А. П. Сухоруков. Тепловые самовоздействия интенсивных световых волн.

Распространение световых волн в поглощающих средах до последнего времени изучалось лишь в рамках учета комплексного характера диэлектрической проницаемости. Вместе с тем для интенсивных волн нельзя не учитывать другой стороны диссипационных процессов, а именно нагрева среды. Изменение свойств среды с повышением температуры, в частности показателя преломления, $n = n_0 + (dn/dT)\,T$, может существенным образом повлиять на условия распространения ограниченных световых пучков. Действительно, неравномерный нагрев среды приводит к образованию тепловых линз, непрерывно распределенных вдоль пучка.

Как показали недавние исследования, тепловые эффекты играют в ряде случаев преобладающую роль среди других механизмов самовоздействия, таких, как высокочастотный керр-эффект, электрострикция. В качестве отличительных черт тепловых самовоздействий можно указать следующие:

1. Температурные изменения показателя преломления одинаково эффективны во всех средах: жидкостях, твердых веществах, газах: $dn/dT = 10^{-4}$—10^{-6} *град*$^{-1}$.

2. Тепловые самовоздействия играют большую роль не только в средах с большим поглощением ($\delta \approx 0{,}1$ *см*$^{-1}$), но и в практически прозрачных средах ($\delta \approx 1$ *км*$^{-1}$).

3. Проявление тепловых оптических эффектов может быть совершенно различным в зависимости от знака производной dn/dT. В средах с $dn/dT < 0$ гауссовы пучки самодефокусируются, а в средах с $dn/dT > 0$ — самофокусируются.

4. Тепловые линзовые эффекты наблюдаются как в полях непрерывного излучения с мощностью ~ 1 *вт*, так и в полях мощных импульсов с энергией ~ 1 *дж*. Особенно следует подчеркнуть, что тепловые самовоздействия покончили с монополией импульсных твердотельных лазеров в области самофокусировки.

5. Следует отметить также, что действие тепловых линз в жидкостях и газах зависит от движения среды, вызванного конвекцией или сторонними источниками (ветром, течениями). Здесь возникает новое явление — отклонение светового пучка под действием бокового ветра.

В докладе рассматривается круг вопросов, изучавшихся на физическом факультете Московского университета [1-4]. Необходимо сказать, что наши исследования проводились наряду с работами других советских и зарубежных физиков (J. R. Whinnery, А. Г. Литвака, Ю. П. Райзера, P. L. Kelley и др.), внесших большой вклад в изучаемую проблему.

Рассмотрим теперь основные закономерности протекания тепловых самовоздействий в различных условиях.

1. Тепловая самофокусировка в твердых телах, $LiNbO_3$ ($dn/dT > 0$). К этому классу веществ относятся различные сорта стекол, кристалл $LiNbO_3$ и пр. Некоторые вопросы теории тепловой самофокусировки впервые были рассмотрены Литваком [6].

а) *Стационарный режим.* Расстояние, на котором сфокусировался бы пучок вследствие одной лишь нелинейной рефракции, можно просто рассчитать на основе известной формулы для неоднородных сред

$$R_т = a\,(n_0/|\,\Delta n\,|)^{1/2}, \qquad (1)$$

где $\Delta n = (dn/dT)\,\Delta T$, ΔT — разность температур в центре пучка и на его периферии, a — радиус пучка. В данном случае $\Delta T \approx \delta P/\varkappa$ и $R_т \approx a\,[n_0\varkappa/(dn/dT)\,\delta P]^{1/2}$ ($\varkappa$ — коэффициент теплопроводности, P — мощность пучка). Однако на распространение пучка всегда влияют дифракционные эффекты, стремящиеся расширить его на длинах порядка $R_д = ka^2/2$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Для тепловой самофокусировки пучка с дифракционной расходимостью необходимо, чтобы было $R_т < R_д$, или входная мощность пучка должна быть больше критической

$$P_{кр} = P_\infty\,[1 - \exp(-\delta R_д)]^{-1}, \quad P_\infty = \lambda\varkappa\,(dn/dT)^{-1}. \qquad (2)$$

В стеклах $P_\infty \approx 0{,}01$ *вт* и необходимая мощность лазерного пучка не превышает долей ватта. Напомним, что при керровской самофокусировке в жидкостях $P_{кр} \approx$ ≈ 100 *вт*, а при стрикционной — $P_{кр} \approx 1$ *Мвт*.

