

09;10

## Неустойчивость замедляющегося электронного потока, инжектированного в плоский диод

© А.В. Пащенко, В.М. Залкинд, Ю.Ф. Лонин, О.Г. Мележик,  
С.С. Романов, Д.А. Ситников, И.К. Тарасов, М.И. Тарасов,  
И.Н. Шаповал, В.Е. Новиков, В.А. Яцышин

ННЦ „ХФТИ“, Харьков, Украина

E-mail: shapoval@kipt.kharkov.ua

Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,  
Харьков, Украина

Научно-производственный центр „Инженерно-технологические системы“,  
Киев, Украина

В окончательной редакции 11 июня 2008 г.

На основе точного решения системы неоднородных гидродинамических уравнений первого приближения теории устойчивости и экспериментального исследования изучена неустойчивость замедляющегося электронного потока, инжектированного в плоский диод. Получено дисперсионное уравнение, связывающее частоты и инкременты (декременты) возникающих электромагнитных колебаний с параметрами электронного потока и диода. Решение дисперсионного уравнения показывает, что в диоде, через который распространяется замедляющийся электронный поток, возникает не описанная ранее неустойчивость колебаний в СВЧ-диапазоне. Эта неустойчивость имеет место, когда в стационарном состоянии минимум потенциала в диоде не образуется. Экспериментально подтверждено возникновение неустойчивости колебаний с предсказанными теоретически частотами и инкрементами.

PACS: 41.85.Ja

Ранее устойчивость пучка с нескомпенсированным объемным зарядом изучалась в пространстве дрейфа [1] и диоде [2] в режиме с минимумом потенциала. В настоящей работе рассматривается устойчивость пучка в том случае, когда минимум потенциала в диоде не образуется. Представленные ниже результаты относятся к замедляющему потоку.

В этом режиме параметр  $q$ , характеризующий поток ( $q = 4\pi e^2 n_0 l^2 / m v_0^2$ , где  $n_0$ ,  $v_0$  — начальные плотность и скорость пучка,

$l$  — длина диода), и  $v_l$  (скорость потока на выходе из диода) описывают в фазовом пространстве  $(q, v_l)$  область реализации данного режима, определенную неравенством

$$q \leq \frac{2}{9} (1 - v_l)(1 + 2v_l)^2.$$

Для теоретического описания исходными являются гидродинамические уравнения движения и непрерывности, а также уравнение Пуассона для электрического поля:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \Phi}{\partial z}; \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(nv) = 0; \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = qn. \quad (1)$$

Единицами измерения плотности  $n$ , скорости  $v$ , координаты  $z$  и времени  $t$  являются характерные параметры потока на входе в диод:  $n_0$ ,  $v_0$ , длина диодного промежутка  $l$  и время пролета  $l/v_0$  потоком расстояния  $l$  со скоростью  $v_0$ . Единицей измерения потенциала  $\Phi$  является величина  $mv_0^2/e$ .

Система дифференциальных уравнений определяется одним параметром  $q$ . Решение системы (1) для режимов с минимумом потенциала было нами получено ранее [1,2]. В настоящей работе анализируется устойчивость потока электронов в режиме без минимума потенциала для замедляющегося ( $v_l < 1$ ) потока. Стационарные решения получены с учетом граничных условий  $v_0(z=0) = 1$ ,  $v_0(z=1) = v_l$ . Для получения спектра собственных частот рассматриваются уравнения для отклонений от стационарных значений величин, описывающих поток, и находятся их аналитические решения.

С использованием граничных условий для возмущений:

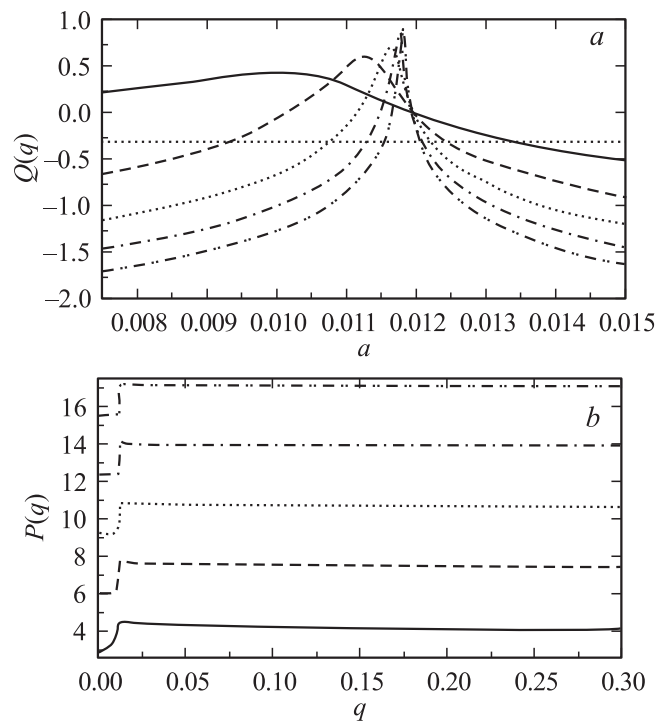
$$\bar{v}(z)|_{z=0} = 0, \quad \bar{n}(z)|_{z=0} = 0, \quad \bar{\Phi}(z)|_{z=0} = 0, \quad \bar{\Phi}(z)|_{z=1} = 0 \quad (2)$$

