Письма в ЖЭТФ, том 29, вып. 5, стр. 276 – 281 *5 марта 1979 г.*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СХЛОПЫВАНИЯ ПУЧКА ПРИ САМОФОКУСИРОВКЕ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Г.А.Аскарьян, М.А.Мухамаджанов

Исследован характер схлопывания луча в нелинейной керровской среде. По измеренному с помощью фотометрирования абсолютному распределению плотности прошедшей энергии при прохождении фокуса исследован характер особенности поля $E \sim \frac{1}{|z - z_ф|^{a}}$. Получены значения a и сравнены с теориями. Показано, что размер фокуса может существенно отличаться от размера следа прохождения фокуса. Показано существование и оценена длина волноводной протяжки за движущимся фокусом, которая делает фокус фактически куском волновода.

При самофокусировке [1] (см. также обзоры [2, 3]) – самосжатии мощного луча в нелинейной среде – возможно образование фокусов [4, 5], размеры которых зависят от свойств среды, динамики и размеров луча. Однако, характер особенностей схлопывания поля $E \sim \frac{1}{|z - z_ф|^{a}}$ до сих пор не был экспериментально исследован. Более того, вид формул [6 – 12] особенностей схлопывания у ряда авторов существенно отличаются один от другого. В данной работе впервые экспериментально исследован характер схлопывания по промеру плотности распределения энергии при прохождении луча, получена величина эффективного показателя схлопывания a и показано существование волноводной протяжки после фокуса.

1. Эксперимент был осуществлен с помощью луча одномодового одночастотного рубинового лазера с мощностью до 150 кВт при временной полуширине импульса 10 нсек. Луч с профилем, очень близким к гауссову фокусировался линзой с фокусом $F = 50$ см (случай A), или с $F = 10$ см (случай $Б$) на свободную поверхность нелинейной среды (неполное заполнение вертикально расположенной кюветы [15]). В ка-

честве нелинейной среды был выбран нитробензол, глубина которого составляла в случае A – 10 см, в случае $Б$ – 1; 5 и 10 см. Начальный радиус луча при входе в среду по спаду интенсивности в e раз $a_0 \approx 50$ мкм (A) и $a_0 \approx 10$ мкм ($Б$), причем начальная диффракционная расходимость позволяла свести к случаю самофокусировки нефокусированного луча.

Излучение с торца кюветы фокусировалось с увеличением $10\times$ на пленку и почернение фотометрировалось после еще 20-кратного увеличения изображения на пленке. Калибровка и фотометрирование почернения и измерение энергии производилось для одного и того же импульса.

В случае A сравнивалось контрольное почернение с интегралом от мощности падающего излучения, регистрируемого калиброванным измерительным фотоэлементом ФК-19. Его показания сопоставлялись сначала с показанием бокового ФЭК'а, регистрирующего отраженное излучение от стеклянной наклонной пластины, потом вместо калиброванного ФК-19 ставилась фотопленка, а мощность луча менялась ступенчатым ослабителем. Показания бокового ФЭК'а после интегрирования во времени сопоставлялись с почернением пленки. В случае $Б$ прошедшая энергия регистрировалась ФОГ'ом.

