

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННЫМ СГУСТКОМ, ПЕРЕСЕКАЮЩИМ ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ

Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко

Институт Радиофизики и Электроники им. А.Я.Усикова НАН Украины
Харьков, Украина

E-mail: yuaver@online.kharkiv.com

Исследовано переходное излучение нестационарных негармонических электромагнитных волн при движении нерелятивистского сгустка электронов через две плазмоподобные среды, разделенные двумерным электронным газом. Вычислен вектор Пойнтинга низшей нестационарной гармоники. Показано, что анализ переднего фронта результирующего сигнала дает возможность получать информацию о свойствах двумерного электронного газа.

PACS: 52.40.Mj

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется вопросам ударного возбуждения негармонических нестационарных импульсов [1,2]. Этот интерес связан с успехами в области генерации видеоимпульсов с помощью широкополосных радаров и с перспективами их использования для передачи информации через сплошные среды [3,4]. Помимо этого, многочисленные эксперименты по рассеянию и дифракции видеоимпульсов на мишенях конечных размеров показывают, что огибающие полей рассеянных видеоимпульсов быстро изменяются со временем [5-7]. В работе [8] была показана возможность переходного излучения нестационарных электромагнитных волн электронным сгустком, пересекающим структуры типа вакуум-идеальный проводник и плазма-идеальный проводник. Было показано, в частности, что по характеристикам переднего фронта результирующего сигнала можно восстановить негауссовский профиль продольной плотности сгустка, а также определить параметры плазменной среды. В данной работе рассматривается возможность определения свойств двумерного электронного газа (2DE-газа), образовавшегося на границе раздела двух разных полупроводников [9], по характеристикам переходного излучения электронного сгустка, пересекающего эту структуру. Следует заметить, что переходное излучение объемных и поверхностных электромагнитных волн электрона, пересекающего 2DE-газ исследовалось в работе [10]. Аналогичная задача в квантующем магнитном поле в режиме целочисленного квантового эффекта Холла рассмотрена в [11]. По сравнению с работами [10], [11] выбор электронного сгустка в качестве способа возбуждения электромагнитных волн обеспечивает более интенсивное (чем один электрон) излучение. Кроме этого, использование формализма нестационарных решений уравнений Максвелла, предложенного в работе [1], позволяет находить характеристики исследуемой структуры по переднему фронту сигнала без использования методов спектрального анализа.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Расположим границу раздела сред $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (n-типа) – GaAs в плоскости $z = 0$. Полупроводник n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ занимает область $z < 0$ и характеризуется постоянной решеткой $\epsilon_{0,1}$, концентрацией электронов n_1 с эффективной массой m_1 . Полупроводник GaAs занимает область $z > 0$ и характеризуется постоянной решеткой $\epsilon_{0,2}$, концентрацией электронов n_2 с эффективной массой m_2 . 2DE-газ с поверхностной плотностью n_{s0} расположен в плоскости границы раздела двух сред $z = 0$. Аксиально-симметричный электронный сгусток движется вдоль оси z со скоростью $v \ll c$ (где c – скорость света в вакууме) и пересекает границу раздела сред со стороны n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Плотность заряда сгустка зададим следующим образом:

$$q(\vec{r}, t) = q_0 \varphi_0 \frac{\text{ж} \rho}{\text{и} a} \frac{\text{ц}}{\text{ш}} \frac{\text{ж} z - vt}{b} \frac{\text{ц}}{\text{ш}}, \quad (1)$$

