

12

Рост перегревных неустойчивостей в метастабильном металле

© В.И. Орешкин

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

Томский политехнический университет, Томск, Россия

E-mail: oreshkin@ovpe.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 22 июня 2018 г.

На основе методов теории малых возмущений проанализировано развитие перегревных неустойчивостей в процессе электрического взрыва проводников. На начальной стадии электрического взрыва, после плавления металла, вещество может находиться в трех различных фазах: жидкость, двухфазная область (жидкость + пар), метастабильная жидкость (перегретый металл). Проведен сравнительный анализ роста перегревных неустойчивостей в зависимости от фазы, в которой может пребывать металл. Показано, что с точки зрения роста перегревных неустойчивостей наиболее нестабильной фазой оказывается метастабильная перегретая жидкость.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.20.46807.17432

Интерес к исследованию процессов, протекающих при электрическом взрыве проводников (ЭВП), определяется, с одной стороны, различными техническими приложениями [1–5], в том числе связанными с инерциальным термоядерным синтезом [6,7]. С другой стороны, ЭВП является важным источником информации об экстремальных состояниях вещества, так как при этом достигаются такие значения термодинамических параметров, которые невозможно получить в иных лабораторных экспериментах [1,8]. В процессе ЭВП, после плавления, фазовая траектория металла проходит вдоль кривой, называемой бинодалью, которая разделяет жидкость и в зависимости от состояния, в котором пребывает металл, либо двухфазную область (парокапельную смесь), либо метастабильную перегретую жидкость. В парокапельной смеси давление не зависит от плотности и в равновесии равно давлению насыщенных паров металла при данной температуре. Если же металл в это время находится в метастабильном состоянии — в виде перегретой растянутой жидкости, то давление может быть и отрицательным. На-

против, в жидкой фазе в силу плохой сжимаемости жидкости давление быстро растет с ростом плотности. В процессе нагрева (при протекании тока) вещество расширяется и попадает в область с низким давлением, где магнитное давление превышает давление насыщенных паров (максимально возможное давление в двухфазной области), поэтому металл снова сжимается до жидкого состояния. В результате возникают звуковые колебания [1], период которых определяется отношением характерного продольного размера проводника к скорости звука [9], в проводниках микронных размеров он составляет величину порядка единиц наносекунд.

Как свидетельствуют многочисленные экспериментальные данные [10–15], ЭВП сопровождается появлением в проводнике страт. Существуют две наиболее вероятные причины появления страт. Первая — рост магнитогидродинамических неустойчивостей в виде перетяжек [16], вторая — рост перегревных неустойчивостей [17]. При развитии перетяжек решающую роль играет магнитное поле, создаваемое протекающим через проводник током, а структура перегревных неустойчивостей определяется характером зависимости удельного сопротивления вещества от его термодинамических параметров. Сравнение характерных времен развития этих неустойчивостей с временем взрыва проводника показывает, что перетяжки успевают развиться лишь при относительно низких плотностях тока, меньших $j \approx 10^8$ А/см². Перегревные же неустойчивости развиваются всегда, так как их характерное время роста вне зависимости от геометрии проводника сравнимо с временем взрыва [18,19].

Закономерности возникновения перегревных неустойчивостей рассматривались в работе [20], в которой на основе теории малых возмущений было получено дисперсионное уравнение, описывающее связь между мгновенным инкрементом нарастания γ и аксиальной компонентой волнового вектора k_z , которое имело следующий вид:

$$\gamma \approx \frac{j^2 \left(\frac{\partial \delta}{\partial T} - \frac{\rho}{T^*} \frac{\partial \delta}{\partial \rho} \right) - k_z^2 \kappa}{\rho c_V + \frac{p}{T^*}}, \quad (1)$$

где ρ , T , p , c_V — плотность, температура, давление и теплоемкость вещества соответственно; κ , δ — коэффициент теплопроводности и

удельное сопротивление; T^* — функция с размерностью температуры:

$$T^* = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} + \frac{\gamma^2}{k_z^2} \right) \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Если в выражении (1) пренебречь тепловым давлением, то перегревные неустойчивости можно характеризовать [18,20] максимальным инкрементом нарастания (при $k_z \rightarrow 0$)

$$\gamma_m = \frac{j^2}{\rho c_V} \frac{\partial \delta}{\partial T} \quad (3)$$

и минимальной длиной волны (при $\gamma = 0$)

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi}{j} \sqrt{\kappa \left(\frac{\partial \delta}{\partial T} \right)^{-1}}. \quad (4)$$

Поскольку для большинства металлов в твердотельном и жидком состояниях производная сопротивления от температуры $\partial \delta / \partial T$ положительна, моды с длинами волн $\lambda > \lambda_{\min}$ нестабильны и их амплитуды растут экспоненциально; коротковолновые же моды (с длинами волн $\lambda < \lambda_{\min}$) затухают за счет теплопроводности.

