[13] Ito M., Mikawa T., Wado O. – Sol.–St. Electron, 1987, v. 30, N 9, p. 969–971.
[14] Осипов В.В., Холоднов В.А. – ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 2078–2081.
[15] Sze S.M., Gibbons G. – Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, N 5, p. 111–113.
[16] Semiconductors and Semimetals / Ed. Tsang W.T., Orlando–San Diego–N.Y.–London–Toronto–Monreal–Sydney–Tokyo: Acad. Pres., 1985, v. 22. 454 p.
[17] Осипов В.В., Холоднов В.А. – Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, в. 6, с. 362–367.

Поступило в Редакцию
19 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15 12 августа 1988 г.

К ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТМ-ВОЛН

П.И. Хаджи, Л.В. Федоров,
Е.С. Киселева

В подавляющем большинстве работ исследование свойств нелинейных поверхностных волн (НПВ) проводится в рамках одноосного приближения для нелинейной среды [1–3]. При этом лишь компонента ε_{xx} диагонального диэлектрического тензора считается зависящей от продольной составляющей электрического поля $\mathcal{E}_x$, тогда как компонента ε_{zz} предполагается константой:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_0 + \alpha \left|\mathcal{E}_x\right|^2, \quad \varepsilon_{zz} = \varepsilon_z = const. \tag{1}$$

Точные решения уравнений Максвелла для такой среды с учетом граничных условий привели к предсказанию ряда замечательных свойств НПВ, не имеющих аналога в линейной теории. Однако до сих пор не ясна роль нелинейности в компоненте ε_{zz} диэлектрического тензора. Отметим, что в [3] наряду с аппроксимацией (1) была предложена аппроксимация, в которой компонента ε_{zz} также является нелинейной функцией поля, причем и в этом случае рассматривалась зависимость компонент диэлектрического тензора от продольной составляющей электрического поля $\mathcal{E}_x$ в виде:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_x + \alpha \left|\mathcal{E}_x\right|^2, \quad \varepsilon_{zz} = \varepsilon_z + \beta \left|\mathcal{E}_x\right|^2, \tag{2}$$

где константы ε_x, ε_z, α и β предполагаются зависящими от частоты распространяющейся волны. Однако точных решений уравне–

ний Максвелла с диэлектрическим тензором (2) в [3] получено не было. Авторы [3] рассмотрели только лишь предел малых амплитуд и в этом приближении свели решение своей задачи к решению, представленному в [1]. Отметим здесь также работу [4], в которой утверждается, что если выполняется условие $\partial \varepsilon_{xx}/\partial \mathcal{E}_z^2 = \partial \varepsilon_{zz}/\partial \mathcal{E}_x^2$, то решение уравнений Максвелла для НПВ может быть получено точно в квадратурах. Очевидно, что приближение (2) не удовлетворяет указанному в [4] условию и тем не менее ниже будет дано точное решение задачи в квадратурах.

В данном сообщении представлены точные решения уравнений Максвелла для p-поляризованных НПВ в рамках аппроксимации (2) для нелинейной среды. Структуру и закон дисперсии НПВ определим для плоской границы раздела двух сред, одна из которых является изотропной и линейной, имеет диэлектрическую проницаемость ε_1 и занимает полупространство $z \leqslant 0$, а нелинейная оптически одноосная среда занимает полупространство $z \geqslant 0$. Рассматривается стационарное распространение p-поляризованных НПВ в направлении оси x с волновым вектором k и частотой ω. В этой геометрии отличны от нуля только компоненты электрического поля $\mathcal{E}_x$, $\mathcal{E}_z$ и магнитного $\mathcal{H}_y$. Учитывая поляризацию волны, решения уравнений Максвелла будем искать в виде:

$$\left\{\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_z, \mathcal{H}_y\right\} = \left\{-iE_x, E_z, -H\right\} \cdot exp\left[-i(\omega t - kx)\right]. \qquad (3)$$

