

УДК 621.315.592

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

О. В. Глухов, В. М. Яковенко

Исследована неустойчивость Пирса в ограниченном полупроводниковом образце. Рассмотрено влияние внешней цепи, теплового разброса и частоты столкновений электронов на неустойчивость. Получены аналитические выражения для инкрементов. Показана возможность применения рассмотренного явления для генерации СВЧ волн.

Одной из важнейших проблем современной полупроводниковой электроники является поиск новых механизмов генерации и усиления электромагнитных полей субмиллиметрового и коротковолновой части миллиметрового диапазонов длин волн [1, 2]. Многие из этих механизмов связаны с плазменными неустойчивостями в полупроводниках. В настоящей работе мы хотели бы обратить внимание на возможность использования для генерации СВЧ волн в полупроводниковых структурах явления неустойчивости Пирса, хорошо известного в газоразрядной плазме [3-10]. Следует отметить, что в работе [11] для n -GaAs диода, помещенного во внешнее электрическое поле, рассматривался вопрос об отрицательной проводимости в субмиллиметровом диапазоне. Авторами найден адмитанс этой структуры и получены области существования отрицательной проводимости. Однако для выяснения возможностей использования такой структуры в качестве активного элемента для генерации колебаний этих исследований недостаточно. Очевидно, что для полного изучения ее генерирующих свойств необходим учет внешней электродинамической системы.

В предлагаемой работе получено дисперсионное уравнение для колебаний электрического поля в системе, состоящей из полупроводниковой диодной структуры и внешней резонансной цепи. Найденны частота колебаний и инкременты неустойчивостей. Определены пороговые значения для параметров полупроводника, при которых возникает колебательная неустойчивость и области ее существования.

Исследуемая структура представлена на рис. 1. Пространство $0 \leq y \leq l$ занимает n -легированный полупроводниковый образец, внутри которого существует поток основных носителей заряда e , массой m , плотностью n_0 и скоростью v_0 . В направлении осей X и Z размеры образца предполагаются большими по сравнению с характерными длинами возмущений вдоль оси Y . Для подведения напряжения к полупроводнику в точках $y=0$ и $y=l$ созданы омические контакты. Основное требование к таким контактам заключается в том, чтобы они не вносили заметного дополнительного сопротивления в рабочем интерва-

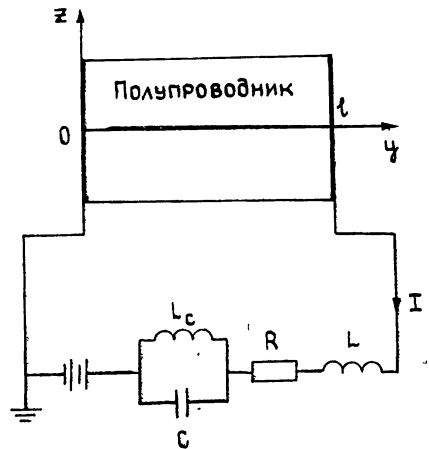


Рис. 1.

...созданы омические контакты. Основное требование к таким контактам заключается в том, чтобы они не вносили заметного дополнительного сопротивления в рабочем интерва-

ле напряжений и токов. Активное сопротивление, индуктивность и емкость внешней цепи обозначены R , L и C соответственно (см. рис. 1) Для прохождения по внешней цепи постоянного (невозмущенного) тока $I_0 = en_0 v_0 S$ параллельно емкости C включена индуктивность L_c , которая, однако, достаточно велика, чтобы не пропускать переменный (возмущенный) ток \tilde{I} [18], где S — поперечное сечение полупроводника. Вообще говоря, предложенная схема приближенно может соответствовать резонансу, в котором находится полупроводниковый образец с током.

