ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXXI 1980 4

УДК 621.378

ФИЗИКА

М. М. Григорян, А. С. Никогосян, П. С. Погосян

Релеевское рассеяние коротких световых импульсов на включениях прозрачных сред

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 22/VI 1980)

Рассеяние коротких импульсов обладает рядом интересных особенностей [1,2]. Развитие лазерной техники открывает возможности изучения этих особенностей в области оптики.

В настоящей работе качественно исследуются некоторые характерные особенности рассеяния импульсов на включениях прозрачных сред, в оптическом диапазоне частот. Рассматриваются среды, для которых удовлетворяются условия $a \ll \lambda \ll l$, где a средний размер включения, l среднее расстояние между ними. Заметим, что все твердотелые материалы, используемые в квантовой электронике, удовлетворяют этим условиям. Например, для сапфира [3] $a \sim 3\times10^{-6}$ *см*, $l \sim 5\div6\times10^{-4}$ *см*. Таким образом, мы можем ограничиться рассмотрением однократного рассеяния, при этом охватывая широкий класс материалов, представляющих большой интерес для практических приложений.

Падающее поле представим в виде

$$\vec{E}_0(r,t)=\vec{e}A\left(t-\frac{\vec{r}\vec{m}}{c}\right)e^{-i(\omega_0 t-k\vec{r}\vec{m})}, \qquad (1)$$

где $\vec{e}$ — вектор поляризации, $\vec{m}$ — единичный вектор вдоль направления движения импульса, c — его скорость. Примем, что амплитуда падающего излучения меняется медленно, т. е. удовлетворяется условие $\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right) \ll \omega_0$. Если пренебречь дисперсией в полосе частот падающего импульса, то рассеянное поле в точке $\vec{R}$ можно представить в виде

$$\vec{E}(\vec{R},t)=\frac{k^2}{4\pi\varepsilon}\int_V a(\vec{r})A\left(t-\frac{\vec{r}\vec{m}}{v_{гр}}-\frac{|\vec{R}-\vec{r}|}{v}\right)\frac{[(\vec{R}-\vec{r})[\vec{e}(\vec{R}-\vec{r})]]}{|\vec{R}-\vec{r}|^3}\times \qquad (2)$$

$$\times e^{-i\left[\omega_0\left(t-\frac{|\vec{R}-\vec{r}|}{v}\right)-k\vec{r}\,\vec{m}\right]}d_3\vec{r},$$

где интегрирование проводится по всему рассеивающему объему, $\alpha(\vec{r})$—поляризуемость рассеивающей среды, ε—диэлектрическая проницаемость матрицы, $v_{гр}$ и v—групповая и фазовая скорости импульса соответственно.

Заметим, что в (2) $\alpha(\vec{r})$ является скаляром, т. е. рассматривается скалярное рассеяние.

В случае дискретных вкраплений в зоне Фраунгофера (т. е. когда $|\vec{R}|>L$, где L линейный размер рассеивающего объема) рассеянное поле можно представить в виде ([1])

$$\vec{E}=\sum_{j}^{N_0}\vec{E}_j\left[t-\vec{r}_j\left(\frac{\vec{m}}{v_{гр}}-\frac{\vec{n}}{v}\right)\right]e^{i\vec{r}_j\vec{q}}, \tag{3}$$

где $\vec{q}=k(\vec{m}-\vec{n})$—вектор рассеяния, $\vec{n}=\vec{R}/|\vec{R}|$—единичный вектор в направлении рассеяния, N_0—общее число рассеивающих включений, $\vec{r}_j$ и $\vec{E}_j$—радиус-вектор и рассеянное поле j-го включения соответственно, $t'=t-\frac{R}{v}$.

В рассматриваемых нами средах корреляцией между включениями можно пренебречь, поэтому ограничимся рассмотрением некогерентного рассеяния.

В этом случае средняя интенсивность (поток плотности энергии) рассеяния определится следующим выражением:

$$\bar{I}=B\sum_{j}^{N_0}\left|A\left(t'-\vec{r}_j\left(\frac{\vec{m}}{v_{гр}}-\frac{\vec{n}}{r}\right)\right)\right|^2, \tag{4}$$

где

$$B=\frac{c}{8\pi}\left(\frac{k^2}{4\pi\varepsilon R}\right)^2[\vec{n}[\vec{e}\,\vec{n}]]^2\langle\alpha_j^2\rangle,$$

где $\langle\alpha_j^2\rangle$—среднее квадратичное значение поляризуемости.

