

07

Фотодефлекционный отклик гиротропно-изотропного образца в условиях туннельной электромагнитной интерференции

© П.В. Астахов, Г.С. Митюрин

Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Беларусь

Поступило в Редакцию 8 января 1998 г.

Основываясь на расчете диссипации энергии встречных световых пучков в гиротропно-изотропном образце, определена величина фотодефлекционного отклика. Показана возможность полного подавления фотодефлекционного сигнала в условиях встречного взаимодействия.

Исследованию эффекта туннельной электромагнитной интерференции, возникающего при встречном взаимодействии световых волн в поглощающем образце, посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ [1,2]. В [2] было показано, что вследствие интерференционного перераспределения энергии величина коэффициента прозрачности среды существенно зависит от энергетических и поляризационных характеристик встречных световых пучков. Учет эффектов пространственной дисперсии в случае встречного взаимодействия электромагнитных волн может существенно изменить картину объемной интерференции внутри слоя [3]. Однако наличие у исследуемой среды гиротропных свойств приводит к значительному усложнению теоретических выражений и требует дополнительного анализа.

В последнее время для исследования тепловых и диссипативных свойств гиротропных сред успешно применяются методы фотоакустической и фотодефлекционной спектроскопии [4], отличительной особенностью которых являются высокая чувствительность и косвенный способ регистрации поглощенной световой энергии, что позволяет изучать непрозрачные образцы.

Расчет величины фотоакустического сигнала при возбуждении исследуемого образца встречными пучками проведен в [5], где показана

возможность эффективного управления величиной регистрируемого отклика. Значительный интерес представляет также формирование фотодефлекционного отклика в гиротропной среде при встречноволновом взаимодействии, так как метод фотодефлекционной спектроскопии, сочетая в себе основные преимущества фотоакустики, достаточно чувствителен к объемному изменению температуры среды.

Рассмотрим процесс формирования фотодефлекционного сигнала в плоскопараллельном гиротропно-изотропном слое, возбуждаемом двумя встречными электромагнитными волнами с напряженностями электрического поля E_1 и E_3 . Пусть ось Oz будет направлена перпендикулярно слою, координаты границ раздела с окружающими прозрачными средами 1 и 3 обозначим $z = -d$ и $z = d$ соответственно.

На основе материальных уравнений для гиротропных поглощающих сред [6] и выражений для полей внутри слоя путем решения граничной электродинамической задачи получим выражение для диссипации энергии Q в единице объема образца:

$$Q = \omega \left(\varepsilon'' \left(|A_+|^2 + |A_-|^2 + |B_+|^2 + |B_-|^2 + 2 (\operatorname{Re}(A_+ B_-^*) + \operatorname{Re}(A_- B_+^*)) \right) + 4\gamma'' \left(n_0' (|A_+|^2 - |A_-|^2 + |B_+|^2 - |B_-|^2) + 2n_0'' (\operatorname{Im}(A_+^* B_-) + \operatorname{Im}(A_-^* B_+)) \right) \right). \quad (1)$$

В выражении (1) $n_0 = \sqrt{\varepsilon}$, а величины A_{\pm} и B_{\pm} выражаются через энергетические и поляризационные характеристики взаимодействующих волн и оптические параметры среды [3].

Диссипация энергии Q , определенная согласно (1), представляет собой плотность мощности тепловых источников в системе уравнений теплопроводности:

$$\Delta T - \frac{1}{\beta} \frac{dT}{dt} = \begin{cases} 0, & z < -d, \\ -\frac{1}{k} Q(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t), & -d \leq z \leq d, \\ 0, & z > d, \end{cases} \quad (2)$$

описывающей температурное распределение, возникающее в образце и окражающих его средах под воздействием модулированного лазерного излучения.

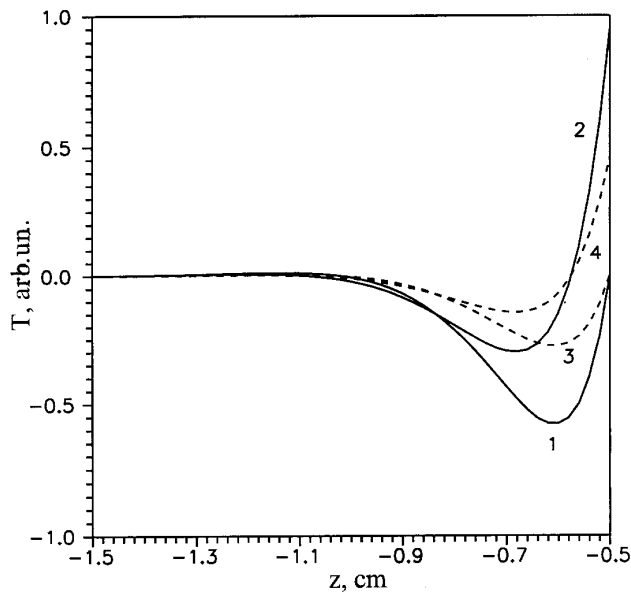


Рис. 1. Распределение переменной составляющей температуры в прозрачной среде *I* при различных частотах модуляции возбуждающего излучения: 1 — $\omega = 15.0 \text{ Hz}$, $E_3 = 10^{-6} \text{ V/m}$; 2 — $\omega = 15.5 \text{ Hz}$, $E_3 = 10^{-6} \text{ V/m}$; 3 — $\omega = 15.0 \text{ Hz}$, $E_3 = 0$; 4 — $\omega = 15.5 \text{ Hz}$, $E_3 = 0$.

