жутка обеспечивает высокую плотность тока объемного разряда размером 760×27×7 мм. Импульс напряжения на высоковольтном электроде контролировался с помощью пояса Роговского, расположенного вокруг сопротивления $R_{y_2}^{\text{с}}$ (рис. 2, *б*).

Резонатор лазера был образован плоским глухим алюминиевым зеркалом и плоскопараллельной пластинкой из CaF_2, установленными непосредственно на разрядную камеру. Осциллограмма импульса генерации приведена на рис. 2, *в*. В качестве приемника излучения использовался фотокатод, сигнал с которого поступал на специальный осциллограф. Энергия импульса генерации измерялась при помощи калориметра с гальванометром. При давлении 3 атм максимальная энергия генерации для лазера на смеси HCl : Xe : He = 3 : 30 : 2250 составила 0,3 Дж при длительности импульса 15 нс.

Таким образом, описанная система благодаря высокой временной стабильности и малому времени срабатывания может быть эффективно использована для синхронной работы с различными лазерными устройствами, в том числе с лазером на АИГ : Nd^{3+} с пассивной синхронизацией мод.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Watanabe S., Endoh A. Appl. Phys. Letts, 1982, **41**, p. 9. [2] Wignt C. A. J. Chem. Phys., 1983, **78**, p. 4875 [3] Clark J. H., Andersen R. G. Appl. Phys. Letts, 1978, **32**, p. 46. [4] Laser Focus, 1980, **16**, N 5, p. 18. [5] Ewing J. J., Haas R. A. IEEE J. **QE-15**, 1979, p. 368. [6] Egger H., Boyer K., Rhodes C. Appl. Phys. Letts, 1982, **41**, p. 11. [7] Вартапетов С. К., Вовченко В. И. Квант. электроника, 1976, **3**, с. 2450

Поступила в редакцию
17.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1984, т. 25, № 5

УДК 535.36

МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО В РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА УЗКИХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКОВ СВЕТА

В. Б. Ефлов, Ю. А. Ильинский

(кафедра квантовой радиофизики)

Необходимость анализа задач переноса поляризованных пучков света логически следует из развития методов дистанционного лазерного зондирования по пути повышения информативности отдельного измерения. Изучение поляризационных характеристик рассеянного сигнала позволяет получить дополнительную информацию о среде, в частности, по поляризационным измерениям можно восстановить функцию распределения частиц взвеси в среде по размерам. Авторы предлагают использовать метод Монте-Карло для расчета поляризационных характеристик рассеянного сигнала. Преимущество метода состоит в простоте реализации и возможности максимально детализировать среду и процесс взаимодействия излучения с веществом. Данная работа посвящена доказательству корректности метода на основе сравнения с экспериментом и анализу некоторых особенностей рассеянного сигнала.

Для решения задачи использовался стандартный алгоритм метода Монте-Карло [1, 2], модифицированный с учетом особенностей задачи [3]: сильно анизотропное рассеяние, начальное состояние — узкий поляризованный пучок света. Состояние пучка задавалось обоб-

щенным вектор-параметром Стокса

$$\mathbf{S}=(I,\ pI\cos\psi,\ pI\sin\psi,\ qI)^t,$$

где t — знак транспонирования, I — интенсивность пучка, p — степень поляризации, q — степень эллиптичности, ψ — угол поворота плоскости референции (плоскость, натянутая на вектор $\boldsymbol{\omega}$, совпадающий с направлением распространения излучения, и на произвольный вектор $\mathbf{e}_0$ в перпендикулярной распространению пучка плоскости). Матрица рассеяния бралась в следующем виде:

$$\widehat{D}=\begin{pmatrix} a_1 & b_1 & 0 & 0 \\ b_1 & a_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_2 & b_2 \\ 0 & 0 & -b_2 & a_2 \end{pmatrix},$$

что соответствует изотропной среде со сферическими рассеивающими частицами. Источник находился в плоскости $z=0$, излучение распространялось в направлении $\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{z}_0>0$. При моделировании траекторий область изменения z определялась потребностями каждой конкретной задачи и лежала в пределах $0\div10\tau$, где τ — единица оптической глубины.

