

В.Н. Иванов, А.М. Ласица

ВЛИЯНИЕ ЗВУКОВЫХ И НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ВЕЩЕСТВЕ, НА СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ РАССЕЯННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Омский государственный технический университет

Поступила в редакцию 22.09.99 г.

Полученное методом интегралов по траекториям нелинейное волновое уравнение применяется для описания рассеяния лазерного излучения. В дипольном приближении получены выражения для напряженности поля на комбинационных частотах.

Корректное описание рассеяния лазерного излучения средами является одной из ключевых проблем, возникших со времен появления лазеров и развития нелинейной оптики как самостоятельного раздела физики. Многообразие различных факторов и физических явлений, которые должны быть одновременно приняты во внимание при рассмотрении задачи, делает ее крайне трудной для анализа и решения. Видимо, поэтому, несмотря на обилие экспериментальных данных, до сих пор не существует целостной теории, которая могла бы дать исчерпывающие ответы на все вопросы.

В данной статье развивается подход, который позволяет рассматривать возникающие при описании рассеяния проблемы с единой точки зрения, избегая тем самым чрезмерного усложнения задачи, и получать результаты, которые находятся в удовлетворительном согласии с наблюдаемыми экспериментальными данными. Предлагаемый метод применяется к изучению влияния звуковых и низкочастотных электромагнитных волн, распространяющихся в веществе, на спектральный состав рассеянного лазерного излучения. Выбор такой модели продиктован тем, что подобные коллективные явления в средах могут играть важную роль в механизме комбинационного и вынужденного комбинационного рассеяния, а также в динамике перехода от одного вида рассеяния к другому.

По существу, в основе методов решения данной проблемы лежат два подхода: 1) квантовые уравнения, описывающие реакцию среды на внешнее электромагнитное поле, можно вывести из уравнения Лиувилля – фон Неймана [1, 2] или 2) квантовое уравнение можно получить, феноменологически используя основные свойства термостата (в частности, предположение о марковских свойствах происходящих процессов). Первый подход хорошо укладывается в классические схемы квантовой механики, привлекает своей строгостью и последовательностью действий, приводящих к решению поставленной задачи. Но математически корректные и полезные результаты могут быть получены данным методом только в предельных случаях и, как правило, при наличии некоторых дополнительных предположений.

В основе данной работы лежит второй подход. Методом интегралов по траекториям [3] удается произвести учет влияния окружения на поведение выделенной молекулы еще на стадии построения волнового уравнения. Предполагая, что процессы в среде носят марковский ха-

рактер (что является вполне очевидным физическим предположением), и вводя дополнительную весовую функцию, дискриминирующую траектории по степени их реализации, удастся получить [4] волновое уравнение, содержащее скорость движения системы в термостате как один из параметров и имеющее вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{1+i\alpha} \left[\frac{1}{2m} \left(\hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} - (1-i\alpha) \frac{m\mathbf{V}}{2} \right)^2 + \chi \right] \psi + e \left[\varphi + \frac{\mathbf{A}\mathbf{V}}{2c} - \left(1 + i\alpha \frac{mV^2}{8e} \right) \right] \psi, \quad (1)$$

где α , χ – параметры, связанные с термостатом.

Совместное воздействие колебаний атомов и внешнего поля приводит к появлению у атомов (за счет взаимодействия с внутренними электронами) дипольных моментов, осциллирующих с частотами внешнего поля, частотами колебаний атомов и их комбинациями.

Колебания вблизи основного состояния с хорошим приближением можно считать колебаниями, носящими гармонический характер. Следовательно, в (1) можно ввести

$$\mathbf{V} = V_0 \cos(\omega t + f), \quad (2)$$

где ω – частота колебаний атомов. Строго говоря, необходимо учесть колебания с кратными частотами, но такая подстановка, не меняя качественного содержания, лишь усложнит математические выкладки. Величину V_0 можно оценить исходя из теоремы о вириале

$$V_0 = \sqrt{2\hbar\omega/M} \quad (3)$$

либо из теоремы о распределении энергии по степеням свободы

$$V_0 = \sqrt{3kTM}. \quad (4)$$

Порядки величин, получающихся при оценках, совпадают.

Сделаем еще два, как нам кажется, обоснованных физических предположения. Будем считать, что 1) постоянный дипольный момент у молекул отсутствует и 2) при наличии внешнего поля индуцируется в основном дипольный момент одного из атомов, у которого собственная частота оказывается близка к частоте внешнего поля.

