

ЭФФЕКТ САМОФОКУСИРОВКИ*Г. А. Аскарьян*«Когда небо покрыто мраком, веревки
кажутся змеями» *)

(из буддийской книги «Данжур», т. 49)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	249
2. Эффект самофокусировки	249
3. Самоволноводное распространение радиации	252
4. Волновод при надпороговых мощностях	254
5. Волноводный режим при фокусировке или схлопывании луча	255
6. Фокусы самофокусировки	255
7. Выводы	257
8. Основные направления развития самофокусировки	258
Цитированная литература	259

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интенсивно исследуется самофокусировка мощных лучей в средах. В обильном потоке исследований на время стали не ясными основные цели самофокусировки, что связано, по нашему мнению, с неоправданным преувеличением различными авторами частных результатов. Например, нелинейная каустика — разбиение луча на части — была названа «новой концепцией» и противопоставлена волноводной нелинейной рефракции. Цель настоящей статьи — подчеркнуть главные тенденции развития самофокусировки, распределить полученные результаты по шкале значимости и дать обзор возможных применений и направлений развития самофокусировки.

2. ЭФФЕКТ САМОФОКУСИРОВКИ

В самом общем определении самофокусировка есть уменьшение расходимости (или, что то же, увеличение сходимости) мощного излучения из-за различных нелинейных эффектов, возникающих под действием самого луча. Именно изменение расходимости приводит к изменению сечения пучка, образованию нитей, каустик, сгущений, фокусов и т. д., т. е. различные частные проявления самофокусировки являются следствиями изменения расходимости излучения.

*) Автор просит астрофизиков не толковать эпитаф в свою пользу, так как в данном случае эпитаф используется совершенно для других целей.

Пространственная распределенность самофокусирующего действия делает его аналогичным появлению диэлектрического волновода, созданного нелинейным изменением диэлектрической проницаемости. При этом волновод следует понимать в обычно принятом широком смысле (см., например, физический энциклопедический словарь¹⁾), т. е. с произвольным переменным сечением, распределением диэлектрической проницаемости, любой длины (а не понимать волновод в виде направляющего элемента постоянного радиуса и бесконечной длины, как это понимают некоторые авторы). В частности, давно известны и часто употребляются волноводы с сужениями сечения для усиления поля, что аналогично сжатию луча при самофокусировке. Подчеркнем еще раз: обоснование волноводного описания самофокусировки — вытянутая пространственная распределенность подфокусирующего действия при соизмеримости сечения луча с сечением образуемого им профиля изменения показателя преломления.

Впервые возможность изменения расходимости свободного мощного луча в среде из-за нелинейных эффектов была рассмотрена в работе², где было также отмечено волноводное описание самофокусировки*). Согласно формуле Диплома на открытие № 67 с приоритетом от 22.12.1961 г.**): «Установлено неизвестное ранее явление самофокусировки электромагнитных и звуковых лучей, заключающееся в уменьшении расходимости (или увеличении сходимости) лучей из-за появления поперечного градиента нелинейного показателя преломления и возникновения нелинейного волновода, уменьшающего сечение пучка». Поскольку любой поток может быть разбит на пучки лучей (лучевые трубки), вышесказанное может относиться как ко всему потоку, так и к отдельным его частям. Два главных практических применения самофокусировки — передача концентрированной лучевой энергии на большие расстояния и получение больших плотностей излучения при самосжатии луча связаны именно с простым волноводным обжатием луча.

Концентрации и локализации энергии луча препятствуют два фактора. Первый — изменение нелинейной добавки показателя преломления из-за изменения поля луча во времени или развития нелинейных процессов во времени (инерция установления, релаксация, вторичные процессы), дающих изменение фокусирующего действия или движение фокусных точек. Второй фактор — так называемая каустика фокусирующего действия: фокусировка разных частей луча в различных областях оси. Эта каустика может быть весьма сильной ввиду того, что профиль распределения интенсивности, определяющий нелинейную рефракцию, может быть столь неподходящим, что вызовет абберацию или наметит разбиение луча.

Именно поэтому с самого начала были предприняты поиски такого самосогласованного распределения интенсивности луча в нелинейной среде, которое не изменяется на достаточном большом расстоянии. Такие решения для электромагнитных волн в плазме были даны Талановым³ и для среды с нелинейностью типа $n_2 E^2$ Таунсом с сотрудниками⁴. В по-

*) В статье Дышко, Лугового и Прохорова⁸⁶ приводится ошибочное утверждение, что в работе Волкова⁴⁴ описана самофокусировка. В ней рассмотрено продольное перераспределение поля и плазмы в плоских волнах, а вопрос об изменении расходимости из-за появления поперечных градиентов не ставился и не рассматривался.

**) Интересно отметить, что в 1971 г. Таунсу с сотр. был выдан патент США № 3556634 на самофокусирующиеся волноводы, хотя дата подачи заявки была 11.10.1965 г. — на несколько лет позже даты появления советских работ.

