

РАДИАЦИОННОЕ ПОВРЕЖДЕНИЕ БЕРИЛЛИЯ

Для объяснения причин образования трещин на поверхности бериллиевых образцов при облучении низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками проведены модельные расчеты температурных полей и термоупругих напряжений при воздействии импульсным пучком с кинетической энергией 520 кэВ, плотностью тока 1 кА/см² и длительностью импульса 2 мкс при энерго-вкладе 1,04 · 10³ Дж/см². Установлено, что при указанных режимах облучения в бериллиевом образце возникают напряжения, превышающие предел прочности материала, что может служить основанием для объяснения причин разрушения.

Ключевые слова: сильноточные электронные пучки, температурные поля, термоупругие напряжения, моделирование.

Актуальность изучения процессов, происходящих на поверхности бериллиевых образцов при облучении импульсными сильноточными пучками электронов, обусловлена тем, что этот материал используется в качестве отражателя нейтронов первой стенки термоядерного реактора и испытывают термическое воздействие при срыве плазмы. Как показывают экспериментальные исследования [1], такое облучение приводит к образованию трещин в материале. Поэтому в данной работе моделировались температурные поля и термомеханические напряжения, возникающие при воздействии низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками с кинетической энергией 520 кэВ, плотностью тока 1 кА/см² и длительностью импульса 2 мкс с целью возможного объяснения наблюдаемого разрушения материала при воздействии концентрированными потоками энергии.

Методика расчета термоупругих напряжений

При неравномерном распределении температуры по глубине мишени в последней генерируются упругие волны, в том числе продольная, распространяющаяся в глубь образца [2]. Поэтому для расчета температурных полей и распределения упругих напряжений мы ограничились решением одномерной по пространственной координате задачи на отрезке 0 ≤ x ≤ l вдоль полуоси x, направленной перпендикулярно к облучаемой поверхности образца толщиной l = 28 мм.

Уравнение для термоупругих напряжений σ имеет следующий вид [2]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v_{\text{зв}}^2 \frac{\partial \sigma}{\partial x} \right) - \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \Gamma c_v \rho \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме; $v_{\text{зв}}$ — продольная скорость звука; ρ — плотность; Γ — параметр Грюнайзена, T — температура. Начальные и граничные условия для этого уравнения: $\sigma(x, 0) = 0$,

$$\left(\frac{\partial \sigma(x)}{\partial t} \right)_{t=0} = 0, \quad \sigma(0, t) = 0, \quad \sigma(x_{\text{кон}}, t) = 0. \quad \text{Глубину}$$

$x_{\text{кон}}$, на которую распространяется волна за время облучения $t_{\text{обл}}$, вычисляли по глубине проникновения электронов h и скорости звука:

$$x_{\text{кон}} = h + v_{\text{зв}} \times t_{\text{обл}} \quad (2)$$

Вычисление глубины h производилось методами, описанными в работе [3]. Алгоритм вычисления h реализован в программе [4]. Вычисления показали, что глубина, на которую распространялась волна за время облучения, оказалась меньше толщины образца l и составила $x_{\text{кон}} = 24$ мм.

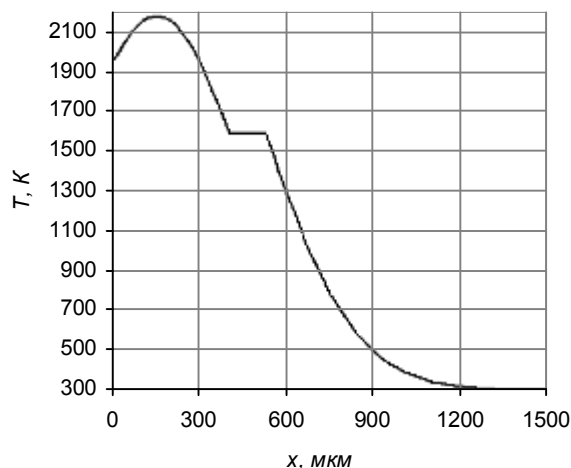
Для определения профиля температурного поля решалась одновременно с уравнением (1) задача Стефана для одномерного уравнения теплопроводности с внутренними источниками тепла [3]:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(x) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + W(x, t) \quad (3)$$

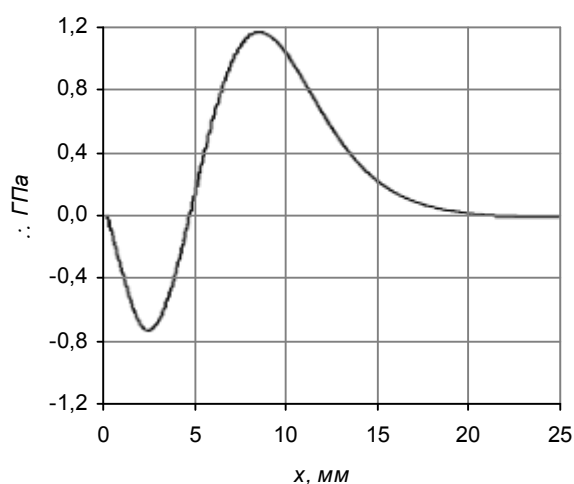
где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, λ — коэффициент теплопроводности, W — удельная мощность энерговыделения при прохождении электронов через вещество. Алгоритм вычисления функции $W(x, t)$ и температурного поля вместе с разработанной компьютерной программой приведены в работе [4].

