

01;04
©1994ОСОБЕННОСТИ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ПРИ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ПРОВОДНИКОВ
В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.Н.Колгатин, Г.А.Шнеерсон

Известно, что сильное аксиальное магнитное поле может стабилизировать электрический взрыв проволочек, которые в отсутствие поля подвержены МГД неустойчивостям [1,2]. В данной работе на основе математического моделирования изучается другой эффект, вызванный действием сильного поля — интенсивный дополнительный нагрев расширяющейся плазмы индуцированным в ней азимутальным током. Далее показано, что этот эффект возможен лишь в поле с индукцией, близкой к 100 Тл и носит пороговый характер. Это является следствием специфической зависимости проводимости металлов от плотности и температуры.

В рамках модели одномерного, радиально-симметричного течения, без учета теплопроводности, процесс электрического взрыва проводника во внешнем аксиальном поле описывается системой уравнений магнитной газовой динамики, которая в координатах Лагранжа $s = \int_0^r \rho(\xi) \xi d\xi$ (r — эйлеров радиус, ξ — переменная интегрирования) записывается в виде

$$\frac{\partial(\frac{1}{\rho})}{\partial t} = \frac{\partial(rv)}{\partial s}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -r \frac{\partial p}{\partial s} - \mu_0 \left(r \frac{\partial}{\partial s} (H_z^2/2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} ((rH_\varphi)^2/2) \right),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_\varphi}{\rho} \right) = \frac{H_\varphi v}{\rho r} + \frac{r}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial s}, \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H_z}{\rho} \right) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial s} (rE_\varphi),$$

$$j_\varphi = -\rho r \frac{\partial H_z}{\partial s} = \sigma E_\varphi, \quad j_z = \rho \frac{\partial (rH_\varphi)}{\partial s} = \sigma E_z,$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial (rv)}{\partial s} + (j_\varphi E_\varphi + j_z E_z) / \rho,$$

где индексами z и φ помечены аксиальные и азимутальные компоненты соответствующих векторов, t — время, v — радиальная компонента скорости, μ — магнитная постоянная;

H , E — напряженности магнитного и электрического полей, j — плотность тока. Для замыкания системы необходимо привлечь уравнения состояния $p = f_p(\rho, T)$ и $\varepsilon = f_e(\rho, T)$, которые брались из [3], и зависимость электропроводности от плотности и температуры $\sigma = f_\sigma(\rho, T)$; в работе использовалась модель проводимости А.Я.Полищука [4]. Граничными условиями к системе служили следующие соотношения. На оси симметрии $r = 0$: $v(t, 0) = 0$, $H_\varphi(t, 0) = 0$, $\frac{\partial H_z}{\partial t}(t, 0) = 0$. На границе проволоочки $s = s_b$: $p(t, s_b) = 0$, $H_z(t, s_b) = H_0$, $H_\varphi(t, s_b) = I(t)/(2\pi a(t))$, где H_0 — напряженность внешнего аксиального магнитного поля, $I(t) = \int_0^{a(t)} j_z 2\pi r dr$ — полный

аксиальный ток, $a(t) \equiv r(t, s_b)$. Величина полного тока определялась из электротехнического уравнения внешней цепи с емкостью 1 мкФ, индуктивностью 100 нГ, напряжением на конденсаторе 150 кВ. В расчетах принималось: длина проводника 15 мм, начальный радиус 140 мкм. Исходная система уравнений решалась методами А.А.Самарского [5] на ЭВМ. Для достижения счетной устойчивости в состав давления вводилась линейная псевдовязкость, позволявшая стабилизировать алгоритм.

На рис. 1 показана зависимость от времени сопротивления проволоочки R . Зависимости построены для стадии взрыва, когда наблюдается наиболее резкое изменение R . Более поздние стадии процесса в работе не исследовались, что отчасти было вызвано первоначальной задачей — изучить влияние поля на коммутационные характеристики электрического взрыва. Характерен резкий рост сопротивления от начального значения $4 \cdot 10^{-3}$ до $1.5-3$ Ом, а затем резкий спад. При выбранных параметрах цепи взрыв проволоочки происходит на фронте импульса тока. Как видно из рис. 1, в магнитном поле с напряженностью 10^8 А/м скачок сопротивления происходит раньше, чем в относительно слабом поле. Расчеты показывают, что влияние внешнего поля на характер течения плазмы и ее параметры при выбранных условиях численного эксперимента незначительно, если $H_0 \lesssim 5 \cdot 10^7$ А/м. В поле с $H_0 = 10^8$ А/м азимутальная напряженность на границе проволоочки H_φ примерно вдвое ниже, чем значение H_z . Это позволяет не считаться с вероятностью развития неустойчивости и использовать описанную выше одномерную модель.

