

УДК 537.534.2:679.826

## ХРУПКОЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИОНАМИ

А.И. Калиниченко, В.Е. Стрельницкий

*Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт»,*

*61108, Академическая, 1, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 23 июня 2008 г.

Теоретически исследуются термоупругие напряжения, возникающие при взаимодействии низкоэнергетического иона с твердым телом. Характеристики теплового источника, порождающего упругий импульс, определяются в рамках модели нелокального термоупругого пика иона. Анализируется возможность использования линейных уравнений термоакустики для определения амплитуды возбуждаемого импульса напряжений. Определяются пространственно-временные характеристики поля напряжений вблизи плоской свободной границы мишени. Величина возникающих напряжений сравнивается с динамическим пределом прочности материала мишени с целью определения возможности хрупкого приповерхностного разрушения мишени. Формулируются необходимые и достаточные условия кластерного распыления в рамках предлагаемого механизма. Определяется диапазон глубин залегания термоупругого пика, обеспечивающих откол и вынос материала с поверхности мишени, а также форма и величина выброшенного фрагмента. Исследуется зависимость коэффициента распыления материала  $N$  от сорта и энергии иона и характеристик вещества. Величина  $N$  оценивается для случая низкоэнергетического иона  $Fe^+$  в мишени из аморфного железа.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** ионная бомбардировка, термический пик, термоупругие напряжения, хрупкое разрушение, кластерное распыление

В последнее время все большее внимание исследователей привлекают макроскопические процессы, происходящие вблизи области взаимодействия тяжелого иона с твердотельной мишенью и непосредственно связанные с высокими плотностями энергии, реализующимися в этой области. Проявляемый интерес обусловлен несколькими причинами.

Во-первых, исследование влияния нейтронов и осколков деления (т.е. тяжелых ионов с энергией  $\sim 1$  МэВ/нуклон) на структуру, механические свойства и функциональные характеристики материалов ядерно-технических установок, и в частности ядерного топлива, является одним из важных и традиционных направлений радиационного материаловедения [1, 2]. Отметим, что взаимодействие нейтрона с частицами мишени в целом ряде случаев сводится к возникновению энергичного ядра отдачи, то есть тяжелого иона, и поэтому непосредственно относится к кругу рассматриваемых явлений.

Во-вторых, процессы взаимодействия иона с частицами твердого тела во многом определяют технические характеристики приповерхностных слоев и покрытий, образующихся при ионной бомбардировке, что отражает практическую значимость исследования этих процессов. Кроме того, бурное развитие нанотехнологий, происходящее в последние годы, делает актуальным поиск, изучение и применение новых инструментов для обработки современных конструкционных материалов (в том числе и материалов с нанодисперсной структурой), позволяющих осуществлять управляемое воздействие на их свойства в масштабах, сравнимых с межатомными расстояниями [3, 4]. Одним из таких перспективных инструментов представляются тяжелые ионы широкого спектра энергий – от 10 эВ до  $\sim 100$  ГэВ.

Наконец, ввиду значительной распространенности тяжелых ионов в солнечной системе и во вселенной (тяжелая компонента галактических и солнечных космических лучей), указанные процессы играют существенную роль в природе, в частности, при взаимодействии тяжелых ионов с разнообразными безатмосферными телами – от планет и крупных астероидов до межзвездной пыли [5, 6]. К этому направлению примыкают исследования воздействия тяжелой компоненты космических лучей на материалы и элементы электронной аппаратуры космических станций с целью определения надежности их работы в условиях открытого космоса [7, 8].

Известно, что взаимодействие тяжелого энергичного иона с твердым телом приводит к его распылению, причем в некоторых случаях распыленный материал имеет вид макрочастиц, содержащих до  $10^3 - 10^4$  и более атомов. Особенно заметно такое крупнокластерное распыление при облучении тяжелыми ионами поверхности аморфных и нанодисперсных материалов [9]. Диэлектрики характеризуются, как правило, более высокими коэффициентами распыления, чем металлы [10], значительно превышающими значения, предсказываемые теорией каскадных столкновений Зигмунда [11]. В случае падения ионов с энергией  $\geq 1$  МэВ/нуклон на плоскую поверхность мишени под малыми углами скольжения ( $\varphi \sim 1^\circ$ ) распыленные макрочастицы иногда имеют характер осколков без следов оплавления, повторяющих форму канавок, появившихся на поверхности после ионной бомбардировки [12-14]. Последний эффект наблюдался при распылении монокристаллического гипса, т.е. диэлектрика с низкими прочностными характеристиками [15]. В случае, когда распылению подвергалась

островковая пленка золота, нанесенная на поверхность мишени (стекло, LiF, углерод, монокристаллы гипса) над траекторией иона на поверхности мишени образовывалась свободная от островков дорожка. Ее ширина значительно превышала ширину поверхностных треков (канавок), образующихся вблизи точки входа иона в мишень. При неупругом распылении островковых мишеней быстрым тяжелым ионом (осколком деления) островки мишени размером до 15 нм десорбировались как единое целое [16]. В то же время, прохождение иона в объеме вещества не оставляет видимых непрерывных следов [2]. Отмеченные особенности указывают на дистанционное воздействие иона на приповерхностные участки мишени и объекты, лежащие на поверхности, причем указанное воздействие не нарушает структуру фрагментов, то есть происходит без существенного перегрева. Высказывались предположения, что в результате поглощения и термализации энергетических потерь иона вокруг его траектории образуется область, генерирующая мощную акустическую [17, 18, 41, 23] или ударную [1, 2, 19, 15] волну цилиндрической конфигурации. Распространяясь в поперечном по отношению к траектории иона направлении, волна может достичь свободной поверхности твердого тела и, отражаясь, из волны сжатия превратиться в волну разрежения. Если при этом напряжения превосходят динамический предел прочности материала на растяжение, то происходит хрупкое разрушение материала и даже полное отделение откольного фрагмента с выбросом за пределы мишени [20, 21, 1]. Из предложенных механизмов генерации упругой волны наиболее реалистичным представляется тепловой механизм [17-19, 1], для которого важнейшими характеристиками, определяющими возможность указанного процесса, являются полная выделившаяся энергией, а также плотность тепловой энергии, непосредственно связанная с размерами области термализации. Последние, в свою очередь, определяются как динамикой разлета вторичных электронов, представляющих ионизационные потери первичной частицы, так и процессом передачи энергии от возбужденной электронной подсистемы ионному остову. Проведенные оценки показывают, что плотность энергии в треках ионов существенно зависит от типа материала мишени (металлы, диэлектрики) и варьирует в весьма широких пределах – от  $\sim 10$  К в кристаллах типичных металлов (серебро, медь) до  $(1 - 5) \cdot 10^3$  К в диэлектриках ( $UO_2$ ,  $SiO_2$ ) и металлах с низкой теплопроводностью (железо, уран) [22, 23, 5, 3, 6].

Описанные выше эффекты кластерного распыления относятся к случаю высокоэнергетичных ионов с энергией  $E \geq 1$  МэВ/нуклон, образующих треки. В то же время расчеты показывают, что в тепловых пиках низкоэнергетических ионов с энергией  $E$  от  $\sim 100$  эВ до  $\sim 10$  КэВ также реализуются перегревы  $10^3$  К и более [25-27]. Теоретические и экспериментальные исследования энергетической зависимости остаточных напряжений, ускорения процессов диффузии и фазовых переходов в аморфных и нанокристаллических мишенях при ионном облучении косвенно подтверждают правильность оценок [24, 27, 28, 46]. Непосредственным следствием образования таких наноразмерных перегретых областей должно быть кластерное распыление, аналогичное наблюдаемому в случае высокоэнергетичных ионов. Действительно, было обнаружено распыление в виде крупных (содержащих от 500 до 10000 атомов) фрагментов, а также образование кратеров и микроблистеров при бомбардировке поверхности In, Ag, Au ионами  $He^+$ ,  $Au^+$  и др. в широком диапазоне энергий – от  $\sim 10$  КэВ до 500 КэВ [29, 30, 31]. В связи с этим возникает вопрос о механизмах приповерхностного разрушения и кластерной десорбции материала мишени при взаимодействии ее с тяжелыми ионами низких энергий [44, 45]. Учитывая, что обработка поверхностей плазменно-ионными потоками составляет важную часть большого числа технологических процессов, направленных на создание покрытий или модификацию свойств приповерхностных слоев, исследование указанных нелинейных процессов представляется актуальным.

