

чтобы его поперечное тепловое давление уравновешивало давление среднего магнитного поля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я. Б. Физика плазмы, 3, 442 (1977).
2. Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. Атомиздат, М., 1980.
3. Джавадшвили Дж. И., Рухлин В. Г. Физика плазмы, 8, 1199 (1982).
4. Ростомян Э. В., Рухлин В. Г. Тезисы докладов 4-ой Всесоюзной конференции «Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой». Ташкент, 1985.
5. Росинский С. Е. и др. ЖЭТФ, 66, 1350 (1974).

### ԿԱՅՈՒՆԱՅՎԱԾ ՌԵՔՄԻՍԻՎ ՄՈԴՈՒԼԱՅՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՁԻ ԴԱՇՏՆԵՐԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Վ. Գ. ՐՈՒԽԼԻՆ

Հետազոտված են մոդուլացված էլեկտրոնային փնջի դաշտերը խիտ պլազմայում: Դտնված են այն պայմանները, որոնց առկայության դեպքում փնջի մագնիսական դաշտը շեղորացվում է, ինչպես նաև այն պայմանները, երբ փոփոխվող զրգրում է պլազմային զանգվածային մակերևութային ալիք: Այդ ալիքը կարող է էականորեն փոփոխել փնջի տարածման դինամիկան:

### THE STEADY STATE FIELDS IN PLASMA INDUCED BY A MODULATED BEAM

E. V. ROSTOMYAN, V. G. RUKHLIN

The structure of fields induced in dense plasma by a relativistic electron beam with modulated current density far from the beam front has been considered. The conditions were found under which the effect of magnetic neutralization of the proper field of the beam took place as well as the conditions of excitation of a strong surface wave of plasma sheet by the beam were specified. This wave could strongly influence the dynamics of beam propagation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 89—94 (1987)

УДК 535.2;621.373.8

### ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА, ИНДУЦИРОВАННОЕ ИНТЕНСИВНЫМ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ-ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. С. ПЕТРОСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 12 сентября 1985 г.)

Решена задача об изменении поляризации ультракотких импульсов света вблизи двухфотонного резонанса с учетом параметрической связи меж-

ду круговыми компонентами интенсивного и зондирующего импульсов. Оптическая анизотропия среды индуцируется интенсивным эллиптически-поляризованным импульсом. Показано, что входная линейная поляризация пробной волны в среде превращается в эллиптическую с параметрами, осциллирующими как во времени, так и в пространстве. Эти изменения обусловлены нестационарным характером взаимодействия, что ослабляется при увеличении расстройки резонанса.

Явление индуцированного поворота плоскости поляризации в квазистационарных условиях изучено в работе [1]. Этот поворот обусловлен оптической анизотропией, индуцированной интенсивным поляризованным излучением. Благодаря высокой чувствительности, это явление широко применяется в спектроскопии газовых [2—9] и конденсированных [10—13] сред. Особый интерес представляет нестационарное изменение поляризации пробного излучения. Детальное исследование этого явления откроет новые возможности для применения в спектроскопии быстрых процессов.

В настоящей работе проведено теоретическое исследование изменения поляризации пробного ультракороткого импульса (УКИ) света в поле интенсивного эллиптически-поляризованного УКИ в условиях двухфотонного резонанса. Рабочей средой являются пары щелочных металлов.

Выбрана следующая схема взаимодействия: пробная волна с частотой  $\omega$  связывает основной уровень  $nS_{1/2}$  с первым возбужденным дублетом  $nP_{1,2,3/2}$ , а сильная волна с частотой  $\omega_s$  — дублет  $nP_{1,2,3/2}$  с более возбужденным уровнем  $n'S_{1/2}$ . Предполагается, что расстройка однофотонного резонанса  $\varepsilon_1$  намного больше спектральной ширины импульсов и ширины дублетного расщепления. Из-за ничтожно малой заселенности возбужденных уровней сильная волна проходит через среду без изменения, поэтому ее амплитуда  $E_s$  зависит только от параметра  $\tau = t - z/c$ .