В расчетах предполагалось, что функция источника имеет следующий вид:

$$\mathbf{S}_0=(C_0\exp(-r^2-\omega^2),\ -p_0C_0\exp(-r^2-\omega^2),\ 0,0)^t,$$

что соответствует линейно поляризованному источнику с плоскостью поляризации, перпендикулярной плоскости референции, C_0 — некоторая нормировочная константа. Функция распределения компонент вектор-параметра источника по времени имела следующий вид:

$$p(t)=\exp(-t^2).$$

Окончательное распределение вектор-параметра Стокса с учетом зависимости от времени вычислялось по формуле

$$\mathbf{S}(t)=\int_0^\infty \mathbf{S}_0(t-t')\,p(t')\,dt',$$

где $\mathbf{S}_0(t)$ — начальная плотность распределения, соответствующая начальной плотности $p_0(t)=\delta(t)$. В среднем оказывалось достаточным для получения дисперсий, не превышающих 0,1 $\mathbf{S}$ на всем интервале $0\div\tau_0$ оптических глубин, проигрывать порядка $\tau_0\cdot10^4$ траекторий при фиксированной кратности рассеяния, равной 5.

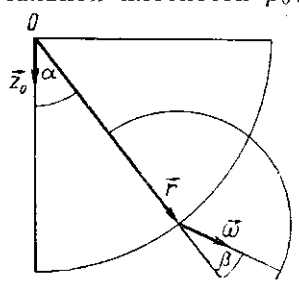

Рис. 1. Система координат

Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными значениями, полученными в работах [4—6]. Система координат, в которой проводилась оценка распределения поляризационных характеристик, совпадает с предложенной в работе [4] (рис. 1). Результаты расчетов представлены графически на рис. 2, 3. В каждой исследуемой точке измерялись четыре характеристики I_{ij} (i, $j=1$, 2). Первый индекс соответствует направлению поляризации источника, а второй — исследуемого пучка. Принято для i, $j=1$ направление поляризации в плоскости отсчета, для i, $j=2$ — перпендикулярно плоскости.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Получено хорошее согласование результатов эксперимента и численных расчетов методом Монте-Карло. Некоторое расхождение (до 15%) по интенсивности можно объяснить отсутствием в экспериментальных работах полных характеристик среды, в результате чего

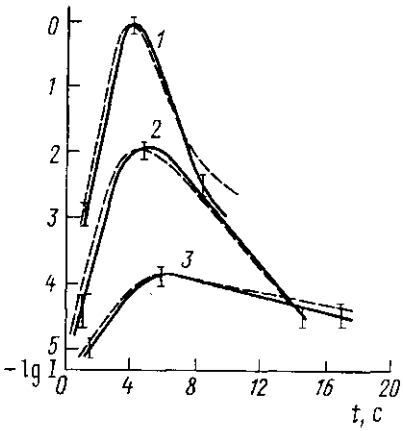

Рис. 2. Импульсы, зарегистрированные на оси пучка $\alpha=0$ при $\tau=10$. Экспериментальный импульс при $\beta=0$ нормирован на расчетный, а также в максимуме нормирован на единицу. По оси времени экспериментальные данные нормированы на расчетные. Пунктир — экспериментальные данные по работе [4], сплошная линия — расчет; $\beta=0$ (*1*), 30 (*2*) и 120° (*3*)

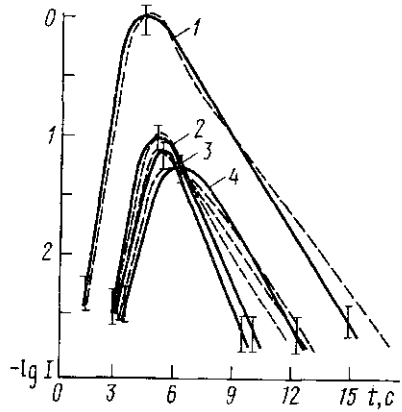

Рис. 3. Импульсы, зарегистрированные на оси пучка. Пунктир — экспериментальные данные [4], сплошные линии — расчет методом Монте-Карло. Нормировка приведена аналогично нормировке на рис. 2, $\tau=10$, $\beta=90°$, *1* — I_{11}, *2* — I_{12}, *3* — I_{21}, *4* — I_{22}

авторы были вынуждены вводить свои характеристики, в частности матрицу рассеяния.

