

УПРУГИЕ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ, И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ПРОЦЕССЫ В ОБЛУЧАЕМОМ ВЕЩЕСТВЕ

А.И. Калиниченко, В.Е. Стрельницкий

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
г. Харьков, Украина*

Теоретически исследуются переменные механические напряжения, возникающие при ионной имплантации в результате передачи импульса иона веществу мишени. На примере ионов C^+ и Ag^+ с энергией $E = 25 \dots 1000$ эВ, падающих на углеродную мишень, рассматривается возбуждение упругих волн, определяются и сравниваются вклады различных механизмов генерации в суммарный акустический импульс. Исследуется пространственная зависимость возбуждаемого импульса с учетом поглощения звука. Обсуждается влияние упругих волн на кинетические процессы в облучаемом веществе.

1. ВВЕДЕНИЕ

В [1] теоретически исследовались термодинамические условия, реализующиеся в термоупругих пиках (ТУП) низкоэнергетических ионов – малых макроскопических областях вблизи траектории иона в веществе, где сосредоточена термализованная энергия иона. Одним из ключевых положений модели ТУП является вывод о возможности возникновения в пиках ионов высоких перегревов ($T \geq 1000$ К) и давлений ($p \geq 10$ ГПа), связанных с тепловым и деформационным изменением объема вещества мишени. Развита модель позволила провести анализ факторов, влияющих на образование тетраэдрического углерода (ta-C) при осаждении ионов $^{12}C^+$ и оценить эффективность “ $sp^2 \rightarrow sp^3$ ” преобразования в зависимости от энергии ионов углерода. Модель предсказывала генерацию в ТУП мощного акустического импульса, влияющего на кинетические процессы как в самом ТУП, так и на значительном удалении от него.

В то же время существует еще один механизм генерации высокого давления вблизи пиков ионов. Этот нетермический механизм связан с быстрой передачей импульса иона веществу мишени, что эквивалентно действию на мишень кратковременной пространственно локализованной силы.

Ранее при исследовании акустического эффекта импульсных пучков быстрых электронов и протонов исследовалась возможность генерации механических напряжений при передаче импульса от частиц излучения атомам вещества (так называемый динамический механизм [2]). Для отношения термоупругой (u_T) и динамической (u_D) амплитуд акустических смещений, возбуждаемых быстрыми электронами или протонами, была получена оценка

$$\frac{u_T}{u_D} \approx \Gamma \frac{V_p}{s}, \quad (1)$$

где V_p – скорость частицы излучения; Γ и s – параметр Грюнайзена и скорость звука вещества мишени. Соотношение (1) справедливо, если основным каналом потерь энергии и импульса частицы излучения является упругое рассеяние на электронах мишени (ионизационные потери). Для электронов и

протонов приведенное отношение близко к 1 только при энергиях соответственно $\leq 10^{-3}$ эВ и ≤ 1 эВ. Однако для тяжелых ионов, как показывает проведенный ниже анализ, вклады динамического и термоупругого механизмов сравниваются при более высоких энергиях 100...1000 эВ. Ионы с такими энергиями широко используются при ионном осаждении и радиационной модификации покрытий. Поэтому рассмотрение эффектов, возникающих вследствие указанного механизма генерации механических напряжений (будем называть его импактным), представляет научный и практический интерес.

В настоящей работе, в рамках концепции ТУП, исследуются механические напряжения, возникающие в окрестностях ТУП вследствие передачи импульса иона веществу пика. Рассматривается возбуждение акустических импульсов при ионной имплантации. На примере ионов $^{12}C^+$ и $^{40}Ag^+$ с энергией $E = 25 \dots 1000$ эВ, падающих на углеродную мишень, определяются и сравниваются вклады различных механизмов генерации в суммарный акустический импульс. Исследуется пространственная зависимость амплитуды возбуждаемого импульса с учетом поглощения звука. Обсуждается влияние возбуждаемых импульсных напряжений на скорость кинетических процессов в облучаемом веществе. Экспериментальные результаты по модификации структуры углеродного покрытия ионами Ag^+ до 1 КэВ обсуждаются в свете развитых представлений.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

2.1. ИМПАКТНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ ВБЛИЗИ ТЕРМОУПРУГОГО ПИКА ИОНА

