

УДК 534-16; 539.1.04

## АКУСТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ПЛАСТИНЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ВВОДА ЭНЕРГИИ ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ

**А.И. Калиниченко**

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

*61108, Академическая, 1, г. Харьков, Украина*

*E-mail: [aikalinichenko@kipt.kharkov.ua](mailto:aikalinichenko@kipt.kharkov.ua)*

*Поступила в редакцию 2 марта 2011 г.*

Теоретически исследуется возбуждение акустических колебаний в пластине при импульсном облучении пучком проникающих частиц в режимах однократного импульса либо периодической последовательности импульсов излучения с учетом поглощения или рассеяния звука. Анализируется возможность увеличения эффективности генерации колебаний за счет использования источников излучения с резонансной частотой следования импульсов. Определяются особенности и порог термоакустического разрушения пластины в зависимости от толщины пластины и характеристик импульса излучения.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** пучок излучения, термоакустические колебания, поглощение звука, резонанс, разрушение

## АКУСТИЧНИЙ ВІДГУК ПЛАСТИНИ ПРИ РІЗНИХ РЕЖИМАХ ВВЕДЕННЯ ЕНЕРГІЇ ПУЧКА ВИПРОМІНЮВАННЯ

**О.І. Калініченко**

*Національний Науковий Центр „Харківський фізико-технічний інститут”*

*61108, вул. Академічна, 1, м. Харків, Україна*

Теоретично досліджується збудження акустичних коливань у пластині при імпульсному опроміненні пучком проникаючих часток у режимах однократного імпульсу або періодичної послідовності імпульсів випромінювання з урахуванням поглинання або розсіювання звуку. Анализується можливість збільшення ефективності генерації коливань за рахунок використання джерел випромінювання з резонансною частотою проходження імпульсів. Визначаються особливості й поріг термоакустичного руйнування пластины залежно від товщини пластины та характеристик імпульсу випромінювання

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** пучок випромінювання, термоакустичні коливання, поглинання звуку, резонанс, руйнування

## ACOUSTIC RESPONSE OF PLATE AT DIFFERENT INPUT MODES OF RADIATION BEAM ENERGY

**A.I. Kalinichenko**

*National Science Centre “Kharkov Institute of Physics and Technology”*

*61108, Akademichna, 1, Kharkov, Ukraine*

Generation of acoustic oscillations in plate at pulsed irradiation by penetrating particle beam in regimes of single pulse or periodic sequence of radiation pulses is theoretically investigated. Absorption or dissipation of generated oscillations is taken into account. Possibility of increase of generation efficiency of oscillations due to use of radiation sources with resonant frequency of pulse sequence is analyzed. Features and threshold of brittle fracture of the plate are determined depending on plate thickness and radiation pulse characteristics.

**KEY WORDS:** radiation beam, thermoacoustic oscillations, sound absorption, resonance, fracture

Тонкие и толстые (по сравнению с длиной пробега частиц пучка) пластины являются типичными мишенями при исследовании акустических эффектов импульсных пучков излучений в твердых телах. Во-первых, это объясняется простотой их геометрии, позволяющей в целом ряде случаев точно рассчитывать возникающий акустический отклик, связав его с характеристиками пучка и материала мишени. Во-вторых, пластины являются хорошей моделью реальных объектов, позволяющей прогнозировать механическое действие излучения на элементы ускорительной техники, облучаемые изделия и т.д. Возбуждаемые в пластинах акустические колебания могут играть роль либо канала информации о процессах и условиях в облучаемом объекте, либо инструмента, воздействующего на материал мишени, либо, наконец, негативного фактора, действие которого необходимо уменьшить. Поэтому анализ акустического отклика пластины на импульсное облучение может преследовать различные, иногда диаметрально противоположные, цели. В одном случае перед исследователем стоит задача добиться максимальной эффективности генерации звука, в другом - найти условия, при которых эффективность генерации минимальна. Так, серьезным препятствием к более широкому использованию радиационно-акустических эффектов в технике физического эксперимента, обработки материалов, в медицине и т.д. является относительно малый коэффициент трансформации энергии излучения в энергию термоупругих волн. Рассматривались различные возможности повышения эффективности генерации звука в твердых телах при импульсном облучении. В частности, отмечалась возможность увеличения эффективности генерации, связанная с раскачкой собственных колебаний тела пучком с периодически модулированной интенсивностью [1]. С другой стороны, использование мощных ускорителей в научных и технологических целях требует рассмотрения проблемы термоударов, возникающих в мишенях и элементах ускорительной техники при взаимодействии с импульсными пучками проникающих излучений [2,3]. Среди объектов, подверженных действию переменных напряжений, прежде всего, необходимо указать на окна вывода

пучка и конвертеры, первыми принимающие на себя удар излучения. Нагрев окна вакуумной камеры и конвертера импульсным пучком приводит к возбуждению термоакустических напряжений, уменьшающих срок службы элемента конструкции. В частности, растягивающие напряжения, превышающие динамический предел прочности материала  $\sigma_d$ , вызывают разрушение мишени, имеющее характер растрескивания или откалывания фрагментов [4]. Указанный эффект возникает при температурах, меньших температуры плавления. Однако при определенных соотношениях между параметрами мишени и пучка плавление может наступать раньше, т.е. при меньших флюенсах, чем хрупкое разрушение мишени. Простота геометрии окон вывода и конвертеров, представляющих собой либо пластину - монослой, либо конструкцию из нескольких плоскопараллельных слоев, позволяет детально исследовать возбуждение в них различных мод акустических колебаний, что облегчает определение возможности их усталостного или хрупкого разрушения.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование акустического отклика пластины при импульсном облучении пучком проникающих частиц в режимах однократного импульса либо периодической последовательности импульсов излучения с учетом поглощения или рассеяния звука. Анализируется возможность увеличения эффективности генерации акустических колебаний пластины за счет использования источников излучения с резонансной частотой следования импульсов. Определяется порог термоакустического разрушения в зависимости от толщины пластины и характеристик импульса излучения.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

