 – 1970 гг. автору выпало счастье заниматься научной работой в Оптической лаборатории им. Г. С. Ландсберга, всемирно известного Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР (ФИАН). Среди многочисленных задач, решением которых приходилось заниматься, были и такие, в которых необходимо было разобраться с механизмами разрушений прозрачных диэлектриков под действием гигантских импульсов излучения рубинового лазера и влиянием на эти процессы вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) [3]. Сами эксперименты проводились, естественно, задолго до появления в печати работ [1; 2]. В связи с этим уместно напомнить, что академик Г. С. Ландсберг скончался 2 февраля 1957 года и поэтому неслучайно через 10 лет после его кончины в ФИАНе прошли мероприятия, посвященные памяти известного ученого. В секторе нелинейной оптики и гипер акустики, руководимом И. Л. Фабелинским, было принято решение изготовить и вручить памятный сувенир Ф. С. Ландсберг-Барышанской, жене Григория Самуиловича. Сувенир был изготовлен в оптической мастерской института и представлял собой усеченную пирамиду из плавленого кварца высотой ~ 13 см. с прямоугольным основанием размером ~ 7x4 см². Пирамида, в свою

очередь, располагалась на плите из тяжелого флинта размером $\sim 10 \times 10 \text{ см}^2$.

Автору этих строк было поручено «написать» с помощью локальных повреждений от излучения рубинового лазера, фокусируемого внутрь пирамиды, инициалы Г.С.Л. Не будем описывать, какие экспериментальные усилия пришлось приложить, чтобы достойным образом получить изделие с качественным «написанием» всего трех букв(!). Важная деталь: луч лазера падал на входную грань пирамиды под некоторым углом ($\sim 20^\circ$) и мы обратили внимание, что локальные повреждения плавленного кварца, хотя и были небольшими по величине ($\sim 3 \text{ мм}$), но имели несимметричную форму по отношению к направлению распространения луча. Установить радиус кривизны подобных искривлений не представлялось возможным, а наши текущие исследования касались только случаев, когда мощные световые пучки имели симметричный амплитудный профиль.

Итак, еще в 1967 году в ходе выполнения благородной задачи нами впервые было обращено внимание на несимметричный характер лазерных повреждений в плавном кварце при косом падении лучей на поверхность образца. В 1969 г. появилась, как мы уже отмечаем, первая теоретическая работа по нелинейной рефракции А. Е. Каплана [2] и в этом же году была предпринята попытка провести соответствующие эксперименты в кристаллах NaCl [1]. Позже, в 1975 году были проведены экспериментальные исследования в условиях, когда разрушения не возникают [6]. В качестве таких сред были выбраны полупроводниковые кристаллы группы $A^{II}B^{VI}$. Отклонение световых пучков в этом случае происходило в сторону меньших интенсивностей, что свидетельствует об отрицательном изменении показателя преломления ($n_2 E^2 < 0$) кристаллов под действием лазерного излучения.

И все-таки первые и убедительные результаты по наблюдению самоискривления мощного излучения рубинового лазера в силикатных стеклах представил автор в докладе, сделанном на VIII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Тбилиси, 25 – 28 мая, 1976 г.) [4]. В частности, сильное впечатление на специалистов, присутствующих на заседании секции «Самовоздействие оптического излучения», произвела фотография, представленная на рис. 4 данной работы. *Здесь она публикуется впервые.*

Этому докладу предшествовали системные исследования по установлению механизма возникновения лазерных повреждений в прозрачных твердых диэлектриках под действием пучков с симметричным амплитудным профилем с одновременной регистрацией явлений самофокусировки и вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) [3]

В настоящее время проблема самоискривления световых лучей сомнений не вызывает. Поэтому мы не касаемся работ, выполненных за период с 1976 года, т. к. свою задачу мы видим в необходимости более подробно рассказать о наших ранних экспериментах, касающихся методик прямых наблюдений за траекториями лучей, когда индикатором явления служат регистрируемые треки разрушений. Речь пойдет о результатах исследований процессов самоискривления в стеклах световых пучков с асимметричным амплитудным профилем, когда они представля-

ют собой не плоские, а сходящиеся волны (сфокусированные извне или самофокусирующиеся).

В качестве источника использовался составной рубиновый лазер с модулированной добротностью (рис. 1). Два рубиновых стержня R_1 и R_2 , каждый длиной 120 мм, помещались в резонатор, состоящий из зеркала M с диэлектрическим покрытием и коэффициентом отражения $\sim 100\%$, с одной стороны, и двух стеклянных плоскопараллельных пластинок m_1 и m_2 – с другой. Модуляция добротности резонатора осуществлялась с помощью двух стеклянных кювет C_1 и C_2 с плоскопараллельными окошками, наполненных раствором криптоцианина в метиловом спирте. Толщина кювет составляла 10 мм. Концентрация криптоцианина в метиловом спирте $\sim 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ М}$.