Целью работы является теоретическое исследование поля мощных нестационарных термоупругих напряжений, возникающих при имплантации низкоэнергетического иона с энергией  $E = 25$  эВ – 10 КэВ вблизи его траектории в твердотельной мишени. На примере иона  $Fe^+$ , бомбардирующего мишень из аморфного железа исследуется возможность хрупкого приповерхностного разрушения и кластерного распыления материала мишени.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

### Нелокальный термоупругий пик низкоэнергетического иона

Основными характеристиками, определяющими возбуждение термоупругого импульса низкоэнергетическим ионом, являются величина энергии иона, преобразующаяся в температуру и размеры области, в которой происходит термализация. Как известно [32], ион и порождаемые им вторичные ионы теряют энергию как при взаимодействии с электронами (ионизационные потери), так и в результате упругих столкновений с атомами мишени. Ионизационные потери относительно быстро – за время электрон – электронной релаксации  $\tau_{er} \sim 10^{-16}$  с – преобразуются в тепловую энергию перегретого электронного газа, после чего происходит сравнительно медленное – за время электрон-ионной релаксации  $\tau_{ei} \sim 10^{-12}$  с – выравнивание температур электронной и ионной подсистем. За это время подвижный электронный газ успевает диффундировать на сравнительно большие расстояния  $R_e \geq 10^{-6}$  см. В результате перегрев вещества за счет ионизационных потерь иона относительно невелик ( $\leq 1$  К).

В противоположность этому энергия возбужденных атомов преобразуется в температуру за значительно более короткое время ион-ионной релаксации  $\tau \leq 10^{-13}$  с. Это обеспечивает большую компактность области

термализации фононных потерь. В то же время, непосредственная передача энергии ионной подсистеме при внедрении низкоэнергетического иона в твердое тело не является точечной. Согласно результатам моделирования с помощью программного пакета TRIM2000 [32, 26, 24], пространственная картина взаимодействия иона с атомами мишени представляет собой множество точек, соответствующих актам передачи энергии от первичного иона (или от порождаемых им атомов отдачи) атомам мишени. Доля энергии  $\eta$ , передаваемая низкоэнергетическим ионом веществу в атомных столкновениях, значительно превышает аналогичную для случая высокоэнергетических ионов ( $\eta \sim (1-5)\%$ ) и составляет от 40 до 70 процентов, в зависимости от сорта и энергии иона. Энергия распределяется в области, которую можно аппроксимировать сферой с радиусом  $R_1(E) = L(E)/2 + 2\sqrt{\kappa\tau} \sim 1$  нм, где коэффициент фононной температуропроводности  $\kappa$  связан с длиной пробега фонона  $l_{ph}$  и продольной скоростью звука  $s$  соотношением  $\kappa = sl_{ph}/3$ . Для аморфных материалов можно принять  $l_{ph} \approx a_1$ , где  $a_1$  – среднее межатомное расстояние, для нанокристаллических материалов  $l_{ph} = d/2$ , где  $d$  – эффективный размер кристаллита [43]. Эта область – будем в дальнейшем называть ее нелокальным термоупругим пиком (ТУП) – является макроскопической, поскольку содержит достаточное число атомов, чтобы для ее описания можно было ввести термодинамические величины – объем  $V$ , температуру  $T$ , давление и т.п.

Применимость модели сферического ТУП для каждой конкретной комбинации «ион – материал» можно установить только на основе статистического изучения вида ансамблей вторичных каскадов атомов, которые существенно меняются от события к событию. При увеличении энергии иона модель сферического пика становится менее приемлемой ввиду того, что вторичные каскады все меньше перекрываются, и уже не приводят к образованию непрерывного температурного поля. Со стороны низких энергий также существует ограничение, когда ансамбль возбужденных атомов внутри пика становится настолько малым, что термодинамическое описание утрачивает смысл. Таким образом, для каждой конкретной комбинации «ион – мишень», можно указать интервал энергий иона  $E_{min} < E < E_{max}$ , для которого применима модель сферического ТУП. В таблице 1 приведены ориентировочные значения энергии  $E_{min}$  и  $E_{max}$  для ряда комбинаций «ион – мишень», полученные из анализа картин взаимодействия иона с атомами мишени, построенных с помощью программного пакета TRIM 2000 [32]. Кроме этого, в таблице приведены значения энергий ионов  $E_m$ , при которых реализуются пики с максимальной температурой  $T_m$ , а также соответствующие доля фононных потерь иона  $\eta(E_m)$  (с учетом потерь вторичных ионов) и радиус пика  $R_1(E_m)$ . Во всех случаях мишень предполагалась аморфной. При расчетах, использовались характеристики материалов при нормальных условиях.

Таблица 1. Параметры термоупругих пиков ионов в твердотельных аморфных мишенях.

Комбинация «ион – мишень»	$E_{min}$ , эВ	$E_{max}$ , КэВ	$E_m$ , КэВ	$\eta(E_m)$	$R_1(E_m)$ , нм	$T_m$ , К
«C <sup>+</sup> – ta-C»	25	0,3	0,07	0,62	0,55	3300
«Ar <sup>+</sup> – ta-C»	25	0,5	0,12	0,63	0,63	3400
«Al <sup>+</sup> – Al»	25	1	0,35	0,71	1,3	1800
«Fe <sup>+</sup> – Fe»	25	5	1,1	0,52	1,1	4400
«Xe <sup>+</sup> – Au»	25	10	2,7	0,45	1,18	11600
«U <sup>+</sup> – U»	25	15	3	0,39	1,26	9700

Ионы с энергией  $E \gg E_{max}$ , имплантируемые через поверхность мишени, также создают несколько (не менее одного) пиков, порождаемых первичным или вторичными ионами с энергией  $E_2 \leq E_{max}$ . Число таких пиков и среднюю удаленность их от поверхности можно оценить лишь в грубом приближении. Можно предположить, что, в конце пробега иона  $L(E)$  образуется термоупругий пик с энергией  $\eta(E_{max})E_{max}$  и радиусом  $R_1(E_{max}) = L(E_{max})/2 + 2\sqrt{\kappa\tau}$ , центр которого удален от границы мишени на расстояние  $L(E) - L(E_{max})/2$ . Следует отметить, что, ионы с энергией  $E \gg E_{max}$  также могут создавать единственную компактную область перегрева, которую можно аппроксимировать сферическим пиком. Однако вероятность такого события мала, и она уменьшается с ростом энергии. Возможно, именно такие пики обеспечивают кластерное распыление и образование кратеров в случае падения тяжелых ионов с энергией  $E \sim 100$  КэВ [29].

