

01;07;09

## Расщепление электромагнитного импульса при резонансном отражении от плазменной пленки

© М.И. Бакунов, Н.С. Гурбатов

Нижегородский государственный университет им.Н.И. Лобачевского,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 25 декабря 1995 г.)

Теоретически обнаружен эффект сильной деформации огибающей квазимонохроматического электромагнитного импульса при отражении от тонкой (в масштабе длины волны) пленки плазмоподобной среды (полупроводниковой, металлической) в условиях плазменного резонанса. Показано, что падающий гауссовский импульс расщепляется во времени (полностью или частично) на два отраженных импульса, амплитудами которых можно управлять путем изменения соотношений между параметрами падающего импульса и пленки.

### Введение

Электромагнитные волны  $TM$ -поляризации могут эффективно взаимодействовать с тонкими в масштабе длины волны пленками плазмоподобной среды (полупроводниковыми, металлическими). Как впервые было показано в [1], тонкие плазменные пленки способны сильно отражать  $TM$ -волны при условии, что частота волны близка к плазменной частоте пленки (плазменный резонанс), а соударения достаточно малы. В работе [2] обнаружена возможность сильного поглощения  $TM$ -волн плазменными пленками также в условиях плазменного резонанса. К настоящему времени эффекты резонансного экранирования и резонансного поглощения электромагнитных волн  $TM$ -поляризации тонкими плазменными пленками изучены достаточно полно для монохроматических волн (см., например, [3–5]). Некоторые особенности поглощения электромагнитных импульсов в плазменных пленках рассматривались в [6].

В настоящей работе указан новый резонансный эффект — сильной деформации огибающей квазимонохроматического электромагнитного импульса при отражении от плазменной пленки, расположенной на идеально проводящей подложке. Эффект обусловлен сильной дисперсией фазы коэффициента отражения в узкой области частот вблизи плазменной частоты пленки. Показано, что падающий гауссовский импульс расщепляется во времени (полностью или частично) на два отраженных импульса, амплитудами которых можно управлять путем изменения соотношений между параметрами падающего импульса и пленки.

Эффект преобразования формы электромагнитного импульса в условиях плазменного резонанса может быть использован для профилирования импульсов субмиллиметрового излучения при отражении от полупроводниковых пленок, а также ультракоротких (фемтосекундных) оптических импульсов при отражении от металлических пленок. Заметим, что управляемого преобразования формы фемтосекундных лазерных импульсов в настоящее время активно обсуждается в литературе (см., например,

[7–9]). Как будет показано ниже, рассматриваемый в данной работе эффект, существенно отличаясь от близкого по идее способа преобразования импульсов в условиях возбуждения поверхностных волн [8], обладает преимуществами при практической реализации. Предварительные результаты работы сообщались в докладе [10].

### Постановка задачи. Основные формулы

Пусть гауссовский квазимонохроматический импульс  $TM$ -поляризации с магнитным полем

$$B_z^i(\xi) = A_i(\xi/\tau) \exp(i\omega_0\xi), \quad A_i(\xi/\tau) = B_0 \exp(-\xi^2/2\tau^2), \quad (1)$$

где  $\xi = t - (x \cos \theta + y \sin \theta)/c$  и  $\omega_0\tau \gg 2\pi$ , падает под углом  $\theta$  из вакуума ( $x < 0$ ) на однородную плазменную пленку ( $0 < x < d$ ), расположенную на идеально проводящей подложке ( $x = d$ ). Пленка считается тонкой в масштабе длины падающей волны

$$\frac{\omega_0 d}{c} \ll 1 \quad (2)$$

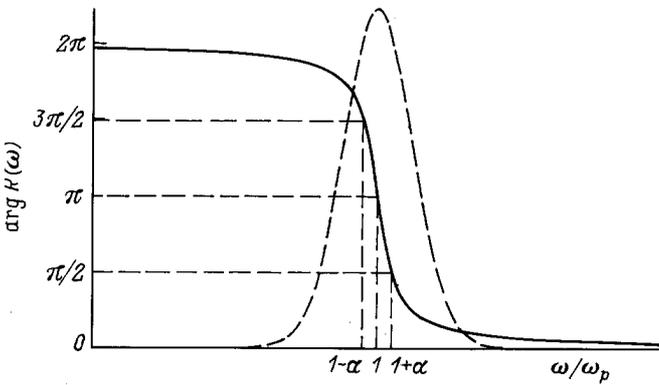
и в пренебрежении соударениями характеризуется диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = \varepsilon_L(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота свободных носителей,  $\varepsilon_L$  — диэлектрическая проницаемость решетки (в случае газовой плазмы  $\varepsilon_L = 1$ ).