Из (4) следует, что все включения вносят в рассеянное поле одинаковый вклад, но для каждой частицы он сдвинут по времени на величину, определяемую его местоположением в рассеивающем объеме. Для наглядности интерпретаций приведенных выражений огибающую падающего импульса зададим в виде прямоугольной формы с длительностью T. Тогда в момент времени t вклад в рассеянное поле внесут те включения, координаты которых удовлетворяют условию

$$t-\frac{T}{2}-\frac{R}{v}<\vec{r}_j\left(\frac{m}{v_{гр}}-\frac{n}{v}\right)<t+\frac{T}{2}-\frac{R}{v}. \tag{5}$$

Если число частиц, участвующих в рассеянии, в данный момент времени обозначить через $N(t)$, то (4) можно написать в виде

$$\bar{I} = BI_0N(t), \tag{6}$$

где I_0—интенсивность падающего излучения.

Поведение функции $N(t)$ определяет форму рассеянного импульса. Рассмотрим случай, когда размеры рассеиваемого объема больше пространственной длительности падающего импульса. В этом случае амплитуда пологой части рассеянного импульса пропорциональна длительности падающего излучения, а его длительность определяется продольным размером рассеивающего объема. Это обстоятельство можно использовать для определения длительности коротких импульсов с помощью аппаратуры, инерционность которой не позволяет проводить непосредственных измерений длительностей, однако с соответствующим удлинением рассеивающего образца можно добиться удлинения рассеянного импульса до значений, превышающих постоянную времени регистрирующей аппаратуры.

Проиллюстрируем вышесказанное на примере рассеивающего образца цилиндрической формы. Можно показать, что интенсивность пологой части при $L>r$ определится выражением

$$\bar{I} = B\pi r n_0 v T\, 2\sin^2\frac{\theta}{2} \tag{7}$$

с дополнительным условием

$$\tau v < 2L\sin^2\frac{\theta}{2} - 2r\sin\theta,$$

где θ—угол рассеяния, n_0—концентрация неоднородностей. При выводе (7) предполагалось, что $v_{гр} \approx v$.

Если регистрация импульса производится осциллографическим методом, причем τ порядка 5×10^{-10} *сек*, для $\theta\sim\pi$ и коэффициента преломления матрицы порядка 2, длина рассеивающего образца должна быть больше 7,5 *см*.

Особый интерес представляет рассмотрение рассеяния цуга коротких импульсов, скважность которых превышает время интегрирования регистрирующей аппаратуры. Такая ситуация реализуется, например, в твердотелых пикосекундных лазерах. Как правило, цуг состоит из импульсов различной длительности, при этом среди них есть импульсы, длительность которых превышает время интегрирования приемной аппаратуры с приведенными выше характеристиками, т. е. T больше 5×10^{-10} *сек*. Таким образом, сравнивая осциллограммы цугов падающего и рассеянного импульсов, можно определить длительность каждого импульса в цуге. В этом случае градуировка аппаратуры не требуется.

Заметим, что энергия рассеянного импульса W определяется полным числом включений, находящихся в рассеивающем объеме. Действительно, интегрируя (4), получим

$$W = B\, W_0 N_0. \tag{8}$$

Это означает, что спектральная плотность интенсивности рассеянного излучения также не меняется, т. е.

$$I(\omega) = I_0(\omega). \tag{9}$$

Это обусловлено тем, что изменение формы рассеянного импульса происходит за счет фазовых сдвигов. Данное обстоятельство можно использовать для контрольных измерений при изучении однократного рассеяния коротких импульсов.

Таким образом, характерные особенности рассеяния коротких импульсов можно использовать для изучения временных характеристик излучения лазеров с синхронизацией мод.

Авторы признательны профессору М. Л. Тер-Микаеляну за ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Մ. Մ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ, Պ. Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Լուսային կարճ իմպուլսների ռելեյան ցրումը թափանցիկ միջավայրերի ներդիրների վրա

Աշխատանքում ուսումնասիրված է կարճ իմպուլսների ցրմանը բնորոշ առանձնահատկությունները օպտիկական տիրույթի համար։

Կոնկրետ օրինակներով ցույց է տրված, որ ժամանակակից քվանտային գեներատորի օգնությամբ հնարավոր է հետազոտել վերոհիշյալ օրինաչափությունները։

Ցույց է տրված նաև, որ այդպիսի հետազոտությունների օգնությամբ կարելի է որոշել ուլտրակարճ լուսային իմպուլսների ժամանակային բնութագծերը։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский*, Введение в статистическую радиофизику. Т. 2, Наука, М., 1978. [2] *В. И. Татарский*, Распространение волн в турбулентной атмосфере, Наука, М., 1967. [3] *Ю. К. Данилейко, А. А. Маненков, В. С. Нечитайло, В. Я. Хаимов-Мальков*, ЖЭТФ, т. 59, 1083 (1970).