

- [6] Фарнелл Дж. В кн.: Поверхностные акустические волны / Под ред. А. Олинера. М.: Мир, 1981, с. 26-81.
- [7] V e l l a P.J., S t e g e m a n G.I. - J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 1, p. 82-85.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе,
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
20 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23 12 декабря 1988 г.

ОБ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИССИПАТИВНЫХ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМ

В.В. Гуленко, В.И. Ткаченко

1. Взаимодействие электронных пучков малой плотности с плазмой неустойчиво относительно возбуждения собственных волн системы. Теоретический анализ процессов энергообмена между частицами пучка и волнами показал, что неустойчивость можно условно разделить на линейную и нелинейную части. Параметры линейной стадии могут быть вычислены обычными итерационными методами [1]. Для изучения нелинейной стадии, когда движение частиц пучка, вследствие их захвата волной, существенно сложнее, применение итерационных методов невозможно. В этом случае требуется привлечение численных расчетов [2] или использование асимптотических аналитических методов. Так, например, на возможность построения аналитических решений нелинейной стадии пучково-плазменного взаимодействия указано в [3], где отмечен автомодельный характер полученных решений, и с их помощью описана нелинейная динамика закритических пучков. В настоящей работе предложена приближенная аналитическая теория нелинейного взаимодействия пучков малой плотности с плазмой при наличии диссипативных эффектов в плазме и пучке.

2. Предполагая плазму линейной гидродинамической средой, запишем исходную нелинейную одномерную систему уравнений [4]

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\tau} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sin(2\pi \mathcal{Y}_i + \varphi) - \frac{\theta_{\mathcal{E}}}{2} \mathcal{E}, \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{N\mathcal{E}} \sum_{i=1}^N \cos(2\pi \mathcal{Y}_i + \varphi), \quad (2)$$

$$2\pi \frac{d\mathcal{Y}_i}{d\tau} = \omega_i. \quad (3)$$

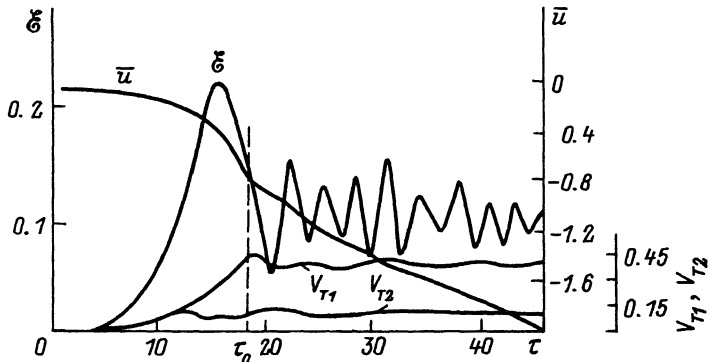


Рис. 1. Зависимость амплитуды электрического поля \mathcal{E} , средней скорости пучка \bar{u} и теплового разброса пролетных V_{T1} и захваченных V_{T2} частиц пучка от времени.

$$\frac{dU_i}{d\tau} = -\mathcal{E} \sin(2\pi Y_i + \varphi) = \theta_{bi} U, \quad (4)$$

где $\theta_{bi} = \frac{\nu_e}{\omega^{1/3} k v_0}$, $\theta_{bi} = f(|U_i|)$, остальные обозначения общепринятые. Диссипация в плазме характеризуется декрементом ν_e и может быть обусловлена элементарными процессами в плазме, выводом энергии из системы, а в пучке — рассеянием его частиц на ионах или нейтралах, движущихся с начальной скоростью электронов. Зависимость сечения рассеяния частиц пучка на сопутствующих рассеивающих центрах от скорости частиц определяется функцией $f(|U_i|)$.

3. Рассмотрим аналитические свойства системы (1)–(4) в отсутствие диссипации в пучке. В этом случае развивается диссипативная пучковая неустойчивость. Тепловая скорость частиц пучка сначала экспоненциально нарастает и в некоторый момент времени τ_0 достигает величины, приводящей к срыву неустойчивости [5]. Численные расчеты (рис. 1) показывают, что захваченная к этому моменту доля частиц тормозится волной, а тепловая скорость как захваченной V_{T2} , так и пролетной части пучка V_{T1} стабилизируется. Амплитуда электрического поля, испытывая нерегулярные изменения, остается практически на одном уровне.

