

О ПРИРОДЕ ЭФФЕКТА МЕСЯЦА — ИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕГРЕВА МИКРООСТРИЙ НА КАТОДЕ

А. А. Валугев, Г. Э. Норман*

Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 июня 1999 г.

Рассмотрен эффект, экспериментально наблюдавшийся Месяцем и состоящий в том, что при взрывной эмиссии с катода при разряде в вакууме или в газе микроострие на катоде может накопить энергию порядка нескольких энергий сублимации до собственно электровзрыва. Тот же эффект наблюдается при электровзрыве проводника. При этом простые оценки разных авторов показывали, что температура проводника должна повышаться до 10^5 К. На самом деле при очень быстром энерговкладе проводник не успевает расшириться и перегревается до метастабильного состояния (практически до спинодали кристалл — жидкость). При этом с увеличением температуры сверх 10^4 К растет теплоемкость металла за счет размораживания электронных степеней свободы. Поэтому температура, достигаемая до начала электровзрыва, не превышает 17000 К.

PACS: 52.40.Hf, 64.60.Mu, 64.70.Dv

1. ВВЕДЕНИЕ

Месяц [1] развил новые представления о взрывном характере эмиссии и ввел понятие об эктонах — взрывных микроцентрах. При этом было показано, что различные экспериментальные данные по прикатодным процессам могут быть объяснены, если сделать единственное предположение о том, что микроострия на катодах, прежде чем взорваться, поглощают энергию, превышающую энергию сублимации в несколько раз. Это может быть интерпретировано как перегрев микроострий до температур порядка 10^5 К, если использовать простейшее уравнение состояния. Ввиду парадоксальности этого вывода были поставлены специальные эксперименты по электровзрыву тонких проволочек [2]. Результаты оказались в полном согласии с гипотезой Месяца. При этом эффект усиливался при увеличении скорости энерговклада. Максимальный перегрев был достигнут при максимальной скорости энерговклада 10^{12} Вт/г.

Перегрев при электровзрыве проводников до температур $\approx 10^5$ К отмечался в ранних экспериментах Кварцхавы, Плюто и др. [3] и позднее Такером [4], см. также обзор [5]. Однако убедительного объяснения этого эффекта дано не было.

Переход твердого тела в перегретое метастабильное состояние замечен еще Урлиным в [6] при анализе экспериментов по мощным ударным волнам в твердых телах. Переход в метастабильное состояние при быстром ($\approx 10^{-6}$ с) джоулевым нагреве экспериментально изучался Байковым и Шестаком [7]. Для медной проволочки диаметром

*E-mail: henry@aha.ru

$3 \cdot 10^{-2}$ см был достигнут перегрев $\vartheta = (T - T_m)/T_m \simeq 0.13$, где T_m — температура плавления. Кинетика объемного плавления металлов теоретически исследовалась Моториным и Мушером [8]. Результирующая оценка максимального перегрева ϑ до 20% или в абсолютных цифрах $T - T_m = 150\text{--}200$ К оказалась в согласии с результатами [7]. Компьютерное моделирование метастабильных перегретых бесконечных кристаллических твердых тел проводилось методами молекулярной динамики и Монте-Карло в [9–14]. Результаты [7–14] не привлекались для анализа высокотемпературного перегрева [1–6].

В настоящей работе показано, что экспериментальные данные [1,2] имеют вполне рациональное объяснение. Эффект Месяца возникает в случае, когда скорость энерговыклада настолько высока, что проводник не успевает заметно расширяться. Расширению препятствует также большое магнитное давление при высоких плотностях тока. Возможные режимы нагрева рассмотрены в разд. 2 для меди. Обсуждаются два крайних сценария процесса: при постоянном давлении и при постоянном объеме. При анализе обоих режимов использовались термическое и калорическое уравнения состояния [15]. Конечные температуры в обоих сценариях не превысили 17000 К. Температуры меньше 17000 К соответствуют жидкому состоянию меди, если предположить равновесное плавление. Возможность сохранения меди в метастабильном твердом состоянии при высокой скорости нагрева [1, 2] рассмотрена в разд. 3 с привлечением результатов [7–14]. Показано, что проводник может перейти в перегретое метастабильное состояние и продолжать поглощать энергию, оставаясь вблизи начального удельного объема. Даже если потом и начинается плавление, то увеличение объема (радиуса) проводника может оказаться экспериментально незамеченным вплоть до электровзрыва (резкого увеличения объема и электросопротивления проводника). Сопоставление режимов нагрева при постоянных давлении и объеме и сравнение результатов проводится в разд. 4.

