УДК 533.9.01

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН И ПОСТОЯННОГО ТОКА ПРИ МГНОВЕННОМ СОЗДАНИИ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

И. В. Осовицкая[1,2], В. А. Костин[1,2], Н. В. Введенский[1,2]

Аналитически и численно рассчитаны частоты и амплитуды поверхностных волн, возбуждаемых при мгновенной ионизации слоя в поле p-поляризованной плоской волны, а также генерируемые в образующейся плазме квазипостоянные плотность тока и магнитное поле. В зависимости от параметров плазменного слоя и падающей волны, энергии, запасаемые в нечетных поверхностных волнах и статических полях и токе, могут значительно превосходить энергию четных волн, а возникающие квазипостоянные магнитные поля в плазме могут быть сопоставимы с амплитудой падающей волны.

Ключевые слова: ионизация, поверхностные волны, линейная трансформация волн, возбуждение токов в плазме.

Введение. Трансформация электромагнитных полей при их взаимодействии с нестационарной плазмой привлекает большой интерес в связи с различными приложениями, среди которых можно выделить генерацию излучения в различных частотных диапазонах (в том числе и недостаточно освоенных, таких как терагерцовый и средний инфракрасный) [1–13] и создание переключателей мощного СВЧ-излучения [14–16]. Нестационарная плазма при этом может создаваться коротким (фемтосекундным) ионизующим оптическим импульсом, а в качестве преобразуемых полей выступать статическое электрическое поле, созданное конденсатором или системой конденсаторов [1, 2], мощное СВЧ-поле в свободном пространстве, резонаторе или волноводе [3–6], а также более

[1] Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603022 Россия, Нижний Новгород, пр-т Гагарина, 23; e-mail: oivnn121@mail.ru.

[2] Институт прикладной физики РАН, 603950 Россия, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46.

высокочастотные поля (напр., поле самого ионизующего импульса) [7–13]. Значительное внимание уделяется линейной трансформации постоянных и переменных полей при сверхбыстром (по сравнению с характерными временами изменения преобразуемых полей) создании пространственно-ограниченных плазменных объектов, в частности, при оптическом возбуждении фотопроводника, взаимодействующего с мощным СВЧ-полем, (обычно рассматриваемого как основа для создания СВЧ-переключателей, управляемых зеркал и поляризаторов). Спектрально-модовая структура преобразованных полей в таких случаях может быть достаточно сложной и включать в себя как поверхностные и вытекающие волны дискретного спектра, так и излучение непрерывного спектра, а также квазипостоянные поля и токи в случае слабостолкновительной плазмы. При создании плазменных слоев обычно основное внимание уделяется возбуждению четных электрических (ТМ) поверхностных волн, а другие типы волн исследуются менее подробно.

В настоящей работе мы исследуем преобразование p-поляризованной плоской электромагнитной волны при ее взаимодействии с мгновенно возникшим плазменным слоем и анализируем возбуждение как четных, так и нечетных поверхностных ТМ-волн, а также генерацию квазипостоянной плотности электрического тока внутри слоя и соответствующего магнитного поля. Как показывает проведенный расчет, в зависимости от параметров плазменного слоя и падающей волны, энергии, запасаемые в нечетных поверхностных волнах и статических полях и токе, могут значительно превосходить энергию четных волн, а возникающие квазипостоянные магнитные поля в плазме могут быть сопоставимы с амплитудой падающей волны.

Постановка задачи и метод решения. Геометрия задачи показана на рис. 1. Изначально при времени $t < 0$ в свободном пространстве распространяется p-поляризованная однородная плоская электромагнитная волна заданной частоты ω_i под углом $0 < \alpha < \pi/2$ к отрицательному направлению оси x декартовой системы координат. Электрическое $\mathbf{E}^{(i)}$ и магнитное $\mathbf{B}^{(i)}$ поля в плоской волне задаются выражениями $\mathbf{E}^{(i)} = E_i \cos(\omega_i t + \kappa x - hz)(\sin\alpha\,\hat{\mathbf{x}} + \cos\alpha\,\hat{\mathbf{z}})$, $\mathbf{B}^{(i)} = E_i \cos(\omega_i t + \kappa x - hz)\,\hat{\mathbf{y}}$, где E_i – амплитуда плоской волны, $\kappa = (\omega_i/c)\cos\alpha$ и $h = (\omega_i/c)\sin\alpha$ – модули проекций волнового вектора $\mathbf{k}_i$, соответственно, на оси x и z, c – скорость света в вакууме, $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ и $\hat{\mathbf{z}}$ – единичные векторы декартовой системы координат. В момент времени $t = 0$ мгновенно возникает слой холодной однородной плазмы с плазменной частотой ω_p, занимающий область пространства $|x| < a$, где a – полутолщина слоя.

