

ԱԳ-Մ.459

ФИЗИКА

В. М. Арутюнян, В. О. Чалтыкян

Учет когерентности при прохождении импульса излучения
 через фототропную среду с обратной связью

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 15/XII 1968)

Ранее ⁽¹⁾ были получены уравнения, описывающие процессы усиления и генерации излучения в средах, содержащих активные атомы, с учетом взаимодействия прямой и обратной волн в среде. Влияние этой интерференции исследовалось в работах ^(2, 3).

В настоящей работе с этой же точки зрения рассматривается задача о прохождении импульса через среду, спонтанное время жизни атомов которой τ намного меньше времени прохождения импульса $t \gg \tau$ (см. ⁽⁴⁾).

Уравнения ⁽¹⁾ в этом случае упрощаются и принимают вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{v \partial t} + \beta \right) m_1 = -\lambda \frac{m_1 - m_2 + R - 1}{R}, \quad (1)$$

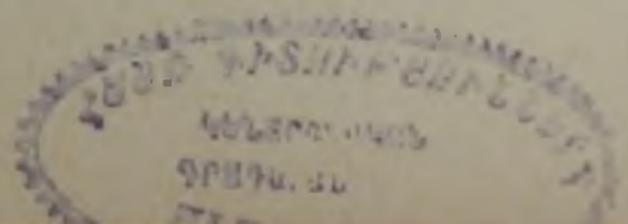
$$\left(-\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{v \partial t} + \beta \right) m_2 = -\lambda \frac{m_2 - m_1 + R - 1}{R}. \quad (2)$$

Здесь $R = \sqrt{(1 + m_1 + m_2)^2 - 4 m_1 m_2}$,
 $m_{1,2} = 2 \sigma \tau J_{1,2}$

— безразмерные интенсивности прямой (индекс „1“) и обратной волн, $\lambda = \pi l / 2$, σ — поперечник, n — плотность активных атомов, β — коэффициент нерезонансного поглощения. Член $4 m_1 m_2$ в (2) описывает интерференцию прямой и обратной волн и исчезает в уравнениях баланса, которые в данном случае имеют вид:

$$\left(\pm \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{v \partial t} + \beta \right) m_{1,2} = -\frac{2 \lambda m_{1,2}}{1 + m_1 + m_2}. \quad (3)$$

Рассмотрим резонансный образец длиной L , на левый торец которого подается световой импульс и пусть на расстоянии l от правого торца имеется зеркало с коэффициентом отражения r . Считая $r \ll 1$ в этом частном случае можно использовать также уравнения работы ⁽³⁾, будем решать задачу в линейном по отраженной волне (по m_2) приближении, т. е.



$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{v \partial t} + \beta \right) m_1 = - \frac{2\lambda m_1}{1 + m_1},$$

$$\left(- \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{v \partial t} + \beta \right) m_2 = - \frac{2\lambda m_2}{(1 + m_1)^2}.$$

Уравнения баланса в этом же приближении:

$$\left(\pm \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{v \partial t} + \beta \right) m_{1,2} = - \frac{2\lambda m_{1,2}}{1 + m_1}.$$

Решения уравнений (5) и (4) для интенсивности излучения, выходящего с левого торца (при $x=0$) имеют вид:

$$m_2(t, 0) = r\varphi \left(t - \frac{2L}{v} - \frac{2l}{c}, L \right) \exp \left\{ -\beta L - 2\lambda \int_0^L \frac{d\eta}{\left[1 + \varphi \left(t - \frac{2\eta}{v}, \eta \right) \right]^2} \right\}$$

и

$$m_2(t, 0) = r\varphi \left(t - \frac{2L}{v} - \frac{2l}{c}, L \right) \exp \left\{ -\beta L - 2\lambda \int_0^L \frac{d\eta}{1 + \varphi \left(t - \frac{2\eta}{v}, \eta \right)} \right\}$$

соответственно. Здесь $\varphi(\xi, \eta) = m_1(t, x)$ ($\xi = t - x/v$, $\eta = x$) — решение трансцендентного уравнения

$$\varphi(\xi, \eta) [\varphi(\xi, \eta) + 1 + 2\lambda/\beta]^{2\lambda/\beta} = m(\xi) [m(\xi) + 1 + 2\lambda/\beta]^{2\lambda/\beta} e^{-(\beta + 2\lambda)\eta},$$