2. РЕЖИМЫ НАГРЕВА

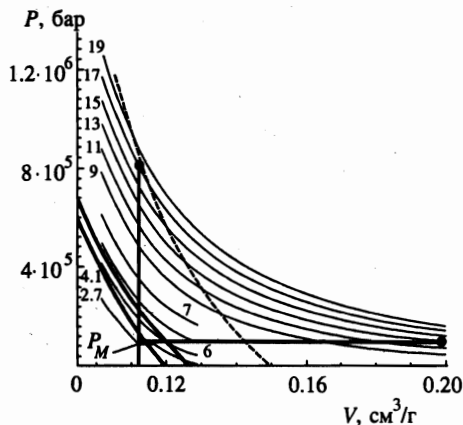
В качестве примера оценки конечного состояния проводника непосредственно перед моментом электровзрыва выбран один из указанных в [2] напряженных режимов энерговыклада для меди. Именно: радиус проволоочки $r = 3 \cdot 10^{-3}$ см, плотность тока $j \approx 10^8$ А/см², энерговыклад до электровзрыва приблизительно равен 9 кДж/г. При этом магнитное давление $P_M = \mu_0 \mu (j r)^2 / 8$ ($\mu_0 \mu$ — магнитная проницаемость) на границе проволоочки составляет ~ 0.1 Мбар.

Поскольку данные, приведенные в [2], не позволяют в точности определить динамику нагрева до момента взрыва, в данной работе рассматриваются два крайних сценария процесса:

(А) — нагрев по изохоре до достижения давления P_M , а затем расширение по изобаре до электровзрыва. Этот сценарий, на первый взгляд, выглядит наиболее естественным и поэтому не будет дополнительно обосновываться;

(В) — нагрев по изохоре, при котором достигается перегретое, метастабильное состояние твердого тела. Доводы в пользу этого сценария приводятся в следующем разделе. Такой сценарий, а также сценарии, промежуточные между А и В, возможны только с учетом скоротечности нагрева и инерционности расширения.

Определение конечных состояний проводится графически по диаграммам для изотерм энергия–объем ($E - V$), энтальпия–объем ($I - V$) и давление–объем ($P - V$), построенным по уравнениям состояния меди [15]. Например, для изохоры на диаграмме



Режимы импульсного нагрева. Вертикаль до P_M и горизонталь — сценарий (А), вертикаль — сценарий (В), точками обозначены конечные состояния, предшествующие электровзрыву. Термическое уравнение состояния для меди: цифры на изотермах — температуры в 10^3 К, толстые линии — бинадаль твердое тело — жидкость, штриховая линия — оценка спинодали перегретого твердого тела

$E - V$ ищется точка пересечения горизонтали и вертикали, соответствующих известным экспериментальным значениям удельных внутренней энергии и объема. Температура в точке пересечения определяется интерполяцией по окружающим эту точку табличным значениям. Конечное состояние (давление) соответствует пересечению экспериментальной изохоры и найденной изотермы на $P - V$ -диаграмме.

Оба режима нагрева представлены на рисунке вместе с уравнением состояния меди [6, 15–17] и нашими оценками спинодали для твердой меди.

3. ПЕРЕГРЕТЫЙ КРИСТАЛЛ

Перегретый кристалл исследовался в компьютерном эксперименте методами Монте-Карло [9–11] и молекулярной динамики [12, 13] для кристаллов инертных газов. Расчеты проводились по изотерме [9, 10] и по изобаре [12, 13]. Расчеты по изотерме для твердого тела были доведены до области параметров, где производная от давления по объему $(\partial P / \partial V)_T$ становится больше нуля. Точка, где $(\partial P / \partial V)_T = 0$, является точкой спинодали фазового перехода кристалл–жидкость. Удельный объем кристалла на спинодали превысил на 25% удельный объем на бинадали [10]. Отметим, что разница удельных объемов на бинадали между кристаллом и жидкостью составила в расчетах [10] лишь 10%.

Исходя из 25%-го превышения и была проведена спинодаль перегретого кристалла меди на рисунке. Отметим, что для модельного кристалла, образованного зарядами одного знака на компенсирующем фоне, методом Монте-Карло было получено, что спинодаль смещена относительно бинадали на 70% по объему при постоянной температуре, или на 20% по температуре при постоянном объеме [14]. Такой же сдвиг температуры на изобарах кристаллов инертных газов был получен методом молекулярной динамики [12, 13], при этом использовался критерий механической устойчивости.

Таким образом, результаты компьютерного моделирования, полученные разными авторами и для разных систем, несильно отличаются друг от друга. Они согласуются и с аналитическими оценками [8]. Поэтому ожидается, что оценка положения спинодали на рисунке может служить отправной точкой для дальнейших выводов. Принципиальная сложность заключается в другом обстоятельстве.

