

ВЛИЯНИЕ АНОМАЛЬНОГО СКИН ЭФФЕКТА НА ГЕНЕРАЦИЮ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В Z - ПИНЧАХ

Г. А. Шерозия

Рассмотрен механизм образования пучков быстрых электронов в z-пинчах в момент возникновения перетяжки плазменного столба.

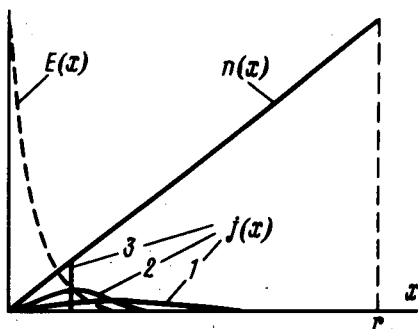
Генерация ускоренных частиц в z-пинчах была обнаружена на начальном этапе термоядерных исследований и с тех пор является объектом интенсивного изучения. Описание основных экспериментов, параметров пучков ускоренных частиц, а также ряда теоретических моделей приведено в подробном обзоре [1]. В том числе отмечены следующие свойства генерируемых электронных пучков (ЭП): 1) скорость электронов близка к скорости света $v \approx c$, энергия $\epsilon \sim 0,3 \div 1$ МэВ; 2) момент генерации быстрых частиц приблизительно соответствует образованию перетяжки и возникновению в ней высокотемпературной плазмы; 3) $J_{\text{ЭП}} \approx J$, где $J_{\text{ЭП}}$ – ток ЭП, J – ток в момент образования перетяжки; 4) в работе [2] показано, что ЭП может иметь трубчатую структуру (см. также [3, 4]); 5) оценки энергии ЭП для установок типа плазменный фокус дают величину $W_{\text{ЭП}} \sim 10^2 + 10^4$ Дж; 6) интенсивность жесткого рентгеновского излучения (ЖР), вызванного торможением ЭП на деталях установок или ионах плазмы, в области высоких энергий уменьшается по степенному закону; 7) в ряде работ обнаружено, что ЖР непосредственно предшествует мягкому рентгеновскому излучению (МР), испускаемому высокотемпературной плазмой. В последние годы были опубликованы работы, в которых предложен механизм ускорения тяжелых частиц (см. например, [5]), однако, причины возникновения ускоренных электронов до настоящего времени объяснения не нашли.

Известно, что в z-пинчах на заключительной стадии формирования перетяжки происходит спад тока, связанный с резким повышением соп-

ротивления в этой области (например, за счет раскачки ионнозвуковых колебаний). Важно отметить, что несмотря на то, что сопротивление может возрасти на несколько порядков в течение короткого отрезка времени, уменьшение тока из-за сравнительно большой индуктивности разрядного контура обычно составляет малую часть ($\lesssim 0,1 + 0,2$) от полного тока. Такое изменение параметров электрической цепи, в свою очередь, должно привести к резкому возрастанию и к скинированию электрического поля в зоне перетяжки. При этом в случае достаточно быстрого увеличения сопротивления напряженность поля (E) может достигнуть величины, удовлетворяющей условию убегания частиц ($E > 1,6 \cdot 10^{-26} \frac{n}{T}$, [6]). Рассмотрим теперь уравнения Максвелла в пред-

положении, что именно убегаящие электроны обеспечивают перенос тока в перетяжке в начальной стадии его спада и что изменение плотности плазмы (n) за это время мало. Как будет показано ниже толщина скин слоя оказывается значительно меньше поперечного радиуса (r) плазменного сгустка, поэтому можно рассмотреть одномерный случай ($E(x)$, $n(x)$, $n(0) = 0$, где x — поперечная координата в перетяжке, см. рисунок), а в оценках учесть, что длина поверхностного слоя $2\pi r$. Производя преобразование уравнений Максвелла, получим уравнение для электрического поля, описывающее скин эффект. Однако, в нашем случае (при пренебрежении столкновениями электронов) коэффициент в уравнении получается несколько отличным от случая обычного скин эффекта [6]:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} - \frac{4\pi e^2 n(x)}{mc^2} E = 0.$$



Динамика изменения плотности тока $j(x)$ при ускорении электронов (1, 2, 3 — последовательные стадии ускорения)

Предполагая теперь, что плотность плазмы на краях сгустка возрастает по степенному закону $n(x) \sim x^a$ получим:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} - b x^a E = 0. \quad \text{где } b = \text{const}, \quad a > 0.$$

Его решение, обращающееся в нуль при $x \rightarrow \infty$ [7]:

$$E(x) = E_{max} A \sqrt{x} K_{\frac{1}{2}(a+2)} \left(\frac{2\sqrt{b}}{a+2} x^{(a+2)/2} \right), \quad \text{где } E(0) = E_{max},$$

$$A = \frac{2}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{a+2}\right) \Gamma\left(\frac{a+1}{a+2}\right) \left(\frac{\sqrt{b}}{a+2}\right)^{1/(a+2)}, K_\nu(x) - \text{функция Макдональда.}$$

Для малых x легко получить $E(x) \approx E_{\max} - B(a)x$, асимптотическое

поведение $E(x) \sim x^{-a/4} \exp\left(-\frac{2\sqrt{b}}{a+2} x^{(a+2)/2}\right)$. Дальнейшие оценки будут проведены для плазменного фокуса (для ПФ примем: $r \sim 10^{-1}$ см, $n_0 \sim 10^{19}$ см $^{-3}$, $J \sim 5 \cdot 10^5$ А, $\tau \sim 10^{-7}$ сек, где τ — время жизни плазменного сгустка) и для плазменных точек (ПТ: $r \sim 10^{-3}$ см, $n_0 \sim 10^{21}$ см $^{-3}$, $J \sim 10^5$ А, $\tau \sim 10^{-10}$ сек). Характерная глубина проникновения поля в плазму для случая $n(x) = n_0 x/r$ достигает

$$\Delta x \approx \left(\frac{2r}{4\pi n_0 e^2}\right)^{1/2} \begin{cases} \rightarrow 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см} - \text{ПФ} \\ \rightarrow 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ см} - \text{ПТ} \end{cases}$$