### Возбуждение колебаний толстой пластины одиночным импульсом излучения

Пусть упругое тело заполняет пространство  $0 \leq x \leq H$ , а однородный в поперечном направлении пучок с длиной пробега частиц  $x_0 \ll H$  падает нормально на границу тела с вакуумом  $x=0$ . Амплитуда возбуждаемого импульса напряжений при нулевых начальных условиях имеет вид  $\sigma(x,t) = \sigma(x,t) + \tilde{\sigma}(x,t)$ , где [5]

$$\sigma(x,t) = \frac{\Gamma}{2s} \int_{x-st}^{\infty} Q\left(\xi, t - \frac{x-\xi}{s}\right) d\xi, \quad \tilde{\sigma}(x,t) = -\frac{\Gamma}{2s} \int_0^{st-x} Q\left(\xi, t - \frac{x+\xi}{s}\right) d\xi.$$

Здесь  $Q(x,t)$  - скорость изменения плотности тепловой энергии,  $s$  - продольная скорость звука,  $\Gamma$  - параметр Грюнайзена материала мишени. Используя аппроксимацию  $Q(x,t) = \varepsilon(x) \delta(t)$ , где

$$\varepsilon(x) = \frac{2E}{x_0^2} x e^{-(x/x_0)^2}, \quad (1)$$

$E$  - перенос энергии излучения в расчете на единицу поверхности слоя,  $\delta(t)$  -  $\delta$ -функция Дирака, получаем для амплитуды импульса напряжений вдали от границ слоя выражение

$$\sigma(x,t) = \frac{\Gamma E}{x_0^2} (x-st) e^{-\left(\frac{x-st}{x_0}\right)^2}, \quad (-\infty < x-st < \infty). \quad (2)$$

На рис.1 представлена схема генерации и временное развитие акустического импульса в плоскопараллельном слое 1.

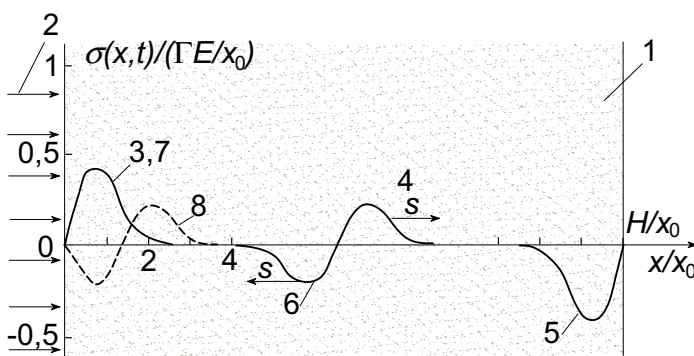


Рис. 1. Схема генерации и временное развитие импульса напряжений в плоскопараллельном слое при однократном импульсном облучении.

Импульсный однородный пучок проникающего излучения 2 в момент времени  $t=0$  падает на границу слоя  $x=0$ , и создает поле поглощенной энергии  $\varepsilon(x)$ , задаваемое выражением (1). Возникающий термоакустический импульс  $\sigma(x,t)$  в момент  $t=0$  по форме совпадает с функцией  $\varepsilon(x)$  (кривая 3). Распадаясь на две полуволны, движущиеся со скоростью звука в положительном и отрицательном направлениях оси  $x$ , и взаимодействуя с границей  $x=0$  слоя, импульс трансформируется к биполярному антисимметричному виду (кривая 4, передняя полуволна сжатия, задняя - разряжения). Отражаясь от границы  $x=H$  (кривая 5), импульс меняет полярность (кривая 6, первая полуволна разряжения, вторая - сжатия), возвращается к границе  $x=0$ , отражается от нее и в момент времени  $t=2H/s$  пространственно совпадает с импульсом в начальный момент времени  $t=0$  (кривая 7). После этого цикл трансформаций повторяется.

Напряжение разрядки сначала появляется возле левой границы в момент, когда импульс напряжений продвинулся вглубь материала на расстояние, превышающее глубину залегания максимума дозного поля  $x = x_0/\sqrt{2}$ . При продвижении импульса вглубь материала на расстояние  $x = 2x_0/\sqrt{2}$  растягивающее напряжение становится максимальным  $\sigma_{m1}/(\Gamma E/x_0) = 1/\sqrt{2}e$  на глубине  $x = x_0/\sqrt{2}$  (пунктирная кривая 8). При дальнейшем продвижении импульса величина растягивающего напряжения не изменяется вплоть до момента, когда первая полуволна импульса отразится от задней поверхности пластины. При этом возникает напряжение разрядки  $\sigma_{m2} = 2\sigma_{m1}$  на расстоянии  $x_0/\sqrt{2}$  от задней поверхности (кривая 5). Таким образом, если пренебречь затуханием импульса, то максимальное растягивающее напряжение возникает вблизи задней поверхности толстой пластины. Перенос энергии излучения  $E_{2d}$ , при котором начинается разрушение со стороны задней поверхности пластины, равен  $E_{2d} = \sqrt{e/2} \sigma_d x_0/\Gamma$ , тогда как перенос  $E_{1d}$ , при котором разрушается передняя поверхность, в два раза больше  $E_{1d} = 2E_{2d}$ . При этом разрушение как задней так и передней поверхностей начинается на глубине, равной глубине залегания максимума поля поглощенной энергии.