При указанных условиях решение уравнений Шредингера и Максвелла в резонансном приближении для круговых компонент  $E^{(\pm)} = E_x \pm iE_y$  слабого поля дает следующие выражения:

$$E^{(+)}(z, \tau) = e^{iqz} \left\{ E^{(+)}(0, \tau) - \sqrt{\beta z} E_s^{(+)}(\tau) \int_{-\infty}^{\tau} \exp \{-i\varepsilon(\tau - \tau') + iz[\Pi(\tau) - \Pi(\tau')]\} [E^{(+)}(0, \tau') E_s^{(-)}(\tau') + E^{(-)}(0, \tau') E_s^{(+)}(\tau')] \times \right. \\ \left. \times \frac{J_1(2\sqrt{\beta z}[\Pi(\tau) - \Pi(\tau')])}{\sqrt{\Pi(\tau) - \Pi(\tau')}} d\tau' \right\}, \quad (1)$$

$$E^{(-)}(z, \tau) = e^{iqz} \left\{ E^{(-)}(0, \tau) - \sqrt{\beta z} E_s^{(-)}(\tau) \int_{-\infty}^{\tau} \exp \{-i\varepsilon(\tau - \tau') + iz[\Pi(\tau) - \Pi(\tau')]\} [E^{(+)}(0, \tau') E_s^{(-)}(\tau') + E^{(-)}(0, \tau') E_s^{(+)}(\tau')] \times \right. \\ \left. \times \frac{J_1(2\sqrt{\beta z}[\Pi(\tau) - \Pi(\tau')])}{\sqrt{\Pi(\tau) - \Pi(\tau')}} d\tau' \right\}, \quad (2)$$

где  $E^{(+)}(0, \tau)$  — амплитуда круговых компонент слабой волны на входе в среду,  $\varepsilon$  — расстройка двухфотонного резонанса,  $J_1(\nu)$  — функция Бесселя. Здесь введены обозначения:

$$q = \frac{\pi N \omega |d_1|^2}{\hbar \varepsilon_1 c}, \quad \beta = \frac{\pi N \omega |d_1|^2 d_4^2}{4 \hbar^3 \varepsilon_1^2 c}, \quad \alpha = \frac{|d_4|^2}{4 \hbar^2 \varepsilon_1}, \quad (3)$$

$$\Pi(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} (|E_s^{(-)}|^2 + |E_s^{(+)}|^2) d\tau' = 2 \int_{-\infty}^{\tau} (|E_{sx}|^2 + |E_{sy}|^2) d\tau', \quad (4)$$

$N$  — плотность атомов,  $d_{1,4}$  — приведенные матричные элементы соответственно переходов  $nS_{1/2} - nP_{1/2}$  и  $nP_{1/2} - n'S_{1/2}$ . В формулах (1) и (2) член  $i\alpha |\Pi(\tau) - \Pi(\tau')|$  в экспоненте подынтегральных выражений обусловлен высокочастотным штарковским сдвигом возбужденных уровней.

Изменение поляризации пробной волны происходит не только за счет изменения заселенностей магнитных подуровней атомов, но и за счет параметрической связи между «+» и «-» компонентами сильной и пробной волн. Если на входе в среду имеем только одну круговую компоненту слабой волны, например  $E^{(-)}(0, \tau)$  ( $E^{(+)}(0, \tau) = 0$ ), то благодаря параметрической перекачке энергии  $E$ -компоненты в среде рождается  $E^{(+)}(z, \tau)$ -компонента.

Комплексный характер декартовых компонент  $E_{x,y}(z, \tau)$  означает, что входная линейная поляризация пробной волны в общем случае превращается в эллиптическую, причем угол поворота главных осей и эксцентриситет эллипса претерпевают сложные осцилляции как во времени, так и в пространстве.

Для получения более конкретных результатов предположим подобность импульсов ( $E_s(\tau) \sim E(0, \tau)$ ) и малость штарковских смещений энергетических уровней. Тогда при точном двухфотонном резонансе ( $\varepsilon = 0$ ) имеем

$$E_y(z, \tau) = -e^{iqz} \frac{\eta_1 - i\eta_2}{2} E(0, \tau) [1 - J_0(\nu)], \quad (5)$$

$$E_x(z, \tau) = e^{iqz} E(0, \tau) \left\{ 1 - \frac{1 + \eta_3}{2} [1 - J_0(\nu)] \right\}, \quad (6)$$

где  $\nu = 2\sqrt{\beta z \Pi(\tau)}$ ,  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$  — поляризационные параметры Стокса для сильной волны. Как и в случае квазистационарного взаимодействия, изменение линейной поляризации зондирующего импульса обусловлено круговой ( $\eta_2$ ) и линейной под углом  $45^\circ$  ( $\eta_1$ ) поляризациями сильной волны.