где $\varphi_0(\eta) = \pi^{-1/4} \exp(-\eta^2/2)$ – функция Эрмита с индексом “0”; $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ – величина радиус-вектора в плоскости границы раздела двух сред; $\sqrt{2}a$ – поперечный радиус сгустка; $2\sqrt{2}b$ – длина сгустка; q_0 – эффективная плотность сгустка, определяемая из условия сохранения количества заряда

$$q_0 = \frac{eN_b}{2\sqrt{2}\pi a^2 b}, \quad (2)$$

где e – заряд электрона; N_b – число электронов в сгустке. Так как мы рассматриваем аксиально-симметричную задачу, то представим функцию $\varphi_0(\rho/a)$ в виде интеграла Фурье-Бесселя:

$$\varphi_0 \frac{\text{ж} \rho}{\text{и} a} \frac{\text{ц}}{\text{ш}} = \frac{a^2}{\pi^{1/4}} \int_0^\infty dk \exp\left\{ \frac{\text{ж} z - vt}{b} - \frac{\kappa^2 a^2}{2} \right\} \frac{\text{ц}}{\text{ш}} J_0(\kappa \rho), \quad (3)$$

где κ – имеет смысл поперечного волнового вектора поля сгустка; $J_n(x)$ – функция Бесселя с индексом n .

сом n . Поля сгустка представим в виде бегущего импульса следующим образом [8]:

$$E_{\rho}^{b,j} = \frac{1}{\beta \varepsilon_{0,j}} \int_0^{\tau} k J_1(k\rho) y_j(\xi, k) dk, \quad (4)$$

$$E_z^{b,j} = \frac{\varepsilon_{0,j} \beta^2 - 1}{\beta \varepsilon_{0,j} b} \int_0^{\tau} J_0(k\rho) \frac{\partial y_j(\xi, k)}{\partial \xi} dk, \quad (5)$$

$$H_{\phi}^{b,j} = \int_0^{\tau} k J_1(k\rho) y_j(\xi, k) dk, \quad (6)$$

где $\xi = (z - vt)/b$,

$$y_j(\xi, k) = y_{0,j}(k) \exp(k_j \xi) \operatorname{erfc} \frac{k_j + \xi}{\sqrt{2}} + \exp(-k_j \xi) \operatorname{erfc} \frac{k_j - \xi}{\sqrt{2}}, \quad (7)$$

$$y_{0,j}(k) = \frac{e N_b \beta b k}{2k_j (1 - \varepsilon_{0,j} \beta^2)} \exp \frac{k_j^2 - k^2 a^2}{2}, \quad (8)$$

$$k_j = b \sqrt{\frac{k^2}{1 - \varepsilon_{0,j} \beta^2} - \frac{\omega_{p,j}^2}{\varepsilon_{0,j} v^2}}, \quad (9)$$

где $\omega_{p,j} = \sqrt{4\pi e^2 n_j / m_j}$ – плазменная частота полупроводника j -типа (где $j = 1, 2$), а $\operatorname{erfc}(\eta)$ – дополнительный интеграл вероятности:

$$\operatorname{erfc}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\eta}^{\infty} \exp(-t^2) dt.$$

Поля излучения могут быть представлены в виде бесконечного набора негармонических нестационарных волн следующим образом [8]:

$$E_{\rho}^{r,j} = - \sum_m \int_0^{\infty} dk J_1(k\rho) \frac{\alpha_m^{(j)}(k)}{k} \times d_0^{(j)}(k) \frac{\partial^2 \Psi_m^{(j)}(\bar{z}_j, \tau_j)}{\partial \bar{z}_j \partial \tau_j}, \quad (10)$$

$$E_z^{r,j} = e \int_0^{\tau} dk J_0(k\rho) \alpha_m^{(j)}(k) \frac{\partial \Psi_m^{(j)}(\bar{z}_j, \tau_j)}{\partial \tau_j}, \quad (11)$$

$$H_{\phi}^{r,j} = e \int_0^{\tau} dk J_1(k\rho) \frac{\alpha_m^{(j)}(k) d_1^{(j)}(k)}{k c} \frac{\partial^2 \Psi_m^{(j)}(\bar{z}_j, \tau_j)}{\partial \tau_j^2} \frac{\omega_{p,j}^2}{d_1^{(j)2}(k)} \Psi_m^{(j)}(\bar{z}_j, \tau_j), \quad (12)$$