Эффективность генерации упругой волны при импульсном облучении мишени определяется коэффициентом трансформации  $\eta$ , равным отношению энергии звукового импульса  $E_s$  к поглощенной энергии излучения  $E$ . Для одномерного акустического импульса справедливо приближенное выражение  $\eta \approx \Gamma\sigma/(2K)$ , где  $K$  – модуль всестороннего сжатия. Для типичных величин возбуждаемых пучками напряжений справедлива оценка  $\eta = 10^{-10} \div 10^{-5}$  [5]. Эффективность генерации может быть повышена путем увеличения амплитуды возбуждаемого импульса  $\sigma$ , однако это ограничивает круг пригодных источников излучения.

#### Возбуждение колебаний толстой пластины в резонансном режиме

Рассмотрена возможность повышения эффективности радиационного возбуждения звуковых импульсов путем использования резонансного режима облучения мишени. Пусть импульсы излучения повторяются с периодичностью  $T_1 = T_2 \equiv 2H/s$ . При этом тепловая нагрузка имеет вид

$$Q(x,t) = \varepsilon(x) \sum_{k=0}^N f(t - kT_1). \quad (3)$$

Функция  $f(t)$  задает временную зависимость тока пучка в каждом импульсе. Если,  $f(t) \equiv \delta(t)$ , и можно пренебречь затуханием, то после  $N$  циклов такой «когерентной» подкачки импульс будет равен  $\sigma_N(x,t) = N\sigma(x,t)$ . Поглощенная энергия пропорциональна числу импульсов излучения  $N$ , тогда как энергия звукового импульса, квадратичная по величине акустического напряжения, пропорциональна  $N^2$ . В результате коэффициент трансформации энергии излучения в звуковую в резонансном режиме растет пропорционально  $N$ .

В приведенном рассмотрении не учитывалось затухание акустического импульса в веществе слоя, вследствие которого эффективность резонансной накачки уменьшается. Связь между амплитудами импульса, распространяющегося в реальной среде  $\sigma_{at}(x,t)$ , и в среде без затухания и дисперсии  $\sigma(x,t)$  может быть представлена в виде:

$$\sigma_{at}(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x,t-t')\sigma(x,t') dt', \quad (4)$$

где ядро интегрального преобразования  $K(x,t)$  содержит всю зависимость от диссипативных характеристик среды [5]. Для диапазона расстояний  $x$ , где можно пренебречь дисперсией скорости звука,

$$K(x,t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\beta(\omega)x} \cos(\omega t) d\omega,$$

где  $\beta(\omega)$  – коэффициент поглощения гармоники с частотой  $\omega$ . Для изотропных аморфных тел и монокристаллов  $\beta(\omega) = \beta\omega^2$  [6], поэтому

$$K(x,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{e^{-t^2/(4\beta x)}}{\sqrt{\beta x}}. \quad (5)$$

Используя (2), (4), (5), получаем

$$\sigma_{at}(2HN, t_1) = -\frac{\Gamma E}{st_o} \frac{t_1}{t_o (1 + \alpha N)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{(t_1/t_o)^2}{1 + \alpha N} \right\}, \quad (N = 0, 1, 2, \dots),$$

где  $t_1 = t - x/s$ ,  $\alpha = 8H\beta/t_o^2$ ;  $t_o = x_o/s$ .

Если импульс осуществляет челночное движение между границами плоскопараллельного слоя, затухая в нем и подкачиваясь в моменты времени  $0, 2H/s, \dots, 2HN/s$ , то после  $N$ -й подкачки суммарный импульс равен

$$\sigma_N(t_1) = \sum_{k=0}^N \sigma_{at}(2Hk, t_1) \approx \sqrt{\pi} \frac{\Gamma E}{\alpha x_0} \left[ \Phi(t_1/t_0) - \Phi\left(\frac{t_1/t_0}{\sqrt{1+\alpha N}}\right) \right], \tag{6}$$

где  $\Phi(z)$  - интеграл вероятности.

На рис.2 приведены временные зависимости суммарных акустических импульсов  $\sigma_N(t)$  для  $N = 10^2, 10^3, 10^4$  и  $10^5$  (кривые 1 – 4, соответственно). При расчетах использовались значения параметров  $x_0=0,0332$  см;  $\beta=0,5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-1</sup> с<sup>2</sup>,  $H = 10$  см,  $s = 5,8 \cdot 10^5$  см/с,  $\Gamma = 0,027$ . (Параметры соответствуют последовательности импульсов наносекундной длительности пучка ионов С<sup>+</sup> с энергией  $E = 150$  МэВ, падающих на кварцевую мишень.) В случае  $N \ll 1/\alpha$ , (затухание несущественно) (6) преобразуется к виду

$$\sigma_N(t_1) = -N \frac{\Gamma E}{s} \frac{t_1}{t_0^2} e^{-(t_1/t_0)^2},$$

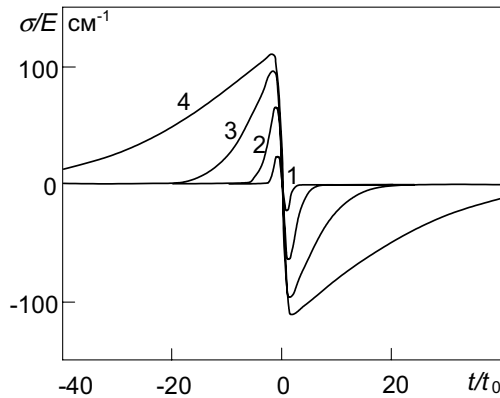


Рис. 2. Амплитуда акустического импульса, возбуждаемого в резонансном режиме в плоском слое периодической последовательностью импульсов излучения, падающих нормально на поверхность слоя.

