

вирусных частиц ГА также подвергаются воздействию свободных радикалов и окисляются [14]. Из рис. 4, на котором приведены кинетические зависимости окисления ГА, полученные для препаратов с одинаковой суммарной площадью поверхности клеток и вирусов в суспензиях, следует, что скорость изменения величины оптической плотности для вирусов выше, чем для клеток, причем скорость окисления гептаенов в обеих суспензиях больше, чем для ГА в растворе. Характер изменения спектров электронного поглощения для липосом, клеток и вирусов аналогичен изменениям поглощения при окислении в растворе.

Таким образом, в растворе и в липидной фазе искусственных и естественных мембран происходит деструкция полиеновых антибиотиков. На примере ГА ясно, что полиены могут служить оптическими зондами для изучения свободнорадикальных процессов, протекающих в мембранах. Кинетические изменения величины оптической плотности полиенов отражают различие скоростей реакции перекисного окисления липидов в мембранах неодинакового происхождения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Владимиров Ю. А., Арчаков А. И. Перекисное окисление липидов в биологических мембранах.— М., 1972.
2. Владимиров Ю. А., Оленев В. И., Суслова Т. Б., Потапенко А. Я.— Итоги науки и техники. Сер. биофизика, 1975, т. 5.
3. Tappel A. L.— *Federat. Proc.*, 1973, v. 32, p. 1870.
4. Tap В. К., McCay P. B.— *Biol. Chem.*, 1968, v. 243, p. 2288.
5. May H. E., McCay P. B.— *Biol. Chem.*, 1970, v. 245, p. 2295.
6. Sondheimer F., Ben-Ephraim D. A., Wolofsky R.— *J. Amer. Chem. Soc.*, 1961, v. 83, p. 1675.
7. Хмельницкий А. И., Черенкевич С. Н., Шнейдер М. А.— Тез. докладов Всесоюз. симпозиума «Окисление физиологически активных соединений в биологических мембранах». Одесса, 1979, с. 51.
8. Bateman L., Gee G.— *Proc. Roy. Soc.*, 1948, v. 195A, p. 376.
9. Попов Г. А., Тарусов Б. Н.— *Биофизика*, 1963, т. 8, с. 317.
10. Folch J., Lees M., Sloane-Stanley G. A.— *J. Biol. Chem.*, 1957, v. 226, p. 497.
11. Володько Л. В., Хмельницкий А. И., Черенкевич С. Н.— *ЖПС*, 1979, т. 31, № 1, с. 70.
12. Newman G. C., Huang C.— *Biochemistry*, 1975, v. 14, p. 3363.
13. De Kruijff B., Cullis P. R., Radda G. K.— *Biochem., Biophys. Acta*, 1976, v. 436, p. 729.
14. Судник Ю. М., Хмельницкий А. И., Черенкевич С. Н. и др.— В сб.: Материалы по экспериментальной химиотерапии вирусных инфекций. Итоги и перспективы. Минск, 1979, с. 26.

Поступила в редакцию  
11.11.80.

Кафедра биофизики

УДК 53.083.72

А. М. БЕЛЬСКИЙ, М. ПАТЕК

### О РАСПРОСТРАНЕНИИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННОГО КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В работе [1] рассмотрено распространение двумерного ограниченного в пространстве и во времени импульса и показано, что ограничение импульса в поперечном направлении приводит к его расплыванию во времени. Однако из общей теории уравнений гиперболического типа известно, что распространение волн в пространствах четного и нечетного чисел измерений имеет различные закономерности [2]. Поэтому остался невыясненным вопрос: связано ли временное расплывание импульсов только с его пространственным ограничением в поперечном направлении или же этот эффект обусловлен двумерным характером поля импульса.

В настоящей работе исследуется распространение трехмерного импульса в свободном пространстве.

Как известно, компоненты напряженности полей светового импульса удовлетворяют волновому уравнению

$$\Delta\psi - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0. \quad (1)$$

Полагая, что поле импульса в плоскости  $z=0$  записывается в виде

$$\psi(x, y, 0, t) = \varphi(x, y) \gamma(t), \quad (2)$$

решение уравнения (1) можно представить в виде суперпозиции плоских волн разных частот и направлений распространения:

$$\begin{aligned} \psi(\vec{R}, t) = & \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k_x, k_y, \omega) \times \\ & \times \exp \left\{ i \left[ \omega t - (k_x x + k_y y + z \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2}) \right] \right\} d\omega dk_x dk_y, \\ & R^2 = x^2 + y^2 + z^2. \end{aligned} \quad (3)$$

При  $z=0$  формула (3) переходит в трехмерное преобразование Фурье, так что

$$A(k_x, k_y, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x, y) \gamma(t) \exp \{ -i [\omega t - (k_x x + k_y y)] \} dt dx dy. \quad (4)$$

Естественно, что структура решения (3) зависит от вида граничного условия (2), которое, вообще говоря, нам неизвестно. Однако во многих случаях можно сделать некоторые предположения о поведении функции  $A$ , не конкретизируя ее вида.