Несущая частота  $\omega_0$  импульса (1) считается близкой к плазменной частоте пленки (плазменный резонанс)

$$\frac{|\omega_0 - \omega_p|}{\omega_p} \ll 1. \quad (3)$$

Будем рассматривать отраженный импульс в точке  $x = y = 0$  (для других точек результат отличается лишь сдвигом во времени:  $t \rightarrow t + (x \cos \theta - y \sin \theta)/c$ ). Отраженный импульс определяется интегралом Фурье от произведения спектра падающего импульса

$$F(\omega) = \frac{B_0\tau}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\tau^2\right] \quad (4)$$



**Рис. 1.** Зависимость фазы коэффициента отражения от частоты при  $\alpha = 0.05$  (сплошная кривая) и качественный вид спектра падающего импульса при  $\omega_0 = \omega_p$  (штриховая кривая).

на коэффициент отражения монохроматической волны  $R(\omega)$ . Последний при учете условий (2), (3) с хорошей точностью может быть записан в виде [5,11]

$$R(\omega) = \frac{\omega - \omega_p + i\alpha\omega_p}{\omega - \omega_p - i\alpha\omega_p}, \quad (5)$$

где

$$\alpha = \frac{\omega_p d \sin^2 \theta}{2c\epsilon_L \cos \theta} \quad (6)$$

— малый параметр тонкости плазменной пленки ( $\alpha \ll 1$ ).

Модуль коэффициента отражения (5) равен единице ( $|R(\omega)| = 1$ ), а его фаза

$$\arg R(\omega) = \arctg \frac{2\alpha\omega_p(\omega - \omega_p)}{(\omega - \omega_p)^2 - \alpha^2\omega_p^2} \quad (7)$$

испытывает в зависимости от частоты резкое изменение на  $2\pi$  в узком интервале частот шириной в несколько  $\alpha\omega_p$  в окрестности плазменной частоты пленки  $\omega_p$  (рис. 1).

Имея в виду численный анализ формы огибающей  $|A_r(t/\tau)|$  отраженного импульса

$$B_z^r(t) = A_r(t/\tau) \exp(i\omega_0 t), \quad (8)$$

удобно в интеграле Фурье перейти к безразмерной переменной  $\eta = (\omega - \omega_0)\tau$ . При этом для комплексной амплитуды  $A_r(t/\tau)$  получаем выражение

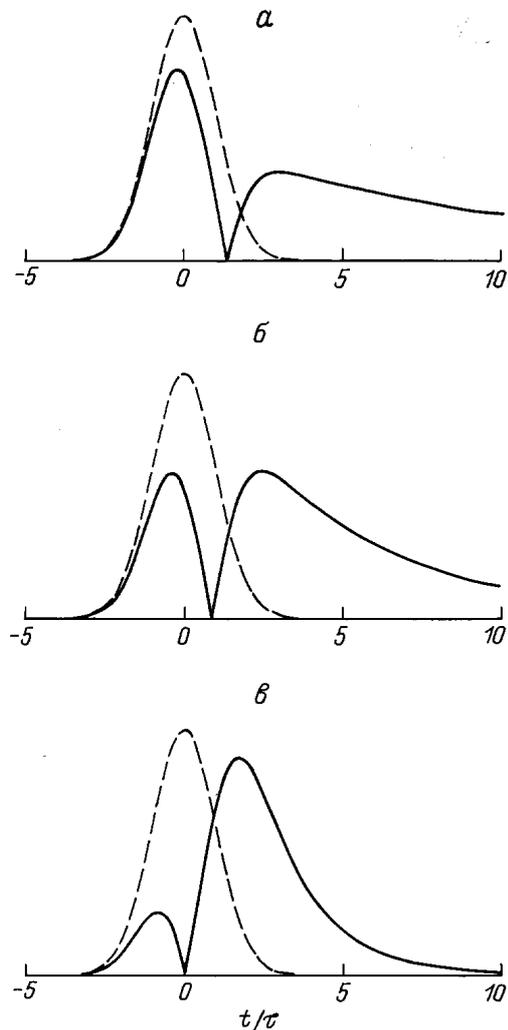
$$A_r(t/\tau) = \frac{B_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\eta + \Delta + i\gamma}{\eta + \Delta - i\gamma} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2} + i\eta \frac{t}{\tau}\right) d\eta, \quad (9)$$