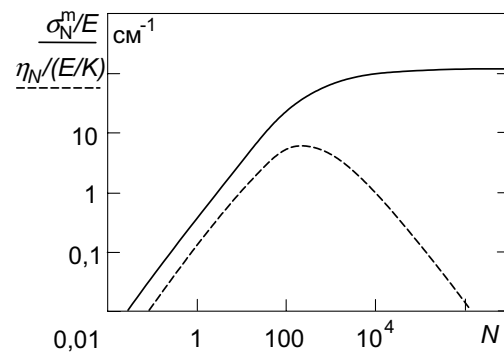


Рис. 3. Зависимость максимума амплитуды акустического импульса  $\sigma_N^m$  (сплошная кривая) и коэффициента генерации  $\eta_N$  от числа импульсов излучения.

и суммарная амплитуда возрастает пропорционально числу подкачек  $N$ . В случае  $N \gg 1/\alpha$  (затухание существенно) амплитуда (6) стремится к пределу

$$\sigma_N(t_1) = -\sqrt{\pi} \frac{\Gamma E}{\alpha x_0} \Phi(t_1/t_0).$$

Эффективная длительность суммарного импульса напряжений аппроксимируется выражением  $t_s(N) = t_0 \sqrt{1+\alpha N}$ . Максимум суммарного импульса задается выражением

$$\sigma_N^m = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma E}{\alpha x_0} [\Phi(\gamma_N) - \Phi(\delta_N)],$$

где  $\gamma_N = \left[ \frac{1+\alpha N}{2\alpha N} \ln(1+\alpha N) \right]^{1/2}$ ,  $\delta_N = \left[ \frac{1}{2\alpha N} \ln(1+\alpha N) \right]^{1/2}$ .

Коэффициент трансформации  $\eta(N)$  в резонансном режиме можно определить по формуле  $\eta_N \approx (\sigma_N^m)^2 st_s(N) / (KNE)$ , где  $K$  - модуль всестороннего сжатия вещества мишени.

На рис.3 приведены функции максимума акустического импульса  $\sigma_N^m$  (сплошная кривая) и коэффициента трансформации  $\eta(N)$  (пунктирная кривая). Максимум амплитуды импульса выходит на насыщение:  $\sigma_\infty^m = \sqrt{\pi} \Gamma E / (\alpha x_0)$ . Коэффициент трансформации  $\eta_N$  в резонансном режиме при наличии затухания максимален при числе подкачек  $N \approx 1/\alpha$ :  $\eta_m \approx \pi \sqrt{2} \Gamma^2 E x_0 / (8Ks^2 \beta H)$ .

### Возбуждение колебаний тонкой пластины одиночным импульсом излучения

Пусть пучок излучения, состоящий из одного импульса или периодической последовательности  $N$  импульсов, проходит через тонкую пластину, толщина которой  $H$  мала, по сравнению с другими измерениями и длиной

пробега частиц излучения в веществе пластины:  $H \ll x_0$ . Плотность тепловых источников в пластине представима в виде (3), причем, в случае тонкой пластины  $\varepsilon(x) = J\chi = \text{const}$  везде внутри пластины. Здесь  $J$ ,  $\text{см}^{-2}$  – флюенс пучка,  $\chi$  – линейные потери энергии частицы пучка.

В случае одиночного импульса излучения  $Q(t) = \varepsilon f(t)$  акустические напряжения в материале пластины имеют характер колебаний с периодом  $T_2 = 2H/s$  и амплитудой  $\sigma(t)$ , определяемой выражениями, приведенными в [5]. Максимальные сжимающие и растягивающие напряжения реализуются в центральной плоскости  $x = H/2$ . Если слой окружен материалом с меньшей акустической жесткостью, то выражение для амплитуды акустических напряжений в срединной плоскости слоя имеет вид [3,5]:

$$\sigma_z(t) = \sigma_{in}(t) - \sum_{n=0}^{\infty} D^n \sigma_e \left( t - \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{h}{s} \right) \theta \left( t - \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{h}{s} \right),$$

где  $\sigma_{in}(t) = \Gamma J \chi \int_{\max\{0, t-h/2s\}}^t F(\tau) d\tau$ ,  $\sigma_e(t) = \Gamma J \chi \int_{\max\{0, t-h/s\}}^t F(\tau) d\tau$ ;  $D$  – коэффициент отражения акустического

импульса от границы слоя ( для вольфрамовой пластины в воде  $D = -0,973$ ),  $\theta(t)$  – единица Хевисайда. Напряжения в центре слоя анализируются для функции тока пучка вида  $F(t) = AB(e^{-At} - e^{-Bt}) / (B - A)$ , где  $0 < A \leq B$  – константы, определяющие длительность  $t_b$  и форму импульса излучения. Если принять, что за время  $t_b$  закачивается 90% энергии излучения, то приближенное выражение для  $t_b$  имеет вид [5]:  $t_b \approx 2,3/A + 1,5/B$ . Напряжения в центре слоя представляют собой почти периодические знакопеременные слабо затухающие колебания с периодом  $2H/s$  (см рис. 4). Максимум растягивающих напряжений задается выражением

$$\sigma_m / (\Gamma J \chi) = \frac{2}{1 + e^{-BH/s}} \left( \frac{1 + e^{-BH/s}}{1 + e^{-AH/s}} \right)^{\frac{B}{B-A}} - 1.$$

Максимальные растягивающие напряжения составляют величины  $\sim 3,3; 8,2; 23,8$  и  $30,6$  МПа для вольфрамовых конвертеров толщиной 0,25; 0,45; 1,0 и 2,5 см, соответственно. Величина напряжений монотонно возрастает с толщиной конвертера  $h$ , выходя на насыщение при  $h > sT$ . В случае «мгновенной» накачки ( $t_b \rightarrow 0$ ) колебания приближаются по форме к прямоугольным, при этом амплитуда колебаний максимальна  $\sigma_m / \Gamma J \chi = 1$ . В другом предельном случае «длинной накачки»  $t_b \gg h/s$  величина напряжений  $\sigma_m / \Gamma J \chi \approx ABH / (8s) \ll 1$  определяется крутизной переднего фронта импульса излучения.

