

УДК 537.527

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПИНЧЕВОМ РАЗРЯДЕ

В. В. Вихрев, Е. О. Баронова

Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

Приведены результаты моделирования генерации электронного пучка в мощных пинчевых разрядах. Электронный пучок генерируется в перетяжке пинча за счет механизма убегания электронов и движется в направлении анода. Показано, что генерация пучка происходит в перетяжках после максимального сжатия и продолжается на стадии расширения плазмы. Приведены ток, энергия и спектр пучка электронов в зависимости от времени.

Одной из наиболее интересных особенностей пинчевых разрядов является генерация электронных пучков в плазме, причем энергия электронов в пучках обычно превышает напряжение конденсаторной батареи.

Имеются многочисленные экспериментальные свидетельства присутствия таких электронов, движущихся в сторону анода в z -пинчевых разрядах. В первую очередь это данные, полученные при прямой регистрации пучков [1, 2], а также результаты анализа тормозного [3, 4] и линейчатого [5, 6] спектров, эмитируемых пинчевой плазмой.

Оценка суммарной энергии быстрых электронов, полученная при их прямой регистрации [2], показала, что их кинетическая энергия сравнима с тепловой энергией плазмы микропинча. Поэтому изучение механизма генерации электронных пучков в пинчах необходимо для моделирования динамики плазмы в пинче.

Значительное влияние быстрые электроны могут оказывать и на рентгеновские спектры, излучаемые плазмой. Оценки электронной температуры из анализа тормозного спектра (метод фильтров) свидетельствуют о том, что часть этого изучения вызвана появлением в плазме надтепловых электронов, взаимодействующих с поверхностью анода [3].

Моделирование линейчатых спектров плазмы также показывает, что в плазме z -пинчевых разрядов присутствуют быстрые электроны, которые необходимо учитывать при оценке температуры и плотности по относительным интенсивностям рентгеновских линий [7].

Несмотря на детальные экспериментальные исследования быстрых электронов, процесс генерации этих частиц до сих пор не был исследован теоретически. В данной работе представлены результаты моделирования генерации электронов в плазме мощных пинчевых разрядов. Предлагаемая теория применима к установкам типа вакуумная искра, газонаполненные пинчи.

Механизм ускорения электронов в пинчевом разряде

Как известно, ускорение электронов в плазме пинча происходит в сильных омических электрических полях за счет эффекта "убегания электронов".

Кроме омического поля в плазме существует еще холловские и индукционные электрические поля. Индукционное электрическое поле $E_{\text{инд}}$ имеет место в том случае, если динамика плазмы рассматривается в системе координат, относительно которых плазма движется со скоростью v . Напряженность индукционного поля равна $E = \frac{1}{c} [v \times B]$, где B — напряженность магнитного поля. Однако

это поле отсутствует в системе координат, связанной с плазмой. Поэтому оно не может ускорять электроны, движущиеся вместе с плазмой.

Холловское электрическое поле в пинчах направлено по радиусу и обеспечивает квазинейтральность плазмы. В радиальном направлении электроны находятся под действием пондеромоторной силы, холловского электрического поля и силы, обусловленной градиентом электронного давления. В случае квазинейтральности плазмы равнодействующая этих сил равна нулю. В результате ускорение электронов в плазме может происходить только в сильном продольном омическом поле. Такое сильное поле может быть только локальным, и в настоящей работе показано, что она может генерироваться в перетяжке в условиях прохождения тока по неоднородной плазме. Быстрые электроны ускоряются в областях плазмы с сильным полем и затем движутся прямолинейно в сторону анода поперек магнитного поля.

Модель "убегания электронов" в турбулентной плазме изложена в [8], где частота столкновений электронов с турбулентными пульсациями плазмы зависит от скорости электронов как v^{-3} , т. е. так же, как и для кулоновских столкновений. Поэтому теоретическое приближение, разработанное в [9], может быть использовано для турбулентной плазмы в перетяжках пинча при замене частоты кулоновских столкновений суммой кулоновской и эффективной турбулентной частот электронов с плазмой. Функция генерации "убегающих электронов" в этом случае

$$G = 0,4(v_{ii} + v_{iff}) \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{1}{4} \left(\frac{E_c}{E} \right) - \left(\frac{2E_c}{E} \right)^{1/2} \right].$$

В работе [10] приведен обзор возможных неустойчивостей в z -пинче и показано, что наибольший вклад в аномальное сопротивление дает нижнегибридная дрейфовая неустойчивость, эффективная частота которой равна

$$v_{eff} = \omega_{LH} \left(\frac{v_d}{v_s} \right)^2.$$

Подробное численное моделирование развития плазмы в перетяжке z -пинча показало, что учет электронных столкновений с турбулентными колебаниями плазмы не позволяет обосновать параметры электронного пучка в z -пинчевом разряде. Для объяснения наблюдаемых в эксперименте величины тока пучка и аномально высокой энергии электронов необходимо ввести так называемый геометрический фактор протекания тока, что вызвано неоднородным распределением тока в плазменном столбе на конечной стадии развития z -пинча.