### Пределы применимости линейного приближения

Для большинства комбинаций «ион - мишень» (см. таблицу 1) величины перегревов в пиках недостаточны для формирования сильной ударной волны. В самом деле, условием возникновения ударной волны является сравнимость скорости смещения в волне и скорости звука  $s$ , в силу чего происходит ускоренное движение полуволны сжимающих напряжений. Фронт ударной волны возникает, если в рассматриваемом пространственном интервале  $0 \leq r \leq d$  полуволна сжатия импульса акустических напряжений смещается не менее чем на собственную длину [38]. Здесь  $d$  – расстояние от центра пика до поверхности. Таким образом, условие возникновения ударной волны на пути  $d$  акустического импульса до поверхности имеет вид:

$$\int_0^d \frac{\sigma(r)}{\rho s} \frac{dr}{s} \geq R_1.$$

Используя приближенную зависимость от  $r$  максимума термоакустических напряжений создаваемых мгновенно возникающим сферическим тепловым полем радиусом  $R$  и температурой  $T$  [23]

$$\sigma(r) \approx \frac{3}{2} \alpha K T \cdot \begin{cases} 1, & r \leq R_1; \\ R_1/r, & r > R_1, \end{cases}$$

где  $\alpha$  - коэффициент линейного расширения, получаем следующий критерий применимости приближения линейной акустики:

$$T \ll T_{shock} = \frac{2}{\alpha} \frac{1 - \Pi}{1 + \Pi} \frac{1}{1 + \ln(d/R_1)}, \quad (d \gg R_1). \quad (1)$$

Здесь  $\Pi$  - коэффициент Пуассона материала мишени. Критерий получен в предположении однородности и изотропности твердого тела.

Сравнение показывает, что температуры  $T_m$ , реализующиеся в пиках ионов (см. таблицу 1), как правило, значительно меньше характерной температуры  $T_{shock} > 10^4$  К, при которой происходит генерация ударной волны. При оценке величины  $T_{shock}$  было принято во внимание, что развитие динамических напряжений рассматривается, как правило, вблизи трека (пика) иона ( $d/R_1 < 10$ ), где они наиболее велики. Это позволяет не учитывать поглощение энергии звукового импульса в процессе его распространения. Таким образом, при расчете возбуждаемых в пике термоакустических колебаний, как правило, можно пренебречь эффектом образования ударной волны и воспользоваться уравнениями линейной термоакустики.

Несмотря на отсутствие в большинстве случаев условий для генерации ударной волны, возникающие в пиках ионов термоакустические напряжения достаточно велики, чтобы приводить к хрупкому разрушению материала мишени. В самом деле, динамическая прочность металлов на растяжение  $\sigma_d$  оценивается величиной  $\sigma_d \sim (0,1-1)$  ГПа, составляющей примерно 1% от значения модуля упругости [33]. Такие напряжения возникают при быстром нагреве материала до температур  $T_d \geq 10^3$  К, являющихся характерными для термоупругих пиков низкоэнергетических ионов. Для ионных кристаллов типа NaCl перегревы, приводящие к раскалыванию образцов гораздо меньше:  $T_d \sim 20$  К [34], а соответствующее таким перегревам термоупругое напряжение равно  $\sigma_d \approx (20-40)$  МПа. Еще меньше ( $\sigma_d = (2-6)$  МПа) разрушающие напряжения для водяного льда и сmerzшихся газов, широко распространенных во вселенной [35]. Можно предположить, что для большинства твердотельных материалов величина динамической прочности лежит в указанных пределах. Таким образом, напряжения, реализующиеся в ТУП низкоэнергетических ионов в твердых телах, превышают пороги разрушения для широкого перечня конструкционных и природных материалов.

Таким образом, при анализе возможности хрупкого разрушения материала мишени под действием импульсных пучков и отдельных частиц можно пользоваться аппаратом линейной акустики, что значительно облегчает получение аналитических соотношений и проведение оценок.

### Уравнения термоакустики с обобщенным коэффициентом генерации

Импульсный нагрев вещества ТУП приводит к быстрому тепловому расширению и, как следствие, образованию переменных термоупругих напряжений  $\geq 1$  ГПа, способных вызвать деструкцию материала в окрестностях пика. Для нахождения амплитуды термоакустического импульса решим задачу о возбуждении термоакустического импульса сферически- симметричным тепловым источником в безграничном однородном изотропном упругом пространстве.

Амплитуда термоакустического смещения  $\vec{u}(r, t)$ , являющаяся чисто продольной волной, представима в виде  $\vec{u}(\vec{r}, t) = \partial \Psi(\vec{r}, t) / \partial \vec{r}$ , где потенциал акустических смещений  $\Psi(\vec{r}, t)$  находится из решения системы уравнений термоакустики (см., напр., [36, 37]). В силу того, что между характерными временами термализации  $\tau$ , формирования акустического импульса  $\tau_s = \tau + 2R_1/s$  и остывания пика  $\tau_T = R_1^2/4\kappa$ , как правило, выполняются неравенства  $\tau \ll \tau_s \ll \tau_T$ , можно считать процесс теплопередачи медленным по сравнению с формированием термоакустического импульса и пренебречь им при расчете амплитуды акустического импульса. При этом волновое уравнение для потенциала смещений приобретает вид [23, 36, 37]:

$$\frac{\partial^2 \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - s^2 \Delta \Psi(\vec{r}, t) = -\frac{\Gamma}{\rho} \varepsilon(\vec{r}, t). \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma$  - коэффициент генерации (параметр Грюнайзена),  $s$  - продольная скорость звука вещества мишени.

Волновое уравнение (2) приведено для случая, когда параметр Грюнайзена является константой. Если коэффициент генерации зависит от плотности поглощенной энергии и/или координат, в волновом уравнении (2) необходимо произвести замену [39, 40]:

$$\Gamma \varepsilon(\vec{r}, t) \rightarrow \int_0^{\varepsilon(\vec{r}, t)} \Gamma(\vec{r}, \varepsilon) d\varepsilon. \quad (3)$$

В частности, если плотность тепловой энергии  $\varepsilon$  достаточно велика, чтобы частично или полностью происходил фазовый переход первого рода, (для определенности будем говорить о плавлении), то коэффициент генерации  $\Gamma(\varepsilon)$  может быть приближенно представлен в виде

$$\Gamma(\varepsilon) = \begin{cases} \Gamma_s(\varepsilon), & \varepsilon < \varepsilon_l; \\ \frac{\bar{K}\nu}{\bar{\rho}q}, & \varepsilon_l \leq \varepsilon \leq \varepsilon_l + \rho q; \\ \Gamma_l(\varepsilon), & \varepsilon_l + \rho q < \varepsilon. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь  $\Gamma_s$  и  $\Gamma_l$  - параметры Грюнайзена для твердой и жидкой фаз, соответственно, являющиеся, в общем случае, функциями плотности энергии;  $\varepsilon_l$  плотность энергии, соответствующая началу фазового перехода (при постоянстве удельной теплоемкости  $C_s$  твердой фазы имеем  $\varepsilon_l = \rho_s C_s (T_l - T_0)$ );  $q$  - удельная теплота плавления;  $\nu$  - относительное изменение объема материала при плавлении. Модуль всестороннего сжатия  $\bar{K}$  и плотность вещества  $\bar{\rho}$  в переходном состоянии являются, строго говоря, функциями плотности тепловой энергии  $\varepsilon$ , определяющей отношение объемов фаз. Возможные аппроксимации этих величин имеют вид:

$$\bar{\rho}(\varepsilon) = \rho_l \frac{\varepsilon - \varepsilon_l}{\rho_s q} + \rho_s \left( 1 - \frac{\varepsilon - \varepsilon_l}{\rho_s q} \right); \quad \frac{1}{\bar{K}(\varepsilon)} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_l}{\rho_s q} \frac{1}{K_l} + \left( 1 - \frac{\varepsilon - \varepsilon_l}{\rho_s q} \right) \frac{1}{K_s}.$$

Здесь индексами "s" и "l" обозначены параметры твердой и жидкой фаз, соответственно.