В работе [20] обсуждались закономерности развития перегревных неустойчивостей для жидкости и паракапельной смеси, однако для метастабильной жидкости такие закономерности не рассматривались. В то же время эксперименты [9,21] по электрическому взрыву фольг, целью которых являлось исследование распада метастабильного металла, показали, что при значениях вложенной в проводник энергии 0.3–0.5 от энергии сублимации время распада перегретой жидкости превышает 100 ns. Поэтому вероятно, что при относительно больших плотностях тока и как следствие при малых временах взрыва металл может попадать в метастабильное состояние. Основная цель настоящей работы — распространить анализ закономерностей роста перегревных неустойчивостей, проведенный в работе [20], на метастабильную фазу металла (перегретая жидкость).

Представим зависимость давления от плотности и температуры в следующем приближенном виде:
в жидкой и двухфазной областях [20]

$$p = C \rho^a T^b, \quad (5)$$

а в метастабильной перегретой жидкости

$$p = C \left[\left(\frac{\rho}{\rho_x} \right)^a - 1 \right] T^b, \quad (6)$$

где ρ_x — некоторая кривая, являющаяся функцией температуры, на которой давление равняется нулю ($p = 0$), при $\rho < \rho_x$ давление становится отрицательным. При низких температурах положение кривой ρ_x фактически совпадает с „жидкой“ бинодалью, а с ростом температуры и соответственно с ростом давления насыщенного пара эта кривая все более углубляется в метастабильную область.

Вычисления мгновенных инкрементов нарастания (значения показателей степени a и b) основывались на широкодиапазонных полуэмпирических уравнениях состояния [22], в которых предусматривается наличие метастабильных состояний как перегретой жидкости, так и переохлажденного пара. Значения a и b для жидкости и парокапельной смеси приведены в [20], а для перегретого металла их значения равны $a \approx 10$, $b \approx -2.3$. Удельное сопротивление алюминия и его производные по температуре и плотности определялись по таблицам [23].

На рис. 1 для алюминиевого проводника представлены дисперсионные кривые, отражающие связь между мгновенным инкрементом нарастания γ и аксиальной компонентой волнового вектора k_z при плотности тока $j = 10^8$ А/см² и температуре $T = 0.4$ eV. Кривые рассчитаны при плотности вещества, близкой к плотности на бинодали $\rho_{bin} \approx 1.6$ г/см³, где возможно существование жидкости, парокапельной смеси и перегретого металла, и при давлении, равном по абсолютному значению давлению насыщенных паров $p = \pm 156$ atm (в метастабильной области давление отрицательное). Сплошными линиями на рис. 1 показаны кривые, рассчитанные с помощью (1) при учете (2), (5) и (6), а штриховой линией — значения γ_m , вычисленные с помощью (3) без учета давления.

Поскольку при колебаниях возле бинодали металл попадает в жидкую фазу, в которой моды с длинами волн, меньшими λ_{min} , затухают за счет теплопроводности (см. рис. 1), вероятно, что при ЭВП наиболее нестабильными будут моды с $\lambda \approx \lambda_{min}$. При заданных значениях плотности тока и температуры величины λ_{min} и γ_m являются функциями плотности вещества. Зависимости этих функций от плотности при $j = 10^8$ А/см² и $T = 0.4$ eV представлены на рис. 2, а. Вертикальными

