

Численное моделирование формирования горячих точек при имплозии перетяжки

Д.Л. Шмелев^{1,*}, В.И. Орешкин², С.А. Чайковский¹

¹Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

*shmelev@iep.uran.ru

Абстракт. В манускрипте описана численная модель и результаты расчетов сжатия плазменного шнура радиусом 50 мкм постоянным током 150 кА. Предполагается, что данная конфигурация моделирует развитие плазменной перетяжки в X-пинче. В расчетах получено, что в независимости от длины плазменного шнура (в диапазоне 100–300 мкм) во втором сжатии образуются две компактных излучающих области, мощность излучения которых превосходит суммарную мощность излучения всего плазменного шнура при первом сжатии. Возможно, данные области имеют отношение к горячим точкам, наблюдаемым в эксперименте.

Ключевые слова: X-пинч, горячие точки, неустойчивость Релей-Тейлора, численное моделирование.

1. Введение

Проволочный X-пинч применяется для создания мощных рентгеновских импульсов, которые эффективно используются для диагностики быстротекающих процессов [1, 2]. Экспериментально показано, что в финале сжатия X-пинчей в области перекрестия проволочек происходит образование горячих точек, то есть плотно сжатого горячего вещества, занимающего относительно малый объем [2]. Предположительно, реализуется следующий сценарий функционирования. После начала протекания тока через X-пинч, за короткое время, происходит электрический взрыв проводников, затем формируется микропинч (перетяжка) длиной в несколько сот микрон, из которой плазма вытекает в аксиальных направлениях. В итоге на перетяжке образуются одна или несколько горячих точек с размерами в несколько микрон, которые служат источником мягкого рентгеновского излучения с длительностью импульса менее 1 нс [1, 2]. Горячие точки возникают, скорее всего, как результат развития неустойчивостей при сжатии микропинча.

Данная работа посвящена моделированию имплозии и развития неустойчивостей в микропинче, который возникает в X-пинче после взрыва проволочек и начала сжатия. В качестве начального условия выбран плотный плазменный шнур молибденовой плазмы с радиусом 50 мкм и длиной сотни микрон, сжимаемый постоянным током 150 кА.

2. Краткое описание модели

Для моделирования динамики плазмы, сжимаемой собственным магнитным полем, была использована двумерная осесимметричная гибридная модель, разработанная и протестированная ранее [3–5]. Модель является гибридной, ионы описываются как макрочастицы с помощью метода частицы-в-ячейках (PIC), уравнения (1, 2). Макрочастицы могут описывать частицы, имеющие разный заряд и массу. Электроны описываются как безмассовая жидкость при соблюдении условия квазинейтральности (3, 4). Электромагнитная часть сводится к уравнению для переноса и диффузии магнитного поля (только θ -компонента) (5).

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{V}_i; \quad m_i \frac{d\vec{V}_i}{dt} = e_i E + \frac{e_i}{c} \vec{V}_i \times \vec{B} + \frac{m_e n_e}{n_i} \frac{\vec{u}_e - \vec{V}_i}{\tau_{ei}} + \left(\frac{\delta m_i \vec{V}_i}{\delta t} \right)_{ii}, \quad (1)$$

$$n_i = \frac{1}{H_c} \sum_{k=1}^{N_c} S(x-x_k); \quad \vec{u}_i = \frac{1}{H_c} \sum_{k=1}^{N_c} \vec{V}_k S(x-x_k); \quad T_i = \frac{1}{H_c} \sum_{k=1}^{N_c} \frac{m_i}{3} (\vec{V}_k - \vec{u}_i)^2 S(x-x_k), \quad (2)$$

$$n_e = \frac{1}{e} \sum_i e_i n_i; \quad \vec{u}_e = \frac{1}{en_e} \left(\sum_i e_i n_i \vec{u}_i - \vec{J} \right); \quad \vec{E} = -\frac{\vec{\nabla} P_e}{en_e} - \frac{1}{c} \vec{u}_e \times \vec{B} - \frac{m_e}{e} \sum_i \frac{\vec{u}_e - \vec{u}_i}{\tau_{ei}}, \quad (3)$$