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением случая, когда коэффициент генерации  $\Gamma$  может быть принят постоянной величиной, что значительно упрощает получение решения уравнения (2) и его анализ. Основанием для упрощенного подхода является то, что температура в пике спадает ниже точки плавления за время, значительно меньшее времени формирования акустического импульса  $\tau_s(E)$ . В этом случае прирост объема пика за счет фазового перехода имеет кратковременный характер и вносит малый вклад в изменение амплитуды акустического импульса (в соответствии с анализом, проведенным в [23], раздел 5). Из приведенных в таблице 1 вариантов «ион - мишень» только две последних комбинации требуют детального учета фазовых превращений в пике. Кроме того, как отмечалось выше, при расчете термоакустических напряжений в ближайших окрестностях пика можно не учитывать поглощение акустического импульса.

### Термоупругие напряжения вблизи ТУП

Решение уравнения (2) имеет вид [23, 36, 37]:

$$\Psi(\vec{r}_0, t) = -\frac{\Gamma}{4\pi\rho s^2} \iiint \frac{\varepsilon\left(\vec{r}, t - \frac{|\vec{r}_0 - \vec{r}|}{s}\right)}{|\vec{r}_0 - \vec{r}|} dx dy dz, \quad (5)$$

где  $\vec{r}_0$  - радиус-вектор из центра теплового поля в точку наблюдения. Интеграл берется по области:  $|\vec{r}_0 - \vec{r}| \leq st$ .

В качестве аналитической аппроксимации функции плотности поглощенной энергии выберем следующую:

$$\varepsilon(r, t) = \frac{E\eta(E)}{(\sqrt{\pi}R)^3} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} \left( 1 - e^{-\left(\frac{t}{T}\right)^2} \right), \quad (6)$$

где  $E\eta(E)$  - выделившаяся в пике энергия. Константы  $R$  и  $T$  связаны, соответственно, с эффективным радиусом  $R_l$  ТУП и эффективным временем возникновения пика (временем термализации энергии  $\tau$ ). Радиус гауссова распределения  $R$  выбирается из условия

$$\int_0^{R_l} \varepsilon(r, \infty) 4\pi r^2 dr = \xi \eta(E) E, \quad (7)$$

где  $\xi$  - доля энергии гауссова поля, сосредоточенная в сферическом пике радиусом  $R_1$ . Полагая  $\xi = 0,75$ , получаем после численного решения уравнения (7):  $R \approx 0,7R_1$ . Аналогично, из условия  $\varepsilon(r, \tau) = 0,9 \cdot \varepsilon(r, \infty)$  получаем,  $T \approx 0,6\tau$ .

Радиальная компонента тензора напряжений  $\sigma = -\sigma_{rr}$  связана с потенциалом  $\Psi$  уравнением

$$\sigma(a, b) = \frac{\rho s^2}{R^2} \left( -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial b^2} + \frac{2(1-2\nu)}{1-\nu} \frac{1}{a} \frac{\partial \Psi}{\partial a} \right), \quad (8)$$

где использованы безразмерные переменные  $a = \frac{r_0}{R}$ ,  $b = \frac{st}{R}$ ,  $\nu$  - коэффициент Пуассона [47]. Выражения для функций  $\Psi(a, b)$  и  $\sigma(a, b)$  в аналитическом виде приведены в [26, 43].

Анализ показывает, что термоупругие напряжения, генерируемые ТУП, включают в себя сферическую биполярную акустическую волну, расходящуюся из объема пика со скоростью звука, и (квази)статические напряжения, остающиеся в материале после ухода акустической волны. Последние также изменяются во времени, но более медленно, следя за изменением температуры в пике [24].

### Формирование разрушающих напряжений

Наличие свободной границы приводит к отражению возбуждаемой упругой волны, причем в твердотельной мишени отраженная волна имеет и поперечную составляющую, амплитуда которой зависит от коэффициента Пуассона материала мишени и угла падения [42]. Будем полагать, что термоупругий пик лежит на глубине  $d$  под плоской поверхностью мишени (см. рис. 1). Мы ограничимся приближением  $R \ll d$  и будем исследовать поле термоупругих напряжений на линии, проведенной через центр пика перпендикулярно к поверхности мишени, либо вблизи от этой линии. В этом приближении можно полагать, что угол падения акустической волны на поверхность мал:  $\theta \ll 1$ . Анализ показывает, что при относительно малых углах падения можно пренебречь образованием поперечной звуковой волны, а коэффициент отражения продольной волны принять равным -1. Так, для железной мишени такое допущение является приемлемым при углах падения  $\theta \leq 30^\circ$  (см. рис. 1), что соответствует глубине залегания пика  $d \geq 3R$ , при этом ошибка в определении амплитуды отраженного импульса не превышает  $\sim 25\%$ . При уменьшении глубины залегания пика  $d$  ошибка вычисления напряжений увеличивается, и для глубин  $d \sim R$  полученные результаты являются ориентировочными.

На рис. 2 представлены пространственные распределения напряжений в промежутке между пиком и поверхностью мишени в различные моменты времени, отсчитываемые с момента начала термализации энергии в термоупругом пике иона  $\text{Fe}^+$  с энергией  $E = 1,1$  КэВ в железной мишени. Пик удален на расстояние  $d = 10R$  от свободной границы мишени. Как видно из рисунка, упругие напряжения состоят из пика напряжений сжатия, возникающего за время порядка  $T$  в объеме ТУП и в непосредственной близости от него (кривые 1,2,8), и сферической упругой волны, распространяющейся из объема пика. При наличии в материале мишени

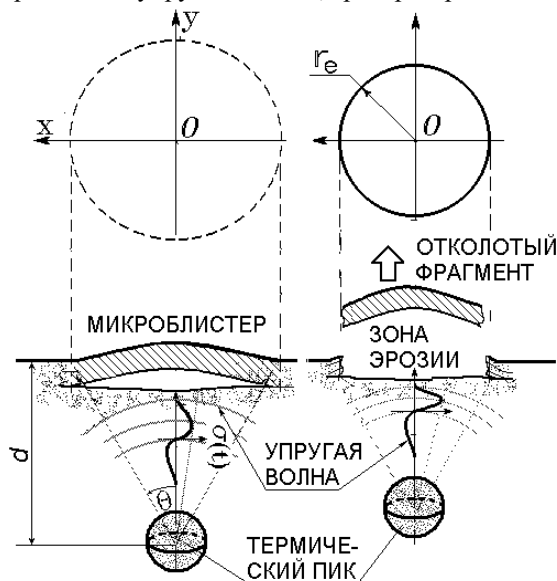


Рис. 1. Схема процесса ионно-стимулированного кластерного распыления твердотельной мишени в механизме упругой волны.