Для угла поворота главных осей  $\Theta$  и эксцентриситета  $\Delta$  эллипса поляризации пробной волны получаем

$$\operatorname{tg} 2\Theta = - \frac{\eta_1 [1 - J_0(\nu)] \left\{ 1 - \frac{1 + \eta_3}{2} [1 - J_0(\nu)] \right\}}{1 - (1 + \eta_3) [1 - J_0(\nu)] \left\{ 1 - \frac{\eta_3}{2} [1 - J_0(\nu)] \right\}}, \quad (7)$$

$$\Delta = \sqrt{1 - b_1^2/b_2^2} \quad (8)$$

где

$$b_{1,2} = \sqrt{(1 + \gamma_{12}) \left[ \frac{1 - \gamma_{13}}{2} - \frac{1 + \gamma_{13}}{2} J_0^2(\nu) \right] + \gamma_{12} \gamma_{13} J_0(\nu) \mp \sqrt{(1 - \gamma_{12}) \left[ \frac{1 - \gamma_{13}}{2} - \frac{1 + \gamma_{13}}{2} J_0^2(\nu) \right] - \gamma_{12} \gamma_{13} J_0(\nu)}} \quad (9)$$

Как видим, угол поворота и эксцентриситет имеют сложную осциллирующую зависимость от параметра  $\nu$ . Заметим, что угол поворота  $\Theta$  не зависит от круговой поляризации, а эксцентриситет  $\Delta$  от линейной под углом  $45^\circ$  поляризации сильной волны. Если  $\eta_1 = 0$ , то образовавшийся эллипс поляризации слабого импульса не поворачивается относительно осей  $x, y$  ( $\Theta = 0$ ), а если  $\eta_2 = 0$ , то поляризация остается линейной ( $\Delta = 1$ ).

В эксперименте обычно измеряется энергия  $y$ -компоненты пробной волны, выражение для которой имеет вид

$$W_y = W(0) \frac{\eta_1^2 + \eta_2^2}{4} \left\{ 1 - \frac{2J_1(2\sqrt{B})}{\sqrt{B}} + J_0^2(2\sqrt{B}) + J_1^2(2\sqrt{B}) \right\} \quad (10)$$

Здесь  $B = \frac{4\pi}{c} W_s \beta z$ ,  $W_s$  и  $W(0)$  — полные энергии сильного и слабого импульсов соответственно на входе в среду.

Из формулы (10) видно, что изменение поляризации одинаковым образом зависит от плотности среды, длины прохождения и энергии накачки. Зависимость отношения  $W_y/W(0)$  от комбинированного параметра  $B$  приведена на рис. 1. При малых  $B$  (нестационарности не успевают развиваться)

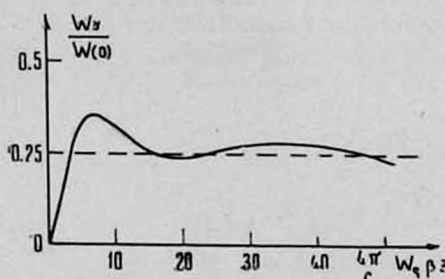


Рис. 1.

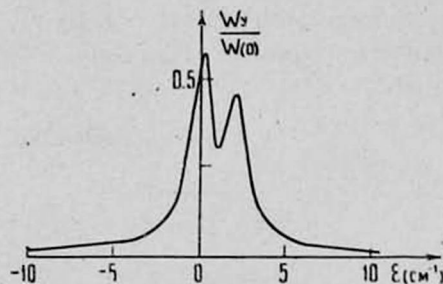


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость отношения  $W_y/W(0)$  от параметра  $B = 4\pi/c \cdot W_s \beta z$  ( $\eta_1^2 + \eta_2^2 = 1$ ).

Рис. 2. Зависимость отношения  $W_y/W(0)$  от расстройки двухфотонного резонанса  $\varepsilon$ . Расчеты проведены для паров натрия ( $Nz = 8,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ,  $W_s = 28 \text{ мДж/см}^2$ ,  $\eta_1^2 + \eta_2^2 = 1$ ).

для указанного отношения получается квадратичная зависимость. При увеличении  $B$  начинаются осцилляции и при больших  $B$  отношение  $W_y/W(0)$  стремится к значению  $(\eta_1^2 + \eta_2^2)/4$ .

Представляет интерес рассмотреть зависимость  $W_y$  от расстройки резонанса. Численные расчеты показывают, что эта зависимость имеет вид, представленный на рис. 2 (для импульсов предполагалась форма  $E(0, \tau)$ ;  $E_s(\tau) \sim \text{ch}^{-1}(\tau/\tau_0)$ ). Смещение двугорбой резонансной кривой относительно значения расстройки  $\varepsilon = 0$  обусловлено штарковским сдвигом энергетических уровней. Ширина провала — порядка спектральной ширины импульсов. В отличие от стационарного случая провал между горбами не достигает нулевого значения, так как в этом случае штарковский сдвиг не постоянен (он меняется в соответствии с амплитудой сильного импульса), в результате чего и получается некоторое среднее значение, отличное от нуля. Вдали от резонанса  $W_y$  падает по закону  $1/\varepsilon^2$ , и в этом случае закономерности аналогичны квазистационарному случаю.