Известно, что лазер излучает импульсы, которые являются квазимонохроматическими, т. е. для них  $|\Delta\omega| \ll \omega_0$ , где  $\Delta\omega$  — ширина спектра импульса;  $\omega_0$  — средняя частота. Так, даже для ультракоротких импульсов с длительностью  $T = 10^{-12}$  с,  $|\Delta\omega| \sim \frac{1}{T} = 10^{12}$  с $^{-1}$ ,  $\omega_0 \simeq 2 \cdot 10^{15}$  с $^{-1}$  (при  $\lambda = 1$  мкм). Поэтому функция  $A$  будет существенно отлична от нуля только при  $\omega \sim \omega_0$ . Кроме того, как и для пучков бесконечной длительности, ввиду слабой расходимости в пространстве, будем считать, что  $k_x, k_y \ll k_0 = \frac{\omega_0}{c}$ , так как  $k_x, k_y$  имеют порядок  $\rho_0^{-1}$ , где  $\rho_0$  — эффективная поперечная ширина импульса в плоскости  $z=0$ . Следовательно, функция  $A$  будет существенно отлична от нуля только для  $k_x, k_y \ll k_0$ . Учитывая это, в (3) разложим  $\left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2 \right)^{1/2}$  в ряд по малым величинам  $\Delta\omega \equiv \omega - \omega_0$ ,  $k_x, k_y$ , ограничившись членами третьего порядка малости:

$$\left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2 \right)^{1/2} \simeq k_0 + \frac{\Delta\omega}{c} - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_0} + \frac{\Delta\omega(k_x^2 + k_y^2)}{2ck_0^2}. \quad (5)$$

Условие применимости приближения (5) получим, потребовав, чтобы вклад первых отброшенных членов в фазу подынтегрального выражения (3) был мал по сравнению с  $\pi$ :

$$z \ll \frac{8\pi k_0^3 (l_0 \rho_0)^4}{\rho_0^4 + 4l_0^4 + 4(\rho_0 l_0)^2}, \quad (6)$$

где  $l_0 = cT$  — длина импульса вдоль оси  $z$ . При  $l_0 \gg \rho_0$  условие (6) переходит в условие применимости параболического приближения для пучков бесконечной длительности. При  $k_0 \simeq 6 \cdot 10^4$  см $^{-1}$ ,  $\rho_0 = 10^{-1}$  см,  $T = 10^{-12}$  с из (6) получаем  $z \ll 3 \cdot 10^4$  км, в то же время для пучков бесконечной длительности  $z \ll 1,3 \cdot 10^6$  км, т. е. приближение (6) для ограниченных во времени импульсов применимо на гораздо меньших расстояниях, чем приближение бесконечных во времени пучков. Однако для импульсов длительностью  $T \geq 10^{-12}$  с и расстояний в несколько сот километров приближение (6) оказывается вполне удовлетворительным.

Подставляя (5) в (3), получаем

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{R}, t) = & \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k_x, k_y) \gamma \left[ t - \frac{z}{c} \left( 1 + \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_0^2} \right) \right] \times \\ & \times \exp \left[ -i \left( k_x x + k_y y - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0} z \right) \right] dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$A(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x, y) \exp [i(k_x x + k_y y)] dx dy. \quad (8)$$

Формула (7) представляет собой обобщение формулы для поля пучка бесконечной длительности в параболическом приближении (см., например, [3]).

В выражении (7) зависимость функции  $\gamma$  от переменных интегрирования  $k_x, k_y$  связана с тем обстоятельством, что угловая расходимость ограниченных монохроматических пучков бесконечной длительности зависит от частоты, а поэтому при рассмотрении ограниченного во времени импульса различные составляющие его монохроматические пучки будут расплываться с разной скоростью и форма импульса будет искажаться. Пренебрегая эффектом неодинакового расплывания пучков разных частот, выражение (7) можно записать в виде

$$\Psi(\vec{R}, t) = \psi(\vec{R}) \gamma \left( t - \frac{z}{c} \right), \quad (9)$$

где функция  $\psi$  является выражением для поля пучка бесконечной длительности на частоте  $\omega_0$ . В этом случае импульс распространяется в пространстве, не меняя своей формы во времени, а поперечное расплывание пучка в пространстве определяется так же, как и у пучков бесконечной длительности.