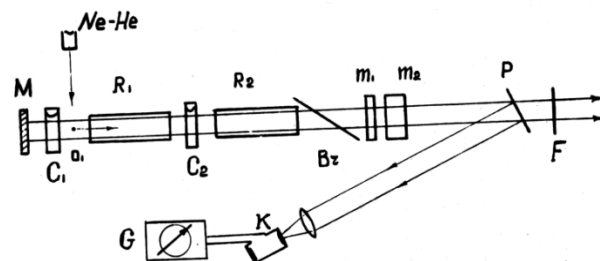


Рис. 1. Схема рубинового лазера

Использовались рубиновые стержни диаметром 12 мм с содержанием ионов Cr^{+3} 0,05 % и 90-градусной ориентацией. Каждый из рубиновых стержней находился в эллиптическом осветителе с двумя лампами ИФП-2000. Оптические оси рубинов были параллельны между собой: излучение лазера поляризовано в вертикальной плоскости. Пара пластинок m_1 (2,5 мм) и m_2 (13 мм) работает как сложный мультиплекс-интерферометр, который отбирает лишь ту моду излучения, которая оказывается совпадающей одновременно с собственными модами резонаторов m_1 и m_2 .

Небольшим наклоном одной из пластинок m_1 и m_2 (иногда и рубина R_2) после нескольких попыток удавалось получить «одномодовую» картину в пределах спектральной ширины $\sim 0,03 \text{ см}^{-1}$, что измерялось с помощью интерферометра Фабри-Перо. Лазер давал гигантский импульс длительностью 10 – 12 нсек и мощностью до 200 МВт (в зависимости от качества активных элементов).

При таких характеристиках излучения зависимость $E^2(z)$, отмеченная в формуле (1), кроме линейной составляющей будет иметь еще и квадратичную компоненту, что должно привести к самофокусировке, обусловленной этой компонентой и влиять на темп сворачивания траектории пучка в спираль [2].

В качестве образцов нами использовались полимеры и силикатные стекла: полиметил-метакрилат (ПММ), пластмасса типа ЭД-16, отвержденная метилтетрагидрофталевым ангидридом, стекла марок ТФ-5, ТФ-7, ТФ-10, К-8 и плавненный кварц. Образцы силикатных и полимерных стекол представляли собой прямоугольные параллелепипеды размером $3 \times 3 \times 16 \text{ см}^3$ и $4 \times 8 \times 15 \text{ см}^3$, соответственно.

Во всех наших экспериментах суждение о характере распространения пучка производилось по трекам

разрушений, сопоставлению положений разрушений на входной и выходной гранях образца и измерения расходимости пучка на выходе из образца.

Наличие определенного порога разрушений оправдывает такой подход, несмотря на изменение во времени мощности световых пучков за время работы источника.

В том случае, когда амплитудный профиль лазерного излучения симметричен относительно оси пучка и его можно описать (при спектральной ширине $\sim 0,03 \text{ см}^{-1}$) функцией, близкой к гауссовой, характер внутренних разрушений образцов зависит от их длины фокусного расстояния линз (f) и глубины фокусировки. Так, при использовании короткофокусных линз ($f \sim 4 \text{ см}$) и малой глубине фокусировки в полимерах возникают разрушения в виде плоских трещин диаметром до 1 см, ориентированных под углом к направлению распространения лазерного излучения. В частности, если образцы подвергались механическому сжатию до давлений $\sim 30 \text{ МПа}$, разрушения группировались вдоль оси сжатия и направления поляризации падающего пучка (рис. 2). Этот вид разрушений достаточно хорошо изучен и находит широкое применение в производстве товаров народного потребления. При использовании длиннофокусных линз ($f \sim 18 \text{ см}$) в этих же материалах возникают очень мелкие разрушения ($\sim \text{мкм}$), плотность которых быстро увеличивается по мере приближения к фокальной области фокусирующих линз. По совокупности распределения разрушений можно судить о траектории пучка в целом.



Рис. 2. Поперечный профиль разрушений в ПММ при давлениях (0, 10, 20, 30) МПа

Такой подход использовался нами и тогда, когда после собирающей линзы сходящийся пучок падал под углом к поверхности образца и затем фокусировался внутри него. В плоскости падения внешние части пучка отражались по-разному, что позволяло получить в среде пучок с асимметричным профилем интенсивности. Рассмотрим результаты распространения таких пучков в полимерных стеклах (ПММ и ЭД-16).