Поле в фокусе ограничивается в результате ослабления сил нелинейной рефракции по отношению к дифракционным по мере уменьшения радиуса пучка ($R_т/R_д \sim$ $\sim a^{-1}$). Так как с ростом поглощения нелинейность среды возрастает, а мощность пучка уменьшается, существуют оптимальные потери $\sim 50\%$ входной мощности, при которых интенсивность в фокусе максимальна.

При стационарной тепловой самофокусировке не происходит расслаивания на нити, как при керровской нелинейности. Это связано с тем, что крупномасштабные неоднородности волны самофокусируются быстрее (инкремент $\sim (R_т^2 - R_д^2)^{1/2}$); следовательно, пучок в целом схлопывается раньше, чем успевают развиться его возмущения.

Тепловая самофокусировка впервые наблюдалась в 1967 г. в нашей лаборатории при прохождении пучка аргонового лазера с $P < 1$ *вт* через тонкий кристалл $LiNbO_3$ длиной 4 *мм* [1]. В дальнейших опытах с протяженными образцами стекол длиной 10—30 *см* были реализованы условия внутренней самофокусировки (сначала за рубежом в США [8, 9], а несколько позже в нашей группе [3]).

б) *Нестационарный режим.* Градиент температуры устанавливается в пучке после начала лазерного импульса через время

$$\tau_т \approx \rho C_p a^2/\varkappa \qquad (3)$$

(*при* $a = 1$ *мм в стеклах* $\tau_т \approx 1$ *сек*). Очевидно, для импульсов длительностью $\tau_и \ll \tau_т$ теплопроводность становится не существенной и $\Delta T = (\delta/\tau_т)\int_{-\infty}^{t} P\,dt$. В этом случае фокальное расстояние $R_т(t)$ монотонно сокращается во время импульса и минимальная длина самофокусировки зависит от полной энергии импульса. По этой причине в условие нестационарной самофокусировки входит энергия, связанная с критической мощностью соотношением

$$W_{кр} = P_{кр}\tau_т. \qquad (4)$$

Обычно необходимы начальные энергии $\sim 0{,}01$ *дж*. В фокальной области, где радиус пучка сильно уменьшается, время нестационарности становится весьма малым и механизм теплопроводности начинает играть существенную роль, ограничивая поле в фокусе ($a_ф \sim a\,(\tau_и/\tau_т)^{1,2}$).

Рассмотренные особенности тепловой самофокусировки импульсов важны, в частности, при изучении картины пробоя кристаллов [10].

2. Ж и д к о с т и. В жидких средах, как правило, $dn/dT < 0$, что приводит к дефокусировке непрерывного излучения. Критические мощности, как и в случае твердых тел, составляют доли ватта.

Данный раздел является наиболее изученным как в экспериментальном, так и в теоретическом плане. Эффекты тепловой самофокусировки начали исследоваться раньше тепловой самофокусировки, с 1965 г. [5]. В настоящее время развита детальная теория большинства наблюдаемых явлений. Проведен анализ сферических аберраций тепловых линз, изучена зависимость расходимости пучка от его мощности, поглощения, протяженности среды.

Последний из эффектов положен в основу методики измерения предельно малых поглощений чистых жидкостей $\delta \approx 10^{-4}$ *см*$^{-1}$ по изучению дальнего поля пучка, прошедшего через кювету с жидкостью.

Картина дефокусировки сильно искажается при возникновении конвективных потоков, особенно при горизонтальном направлении распространения пучка.