Пределы применимости выражения (9) можно оценить следующим образом. Известно, что для так называемых гауссовых пучков на больших расстояниях  $z$  радиус поперечного сечения пучка имеет вид [4]:  $\rho \cong \frac{2z}{k\rho_0}$ . Следовательно,  $\Delta\rho \cong \frac{2z}{k^2\rho_0} \Delta k$ . Полагая, что  $k \cong k_0$ ,  $\Delta k = \frac{1}{c} \Delta\omega \cong \frac{1}{cT}$ , из условия  $\Delta\rho \ll \rho_0$  получаем, что формулой (9) можно пользоваться для расстояний  $z$ , удовлетворяющих условию

$$z \ll \frac{1}{2} k_0^2 \rho_0^2 cT, \quad (10)$$

в то время как более точной формулой (7) — при условии (6). Для  $T = 10^{-12}$  с,  $\rho_0 = 10^{-1}$  см,  $k = 6 \cdot 10^4$  см $^{-1}$  из (10) получаем  $z \ll 5,4$  км, т. е. на расстояниях до нескольких сот метров можно считать, что форма ультракороткого импульса не меняется при распространении. Для расстояний вплоть до нескольких сот километров необходимый учет искажения формы импульса можно провести с помощью формулы (7). Для еще больших расстояний формула (7) оказывается уже неточной и вместо параболического приближения необходимо использование более строгих методов.

Для детального анализа искажения формы импульса вследствие зависимости дифракционного расплывания от частоты необходимо знание вида функций  $A(k_x, k_y)$  и  $\gamma(t)$ . Ниже мы рассмотрим импульс, имеющий в плоскости  $z=0$  прямоугольную форму во времени и гауссово распределение амплитуды в поперечном сечении, т. е. положим

$$\gamma(t) e^{-i\omega_0 t} = h(t, -T, T) = \begin{cases} 0, & |t| > T \\ 1, & |t| < T \end{cases}, \quad \Phi(x, y) = \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{\rho_0^2} \right). \quad (11)$$

Подставляя (11) в (7), учитывая (8) и проводя интегрирование, для поля импульса получаем выражение:

$$\psi(r, z, t) = \begin{cases} 0, & \bar{t} < -T \\ \frac{1}{2} \rho_0^2 F(r, z, \eta_2) e^{i\omega_0 \bar{t}}, & -T < \bar{t} < T \\ \frac{1}{2} \rho_0^2 [F(r, z, \eta_2) - F(r, z, \eta_1)] e^{i\omega_0 \bar{t}}, & \bar{t} > T \end{cases} \quad (12)$$

$$r^2 = x^2 + y^2,$$

где введены обозначения:

$$F(r, z, u) = \int_0^u e^{-\alpha k^2} I_0(kr) k dk, \quad \bar{t} = t - \frac{z}{c},$$

$$\alpha = \frac{1}{4} \rho_0^2 - \frac{iz}{2k_0}, \quad \eta_1 = k_0 \left[ \frac{2c}{z} (\bar{t} - T) \right]^{1/2}, \quad \eta_2 = k_0 \left[ \frac{2c}{z} (\bar{t} + T) \right]^{1/2}. \quad (13)$$

В общем случае при произвольном  $r$  функция  $F$  не выражается в явном виде через табулированные функции и для определения поля импульса необходимо привлечение численных методов, поэтому для выяснения вопроса о расплывании импульса во времени при распространении мы ограничимся исследованием поля импульса лишь в окрестности оси  $z$ . Согласно (13), функция  $F$  вычисляется точно на оси  $z$  (при  $r=0$ ):  $F(0, z, u) = \frac{1}{2\alpha} (1 - e^{-\alpha u^2})$ ; в этом случае поле импульса запишется в виде:

$$\psi(0, z, t) = \frac{\rho_0}{\rho} \left\{ 1 - \exp \left[ \left( i\omega_0 T - \frac{1}{\tau} \right) (\bar{t} + T) \right] \right\} \times$$

$$\times \exp \left( i\omega_0 \bar{t} + i \arctg \frac{2z}{k_0 \rho_0^2} \right), \quad -T < \bar{t} < T, \quad (14)$$

$$\psi(0, z, t) = \frac{\rho_0}{\rho} \exp \left( -\frac{\bar{t}}{\tau} \right) \left[ \exp \left( \frac{T}{\tau} - i\omega_0 T \right) - \exp \left( -\frac{T}{\tau} + i\omega_0 T \right) \right] \times$$

$$\times \exp \left( 2i\omega_0 \bar{t} + i \arctg \frac{2z}{k_0 \rho_0^2} \right), \quad \bar{t} > T, \quad (15)$$

где

$$\tau = \frac{2z}{k_0^2 \rho_0^2 c},$$

а  $\rho(z) = \rho_0 \left[ 1 + \left( \frac{2z}{k_0 \rho_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}$  — радиус гауссова пучка бесконечной длительности в сечении  $z = \text{const}$  (см., например, [4]).

