

энергий оптических переходов и соответствующих дипольных моментов с экспериментальными значениями указывает на применимость модели H_2^+ -иона для расчета электронной структуры и определения величины нелинейных оптических восприимчивостей F_2^+ -центров.

Авторы благодарны Л. В. Виноградовой и Н. И. Коротееву за помощь в работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Mollenauer L. F. Color Center Lasers Preprint of Bell Laboratories, 1980. [2] Herman R., Wallis M. C., Wallis R. F. Phys. Rev., 1956, 103, p. 87. [3] Bates D. R., Lensham K., Stewart A. L. Phil. Trans. Roy. Soc. (London), 1953, A246, p. 215. [4] Bates D. R. J. Chem. Phys., 1951, 19, p. 1122. [5] Bates D. R., Darling R. T. S. et al. Proc. Phys. Soc., 1953, A66, p. 1124. [6] Bates D. R., Darling R. T. S. et al. Proc. Phys. Soc., 1954, A67, p. 533. [7] Mollenauer L. F. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p. 1524. [8] Lin P., Yen R., Blombergen N. Appl. Opt., 1979, 18, p. 1015. [9] Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир, 1965.

Поступила в редакцию
09.11.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 621.372.325

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА СРЕД ПРИ ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

С. П. Чернов, А. В. Шепелев

(кафедра квантовой теории; кафедра квантовой радиофизики)

В последнее время появился ряд работ [1—4], посвященных исследованию эффекта нелинейного термического отражения (НТО), обусловленного наличием тепловой нелинейности у одной из сред, образующих границу раздела. Интерес к этому эффекту объясняется двумя причинами. Во-первых, несмотря на детальную изученность теплового самовоздействия, вопрос об отражении света от среды, обладающей тепловой нелинейностью, к 1978 г. был почти не изучен (имелась единственная работа [5]). Во-вторых, эффект НТО может быть использован для управления временными и пространственными характеристиками излучения.

Будем в дальнейшем называть самовоздействием тот случай, когда сам луч, претерпевающий отражение, нагревает поглощающую среду. Случай, когда нагрев поглощающей среды определяется в основном сторонним излучением, будем называть случаем стороннего нагрева.

Теория. Рассмотрим отражение от границы раздела, образованной прозрачным твердым телом и поглощающей жидкостью, которая обладает тепловой нелинейностью. Показатель преломления жидкости изменяется при ее нагреве следующим образом [6]:

$$n(T) = n_0 + \int_{T_0}^T \left\{ \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho + \alpha \rho \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T \right\} dT. \quad (1)$$

Здесь T_0 и T — начальная и конечная температуры, $n_0 = n(T_0)$, ρ — плотность, α — коэффициент термического расширения. Для малых $\Delta T = T - T_0$ и при постоянном давлении относительный показатель пре-

ломления равен

$$N = \frac{n(T)}{n_1} = N_0 - \delta \cdot \Delta T, \quad (2)$$

где δ — температурный коэффициент показателя преломления. Коэффициент отражения связан с относительным показателем преломления формулами Френеля.

В дальнейшем будем считать, что зависимость $N(T)$ определяется формулой (2); ограничения, возникающие в этом случае, будут подробно рассмотрены ниже.

Сторонний нагрев. Пусть из прозрачной среды 1 в поглощающую среду 2 распространяются две плоские волны и поглощающая среда нагревается в основном под действием одной из них. Пусть угол падения этой волны на границу раздела близок к нулю, а для другой несколько меньше угла полного внутреннего отражения. При изменении величины показателя преломления во втором знаке коэффициент отражения для случая нормального падения изменяется на доли процента, а для углов, близких к углу полного внутреннего отражения, — на десятки процентов. Поэтому зависимостью тепловыделения от показателя преломления можно пренебречь. Будем также считать, что теплофизические параметры не зависят от температуры.

Температура $T(x, t)$ определяется уравнениями теплопроводности для обеих сред, связанными на границе раздела граничными условиями четвертого рода.