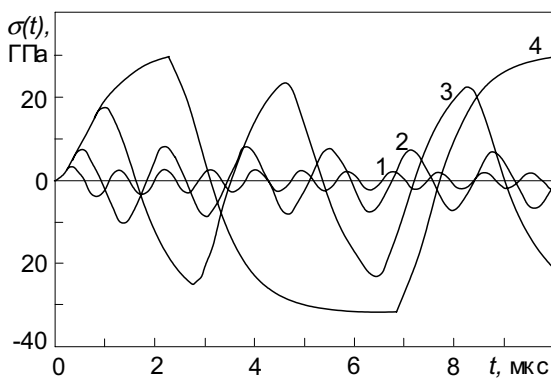


Рис. 4. Акустические напряжения  $\sigma(t)$  в центральной плоскости вольфрамовых пластин толщиной  $h = 0,25; 0,45; 1,0$  и  $2,5$  см (кривые 1 – 4, соответственно), возбуждаемые импульсным пучком релятивистских электронов с флюенсом  $J = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и с временными параметрами импульса  $B \rightarrow A = 2 \text{ мкс}^{-1}$ .

толщинах это хрупкое разрушение, при меньших – расплавление. Пунктирная линия 7 соответствует флюенсу  $J = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , отнесенному к  $\sigma_1$ . При уменьшении толщины пластины флюенс, вызывающий хрупкое разрушение резко возрастает в области толщин  $h \leq st_b$ , но не превосходит величины, при которой начинается плавление:  $J_m = \rho [C(T_m - T_0) + \varepsilon_m] / \chi$ , где  $T_0$  – начальная температура,  $T_m$  – температура плавления,  $\rho$  – плотность,  $\varepsilon_m$  – теплота плавления материала мишени.

Величина флюенса пучка излучения  $J_d$ , приводящего к разрушению, определяется выражением:

$$J_d = \frac{\sigma_d}{\Gamma \chi} \left[ \frac{2}{1 + e^{-BH/s}} \left( \frac{1 + e^{-BH/s}}{1 + e^{-AH/s}} \right)^{\frac{B}{B-A}} - 1 \right]^{-1},$$

где  $\sigma_d$  – предел разрушения материала пластины. На рис.5 представлены зависимости величины разрушающего потока от толщины пластины  $H$  для четырех различных длительностей излучения  $t = 10, 3, 1$  и  $0,3$  мкс (кривые 1 – 4, соответственно). Пунктирные прямые соответствуют величине флюенса, при которой разрушение заменяется плавлением: 5 – при  $\sigma_d = \sigma_1 = 20$  МПа (условный предел выносливости алюминия при циклическом нагружении), 6 – при  $\sigma_d = 1$  ГПа (динамический предел прочности алюминия). Абсцисса точки пересечения пунктирной прямой с графиком функции  $J_d(H)$  определяет критическую толщину, при которой происходит смена механизмов разрушения пластины: при больших

толщинах это хрупкое разрушение, при меньших – расплавление. Пунктирная линия 7 соответствует флюенсу  $J = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , отнесенному к  $\sigma_1$ . При уменьшении толщины пластины флюенс, вызывающий хрупкое разрушение резко возрастает в области толщин  $h \leq st_b$ , но не превосходит величины, при которой начинается плавление:  $J_m = \rho [C(T_m - T_0) + \varepsilon_m] / \chi$ , где  $T_0$  – начальная температура,  $T_m$  – температура плавления,  $\rho$  – плотность,  $\varepsilon_m$  – теплота плавления материала мишени.

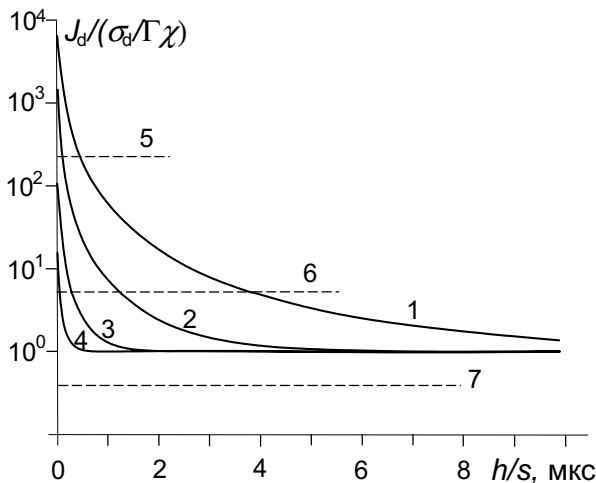


Рис. 5. Зависимость величины разрушающего потока  $J_d$  от толщины пластины при различных длительностях импульса излучения.

слои, раскалывание поперечными трещинами или расплавление) может быть разным, в зависимости от соотношений между длительностью импульса излучения и характерными размерами пластины, а также от термоупругих характеристик материала мишени. Следует отметить, что оценка напряжений в центре круглого конвертера [2] отличается от приведенной.