В уравнение (1), содержащее скорость в виде (2), сделаем подстановку

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi_1(\mathbf{r}, t) \exp \left[-\frac{i\chi t}{\hbar(1+i\alpha)} + \frac{ie}{\hbar c} \times \right. \\ \left. \times \left(\left(\mathbf{A} + \frac{e}{c}(1+i\alpha) \frac{m\mathbf{V}}{2} \right) \mathbf{r} \right) + \frac{im}{8\hbar}(1+i\alpha) \int \mathbf{V}^2 dt \right]. \quad (5)$$

Для новой волновой функции $\psi_1(\mathbf{r}, t)$ справедливо нелинейное уравнение

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \frac{1}{1+i\alpha} (H-U) \psi_1 + \left(U + e \frac{\mathbf{V} \cdot \int \mathbf{E} dt}{2} \right) \psi_1 + \\ + (\mathbf{E} \cdot \mathbf{d}) \psi_1 - \frac{m}{2e} (1-i\alpha) \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} \cdot \mathbf{d} \right) \psi_1 - \frac{m}{8} (1+i\alpha) \cdot \mathbf{V}^2 \psi_1, \quad (6)$$

где \mathbf{E} – напряженность внешнего светового поля; \mathbf{d} – дипольный момент. В связи с тем, что благодаря взаимодействию с термостатом квантовые состояния распадаются, выражение для волновой функции, сохраняющей нормировку во времени, имеет вид

$$\psi = \psi / \sqrt{\langle y | y \rangle}. \quad (7)$$

Здесь и в дальнейшем индекс y волновой функции будем опускать в целях сокращения записи.

Решение уравнения (6) возможно методом последовательных приближений. Для дальнейших упрощений выкладок сделаем предположение, что внешнее поле – это монохроматическая волна с частотой ω_0 , близкой к частоте ω_{21} перехода с первого уровня на второй. Данный выбор позволит в дальнейшем ограничиться двухуровневым приближением. Кроме того, будем считать, что отстройка частоты $\varepsilon = \omega_0 - \omega_{21}$ много больше ширины спектральной линии и матричные элементы квадрупольного момента отличны от нуля.

Поле, действующее на молекулу, представим в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}) + \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (8)$$

где \mathbf{k}_0 – волновой вектор падающей волны; $\delta \mathbf{E}$ – напряженность электрического поля, генерируемого системой, которая связана в дипольном приближении с поляризацией единицы объема хорошо известным соотношением

$$\delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int_V \frac{1}{c^2 \mathbf{r}} \left[\mathbf{n} \left(\mathbf{n} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \right) - \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \right] dV. \quad (9)$$

Решение (6) для вектора поляризации распадается на три слагаемых [5, 6]. Первые два отвечают за излучение на частоте внешнего поля и на частоте собственных колебаний соответственно. Модуль последнего слагаемого, представляющего наибольший интерес и отвечающего за излучение на комбинационных частотах, в случае корреляции между колебаниями атомов среды, с точностью до постоянной может быть представлен в виде

$$P = C \cos(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r}), \quad (10)$$

где $\omega_1 = \omega_0 \pm 2\omega$; $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_0 \pm 2\mathbf{k}$. Знак «+» соответствует антистоксовой компоненте; знак «-» – стоксовой; ω_0 – частота внешнего поля; ω – частота колебаний атомов среды; \mathbf{k} – волновой вектор волны, вызывающей синхронизацию, которая в общем случае может быть вызвана распространяющимися в среде световыми и звуковыми волнами. Соответственно в общем случае для волнового вектора справедливо

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_l, \quad (11)$$

где \mathbf{k}_l – волновой вектор световой синхронизирующей волны; \mathbf{k}_s – волновой вектор звуковой синхронизирующей волны.

Сделаем предположение, которое, не уменьшая ценности получаемых результатов, облегчит дальнейшие выкладки. Будем считать внешнее поле распространяющимся вдоль оси Z . Предположим, что расстояние до точки наблюдения гораздо больше линейных размеров системы (данное предположение позволит пренебречь затуханием амплитуды с расстоянием и считать при интегрировании \mathbf{r} в формуле (9) постоянной величиной). Саму систему выберем в виде параллелепипеда с координатами $-l, +l$ вдоль оси Z и $-b, +b$ вдоль осей X и Y . Для соответствия с экспериментом будем полагать $l \gg b$.

