

Плазмообразование на поверхности конденсированного вещества под действием мощного рентгеновского излучения

С.Ф. Гаранин, Е.М. Кравец*, Г.Г. Иванова

Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Экспериментальной Физики, Саров, Россия

*emkravets@vniief.ru

Аннотация. В ряде экспериментов поверхности конденсированного вещества, например, электроды электрофизических установок, подвергаются воздействию мощного импульсного рентгеновского излучения с плотностью потока энергии ~ 1 ТВт/см². Источником этого излучения могут быть, например, Z-пинчи, образованные при токовом сжатии многопроволочных лайнеров. Под действием этого излучения на поверхности электродов могут идти процессы испарения и плазмообразования. В работе проведено теоретическое рассмотрение этих процессов. В случае, когда толщина слоя плазмы мала по сравнению с характерными размерами электродов, плазмообразование можно описывать одномерными уравнениями магнитной гидродинамики с учетом переноса излучения. Одномерные расчеты, проведенные для условий экспериментов, проведенных на установке Ангара-5-1, показали, что характерная температура плазмы составляет в этом случае ~ 40 эВ, а ее скорость разлета ~ 60 км/с. Полученная в расчете скорость оказалась несколько меньше измеренной экспериментально (~ 90 км/с), что, возможно, связано с неоднородным турбулентным разлетом плазмы или погрешностями эксперимента.

Ключевые слова: Z-пинч, многопроволочный лайнер, импульсное рентгеновское излучение, плазмообразование.

1. Введение

В последние десятилетия в мире активно исследуется получение мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ) с помощью электрофизических установок. Одним из способов получения такого излучения является сжатие многопроволочного лайнера в конфигурации Z-пинча [1–6]. Рентгеновское излучение пинча, падающее на токонесущие электроды или изоляторы, может приводить к их испарению или плазмообразованию. Образующиеся потоки плазмы могут привести к шунтированию передающей линии и утечкам тока, что необходимо учитывать в работе существующих установок и постановке соответствующих экспериментов на новых установках, таких как Гамма [7].

Вообще говоря, плазмообразование на поверхности металлов возможно и при воздействии сильных магнитных полей на металлические поверхности [8]. Однако теоретические [8] и экспериментальные [9, 10] исследования показали, что при полях менее 2 МГс плазмообразование не происходит. В то же время, например, потоки излучения ~ 1 ТВт/см² соответствуют плотностям потока чернотельного излучения ~ 50 эВ и могут приводить к образованию плазмы с температурами такого же порядка. Поэтому главным фактором, определяющим плазмообразование при высоких плотностях МРИ и магнитных полях, не превышающих несколько мегагаусс, следует считать МРИ.

В настоящей работе мы теоретически рассмотрим процессы плазмообразования под действием мощного МРИ и определим характеристики образующейся плазмы и ее скорости. Основу нашего подхода составляет одномерная магнитная гидродинамика (МГД) с учетом переноса излучения. Для сравнения результатов расчетов с экспериментом будем использовать эксперименты [11].

2. Методика расчетов

Нами предполагалось, что толщина слоя плазмы мала по сравнению с характерными размерами электродов, поэтому плазмообразование можно описывать одномерными уравнениями МГД с учетом переноса излучения. Численные расчеты проводились по

одномерной методике [12]. Все величины считались зависящими от координаты x , перпендикулярной поверхности вещества; магнитное поле считалось поперечным, перпендикулярным x и параллельным поверхности вещества. Учитывалось МГД движение, магнитная диффузия и электронная теплопроводность, перенос излучения в приближении «вперед-назад» [13]. Использовалось приближение «серого» вещества, т.е. считалось, что пробег излучения зависит только от температуры и плотности.

Использованные в расчетах уравнение состояния (УРС) железа (материал электродов в экспериментах [11] – нержавеющая сталь) и сопротивление имеют форму, аналогичную уравнению состояния и сопротивлению алюминия, представленным в [14]. Средний заряд иона z находится из уравнения Саха для многократной ионизации.

Росселандов пробег излучения в плазме, учитывающий непрерывный спектр при многократной ионизации [13], определен в статье [10]. Используя результаты работы [15], был учтен вклад линейчатого спектра в росселандов пробег.

3. Постановка задачи

На установке Ангара-5-1 проведены эксперименты [11] для изучения влияния МРИ на образование плазмы на поверхности электродов. Конфигурация исследуемых электродов относительно источника излучения показана на Рис. 1.