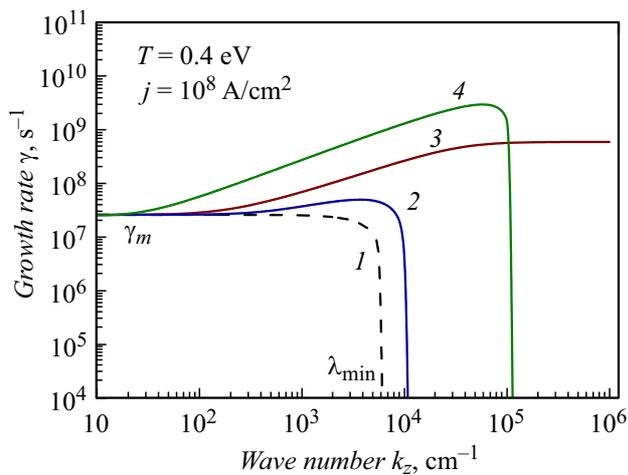


Рис. 1. Дисперсионные кривые, отражающие связь между мгновенным инкрементом нарастания γ и аксиальной компонентой волнового вектора k_z . 1 — без учета давления, 2 — жидкая фаза, 3 — парокапельная смесь, 4 — метастабильная перегретая жидкость.

штрихпунктирными линиями на этом рисунке показаны нормальная плотность вещества ρ_0 , плотность на бинадали ρ_{bin} , плотность на спинодали ρ_{sp} , т. е. на кривой, ограничивающей метастабильную область при малых плотностях вещества. На рис. 2, *b* приведены зависимости от плотности мгновенных инкрементов нарастания γ , рассчитанные на длинах волн, равных λ_{min} (рис. 2, *a*). Из рис. 1 и 2, *b* видно, что с точки зрения роста перегревных неустойчивостей наиболее нестабильной фазой является метастабильная перегретая жидкость.

Анализ результатов расчетов показывает, что на рост перегревных неустойчивостей основное влияние оказывают два дестабилизирующих фактора. Первый — наличие положительной производной от удельного сопротивления по температуре, т. е. $\partial\delta/\partial T > 0$. Второй — наличие отрицательной производной от удельного сопротивления по плотности вещества, т. е. $\partial\delta/\partial\rho < 0$. В длинноволновой части спектра значения мгновенных инкрементов нарастания определяются в основном производной $\partial\delta/\partial T$. В этой части спектра при близких условиях (при

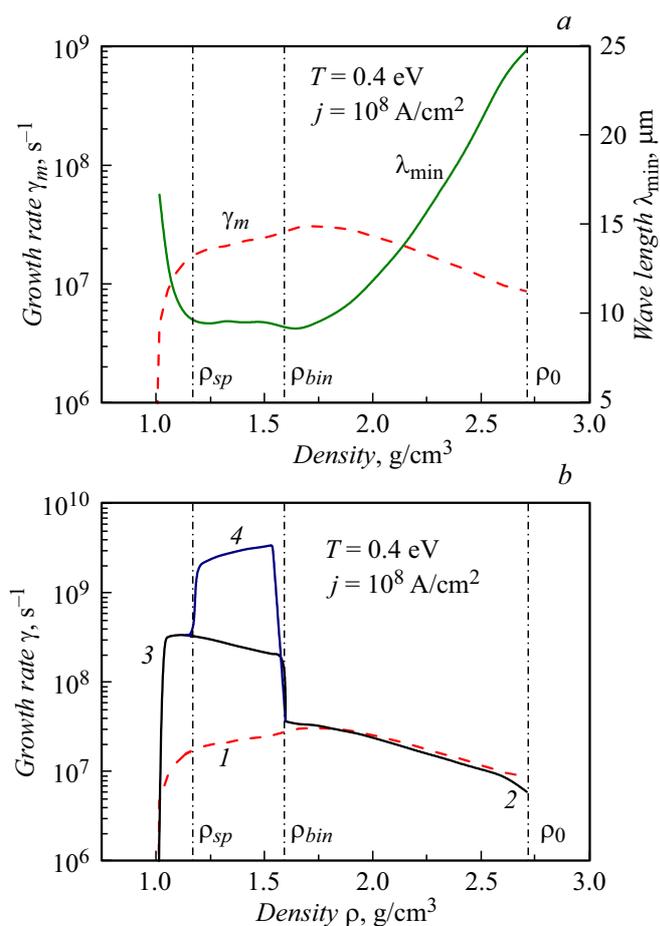


Рис. 2. Зависимости от плотности значений величин λ_{\min} , γ_m (a) и инкрементов нарастания перегреваемых неустойчивостей (b). 1 — γ_m , 2 — жидкая фаза, 3 — паракапельная смесь, 4 — метастабильная перегретая жидкость.