Выражаю глубокую благодарность В. М. Арутюняну и А. Ж. Мурадяну за постановку задачи и обсуждение результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 69, 44 (1975).
2. Арутюнян В. М., Адоны Г. Г., Шахназарян Н. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 27 (1976).
3. Wisman C., Hansch T. W. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
4. Liao P. T., Bjorklund G. C. Phys. Rev., A15, 2009 (1977).
5. Keller J.-C., Delsart C. Opt. Commun., 20, 147 (1977).
6. Адоны Г. Г., Кочарян Л. М. Оптика и спектроскопия, 40, 719 (1976).
7. Шалагин А. М. ЖЭТФ, 73, 99 (1977).
8. Kaftandjian V. P., Talin B., Klein L. J. de Physique, 40, 1037 (1979).
9. Арутюнян В. М. и др. Тезисы докладов IX Всесоюзной конф. по КНО, Ленинград, ч. II, 1978, с. 44.
10. Shank C. V., Ippen E. P. Appl. Phys. Lett., 26, 62 (1975).
11. Буров Л. И., Саржевский А. М. ДАН БССР, 26, 325 (1982).
12. Kuwata M., Mita T., Nagasawa N. Opt. Commun., 40, 238 (1982).
13. Арутюнян В. М. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 47, 1627 (1983).

## ԳԵՐԿԱՐՃ ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ԷԼԻՊՏԻԿ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ

Լ. Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Զուգահեռ է գերկարճ լուսային իմպուլսների բեռնացման փոփոխության խնդիրը երկֆոտոն-  
ակզոնանսի մոտ հաշվի առնելով ինտենսիվ և թույլ իմպուլսների շրջանային բաղադրիչների  
միջև պարամետրիկ կապը: Միջավայրի օպտիկական ոչլիզոտրոպությունը ստեղծվում է ուժեղ  
էլիպտիկ բեռնացված գերկարճ իմպուլսով: Ցույց է տրված, որ թույլ ալիքի մուտքի գծային-  
բեռնացումը միջավայրում վերածվում է էլիպտիկ բեռնացման, որի պարամետրերը տատան-  
վում են յամանակի ընթացքում և տարածության մեջ: Այդ փոփոխությունները պայմանավորված  
են փոխազդեցության ոչստացիոնար բնույթով, որը թուլանում է ակզոնանսի ապալարի մեծաց-  
մամբ:

# CHANGE OF POLARIZATION OF ULTRASHORT PULSES OF LIGHT INDUCED BY AN INTENSE ELLIPTICALLY POLARIZED PULSE

L. S. PETROSYAN

The problem of polarization change of ultrashort pulses of light near the two-photon resonance is solved taking into account the parametric coupling between circular components of an intense and probing pulses, the optical anisotropy of the medium being induced by the intense elliptically polarized pulse. It is shown that the initial linear polarization of the probing wave in the medium becomes elliptical with parameters oscillating both in time and in space. These changes are due to the nonstationary nature of the interaction reducing at the increase of resonance detuning.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 94—99 (1987)

УДК 621.382

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЛИ УГЛОВОЕ СУЖЕНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Г. К. АВЕТИСЯН, К. З. АЦАГОРЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 декабря 1985 г.)

Показана возможность энергетического или углового сужения пучков заряженных частиц на основе явления «отражения» от лазерного импульса в вынужденных черенковском, комптоновском и ондуляторном процессах. Для реальных значений параметров энергетический или угловой разброс можно уменьшить на порядок.

Известно, что в вынужденном черенковском, комптоновском и ондуляторном процессах, начиная с некоторого критического значения интенсивности, поперечная электромагнитная волна ведет себя подобно потенциальному барьеру и происходит неупругое «отражение» частицы от волны [1—3]. На основе этого явления в работах [4—6] был предложен способ монохроматизации пучков заряженных частиц, обладающих достаточно большими значениями энергетического разброса по сравнению с угловым. В настоящей работе обсуждается результат «отражения» пучка частиц с произвольными значениями энергетического и углового разбросов, что приводит либо к монохроматизации пучка, либо к уменьшению угловой расходимости, в зависимости от соотношения между величинами углового и энергетического разбросов. При этом оказывается, что монохроматизация возможна и без жесткого ограничения на угловые разбросы, предполагаемого в работах [4—6].

Рассмотрим сначала «отражение» пучка частиц в вынужденном черенковском процессе. Пусть пучок заряженных частиц с энергетическим ( $\Delta_0$ ) и угловым ( $\delta_0$ ) разбросами взаимодействует с плоской поперечной волной