

на апертуре источника, α_0 — радиус источника. Непрерывной кривой обозначены результаты расчетов, взятых из [7], вертикальными скобками — разброс экспериментальных значений. Начало расчетных кривых совмещалось со значениями $\sigma_3(0)$ — экспериментальными среднеквадратичными отклонениями флуктуаций логарифма интенсивности при $X = 0$ (коллимированный пучок). Расчетные значения определялись по формуле

$$\sigma_1(X) = \sigma_3(0) K(X; B).$$

Коэффициент $K(X; B)$ находился из рис. 1 б работы [7] при $B = 0,14$. Из рисунка видно, что экспериментальные и расчетные данные удовлетворительно совпадают. Выбросы отдельных точек можно объяснить изменением метеорологических условий при измерениях, продолжительность которых для одной кривой была равна 1,5—2 часам.

В заключение авторы приносят благодарность М. А. Каллистратовой и А. С. Гурвичу за полезное обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд Наука, М., 1967.
2. D. L. Fried, J. B. Seidman, J. Opt. Soc. Am., 57, № 2, 181 (1967).
3. R. A. Schmelzger, Quart. Appl. Math., 24, 339 (1967).
4. А. И. Кон, В. И. Татарский, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 8, № 5, 870 (1965).
5. А. С. Гурвич, М. А. Каллистратова, Н. С. Тиме, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 9, 1360 (1968).
6. A. L. Buck, Appl. Optics, 6, № 4, 703 (1967).
7. А. С. Гурвич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 1, 147 (1969).
8. С. С. Хмелевцов, Р. Ш. Цывик, Тр. конференции по проблемам передачи информации лазерным излучением, Киев (в печати).
9. М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 8, № 4, 717 (1965).

Сибирский физико-технический институт
при Томском государственном университете

Поступила в редакцию
24 апреля 1968 г.

УДК 535

О ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА

В. И. Беспалов, Г. А. Пасманик

Лазерная техника в настоящее время развивается таким образом, что значительное увеличение мощности генерируемого света P_n происходит, как правило, при одновременном уменьшении длительности импульсов t_n . Так, например, существенное увеличение интенсивности света получено в лазерах с синхронизованными модами, генерирующих последовательности импульсов гигаватной мощности; длительность импульсов при этом уменьшилась до единиц пикосекунд. Возможности нелинейной оптики пикосекундных импульсов света широко обсуждаются в последнее время. В частности, представляет интерес выяснение оптимального соотношения длительности и мощности импульса (при заданной величине его энергии $W_n = \text{const}$) для подчеркивания или тушения того или иного нелинейного эффекта. В настоящей заметке этот вопрос обсуждается на примере вынужденного рассеяния света. Кроме того, здесь рассмотрены особенности рассеяния последовательности мощных импульсов, связанные с накапливающимися изменениями параметров среды.

При обратном рассеянии, обсуждаемом ниже, можно рассматривать два предельных случая, в одном из которых (I) пространственная протяженность исходного импульса существенно больше длины L рассеивающего объема, а в другом (II) — существенно меньше. В первом случае процесс вынужденного рассеяния является след-

Наряду с пикосекундными импульсами света могут генерироваться, как известно, последовательности гигантских (наносекундных) импульсов [1].

ствием усиления волн, рассеянных на флуктуациях среды вблизи задней границы рассеивающего объема. Во втором — рассеяние начинается с переднего фронта импульса и интенсивность рассеянного света зависит только от бегущей координаты* $\xi = t - (z/v_{гп})$, отсчитываемой от переднего фронта импульса.