Рассмотрим случай пучка постоянной интенсивности  $Q_0$ , который «включается» в момент времени  $t = 0$  и «выключается» в момент  $t = t_0$ . (Имеется в виду, что время нарастания и убывания пучка мало по сравнению периодом собственных колебаний пластины  $T_2 = 2H/s$ ). В этом случае максимум амплитуды колебаний  $\sigma_{\max}$  после выключения нагрузки является периодической функцией  $t_b$  с периодом  $T_2$ , причем при  $t_b = nT_2$  имеет место гашение собственных колебаний:  $\sigma(t > t_b) = 0$ ; при  $t_b = (n + 1/2)T_2$  амплитуда свободных колебаний пластины максимальна:  $\sigma_{\max}(t > t_b) = \Gamma Q_0 T_2 / 2$  (см. рис. 5, эпюры  $a - d$ ). Таким образом, изменяя длительность импульса излучения  $t_b$ , можно варьировать величину долговременного механического воздействия на твердое тело. При высокой добротности колебательной системы описанный эффект приводит к аномальной зависимости порога хрупкого разрушения ограниченных твердых тел от длительности импульса излучения  $t_b$ . Так, при  $t_b = nT_2$  реализуется короткоимпульсное воздействие на материал, и порог разрушения определяется динамической прочностью  $\sigma_d$ ; напротив, при  $t_b = (n + 1/2)T_2$  воздействие принимает характер термоциклирования, при котором порог разрушения определяется усталостной прочностью материала  $\sigma_{-1} \ll \sigma_d$ .

#### Возбуждение колебаний тонкой пластины периодической последовательностью импульсов излучения

Пусть пучок излучения состоит из периодической последовательности  $N$  импульсов малой длительности  $t_b \ll T_2$  с периодом следования  $T_1$ . В этом случае амплитуда напряжений в центре пластины, погруженной в среду с меньшей акустической жесткостью, задается выражением

$$\sigma(t) = \Gamma J \chi \sum_{k=0}^{N-1} |D|^{2t/T_2} \operatorname{sgn} \left[ \cos \left( 2\pi \frac{t - kT_1}{T_2} \right) \right] \theta(t - kT_1).$$

Если пластина находится в вакууме ( $D = -1$ ), и реализуется случай резонанса ( $T_1 = T_2$ ), то амплитуда колебаний  $\sigma_m$  нарастает линейно по  $N$ , а после выключения нагрузки остается постоянной (см. рис. 6 е). Коэффициент трансформации пропорционален числу подкачек  $\eta \approx \Gamma^2 J \chi N / K$ . Это позволяет генерировать мощные механические импульсы с относительно высоким к.п.д., используя слабощелковые пучки с периодически модулированной интенсивностью [1].

Если имеет место слабая асинхронность радиационной нагрузки и собственных колебаний пластины  $|T_2 - T_1|/T_2 \ll 1$ , то вынуждаемые колебания имеют характер биений. При этом размах колебаний линейно возрастает с  $N$ , достигая максимума  $\sigma_m = \Gamma J \chi N_m$  при  $N = N_m = T_2 / (T_1 - T_2) / 2$ , затем симметричным образом уменьшается, после чего цикл биений повторяется (см. рис. 7 б).

Импульсный нагрев излучением возбуждает также продольные колебания пластины в плоскости  $(y, z)$ . Оценим величину возникающих при этом напряжений, предполагая, что пластина имеет прямоугольную форму с размерами  $H$ ,  $L_y$  и  $L_z$ , причем,  $\max\{st_b, H\} < \min\{L_y, L_z\}$ . В этом случае можно считать, что пластина совершает независимые колебания вдоль каждой из осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  с периодами  $2H/s$ ,  $L_y/s_2$  и  $L_z/s_2$ , причем максимальные растягивающие напряжения в поперечных направлениях равны  $\sigma_y = \sigma_z = \Gamma J \chi (1 - 2\Pi) / (1 - \Pi)$ , где  $\Pi$  – коэффициент Пуассона,  $s_2$  – скорость звука в тонкой пластине. Для вольфрамового конвертера получаем  $\sigma_y = \sigma_z = 19,4$  МПа. Т.о., напряжения

$\sigma_y, \sigma_z$  могут быть как больше, так и меньше напряжений  $\sigma_m$ . Вследствие этого, характер разрушения пластины (расщепление на тонкие

слои, раскалывание поперечными трещинами или расплавление) может быть разным, в зависимости от соотношений между длительностью импульса излучения и характерными размерами пластины, а также от термоупругих характеристик материала мишени. Следует отметить, что оценка напряжений в центре круглого конвертера [2] отличается от приведенной.

Рассмотрим случай пучка постоянной интенсивности  $Q_0$ , который «включается» в момент времени  $t = 0$  и «выключается» в момент  $t = t_0$ . (Имеется в виду, что время нарастания и убывания пучка мало по сравнению периодом собственных колебаний пластины  $T_2 = 2H/s$ ). В этом случае максимум амплитуды колебаний  $\sigma_{\max}$  после выключения нагрузки является периодической функцией  $t_b$  с периодом  $T_2$ , причем при  $t_b = nT_2$  имеет место гашение собственных колебаний:  $\sigma(t > t_b) = 0$ ; при  $t_b = (n + 1/2)T_2$  амплитуда свободных колебаний пластины максимальна:  $\sigma_{\max}(t > t_b) = \Gamma Q_0 T_2 / 2$  (см. рис. 5, эпюры  $a - d$ ). Таким образом, изменяя длительность импульса излучения  $t_b$ , можно варьировать величину долговременного механического воздействия на твердое тело. При высокой добротности колебательной системы описанный эффект приводит к аномальной зависимости порога хрупкого разрушения ограниченных твердых тел от длительности импульса излучения  $t_b$ . Так, при  $t_b = nT_2$  реализуется короткоимпульсное воздействие на материал, и порог разрушения определяется динамической прочностью  $\sigma_d$ ; напротив, при  $t_b = (n + 1/2)T_2$  воздействие принимает характер термоциклирования, при котором порог разрушения определяется усталостной прочностью материала  $\sigma_{-1} \ll \sigma_d$ .

