

УДК 621.375.82

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Ю. И. БОЙКО, А. К. ЕМЕЦ

**ИССЛЕДОВАНИЕ САМОФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЩЕЛОЧНОГАЛОИДНЫМИ МОНОКРИСТАЛЛАМИ ПО ДАННЫМ
ОБ ЭФФЕКТЕ СМЕЩЕНИЯ ОЧАГА РАЗРУШЕНИЯ**

(Представлено академиком П. А. Ребиндером 29 XII 1971)

1. Известно, что мощный пучок света, распространяясь в среде, показатель преломления которой зависит от интенсивности световой волны, может самофокусироваться ⁽¹⁾. В первом приближении показатель преломления такой среды описывается соотношением

$$n = n_0 + n_2 E^2, \quad (1)$$

где n_0 — показатель преломления «невозмущенной» (линейной) среды, n_2 — коэффициент, характеризующий нелинейные свойства среды, E — амплитуда поля волны. В этом случае рассматриваемая среда в определенной мере эквивалентна собирающей линзе с фокусным расстоянием, зависящим от характера пространственного распределения и величины интенсивности светового пучка, а также от свойств самой среды.

Явление самофокусировки приводит к тому, что для сфокусированного лазерного луча область максимальной интенсивности смещается в сторону источника света, т. е. эффективное фокусное расстояние системы «линза + + нелинейная среда» уменьшается ⁽²⁾. Если при этом выходная мощность лазерного пучка такова, что мощность в фокусе достигает пороговой величины P_{kp} , определяемой «оптической прочностью» материала, то происходит разрушение вещества, локализованное на некотором расстоянии перед фокальной точкой системы «линза + среда», рассчитанной без учета нелинейных свойств среды. Такое влияние эффекта самофокусировки на процесс разрушения лазерным пучком в случае щелочногалоидных кристаллов было отмечено в работе ⁽³⁾.

В данной статье излагаются результаты экспериментального исследования процесса разрушения некоторых щелочногалоидных монокристаллов лазерным лучом в связи с возможным вкладом эффекта самофокусировки. Цель работы — получение количественных данных о величине эффекта, а также получение сведений о параметрах, характеризующих нелинейные свойства исследуемых кристаллов.

2. Опыты проводились с образцами монокристаллов KCl и KBr. В качестве источника мощного светового излучения использовался лазер на неодимовом стекле ($\lambda = 1,06 \mu$), работавший в режиме свободной генерации; время импульса $\tau = 10^{-4}$ сек., максимальная энергия излучения 16 дж. Образец имел форму параллелепипеда с размерами $30 \times 30 \times 100$ мм³, все грани которого представляли собой плоскость (100). Лазерный пучок, сфокусированный линзой с фокусным расстоянием 55 мм, направлялся перпендикулярно грани с минимальной площадью. Наблюдение велось за положением разрушения в объеме образца, характеризуемого расстоянием от передней грани кристалла до фокуса системы (L), в зависимости от расстояния между фокальной плоскостью линзы и передней гранью кристалла (l) (см. рис. 1). В опытах с образцами одного сорта энергия излучения поддерживалась постоянной и подбиралась такой, чтобы область разрушения имела минимальные размеры. На рис. 1 в каче-

стве примера приведена фотография смещенного очага разрушения в монокристалле KBr. Количественные результаты приведенных опытов изображены на рис. 2 и рис. 3.