Решение данной задачи было получено методом преобразования Лапласа. Температура поглощающей среды равна

$$T_2(x, t) = \frac{I}{Sc(1+K)} \left\{ \frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi a_2}} - \frac{1}{a_2 \sigma} [1 - e^{a_2 \sigma^2 t} (1 - \operatorname{erf} \sqrt{a_2 \sigma^2 t})] \right\} + \\ + \frac{x}{2\sqrt{\pi a_2}} \int_0^t \left[\frac{2\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi}} - \frac{1}{\sqrt{a_2 \sigma^2}} e^{a_2 \sigma^2 \tau} \cdot \operatorname{erf} \sqrt{a_2 \sigma^2 \tau} \right] e^{-\frac{x^2}{4a_2(t-\tau)}} d\tau + \\ + \frac{Kx}{2\sqrt{\pi a_2} \sigma a_2} \int_0^t [1 - e^{a_2 \sigma^2 \tau}] \frac{1}{(t-\tau)} e^{-\frac{x^2}{4a_2(t-\tau)}} d\tau.$$

Здесь c — теплоемкость поглощающей среды; $a_{1,2}$ — коэффициенты температуропроводности; $\lambda_{1,2}$ — коэффициенты теплопроводности; $K = (\lambda_1/\lambda_2) \sqrt{a_2/a_1}$ — коэффициент относительной тепловой активности; σ — бугеровский показатель поглощения. Ось x направлена по нормали к границе. Плотность мощности пучка I/S считалась постоянной.

В точке $x=0$ (на границе раздела) приближенное решение имеет вид

$$T_2(0, t) = T(t) \approx \frac{\sigma I}{Sc(1+K)} t \left[1 - \frac{4\sigma \sqrt{a_2}}{3\sqrt{\pi}} t^{1/2} \right]. \quad (3)$$

Полученное выражение имеет простой физический смысл: в случае, когда можно пренебречь распространением тепла в глубь поглощающей среды, температура границы раздела линейно возрастает со временем.

Заметим, что при этом (3) можно представить в виде

$$T(t) = A \frac{dQ(t)}{dV}, \quad (4)$$

где $\frac{dQ(t)}{dV} = \frac{\sigma I}{S} t$ — объемная плотность количества теплоты, выделившейся к моменту времени t у границы раздела, $A = \frac{1}{c(1+K)}$ — коэффициент пропорциональности.

Самовоздействие. Для приближенного определения температуры и коэффициента отражения при самовоздействии пренебрежем распространением тепла в глубь поглощающей среды. При этом справедлива формула (4), для которой объемная плотность количества теплоты равна

$$\frac{dQ}{dV} = \int_0^t \frac{\sigma_{\text{эфф}} I_{\text{пр}}(t)}{S} dt$$

$\left(\sigma_{\text{эфф}} = \frac{\sigma}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)} \right)$ — показатель поглощения вдоль оси x , θ —

угол преломления, $I_{\text{пр}}(t)$ — интенсивность излучения, прошедшего границу). Учитывая, что интенсивность прошедшего излучения связана с интенсивностью падающего соотношением $I_{\text{пр}} = I[1 - R(T)]$, где $R(T)$ — коэффициент отражения, и то, что для углов падения, близких к углу полного внутреннего отражения,

$$\sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \simeq \sqrt{2 \left(1 - \frac{\sin \varphi}{N_0 - \delta T}\right)}$$

(φ — угол падения), получаем дифференциальное уравнение, связывающее температуру границы с интенсивностью падающего излучения [7]:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\sigma I(t)}{Sc(1+K)} \left[2 \left(1 - \frac{\sin \varphi}{N_0 - \delta T}\right) \right] - \frac{1}{2} [1 - R(T)]. \quad (5)$$

Из уравнения (5) следует, что температура границы $T(t)$ и, следовательно, определяемый ею коэффициент отражения $R(T)$ зависят только от плотности энергии, пришедшей на границу, и не зависят от формы импульса. Это объясняется пренебрежением распространением тепла в глубь поглощающей среды.

Применимость полученных результатов. Наличие гидродинамического члена $\alpha \rho \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T$, входящего в выражение (1), не позволяет в случае малых времен считать, что показатель преломления жидкости однозначно определяется ее температурой. Переход от формулы (1) к формуле (2) является справедливым для времен, превышающих l/v , где l — характерный размер нагреваемой области, v — скорость звука. Для случая стороннего нагрева $l \simeq \sigma^{-1}$, для случая самовоздействия

$$l < \sqrt{2(\varphi_0 - \varphi)} \operatorname{ctg} \varphi_0 \sigma^{-1}$$

(φ_0 — угол полного внутреннего отражения).

