

10;11

О механизме образования микрократеров на поверхности мишени, облучаемой мощным электронным пучком

© Н.Б. Волков, А.Е. Майер, К.А. Талала, А.П. Яловец

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург

E-mail: nbv@ami.uran.ru

Поступило в Редакцию 20 декабря 2005 г.

Исследован механизм формирования микрократеров на чистой поверхности мишени, имеющей малые возмущения в виде микровыступов или микровпадин, при облучении интенсивным электронным пучком. Показано, что образование микрократеров обусловлено развитием неустойчивости Рэля–Тейлора и Рихтмайера–Мешкова и имеет пороговый характер в зависимости от вложенной в мишень энергии. Обсуждены закономерности формирования микрократеров при режимах облучения, соответствующих экспериментам [5].

PACS: 61.80.Fe

Интенсивные пучки заряженных частиц широко используются при обработке мишеней с целью улучшения свойств их поверхностного слоя [1–3]. При этом в зависимости от режима облучения наблюдается либо сглаживание рельефа поверхности, либо рост ее шероховатости с образованием микрократеров [3–5]. Формирование последних на поверхностях обрабатываемых деталей, как правило, крайне нежелательно.

Модель образования микрократеров при ионном облучении предложена нами в [6]. Облучаемая мишень представлялась как трехслойная среда (плазма–расплав–твердое тело) с различными массовыми плотностями и четкими границами между фазами. Подобный подход оправдан лишь в случае ионного облучения, характеризующегося резкой границей зоны энерговыделения. Согласно [6], образование микрократера происходит в результате неустойчивости Рихтмайера–Мешкова (РМ) [7] границы плазма–расплав.

Поскольку из-за многократного рассеяния быстрых электронов в веществе мощность энерговыделения плавно изменяется по глубине

мишени, разлет нагретой части мишени приводит к формированию плавной зависимости от координаты массовой плотности ρ , что не позволяет четко определить границы раздела фаз и использовать модель [6] для описания образования микрократеров при электронном облучении мишеней.

Целью предлагаемой работы является теоретическое исследование механизма образования микрократеров в случае постоянно изменяющейся по глубине мишени массовой плотности, т. е. в случае размытых по плотности межфазных границ.

При облучении мишени пучком частиц с плотностью мощности $\geq 10^6 \text{ W/cm}^2$ можно выделить два режима: докритический и закритический, переход между которыми носит пороговый характер. При докритическом режиме мишень остается в конденсированном состоянии (твердом или жидком), испытывая тепловое расширение. Скорость движения поверхности $v_f \sim 1-10 \text{ m/s}$ и ускорение $g_f = \dot{v}_f = 10^5-10^8 \text{ m/s}^2$ обусловлены либо изменением мощности потока энергии пучка, либо фазовыми переходами. Как показывают оценки и компьютерный эксперимент, развитие неустойчивости РМ при докритическом режиме подавлено поверхностным натяжением, и поэтому образования микрократеров не происходит.

При закритическом режиме облучения происходит формирование плазменного факела с $v_f \geq 10^3 \text{ m/s}$ и $g_f = \dot{v}_f = 10^9-10^{11} \text{ m/s}^2$. Более высокие значения ускорений и отсутствие сил поверхностного натяжения на поверхности плазмы обеспечивают необходимые условия для развития неустойчивости РМ после окончания импульса облучения. Поскольку силы инерции на свободной поверхности плазменного факела максимальны, развитие неустойчивости на ней обуславливает движение вещества в объеме мишени. Унос плазменным факелом части вещества мишени приводит к тому, что кристаллизуются лишь слои с плотностью, близкой к плотности твердого тела. Поэтому наблюдаемый после кристаллизации рельеф поверхности мишени формируется „замороженными“ возмущениями контактной границы плазма-расплав, определяемой нами как поверхность с максимальным градиентом плотности.

На стадии облучения применим линейный анализ динамики малых начальных возмущений, поскольку силы инерции, вызванные ускорением вещества в поверхностном слое мишени, стабилизируют неустойчивость тейлоровского типа и приводят к формированию гравитационных волн. Рост возмущений контактной границы происходит после

прекращения облучения в результате развития неустойчивости РМ. Так как к этому моменту плазменный факел уже достаточно разрежен и не влияет на эволюцию контактной границы, для ее последующего описания можно применить метод [8]. В этом методе в приближении потенциальной несжимаемой жидкости получена и решена система уравнений, описывающая нелинейную динамику свободных и контактных границ жидкостей с различной плотностью, включая нелинейные стадии неустойчивости РМ, в двух- и трехмерных случаях.