$$\frac{3}{2} n_e \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + \vec{u}_e \vec{\nabla} T_e \right) + P_e \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_e + \vec{\nabla} \gamma \frac{n_e T_e \tau_{ei}}{m_e} \vec{\nabla} T_e = \frac{\vec{J}^2}{\sigma} - \frac{3 m_e}{\tau_{ei}} (T_e - T_i) - \vec{\nabla} \cdot \vec{W} - U_{inz}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} + \frac{\partial u_{iz} B_\theta}{\partial z} + \frac{\partial u_{ir} B_\theta}{\partial r} = \frac{c^2}{4\pi} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r\sigma} \frac{\partial r B_\theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial B_\theta}{\partial z} \right) \right), \quad (5)$$

где V_i —скорость макрочастицы ионов типа i , r_i —радиус вектор макрочастицы типа i , S —весовая функция РС метода, H_c —объем РС ячейки, N_c —число частиц в ячейке, n_i —плотность ионов типа i , n_e —плотность электронов, u_i —дрейфовая скорость ионов типа i , u_e —дрейфовая скорость электронов, T_e , T_i — температуры электронов и ионов, J —плотность тока, τ_{ei} —электрон-ионное время столкновений, σ —проводимость плазмы, γ —коэффициент электронной теплопроводности, зависящий от ионного зарядового состояния и степени замагниченности плазмы, B_θ —индукция θ -компоненты магнитного поля, E —напряженность электрического поля (в рамках квазинейтральности), P_e —электронное давление, U_{ion} — потери энергии на ионизацию, W —поток энергии излучения. Метод расчета W подробно описан в [6]. Потери на ионизацию U_{inz} вычисляются в ходе расчета ионизации. Реакции моделируются методом Монте Карло [5]. Коэффициент ионизации вычисляется согласно [7]. Последнее слагаемое в (1) формально обозначает изменение импульса в результате ион-ионных кулоновских столкновений. В расчетах эти столкновения моделируются методом Монте Карло. Для учета обмена энергией ионов с электронами на каждом шаге по времени для каждого иона выполняется следующая процедура:

$$\vec{V}_i^{n+1} = \langle \vec{V}_i^n \rangle + \left(\vec{V}_i^n - \langle \vec{V}_i^n \rangle \right) \sqrt{1 + \frac{2 \Delta \varepsilon \Delta t}{3 n_i T_i}}, \quad (6)$$

где $\Delta \varepsilon$ обменное слагаемое (второе слагаемое в правой части (5)).

Используются следующие начальные условия. Задается осесимметричный молибденовый плазменный шнур имеющий начальный радиус $r_0=50$ мкм. Максимальный радиус расчетного домена 100 мкм. Длина плазменного шнура и расчетного домена варьируется от 100 до 300 мкм. Ток задан – 150 кА, в начальный момент распределен равномерно по радиусу. Начальные температуры электронов и ионов имеют температуру 100 эВ. Начальное распределение плотности плазмы по радиусу следующее: $n(r) = n_0 (1-r^2/r_0^2)$, $n_0 = \pi r_0^2 / (c^2 J_0^2)$, где J_0 – начальная плотность тока. Начальный ионный состав плазмы соответствует равновесному составу для данных температуры и плотности. Кроме того, задается начальная аксиальная скорость плазмы. На верхнем и нижнем торцах плазменного шнура плазма имеет среднюю скорость равную ионно-звуковой скорости, направленную вверх и вниз соответственно. Распределение аксиальной скорости по z линейное. Кроме того, задается начальная скорость сжатия. На внешней границе плазменного шнура задается радиальная скорость V_0 , направленная к оси и варьируемая в диапазоне $(0.5-2) \cdot 10^7$ см/с. Начальное распределение V_0 по радиусу линейное.

Используется прямоугольная равномерная сетка размерами 0.33×0.2 ($\Delta Z \times \Delta R$) мкм. Шаг по времени – условие КФЛ с коэффициентом 10^{-2} . Начальное количество макрочастиц ~ 20

миллионов на 1 мкм длины плазменного шнура. Макрочастицы имеют одинаковый статистический вес.