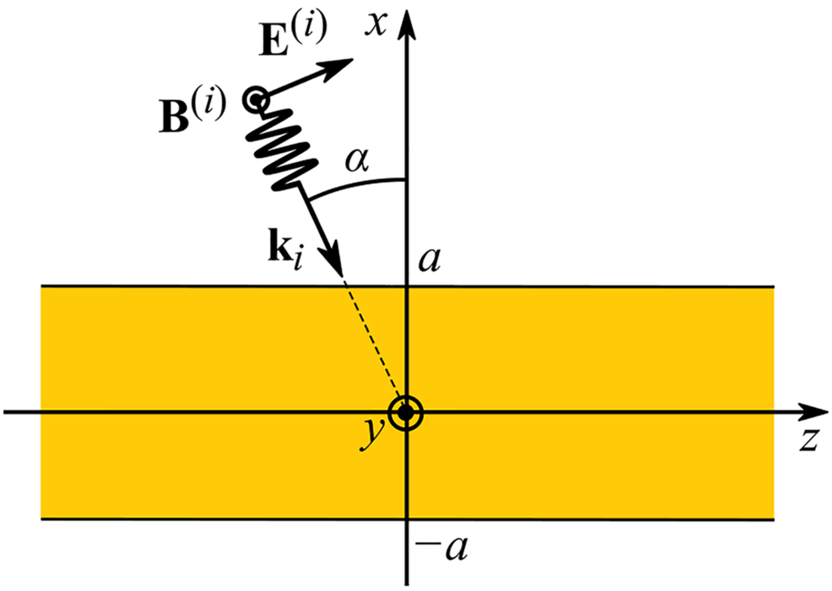

Рис. 1: *Геометрия задачи. В поле монохроматической p-поляризованной однородной плоской волны с заданными электрическим* $\mathbf{E}^{(i)}$ *и магнитным* $\mathbf{B}^{(i)}$ *полями, волновым вектором* $\mathbf{k}_i$ *и углом падения* α *мгновенно создается плазменный слой толщиной* $2a$ *в момент времени* $t = 0$.

Электрическое $\mathbf{E}$ и магнитное $\mathbf{B}$ поля при $t > 0$ могут быть рассчитаны из системы уравнений Максвелла $\nabla \times \mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{j} + (1/c)(\partial\mathbf{E}/\partial t)$, $\nabla \times \mathbf{E} = -(1/c)(\partial\mathbf{B}/\partial t)$ и линейного уравнения $\partial\mathbf{j}/\partial t = \omega_p^2\mathbf{E}/4\pi$ для плотности тока $\mathbf{j}$ свободных электронов в холодной бесстолкновительной плазме внутри слоя, при $|x| < a$, вне слоя плотность тока отсутствует: $\mathbf{j} = 0$ для $|x| > a$. Указанные уравнения дополняются начальными условиями при $t = 0$, заключающимися в непрерывности электрического и магнитного полей и отстуствии плотности тока, а также принципом причинности, в соответствии с которым при $|x| - a < ct$ поля совпадают с полями исходной плоской волны $\mathbf{E}^{(i)}$ и $\mathbf{B}^{(i)}$. Для сшивки решений в однородных областях также необходимы условия непрерывности тангенциальных компонент полей B_y и E_z на границах возникшего плазменного слоя, при $x = \pm a$.

Решение поставленной задачи имеет гармоническую зависимость от z $(\partial^2/\partial z^2 = -h^2)$ и не зависит от y $(\partial/\partial y \equiv 0)$. Это решение может быть найдено с помощью преобразования Лапласа по времени t с лапласовской переменной s. В результате исходные уравнения с учетом начальных условий могут быть сведены к обыкновенному дифференциальному уравнению для лапласовского изображения $\tilde{B}_y$ компоненты магнитного поля B_y внутри и вне плазменного слоя

$$\varepsilon\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial\tilde{B}_y}{\partial x}\right)-g^2\tilde{B}_y=\frac{E_i}{c^2}\left[\omega_i\sin(\kappa x-hz)-s\varepsilon\cos(\kappa x-hz)\right], \tag{1}$$

где $g^2(x)=h^2+s^2\varepsilon(x)/c^2$ – квадрат поперечного волнового числа, $\varepsilon(x)=1$ при $|x|>a$, $\varepsilon(x)=\varepsilon_p$ при $|x|<a$, $\varepsilon_p=1+\omega_p^2/s^2$ – комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы.