приблизительно равных температурах и плотностях) значения γ оказываются близки между собой для всех фазовых состояний вещества. В коротковолновой части спектра значения мгновенных инкрементов

нарастания определяются в основном производной $\partial\delta/\partial\rho$. В этой области спектра характер зависимости мгновенных инкрементов нарастания от волнового числа существенно различается в разных частях фазовой диаграммы.

Таким образом, расчеты показывают, что в двухфазной и метастабильной областях амплитудные значения γ могут более чем на два порядка превышать максимальные значения инкрементов в жидкости. Это позволяет сделать вывод, что перегревные неустойчивости растут значительно быстрее, если в процессе электрического взрыва фазовая траектория металла попадает в двухфазную или метастабильную область.

Работа поддержана РФФИ (грант № 17-08-00459) и проектом Комплексной программы ФНИ СО РАН.

Список литературы

- [1] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоиздат, 1990. 288 с.
- [2] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [3] Lerner M.I., Glazkova E.A., Lozhkomoev A.S., Svarovskaya N.V., Bakina O.V., Pervikov A.V., Psakhie S.G. // Powder Technol. 2016. V. 295. P. 307–314.
- [4] Кривошеев С.И., Тутков В.В., Шнеерсон Г.А. // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 4. С. 32–47.
- [5] Суркаев А.Л. // ЖТФ. 2015. Т. 85. В. 7. С. 37–44.
- [6] Awe T.J., Peterson K.J., Yu E.P., McBride R.D., Sinars D.B., Gomez M.R., Jennings C.A., Martin M.R., Rosenthal S.E., Schroen D.G., Sefkow A.B., Slutz S.A., Tomlinson K., Vesey R.A. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. N 6. P. 065001.
- [7] Александров В.В., Гасилов В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Ольховская О.Г., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Фролов И.Н., Шевелько А.П. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 12. С. 1057–1073.
- [8] Exploding wires / Eds W.G. Chace, H.K. Moor. N.Y.: Plenum Press, 1959–1968. V. 1–4.
- [9] Oreshkin V.I., Zhigalin A.S., Rousskikh A.G., Kuznetsov V.V. // J. Eng. Thermophys. 2013. V. 22. N 4. P. 288–297.

- [10] *Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Romanova V.M., Chandler K.M., Greenly J.B., Hammer D.A., Kusse B.R.* // *Phys. Plasmas*. 2000. V. 7. N 2. P. 429–432.
- [11] *Sarkisov G.S., Struve K.W., McDaniel D.H.* // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. N 10. P. 4573–4581.
- [12] *Белько В.О., Емельянов О.А.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 18. С. 58–64.
- [13] *Kaselouris E., Dimitriou V., Ftilis I., Skoulakis A., Koundourakis G., Clark E.L., Bakarezos M., Nikolos I.K., Papadogiannis N.A., Tatarakis M.* // *Nature Commun.* 2017. V. 8. P. 1713.
- [14] *Bakht R.B., Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I., Artyomov A.P.* // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. N 10. P. 103521.
- [15] *Awe T.J., Yu E.P., Yates K.C., Yelton W.G., Bauer B.S., Hutchinson T.M., Fuelling S., Mckenzie B.B.* // *IEEE Transact. Plasma Sci.* 2017. V. 45. N 4. Pt 1. P. 584–589.
- [16] *Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П.* // *ЖЭТФ*. 1975. Т. 69. В. 6. С. 2007–2022.
- [17] *Вадуев А.А., Духтер И.Я., Зейгарник В.А.* // *ЖТФ*. 1978. Т. 48. В. 10. С. 2088–2096.
- [18] *Орешкин В.И.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 1. С. 76–82.
- [19] *Rousskikh A.G., Oreshkin V.I., Chaikovsky S.A., Labetskaya N.A., Shishlov A.V., Beilis I.I., Bakht R.B.* // *Phys. Plasma*. 2008. V. 15. N 10. P. 102706.
- [20] *Oreshkin V.I.* // *Phys. Plasma*. 2008. V. 15. N 9. P. 092103.
- [21] *Орешкин В.И., Жигалин А.С., Русских А.Г., Чайковский С.А., Бакум Р.Б.* // *Изв. вузов. Физика*. 2017. Т. 60. № 8. С. 123–130.
- [22] *Fortov V.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Lomonosov I.V.* // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*. 1998. V. 415. N 3. P. 604–608.
- [23] *Desjarlais M.P.* // *Contrib. Plasma Phys.* 2001. V. 41. N 2–3. P. 267–270.