Дело в том, что поскольку образование жидкой фазы на поверхности плавящегося

тела не связано с затратой работы на образование новой поверхности, перегрев твердого тела, вообще говоря, невозможен [18]. В [18], однако, замечено, что положение меняется, если тело нагревается изнутри, а на его поверхности поддерживается температура ниже точки плавления. Такая ситуация ближе к экспериментальным условиям [1, 2], где магнитное давление (и, соответственно, температура плавления для большинства металлов) возрастает у периферии образца, поверхность охлаждается излучением, скин-эффект отсутствует и нагрев однороден по всему объему проводника. Отметим, что многочисленные экспериментальные данные по плавлению металлов мощным лазерным излучением не имеют никакого отношения к теме данной работы, поскольку в тех экспериментах плавление осуществляется в тонком поверхностном скин-слое. Здесь же рассматривается, как и в [1–8], объемное плавление. Подчеркнем, что и в компьютерных экспериментах [9–14] моделируются однородно нагретые бесконечные кристаллы (без открытой поверхности).

При нагреве изнутри вероятность образования зародышей жидкой фазы зависит от упругих деформаций, сопровождающих возникновение капелек жидкости внутри твердого тела [18]. Авторы [8], однако, показали, что энергия упругих деформаций дает заметный вклад в свободную энергию нуклеации лишь при малых перегревах. Тогда частота нуклеации в единице объема ω зависит от релаксации упругих напряжений и определяется временем диффузии вакансий, образующихся при нуклеации. При этом частота ω мала и в условиях импульсного вклада энергии в малый объем не может достигнуть критического значения (когда вероятность нуклеации ~ 1) при выполнении требования малости перегрева. Плавление кристалла при импульсном нагреве происходит лишь при больших перегревах, когда упругой деформацией кристаллической решетки можно пренебречь. В этом случае скорость роста микрокапли определяется теплопроводностью, и ω значительно выше, чем при малых перегревах.

Таким образом, можно ожидать, что плавление начинается лишь при значительных перегревах, причем вероятность образования зародышей больше всего на оси проводника, где отсутствует магнитное давление. Даже если зародыш образовался, то время распространения фронта плавления велико по сравнению со временем энерговклада в исследуемом примере. Скорость движения фронта плавления рассчитывалась для меди методом молекулярной динамики [19]. Эта скорость достигала 100 м/с при 20%-ном перегреве. Таким образом, для характерных времен $\sim 10^{-8}$ с, когда и проявляется эффект Месяца, фронт плавления успевает распространиться только на $10^{-2}R$.

Дополнительным доводом в пользу сценария (B) служит то, что эффект взрыва проводника при указанном энерговкладе естествен, как разрушение метастабильного состояния твердого тела вблизи спинодали при возмущении системы. С другой стороны, в случае сценария (A) непонятно, почему должен случиться взрыв, когда проводник, находящийся в равновесном жидком состоянии, еще далек от бинадали жидкость — пар и сохраняет металлическую проводимость. Отметим, что эффект смещения фазового равновесия, рассмотренный в [20] для фазового перехода жидкость — пар и обусловленный неодинаковостью магнитного давления в разных фазах, гораздо слабее для перехода твердое тело — жидкость в силу намного меньшей разницы проводимости фаз.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе приводятся только качественные оценки, например, давление считается постоянным по радиусу проводника, зависимость энерговклада от времени не учитывается, не принимается во внимание разница между равновесными и метастабильными изотермами как в термическом, так и в калорическом уравнениях состояния, хотя энергии в этих состояниях различаются. Теплоемкость возрастает для метастабильного состояния вблизи спинодали, что было отмечено для перегретой при лазерном нагреве жидкости [21].

На рисунке показана $P - V$ -диаграмма меди в области параметров, соответствующих началу электровзрыва. Сценарии (А) и (В) показаны вначале общей вертикалью, а затем соответственно горизонтальной и вертикальной прямыми линиями. В оценках использовались калорические уравнения состояния для внутренней энергии и энтальпии [15] и кривая плавления [6]. В области тройной точки эта кривая не противоречит современным данным [16, 17].

Видно, что конечная температура в обоих сценариях не превышает 17000 К. Это и разрешает парадокс, упомянутый во Введении. Столь заметное снижение температуры по сравнению с оценками по энергии сублимации обусловлено тем, что при температурах $\sim 10^4$ К заметный вклад в теплоемкость начинают давать электроны. Наружные оболочки атома меди имеют структуру $d^{10}s^1$, соответственно, электронная структура кристалла меди содержит шесть зон Бриллюэна: наполовину заполненную s -зону и пять заполненных d -зон. Однако уровни энергии всех d -зон лежат в пределах 1 эВ от энергии Ферми. Поэтому при температурах порядка 10^4 К вклад в электронную теплоемкость начинают давать все 11 электронов, что, естественно, учтено в использованных нами данных [15]. Публиковавшиеся ранее оценки [1–5] о перегреве до 10^5 К были следствием неправомерной экстраполяции низкотемпературных уравнений состояния в высокотемпературную область.

