01; 04; 10

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕСС УСКОРЕНИЯ ИОНОВ В ДИОДАХ ПЛЮТТО

А. Н. Кондратенко, В. В. Костенко

Рассматривается влияние внешнего продольного магнитного поля на процесс ускорения тяжелых заряженных частиц в плазменных и вакуумных диодах. Объяснена зависимость процесса захвата и ускорения ионов от величины продольного магнитного поля. Исследовано влияние собственного магнитного поля пучка на процесс ускорения. Показано, что влияние собственного магнитного поля пучка подобно тому воздействию, которое оказывает неоднородность плотности плазмы.

Вопросы ускорения заряженных частиц привлекают многих исследователей. Этот интерес объясняется возможностью широкого применения пучков в технике, биологии, медицине, радиационной физике и т. д. [1]. Особое внимание уделяется пучкам тяжелых заряженных частиц. В настоящее время ведутся работы по ускорению ионов в модулированных сильноточных электронных пучках с применением электродинамических ускоряющих структур. Создаются модели линейного ускорителя ионов и исследуются двухступенчатые модели ускорения ионов [2, 3]. Однако самым простым по осуществлению и эффективным является способ ускорения ионов в диодах Плютто. Уже накоплен обширный экспериментальный материал по ускорению в таких системах [4, 5], а единой общепризнанной теории механизма еще не создано. И связано это прежде всего с тем, что каждая из них объясняет какие-то отдельные аспекты ускорения и практически у всех возникают сложности с объяснением ионов, ускоренных до максимальных энергий.

На основе двумерной неустойчивости [6] нами в работе [7] объяснено большинство экспериментальных данных и в первую очередь ионы, ускоренные до максимальных энергий. В настоящей работе исследуется влияние магнитного поля на процесс ускорения ионов в диодах Плютто. Необходимость проведения этих исследований вызвана тем, что часть теоретических моделей применима только при наложении продольного магнитного поля, часть теорий только при отсутствии магнитного поля и практически ни одна не дает такой дифференции процесса ускорения в зависимости от величины продольного поля, какую дает эксперимент.

В работе [4] указано, что наложение продольного магнитного поля, удовлетворяющего условиям

$$\Omega_e > \Omega_b \geqslant \omega_e, \tag{1}$$

где Ω_e, Ω_b — плазменная частота электронов плазмы и пучка соответственно; ω_e — электронная циклотронная частота, не сильно влияет на процесс ускорения. В работах [5, 8] отмечается, что ускорение ионов подавляется при наложении достаточно сильного внешнего аксиального магнитного поля. Средние поля подавляли процесс ускорения не во всех случаях, а слабые поля на процесс ускорения не влияли.

Прежде чем приступить к рассмотрению влияния магнитного поля, напомним, что, согласно теории [7], процесс захвата ионов возможен только медленной ленгмюровской волной, т. е. волной с фазовой скоростью $V_ф = \omega/k \sim V_{Te}$, где V_{Te} — тепловая скорость электронов плазмы, $\mathbf{k}$ — волновой вектор ленгмюровской волны, ω — частота волны. Появление медленных ленгмюровских волн возможно только в двумерной системе с $k_x \gg k_z$, так как из условия синхронизма пучка с волной следует $k_z = \omega/V_0$, где V_0 — скорость электронов пучка и $\mathbf{k}_z \| \mathbf{V}_0$. При $k_x \sim k_z$ и $k_x \ll k_z$ $V_\phi \sim V_0$ и, как следствие этого, процесс захвата и ускорения ионов невозможен. Следовательно, в зависимости от соотношения между k_x и k_z можно говорить о возможности или невозможности процесса захвата и ускорения ионов.

Рассмотрим неограниченную теплую магнитоактивную плазму, в которой движется неограниченный холодный пучок. Внешнее магнитное поле прилежно вдоль оси z. Пучок электронов также распространяется вдоль z. Для описания возбуждения и распространения продольных ленгмюровских волн в такой системе воспользуемся уравнениями Пуассона, движения и непрерывности для частиц пучка и плазмы

$$\Delta\varphi = 4\pi e (n_e + n_b),$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{V}_\alpha \nabla) \mathbf{V}_\alpha = \frac{e}{m} \nabla\varphi - \frac{e}{mc} [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{H}] - \frac{V_{\text{T}\alpha}^2}{n_{0\alpha}} \nabla n_\alpha,$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}(n_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = 0, \tag{2}$$

где индекс принимает значения e (электроны плазмы) или b (электроны пучка), $V_{\text{T}\alpha}$ — тепловая скорость электронов, $n_{0\alpha}$ — равновесная плотность электронов α-й компоненты.

