

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ НА ПОГРЕШНОСТЬ ТЕПЛОВИЗИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ МОЩНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

© 2019 г. Ю. И. Исакова^а, А. И. Прима^а, Сао-Пэн Чжу^б, Лянь Динь^б,
А. И. Пушкарев^{а,б,*}, Мин-Кай Лэй^{б,**}

^а Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

^б Surface Engineering Laboratory, School of Materials Science and Engineering,
Dalian University of Technology, Dalian, 116024, China

* e-mail: aipush@mail.ru

** e-mail: surfeng@dlut.edu.cn

Поступила в редакцию 14.06.2018 г.

После доработки 21.07.2018 г.

Принята к публикации 19.08.2018 г.

Представлены результаты исследования влияния радиационных дефектов на погрешность измерения полной энергии мощного ионного пучка и ее распределения в поперечном сечении с помощью тепловизионной диагностики. Исследования выполнены на ускорителе ТЕМП-6 (200–250 кВ, 120 нс) при работе ионного диода в режиме магнитной самоизоляции электронов. Состав ионного пучка – ионы углерода C^+ (85%) и протоны; плотность энергии в фокусе 1–5 Дж/см². Получено, что при использовании мишеней из разных металлов (титан, нержавеющая сталь, медь) показания тепловизионной диагностики различались на 40–60% при нестабильности плотности энергии в серии импульсов (для одной мишени) не более 10%. Выполнен анализ причин погрешности измерения плотности энергии. Показано, что при облучении металлической мишени мощным ионным пучком в ней формируется значительное количество радиационных дефектов. Потери энергии ионов на их формирование пропорциональны начальной тепловой энергии в мишени после облучения ионным пучком и составляют: 22% в мишени из нержавеющей стали, 30% в медной мишени и 70% в титановой мишени. При учете потерь энергии ионов на формирование радиационных дефектов погрешность тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов не превышает 15%.

DOI: 10.1134/S0032816219010105

ВВЕДЕНИЕ

Совершенствование продукции машиностроения невозможно без применения новых технологических процессов, позволяющих повысить ресурс и надежность деталей и узлов в жестких условиях эксплуатации. Термическая закалка и ковка металлических изделий являются древнейшими методами улучшения их эксплуатационных свойств. При таком воздействии образуются твердые растворы и вторичные фазы, которые не характерны для равновесной диаграммы состояний. Совершенствование технологического процесса закалки идет по пути увеличения скорости изменения температуры и обработки только поверхностного слоя, без изменения объемных свойств. Для этого используют лазерное излучение, электронные пучки, мощные ионные пучки (м.и.п.) и импульсные потоки плазмы. Модифи-

кация поверхности металлических изделий в результате обработки импульсными потоками энергии улучшает свойства изделий: твердость, прочность, износостойкость, эксплуатационные характеристики.

Для модификации поверхностного слоя материалов с высокой теплопроводностью (металлы и сплавы) необходимы импульсные потоки энергии с плотностью энергии 2–3 Дж/см² при длительности импульса ≤ 100 –200 нс. Увеличение длительности импульса приводит к увеличению толщины прогреваемого слоя облучаемой мишени при незначительном росте температуры. Воздействии м.и.п. длительностью 100–150 нс и плотностью энергии 2–3 Дж/см² обеспечивает нагрев и охлаждение поверхностного слоя обрабатываемого изделия со скоростью 10^8 К/с (сверхскоростная закалка) [1]. Толщина такого слоя составляет 1–2 мкм,