где

$$\Psi_m^{(1)}(\bar{z}_1, \tau_1) = \frac{\tau_1 + \bar{z}_1}{3} J_m \left(\sqrt{\tau_1^2 - \bar{z}_1^2} \right), \quad (13)$$

$$\Psi_m^{(2)}(\bar{z}_2, \tau_2) = \frac{\tau_2 - \bar{z}_2}{3} J_m \left(\sqrt{\tau_2^2 - \bar{z}_2^2} \right), \quad (14)$$

$$\bar{z}_j = d_0^{(j)}(k) z, \quad d_0^{(j)}(k) = \sqrt{k^2 + \frac{\omega_{p,j}^2}{c^2}}, \quad (15)$$

$$\tau_j = d_1^{(j)}(k) t, \quad d_1^{(j)}(k) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{0,j}}} d_0^{(j)}(k). \quad (16)$$

Заметим, что выражения для магнитных полей сгустка (6) и излучения (12) учитывают токи, индуцированные этими полями в соответствующих средах. Неизвестные коэффициенты $\alpha_m^{(j)}(k)$ находим из следующих граничных условий для тангенциальных составляющих полных электрического и магнитного полей:

$$E_{\rho}^{(2)} \Big|_{z=0} - E_{\rho}^{(1)} \Big|_{z=0} = 0, \quad (17)$$

$$H_{\phi}^{(2)} \Big|_{z=0} - H_{\phi}^{(1)} \Big|_{z=0} = - \frac{4\pi}{c} j_s, \quad (18)$$

где j_s – ток, индуцированный в 2DE-газе полями сгустка и излучения. В линейном для 2DE-газа приближении ток j_s определяется следующим образом:

$$j_s(\rho, t) = e n_{s0} v_{\rho,s}(\rho, t), \quad (19)$$

где $v_{\rho,s}$ находится из линеаризованного уравнения движения для электронов 2DE-газа:

$$\frac{\partial v_{\rho,s}}{\partial t} = \frac{e}{m_2} \left(E_{\rho}^{b,1}(\rho, 0, t) + E_{\rho}^{r,1}(\rho, 0, t) \right). \quad (20)$$

Здесь множитель $1/m_2$ учитывает тот факт, что 2DE-газ находится в приповерхностном слое в GaAs [9]. Подставив (4), (10) в (20), получим:

$$j_s(\rho, t) = \int_0^{\tau} dk J_1(k\rho) j_s(k, t), \quad (21)$$

где

$$j_s(k, t) = \frac{e^2 n_{s0} b k y_{0,1}(k)}{m_2 \varepsilon_{0,1} \beta k_1 v} \left[\exp \frac{k_1 v t}{b} \operatorname{erfc} \frac{k_1 + vt/b}{\sqrt{2}} - \exp \frac{k_1 v t}{b} \operatorname{erfc} \frac{k_1 - vt/b}{\sqrt{2}} - 2 \exp \frac{k_1^2}{2} \operatorname{erfc} \frac{vt}{b\sqrt{2}} - \frac{e^2 n_{s0} \sqrt{\varepsilon_{0,1}}}{2 m_2 c} \right] \int_{m=2}^{\infty} \frac{\alpha_m^{(1)}(k)}{k} J_{m-1}(d_1^{(1)} t) J_{m+1}(d_1^{(1)} t). \quad (22)$$

Разложив выражения для полей и тока j_s в граничных условиях (17), (18) в степенные ряды по времени t и приравняв коэффициенты при одинаковых степенях, получим искомые коэффициенты $\alpha_m^{(j)}(k)$