Результаты и их обсуждение. Решение уравнения (1) с учетом граничных условий при $x=\pm a$ и принципа причинности имеет вид $\tilde{B}_y=\tilde{B}_y^{(e)}+\tilde{B}_y^{(o)}$, где лапласовские изображения $\tilde{B}_y^{(e)}$ и $\tilde{B}_y^{(o)}$ четной и нечетной компонент (по x) соответственно определяются выражениями

$$\tilde{B}_y^{(e)}=\tilde{b}_e\cos\kappa x+\tilde{b}_o q\times\begin{cases}(f_e-\cos\kappa a)\,e^{-g_v(|x|-a)} & \text{для } |x|>a,\\ f_e\frac{\cosh g_p x}{\cosh g_p a}-\cos\kappa x & \text{для } |x|<a;\end{cases}$$

$$\tilde{B}_y^{(o)}=\tilde{b}_o\sin\kappa x+\tilde{b}_e q\times\begin{cases}\mathrm{sgn}x\ (f_o+\sin\kappa a)\,e^{-g_v(|x|-a)} & \text{для } |x|>a,\\ f_o\frac{\sinh g_p x}{\sinh g_p a}+\sin\kappa x & \text{для } |x|<a,\end{cases}$$

где $g_v=\sqrt{h^2+s^2/c^2}$ и $g_p=\sqrt{h^2+s^2\varepsilon_p/c^2}$ (знак перед квадратным корнем в g_v выбирается так, чтобы $\mathrm{Re}\,g_v>0$ в области абсолютной сходимости лапласовских изображений $\mathrm{Re}\,s>0$; знак перед квадратным корнем в g_p выбирается произвольным образом), $q=\omega_i s(\varepsilon_p-1)/(\omega_i^2+s^2\varepsilon_p)$,

$$\tilde{b}_e=E_i\frac{s\cos hz+\omega_i\sin hz}{s^2+\omega_i^2},\quad \tilde{b}_o=E_i\frac{s\sin hz-\omega_i\cos hz}{s^2+\omega_i^2},$$
$$f_e=\frac{\varepsilon_p}{\Delta_e}\left(\frac{s^2}{\omega_i^2}\kappa a\sin\kappa a+g_v a\cos\kappa a\right),\quad f_o=\frac{\varepsilon_p}{\Delta_o}\left(\frac{s^2}{\omega_i^2}\kappa a\cos\kappa a-g_v a\sin\kappa a\right),$$
$$\Delta_e=g_p a\tanh g_p a+\varepsilon_p g_v a,\quad \Delta_o=g_p a\coth g_p a+\varepsilon_p g_v a.$$

Полученные лапласовские изображения допускают аналитическое продолжение на комплексную плоскость лапласовской переменной s с разрезом, соединяющим точки ветвления $s=\pm ich$ через бесконечность по мнимой оси. С помощью теоремы Коши о вычетах, интеграл Меллина, определяющий оригиналы полей и токов при $t>0$, может быть представлен в виде суперпозиции 1) решения на частоте плоской волны ω_i, представляющего собой известное решение задачи об отражении плоской монохроматической волны от стационарного плазменного слоя; 2) волн непрерывного спектра – излучающей составляющей, которая может быть представлена в виде спектрального интеграла по частотам, большим ch; 3) плотности статического тока и создаваемого ей магнитного поля внутри плазменного слоя и 4) четной и нечетной поверхностных ТМ-волн, бегущих вдоль оси z в положительном и отрицательном направлениях. Далее рассмотрим последние две составляющие, которые определяют незатухающие собственные волны при $t \to \infty$.