Развитие неустойчивости сопровождается понижением температуры за счет теплопроводности. Кристаллизация расплава „замораживает“ рост возмущений, ограничивая глубину микрократера. В качестве верхней оценки времени кристаллизации мы используем время $t_c = \tau + t_{tc}$, где τ — длительность импульса облучения, $t_{tc} = R^2/\chi$, χ — температуропроводность, R — пробег быстрых электронов в веществе. Другим фактором, ограничивающим глубину микрократера, является глубина расплавленного слоя мишени.

Рассмотрим начальную (линейную) стадию образования микрократеров. Пусть поток электронов движется вдоль оси Oz и падает перпендикулярно на плоскую поверхность мишени. В случае идеально плоской поверхности мишени течение вещества является одномерным, свободная поверхность представляет плоскость с координатой z_f , контактная граница — z_c . Возмущение на свободной поверхности зададим как $a_f(t) \cos(kx)$, а на контактной границе — $a_c(t) \cos(kx)$. Пусть также вещество мишени — неоднородная несжимаемая жидкость с $\rho = \rho(z, t)$ и $a_{f,c}k \ll 1$, $(a_{f,c}/\rho)(d\rho/dz) \ll 1$. Поле смещений в мишени, определяемое возмущениями ее поверхности, может быть записано в виде

$$\begin{aligned} u_z(x, z, t) &= (b_f(t)e^{-k|z-z_f|} + b_c(t)e^{-k|z-z_c|}) \cos(kx), \\ u_x(x, z, t) &= (b_f(t)e^{-k|z-z_f|} \text{sign}(z - z_f) \\ &\quad + b_c(t)e^{-k|z-z_c|} \text{sign}(z - z_c)) \sin(kx) \end{aligned} \quad (1)$$

(амплитуды b_f и b_c — обобщенные координаты системы). Структура течения (1) соответствует течению неоднородной (стратифицированной) несжимаемой жидкости и является суммой смещений, вызванных развитием возмущений свободной и контактной границ. Из (1) следует, что

$$a_f = b_f + b_c e^{-(z_c - z_f)}, \quad a_c = b_c + b_f e^{-(z_c - z_f)}. \quad (2)$$

Работа по перемещению массы, заключенной в элементарном объеме $\delta x \delta z$, из точки x, z в точку $x, z + u_z$ имеет вид $\delta A = \delta x \delta z g(z, t) (\partial \rho / \partial t) u_z^2 / 2$. Изменение потенциальной энергии за счет смещений (1) получается интегрированием $-\delta A$ по пространству:

$$U(b_f, b_c) = -\alpha_{ff}(k, t) b_f^2 - \alpha_{cc}(k, t) b_c^2 - 2\alpha_{fc}(k, t) b_f b_c. \quad (3)$$

Кинетическая энергия имеет вид

$$\begin{aligned} T(\dot{b}_f, \dot{b}_c) &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi/k} dx \int_{z_f}^{\infty} dz \rho(z, t) (\dot{u}_x^2(x, z, t) + \dot{u}_z^2(x, z, t)) \\ &= \beta_{ff}(k, t) \dot{b}_f^2 + \beta_{cc}(k, t) \dot{b}_c^2 + 2\beta_{fc}(k, t) \dot{b}_f \dot{b}_c. \end{aligned} \quad (4)$$

В (3) и (4) $g(z, t)$ — локальное ускорение вещества,

$$\begin{aligned} \beta_{ij}(k, t) &= \frac{\lambda}{2} \int_{\xi_{ij}}^{\infty} \rho(z, t) \exp(-k(|z - z_i| + |z - z_j|)) dz, \\ \alpha_{ij}(k, t) &= \frac{\lambda}{4} \int_{z_f}^{\infty} g(z, t) \frac{\partial \rho(z, t)}{\partial z} \exp(-k(|z - z_i| + |z - z_j|)) dz, \end{aligned}$$

индексы i и j принимают значения c или f , $\xi_{ij} = z_f \delta_{ij} + z_c (1 - \delta_{ij})$. Из (3) и (4) можно записать функцию Лагранжа и получить систему ОДУ для нахождения обобщенных координат b_f и b_c :

$$\begin{aligned} \dot{\psi}_1 &= \alpha_{ff} b_f + \alpha_{fc} b_c, \\ \dot{\psi}_2 &= \alpha_{fc} b_f + \alpha_{cc} b_c, \\ \dot{b}_f &= (\beta_{cc} \psi_1 - \beta_{jc} \psi_2) (\beta_{ff} \beta_{cc} - \beta_{fc}^2)^{-1}, \\ \dot{b}_c &= (\beta_{ff} \psi_2 - \beta_{jc} \psi_1) (\beta_{ff} \beta_{cc} - \beta_{fc}^2)^{-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае четких межфазных границ система (5) совпадает с уравнениями Тейлора [7].