и решений [1,2] получаем (из равенства нулю соответствующего определителя) дисперсионное уравнение:

$$(1 - \sigma)e^{2\sigma} + 4G\sigma^3 - \sigma - 1 = 0, \quad (3)$$

где

$$G = \frac{2\gamma(v_l + 2) - 1 - \sqrt{1 - 2\gamma(1 - v_l)}}{6(1 + \sqrt{1 - 2\gamma(1 - v_l)})^2}$$



**Рис. 1.** Результаты теоретических исследований при  $v_l = 0.8$  и  $\sqrt{q\gamma} = 0.2$ . Взаимное соответствие решений показано нумерацией и типом кривых ( $a$  — инкременты,  $b$  — частоты).

и  $\gamma$  находится из уравнения

$$q = \frac{1}{\gamma} \left( -\left(1 - \frac{1}{3\gamma}\right) + \frac{1}{3} \left(v_l + 2 - \frac{1}{\gamma}\right) \sqrt{1 - 2\gamma(1 - v_l)} \right)^2, \quad \sigma = \frac{i\omega}{\sqrt{q\gamma}}.$$

Выделим действительную и мнимую части решения дисперсионного уравнения (3). Для этого положим  $\sigma = -Q + iP$ , где  $P$  — безразмерные частоты, а  $Q$  — безразмерные инкременты (декременты) колебаний. Дисперсионное уравнение (3) имеет бесконечно много решений. Первые пять из них представлены на рис. 1,  $a$  и  $b$ . Кривые на

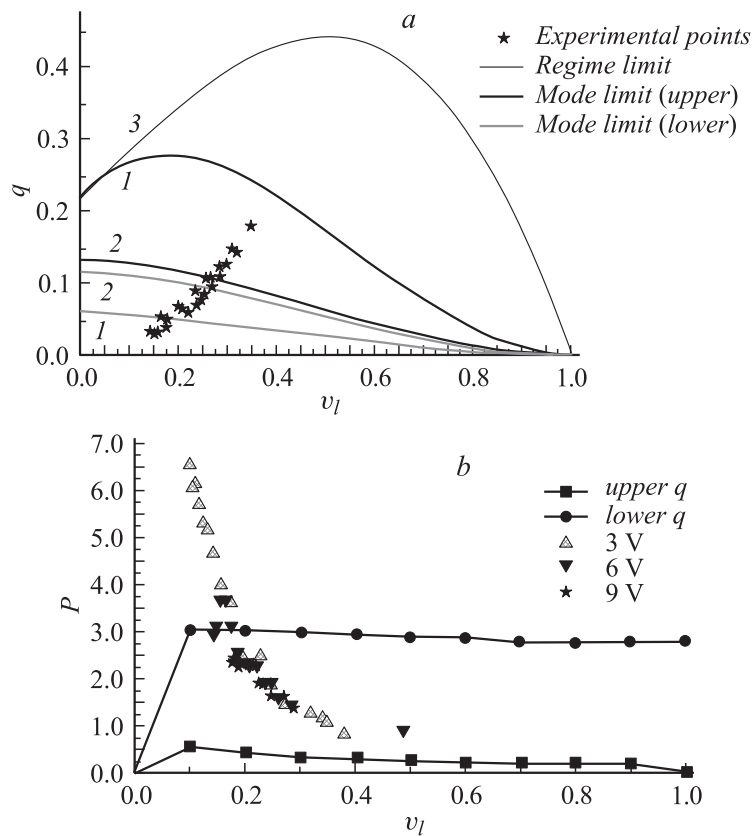
этих рисунках соответствуют различным квазигармоникам колебаний (переходящим в гармоники при больших значениях параметра  $q$ ) с бесконечным спектром дискретных частот, которые могут возбуждаться в системе. Случай, когда  $Q > 0$ , на рис. 1, *a* соответствует возникновению неустойчивости, а  $Q < 0$  соответствует затуханию возникающих колебаний.

Инкременты колебаний для  $Q > 0$  (рис. 1, *a*) имеют максимальное значение в узкой области параметра  $q$  вблизи нуля для широкого диапазона частот. Спектр колебаний, который может быть возбужден в диоде, представляет собой набор дискретных частот. Это позволяет возбудить колебания как с выделенной частотой, так и их набор. Величины частот колебаний и инкрементов могут быть найдены умножением  $P$  и  $Q$  на размерный коэффициент  $\frac{v_0}{T} \sqrt{q\gamma}$ . Как видно, инкремент неустойчивости  $Q$  принимает малые значения ( $Q \approx 0.5 \div 0.7$ ) для малых значений частоты. Неустойчивость каждой квазигармоники имеет место при малых значениях параметра  $q$ . Инкремент колебаний медленно растет по логарифмическому закону, оставаясь малым для широкого диапазона частот, что не позволяет неустойчивости привести к развалу пучка за время пролета.