Компоненты статического магнитного поля $\mathbf{B}^{(0)} = B_y^{(0)}\hat{\mathbf{y}}$ и плотности тока $\mathbf{j}^{(0)} = j_x^{(0)}\hat{\mathbf{x}} + j_z^{(0)}\hat{\mathbf{z}}$ находятся как соответствующие вычеты лапласовских изображений при $s = 0$ и выражаются следующим образом:

$$B_y^{(0)} = \frac{E_i\omega_p^2}{\omega_i^2+\omega_p^2}\left[\cos(hz-\kappa x) - \sin\kappa a \sin hz\,\frac{\sinh g_p^{(0)}x}{\sinh g_p^{(0)}a} - \cos\kappa a\cos hz\,\frac{\cosh g_p^{(0)}x}{\cosh g_p^{(0)}a}\right],$$

$$j_x^{(0)} = \frac{E_i ch\omega_p^2}{4\pi\left(\omega_i^2+\omega_p^2\right)}\left[\sin(hz-\kappa x) + \sin\kappa a\cos hz\,\frac{\sinh g_p^{(0)}x}{\sinh g_p^{(0)}a} - \cos\kappa a\sin hz\,\frac{\cosh g_p^{(0)}x}{\cosh g_p^{(0)}a}\right],$$

$$j_z^{(0)} = \frac{E_i c g_p^{(0)}\omega_p^2}{4\pi\left(\omega_i^2+\omega_p^2\right)}\left[\frac{\kappa}{g_p^{(0)}}\sin(hz-\kappa x) - \sin\kappa a\sin hz\,\frac{\cosh g_p^{(0)}x}{\sinh g_p^{(0)}a} - \cos\kappa a\cos hz\,\frac{\sinh g_p^{(0)}x}{\cosh g_p^{(0)}a}\right],$$

где $g_p^{(0)} = g_p|_{s=0} = \sqrt{h^2+\omega_p^2/c^2}$. В тонких слоях, $\omega_{p,i} \ll c/a$, статическое магнитное поле $|\mathbf{B}^{(0)}|$ достигает максимального значения $(E_i/2)(\omega_p a/c)^2 \ll E_i$ в середине слоя при $x = 0$ и $z = \pi n/h$, где n – целое. В более толстых слоях магнитное поле может быть сопоставимо с E_i и даже превосходить это значение, в частности, при $\omega_p \gg \omega_i \gg a/c$ статическое магнитное поле приближенно повторяет распределение амплитуды поля исходной волны внутри слоя (за исключением узких областей вблизи границ слоя). Запасенная в статических магнитном поле и плотности тока энергия, приходящаяся на единицу площади плазменного слоя, может быть найдена прямым интегрированием и определяется выражением

$$W_0 = \frac{E_i^2 a}{8\pi}\frac{\omega_p^2}{\omega_i^2+\omega_p^2}\left[1 + \frac{c^2 g_p^{(0)}\left(3\omega_i^2-\omega_p^2\right)\left(\cosh 2g_p^{(0)}a - \cos 2\kappa a\right)}{a\left(\omega_i^2+\omega_p^2\right)^2\sinh 2g_p^{(0)}a}\right] < W_i/2, \qquad (2)$$

где $W_i = E_i^2 a/4\pi$ – приходящаяся на единицу площади плазменного слоя энергия исходной плоской волны внутри слоя $|x| < a$.

Частоты четной ω_{se} и нечетной ω_{so} поверхностных волн удовлетворяют соответственно дисперсионным соотношениям $\Delta_e|_{s=-i\omega_{\mathrm{se}}} = 0$ и $\Delta_o|_{s=-i\omega_{\mathrm{so}}} = 0$, где $g_{v,p}^{(\mathrm{se,so})} = g_{v,p}|_{s=-i\omega_{\mathrm{se,so}}}$. Эти частоты при любых параметрах удовлетворяют неравенствам $0 < \omega_{\mathrm{so}} < \omega_{\mathrm{se}} < \omega_p$, ch. Анализируя вычеты $\tilde{B}_y e^{st}$ при $s = \pm i\omega_{\mathrm{se,so}}$, находим магнитные поля четной $B_y^{(\mathrm{se})}$ и нечетной $B_y^{(\mathrm{so})}$ поверхностных волн:

$$B_y^{(\mathrm{se})} = \left[A_+^{(\mathrm{se})}\cos(\omega_{\mathrm{se}}t - hz) + A_-^{(\mathrm{se})}\cos(\omega_{\mathrm{se}}t + hz)\right] \times \begin{cases} e^{-g_v^{(\mathrm{se})}(|x|-a)} & \text{для } |x| > a, \\ \frac{\cosh g_p^{(\mathrm{se})}x}{\cosh g_p^{(\mathrm{se})}a} & \text{для } |x| < a, \end{cases}$$