Система уравнений (6) совместно с (2) решалась численно на стадии облучения, когда вещество мишени движется с ускорением, и размытость границы мишени играет существенную роль. Для нахождения

$\rho(z, t)$ и $g(z, t)$ использовался пакет программ BETAIN [9]. В данном пакете совместно решаются кинетическое уравнение для быстрых частиц, одномерная система уравнений механики сплошной среды для модели упругопластических течений с учетом теплопроводности и широкодиапазонного уравнения состояния.

Рассчитанные зависимости скорости роста возмущений от волнового числа (рис. 1, *a*) имеют максимум по модулю, положение которого k_0 определяется в первую очередь расстоянием от свободной до контактной границы. Поскольку рост возмущений контактной границы инициирован возмущениями свободной поверхности, уменьшение \dot{a}_c в области больших волновых чисел определяется быстрым затуханием коротковолновых возмущений в глубь мишени. Длинноволновые возмущения развиваются медленнее, чем коротковолновые [7], поэтому \dot{a}_c уменьшается и в области малых волновых чисел.

Скорость изменения амплитуды немонотонно зависит от введенной энергии W и может быть как положительной, так и отрицательной. Это можно понять из анализа временных зависимостей амплитуд возмущения $a_c(k = k_0, t)$, рассчитанных для различных значений W (рис. 1, *b*). Во время облучения силы инерции, вызванные ускоренным движением вещества, стабилизируют возмущения границы и приводят к образованию гравитационных волн. Их период сравним с τ и уменьшается с ростом W . При $t > \tau$ амплитуда возмущений изменяется с постоянной скоростью, которую определяет зависящая от W фаза гравитационной волны в момент $t = \tau$.

Учитывая вышесказанное, обсудим зависимость $a_c(k = k_0, t = t_c)$ от параметра $\Lambda = W / ((R + R_{tc})\rho E_{sb})$, характеризующего удельную плотность энергии, введенной в мишень, где E_{sb} — энергия сублимации, $R_{tc} = \sqrt{\chi\tau}$ (см. рис. 1, *c*). Отметим, что уменьшение $a_c(k = k_0, t = t_c)$ при увеличении Λ обусловлено увеличением толщины испаряемого слоя вещества. Значения $\Lambda < \Lambda_* = 0.1$ для железа и $\Lambda < \Lambda_* = 0.18$ для меди соответствуют докритическому режиму облучения, когда плазменный факел не образуется и возмущения поверхности не растут. При $\Lambda > \Lambda_*$ реализуется закритический режим, сопровождающийся образованием микрократеров. Следовательно, образование микрократеров носит четко выраженный пороговый характер. Причем, как показывает рис. 1, значение Λ_* зависит от типа облучаемого вещества, но не зависит практически от энергии частиц пучка.

Задавая произвольные начальные возмущения свободной поверхности мишени, можно по данным линейной теории найти профиль кон-