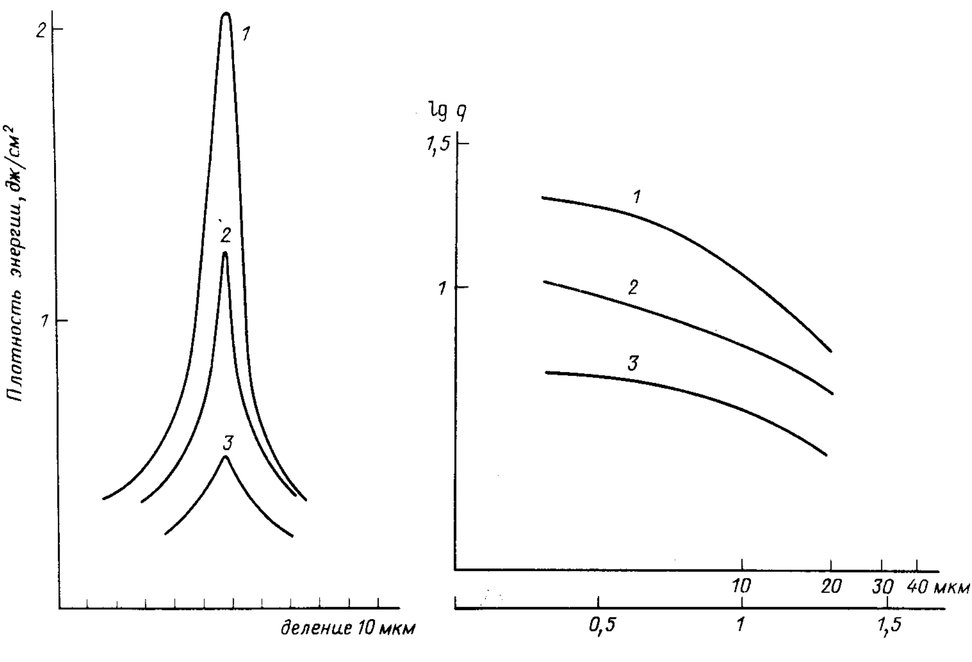
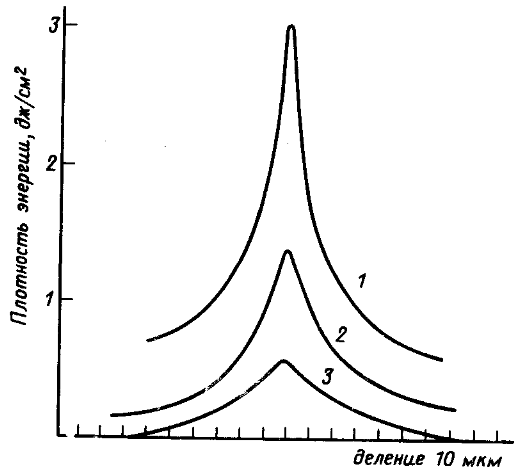


Рис. 1,A. Распределение плотности энергии по радиусу $q(r)$ и $\lg q(\lg r)$ для $a_0 = 50$ мкм, $L = 10$ см; 1 – $P = 20$ кВт, 2 – $P = 70$ кВт, 3 – $P = 130$ кВт

На рис. 1 даны зависимости абсолютной плотности энергии q (Дж/см^2) от радиуса r: для случая A – рис. 1,A для случая $Б$ – рис. 1,$Б$. Зависимости даны в линейном и дважды логарифмическом масштабе.



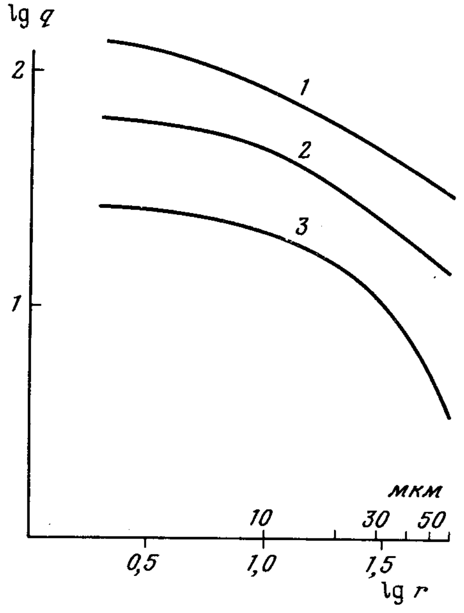


Рис. 1, *Б*. Распределение плотности энергии по радиусу $q(r)$ и $\lg q(\lg r)$ для a_o = 10 мкм, P = = 100 кВт; *1* – L = 1 см, L = 5 см, *3* – L = 10 см

2. Моделирование схлопывания луча было проведено для анализа экспериментальных данных и определения параметров схлопывания.

1. При сильном сжатии пучка, когда $a_ф << a_o$ (что имело место для случая F = 50 см) $a \approx a_ф\left(1 + \frac{|z - z_ф|}{\Delta}\right)^a$, где $a_ф$ – минимальный размер в фокусе. Тогда плотность потока $I \approx \frac{P}{\pi a^2} f^2\left[\frac{r}{a}\right]$, где f – функция, характеризующая радиальное распределение поля (функция, напоминающая гауссову). Задавая движение фокуса со скоростью $v_ф$ (она мало меняется при пересечении фокусом плоскости наблюдения) получим для плотности энергии:

$$q \approx \int I dt \approx \int I \frac{dz_ф}{v_ф} = \frac{1}{a} \frac{P}{\pi a_ф} \frac{\Delta}{v_ф}\left(\frac{a_ф}{r}\right)^{2 - 1/a} \int\limits_0^{r/a_ф} f^2(\xi) \frac{d\xi}{\xi^{1/a - 1}} ;$$

где $\xi = \dfrac{r}{a_ф\left(1+\dfrac{x}{\Delta}\right)^a}$ и $a > \dfrac{1}{2}$. (В случае $a = \dfrac{1}{2}$, $q \sim \ln r$; т. е. $q'_r \sim -1/r$).