Влияние аксиального поля на поведение плазмы проявляется через плотность азимутального тока, индуцированного при расширении проводящей среды. Уже в начальной стадии взрыва ($t \sim 0.5$ мкс) скорость расширения проводника достигает величины порядка 1 км/с, что при на-

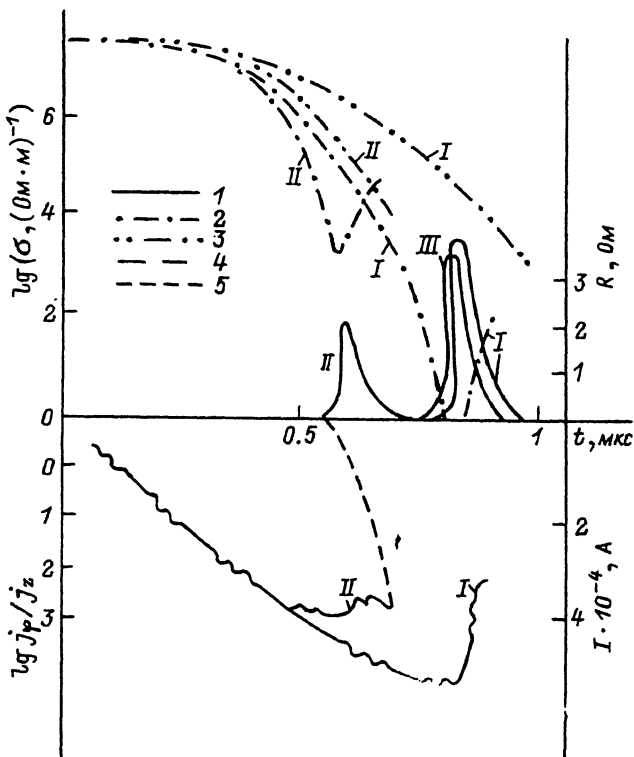


Рис. 1. Зависимости магнитогазодинамических параметров взрывающейся проволочки от времени.

Кривые I — $H_0 = 0$, II — $H_0 = 10^8$ А/м, III — $H_0 = 10^7$ А/м. 1 — R — электрическое сопротивление, 2 — σ — электропроводность в центре ($s = 0$), 3 — σ у края проводника ($s = 5 \cdot 10^{-5}$ кг/м), 4 — I — ток, 5 — $\frac{j_\phi}{j_z}$ — отношение плотностей азимутального и аксиального токов.

пряженности внешнего поля 10^8 А/м приводит к индуцированию электрического поля с напряженностью $E_\phi \approx 10^4 - 10^5$ В/м, сопоставимой с $E_z \sim 10^5$ В/м, достигаемой к этому же моменту времени. В дальнейшем отношение $\frac{E_\phi}{E_z}$ (соответственно, и $\frac{j_\phi}{j_z}$) резко возрастает, особенно на периферии (рис. 1). Рост азимутального тока приводит к существенно более быстрому нагреву приграничных слоев проводника

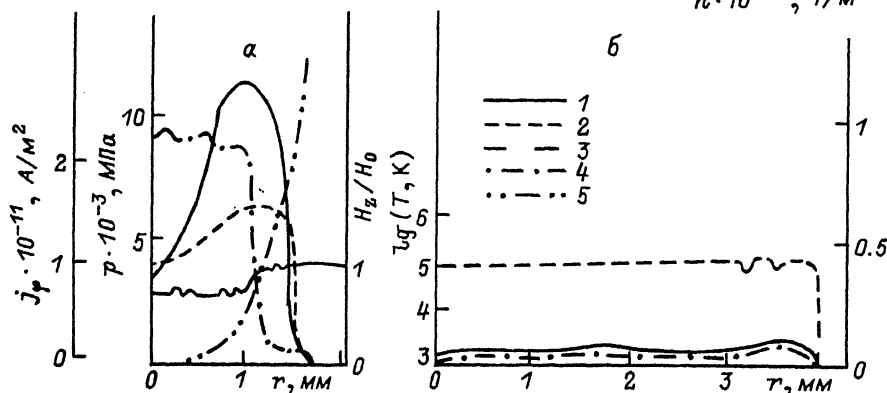


Рис. 2. Профили магнитогазодинамических параметров плазмы.

