06;09

Параметрическое взаимодействие волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах

© А.А. Барыбин,[1] А.И. Михайлов[2]

[1] Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия
[2] Саратовский государственный университет,
410071 Саратов, Россия

(Поступило в Редакцию 15 июля 1998 г.)

Разработана общая теория параметрической связи волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах с дрейфующими носителями заряда, применимая, в частности, для полупроводников типа n-GaAs и n-InP с отрицательной дифференциальной проводимостью, обусловленной междолинными электронными переходами в сильных электрических полях. В основу предложенного подхода положена электродинамическая теория возбуждения волноводов сторонними токами, обобщенная на случай произвольных волноведущих структур со сложными активными средами. Теория позволяет изучать параметрическое взаимодействие волн пространственного заряда в полупроводниковых пленках с учетом реальных условий на их границах, диффузии, анизотропии и частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов, а также с учетом многочастотного и многомодового характера волнового процесса в тонкопленочных структурах.

Введение

Среди тонкопленочных полупроводниковых структур (ТПС) особый практический интерес представляют ТПС с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), имеющей место в полупроводниках типа n-GaAs и n-InP. Это связано с особенностями распространения в них волн пространственного заряда (ВПЗ) в условиях разогрева электронов сильными электрическими полями. Такие структуры могут быть использованы для создания различного рода интегральных устройств обработки сигналов вплоть до миллиметрового диапазона длин волн [1–6]. Например, хорошо известный тонкопленочный усилитель бегущей волны (ТУБВ) на пленке n-GaAs выполняет в СВЧ диапазоне такие радиотехнические функции, как усиление, генерация, задержка и изменение фазы сигнала, переключение каналов и др. [1–3]. Более сложные, чем в ТУБВ, технические решения с использованием параметрического режима (в том числе с низкочастотной накачкой) позволяют осуществлять также управляемую фильтрацию, преобразование частоты и синтез частот [4–6].

Распространение собственных волн в ТПС с ОДП подробно исследовано в монографии [7] и в ряде периодических публикаций [2,3,8]. Однако параметрическое взаимодействие ВПЗ изучено недостаточно (см., например, [4,6,9–13]). В этих работах делается ряд исходных упрощений, приводящих к тому, что полученные результаты приобретают частный характер. Например, используется одномерное описание [9–11,13] или описание, которое лишь условно можно назвать двумерным [4,6], не учитываются также диффузионная составляющая тока и частотная дисперсия дифференциальной проводимости среды [11,12]. При этом анализ параметрического взаимодействия ВПЗ во всех этих работах выполнен только для единственной пары частот (сигнальной и холостой) и поэтому имеет ограниченное применение.

Настоящая работа посвящена разработке общей теории параметрического взаимодействия ВПЗ в тонких пленках полупроводников с учетом многочастотного и многомодового характера волнового процесса диффузионной компоненты тока и частотной дисперсии дифференциальной подвижности горячих электронов, в том числе в условиях ОДП.

Уравнения Максвелла и параметрически возбуждающий ток

В макроскопической электродинамике волновые процессы в плазме полупроводников описываются обычными уравнениями Максвелла

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\mu_0 \frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}}{\partial t}, \quad \nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \varepsilon \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{J}}, \tag{1}$$

с плотностью тока, записанной в известной форме [7,14]

$$\tilde{\mathbf{J}} = \tilde{\rho}\tilde{\mathbf{v}} - D\nabla\tilde{\rho}, \tag{2}$$

учитывающей дрейфовую ($\tilde{\rho}\tilde{\mathbf{v}}$) и диффузионную ($-D\nabla\tilde{\rho}$) компоненты. Здесь и в последующих формулах знак тильды над физическими величинами отмечает их вещественные мгновенные значения в отличие от комплексных амплитуд, для которых этот знак отсутствует. Любая используемая далее физическая величина $\tilde{\Phi}(\mathbf{r}, t)$ имеет нижние индексы 0 и 1 для выделения ее постоянной и переменной составляющих

$$\tilde{\Phi}(\mathbf{r}, t) = \Phi_0(\mathbf{r}) + \tilde{\Phi}_1(\mathbf{r}, t), \tag{3}$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, определяющий положение точки в трехмерном пространстве координат, t — время.