Из вида функции $q(r)$ и сравнения с экспериментом можно определить a и $a_ф$; а) для $r \gg a_ф$, получим $q \sim \dfrac{1}{r^{2-1/a}}$; т. е. $2 - 1/a = \dfrac{d \lg q}{d \lg r}$; б) зная a можно оценить $a_ф$ из условия спада функции $\Phi = r^{1/a-1}\dfrac{d}{dr}qr^{2-1/a} = rq'_r + \left(2 - \dfrac{1}{a}\right)q \sim f^2\left(\dfrac{r}{a_ф}\right)$; спад Φ в e^2 раз характеризует $a_ф$; в) из величины $q(r=0) = P\Delta/[\pi a_ф^2 v_ф(2a-1)]$ можно оценить параметр Δ, т. е. величину "протяжки" фокуса $l_ф \approx 2\Delta(e^{1/a} - 1)$ (по спаду $I(r)$ в e^2 раз). Так были обсчитаны результаты случая A ($a_о = 50$ мкм, $L = 10$ см) и для $P = 20$, 70 и 130 кВт получены соответственно величины $a = 0{,}85$; 0,67; 0,67; $a_ф = 6$; 12; 12 мкм и $l_ф = 2{,}8$; 1,4; 0,57 см (что почти на порядок превышает френелевские длины).

2. При малом сжатии луча ($a \sim a_о$) (при $F = 10$ см) предыдущая экстраполяция может быть не применима. Полагая, например, в безаберрационном случае $a^2 = a_о^2 + A[P_{кр} - P(t)]z^2$, что при $P > P_{кр}$ дает $a^2 = a_о^2\left(1 - \dfrac{z^2}{z_ф^2}\right)$, т. е. только при $z - z_ф \ll z_ф$ получим $a \sim (z - z_ф)^a$, причем в этом случае $a \approx 1/2$. Поскольку, в случае $Б$ рассматриваются $r \geqslant a_о$, то почернение пленки может быть связано с дофокусной стадией. Полагая $I = \dfrac{P(t)}{\pi a^2(t)}$ и $q = \int_0^{t_r} I\,dt$, где t_r – момент времени прохождения конуса излучения через точку приема, определяемый из условия $a^2 = r^2 = a_о^2 + A[P_{кр} - P(t_r)]z^2$ и полагая для простоты, что интересующее нас почернение происходит на квазилинейной части нарастания мощности $P(t) = \dot{P}t$ получим: $q \sim \left(\dfrac{r^2}{a_D^2} - \ln\dfrac{r^2 e}{a_D^2}\right)$, где $a_D^2 = a_о^2 + z^2\theta_D^2$, a_D – размер дифракционно уширенного луча на расстоянии z. При $r^2/a_D^2 \ll 1$, что заведомо выполняется как в случае A, так и в случае $Б$, получим, что $q \sim -\ln\{r^2 e/a_D^2\}$ или $q'_r \sim r_D/r$, т. е. $\ln|q'_r| \sim -\ln r$. Отметим, что эта зависимость справедлива и при $r \leqslant a_о$, так как единственным условием приближения было $r \ll a_D$. Поэтому по резкому изменению наклона зависимости $\ln|q'_r|$ от $|\ln r|$ можно оценить величину $a_ф$, характеризующую конечные поперечные размеры фокуса. По данным $a_ф$ можно определить эффективную длину "фокуса" $l_ф$, на которой интенсивность падает в e^2 раз, из выражения $q(0) = \dfrac{P}{\pi a_ф^2}\,\dfrac{l_ф}{v_ф}$. Так были обсчитаны результаты случая $Б$ ($a_о = 10$ мкм) и получены величины: для $P = 40$ кВт – $a_ф = 12$ и 16 мкм и

$l_ф = 2{,}5$ и $4{,}3$ см для $L = 5$ и 10 см соответственно и для $P = 100$ кВ $- a_ф = 6$; 12; 30 мкм и $l_ф = 0{,}17$; 1; 3,5 см для $L = 1$, 5 и 10 см соответственно. Все $l_ф$ на порядок превосходят френелевские длины. Объяснение длины "фокуса" не как протяжки, а как каустики не проходит, так как в случае каустики в каждое сечение фокусируется малая часть мощности участка пучка, что при заданном почернении и радиусе еще более удлинит "фокус".