Верхняя граница применимости уравнения (5) определяется из условий возможности пренебрежения распространением тепла в глубь поглощающей среды. Это условие для случая самовоздействия приводит к соотношению

$$t \ll 0,1 \frac{\varphi_0 - \varphi}{5\sigma^2 a_2 \operatorname{tg} \varphi_0}.$$

Для типичных экспериментальных значений $\sigma = 30 \text{ см}^{-1}$, $v = 1,5 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $a_2 = 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ и для $\varphi_0 = 68^\circ$, $\varphi_0 - \varphi = 1^\circ$ получим оценку $3 \cdot 10^{-8} \text{ с} < t < 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ для случая самовоздействия и $3 \cdot 10^{-7} \text{ с} < t \leq 10^{-3} \text{ с}$ для случая стороннего нагрева.

Эксперимент. Экспериментально были исследованы как случай самовоздействия, так и случай стороннего нагрева. В качестве пары сред, образующих границу раздела, были выбраны плавленый кварц и раствор органического красителя в ацетоне. Такой выбор был обус-

ловлен высоким значением температурного коэффициента показателя преломления ацетона и высокой лучевой прочностью кварца.

Сторонний нагрев. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В эксперименте использовалась сложная призма 1, представляющая собой кварцевый параллелепипед с наклеенной на него кюветой, в которой находился раствор красителя в ацетоне. Источником греющего излучения служил работающий в режиме свободной генерации лазер 2 на неодимовом стекле. Его

Рис. 1. Схема экспериментальной установки

излучение падало на границу раздела под углом, близким к 90° . Нагреваемая область границы освещалась зондирующим излучением гелий-неонового лазера 3, которое падало на границу раздела под углом,

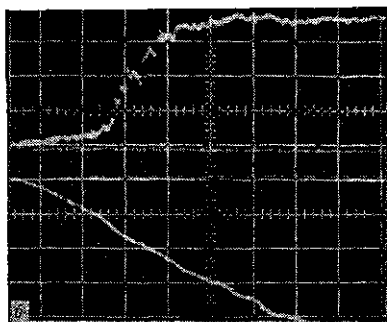
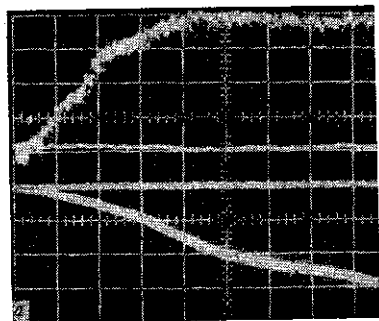


Рис. 2. Осциллограммы в случае стороннего нагрева (а) и в случае самовоздействия (б). Развертка 10 мкс на деление

близким к углу полного внутреннего отражения. Отраженное излучение попадало на фотоприемную систему 4, сигнал с которой поступал на двухлучевой осциллограф 5. Часть греющего излучения отводилась на фотоприемник 6, проинтегрированный сигнал с которого подавался на второй вход осциллографа.

Типичная осциллограмма приведена на рис. 2,а. Сравнение экспериментальной зависимости коэффициента отражения от времени и рассчитанной согласно (3) показало их практическое совпадение (с точностью порядка 10%).

В ходе экспериментов получены следующие предельные значения: минимальное время изменения коэффициента отражения от исходного до 0,9 конечного значения составляет $3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$; максимальный коэффициент переключения (отношение конечного коэффициента отражения

к начальному) — 5; максимальная скорость переключения $\Delta R/\Delta t$ — 10^7 с⁻¹.

Приведенные предельные значения могут быть легко перекрыты путем увеличения плотности мощности греющего излучения.

Самовоздействие. При исследовании самовоздействия излучение неодимового лазера падало на границу раздела под углом, близким к углу полного внутреннего отражения. Для удобства измерений коэффициента отражения использовалось зондирующее излучение непрерывного гелий-неонового лазера, которое распространялось соосно с излучением неодимового лазера. Схема установки была аналогична приведенной на рис. 1. Таким образом, при исследовании самовоздействия на осциллографе одновременно регистрировались зависимости от времени коэффициента отражения и энергии излучения.