Нерелятивистский ион, тормозясь в веществе мишени, отдает последнему весь свой импульс $P = \sqrt{2ME}$, где M – масса иона. Из-за сравнимости доли энергетических потерь в ионной $\eta(E) \sim 0,4 \dots 0,8$ и электронной $1 - \eta(E)$ подсистемах мишени при энергиях ионов из выбранного диапазона [1] и малости массовой доли возбужденных электронов, практически весь импульс нерелятивистского иона переходит ионному остову. Энергия и импульс иона передаются за время ион-ионной релак-

сации τ веществу, заключенному в начальном объеме $V(E)$ сферического ТУП. Импактное давление, возникающее при этом на передней поверхности пика $p_D(E) \sim P/(\pi R_{12}^2 \tau) \sim 20 \dots 100$ ГПа превышает пределы пластичности твердых материалов. Будучи приложенным к холодному материалу, импактное давление способно вызывать структурные изменения материала (радиационный наклеп), перемещать атомы примеси в глубь мишени и т.д.

Импактная нагрузка исчезает за время ион-ионной релаксации τ , определяемое граничной частотой в спектре фоновых колебаний. Однако возбуждаемая ею акустическая волна, расходящаяся из пика, существует в материале гораздо дольше, контролируя объемы вещества, многократно превышающие объем породившего ее ТУП. Для определения характеристик волны определим скорость, приобретаемую пиком. В дальнейшем эта скорость будет использоваться в качестве начального условия при решении волнового уравнения.

При поверхностном облучении пик ТУП примыкает к границе мишени, и его объем можно оценить из выражения [1]:

$$V(E) \approx \frac{4\pi R^3(E)}{3} - 4\pi\kappa\tau \left(R(E) - \frac{2\sqrt{\kappa\tau}}{3} \right) \quad (2)$$

Здесь $\kappa \approx 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ – коэффициент температуропроводности; $\tau \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ – время ион-ионной релаксации вещества мишени (углерод). Данные по радиусам $R(E)$, числу частиц и прочим характеристикам ТУП ионов C^+ в углеродной мишени, полученные с помощью программы моделирования атомных каскадов TRIM 2000 [3], приведены в [1].

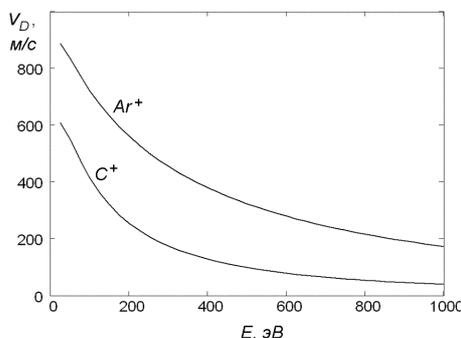


Рис. 1. Начальные скорости $v_D(E)$ термоупругих пиков ионов $^{12}\text{C}^+$ и $^{40}\text{Ar}^+$ при имплантации в углеродную мишень, приобретаемые вследствие передачи импульса иона

На рис. 1 приведены энергетические зависимости начальной скорости $v_D(E) = \sqrt{2MEI(\rho V(E))}$ для пиков ионов ^{12}C и ^{40}Ar в углероде. Направление скорости совпадает с направлением первичного иона. Здесь $\rho \approx 2,4 \text{ г/см}^3$ – плотность вещества углеродной мишени. Как видно из рис. 1, скорость, приобретаемая ТУП иона Ar^+ , значительно превышает скорость ТУП иона C^+ , имеющего ту же энергию. Это связано с большей массой иона Ar^+ и с большей компактно-

стью порождаемого этим ионом пика (особенно в области энергий $E \sim 1$ кэВ).

Сделаем два замечания, полезных для дальнейшего анализа.

Время τ , за которое пик приобретает скорость v_D , мало по сравнению с временем акустической релаксации пика $\tau_s = 2R(E)/s \sim 10^{-13} \text{ с}$. Здесь $s \approx 1,5 \cdot 10^4 \text{ м/с}$ – продольная скорость звука в углероде. Поэтому можно считать, что пик приобретает начальную скорость v_D мгновенно.

Из данных, приведенных на рис. 1, также следует, что приобретаемая пиком скорость мала, по сравнению со скоростью звука в мишени. Это позволяет использовать для нахождения амплитуды упругой волны уравнения линейной акустики.