а $m(t) \equiv m_1(t, 0)$ — импульс на входе. Для простоты будем считать, что падающий импульс имеет прямоугольную форму

$$m(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ m & 0 < t < T \\ 0 & t > T \end{cases}$$

Тогда для интегрального энергетического выхода с левого торца

$$U_2(0) = \int_{-\infty}^{\infty} m_2(t, 0) dt$$

будем иметь из (6)

$$\frac{U_2(0)}{r\varphi T} = \left[1 - \frac{2L}{vT} - \frac{2l}{cT} + \frac{1}{\lambda v T} - \frac{2}{\beta v T} \frac{J\left(\frac{2\lambda}{\beta} - 2\right)}{(m+1) \left(m+1 + \frac{2\lambda}{\beta}\right)^{\frac{2\lambda}{\beta}-1}} \right] \times$$

$$\times \left(\frac{\varphi}{m}\right)^{1-\frac{\beta}{2\lambda}} \frac{m+1}{\varphi+1} e^{-\beta L \left(1 + \frac{\beta}{2\lambda}\right)} + \left(\frac{2l}{cT} - \frac{1}{\lambda v T}\right) e^{-\beta L \left(1 + \frac{2\lambda}{\beta}\right)},$$

где φ определяется из уравнения

$$\varphi \left(\varphi + 1 + \frac{2\lambda}{\beta} \right)^{2\lambda/\beta} = m \left(m + 1 + \frac{2\lambda}{\beta} \right)^{2\lambda/\beta} e^{-(\beta + 2\lambda)L}$$

имеет смысл $U_1(L)/T$, $U_1(L)$ — полный энергетический выход с правого торца, а

$$J(a) = \int_m^{\infty} \frac{\left(x + 1 + \frac{2\lambda}{\beta} \right)^a}{x} dx.$$

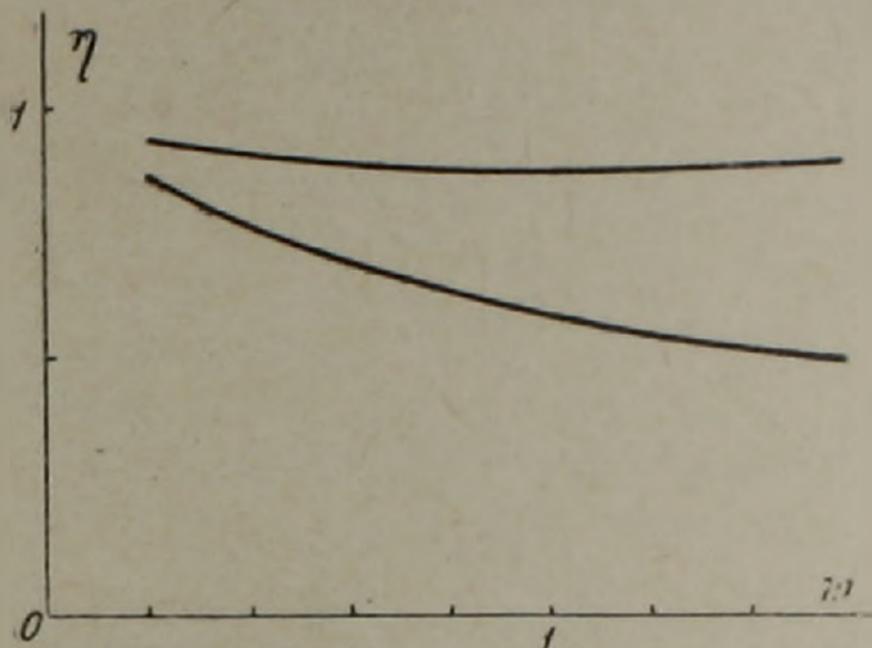


Рис. 1

тот же результат в теории баланса имеет вид:

$$\frac{U_2^0(0)}{r\varphi T} = \left[1 - \frac{2L}{vT} - \frac{2l}{cT} + \frac{2}{vT(\beta + 2\lambda)} - \frac{2}{vT(\beta + 2\lambda)} \times \right. \\ \left. \times \frac{J\left(\frac{2\lambda}{\beta}\right)}{\left(m + 1 + \frac{2\lambda}{\beta}\right)^{2\lambda/\beta}} \right] \frac{\varphi}{m} + \left[\frac{2l}{cT} - \frac{2}{vT(\beta + 2\lambda)} \right] e^{-\beta L \left(1 + \frac{2\lambda}{\beta}\right)}. \quad (10)$$

Формулы (9), (10) выведены в случае $T > \frac{2L}{v} + \frac{2l}{c}$. Поскольку

влияние интерференции m_1 и m_2 , очевидно, наиболее существенно именно в этом случае, формулы для случая $T < \frac{2L}{v} + \frac{2l}{c}$ выписывать не будем.

