

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В СТАЦИОНАРНЫХ ТОКОВЫХ ФИЛАМЕНТАХ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

В. Я. Никулин, С. П. Цыбенко

*В гидродинамической модели плазмы с релятивистскими электронами (РЭ) исследуется зависимость скорости электронов от радиуса внутри стационарных цилиндрических токовых структур применительно к филаментам в плазменном фокусе (ПФ). Показано, что электроны, текущие в плазме вокруг тангенциальных разрывов в стационарных филаментах, не достигают релятивистских скоростей. В то же время РЭ могут быть локализованы внутри тангенциальных разрывов, если генерируются мегагауссные магнитные поля. Для случая, когда физические параметры распределены внутри разрыва линейным образом, установлено соотношение между шириной тангенциального разрыва и плотностью плазмы у оси цилиндрического филамента.*

**Ключевые слова:** плазменный фокус, токовые филаменты, тангенциальный разрыв, релятивистские электроны.

*Введение.* В экспериментах на установках ПФ обнаруживаются электроны в широком диапазоне энергий до 1 МэВ [1–3]. Объектами, излучающими РЭ, могут являться цилиндрические структуры – токовые филаменты [2, 3]. Радиус филаментов меняется в диапазоне от нескольких единиц до сотен микрон. РЭ появляются вблизи токовой особенности на осциллограмме тока ПФ, когда филаменты останавливаются у оси разряда [1]. В этом случае их можно считать стационарными [4, 5]. Отметим, РЭ детектируются также в сборках проволочек, используемых в сильноточных генераторах [6]. Для описания филаментов и РЭ можно использовать уравнения плазмы, содержащие релятивистскую гидродинамическую скорость электронов. Релятивистская гидродинамика

плазмы применялась, например, в общей теории пинчевых разрядов [7] и при нелинейном скинировании магнитного поля [8].

В предлагаемой работе для изучения токовых филаментов используем модель плазмы с РЭ, которая обобщает простую модель плазмы с лондоновским током [9, 10] с учётом зависимости массы электрона от электромагнитного поля. В данной модели при рассмотрении тангенциальных разрывов и токовых стационарных цилиндрических структур основное внимание будет уделено изучению распределения гидродинамической скорости электронов.

При исследовании структуры тангенциальных разрывов в стационарных филаментах используем линейные распределения физических параметров внутри разрывов. В результате получим связь между шириной тангенциального разрыва и плотностью плазмы в центре стационарного филамента.

*Модель плазмы с РЭ.* Если обратиться к уравнению Максвелла  $\text{rot}\mathbf{B} = 4\pi\mathbf{j}/c$ , где  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля, а  $\mathbf{j}$  – плотность тока в плазме, то для филаментов с характерным радиусом, равным лондоновской глубине проникновения  $L = c/\omega_p \sim 10$  мкм ( $\omega_p$  – плазменная частота) в магнитном поле  $B \sim 1$  МГц, получим для скорости электронов оценку  $v_e \sim 10^{10}$  см/с. Электроны могут достигать релятивистских скоростей либо внутри тангенциального разрыва в структуре филаментов, либо в области вокруг этого разрыва, либо везде внутри филамента. Чтобы установить место локализации РЭ, рассмотрим модель квазинейтральной плазмы с РЭ, которая следует из бездиссипативной системы уравнений двухжидкостной гидродинамики плазмы [9, 10], где масса покоя электрона заменена релятивистской массой. Записав для двухжидкостной гидродинамики плазмы лагранжиан и предположив, что гидродинамическая скорость электронов много больше, чем гидродинамическая скорость плазмы, получим одножидкостную гидродинамическую модель плазмы с обобщенным лондоновским током

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{K}{8\pi} \left( 1 + \left( \frac{e\mathbf{A}}{m_e c^2} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \nabla \mathbf{A}^2 - \frac{1}{\rho} \nabla P, \\ \nabla^2 \mathbf{A} - K \left( 1 + \left( \frac{e\mathbf{A}}{m_e c^2} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \rho \mathbf{A} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  и  $\mathbf{v}$  – плотность и скорость плазмы,  $P$  – давление плазмы,  $\mathbf{A}$  – векторный потенциал электромагнитного поля. Параметр  $K = 4\pi Z e^2 / m_e m_i c^2$ , где  $m_e$  – масса покоя электрона,  $Ze$  и  $m_i$  – заряд и масса иона. При этом  $\mathbf{A} \perp \nabla \rho$ ,  $\nabla \mathbf{A}^2$  и  $\text{div} \mathbf{A} = 0$ .