2.2. РАСЧЕТ АКУСТИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

В результате реакции упругой среды на изменение объема и скорости ТУП в мишени возникает переменное поле напряжений, имеющее характер акустических импульсов, расходящихся из пика. Оценим и сравним величины всех составляющих акустической волны, порождаемой ТУП иона.

Импульсный нагрев вещества ТУП за время ионной релаксации τ приводит к быстрому тепловому расширению и, как следствие, образованию переменных термоупругих напряжений. Аналогичное действие оказывает и нетермическое изменение объема ТУП в результате внедрения иона внутрь мишени (деформационный механизм генерации звука). Акустическая скорость $\vec{u}(r, t)$, порождаемая суммарным действием этих двух механизмов, является чисто продольной волной, т.е. представима в виде $\vec{u}(\vec{r}, t) = \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, t)$. Потенциал акустических скоростей $\Phi(\vec{r}, t)$ находится как решение волнового уравнения, содержащего в качестве нагрузки сумму термоупругой и деформационной объемных сил [1,4]:

$$\ddot{\Phi} - s^2 \Delta \Phi = -\frac{K}{\rho} \left[\frac{\alpha}{\rho C} \frac{\partial \varepsilon(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial v(\vec{r}, t)}{\partial t} \right] \quad (3)$$

Здесь α – коэффициент теплового расширения; K – модуль всестороннего сжатия; C – удельная теплоемкость вещества; $\varepsilon(\vec{r}, t)$ – плотность фоновых потерь энергии в ТУП; $v(\vec{r}, t)$ – удельное изменение объема вещества в ТУП вследствие внедрения иона. Отметим, что вклад деформационного механизма может быть существенным и даже определяющим для ионов с малыми энергиями $E < 100$ эВ, а также ионов, имеющих большой собственный объем V_1 .

Решение уравнения (3) для безграничной упругой среды и с нулевыми начальными условиями задается известной формулой Кирхгофа [5]. Для модельного ТУП с гауссовым распределением фоновых потерь энергии решение было получено в аналитическом виде и проанализировано в [1]. Однако для целей настоящей работы достаточно знания ам-

плитуды импульса акустических напряжений $\sigma(\vec{r}, t) = \rho s \frac{\vec{r}}{r} \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, t)$ в волновой зоне ($r_0 \gg R_1$):

$$\sigma(r_0, t) = \frac{1}{4\pi s r_0} \frac{\partial}{\partial t} \left[\Gamma \tilde{\varepsilon}(r_0 - st) + K \tilde{v}(r_0 - st) \right] \quad (4)$$

Здесь введены обозначения $\Gamma = aKl/(\rho C)$ и

$$\tilde{\varepsilon}(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dy \varepsilon(\vec{r}, t),$$

$$\tilde{v}(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dy v(\vec{r}, t) \quad (5)$$

Начало координат выбрано в центре ТУП, а точка наблюдения r_0 лежит на оси x -ов. Выражение (4) получено в приближении мгновенности действия нагрузки, что обосновывается выполнением условия $\tau \ll \tau_s$. Предполагая, что как энергия $E \cdot \eta(E)$, так и дополнительный объем V_1 , привносимые ионом, равномерно распределены по объему $V(E)$ сферического ТУП, получаем следующее выражение для максимума импульса акустических напряжений:

$$\sigma(r_0) = \frac{1}{2} \frac{R(E)}{r_0} \cdot \frac{\Gamma E \eta(E) + K V_1}{V(E)} \quad (6)$$

В рассматриваемом случае импульс напряжений представляет собой расходящуюся из объема ТУП сферическую волну, состоящую из полуволны сжатия длительностью R/s и следующей за ней антисимметричной полуволны разрежения. Закон убывания с расстоянием $\sigma \sim 1/r_0$ соответствует среде без поглощения и рассеяния.