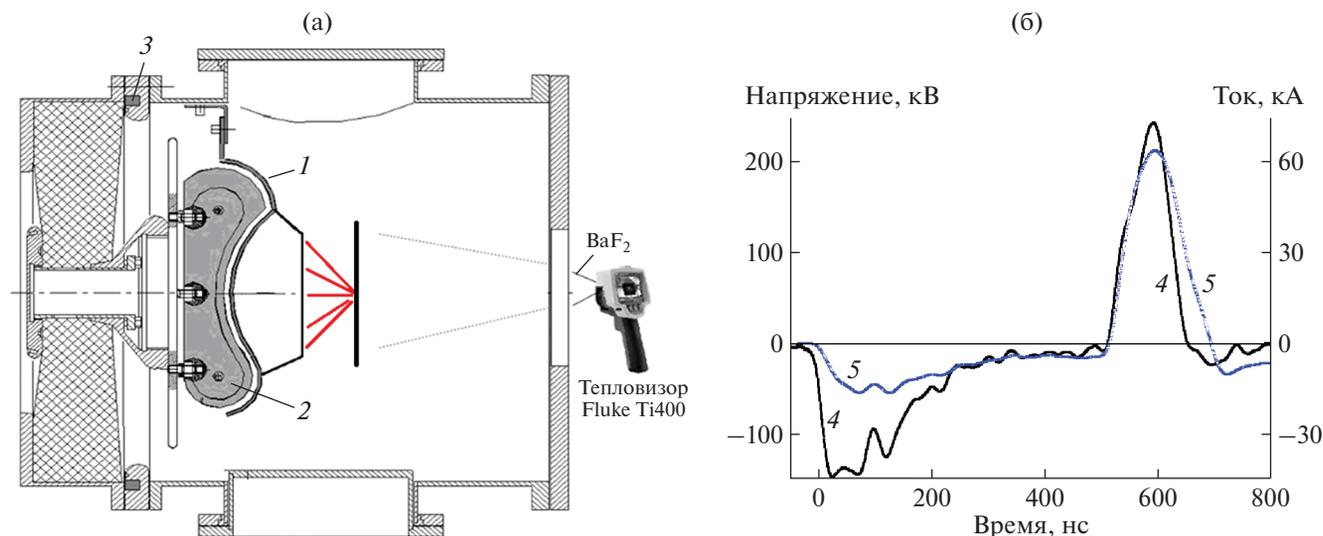


Рис. 1. а – схема диодного узла (1 – катод; 2 – анод; 3 – пояс Роговского), б – осциллограммы ускоряющего напряжения (4) и полного тока в диоде (5).

и объемная плотность мощности радиационного воздействия достигает 10^{11} Вт/см³ [2]. При плотности энергии более 5 Дж/см² происходит интенсивная абляция материала мишени, и в обрабатываемом изделии формируются ударные волны отдачи, давление при этом превышает 10^8 Па (сверхмощнаяковка) [3]. Ударные волны обеспечивают изменение свойств изделия на большую глубину, превышающую 100 мкм для стали.

Для измерения полной энергии импульсных пучков заряженных частиц и распределения плотности их энергии в поперечном сечении применяют калориметрические методы [4, 5], в которых полную энергию пучка (или ее распределение по сечению) рассчитывают по нагреву мишени. Однако для обеспечения удовлетворительного пространственного разрешения при большой площади пучка требуется секционированный калориметр сложной конструкции [6], при этом процесс измерения занимает много времени. Таким образом, использование секционированного калориметра не позволяет оперативно контролировать режим работы генератора пучков заряженных частиц и условия обработки деталей.

В 1997 г. Davis et al. [7] предложил использовать тепловизор для измерения распределения плотности энергии импульсного ионного пучка. Дальнейшие исследования показали, что тепловизионная диагностика параметров м.и.п. является эффективным методом оперативного контроля [8]. Она позволяет измерять его полную энергию и распределение плотности энергии по сечению, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени. Пространственное разрешение метода составляет 1–2 мм, чувствительность типового тепловизора

обеспечивает регистрацию теплового отпечатка за один импульс при плотности энергии м.и.п. выше 0.02 Дж/см², время регистрации не превышает 0.1 с (при работе с внешним запуском или в режиме видео).

В наших работах [9, 10] представлен сравнительный анализ корректности диагностики м.и.п. по амплитуде импульса плотности ионного тока и по плотности энергии. Выполнен анализ влияния разброса энергии ионов, состава ионного пучка, ускоренных нейтралов, локальности диагностики и других факторов на погрешность диагностики м.и.п. Показано, что измерение плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию, не содержащую систематических погрешностей. В настоящее время тепловизионная диагностика широко используется для исследования параметров импульсных электронных и ионных пучков [11–13].

При энергии ионов <100 кэВ одним из основных механизмов поглощения их энергии в металлах является упругое (ядерное) рассеяние на атомах мишени с формированием первичных радиационных дефектов (пар Френкеля) [14, 15]. Эти дефекты приводят к изменению механических свойств облученных изделий [16, 17], радиационному разбуханию (swelling) [18] и др. При использовании тепловизионной диагностики полную энергию м.и.п. мы рассчитываем по величине тепловой энергии в мишени сразу после облучения, так как в дальнейшем идет ее интенсивное охлаждение за счет теплового излучения. Однако часть энергии м.и.п., затраченная на формирование радиационных дефектов, не обеспечивает нагрев мишени сразу после облучения, так как аннигиляция дефектов при температуре 100–200°C

