Радиофизика и радиоастрономия, 1996, т.1, № 1, 104-109

УДК 621.315.592

Поверхностные волны в сверхрешетке и их возбуждение потоком заряженных частиц

В.Л. Фалько, С.И. Ханкина, В.М. Яковенко

Институт радиофизики и электроники Национальной Академии наук Украины
310085 Харьков, ул. ак. Проскуры, 12

Статья поступила в редакцию 10 ноября 1995 г.

Исследуются поверхностные электромагнитные волны на границе слоисто-периодической структуры и вакуума. Решена задача о возбуждении этих волн заряженной частицей, которая движется в вакууме вдоль нормали к границе раздела сред и отражается от нее зеркально. Найдено поле излучения в вакууме. Показано, что это поле состоит из полей сферической электромагнитной волны и поверхностной цилиндрической волны. Мощность полученного излучения по порядку величины совпадает с мощностью переходного излучения в плазме, когда частица пересекает границу раздела сред.

Досліджуються поверхневі електромагнітні хвилі на межі шарувато-періодичної структури та вакууму. Розв'язана задача збудження цих хвиль зарядженою частинкою, що рухається у вакуумі вздовж нормалі до межі поділу середовищ та відбивається від неї дзеркально. Знайдено електромагнітне поле випромінювання у вакуумі. Показано, що це поле складається з полей об'ємної сферичної хвилі та поверхневої циліндричної хвилі. Порядок величини потужності знайденого випромінювання збігається з величиною потужності випромінювання у плазмі, якщо заряджена частинка перетинає межу розподілу середовищ.

1. В настоящее время в различных областях физики широко используются полупроводниковые устройства на основе многослойных и периодических структур. Это привело к разносторонним исследованиям распространения электромагнитных волн в таких структурах.

В данной работе используется метод изучения свойств поверхностных волн на границе слоисто-периодической среды и вакуума, основанный на эффектах взаимодействия этих волн с направленным потоком заряженных частиц в вакууме. Предполагается, что частицы в вакууме движутся равномерно и прямолинейно вдоль нормали к границе раздела сред и зеркально от нее отражаются (т. е. граница представляет собой бесконечно высокий потенциальный барьер). В результате изменения скорости на границе частица излучает в вакуум электромагнитную волну (тормозное излучение). В работе найдено поле этого излучения и показано, что оно состоит из полей поверхностной цилиндрической волны и обычной сферической волны. Мощность полученного излучения по порядку величины совпадает с мощностью переходного излучения [1]. Задача о переходном излучении впервые была решена Гинзбургом и Франком, а затем рассматривалась в многочисленных работах. При этом исследовались эффекты излучения объемных волн, вызванные движением заряженных частиц через электрически неоднородные среды .

2. Рассмотрим структуру, состоящую из сред с различными диэлектрическими свойствами. Предположим, что пространство $z<0$ заполнено изотропной диэлектрической средой (например, вакуумом) с диэлектрической постоянной $\varepsilon_0 > 0$ (среда 1). Область $z<0$ занимает сверхрешетка (среда 2), которая представляет собой двухслойную структуру, периодически повторяющуюся в полупространстве. Каждый из слоев характеризуется диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_S(\omega)$ и толщиной d_S(S = 1,2; ω - частота). Период решетки $D = d_1+d_2$.

В среде 1 вдоль нормали к границе раздела сред (ось z) движется заряд e с постоянной скоростью v_0. Предполагаем, что его отражение от границы происходит зеркальным образом. Электромагнитное поле в области $z<0$ в присутствии заряда описывается уравнениями Максвелла:

$$rot\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j}; \quad rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \tag{1}$$

где

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}; \ \vec{j} = (0,0,j_z);$$
$$j_z = ev_0 \delta(\vec{\rho})[\delta(z - v_0 t) - \delta(z + v_0 t)]; \tag{2}$$