В случае I, для вынужденного температурного рассеяния (ВТР), обусловленного однофотонным поглощением света, и вынужденного рассеяния Мандельштамма—Бриллюэна (ВРМБ) зависимость энергии обратного рассеянного света от длительности возбуждающего когерентного прямоугольного импульса накачки t_n приближенно записывается в виде [2]

$$\frac{W}{W_{\max}} = \exp\left(-\frac{2t_n}{t_p}\right), \quad W_{\max} = W_0 \frac{e^M}{M} \quad (M \gg 1), \quad (1)$$

где t_p — время релаксации температуры при БТР или гиперзвука при ВРМБ, W_0 — постоянная, зависящая от свойств среды и частоты возбуждающего излучения, M — значение полного пространственного инкремента в конце импульса, характеризующее степень нелинейности процесса,

$$W_0^{\text{ВРМБ}} = \frac{Sk_0^2 v_{гп}}{32\pi^2 \sqrt{\pi} v} k_B T, \quad M^{\text{ВРМБ}} = \frac{2\left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}\right)_s k_0}{\epsilon} \left(\frac{W_n L}{S \rho v_{гп} v}\right)^{1/2},$$

$$W_0^{\text{ВТР}} = \frac{Sk_0^3 \left|\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right)_p\right|}{16\pi^2 \sqrt{2\pi} \delta \epsilon} k_B T^2, \quad M^{\text{ВТР}} = \left(\frac{8k_0 \left|\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right)_p\right| \delta W_n L}{S \rho c_p \epsilon}\right)^{1/2},$$

δ и k_0 — амплитудный коэффициент затухания и волновой вектор света в рассеивающей среде, k_B — постоянная Больцмана, S — поперечное сечение пучка, c_p , ρ , T , ϵ , v — удельная теплоемкость, плотность, температура, диэлектрическая проницаемость и скорость гиперзвука, соответственно.

Оценки показывают, что при рассеянии света рубинового лазера в CS_2 при комнатной температуре $M^{\text{ВРМБ}} \approx 15 (W_n L/S)^{1/2}$, $M^{\text{ВТР}} \approx 30 (W_n L \delta/S)^{1/2}$ (W_n — в дж, S — в см^2 , L — в см, δ — в см^{-1}).

Из соотношения (1) следует, что с ростом интенсивности импульса (при уменьшении его длительности) энергия рассеянного света существенно увеличивается лишь до тех пор, пока $t_n \geq t_p/2$. Дальнейший рост мощности импульса при $W_n = \text{const}$ не приводит к заметному увеличению рассеянной энергии: повышение интенсивности возбуждающего излучения компенсируется недостаточностью времени взаимодействия для установления процесса. Аналогичная ситуация имеет место и при других типах рассеяния не очень высокого порядка**, таких как вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), вынужденное рассеяние крыла Рэлея (ВРКР) и т. п.***. Так как времена релаксации соответствующих процессов различны (для жидкостей $t_p^{\text{ВТР}} \sim 10^{-8}$ сек, $t_p^{\text{ВРМБ}} \sim 10^{-9}$ сек, $t_p^{\text{ВКР}}$ и $t_p^{\text{ВРКР}} \sim 10^{-11}$ сек), то увеличивая длительность импульса в сравнении с t_p , можно значительно уменьшать величину энергии того или иного рассеяния. Это обстоятельство, по существу, использовано в [3], где для наблюдения ВКР брались импульсы длительностью меньшей 1 нсек, тогда как при импульсах длительностью несколько наносекунд шло интенсивное ВРМБ.

В случае II энергия обратного рассеянного излучения при $W_n = \text{const}$ растет с увеличением длительности достаточно мощного импульса (вплоть до перехода к рассеянию первого типа) с полным инкрементом.

* Здесь принимается локальной пространственной зависимости между амплитудами возмущений в среде и возбуждающей силы. Последнее выполняется, практически, при любом виде рассеяния без обратной связи.

** Например, в случае ВТР, обусловленного двухфотонным поглощением (нелинейность более высокого порядка), уменьшение t_n компенсируется ростом двухфотонного поглощения, что приводит к иной зависимости энергии рассеяния от длительности импульса.

