

1. Гинзбург В. Г., Цытович В. В. Переходное излучение и переходное рассеяние. Изд. Наука, М., 1984.
2. Горбунов Л. М., Матевосян Г. Г. Изв. вузов, Радиофизика, 20, 678 (1977).
3. Акопян Э. А., Матевосян Г. Г. Изв. вузов, Радиофизика, 24, 1312 (1981).
4. Пустовалов В. В., Силин В. П. Труды ФИАН, 61, 42 (1972).

ԿՈՆԵԿՏԻՎ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ
ԼԻՅՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԿՈՂՄԻՑ ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ
ԱՐՔԻ ՑՐՄԱՆ ՎՐԱ

Է. Ա. ԱԿՈՊՅԱՆ, Հ. Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է արտաքին լայնական էլեկտրամագնիսական ալիքի ցրումը պլազմայում շարժվող լիցքավորված մասնիկի վրա: Արտաքին ալիքը տարածվում է մասնիկի շարժման ուղղության նկատմամբ անկյան տակ: Ցույց է տրված, որ գոյություն ունի անկյուն, երբ ցրման կտրվածքը մաքսիմալ է:

THE INFLUENCE OF COLLECTIVE EFFECTS ON THE
SCATTERING OF EXTERNAL ELECTROMAGNETIC WAVE ON
A HEAVY CHARGED PARTICLE MOVING IN PLASMA

E. A. AKOPYAN, G. G. MATEVOSYAN

The scattering of transverse electromagnetic wave on a heavy charged particle moving in plasma is considered in the case when the wave propagates at an arbitrary angle to the direction of particle motion. On the basis of equations of nonlinear electrodynamics a general expression for the scattering cross-section is obtained. The value of scattering angle is found for which the cross-section is maximum.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 74—80 (1988)

УДК 539.182

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ЗАДЕРЖКИ ПРОБНОГО
УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА ДОПЛЕРОВСКИ-
УШИРЕННОМ ПЕРЕХОДЕ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

А. Ж. МУРАДЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 28 февраля 1987 г.)

Рассмотрена оптическая анизотропия в резонансной среде, индуцированная интенсивным импульсом ультракороткой длительности. Анизотропия зондируется пробным ультракоротким импульсом (УКИ), который в общем случае задержан во времени относительно интенсивного.

Входная линейная поляризация пробного УКИ в среде становится эллиптической. Получены аналитические результаты, описывающие изменения параметров эллипса в зависимости от координаты, времени и параметров взаимодействующей системы. Выявлена роль доплеровской дефазировки атомов. Вычислена полная энергия повернутой на 90° компоненты пробного поля. Показано, что изменение последнего в зависимости от времени задержки в общем случае отличается от экспоненциального закона затухания возбуждения среды. Получен простой критерий, при соблюдении которого указанное отклонение отсутствует.

Часто для прямого определения того, как возбуждение среды релаксирует во времени, применяется метод задержки пробного УКИ. При этом среда, во-первых, возбуждается (например интенсивным импульсом ультракороткой длительности), а релаксация возбуждения зондируется пробным УКИ с переменной временной задержкой относительно момента возбуждения. Этот метод, кроме указанной возможности прямого определения релаксационной постоянной, обладает также тем преимуществом, что при зондировании источники возбуждения уже отключены и характеристики среды представляются своими истинными значениями. В поляризационном варианте метода регистрируется, естественно, изменение поляризации пробного импульса [1, 2], обусловленное индуцированной оптической анизотропией в резонансной среде [3—11].