остаточных напряжений сжатия  $\sigma_0$  они также должны быть учтены в общем балансе напряжений. Формально, учет остаточных напряжений эквивалентен замене предела прочности материала  $\sigma_d \rightarrow \sigma_d + \sigma_0$ . Для простоты в настоящей работе предполагается  $\sigma_0 = 0$ . Отметим, что вблизи ТУП напряжения являются только сжимающими. Растягивающие напряжения возникают, начиная с момента времени  $b \approx 3$  в точке, удаленной от центра пика на расстояние  $a = 2$ . К моменту  $b = 4$  полуволна растяжения достигает максимальной амплитуды  $\sim 2,5$  ГПа, после чего начинает изменяться в соответствии с законом пространственного убывания сферической волны  $\sigma(r) \sim 1/r$ . Все дальше отходя от пика, волна приобретает вид биполярного антисимметричного импульса (кривые 3,4,5,6). Отметим, что для рассматриваемого материала (железо) растягивающие напряжения, значительно (в 20 раз) уступают по величине сжимающим напряжениям, определяемым в приближении мгновенного нагрева выражением  $\sigma = \Gamma \varepsilon$ . Таким

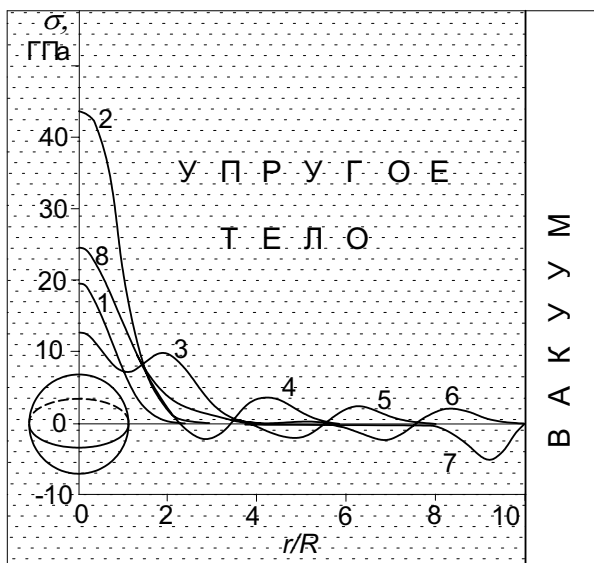


Рис. 2. Пространственное распределение напряжений вдоль линии «центр ТУП – поверхность мишени», создаваемых пиком иона  $\text{Fe}^+$  с энергией  $E = 1,1$  КэВ в мишени (аморфное железо) в последовательные моменты времени:  $st/R = 0,25; 0,6; 2,0; 4,0; 6,0; 8,0; 10,5$  (кривые 1 — 7, соответственно). Кривая 8 соответствует пику стационарных напряжений сжатия, остающихся после ухода упругой волны.

напряжения возрастают при приближении пика к поверхности и могут превысить величину динамической прочности материала на разрыв  $\sigma_d$ , который принят равным 1 ГПа. Максимальное растягивающее напряжение

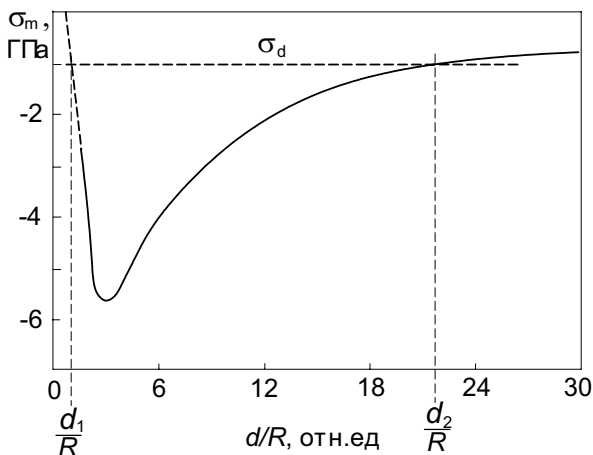


Рис. 3. Максимальные растягивающие напряжения, возникающие вблизи поверхности мишени (аморфное железо), при различных удалениях  $d$  от поверхности мишени пика иона  $\text{Fe}^+$  с энергией  $E = 1,1$  КэВ.

свободную поверхность, создают пики, примыкающие к поверхности [24, 25, 26]. Глубина залегания  $d$  таких пиков не превышает  $R$ . Это значит, что в этом случае ионы не создают растягивающих напряжений, и кластерное распыление в рамках предлагаемого механизма подавлено. Однако при облучении мишени ионами больших энергий (для ионов железа  $E \gg 5$  КэВ) в местах остановки первичного или вторичных ионов могут возникать термоупругие пики, отстоящие от поверхности на расстояния  $d > d_1$ . Кроме того, такие пики могут порождаться ионами отдачи, возникающими при упругом рассеянии нейтронов малых и промежуточных энергий. В обоих случаях пики ионов могут вызывать хрупкое приповерхностное разрушение мишени, если

образом, это выражение можно использовать лишь для оценки возникающих напряжений сжатия.

Взаимодействуя со свободной границей мишени, упругая волна изменяет направление распространения и полярность на противоположные (случай нормального падения), складываясь с прямой волной. На рисунке 2 кривая 7 соответствует суммарному импульсу напряжений, возникающему вблизи свободной границы мишени в момент времени  $st/R = 10,5$ . Анализ показывает, что именно в этот момент реализуются наибольшие растягивающие напряжения, максимум которых лежит на расстоянии  $c \approx 0,5R$  от границы мишени и равен в данном случае  $\sigma_m = -5,6$  ГПа (знак «-» выбран соответствующим напряжению растяжения). Отметим, что максимальные растягивающие напряжения, создаваемые пиком, реализуются именно вблизи свободной поверхности, когда набегающая на поверхность волна складывается с отраженной. Наконец, кривая 8 соответствует стационарному пику напряжений, остающемуся в месте возникновения ТУП после ухода упругой волны.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 приведена зависимость максимальных растягивающих напряжений, реализующихся на расстоянии  $c = 0,5R$  от свободной поверхности мишени, от глубины залегания  $d$  пика под поверхностью. Как видно из рисунка, растягивающие

$$\sigma_m \approx -0,2 \frac{3GE\eta(E)}{4\pi[R(E)]^3}$$

создает пик, расположенный на глубине  $d_m \approx 3R$  от поверхности мишени. При дальнейшем уменьшении расстояния от центра пика до границы максимальные растягивающие напряжения быстро спадают. Это происходит ввиду наложения на них больших квазистатических напряжений сжатия, возникающих вблизи пика иона. Отметим, что для корректного определения поля напряжений в случае малых  $d \leq R$  необходимо также учитывать искажения, вносимые границей в тепловое поле пика. В данной работе мы ограничились качественным анализом этого случая, поэтому примерный ход кривой в области малых  $d$  обозначен на рис. 2 пунктирной линией.

Таким образом, растягивающие напряжения, превышающие  $\sigma_d$  могут реализоваться лишь в интервале глубин залегания пика  $d_1 \leq d \leq d_2$  (см. рис. 3), причем минимальная глубина залегания  $d_1 \geq R$ . В то же время известно, что ионы с энергией  $E \leq 1000$  эВ, имплантируемые в материал мишени через

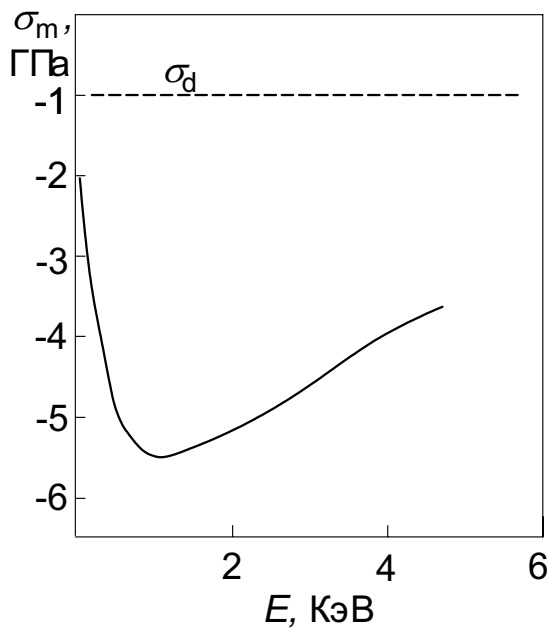


Рис. 4. Зависимость максимального растягивающего напряжения  $\sigma_m$ , создаваемого ионом  $\text{Fe}^+$  вблизи поверхности мишени (аморфное железо), от энергии иона  $E$ . Центр иона лежит на глубине  $d = 3R$ .