#### Возбуждение колебаний тонкой пластины периодической последовательностью импульсов излучения

Пусть пучок излучения состоит из периодической последовательности  $N$  импульсов малой длительности  $t_b \ll T_2$  с периодом следования  $T_1$ . В этом случае амплитуда напряжений в центре пластины, погруженной в среду с меньшей акустической жесткостью, задается выражением

$$\sigma(t) = \Gamma J \chi \sum_{k=0}^{N-1} |D|^{2t/T_2} \operatorname{sgn} \left[ \cos \left( 2\pi \frac{t - kT_1}{T_2} \right) \right] \theta(t - kT_1).$$

Если пластина находится в вакууме ( $D = -1$ ), и реализуется случай резонанса ( $T_1 = T_2$ ), то амплитуда колебаний  $\sigma_m$  нарастает линейно по  $N$ , а после выключения нагрузки остается постоянной (см. рис. 6 е). Коэффициент трансформации пропорционален числу подкачек  $\eta \approx \Gamma^2 J \chi N / K$ . Это позволяет генерировать мощные механические импульсы с относительно высоким к.п.д., используя слабощелковые пучки с периодически модулированной интенсивностью [1].

Если имеет место слабая асинхронность радиационной нагрузки и собственных колебаний пластины  $|T_2 - T_1|/T_2 \ll 1$ , то вынуждаемые колебания имеют характер биений. При этом размах колебаний линейно возрастает с  $N$ , достигая максимума  $\sigma_m = \Gamma J \chi N_m$  при  $N = N_m = T_2 / (T_1 - T_2) / 2$ , затем симметричным образом уменьшается, после чего цикл биений повторяется (см. рис. 7 б).

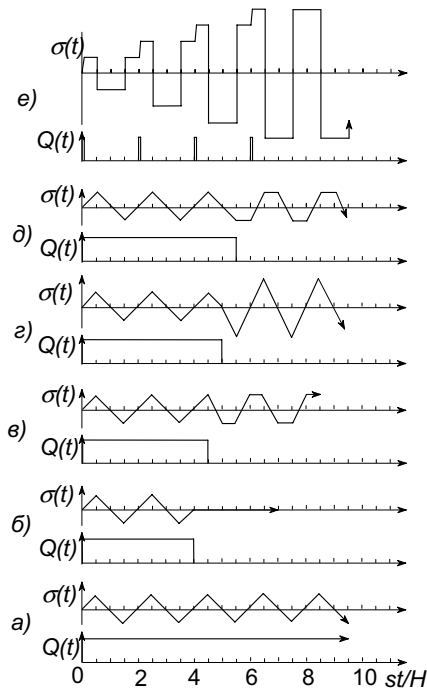


Рис. 6. . Механические напряжения, возбуждаемые в пластине импульсами излучения различной длительности (эпюры а) – д)), и периодической последовательностью импульсов в резонансном режиме (эпюра е)).

Если возбуждение производится в резонансном режиме ( $T_1 = T_2$ ), но имеет место слабая диссипация звука в окружающую среду ( $D+1 \ll 1$ ), то амплитуда колебаний при  $N \rightarrow \infty$  выходит на насыщение  $\sigma_m = \Gamma J \chi / (2 - 2|D|)$  (см. рис. 7 в).

Если имеет место как асинхронность радиационной нагрузки, так и диссипация звука, то максимум амплитуды  $\sigma_m = \Gamma J \chi \left(1 - |D|^{T_2/T_2 - T_1}\right) / (2 - 2|D|)$  достигается при  $N = N_m = T_2 / (T_1 - T_2) / 2$  (см. рис. 7 г). В соответствии с этим, характеристики пучка, вызывающего в режиме периодического облучения хрупкое разрушение пластины, определяются из уравнения  $\sigma_d = \Gamma J \chi \left(1 - |D|^{T_2/T_2 - T_1}\right) / (2 - 2|D|)$ . Так, пучки линейных ускорителей или синхротронного излучения, состоящие из субимпульсов длительностью  $t_b = (10 \div 100)$  пс., следующих со скважностью  $T_1 \simeq (1 \div 100)$  нс., могут возбуждать резонансные колебания в окнах вывода, имеющих толщину  $h \simeq (10^{-3} \div 10^{-1})$  см, что может влиять на их прочностные характеристики.

Если пучком излучения, состоящим из периодической последовательности импульсов, облучают многослойную структуру, в которой присутствует слой с периодом собственных колебаний близким к  $T_1$ , то происходит преимущественная раскачка колебаний этого слоя. Данный эффект может оказаться полезным при разработке методов радиационно-акустической диагностики многокомпонентных объектов.

## ВЫВОДЫ

1. Переход к режиму радиационно-акустического резонанса, при котором облучение мишени производится последовательностью импульсов с периодом следования  $T_2 = 2H/s$ , приводит к значительному увеличению эффективности генерации термоакустических колебаний.

2. Амплитуда упругой волны, возбуждаемая в толстой пластине в резонансном режиме, при выполнении условия незначительности затухания звука  $N \ll 1/\alpha$  нарастает пропорционально числу импульсов излучения  $N$ ; при  $N \gg 1/\alpha$  имеет место насыщение (см.рис. 3). Коэффициент трансформации энергии излучения в энергию акустических колебаний максимален при  $N \sim 1/\alpha$ .