Для нахождения переменных смещений и связанных с ними напряжений, возбуждаемых в твердой мишени при передаче импульса \vec{P} от падающего иона веществу ТУП, необходимо найти решение уравнений движения упругой среды [8]

$$\ddot{\vec{u}} = s_{l^2} \Delta \vec{u} + (s_{t^2} - s_{l^2}) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \frac{\dot{\vec{F}}}{\rho} \quad (7)$$

под действием вынуждающей силы

$\vec{F}(\vec{r}, t) = \dot{\vec{P}}(t) \theta(r - R)/V$, имеющей как потенциальную, так и вихревую составляющие. Здесь s_l и s_t – соответственно продольная и поперечная скорости звука вещества мишени. В настоящей работе эта задача решается в гидродинамическом приближении $s_t = 0$. Для шара радиусом $R(E)$, покоящегося при $t < 0$ и начинающего движение с постоянной скоростью $v_D(E)$ в момент времени $t = 0$, поле акустических напряжений в волновой зоне может быть представлено в виде [5]:

$$\sigma_D(\vec{r}_0, t) = -\rho s v_D \frac{R\sqrt{2}}{r_0} \cos\theta e^{-st/R} \sin\left(\frac{s}{r_0} (r_0 - st)\right) \quad (8)$$

Здесь $t' = t - (r_0 - R)/s > 0$; $s \equiv s_l$; θ – угол между направлением на точку наблюдения и вектором начальной скорости ТУП. Импульсное напряжение зависит от массы падающего иона по закону $\sigma_D \sim m_{\text{ион}}^{1/2}$, поэтому вклад его возрастает для тяжелых ионов. Отметим также зависимость импульсного напряжения от угла θ по закону дипольного излучения: $\sigma_D \sim \cos\theta$.

Отношение максимумов амплитуд акустических импульсов, возбуждаемых импульсным механизмом генерации (σ_D) и механизмами, связанными с радиационно-стимулированным изменением объема σ задается выражением

$$\frac{\sigma_D(\vec{r}_0)}{\sigma(\vec{r}_0)} = \frac{2s\sqrt{2}ME\cos\theta}{\Gamma E\eta(E) + K V_1} \quad (9)$$

Энергетическая зависимость отношения σ_D/σ для ионов C^+ и Ar^+ и при $\theta = 0$ показана на рис. 2. Как видно из рисунка, для выбранного диапазона энергий импульсные акустические напряжения, излучаемые по направлению падения иона, превышают как термоупругие, так и деформационные напряжения.

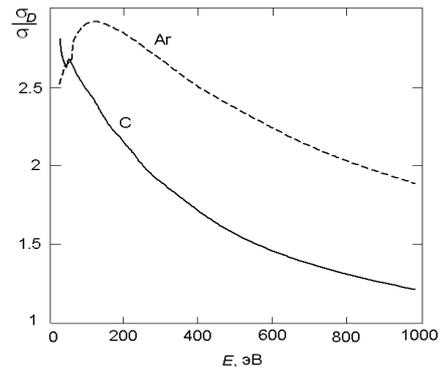


Рис. 2. Отношение амплитуд акустических импульсов, возбуждаемых импульсным механизмом генерации (σ_D) и механизмами, связанными с радиационно-стимулированным изменением объема σ

2.3. УЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА

До сих пор при расчете амплитуд упругих волн поглощение звука предполагалось малым. Такое допущение правомерно лишь для расстояний $r \ll r_{at} = \left[\beta \left(t_{s-1} \right) \right]^{-1}$. Здесь $\beta(\omega)$ – коэффициент поглощения гармоники с частотой ω . Величина r_{at} имеет смысл длины, на которой граничная частота $\omega_r = 1/\tau_s$ в спектре акустического импульса затухает в e раз. К сожалению, мы не располагаем данными о поглощении гиперзвука с частотами $\omega \sim s/2R \sim 10^{13}$ Гц в та-С, поэтому последующее рассмотрение носит качественный характер.

Будем полагать, что частотная зависимость коэффициента поглощения имеет вид, характерный для диэлектрических кристаллов на гиперчастотах $\beta(\omega) = \beta\omega^2$. При этом имеем

$r_{at} = (2R(E)/s)^2/\beta$. Полагая $\beta = 2 \text{ м}^{-1} \cdot \text{ГГц}^{-2}$ (величина, характерная для очень твердых высокодобротных диэлектриков типа сапфира), для ТУП ионов C^+ с энергией 100 и 1000 эВ, получаем для r_{at} оценки 3 и 20 нм соответственно. Таким образом, для типичных параметров ТУП поглощение звука несущественно лишь в непосредственной близости от пика. Вне этой зоны роль поглощения в формировании амплитуды акустического импульса и его длительности является определяющей.