Следует подчеркнуть, что из-за низких энергетических порогов и диффузного характера внутренних повреждений, независимых от способа получения и реализации поперечного градиента интенсивности в падающем пучке, в этих опытах можно говорить лишь об огибающей траектории светового луча.

При использовании линз с $f = 8 \div 18 \text{ см}$ в образцах возникают вытянутые ($\sim 5 \text{ см}$) тонкие треки разрушений, обладающие асимметрией в расположении микротрещин по ходу луча (профиль «крыла»), но без однозначно регистрируемой искривленности пучков в

целом. Эта картина практически не зависит от глубины фокусировки. При малой глубине, когда путь луча в образце составляет $3 \div 5 \text{ см}$, асимметрия в разрушениях более отчетлива, т. к. полная длина разрушений становится $\sim 2 \text{ см}$.

В случае фокусировки света линзами с $f = 4 \div 5 \text{ см}$, когда перекрывается половина пучка, возникает искривленный трек разрушений с радиусом кривизны R внешнего контура $\sim 10 \text{ см}$.

Наибольшего поперечного градиента интенсивности следует ожидать при использовании короткофокусных линз, но в этих случаях имеется одно существенное препятствие: внутренние разрушения носят локальный характер. Микротрещины, сливаясь при этом, создают одно большое и непрерывное разрушение.

Так, в образцах наблюдается протяженное ($\sim 2 \text{ см}$) разрушение, имеющее вначале форму прямого трека, который затем плавно закругляется и оканчивается зоной ($\sim 3 \div 4 \text{ мкм}$) скопления микротрещин. Ситуация меняется по мере продвижения фокальной области линзы вглубь образца. Зона разрушений представляет собой несимметричное по форме скопление мелких трещин, после которого виден тонкий трек, сжимающийся до размеров $1 \div 2 \text{ мкм}$ (рис. 3).

Сопоставление начала видимых разрушений с их продолжением после зоны скопления, когда видны тонкие ($\sim 1 \text{ мкм}$) треки длиной до $1,5 \div 2 \text{ см}$, дает возможность оценить радиус кривизны траектории R . Его величина составляет $\sim 5 \div 6 \text{ см}$.



Рис. 3. Следы разрушений в ПММ

В полном соответствии с теорией, развитой в работе [2], проявления нелинейной рефракции следует ожидать в средах с большим значением

$$n_2 (n = n_0 + n_2 E^2)$$

и значительной мощности P светового импульса. Этому требованию в большей степени удовлетворяют силикатные стекла, имеющие к тому же и более высокие пороги разрушений [3].

Наиболее характерные для процесса самоискривления лучей разрушения получаются в образцах плавленого кварца при использовании линз с фокусным расстоянием $f = 4 \text{ см}$, расположенных на расстоянии $\sim 1 \text{ см}$ от передней грани образца. Поперечный градиент интенсивности создавался за счет косоугольного падения луча с поляризацией в плоскости падения. Угол падения составлял $\sim 40^\circ$.

Нам удалось проследить за кинетикой развития разрушений и траекторией пучка при его различной мощ-

ности P . При $P \sim 90$ МВт возникают локальные разрушения, кривизну которых практически невозможно установить. С увеличением мощности до 100 МВт намечается искривление зоны разрушения. Отдельные разрушения по ходу луча при этом позволяют указать траекторию пучка в целом. Наконец, при $P \approx 110$ МВт за локальной зоной разрушения возникает протяженный тонкий трек, радиус кривизны которого вместе с основным разрушением $R \approx 4$ см. Угловое отклонение луча от первоначального направления распространения составляет в этом опыте $\varphi \approx 10^\circ$. Этот уникальный случай представлен на рис. 4.

Аналогичные результаты были получены также в образцах тяжелого флинта, когда в него фокусировалось излучение неодимового лазера с энергией ~ 2 Дж и длительностью ~ 20 нсек. Величина отклонения составляла в этом эксперименте $\sim 6^\circ$. Тонкий трек разрушений при этом быстро выходил на прямую линию, типичную для самофокусировки.