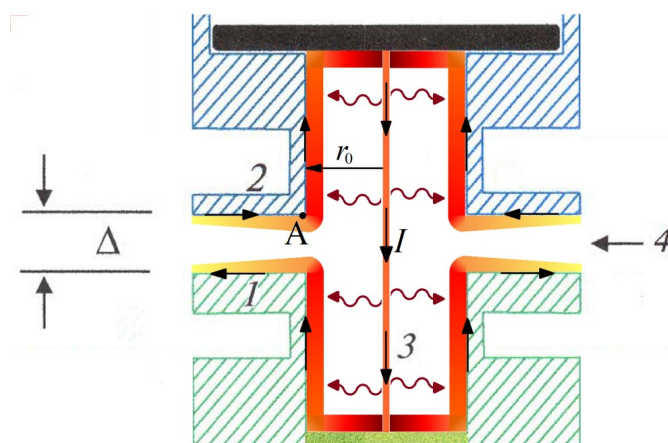


Рис. 1. Схема расположения электродов в экспериментах с имплозией проволоочной сборки на установке Ангара-5-1: 1, 2 – исследуемые катодный и анодный электроды, соответственно, 3 – излучающий пинч, 4 – направление регистрации исходящего от пинча излучения.

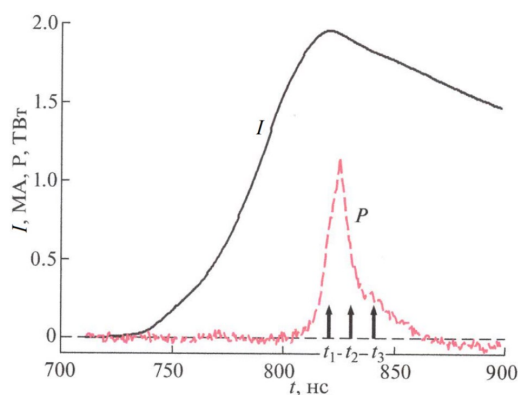


Рис. 2. Временные зависимости полного разрядного тока (I) и мощности МРИ (P) от времени. Стрелки указывают на моменты времени t_1 , t_2 , t_3 , в которые были сделаны рентгеновские фотографии электродов в эксперименте.

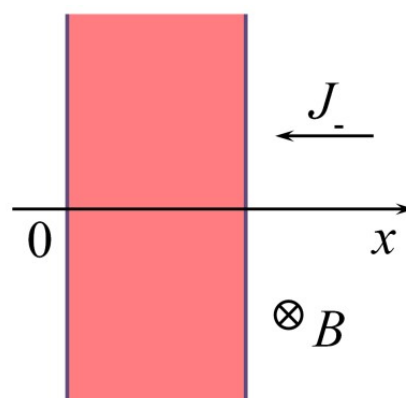


Рис. 3. Постановка расчета.

Оценка приходящей от пинча плотности потока МРИ, падающей на плоскую часть поверхности электрода 2 в том месте, где она переходит в цилиндрическую на радиусе $r_0 = 5$ мм (точка А на Рис. 1), дается формулой $J(t) = 0.28P(t)/(2\pi r_0\Delta)$, где P – видимая детектором мощность, излучаемая сквозь небольшой зазор $\Delta = 5$ мм между электродами. Зависимость величины P от времени представлена на Рис. 2.

Величина $J(t)$ использовалась при задании граничных условий в расчетах, проведенных для изучения и описания процессов, происходящих на электродах установки «Ангара-5-1». В этих расчетах считалось, что на слой железа падает МРИ с плотностью потока энергии $J_-(t) = J(t)$ (Рис. 3). Также на правой границе вещества задавалось магнитное поле, которое определялось экспериментальным током I , представленным на Рис. 2.

4. Расчеты с потоком МРИ, приходящим от пинча

На Рис. 4 показаны распределения плотности, температуры и магнитного поля, полученные в расчете на моменты времени 26 нс, близкий к t_m – моменту максимума $P(t)$, а также на момент времени 40 нс, соответствующий моменту t_3 на Рис. 2.

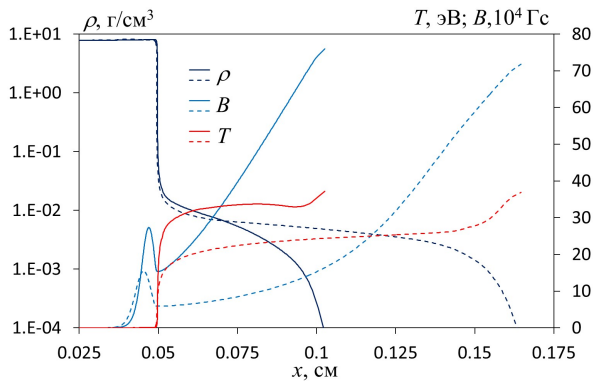


Рис. 4. Плотность ρ , температура T и магнитное поле B , полученные в расчете на моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии).