3. Для слабо сходящегося пучка света положение фокальной точки системы «линза + кристалл» в отсутствие нелинейных свойств можно найти, пользуясь очевидным соотношением геометрической оптики

$$L \simeq n_0 l. \quad (2)$$

Учет нелинейности среды в приближении геометрической оптики приводит к соотношению

$$L \simeq \frac{n_0}{4} \frac{a^2}{f} \left(\frac{c}{n^2} \right)^{1/2} P^{-1/2} \sim l^2, \quad (3)$$

где c — скорость света в вакууме, a — эффективный радиус пучка на входе в нелинейную среду, f — параметр, описывающий отклонение профиля интенсивности лазерного пучка от гауссовой формы, а P — выходная мощность лазера ⁽⁴⁾. Величину f мы оценили по распределению интенсивности в сечении падающего лазерного пучка, которое мы изучили фотографически. Было обнаружено, что в наших экспериментах кривизна профиля

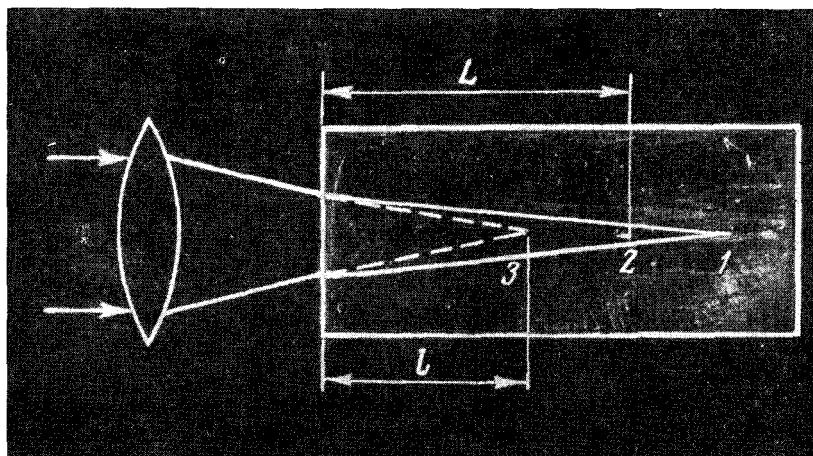


Рис. 1. Смещение очага разрушения к источнику излучения в случае кристаллов KBr

интенсивности излучения была меньше, чем в случае с гауссовой формой профиля, и для f получилась величина порядка 5. Таким образом, измерив величины, характеризующие сам лазерный пучок и получив зависимость $L = L(l^2)$, можно из соотношения (3) определить коэффициент n_2 , описывающий нелинейные свойства исследуемого кристалла.

Как видно из рис. 2, для кристаллов KCl экспериментальные точки достаточно хорошо укладываются на прямую, построенную по формуле (2), что свидетельствует об отсутствии вклада самофокусировки в этих кристаллах при использованной мощности лазерного луча. В случае же кристаллов KBr очаг разрушения оказывается смещенным к источнику излучения (рис. 2, 3). График зависимости $L = L(l^2)$ для этих кристаллов изображен на рис. 3. При достаточно больших значениях плотности (малые значения l) полученная зависимость хорошо описывается соотношением (3). Результаты обработки экспериментальных данных показали, что для кристаллов KBr коэффициент $n_2 \simeq 3 \cdot 10^{-9}$ ед. CGSE. При значениях мощности падающего излучения лазера ниже некоторого значения $P^* \simeq 5 \cdot 10^6$ вт/см² наблюдается отклонение от прямолинейности (рис. 3).

4. Наблюдаемый вклад эффекта самофокусировки при разрушении лазерным пучком кристаллов КВг и полученное значение для n_2 довольно хорошо описывается, если предположить тепловой механизм самофокусировки в изучаемых кристаллах⁽⁵⁾. Действительно, величина n_2 в рамках этого механизма может быть оценена соотношением

$$n_2 \approx \frac{dn}{dT} \frac{\kappa n_0 \tau}{4\pi c_p \rho}, \quad (4)$$

где κ — коэффициент поглощения света в среде, ρ — плотность, τ — время импульса, dn/dT — результирующее значение производной показателя преломления по температуре. Величину dn/dT можно записать в форме

$$dn/dT = (dn/dT)_0 + \Delta, \quad (5)$$

где $(dn/dT)_0$ — производная, измеренная в равновесных условиях, а $\Delta = \frac{2}{3} \alpha \frac{(1-2v)}{(1-v)} \left(\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T$ (α — коэффициент теплового расширения, v — коэффициент Пуассона) — член, обусловленный существованием градиента интенсивности падающего лазерного пучка⁽⁶⁾. Значение величины Δ