Рассмотрим тангенциальные разрывы, которые допускает система (1). Для этого, используя условия для непрерывности потока импульса этой системы через разрыв, получим, что скачки давления плазмы и магнитного поля связаны соотношением

$$\left\{ P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} + \frac{K}{4\pi} \left( 1 + \left( \frac{e\mathbf{A}}{m_e c^2} \right)^2 \right)^{-1/2} \rho A_n^2 \right\} = 0.$$

Здесь фигурными скобками обозначена разность двух величин параметра на сторонах разрыва,  $A_n$  – нормальная компонента векторного потенциала. Кроме тангенциальных разрывов могут существовать разрывы, в которых магнитное поле меняет свое направление на противоположное.

*О скорости электронов в стационарных филаментах.* Численно исследуем стационарные цилиндрические филаменты в системе (1). В решении удобно перейти к безразмерной переменной  $a = (Ze^2/2m_i m_e c^2 v_{S0}^2)^{1/2} A_z$ , где  $A_z$  – компонента векторного потенциала в цилиндрической системе координат,  $v_{S0}$  – скорость звука в плазме, окружающей филамент.

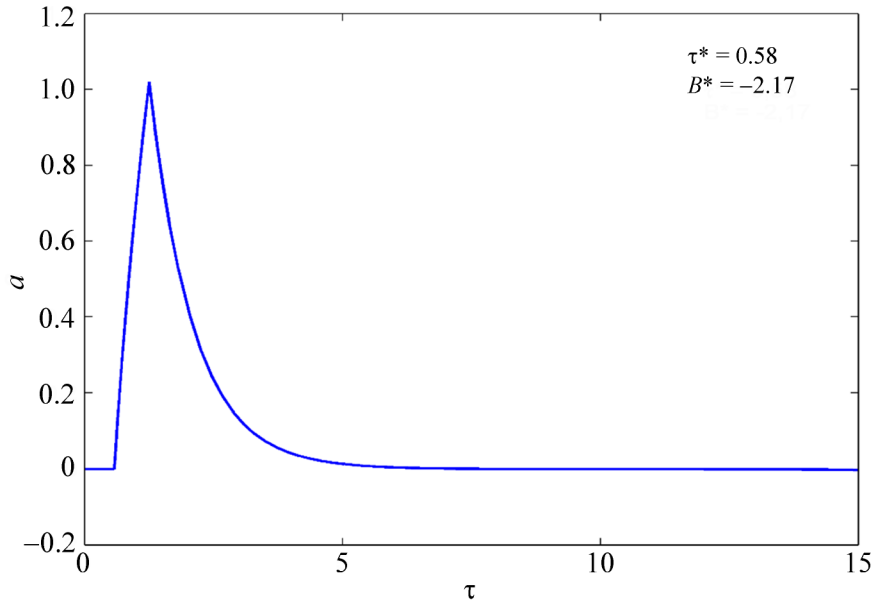


Рис. 1: Распределение параметра  $a$  внутри цилиндрического филамента.

На рис. 1 показано распределение параметра  $a$  в стационарном цилиндрическом филаменте в зависимости от безразмерной цилиндрической координаты  $\tau = r\omega_p^0/c$ , где  $\omega_p^0$  – плазменная частота в окружающей филамент плазме с плотностью  $\rho_0$ . Далее используется безразмерное магнитное поле  $B = -da/d\tau$ .