По аналогии с выкладками, приведенными в [9,4], для максимума акустических напряжений было получено приближенное выражение:

$$\sigma_{at}(r_0, \theta, E) \approx \begin{cases} \frac{R(E)}{2\tau_0} \frac{\Psi(E, \theta)}{V(E)}, & r_0 \ll r_{at}, \\ \frac{\Psi(E, \theta)}{\sqrt{2\pi e} \beta s^2 r_0^2}, & r_0 \gg r_{at}, \end{cases} \quad (10)$$

где введено обозначение

$$\Psi(E, \theta) = \Gamma E \eta(E) + KV_I + 2s \sqrt{2ME} \cos \theta \quad (11)$$

Из (10) следует, что влияние поглощения приводит в случае широкополосного акустического импульса не к экспоненциальному, как для монохроматических колебаний, а к степенному закону изменения амплитуды с расстоянием, т.е. сила акустического воздействия со стороны ТУП на частицы материала является дальнедействующей. Обратим внимание, что при $r_0 \gg r_{at}$ в выражении (10) для амплитуды акустического импульса отсутствует какая-либо зависимость от размеров области генерации. Это является следствием редуцирующего действия затухания: на больших расстояниях акустический импульс «помнит» лишь о суммарной мощности источников звуковой волны, но не об их пространственном распределении. Длина λ акустического импульса, генерируемого пиком иона, определяется уже не радиусом ТУП, а максимальной частотой, которую пропускает акустический тракт длины r_0 : $\lambda(r_0) \approx s \sqrt{\beta r_0}$. По мере удаления от зоны генерации максимальная пропускаемая частота уменьшается, в результате чего акустический импульс как бы «расплывается».

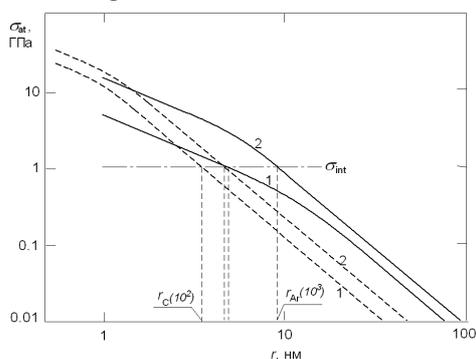


Рис. 3. Пространственная зависимость акустических напряжений, возбуждаемых в углероде при имплантации ионов ^{12}C и ^{40}Ar с энергиями 10^2 и 10^3 эВ

Таким образом, для расчета акустических напряжений на расстояниях $r_0 \gg r_{at}$ от зоны генерации можно вообще не учитывать распределение энергии и импульса внутри пика и работать в предположении точности источника звукового излучения. Это открывает перспективу исследования акустических эффектов от ионов промежуточных энергий $E = 1 \dots 10$ кэВ, для которых модель сферического термоупругого пика уже перестает быть корректной.

На рис. 3 приведена зависимость от расстояния r_0 акустических напряжений, порождаемых термоупругими пиками ионов ^{12}C и ^{40}Ar (кр. 1 и 2 соответственно) с энергиями 10^3 эВ (сплошные линии) и 10^2 эВ (штриховые линии). Точка наблюдения лежит на линии, определяемой вектором скорости иона ($\theta = 0$). Как видно из рисунка, в рассмотренных случаях поглощение существенно практически во всем диапазоне расстояний $R(E) \leq r_0 < \infty$. При этом чем меньше энергия иона, тем меньше размер пика и тем меньше расстояние, на котором происходит смена закона затухания импульса, поскольку для малых пиков излучаемый импульс насыщен более высокими частотами, которые «вымирают» первыми.

3. ОЦЕНКИ И ОБСУЖДЕНИЕ

Возникающие вокруг ТУП акустические напряжения довольно велики ($\sim 0,1 \dots 1$ ГПа) на расстояниях, в десятки раз превышающих начальный радиус пика $R_1(E)$. При превышении указанных напряжений соответствующих порогов активации в облучаемом материале могут стимулироваться различные кинетические процессы: диффузия дефектов и примесей, рост микротрещин, структурная перестройка и т.д. [10] Так, уравнение для приближенного определения границы области $r_{C/Ar}^{\rightarrow}(E)$, внутри которой акустический импульс от ТУП иона C^+/Ar^+ стимулирует срыв междоузельных атомов со стопоров, имеет вид