следней работе была получена существенная характеристика самофокусировки — так называемая пороговая мощность *) $P_{\text{пор}} \sim \lambda^2 c/n_2$, т. е. мощность, при которой нелинейная рефракция ($\theta_{\text{нел}} \sim \sqrt{n_2 E}$) соизмерима с дифракционной расходимостью ($\theta_{\text{д}} \sim \lambda/a$) и может компенсировать ее. Другая существенная характеристика самофокусировки — так называемая «длина Келли»⁵ — расстояние, на котором существенно меняется интенсивность луча с малой начальной расходимостью:

$$L \sim \frac{a}{\theta_{\text{нел}} - \theta_{\text{д}}} \approx \frac{a}{2\sqrt{n_2(E - E_{\text{пор}})}} \approx \frac{a}{2\sqrt{n_2 E}}$$

при

$$E \gg E_{\text{пор}} \approx a^{-1} \sqrt{4P_{\text{пор}}/c}.$$

Эти две характеристики самофокусировки проявляются во многих ее разновидностях и, в частности, определяют процессы разбиения луча.

Еще в статье Таунса и др.⁴ было отмечено, что «луч, мощность которого значительно выше пороговой, вероятно, разбивается на несколько лучей пороговой мощности». Было показано Беспаловым и Талановым⁶, что мощная плоская волна в нелинейной среде является неустойчивой и разбивается на участки с мощностью порядка пороговой. К этому же приводят любые отклонения распределения интенсивности от специально подобранной, обеспечивающей автоматическую или хорошую фокусировку. Например, луч с гауссовским профилем дает существенную абберацию при мощностях порядка или превышающих пороговую. Из выражения для келлиевской длины прямо следует, что при изменении мощности будет двигаться фокус.

Впервые о движущихся фокусах, их использовании и каустике самофокусировки было упомянуто в работе Мак-Уэйна⁷. Разбиение луча при запороговых мощностях было рассмотрено позже в работах по многофокусной структуре и движущимся фокусам^{8, 9}, в которых приведен машинный расчет разбиения гауссовского пучка в среде с нелинейностью $n_2 E^2$ и поглощением в фокусах. В этих работах показано, что такой луч разбивается на участки, каждый из которых фокусирует мощность, близкую к пороговой, что является частным случаем общего явления разбиения волны⁶. Укажем, что эти работы выполнены в квазиоптическом приближении, на основе решения известного параболического уравнения⁵. В случае геометрической оптики было показано, что профили распределения интенсивности, близкие к параболическим, дают хорошую фокусировку. Подбор профиля распределения луча может очень сильно повлиять на процесс самофокусировки. Так, было показано даже, что уменьшение интенсивности вблизи оси луча может дать фокусировку основной части луча в среде, где обычные лучи расфокусируются (так называемая «банановая» самофокусировка¹⁰⁻¹²). Самофокусировка луча с изрезанным распределением интенсивности может существенно отличаться от самофокусировки луча с гладким профилем. В частности, длины Келли от «горячих» областей могут оказаться гораздо меньшими. После краткого введения перейдем к изложению основных конкретных вопросов: при каких условиях имеет место самоволноводная передача радиации, какое место занимает одно- и многофокусная структуры самофокусировки в общей проблеме?

*) Отметим, что название «пороговая мощность» весьма неудачно, так как самофокусировка начинается задолго до «пороговой мощности» и проявляется в уменьшении расходимости и сечения луча.

3. САМОВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИАЦИИ

Волноводное ограничение дифракционной расходимости имеет место при мощностях $P < P_{\text{схлоп}}$, в этом случае вообще нет фокусов. Наиболее протяженное обжатие луча получается при $P \leq P_{\text{пор}}$, что при $P \geq P_{\text{пор}}$ соответствует удаленной фокусной точке. Такой режим есть даже для гауссовского начального профиля, который, как известно, не является наилучшим приближением к самосогласованному решению^{3, 4}, обеспечивающему сохранение концентрации всего луча.

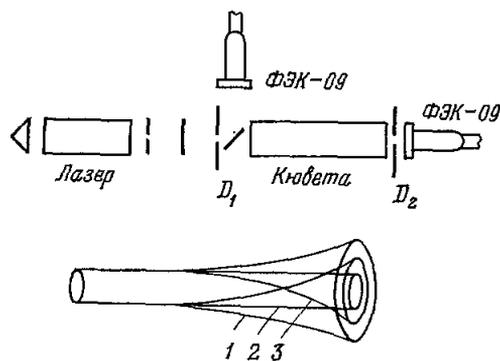


Рис. 1.

На практике всегда имеют дело с ограниченным по протяженности участком нелинейной среды длины L , поэтому условие отсутствия фокусов в среде значительно расширяется: $L < L_{\text{к1}}$, где $L_{\text{к1}}$ — расстояние до первого фокуса, в который собирается мощность части луча. Отметим, что произвольный (например, гауссов) начальный профиль луча может не обеспечивать полного сбора мощности в сужении.