Этот метод, однако, нуждается в последовательном теоретическом исследовании. Дело в том, что при распространении через резонансную среду пробный УКИ разбивается на субимпульсы [12], причем параметры субимпульсов достаточно сложным образом зависят от параметров взаимодействующей системы, например от разности населенностей резонансных уровней. Все это должно проявиться и в эволюции полезного сигнала, приводя к отклонению временного спада полезного сигнала от экспоненциального закона распада возбуждения среды. Следует учитывать также, что на временное поведение величины полезного сигнала сказывается не только уменьшение населенности за счет релаксации, но и доплеровская дефазировка за счет тепловых движений атомов (молекул). Поэтому нужно разобраться, при каких условиях указанные явления будут по существу проявляться, а также сформулировать условия, при которых они не будут мешать прямому определению скорости распада возбуждения.

В настоящей работе рассматривается изменение поляризации пробного УКИ в среде двухуровневых атомов с полными моментами уровней $j_a = 1/2$, $j_b = 1/2$. Оптическая анизотропия среды индуцируется резонансным интенсивным УКИ. Релаксацию будем учитывать только для возбужденного состояния. Выбирая огибающую интенсивной волны колоколообразной ($E_s(\tau) = E_s/\text{ch}(\tau/\tau_s)$, где $\tau = t - z/c$, τ_s — длительность импульса), для амплитуд основного $\left(A_m\left(m = \pm \frac{1}{2}\right)\right)$ и возбужденного (B_m) состояний получаем

$$A_{\pm \frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} F(-|G_{\pm}| \tau_s, |G_{\pm}| \tau_s; \sigma; u), \quad (1)$$

$$B_{\pm \frac{1}{2}} = \frac{i}{\sqrt{2}} \sqrt{u(1-u)} \frac{G_{\pm} \tau_s F(1 - |G_{\pm}| \tau_s, 1 + |G_{\pm}| \tau_s; 1 + \sigma; u), \quad (2)$$

где $F(\alpha, \beta; \gamma; u)$ — гипергеометрическая функция, $G_{\pm} = d^* E_s^{(\pm)} / \sqrt{6} \hbar$, $E_s^{(\pm)} = E_{sx} \pm i E_{sy}$ — круговые компоненты поля, $\sigma = (1 + i \varepsilon_1 \tau_s + \gamma \tau_s / 2) / 2$, $u = \frac{1}{2} (1 + \text{th } \tau / \tau_s)$, $\varepsilon_1 = \omega_0 - \omega - k v_z$ — расстройка резонанса интенсивного излучения частоты ω от частоты ω_0 атомного перехода, k — волновой вектор, v_z — скорость атома вдоль оси z , γ^{-1} — время жизни возбужденного уровня.

При $\tau \gg \tau_s$ (когда интенсивный импульс уже прошел), используя известные асимптотические формулы гипергеометрической функции, для амплитуд A_m , B_m можно получить

$$A_{\pm \frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Gamma^2(\sigma)}{\Gamma(\sigma + |G_{\pm}| \tau_s) \Gamma(\sigma - |G_{\pm}| \tau_s)}, \quad (3)$$

$$B_{\pm \frac{1}{2}} = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{G_{\pm} \tau_s}{\sigma} \frac{\Gamma(1 + \sigma) \Gamma(1 - \sigma)}{\Gamma(1 - |G_{\pm}| \tau_s) \Gamma(1 + |G_{\pm}| \tau_s)} e^{-i \varepsilon_1 \tau - \frac{\gamma}{2} \tau}. \quad (4)$$

Рассмотрим распространение пробного УКИ через резонансную среду, энергетические уровни которой заселены согласно (3), (4). Из уравнения Шредингера для возмущений полем пробного импульса атомных состояний имеем

$$\alpha_{\pm \frac{1}{2}}(\tau, z) = -i \frac{d}{\sqrt{6} \hbar} \int_{-\infty}^{\tau} B_{\mp \frac{1}{2}}(\tau') E_w^{(\pm)}(\tau', z) e^{i(\omega' - \omega)\tau'} d\tau', \quad (5)$$

$$\beta_{\pm \frac{1}{2}}(\tau, z) = i \frac{d^*}{\sqrt{6} \hbar} e^{-i \varepsilon_1 \tau} A_{\mp \frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\tau} E_w^{(\mp)}(\tau', z) e^{i(\varepsilon_1 + \omega - \omega')\tau'} d\tau', \quad (6)$$

где ω' — несущая частота пробного импульса.