т. е. ток протекает по тонкому поверхностному слою, в котором сосредоточено сравнительно мало частиц. Следовательно, напряженность электрического поля вблизи поверхности плазмы должна достигнуть значительной величины, чтобы разогнать электроны в скин слое до больших скоростей и обеспечить перенос ими через перетяжку тока, протекающего по цепи. Данный механизм может реализоваться, если характерное время нарастания сопротивления в области перетяжки будет меньше времени проникновения поля на глубину Δx в плазму с параметрами, соответствующими стадии, предшествующей скинированию

$$\Delta \tau \sim \frac{4\pi\sigma\Delta x^2}{c^2} \begin{cases} \rightarrow 10^{-9} \text{ сек} - \text{ПФ} \\ \rightarrow 10^{-11} \text{ сек} - \text{ПТ} \end{cases}$$

где σ — проводимость. Это, по-видимому, достигается при турбулентном росте сопротивления плазмы. Качественно достаточно понятно, что в процессе ускорения в результирующем поле плотность тока $j(x)$ будет изменяться в соответствии с ситуацией, изображенной на рисунке (в случае малости изменения $n(x)$ в течение процесса ускорения и при учете квазинейтральности плазмы), а в пределе все токовые электроны могут приобрести скорость $v \approx c$ и сконцентрироваться в поверхностном слое толщиной $\Delta = \sqrt{J/\pi n_0 e c}$, $n(x) = n_0(x/r)$. Оценка дает $\Delta \approx \Delta x$ и, по-видимому, реализуется ситуация близкая к предельной. Магнитное поле, достигающее на периферии плазменного столба максимальной величины не препятствует ускорению электронов, так как сила Лоренца, в данном случае, приводит к частичному "вдавливанию" ускоряемых электронов вглубь плазмы и компенсируется силой, связанной с возникающим при "вдавливании" поляризационным электрическим полем. В итоге силы, действующие по радиусу плазменного столба уравниваются и ускорение вдоль его оси происходит беспрепятственно. Считая, что в конце зоны скинирования ток протекает по поверхностному слою толщиной Δx (погонное число частиц в слое $N = \pi n_0 \Delta x^2$ при $n(x) = n_0(x/r)$), получаем оценку для конечной скорости электронов

$$v \approx \frac{J}{\pi n_0 \Delta x^2 e} \approx c,$$

что согласуется с экспериментом. Приняв для средней энергии электронов $\bar{\epsilon} \sim 10^5$ эВ и считая, что стадия скинирования длится $\Delta t \sim 0,1\tau$, получим оценку для полной энергии ЭП:

$$W_{\text{ЭП}} \sim \frac{J \Delta t}{e} \bar{\epsilon} \begin{cases} \rightarrow 10^3 \text{ Дж} - \text{ПФ} \\ \rightarrow 10^{-1} \text{ Дж} - \text{ПТ} \end{cases}$$

Причем очевидно, что вызываемый ускоренными электронами ЖР должен регистрироваться на переднем фронте МР, так как стадия скинирования предшествует образованию высокотемпературной плазмы. Аналогично можно оценить количество ионов ускоренных в скин-слое

$$N_i \sim \frac{J \Delta t}{e} \sqrt{\frac{m}{M}} \begin{cases} \rightarrow 10^{15} - \text{ПФ} \\ \rightarrow 10^{10} - \text{ПТ} \end{cases}$$

По-видимому, приближенно можно считать, что зависимость энергии электронов от поперечной координаты аналогична $E(x)$, т. е. $\epsilon(0) = \epsilon_{\text{max}}$, а затем происходит монотонный спад. Тогда при малых x можно принять $\epsilon(x) = \epsilon_{\text{max}} - kx^\beta$; ($k, \beta > 0$), а учтя также зависимость $n(x) \sim x^a$, для функции распределения электронов в области высоких

энергий получим: $f(\epsilon) \sim (\epsilon_{\text{max}} - \epsilon)^{\frac{a+1-\beta}{\beta}}$. Такая зависимость позволяет объяснить степенной характер спада интенсивности ЖР с увеличением энергии квантов.

Итак, возникновение в z -пинчах ЭП может быть объяснено в рамках рассмотренного механизма, учитывающего возможность развития в области перетяжки аномального скин эффекта.

В заключение автор выражает благодарность сотрудникам ИАЭ им. И.В.Курчатова за участие в обсуждении работы и ценные замечания.

Поступила в редакцию
10 июня 1981 г.

Литература

- [1] Семенов О.Г. Электронные и ионные потоки в мощных импульсных разрядах. Препринт ФИАН №42, М., 1979.
- [2] Грибков В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, 11.
- [3] Lee T.N. Annals of New-York Academy of Sciences, 1975, 251, 112.
- [4] Филиппов Н.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 131.
- [5] Дьяченко В.Ф., Имшенник В.С. Двумерная магнитогидродинамическая модель плазменного фокуса z -пинча. В сб. Вопросы теории плазмы №8, под ред. М.А.Леонтовича, М.: Атомиздат, 1974, стр. 164.
- [6] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика, М.: Наука, 1979, стр. 222, 448.
- [7] Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции, М.: Наука, 1977, стр. 244.