Ионным движением и тепловым движением электронов пучка пренебрегаем. Зависимостью от координаты y пренебрегаем. Зависимость переменных величин от координат x, z и времени t выберем пропорциональной $\sim\exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$. Тогда при условии слабого магнитного поля (1) решение линеаризованной системы уравнений (2)

$$\varepsilon_1 k_x^2 + \varepsilon_3 k_z^2 = \frac{\Omega_b^2}{\omega'^2 - \omega_e^2} k_x^2 + \frac{\Omega_b^2}{\omega'^2} k_z^2,$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\Omega_e^2 + k^2 V_{\text{T}e}^2}{\omega^2 - \omega_e^2}, \quad \varepsilon_3 = 1 - \frac{\Omega_e^2 + k^2 V_{\text{T}e}^2}{\omega^2}, \quad k^2 = k_x^2 + k_z^2, \quad \omega' = \omega - k_z V_0. \tag{3}$$

Полагая $n_{0b} = 0$, получим дисперсионное уравнение для собственных волн рассматриваемой системы. Решение этого уравнения, переходящее в ленгмюровскую волну, в отсутствие магнитного поля

$$\omega_0^2 = \frac{\Omega_e^2 + \omega_e^2 + k^2 V_{\text{T}e}^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\omega_e^2 (\Omega_e^2 + k^2 V_{\text{T}e}^2)}{(\Omega_e^2 + \omega_2^2 + k^2 V_{\text{T}e}^2)^2} \cos^2\theta}\right), \tag{4}$$

где θ — угол между направлением распространения волны и магнитным полем.

Анализ выражения (4) при фиксированном k_z показывает, что при увеличении k_x ω_0 растет.

Для исследования процесса возбуждения ленгмюровских волн полагаем $\alpha = n_{0b}/n_{0e} \ll 1$. В магнитоактивной плазме пучковая ветвь расщепляется на четыре ветви: две совпадающие, черенковские сносовые ветви и две циклотронные сносовые ветви пучка [3, 9]. Условие синхронизма волны с циклонными сносовыми колебаниями пучка

$$\omega_0 = k_z V_0 \pm \omega_e. \tag{5}$$

Полагая $\omega = \omega_0 + \delta_1$, $|\delta_1| \ll \omega_0$, из уравнения (3) находим

$$\delta_1^2 = \pm \frac{\alpha}{4} \frac{k_x^2 \omega_0^3 (\omega_0^2 - \omega_e^2)^2}{\omega_e (k_x^2 \omega_0^4 + k_z^2 (\omega_0^2 - \omega_e^2)^2)}. \tag{6}$$

При нижнем знаке имеет место неустойчивость на аномальном эффекте Допплера. Из выражений (6) и (4) следует, что при увеличении $k_x = \operatorname{Im} \delta_1$ увеличивается, а, стало быть, волны с бо́льшим k_x будут иметь бо́льший инкремент и получать преимущество в развитии на начальной стадии неустойчивости.

При синхронизме волны с черенковскими сносовыми колебаниями пучка выполняется условие

$$\omega_0 = k_z V_0. \tag{7}$$

Тогда, полагая $\omega = \omega_0 + \delta_2$, $|\delta_2| \ll \omega_0$, из (3) получим

$$\delta_2^3 = \frac{\alpha}{2} \frac{k_z^2 \omega_0^3 (\omega_0^2 - \omega_e^2)^2}{k_x^2 \omega_0^4 + k_z^2 (\omega_0^2 - \omega_e^2)^2}. \tag{8}$$

Анализ выражения (8) для δ_2 дает, что при $k_z \gg k_x$ $\delta_2^3 \approx \frac{\alpha}{2} (\Omega_e^2 + k_z^2 V_{Te}^2)^{3/2}$, а при $k_x \gg k_z$

$$\delta_2^3 \approx \frac{\alpha}{2} \frac{(\Omega_e^2 + k_x^2 V_{Te}^2)^2}{(\omega_e^2 + \Omega_e^2)^{1/2}} \operatorname{ctg}^2 \theta$$