Произведены численные вычисления при $\beta = 0$, $l = 0$ по формулам

$$\frac{U_1(0) U_2(0)}{U_1(L) U_2(L)} = \frac{m+1}{\varphi+1} \left(1 - \frac{2L}{vT} + \frac{1}{\lambda v T} - \frac{1}{\lambda v T m+1} J \right) - \frac{1}{\lambda v T} \frac{m}{\varphi} e^{-2\lambda L}, \quad (9)$$

$$\eta = \frac{U_1(0) U_2^0(0)}{U_1(L) U_2^0(L)} = 1 - \frac{2L}{vT} + \frac{1}{\lambda v T} - \frac{1}{\lambda v T} J - \frac{1}{\lambda v T} \frac{m}{\varphi} e^{-2\lambda L}, \quad (10)$$

где

$$\varphi e^{\varphi} = m e^{m-2\lambda L},$$

$$J = e^{-m} \int_m^{\varphi} \frac{e^x}{x} dx$$

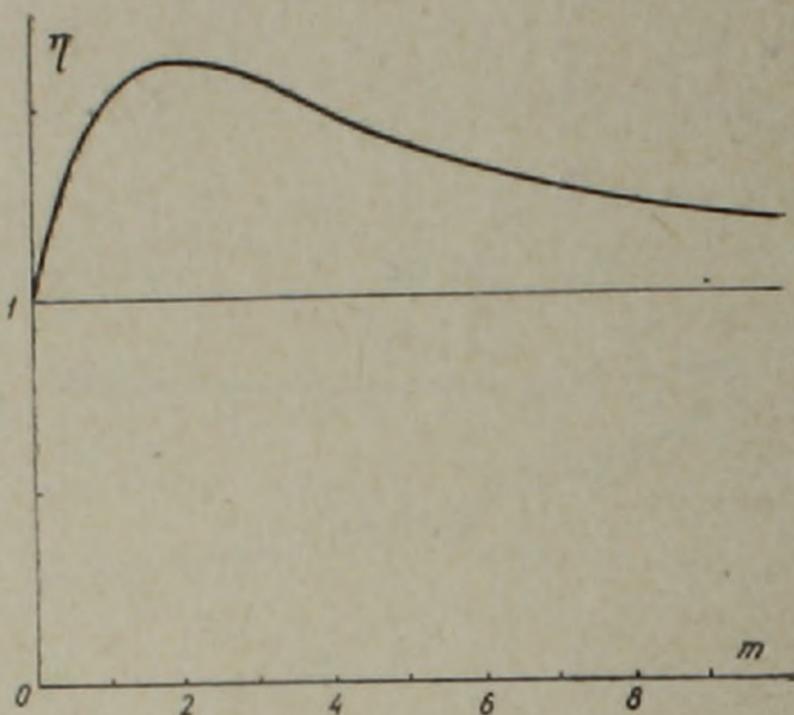


Рис. 2

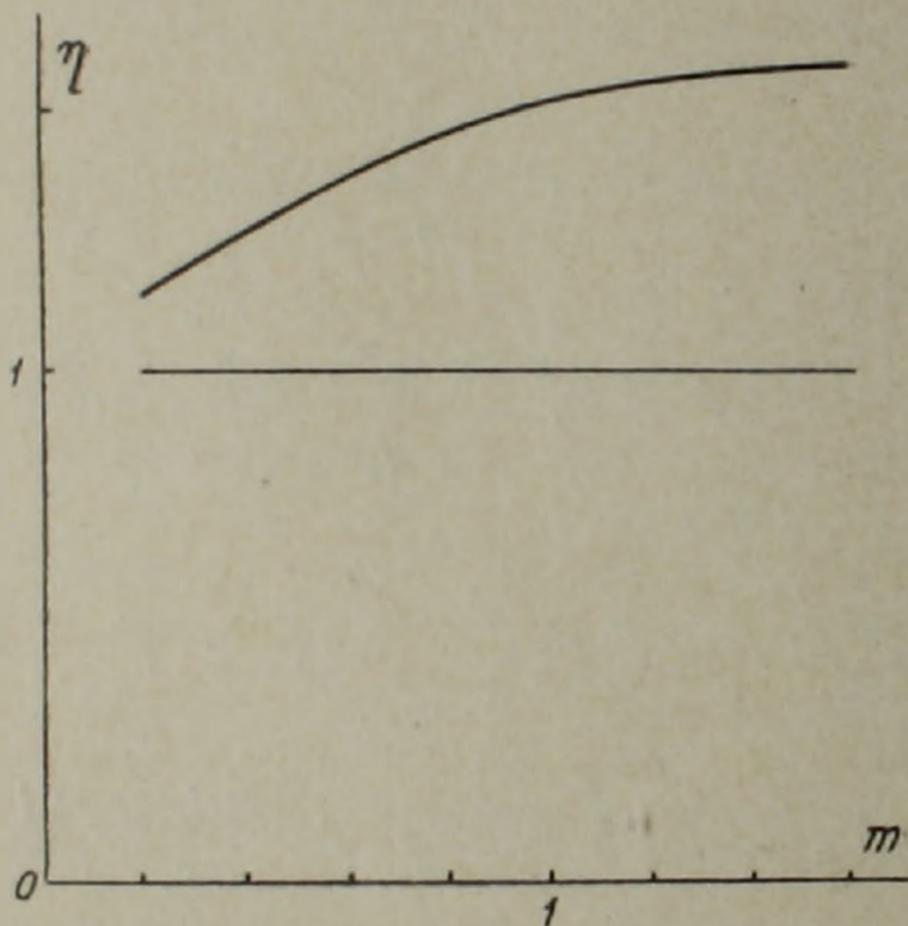


Рис. 3

при различных значениях параметров $2L/vT$, $2\lambda L$. Формулы (9), (10) выписаны для величин, измерявшихся в (4). На рисунках 1, 2, 3 приведены результаты этих расчетов для $\frac{2L}{vT} = 0,9; 0,003; 0,1$ и $2\lambda L = 2; 2$ соответственно ($\lambda \sim 0,5 \text{ см}^{-1}$; $T \sim 10^{-9} \text{ сек}$; нижние кривые относятся к теории баланса). Как и видно из (9) и (10), разница между балансными и точными кривыми становится весьма существенной при достаточно больших начальных интенсивностях (m) и может достигать порядка 50% (при $m \sim 1$, что соответствует $J \sim 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ср. (4)).