$\vec{\rho}$ - вектор в плоскости раздела сред. Электрическое поле в области $z>0$ в каждом из слоев определяется также уравнениями Максвелла, в которых $\vec{j} = 0$. Граничными условиями являются: условия непрерывности тангенциальных компонент электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей на плоскости раздела сред $z = 0$ и каждого из слоёв в решетке. Кроме того, должны выполняться условия излучения при $z = -\infty$ и условия периодичности в среде 2. Из-за аксиальной симметрии задачи удобно ввести цилиндрическую систему координат z, ρ, φ. В этой системе координат уравнения Максвелла (1) распадаются на две независимые системы уравнений, описывающие ТМ (H_φ, E_ρ, E_z) и TE (H_ρ, H_z, E_φ) моды. Все дальнейшее изложение относится к ТМ волне, так как только с ней взаимодействует равномерно движущаяся вдоль оси z заряженная частица. Зависимости компонент электромагнитного поля от времени представим в виде разложения в интеграл Фурье

$$\vec{E}(z,\vec{\rho},t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(z,\vec{\rho},\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \tag{3}$$

Зависимости функций $E_z(\omega)$ и $E_\rho(\omega)$ от координаты ρ удобно представить в виде интегралов Фурье-Бесселя:

$$E_z(z,\rho,\omega) = \int_0^\infty æ\varepsilon_z(z,æ,\omega) I_0(æ\rho) dæ; \tag{5}$$

$$E_\rho(z,\rho,\omega) = \int_0^\infty \varepsilon_\rho(z,æ,\omega) I_1(æ\rho) dæ; \tag{5}$$

$I_n(\kappa\rho)$ - функция Бесселя n-го порядка. Компонента магнитного поля H_φ в вакууме определяется из уравнения

$$\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = \frac{i\omega c}{\varepsilon_z} E_\rho \ . \tag{6}$$

Подставим соотношения (4)-(6) в уравнения (1) и запишем функцию $\delta(\vec{\rho})$ через функцию Бесселя

$$\delta(\vec{\rho}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} æ I_0(æ\rho) dæ. \tag{7}$$

В результате получим, что в среде $z<0$ поле волны имеет вид

$$E_z(z,\rho,\omega) = \int_0^\infty dæ\, æ I_0(æ\rho) \left\{ A(æ) e^{-i\sqrt{\frac{\omega^2\varepsilon_0}{c^2} - æ^2}\, z} - \frac{ie(1-\varepsilon_0\beta^2)}{\pi\varepsilon_0\omega(1-\varepsilon_0\beta^2 + æ^2 v_0^2/\omega^2)} \left(e^{i\frac{\omega}{v_0}z} - e^{-i\frac{\omega}{v_0}z} \right) \right\}; \tag{8}$$

$$E_\rho(z,\rho,\omega) = \int_0^\infty dæ\, æ I_1(æ\rho) \left\{ i\sqrt{\frac{\omega^2\varepsilon_0}{c^2} - æ^2}\, A(æ) e^{-i\sqrt{\frac{\omega^2\varepsilon_0}{c^2} - æ^2}\, z} + \frac{eæ^2 v_0}{\pi\varepsilon_0\omega^2(1-\varepsilon_0\beta^2 + æ^2 v_0^2/\omega^2)} \left(e^{i\frac{\omega}{v_0}z} + e^{-i\frac{\omega}{v_0}z} \right) \right\}; \left(\beta = \frac{v_0}{c}\right). \tag{9}$$

Электромагнитное поле излучения описывается первыми слагаемыми в формулах (8) и (9), в которых коэффициент A вычисляется из граничных условий при $z = 0$. Поля на границе $z = 0$ $H_\varphi(0)$ и $E_\rho(0)$ ТМ волны в периодической структуре находим в цилиндрической системе координат таким же образом, как это сделано в декартовой системе координат (см. монографии [2,3]):

$$\begin{pmatrix} H_\varphi(0) \\ E_\rho(0) \end{pmatrix} = \hat{m}\begin{pmatrix} H_\varphi(D) \\ E_\rho(D) \end{pmatrix} = \hat{m}e^{iKD}\begin{pmatrix} H_\varphi(0) \\ E_\rho(0) \end{pmatrix}, \tag{10}$$

$$H_\varphi(D) \equiv H_\varphi(z = D),\ E_\rho(D) \equiv E_\rho(z = D)$$

и

$$m_{11} = \cos k_1 d_1 \cos k_2 d_2 - \frac{\varepsilon_1 k_2}{\varepsilon_2 k_1} \sin k_1 d_1 \sin k_2 d_2;$$

$$m_{22} = \cos k_1 d_1 \cos k_2 d_2 - \frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2} \sin k_2 d_2; \tag{11}$$

$$m_{12} = -\frac{i\omega\varepsilon_1}{k_1 c} \sin k_1 d_1 \cos k_2 d_2 - \frac{i\omega\varepsilon_2}{k_2 c} \cos k_1 d_1 \sin k_2 d_2;$$

$$m_{21} = -\frac{ik_1 c_1}{\omega\varepsilon_1} \sin k_1 d_1 \cos k_2 d_2 - \frac{ik_2 c}{\omega\varepsilon_2} \cos k_1 d_1 \sin k_2 d_2.$$