Учитывая при интегрировании запаздывание, связанное со временем распространения электромагнитных волн, и симметричность пределов интегрирования, для напряженности поля, излучаемого на комбинационных частотах, получим δE с точностью до постоянной и множителя, зависящего от времени:

$$\delta E = \omega_1^2 \frac{\sin(\xi_x, b)}{\xi_x} \frac{\sin(\xi_y, b)}{\xi_y} \frac{\sin(\xi_z, l)}{\xi_z}, \quad (12)$$

где

$$\xi_x = \frac{\omega_1 \cos \alpha}{c} - k_1 \cos \alpha_1,$$

$$\xi_y = \frac{\omega_1 \cos \beta}{c} - k_1 \cos \beta_1, \quad (13)$$

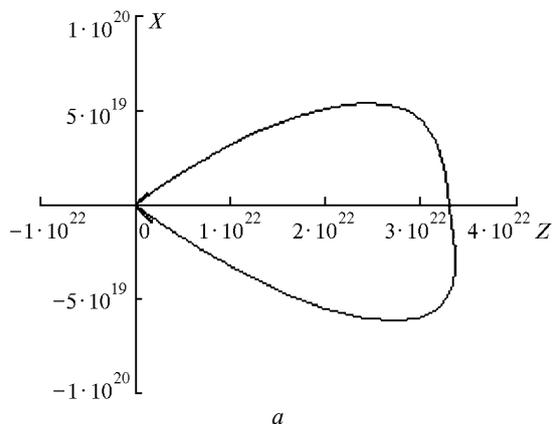
$$\xi_z = \frac{\omega_1 \cos \gamma}{c} - k_1 \cos \gamma,$$

$\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma$ – направляющие косинусы точки, в которой ищется поле; $\cos \alpha_1, \cos \beta_1, \cos \gamma_1$ – направляющие косинусы вектора \mathbf{k} .

Из выражений (12), (13) видно, что величина поля, излучаемого системой, может иметь максимумы или минимумы в зависимости от направления волнового вектора \mathbf{k} , обеспечивая тем самым пространственное квантование излучения.

Методом компьютерного моделирования изучалось поведение интенсивности стокс-, антистоксовых компонент излучения в зависимости от различной ориентации волновых векторов световых и звуковых синхронизирующих волн. В качестве рабочих параметров были выбраны следующие значения: скорость света – $3 \cdot 10^8$, скорость звука – 2500, $\omega_0 = 10^{15}$, $\omega = 10^{13}$, $l = 0,1$, $b = 10^{-5}$ (что соответствует поперечным размерам луча лазера). Ниже приведены индикаторы интенсивности излучения системы в зависимости от направления синхронизирующих волн, распространяющихся в веществе.

Рис. 1 иллюстрирует случай, когда синхронизация колебаний производится звуковой волной. Он заслуживает отдельного рассмотрения как наиболее часто встречающийся



на практике. Действительно, при воздействии лазерного излучения на вещество неизбежно возникает градиент температур, что влечет за собой возникновение звуковых волн.

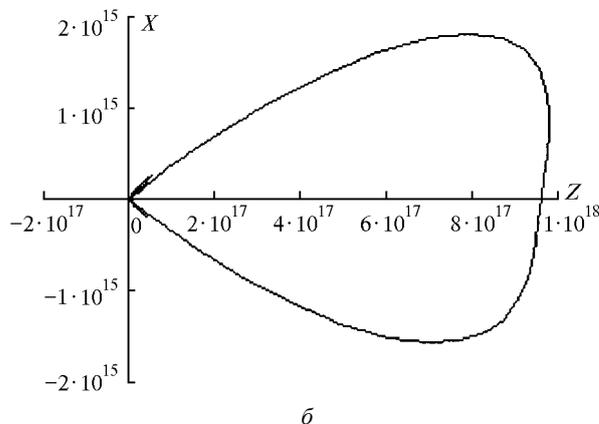


Рис. 1. Индикатриса интенсивности излучения стоксовой (а) и антистоксовой (б) компонент в случае звуковой синхронизации

Анализ (12) показывает, что максимального значения интенсивности излучения следует ожидать в случае, когда звуковая волна распространяется под углом к направлению волнового вектора внешнего поля с направляющим косинусом, приблизительно равным

$$\cos \gamma_{ak} = v/c, \quad (14)$$

где v – скорость распространения звуковой волны.