3. Результаты расчетов и обсуждение

Изменение параметров плазмы при сжатии плазменного шнура (при $V_0 = 10^7$ см/с) показаны на Рис. 1–3. Видно, что происходит два сжатия. Первое сжатие, обусловленное начальной радиальной скоростью V_0 , заканчивается при $t \approx 0.6$ нс. Этому времени соответствует локальный пик мощности излучения (Рис. 4). Во время первого сжатия в плазменном столбе формируется плотная холодная сердцевина (которая более-менее сохраняется во время всего процесса) и внешняя горячая плазма меньшей плотности.

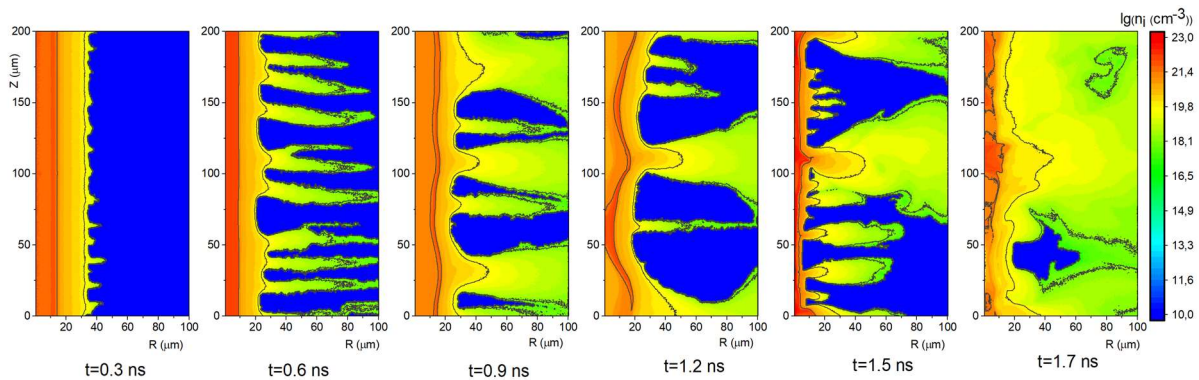


Рис. 1. Распределение ионной плотности (n_i) в различные моменты времени. $V_0 = 10^7$ см/с.

Электронная температура в сердцевине остается в диапазоне 60–150 эВ. Ионная температура практически не отличается от электронной. Во внешних областях электронная температура достигает 1 кэВ и более. Плотность тока при сжатии пинча сосредоточена на границе плазменного шнура. В холодной сердцевине плотность тока слабо меняется.

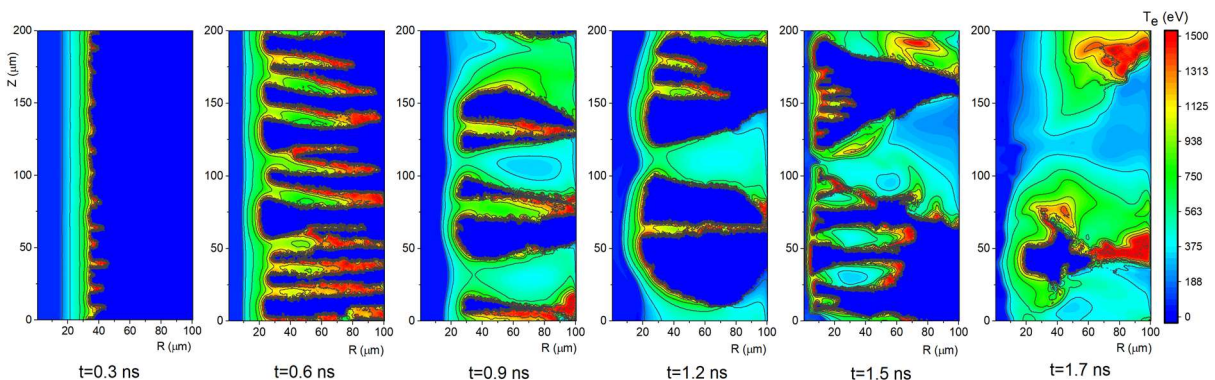


Рис. 2. Распределение электронной температуры (T_e) в различные моменты времени. $V_0 = 10^7$ см/с.