Ограничение расхождения луча наблюдалось во многих экспериментах. Так, еще в работе Таунса с сотрудниками¹³ было наблюде-
но уменьшение сечения луча, выходящего из кюветы с нелинейной средой, в том числе в диапазоне мощностей, не дающих фокусов внутри кюветы. Недавно Аскарьяном, Дияновым и Мухамаджановым¹⁴ были поставлены первые прямые экспериментальные исследования эффективности самоволноводного распространения излучения в среде.

Экспериментальная установка и ход лучей изображены на рис. 1. Неодимовый лазер с модулированной добротностью, работающий в продольно-модовом режиме, давал импульс с полушириной 20 нсек. Луч проходил через диафрагму D_1 с отверстием диаметром $4 \cdot 10^{-2}$ см, расположенную на расстоянии $L_1 = 8$ см до входа в нелинейную среду. (Такое удаление обеспечивало плавность поперечного распределения интенсивности луча при входе в среду.) В качестве нелинейной среды использовался нитробензол в кювете длиной $L = 50$ см, линейное поглощение в которой не превышало 20%. У выходного торца кюветы располагалась диафрагма D_2 с отверстием диаметром $d_2 = 5 \cdot 10^{-2}$ см, обеспечивающим отбор концентрированного излучения от общего потока прошедшего расширившегося луча, который измерялся при удалении диафрагмы D_2 . Дифракционное расширение луча малой мощности увеличивало площадь сечения луча в десятки раз на выходе из кюветы.

Регистрация падающего и прошедшего концентрированного или прошедшего полного света производилась двумя ФЭК-09 с последующей регистрацией на двух развертках многолучевого осциллографа 6ЛОР М. Линейность показаний ФЭК проверялась специально. Импульсы ФЭК на выходе с диафрагмой D_2 и без нее могли соответствовать разным входным вспышкам, поэтому производился контроль над входными импульсами. Положение диафрагмы D_2 точно подбиралось так, чтобы в отверстие попадала максимальная доля падающего луча. В течение серии вспышек не менялась ни величина, ни форма импульсов от проходящего через диафрагму D_2 света для одинаковых импульсов падающего света, что

наблюдалось во многих экспериментах. Так, еще в работе Таунса с сотрудниками¹³ было наблюде-
но уменьшение сечения луча, выходящего из кюветы с нелинейной средой, в том числе в диапазоне мощностей, не дающих фокусов внутри кюветы. Недавно Аскарьяном, Дияновым и Мухамаджановым¹⁴ были поставлены первые прямые экспериментальные исследования эффективности самоволноводного распространения излучения в среде.

показывало хорошую повторяемость попадания даже без принятия специальных мер по термостатированию жидкости.

Мощность света после диафрагмы D_1 в максимуме импульса менялась в пределах 50—180 *квт*, что позволило отдельно изучить допороговый, пороговый и запороговый режимы (в последнем случае фокусная точка входила в глубь нелинейной среды). Мощность, при которой длина кюветы равнялась так называемой длине Келли, составляла $P_{KL} \approx 120$ *квт*, что было близко к пороговой мощности $P_{пор} \approx 100$ *квт*. Ход лучей в кювете показан на рис. 1 (1 — $P < P_{пор}$; 2 — $P \approx P_{пор}$).

Импульсы с ФЭК при наличии диафрагмы D_2 характеризовали сконцентрированную мощность P_d , попадающую в отверстие диафрагмы, соизмеримое с размерами луча на входе в среду (та часть мощности, которая

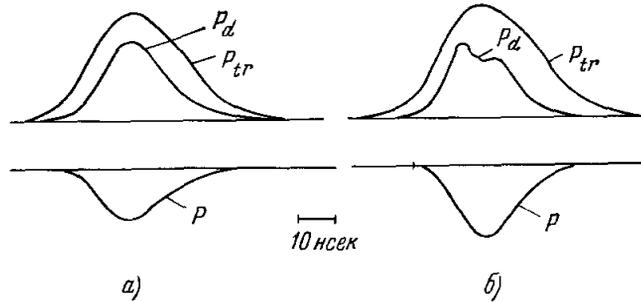


Рис. 2.

не уменьшила начальной концентрации энергии), в то время как без диафрагмы D_2 регистрировалась вся мощность P_{tr} , прошедшая через нелинейную среду. На рис. 2 показаны характерные импульсы. Внизу на втором луче дан импульс падающей лазерной мощности P , одинаковый для обоих верхних импульсов с диафрагмой и без диафрагмы D_2 . (Для возможности сопоставления P_d и P_{tr} из большого числа всплесков выбирались только такие пары импульсов, у которых совпадали по форме и величине начальные лазерные импульсы.)

Рис. 2, а дан для мощности P , при которой фокус еще не входит в среду ($P_{max} \leq P_{KL} \approx 120$ *квт*), на рис. 2, б показан случай превышения мощности над порогом $P_{max} \approx 1,4 P_{KL}$; при этом видно, что рост величины P_d ограничен вследствие рассеяния и поглощения излучения при входе фокуса в нелинейную среду.