Решение дифференциального уравнения (1) осуществлялось численными методами на ЭВМ по двухсеточной схеме (пять + девять) [5]. Для этого строилась неявная пространственно-временная устойчивая разностная схема.

Численное решение уравнения (1) на каждом временном слое τ осуществлялось прямой и обратной пошаговой прогонкой по пространственной координате. Во время прямой прогонки проводилось численное интегрирование по времени методами, описанными в статье [5]. На каждом шаге n по координате x прогнозировалось внутреннее напряжение $\sigma_n^{\tau+1}$. Точность вычислений проверялась путем сгущения



а)



б)

Рис. 1. Профили распределения температуры (а) и напряжения (б) при воздействии пучком электронов с энергией $E = 520$ кэВ, плотностью тока $j = 1$ кА/см², время импульса $\tau = 2$ мкс в конце облучения

сетки в три раза. По численным решениям на двух сетках вычислялись невязки по результатам текущего и предыдущего временных шагов:

$$R = \left(-\Gamma_{\text{св}} \rho \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \right)_{\text{нт}} + \left(v_{\text{зв}}^2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} \right)_{\text{нт}} \quad (4)$$

и фактор уменьшения невязки: $q = \frac{|R(0)|}{|R(q)|}$, где $R(0)$ —

невязка на сетке с мелким шагом, $R(q)$ — на сетке, шаг которой в три раза больше. Корректировка осуществлялась путем многократной прогонки по пространственной координате на каждом временном слое.

Во время обратной прогонки проводилось численное интегрирование по координате x [5], вводились аналогичные поправки, а также проверка на сходимость с помощью фактора невязки. В статье [5] приводятся значения, которые должен принимать фактор q . В нашем случае величина q не должна быть меньше 0,016. На каждом временном шаге прогонка по координате x повторялась до тех пор, пока фактор невязки не достиг указанного значения.

На основе описанного алгоритма смоделировано распространение волны термоупругих напряжений,

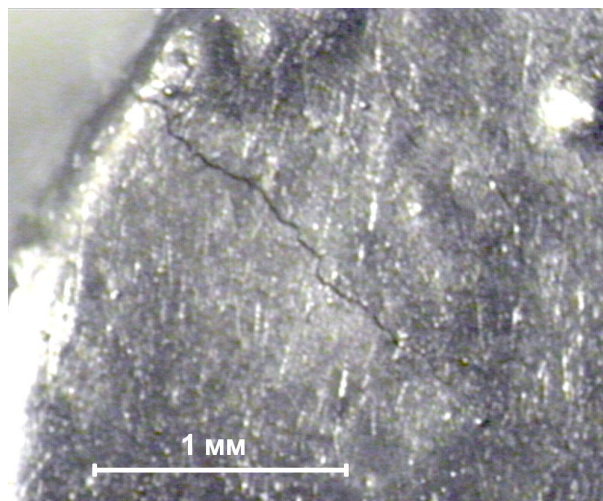


Рис. 2. Образец бериллия, разрушенный облучением импульсным пучком электронов

вызванных неравномерным распределением температуры по глубине образца x при достаточно быстром нагреве.

Анализ полученных результатов

На рис. 1 представлены результаты расчетов распределения температуры (а), полученные с помощью программы [4], и напряжения по глубине образца (б) при воздействии импульсным электронным пучком с энергией $E = 520$ кэВ, плотностью тока $j = 1$ кА/см² и длительностью импульса $t_{\text{обл}} = 3$ мкс. Область сжатия наблюдается на глубине от 4,52 до 24 мм, а область разгрузки лежит в пределах от облучаемой поверхности до 4,52 мм.

Вычисления показали, что при указанных параметрах пучка напряжение разгрузки может достигать до 0,6 ГПа, а в области сжатия до 1,1 ГПа. Эти значения превосходят предел прочности материала (для однородного бериллия $\sigma_{\text{пр}} = 4,865 \cdot 10^8$ Па [6]), что, в свою очередь, при распространении упругих волн вглубь образца может привести к его разрушению. На рис. 2 представлена фотография образца изотропного бериллия, разрушенного облучением импульсным пучком электронов при указанных параметрах [1]. По результатам испытаний на поверхности наблюдаются следы сильного оплавления и образование трещин глубиной до 2 мм.

