04

РАЗВИТИЕ ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА В СЛАБОИОНИЗОВАННУЮ ПЛАЗМУ В УСЛОВИЯХ ПРОБОЯ

П. В. Веденин

Исследовано влияние лавинообразной наработки плазмы на динамику пучковой неустойчивости, возбуждаемой передним фронтом электронного сгустка. Показано, что при транспортировке сгустков с длительностью, превышающей обратное характерное время развития лавины ионизации, через слабоионизованную плазму амплитуда поля, возбуждаемого в хвостовой части сгустка, значительно уменьшается по сравнению со случаем, когда наработка плазмы отсутствует.

Введение

Развитие пучковой неустойчивости, возбуждаемой передним фронтом электронного пучка или одиночного электронного сгустка при инжекции в холодную плазму, обладает рядом специфических особенностей. Выявлению этих особенностей в предположении, что концентрация плазмы изменяется незначительно и не может заметно сказаться на динамике процесса, посвящены работы [1-5]. Влияние наработки плазмы в рамках задачи нестационарной инжекции впервые учтено в [6]. Однако авторы рассмотрели ситуацию, в которой нарастание концентрации плазмы происходит лишь вследствие ударной ионизации пучковыми электронами (т. е. достаточно медленно, поскольку предполагалось, что $n_b \ll n_p$, где n_b, n_p — невозмущенные концентрации электронов пучка и плазмы соответственно), причем ограничились изучением линейной стадии.

В данной работе на основе решения модельной задачи предпринята попытка качественного исследования динамики пучковой неустойчивости в условиях лавинообразного нарастания концентрации плазмы в возбуждаемом сгустком электрическом поле (сюда же относится и ионизация обратным током).

1. В момент времени $t=0$ в полупространство $z \geqslant 0$, заполненное холодной однородной плазмой с плотностью электронов n_{p0}, начинается инжекция прямоугольной формы импульса тока длительности t_b. В плоскости инжекции $z=0$ задана плотность пучкового тока $j_b=ev_0n_b$, причем $n_b \ll n_p$. Для рассматриваемых быстропеременных процессов возмущением ионов плазмы пренебрегаем. Условие линейности плазмы получим позже при анализе нелинейной стадии неустойчивости. В данной работе ограничимся рассмотрением одномерного приближения, что верно, если $((\omega_{p0}a)/c)^2 \gg 1$, где $\omega_{p0}^2=(4\pi e^2 n_{p0})/m$, a — характерный поперечный размер системы.

Описывать рост концентрации плазмы будем с помощью простейшего уравнения

$$\frac{\partial n_p}{\partial \tau} = 2\nu_{i*}(W)\, n_p, \tag{1}$$

где $\nu_{i*}(W)=(\nu_i/(2\omega_{p0}))$ — безразмерная постоянная развития лавины ионизации, зависящая от энергии электронов W; $\tau=t-(z/v_0)$.

Уравнение (1) справедливо при пренебрежении локальными потерями электронов и для пространственных масштабов, существенно превышающих длину ионизации в газе электронным ударом. Вклад пучковых электронов в наработку плазмы пренебрежимо мал.

Имея в виду выяснение качественного поведения пучково-плазменной системы, примем $\nu_i(W)=\Gamma\eta(W-W_c)$, где $\eta(x)=\begin{cases}1 & x>0,\\ 0 & x<0,\end{cases}$ $\Gamma=\text{const}$; W_c — значение энергии, при котором начинается пробой. Кроме того, будем считать, что частота транспортных столкновений ν электронов плазмы с нейтралами также постоянна. Сделанные предположения оправданы, например, для гелия в диапазоне энергий плазменных электронов $4\leqslant W\leqslant 100$ эВ [7-11].

В результате подстановки в неравенства $W>W_c$, $W_{t\,\min}$ (при $W_{t\,\max}\geqslant W\geqslant W_{t\,\min}$ можно положить $\nu=\text{const}$) оценки для энергии плазменных электронов вблизи переднего фронта сгустка ($W\sim\beta_0^2\,mc^2\,(n_b/n_{p0})^2$) получаем следующее ограничение на параметры пучково-плазменной системы:

$$\beta_0\frac{n_b}{n_p}>1.5\cdot10^{-3}\sqrt{\max\{W_0,\ W_{t\,\min}\}},\tag{2}$$

где $\beta_0=v_0/c$.