В результате анализа дисперсионного уравнения были определены области параметров ( $q$  и  $v_l$ ), в которых возбуждаются колебания за счет исследуемой неустойчивости (рис. 2). Кривые 1 ограничивают область возбуждения первой полосы частот (нижняя кривая на рис. 1, *b*). Кривые 2 ограничивают область для второй полосы частот. Как видно из рисунка, неустойчивость наблюдается в достаточно узкой полосе малых значений  $q$ . Кривая 3 на рис. 2, *a* разделяет режимы с минимумом потенциала и без него. Точки, лежащие выше кривой 3, соответствуют такому набору параметров  $q$  и  $v_l$ , при котором в диоде имеется минимум потенциала.

Экспериментальное обнаружение и исследование неустойчивости электронного пучка проводились на установках, в которых моделировались условия возникновения неустойчивости, определенные теоретическими расчетами. Исследовался электронный поток в плоской триодной конфигурации электродов.

Обнаруженная теоретически неустойчивость была подтверждена экспериментально. В эксперименте измерялись анодное и сеточное напряжения ( $U_1$  и  $U_2$ ), плотность эмиссионного тока и спектр колебаний. Измерялась также амплитуда колебаний и оценивались инкременты.



**Рис. 2.** Сравнение результатов теоретических исследований с данными измерений ( $a$  — области неустойчивости,  $b$  — зависимость частотного диапазона неустойчивости от параметра  $v_l$ ).

Электронный поток создавался катодом косвенного накала и распространялся в сторону сетки и анода. Линейные размеры электродов (сетка, анод) значительно превышали величину расстояния между электродами. Расстояние катод–сетка соотносилось с расстоянием сетка–анод как 1/5. Эксперименты проводились при двух значениях давления остаточного газа  $2 \cdot 10^{-6}$  и  $\sim 10^{-7}$  Торр. В обоих случаях

потенциалы подавали на сетку и анод относительно заземленного катода. Неустойчивость была обнаружена и наблюдалась только в том случае, когда подаваемый на сетку потенциал превышал потенциал анода. Это соответствует режиму замедления пучка в диоде.

Процесс возбуждения имел пороговый характер по отношению к значениям потенциалов на сетке и аноде.

В результате измерений и обработки экспериментальных данных было показано, что возбуждение колебаний в основном имеет место в области параметров  $q$  и  $v_l$ , предсказанных теорией, что подтверждается данными, представленными на рис. 2, *a*.

На рис. 2, *a* на фоне теоретических кривых, ограничивающих область возбуждения колебаний, нанесены точки, соответствующие экспериментальным измерениям. Каждая точка представляет собой набор параметров, при котором наблюдалось возбуждение колебаний.

Измерения частоты производились с помощью анализатора спектра. В процессе измерений фиксировались частоты первой и второй частотной полосы. В некоторых режимах удавалось также наблюдать возбуждение третьей частотной полосы.

Для сравнения экспериментальных результатов с теоретическими (рис. 2, *b*) на фоне теоретически полученных границ зоны возбуждения колебаний по параметру  $P$  представлены точки, полученные при измерении частот колебаний для различных сеточных и анодных потенциалов. Можно видеть, что при увеличении анодного потенциала соотношение количества точек, попадающих в указанную теоретически зону и лежащих за ее пределами, изменяется в пользу первых. При анодном напряжении, равном  $U_2 = 3 \text{ V}$ , их число составляет 50% от общего количества точек, при  $U_2 = 6 \text{ V}$  — 71.4%, при  $U_2 = 9 \text{ V}$  — 100%. Таким образом, можно говорить о том, что при более глубоком вхождении в режим торможения соответствие экспериментальных и теоретических результатов значительно улучшается.

Исследована устойчивость замедленных пучков в режиме без минимума потенциала. Для пучков с замедлением обнаружена неустойчивость, соответствующая малым значениям параметра  $q$ . Эта неустойчивость может быть истолкована как линейная стадия перехода от квазиодночастичного режима распространения пучка к гидродинамическому режиму.

Таким образом, экспериментально подтверждено возникновение данной неустойчивости в области параметров, предсказанной теоре-

тически. Данная неустойчивость может быть использована, например, для повышения КПД генерации при осуществлении обратной связи по электронному потоку в приборах виркаторного типа.

## Список литературы

- [1] Пащенко А.В., Руткевич Б.Н. // Физика плазмы. 1977. В. 3. С. 774–778.
- [2] Magda I.I., Novikov V.E., Pashchenko A.V., Romanov S.S., Shapoval I.M. To the theory of beam feedback in the generators with virtual cathod // VANT. 2003. V. 6. N 46. P. 167–170.