В точке  $\tau^*$  расположен тангенциальный разрыв, а также на графике отображен разрыв, в котором магнитное поле меняет свое направление на противоположное (максимум  $a$ ). Внутри филамента и вне разрывов скорость электронов  $v_{ez} \sim a$  и не достигает релятивистских значений в силу малости температуры плазмы по сравнению с энергией покоя электрона. Однако РЭ могут быть локализованы внутри тангенциальных разрывов стационарных филаментов (возможна также локализация РЭ внутри второго разрыва, по которому распространяются индуцированные токи противоположного направления к току, текущему по тангенциальному разрыву). Заметим, что решение на рис. 1 относится к семейству стационарных цилиндрических филаментов [4, 5], для которых ранее были исследованы распределения плотности плазмы и магнитного поля. Действительно, распределения безразмерной плотности, для которой ввели обозначение  $\rho/\rho_0 \rightarrow \rho$ , и магнитного поля, соответствующие рис. 1, показаны на рис. 2 и рис. 3.

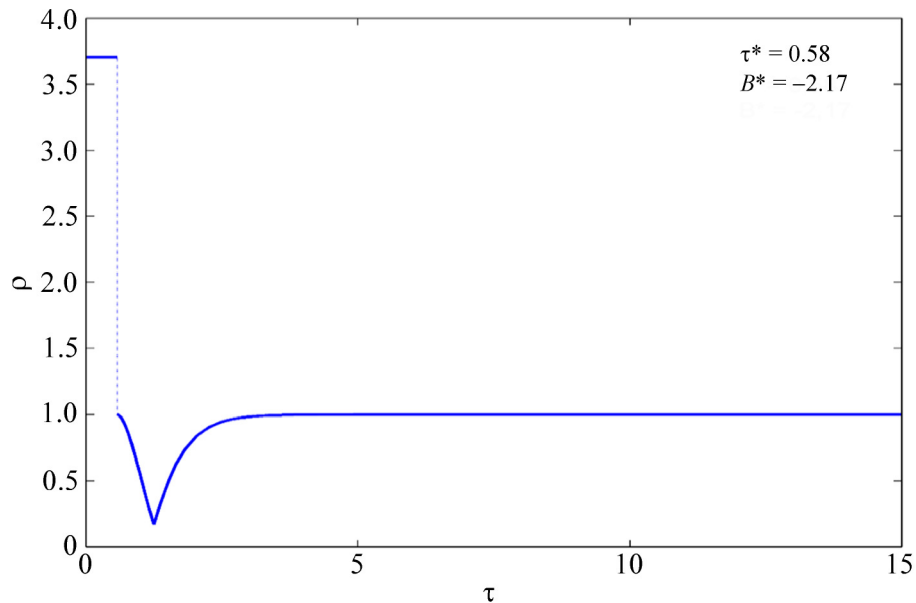


Рис. 2: Распределение плотности  $\rho$  внутри цилиндрического филамента.

Решение, продемонстрированное на рис. 1–3, зависит от двух параметров, как и ранее полученное решение для стационарных филаментов [4, 5]. Здесь в качестве параметров выбраны координата тангенциального разрыва  $\tau^*$  и безразмерное магнитное поле  $B^*$  в этой точке.

*О структуре тангенциального разрыва.* Рассмотрим теперь тангенциальный разрыв в виде цилиндрического слоя, расположенного между радиусом  $r_0$  и радиусом  $(r_0 - d)$ , где  $d$  – толщина слоя. Примем, что плотность плазмы  $\rho$  и скорость элек-