При первом сжатии на границе плазменного шнура вследствие неустойчивости Релея-Тейлора формируются плазменные струи. Течение в них направлено против силы Ампера (в сторону открытой правой границе). Скорость плазмы в струях на поздних временах достигает $(2-3) \cdot 10^7$ см/с. По Рис. 1–3 при t равном 0.3 и 0.6 нс заметно, что струи внизу шнура растут быстрее, чем сверху. Это связано с заданным изначально течением плазмы вдоль оси Z . В нижней части ионы текут вниз, что увеличивает плотность тока и, следовательно, силу Ампера. Ускорение в нижней половине несколько больше, чем в верхней, поэтому неустойчивости там растут быстрее. Однако, в течение первого сжатия неустойчивость не

успевает развиться настолько сильно, чтобы заметно повлиять на однородность сжимающегося плазменного шнура. В первом сжатии холодная плотная сердцевина шнура сохраняет однородность вдоль оси Z . При этом плазма вытекает через верхнюю и нижнюю границы с примерно одинаковой скоростью. Масса плазменного шнура монотонно убывает (Рис. 5).

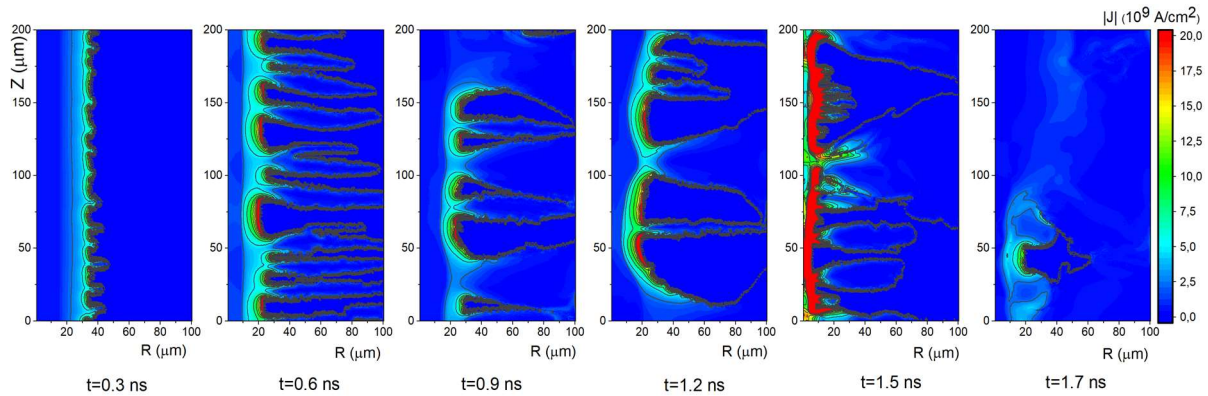


Рис. 3. Распределение плотности тока ($|J|$) в различные моменты времени. $V_0 = 10^7$ см/с.

После первого сжатия плотная сердцевина шнура расширяется. Во это время происходит укрупнение характерной длины волны возмущений внешней границы плазменного шнура. Соседние мелкие плазменные струи сливаются. При $t \approx 1$ нс образуются три крупные плазменные струи из первоначальных тринадцати. После чего в двух областях между плазменными струями начинается второе сжатие.

Момент начала второго сжатия хорошо различим на Рис. 4, после 1 нс начинается увеличение мощности излучения. На Рис. 5 начало второго сжатия отмечается ростом скорости уменьшения массы плазменного шнура. Увеличивается скорость вытекания плазмы вдоль оси Z .