В рассматриваемом случае стоксова компонента на несколько порядков (в зависимости от условий) превосходит антистоксову, что хорошо согласуется с экспериментом.

На рис. 2 приведена индикатриса распределения интенсивности излучения системы в случае, когда колебания синхронизированы световой волной, распространяющейся параллельно внешнему полю.

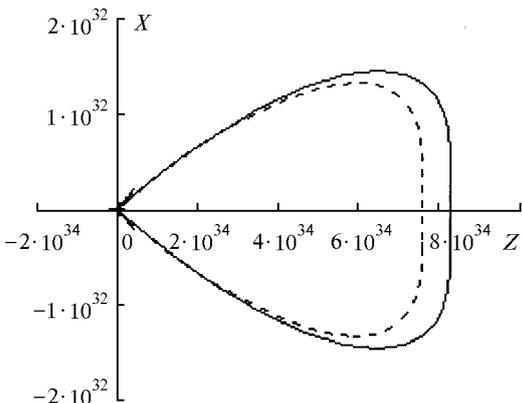


Рис. 2. Индикатрисы интенсивности излучения стоксовой (сплошная линия) и антистоксовой (пунктир) компонент излучения в случае световой синхронизации

На рис. 3 показано распределение интенсивности в случае отсутствия корреляции между колебаниями атомов. Наряду со слабым пространственным квантованием стоксовой компоненты удается объяснить характер поведения антистоксовой компоненты. Как видно из рисунка, излучение антистоксовой компоненты должно происходить в виде конуса, что хорошо подтверждается экспериментальными данными по вынужденному комбинационному рассеянию.

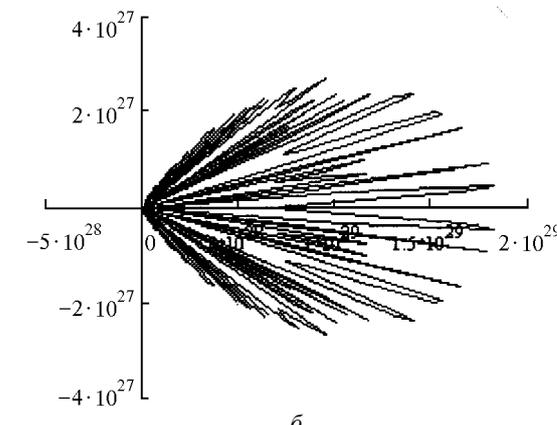
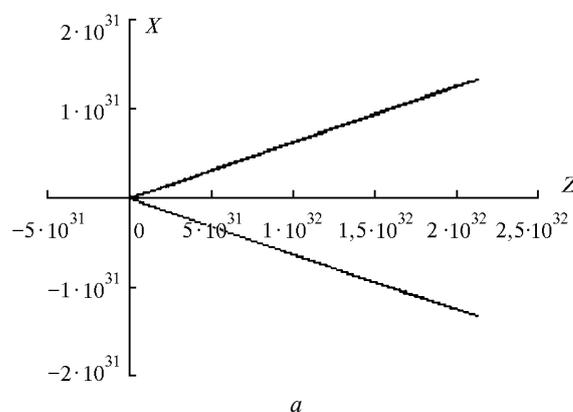


Рис. 3. Индикатриса интенсивности излучения антистоксовой (а) и стоксовой (б) компонент в случае отсутствия синхронизирующих волн

1. Zwanzig R. // J. Chem. Phys. 1960. V. 33. P. 1338.
2. Бондарев Б.В. // Теоретическая и математическая физика. 1994. Т. 100. № 1. С. 33.
3. Фейнман Р., Хибс А. // Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968.
4. Иванов В.Н. // Изв. вузов. Физика. 1996. Т. 39. № 2. С. 7–13.

5. *Иванов В.Н.* Влияние направленного движения частиц в термостате на релаксацию квантовых систем // Изв. вузов. Физика. 1993. Т. 36. № 3. С. 110–113.

6. *Иванов В.Н.* Преобразование видимого когерентного излучения в инфракрасное // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 11. С. 1642–1647.

V.N. Ivanov, A.M. Lasitsa. **Influence of Sonic and Low-Frequency Electromagnetic Waves Propagating in a Substance, on Spectral Composition of Scattered Laser Radiation.**

Obtained by the method of path integrals, the nonlinear wave equation is applied to a description of laser radiation scattering. In a dipole approximation, the expressions for strength of a field on combination frequencies are obtained.