где  $\Delta = (\omega_0 - \omega_p)\tau$  — параметр отстройки от резонанса, параметр  $\gamma = \alpha\omega_p\tau$  характеризует соотношение между шириной частотной области резонансного изменения фазы коэффициента отражения ( $\sim \alpha\omega_p$ ) и шириной спектра входного импульса ( $\sim 1/\tau$ ).

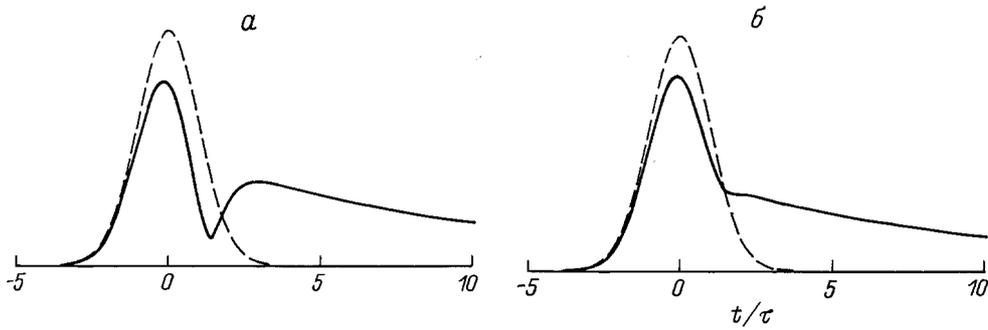
## Результаты

Результаты численных расчетов формы отраженного импульса на основе интеграла (9) представлены на рис. 2, 3. В случае точного совпадения частот  $\omega_0$  и  $\omega_p$ , т.е. при  $\Delta = 0$ , отраженный импульс расщепляется на две части, полностью разделенные нулем огибающей (рис. 2). Качественно эффект расщепления объясняется тем, что центральные компоненты спектра падающего импульса, попадающие на крутой участок функции  $\arg R(\omega)$  (рис. 1), испытывают задержку во времени [12], тогда как периферийные компоненты спектра, попадающие на пологие участки функции  $\arg R(\omega)$ , отражаются практически без задержки.

Понятно, что с возрастанием параметра  $\gamma$ , т.е. с увеличением ширины резонансной области по сравнению с шириной спектра падающего импульса, задержанная часть отраженного импульса растет, а лидирующая часть уменьшается (рис. 2).

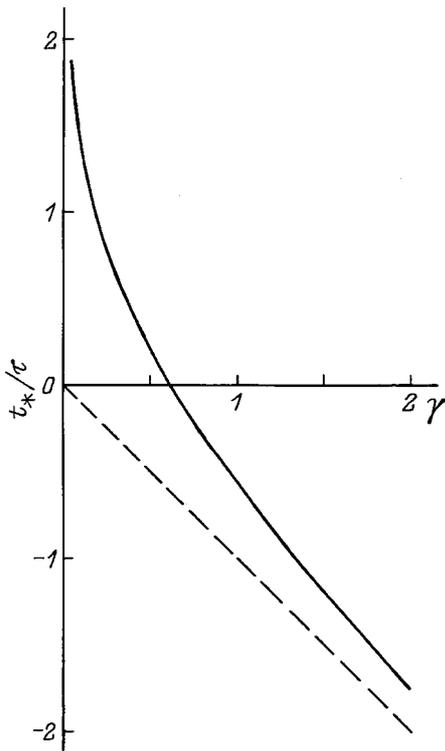


**Рис. 2.** Огибающая отраженного  $|A_r(t/\tau)|$  (сплошные линии) и падающего  $A_i(t/\tau)$  (штриховые линии) импульсов при  $\Delta = 0$ .  $\gamma$ : а — 0.1, б — 0.22, в — 0.6.