В связи с рассмотрением параметрического взаимодействия компонента $\tilde{\Phi}_1(\mathbf{r},t)$ содержит вклады от накачки и сигнала, отмеченные соответственно нижними индексами p и s,

$$\tilde{\Phi}_1(\mathbf{r},t) = \tilde{\Phi}_p(\mathbf{r},t) + \tilde{\Phi}_s(\mathbf{r},t). \quad (4)$$

В линейном приближении, как обычно, будем считать переменные величины малыми по сравнению с постоянными, а сигнал — малым по сравнению с накачкой.

Пусть в потоке электронов, дрейфующих со скоростью v_0, распространяется ВПЗ накачки с частотой ω_p, которая приводит к пространственной и временно́й модуляции парамеров полупроводника. При возбуждении относительно слабой (по сравнению с накачкой) ВПЗ сигнала на частоте ω_s в полупроводнике возникает многочастотный спектр (волновой пакет параметрически связанных ВПЗ), содержащей комбинационные частоты $\omega_\nu = \omega_s + \nu\omega_p$, где $\nu = 0, \pm1, \pm2, \dots$. Соответствующие им волны, как известно [7], имеют сносовую природу и распространяются с одинаковой фазовой скоростью, равной скорости дрейфа электронов $\mathbf{v}_0$.

Путем введения комплексных амплитуд можно представить физические величины для одночастотной накачки и многочастотного сигнального спектра в следующей форме

$$\tilde{\Phi}_p(\mathbf{r},t) = 2\mathrm{Re}\{\Phi_p(\mathbf{r})\mathrm{e}^{i\omega_p t}\}$$

и

$$\tilde{\Phi}_s(\mathbf{r},t) = \mathrm{Re}\sum_\nu\{\Phi_1^{(\nu)}(\mathbf{r})\mathrm{e}^{i\omega_\nu t}\}, \quad (5)$$

где $2\Phi_p$ — комплексная амплитуда величины $\tilde{\Phi}_p$ для ВПЗ накачки, $\Phi_1^{(\nu)}$ — комплексная амплитуда сигнальной компоненты с частотой ω_ν для величины $\tilde{\Phi}_s$ (удвоение для амплитуды накачки сделано с целью упрощения последующей записи).

С учетом (3) уравнения (1) для переменных составляющих принимают вид

$$\nabla\times\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\mu_0\frac{\partial\tilde{\mathbf{H}}_1}{\partial t}, \quad \nabla\times\tilde{\mathbf{H}}_1 = \varepsilon\frac{\partial\tilde{\mathbf{E}}_1}{\partial t} + \tilde{\mathbf{J}}_1 + \tilde{\mathbf{J}}_b, \quad (6)$$

где величины $\tilde{\mathbf{R}}_1$, $\tilde{\mathbf{H}}_1$ и $\tilde{\mathbf{J}}_1$ имеют форму (4).

Общее выражение (2) для плотности тока породило в (6) в дополнение к $\tilde{\mathbf{J}}_1$ параметрически возбуждающий ток

$$\tilde{\mathbf{J}}_b = \mathrm{Re}\sum_\nu \mathbf{J}_b^{(\nu)}\mathrm{e}^{i\omega_\nu t} \quad (7)$$

с комплексными амплитудами на частотах ω_ν, равными

$$\mathbf{J}_b^{(\nu)} = (\rho_p\mathbf{v}_1^{(\nu-1)} + \rho_1^{(\nu-1)}\mathbf{v}_p) + (\rho_p^*\mathbf{v}_1^{(\nu+1)} + \rho_1^{(\nu+1)}\mathbf{v}_p^*). \quad (8)$$

Принимая во внимание (5) и (7), а также используя ортогональность частотных компонент, выделяем из (6) следующие уравнения: а) для комплексных амплитуд накачки с частотой ω_p

$$\nabla\times\mathbf{E}_p = -i\omega_p\mu_0\mathbf{H}_p, \quad \nabla\times\mathbf{H}_p = i\omega_p\varepsilon\mathbf{E}_p + \mathbf{J}_p, \quad (9)$$

где

$$\mathbf{J}_p = \rho_0\mathbf{v}_p + \rho_p\mathbf{v}_0 - D\nabla\rho_p; \quad (10)$$

б) для комплексных амплитуд сигнальных компонент с частотами ω_ν

$$\nabla\times\mathbf{E}_1^{(\nu)} = -i\omega_\nu\mu_0\mathbf{H}_p^{(\nu)},$$

$$\nabla\times\mathbf{H}_1^{(\nu)} = i\omega_\nu\varepsilon\mathbf{E}_p^{(\nu)} + \mathbf{J}_1^{(\nu)} + \mathbf{J}_b^{(\nu)}, \quad (11)$$