. Выпишем первые два коэффициента $\alpha_2^{(1)}$ и $\alpha_2^{(2)}$, соответствующие низшим нестационарным гармоникам:

$$\alpha_2^{(1)} = \frac{4\kappa^2}{d_0^{(1)} \beta \sqrt{\varepsilon_{0,1}} (\sqrt{\varepsilon_{0,1}} + \sqrt{\varepsilon_{0,2}})} \frac{y_0 \operatorname{erfc} \frac{k_1}{\sqrt{2}} \frac{z}{b}}{\kappa} \frac{2y_{0,1} \operatorname{erfc} \frac{k_2}{\sqrt{2}} \frac{z}{b}}{\kappa} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{z}{b}$$

$$\Gamma_3 \frac{\sqrt{\varepsilon_{0,2}}}{\sqrt{\varepsilon_{0,1}}} - \beta \sqrt{\varepsilon_{0,1}} \frac{z}{b} - 2y_{0,2} \operatorname{erfc} \frac{k_2}{\sqrt{2}} \frac{z}{b}$$

$$\Gamma_3 \frac{\sqrt{\varepsilon_{0,1}}}{\sqrt{\varepsilon_{0,2}}} - \beta \sqrt{\varepsilon_{0,2}} \frac{z}{b} - \frac{8\pi e^2 n_{s0} b y_{0,1}}{m_2 \sqrt{\varepsilon_{0,1}} k_1 v c} e^{-k_1^2/2} \frac{z}{b} \quad (23)$$

$$\alpha_2^{(2)} = \frac{4\kappa^2}{d_0^{(2)} \beta \sqrt{\varepsilon_{0,2}} (\sqrt{\varepsilon_{0,1}} + \sqrt{\varepsilon_{0,2}})} \frac{y_0 \operatorname{erfc} \frac{k_1}{\sqrt{2}} \frac{z}{b}}{\kappa} \frac{2y_{0,1} \operatorname{erfc} \frac{k_2}{\sqrt{2}} \frac{z}{b}}{\kappa} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{z}{b}$$

$$\Gamma_3 \frac{\sqrt{\varepsilon_{0,2}}}{\sqrt{\varepsilon_{0,1}}} + \beta \sqrt{\varepsilon_{0,2}} \frac{z}{b} - 2y_{0,2} \operatorname{erfc} \frac{k_2}{\sqrt{2}} \frac{z}{b}$$

$$\Gamma_3 \frac{\sqrt{\varepsilon_{0,1}}}{\sqrt{\varepsilon_{0,2}}} - \beta \sqrt{\varepsilon_{0,2}} \frac{z}{b} - \frac{8\pi e^2 \sqrt{\varepsilon_{0,2}} n_{s0} b y_{0,1}}{m_2 \varepsilon_{0,1} k_1 v c} e^{-k_1^2/2} \frac{z}{b} \quad (24)$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для численных оценок положим: $a=1$ см; $b=0.1$ см; $v=0.1c$; $N_b \propto 10^{12}$. Рассмотрим гетеропереход $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ с $x=0.3$ и следующими параметрами [12]: $\varepsilon_{0,1} = 11.46$; $\varepsilon_{0,2} = 12.4$; $m_1 = 0.088m_0$; $m_2 = 0.063m_0$ (где m_0 – масса свободного электрона); $n_1 \propto 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $n_2 \propto 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $n_{s0} \propto 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На Рис.1, 2 и 3 показаны распределения по z электрического и магнитного полей нестационарной гармоники с $m=2$ в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ для моментов времени $t_1 = t_{\text{int}}$ (кривые 1), $t_2 = 2t_{\text{int}}$ (кривые 2), $t_3 = 3t_{\text{int}}$ (кривые 3) при $\rho = 0.1$ см. Здесь $t_{\text{int}} = 2\sqrt{2}b/v$ – время пересечения сгустком границы раздела двух сред.