**Рис. 3.** Огибающая отраженного импульса  $|A_r(t/\tau)|$  (сплошные линии) падающего  $A_i(t/\tau)$  (штриховые линии) импульсов при  $\gamma = 0.1$ .  $\Delta$ :  $a - 0.2$ ,  $b - 0.7$ .

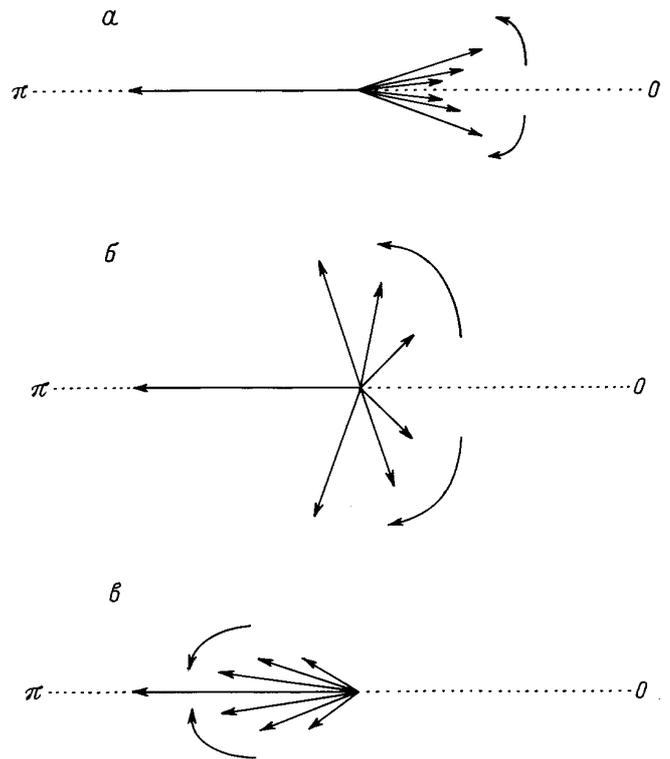
Наличие нуля огибающей — характерная особенность случая  $\Delta = 0$ . На рис. 4 представлена рассчитанная численно зависимость момента обращения огибающей в нуль  $t_*/\tau$  от значения параметра  $\gamma$  (сплошная кривая). Эту зависимость можно пояснить с помощью векторной диаграммы (рис. 5), где векторы соответствуют узким участкам спектра отраженного импульса и с течением времени поворачиваются с угловой скоростью  $\omega - \omega_0$ . Ввиду симметрии диаграммы относительно прямой  $0-\pi$  вертикальные составляющие векторов взаимно компенсируются в каждый момент времени. Горизонтальные же компоненты компенсируются лишь в определенный момент, зависящий от значения параметра  $\gamma$  (ср. рис. 2, 4 и 5).



**Рис. 4.** Зависимость положения нуля огибающей отраженного импульса от значения параметра  $\gamma$  в случае  $\Delta = 0$ .

В случае  $\Delta \neq 0$  векторная диаграмма несимметрична и взаимной компенсации векторов не происходит. Поэтому лидирующая и запаздывающая части отраженного импульса соединяются перетяжкой конечной толщины, а при достаточно больших  $\Delta$  сливаются (рис. 3).

В пределе  $\gamma \gg 1$  для формы отраженного импульса нетрудно получить простую аналитическую формулу. Перейдем в интеграле (9) к переменной  $\tilde{\eta} = \eta/\gamma$ . При этом в показателе подынтегральной экспоненты появляется большой параметр  $\gamma$ , что позволяет применить метод перевала. В результате при условии  $t/\tau \ll \gamma$ , обеспечивающем удаленность перевального пути  $\text{Im } \tilde{\eta} = t/\gamma\tau$  от полюса  $\tilde{\eta} = -\Delta/\gamma - i$  на плоскости комплексных



**Рис. 5.** Векторные диаграммы для отраженного импульса в момент  $t = 0$ .  $a - \gamma \ll 1$ ,  $b - \gamma \sim 1$ ,  $v - \gamma \gg 1$ .