$a - H_z = 10^8$ А/м ($t = 0.66$ мкс), $b - H_z = 0$ ($t = 1.0$ мкс). 1 — p , 2 — T , 3 — $\frac{H_z}{H_0}$, 4 — n (концентрация), 5 — j_φ .

в сильном магнитном поле по сравнению с традиционным случаем.

Известно, что проводимость металлов σ при фазовом переходе вначале резко падает вследствие снижения плотности. Вместе с тем имеет место “U” — образная зависимость электропроводности металлов от температуры при фиксированной плотности с выходом на асимптоту, описываемую формулой Спитцера ($\sigma = \text{const} \cdot T^{3/2}$). В присутствии аксиального поля нагрев внешних слоев током j_φ происходит настолько быстро, что плотность среды не успевает существенно уменьшиться. Поэтому проводимость падает лишь до значения $\sim 10^2 \frac{1}{\text{Ом}\cdot\text{м}}$ (рис. 1), после чего начинается ее рост. При отсутствии поля процесс нагрева идет медленнее и сопровождается большим спадом плотности и проводимости внешних слоев, чем при взрыве в сильном поле. Вместе с тем, для области вблизи оси, где плотность для обоих случаев мало отличается, имеет место лишь небольшая разница в зависимости проводимости от времени (рис. 1). В целом, в силу описанных причин подъем и спад полного сопротивления при взрыве в сильном аксиальном поле происходят раньше, чем при $H_z = 0$.

Индукирование значительного азимутального тока при $H_z = 10^8$ А/м приводит к значительному росту температуры (до 10^6 К) и давления на периферии плазменной области (рис. 2, a). Вследствие этого имеет место тенденция к расслоению плазмы на более плотное “ядро” и область пониженной плотности у внешней границы, что иллюстрирует

рис. 2. Для сравнения отметим, что при $H_0 = 0$ в момент спада сопротивления распределения плотности, температуры и давления практически однородны, а температура не превышает 10^5 К (рис. 2, б).

Следует отметить, что на более поздних стадиях взрыва в расчетной модели следует учитывать влияние лучистого теплообмена. Однако для рассмотренных выше моментов времени излучением можно пренебрегать, так как из-за высокой плотности вещества средняя длина свободного пробега квантов в плазме $\sim 10^{-2}$ см мала по отношению к радиусу проволоочки. В этих условиях излучаемая наружу энергия не превышает $\sim 3\%$ от вложенного в проволоочку тепла.

Существенное влияние азимутальных токов на поведение плазмы при взрыве делает этот процесс сходным с тэта-пинчем. Он является альтернативой известным методам нагрева плотной "металлической" плазмы в конфигурации z-пинча. Заметим, что уже в рассмотренной стадии процесса имеет место вытеснение поля H_z из плазмы (рис. 2, а), а в зоне малой плотности магнитное давление становится больше газодинамического. В этой зоне на более поздней стадии возможно торможение плазмы, подобное тому, которое имеет место при электрическом взрыве скин-слоя в сверхсильном магнитном поле [6].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93.02-17419).

Список литературы

- [1] Адамьян Ю.Э., Березкин А.Н., Шнеерсон Г.А. Тез. докл. 6 всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983. С. 387-389.
- [2] Jäger H., Siebke H.J. // Z. Naturforsch. 1973. V. 28 a. P. 1738.
- [3] Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В. // ТВТ. 1980. Т. 78. В. 3. С. 447-452.
- [4] Полищук А.Я. Автореф. Докт.дисс., М., ИВТ АН, 1991.
- [5] Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975. 351 с.
- [6] Колгатин С.Н., Полищук А.Я., Шнеерсон Г.А. // ТВТ. 1993. No 6.

Санкт-Петербургский
государственный технический
университет

Поступило в Редакцию
14 декабря 1993 г.