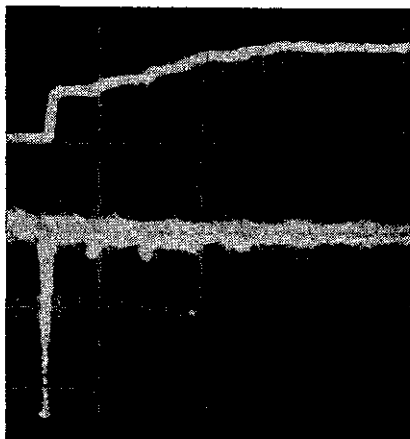


Рис. 3. Осциллограмма интенсивности (внизу) и энергии (вверху) излучения лазера с модуляцией добротности

Нелинейное отражение исследовалось при изменении показателя поглощения от 5 до 30 см⁻¹, угла падения — от 68 до 66° (угол полного внутреннего отражения, соответствующий начальной температуре, равен 67,9°). Типичная осциллограмма приведена на рис. 2,б. Видно, что зависимость коэффициента отражения от времени имеет два характерных участка. На первом коэффициент отражения изменяется со временем незначительно (скорость переключения dR/dt мала). На втором участке коэффициент отражения быстро возрастает, пока не становится близким к единице.

Было обнаружено, что при фиксированных значениях показателя поглощения и угла падения второй этап начинается при одной и той же энергии лазерного излучения и не зависит от плотности мощности. Такое поведение коэффициента отражения свидетельствует о правомерности пренебрежения распространением тепла в глубь поглощающей среды, на основании чего получено уравнение (5).

Модуляция добротности лазерного резонатора с использованием эффекта НТО. Для исследования особенностей модуляции добротности лазерного резонатора с использованием эффекта НТО описанная выше сложная кювета помещалась в резонатор. В отличие от эксперимента, осуществленного в работе [5], для различных значений угла падения, показателя поглощения и энергии накачки одновременно регистрировались мощность и энергия излучения лазера, а с помощью быстрого осциллографа — форма гигантского импульса. На рис. 3 представлена осциллограмма временной структуры излучения. Видно, что после возникновения гигантского импульса коэффициент отражения становится близким к единице и как следствие излучается значительное количество пичков свободной генерации.

На рис. 4 приведены зависимости энергии гигантского импульса, полной энергии, излученной лазером, и полной энергии при отсутствии

красителя в кювете. Видно, что энергия гигантского импульса составляет заметную часть от полной энергии и от энергии накачки не зависит. Длительность и мощность гигантского импульса сильно зависят от угла падения и показателя поглощения (рис. 5).

Таким образом, изменяя угол падения и показатель поглощения, можно варьировать мощность и длительность гигантского импульса, а изменяя энергию накачки — менять соотношение между полной энергией и энергией гигантского импульса, оставляя параметры последнего неизменными.

Заключение. Несмотря на относительную простоту физических процессов, приводящих к эффекту НТО, в его изучении существует ряд еще не решенных вопросов. Перечислим те из них, которые, на наш взгляд, являются наиболее важными.

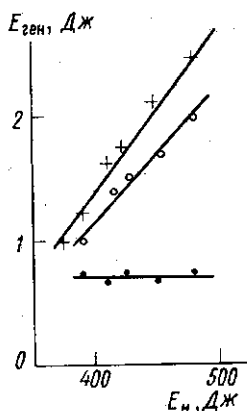


Рис. 4. Зависимость от энергии накачки: ● — энергии гигантского импульса; ○ — полной энергии, излученной за время генерации; + — полной энергии, излученной за время генерации при отсутствии раствора красителя

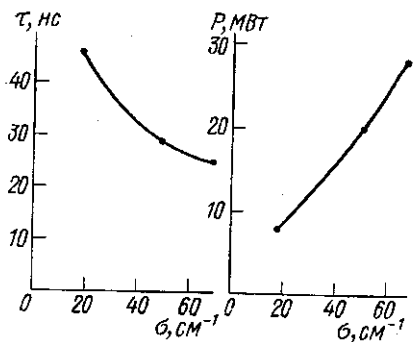


Рис. 5. Зависимость длительности и мощности гигантского импульса от показателя поглощения

1. Теоретическое исследование самовоздействия при углах падения, превышающих угол полного внутреннего отражения, когда неприменимо уравнение (5).

2. Исследование НТО для малых времен, когда нельзя пренебречь гидродинамическими процессами.

3. Теоретическое и экспериментальное исследование поперечного распределения коэффициента отражения в случае нагрева границы излучением с произвольным распределением интенсивности.