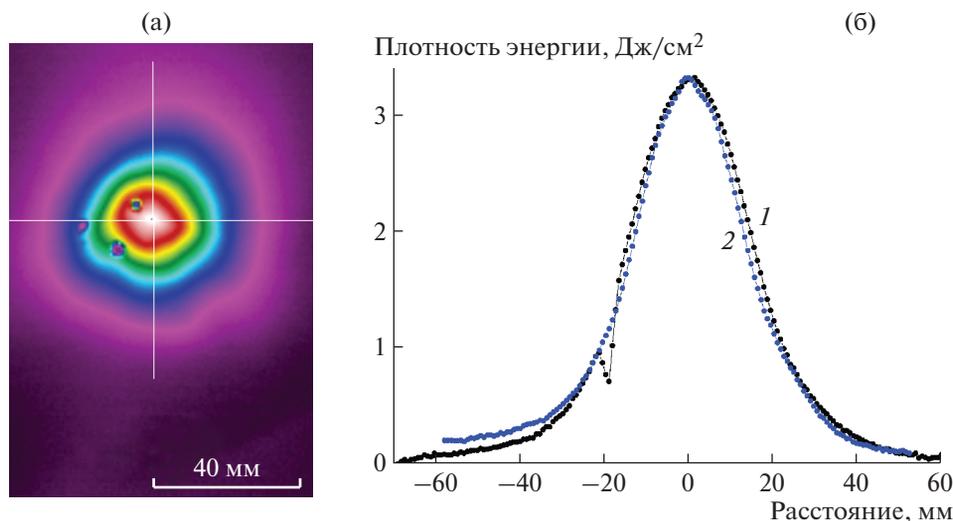


Рис. 2. Термограмма м.и.п. (а) и распределение плотности энергии в фокусной плоскости в горизонтальном (1) и вертикальном (2) направлениях (б).

продолжается десятки секунд [15]. Это может вносить существенную погрешность в результаты измерения плотности энергии м.и.п. с помощью тепловизионной диагностики.

Цель настоящей работы – анализ влияния процесса формирования радиационных дефектов на погрешность тепловизионной диагностики м.и.п. и разработка методики коррекции результатов измерений плотности энергии.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Исследования проведены на ускорителе ТЕМП-6 [19] в режиме формирования двух импульсов: первый (плазмообразующий) – отрицательный (450–500 нс, 100–200 кВ) и второй (генерирующий) – положительный (120 нс, 200–250 кВ). Плосковый фокусирующий диод размером 22 × 4.5 см с фокусным расстоянием 14 см работал в режиме магнитной самоизоляции электронов. Зазор анод–катод составлял 9 мм и был выбран из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением двойной формирующей линии (4.9 Ом). Анод изготовлен из графита, катод – из нержавеющей стали с прорезями размером 2 × 0.5 см,

прозрачность 70%. Схема диодного узла и характерные осциллограммы приведены на рис. 1.

Фокусирующий ионный диод полуцилиндрической геометрии формировал пучок, содержащий ионы углерода С⁺ (80–90%) и протоны [19]. Плотность энергии м.и.п. 1–5 Дж/см², частота следования импульсов 5–10 импульсов/мин. Стандартная девиация полной энергии м.и.п. и его плотности энергии в фокусе не превышала 10%.

Диагностику параметров м.и.п. проводили по тепловому отпечатку на мишени с использованием тепловизора Fluke Ti400 (спектральный диапазон 7–14 мкм). Ресурс мишени составляет 10³ импульсов м.и.п. Тепловой отпечаток пучка регистрировали через выходное окно, расположенное на фланце диодной камеры (см. рис. 1). В качестве окна использовали плоскопараллельную пластину из фторида бария. Фторид бария имеет неполное пропускание в рабочем спектральном диапазоне тепловизора, поэтому перед исследованиями была выполнена калибровка диагностического оборудования [8].

После нагрева ионным пучком лицевой стороны мишени тепловизором регистрировали тепло-

Таблица 1. Плотность энергии м.и.п. в фокусе

Параметр	Материал мишени				
	Ti		Нержавеющая сталь		Cu
	серия 1	серия 2	серия 1	серия 2	серия 1
Плотность энергии м.и.п. в фокусе без учета потерь энергии, Дж/см ²	2.3 ± 10%	2.3 ± 9%	3.2 ± 6%	3.3 ± 6%	3.6 ± 6%
Скорректированная плотность энергии, Дж/см ²	3.9 ± 10%	3.9 ± 9%	3.9 ± 6%	4.0 ± 6%	4.6 ± 6%