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Հակադարձ կապով ֆոտոտրոպ միջավայրով նառագայթման իմպուլսի անցման դեպքում կոհերենտության հաշվառումը

Դիտարկված է լույսային իմպուլսի անցումը ֆոտոտրոպ միջավայրով: Միջավայրի ելքի անդրադարձման գործակիցը ենթադրվում է շատ փոքր մեկից, որը հնարավորություն է տալիս անդրադարձող ալիքը և, հետևարար նրա փոխադրեցությունը վաղուղի հետ հաշվի առնել առաջին մոտավորությամբ:

Ստացված են արտահայտություններ լրիվ էներգետիկ ելքի համար միջավայրի երկու եզրերից, երբ չկա փոխադրեցություն ընկնող և անդրադարձող ալիքների միջև և երբ այն հաշվի է առնված վերը նշված եղանակով: Ստացված են նաև այդ փոխադրեցության դերը ցուցաբերող կորեր:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

- ¹ В. М. Арутюнян, ЖЭТФ, т 51, 1, 183 (1967). ² В. М. Арутюнян, А. О. Меликян, В. О. Чалтыкян, „Радиотехника и электроника“, т. 12, 12, 2257 (1967). ³ В. М. Арутюнян, А. О. Меликян, ДАН АрмССР, т, 44, № 4 (1967). ⁴ Р. Б. Костанян, П. С. Погосян, „Радиотехника и электроника“, № 4, 168 (1969). ⁵ J. A. Fleck, Jr., Appl. Phys. Lett, 12, 5, 178 (1968).