На рис. 3 дана типичная зависимость доли сконцентрированной энергии $\alpha = P_d/P_{tr}$ от отношения падающей энергии к критической P/P_{KL} . Видно, что при $P > P_{KL}$ (в этом случае $L > L_K$) эффективность концентрированной передачи резко падает. Небольшое отличие α_{max} от единицы может быть связано с тем, что начальный дифракционный профиль не обеспечивает полного сбора излучения, причем максимальная доля концентрированного излучения была близка к доле излучения в основном дифракционном максимуме, что показывало хороший сбор излучения для использованного простого начального профиля луча.

Результаты эксперимента показывают крайнюю неэффективность многофокусного режима для передачи радиации из-за большого рассеяния и поглощения излучения в фокусах, появившихся перед приемником, на

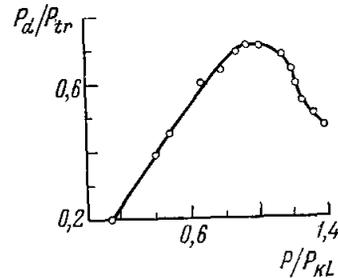


Рис. 3.

который попадает лишь мощность, близкая к пороговой, даже если посылается мощность гораздо больше пороговой.

Той же группой авторов проведены исследования так называемого множественного волноводного режима распространения радиации¹⁵. Луч с мощностью, во много раз превосходящей пороговую, перед входом в нелинейную среду рассекался на множество лучей сеткой, в каждое отверстие которой попадала мощность, близкая к пороговой. Оказалось, что это позволяет управлять положением фокусов в нелинейной среде, в частности, выводить их за пределы нелинейной среды. Наблюдение фокусов осуществлялось по светящимся точкам пробоев, возникающих в максимуме импульса, т. е. в момент остановки фокусов^{29,30} (поэтому результаты относились к максимальной мощности импульса). Была выявлена существенная роль расстояния решетки до начала нелинейной среды на положение фокусов, которые при увеличении расстояния то удалялись из нелинейной среды, то входили вновь в нее, хотя полная мощность луча при этом не менялась. Такие изменения были сопоставлены с изменением контрастности изображения сетки на плоскости входа в нелинейную среду, и была поставлена задача изучения распространения дифракционного изображения сетки в нелинейной среде. Отметим, что волноводный режим самофокусировки наблюдается также в средах с сильными процессами насыщения. Так, недавно, в работах Литвака с сотрудниками^{16, 17} и Батанова с сотрудниками¹⁸ были наблюдаемы ограничения расходимости мощного электромагнитного луча в плазме и формирование канала.

Волноводный режим представляет, по-видимому, наибольший интерес для радиационной энергетики, так как сопровождается минимальными потерями. О высших модах волновода с надпороговыми мощностями см.⁴⁵.

Все сказанное выше относилось к лучу с плоским начальным фазовым фронтом. Задав начальную расходимость, превосходящую дифракционную, можно намного отодвинуть диапазон мощностей, при которых появляются фокусы, и передавать в волноводе гораздо большую мощность. Это видно уже из того факта, что условие преодоления угла расходимости $\theta \approx \sqrt{n_2} E$ требует $E \gg E_{\text{пор}}$ при $\theta \gg \theta_{\text{д}}$. Из безабберационной теории также следует увеличение расстояний до фокуса при наличии собственной расходимости

$$L \approx \frac{a}{\theta_0 - \sqrt{n_2} E} .$$

Однако еще не было получено машинное решение параболического уравнения самофокусировки с выпуклым начальным фазовым фронтом и не сделан анализ оптимальных подборов фазы.

4. ВОЛНОВОД ПРИ НАДПОРОГОВЫХ МОЩНОСТЯХ

При больших мощностях волноводность проявляется не только в обжатии отдельных частей или всего волнового пучка и в волновой протяжке за фокусом, но и в существовании мод высших типов нелинейного волновода⁴⁵, которые могут нести мощность, во много раз больше пороговой (чем выше мода, тем больше мощность: $P_2 \approx 6,5 P_1$, $P_3 \approx 15,6 P_1$ и т. д.). Профиль таких волноводных мод не меняется по длине. Все это подтверждает, что разбиение луча некоторых простейших гладких профилей есть следствие неподготовленности, непригодности этих профилей для проведения больших надпороговых мощностей в нелинейной среде, а не причина новой концепции или новой трактовки явления.

5. ВОЛНОВОДНЫЙ РЕЖИМ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ИЛИ СХЛОПЫВАНИИ ЛУЧА

Один из частных возможных способов реализации волновода — его образование при фокусировке или схлопывании луча — привлекает к себе возможностью получения очень больших канализированных плотностей потока, несмотря на то, что в волновод в этом случае, по-видимому, идет небольшая часть начальной энергии.

Первая экспериментальная работа по обнаружению концентрированного направленного распространения радиации из точки фокуса луча в жидкости была выполнена Пилипецким с сотрудниками¹⁹. Были наблюдаемы нити, которые интерпретировались как волноводы. Позже эти эксперименты были проведены более подробно²⁰ и было показано, что расходимость в нитях на порядок меньше дифракционной, а близость фокуса линзы к поверхности жидкости namного облегчает образование нитей и увеличивает их длину. Диаметр нитей составлял 100 мкм при длине более 10 см. При близких размерах луча при тех же начальных мощностях Коробкиным и др.²¹ были получены при схлопывании параллельного луча расстояния от входа до фокуса порядка десятков сантиметров; в нашем случае нить начиналась от фокуса линзы по крайней мере на расстоянии около миллиметра (ближние расстояния неразличимы из-за засветки), в то время как мощность в нити была гораздо меньше начальной.