Из рисунков видно, что с ростом времени передний фронт полей смещается вглубь среды, а задний фронт становится осциллирующим. Из Рис.1 и 3 видно, что с ростом времени передний фронт полей становится более крутым. Из анализа выражений (10)-(12) следует, что крутизна переднего фронта компонент $E_{\rho,m}^{r,j}$, $H_{\theta,m}^{r,j}$ для $m=2$ линейно растет со временем. Для $m=3$ крутизна вышеуказанных компонент стремится к некоторому постоянному значению, а для $m \geq 4$ – стремится к нулю. Крутизна переднего фронта компоненты $E_{z,m}^{r,j}$ для $m=2$ стремится к некоторому постоянному значению, а для $m \geq 3$ – стремится к нулю. Следовательно, электрическое и магнитное поля нестационарной гармоники с $m=2$ определяют передний фронт ($z \rightarrow (-1)^j ct/\sqrt{\varepsilon_{0,j}}$) результирующего сигнала. Поэтому, для описания поля излучения в глубине среды в окрестности переднего фронта результирующего сигнала достаточно рассмотреть конечное число первых нестационарных гармоник.

Рассмотрим вектор Пойнтинга нестационарной гармоники с $m=2$ в полупроводнике $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

Ввиду цилиндрической симметрии поля излучения будем рассматривать компоненты $S_{\rho,2}^{r,j}$ и $S_{z,2}^{r,j}$:

$$S_{\rho,2}^{r,j} = -\frac{c}{4\pi} E_{z,2}^{r,j} H_{\theta,2}^{r,j}, \quad S_{z,2}^{r,j} = \frac{c}{4\pi} E_{\rho,2}^{r,j} H_{\theta,2}^{r,j} \quad (25)$$

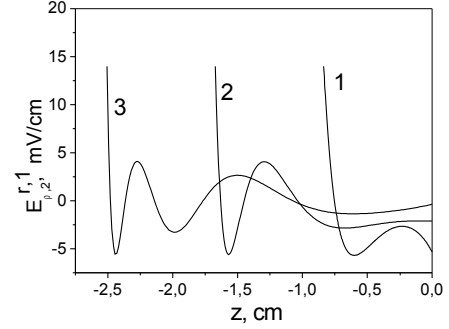


Рис.1. Распределение по z в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ компоненты $E_{\rho,m}^{r,1}$ нестационарной гармоники с $m=2$

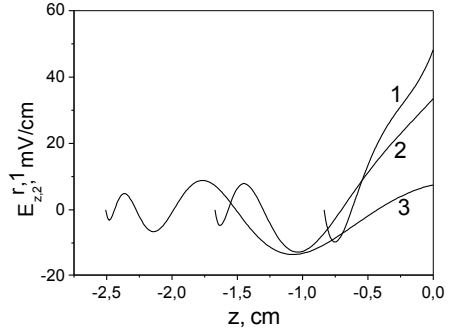


Рис.2. Распределение по z в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ компоненты $E_{z,m}^{r,1}$ нестационарной гармоники с $m=2$

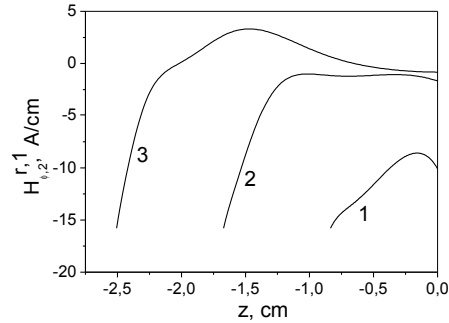


Рис.3. Распределение по z в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ компоненты $H_{\theta,m}^{r,1}$ нестационарной гармоники с $m=2$

На Рис.4 приведены распределения по z компоненты $S_{z,2}^{r,1}$ при $\rho = 0.1$ см для моментов времени $t = t_{\text{int}}$ (кривая 1), $t = 3t_{\text{int}}$ (кривая 2), $t = 5t_{\text{int}}$ (кривая 3), $t = 7t_{\text{int}}$ (кривая 4). Из Рис.4 видно, что с ростом времени передний фронт зависимости $S_{z,2}^{r,1}(z)$ становится более крутым, а задний фронт – осциллирующим. Плотность нормального потока энергии максимальна непосредственно на переднем фронте сигнала ($z \rightarrow -ct/\sqrt{\varepsilon_{0,1}}$). Кроме этого видно, что при $t \gg t_{\text{int}}$ область Δz заметных осцилляций на заднем фронте сигнала становится более узкой и смещается в направлении переднего фронта. Например, расстояние между точками A и B на кривой 1 становится, приблизительно, в восемь раз меньше с

возрастанием времени от $t = t_{\text{int}}$ до $t = 7t_{\text{int}}$ (кривая 4).