где

$$\mathbf{J}_1^{(\nu)} = \rho_0\mathbf{v}_1^{(\nu)} + \rho_1^{(\nu)}\mathbf{v}_0 - D\nabla\rho_1^{(\nu)}. \quad (12)$$

Как видно из (9) и (10), уравнения для ВПЗ накачки имеют привычную форму, которая не содержит возбуждающего тока и применяется, в частности, для анализа спектра собственных волн в ТПС [7]. Поэтому граничную задачу для волны накачки считаем решенной и при необходимости будем применять известные результаты [7].

Уравнения (11) и (12) описывают параметрическое возбуждение мод ВПЗ током $\mathbf{J}_b^{(\nu)}$, играющим роль стороннего тока. Параметрически возбуждающий ток $\mathbf{J}_b^{(\nu)}$ на частоте ω_ν, записанный в форме (8) и входящий в уравнение (11), определяется как волной накачки $(\rho_p, \mathbf{v}_p)$, так и соседними частотными компонентами $(\rho_1^{(\nu\pm1)}, \mathbf{v}_1^{(\nu\pm1)})$. Именно это и дает параметрическую связь между модами ВПЗ на разных частотах. Задача о возбуждении системы сторонним током, описываемая уравнениями (11) и (12), трансформируется в отсутствие накачки (при $\mathbf{J}_b^{(\nu)} = 1$) в задачу на собственные значения, решение которой, как и для ВПЗ накачки, также является известным [7].

Уравнения для амплитуд параметрически связанных мод ВПЗ

Анализ параметрического взаимодействия мод ВПЗ в ТПС будем проводить на основе известной электродинамической теории возбуждения волноводов заданными токами [15], которая была обобщена в [16,17] на случай тонкопленочных волноведущих струтур с различными активными средами, включая ТПС с ОДП.

Пусть полупроводниковая пленка с диэлектрической проницаемостью решетки ε граничит сверху и снизу с изоляторами, имеющими проницаемости ε_b и ε_H. Эти величины, как известно [7,18], в случае многослойных структур характеризуют эффективные проницаемости (в общем случае частотно-зависимые) для соответствующих слоев выше и ниже полупроводниковой пленки. Выберем систему координат таким образом, что ее ось y перпендикулярна плоскости полупроводниковой пленки, а плоскость x–z параллельна плоскости пленки и делит ее по толщине пополам. При этом ось z совпадает с продольным направлением тонкопленочной волноведущей структуры и направлением дрейфа электронов, который определяется статическим электрическим полем, т. е. $\mathbf{v}_0 = \mathbf{e}_z v_0$, где $\mathbf{e}_z$ — орт оси z. Будем считать, что пленка имеет конечную толщину (вдоль оси y), а вдоль осей x и z пленка не ограничена.

Электрические свойства полупроводниковой пленки ТПС характеризуются зависимостью дрейфовой скорости электронов v от напряженности электрического поля E. Для выбранной геометрии ТПС приложение сильного статического электрического поля E_0 вдоль оси z приводит к возникновению анизотропии дифференциальной подвижности электронов [7]: в направлении дрейфа малосигнальная подвижность электронов определяется дифференциальной подвижностью $\mu_d = (dv/dE)|_{E_0}$, а в поперечных направлениях — статической подвижностью $\mu_e = v_0/E_0$, что математически может быть выражено введением тензора малосигнальной подвижности,

$$\overset{\leftrightarrow}{\mu}_d = \mu_e \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \kappa \end{pmatrix}, \tag{13}$$

где $\kappa = \mu_d/\mu_e$ — коэффициент анизотропии.

Для n-GaAs и n-InP в сильных электрических полях характерно наличие падающего участка на зависимости скорости дрейфа электронов от напряженности поля. Именно это обеспечивает ОДП для продольного (вдоль поля) движения электронов ($\kappa < 0$). Известно также, что на высоких частотах (в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах) коэффициент анизотропии зависит от частоты [19–22]. Поэтому для частот накачки и сигнальных компонент необходимо различать коэффициенты анизотропии $\kappa^{(p)} \equiv \kappa(\omega_p)$, $\kappa^{(\nu)} \equiv \kappa(\omega_\nu)$ и тензоры дифференциальной подвижности $\overset{\leftrightarrow}{\mu}{}^{(p)}_d \equiv \overset{\leftrightarrow}{\mu}_d(\omega_p)$, $\overset{\leftrightarrow}{\mu}{}^{(\nu)}_d \equiv \overset{\leftrightarrow}{\mu}_d(\omega_\nu)$.