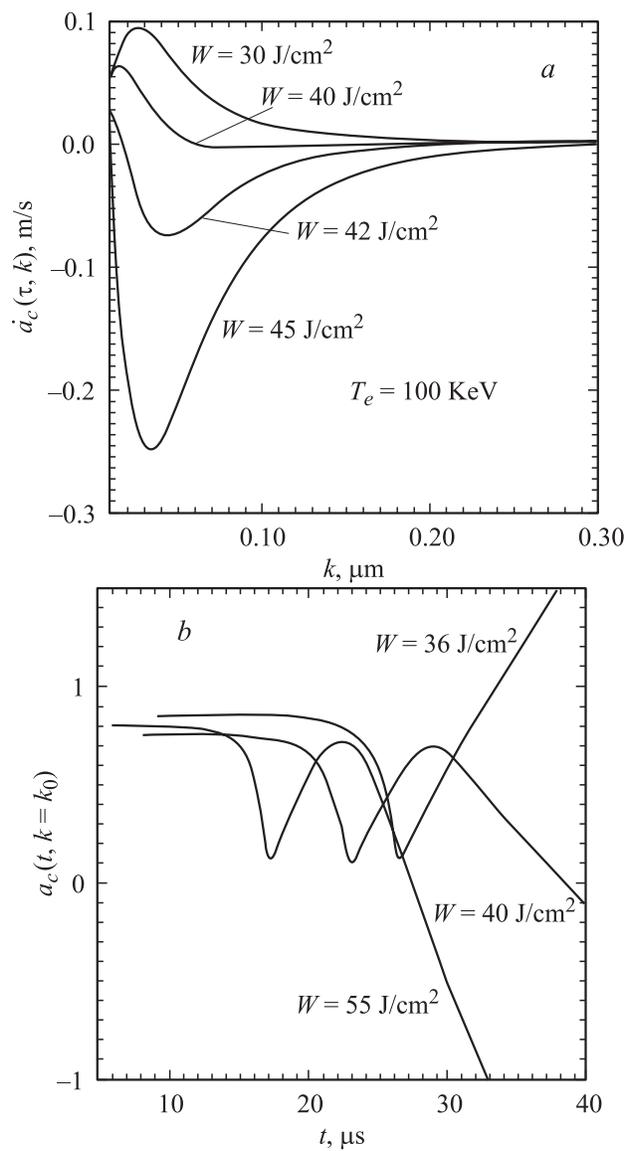


Рис. 1. Динамика возмущений контактной границы при микросекундном электронном облучении $\tau = 30 \mu\text{s}$, Fe — мишень (см. текст).

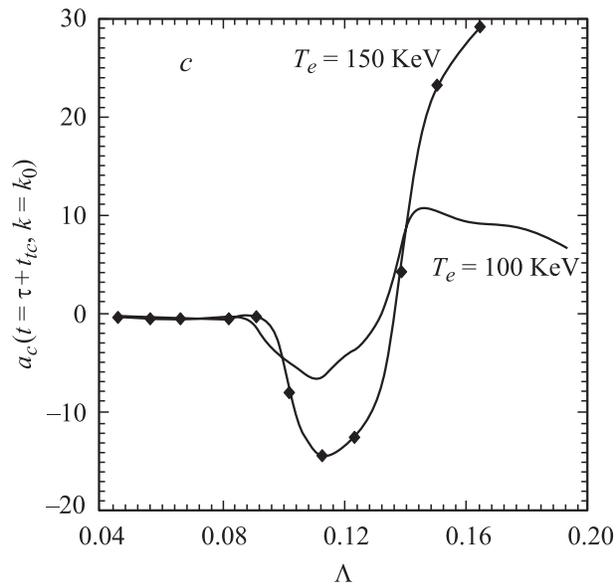


Рис. 1 (продолжение).

тактной поверхности и поле массовых скоростей на момент окончания облучения $t = \tau$. Они являются начальными условиями для задачи о нелинейной динамике контактной границы плазма-расплав при $t \geq \tau$, решаемой, как говорилось выше, с помощью метода [8].

Отметим основные закономерности эволюции начального возмущения — цилиндрической микровпадины (микровыступа) глубиной (высотой) h_0 ($1 \leq h_0 (\mu\text{m}) \leq 4$) и диаметром D_0 ($10 \leq D_0 (\mu\text{m}) \leq 200$) — для режимов электронного облучения в экспериментах [5]. Из спектра начального возмущения быстрее всего растут гармоники с k , близкими к k_0 . В результате спектр модифицируется так, что микрократер стремится иметь диаметр $D^* = \pi/k_0$. Поэтому при $D_0 < D^*$ наблюдается сильное (возможно в несколько раз) увеличение диаметра кратера. При $D_0 > D^*$ изменение диаметра кратера почти не происходит. Диаметр кратера $D(t_c)$ не зависит от h_0 и определяется только D_0 . Учитывая результаты, представленные на рис. 1, можно сделать вывод, что при данных режимах облучения наибольшее количество экспе-

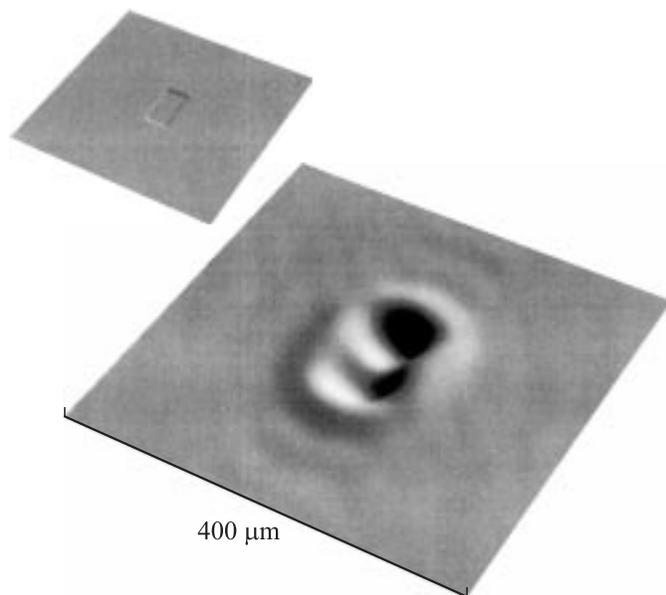


Рис. 2. Поверхность кратера на момент застывания. Начальное возмущение представляет собой кратер прямоугольной формы $50 \times 100 \mu\text{m}$, начальная амплитуда $a_0 = 1 \mu\text{m}$. Облучение железной мишени электронным пучком с энергиями электронов $T_e = 120 \text{KeV}$, длительность облучения $\tau = 30 \mu\text{s}$, плотность вложенной энергии $W = 32 \text{J/cm}^2$.