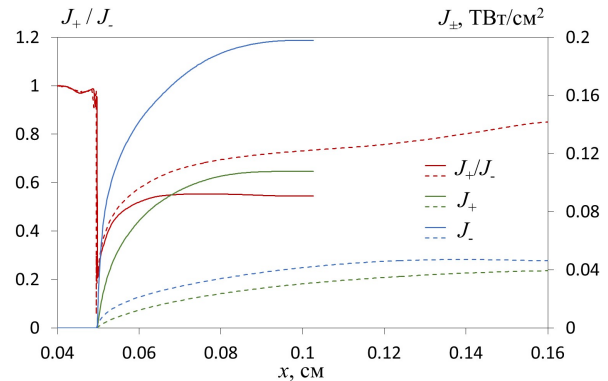


Рис. 5. Потоки излучения вперед J_+ и назад J_- и их отношение в моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии).

Видно, что излучение испаряет очень тонкий слой железа. Неиспаренное вещество остается холодным. Сравнение результатов, представленных на Рис. 4, с результатами расчетов без учета магнитного поля показывает, что, хотя магнитные поля в этих экспериментах сами по себе невелики (~ 0.8 МГс) и неспособны привести к плазмообразованию, они своим давлением сдерживают разлет плазмы и влияют на ее характерные величины и скорость разлета.

Из расчетов было найдено, что средние скорости движения плазмы равны 37 км/с в интервале времени (t_1, t_2) и 44 км/с в интервале времени (t_2, t_3) , что в 2–3 раза меньше экспериментально измеренных.

На Рис. 5 показаны зависимости от координаты потоков излучения вперед J_+ и назад J_- в моменты времени 26 нс и 40 нс. Видно, что в области испаренного вещества в момент времени 26 нс величина J_- примерно в 1.8–1.9 раз больше величины J_+ , а в момент времени 40 нс – в 1.2–1.4 раз.

Таким образом, скорость движения плазменного слоя, полученная в расчетах, оказалась заметно меньше экспериментально измеренной [11]. Однако, поскольку альбедо излучения α (отношение отраженного от стенки потока J_+ к падающему J_-) оказывается не малым ($\alpha \sim 0.5$ в момент времени t_m), отраженное от других стенок излучение может давать значительный

вклад в падающий на электрод поток. Поэтому необходимо учесть дополнительную плотность потока мощности МРИ, которая попадает на электрод после отражения излучения пинча от элементов конструкции установки.

5. Расчеты с учетом рассеянного на стенках излучения

Зависимость коэффициента отражения (альбедо) $\alpha(t)$ от времени для расчета с потоком МРИ, приходящим только от пинча, приведена на Рис. 6.

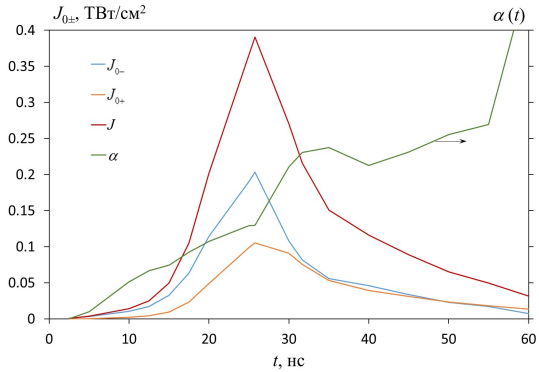


Рис. 6. Величины $J_{0-}(t)$, $J_{0+}(t)$ и $\alpha(t)$, полученные в расчете с потоком МРИ, приходящим от пинча, и $J(t)$, вычисленная по формуле (1).

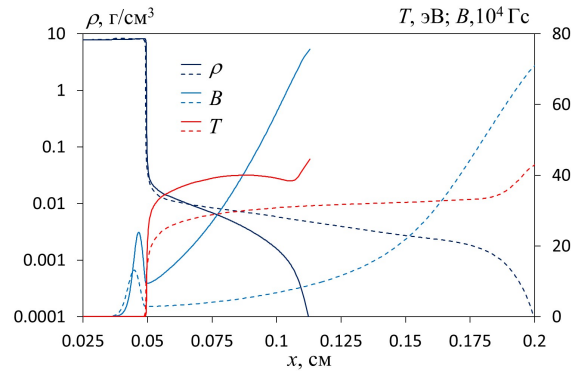


Рис. 7. Плотность ρ , температура T и магнитное поле B , полученные в расчете на моменты времени 26 нс (сплошные линии) и 40 нс (пунктирные линии).