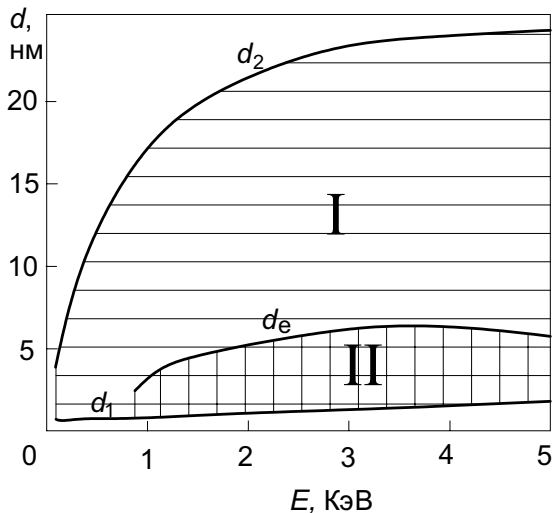


Рис. 5. Минимальное  $d_1$  и максимальное  $d_2$  удаление пика иона  $\text{Fe}^+$  от поверхности мишени (аморфное железо), при которых возможно хрупкое приповерхностное разрушение, в зависимости от энергии иона. Кривая  $d_e(E)$  задает максимальное удаление пика от поверхности, при котором возможен полный отрыв фрагмента от мишени.

глубинам залегания, при которых происходит хрупкое разрушение материала без отделения фрагмента (образование «микроблистера») и с полным отделением, соответственно. Вне заштрихованных областей хрупкое разрушение не происходит. Как видно из рисунка, для выбранного материала существует довольно ограниченный диапазон глубин залегания, при которых возможно хрупкое приповерхностное разрушение, сопровождающееся выбросом фрагментов мишени.

глубина их залегания находится в интервале  $d_1 < d < d_2$ , При этом максимальное  $d_2(E)$  и минимальное  $d_1(E)$  удаления пика определяются как корни уравнения  $\sigma_m(d) = \sigma_d$ .

На рис. 4 приведена зависимость максимального растягивающего напряжения  $\sigma_m$ , создаваемого ионом  $\text{Fe}^+$  на глубине  $c = 0,5R$ , от энергии иона. Пик иона находится на расстоянии  $d_m = 3R$  от свободной поверхности мишени. Как видно из рисунка, максимальное растягивающее напряжение  $\sigma_m = -5,6$  ГПа создает пик иона с энергией  $E \approx 1,1$  КэВ, при больших и меньших энергиях иона растягивающее напряжение падает.

Исследуем условия, обеспечивающие отрыв фрагмента, сравнивая энергию откольного фрагмента с энергией связи его с мишенью. Упругую энергию откольного фрагмента можно оценить из выражения [38]

$$E_e(d) \approx \frac{\left[ \sigma_m \left( \frac{d}{R}, E \right) \right]^2 \pi R^2 d}{K}. \quad (9)$$

С другой стороны, энергия связи откольного фрагмента с мишенью приближенно равна

$$E_b(d) = 2\pi r_e c a \sigma_d \approx \pi \sigma_d a R \sqrt{dR}, \quad (10)$$

где  $a$  – среднее межатомное расстояние.

Из условия отрыва откольного фрагмента  $E_e(d) > E_b(d)$  следует ограничение на расстояние  $d$  пика от поверхности. Именно, полный отрыв фрагмента от мишени происходит, если глубина залегания пика  $d$  удовлетворяет условию  $d < d_e(E)$ , где  $d_e(E)$  – решение уравнения  $E_e(d) = E_b(d)$ .

Принимая для определенности энергию иона  $\text{Fe}^+$  равной  $E = 4$  КэВ;  $\eta = 0,52$ ;  $\Gamma = 1,7$ ;  $a = 0,228$  нм;  $K = 167,5$  ГПа;  $\sigma_d = 1$  ГПа;  $R_1 \approx 2$  нм (железная мишень), получаем оценку  $d_e \approx 6,2$  нм. Мы видим, что для рассматриваемого случая между характерными длинами существует соотношение  $d_1 < d_e < d_2$ . В соответствии с вышеизложенным, можно сделать определенные выводы относительно характера процесса, имеющего место для различных удалений  $d$  термоупругого пика иона от поверхности мишени. При выполнении условия  $d_1 < d < d_e$  возможно хрупкое разрушение с отделением дисковидного фрагмента от мишени. При  $d_e < d < d_2$  образуется горизонтальная круговая трещина и возникает микроблистер без отрыва либо с частичным отрывом срединной части. При  $d < d_1$  или  $d > d_2$  хрупкое разрушение невозможно.

На рис. 5 приведена диаграмма «глубина залегания – энергия пика», позволяющая при заданной энергии иона определить диапазон глубин залегания пика иона  $\text{Fe}^+$ , в которых возможно хрупкое приповерхностное разрушение железной мишени. Области «I» и «II» соответствуют



Оценим форму и размер откольных фрагментов, образующихся при распылении твердотельной мишени в рамках предлагаемого механизма (см. рис. 1). Максимум растягивающего напряжения  $\sigma_m(d)$  реализуется в плоскости, параллельной поверхности тела на глубине  $c \approx 0,5R$ . Радиус зоны  $r_e$ , где реализуются напряжения  $\sigma_m$ , можно оценить из выражения  $r_e = \sqrt{2cd} \approx \sqrt{dR} \approx (2-3)R$ . Если растягивающее напряжение превышает динамический предел прочности материала  $\sigma_d$ , то происходит хрупкое подповерхностное разрушение материала с образованием поверхности разрыва и круговой трещины, лежащей на глубине  $c$  и параллельной поверхности. Развитие трещины происходит в плоскости, параллельной поверхности тела, то есть трещина не прорастает к поверхности. В силу этого условие  $\sigma_m > \sigma_d$  определяет возникновение трещины, но не является достаточным для отделения фрагмента. Объем возможного откольного фрагмента  $V_e$  можно оценить из выражения  $V_e(d) = \pi r_e^2 c \approx \pi R^2 d$ , откуда для числа атомов во фрагменте получаем оценку:

$$N_e(d, E) \approx \frac{\pi \rho d [R(E)]^2}{A m_p}, \quad (11)$$

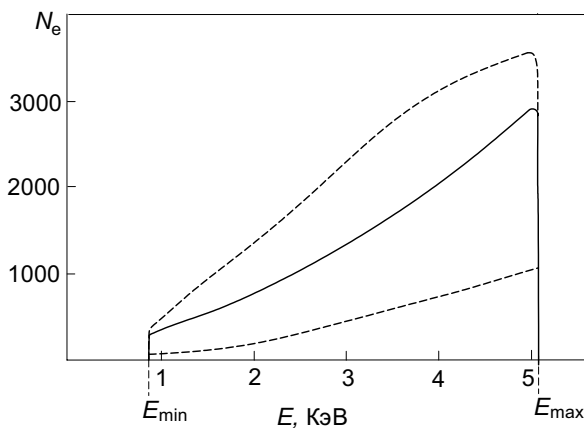


Рис. 6. Зависимость числа атомов в откольном фрагменте от энергии иона  $\text{Fe}^+$ , создающего пик на глубине  $d = 3R$  в аморфном железе (сплошная кривая). Пунктирные кривые показывают максимальное и минимальное возможное число атомов в откольном фрагменте.

