О ВОЗМОЖНОМ ОБЪЯСНЕНИИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НИТЕЙ САМОФОКУСИРОВКИ

В.Н.Луговой, А.М.Прохоров

В последнее время были экспериментально обнаружены так называемые мелкомасштабные нити самофокусировки [1–3]. Объяснение существования этих нитей в настоящее время основывается на существовании стационарных (самоподдерживающихся) решений уравнений Максвелла в нелинейной среде [2,4–6]. В ряде работ (см., например, [1,3]) отмечаются трудности, с которыми сталкивается подобное объяснение. Нам представляется возможным другое объяснение явления. Это объяснение вытекает из анализа полученного в предыдущей работе [7] численного решения задачи о самофокусировке аксиально симметричного пучка. Согласно [7], если выполнено неравенство $E_0 > N_1/\sqrt{n_2 (ka)^2}$ при котором начальная мощность больше критической;) $N_1 \approx 2$, $n = n_0[1+(1/2)n_2 \cdot |E|^2]$ – зависящий от напряженности поля показатель преломления, a – начальный радиус пучка, $k = (2\pi/\lambda)n_0$) пучок разбивается на кольцевые зоны и происходит последовательная фокусировка всех этих зон в различных точках на оси (самоподдерживающихся каналов не получается). Точки фокусировки представляют малые (как в поперечном, так и в продольном направлениях) области с очень высокой концентрацией энергии. Размеры этих областей (получаемые в численном решении без учета ВКР, ВРМБ и т.д.) в основном не превосходят в поперечном направлении 1/500 доли начальной ширины пучка и в продольном направлении – 1/200 доли их расстояния до начального сечения; интенсивность в их центре, по крайней мере, в 500 раз больше начальной интенсивности на оси пучка. С физической точки зрения мы имеем дело с "яркими точками" очень малых размеров. При больших превышениях начальной мощности над критической эти точки располагаются близко одна от другой. Расстояния в образуемой ими конечной цепочке оказываются значительно меньше промежутка между ее началом и входной плоскостью нелинейной среды. В идеальном аксиально симметричном пучке вся эта цепочка получается на его оси и тем самым лежит на одной пространственной прямой. Разумеется, в реальном пучке (даже близком к аксиально симметричному) появится разброс ярких точек в поперечном направлении. Можно лишь утверждать, что этот разброс будет значительно меньше первоначальной ширины пучка.

Такая картина получается при заданной начальной мощности. В то же время существенным обстоятельством, относящимся ко всем проделанным экспериментам по самофокусировке, является плавное (по отношению к времени установления эффекта Керра) нарастание мощности пучка в начальном сечении. Поэтому необходимо провести анализ рассматриваемого решения с учетом получаемого в лазерах с модулированной добротностью изменения во времени генерируемой мощности. Поскольку продольное расположение всех областей высокой концентрации энергии существенно зависит от мощности пучка в начальном сечении, то мы сразу приходим к выводу, что все эти области будут двигаться по направлению вдоль оси пучка в соответствии с огибающей лазерного импульса. Описываемые ими пространственные траектории дадут ряд нитей, направленных вдоль оси пучка и имеющих (для реальных пучков) случайный поперечный разброс вблизи этой оси. Исследование полученных в [7] решений при различных значениях начальной напряженности осевого поля показывает, что количество таких нитей будет зависеть от максимальной мощности лазерного импульса. При небольшом превышении над критической мощностью появится одна нить. Затем появятся следующие нити, причем их число будет расти с увеличением максимальной начальной мощности. Моменты t_m прохождения каждой яркой точки через выходную плоскость среды (равно как и через любую фиксированную плоскость внутри нее) будут различны, и соответствующие характерные времена Δt_m этого прохождения будут определяться формулой

$$\Delta t_m = \Delta z_m / v_m ,$$

где v_m – соответствующие скорости движения

$$v_m = N_{max} \frac{dz_m}{dN} \frac{d\phi}{dt}\Big|_{t=t_m} , \qquad (1)$$

Δz_m – продольные ширины областей высокой концентрации энергии;