$$B_y^{(\mathrm{so})} = \left[A_+^{(\mathrm{so})}\cos(\omega_{\mathrm{so}}t - hz) + A_-^{(\mathrm{so})}\cos(\omega_{\mathrm{so}}t + hz)\right] \times \begin{cases} \mathrm{sgn}x\, e^{-g_v^{(\mathrm{so})}(|x|-a)} & \text{для } |x| > a, \\ \frac{\cosh g_p^{(\mathrm{so})}x}{\cosh g_p^{(\mathrm{so})}a} & \text{для } |x| < a, \end{cases}$$

где $A_\pm^{(\mathrm{se,so})}$ – амплитуды поверхностных волн, бегущих в положительном и отрицательном направлениях оси z,

$$A_\pm^{(\mathrm{se})} = E_i \frac{c^2h^2 - \omega_{\mathrm{se}}^2}{\omega_i^2 - \omega_{\mathrm{se}}^2}\frac{\omega_p^2 + c^2h^2 - \omega_{\mathrm{se}}^2}{\omega_p^2 + \omega_i^2 - \omega_{\mathrm{se}}^2}\frac{\omega_i\left(\omega_i \pm \omega_{\mathrm{se}}\right)\left(\omega_p^2 - \omega_{\mathrm{se}}^2\right)}{P(-i\omega_{\mathrm{se}})}\left(\cos\kappa a - \frac{\omega_{\mathrm{se}}^2}{\omega_i^2}\frac{\kappa}{g_v^{(\mathrm{se})}}\sin\kappa a\right),$$

$$A_\pm^{(\mathrm{so})} = E_i \frac{c^2h^2 - \omega_{\mathrm{so}}^2}{\omega_i^2 - \omega_{\mathrm{so}}^2}\frac{\omega_p^2 + c^2h^2 - \omega_{\mathrm{so}}^2}{\omega_p^2 + \omega_i^2 - \omega_{\mathrm{so}}^2}\frac{\omega_i\left(\mp\omega_i - \omega_{\mathrm{so}}\right)\left(\omega_p^2 - \omega_{\mathrm{so}}^2\right)}{P(-i\omega_{\mathrm{so}})}\left(\sin\kappa a + \frac{\omega_{\mathrm{so}}^2}{\omega_i^2}\frac{\kappa}{g_v^{(\mathrm{se})}}\cos\kappa a\right),$$

$$P(s) = \left(s^2 + c^2h^2\right)\left(s^2 + \omega_p^2 + 2c^2h^2\right) + c^2h^2\left(s^2 + \omega_p^2\right) + \\ + g_v a\left[s^2\left(s^2 + \omega_p^2\right) + c^2h^2\left(2s^2 + \omega_p^2\right)\right].$$

Заметим, что амплитуды $A_+^{(\mathrm{se,so})}$ поверхностных волн, бегущих в положительном направлении оси z, не превышают $2E_i$, но могут быть достаточно близки к этому значению в тонких слоях. Максимальное значение амплитуд $A_-^{(\mathrm{se,so})}$ поверхностных волн, бегущих в отрицательном направлении оси z, близко к $0.12E_i$ и достигается в толстых слоях. Полные энергии $W^{(\mathrm{se,so})}$ четной и нечетной поверхностных волн на единицу площади слоя складываются из энергий $W_\pm^{(\mathrm{se,so})}$ соответствующих волн, бегущих в противоположных направлениях вдоль оси z: $W^{(\mathrm{se,so})} = W_+^{(\mathrm{se,so})} + W_-^{(\mathrm{se,so})}$,

$$W_\pm^{(\mathrm{se,so})} = \frac{{A_\pm^{(\mathrm{se,so})}}^2}{8\pi g_v^{(\mathrm{se,so})}}\frac{\omega_p^2 P\left(-i\omega_{\mathrm{se,so}}\right)}{\omega_{\mathrm{se,so}}^2\left(\omega_p^2 - \omega_{\mathrm{se,so}}^2\right)\left(\omega_i^2\sin^2\alpha + \omega_p^2 - \omega_{\mathrm{se,so}}^2\right)}. \tag{3}$$

Как видно, всегда $W_+^{(\mathrm{se,so})} > W_-^{(\mathrm{se,so})}$ и в целом поток энергии направлен в положительном направлении оси z. При этом при любых параметрах $W_-^{(\mathrm{se})}/W_i < 1/6$, в то время как отношения $W_+^{(\mathrm{se})}/W_i$ и $W_-^{(\mathrm{so})}/W_i$ могут быть сколь угодно велики (хотя с ростом этих отношений следует ожидать и рост времени установления найденных стационарных решений).