Здесь $k_S^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_S(\omega) - K^2$ (индекс $S = 1,2$ означает принадлежность к различным слоям). Волновое число Блоха K определяется уравнением

$$\cos KD = \cos k_1 d_1 \cos k_2 d_2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_1 k_2}{\varepsilon_2 k_1} + \frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2}\right)\sin k_1 d_1 \sin k_2 d_2 = \frac{m_{11} + m_{22}}{2} \tag{12}$$

Из граничных условий получим

$$A(æ) = \frac{2ieæ^2 v_0}{\pi^2\omega^2\left(1 - \varepsilon_0\beta^2 + æ^2 v_0^2/\omega^2\right)\Deltaæ}; \tag{13}$$

$$\Delta(æ) = \left\{\left(\frac{\omega^2\varepsilon_0}{c^2} - æ^2\right)^{1/2} + \frac{\omega\varepsilon_0}{c}\cdot\frac{e^{-iKD} - m_{11}}{m_{12}}\right\}. \tag{14}$$

3. Определим поле излучения в вакууме.

Введем вектор $\vec{R}$, фиксирующий расстояние от точки соприкосновения частицы с плоскостью раздела $z = 0$ до точки наблюдения излучения в вакууме, и угол θ между осью z и вектором $\vec{R}$ таким образом, что $z = -R\cos\theta$; $\rho = R\sin\theta$. При больших значениях R таких, что выполняется неравенство $æ\rho >> 1$, воспользуемся асимптотикой функций Бесселя $I_n(\kappa\rho)$ для больших аргументов ($æ\rho >> n$). Так как подынтегральные выражения в (8) и (9) содержат быстро осциллирующие функции

$$\exp\left\{iR\frac{\omega}{c}f_{1,2}(æ)\right\} = \exp\left\{iR\frac{\omega}{c}\left[\left(\varepsilon_0 - \frac{æ^2c^2}{\omega^2}\right)^{1/2}\cos\theta \pm \frac{c}{\omega}æ\sin\theta\right]\right\}$$

$$\left(R\frac{\omega}{c} >> 1\right) \tag{15}$$

(индекс "1" относится к знаку "+"), то следует применить метод стационарной фазы. При деформации контура интегрирования к линии скорейшего спуска необходимо учесть, что подынтегральные функции могут иметь полюса $æ = æ_p$. Точки стационарной фазы определяются из условия

$$\left.\frac{\partial f_{1,2}}{\partial æ}\right|_{æ=æ_{1,2}} = 0:$$

$$æ_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\sin\theta;\ æ_2 = -\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\sin\theta; \tag{16}$$

Очевидно, что точка $æ_2$ лежит вне контура интегрирования. Следовательно, основной вклад в поле излучения дает слагаемое, содержащее множитель

$$\exp\left\{iR\frac{\omega}{c}f_1(æ)\right\}.$$

Из дальнейших вычислений следует, что точка стационарной фазы κ_1 и полюса κ_p расположены достаточно далеко друг от друга

$$\left(|æ_1 - æ_p| >> \left(\frac{2c}{R\omega}\right)^{1/2}\cos\theta\right).$$

Вклад от точки стационарной фазы в поле излучения имеет вид

$$E_{1z} = -E_\perp\sin\theta;\ E_{1\rho} = E_\perp\cos\theta;$$

$$E_\perp(\omega) = -\beta\frac{e\varepsilon_0^{3/2}\sin 2\theta}{2\pi c\tilde{\Delta}(æ_1)(1 - \varepsilon_0\beta^2\cos^2\theta)}\cdot\frac{e^{i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}R}}{R} \tag{17}$$

($\widetilde{\Delta}(æ_1) = \dfrac{c}{\omega}\Delta(æ_1)$ - безразмерная величина).

Поток энергии поля (17) в элемент телесного угла $d\Omega = sin\theta\, d\theta\, d\varphi$ равен:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = cR^2 \left|E_\perp(\omega)\right|^2 = \tag{18}$$
$$= \beta^2 \frac{e^2\varepsilon_0 \sin^2 2\theta}{4\pi^2 c(1-\varepsilon_0\beta^2\cos^2\theta)^2\left[\widetilde{\Delta}(æ_1)\right]^2}$$

4. В этом разделе вычислим полюса подынтегральных выражений в (8) и (9), которые являются корнями дисперсионного уравнения $\Delta(æ_p) = 0$. Они определяют поле взаимодействия заряженной частицы с волнами, существующими в рассматриваемой структуре. Нас интересует взаимодействие частиц с поверхностными волнами. Поверхностным волнам соответствуют мнимые значения блоховского волнового числа K $(ImK>0)$. При этом правая часть уравнения (12) $\dfrac{m_{11}+m_{22}}{2}$ - положительная величина больше единицы, а

$$e^{-iKD} = \frac{m_{11}+m_{22}}{2} + \left[\left(\frac{m_{11}+m_{22}}{2}\right)^2 - 1\right]^{1/2}. \tag{19}$$

В общем виде аналитические выражения для корней $æ_p(\omega)$ получить нельзя. Поэтому рассмотрим некоторые предельные случаи[1].

При нахождении $æ_p$ необходимо следить за выполнением условия

$$\left|\frac{m_{11}+m_{22}}{2}\right| > 1:$$

1) $|k_1|d_1|$ $k_2|d_2 << 1$ (мелкослоистая структура).

В этом случае диэлектрические свойства структуры аналогичны свойствам анизотропной среды с эффективной диэлектрической проницаемостью, у которой компоненты $\varepsilon_{\rho\rho}$ и ε_{zz} имеют вид [6]:

$$\varepsilon_{\rho\rho} = \frac{\varepsilon_1 d_1 + \varepsilon_2 d_2}{D}; \quad \varepsilon_{zz} = D\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}\right)^{-1}. \tag{20}$$

[1] Медленные поверхностные волны ($c\to\infty$) в периодических структурах исследовались в [4,5].

Решение уравнения

$$\Delta(æ) = \left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 - æ^2\right)^{1/2} + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\rho\rho}}\left[\varepsilon_{\rho\rho}\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{æ^2}{\varepsilon_{zz}}\right)\right]^{1/2} = 0 \tag{21}$$

существует при условиях

$$æ^2 > \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0; \tag{22}$$

$$\varepsilon_{\rho\rho} < 0, \tag{23}$$

и имеет вид

$$æ_p = \frac{\omega}{c}\left[\frac{\varepsilon_{zz}\varepsilon_0(\varepsilon_0 + |\varepsilon_{\rho\rho}|)}{\varepsilon_{zz}|\varepsilon_{\rho\rho}| + \varepsilon_0^2}\right]^{1/2}. \tag{24}$$

Рассмотрим структуру, у которой продольная компонента тензора $\varepsilon_{zz} > 0$ и выполняется неравенство

$$\frac{\omega^2}{c^2} > æ_p^2.$$

В этом случае поперечная компонента $\varepsilon_{\rho\rho}$ может быть отрицательной, если параметры слоев в сверхрешетке удовлетворяют следующим неравенствам:

a) $\varepsilon_1 < 0$, $\varepsilon_2 > 0$, $\dfrac{|\varepsilon_1|}{\varepsilon_2} > \dfrac{d_1}{d_2}, \dfrac{d_2}{d_1}$;

b) $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$, $\dfrac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|} > \dfrac{d_1}{d_2}, \dfrac{d_2}{d_1}$.

При $\varepsilon_{zz} < 0$ условие (23) может реализоваться в структурах, где выполняются следующие неравенства:

a) $\varepsilon_1 < 0$, $\varepsilon_2 > 0$, $\dfrac{d_2}{d_1} < \dfrac{|\varepsilon_1|}{\varepsilon_2} < \dfrac{d_1}{d_2}$;

b) $\varepsilon_2 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$, $\dfrac{d_1}{d_2} < \dfrac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|} < \dfrac{d_2}{d_1}$;

c) $\varepsilon_1\varepsilon_2 < 0$.

Следовательно, поверхностная волна существует, если один из чередующихся слоев имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость.

Глубина локализации поверхностной волны в среде $z<0$

$$L=\frac{c}{\omega\varepsilon_0}\left(\frac{|\varepsilon_\rho|\varepsilon_z+\varepsilon_0^2}{\varepsilon_z-\varepsilon_0}\right)^{1/2}. \qquad (25)$$

2) $|k_1|d_1 << 1$; $|k_2|d_2 >> 1$; ($k_2^2 < 0$).

Дисперсионное уравнение с точностью до малых слагаемых порядка $exp(-|k_2|d_2)$ имеет вид

$$\sqrt{æ^2-\frac{\omega^2\varepsilon_0}{c^2}}\left(\varepsilon_1 d_1+\frac{\varepsilon_2}{|k_2|}\right)+\varepsilon_0\left(1+\frac{\varepsilon_2 k_1^2 æ}{\varepsilon_1|k_2|}\right)=0. \qquad (26)$$

Решение уравнения (26) существует только в случае, когда $\varepsilon_2<0$.

Если $|k_1|\sim|k_2|$, $|\varepsilon_1|\sim|\varepsilon_2|$, т. е. $d_1>>d_2$, то возникает решение, описывающее поверхностный поляритон с законом дисперсии

$$æ_p=\frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_0|\varepsilon_2|}{|\varepsilon_2|-\varepsilon_0}}. \qquad (27)$$

Глубина проникновения поверхностной волны (среда 1) составляет

$$L=\frac{c}{\omega\varepsilon_0}\sqrt{|\varepsilon_2|-\varepsilon_0}. \qquad (28)$$

Наряду с поверхностным поляритоном с законом дисперсии (27) существует медленная поверхностная волна, если

$$\frac{c^2æ^2}{\omega^2}>>\varepsilon_0,|\varepsilon_1|,|\varepsilon_2|,$$

$$æ_p=\frac{|\varepsilon_2|-\varepsilon_0}{\left(\varepsilon_1^2-\varepsilon_0|\varepsilon_2|\right)d_1};\quad L\cong 1/æ. \qquad (29)$$

3) $|k_1|d_1 >> 1$; $|k_2|d_2 << 1$.

В этом случае возможно возбуждение поверхностной волны, дисперсионное уравнение которой имеет вид

$$\varepsilon_1+\varepsilon_2\sqrt{æ^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}\cdot d_2=0. \qquad (30)$$

Решение существует, если

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}<0;\ \left|\frac{\varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1}\right|d_2>>4e^{-|k|d_1} \qquad (31)$$

и

$$æ_p=\frac{\omega}{c}\left(\frac{\varepsilon_1^2c^2}{\varepsilon_2^2d_2^2\omega^2}+\varepsilon_1\right)^{1/2}. \qquad (32)$$

Кроме волны со спектром (32), возникает обычный поляритон, распространяющийся вдоль границы однородного полупроводника с отрицательной проводимостью и вакуума (предельный случай $d_1\to\infty$, $d_2\to 0$).

Следовательно, когда толщина одного из слоев мала, (случаи 2) и 3)), существуют поверхностные волны двух типов. Одни из них представляют собой обычные поляритоны, спектр которых определяется диэлектрической проницаемостью диэлектрика и диэлектрической проницаемостью толстого полупроводникового слоя. Спектр волн второго типа зависит не только от диэлектрических характеристик структуры, но также от толщины тонкого слоя.

4) $|k_1|d_1, |k_2|d_2 >> 1$; ($k_1^2<0$, $k_2^2<0$).

При этом дисперсионное уравнение $\Delta(\kappa)=0$ распадается на два независимых уравнения. Одно из них

$$\varepsilon_1\sqrt{æ^2-\frac{\omega^2\varepsilon_0}{c^2}}+\varepsilon_0\sqrt{æ^2-\frac{\omega^2\varepsilon_1}{c^2}}=0. \qquad (33)$$

В случае, когда

$$\varepsilon_1<0;\ \varepsilon_0(|\varepsilon_1|+\varepsilon_2)>|\varepsilon_1|, \qquad (34)$$