Таким образом, предположение о том, что нить образована движущимся фокусом, противоречило бы оценкам минимально допустимой келлиевской длины. Оставалось предположение о том, что нить есть следствие волновода, исходящего из фокуса линзы. Отметим, что даже если бы такая нить и кончалась фокусом, то из-за колоссального преобладания длины луча над радиусом ($L/a \sim 10^3$) это был бы волновод с перетяжкой на конце.

Большой экспериментальный материал по образованию нитей в стеклах приведен в работе²², причем большая длина нитей не позволяет интерпретировать их как результат движения фокуса.

Новое развитие вопрос о схлопывании луча в нить получил после работы Захарова с сотрудниками²³, в которой показано, что в среде с нелинейностью, немного отличающейся от вида $n_2 E^2$, возможно образование волновода малого радиуса из нефокусированного луча гауссовского профиля большого радиуса. При этом в волновод идет мощность, близкая к пороговой, в то время как остальная энергия сбрасывается на рассеяние до входа в волновод. Теми же авторами²⁴ показана возможность существования так называемого пульсирующего волновода, сечение которого может немонотонно сильно меняться вдоль направления оси. Недавно появились две работы, Стенберга²⁵ и Керра²⁶, в которых исследуются нити самофокусировки в стеклах и дается их интерпретация с точки зрения пульсирующих волноводов.

Отметим, что с изменением мощности во времени начало волновода и перетяжки совершают прочерк, так же как и фокусы, что затрудняет их различие в наблюдаемых проявлениях.

6. ФОКУСЫ САМОФОКУСИРОВКИ

Схлопывание луча или образование перетяжки связано с резким все более нарастающим усилением нелинейной рефракции при уменьшении сечения из-за увеличения градиентов и плотностей потоков. В ряде теоретических работ^{5, 8, 23} были исследованы различные случаи образования фокусов в консервативной нелинейной среде и при наличии многофотонного поглощения.

Острые максимумы поля на оси пучка могут быть связаны как с перетяжками волновода, так и с фокусировкой разных частей луча в разных точках оси (каустика самофокусировки). В работах ^{8, 9} показано, что в случае сильного многофотонного поглощения образуется многофокусная каустика, при которой в каждый фокус попадает (и поглощается) мощность, близкая к пороговой. Однако нельзя оценить степень применимости этой теории к действительности и описанию полей за фокусами, поскольку вид решения существенно зависит от типа нелинейности (это показано Захаровым с сотрудниками ^{23, 24}), а при расчете авторы ^{8, 9} допускают ряд некорректностей. Например, они берут нелинейность в виде $n_2 E^2$, а поглощение в виде $m_k = E^{2k}$, в то время как поглощение обязательно изменит и вид показателя преломления (необходимо учесть более высокие степени разложения показателя преломления из-за наличия поглощения).

Наиболее вероятный вклад комбинационного рассеяния в диссипацию радиации в фокусах дает совершенно иной вид нелинейности. Действительно, изменение показателя преломления из-за создания возбужденных молекул, имеющих другую поляризуемость, весьма велико (необходимо принять очень большую концентрацию возбужденных молекул для объяснения сильного поглощения света в фокусах). Так, из условия сильного поглощения пороговой мощности в каждом фокусе $P_{\text{пор}} \approx \pi r_{\text{ф}}^2 v_{\text{ф}} n^* \varepsilon^*$ получим при малых радиусах фокального пятна ($r_{\text{ф}} \approx 3 \text{ мкм}$ ²¹) и скорости фокуса $v_{\text{ф}} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$ ¹⁹ столь высокую плотность n^* возбужденных (до энергий $\varepsilon^* \sim 0,1 \text{ эв}$) молекул, что они дадут основной вклад в изменение показателя преломления, который не записывается в простом виде $n_2 E^2$, а имеет сложный интегральный характер с большой релаксацией.

Более того, динамичность процесса не позволяет оценить ни поглощение, ни вид нелинейности вблизи фокусов. Действительно, при продольных размерах фокусных областей $l_{\text{ф}} \sim r_{\text{ф}}/\theta_{\text{ф}} \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ и скорости движения фокуса $v_{\text{ф}} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$ получим время действия поля на вещество $t \approx l_{\text{ф}}/v_{\text{ф}} \approx 10^{-11} \text{ сек}$, что соизмеримо с временем релаксации керр-эффекта. Не ясно также, как учесть поглощение в таких условиях, реализуется ли оно и какова его динамика? Возможно, что при малых скоростях движения соблюдаются условия для многофокусной структуры, но при движении фокусов релаксация и насыщение существенно меняют вид решения и фокусы оставляют за собой волноводную протяжку.