Возможной причиной неоднородного распределения тока является наличие неоднородности плотности вдоль плазменного столба пинча при наличии замагниченности электронов ($\omega_{Be} \tau_{ei} > 1$). Ток при движении электронов из низкой плотности в более плотную плазму концентрируется вблизи оси из-за эффекта Холла. В противоположном случае, когда электроны переходят от плотной концентрации к низкой, ток концентрируется вблизи границы плазменного столба. В результате траектория электронов становится зигзагообразной, что приводит к удлинению пути прохождения тока, к увеличению сопротивления пинча и, соответственно, увеличению ускоряющего напряжения. Одновременно уменьшается эффективное сечение токового слоя, оно становится меньше, чем поперечное сечение плазменного столба, что также способствует росту ускоряющего напряжения.

Для аналитического описания этих двух эффектов мы ввели геометрический фактор g , описывающий увеличение пути вдоль оси z и учитывающий уменьшение поперечного сечения токового канала. Этот фактор, очевидно, приводит к увеличению среднего электрического поля вдоль пинча и увеличению мощности

тепловыделения. Концентрация тока вблизи оси пинча приводит также к усилению локальных электрических полей вблизи оси пинча, что приводит к генерации электронного пучка в первую очередь в приосевой области.

С учетом фактора увеличения сопротивления плазменного столба из-за зигзагообразного прохождения тока среднее электрическое поле вдоль пинча равно:

$$E^* = g \frac{I - I_{beam}}{\sigma S},$$

где I — полный ток пинча; I_{beam} — ток электронного пучка пинча; проводимость плазмы σ определяется частотой столкновениями электронов с ионами (v_{ei}) и плазменными пульсациями (v_{eff}), $\sigma = ne^2 / m_e(v_{ei} + v_{eff})$, $S = \pi r^2$, r — радиус плазменного столба в перетяжке.

Модель динамики z-пинча

Для описания динамики конечной стадии развития z-пинча воспользуемся просто моделью, которая довольно хорошо определяет изменение параметров плазмы перетяжке z-пинча [10—12]. В соответствии с этой моделью температура плазмы T определяется из условия радиального равновесия сил в плазменном столбе, т. е. из условия Беннета:

$$T = \frac{I^2}{4c^2 N},$$

где N — число ионов, приходящихся на единицу высоты пинча в области перетяжки.

Потери плазмы из перетяжки могут быть описаны уравнением

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau},$$

где t — характерное время вытекания плазмы из перетяжки; $\tau = h / 2v_s$; h — высота перетяжки, $h \approx 20r$ [11, 12]; v_s — скорость звука для плазмы в перетяжке.

Баланс энергии в перетяжке d в соответствии с простой моделью записывается в виде:

$$\frac{d(3NT)}{dt} = -\frac{5NT}{\tau} - r \frac{B^2}{4} \frac{dr}{dt} + Q_J,$$

где $B = \frac{2I}{cr}$; Q_J — джоулево тепловыделение; $Q_J = (I - I_{beam})E$.

Генерация высокоэнергичных электронов за счет эффекта “убегания электронов”, а также уход этих электронов из зоны перетяжки описывается уравнением:

$$\frac{dI_{beam}}{dt} = \frac{GNehv_b}{g} - \frac{I_{beam}}{h} v_b,$$

где e — заряд электронов; v_b — скорость электронов в электронном пучке ($mv_b^2 / 2 = E^* hc$).

Результаты моделирования

Результаты численного моделирования разряда z-пинча с током 1 МА в дейтериевом газе при начальной плотности $n = 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, начальном радиусе $R_0 = 1$ см, длине плазменного столба $h = 1$ см, $g = 20$ показаны на рис. 1—2.

На рис. 1 показано изменение радиуса перетяжки. Медленное уменьшение радиуса пинча в области перетяжки до величины $R \sim 0,5$ мм ($t \sim 480$ нс) связано

с магнитным сжатием пинча. Последующее увеличение радиуса вызвано большим джоулевым тепловыделением, обусловленным аномальным сопротивлением пинча.