Рис. 6 показывает, что доля отраженного излучения значительна, поэтому оно может заметно увеличить падающие на стенку потоки и его следует учесть. Чтобы вычислить полный поток, падающий на рассматриваемую точку А после первого отражения от всех поверхностей, надо сначала найти плотность потока энергии МРИ, падающую на каждую точку конструкции, т.е. на плоские, цилиндрические и торцевые поверхности на Рис. 1, а затем определить поток, падающий на точку А после отражения от всех поверхностей. Эта величина получилась равной:

$$\frac{d\Phi_1}{dS_0} = 0.2993 \frac{\alpha P}{2\pi r_0 \Delta} \equiv k_1 \alpha J_0(t)$$

где $k_1 = 1.05$, а $J_0(t)$ определяется испускаемой из пинча мощностью МРИ $P(t)$ (Рис. 2).

С учетом вклада многократного отражения и того, что по мере уменьшения потока $J_0(t)$ при больших временах величина $\alpha(t)$ неограниченно возрастает, полный поток излучения в точке А $J(t)$ мы находили по формуле

$$J(t) = \begin{cases} J_0(t) \left(1 + \frac{k_1 \alpha(t)}{1 - k_\infty \alpha(t)} \right) & \text{при } t < t_m, \\ J_0(t) \left(1 + \frac{k_1 \alpha(t)}{1 - k_\infty \alpha_m} \right) & \text{при } t > t_m. \end{cases} \quad (1)$$

где α_m – величина $\alpha(t)$ в момент t_m , а $k_\infty = 0.789$ – отношение суммарной площади элементов конструкции к площади, на которую попадает излучение. Зависимость $J(t)$, вычисленная по формуле (1), приведена на Рис. 6.

На Рис. 7 показаны распределения плотности, температуры и магнитного поля, полученные в расчете с учетом рассеянного на стенках излучения. Видно, что температура стала выше, а плазма разлетелась сильнее. Средние скорости движения плазмы оказались

равными 50 км/с в интервале времени (t_1, t_2) и 64 км/с в интервале времени (t_2, t_3) , т.е. они стали несколько ближе к экспериментально измеренным.

Итак, при учете отраженного от стенок излучения скорость разлета плазмы возросла, но все же оказалась несколько меньше измеренной экспериментально (~ 90 км/с). Возможно, это связано с неоднородным турбулентным разлетом плазмы или экспериментальными погрешностями, включающими как неточности измерения потоков излучения, так и неточности измерения скоростей разлетающейся плазмы.

6. Скейлинги характерных величин поверхностной плазмы в зависимости от плотности потока излучения, времени его действия и материала стенок

Мы нашли, что оптическая толщина поверхностной плазмы порядка единицы, значит, она не является оптически толстой, и потому для нее уравнение лучистой теплопроводности, строго говоря, неприменимо. Однако соотношения, следующие из лучистой теплопроводности, можно использовать для оценок ее параметров. Считаем, что излучение является чернотельным и плотность потока излучения q связана с температурой соотношением $q \sim T^4$.

Формирование нашего поверхностного слоя плазмы происходит за счет того, что масштаб его разлета ct за время t определяется масштабом, формируемым теплопроводностью, т.е.

$$x \sim ct \sim \sqrt{\kappa t}.$$

Поверхностную плазму предполагаем многократно ионизованной. Для оценки заряда иона z можно воспользоваться уравнением Саха для многократной ионизации, а зависимость потенциалов ионизации I от z аппроксимировать томас-фермиевской зависимостью для z , не близких к заряду ядра Z : $I \sim z^{4/3}$. В результате можно получить зависимости характерной плотности ρ и толщины слоя x от плотности потока излучения, времени t и атомной массы A :

$$\rho \sim \frac{q^{7/48} A^{4/3}}{t^{1/3}}, \quad x \sim ct \sim \frac{q^{7/32}}{A^{0.5}} t. \quad (2)$$

Оценки (2) показывают, что основные величины поверхностной плазмы очень слабо зависят от потока излучения. Более заметно влияет на плазмообразование время действия излучения.

Что касается атомной массы, то она определенно уменьшает толщину плазмы x (2), и использование для электродов более тяжелых материалов может уменьшить шунтирование передающих линий и утечки тока.

7. Заключение

Построена методика для описания процесса плазмообразования на поверхности конденсированного вещества под действием мощного МРИ. Плазмообразование описывается одномерными уравнениями МГД с учетом переноса излучения.