Эксперименты по многофокусной структуре также нельзя назвать решающими. Так, в опытах Коробкина и др. ²¹, Липатова и др. ²⁷, Лоу и Шена ²⁸ отсутствует веское доказательство того, что именно наблюдается — последовательность фокусов или перетяжки модулированного волновода, так как картины явлений очень похожи в обоих случаях: и при регистрации с торца, и при регистрации по рассеянному излучению сбоку (рассеяние зависит от плотности излучения), и по следам разрушений, весьма критических к увеличению плотности излучения вблизи критических интенсивностей, близких к порогам разрушения.

Так, например, в работе Лоу и др. ²⁸ в качестве доказательства «фокуса» приводится опыт с передвижением системы линза — экран, дающий одинаковые изображения для двух позиций линзы: сфокусированной на торце кюветы и в глубь кюветы с нелинейной жидкостью. Но при этом не проведен анализ того, доходит ли волновод до торца или его конец уходит в глубь жидкости при перемещении начала волновода (в случае волновода), не обращено внимание на то, что угол расхождения излучения, прошедшего через фокус в жидкости, и угол расхождения излучения от фокуса на торце различны и дали бы разные изображения в слу-

чае фокусов, а также на то, что в случае волновода не слишком малого радиуса сдвиг линзы не должен давать разные изображения, так как свет в обеих позициях собирается вблизи фокуса линзы. Возможно также, что в обоих случаях фокусируется излучение, рассеивающееся до движущегося входа в волновод. Все эти неопределенности не позволяют считать подобные эксперименты достоверными или доказательными.

В экспериментах Липатова и др.²⁷ (помимо отсутствия решающего отличия — пульсирующий волновод или система фокусов) не приведено никаких количественных данных о том, каково должно быть расстояние до фокусов по многофокусной теории с учетом малой величины быстрой керровской нелинейности $n_2 \sim 10^{-13} - 10^{-14}$ CGSE, в сотни раз меньшей величины n_2 для керровских жидкостей (именно поэтому в большинстве работ по стеклам^{25, 26} отмечают существенную роль стрикции и звуковых волн при самофокусировке в них, а эти процессы не дают такой простой нелинейности, которая используется в многофокусной теории^{8, 9}).

Вообще говоря, характер разбиения луча в максимуме импульса (точнее, когда световая мощность $P(t)$ имеет $\dot{P} \approx 0$) может существенно меняться по сравнению с динамикой из-за изменения режима поглощения и нелинейности. Именно, при $\dot{P} \approx 0$ фокусы останавливаются и резко возрастает поглощение, приводящее к образованию пробоев^{29, 30}, разрушений²⁷ и т. п. легко наблюдаемых явлений.

Тот факт, что за движущимся фокусом остается релаксационный след возмущения показателя преломления среды, который канализирует в себе излучение и является волноводом (к этому выводу пришли даже ярые сторонники многофокусной структуры*), также упрощает ситуацию и, по нашему мнению, снимает противопоставление «фокус или волновод». По-видимому, это все делает правильным предположение Келли⁵ о том, что после точки схлопывания начинается волновод.

7. ВЫВОДЫ

1) Наибольший интерес в самофокусировке представляют волноводный и однофокусный случаи, при которых не происходит разбазаривания лучевой энергии.

2) Волноводное ограничение растекания имеет место при мощностях $P \ll P_{\text{схлоп}}$. Волноводы с очень большими отношениями длины к диаметру получаются при $P \rightarrow P_{\text{пор}}$. В этом диапазоне ($P < P_{\text{схлоп}}$) вообще нет фокусов. При $P \gg P_{\text{пор}}$ есть высшие моды волновода⁴⁵.

3) Мощность, вгоняемую в волновод или фокус, можно в широких пределах менять, увеличивая начальную расходимость или уменьшая нелинейность среды. (При $\theta > \theta_D$ получим $P_{\text{схлоп}} > P_{\text{пор}}$.)

4) Разбиение пучка с $P \gg P_{\text{схлоп}}$ на пучки с околороговой мощностью, предсказанное Таунсом и рассчитанное Беспаловым и Талановым, Луговым и др., может иметь место, но это процесс вредный и его следует подавлять, увеличивая $P_{\text{пор}}$ или подбирая профиль луча.

5) Нет никаких экспериментальных и теоретических оснований полагать, что теория Лугового и др. правильно описывает поле за и вблизи бегущих фокусов; более того, есть ряд факторов, указывающих на возможность появления волноводной протяжки даже за бегущим фокусом из-за релаксации, насыщения, звука, т. е. распад происходит не на фокусы, а на куски волноводов, т. е. фокусы являются входами в волноводы. Этот частный вопрос — дискуссионный, но он никак не затрагивает общего вопроса о волноводности самофокусировки (см. 1, 2).

*) См., например, статью Лоу и Шэна^{28б}.

8. ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ САМОФОКУСИРОВКИ

В теории самофокусировки помимо неясностей расчетов многофокусной структуры существует ряд нерешенных кардинальных задач.

В рамках параболического уравнения с усредненной нелинейностью не исследована самофокусировка луча с начальной собственной расходимостью, позволяющей повысить мощность до схлопывания, а также не закончен поиск точного решения цилиндрически-симметричного параболического уравнения.