Для описания электромагнитных свойств полупроводниковой плазмы используются уравнение Пуассона и гидродинамические уравнения для скорости и концентрации носителей тока. Предполагается, что время пролета электронов через область взаимодействия значительно меньше времени их жизни, а возмущения носят потенциальный характер. Все величины, входящие в эти уравнения, представим в виде суммы их стационарных и возмущенных значений:

$$\begin{aligned} n(y, t) &= n_0 + n'(y, t), \quad v_y(y, t) = v_0 + v'_y(y, t), \\ E_y(y, t) &= E_0 + E'_y(y, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля. Тогда для продольных одномерных возмущений $\sim \exp(-i\omega t)$, с учетом теплового разброса и столкновений электронов, исходная система линеаризованных уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} -i\omega n' + v_0 \frac{\partial n'}{\partial y} + n_0 \frac{\partial v'_y}{\partial y} &= 0, \\ -i\omega v'_y + v_0 \frac{\partial v'_y}{\partial y} &= -\frac{e}{m} \frac{\partial \varphi'}{\partial y} - \frac{v_T^2}{n_0} \frac{\partial n'}{\partial y} - \nu v'_y, \quad -\epsilon_0 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial y^2} = 4\pi e n', \end{aligned} \quad (2)$$

где $E'_y = -\partial \varphi' / \partial y$, $v_T = (2T/m)^{1/2}$ — тепловая скорость, T — температура электронного газа, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость решетки, ν — частота соударений электронов. Общее решение системы (2) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \varphi' &= A_1 e^{ik_1 y} + A_2 e^{ik_2 y} + A_3 y + A_4, \\ n' &= \frac{\epsilon_0}{4\pi e} (k_1^2 A_1 e^{ik_1 y} + k_2^2 A_2 e^{ik_2 y}), \end{aligned} \quad (3)$$

$$v'_y = \frac{\epsilon_0}{4\pi e n_0} \left(k_1 (\omega - k_1 v_0) A_1 e^{ik_1 y} + k_2 (\omega - k_2 v_0) A_2 e^{ik_2 y} - i \frac{\omega_p^2}{\omega^*} A_3 \right),$$

где

$$k_{1,2} = \frac{(\omega + i\nu/2)v_0 \pm \sqrt{(\omega_p^2 - \nu^2/4)v_0^2 + v_T^2(\omega\omega^* - \omega_p^2)}}{v_0^2 - v_T^2}, \quad (4)$$

A_1, A_2, A_3, A_4 — произвольные постоянные величины, $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m \epsilon_0)^{1/2}$ — электронная плазменная частота, $\omega^* = \omega + i\nu$.

Для нахождения собственных частот колебаний исходную систему уравнений необходимо дополнить тремя граничными условиями. Одно из них можно получить из следующих соображений. Из уравнения непрерывности и уравнения Пуассона следует, что полный ток в цепи $\tilde{I}(\omega)$, равный токам смещения и проводимости, остается однородным в пространстве. Тогда, следуя закону Кирхгофа, для цепи, приведенной на рис. 1, можно записать

$$-\int_0^l E'(y, \omega) dy = Z \tilde{I}(\omega), \quad (5)$$

где $Z = R - i(\omega L/c^2 - 1/\omega C)$, c — скорость света в вакууме,

$$\tilde{I} = -i\omega \frac{\epsilon_0}{4\pi} E'_y + e(n_0 v'_y + n' v_0) = iA_3 \frac{\epsilon_0 S}{4\pi} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \omega^*}\right). \quad \text{Два других усло-$$

вия, заключающихся в равенстве нулю концентрации и скорости частиц у катода, были предложены Пирсом [3]. Потенциалы у катода и анода по условиям Пирса также обращаются в нуль. В дальнейшем они используются во всех последующих работах [4-9], посвящённых плазменным неустойчивостям в ограниченных средах. Однако в нашем случае, т. е. при наличии внешней цепи, необходимость в условии равенства нулю потенциала у катода отпадает, поскольку уравнение Кирхгофа включает в себя лишь три константы, которые содержатся и в n' , и в v' . Следует отметить, что для концентрации и скорости носителей могут быть сформулированы и другие условия, так как в обоснование вышеназванных в литературе не приводится каких-либо физических или математических соображений. Например, можно предположить, что плотность возмущенного потока частиц у катода и анода обращается в нуль, т. е.

$$n_0 v'_y + n' v_0 = 0, \quad (6)$$

если $y=0, l$. В работе [11] приведены граничные условия у катода и анода, учитывающие все возможные комбинации между переменными величинами, входящими в уравнения гидродинамики и Пуассона. В какой-то мере они являются следствием законов сохранения потоков вещества и импульса на границах, разделяющих различные материальные среды. Мы остановимся на условиях Пирса и условиях (6), поскольку они отражают различные физические ситуации: первые являются несимметричными относительно катода и анода, вторые — симметричными.