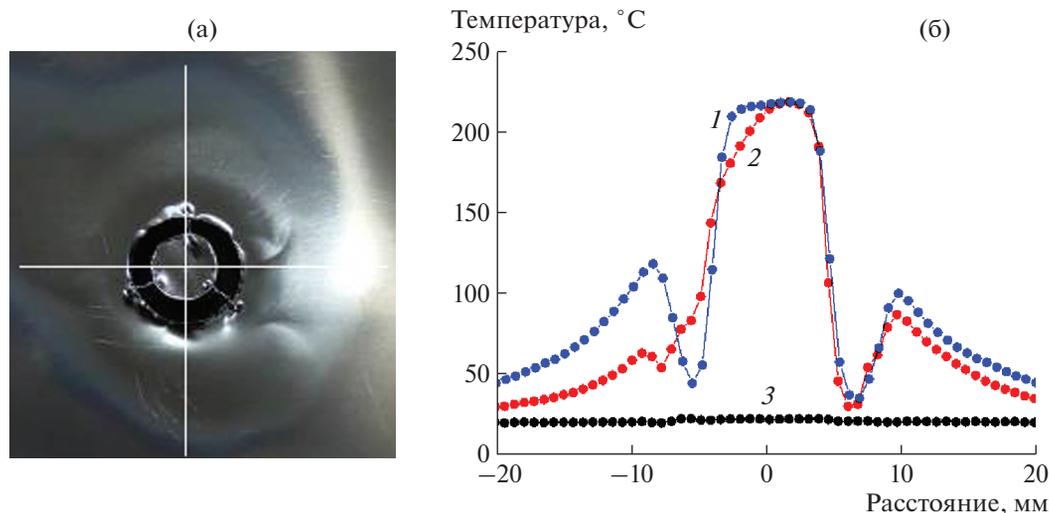


Рис. 3. а – фотография мишени с центральным диском; б – распределение температуры мишени в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях, 3 – начальная температура мишени.

вое поле на ее тыльной поверхности (см. рис. 1). Для мишени из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм время однородного прогрева по толщине не превышало 1 мс [2]. Тепловизор Fluke Ti400 регистрировал тепловой отпечаток м.и.п. на мишени только через 0.1 с после облучения, поэтому процесс прогрева мишени по толщине не вносил большой погрешности в тепловизионную диагностику м.и.п.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ М.И.П.

При измерении плотности энергии м.и.п. (на единицу площади поперечного сечения) мы использовали мишень, размеры которой (12 × 20 см, толщина 100 мкм) превышали поперечные размеры пучка. Мишень устанавливали на расстоянии 14 см от катода, в фокусе диода. Для фокусировки тепловизора в мишени были сделаны три отверстия диаметром 3 мм. На рис. 2 показаны результаты тепловизионной диагностики м.и.п.

В табл. 1 приведены результаты измерения плотности энергии м.и.п. при использовании мишеней из разных металлов. В каждой серии измерений было по 10 последовательных импульсов, режим работы ускорителя был неизменным в течение исследования всех мишеней.

Плотность энергии м.и.п. J_{\max} , Дж/см², в фокусе рассчитывали по соотношению:

$$J_{\max} = c_v \rho \Delta(T_{\max} - T_0),$$

где c_v , Дж/(г · °С), и ρ , г/см³ – теплоемкость и плотность материала мишени соответственно; Δ , см – ее толщина; T_{\max} , °С – температура мишени в фокусе через 0.1 с после облучения пучком; T_0 , °С – на-

чальная температура мишени, равная температуре стенок диодной камеры.

Получено, что при использовании мишеней из разных металлов показания тепловизионной диагностики различаются на 40–60% при нестабильности плотности энергии в серии импульсов (для одной мишени) не более 10%.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОХЛАЖДЕНИЯ МИШЕНИ

Выполненные исследования показали, что при облучении металлической мишени импульсным ионным пучком в ней формируется значительное количество радиационных дефектов, которые влияют на процесс охлаждения мишени после ее облучения. Эксперименты были выполнены на мишени, размеры которой значительно меньше поперечных размеров м.и.п. Это обеспечивало ее однородное облучение ионным пучком и предотвращало потери тепловой энергии из нагретой области за счет теплопроводности. Диск из нержавеющей стали (или других металлов) диаметром 10 мм и толщиной 0.1 мм был установлен в центральном отверстии большой мишени из нержавеющей стали той же толщины и закреплен тонкой проволокой из нержавеющей стали диаметром 0.1 мм. Фотография мишени и распределение температуры в области ее нагрева через 0.1 с после облучения показаны на рис. 3.

При однородной температуре по глубине мишени объемная плотность тепловой энергии J_{\exp} , Дж/см³, равна:

$$J_{\exp}(x, y, t) = c_v \rho [T(x, y, t) - T_0], \quad (1)$$

где $T(x, y, t)$, °С – температура мишени.