На рис. 2 представлены результаты численных расчетов частот четной ω_{se} и нечетной ω_{so} поверхностных волн, их энергий $W^{(\mathrm{se,so})}$, и энергии W_0 статической компоненты

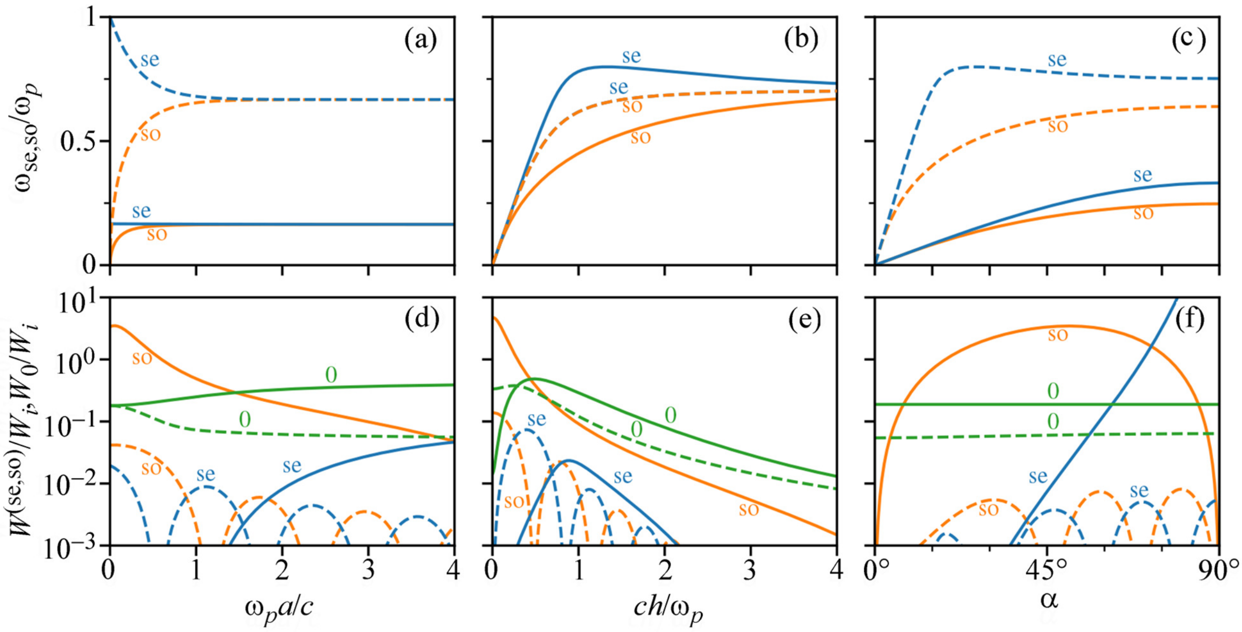

Рис. 2: *((a)–(c)) – найденные с помощью численного решения дисперсионных уравнений частоты* $\omega_{\rm se}$ *и* $\omega_{\rm so}$ *четной (кривые se) и нечетной (кривые so) поверхностных волн, нормированные на плазменную частоту* ω_p*, и ((d)–(f)) – найденные с помощью формул* (2) *и* (3) *энергии* $W^{(\rm se)}$, $W^{(\rm so)}$ *и* W_0*, запасенные соответственно в четной (кривые se), нечетной (кривые so) поверхностных волнах и статической компоненте решения (кривые* 0*) на единицу площади слоя, нормированные на энергию* W_i *исходной волны внутри слоя, приходящуюся на единицу его площади, в зависимости от ((a), (d)) безразмерной полутолщины слоя* $\omega_p a/c$*, ((b), (e)) безразмерного продольного волнового числа* ch/ω_p *и ((c), (f)) угла падения плоской волны* α*. Для сплошных кривых* $\omega_i/\omega_p = 1/3$, $\alpha = 30°$ *на панелях ((a), (d));* $\omega_p a/c = 1/3$, $\alpha = 30°$ *на панелях ((b), (e));* $\omega_p a/c = 1/3$, $\omega_i/\omega_p = 1/3$ *на панелях ((c), (f)). Для пунктирных кривых* $\omega_i/\omega_p = 3$, $\alpha = 30°$ *на панелях ((a), (d));* $\omega_p a/c = 3$, $\alpha = 30°$ *на панелях ((b), (e));* $\omega_p a/c = 3$, $\omega_i/\omega_p = 3$ *на панелях ((c), (f)).*