Собственные квазистатические ВПЗ, распространяющиеся в ТПС, на каждой частоте имеют бесконечное число мод, различающихся продольными постоянными распространения и поперечными волновыми числами [7]. В [7] показано, что в условиях ОДП (т.е. при $\kappa < 0$) в ТПС будут существовать только тригонометрические моды, среди которых будут как усиливающиеся, так и затухающие. Влияние электрофизических параметров полупроводниковой пленки, а также анизотропии дифференциальной подвижности и диффузии электронов на структуру и дисперсию собственных мод ВПЗ подробно и всесторонне проанализировано в [7]. Исследование влияния частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов в n-GaAs и n-InP на характеристики распространения собственных ВПЗ в ТПС проведено в работе [23]. Таким образом, структура и дисперсия собственных мод ВПЗ в ТПС с ОДП могут считаться известными.

Пусть в продольном направлении на частоте накачки распространяется лишь основная мода ВПЗ структуры, для которой известны все физические величины, в том числе

$$\rho_p(\mathbf{r}_t, z) = \hat{\rho}_p(\mathbf{r}_t)\mathrm{e}^{-\gamma_p z}$$

и

$$\mathbf{v}_p(\mathbf{r}_t, z) = \hat{\mathbf{v}}_p(\mathbf{r}_t)\mathrm{e}^{-\gamma_p z}, \tag{14}$$

где $\gamma_p = \alpha_p + i\beta_p \approx \alpha_p + i\omega_p/v_0$ — постоянная продольного распространения основной моды ВПЗ накачки; уголком сверху отмечены так называемые мембранные функции, описывающие распределения физических величин в поперечном сечении структуры с радиус-вектором $\mathbf{r}_t$.

Для любой k-й моды сигнальной компоненты ВПЗ на частоте ω_ν ее постоянная распространения

$$\gamma_k^{(\nu)} = \alpha_k^{(\nu)} + i\beta_k^{(\nu)} \approx \alpha_k^{(\nu)} + i\omega_\nu/v_0 \tag{15}$$

и соответствующие мембранные функции $\tilde{\Phi}_k^{(\nu)}(\mathbf{r}_t)$ считаются известными, т.е.

$$\Phi_k^{(\nu)}(\mathbf{r}_t, z) = \tilde{\Phi}_k^{(\nu)}(\mathbf{r}_t)\mathrm{e}^{-\gamma_k^{(\mu)} z}; \quad k = 0, 1, 2, \dots\ , \tag{16}$$

где под $\Phi_k^{(\nu)}$ следует понимать такие динамические переменные, как $\rho_k^{(\nu)}$, $\mathbf{v}_k^{(\nu)}$, $\mathbf{E}_k^{(\nu)}$, $\mathbf{H}_k^{(\nu)}$ и др.

Так как в модах ВПЗ вихревое электрическое поле пренебрежимо мaлó, то $\mathbf{E}_k^{(\nu)} \approx -\nabla\varphi_k^{(\nu)}$ (где $\varphi_k^{(\nu)}$ — квазистатический потенциал k-й моды), в то время как вихревое магнитное поле $\mathbf{H}_k^{(\nu)} \neq 0$ [7]. Искомые физические величины в области параметрической связи между модами ВПЗ с учетом (16) представляем в виде модовых разложений [16,17]

$$\Phi_1^{(\nu)}(\mathbf{r}_t, z) = \sum_k A_k^{(\nu)}(z)\Phi_k^{(\nu)}(\mathbf{r}_t, z)$$

$$= \sum_k A_k^{(\nu)}(z)\hat{\Phi}_k^{(\nu)}(\mathbf{r}_t)\mathrm{e}^{-\gamma_k^{(\nu)} z} \tag{17}$$

с неизвестными пока амплитудами возбуждения $A_k^{(\nu)}(z)$. Для их нахождения воспользуемся уравнениями возбуждения, записанными в следующем виде [17]:

$$\sum_m N_{km}^{(\nu)} \frac{dA_m^{(\nu)}(z)}{dz}\mathrm{e}^{-\gamma_m^{(\nu)} z} = -\int_S \mathbf{J}_b^{(\nu)} \cdot \hat{\mathbf{E}}_k^{(\nu)^*} dS, \tag{18}$$

где $\mathbf{J}_b^{(\nu)}$ — комплексная амплитуда параметрически возбуждающего стороннего тока на частоте ω_ν, определяемая выражением (8), а $m = 0, 1, 2, \dots$.