Большой интерес представляет поиск профиля луча и типов нелинейности, обеспечивающих схлопывания всего луча в одну точку при больших мощностях. Целесообразно также векторное рассмотрение околофокусного поля.

Нелишне напомнить, что были рассмотрены лишь медленные (по сравнению с периодом поля) нелинейности, а нелинейность, меняющаяся с частотой поля (именно такой является электронная нелинейность, весьма интересная для сверхмощных импульсов), рассмотрена не была.

Остановимся теперь на прикладных вопросах.

В настоящее время рассмотрена и исследована самофокусировка различных видов излучений: света в нелинейных диэлектриках, радиоволн в плазме¹⁴⁻¹⁶, звука, ультра- и гиперзвука³¹⁻³³ в жидких и твердых средах, а также комбинированная фокусировка³⁴ одного луча другим. Механизмы нелинейности, вызывающие самофокусировку, могут быть самые различные. Уменьшение скорости распространения радиации может быть связано: со стрикцией^(2 и др.), ориентацией⁴, возбуждением^{35, 36}, деформацией³⁷ атомов и молекул, электронной нелинейностью, гидродинамическими эффектами³⁸, фазовыми переходами³³, ионизацией среды³⁵ и т. п. Обилие возможных механизмов нелинейности позволяет надеяться на реализацию и использование самофокусировки в таких практически интересных средах, как воздух, вода, ионосфера, и искусственных — стекла и другие диэлектрики.

Одна из основных практических задач — научиться формировать наиболее подходящий профиль начального распределения, интенсивности и расходимости радиации для получения нужной самофокусировки. Другая важнейшая задача — изучение особенностей фокусировки в воздухе и воде, связанной с нестационарными звуковыми эффектами³⁸, которые, по-видимому, заставят модулировать и само излучение, чтобы усилить эти звуковые процессы или избежать стадий расфокусировки.

Отметим, что для природных сред керр-эффект обычно мал и на первый план выходят либо стрикционно-звуковые, либо теплосвуковые процессы (для не слишком коротких импульсов), либо электронная нелинейность и предпробойные явления (для коротких импульсов).

Кроме задач радиационной энергетики весьма важна практически задача управления разрушением сред в луче лазера. Эта задача связана с увеличением пропускной способности оптических элементов, получением больших световых потоков без разрушения лазерных стержней (в этом случае необходимо предотвращение схлопывания луча) или, наоборот, с задачей усилить разрушающее действие луча для усиления обработки материалов. В связи с этой проблемой представляет интерес подробное исследование начальной расходимости луча на схлопывание, влияние неоднородностей на развитие реальной самофокусировки³⁹. Вообще проблема предотвращения схлопывания луча — одна из важнейших при необходимости устранения не только деструкции среды, но и поглощения и рассеяния излучения.

Получение больших концентраций энергии при схлопывании луча может повысить температуру плазмы при воздействии на мишень и повысить выход жесткого и нейтронного излучения. Такие предтермоядерные эксперименты могут способствовать использованию самофокусировки для получения термоядерного синтеза⁴⁰. Подбор типа мишени, распределения луча и формы импульса может усилить процесс самофокусировки.

Движущийся фокус представляет собой довольно интересный объект вследствие большой скорости движения (она может быть и релятивистской, и сверхсветовой), которая хорошо управляется, например, простым подбором формы импульса или расходимости луча.

С помощью такого фокуса можно изучать черенковское или переходное излучение от усредненной быстро движущейся поляризации^{41, 42}, инерцию пробоя, синхронное усиление света светом и другие оптические эффекты. Пробойный след от движущихся фокусов можно использовать в качестве направляющих элементов, антенн или волноводов, а также линий, направляющих развитие стримеров и ускоряющих их движение.

Большая концентрация поля бегущего фокуса может быть использована для синхронного ускорения частиц⁴³. Например, с помощью градиентной силы можно получить эквивалентные напряженности поля

$$E_{\text{экр}} \approx \frac{e}{2m\omega^2} \nabla (E_f^2) \approx 1 - 100 \text{ Мв/см},$$

т. е. получить энергии порядка мегаэлектрон-вольт на пути движения фокуса ~ 1 см. Такие блуждания или движения фокусов или горячих точек могут быть причиной появления групп ускоренных частиц и жесткого излучения при фокусировке на мишени.

Отметим, что резкая неоднородность поля вблизи фокуса может привести к появлению продольной компоненты светового поля, которое может дать гораздо большие ускоряющие поля $E \sim 10^9 \div 10^{10}$ в/см, однако трудности использования этого варианта еще не исследованы.