Распространение пробного УКИ будем описывать укороченным уравнением Максвелла, которое для рассматриваемой системы имеет вид

$$\frac{\partial E_w^{(\pm)}}{\partial z} = i \frac{2 \sqrt{2} \pi N \omega'}{\sqrt{3} c} d (A_{\pm \frac{1}{2}} \beta_{\mp \frac{1}{2}} + \alpha_{\pm \frac{1}{2}} B_{\mp \frac{1}{2}}) e^{-i(\omega - \omega')\tau}, \quad (7)$$

где N — концентрация атомов, d — приведенный матричный элемент перехода.

Учитывая ультракороткость длительности пробного импульса, можно экспоненту $\exp(-\gamma \tau / 2)$ с ее коэффициентом в амплитуде B_m вынести из-под знака интеграла в момент τ_s задержки пробного УКИ. Тогда

α^* и β будут пропорциональны одному и тому же интегралу $\int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \times \times \exp[i(\varepsilon_1 + \omega - \omega')\tau']$. Подставляя полученные при этом выражения для β и α^* в (7) и решая его относительно $E_w^{(\pm)}(\tau, z)$, получаем

$$E_w^{(\pm)}(\tau, z) = E_w^{(\pm)}(\tau, z=0) - V q z \left(|A_{\pm \frac{1}{2}}|^2 - |B_{\mp \frac{1}{2}}|^2 \right) \int_{-\infty}^{\tau} E_w^{(\pm)}(\tau', z=0) \times \\ \times J_1 \left(2 \sqrt{q z \left(|A_{\pm \frac{1}{2}}|^2 - |B_{\mp \frac{1}{2}}|^2 \right) (\tau - \tau')} \right) \times \\ \times \exp \left[-i\varepsilon(\tau - \tau') - \frac{k^2 v^2 (\tau - \tau')^2}{12} \right] d\tau', \quad (8)$$

где $J_1(x)$ — функция Бесселя, $\varepsilon = \omega_0 - \omega'$ — расстройка резонанса пробной волны, $q = 2\pi N |d|^2 \omega' / 3\hbar c$, а населенность $|B_{\mp \frac{1}{2}}|^2 \sim \exp(-\gamma \tau_3)$

(согласно (4)). В (8) проведено усреднение по тепловым движениям атомов, v — средняя скорость.

Аппроксимируем форму пробного УКИ на входе в среду прямоугольником длительности τ_w . При этом амплитуды $E_w^{(\pm)}(\tau, z)$ выражаются через функции Ломмеля двух переменных. Однако получающиеся выражения являются достаточно громоздкими и мало обозримыми. Поэтому рассмотрим частные случаи, позволяющие наглядно представить эволюцию поляризации.

Пусть $qz \left(|A_{\pm \frac{1}{2}}|^2 - |B_{\mp \frac{1}{2}}|^2 \right) / \Delta\omega \gg 1$, где $\Delta\omega = \{\varepsilon^2 \tau_w, \tau_w^{-1}\}$. Учитывая, что $\tau_w^{-1} \gg kv$, для декартовых компонент поля в интервале $0 \leq \tau \leq \tau_w$ получаем

$$E_y(\tau, z) = \frac{i}{2} E_w e^{-i\varepsilon\tau} [J_0(2 \sqrt{qz \left(|A_{-\frac{1}{2}}|^2 - |B_{\frac{1}{2}}|^2 \right) \tau}) - \\ - J_0(2 \sqrt{qz \left(|A_{\frac{1}{2}}|^2 - |B_{-\frac{1}{2}}|^2 \right) \tau})], \quad (9)$$

$$E_x(\tau, z) = \frac{1}{2} E_w e^{-i\varepsilon\tau} [J_0(2 \sqrt{qz \left(|A_{-\frac{1}{2}}|^2 - |B_{\frac{1}{2}}|^2 \right) \tau}) + \\ + J_0(2 \sqrt{qz \left(|A_{\frac{1}{2}}|^2 - |B_{-\frac{1}{2}}|^2 \right) \tau})]. \quad (10)$$