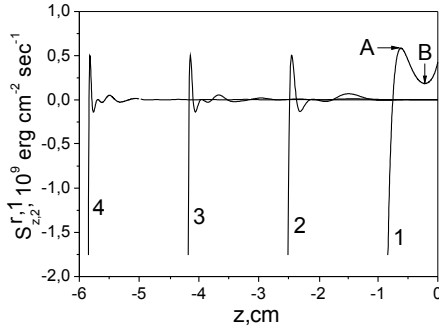


Рис.4. Распределение по z в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ компоненты $S_{z,m}^{r,1}$ вектора Пойнтинга нестационарной гармоники с $m = 2$

Уменьшение области Δz с ростом времени можно качественно объяснить, рассмотрев аргументы функций Бесселя в выражениях (11) и (12). Для выбранных параметров сгустка и полупроводника $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ выполняется условие

$$k^2 \ll k_{\text{max}}^2 \quad a^{-2} \sim \frac{\omega_{p,1}^2}{c^2} \quad (26)$$

и аргументы $\varphi(z, t)$ соответствующих функций Бесселя можно приближенно описать следующим выражением:

$$\varphi(z, t) \approx \frac{\omega_{p,1}}{c} \sqrt{\frac{c^2 t^2}{\varepsilon_{0,1}} - z^2} \quad (27)$$

Если ограничить сверху величину $\varphi(z, t)$ некоторым значением $\theta \ll 1$, то размер области Δz , в которой $\varphi(z, t) \sim \theta$ при $t \rightarrow \Gamma$, уменьшается как $1/t$:

$$\Delta z \propto \frac{c \sqrt{\varepsilon_{0,1}}}{\omega_{p,1} t} \theta^2 \quad (28)$$

На Рис.5 приведены зависимости $S_{\rho,2}^{r,1}(z)$ при $\rho = 0.1$ см для моментов времени $t = 2t_{\text{int}}$ (кривая 1), $t = 5t_{\text{int}}$ (кривая 2), $t = 7t_{\text{int}}$ (кривая 3).

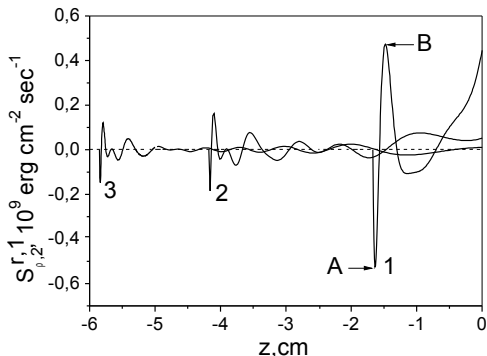


Рис.5. Распределение по z в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ компоненты $S_{\rho,m}^{r,1}$ вектора Пойнтинга нестационарной гармоники с $m = 2$

Из Рис.5 видно, что с ростом времени область за-

метных осцилляций сужается и смещается в сторону переднего фронта сигнала. Например, расстояние между точками A и B на кривой 1 становится, приблизительно, в 3.5 раза меньше с возрастанием времени от $t = 2t_{\text{int}}$ до $t = 7t_{\text{int}}$ (кривая 4).