При оценках использованы минимальные значения скорости пересечения фокусом плоскости наблюдения (в большинстве случаев место образования фокусов лежит внутри кюветы $z_{обр} < L$).

В формулу для q подставлена полная мощность P, так как в случае если в фокус входит только $P_{кр}$, для полного q необходимо умножить на число фокусов $\nu = P/P_{кр}$, т. е. все равно $q \sim P$.

Из данных, приведенных выше видно:

а) показатель a в большинстве случаев близко к 2/3;

б) величина $a_ф$ существенно меньше размера $a_{q/e}$, оцененного по спаду q в e раз;

в) длина "фокуса" во много раз превышает френелевскую длину $l_{фр}$. Это свидетельствует о том, что наблюдаемый фокус является отрезком волновода, причем длина волновода $l_ф$ определяется релаксацией нелинейности [13], т. е. путем, проходимым фокусом за время релаксации $l \approx v_ф \tau_{рел}$, где $\tau_{рел} = 5 \cdot 10^{-11}$ сек для нитробензола.

По данным теорий особенность схлопывания имеет степень $a = 1/4$ [6] $a = 2/3$ [8] (по-видимому, вывод некорректен) $a = 1/2$ [7], $a = 1$ [12] и вид $E \sim \left(\frac{|\ln x|}{x}\right)^{1/2}$ [11], где $x = z - z_ф$ в безразмерных величинах. Для удобства сравнения последнюю функцию запишем в виде $\left(\frac{|\ln x|}{x}\right)^{1/2} \sim \frac{1}{x^{a(x)}}$, откуда получим $a = \frac{1}{2} + \frac{\lg|\ln x|}{2|\lg x|} \approx \frac{2}{3}$ в интересующем нас диапазоне $x \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$. Именно около этой величины $a = 2/3$ ложатся экспериментальные данные в случае A, когда сжатие луча сильное $a << a_o \approx 50$ мкм (отметим, что $a = a(x)$ и меняется от 1/2 до 1/2 при $x \in 10 \div \infty$ со слабым максимумом $a_m = 0{,}7$ при $x = 10^{-e}$).

В случае $Б$ для $L = 5 \div 10$ см, $a_ф \approx a_o = 10$ мкм, т. е. при малых начальных размерах луча схлопывание практически отсутствует. Поэтому, в частности, можно утверждать, что в первых экспериментах по самофокусировке луча в жидкости [14] нити из фокуса представляли собой отрезки волноводов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 января 1979 г.

Литература

[1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.

[2] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. УФН, 93, 19, 1967.

[3] Г.А.Аскарьян. УФН, 111, 249, 1973.

[4] P.L.Kelley. Phys. Rev. Lett., 15, 1005, 1965.
[5] M.M.T.Loy, Y.R.Shen. IEEE. J. QE-9, 409, 1973.
[6] E.L.Dawes, J.H.Marburger. Phys. Rev., 179, 862, 1969.
[7] В.Н.Луговой, А.М.Прохоров. УФН, 111, 203, 1973.
[8] В.Е.Захаров, В.С.Сынах. ЖЭТФ, 68, 940, 1975.
[9] Т.А.Горбушина, Л.М.Дегтярев, В.В.Крылов. Препринт ИПМ, №51, 1976.
[10] Л.М.Дегтярев, В.В.Крылов. ЖВМ и МФ, 17, 1523, 1977.
[11] С.Н.Власов, Л.В.Пискунова, В.И.Таланов. ЖЭТФ, 75, 1602, 1978.
[12] Г.М.Фрайман. Автореферат диссертации, М., ФИ АН СССР, 1976.
[13] В.А.Петрищев, В.И.Таланов. Сб. Квантовая электроника. М., изд. Советское радио, №6, 35, 1971.
[14] Н.Ф.Пилипецкий, А.Р.Рустамов. Письма в ЖЭТФ, 2, 88, 1965.
[15] Г.А.Аскарьян, Х.А.Диянов, М.А.Мухамаджанов. Письма в ЖЭТФ, 14, 452, 1971.