Выражение для $E_y(\tau, z)$ при $\tau > \tau_w$ (отклик среды на входной пробный импульс) получается из (9) заменой $\tau \rightarrow \tau - \tau_w$ и одновременным умножением на $\exp[-k^2 v^2 (\tau - \tau_w)^2 / 12]$, которая учитывает доплеровскую дефазировку отклика среды. Для получения $E_x(\tau, z)$ при $\tau > \tau_w$ кроме вышеуказанных замен в (10) нужно изменить общий знак. Из выражений $E_{x,y}(\tau, z)$ следует, что входная линейная поляризация пробного УКИ в среде превращается в эллиптическую поляризацию, направления главных осей которой остаются неподвижными, а эксцентриситет совершает нерегулярные колебания. Эллипс иногда деформируется до круга или линии, перпендикулярной входному направлению. Любопытно, что эволюция эллипса не зависит от расстройки резонанса ε . Это означает, что при определенном значении ε длину z (или концентрацию N) резонансной среды можно подобрать настолько большой, чтобы быстрые нестационарные

дионарные осцилляции тока перехода в фазе волны подавляли проявление дисперсионных свойств среды.

Колебания эксцентриситета эллипса поляризации очень быстры и точность их регистрации пока не может быть обеспечена. Поэтому представляет интерес полная энергия $W_y = (c/2\pi) \int |E_y|^2 d\tau$ повернутой компоненты пробного поля, которая легко определяется на эксперименте по схеме поляризатор—скрещенный анализатор. В рассматриваемом случае для W_y получаем

$$W_y \simeq \frac{W_0}{2\pi b} \left\{ \left[\frac{1}{\sigma_+} + \frac{1}{\sigma_-} - \frac{2}{\sqrt{\sigma_+ \sigma_-}} \frac{\sin b(\sigma_+ - \sigma_-)}{b(\sigma_+ - \sigma_-)} \right] + \frac{a}{\sqrt{6} b} \left[\frac{1}{\sigma_+} + \frac{1}{\sigma_-} - \frac{2}{\sqrt{\sigma_+ \sigma_-}} \exp[-a^2(\sigma_+ - \sigma_-)^2] \right] \right\}, \quad (11)$$

где

$$\sigma_{\pm} = \sqrt{|A_{\pm \frac{1}{2}}|^2 - |B_{\pm \frac{1}{2}}|^2}, \quad a = \sqrt{|c_0 q z / k v|}, \quad b = 2 \sqrt{q z \tau_w}.$$

Первое слагаемое в виде уголкового скобки в (11) представляет вклад интервала $0 \leq \tau \leq \tau_w$, а второе—отклика среды. Как и следовало ожидать, при увеличении тепловых скоростей атомов относительный вклад отклика среды в полезный сигнал W_y из-за доплеровской дефазировки уменьшается. При увеличении же длительности нестационарный характер ослабевает и поэтому относительный вклад отклика уменьшается.

На рис. 1 представлена зависимость W_y от времени τ_z задержки пробного УКИ относительно интенсивного. Нестационарный характер взаимодействия проявляется полностью, и поэтому ход W_y не следует экспоненциальному закону распада возбуждения.

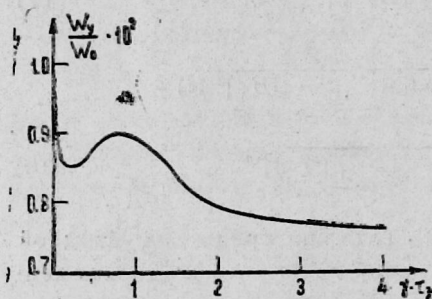


Рис. 1.