ВЫВОДЫ

В настоящей работе теоретически исследовано переходное излучение нестационарных импульсов электронным сгустком, пересекающим двумерный электронный газ, находящийся на границе гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$. Показано, для описания поля излучения в глубине плазмopodobной среды в окрестности переднего фронта результирующего сигнала достаточно рассмотреть конечное число первых нестационарных гармоник. Форма переднего фронта результирующего сигнала определяется передним фронтом низшей нестационарной гармоники. Величины полей низшей гармоники зависят от параметров граничащих полупроводниковых сред и от плотности двумерного электронного газа. Плотности нормального и радиального потоков энергии низшей гармоники максимальны на переднем фронте сигнала. Следовательно, исследование переднего фронта низшей нестационарной гармоники дает возможность определить плотность двумерного электронного газа. Полученные выражения для полей нестационарных импульсов имеют цилиндрическую симметрию и описывают излучение на произвольных расстояниях от границы раздела двух сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Б. Шварцбург. Негармонические электромагнитные волны в плазме // Доклады Академии наук. 1993, т.333, №3, с.324-326.
2. А.Б. Шварцбург. Видеоимпульсы и непериодические волны в диспергирующих средах (точно решаемые модели) // Успехи физических наук. 1998, т.168, №1, с.833-861.
3. Л.Д. Бахрах, А.А. Блискивицкий. Оптомикроволновые методы формирования излучения сверхширокополосных антенн // Успехи физических наук. 1992, т.162, №12, с.160-164.
4. Ch. Fattering, D. Grischkowsky. TeraHz Beams // Applied Physics Letters. 1989, v.54, №6, p.490-492.
5. J. Ma, I.R. Ciric. Transient response of a circular cylinder to an electromagnetic pulse // Radio Science. 1992, v.27, №5, p.561-567.
6. M. Bertolotti, A. Ferrari, L. Sereda. Far-zone diffraction of polychromatic and nonstationary plane waves from a slit // Journal of Optical Society of America B., Optical Physics. 1995, v.12, №8, p.1519-1526.
7. Р.А. Авакян, А.О. Варданян, А.Э. Маилян и др. Дифракция пространственно-ограниченного фемтосекундного светового импульса на ди-

- фракционной решетке // *Оптика и спектроскопия*. 1994, т.77, №4, с.668-674.
8. Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко. Переходное излучение негармонических импульсов // *Журнал технической физики*. 2006, т.76, №5, с.98-104.
 9. Э.И. Рашба, В.Б. Тимофеев. Квантовый эффект Холла // *Физика и техника полупроводников*. 1986, т.20, №6, с.977-1024.
 10. Н.Н. Белецкий, С.Н. Харьковский, В.М. Яковенко. Переходное излучение электромагнитных волн зарядом, пересекающим двумерный электронный газ // *Известия вузов. Радиофизика*. 1983, т.26, №9, с.1149-1153.
 11. Ю.О. Аверков, Н.Н. Белецкий, В.М. Яковенко. Переходное излучение поверхностных поляритонов зарядом, пересекающим двухслойную двумерную электронную систему в сильном магнитном поле // *Доповіди НАН України*. 1998, №1, с.96-102.
 12. S.M. Sze. *Modern semiconductor device physics*. N.-Y: "John Wiley & Sons, Inc.", 1998, p.556.

TRANSITION RADIATION OF NONSTATIONARY WAVES BY AN ELECTRON BUNCH THAT CROSSES A TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS

Yu.O. Averkov, V.M. Yakovenko

Transition radiation of nonharmonic nonstationary pulses by an electron bunch that crosses a two-dimensional electron gas at the interface of two plasma media has been investigated. The Poynting vector of the lowest nonstationary harmonic is calculated. It has been shown that the information about properties of a two-dimensional electron gas may be obtained by the analysis of a leading front of the resulting signal.

ПЕРЕХІДНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ НЕСТАЦІОНАРНИХ ХВИЛЬ ЕЛЕКТРОННИМ ЗГУСТКОМ, ЩО ПЕРЕТИНАЄ ДВОВИМІРНИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ ГАЗ

Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко

Досліджено перехідне випромінювання нестаціонарних негармонійних електромагнітних хвиль при русі нерелятивістського згустку електронів крізь двох плазмових середовищ, що розділені двовимірним електронним газом. Обчислено вектор Пойнтинга нижчої нестаціонарної гармоніки. Показано, що аналіз переднього фронту результуючого сигналу дає можливість одержувати інформацію про властивості двовимірного електронного газу.