Завершая обсуждение границ применимости используемой модели, отметим, что в диапазоне энергий плазменных электронов W_c, $W_{t\,\min}\leqslant W\leqslant 100$ эВ справедливо неравенство $\nu\gg\Gamma$, для гелия $\nu/(\max\{\nu_i(W)\})\simeq 3$.

2. Учет зависимости $n_p(\tau)$ практически не вносит дополнительных трудностей (по сравнению с [1, 4]) в процедуру нахождения выражения для возбуждаемого в результате развития неустойчивости продольного электрического поля, поэтому сразу запишем

$$E(\tau,\ \xi)\simeq E_A(\tau,\ \xi)\sin\Phi(\tau,\ \xi),$$

$$\Phi(\tau,\ \xi)=\sqrt{1-\nu_*^2}\,G(\tau)-\varkappa(\tau,\ \xi)+\frac{\pi}{12},\quad \nu_*=\frac{\nu}{2\omega_{p0}},$$

$$G(\tau)=\int\limits_0^\tau d\tau\omega_p(\tau')=\frac{\exp(\Gamma_*\tau)-1}{\Gamma_*},\quad \xi=\frac{\omega_b z}{v_0},\quad \gamma_0=(1-\beta_0^2)^{-1/2},\quad \varkappa(\tau,\ \xi)=$$

$$=\frac{3}{4}\,[\xi^2G(\tau)]^{1/3},$$

$$E_A(\tau,\ \xi)=E_0\exp\left\{\sqrt{3}\,\varkappa(\tau,\ \xi)-\left(\nu_*+\frac{\Gamma_*}{2}\right)\tau\right\}\Big/\sqrt{8\pi\varkappa(\tau,\ \xi)},$$

$$E_0=\frac{4\pi\,|\,e\,|\,v_0n_b}{\omega_{p0}}.\tag{3}$$

Формула (3) справедлива в области значений

$$\frac{4}{3}\,G^{-1/2}(\tau)\ll\xi^{2/3}\ll G^{2/3}(\tau).\tag{4}$$

Как показано в [5], при $\nu>0.2\ \omega_{p0}$ ($\nu_*>0.1$) определяющую роль в динамике сгустка играет низкочастотное поле $E\ (\tau,\ \xi)\sim 2\nu_*E_0$, а поскольку нас интересует влияние наработки плазмы только на динамику неустойчивости, то везде в дальнейшем будем считать $\nu_*\leqslant 0.1$.

В данной работе ради удобства мы изменим традиционный порядок рассмотрения и остановимся вначале на нелинейной стадии. При анализе нелинейной стадии будем пользоваться понятием цуга-участка волны, на котором фаза колебаний меняется на 2π. Как и в случае $\Gamma=0$,

$$\frac{\partial\varkappa(\tau,\ t)}{\partial\tau}\ll\frac{dG}{d\tau},$$

т. е. $\partial\Phi/\partial\tau\simeq dG/d\tau$. Последнее неравенство вытекает из условий слабого релятивизма

$$\beta_0^2\gamma_0^2\frac{\Delta v}{v_0}\ll 1$$

и линейности плазмы (о них речь пойдет ниже). Фазовая скорость $v_{ph}(\tau,\ \xi)$ цуга τ

$$v_{ph}(\tau,\ \xi)=v_0\left\{1-\frac{\omega_b}{2\omega_{p0}}\left[\frac{G(\tau)}{\xi}\right]^{1/3}e^{-\Gamma_*\tau}\right\} \tag{5}$$

зависит только от координаты ξ. Обращает на себя внимание факт экспоненциально быстрого спадения функции $\Delta v(\tau)\equiv v_0-v_{ph}$ с ростом τ в области $\Gamma_*\tau>1$. Поскольку для каждого отдельного цуга можно считать, что насыщение неустойчивости происходит в результате захвата пучковых электронов в соответствующую потенциальную яму, то амплитуда насыщения $E_s(\tau)$, пропорциональная Δv^2, в указанной области также должна быстро уменьшаться.