Выражения (14)–(15) описывают поле импульса не только на оси  $z$ , но и в некоторой ее окрестности, в которой в подынтегральном выражении (13) можно положить  $I_0(kr) \simeq 1$ . Очевидно, это возможно, если  $r \eta_{1,2} \ll 1$  или же  $r \ll \frac{1}{k_0} \sqrt{\frac{z}{2ct'}}$ , где  $t' = t + T$  — время, отсчитываемое от момента прихода импульса в плоскость  $z = \text{const}$ .

Таким образом, согласно (14)–(15), форма импульса при больших  $z$  может существенно исказиться. Прямоугольный в плоскости  $z=0$  импульс по мере распространения приобретает форму, аналогичную форме электрического импульса, проходящего через интегрирующую цепочку. Передний фронт импульса сглаживается, нарастая по экспоненте с характерным временем релаксации  $\tau$ , определяемом формулой (15); у импульса появляется «хвост», спадающий экспоненциально с тем же временем релаксации  $\tau$ . Время релаксации не зависит от длительности импульса, что вполне понятно, и растет пропорционально пройденному расстоянию  $z$ . Отметим, что искажением формы импульса можно пре-

небрежь, если  $\tau \ll T$ , что, согласно (15), выполняется для  $z$ , удовлетворяющих условию (10), полученному выше из других соображений. Для импульса с  $k_0 = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $T = 10^{-12} \text{ с}$ ,  $\rho_0 = 10^{-1} \text{ см}$  условие  $\tau = T$  достигается при  $z \approx 5,4 \text{ км}$  и для  $z \geq 5 \text{ км}$  форма прямоугольного импульса полностью искажается по сравнению с первоначальной. Время релаксации сильно зависит от поперечного радиуса импульса  $\rho_0$ ; импульсы, неограниченные в поперечном направлении ( $\rho_0 \rightarrow \infty$ ), распространяются в свободном пространстве без искажения своей формы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бельский А. М., Хапалюк А. П.— ЖПС, 1972, т. 17, с. 150.
2. Адамар Ж. Задача Коши для линейных уравнений с частными производными гиперболического типа.— М., 1978.
3. Хапалюк А. П., Нестеренко Т. М.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, мат., физ. и мех., 1970, № 1, с. 52.
4. Маркузе Д. Оптические волноводы.— М., 1974.

Поступила в редакцию  
04.12.80.

Кафедра физической оптики

УДК 621.373.018.756 : 621.373.029.67

В. А. ДАНИЛОВ, С. А. ЗЕНЧЕНКО

### О ВЛИЯНИИ НЕСТАБИЛЬНОСТЕЙ МОДУЛИРУЮЩЕГО СИГНАЛА НА РЕЖИМ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД АИГ: Nd ЛАЗЕРА

Синхронизация мод АИГ:Nd лазера достаточно полно исследована теоретически [1, 2] и экспериментально [3, 4]. В этих работах в основном рассматриваются условия возникновения синхронизации мод, зависимости параметров оптических импульсов от расстройки частоты модуляции и частоты межмодовых биений лазера. Такая расстройка приводит к изменению фазовых, амплитудных и временных характеристик оптических импульсов. В то же время практически не изучено влияние неустойчивостей модулирующего сигнала на выходные характеристики лазера, которые могут иметь большое значение, например, при использовании лазера в системах оптической связи [4, 5]. Неустойчивости модулирующего сигнала могут вызываться неустойчивостями источников питания, а также тем, что задающие генераторы могут быть построены на принципе умножения частоты.

Цель настоящей работы — исследование допустимых пределов неустойчивостей модулирующего сигнала и их влияние на режим синхронизации мод лазера на АИГ: Nd.

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

Синхронизация мод АИГ: Nd лазера, состоящего из резонатора, образованного двумя зеркалами 1 и 2, и активной среды 3, осуществлялась с помощью акустооптического модулятора 4. Оптическая длина резонатора 75 см. Для питания лампы накачки и охлаждения лазера применялись блоки стандартного лазера типа ЛТ-2. Высокочастотный сигнал на модулятор поступал от генератора 5 через усилитель мощности 6.

Модуляция высокочастотного сигнала осуществлялась с помощью звукового генератора 7. Режим синхронизации мод контролировался с помощью лавинных фотодиодов 8, сигнал с которых поступал на стробоскопический 9 или широкополосный 10 осциллографы и спектроанализатор 11. Частота модуляции высокочастотного сигнала изменялась в диапа-

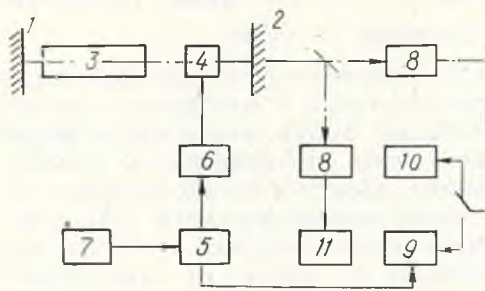


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки