

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННЫМИ СГУСТКАМИ

*Ю.О.Аверков, В.М.Яковенко*

*Институт Радиофизики и Электроники НАН Украины, Харьков, Украина  
averkov@online.kharkiv.com*

Исследовано переходное излучение поверхностных электромагнитных волн нерелятивистским электронным сгустком, пересекающим границу раздела вакуум-полупроводник. Сгусток имеет вид эллипсоида вращения с равномерным распределением заряда по объему и движется вдоль нормали к границе раздела сред. Учтена диссипация энергии излучения в полупроводнике. Показано, что спектр переходного излучения поверхностных волн имеет вид импульса, ширина которого соизмерима с его средней частотой. Появление максимумов спектральной плотности излучения связано с выполнением определенных резонансных соотношений между размерами сгустка, длиной волны излучения и длиной волны Ван Кампена. Установлено, что существуют такие значения размеров сгустка, при которых коэффициент полезного действия, равный отношению энергии излучения к суммарной кинетической энергии частиц сгустка, имеет максимум.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что равномерно и прямолинейно движущаяся заряженная частица, пересекающая границу раздела двух сред с разными показателями преломления, излучает электромагнитные волны. Свойства этого излучения достаточно хорошо изучены [1,2]. При пересечении границы раздела заряженным сгустком, возникающее излучение может существенно отличаться от излучения частицы. В частности, в результате переходного излучения заряженного сгустка могут возникнуть электромагнитные импульсы, обладающие широкой полосой. Проблеме получения такого рода импульсов уделяется в последнее время большое внимание [3-5], поскольку она важна как с научной, так и с практической точки зрения (например, для создания новых образцов импульсной радиолокационной техники). Так, в работе [3] было показано, что импульс переходного излучения, возникающего при пересечении электронным сгустком проводящего экрана, в точности повторяет по форме импульс тока сгустка. При этом эффективность преобразования кинетической энергии сгустка в энергию электромагнитного импульса может быть достаточно высокой и достигать нескольких десятков процентов. Подробный спектральный анализ импульсов переходного излучения, возникающих при инжекции сгустков заряженных частиц через торцевую металлическую стенку в полубесконечный цилиндрический волновод, был выполнен в работе [4]. Спектр сигнала оказывается довольно широкий. Он содержит колебания со всеми частотами и волновыми числами, являющимися собственными для данного волновода. Максимумы спектра приближенно соответствуют критическим частотам волновода. Показано также, что с увеличением дли-

ны сгустка количество гармоник в спектре уменьшается, а эффективность возбуждения излучения резко падает. В работе [5] были отмечены особенности спектрально-угловых характеристик переходного излучения шарового сгустка зарядов, пересекающего границу раздела сред. Эти особенности заключаются в появлении дополнительных максимумов на диаграмме направленности излучения, когда радиус сгустка превышает длину излучаемой волны, т.е. когда нарушаются условия когерентности излучения.

В рассмотренных выше работах исследовалось переходное излучение объемных электромагнитных импульсов. В настоящей работе показана возможность переходного излучения импульсов поверхностных электромагнитных волн электронным сгустком, пересекающим границу раздела вакуум-полупроводник. Исследованы условия возникновения максимумов спектральной плотности излучения, а также зависимости величины энергии излучения и коэффициента полезного действия от размеров сгустков.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим границу раздела вакуум-полупроводник, расположенную в начале координат  $z = 0$ . Полупроводник находится в области  $z > 0$ . Электронный сгусток движется вдоль оси  $z$  со скоростью  $v \ll c$  (где  $c$  - скорость света в вакууме) и пересекает границу раздела сред со стороны вакуума. Выберем сгусток в виде эллипсоида вращения с осью вращения, направленной вдоль оси  $z$ . Обозначим полуось вращения через  $b$ , а нормальную ей

полуось через  $a$ . Ток, создаваемый сгустком, задается следующим образом:

$$j_b = env \int_{(V_b)} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0 - \vec{v}t) d\vec{r}_0, \quad (1)$$

где  $\delta(x)$  – дельта-функция Дирака,  $n$  – плотность сгустка,  $\vec{r}_0$  – радиус-вектор отдельного электрона в сгустке,  $V_b = \frac{4}{3}\pi a^2 b$  – объем сгустка. Электромагнитные поля представим в виде следующих интегралов Фурье:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{v} \int \vec{E}(\vec{k}, \omega) \exp\{i[\vec{k}\vec{r} + k_z z - \omega t]\} \times d\vec{k} d\omega, \quad (2)$$

где  $\vec{k}$  и  $\vec{r}$  – компоненты волнового вектора и радиус-вектора, лежащие в плоскости  $xy$ ,  $k_z = \omega/v$  – для поля частицы и  $k_z = \lambda_l$  – для поля излучения,  $\lambda_l^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon_l - \kappa^2$ ,  $l=1,2$ . Здесь индекс 1 соответствует вакууму, а индекс 2 – полупроводнику. Для того, чтобы поля излучения убывали при удалении от границы раздела вглубь каждой из сред, необходимо чтобы  $\text{Im}\{\lambda_1\} = \lambda_1'' < 0$  и  $\text{Im}\{\lambda_2\} = \lambda_2'' > 0$ . Волновое уравнение для фурье-компоненты  $\vec{E}(\omega, \vec{r})$  имеет вид:

$$\Delta \vec{E}_l(\omega, \vec{r}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_l(\omega) \vec{E}_l(\omega, \vec{r}) = 4\pi \left\{ \frac{\text{grad}[\rho(\omega, \vec{r})]}{\varepsilon_l(\omega)} - i \frac{\omega v}{c^2} \rho(\omega, \vec{r}) \right\} \quad (3)$$

где  $\rho(\omega, \vec{r}) = en / (2\pi)^3 \int \exp\{i[\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}_0)]\} d\vec{k} d\vec{r}_0$  – компонента Фурье плотности сгустка,  $\varepsilon_1 = 1$ ,  $\varepsilon_2(\omega)$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника:

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_2'(\omega) + i\varepsilon_2''(\omega) = \varepsilon_0 \left[ 1 - \frac{\Omega_0^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right], \quad (4)$$

где  $\Omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 N / \varepsilon_0 m}$ ,  $N$  – концентрация электронов в полупроводнике,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника,  $m$  – эффективная масса электронов полупроводника,  $\nu$  – частота релаксации импульса электронов в полупроводнике. Компоненты Фурье для полей сгустка имеют следующий вид:

$$\vec{E}_{1,2}^b(\vec{k}) = \frac{ei}{2\pi^2} \frac{1}{\varepsilon_{1,2}} \frac{(\omega/c^2) \varepsilon_{1,2} \vec{v} - \vec{k}}{k^2 - (\omega/c)^2 \varepsilon_{1,2}} F(\vec{k}),$$

$$\vec{H}_{1,2}^b(\vec{k}) = \frac{\varepsilon_{1,2}}{c} [\vec{v}, \vec{E}_{1,2}^b(\vec{k})], \quad (5)$$

где  $F(\vec{k}) = F(\omega, \vec{k})$  – пространственно-временная фурье-компонента плотности сгустка, возникающая

в результате интегрирования по  $\vec{r}_0$  в выражении для тока сгустка (1):

$$F(\omega, \vec{k}) = nV_b f(\omega, \vec{k}), \quad (6)$$

$$f(\omega, \vec{k}) = \frac{3}{\psi(\omega, \vec{k})^2} \times \left\{ \frac{\sin[\psi(\omega, \vec{k})]}{\psi(\omega, \vec{k})} - \cos[\psi(\omega, \vec{k})] \right\}, \quad (7)$$

где  $f(\omega, \vec{k})$  – геометрический фактор сгустка,  $\psi(\omega, \vec{k}) = \sqrt{(\omega b/v)^2 + (a\kappa)^2}$ . Переходное излучение можно считать когерентным для всех электронов сгустка, если  $|f(\omega, \vec{k})| \approx 1$ . В этом случае эффективный заряд сгустка  $q_{\text{eff}} = enV_b |f(\omega, \vec{k})|$  равен  $q_{\text{eff}} \approx enV_b$  [1]. При  $a = b$ ,  $nV_b = 1$  и  $|\psi(\omega, \vec{k})| \ll 1$  получаем  $F(\omega, \vec{k}) = f(\omega, \vec{k}) = 1$  и выражения (5) переходят в соответствующие выражения для полей одного электрона, полученные в [6]. Поля излучения  $\vec{E}_l^r(\omega, \vec{k})$  и  $\vec{H}_l^r(\omega, \vec{k})$  находим из условий непрерывности тангенциальных составляющих напряженности поля  $\vec{E}_l(\omega, \vec{k}) = \vec{E}_l^b(\omega, \vec{k}) + \vec{E}_l^r(\omega, \vec{k})$  и нормальной составляющей индукции  $\vec{D}_l(\omega, \vec{k}) = \varepsilon_l \vec{E}_l(\omega, \vec{k})$  на границе раздела сред:

$$\vec{E}_{1\perp}^r(\omega, \vec{k}) = \frac{ei}{2\pi^2} \frac{\vec{k}\lambda_1}{\zeta} \eta F(\omega, \vec{k}), \quad (8)$$

$$\vec{H}_1^r(\omega, \vec{k}) = -\frac{ei}{2\pi^2 c} \frac{k_z \varepsilon_1 [\vec{k}, \vec{v}]}{\zeta} \eta F(\omega, \vec{k}), \quad (9)$$

где  $\zeta = \varepsilon_2 \lambda_1 - \varepsilon_1 \lambda_2$ ,

$$\eta = \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \frac{v}{\omega} \lambda_2 \right) / \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \right) + \left( -1 + \frac{v}{\omega} \lambda_2 \right) / \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \right). \quad (10)$$

Поля излучения во второй среде получаются из формул (8) - (10) заменой индекса 1 на индекс 2. Учет диссипации энергии излучения приводит к появлению мнимой части у волнового вектора  $\mathbf{K}$ , т.е.  $\kappa = \kappa' + i\kappa''$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Дисперсионное уравнение для поверхностных волн определяется из условия  $\zeta = 0$  и имеет следующий вид:

$$\kappa' = \kappa_0' = \frac{\omega}{c} \text{Re} \left\{ \sqrt{\frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}} \right\}, \quad (11)$$

где  $\varepsilon = \varepsilon_2$ . На рис.1 показана зависимость  $\omega(\kappa')$  (кривая 1) для границы раздела вакуум-полупроводник GaAs при  $\varepsilon_0 = 12,53$ ,  $m = 0,067m_0$

(где  $m_0$  – масса свободного электрона),  $N = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $v = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

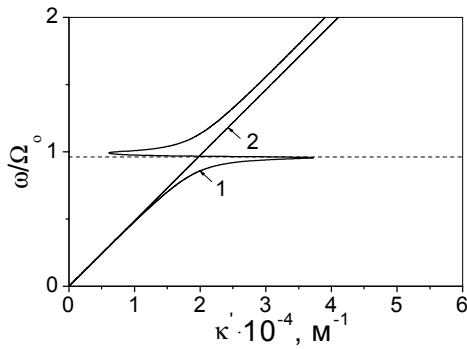


Рис. 1. Дисперсионные зависимости

Кривая 2 на этом же рисунке соответствует световой линии. Из рис. 1 следует, что наличие диссипации энергии в полупроводнике приводит к появлению точки поворота спектра, в которой происходит загиб дисперсионной кривой назад и затягивание ее в область где  $\varepsilon' > -1$  [7,8].

В дальнейшем будем рассматривать такие поверхностные волны, для которых  $\varepsilon' < -1$  и  $|\varepsilon''| \gg \varepsilon'$  ( $|\lambda_1''| > \lambda_1'$ ,  $\lambda_2'' > |\lambda_2'|$ ). Поверхностные волны, удовлетворяющие этим условиям называются модами Фано [8,9]. Амплитуды полей излучения в таких модах убывают при удалении от границы раздела сред экспоненциально без осцилляций (условия в скобках). Поток энергии, переносимый такими модами, в виду условия  $|\varepsilon''| \gg \varepsilon'$ , лежит в основном в плоскости границы раздела сред. Поэтому при расчете энергетических характеристик мы будем пренебрегать нормальной составляющей потока энергии, считая ее малой по сравнению с тангенциальной составляющей потока.

Чтобы найти потери энергии сгустком на излучение поверхностной волны, необходимо определить поток энергии, переносимый поверхностной волной через боковую поверхность кругового цилиндра с осью, направленной по траектории сгустка. Принимая во внимание полюс  $\zeta(\omega, \vec{\kappa}) = 0$  и действуя стандартным образом [6], получим следующее выражение для энергии излученной поверхностной волны в вакууме за все время пролета сгустка:

$$S_1(\rho \rightarrow \infty) = -\frac{c\rho}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} \text{Re}\{E_z^r(\vec{r}, t) H_\phi^{r*}(\vec{r}, t)\} dz = \\ = -\frac{e^2}{v^2} \int_{\varepsilon'(\omega) < -1} \frac{\omega \kappa_0' |\kappa_0|^3 |\eta|^2 |F(\omega, \kappa_0)|^2}{\lambda_{10}'' \left| \frac{\partial \zeta}{\partial \kappa} \right|_{\kappa_0}^2} \times \\ \times \exp[-2\kappa_0'' \rho] d\omega, \quad (12)$$

где  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $\kappa_0'' = \frac{\omega}{c} \text{Im}\left\{\sqrt{\varepsilon/(1+\varepsilon)}\right\}$ ,

$$\lambda_1 = \frac{\omega}{c} \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon}}, \quad \lambda_2 = \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon}{\sqrt{1+\varepsilon}}, \quad \lambda_{10}'' = \lambda_1''(\kappa_0') = \\ = -\frac{\omega}{c} \left[ (1+\varepsilon')^2 + \varepsilon''^2 \right]^{-1/4} \cos(\psi_\lambda / 2) < 0,$$

$$\psi_\lambda = \arctg(-\varepsilon'' / (1+\varepsilon')).$$

На рис. 2 показаны зависимости спектральной плотности переходного излучения от частоты  $W_1(\omega) = dS_1(\omega)/d\omega$  (кривая 1) и  $|f(\omega)|$  (кривая 2) при  $v = 0,1c$ ,  $n = 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $a = 10^{-4} \text{ м}$ ,  $b = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ ,  $\rho = 10^{-2} \text{ м}$ .

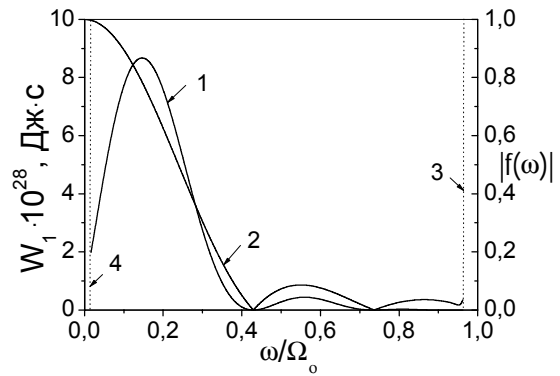


Рис. 2. Спектральная плотность излучения и геометрический фактор сгустка

Пунктирной линией 3 показана частота  $\omega = \Omega_{sp} = \sqrt{\varepsilon_0 \Omega_0^2 / (\varepsilon_0 + 1) - v^2}$ , при которой  $\varepsilon' = -1$ . Для указанных выше параметров число электронов в сгустке равно  $nV_b \approx 2 \cdot 10^6$ , а его максимальный ток  $I_{b \max} = enV_b v$  равен  $I_{b \max} \approx 1 \text{ А}$ . В дальнейшем параметры полупроводника и сгустка за исключением его радиусов и расстояния  $\rho$  будем считать неизменными и равными указанным выше значениям. Из рис. 2 следует, что зависимость  $W_1(\omega)$  имеет выраженный первый максимум на частоте  $\omega_{\max} \approx 0,15\Omega_0$ , сопровождающийся мелкими осцилляциями. Ширина первого максимума на половине его величины приблизительно равна  $\Delta\omega_{\max} \approx 0,27\Omega_0 \approx 2\omega_{\max}$ . В точке максимума выполняется условие  $\kappa'(\omega_{\max})\rho = \kappa_{\max}'\rho \approx 10 \gg 1$ , использованное при получении выражения (12). Заметим, что кривая зависимости  $W_1(\omega)$  начинается при таком значении  $\omega = \omega^*$  (пунктирная линия 4 на рис. 2), при котором  $|\varepsilon'| = \varepsilon''$ . Последнее соотношение означает, что при  $\omega \leq \omega^*$  нормальную составляющую потока энергии излучения уже нельзя считать малой по сравнению с тангенциальной составляющей потока энергии и выражение (12) перестает быть справедливым в этой области частот. При  $\omega = \omega_{\max}$  для зависимости  $W_1(\omega)$ , приведенной на

рис. 2, мнимую часть диэлектрической проницаемости можно считать малой, так как  $|\varepsilon'(\omega_{\max})/\varepsilon''(\omega_{\max})| \approx 9$ .

Из рис. 2 видно, что функция  $|f(\omega)|$  имеет наибольшее значение  $|f(\omega)|=1$  при  $\omega=0$ , а при  $\omega=\omega_{\max}$  эта функция принимает значение близкое к единице  $|f(\omega_{\max})| \approx 0,8$ . Последнее обстоятельство свидетельствует о практически когерентном характере излучения, при котором все электроны сгустка излучают в одной фазе и результирующее излучение оказывается существенно большим, чем сумма излучений отдельных зарядов. Действительно, в нашем случае  $q_{\text{eff}} = enV_b |f(\omega_{\max})| \approx 5 \cdot 10^{-13}$  Кл  $\propto enV_b \approx 6,6 \cdot 10^{-13}$  Кл и сгусток излучает как единое целое, в результате чего  $W_1 \propto (nV_b)^2$ .

Для  $a/b \ll 1$  и  $v \ll c$  выполняется неравенство  $(\omega b/v)^2 \gg |ak'|^2$  и выражение  $|\sqrt{(\omega b/v)^2 + (ak')^2}|$  можно приближенно заменить на  $\omega b/v = 2\pi b/\lambda_{\text{вк}}$ , где  $\lambda_{\text{вк}} = 2\pi v/\omega$  - длина волны Ван Кампена [10]. Первый и главный максимум функции  $|f(\omega)|$  имеет место при  $\omega=0$ , т.е. при  $\omega b/v \ll 1$  ( $b \ll \lambda_{\text{вк}}/2$ ), когда на длине сгустка  $2b$  не помещается ни одной волны Ван Кампена. При  $\omega b/v \gg 1$  максимумы функции  $|f(\omega)|$  имеют место при  $\omega b/v \approx \pi k$  ( $b \approx k\lambda_{\text{вк}}/2$ ), где  $k$  - целое число много большее единицы. Это означает, что такие максимумы возникают в том случае, когда на длине сгустка  $2b$  помещается большое число волн Ван Кампена. Численные оценки показывают, что первый максимум на зависимости  $W_1(\omega)$  реализуется при выполнении условия  $\omega b/v \approx \pi/2$  (или  $2b \approx \lambda_{\text{вк}}/2$ ), когда на длине сгустка помещается одна полуволна Ван Кампена. Положения второго и последующих максимумов зависимости  $W_1(\omega)$  практически совпадают с положениями соответствующих максимумов зависимости  $|f(\omega)|$ . Значение функции  $|f(\omega)|$  в точке первого максимума спектральной плотности близко к единице  $|f(\omega_{\max})| \approx 0,8$  и переходное излучение на этой частоте можно считать практически когерентным. Из вышесказанного можно сделать следующие выводы. Во-первых, переходное излучение поверхностных волн электронным сгустком имеет вид импульса, спектральная плотность которого представляет собой набор быстро убывающих осцилляций. Во-вторых, для нерелятивистских сгустков с близкими значениями радиусов  $a$  и  $b$  (т.е. при  $a/b \ll 1$ ) возникновение максимумов спектральной плотности излучения связано с выполнением определенных резонансных соотношений между длиной сгустка и длиной волны Ван Кампена. Заметим, что в общем случае (например, для сгустков с  $a \gg b$ ) даже при

$v \ll c$  эти резонансные соотношения будут включать в себя оба радиуса сгустка, длину волны Ван Кампена и длину волны излучения  $2\pi/\kappa'$ . Так, при  $\omega b/v \propto ak'$ ,  $\kappa' \gg \kappa''$  первый максимум спектральной плотности возникает при  $|\sqrt{(\omega b/v)^2 + (ak')^2}| \approx \sqrt{(\omega b/v)^2 + (ak')^2} \approx \pi/2$ , а максимумы  $W_1(\omega)$  при  $\omega b/v \gg 1$  возникают при  $\sqrt{(\omega b/v)^2 + (ak')^2} \approx \pi k$ , где  $k$  - большое целое число.

На рис. 3 показаны зависимости  $W_1(\omega)$  для сгустков с  $a=10^{-4}$  м,  $b=5 \cdot 10^{-5}$  м (кривая 1),  $b=3 \cdot 10^{-5}$  м (кривая 2),  $b=10^{-5}$  м (кривая 3) при  $\rho=10^{-2}$  м.

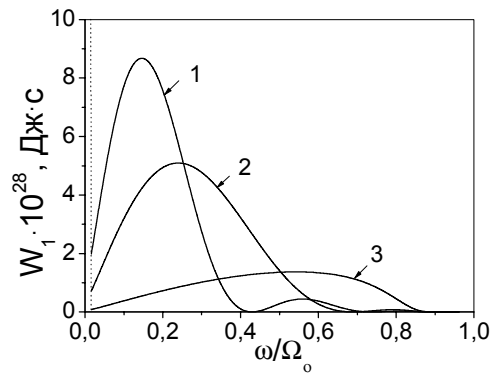


Рис. 3. Спектральная плотность излучения при разной длине сгустка

Из рис. 3 мы видим, что уменьшение продольного размера сгустка приводит к смещению первого максимума спектральной плотности в область более высоких частот и к одновременному уменьшению его амплитуды. Изменение поперечного радиуса сгустка приводит лишь к изменениям амплитуд максимумов (так как  $W_1 \propto a^4$ ), положение же этих максимумов практически не меняется. Последнее обстоятельство связано с тем, что для нерелятивистского сгустка при  $a/b \ll 1$  выполняется неравенство  $\omega_{\max} b/v \gg ak'_{\max}$ . В случае  $a \gg b$  имеем  $\omega_{\max} b/v \propto ak'_{\max}$  (при  $v \ll c$ ) и увеличение поперечного радиуса  $a$  приводит не только к росту величины первого максимума спектральной плотности, но и к его смещению в область более низких частот. В связи с вышесказанным заметим, что такое смещение приводит к уменьшению отношения  $|\varepsilon'(\omega_{\max})/\varepsilon''(\omega_{\max})|$ . Из численных оценок следует, что для  $v=10^{11}$  с<sup>-1</sup> отношение  $|\varepsilon'(\omega_{\max})/\varepsilon''(\omega_{\max})| \propto 10$  при  $a \approx 10^{-4}$  м и  $b \leq 5 \cdot 10^{-5}$  м. Следовательно, чем меньше значение частоты релаксации импульса электронов в полупроводнике, тем большие по размерам сгустки могут быть использованы для получения импульсов пере-

ходного излучения поверхностных волн большей интенсивности.

Численный анализ выражения (12) для энергии переходного излучения показал, что увеличение длины сгустка приводит к монотонному росту энергии излучения  $S_1$  в той области значений  $b$ , для которых выполняется условие  $k'_{\max} \rho \gg 1$ . Коэффициент полезного действия  $\theta$ , равный отношению энергии переходного излучения к кинетической энергии частиц сгустка, в этой же области значений  $b$ , имеет максимум. Зависимости  $S_1(b)$  и  $\theta(b)$  для  $a = 10^{-4}$  м,  $\rho = 10^{-2}$  м показаны на рис. 4 и обозначены индексами 1 и 2 соответственно.

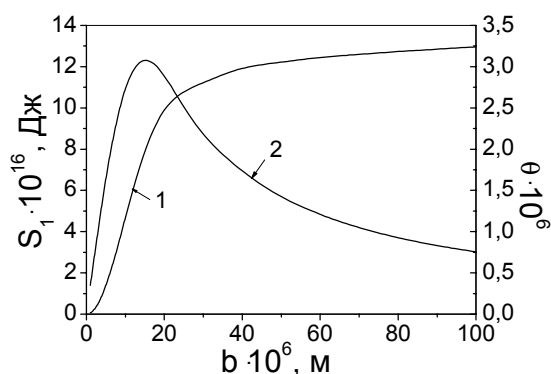


Рис. 4. Зависимости коэффициента полезного действия и энергии излучения от длины сгустка

Наличие максимума на зависимости  $\theta(b)$  можно объяснить тем, что с ростом длины сгустка, начиная с некоторого ее значения, когерентность излучения ухудшается, и кинетическая энергия электронов сгустка растет быстрее, чем энергия излучения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе теоретически исследовано переходное излучение поверхностных электромагнитных волн нерелятивистским электронным сгустком, пересекающим границу раздела вакуум-полупроводник. Сгусток был выбран в виде эллипсоида вращения с равномерным распределением заряда по объему и пересекал границу раздела двух сред вдоль нормали к ней. Расчет энергетических характеристик проведен с учетом диссипативных потерь энергии излучения в полупроводнике. Показано, что спектр переходного излучения поверхностных волн имеет вид ряда быстро убывающих осцилляций с выраженным первым максимумом. Ширина этого максимума соизмерима с его средней частотой. Установлено, что возникновение этих максимумов связано с выполнением определенных резонансных соотношений между размерами сгустка, длиной волны излучения и длиной волны Ван Кампена. Найдено, что существуют такие зна-

чения размеров сгустка, при которых коэффициент полезного действия, равный отношению энергии излучения к кинетической энергии частиц сгустка, имеет максимум. Наличие такого максимума связано с тем, что с ростом длины сгустка, начиная с некоторого ее значения, когерентность излучения ухудшается, и суммарная кинетическая энергия электронов сгустка растет быстрее, чем энергия излучения. Показано также, что при учете диссипации энергии излучения в полупроводнике возникают ограничения на максимальные размеры сгустков из-за требования, чтобы поток энергии импульсов переходного излучения находился в основном в плоскости границы раздела сред.

Авторы выражают благодарность В.И. Карасю за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л. Гинзбург, В.Н. Цытович. *Переходное излучение и переходное рассеяние*. М.: Наука, 1984.
2. М.Л. Тер-Микаелян. Радиационные электромагнитные процессы при высоких энергиях в периодических системах // *Успехи физических наук*, 2001, т. 171, №6, с. 597–623.
3. В.А. Балакирев, Г.Л. Сидельников. Физические механизмы переходного излучения электромагнитных волн // *Журнал технической физики*, 1999, т. 69, №10, с. 90 – 95.
4. В.А. Балакирев, И.Н. Онищенко, Д.Ю. Сидоренко, Г.В. Сотников. Широкополосное излучение релятивистского электронного сгустка в полубесконечном волноводе // *Журнал технической физики*, 2002, т. 72, №2, с. 88 – 95.
5. Б.М. Болотовский, А.В. Серов. Переходное излучение от протяженной системы зарядов // *Журнал технической физики*, 2002, т. 72, №1, с. 3 – 7.
6. В.Я. Эйдман. Излучение поверхностной волны зарядом, проходящим границу раздела двух сред // *Известия вузов. Радиофизика*, 1965, т. 8, №1, с. 188 – 190.
7. В.Г. Мартин, А.А. Марадудин, Р.Ф. Уоллис. Theory of damped surface magnetoplasmons in n-type InSb // *Surface Science*, 1978, v. 77, p. 416 – 426.
8. Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках*. Киев: Наукова думка, 1989.
9. Р.С. Бразис. Активные и нелинейные взаимодействия при возбуждении поляритонов плазменного типа в полупроводниках // *Литовский физический сборник*, 1981, т. 21, №4, с. 73 – 117.
10. А.С. Кингсеп. *Введение в нелинейную физику плазмы*. М.: Изд-во МФТИ, 1996.