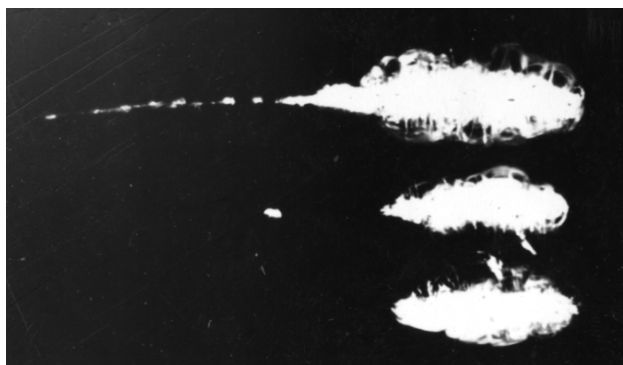


Рис. 4. Следы разрушений в плавленом кварце. На верхней части – типичное самоискривление лазерного излучения. Размер по горизонтали – 1,6 см. Публикуется впервые

При фокусировке излучения рубинового лазера мощностью ~ 200 МВт линзами с $f \approx 7 \div 8$ см и углом падения $\sim 30^\circ$ в кварце возникали протяженные треки разрушений, напоминающие сворачивающуюся спираль, т. к. радиус кривизны трека по мере приближения к фоновой области быстро уменьшался. Наиболее отчетливо такая траектория возникает тогда, когда фоновая область линзы располагалась вблизи боко-

вой, например, нижней, грани образца, благодаря чему на ней получается по существу «срез» светового пучка (рис. 5).

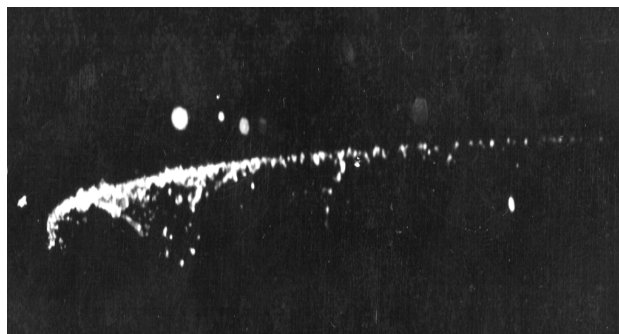


Рис. 5. Спираль разрушений в плавленом кварце. Размер по горизонтали – 2,8 см.

Следует заметить, и это поймут специалисты, которые имеют дело с импульсными лазерами с модулированной добротностью, что обеспечить стабильную во времени работу источника мощного излучения достаточно сложно: необходимо следить за величиной энергии луча, его длительностью и спектральной шириной линии излучения, фиксируемой с помощью приборов высокого разрешения.

Представленные выше результаты не претендуют на новизну проблемы самоискривления лучей в средах, т. к. этой проблемой занимаются более 45 лет. В связи с этим вспоминаю упомянутую выше конференцию в г. Тбилиси. Прослушали наше сообщение А. Е. Каплан, тот самый, кто первым обратил внимание на проблему, и ректор МГУ им. М. В. Ломоносова академик Р. В. Хохлов. Была дана высокая оценка проделанной автором работы, и Рем Викторович Хохлов согласился рекомендовать обзорную статью А. Е. Каплана по нелинейной рефракции света в «Докладах Академии наук СССР», посчитав убедительными и теоретическую, и экспериментальную части работы.

В заключение – благодарю профессора Б. П. Невзорова за стимулирующую поддержку в написании данной статьи.

Литература

1. Бродин, М. С. О наблюдении самоискривления неоднородного интенсивного лазерного пучка в кристалле NaCl / М. С. Бродин, А. И. Камуз // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 9. – С. 577 – 580.
2. Каплан, А. Е. Искривление траекторий асимметрических пучков света в нелинейных средах / А. Е. Каплан // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 9. – С. 58 – 62.
3. Кызыласов, Ю. И. Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна и разрушение стекол в гигантском импульсе рубинового лазера / Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский // ФТТ. – 1970. – Т. 12. – С. 233 – 239.
4. Кызыласов, Ю. И. Самоискривление мощного лазерного излучения в силикатных стеклах / Ю. И. Кызыласов // Тезисы докладов VIII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Тбилиси, 25 – 28 мая 1976). – 1976. – Т. 1. – С. 290.
5. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – 6-е изд., стер. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 848 с.
6. Самоискривление пучка рубинового лазера в полупроводниковых кристаллах CdS_xSe_{1-x} / А. А. Борш [и др.] // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2. – С. 602 – 606.

Информация об авторе:

Кызыласов Юрий Иванович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики КемГУ, 8-913-404-66-61.

Yuriy I. Kyzylasov – Candidate of Physics and Mathematics, Assistant Professor at the Department of General Physics, Kemerovo State University.

Статья поступила в редколлегию 17.12.2013 г.