Проведенные расчеты показали, что в экспериментах на установке Ангара-5-1 альbedo излучения значительно, поэтому необходимо учитывать отраженный от стенок поток излучения.

Одномерные расчеты, проведенные для условий этих экспериментов, показали, что характерная температура плазмы составляет ~ 40 эВ, плотность ~ 3 мг/см³, а ее скорость разлета ~ 60 км/с. Полученная в расчете скорость оказалась несколько меньше измеренной экспериментально (~ 90 км/с), что, возможно, связано с неоднородным турбулентным разлетом плазмы или погрешностями эксперимента.

Оценки показывают, что основные величины поверхностной плазмы очень слабо зависят от потока излучения. Более заметно влияет на плазмообразование время действия излучения. С ростом атомной массы вещества электродов уменьшается толщина плазмы, поэтому использование для электродов более тяжелых материалов может уменьшить шунтирование передающих линий и утечки тока.

8. Список литературы

- [1] R.B. Spielman, et al., Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ, *Phys. Plasmas*, vol. **5**(5), 2105, 1998; doi: 10.1063/1.872881
- [2] V.V. Aleksandrov, et al., Dynamics of heterogeneous liner with delayed plasma formation, *Plasma Phys. Rep.*, vol. **27**(2), 89, 2001; doi: 10.1134/1.1348487
- [3] S.V. Lebedev, et al., Effect of discrete wires on the implosion dynamics of wire array Z-pinch, *Phys. Plasmas*, vol. **8**(8), 3734, 2001; doi: 10.1063/1.1385373
- [4] M.E. Cuneo, et al., Characteristics and scaling of tungsten-wire-array z-pinch implosion dynamics at 20 MA, *Phys. Rev. E: Stat., Nonlinear, Soft Matter Phys.*, vol. **71**(4), 046406, 2005; doi: 10.1103/PhysRevE.71.046406
- [5] E.P. Yu, et al., Steady-state radiation ablation in the wire-array Z pinch, *Phys. Plasmas*, vol. **14**(2), 022705, 2007; doi: 10.1063/1.2435332
- [6] P.B. Repin, A.G. Rep'ev, A.P. Orlov, B.G. Repin, and V.S. Pokrovskiy, High-quality implosion of overmassed Z-pinch in the experiment with magneto-cumulative generator, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **46**(10), 3463, 2018; doi: 10.1109/TPS.2018.2866694
- [7] V.S. Gordeev, et al., On prospects of powerful soft X-ray pulse generation at the "Gamma" facility, *High Energy Density Physics. Proceedings of international conference "XVIII Khariton's topical scientific readings"*, Sarov, Russia, 115, 2016.
- [8] S.F. Garanin, G.G. Ivanova, D.V. Karmishin, and V.N. Sofronov, Diffusion of a megagauss field into a metal, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, vol. **46**(2), 153, 2005; doi: 10.1007/s10808-005-0022-8
- [9] T.J. Awe, B.S. Bauer, S. Fuelling, and R.E. Siemon, Threshold for thermal ionization of an aluminum surface by pulsed megagauss magnetic field, *Phys. Rev. Lett.*, vol. **104**(3), 035001, 2010; doi: 10.1103/PhysRevLett.104.035001
- [10] S.F. Garanin, et al., Numerical simulations of thick-aluminum-wire behavior under megaampere-current drive, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **38**(8), 1815, 2010; doi: 10.1109/TPS.2010.2052028
- [11] V.V. Aleksandrov, et al., Plasma production on current-carrying electrodes of the Angara-5-1 Facility, *Plasma Phys. Rep.*, vol. **48**(2), 121, 2022; doi: 10.1134/S1063780X22020015
- [12] N.F. Gavrilov, G.G. Ivanova, V.I. Selin, and V.N. Sofronov, UP-Ok program for solving one-dimensional programs of continuum mechanics in a one-dimensional complex, *Vopr. At. Nauki Tekh., Ser.: Methods and Programs*, vol. **3**(4), 11, 1982.
- [13] Ya.B. Zel'dovich and Yu.P. Reiser, *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*, New York: Academic Press, 1966.
- [14] A.M. Bujko, et al., Investigation of the dynamics of a cylindrical exploding liner accelerated by a magnetic field in the megagauss range, *Megagauss Fields and Pulsed Power Systems*, New York, USA, 743, 1990.
- [15] S.F. Garanin and E.M. Kravets, Calculation of spectral and Rosseland free paths in plasma with multiply charged ions based on a statistical approach, *JETP*, vol. **142**(5), 1052, 2012; doi: 10.1134/S1063776112100147.