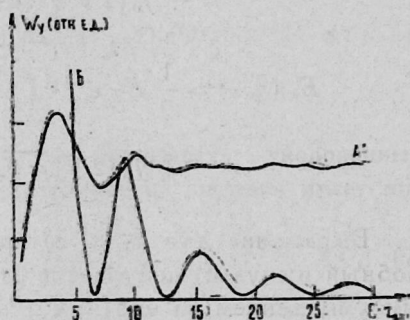


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость полной энергии повернутой компоненты поля от времени задержки пробного импульса относительно интенсивного. W_0 —энергия пробного импульса на входе в среду. Расчеты проведены для случая, когда 20% атомов интенсивным циркулярно-поляризованным импульсом возбуждены из подуровня основного состояния $ns_{1/2}(m=1/2)$ на подуровень возбужденного состояния $n p_{1/2}(m=1/2)$ атома щелочного металла.

Рис. 2. Зависимость энергии W_y : А) от длительности пробного УКИ τ_w ($\varepsilon = \text{const}$); Б) от расстройки резонанса ε ($\tau_w = \text{const}$). W_y на оси ординат приведена в относительных единицах.

Рассмотрим теперь случай малых длин (концентраций) резонансной среды: $qz(|A_{\pm \frac{1}{2}}|^2 - |B_{\mp \frac{1}{2}}|^2)/\Delta\omega \ll 1$. Изменение пробного импульса при этом мало, и для компонент поля получаем ($0 \leq \tau \leq \tau_w$):

$$E_y(\tau, z) = \frac{qz}{2\varepsilon} (\sigma_+^2 - \sigma_-^2) [1 - e^{-i\varepsilon\tau}] E_w, \quad E_x(\tau, z) \simeq E_w. \quad (12)$$

Поляризация остается квазилинейной и ее эволюция происходит следующим образом. Входная линейная поляризация постепенно поворачивается и слегка становится эллиптической. Дойдя до максимального значения, при котором поляризация снова становится линейной, угол поворота уменьшается в обратной последовательности, и все это периодически повторяется (до $\tau = \tau_w$). Аналитические выражения для эксцентриситета и угла поворота главных осей эллипса мы не приводим, поскольку при желании они могут быть легко выписаны (смотри [14]).

После прохождения основного пробного импульса ($\tau > \tau_w$) имеем

$$E_y(\tau, z) = \frac{qz}{2\varepsilon} (\sigma_+^2 - \sigma_-^2) (e^{i\varepsilon\tau_w} - 1) e^{-i\varepsilon\tau - \frac{k^2 v^2 (\tau - \tau_w)^2}{12}} E_w, \quad (13)$$

$$E_x(\tau, z) = \frac{qz}{2\varepsilon} (\sigma_+^2 + \sigma_-^2) (e^{i\varepsilon\tau_w} - 1) e^{-i\varepsilon\tau - \frac{k^2 v^2 (\tau - \tau_w)^2}{12}} E_w. \quad (14)$$

Главные оси эллипса уже направлены вдоль осей x и y и неподвижны, а их значения из-за доплеровской дефазировки уменьшаются.

Для энергии получается простое выражение

$$W_y \simeq W_0 \frac{q^2 z^2}{8 \varepsilon^2} (\sigma_+^2 - \sigma_-^2)^2 \left\{ 1 - \frac{\sin \varepsilon \tau_w}{\varepsilon \tau_w} + \frac{4 \sqrt{6\pi}}{k v \tau_w} \sin^2 \frac{\varepsilon \tau_w}{2} \right\}. \quad (15)$$

Оно показывает, что при малых длинах (концентрациях) резонансной среды закономерности изменения W_y в зависимости от параметров системы аналогичны случаю (квази) стационарного взаимодействия. В частности, при увеличении τ_z энергия W_y затухает по экспоненциальному закону. В связи с этим заметим, что при $\tau_z = \infty$ энергия $W_y \neq 0$. Это является следствием остаточной оптической ориентации атома, так как медленная релаксация между магнитными подуровнями основного состояния атома не учитывается.