где  $\rho$  — плотность,  $A$  — атомный вес материала мишени,  $m_p$  — масса протона. Обратим внимание на то, что количество распыленного в единичном акте материала не зависит напрямую от прочностных характеристик мишени. В принятых предположениях фрагмент имеет форму тонкого диска радиусом  $r_e \sim (2-3)R$  и толщиной  $c \sim 0,5R$ . В то же время представляется возможным, что в ходе отрыва фрагмента хрупкого материала он подвергается дальнейшему измельчению на кластеры с минимальным размером  $s \sim (5-10) \text{ \AA}$ , содержащие 10–100 атомов. Это может происходить ввиду неодновременности процесса отделения для различных частей фрагмента, вследствие чего появляются моменты сил, приводящие к разламыванию цельного фрагмента.

На рис. 6 приведена зависимость числа атомов в откольном фрагменте от энергии иона  $E$ , создающего пик на расстоянии  $d = 3R$  от поверхности мишени (сплошная кривая). Верхней (нижней) пунктирной кривой показана энергетическая зависимость максимального (минимального) коэффициента

распыления  $N_{\max}(E) = N(d_e(E), E)$  ( $N_{\min}(E) = N(d_1(E), E)$ ). Отметим, что существует пороговое значение энергии иона  $E_{\min}$  ( $E_{\max}$ ), при котором начинается (прекращается) процесс распыления. Для рассматриваемой комбинации «ион - мишень» оценки дают  $E_{\min} = 0,9 \text{ КэВ}$ ,  $E_{\max} = 5 \text{ КэВ}$  (см. рис. 6). В интервале  $E_{\min} < E < E_{\max}$  коэффициент распыления монотонно возрастает с энергией по приближенному закону  $N_e \sim E^{1,5}$ .

## ВЫВОДЫ

1. Нагрев вещества в пике низкоэнергетического иона в твердом теле до температур  $T \sim (10^3 - 10^4) \text{ К}$  сопровождается генерацией мощного импульса термоупругих напряжений  $\sigma \geq 1 \text{ ГПа}$ . В общем случае, при расчете термоупругих напряжений необходимо учитывать и расширение материала за счет фазовых превращений в пике иона. Указанные напряжения, описываемые уравнениями термоакустики, являются суммой статических напряжений, локализованных, в основном, в объеме пика, и биполярной сферической волны, расходящейся из объема пика с продольной скоростью звука.

2. Суперпозиция поля остаточных напряжений, статических напряжений, прямой и отраженной акустических волн может приводить к возникновению вблизи свободной поверхности мишени на расстоянии  $c \approx 0,5R$  от нее растягивающего напряжения, действующего вдоль нормали к поверхности. Максимальное растягивающее напряжение создает пик, удаленный от поверхности на расстояние  $d_m \approx 3R$ .

3. Растягивающее напряжение не возникает если ТУП низкоэнергетического иона примыкает к поверхности мишени, т.е. центр пика удален от поверхности на расстояние  $d \leq R$ . Вследствие этого, ионы с энергией  $E \leq 1 \text{ КэВ}$ , имплантируемые через свободную поверхность мишени, не вызывают хрупкого разрушения материала мишени. Ядра отдачи с такой энергией, порождаемые в объеме мишени нейтронами или ионами с энергией  $E \geq 10 \text{ КэВ}$ , могут вызывать хрупкое приповерхностное разрушение твердотельной мишени,

если они образованы на допустимых расстояниях  $d_1 < d < d_2$ . Для случая «ион железа в аморфном железе» имеем  $1 \text{ нм} < d < 24 \text{ нм}$ .

4. Если пик иона расположен на глубине, находящейся в интервале значений  $d_1(E) < d < d_e(E)$ , то имеет место кластерное распыление с приближенной зависимостью коэффициента распыления от энергии иона  $N_e \sim E^{1.5}$  для энергий иона  $E_1 < E < E_2$ . Значения пороговых энергий  $E_1$  и  $E_2$  зависят от сорта иона и предела хрупкого разрушения материала мишени  $\sigma_d$ . Вне указанного энергетического интервала кластерное распыление в механизме уругой волны подавлено.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ronchi C. The nature of surface fission tracks in  $\text{UO}_2$  // J.Appl.Phys. – 1973. - Vol.44. - P.3575-3585.
2. Ronchi C., Wiss T. Fission-fragment spikes in uranium dioxide // J. Appl. Phys. – 2002. - Vol.92. - P.5837-5848.
3. Carvalho A. M. J. F., Marinoni M., Touboul A. D., et al. Discontinuous ion tracks on silicon oxide on silicon surfaces after grazing-angle heavy ion irradiation // Appl. Phys. Lett. – 2007. - Vol.90. – No.073116.
4. Carvalho A. M. J. F., Touboul A. D., Marinoni M., et al. Oxide thickness dependence of swift heavy ion-induced surface tracks formation in silicon dioxide on silicon structures at grazing incidence // J. Appl. Phys. - 2007. - Vol.102. – No.124306.
5. Kalinichenko A.I., Vasilyev S.V., Vasilyev V.P. Surface thermoelastic erosion of atmosphereless solar system bodies under bombardment by multicharge cosmic ray ions // Earth, Moon, and Planets. – 1996. - Vol.74. - P.17-33.
6. Vasilyev V.P., Kalinichenko A.I., Vasilyev S.V. Attoqram Dust Grains in the Solar System: Forming Mechanism, Properties and Dynamics // Astronomy and Astrophysics. – 2004. - Vol.415. - P.781-790.
7. Kalinichenko A.I. Material brittle fracture owing to thermoelastic effect of high energy nuclear particle // Nuclear Science Symposium, Anaheim, CA, USA, 1996. Conference Record, IEEE– 1996. - Vol.2. - P.919-922.
8. Vasilyev V.P., Kalinichenko A.I., Vasilyev S.V. Estimate of Brittle Fracture Effects in Sensor Systems Exposed to Heavy Cosmic Ray Ions // Conference on the High-Energy Radiation Background in Space, Workshop Record, IEEE/NPSS - 1998.- P.86-89.
9. Баранов И.А., Кривоухватский А.С., Обнорский В.В. Механизм распыления материалов тяжелыми многозарядными ионами – осколками деления // ЖТФ. - 1981.- Т.51. – С.2457-2475.
10. Даукеев Д.К., Жотабаев Ж.Р., Мусурманкулов Р.Т., Реутова Н.А.. Дозовые зависимости распыления слоев  $\text{V}_2\text{O}_5$  и Au осколками деления в реакторе. - Алма-Ата, 1987. – (Препринт /ИЯФ АН КазССР: №12-87).
11. Sigmund P. Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets // Phys.Rev. 1969. – V.184. – P.383-416.
12. Воробьева И.В., Гегузин Я.Е., Монастыренко В.Е. Взаимодействие многозарядного высокоэнергетического иона с островковой пленкой на поверхности диэлектрика //ФТТ. - 1980. - Т.22. - С.2253-2256.
13. Воробьева И.В., Гегузин Я.Е., Монастыренко В.Е. Об одной особенности взаимодействия высокоэнергетичных многозарядных ионов с поверхностью неметаллического кристалла //ФТТ. - 1982. - Т.24. - С.2866-2867.
14. Воробьева И.В., Гегузин Я.Е., Монастыренко В.Е. Об эффекте «подпрыгивания» металлических островков на поверхности диэлектрика при облучении тяжелыми высокоэнергетичными ионами // Поверхность. - 1984. - № 4. - С.141-143.
15. Воробьева И.В., Гегузин Я.Е., Монастыренко В.Е., Перельгин В.П. Формирование поверхностных треков тяжелых ионов в твердых телах механизмом "ударной волны" //ФТТ. - 1984. - Т.26. - С.1964 – 1968.
16. Varanov I. A., Novikov A. S., Obnorskii V. V. et al. Measurement of cluster masses up to  $10^7$  amu arising as a result of inelastic sputtering of thin layers by ions // Nucl. Instr. Meth. - 1992. - Vol.B65. - P.177-180.
17. Каганова И.М., Каганов М.И. К теории генерации звука заряженными частицами. Возбуждение звука  $\theta$ -вспышкой // ФТТ. – 1973. – Т.15. – С.1536-1543.
18. Калиниченко А.И., Лазурик-Эльцуфин В.Т. Возбуждение акустических колебаний пучками заряженных частиц малой плотности // ЖЭТФ.- 1973. - Т.65. - С.2364 -2368.
19. Гольданский В.И., Ланцбург Е.Я., Ямпольский П.А. О гидродинамическом эффекте при прохождении осколков деления через конденсированное вещество // Письма в ЖЭТФ. - 1975. - Т.21. - С.365-367.
20. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. - М.: Наука, 1966. - 686 С.
21. Битенский И.С., Парилис Э.С. Каскадно-гидродинамический механизм образования кластеров при распылении твердого тела // Поверхность. – 1984. - № 7. – С. 14 -21; Bitensky I. S., Parilis E. S. Shock wave mechanism for cluster emission and organic molecule desorption under heavy ion bombardment // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. - 1987. –Vol.B21. – P.26-36.
22. Калиниченко А.И. Характеристики трека тяжелого иона в металлах и радиационно-акустические эффекты. Материалы V Всес. совещ. по микродозиметрии. - М., 1986, т.1. - С.57-58; В сб.: «Микродозиметрия и ее применение в радиационной биологии». - М., 1988. - С.100-105.
23. Залубовский И.И., Калиниченко А.И., Лазурик В.Т. Введение в радиационную акустику. – Харьков:Вища школа, 1986. - 167 с.; Kalinichenko A.I., Lazurik V.T., Zalyubovsky I.I. Introduction to Radiation Acoustics. In series: The Physics and Technology of Particle and Photon Beams. V.9 // Harwood Academic Publishers. 2001.- 239 p.
24. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V.E. Thermodynamic conditions of ta-C formation at implantation of noble-gas ions in carbon // Diamond & Related Materials. – 2006.- Vol.15. - P.365 – 370.
25. Marks N.A. Evidence for subpicosecond thermal spikes in the formation of tetrahedral amorphous carbon // Phys. Rev. – 1997. - Vol.56. – P.2441-2446.
26. Калиниченко А.И., Стрельницкий В.Е. Роль термоупругих напряжений в формировании алмазоподобного покрытия