Заметим, что электронная эмиссия приводит к охлаждению электронов металла (на это обстоятельство наше внимание обратил С. Баренгольц). Поскольку в рассматриваемых условиях электроны вносят существенный вклад в теплоемкость, электронная эмиссия, таким образом, приведет не только к охлаждению электронов, но и к дополнительному охлаждению самого металла, т. е. поверхности микроострий на катоде, что, как уже отмечалось, важно для существования перегретого кристалла.

Конечная точка сценария (В) лежит вблизи оценочной ветви спинодали твердого тела. Ввиду этого более или менее ясно, почему в сценариях, близких к (В) (попадание в состояние перегретого твердого тела), собственно электровзрыв происходит при указанном энерговкладе. С другой стороны, совершенно неясно, почему электровзрыв (в предположении равновесного плавления) происходил бы при данном энерговкладе в сценарии (А). Повторяем, что конечная точка этого сценария еще далека от бинодали фазового перехода жидкость — пар.

Более точный расчет начальной стадии процесса электровзрыва требует снятия указанных выше приближений.

Благодарим Г. А. Месяца, привлечшего наше внимание к данной задаче, С. А. Баренгольца за обсуждение результатов и К. В. Хищенко, любезно предоставившего уравнение состояния меди.

Литература

1. Г. А. Месяц, Эктоны, ч. 1, Уральская изд. фирма Наука, Екатеринбург (1993); УФН 165, 601 (1995); G. A. Mesyats, Explosive Electron Emission, Ekaterinburg, URO-Press (1998).
2. L. I. Chemezova, G. A. Mesyats, V. S. Sedoi, B. N. Semin, and V. V. Valevich, Proc. XVIII Int. Simp. Disch. and El. Insul. in Vacuum. Eindhoven (1998), p. 48.
3. И. Ф. Кварцхава, А. А. Плюгто, А. А. Чернов, В. В. Бондаренко, ЖЭТФ 30, 42 (1956).
4. T. J. Tucker, J. Appl. Phys. 32, 1894 (1961).
5. Ю. А. Котов, В. С. Седой, Л. И. Чemezова, Препринт ИСЭ № 41, Томск (1986).
6. В. Д. Урлин, ЖЭТФ 49, 485 (1965); В. Д. Урлин, в сб.: *Свойства конденсированных веществ при высоких давлениях и температурах*, под ред. Р. Ф. Трунин, МАЭП, Москва (1992), с. 377.
7. А. П. Байков, А. Ф. Шестак, Письма в ЖТФ 5, 1335 (1979).
8. V. I. Motorin and S. L. Musher, J. Chem. Phys. 81, 465 (1984).
9. M. Ross and B. Alder, Phys. Rev. Lett. 16, 1077 (1966).
10. В. Г. Байдаков, С. П. Проценко, В. П. Скрипов, Труды МОПИ, Изд-во высшей школы, Москва (1976).
11. В. М. Замалин, Г. Э. Норман, В. С. Филинов, *Метод Монте-Карло в статистической термодинамике*, Наука, Москва (1977), с. 88.
12. В. Г. Байдаков, А. Е. Галашев, В. П. Скрипов, ФТТ 22, 2681 (1980).
13. J. Solca, A. J. Dyson, G. Steinebrunner, B. Kirchner, and H. Huber, J. Chem. Phys. 108, 4107 (1998).
14. H. E. DeWitt and W. L. Slattery, in *Strongly Coupled Coulomb Systems*, ed. by G. Kalman, M. Rommel, K. Blagoev, New York, Plenum Press (1998), p. 1.
15. V. E. Fortov, K. V. Khishchenko, P. R. Levashov, and I. V. Lomonosov, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 415, 604 (1998).
16. Е. Ю. Тонков, *Фазовые превращения соединений при высоком давлении*, т. 1, Металлургия, Москва (1988).
17. В. И. Северин, Ю. А. Приселков, А. В. Цепляева и др., ТВТ 36, 577 (1998).
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, под ред. Л. П. Питаевского, Наука, Москва (1995), с. 601.
19. S. R. Phillpot, J. F. Lutsko, D. Wolf, and S. Yip, Phys. Rev. B 40, 2841 (1989).
20. V. S. Vorob'ev and S. P. Malysenko, Phys. Rev. E 56, 3959 (1997).
21. А. А. Самохин, Труды ИОФАН 13, 3 (1988).