и $\operatorname{ctg} \theta \to 0$. Следовательно, во втором передельном случае значения δ_2 будут меньшими по величине, чем в первом. Это соответствует тому, что инкремент неустойчивости в первом случае будет больше и возбуждаемые волны будут распространяться вдоль пучка. Для того чтобы ответить на вопрос, какая же из ситуаций реализуется в эксперименте, проведем сравнение инкрементов, получаемых из (6) и (8). Тот инкремент, который окажется больше при прочих равных условиях и будет реализовываться на опыте. Отношение максимальных инкрементов может быть представлено следующим образом:

$$A = \frac{(\operatorname{Im} \delta_1)_{\max}}{(\operatorname{Im} \delta_2)_{\max}} \approx \alpha^{1/6} \sqrt{\frac{\Omega_e}{\omega_e}}. \tag{9}$$

В рассматриваемом приближении (1) при параметрах $n_0 = 10^{13}$ см$^{-3}$, $\alpha = 10^{-2}$ и $H_0 = 100$ Э, реализующихся в эксперименте, $A \approx 10$. При уменьшении магнитного поля соотношение (9) увеличивается. Следовательно, будет реализовываться первая ситуация, возбуждаемые волны будут иметь $k_x \gg k_z$ и процесс ускорения будет иметь место.

В случае сильного магнитного поля

$$\Omega_e > \omega_e \gg \Omega_b \tag{10}$$

решением системы уравнений (2) будет

$$\varepsilon_1 k_x^2 + \varepsilon_3 k_z^2 = \frac{\Omega_b^2}{\omega'^2} k_z^2. \tag{11}$$

Собственной частотой системы есть частота ω_0 из (4).

Учитывая в (11) правую часть и полагая $\omega_0 \approx k_z V_0$, $\omega = \omega_0 + \delta$, где $|\delta| \ll \omega_0$, получим

$$\delta^3 = \frac{\alpha}{2} \frac{k_z^2 \omega_0^3 (\omega_0^2 - \omega_e^2)^2}{k_x^2 \omega_0^4 + k_z^2 (\omega_0^2 - \omega_e^2)^2}. \tag{12}$$

Анализ (12) показывает, что если $k_z \gg k_x$, то $\delta^3 \approx (\alpha/2)\, \omega_0^3$, а $\omega_0 \to \Omega_e$, тогда $\delta^3 \approx (\alpha/2)\, \Omega_e^3$, а если $k_x \gg k_z$, то

$$\delta^3 \approx \frac{\alpha}{2} \frac{(\omega_0^2 - \omega_e^2)^2}{\omega_0} \operatorname{ctg}^2 \theta, \quad \omega_0 \to \sqrt{\Omega_e^2 + \omega_e^2},$$

но $\operatorname{ctg}^2 \theta \to 0$ и $\delta^3 \to 0$. Следовательно, $\operatorname{Im} \delta$ будет иметь максимальные значения при $k_x = 0$. Это означает, что в случае сильного магнитного поля (10) преимущественно будут возбуждаться волны, распространяющиеся вдоль направления движения пучка. Фазовая скорость этих волн порядка скорости пучка V_0 и, как следствие этого, такие волны будут неспособны захватить и ускорить ионы плазмы, следовательно, коллективный процесс ускорения ионов в электронных пучках при наличии сильного продольного магнитного поля невозможен.

Рассмотрим теперь влияние собственного магнитного поля тока пучка. В экспериментальных работах отмечается [4], что в момент ускорения наблюдается пинчевание пучка. Следовательно, происходит увеличение магнитного поля создаваемого током пучка с максимумом поля в приграничных областях.

Для выяснения этого вопроса воспользуемся системой уравнений (2) с той лишь разницей, что внешнее магнитное поле теперь будет приложено вдоль оси y. В этом случае решение линеаризованной системы уравнений при условии (1) на собственное магнитное поле (эта ситуация, как правило, реализуется в эксперименте) имеет вид

$$1-\frac{\Omega_e^2+k_x^2V_{\text{т}e}^2}{\omega^2-\omega_e^2}-\frac{k_z^2V_{\text{т}e}^2}{\omega^2}=\frac{\Omega_b^2}{\omega'^2-\omega_e^2}. \tag{13}$$

Из (3) при $\alpha=0$ получим выражение для собственной частоты волны в такой системе

$$\omega_0^2=\frac{1}{2}\left(\Omega_e^2+\omega_e^2+k^2V_{\text{т}e}^2+\sqrt{(\Omega_e^2+\omega_e^2+k^2V_{\text{т}e}^2)^2-4k_z^2V_{\text{т}e}^2\omega_e^2}\right). \tag{14}$$

Полагая α отличным от нуля и выбирая условие синхронизма пучка и волны в виде (5), получим из (13) выражение для квадрата инкремента неустойчивости на аномальном эффекте Допплера

$$\delta^2=\frac{\alpha}{4}\frac{\omega_0^3(\omega_0^2-\omega_e^2)^2}{\omega_e(\omega_0^4+\omega_0^4k^2r_D^2-2k_z^2r_D^2\omega_0^2\omega_e^2+\omega_e^4k_z^2r_D^2)}, \tag{15}$$

где r_D — радиус Дебая.