Нормировочные коэффициенты $N_{km}^{(\nu)}$ определяют при $k = m$ собственную мощность k-моды, а при $k \neq m$ — взаимную мощность, переносимую k-й и m-й модами в диссипативной системе, каковой является плазма полупроводников [17]. В приближении слабой диффузии [7], когда можно пренебречь диффузионным механизмом переноса энергии электронами, нормировочные коэффициенты

$$N_{km}^{(\nu)} \approx \int_S \hat{\mathbf{E}}_k^{(\nu)^*} \times \hat{H}_m^{(\nu)} + \hat{\mathbf{E}}_m^{(\nu)} \times \mathbf{H}_k^{(\nu)^*}) \cdot \mathbf{e}_z dS \tag{19}$$

были вычислены в работе [24] для сильно асимметричных ТПС, когда $|\varepsilon_b| \ll |\varepsilon_H|$ или $|\varepsilon_b| \gg |\varepsilon_H|$. Интеграл возбуждения в правой части уравнений (18) преобразуется с помощью выражения (8) для возбуждающего тока $\mathbf{J}_b^{(\nu)}$ и модовых разложений, аналогичных (17), для величин $\rho_1^{(\nu\pm1)}$ и $\mathbf{v}_1^{(\nu\pm1)}$. В результате этого преобразования окончательно получаем искомую систему уравнений для амплитуд возбуждения параметрически связанных мод ВПЗ с частотами ω_ν и $\omega_{\nu\pm1}$

$$\sum_m N_{km}^{(\nu)} \frac{dA_m^{(\nu)}(z)}{dz} \mathrm{e}^{-\gamma_m^{(\nu)} z} = \sum_n C_{kn}^{(\nu,\nu-1)} \mathrm{e}^{-(\gamma_n^{(\nu-1)}+\gamma_p)z} A_n^{(\nu-1)}(z) + \sum_n C_{kn}^{(\nu,\nu+1)} \mathrm{e}^{-(\gamma_n^{(\nu+1)}+\gamma_p^*)z} A_n^{(\nu+1)}(z), \qquad (20)$$

в которой коэффициенты связи между модами определяются выражениями

$$C_{kn}^{(\nu,\nu-1)} = -\int\limits_S \hat{E}_k^{(\nu)^*} (\hat{\rho}_p \hat{\mathbf{v}}_n^{(\nu-1)} + \hat{\rho}_n^{(\nu-1)} \hat{\mathbf{v}}_p) dS, \qquad (21)$$

$$C_{kn}^{(\nu,\nu+1)} = -\int\limits_S \hat{E}_k^{(\nu)^*} (\hat{\rho}_p^* \hat{\mathbf{v}}_n^{(\nu+1)} + \hat{\rho}_n^{(\nu+1)} \hat{\mathbf{v}}_p^*) dS, \qquad (22)$$

где $n = 0, 1, 2, \ldots$.

Уравнение (20) представляет собой бесконечную систему связанных уравнений относительно амплитуд возбуждения мод $A_m^{(\nu)}$ и $A_n^{(\nu\pm1)}$. Известными в данном случае являются мембранные функции (отмеченные колпачками) для всех физических величин, стоящих под интегралами в коэффициентах связи (21) и (22), а также постоянные продольного распространения (15), методика определения которых подробно описана в [7,23] при анализе собственных мод ВПЗ в ТПС для различных условий на границах полупроводниковой пленки. При рассчитанных коэффициентах связи система уравнений (20) принципиально позволяют проанализировать параметрическое взаимодействие между модами ВПЗ на сигнальной (ω_ν) и холостых ($\omega_{\nu\pm1}$) частотах в ТПС с соответствующими условиями на границах полупроводниковой пленки, а также с учетом дрейфа, диффузии, частотной дисперсии и анизотропии дифференциальной подвижности горячих электронов. Переход к рассмотрению конкретных частных случаев может существенно упростить задачу. Например, анализ параметрического взаимодействия только основных мод ($k = m = n = 0$) на сигнальной и холостых частотах при $\nu = 0$ превращает (20) в систему трех уравнений относительно амплитуд возбуждения A_s, A_- и A_+ для основных мод ВПЗ с частотами ω_s, $\omega_- = \omega_s - \omega_p$ и $\omega_+ = \omega_s + \omega_p$ соответственно. Если при этом на основании физических соображений удается исключить из рассмотрения моду на одной из частот $\omega_\pm$ и воспользоваться моделью жесткой или квазисвободной границы потока носителей [7], то система (20) может быть приведена к привычной форме записи уравнений для амплитуд двух связанных волн [25] с конкретными аналитическими выражениями для коэффициентов связи, зависящих от амплитуды накачки.