- при облучении аморфного углерода низкоэнергетическими ионами  $C^+$  // Физика и химия обработки материалов. - 2003. - №2. - С.5-10.
27. Kalinichenko A.I., Strel'nitskij V.E. Acoustic activation of structural rearrangement in carbon coating by ion bombardment // *Surface & Coatings Technology*. - 2006. - Vol.201. - P.6090 – 6094.
  28. Калиниченко А.И., Перепелкин С.С., Стрельницкий В.Е. Формирование напряжений сжатия в тонких пленках при ионном облучении // Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». - 2007. - № 6 - С.116-119.
  29. Donnelly S.E., Birtcher R.C. Heavy ion cratering of gold // *Phys. Rev.* 1997. - Vol.B56. - P.13599 - 13602.
  30. Rehn L.E., Birtcher R.C., Donnelly S.E., et al. Origin of Atomic Clusters during Ion Sputtering // *Phys. Rev. Lett.* - 2001. - Vol. 87. - P.207601.
  31. Staudt C., Wucher A. Generation of large indium clusters by sputtering // *Phys. Rev. B.* - 2002. - Vol.6. - P.075419.
  32. Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark U. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. - New York: Pergamon Press, 1996 – 297 p.
  33. Glushak B.L., Туранова О.А., Батков Ю.В. Dynamic strength of materials // In book: *Material properties under intensive dynamic loading*. - Springer Berlin Heidelberg. - 2006. - P.221-275.
  34. Вайсбурд Д.Я., Балычев Я.Я. Разрушение твердого тела в результате сверхплотного возбуждения его подсистемы // Письма в ЖЭТФ. - 1972. - Т.15. - С.537-539.
  35. Bol'shakov A.P., Gerdyakov N.N., Selina D.M. Experimental study of dynamic strength of sea and fresh ice // *International Scientific Journal for Alternative Energy and Ecology ISJAEЕ*. - 2006. - № 6(38). - P.91.
  36. Давыдов А.А., Калиниченко А.И. О механических эффектах вблизи термических пиков и треков осколков деления // *Атомная энергия*. - 1982. - Т.53. - С.186-187.
  37. Давыдов А.А., Калиниченко А.И. Механические эффекты вблизи ионных треков и термических пиков // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. - 1985. - Вып.6 - С.116-119.
  38. Исакович М. А. *Общая акустика*. - М.: Наука, 1973.—496 с.
  39. Калиниченко А.И., Попов Г.Ф. Радиационно-акустические исследования металлов в области структурного фазового перехода // Письма в ЖТФ. - 1989. - Т.15. - Вып.7 - С.10-15.
  40. Калиниченко А.И., Попов Г.Ф. Нелинейные термоакустические эффекты при импульсном облучении твердых тел // *Акустический журнал*. - 1990. - Т.36. - С.948-950.
  41. Воловик В.Д., Калиниченко А.И., Кобизской В.И., Лазурик В.Т. Термоупругий эффект быстрой частицы в твердом теле // Письма в ЖЭТФ. - 1974. - Т.19. - С.135-138.
  42. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости*. - М.: Наука, 1965. - 203 с.
  43. Калиниченко А.И., Стрельницкий В.Е. Эффект термоупругого пика при ионной имплантации и его роль в формировании алмазоподобного покрытия // *Вісник Харківського університету, серія фізична, «Ядра, частинки, поля»*. - 2002. - №559, вип. 2/18/. - С.72-84.
  44. Жуков В.П., Демидов А.В. Модель образования кратеров при ионной бомбардировке // *Атомная энергия*. - 1985. - Т.59. - Вып.4. - С.298-299.
  45. Жуков В.П., Болдин А.А. Генерация упругих волн при эволюции пиков смещения // *Атомная энергия*. - 1987. - Т.63. - Вып.6. - С.375-379.
  46. Калиниченко А.И., Стрельницкий В.Е. Упругие волны, возбуждаемые при ионной имплантации, и их влияние на процессы в облучаемом веществе // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. - 2005 - №5. - С.159-163.

## BRITTLE SUBSURFACE DESTRUCTION OF SOLID UNDER BOMBARDMENT OF LOW-ENERGY IONS

A.I. Kalinichenko, V.E. Strel'nitskij

*National Science Center «Kharkov Institute of Physics and Technology»,  
Akademicheskaya Str., 1, 61108, Kharkov, Ukraine.*

Thermoelastic stresses arising due to interaction of low-energy ion with solid are theoretically investigated. Characteristics of the thermal source generating the elastic pulse are determined in the model of nonlocal thermoelastic peak of the ion. The possibility of use of linear thermoacoustics equations for determination of generated pulse amplitude is analysed. Spatial-temporal characteristics of the stress field near flat free surface of the target are determined. The originating stress value is compared with the dynamic ultimate strength of the target material to determine possibility of the brittle subsurface destruction of the target. Necessary and sufficient conditions of the cluster sputtering in the framework of proposed mechanism are formulated. The range of the depths of location of thermoelastic peak providing separation and ejection of the material from the target surface as well as size and shape of the ejected fragment are determined. Dependences of the sputtering coefficient  $N$  on species and energy of the ion and on material characteristics are studied. The value of  $N$  is esteemed for the case of the low-energy  $Fe^+$  ion in the target of amorphous iron.

**KEY WORDS:** ion bombardment, thermal spike, thermoelastic stress, brittle fracture, cluster sputtering.