Нелинейная стадия начинается в момент времени t_{s0} на цуге τ_0. При $t>t_0$ прекращается рост амплитуды поля в некоторой области. С течением времени эта область расширяется, постепенно захватывая весь сгусток. Приближенные выражения для дистанции $z_s(\tau)$, на которой происходит захват частиц цуга τ, соответствующего момента времени $t_s(\tau)$ и амплитуды насыщения $E_s(\tau)$, имеют вид

$$z_s(\tau)\simeq\frac{8}{3^{5/4}}\frac{v_0}{\omega_b}\sqrt{\frac{F^3(\tau)}{G(\tau)}}, \tag{6}$$

$$\tau_s(\tau)=\frac{\tau}{\omega_{p0}}+\frac{z_s(\tau)}{v_0}, \tag{7}$$

$$E_s(\tau)\simeq\mu E_0e^{-2\Gamma_*\tau}\frac{G(\tau)}{F(\tau)}, \tag{8}$$

где $F(\tau)\simeq F_0(\tau)+(1/2)\ln[(27\sqrt{3}\pi)/(8F_0(\tau))]$, $F_0(\tau)\simeq\ln G(\tau)+(\nu_*+(\Gamma_*/2))\tau$, μ — подгоночный параметр (в случае $\Gamma=0$, как выявили численные расчеты [3, 4], $\mu\simeq1.7$).

Исследование показало, что (6)—(8) справедливы, когда выполнены условия

$$\beta_0^2\sqrt{\frac{n_b\gamma_0E_{sm}}{n_p\mu E_0}}\ll 1 \tag{9}$$

и

$$\frac{n_b}{n_p}e^{-\Gamma_*\tau_{mm}}\frac{E_{sm}}{E_0}\ll 1, \tag{10}$$

где $E_{sm}=E_s(\tau=\tau_{mm})=\max\{E_s(\tau)\}$, гарантирующие соответственно возможность рассмотрения слаборелятивистского предела и плазмы как линейной среды.

В области $\tau>\tau_{\min}$ ($\tau_{\min}$ определяется из условия $\varkappa[\tau,\ \xi_s(\tau)]\gg 1$) функция $E_s(\tau)$ максимальна в сечении τ_{mm}, если $\Gamma_*<\Gamma_{*\max}=(4e^{3/2})^{-1}$ или монотонно спадает при выполнении обратного неравенства. Второй случай, впрочем, мы рассматривать не будем, поскольку он выходит за поставленные ранее рамки ($0.1\geqslant\nu_*\gg\Gamma_*$). Выражения для τ_{mm} и $E_{sm}(\tau_{mm})$ имеют соответственно вид

$$\tau_{mm}\simeq\left(\Gamma_*+\sqrt{\frac{3\nu_*\Gamma_*}{\ln\frac{1}{\nu_*\Gamma_*}}}\right)^{-1}<\Gamma_*^{-1}, \tag{11}$$

$$E_{sm}(\tau_{mm})\simeq\mu\frac{E_0}{\nu_*+\Gamma_*}\frac{1-1.5\Gamma_*\tau_{mm}}{1+\frac{\ln\tau_{mm}}{\nu_*\tau_{mm}}}<\mu\frac{E_0}{\nu_*}. \tag{12}$$

После подстановки (12), (13) в (10), (11) и последующего совместного с (2) анализа приходим к выводу, что предложенная модель применима к пучково-плазменным системам с параметрами

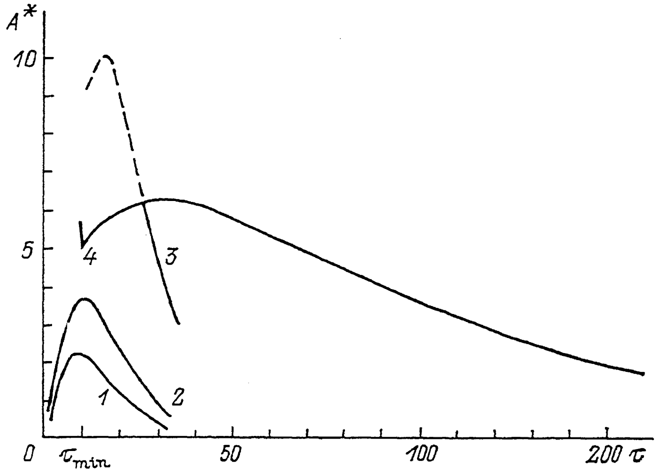
$$\gamma_0 \sim 1, \quad 10^{-3} \leqslant \frac{n_b}{n_p} \leqslant 10^{-2}; \quad 10^{-2} \leqslant \nu_* \leqslant 10^{-1} \tag{13}$$

Кроме того, естественно, необходимо выбрать сорт газа в соответствии с требованиями, указанными в разделе 1.