$$\sigma_{at}(r_{C/Ar}^{\rightarrow}(E)) = U_{int} / \Omega_{int}, \quad (12)$$

где U_{int} – энергия миграции междоузельного атома; Ω_{int} – его объем. Принимая $U_{int} = 0,1$ эВ, [10] $\Omega_{int} = 1,6 \cdot 10^{-23}$ см³ (объем междоузельного атома в углероде), получаем для величины срывающего напряжения $\sigma_{int} = U_{int} / \Omega_{int} \sim 1$ ГПа. Срыв со стопоров будет происходить везде в области вокруг ТУП, где амплитуда акустической волны превышает σ_{int} (см. рис. 3). Как видно из рисунка, размеры области активации, где происходит надбарьерное движение диффузантов, существенно зависят от сорта и энергии иона. Так для ТУП иона C^+ с энергией 10^2 эВ передняя граница области активации удалена от пика на расстояние $r_c(10^2) \approx 3$ нм, тогда как в случае иона Ar^+ с энергией 10^3 эВ граница отодвигается

тремякратно. Обратим внимание на то, что передняя и задняя половины области активации несимметричны ввиду неравного вклада импактного механизма на разных направлениях распространения акустического импульса. Если в направлении падения иона ($\theta=0$) вклады импактного механизма и механизмов, связанных с изменением объема, складываются, то в противоположном направлении ($\theta=\pi$) они вычитаются, что существенно уменьшает амплитуду суммарного акустического импульса (в рассмотренных случаях – в 2... 10 раз). В поперечном направлении ($\theta=\pi/4$) импактный механизм вообще не дает вклада в продольные деформации.

В заключение отметим, что влияние акустических импульсов, генерируемых ТУП ионов, не ограничивается прямым срывом дефектов со стопоров. Движение точечных дефектов и дислокаций происходит под действием механических напряжений $\sigma \leq 0,1K$ путем термически активированного преодоления препятствий с энергией активации $U(\sigma)$, зависящей от напряжений σ . Скорость движения определяется экспоненциальным фактором $\exp\{-U(\sigma)/k_B T\}$, задающим число частиц с тепловой энергией, превышающей энергию активации [11]. Поэтому присутствие в твердом теле переменных акустических напряжений $\sigma \leq 0,01$ ГПа, снижающих энергию активации в момент их прохождения через дефект, может также существенно увеличить скорость движения дефектов. Таким образом, оказывается возможным дистанционное воздействие низкоэнергетических ионов на структуру облучаемой мишени вплоть до глубин $r_0 \sim 100...300$ нм, на полтора – два порядка превышающих длины пробега ионов. Такой вывод согласуется с имеющимися экспериментальными данными по просветлению углеродных пленок толщиной $\sim 0,1$ мкм путем обработки ионами Ag^+ с энергией ~ 1 кэВ [6,7].

4. КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Рассмотрен эффект силового воздействия имплантируемого иона на материал мишени, связанный с передачей импульса иона веществу за время ион-ионной релаксации τ . Импактное напряжение, возникающее на переднем фронте ТУП иона, может превысить пределы пластичности твердого тела и способно вызывать структурные изменения материала (радиационный наклеп), перемещать атомы поверхностного слоя в глубь материала и т.д. Импактная сила направлена по скорости падающего иона и зависит от его массы и энергии по закону $\sigma_b \sim (ME)^{1/2}$.

Теоретически исследовано образование упругих волн при имплантации ионов в мишень, возникающих в результате одновременного действия термоупругого, деформационного и импактного механизмов. Показано, что для случая ионов C^+ и Ag^+ с энергией E от 25 до 10^3 эВ и углеродной мишени все механизмы дают сравнимые вклады в суммарный импульс напряжений, представляющий собой расходя-

щуюся со скоростью продольного звука сферическую биполярную волну.

Импактная компонента, связанная с передачей импульса от иона веществу мишени, зависит от направления по «закону косинусов». Для рассмотренных случаев эта компонента доминирует в направлении падения иона и в противоположном ($\theta=0, \pi$). В поперечном направлении ($\theta=\pi/4$) импактный механизм не дает вклада в продольные деформации.