После решения системы (2) и расчета температурных полей можно перейти непосредственно к определению величины отклонения пробного луча. Предполагая, что пробный луч распространяется через прозрачную среду *I* с показателем преломления n_1 параллельно поверхности исследуемого слоя, для трансверсальной составляющей угла отклонения запишем выражение

$$\Phi(x, y, z) = \frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dT} \int_y \frac{dT(x, y, z, t)}{dx} dy, \quad (3)$$

которое в дальнейшем и будем анализировать. В (3) dn_1/dT — температурный градиент показателя преломления среды, через которую распространяется пробный луч.

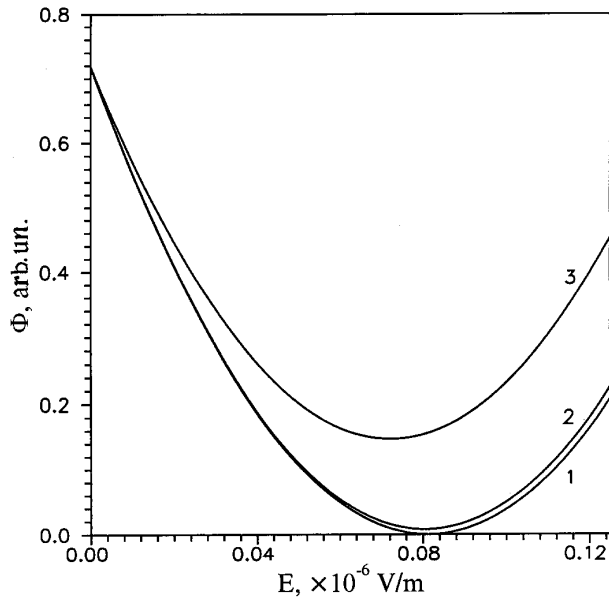


Рис. 2. Зависимость величины фотодефлекционного отклика от напряженности электрического поля E_1 : 1 — $\gamma' = 10^{-3}$, $\gamma'' = 10^{-5}$; 2 — $\gamma' = 10^{-3}$, $\gamma'' = 2 \cdot 10^{-5}$; 3 — $\gamma' = 5 \cdot 10^{-3}$, $\gamma'' = 10^{-5}$.

Приступая к анализу полученных результатов, заметим, что выражение (1) может быть приведено к виду:

$$Q = F_1 \cdot E_1^2 + F_3 \cdot E_3^2 + F_{13} \cdot E_1 \cdot E_3, \quad (4)$$

откуда следует, что при постоянном значении поля E_3 соотношение (4) представляет параболическую зависимость $Q = f(E_1)$, причем минимальное значение диссипации энергии достигается при условии $E_1 = -F_{13} \cdot E_3 / 2F_1$.

Изменение нестационарной составляющей температурного поля в прозрачной среде I происходит вследствие соблюдения условия равенства температуры T и теплового потока $k_g dT/dz$ на границе раздела исследуемого образца. Как видно из рис. 1, переменная составляющая температуры полностью затухает на расстоянии $z = 2\pi\mu$ от границы раздела, где μ — длина термической диффузии. Для воздуха при частоте модуляции падающего излучения $\omega = 15$ Hz длина термической

диффузии составляет ≈ 0.159 см. Как следует из проведенных расчетов, вклад встречного взаимодействия в результирующее распределение нестационарной составляющей температуры проявляется в некотором увеличении амплитуды возникающей тепловой волны.

Рассмотрим зависимость угла отклонения от напряженности электрического поля первой волны при постоянной напряженности поля второй волны. Расчет показывает, что при распространении пробного луча параллельно границе раздела на расстоянии L , меньшем длины термической диффузии, достигается минимум угла отклонения, а при надлежащем выборе условий измерения возможно полное подавление фотодифракционного отклика (рис. 2). Вследствие модулированного поглощения световой энергии образцом положение точки минимума в значительной мере определяется частотой амплитудной модуляции падающего излучения. Увеличение действительной части параметра гирации γ' приводит к исчезновению данного эффекта из-за дополнительного поворота главных осей эллипсов поляризации световых волн, что в свою очередь изменяет картину интерференционного перераспределения энергии. Увеличение мнимой части параметра гирации γ'' ведет к незначительному увеличению амплитуды фотодифракционного отклика.

Таким образом, в работе показана возможность подавления фотодифракционного отклика в гиротропной среде при встречном взаимодействии световых волн. Показано значительное влияние диссипативных эффектов и гиротропии на величину углов дифракции пробного луча.

Список литературы

- [1] Бакрадзе Р.В., Брандт Н.Б., Толмачев В.В. Механика сплошной среды. М., 1984.
- [2] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 19. № 21. С. 34–37.
- [3] Mityurich G.S., Astakhov P.V. // Progress in Natural Science. 9th Int. Conf. of Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Nanjing, China, 1996. V. 6. P. S701–S704.
- [4] Salasar A., Sanchez-Lavega A., Fernandez J. // J. Appl. Physics. 1989. V. 65. P. 4150–4156.
- [5] Mityurich G.S., Zelyony V.P., Sviridova V.V., Serdyukov A.N. // Proc. 9th Int. Conf. of Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Nanjing, China, 1996. P. 275–276.
- [6] Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.