Заключение

В данной работе изложена общая теория параметрического взаимодействия волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах, включая ТПС с отрицательной дифференциальной проводимостью, обусловленной междолинными электронными переходами в сильных электрических полях в полупроводниках типа n-GaAs и n-InP. В основе изложенного подхода лежит электродинамическая теория возбуждения волноводов сторонними токами, обращенная на случай произвольных тонкопленочных волноведущих структур со сложными активными средами. На базе разработанной теории может проводиться последовательный анализ характеристик параметрического взаимодействия ВПЗ в ТПС с ОДП при учете реальных условий на границах полупроводниковой пленки, диффузии, анизотропии и частотной дисперсии дифференциальной подвижности носителей заряда.

Список литературы

[1] *Барыбин А.А.* и др. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8. № 1. С. 3–19.

[2] *Дин Р., Матарезе Р.* // ТИЭР. 1972. Т. 60. № 12. С. 23–43.

[3] *Kutade K., Kanbe H.* // Int. J. Electronics. 1985. Vol. 58. N 4. P. 587–611.

[4] *Михайлов А.И., Сергеев С.А.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1995. Т. 38. № 10. С. 43–51.

[5] *Гуревич Г.Л., Китаев М.А., Коган А.Л., Рыжова Е.И.* // РиЭ. 1988. Т. 33. № 6. С. 1272–1278.

[6] *Михайлов А.И., Сергеев С.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 24. С. 75–78.

[7] *Барыбин А.А.* Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М.: Наука, 1986. 288 с.

[8] *Barybin A.A.* // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 4. P. 1697–1706.

[9] *Иванченко В.А., Климов Б.Н., Михайлов А.И.* // ФТП. 1978. Т. 12. Вып. 3. С. 601–603.

[10] *Иванченко В.А., Климов Б.Н., Михайлов А.И.* // ФТП. 1979. Т. 13. Вып. 6. С. 1172–1174.

[11] *Гуревич Г.Л., Коган А.Л.* // ФТП. 1978. Т. 12. Вып. 8. С. 1518–1523.

[12] *Гуревич Г.Л., Коган А.Л., Коробков Г.М.* // РиЭ. 1984. Т. 29. № 2. С. 333–340.

[13] *Игнатьев Ю.М., Михайлов А.И.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1990. Т. 33. № 10. С. 76–78.

[14] *Пожела Ю.К.* Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука, 1977. 368 с.

[15] *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.

[16] *Barybin A.A.* // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 4. P. 1707–1720.

[17] *Barybin A.A.* // Progress in Electromagnetics Research / Ed. J.A. Kong. Cambridge: EMW Publishing, 1998. PIER 19. P. 241–300.

[18] *Барыбин А.А.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1977. Т. 20. № 9. С. 118–120.

[19] *Rees H.D.* // Sol. St. Commun. 1969. Vol. 7. N 2. P. 267–269.

[20] *Белоусов Н.П., Мартыненко Е.И., Чайка В.Е.* // РиЭ. 1982. Т. 27. № 1. С. 186–187.
[21] *Белоусов Н.П., Чайка В.Е.* // Укр. физ. журн. 1984. Т. 29. № 4. С. 627–628.
[22] *Стариков Е., Шикторов П.* // Лит. физ. сб. 1992. Т. 32. № 4. С. 471–519.
[23] *Михайлов А.И.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 21. С. 89–95.
[24] *Барыбин А.А., Степанова М.Г.* // Изв. ЛЭТИ. 1991. Вып. 437. С. 61–64.
[25] *Люисселл У.* Связанные и параметрические колебания в электронике. Пер. с англ. / Под ред. А.Н. Выставкина. М.: ИЛ, 1963. 352 с.