Уже из краткого перечисления проблем видно, что самофокусировка открывает целый спектр новых научных и прикладных возможностей, которые могут способствовать развитию физики и техники.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Физический энциклопедический словарь, т. 1, статья «Волноводы», М., «Сов. энциклопедия», 1960.
2. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ 42, 1568 (1962); Диплом на открытие № 67 с приоритетом от 22.12.1961 г.
3. В. И. Таланов, Изв. вузов (Радиофизика) 7, 564 (1964).
4. R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes, Phys. Rev. Lett. 13, 479 (1964) (см. перевод в сборнике «Действие лазерного излучения, под ред. Ю. П. Райзера, М., «Мир», 1968, стр. 187).
5. P. L. Kelley, *ibid.* 15, 1005 (1965) (см. перевод, как 4, стр. 195).
6. В. М. Беспалов, В. И. Таланов, Письма ЖЭТФ 3, 471 (1966).
7. P. D. McWane, Nature 211, 1081 (1966) (см. перевод, как 4, стр. 257).
8. А. Л. Дышко, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, а) Письма ЖЭТФ 6, 655 (1967); б) ЖЭТФ 61, 2305 (1971).
9. В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 7, 153 (1968).
10. Г. А. Аскарьян, В. Б. Студенов, *ibid.* 10, 113 (1969).
11. Г. А. Аскарьян, И. Л. Чистый, ЖЭТФ 58, 133 (1970).

12. Г. А. Аскарьян, В. Г. Михалевич, В. Б. Студенов, Г. П. Шипуло, *ibid.* 59, 1917.
13. E. Garbige, R. Chiaо, C. Townes, *Phys. Rev. Lett.* 16, 347 (1966) (см. перевод, как ⁴, стр. 216).
14. Г. А. Аскарьян, Х. А. Диянов, М. Мухамаджанов, *Письма ЖЭТФ* 17, 504 (1973).
15. Г. А. Аскарьян, Х. А. Диянов, М. Мухамаджанов, *ibid.* 16, 241 (1972).
16. Ю. Я. Бродский, Б. Г. Еремин, А. Г. Литвак, Ю. А. Сахончик, *ibid.* 13, 136 (1971).
17. Б. Г. Еремин, А. Г. Литвак, *ibid.*, стр. 603.
18. Г. М. Батанов, В. А. Силин, *ibid.* 14, 445 (1971).
19. Н. Ф. Филипецкий, А. Р. Рустамов, *ibid.* 2, 88 (1965).
20. Г. А. Аскарьян, Х. А. Диянов, М. Мухамаджанов, *ibid.* 14, 452 (1971).
21. В. В. Коробкин, А. М. Прохоров, Р. В. Серов, М. Я. Щелев, *ibid.* 11, 153 (1970).
22. Ю. И. Кызыласов, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, *ФТТ* 12, 233 (1970).
23. В. Е. Захаров, В. В. Соболев, В. С. Сынах, *ЖЭТФ* 60, 136 (1971).
24. В. Е. Захаров, В. В. Соболев, В. С. Сынах, *Письма ЖЭТФ* 14, 564 (1971).
25. G. Stenberг, *Phys. Rev. A* 4, 1182 (1971).
26. E. Kerr, *ibid.*, p. 1195.
27. Н. И. Липатов, А. М. Маненков, А. М. Прохоров, *Письма ЖЭТФ* 11, 444 (1970).
28. M. M. Loу, Y. R. Shen, а) *Phys. Rev. Lett.* 22, 994 (1969); б) *Phys. Rev. A* 3, 2099 (1971).
29. T. Bergqvist, В. Клеман, Р. Вагрен, *Ark. Fys.* B34, 81 (1967).
30. В. В. Коробкин, Р. В. Серов, *Письма ЖЭТФ* 6, 642 (1967).
31. Г. А. Аскарьян, *ibid.* 4, 144 (1966).
32. Г. А. Аскарьян, В. И. Пустовойт, *ЖЭТФ* 58, 647 (1970).
33. Г. А. Аскарьян, *Письма ЖЭТФ* 13, 395 (1971).
34. Г. А. Аскарьян, *ЖЭТФ* 54, 1398 (1968).
35. Г. А. Аскарьян, *Письма ЖЭТФ* 4, 400 (1966).
36. R. Y. Chiaо, M. A. Krinsky, H. A. Smith, C. H. Townes, E. Garbige, *IEEE, J. Quantum Electron.* QE-2, 467 (1966).
37. Г. А. Аскарьян, *Письма ЖЭТФ* 6, 672 (1967).
38. Ю. П. Райзер, *ibid.* 4, 124 (1966).
39. Г. А. Аскарьян, В. Г. Михалевич, Г. П. Шипуло, *ЖЭТФ* 60, 1270 (1971).
40. W. Engelhardt, *Appl. Phys. Lett.* 15, 216 (1969).
41. Г. А. Аскарьян, *ЖЭТФ* 42, 1360 (1962).
42. Г. Г. Бондаренко, И. В. Еремина, В. И. Таланов, *Письма ЖЭТФ* 12, 125 (1970).
43. Г. А. Аскарьян, С. Д. Манукян, *ЖЭТФ* 62, 2156 (1973).
44. Т. Ф. Волков, сборник «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. III, М., Атомиздат, 1958, стр. 336.
45. Э. К. Янкаускас, *Изв. вузов (Радиофизика)* 9, 412 (1966); *Письма ЖЭТФ* 5, 335 (1967).