Поглощение приводит к степенному закону изменения амплитуды ($\sigma(r_0) \sim 1/r_0^2$) акустического импульса с расстоянием r_0 . В силу этого генерируемые ТУП акустические напряжения довольно велики ($\sim 0,1...1$ ГПа) даже на расстояниях, в десятки раз превышающих радиус пика $R(E)$. Оценки показывают, что акустические напряжения, генерируемые ионом Ag^+ с энергией ~ 1 кэВ, могут срывать междоузельные атомы со стопоров в области $r_0 \leq 10$ нм и заметно ускорять кинетические процессы ползучести, диффузии примесей и структурной перестройки на расстояниях до ~ 100 нм, что не противоречит экспериментальным данным.

Работа выполнена в рамках Программы проведения фундаментальных исследований по атомной науке и технике ННЦ ХФТИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Калиниченко, В.Е. Стрельницкий. Эффект термоупругого пика при ионной имплантации и его роль в формировании алмазоподобного покрытия // *Вісник Харківського університету. Серія фізична: «Ядра, частинки, поля»* №559. 2002, в. 2(18), с. 72–84.
2. И.А. Ахиезер, В.Т. Лазурик. Динамический эффект при прохождении пучков заряженных частиц в твердых телах // *ЖЭТФ*. 1972, т. 63, № 5(11), с. 1776–1779.
3. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. New York: Pergamon Press, 1996, 297 p.
4. А.И. Калиниченко, В.Т. Лазурик, И.И. Залубовский. *Introduction to Radiation Acoustics*. In series: The Physics and Technology of Particle and Photon Beams. V.9, Harwood Academic Publishers. 2001, 239 p.
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Гидродинамика*. М.: «Наука», 1986, 736 с.
6. С.И. Вакула, В.Е. Стрельницкий, А.И. Тимошенко, В.Ф. Першин, Л.Ф. Ципилинский. Рентгенэлектронная спектроскопия (РЭС) алмазоподобных углеродных пленок // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 1987, в. 3(41), с. 37–41.
7. В.Е. Стрельницкий. *Процессы синтеза и физические свойства высокопрочных углеродных покрытий*: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. 2003, с. 244–246.
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория упругости*. М.: «Наука», 1965, 203 с.
9. J.G. Learned. Acoustic radiation by charged atomic particles in liquids: an analysis // *Phys. Rev. D*. 1979, v. 19, N 11, p. 3293–3307.

10.В.Л. Инденбом. Новая гипотеза о механизме радиационно-стимулированных процессов // *Письма в ЖТФ*. 1979, т. 5, в.8, с. 489–492.

11.В.Р. Регель, А.И. Слущер, Э.Е. Томашевский. *Кинетическая природа прочности твердых тел*. М.: «Наука», 1974, 270 с.

ПРУЖНІ ХВИЛІ, ЩО ЗБУДЖУЮТЬСЯ ПРИ ІОННОЇ ІМПЛАНТАЦІЇ, ТА ЇХ ВПЛИВ НА ПРОЦЕСИ В ОПРОМІНЮВАНІЙ РЕЧОВИНІ

О.І. Калініченко, В.Є. Стрельницький

Теоретично досліджуються змінні механічні напруження, що виникають при іонній імплантації завдяки передачі імпульсу іона речовині мішені. На прикладі іонів C^+ та Ar^+ з енергією $E = 25 \dots 1000$ еВ, що падають на вуглецеву мішень, розглядається збудження пружних хвиль, визначаються та зрівнюються внески різних механізмів генерації в сумарний акустичний імпульс. Досліджується просторова залежність збуджуваного імпульсу з врахуванням поглинення звуку. Обговорюється вплив пружних хвиль на кінетичні процеси в опромінюваній речовині.

ELASTIC WAVES GENERATED AT ION IMPLANTATION AND THEIR INFLUENCE ON PROCESSES IN IRRADIATED MATTER

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

Stress fluctuation originating due to momentum transfer from ion to target matter at ion implantation is theoretically investigated. By the example of C^+ and Ar^+ ions with energies from 25 to 1000 eV hitting carbon target, the excitation of elastic waves is considered and contributions of different generation mechanisms to total acoustic pulse are determined and compared. A spatial dependence of generated pulse is analyzed taking into account the sound absorption. The influence of the elastic waves on the rate processes in irradiated matter is discussed.