Рис. 2. Положение очага разрушения в зависимости от расстояния между фокальной плоскостью линзы и передней гранью кристалла: 1 — расчетная по формуле (2) для кристалла KBr; 2 — кристалл KCl; 3 — кристалл KBr

Рис. 3. Зависимость $L(l^2)$ для кристалла

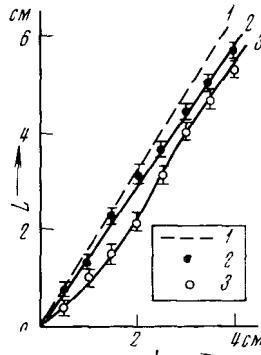


Рис. 2

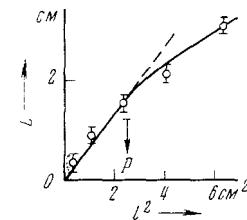


Рис. 3

при различных температурах можно рассчитать, используя литературные данные о температурной зависимости коэффициента теплового расширения.

Для определения величины $(dn/dT)_0$ в широком температурном интервале нами были проведены специальные измерения. Образец кристалла KBr в виде трехгранной призмы с тщательно полированными гранями помещался в высокотемпературную камеру, в которой имелись специальные прорези для падающего и преломленного луча. В случае параллельного монохроматического пучка света при падении на грань призмы справедливо соотношение

$$n^2 = \sin^2 i + (\sin r + \cos \beta \sin i)^2 / \sin^2 \beta, \quad (6)$$

где β — угол призмы, i — угол падения пучка на переднюю грань, r — угол выхода светового пучка. Задав значения β и i и измерив r при различных температурах, можно получить сведения о $n_0 = n_0(T)$ и $(dn/dT)_0 = \varphi(T)$.

Сравнение экспериментально найденных значений $(dn/dT)_0$ и расчетных величин Δ показало, что в случае кристаллов KBr при температурах выше $0,6T_{\text{пл}}$ результирующее значение производной dn/dT может принимать положительные значения, а значит, становится возможным проявление эффекта самофокусировки по тепловому механизму⁽⁷⁾. Подставив значения соответствующих констант и найденное значение $dn/dT \approx 5 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹ в соотношение (4), получили для величины $n_2 \approx 10^{-9}$ ед.

CGSE, что хорошо согласуется с измеренным значением n_2 по смещению очага разрушения.

Отклонение зависимости $L = L(l^2)$ от прямолинейности при значениях мощности падающего излучения ниже P^* (т. е. невыполнимость соотношения (3) (см. рис. 2)) может быть обусловлено тем, что именно при этой интенсивности в области воздействия пучка в образце достигается необходимая температура, при которой изменяется знак производной dn/dT .

Таким образом, как свидетельствуют описанные опыты, в кристалле КВг возможно проявление эффекта самофокусировки, обусловленное неоднородным нагревом среды в зоне прохождения лазерного пучка. Следует заметить, что вопрос о механизме нелинейного поглощения света, приводящего к существенному повышению температуры в области воздействия лазерного пучка, остается открытым.

Авторы выражают благодарность Я. Е. Гегузину за участие в обсуждении результатов работы.

Харьковский государственный университет
им. А. М. Горького

Поступило
24 XII 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, УФН, **93**, 19 (1967).
- ² С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ, **50**, 1537 (1966).
- ³ Н. И. Алексеев, Н. В. Волкова и др., ФТТ, **10**, 2403 (1968). ⁴ C. C. Wang, Phys. Rev. Lett., **16**, 344 (1966). ⁵ А. Г. Литвак, Письма ЖЭТФ, **4**, 341 (1966).
- ⁶ Г. М. Зверев, Е. А. Левчук и др., Письма ЖЭТФ, **11**, 177 (1970). ⁷ Ю. И. Бойко, А. А. Либенсон, ФТТ, **13**, 684 (1971).