Теория нестационарной дефокусировки импульсов впервые развивалась Райзером [7]. Им была проанализирована конкуренция тепловой дефокусировки и керр-эффекта и другие важные черты этих явлений.

3. Г а з ы. Температурные изменения показателя преломления газов, например воздуха, также достаточно велики: $dn/dT \approx 10^{-6}$ *град*$^{-1}$. Однако поглощение чистого, сухого воздуха в окнах прозрачности чрезвычайно мало: $\delta \approx 0{,}1$ *км*$^{-1}$. Для узкого пучка с $a \approx 1$ *мм* и $\lambda = 1$ *мкм* величина $\delta R_д \approx 10^{-4}$, т. е. во френелевой зоне пучка поглощается всего лишь 10^{-4} часть входной мощности. Поэтому, хотя по-прежнему $P_\infty = 0{,}01$ *вт*, однако критические мощности сильно возрастают, до 100 *вт*. Таким образом, в лабораторных условиях тепловые эффекты в воздухе начинают проявляться на уровне мощности непрерывного излучения ~ 1 *квт*. В нестационарном случае ($\tau_и < \tau_д$) $W_\infty = 10^{-4}$ *дж* и $W_{кр} \approx 1$ *дж*.

В естественных условиях ситуация существенно меняется из-за постоянного наличия ветров со скоростью $v \approx 1$ *м/сек*. Набегающий ветровой поток нагревается в области пучка за время $\tau_в \approx a/v$ и затем выходит из него, снося тепловые линзы. С наветренной стороны среда более холодная, и показатель преломления здесь больше, чем в центре пучка. В результате этого возникает явление отклонения светового пучка навстречу движению поглощающей среды (в среде с $dn/dT > 0$ пучок отклонялся бы по ветру). Этот эффект наблюдался экспериментально в потоках жидкости [3].

Критическая скорость ветра (из условия $\tau_в = \tau_т$) обратно пропорциональна радиусу пучка (в воздухе v (*м/сек*) $\approx 1/10a$ (*мм*)). Видно, что естественный ветер практически всегда будет влиять на тепловое самовоздействие непрерывного излучения. С учетом ветра критическая мощность тепловых эффектов сильно увеличивается — на один-два порядка: $P_{кр,\,в} = P_{кр}\tau_т/\tau_в$.

При распространении короткого импульса ($\tau_и \ll \tau_в$) влияние ветра несущественно и важно превышение его энергии над критической (4).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ахманов, Д. П. Криндач, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, Письма ЖЭТФ **7**, 509 (1967); Тезисы докладов на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967.
2. S. A. Akhmanov, D. P. Krindach, A. V. Migulin, A. P. Sukhorukov, R. V. Khokhlov, IEEE J. Quantum Electron, **QE-4**, 568 (1968).
3. С. А. Ахманов, Ю. А. Горохов, Д. П. Криндач, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, Тезисы докладов на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинеиной оптике, Киев, 1968; ЖЭТФ **57**, 16 (1969).
4. А. П. Сухоруков, Труды I Вавиловской конференции по нелинейной оптике (Новосибирск, июнь 1969 г.), Новосибирск, Изд. СО АН СССР, 1970.
5. J. P. Gordon, R. C. C. Leite, R. S. Moore, S. P. S. Porto, J. R. Whinnery, J. Appl. Phys. **36**, 3 (1965).
6. А. Г. Литвак, Письма ЖЭТФ **4**, 341 (1966).
7. Ю. П. Райзер, ЖЭТФ **52**, 470 (1967); Письма ЖЭТФ **4**, 124 (1966).
8. F. W. Dabby, J. R Whinnery, Appl. Phys. Lett. **13**, 284 (1968).
9. R. L. Carman, A. Mooradian, P. L. Kelley, A. Tufts, Appl. Phys. Lett. **14**, 136 (1968).
10. Г. М. Зверев, В. А. Пашков, ЖЭТФ **57**, 1128 (1969).