в зависимости от безразмерной толщины слоя $\omega_p a/c$, безразмерного продольного волнового числа ch/ω_p и угла падения плоской волны α. Как видно, энергия $W^{(\rm se)}$ оказывается наибольшей при α, близких к $\pi/2$, и $\omega_p a/c \ll 1$. Энергия $W^{(\rm so)}$ может оказаться наибольшей при малых значениях ch/ω_p. Заметим, что энергия W_0 может на несколько порядков превосходить энергию, запасаемую в поверхностных волнах, для больших значений ch/ω_p.

Заключение. В работе исследовано преобразование p-поляризованной плоской электромагнитной волны в поверхностные волны и постоянный ток при мгновенном создании плазменного слоя. Получены аналитические выражения для электромагнитных полей четной и нечетной поверхностных волн и постоянного магнитного поля и тока в плазменном слое, а также рассчитаны и сопоставлены энергии, запасенные в поверхностных волнах разной четности и постоянных магнитном поле и плотности тока. В зависимости от параметров плазменного слоя (его толщины и плазменной частоты) и преобразуемой плоской волны (ее частоты и угла падения) любая из энергий может оказаться наибольшей.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 18-11-00210.

ЛИТЕРАТУРА

[1] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 255006 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.255006.

[2] V. A. Kostin, N. V. Vvedenskii, New J. Phys. **17**, 033029 (2015). DOI: 10.1088/1367-2630/17/3/033029.

[3] А. М. Быстров, Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, Письма в ЖЭТФ **82**, 852 (2005). DOI: 10.1134/1.2175243.

[4] M. I. Bakunov, A. V. Maslov, Phys. Rev. Lett. **79**, 4585 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevLett.79.4585.

[5] M. I. Bakunov, A. V. Maslov, Phys. Rev. E **57**, 5978 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevE.57.5978.

[6] A. V. Maslov, M. I. Bakunov, A. A. Erykalin, Phys. Rev. E **103**, 043207 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevE.103.043207.

[7] V. B. Gildenburg, N. V. Vvedenskii, Phys. Rev. Lett. **98**, 245002 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.245002.

[8] A. Nishida, N. Yugami, T. Higashiguchi, et al., Appl. Phys. Lett. **101**, 161118 (2012). DOI: 10.1063/1.4755843.

[9] V. A. Kostin, N. V. Vvedenskii, Phys. Rev. Lett. **120**, 065002 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.065002.

[10] I. Thiele, B. Zhou, A. Nguyen, et al., Optica **5**, 1617 (2018). DOI: 10.1364/OPTICA.5.001617.

[11] А. А. Силаев, В. А. Костин, И. Д. Ларюшин, Н. В. Введенский, Письма в ЖЭТФ **107**, 160 (2018). DOI: 10.1134/S002136401803013X.

[12] A. A. Frolov, Phys. Plasmas **28**, 013104 (2019). DOI: 10.1063/5.0033225.

[13] A. A. Frolov, Plasma Phys. Control. Fusion **63**, 085014 (2021). DOI: 10.1088/1361-6587/AC08F5.

[14] А. А. Вихарев, Г. Г. Денисов, В. В. Кочаровский и др., Письма в ЖТФ **33**, 38 (2007). DOI: 10.1134/S1063785007090064.

[15] M. Kulygin, G. Denisov, K. Vlasova, et al., Rev. Sci. Instrum. **87**, 014704 (2016). DOI: 10.1063/1.4939673.

[16] J. F. Picard, S. C. Schaub, G. Rosenzweig, et al., Appl. Phys. Lett. **114**, 164102 (2019). DOI: 10.1063/1.5093639.

Поступила в редакцию 18 ноября 2021 г.

После доработки 18 ноября 2021 г.

Принята к публикации 5 марта 2022 г.