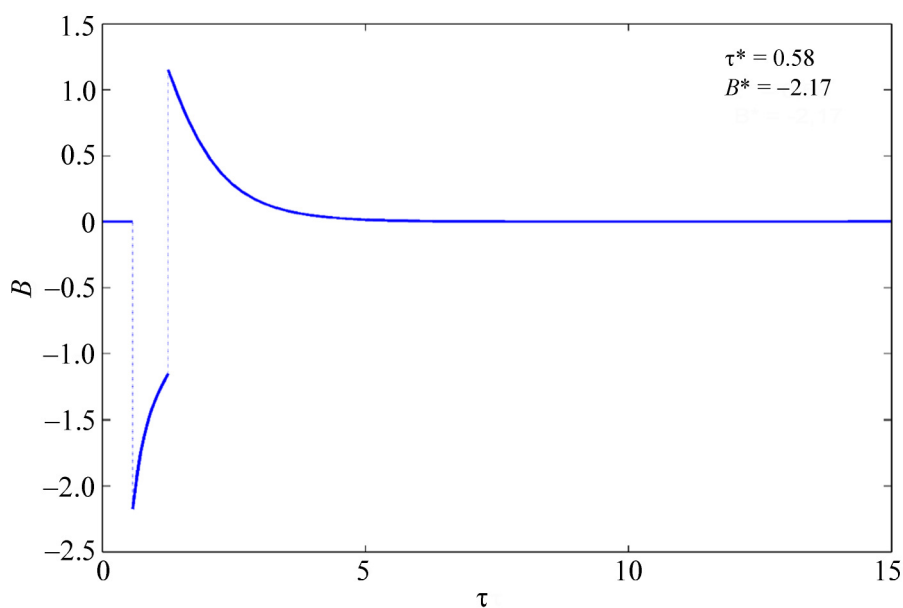


Рис. 3: Распределение магнитного поля  $B$  внутри цилиндрического филамента.

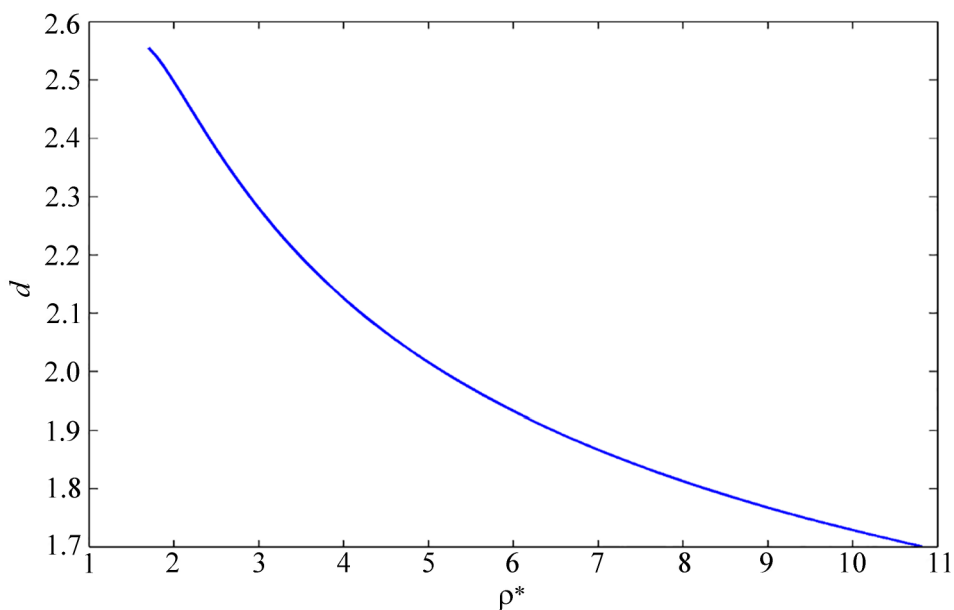


Рис. 4: Зависимость  $d$  от  $\rho^*$  при максимальной кинетической энергии электронов 100 кэВ.