*** Особенности нелинейного рассеяния коротких импульсов в прямом направлении здесь не рассматриваются.

$$\Gamma_1^{\text{ВРМБ}} = \sqrt[3]{\frac{\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}\right)_s k_0^3 \rho W_n}{2 \epsilon S}}^{1/3} t_n^{2/3}, \quad \Gamma_1^{\text{ВТР}} = \left[\frac{\left| \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right)_p k_0 v_{\text{ГР}} \delta W_n \right|}{\rho c_p \epsilon} \right]^{1/2} t_n^{1/2}. \quad (2)$$

Из этих формул, приведенных в системе СГСЭ, видно, что в жидкостях ВТР и ВРМБ наносекундного импульса света может наблюдаться при $t_n \lesssim 10^{-11}$ сек лишь в том случае, если интенсивность $P_n \geq 10^2 \div 10^3$ гвт·см⁻². Из сравнения случаев I и II легко заметить, что рассеяние наиболее эффективно, если $t_n \approx t_L$.

Иначе может обстоять дело при рассеянии последовательности интенсивных импульсов. Если индуцированное предыдущим импульсом возмущение диэлектрической проницаемости ϵ к моменту прихода следующего импульса релаксирует не полностью, что обычно возможно лишь при интервале между импульсами $T_n \lesssim t_p$, то возникает накапливающееся изменение ϵ , следствием которого является увеличение рассеяния от импульса к импульсу. Выражение для максимального пространственного инкремента при рассеянии n -го импульса имеет вид

$$\Gamma_n = \Gamma_1 + (n-1) \left(\Gamma_1 - 2 \frac{T_n}{t_p} \right). \quad (3)$$

Ясно, что накапливающиеся эффекты возможны лишь при $\Gamma_1 > 2T_n/t_p$. Нетрудно получить, что для CS₂ (при $\lambda = 0,69 \mu$ и $t_n = 10^{-11}$ сек) увеличение интенсивности рассеяния от импульса к импульсу должно иметь место, например, при $P_n > 1$ гвт·см⁻² и $T_n \lesssim 10^{-10}$ сек. Очевидно, накапливающиеся эффекты при ВКР практически не наблюдаемы, так как $T_n \gg t_p^{\text{ВКР}}$.

Интересным эффектом при рассеянии последовательности импульсов является изменение спектра рассеянного излучения с ростом номера импульса. Так, например, если возмущение ϵ среды к приходу второго импульса существенно больше спонтанного, то при ВРМБ ширина спектра n -го импульса рассеянного света равна

$$\Delta \omega_n \approx 1,75 \sqrt{\frac{\Gamma_1^{\text{ВРМБ}}}{n}} \delta \omega_n, \quad (4)$$

где $\delta \omega_n \approx t_n^{-1}$ — ширина спектра падающего когерентного импульса. Из (4) видно, что при достаточно большом числе импульсов спектр рассеянного света может быть уже спектра возбуждающего импульса. Это является следствием сужения спектра при рассеянии на дифракционной решетке, образованной изменениями диэлектрической проницаемости среды под воздействием света предыдущих импульсов. С ростом числа импульсов растет глубина и регулярность решетки, т. е. растет интенсивность и монохроматичность гиперзвуковой волны, не успевающей затухнуть за время между импульсами.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Курносов, А. А. Плешков, Л. А. Ривлин, В. Г. Трухан, В. Е. Цветков, Тезисы на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Киев, 1968; Ю. П. Захаров, В. Н. Морозов, В. В. Никитин, А. С. Семенов, Тезисы на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Киев, 1968.
2. В. И. Беспалов, Г. А. Пасманик, И. С. Питум, Г. И. Фрейдман, Тезисы на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Киев, 1968.
3. D. Von der Linde, M. Maier and W. Kaiser, Phys. Rev., 178, 11 (1969).

Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском университете

Поступила в редакцию
9 июня 1969 г.

УДК 538.56

К ВОПРОСУ О СЖАТИИ И РАСПЛЫВАНИИ МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ В ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ

В. А. Зверев

Сжатие и расплывание сигналов в диспергирующих линиях задержки (ДЛЗ) связано с деформацией формы сигнала, приводящей к изменению величины произведения эффективной длительности сигнала T на его эффективную ширину спектра ΔF [1].