Воспользовавшись выражением (5), а также условием равенства нулю концентрации и скорости носителей в точке $y=0$, получим дисперсионное соотношение в следующем виде:

$$k_1 k_2 (k_1 - k_2) l \left[1 - i\omega \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \omega^*}\right) \frac{\epsilon_0 S Z}{4\pi l} \right] + i \frac{\omega_p^2}{\omega \omega^*} [k_1^2 (e^{ik_1 l} - 1) - k_2^2 (e^{ik_2 l} - 1)] = 0. \quad (7)$$

Заметим, что современная технология полупроводниковых материалов позволяет создавать структуры, движение носителей заряда в активном слое которых может происходить практически бесстолкновительно [12, 13, 15] (так называемый «баллистический» или «квазибаллистический» транспорт). Поэтому рассмотрим вначале случай холодного электронного потока ($v_T \ll v_0$) при $v = 0$. Тогда уравнение (7) принимает вид

$$2\xi\alpha(1 - e^{i\xi} \cos \alpha) + i(\xi^2 + \alpha^2) \sin \alpha e^{i\xi} + \\ + i \frac{\xi^2}{\alpha} (\xi^2 - \alpha^2) \left(1 - i\omega \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \frac{\epsilon_0 S Z}{4\pi l}\right) = 0, \quad (8)$$

где введены обозначения: $\xi = \omega l/v_0$ — угол пролета, $\alpha = \omega_p l/v_0$ — ток пучка. Уравнение (8) совпадает с уравнением работы [10]. Однако в отличие от работы [10], где рассматривалось влияние различных элементов внешней цепи на неустойчивость Пирса, наша цель заключается в том, чтобы найти неустойчивость колебательного типа в субмиллиметровом и в коротковолновой части миллиметрового диапазонов. При этом мы полагаем, что колебания обусловлены внешней цепью (резонатором), а роль полупроводника сводится к их «раскачке». Для $R = 0$ и $\alpha \ll 1$ решение (8) можно записать следующим образом:

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega. \quad (9)$$

Здесь $\Delta\omega \ll \omega_0$,

$$\omega_0^2 = \frac{c^2}{L} \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{C_0} \right), \quad (10)$$

$C_0 = \epsilon_0 S / 4\pi l$ — емкость полупроводникового образца, а

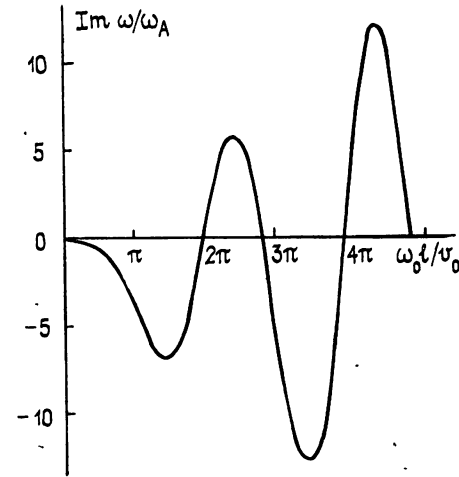
$$\Delta\omega = \omega_A \left[\left(\frac{\omega_0 l}{v_0} \cos \frac{\omega_0 l}{v_0} - 2 \sin \frac{\omega_0 l}{v_0} \right) + i \left(\frac{\omega_0 l}{v_0} \sin \frac{\omega_0 l}{v_0} - 2 \left(1 - \cos \frac{\omega_0 l}{v_0} \right) \right) \right]; \quad (11)$$

$$\omega_A = 2\pi c^2 v_0 \omega_p^2 / \epsilon_0 S L \omega_0^4. \quad (12)$$

Кривая, описывающая поведение мнимой части нормализованной частоты, приведена на рис. 2. Из рисунка видно, что в рассмотренном интервале частот $\text{Im}(\omega/\omega_A)$ положительна при параметрах системы, удовлетворяющих следующим неравенствам:

$$2\pi < \omega_0 l / v_0 < 2,86\pi, \quad (13)$$

$$4\pi < \omega_0 l / v_0 < 4,92\pi.$$



В этих областях имеет место колебательная неустойчивость. Для $v_0 = 5 \cdot 10^7$ см/с, $l = 6 \cdot 10^{-5}$ см неравенства (13) можно записать в следующем виде:

$$5 \cdot 10^{12} < \omega_0 < 7,2 \cdot 10^{12}, \quad (14)$$

$$9,6 \cdot 10^{12} < \omega_0 < 12,4 \cdot 10^{12}.$$

Рис. 2. Зависимость мнимой части нормализованной частоты $\text{Im} \frac{\omega}{\omega_A}$ от параметров системы $\omega_0 l / v_0$ при $v_0 \gg v_T$, $\nu = 0$.

Учет конечного сопротивления внешней цепи приводит к изменению инкремента колебаний. Нетрудно показать, что периодическая неустойчивость может развиваться при выполнении следующего неравенства:

$$\omega_0 \gg \Delta\omega > R c^2 / L. \quad (15)$$

Отсюда можно найти пороговое значение скорости и концентрации носителей

$$v_0 \text{ пор} \geq R \omega_0^2 S \epsilon_0^2 m / 8\pi^2 e^2 n_0 \quad (16)$$

или

$$n_0 \text{ пор} \geq R \omega_0^4 S \epsilon_0^2 m / 8\pi^2 e^2 v_0. \quad (17)$$

Например, при $l = 6 \cdot 10^{-5}$ см, $v_0 = 5 \cdot 10^7$ см/с, $m = 1,2 \cdot 10^{-29}$ г (InSb), $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ ед. заряда СГС, $\omega_0 = 10^{13}$ с⁻¹ (на рис. 2 вторая область неустойчивости), $\epsilon_0 = 16$, $S = 10^{-6}$ см⁻², $R = 10^{-2}$ Ом пороговое значение плотности равно $n_0 \text{ пор} \approx 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Величина инкремента нарастания при этом порядка 10^{11} с⁻¹.

Рассмотрим теперь случай, когда $\nu \neq 0$ и имеет место неравенство $v_0 / v_T \ll 1$. Тогда дисперсионное соотношение (7) принимает вид

$$\alpha_T (\epsilon_T^2 - \sigma_T^2) \left(1 - i\omega \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \omega^*} \right) \frac{\epsilon_0 S Z}{4\pi l} \right) - i \frac{\omega_p^2}{\omega \omega^*} \times \quad (18)$$

$$\times e^{i\epsilon_T} (i(\epsilon_T^2 + \alpha_T^2) \sin \alpha_T + 2\epsilon_T \alpha_T e^{-i\epsilon_T} - \cos \alpha_T) = 0.$$

Здесь введены обозначения: $\xi_T = -\frac{\omega + i(\nu/2)l}{v_T} \left(\frac{v_0}{v_T} \right)$, $\alpha_T = \frac{\sqrt{\omega\omega^* - \omega_p^2}}{v_T} l$.

Видно, что $\xi_T \ll \alpha_T$. Найдем выражение для комплексной частоты при условии $R = 0$, $\omega, \nu \gg \omega_p$ (соотношение между ω и ν произвольное). Тогда

$$\omega_T = \omega_0 + \Delta\omega_T, \quad \Delta\omega_T \ll \omega_0, \quad (19)$$

где ω_0 определяется выражением (11), а

$$\Delta\omega_T = \omega_A^T \left[-\sqrt{\omega_0(\omega_0 + i\nu)} \left(\frac{v_T}{v_0} \right) \sin \frac{\sqrt{\omega_0(\omega_0 + i\nu)}}{v_T} l + i \left(\omega_0 + i \frac{\nu}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\sqrt{\omega_0(\omega_0 + i\nu)}}{v_T} l \sin \frac{\sqrt{\omega_0(\omega_0 + i\nu)}}{v_T} l - 2 \left(1 - \cos \frac{\sqrt{\omega_0(\omega_0 + i\nu)}}{v_T} l \right) \right) \right]; \quad (20)$$

$$\omega_A^T = (2\pi c^2 v_0 \omega_p^2) / (\epsilon_0 SL \omega_0^3 (\omega_0 + i\nu)^2). \quad (21)$$