Заключение

На основе ранее разработанной программы [4] для расчета температурных полей в металлах с внутренними источниками энергии и алгоритма, представленного здесь, рассчитаны термомеханические напряжения в бериллиевом образце при облучении низкоэнергетическими сильнооточными электронными пучками с энергией $E = 520$ кэВ, плотностью тока $j = 1$ кА/см² и длительностью импульса $t_{\text{обл}} = 2$ мкс при энерговкладе при энерговкладе $1,04 \cdot 10^3$ Дж/см². Модельные предсказания термомеханических напряжений показывают, что приповерхностные слои бериллия, в виду своих термодинамических и механических свойств, могут растрескиваться при воздействии сильнооточными электронными пучками при указанных выше параметрах. Это связано с тем, что амплитуда волны термомеханических напряжений может превышать предел прочности материала.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований свидетельствуют о необходимости использования либо модифицированных сплавов бериллия для первой стенки термоядерного реактора, не подверженных радиационному разрушению, либо других материалов, хорошо отражающих нейтроны.

Библиографический список

1. Постников, Д. В. Повреждение поверхности бериллия в условиях облучения сильнооточным пучком электронов / Д. В. Постников, А. В. Гулькин // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2008. — № 4. — С. 18–23.
2. Блейхер, Г. А. Тепломассоперенос в твердом теле под действием мощных пучков заряженных частиц / Г. А. Блейхер, В. П. Кривобоков, О. В. Пашенко. — Новосибирск : Наука, 1999. — 176 с.
3. Аброян, И. А. Физические основы электронной и ионной технологии / И. А. Аброян, А. Н. Андронов, А. И. Титов. — М. : Высшая школа, 1984. — 320 с.
4. Постников, Д. В. Температурное поле при облучении бинарных сплавов заряженными частицами [Электронный ресурс] : программа / Д. В. Постников, Э. А. Ткаченко. — Электрон. дан. и прог. — М. : Объединенный фонд электронных ресурсов «Наука и Образование», 2011. — Систем. требования: ПК Pentium IV или выше; Windows XP. — Загл. с экр. — № гос. регистрации 16750.

рон. дан. и прог. — М. : Объединенный фонд электронных ресурсов «Наука и Образование», 2011. — Систем. требования: ПК Pentium IV или выше; Windows XP. — Загл. с экр. — № гос. регистрации 16750.

5. Мартыненко, С. И. Универсальная многосеточная технология для численного решения дифференциальных уравнений в частных производных на структурированных сетках / С. И. Мартыненко // Вычислительные методы программирования. — 2000. — Т. 1. — С. 83–102.

6. Физические величины: Справочник / А. П. Баби́чев [и др.] ; под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М. : Энергоатомиздат, 1991. — 1232 с.

ТКАЧЕНКО Эдуард Александрович, аспирант кафедры физики.

Адрес для переписки: e-mail: tkeduard@yandex.ru.

ПОСТНИКОВ Денис Васильевич, кандидат физико-математических наук, доцент (Россия), доцент кафедры физики.

Адрес для переписки: e-mail: dvpostnikov@omgtu.ru.

Статья поступила в редакцию 24.05.2011 г.

© Э. А. Ткаченко, Д. В. Постников

УДК 621.265.91 : 621.762

О. Т. ДАНИЛОВА

Омский государственный
технический университет

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИ ВАЖНОГО ДИАПАЗОНА ТЕМПЕРАТУР ОТ 1000 ДО 10000 К

Данная работа проводилась с целью определения выполнения баланса мощностей при обработке полидисперсного вещества в плазме высокочастотного индукционного (ВЧИ) разряда в задаваемом диапазоне температур в приближении модели металлического цилиндра (ММЦ).

Ключевые слова: плазма, высокочастотный индукционный разряд, баланс мощностей, электропроводность плазмы, сечения электропроводности.

Модель металлического цилиндра, являющаяся простейшей моделью для описания электродинамических процессов, происходящих в плазме высокочастотного индукционного разряда, заключается в уподоблении плазменного столба металлическому цилиндру с постоянной проводимостью σ и радиусом r_0 . Для равновесной температуры ВЧИ разряда должно выполняться условие баланса энергии, выделяемой в ВЧИ разряде за счет поглощения энергии ВЧ поля и энергии, отводимой теплопроводностью на стенки из области энергетического выделения, т.е. должно выполняться уравнение теплового баланса (уравнение Эленбаса-Геллера), которое в цилиндрических координатах имеет вид [1]:

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r J_r + \sigma \langle E_\varphi^2 \rangle = 0,$$

где $J_r = -\lambda \frac{dT}{dr}$ — тепловой поток на стенку.

В одномерных условиях это уравнение интегрируется и для осесимметричных систем приводится к виду:

$$J_r + S_r = 0.$$

Величина потока S_r на границе проводящего цилиндра с радиусом r_0 равна мощности, приходящейся на единицу поверхности, и определяется выражением

$$S_0 = (c H_0^2 / 16\pi) (f / \sigma)^{1/2} = 3,16 \cdot 10^{-2} (A B / CM) [f (MГЦ) / \sigma (OM^{-1} \cdot CM^{-1})]^{1/2}, \text{ Вт/CM}^2$$