Описанные выше особенности развития диссипативной неустойчивости позволяют найти приближенные аналитические выражения для потерь кинетической пучка \bar{u} , среднего уровня амплитуды колебаний \mathcal{E}_{cp} и доли захваченных частиц β . Полагая $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \exp(\mu\tau)$, $\varphi = \varphi_0 + \delta\tau$ на начальной стадии и $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{cp} = const$ на нелиней-

ной и используя критерий срыва неустойчивости $V_{TB} = 0.78 \gamma$ [5], из (1)–(4) получим

$$\epsilon_{cp} = 0.78 \gamma \left[\frac{\delta}{2\gamma} (4\gamma + \theta_e) \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

$$\frac{d\bar{U}}{d\tau} = -0.33 \frac{2\delta \gamma \theta_e}{4\gamma + \theta_e}, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{N_{захв}}{N} = \frac{\epsilon_{cp}}{\gamma}. \quad (7)$$

Численные расчеты для $\theta_e = 7$ дают $\epsilon_{cp} = 0.1$, $\frac{d\bar{U}}{d\tau} = 0.041$, $\beta = 0.5$, а формулы (5)–(7) – 0.11, 0.04, 0.42 соответственно. Таким образом, предложенная теоретическая модель позволяет определить характеристики пучково–плазменной системы на нелинейной стадии неустойчивости.

4. Рассмотрим взаимодействие пучка с диссипативной плазмой при наличии диссипации в потоке. В этом случае в среде возможно нелинейное стационарное состояние, при котором амплитуда поля волны остается на постоянном уровне ϵ_H , а захваченные волной, остывшие до температуры сопровождающего газа электроны пучка движутся со скоростью $\bar{U} = -\varphi' = const < 0$. Тогда систему (1)–(4) легко проинтегрировать и получить следующие уравнения относительно ϵ_H и \bar{U} :

$$\frac{1}{2} \theta_e \epsilon_H^2 = -\bar{U} f(|\bar{U}|), \quad (8)$$

$$\epsilon_H^2 = \left((\bar{U})^2 + \frac{1}{4} \theta_e^2 \right)^{-1}. \quad (9)$$

Из (8)–(9) следует уравнение для определения \bar{U} :

$$\bar{U} f(|\bar{U}|) = -\frac{1}{2} \theta_e \left((\bar{U})^2 + \frac{1}{4} \theta_e^2 \right). \quad (10)$$

Заметим, что равенство (8) имеет простой физический смысл: слева стоит сила (6), с которой волна тормозит пучок, а справа сила трения, ускоряющая его. Рассмотрим несколько примеров.

а) Кулоновское рассеяние с $V_{TB} = const$ ($f(|\mathcal{U}|) = const \equiv \theta_B$) [6]. Численное решение системы (1)–(4) при $\theta_e = 0.2$, $\theta_B = 3$ приведено на рис. 2 (кривые 2, 5). Решение уравнений (9), (10) дает $\epsilon_H = 3.0$, $|\bar{U}| = 0.32$, что соответствует численному расчету.

б) Кулоновское рассеяние с $V_{TB} \neq const$. Выбор профиля сечения рассеяния существенно влияет на конечное состояние системы. При выполнении условия $|\mathcal{U}| f(|\mathcal{U}|) \geq \frac{1}{2} \theta_e \left(\frac{1}{4} \theta_e^2 + (\bar{U})^2 \right)^{-1}$ для некоторой $|\mathcal{U}|$ равновесие возможно, а при выполнении обратного