Анализ (14) и (15) при фиксированном k_z дает, что при увеличении k_x увеличиваются ω_0 и $\operatorname{Im}\delta$. Таким образом, преимущество в развитии будут иметь волны с большим k_x, т. е. учет собственного магнитного поля пучка не влияет на процесс возбуждения ленгмюровских волн с малой фазовой скоростью.

Чтобы исследовать влияние собственного магнитного поля на распространение волны, воспользуемся неравенством (1) и $k_x \gg k_z$. При учете этих условий получим, что

$$\omega_0^2\approx\Omega_e^2+\omega_e^2+k^2V_{\text{т}e}^2. \tag{16}$$

Если волна была возбуждена при определенном значении собственного магнитного поля пучка, то, распространяясь в область с бóльшим значением магнитного поля, ω_e будет увеличиваться. Из условия постоянства частоты следует, что при увеличении ω_e k должно уменьшаться, но так как k_z задано параметрами системы, то уменьшаться будет k_x. Это означает, что по мере распространения волны в область с бóльшим значением собственного магнитного поля волна меняет направление своего распространения, прижимаясь к пучку электронов, т. е. θ уменьшается. Таким образом, собственное магнитное поле тока пучка играет такую же роль в механизме ускорения ионов, как и неоднородность плазмы [7].

Можно найти условие на магнитное поле, при котором k_x будет равно нулю и волна будет распространяться сонаправленно с пучком. Если в области возбуждения волны магнитное поле было таким, что

$$\omega_0^2\approx\Omega_e^2+\omega_{e1}^2+k_x^2V_{\text{т}e}^2+k_z^2V_{\text{т}e}^2. \tag{17}$$

В области, где $k_x=0$, магнитное поле такое, что

$$\omega_0^2\approx\Omega_e^2+\omega_{e2}^2+k_z^2V_{\text{т}e}^2. \tag{18}$$

Приравнивая (17) и (18), получим величину

$$\omega_{e2}^2-\omega_{e1}^2=k_x^2V_{\text{т}e}^2, \tag{19}$$

на которую должно увеличиваться магнитное поле, чтобы при входе в эту область волна имела направление распространения вдоль пучка.

Таким образом, в работе исследовано влияние внешнего продольного магнитного поля на процесс возбуждения и распространения ленгмюровских волн. Показано, что слабые магнитные поля, направленные вдоль пучка и удовлетворяющие условию (1), не оказывают существенного влияния на процесс коллективного ускорения ионов. При увеличении значения внешнего поля процесс ускорения становится нестабильным, а в сильных магнитных полях (10) ускорение невозможно. Было также исследовано влияние собственного магнитного поля тока на возбуждение и распространение ленгмюровских волн. Показано, что при распространении волны в область бо́льших значений собственного магнитного поля происходит искривление траектории волны. Найдена величина добавки к магнитному полю при которой волна распространяется сонаправлено с пучком.

Список литературы

[1] *Миллер Р.* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.

[2] *Маркеев А. М., Мещеров Р. А., Никулин М. Г.* и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1168—1173.

[3] *Ткач Ю. В., Файнберг Я. Б., Лемберг Е. А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 28. Вып. 9. С. 580—583.

[4] *Плютто А. А.* Препринт СФТИ. № 1. Сухуми, 1977. 32 с.

[5] *Петренко В. Н., Черноусенко В. М.* Препринт ИТФ. № 55Р. Киев, 1982. 26 с.

[6] *Кондратенко А. Н.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 23. С. 1462—1464.

[7] *Кондратенко А. Н., Костенко В. В.* // Тез. докл. Всесоюз. семинара «Плазменная электроника». Харьков, 1988. С. 238—239. ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 125—130.

[8] *Валлис Г., Зауэр К., Зюндер Д.* и др. // УФН. 1974. Т. 113. № 3. С. 436—461.

[9] *Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В.* и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 720 с.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
2 января 1989 г.