3. Пороговый флюенс пучка, приводящий к хрупкому разрушению задней поверхности толстой пластины в два раза меньше флюенса, приводящего к разрушению передней поверхности. При  $t_b \ll T_2$  разрушающие напряжения возникают на глубине залегания максимума плотности поглощенной энергии.

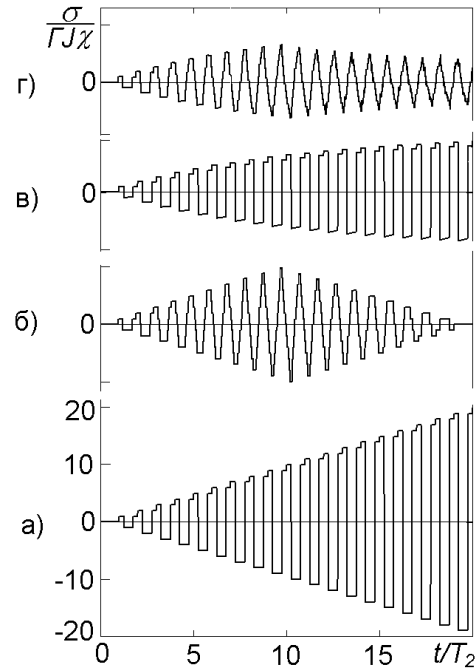


Рис. 7. Напряжения, возбуждаемые периодической нагрузкой:

- а) в резонансном режиме без диссипации звука; б) при асинхронной нагрузке  $(T_2 - T_1)/T_2 = 0,05$  без диссипации; в) в резонансном режиме с диссипацией  $D = -0,95$ ; г) при асинхронной нагрузке с диссипацией.

4. Характер разрушения тонкой пластины при однократном импульсном воздействии излучения (расщепление на тонкие слои, раскалывание поперечными трещинами или расплавление) может изменяться, в зависимости от соотношений между длительностью импульса излучения и характерными размерами пластины, а также от термоупругих характеристик материала мишени. При уменьшении толщины пластины флюенс, вызывающий хрупкое разрушение по срединной плоскости, резко возрастает в области толщин  $h \leq st_b$ , вплоть до величины флюенса, вызывающего плавление.

5. При П-образном импульсе излучения амплитуда акустических колебаний тонкой пластины является периодической функцией длительности импульса излучения  $t_b$  с периодом  $T_2$ . При  $t_b = nT_2$  реализуется короткоимпульсное воздействие на материал, и порог разрушения пластины определяется динамической прочностью  $\sigma_d$ ; при  $t_b = (n+1/2)T_2$  воздействие принимает характер одноосного циклирования, при котором порог разрушения определяется усталостной прочностью материала  $\sigma_{1} \ll \sigma_d$ .

6. При возбуждении колебаний тонкой пластины в резонансном режиме ( $T_1 = T_2$ ) в условиях слабой диссипации звука из пластины в окружающую среду ( $D+1 \ll 1$ ) амплитуда колебаний при  $N \rightarrow \infty$  выходит на насыщение  $\sigma_m = \Gamma J \chi / (2 - 2|D|)$ . Если имеет место как диссипация звука, так и слабая асинхронность радиационной нагрузки  $|T_2 - T_1|/T_2 \ll 1$ , то максимум амплитуды  $\sigma_m = \Gamma J \chi (1 - |D|^{T_2/T_2 - T_1}) / (2 - 2|D|)$  достигается при  $N = N_m = T_2 / (T_1 - T_2) / 2$ .

7. Используя источники периодических импульсов излучения с регулируемой скважностью  $T_1$ , можно добиваться избирательного воздействия на выбранные слои многослойной структуры, что может оказаться полезным при разработке методов радиационно-акустической диагностики многокомпонентных объектов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kalinichenko A.I. Radiacionno-akusticheskiy rezonans pri vzaimodejstvii puchka izlucheniya s ogranichennym tverdyim telom // Akusticheskiy zhurnal. - 1990. - T.36. Vol.5. - S.952-953.
2. Gann V.V. Uprugie naprjazhenija v diske, obluchaemom impul'snym puchkom vysokojenergeticheskikh jelektronov // Tezisy dokladov VI Konferencii po fizike vysokih jenergiy, jadernoj fizike i uskoritel'jam, 25-29 fevralja 2008g, Har'kov, S.71.
3. Gann V.V., Guk I.S., Dovbnja A.N., Kalinichenko A.I., Kononenko S.G., Tarasenko A.S. Nekotorye voprosy ispol'zovanija jelektronogo uskoritelja v kachestve drajvera podkriticheskoj sborki // Visnik HNU. Serija fizična Ādra, ĉastinki, polā. - 2009. - № 868. - Vyp. 3 /43/. - S. 39-44.
4. Balashov A.P., Seleznev S.B., Kogaj L.N. Vlijanie uslovij vvoda jenerгии na mehanicheskie povrezhdenija tverdyh tel razlichnyh klassov moschnymi impul'snymi puchkami elektronov // Fizika i himija obrabotki materialov.- 1985.- № 2.- S. 15-23.
5. Kalinichenko A.I., Lazurik V.T., Zalyubovskiy I.I. Introduction to Radiation Acoustics. In series: The Physics and Technology of Particle and Photon Beams. Harwood Academic Publishers: 2001. - Vol.9. - 239 p.
6. Landau L.D., Lifshits E.M. Teorija uprugosti.— M.: Nauka, 1965.— 203 s.