тронов  $v_{ez}$  меняются внутри слоя линейным образом:  $\rho = \rho^* + (\rho_0 - \rho^*)(r - (r_0 - d))d^{-1}$ ,  $v_{ez} = v_{\max}(r - (r_0 - d))d^{-1}$ ,  $\rho^*$  – плотность плазмы в центре филамента. Тогда вычислим циркуляцию магнитного поля по окружности радиуса  $r_0$ , и ток  $I$ , текущий через

площадь, ограниченную этой окружностью. Подставим эти выражения в уравнение  $\oint \mathbf{B} d\mathbf{r} = \frac{4\pi}{c} I$ . Учитывая, что  $d \ll r_0$ , получим для полностью однократно ионизованной квазинейтральной плазмы выражение для толщины слоя:

$$d = 3\sqrt{3/5}\beta^{-1} ((\rho^*)^{5/3} - 1)^{1/2} (7\rho^*/4 - 1)^{-1}, \quad (2)$$

где  $d$  и  $\rho^*$  – безразмерные толщина тангенциального разрыва и плотность плазмы в центре филамента, которые вводятся преобразованиями  $d/r_d \rightarrow d$  и  $\rho^*/\rho_0 \rightarrow \rho^*$ . Здесь  $r_d$  – радиус Дебая, а  $\beta = v_{\max}/c$ . На рис. 4 показана зависимость  $d$  от  $\rho^*$ , которая следует из соотношения (2).

Следы субмиллиметровых трубчатых структур РЭ зафиксированы в экспериментах с ПФ [2, 3]. В работе [2] при воздействии РЭ (с энергией 300–400 кэВ) на мишень, помещаемой на пути пролета РЭ за полым анодом ПФ и дрейфовой камерой с управляемым магнитным полем, наблюдались повреждения в виде субмиллиметровых кольцевых структур. В другом эксперименте [3] РЭ (с энергией около 1 МэВ) при прохождении сквозь стратифицированный филамент (в виде слоистого столбика полностью ионизованной водородной плазмы с радиусом 50 мкм) вызывали анизотропное мягкое рентгеновское излучение с углом конуса 0.2 рад, которое при попадании на детектор, размещенный в приосевой области катода ПФ, формировало кольцевое изображение.

Обсуждаемые субмиллиметровые токовые филаменты ПФ не относятся к МГД явлениям. Действительно, в МГД масштаб токовых структур определяется глубиной проникновения магнитного поля в плазму  $\delta$  [11]. В условиях ПФ температура плазмы  $T \lesssim 1$  кэВ и  $\delta \gtrsim 1$  мм.

*Заключение.* Показано, что в стационарных цилиндрических структурах, соответствующих филаментам в ПФ, РЭ локализуется внутри тангенциальных разрывов. Толщина тангенциального разрыва определяется плотностью плазмы внутри филамента, а также зависит от энергии РЭ.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. Bernard, H. Bruzzone, P. Choi, et al., J. Moscow Phys. Soc. **8**, 93 (1998).
- [2] V. Nardi, W. H. Bostick, J. Feugeas, W. Prior, Phys. Rev. A **22**, 2211 (1980). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.22.2211>.
- [3] W. Neff, R. Noll, F. Ruhl, et al., Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research A **285**, 253 (1989).

- [4] В. Я. Никулин, С. А. Старцев, С. П. Цыбенко, Краткие сообщения по физике ФИАН **42**(5), 21 (2015). DOI: 10.3103/S1068335615050036.
- [5] V. Ya. Nikulin, S. A. Startsev, S. P. Tsybenko, J. Physics: Conf. Series **907**, 012024(1-4) (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/907/1/012024.
- [6] M. S. Wallace, B. D. Hammel, S. Haque, et al., Phys. Plasmas **25**, 113101(1-6) (2018). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5045343>.
- [7] Л. С. Соловьев, ЖЭТФ **100**, 455 (1991).
- [8] К. В. Чукбар, Физика плазмы **42**(12), 1087 (2016). DOI: 10.1134/S1063780X16120035.
- [9] V. Ya. Nikulin, S. P. Tsybenko, Phys. Scripta **55**, 90 (1997). DOI: 10.1088/0031-8949/55/1/017.
- [10] S. P. Tsybenko, J. Plasma Phys. **62**(1), 117 (1999). DOI: 10.1017/S0022377899007618.
- [11] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1992).

Поступила в редакцию 8 июля 2021 г.

После доработки 18 ноября 2021 г.

Принята к публикации 19 ноября 2021 г.