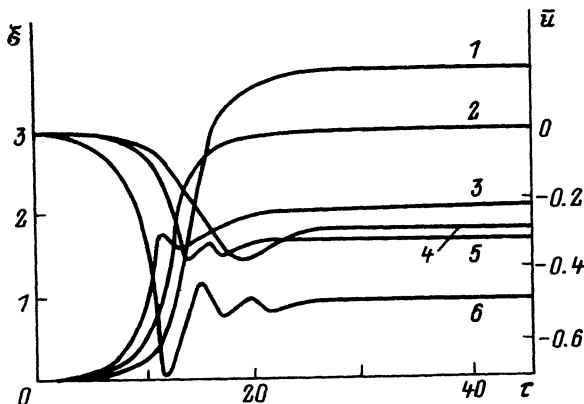


Рис. 2. Зависимость амплитуды электрического поля \mathcal{E} (1, 2, 3) и средней скорости пучка \bar{u} (4, 5, 6) от времени. а) $\theta_{b_i} = \text{const} = 7$ (кривые 2, 5); б) $\theta_{b_i} = 2 \exp(-|u_i|^2)$ (кривые 3, 6); в) $\theta_{b_i} = 10|u_i|$ (кривые 1, 4).

неравенства пучковая диссипация приводит только к задержке процессов, описанных в предыдущем разделе. Проиллюстрируем сказанное на примере модельной силы трения

$$f(|u_i|) = A \cdot |u_i| \cdot \exp\left(-\frac{|u_i|^2}{u_0^2}\right).$$

Для параметров $A = 2$, $u_0^2 = 1$ равновесие возможно (рис. 2, кривые 3, 6), причем стационарные параметры, полученные из (9), (10), соответствуют численно рассчитанным. При $A = 0.25$, $u_0^2 = 1$ из формул (9), (10) следует, что стационарное состояние не реализуется, это подтверждается численным расчетом системы (1)–(4).

в) Трение потока о нейтральный газ ($f(|u_i|) = \alpha |u_i|$).

Решение уравнений (9), (10) имеет вид

$$(\bar{u})^2 = \frac{\theta_e^2}{8} \left(\sqrt{1 + \frac{32}{\alpha \theta_e^3}} - 1 \right), \quad (11)$$

$$\mathcal{E}_H^2 = \frac{8}{\theta_e^2} \left(\sqrt{1 + \frac{32}{\alpha \theta_e^3}} + 1 \right). \quad (12)$$

Для $\alpha = 10$, $\theta_e = 0.1$ получаем $|\bar{u}| = 0.27$, $\mathcal{E}_H = 3.69$, что в точности соответствует численному решению системы уравнений (1)–(4) (рис. 2, кривые 1, 4).

- [1] Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники, М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.
- [2] Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 3, с. 1023-1035.
- [3] Кондратенко А.Н., Ткаченко В.И. - Укр. физ. журн., 1987, т. 32, № 1, с. 53-58.
- [4] Кондратенко А.Н., Куклин В.М., Ткаченко В.И. - Изв. вузов, Радиофизика, 1978, т. 21, № 10, с. 1535-1537.
- [5] Singhaus H.E. - Phys. Fluids, 1964, v. 7, p. 1534-1540.
- [6] Бондаренко М.Б., Ткаченко В.И. - Радиотехника и электроника, 1987, т. 32, № 3. с. 596-600.

Харьковский государственный
университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию
1 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

ДВУМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ПЛАЗМА
НА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЕ
АРСЕНИД ГАЛЛИЯ - ЭЛЕКТРОЛИТ

В.М. А с н и н, А.А. Р о г а ч е в,
А.Ю. С и л о в, В.И. С т е п а н о в

В работе впервые исследована фотолюминесценция межфазной границы *GaAs* замороженный электролит и обнаружена линия излучения, возникающая в результате излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар, локализованных вблизи поверхности полупроводника.

В опытах использовался *n-GaAs* с $N_D \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в виде плоскопараллельных пластин, выращенных методом газофазной эпитаксии вдоль $\langle 100 \rangle$ кристаллографической оси. Электрохимическая ячейка изготавливалась по методике, изложенной в [1, 2]. В качестве электролита использовался водный раствор $K_2Cr_2O_7$ (рН = 1.3). Продолжительность химической реакции составляла 10-15 мин, после чего структура помещалась в гелиевый криостат и охлаждалась до 1.7 К. Возбуждение образца и регистрация люминесценции осуществлялись через слой электролита (рис. 1).

На рис. 1 показаны спектры излучательной рекомбинации межфазной границы *GaAs*-электролит в сравнении с объемной фотолюминесценцией, регистрируемой при возбуждении свободной поверхности того же кристалла. Видно, что наряду с известными линиями связанных экситонов (ВЕ) и донорно-акцепторной рекомбинации