Если $\nu \ll \omega$, то (20) выглядит следующим образом:

$$\Delta\omega_{T1} = \omega_{A1}^T \left[-\frac{v_T}{v_0} \sin \frac{\omega_0 l}{v_T} + i \left(\omega_0 \frac{l}{v_T} \sin \frac{\omega_0 l}{v_T} - 2 \left(1 - \cos \frac{\omega_0 l}{v_T} \right) \right) \right]; \quad (22)$$

$$\omega_{A1}^T = 2\pi c^2 v_0 \omega_p^2 / \epsilon_0 SL \omega_0^4. \quad (23)$$

Видно, что в отличие от выражения (12) колебания являются нарастающими при определенных соотношениях между их периодом и временем пролета частиц, определяемым средней тепловой скоростью электронов. Инкремент неустойчивости несколько уменьшается, изменяется также и область существования неустойчивостей. Если выполняется неравенство $\nu \gg \omega$, получаем

$$\Delta\omega_{T2} = \omega_{A2}^T \left[\frac{\sqrt{2}}{2} \left(\left(\sqrt{\omega_0} + \frac{1}{2} \sqrt{\nu} \frac{v_0}{v_T} \right) \sin \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \operatorname{ch} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times l - \left(\sqrt{\omega_0} - \frac{1}{2} \frac{v_0}{v_T} \right) \cos \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \operatorname{sh} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \right) - \nu^{1/2} \frac{v_0}{v_T} \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \cos \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \operatorname{ch} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \right) + i \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \left(\sqrt{\omega_0} + \frac{1}{2} \sqrt{\nu} \frac{v_0}{v_T} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\cos \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \operatorname{sh} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l + \sin \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \operatorname{ch} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \nu^{1/2} \frac{v_0}{v_T} \sin \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \operatorname{sh} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{\nu\omega_0}}{v_T} l \right) \right]; \quad (24)$$

$$\omega_{A2}^T = \frac{2\pi c^2 v_T}{\epsilon_0 SL} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^3 \nu^{3/2}}. \quad (25)$$

В данном случае, в отличие от предыдущих, условие нарастания колебаний определяется частотой соударений пролетных частиц (электронов).

Инкремент неустойчивости как в (11), так и в (22) достигает своего максимального значения при $\xi \simeq 5\pi/2, 9\pi/2, \dots$, т. е. точки максимума определяются соотношением

$$\xi \simeq 2\pi(n + 1/4), \quad (26)$$

где $n = 1, 2, \dots$. Выражение (26) аналогично выражению, определяющему центры зон генерации отражательного клистрона [18].

Следует отметить, что в рассматриваемой системе неустойчивость вызвана взаимодействием быстрой и медленной волн пространственного заряда через токовую цепь образца [17]. Медленная волна является волной с отрицательной энергией (активная мода). Она забирает часть кинетической энергии электронного потока и через внешнюю положительную обратную связь передает ее быстрой волне (пассивной моде или моде с положительной энергией). Последняя посредством пучка снова отдает энергию активной моде. При определенном соотношении между временем пролета электронов через образец и фазой возбуждаемой волны, которую можно подобрать, меняя параметры внешней цепи, возникает абсолютная неустойчивость колебаний.