уравнение (33) имеет решение

$$æ_p=\frac{\omega}{c}\left(\frac{\varepsilon_0|\varepsilon_1|}{|\varepsilon_1|-\varepsilon_0}\right)^{1/2};$$

$$L=\frac{c}{\omega\varepsilon_0}\left(|\varepsilon_1|-\varepsilon_0\right)^{1/2}. \qquad (35)$$

Решение второго уравнения

$$\varepsilon_1\sqrt{æ^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2}+\varepsilon_2\sqrt{æ^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}=0 \qquad (36)$$

существует, если

$$\varepsilon_1/\varepsilon_2<0;\ |k_2|d_2<|k_1|d_1 \qquad (37)$$

и имеет вид

$$æ_p = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}};$$

$$L = \left(æ^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\right)^{-1/2}. \qquad (38)$$

Таким образом, поверхностные поляритоны распространяются вдоль границы раздела периодической структуры с диэлектриком (см. (33)-(35)) и вдоль границ между слоями (см. (36)-(38)).

5. Рассмотрим вклад в поле (8) и (9) от полюсов κ_p. Это поле формируется поверхностной цилиндрической волной

$$E_{2z}(\omega) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2}\beta\frac{e\varepsilon_0 a^{5/2}}{\pi c\left(1-\varepsilon_0\beta^2+a^2\beta^2\right)\Delta'\left(\frac{\omega}{c}a\right)}\times$$

$$\times\frac{e^{-\frac{|z|}{L}}e^{i\frac{\omega}{c}a\rho-i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\rho c/\omega}}, \qquad (39)$$

$$E_{2\rho}(\omega) = i\frac{\sqrt{a^2-\varepsilon_0}}{a}E_{2z}(\omega);$$

$$H^*_{2\varphi}(\omega) = -\frac{\varepsilon_0}{a}E_{2z}(-\omega), \qquad (40)$$

где $\Delta'\left(\frac{\omega}{c}a\right) = \left.\frac{\partial\Delta}{\partial\kappa}\right|_{\kappa=\frac{\omega}{c}a}$,

глубина локализации поверхностной волны в вакууме

$L = \frac{c}{\omega}\left(a^2-\varepsilon_0\right)^{-1/2}$, $a = \kappa_p\frac{c}{\omega}$ – безразмерный параметр.

Поле в вакууме в области $|z| \le L$ является суммой полей двух волн с различными глубинами проникновения в среду. Одна из них - сферическая волна - обусловлена зеркальным отражением заряженной частицы от границы раздела сред (тормозное излучение). Амплитуда этой волны по порядку величины $\beta = v_0/c$ совпадает с амплитудой переходного излучения [1].

Цилиндрическая волна (ее поле описывается формулой (39)) возникает в результате взаимодействия частицы с поверхностными волнами на границе периодической структуры. Как и в сферической волне, ее амплитуда пропорциональна параметру β.

Таким образом, в работе получены новые ветви поверхностных волн в структуре, состоящей из диэлектрика и периодически повторяющихся слоев полупроводника. Исследован механизм возбуждения поверхностных волн заряженной частицей, движущейся в вакууме, при ее упругом отражении от границы раздела с периодической средой; рассмотрены возможности наблюдения в вакууме эффектов тормозного излучения.

Литература

1. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. Москва, Наука, 1984, 360 с.
2. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. Москва, Мир, 1987, 616 с.
3. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. Москва, Наука, 1989, 287 с.
4. Булгаков А.А. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1992, т. 35, №6,7 с. 587-596.
5. Шияновский С.В., Ицкевич С.А. ЖЭТФ, 1993, т. 163, №4, с. 1371-1382.
6. Файнберг Я.Б., Хижняк Н.А. ЖЭТФ, 1957, т. 32, №4, с. 883-895.

Surface Waves in Superlattice and Their Excitation by Flow of Charged Particles

V.L. Falko, S.I. Khankina, V.M. Yakovenko

The surface electromagnetic waves at a boundary of a layer-periodical structure and a vacuum are investigated. The problem of excitation of these waves by a charged particle moving in vacuum along a normal to the interface and specularly reflected by the boundary is solved. The radiation field in vacuum is obtained. It is shown that this field consists of the fields of the surface cylindrical electromagnetic wave and a volume spherical one. The power of the obtained radiation is of the same order of magnitude as the power of transition radiation in plasma, when the charged particle crosses the interface.