На рис. 2 представлены зависимости W_y от длительности τ_w и расстройки резонанса ε . Видно, что с продвижением в область меньших длительностей влияние последних на величину полезного сигнала усиливается. Это означает, что в экспериментальных исследованиях нужно или строго контролировать длительность пробного УКИ, или провести усреднение экспериментальных результатов по распределению их длительностей.



1. Shank C. V., Ippen E. P. Appl. Phys. Lett., 26, 62 (1975).
2. Арутюнян В. М. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 47, 1627 (1983).
3. Арутюнян В. М., Канесян Э. Г., Чалтыкян В. О. ЖЭТФ, 62, 908 (1972).
4. Манаков Н. Л., Овсянников В. Д. Квантовая электроника, 2, 1943 (1975).
5. Wientzen C., Hansch T. W. Phys. Rev. Lett., 35, 1170 (1975).
6. Зон Б. А., Уразбаев Т. Т. ЖПС, 28, 424 (1978).
7. Румянцева Н. К., Смирнов В. С., Тумайкин А. М. Опт. и спектр., 46, 139 (1979).
8. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Изд. Наука, Новосибирск, 1979.
9. Arutunyan V. M., Muradyan A. Zh., Petrosyan L. S. Optica Acta, 33, 1031 (1986).
10. Ахманов С. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 29, 294 (1979).
11. Лисица М. П. и др. Укр. физ. журнал, 31, 1650 (1986).
12. Lamb G. L. Rev. Mod. Phys., 43, 99 (1971).
13. Кумеков С. Е. Опт. и спектр., 54, 595 (1983).
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, § 45. Изд. Наука, М., 1967.

**ՓՈՐՃՆԱԿԱՆ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՀԱՊԱՆԱՆՈՒՄԸ,
ԲԵՎԵՌՆԱԶԱՓԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴԸ ԴՈՊԼԵՐՅԱՆ ԼԱՅՆԱՅՎԱԾ
ԳՄԵՐՈՎ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ**

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Փորձնական զերկարճ իմպուլսի հաջադման բևեռաչափական մեթոդը քննարկված է ուղղանկյուն միջավայրի համար, հաշվի առնելով ատոմների շերտային շարժումները: Միջավայրի օպտիկական ու իզոտրոպությունը ինդուցցվում է բևեռացված ինտենսիվ իմպուլսի կողմից: Միջավայրի հետ ոչ ստացիոնար փոխազդեցության պայմաններում փորձնական իմպուլսի բևեռացումը դառնում է էլիպտիկ: Վեր է հանված էլիպսի պարամետրերի կախվածությունը ժամանակից, տարածման կոորդինատից և փոխազդող համակարգի բնութագրիչ մեծություններից: Հաշվված է փորձնական իմպուլսի 90°-ով շրջված բևեռացմամբ բաղադրիչի լրիվ էներգիան:

**POLARIZATION METHOD OF ULTRASHORT TEST PULSE
DELAY AT BROADENED DOPPLER TRANSITION OF A
RESONANT MEDIUM**

A. Zh. MURADYAN

The optical anisotropy in a resonant medium induced by an intense ultrashort pulse is considered. The anisotropy is probed by a test ultrashort pulse, which, in general case, is delayed with respect to the intense one. At the interaction with medium the initial linear polarization of the ultrashort test pulse becomes elliptical. Analytical expressions for the variation of ellipse parameters depending on time, coordinates and parameters of the interacting system are obtained and the role played by Doppler dephasing of atoms is revealed. The total energy of test field component rotated by 90° was calculated and it was shown, that its variation versus delay time deviated from the exponential law of excitation damping of the medium. A simple criterion was obtained, at the observation of which this deviation did not take place