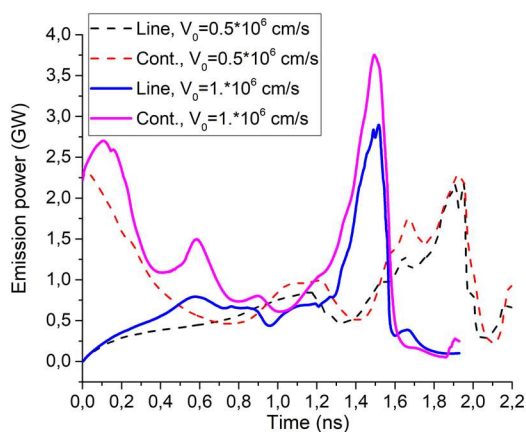


Рис. 4. Изменение мощности сплошного и линейчатого излучения из плазмы со временем. Энергии фотонов в диапазоне 0–5 кэВ. Сплошные кривые $V_0 = 10^7$ см/с., штриховые кривые $V_0 = 0.5 \cdot 10^7$ см/с.

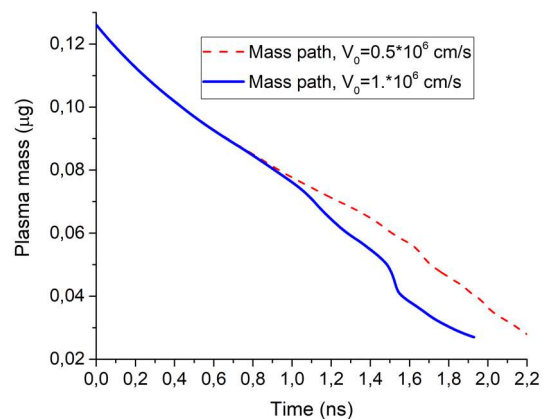


Рис. 5. Изменение массы плазменного шнура со временем. Сплошная кривая $V_0 = 10^7$ см/с., штриховая кривая $V_0 = 0.5 \cdot 10^7$ см/с.

Максимум второго сжатия наступает при $t \approx 1.5$ нс, если судить по мощности излучения (Рис. 4). Пик мощности излучения второго сжатия более чем в два раза выше, чем пик мощности излучения первого сжатия. Причем, как очевидно из Рис. 1 и Рис. 5 количество плазмы, участвующее в формировании этого пика при втором сжатии, значительно меньше.

Во-первых, более чем в два раза уменьшилось полное количество плазмы (Рис. 5). Во-вторых, в излучении участвуют в основном две области между трех крупных плазменных струй (Рис. 1).

Объемная плотность мощности излучения для фотонов с энергией в диапазоне 3–5 кэВ вблизи момента пика излучения второго сжатия показана на Рис. 6. Видно, что в излучении участвуют две области длиной примерно 25–50 мкм вдоль оси Z . Причем эти две области “срабатывают” не одновременно. Нижняя горячая область излучает гораздо мощнее верхней.

Отметим, что во всех проведенных расчетах, вне зависимости от длины плазменного шнура формировалось две горячих излучающих области. В проведенной серии расчетов максимум излучения при втором сжатии получался при начальной скорости $V_0 = 10^7$ см/с. При меньшей скорости мощность излучения была меньше (Рис. 4). При большей начальной скорости V_0 второе сжатие не наступало совсем, что видимо, связано с ограничениями выбранной геометрии.

Естественно, возникает соблазн отождествить компактные излучающие области, полученные в расчетах (Рис. 6), с горячими точками, возникающими в экспериментах [1, 2]. Однако, размеры областей в расчетах примерно на порядок больше размеров горячих точек, оцененных в эксперименте [2]. Хотя пространственное разрешение численной модели, в принципе, позволяет описание гораздо более мелких областей. Кроме того, “время жизни” горячих областей в расчетах порядка нескольких десятых наносекунды, что кажется слишком малым временным промежутком. Очевидно, необходимы дополнительные исследования, чтобы однозначно ответить, имеют ли отношения, полученные в расчетах горячие области к горячим точкам в X-пинче или нет.