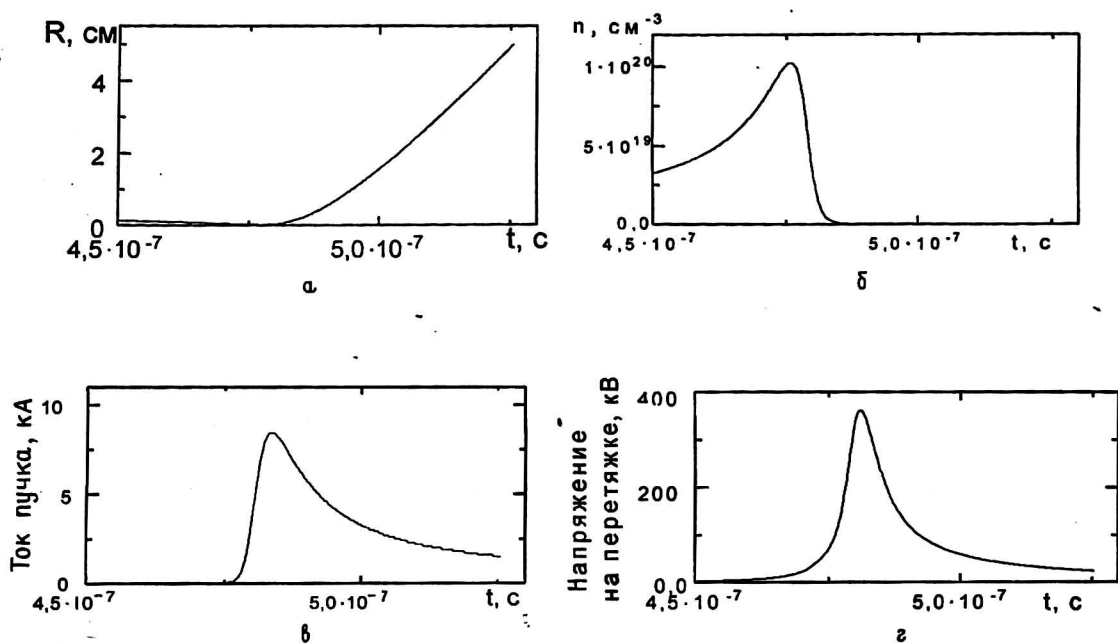


Рис. 1. Радиус плазменного столба (а); концентрация плазмы (б); ток пучка (в); напряжение на перетяжке (г) в зависимости от времени при разрядном токе 1 МА

Максимум достижимой плотности 10^{20} см^{-3} , в момент когда радиус плазменного столба минимален (0,5 мм), максимальное падение напряжения на перетяжке составило 380 кВ, а максимальный ток электронного пучка — 10 кА. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными [1] по прямой регистрации быстрых электронов, движущихся в сторону анода.

На рис. 2 представлен интегральный во времени спектр быстрых электронов. Сделано предположение, что “убегающие электроны” генерируются по всей высоте перетяжки и после ухода в режим непрерывного ускорения приобретают энергию, соответствующую омическому падению напряжения между зоной ускорения и анодом. Полная энергия электронов в электронном пучке для рассматриваемого разряда составляет 70 Дж.

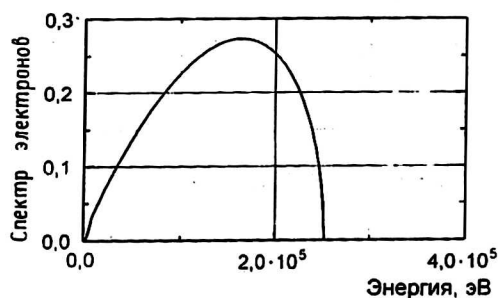


Рис. 2. Спектр электронного пучка для разряда в водороде с током 1 МА

В ы в о д ы

Результаты численного моделирования генерации электронного пучка в пинчевом разряде и сравнения результатов расчета с экспериментом приводят к следующим выводам.

1. Электронный пучок в z-пинчевом разряде можно описать в рамках теории убегающих электронов в условиях турбулентной плазмы.
2. Электронный пучок генерируется в перетяжке пинча, из перетяжки электроны двигаются в сторону анода.
3. Генерация электронного пучка начинается перед максимальным сжатием и продолжается на стадии расширения плазмы.
4. Энергия электронов в пучке определяется сопротивлением плазменного столба и током пинча.

Л и т е р а т у р а

1. Kanai D. R., Jones L. A. // Phys. Rev. Letters. 1984. V. 53. № 2. P. 166.
2. Горбунов А. А., Гулин М. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. № 5. С. 320.
3. Physics of Fluids. 1969. V. 12. № 10. P. 293.
4. Долгов А. Н., Кириченко Н. Н. и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
5. Morita S., Fujita J. // Appl. Phys. Letters. 1983. V. 43(5). № 1. P. 443.
6. Hares J. D., Marrs R. E. et. al. // Ibid. 1985. V. 18. № 627. P. 985.
7. Rosmej F. B., Rosmej O. N. // Proc. 3 Conf on Dense z-pinch. 1993. P. 552.
8. Benford G. // Appl. Phys. Lett. 1978. № 33. P. 983.
9. Gurevich A. V. // JETP. 1961. № 39. P. 1296.
10. Vikhrev V. V. and Kozhavin V. M. // Sov. J. Plasma Physics. 1978. № 4. P. 735.
11. Knopfel H. and Spong D. A. // Nuclear Fusion. 1979. № 19. P. 785.
12. Vikhrev V. V. // Sov. J. Plasma Phys. 1977. № 3. P. 539.

GENERATION OF AN ELECTRONIC BEAM IN A PINCH DISCHARGE

V. V. Vichrev, E. O. Baranova

Nuclear Fusion Institute of Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

Simulation data of generation of an electronic beam in high-power pinch discharge are presented. The electronic beam is generated in pinch intake for the account of the mechanism of electron escaping and is gone in direction of the anode. It is shown that the generation of a beam happens in intakes after maximum compression and proceeds at plasma extension. Current, energy and spectrum of an electron beam depending on time are indicated.