Мощность потерь тепловой энергии W_{exp} , Вт, в мишени при ее охлаждении равна:

$$W_{\text{exp}}(t) = \left| \frac{d[S\Delta J_{\text{exp}}(t)]}{dt} \right| = S c_v \Delta \rho \left| \frac{dT_m(t)}{dt} \right|, \quad (2)$$

где S , см² – площадь мишени, $T_m(t)$, °C – средняя температура мишени.

Для повышения точности расчета мощности потерь энергии в мишени экспериментальные значения ее температуры аппроксимировали полиномом шестой степени, погрешность аппроксимации не превышала 1%.

При расчете мощности теплового излучения W_{ir} , Вт, мы учитывали тепловой поток с лицевой и тыльной (по отношению к ионному пучку) сторон мишени, а также встречный тепловой поток со стенок камеры. Расчет выполнен по соотношению Стефана–Больцмана:

$$W_{\text{ir}}(t) = S[(\epsilon_1 + \epsilon_2)\sigma(T_m^4(t) - T_0^4)], \quad (3)$$

где ϵ_1 и ϵ_2 – степень черноты лицевой и тыльной сторон мишени; $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12}$ Вт/(см² · °C⁴).

Площадь мишени значительно меньше площади стенок диодной камеры, поэтому переотражение теплового излучения мишени незначительно [20]. Степень черноты лицевой стороны мишени (облучаемой ионным пучком) при расчетах брали равной 0.7 (неполированная нержавеющая сталь), а тыльной стороны мишени – 0.95, так как перед экспериментом она была покрыта тонким слоем черной матовой краски [8].

Результаты расчетов по соотношениям (2) и (3) показаны на рис. 4. Начальная температура мишени была 22°C, теплоемкость нержавеющей стали при расчетах брали равной 0.46 Дж/(г · °C). Выполненные исследования показали, что в течение начальных 35–40 с после облучения м.и.п. (длительность импульса 120 нс) мощность теплового излучения мишени превышала мощность потерь тепловой энергии в ней. Это указывает на дополнительное выделение энергии в мишени. В дальнейшем мощность потерь энергии и мощность теплового излучения совпадали с точностью 10% для всех исследованных мишеней из разных металлов, что подтвердило корректность выполненных расчетов.

Мишень находится в диодной камере при давлении ≤ 0.1 Па, поэтому ее конвективное охлаждение незначительно. Центральный диск, охлаждение которого мы регистрируем (см. рис. 3), закреплен в большой мишени с помощью тонкой проволоки, теплопроводность которой мала. Поэтому потери тепловой энергии за счет теплопроводности элементов крепления также незначительны.

На рис. 5 показана зависимость дополнительной энергии, которая выделяется в мишени при

охлаждении после облучения м.и.п., от начальной тепловой энергии в мишени (через 0.1 с после облучения). Дополнительную энергию E , Дж, рассчитывали по соотношению:

$$E = \int_0^{\tau} (W_{\text{ir}} - W_{\text{exp}}) dt,$$

где τ – продолжительность измерения охлаждения мишени, равная в наших экспериментах 60–70 с для мишеней из разных металлов (см. рис. 4).

Начальную тепловую энергию E_0 , Дж, в мишени рассчитывали по соотношению

$$E_0 = c_v \rho \Delta S (T_1 - T_0), \quad (4)$$

где T_1 – средняя температура мишени через 0.1 с после облучения ионным пучком.

Выполненные исследования показали, что в мишени из нержавеющей стали дополнительная энергия, выделяемая при охлаждении после облучения м.и.п., составляет 22% от начальной тепловой энергии, в медной мишени – 30% и в титановой мишени – 70%.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Значительный разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов может быть связан с различием пороговой энергии абляции для разных металлов (энергии, необходимой для нагрева импульсным ионным пучком приповерхностного слоя мишени до температуры кипения). При моделировании воздействия м.и.п. с длительностью импульса 120 нс получено, что пороговая энергия абляции составляет 1.1 Дж/см² для титановой мишени, 2.75 Дж/см² для мишени из нержавеющей стали и 4.8 Дж/см² для медной мишени.

Однако выполненные исследования показали, что радиационные дефекты, формируемые м.и.п. в мишени, увеличивают пороговую энергию абляции до 4.8–7.4 Дж/см² за счет миграции дефектов из области абляции и последующей аннигиляции. В наших экспериментах плотность энергии м.и.п. не превышала 4 Дж/см² (см. рис. 5), поэтому абляция материала мишени не могла вызвать разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов.

Разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов может быть связан с изменением теплоемкости материала мишени при воздействии м.и.п. Плотность энергии м.и.п., необходимая для нагрева приповерхностного слоя мишени до температуры плавления и последующего плавления, составляет 0.55 Дж/см² для титановой мишени, 1.46 Дж/см² для мишени из нержавеющей стали и

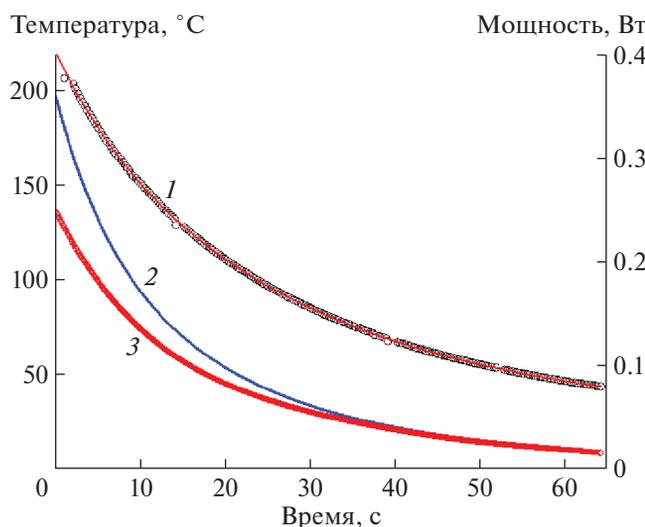


Рис. 4. Изменение температуры мишени (1), мощности теплового излучения мишени (2) и модуля мощности потерь тепловой энергии в мишени (3) при охлаждении.

2.19 Дж/см² для медной мишени. При воздействии м.и.п. на металлическую мишень происходит интенсивный отвод тепловой энергии из приповерхностного слоя в объем мишени. Моделирование воздействия ионного пучка длительностью 150 нс на мишень из нержавеющей стали показало, что при пробеге ионов C⁺, равном 0.3 мкм, тепловой фронт распространяется на глубину 2.5 мкм к концу импульса [2, 21]. Для мишени из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм время однородного прогрева по толщине не превышает 1 мс [21]. Тепловизор Fluke Ti400 регистрировал тепловой отпечаток м.и.п. на мишени только через 0.1 с после облучения, при этом температура мишени не превышала 300°C и была одинакова по ее толщине. Поэтому в наших экспериментальных условиях изменение теплопроводности материала мишеней не могло вызвать разброс показаний тепловизионной диагностики.

Разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов может быть также связан с различием затрат энергии ионного пучка на формирование радиационных дефектов в разных металлах. Упругое столкновение ионов с атомами мишени и формирование точечных радиационных дефектов (пар Френкеля) является одним из основных механизмов поглощения кинетической энергии ионов в металлах при их энергии < 100 кэВ [14, 15]. В этом случае дополнительная энергия, которая выделяется в мишени при охлаждении после облучения ионным пучком (см. рис. 4), обусловлена термическим отжигом (аннигиляцией) этих дефектов. Миграция радиационных дефектов в металлах имеет небольшую энергию активации, что обес-

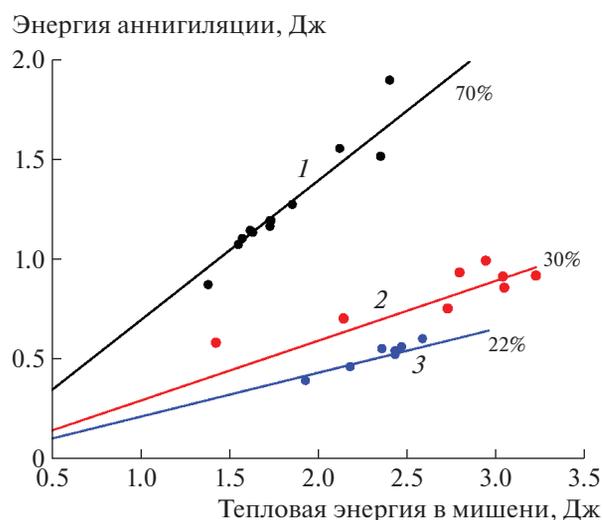


Рис. 5. Зависимость дополнительной энергии от начальной тепловой энергии в мишенях из титана (1), меди (2) и нержавеющей стали (3). Цифры у кривых – процентное содержание дополнительной энергии относительно начальной.