В заключение приведем результаты, полученные для других граничных условий. Если воспользоваться выражением (6), то дисперсионное соотношение приобретает следующий вид:

$$k_1 k_2 (e^{ik_2 l} - e^{ik_1 l}) l \left(1 - i\omega \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \omega^*} \right) \frac{\epsilon_0 S Z}{4\pi l} \right) + i \frac{\omega_p^2}{\omega \omega^*} (k_2 - k_1) (e^{ik_1 l} - 1) (e^{ik_2 l} - 1) = 0. \quad (27)$$

Пользуясь теми же приближениями, в которых было получено (11), имеем

$$\omega^j = \omega_0 + \Delta\omega^j, \quad \Delta\omega^j \ll \omega^j. \quad (28)$$

Здесь

$$\Delta\omega^j = - \frac{4\pi c^2 v_0^2}{\epsilon_0 S l L} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^5} \left(1 - \cos \frac{\omega_0 l}{v_0} \right) \left(\cos \frac{\omega_0 l}{v_0} + i \sin \frac{\omega_0 l}{v_0} \right). \quad (29)$$

Видно, что инкремент неустойчивости, аналогично (11), определяется соотношением между периодом возбуждаемых колебаний и временем пролета частиц через область взаимодействия, а его величина имеет, приблизительно, тот же порядок.

Таким образом, описанный механизм неустойчивости возникает независимо от соотношения между v_0 и v_T и граничными условиями на концентрацию и скорость носителей тока.

Если воспользоваться граничными условиями $E(0) = 0$ и $E(l) = 0$ [11], т. е. в отличие от условия (6) ток смещения у катода и анода равен нулю, то получим следующее дисперсионное соотношение:

$$k_1 k_2 (e^{ik_2 l} - e^{ik_1 l}) l \left(1 - i \frac{\epsilon_0 S}{4\pi l} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \omega^*} \right) Z \right) - i (k_1 - k_2) (e^{ik_1 l} - 1) (e^{ik_2 l} - 1) = 0. \quad (30)$$

Из этого уравнения следует, что в тех же приближениях ($v_T \ll v_0$, $\omega_p l / v_0 \ll 1$) колебания оказываются устойчивыми.

Следовательно, для обеспечения условия нарастания колебаний в резонаторе образец необходимо располагать таким образом, чтобы на катоде и аноде ток смещения не обращался в нуль, т. е. узлы напряженности электрического поля не должны совпадать с электродами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. — М.: Наука, 1977. — 367 с.
2. Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. — Киев: Наукова думка, 1984. — 192 с.
3. Pierce J. R. // J. Appl. Phys. 1944. V. 15. № 10. P. 721.
4. Yuan K. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. № 1. P. 133.

5. Cary J. R., Lemons D. S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 4. P. 3303.
6. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. I. Неустойчивости однородной плазмы. — М.: Атомиздат, 1970. — 294 с.
7. Владимиров В. В., Мосиук А. Н., Мухтаров М. А. // Физика плазмы, 1983. Т. 9. Вып. 5. С. 992.
8. Колышкин И. Н., Кузнецов В. И., Эндер А. Я. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 8. С. 1512.
9. Смирнов В. М. // ЖЭТФ. 1966 Т. 50. № 4. С. 1005.
10. Kuhn S., Høghager M. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. № 6. P. 1952.
11. Krowne C. M., Blakey P. A. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. № 6. P. 2257.
12. Баннов Н. А., Рыжий В. И., Федирко В. А. // ФТП. 1983. Т. 17. Вып. 1 С. 57.
13. Сагинов Л. Д., Скоков Ю. В., Федирко В. А. // ДАН СССР. 1986. Т. 291. № 1. С. 100.
14. Стриха В. И. Контактные явления в полупроводниках. — Киев: Вища школа, 1982. — 224 с.
15. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Мир, 1984. — Кн. 2. — 456 с.
16. Калашников С. Г. Электричество. — М.: Наука, 1985. — 576 с.
17. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. — М.: Мир, 1973. — 247 с.
18. Левитский С. М., Кошечая С. В. Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ. — Киев: Вища школа, 1986. — 272 с.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
27 июля 1987 г.

INSTABILITY OF LONGITUDINAL OSCILLATIONS IN A LIMITED SEMICONDUCTOR PLASMA

O. V. Glukhov, V. M. Yakovenko

Pierce instability in a limited semiconductor sample has been investigated. The effects of external circuit, thermal velocity spread and electron collision frequency on this phenomenon have been studied. Analytical expressions for growth rates have been found. The possibility of using the considered phenomenon for SHF generation is shown.