риментально наблюдаемых кратеров должно иметь диаметр порядка $D^* = 100\text{--}120 \mu\text{m}$, что соответствует данным [5].

Глубина кратера $h(t_c)$ определяется амплитудой гармоник с k , близкими к k_0 в спектре начального возмущения. Поэтому $h(t_c)$ быстро возрастает при увеличении D_0 до D^* и не меняется при дальнейшем росте D_0 . Увеличение h_0 приводит к увеличению $h(t_c)$, поскольку значение $h(t_c)$ ограничено толщиной расплавленного слоя мишени, то в области больших h_0 значения $h(t_c)$ выходят на стационарное значение, соответствующее толщине расплавленной зоны. Как показывают наши расчеты, толщина этой зоны варьируется в диапазоне $20\text{--}27 \mu\text{m}$, а глубина кратеров — $15\text{--}25 \mu\text{m}$.

Для анализа взаимодействия кратеров мы провели 3D расчеты динамики двух кратеров для случаев одинаковых и разных диаметров и амплитуд. Все расчеты показывают общую тенденцию: когда расстояние между кратерами меньше D^* , они сливаются в один кратер, размер которого близок к D^* . Кратер имеет при этом вытянутую форму.

Если расстояние между центрами порядка D^* , то вещество, выбрасываемое из одного кратера, препятствует развитию второго кратера. В результате глубина кратеров уменьшается на 10–15% по сравнению с независимо развивающимися кратерами. Если же расстояние превышает D^* , то развитие кратеров происходит независимо.

Масштаб D^* проявляется также при формировании кратеров из возмущений неправильной формы (как правило, кратеры имеют круглую форму). Если размеры возмущений превышают D^* , то оно разбивается на несколько кратеров с диаметрами порядка D^* (рис. 2).

Таким образом, нами предложен и реализован метод исследования механизма образования микрократеров на мишени, облучаемой интенсивными электронными пучками. Установлено, что формирование микрократеров имеет пороговый характер: при превышении введенной в мишень энергии характерного значения, зависящего от материала мишени и не зависящего от энергии частиц пучка, в результате развития неустойчивости РМ границы плазма-расплав возникает микрократер.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и правительства Челябинской области (проект РФФИ-Урал № 04-01-96074), Министерства образования и науки Российской Федерации (программа „Развитие научного потенциала высшей школы“, проект № 45437), а также президиума Уральского отделения РАН в рамках программы интеграционных проектов фундаментальных исследований УрО и СО РАН.

Мы также благодарим В.И. Энгелько и В.С. Кузнецова за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Бойко В.И., Валяев А.Н., Погребняк А.Д. // УФН. 1999. Т. 169. С. 1243.
- [2] Bluhm H., Engelko V., Mueller G. et al. // AIP CP650, BEAMS 2002: 14th International Conference on High-Power Particle Beams. Melville, New York, 2002. P. 9.
- [3] Korotaev A.D., Ovchinnikov S.V., Pochivalov Yu.I. et al. // Surface and Coatings Technology. 1998. V. 105. P. 84.

- [4] *Korotaev A.D., Tyumentsev A.N., Tretjak M.V.* et al. // Physics of Metals and Metallography. 2000. V. 89. P. 54.
- [5] *Shulov V.A., Engelko V.I., Kovalev I.V., Mueller G.* // Proceedings of the 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2004. P. 289.
- [6] *Волков Н.Б., Майер А.Е., Яловец А.П.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 8. С. 34.
- [7] *Richtmyer R.D.* // Comm. on Pure and Appl. Math. 1960. V. XII. P. 297; *Мешков Е.Е.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. Т. 5. С. 151.
- [8] *Волков Н.Б., Майер А.Е., Яловец А.П.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 3. С. 1; *Волков Н.Б., Майер А.Е., Талала К.А., Яловец А.П.* // Физика экстремального состояния вещества. 2004. ИПФХ РАН: Черноголовка, 2004. С. 155.
- [9] *Яловец А.П., Майер А.Е.* // Proceedings of the 6th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2002. P. 297.