печивает их высокую подвижность и аннигиляцию при комнатной температуре. Энергия активации миграции межузельных атомов в металлах ниже энергии активации миграции вакансий [14]. Методами молекулярно-динамического моделирования (molecular-dynamics simulations) [22, 23] и упругого взаимодействия (elastic model) [24] показано, что в чистом железе энергия активации миграции межузельных атомов составляет 0.05–0.10 эВ, в титане – 0.08–0.11 эВ [25]. Наличие примесей повышает пороговую энергию миграции межузельных атомов [26]. При исследовании изменения удельного сопротивления нержавеющей стали марок SS316L и EP838 после облучения электронным пучком [17] получено, что энергия активации миграции межузельных атомов составляет 0.30–0.33 эВ. Это соответствует пороговой температуре миграции дефектов 200–300°C. При исследовании дефектов в медном образце после интенсивной механической деформации обнаружен их термический отжиг при температуре 420–460 К [27, 28].

Выполненные исследования показали, что потери энергии м.и.п. на формирование радиационных дефектов (равные энергии аннигиляции радиационных дефектов при охлаждении мишени) пропорциональны начальной тепловой энергии в мишени после облучения ионным пучком (см. рис. 5). Поэтому скорректированную (полную) плотность энергии м.и.п. $J_{\text{кор}}$, Дж/см², можно рассчитать по соотношению

$$J_{\text{кор}} = Kc_v \rho \Delta(T_{\text{max}} - T_0),$$

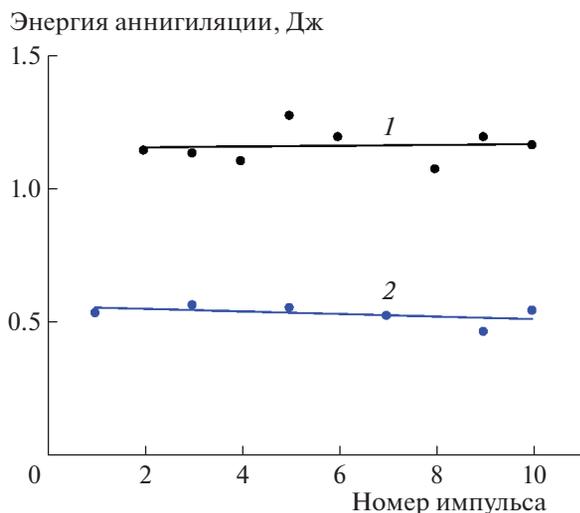


Рис. 6. Изменение энергии аннигиляции радиационных дефектов в серии последовательных импульсов при использовании титановой мишени (1) и мишени из нержавеющей стали (2).

где $K = 1.22$ для мишени из нержавеющей стали, 1.3 – для медной мишени и 1.7 – для титановой мишени (см. рис. 5).

Учет потерь энергии м.и.п. на формирование радиационных дефектов позволяет устранить большой разброс значений плотности энергии м.и.п. (на 40–60%) при использовании мишеней из разных металлов (см. табл. 1).

Расчет потерь энергии м.и.п. на формирование радиационных дефектов в мишени выполнен при условии, что в процессе охлаждения мишени происходит их полный отжиг. Выполненные исследования показали, что в серии последовательных импульсов м.и.п. энергия аннигиляции радиационных дефектов не увеличивается (рис. 6), что подтверждает корректность расчетов. Пауза между импульсами составляла 100–150 с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам исследования показано, что при облучении металлической мишени мощным ионным пучком в ней формируется значительное количество радиационных дефектов. Потери энергии м.и.п. на их формирование (равные энергии аннигиляции радиационных дефектов при охлаждении мишени) пропорциональны начальной тепловой энергии в мишени после облучения ионным пучком и составляют 22% в мишени из нержавеющей стали, 30% в медной мишени и 70% в титановой мишени.

Учет потерь энергии м.и.п. на формирование радиационных дефектов позволяет устранить большой разброс показаний тепловизионной диагностики (на 40–60%) при использовании мишеней из

разных металлов. Скорректированная плотность энергии м.и.п., измеренная при использовании медной мишени, превышает на 15% результаты тепловизионной диагностики с другими мишенями. Это может быть связано с особенностью формирования и миграции радиационных дефектов в металлах с высокой теплопроводностью и требует дополнительных исследований.