Исследования по последнему вопросу кажутся нам наиболее интересными для практического применения. Подбирая необходимое распределение интенсивности греющего излучения, можно создать практически любое заданное распределение коэффициента отражения, т. е. осуществить аподизацию мощного пучка [4]. Максимальная плотность мощности пучка определяется лучевой прочностью границы и может быть весьма высокой. Создание аподизирующих устройств для мощного излучения является в настоящее время актуальной задачей [8].

Авторы благодарны В. И. Зуеву, О. Н. Ивановой, П. М. Лозовскому, В. И. Тарасову, П. Б. Эссальбаху за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Лозовский П. М., Чернов С. П. и др. В кн.: Тез. докл. IX Всесоюз. конф. по когер. и нелин. оптике. М., 1978, с. 159. [2] Бойко Б. Б., Джиладва-

ри И. З. и др. Там же, с. 171. [3] Джилавдари И. З., Олефир Г. И., Петров Н. С. Журн. прикл. спектроскопии, 1979, 30, № 4, с. 699. [4] Зуев В. И., Зыбин Д. Н. и др. В кн.: Тез. докл. II Всес. конф.: «Применение лазеров в приборостроении, машиностроении и медицинской технике». М., 1979, с. 272. [5] Корда И. П., Рубинов А. Н. Квант. электроника, 1974, 1, № 8, с. 1877. [6] Ерохин А. И., Морачевский Н. В., Файзуллин Ф. С. ЖЭТФ, 1978, 74, № 4, с. 1336. [7] Шепелев А. В. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1980, 21, № 3, с. 90. [8] Дубик А., Ях К. Квант. электроника, 1979, 6, № 10, с. 2139.

Поступила в редакцию
09.11.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 534.211.4

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

А. Н. Иваников, Ф. В. Рожин, О. С. Тонаканов

(кафедра акустики)

Традиционный метод исследования звукового поля в интерферометре основан на измерении величины звукового давления с помощью различного типа микрофонов. Однако в ряде случаев представляется целесообразным наряду с определением звукового давления $P(x, t)$ измерять величину колебательной скорости $v(x, t)$ и разность фаз между давлением и колебательной скоростью $\varphi_{Pv}(x) = \varphi_P(x) - \varphi_v(x)$ в данной точке звукового поля, что позволяет перейти к определению энергетических характеристик звукового поля — активной и реактивной плотности звуковой мощности.

Рассмотрим основные соотношения, характеризующие параметры звукового поля в интерферометре перед поглощающей поверхностью с импедансом Z_0 при $x=0$, на которую нормально падает плоская звуковая волна $P_1 = P_0 e^{i(kx + \omega t)}$. Отраженную волну запишем в виде $P_2 = \beta_0 P_0 e^{i(-kx + \omega t + \varphi_0)}$, где k — волновое число; ω — круговая частота; β_0 — модуль коэффициента отражения; φ_0 — фаза коэффициента отражения.

В точке x суммарные значения звукового давления и колебательной скорости будут иметь вид [1]

$$P(x, t) = A \rho c \sqrt{1 + \beta_0^2 + 2\beta_0 \cos(\varphi_0 - 2kx)} e^{i\varphi_P} e^{i\omega t}, \quad (1)$$

$$v(x, t) = A \sqrt{1 + \beta_0^2 - 2\beta_0 \cos(\varphi_0 - 2kx)} e^{i\varphi_v} e^{i\omega t}, \quad (2)$$

где c — скорость звука в среде, ρ — плотность среды, A — величина, характеризующая амплитуду, φ_P и φ_v — фазы давления и колебательной скорости частиц среды. Из выражений (1) и (2) найдем величину

$$\varphi_{Pv}(x) = \arctg \left(\frac{2\beta_0 \sin(\varphi_0 - 2kx)}{1 - \beta_0^2} \right). \quad (3)$$

Определим энергетические параметры звукового поля: плотность звуковой энергии w (Дж/м³) и плотность звуковой мощности I (Вт/м²), для которых справедливо выражение $I = cw$. Для плотности звуковой мощности имеем

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} (Pv^*) = \frac{1}{2} A^2 \rho c \sqrt{(1 + 4\beta_0^2 \cos^2(\varphi_0 - 2kx))} e^{i\varphi_{Pv}} = \\ &= \frac{1}{2} A^2 \rho c [(1 - \beta_0^2) + 2j\beta_0 \sin(\varphi_0 - 2kx)] = I_a + jI_i, \end{aligned} \quad (4)$$