значений  $\tilde{\eta}$ , получаем

$$|A_r(t/\tau)| \approx A_i(t/\tau) \sqrt{\frac{(t/\tau + \gamma)^2 + \Delta^2}{(t/\tau - \gamma)^2 + \Delta^2}}. \quad (10)$$

Формула (10) описывает импульс, отличающийся от падающего наличием небольшой лидирующей части. В случае  $\Delta = 0$  она отделена от основной части импульса нулем огибающей в точке

$$\frac{t_*}{\tau} = -\gamma \quad (11)$$

на временной оси. Прямая (11) соответствует асимптоте на рис. 4 (штриховая линия). В случае же  $\Delta \neq 0$  из формулы (10) следует наличие перетяжки между расщепленными частями импульса.

Характерная деталь временной структуры отраженного импульса — наличие слабо спадающего "хвоста" у запаздывающей части импульса (рис. 2, 3). Методами контурного интегрирования на плоскости комплексных значений  $\eta$  можно показать, что этот "хвост" соответствует вкладу полюса подынтегрального выражения  $\eta = -\Delta + i\gamma$  и при  $t/\tau \gg 1$ ,  $t/\tau \gg \gamma$  описывается экспоненциальной зависимостью вида

$$|A_r(t/\tau)| \approx 2\sqrt{2\pi} B_0 \gamma \exp\left(\frac{\gamma^2 - \Delta^2}{2}\right) \exp\left(-\gamma \frac{t}{\tau}\right). \quad (12)$$

Физически наличие экспоненциального хвоста (12) обусловлено высвечиванием электромагнитной энергии, запасенной в плазменном слое вследствие эффекта резонансного разбухания компоненты  $E_x$  электрического поля [13].

## Заключение

В данной работе явление плазменно-резонансного расщепления квазимонохроматического электромагнитного импульса при отражении от плазменной пленки рассмотрено в чистом виде — как дисперсионный эффект. Это обеспечивается отсутствием соударений, условие пренебрежения которыми имеет вид [11]

$$\nu \ll 2\alpha\omega_p, \quad (13)$$

$\nu$  — эффективная частота соударений.

При нарушении неравенства (13) с ростом  $\nu$  начинает сказываться резонансное поглощение электромагнитной волны в пленке. Как показывает анализ, это проявляется в основном в уменьшении по амплитуде запаздывающей части отраженного импульса.

В отличие от способа профилирования лазерных импульсов в условиях возбуждения поверхностных плазмонов [8] рассмотренный здесь эффект не критичен к угловой расходимости падающего светового пучка вследствие независимости резонансной частоты от угла падения  $\theta$  и слабой зависимости параметра  $\alpha$  от  $\theta$  в

широком интервале углов падения (см. формулы (5), (6)). К тому же для практической реализации эффекта не требуется использования нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) (ср. с [8]).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

## Список литературы

- [1] Кондратьев И.Г., Миллер М.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. № 1. С. 124–134.
- [2] Godwin R.P. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. N 2. P. 85–87.
- [3] Жаров А.А., Кондратьев И.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 10. С. 1474–1478.
- [4] Котов А.К. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 5. С. 629–632.
- [5] Бакунов М.И., Сорокин Ю.М. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. Вып. 3. С. 692–696.
- [6] Сахаров А.С. // Препринт ФИАН. М., 1981. № 43. 20 с.
- [7] Campbell I.H., Fauchet P.M. // Opt. Lett. 1988. Vol. 13. N 8. P. 634–636.
- [8] Andaloro R.V., Simon H.J., Deck R.T. // Appl. Opt. 1994. Vol. 33. N 27. P. 6340–6347.
- [9] Hillegas C.W., Tull J.X., Goswami D. et al. // Opt. Lett. 1994. Vol. 19. N 10. P. 737–739.
- [10] Bakunov M.I., Gurbatov N.S. // Abstracts of 2nd Intern. Scientific School-Seminar "Dynamic and Stochastic Wave Phenomena". Nizhny Novgorod, 1994. P. 47.
- [11] Бакунов М.И., Жуков С.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 25–28.
- [12] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. § 21.
- [13] Кондратьев И.Г., Миллер М.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. № 1. С. 176–179.