Коротко остановимся на описании линейной стадии. В области (13)

$$\delta = \frac{\sqrt{3}\,\omega_{p0}}{2\gamma_0}\left(\frac{n_b}{2n_{p0}}\right)^{1/3} > \frac{\nu}{2} \gg \frac{\Gamma}{2}$$

и неустойчивость вплоть до момента времени t_{s0} (начало стадии насыщения) определяемого из уравнения $\delta t_{s0} \simeq \ln\left((\omega_{p0} t_{s0})/3\right)$, развивается так же, как и



в случае $\Gamma=0$ [1, 2]. Максимальное в координате $z_m(t) \simeq (2/3)\, v_0 t$ (при $\nu/2 \ll \delta$) поле нарастает экспоненциально с инкрементом δ. С ростом частоты транспортных столкновений скорость перемещения максимальной амплитуды увеличивается, а сама амплитуда падает.

На рисунке представлена динамика амплитуды поля в случае $\Gamma_* = 10^{-2}$, $n_b/n_{p0} = 10^{-2}$, $\nu_* = 8 \cdot 10^{-2}$, $\gamma_0 = 2$, $\mu = 2$. Кривые *1—3* построены по формуле линейной теории $(E_A\ (\tau, t))/E_0$ в моменты времени $t_* = 50$, 60, 80 соответственно, а кривая *4* относится к стадии насыщения $(E_s\ (\tau))/E_0$. Нелинейная стадия начинается в момент времени $t_{s0} \simeq 65\ \omega_{p0}^{-1}$, когда

$$E_A\left[z_m(t_{s0}),\ t_{s0}\right] \simeq E_s\left[\tau_m = \omega_{p0}^{-1}\left(t_{s0} - \frac{z_m(t_{s0})}{v_0}\right)\right].$$

При $t > t_{s0}$ амплитуда поля A в области $\tau_{\min} < \tau \leqslant \tau_1(t)$ (в сечении τ_1 справедливо соотношение $E_A(t_*, \tau_1) \simeq E_s(\tau_1)$) удовлетворяет условию $A(\tau, t) \leqslant E_s(\tau)$, а в области $\tau > \tau_1$ $A(\tau, t) = E_A(\tau, t)$.

3. Завершая работу подчеркнем основной результат. При транспортировке электронных сгустков с длительностью, превышающей обратное характерное время развития лавины ионизации, через слабоионизованную плазму с параметрами, удовлетворяющими условиям (13), амплитуда поля, возбуждаемого в хвостовой части сгустка, значительно уменьшается по сравнению со случаем $\Gamma=0$. В результате должны заметно улучшиться условия транспортировки такого сгустка.

Автор благодарит О. А. Гордеева за ценные замечания и Н. Е. Розанова за плодотворные дискуссии.

Список литературы

[1] *Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 2. С. 463—467.

[2] *Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В.* // Кр. сообщ. по физике. М., 1978. № 10. С. 23—26.

[3] *Веденин П. В., Рухлин В. Г., Тараканов В. П.* // Физика плазмы. 1989. Т. 25. № 10. С. 1246—1250.
[4] *Веденин П. В.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 11. С. 57—65.
[5] *Веденин П. В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 51—59.
[6] *Гусева Г. И., Рухадзе А. А., Рухлин В. Г.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 12. С. 2535—2539.
[7] *Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А.* // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 3. С. 702—704.
[8] *Арутюнян С. В., Геккер И. Р., Карфидов Д. М., Рухадзе А. А.* Препринт ФИАН СССР. № 5. М., 1979. 12 с.
[9] *Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А.* // Кр. сообщ. по физике. М., 1978. № 9. С. 12—18.
[10] *Арутюнян С. Г., Игнатьев А. В., Рухадзе А. А.* // Кр. сообщ. по физике. М., 1980. № 7. С. 17—23.
[11] *Мак-Дональд А.* // Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 212 с.

Московский
радиотехнический институт
АН СССР

Поступило в Редакцию
11 ноября 1990 г.
В окончательной редакции
5 мая 1991 г.