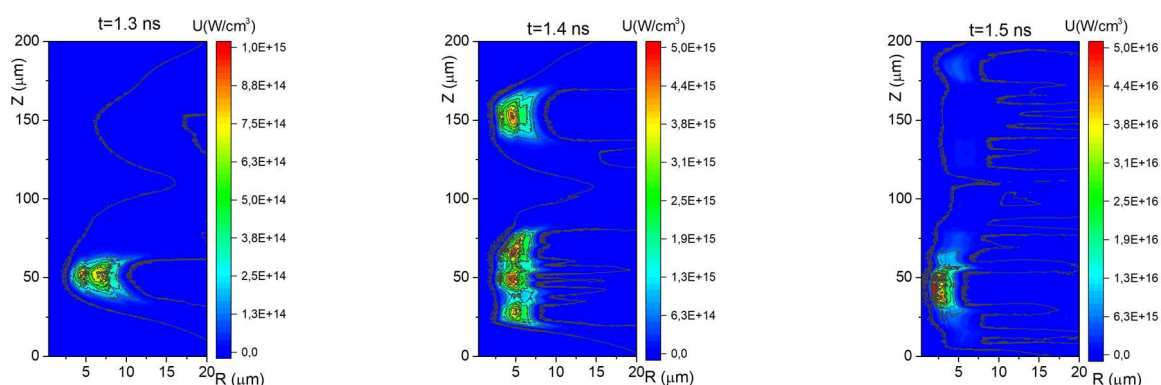


Рис. 6. Мощность излучения в линиях в диапазоне 3–5 кэВ в разные моменты времени. $V_0 = 10^7$ см/с.

4. Заключение

Создана численная модель и проведена серия расчетов сжатия плазменного шнура радиусом 50 мкм постоянным током 150 кА. Предполагается, что данная конфигурация моделирует развитие плазменной перетяжки в X-пинче. В расчетах получено, что в независимости от длины плазменного шнура (в диапазоне 100–300 мкм) во втором сжатии образуются две компактных излучающих области, мощность излучения которых превосходит суммарную мощность излучения всего плазменного шнура при первом сжатии. Возможно, данные области имеют отношение к горячим точкам, наблюдаемым в эксперименте.

Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00686, <https://rscf.ru/project/22-19-00686>.

The research was carried out with financial support of Russian Science Foundation under grant number 22-19-00686.

5. Список литературы

- [1] V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky, A.P. Artyomov, N.A. Labetskaya, A.V. Fedunin, A.G. Rousskikh, A.S. Zhigalin, X-pinch dynamics: Neck formation and implosion, *Physics of Plasmas*, vol. **21**(10), 102711, 2014, doi: 10.1063/1.4900644
- [2] A.P. Artyomov, S.A. Chaikovsky, V.I. Oreshkin, A.V. Fedunin, A.G. Rousskikh, N.A. Ratakhin, On the Size of the Soft X-ray Radiation Source Based on an X-pinch. *Russian Physics Journal*, vol. **62**, 2194–2203, 2020, doi: 10.1007/s11182-020-01966-z
- [3] D.L. Shmelev, V.I. Oreshkin, I. V. Uimanov, Hybrid numerical simulation of high-current vacuum arc taking into account secondary plasma generation, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **47**(8), 3478–3483, 2019, doi: 10.1109/TPS.2019.2905624
- [4] D.L. Shmelev, A.S. Zhigalin, S.A. Chaikovsky, V.I. Oreshkin, A.G. Rousskikh, Formation of double shell during implosion of plasma metal puff Z-pinch, *Phys. Plasmas*, vol. **27**, 092708, 2020, doi: 10.1063/5.0010853
- [5] V.P. Frolova, A.G. Nikolaev, E.M. Oks, V.I. Oreshkin, D.L. Shmelev, G.Y. Yushkov, Experiment and simulation of generation of highly charged ions in a pulsed vacuum arc, *Vacuum*, vol. **213**, 112062, 2023, doi: 10.1016/j.vacuum.2023.112062
- [6] V.I. Oreshkin, E.V. Oreshkin, D.L. Shmelev. A method for calculating the radiation characteristics of nonequilibrium laboratory plasmas, *Physics of Plasmas*, vol. **30**, 11, 113301, 2023, doi: 10.1063/5.0160649
- [7] W. Lotz, Electron-impact ionization cross-sections for atoms up to $Z=10$, *Z. Physik*, vol. **232**(2), 101–107, 1970, doi: 10.1007/BF01393132