2. Незначительное отставание временного пика интенсивности в эксперименте по сравнению с методом Монте-Карло можно объяснить учетом при численном моделировании конечной кратности рассеяния.

3. Отставание временных максимумов в зависимости от роста угла β на рис. 2 объясняется тем, что сигнал при больших β формируется за счет прямого и рассеянного излучений; чем больше угол β, тем больший вклад в интенсивность дает рассеянный сигнал, а так как он проходит больший оптический путь, то и время прихода рассеянного сигнала в данную точку больше. Уменьшение интенсивности также объясняется тем, что сигнал формируется как сумма рассеянного и прямого излучений и при росте угла β он в основном начинает формироваться ослабленным рассеянным импульсом.

Рис. 3 показывает, что сигнал, зарегистрированный в данном эксперименте, полностью формируется за счет рассеянного сигнала. Как можно показать, импульс формируется в основном за счет фотонов, рассеянных на угол порядка 90° из малой области в окрестности точки наблюдения. В отличие от натурного эксперимента численный эксперимент позволил показать, что не наблюдается значительных изменений формы и интенсивности импульса, если рассматривать фотоны, рассеянные из окрестности порядка $0{,}5\tau$. Так как из предыдущих

экспериментов и расчетов известно, что излучение в основном сохраняет исходную поляризацию для всех рассмотренных оптических глубин, то можно сделать вывод о том, что форма и амплитуда импульсов полностью определяются матрицей рассеяния для $\beta \simeq 90°$, а также распределением параметров в пучке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Михайлов Г. И. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск: Наука, 1974. [2] Марчук Г. И. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. [3] Ефлов В. Б., Ильинский Ю. А. Тез. докл. на 4-й Всесоюз. конф. «Оптика лазеров». Л., 1984, с. 301. [4] Гольдин Ю. А., Пелевин В. Н., Шифрин К. С. В кн.: Оптика океана и атмосферы. М.: Наука, 1981, с. 56. [5] Гольдин Ю. А., Пелевин В. Н., Шифрин К. С. Тез. докл. 1-го съезда советских океанологов. М.: Наука, 1977. [6] Гольдин Ю. А., Пелевин В. Н. В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М.: Наука, 1975, с. 152.

Поступила в редакцию
23.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 534.222.2

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРАХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК

Л. А. Славутский, И. Ю. Солодов

(кафедра акустики)

Нелинейные акустические процессы в твердых телах обычно проходят в условиях нелинейности различных порядков (квадратичной, кубичной и т. д.) и при отсутствии дисперсии, вследствие чего имеет место накапливающееся обогащение спектра волны гармониками — формирование пилообразной акустической волны [1]. Концентрационная нелинейность слоистых структур пьезоэлектрик—полупроводник является типичным примером квадратичной нелинейности (ток $J \sim E^2$). Генерация гармоник в таких условиях во многом определяется дисперсией и затуханием нелинейной среды [2]: в отсутствие дисперсии имеет место постепенная трансформация волны основной частоты во вторую гармонику; если дисперсионная расстройка $\Delta k = 2k_1 - k_2 \neq 0$, то наблюдаются пространственные дисперсионные биения амплитуд волн с периодом $2L_{\text{ког}} = 2\pi/|\Delta k|$ вплоть до расстояний $x < L_{\text{зат}} \approx \alpha^{-1}$, где α — коэффициент затухания волны.

Генерация гармоник поверхностных акустических волн (ПАВ) в указанных случаях изучалась экспериментально для слоистых структур [3, 4]. При этом, однако, не принималась во внимание возможность существенного влияния высокой нелинейности среды на характер нелинейных процессов. По аналогии с оптикой [5] это влияние можно охарактеризовать величиной расстояния $L_{\text{нл}}$, на котором амплитуда второй гармоники $U_2(x)$ равна первоначальной амплитуде основной волны $U_1(0)$ в условиях фазового синхронизма. Поскольку при $\Delta k = 0$ для амплитуды второй гармоники ПАВ в отсутствие затухания имеем [6]

$$U_2(x) = \frac{\Gamma}{4} k_1^2 x U_1(0), \tag{1}$$