

В. Н. Луговой, А. М. Прохоров. Самофокусировка интенсивных световых пучков

Явление самофокусировки¹ интенсивных световых пучков происходит в средах с зависящим от интенсивности света показателем преломления. Зависимость показателя преломления от интенсивности света может быть связана с различными физическими процессами в материальной среде. Наибольшее внимание сразу привлекла так называемая керровская самофокусировка²⁻¹⁵, при которой зависимость показателя преломления от амплитуды $|E|$ колебаний электрического поля обусловлена эффектом Керра: $n = n_0 (1 + \frac{1}{2} n_2 |E|^2)$, $n_2 > 0$. Само явление самофокусировки начинается с того, что луч создает в начальном слое среды распределенную линзу, которая затем фокусирует этот луч, если его начальная мощность P превышает некоторое критическое значение $P_{кр}$ ^{2, 8}. В 1964 г. Чао, Гармайр и Таунс² предположили, что за точкой фокусировки получается стационарный (по времени) режим волноводного распространения луча в виде тонких нитей с большой плотностью энергии (нити самофокусировки). Затем в работе³ и в более поздних работах^{4-7, 13-15} было сообщено об экспериментальном наблюдении нитей самофокусировки. После этого концепция стационарного волноводного распространения лазерного луча в нелинейной среде оказалась общепринятой, несмотря на ее отчасти постулативный (с теоретической точки зрения) характер.

Для теоретического решения данной задачи, не связанного с какими-либо произвольными допущениями о поведении пучка за точкой фокусировки, очевидно, надо достаточно полно исследовать эволюцию светового луча, распространяющегося в глубь нелинейной среды при заданном распределении в начальной плоскости ($z = 0$), отвечающем реальным условиям. Если распределение в начальной плоскости принимается стационарным, то поле в среде будет также стационарным. При этом уравнение для медленно меняющейся (по пространству) комплексной амплитуды E колебаний электрического поля в аксиально-симметричном пучке может быть записано в виде^{2, 8-12}

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + 2ik \frac{\partial E}{\partial z} + k^2 n_2 |E|^2 E = 0 \quad (1)$$

($k = \omega n_0/c$). Правильное аналитическое решение этого уравнения было получено в работе ¹². Однако оно справедливо лишь вблизи границы среды и в узком интервале значений начальной мощности светового пучка. Ввиду сложности аналитического решения авторами настоящего доклада совместно с сотрудником Вычислительного центра АН СССР А. Л. Дышко в 1967 г. была использована ЭВМ для численного решения ¹⁶. Следует отметить, что численное решение уравнения (1) было проведено еще в работе Келли ⁸. Расчеты показали, что интенсивность на оси пучка при приближении к фокусу сильно возрастает. Однако вопрос о том, что происходит с пучком света за фокусом, не рассматривался. Наши расчеты ¹⁶, выполненные без ограничения z , привели к следующей картине явления. При $P > P_{кр}$ в процессе распространения в нелинейной среде пучок как бы разбивается на кольцевые зоны и происходит последовательная фокусировка этих зон в различные точки на оси пучка. Эти точки (фокальные точки) представляют собой области малых размеров и высокой концентрации энергии. Их число является конечным и определяется превышением начальной мощности над критическим значением. При больших превышениях начальной мощности над критической фокальные точки располагаются близко одна к другой.

Такая картина была получена для стационарного начального распределения. Однако в реальных условиях распределение луча в начальной плоскости не является стационарным, поскольку мощность лазерного луча изменяется во времени в соответствии с огибающей лазерного импульса (обычно гигантского). Вследствие этого наблюдаемая в реальных условиях картина будет существенно другой ¹⁷. Основное отличие этой картины от стационарной состоит в том, что фокальные точки движутся. Они могут останавливаться лишь в отдельные моменты времени. Пространственные траектории движущихся фокальных точек представляют собой тонкие нити, направленные вдоль оси пучка. При интегральном во времени экспериментальном наблюдении траектории движущихся фокальных точек должны восприниматься как нити самофокусировки.

Таким образом, в работе авторов ¹⁷ была высказана новая точка зрения на процесс керровской самофокусировки, отличающаяся от концепции волноводного распространения. В дальнейшей работе ¹⁸ теория фокальных точек была обобщена на случай, когда лазерный луч предварительно проходит через собирающую линзу и лишь после этого попадает в исследуемую среду. В работе ¹⁹ была развита также теория керровской самофокусировки пикосекундных лазерных импульсов и выяснено, что для таких импульсов особенностью картины самофокусировки тоже являются движущиеся фокальные точки. В работе ²⁰ установлено, что наличие дополнительного явления вынужденного комбинационного рассеяния при самофокусировке может влиять на реально достижимую концентрацию энергии в фокальных точках и их размеры, не изменяя самой картины явления самофокусировки.

В последнее время были проведены специальные эксперименты для решения вопроса о том, происходит ли при самофокусировке волноводное распространение света или возникают движущиеся фокальные точки. В работах Коробкина и Алкока ²¹ и Лоу и Шена ²², выполненных с одномодовыми лазерами (т. е. в условиях, отвечающих исходным предположениям теории), было установлено, что в этих условиях при самофокусировке наблюдаются движущиеся фокальные точки, а не волноводное распространение света.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ 42, 1567 (1962).
2. R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes, Phys. Rev. Lett. 13, 479 (1964).
3. Н. Ф. Пилипецкий, А. Р. Рустамов, Письма ЖЭТФ 2, 88 (1965).
4. Y. R. Shen, Y. J. Shahaam, Phys. Rev. Lett. 15, 1008 (1965).
5. P. Lallemand, N. Bloembergen, Phys. Rev. Lett. 15, 1010 (1965).
6. E. Garmire, R. Y. Chiao, C. H. Townes, Phys. Rev. Lett. 16, 347 (1966).
7. C. C. Wang, Phys. Rev. Lett. 16, 344 (1966).
8. P. L. Kelley, Phys. Rev. Lett. 15, 1005 (1965).
9. В. И. Таланов, Изв. вузов (Радиофизика) 7, 564 (1964); Письма ЖЭТФ 2, 218 (1965).
10. A. Pieka, IEEE, J. Quan. Electron. 2, 249 (1966).
11. С. А. Ахманов, А. П. Сухорук, П. В. Хохлаев, УФН 93, 19 (1967).
12. В. Н. Луговой, ДАН СССР 176, 58 (1967).
13. R. G. Brewer, I. R. Lifshitz, Phys. Rev. Lett. 23, 79 (1966).
14. R. Y. Chiao, M. A. Johnson, S. Krinsky, H. A. Smith, C. H. Townes, E. Garmire, IEEE, J. Quan. Electron. 2, 467 (1966).
15. В. В. Коробкин, Р. В. Серов, Письма ЖЭТФ 6, 642, 1967.
16. А. Л. Дышко, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 6, 655 (1967).
17. В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 7, 153 (1968).

18. А. Л. Дышко, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, ДАН СССР 188, 792 (1969).
19. А. А. Абрамов, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 9, 675 (1969).
20. А. Л. Дышко, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров, Препринт] ФИАН, 1970.
21. V. V. K o g o b k i n, A. J. A l s o c k, Phys. Rev. Lett. 21, 1433 (1968).
22. M. T. L o u, Y. R. S h e n, Phys. Rev. Lett. 22, 994 (1969).