$$N_{max} = E_{max}\sqrt{n_2 (ka)^2}\, ; \quad N = N_{max}\, \phi(t)\, ;$$

$E(r,0) = \phi(t) E_{max} \exp(-r^2/2a^2)$ – изменяющееся во времени начальное поле; функции $z_m(N)$ определяются приведенным в работе [7] графиком (дающим зависимость величин $(N z_m / ka^2)$ от N). Интересно оценить в типичных условиях скорости (v_m) движения областей высокой концентрации энергии и характерные времена (Δt_m) их пребывания в данной точке среды. Это одновременно позволит выяснить справедливость примененного выше квазистационарного подхода. Примем длительность лазерного импульса τ равной 20 *нсек* ($\phi(t) = \exp(-2t^2/\tau^2)$); значение N_{max} положим равным 7,5 (что означает: максимальная начальная мощность больше критической примерно в 15 раз); начальный радиус пучка a положим 0,25 *мм* и продольный размер Δz_m примем равным $5 \cdot 10^{-3} z_m$ $\lambda = 0{,}7 \cdot 10^{-4}$ *см*; $n_0 = 1{,}5$. Тогда для расстояния 10 *см* от входной плоскости среды и низших номеров $m = 1,2,3 \ldots$ получаем $v_m \approx 10^9$ *см/сек*, $\Delta t_m \approx 0{,}5 \cdot 10^{-10}$ *сек* (минимальное расстояние первой яркой точки от входной плоскости равно 5 *см*).

Из этих оценок видно, что характерные времена Δt_m не превосходят типичных значений времени установления эффекта Керра. Существенно также то, что для внеосевых областей пучка пространственный масштаб продольной неоднородности поля во много раз больше интервалов Δz_m и, следовательно, характерное время изменения поля в этих областях значительно больше характерных времен Δt_m. Тем самым мы приходим к выводу, что действительно, в рассмотренных условиях в каждый момент устанавливается квазистационарная картина, соответствующая заданному значению изменяющейся во времени начальной мощности. Следует также отметить, что характерные времена Δt_m во много раз возрастают в "точках поворота" (определяемых условием $(d\phi/dt) = 0$). Поэтому можно ожидать, что процессы, происходящие в веществе при высоких концентрациях энергии, но требующие достаточного времени развития (например, пробой в жидкости), проявятся, в первую очередь, в точках поворота областей высокой концентрации энергии. Ясно также, что наличие дополнительных явлений в ярких точках (ВКР, ВРМБ, пробой, двухфотонное поглощение и т.д.) может повлиять на ряд количественных характеристик (реально достижимую концентрацию энергии этих точек, их размеры и относительное расположение), но не внесет качественных изменений в полученную картину. Для более коротких лазерных импульсов может оказаться, что квазистационарная картина успевает установиться только во внеосевой части пучка. В этом случае конечное время установления эффекта Керра может тоже оказать влияние на достижимую концентрацию энергии ярких точек. Для сверхкоротких лазерных импульсов будут существенны все переходные процессы.

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

Поступило в редакцию
6 декабря 1967 г.

Литература

[1] R.G.Brever, J.R.Lifsitz. Phys. Lett., 23, 79, 1966.
[2] R.Y.Chiao, M.A.Johnson, S.Krinsky, H.A.Smith, C.H.Townes, E.Garmire. IEEE J. of Qiantum Electronics, QE-2, 467, 1966.
[3] В.В.Коробкин, Р.В.Серов. Письма ЖЭТФ, 6, 642, 1967.
[4] В.И.Таланов. Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 7, 564, 1964.
[5] R.Y.Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys. Rev.Lett., 13, 479, 1964.
[6] В.И.Беспалов, В.И.Таланов. Письма ЖЭТФ, 3, 471, 1966.
[7] А.Л.Дышко, В.Н.Луговой, А.М.Прохоров. Письма ЖЭТФ, 6, 655, 1967.