Для действительных величин E_x, E_z и H получаем систему трех нелинейных уравнений:

$$\frac{dE_x}{dz} = -kE_z + \frac{\omega}{c}H; \quad \frac{dH}{dz} = -\frac{\omega}{c}(\varepsilon_x + \alpha E_x^2)E_x; \quad H = \frac{\omega}{ck}(\varepsilon_z + \beta E_x^2)E_z. \qquad (4)$$

Из (4) находим связь между компонентами поля E_x и E_z, а также первый интеграл для составляющей электрического поля E_x:

$$E_z^2 = \frac{c^2k^2}{\omega^2}(\varepsilon_z + \beta E_x^2)^{-2} \cdot F(E_x), \qquad (5)$$

$$\left(\frac{dE_x^2}{dz}\right)^2 + W(E_x) = 0, \qquad (6)$$

где

$$W(E_x) = -\frac{c^2}{\omega^2}(\varepsilon_z + \beta E_x^2)^{-2}\left(q^2 - \beta\frac{\omega^2}{c^2}E_x^2\right)^2 F(E_x),$$

$$F(E_x) = -\frac{1}{2}\alpha E_x^4 - \frac{1}{\beta}\left(\beta\varepsilon_x + \alpha\frac{c^2k^2}{\omega^2}\right)E_x^2 - \qquad (7)$$

$$-\frac{1}{\beta^2}\frac{c^2k^2}{\omega^2}\left(\beta\varepsilon_x+\alpha\frac{c^2q^2}{\omega^2}\right)\ln\left|1-\beta\frac{\omega^2}{c^2q^2}E_x^2\right|, \qquad (8)$$

$$q^2=k^2-\varepsilon_z\frac{\omega^2}{c^2}. \qquad (9)$$

Выражение (6) имеет вид закона сохранения энергии для нелинейного осциллятора с потенциальной энергией $W(E)$, НПВ существуют в области тех значений E_x, для которых $W(E_x)<0$. В зависимости от соотношения между параметрами нелинейной среды, частотой и волновым вектором может оказаться, что $W(E_x)=0$ при ненулевом значении E_x. Это означает, что амплитуда продольной составляющей электрического поля E_x изменяется в ограниченной сверху области, т.е. существует максимальная амплитуда поля E_{xm}, которая определяется из уравнения

$$F(E_{xm})=0. \qquad (10)$$

Из (8) и (10) следует, что при $\beta=0$ и $\alpha<0$ $(-\alpha=a>0)$ $\times$ $\times\, aE_{xm}^2=2\varepsilon_x$, т.е. величина E_{xm} определяется только параметром нелинейности a и диэлектрической константой ε_x (см. [1]). В общем случае E_{xm} зависит от всех параметров нелинейной среды, а также от частоты волны. В связи с этим возможно распространение двух типов НПВ (монотонной и немонотонной) в зависимости от вида пространственного профиля компоненты поля E_x. Профиль монотонного решения определяется выражением

$$\int_{E_x}^{E_0} dE_x\Big/\sqrt{-W(E_x)}=z, \qquad (11)$$

где E_0 – амплитуда поля на границе раздела сред (при $z=0$). Отсюда видно, что как продольная E_x, так и поперечная E_z составляющие электрического поля волны монотонно убывают с расстоянием. При этом E_0 не может превышать E_{xm}. При E_0 близком к E_{xm} кривая $E_x(z)$ имеет форму полуколокола: она сначала изменяется (убывает) очень медленно, потом скорость изменения возрастает и, наконец, на большом расстоянии от границы раздела кривая $E_x(z)$ постепенно выходит на экспоненциальный спад.

Профиль немонотонного решения более сложный. При удалении от границы раздела продольная компонента поля $E_x(z)$ сначала растет по закону

$$\int_{E_0}^{E_x} dE_x\Big/\sqrt{-W(E_x)}=z, \qquad (12)$$

достигает максимума $E_x = E_{xm}$ в точке $z = z_m$, где z_m определяется выражением

$$\int\limits_{E_0}^{E_{xm}} dE_x \Big/ \sqrt{-W(E_x)} = z_m , \tag{13}$$

после чего снова убывает, изменяясь в соответствии с выражением

$$\int\limits_{E_x}^{E_{xm}} dE_x \Big/ \sqrt{-W(E_x)} = z - z_m . \tag{14}$$

Из (12)–(14) следует, что НПВ с $E_x > E_{xm}$ существовать не могут. Что касается поперечной компоненты поля $E_z(z)$, то она изменяется таким образом, что в точке $z = z_m$ она проходит через нуль, изменяя свой знак.