Расчет потерь энергии м.и.п. на формирование радиационных дефектов в мишени выполнен при условии, что в процессе охлаждения мишени происходит их полный отжиг. Выполненные исследования показали, что в серии последовательных импульсов м.и.п. энергия аннигиляции радиационных дефектов не увеличивается, что подтверждает корректность расчетов.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 17-79-10140, и National Natural Science Foundation of China under Grants № 51371043 and 51621064, а также High-end Foreign Experts Recruitment Program of China under Grant GDW2017210029.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Xiao Yu, Jie Shen, Miao Qu, Haowen Zhong, Jie Zhang, Yanyan Zhang, Sha Yan, Gaolong Zhang, Xiaofu Zhang, Xiaoyun Le // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research B. 2015. V. 365. P. 225. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2015.07.061>
3. Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортвов В.Е., Шаманин И.В. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. М.: Физматлит, 2003.
4. Москалев В.А., Сергеев Г.И. Измерение параметров пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1991.
5. Christodoulides C.E., Freeman J.H. // Nucl. Instrum. and Methods. 1976. V. 135. № 1. P. 13.
6. Janovský I., Miller A. // Int. J. Radiat. Appl. Instrumentation. Part A. Appl. Radiat. Isot. 1987. V. 38. P. 931. doi 10.1016/0883-2889(87)90263-2
7. Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Wagenaar W.J. // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. P. 3223. doi 10.1063/1.365629
8. Исакова Ю.И., Пушкарев А.И. // ПТЭ. 2013. № 2. С. 69. doi 10.7868/S0032816213020080
9. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П. // ПТЭ. 2015. № 5. С. 91. doi 10.7868/S0032816215040096
10. Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Пушкарев А.И., Lei M.K. // ПТЭ. 2017. № 4. С. 115. doi 10.7868/S0032816217030272
11. Yu X., Shen J., Qu M., Liu W., Zhong H., Zhang J., Yan S., Zhang G., Le X. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 83305. doi 10.1063/1.4928069
12. Pushkarev A., Kholodnaya G., Sazonov R., Ponomarev D. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 103301. doi 10.1063/1.4756689

13. *Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Markov A.B.* // Laser Part Beams. 2003. V. 21(02). P. 157–174. <https://doi.org/10.1017/S0263034603212040>
14. *Грибков В.А., Григорьев Ф.И., Калинин Б.А., Якушин В.Л.* Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. М.: Круглый год, 2001.
15. *Трушин Ю.В.* Физическое материаловедение. СПб.: Наука, 2000.
16. *Bystrov L.N., Ivanov L.I., Ustinovschikov V.M.* // Radiation Effects. 1983. V. 79 (1–4). P. 63. doi 10.1080/00337578308207396
17. *Van Renterghem W., Mazouzi A., Dyck S.* // Journal of Nuclear Materials. 2011. V. 413. Issue 2. P. 95.
18. *Shimada M., Nakahigashi S., Terasawa M.* // Journal of Nuclear Science and Technology. 1976. V. 13 (12). P. 743. doi 10.1080/18811248.1976.9734100
19. *Zhu X.P., Lei M.K., Ma T.C.* // Review of Scientific Instruments. 2002. V. 73 (4). P. 1728. doi 10.1063/1.1455137
20. *Incropera F.P., Dewitt D.P.* Fundamentals of heat and mass transfer. Wiley, 1990.
21. *Xiao Yu, Jie Shen, Miao Qu, Wenbin Liu, Haowen Zhong, Jie Zhang, Yanyan Zhang, Sha Yan, Gaolong Zhang, Xiaofu Zhang, Xiaoyun Le* // Vacuum. 2015. V. 113. P. 36. <http://dx.doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.12.003>
22. *Terentyev D.A., Malerba L., Hou M.* // Physical Review B. 2007. V. 75. P. 104108. doi 10.1103/PhysRevB.75.104108
23. *Wirth B.D., Odette G.R., Maroudas D., Lucas G.E.* // Journal of Nuclear Materials. 2000. V. 276. Issue 2–3. P. 33. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(99\)00166-X](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(99)00166-X)
24. *Ohsawa K., Kuramoto E.* // Physical Review B. 2005. V. 72. P. 054105. doi 10.1103/PhysRevB.72.054105
25. *Mendelev M.I., Underwood T.L., Ackland G.J.* // The Journal of Chemical Physics. 2016. V. 145. P. 154102. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964654>
26. *Satoh Y., Sohtome T., Abe H., Matsukawa Y., Kano S.* // Philosophical Magazine. 2017. V. 97. № 9. P. 638. doi 10.1080/14786435.2016.1275867
27. *Oberdorfer B., Steyskal E., Sprengel W., Pikart W., Hugenschmidt C., Zehetbauer M., Pippan R., Schmid E., Wurschum R.* // Physical Review Letters. 2010. V. 105. P. 146101. doi 10.1103/PhysRevLett.105.146101
28. *Setman D., Kerber M.B., Schafner E., Zehetbauer M.J.* // Metallurgical and materials transactions A. 2010. V. 41A. P. 810. doi 10.1007/s11661-009-0058-0