

ИССЛЕДОВАНИЕ САМОФОКУСИРОВКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА

В.В. Коробкин, Р.В. Серов

Исследование самофокусировки, предсказанной Аскарьяном в 1962 г. [1], привлекает в последнее время внимание многочисленных исследователей. Теоретический расчет пороговой мощности и длины самофокусировки был выполнен в работах [2,3]. Уже первый эксперимент [4] показал, что самофокусировка пучка как целого не происходит, входящий пучок разбивается на отдельные нити. Объяснение этого факта было дано в работе Беспалова и Таланова [5], в которой было показано, что плоская электромагнитная волна в нелинейном диэлектрике неустойчива при мощности, гораздо больше пороговой.

Большинство авторов указывает на определяющую роль эффекта Керра для жидкостей с большой анизотропией поляризуемости. Однако в работе [6] наблюдались нити с поперечником ~ 2 мк, существование которых авторы не смогли объяснить с помощью только этого механизма. Не совсем ясно в настоящее время, какой механизм ограничивает схлопывание луча и какие предельные напряженности поля могут быть получены при самофокусировке.

В настоящей работе, основные результаты которой были получены в начале 1967 г. и доложены на Всесоюзном семинаре по самофокусировке в г. Горьком (апрель 1967), исследовалась самофокусировка излучения с длиной волны 1,06 мк при различных входных мощностях. В эксперименте использовался неодимовый лазер с модулированной добротностью. В качестве модулятора использовалась вращающаяся призма. Лазер работал на моде ТЕМ₀₀, что достигалось помещением внутрь резонатора специальной диафрагмы ϕ 1,5 мм. Максимальная выходная мощность лазера в этом режиме составляла 7 Вт.

Излучение лазера проходило через кювету с длиной 10 см, находящуюся на расстоянии 60 см от диафрагмы, т.е. за френелевским фокусом. Распределение излучения на входе в кювету показано на рис. 1, а (см. вкл.). В излучении имеется центральный максимум с размером $d = 0,5$ мм и последующие френелевские кольца. Максимальная напряженность поля в центре пучка составляла $5,4 \cdot 10^5$ в/см. Прошедшее через кювету излучение с

помощью микрообъектива фотографировалось на пленку. Эти фотографии для CS_2 при различных напряженностях поля в максимуме показаны на рис. 1, б-е. При очень слабом поле ($E = 1,5 \cdot 10^5$ в/см), распределение равномерное. При повышении напряженности поля до $2 \cdot 10^5$ в/см в центре появляется канал диаметром 30 мк (рис. 1, в). При дальнейшем увеличении поля из канала развивается нить диаметром 3 мк (рис. 1, г). Иногда наблюдается несколько таких нитей. При увеличении поля до $2,7 \cdot 10^5$ в/см образуются следующие каналы на расстоянии 50:100 мк от первого (рис. 1, д). Эти каналы в свою очередь при повышении поля разбиваются на несколько нитей с размером 2:3 мк (рис. 1, е).

Образование первого канала хорошо согласуется с расчетом Келли [3], который для длины самофокусировки получил выражение

$$Z_f = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{n_0}{n'_2}} \frac{1}{E - E_{кр}}$$

Для $Z_a = 0,5$ мм, $E = 1,5 \cdot 10^5$ в/см и $n'_2 = 1,8 \cdot 10^{-11}$ получаем $Z_f = 9$ см.

При повышении поля до $2,8 \cdot 10^5$ в/см входное излучение становится неустойчивым по отношению к амплитудным возмущениям, и наблюдается разбивка на несколько каналов. Действительно, согласно работе [5] характерный поперечный размер неустойчивости

$$\Lambda_1 = \frac{\lambda}{n_0 E \sqrt{8 n'_2}} \quad (2)$$

при $E = 2,8 \cdot 10^5$ в/см равен 100 мк, что в 5 раз меньше диаметра входящего излучения.

Разбивка канала на отдельные нити также, по-видимому, является следствием неустойчивости. Из (2) следует, что в каждом канале локализуется мощность порядка критической. Поэтому дальнейшая разбивка должна быть связана с уменьшением критической мощности. Это может быть объяснено добавлением еще одного механизма изменения показателя преломления. Таким механизмом может быть стрикция, которая для тонких каналов должна играть существенную роль (так как для ее диаметра ~ 2 мк время установления около 10^{-9} сек) или нелинейная электронная поляризуемость.

При напряженности входного поля $2,3 \cdot 10^5$ в/см в каналах наблюдается пробой и образование плазмы. Фотография кюветы сбоку показана на рис. 2 (см. вкл.). Видно, что пробой носит дискретный характер, причем среднее расстояние между искрами $\sim 3:5$ мм. Одним из возможных механизмов дискретного образования искр может являться продольная неустойчивость самофокусированного канала, описанная в работе [6]. Другим механизмом могут быть пространственные биения между различными частотными компонентами излучения лазера или пространственными биениями между излучением лазера и компонентами вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна аналогично тому, как в работе [7] на-

блюдались биения между излучением лазера и стоксовой компонентой комбинационного рассеяния.

Образование искр показывает, что в некоторых случаях именно ионизация ограничивает повышение мощности в канале.

Пробой наблюдался в сероуглероде и нитробензоле, в толуоле пробоя не было.

В заключение авторы благодарят Г.А.Аскарьяна за полезные обсуждения.

О наблюдении пробоя в нефокусированном луче сообщается также в работе [8], содержание которой стало известно авторам после написания данной статьи.

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

Поступило в редакцию
22 июня 1967 г.

Литература

- [1] Г.А.Аскарьян, ЖЭТФ, 42, 1597, 1967.
- [2] R.Y.Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
- [3] Kelley. Phys.Rev.Lett., 15, 1005, 1965.
- [4] Н.Ф.Пилипецкий, А.Р.Рустамов. Письма ЖЭТФ, 2, 88, 1965.
- [5] В.И.Беспалов, В.И.Таланов. Письма ЖЭТФ, 3, 471, 1966.
- [6] R.C.Breuer, I.R.Lifsitz. Phys.Rev.Lett., 23, 79, 1966.
- [7] R.C.Breuer, C.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 18, 196, 1967.
- [8] T.Bergqvist, B.Kleman, P.Wahren. Arkiv for Fysik, 34, 81, 1967.