Поля E_x и H в линейной среде в области ($z \leqslant 0$), исчезающие на бесконечности, выражаются формулами

$$E_x = E_0 \exp(\varkappa z), \qquad H = -\frac{\varepsilon_1 \omega}{c \varkappa} E_0 \exp(\varkappa z), \tag{15}$$

где

$$\varkappa^2 = k^2 - \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2}, \tag{16}$$

причем при получении (15) и (11)–(12) учтено условие непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля E_x на границе раздела сред. Учитывая также непрерывность тангенциальной компоненты магнитного поля H при $z = 0$, получаем законы дисперсии НПВ:

$$\frac{\varepsilon_1 \omega}{c \varkappa} E_0 = \pm \sqrt{F(E_0)} , \tag{17}$$

где функция $F(E_0)$ определяется формулой (8). Знаки + и – в (17) относятся к закону дисперсии соответственно для немонотонного и монотонного пространственных профилей продольной компоненты поля $E_x(z)$. Из (17) видно, что показатель преломления n нелинейной среды в области частот, немонотонных НПВ, определяется выражением

$$\frac{\varepsilon_1^2 E_0^2}{n^2 - \varepsilon_1} = -\frac{1}{2} \alpha E_0^4 - \frac{1}{\beta} \left(\varepsilon_x \beta + \alpha n^2 \right) E_0^2 -$$

$$- \frac{n^2}{\beta^2} \left[\varepsilon_x \beta + \alpha \left(n^2 - \varepsilon_z \right) \right] \ln \left| 1 - \frac{\beta E_0^2}{n^2 - \varepsilon_z} \right| , \tag{18}$$

зависит от амплитуды поля $\mathcal{E}_0$ на границе раздела сред и существует при положительных значениях диэлектрических постоянных ε_x, ε_z и ε_1. Полагая здесь $\beta=0$, получаем результаты работ [1] и [3].

Таким образом, несмотря на то что соотношение $\partial\varepsilon_{xx}/\partial E_z^2 = \partial\varepsilon_{zz}/\partial E_x^2$ из работы [4] для компонент диэлектрического тензора (2) не выполняется, нами получены точные решения (в квадратурах) уравнений Максвелла, найдены законы дисперсии и предсказывается существование двух типов НПВ в различных (неперекрывающихся) областях спектра.

Литература

[1] Агранович В.М., Бабиченко В.С., Черняк В.Я. – Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, № 8, с. 525-528.
[2] Ломтев А.И. – Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 2, с. 64-67.
[3] Yu M.Y. – Phys. Rev., 1983, A 28, N 3, p.1855-1856.
[4] Joseph R.I., Christodoulides D.N. – Opt. Lett., 1987, v. 12, N 10, p. 826-828.

Институт прикладной физики
АН Молдавской ССР,
Кишинев

Поступило в Редакцию
11 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15 12 августа 1988 г.

НЕРАВНОВЕСНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ПРИ ГЕТЕРОГЕННЫХ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИХ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ

Н.М. Блашенков, Г.Я. Лаврентьев

В процессе термодинамически равновесной поверхностной ионизации (ПИ) зарядовый состав десорбируемых с поверхности частиц определяется формулой Саха–Ленгмюра для степени ПИ (α_i^p) [1]:

$$\alpha_i^p = \nu_i^+/\nu_i^o = A \exp e(\varphi - V_i)/kT, \qquad (1)$$

где A – отношение статсумм ионного и нейтрального состояний частиц; ν_i^+, ν_i^o – потоки десорбируемых ионов и нейтралей i-го вида [2]; V_i – потенциал ионизации, $e\varphi$ – работа выхода эмиттера с температурой T, k – постоянная Больцмана, e – элементарный заряд.