

УДК 532.5.031

DOI: 10.24160/1993-6982-2017-3-33-40

## Численное моделирование гидродинамического воздействия на трубки парогенератора реактора «БРЕСТ-300» при аварии «межконтурная неплотность»

А.Ш. Исхаков, В.И. Мелихов, О.И. Мелихов

Рассмотрен процесс вскипания воды в жидком свинце и обусловленные этим явлением гидродинамические процессы, имеющие место в начальный период времени в аварийном режиме «межконтурная неплотность парогенератора» в ядерной реакторной установке на быстрых нейтронах «БРЕСТ-ОД-300» со свинцовым теплоносителем. Для анализа использована интегральная равновесная термодинамическая модель для воды (вскипание отдельной капли). Распределения физических параметров (давление, паросодержание и др.) внутри капли — однородные. Гидродинамика жидкого свинца описана с помощью системы нестационарных уравнений неразрывности и движения для идеальной несжимаемой жидкости в сферической системе координат. Даны математические описания «равновесной» модели и полунявного численного метода решения дифференциальных уравнений, входящих в состав модели. Получены временные зависимости радиуса расширения и давления капли. Рассчитаны и представлены пространственно-временные распределения скорости и давления свинца. Проанализированы переходы энергии от одного вида в другой. Полученные по равновесной модели численные результаты были сопоставлены с аналогичными результатами, рассчитанными с помощью «взрывной» модели, основное предположение которой заключается в том, что начальная избыточная энергия капли мгновенно трансформируется в механическую энергию свинца. Приведено краткое описание взрывной модели, разработанной на основе обобщения модели мгновенного точечного энерговыделения (взрыва) в идеальной несжимаемой жидкости на случай мгновенного энерговыделения в конечном объеме. На основе рассчитанного поля скорости жидкого свинца выполнена оценка силы гидродинамического воздействия на трубку парогенератора, находящуюся в непосредственной близости от места разрыва. Расчеты показали, что этой силы недостаточно для разрыва ближайших от места разрыва трубок парогенератора. Установлено, что учет конечности скорости передачи энергии от капли к свинцу (равновесная модель) уменьшает значение силы гидродинамического воздействия по сравнению с результатами, которые дает взрывная модель.

*Ключевые слова:* безопасность атомных электростанций, межконтурная неплотность парогенератора, свинцовый теплоноситель, равновесная модель, гидродинамическое воздействие.

*Для цитирования:* Исхаков А.Ш., Мелихов В.И., Мелихов О.И. Численное моделирование гидродинамического воздействия на трубки парогенератора реактора «БРЕСТ-300» при аварии «межконтурная неплотность» // Вестник МЭИ. 2017. № 3. С. 33—40. DOI: 10.24160/1993-6982-2017-3-33-40.

## Numerical Modeling of the Hydrodynamic Loads Applied on the «BREST-300» Reactor Steam Generator Tubes during a Primary-to-Secondary Leak Accident

A.Sh. Iskhakov, V.I. Melikhov, O.I. Melikhov

The article considers the flashing of water in liquid lead and the hydrodynamic processes caused by this phenomenon initially in the emergency mode involving primary-to-secondary leak in the steam generator used as part of the «BREST-OD-300» fast-neutron lead-cooled nuclear reactor plant. The analysis was carried out using an integral equilibrium thermodynamic model for water describing the flashing of a single droplet. In the analysis, uniform distributions of the physical parameters (pressure, void fraction, etc.) inside the droplet are assumed. The liquid lead hydrodynamics is described by a system of nonsteady equations of continuity and motion for ideal incompressible fluid in a spherical system of coordinates. Mathematical descriptions of the “equilibrium” model and semi-implicit numerical method for solving the differential equations used in the model are given. Time dependences of the droplet expansion radius and droplet pressure are obtained. Spatial distributions of lead velocity and pressure for different moments of time are calculated and presented. Transitions of one kind of energy to another are analyzed. The numerical results obtained from the equilibrium model are compared with similar results calculated from an “explosion” model, the main assumption of which is that the initial excess energy of the droplet instantaneously transforms into the liquid lead mechanical energy. The article presents a short description of the explosion model developed proceeding from generalization of the model of instantaneous point energy release (explosion) in ideal incompressible liquid for the case of instantaneous energy release in a finite volume. The liquid lead velocity field is calculated, based on which the hydrodynamic force applied to the steam generator tube located in close vicinity of the rupture place is estimated. The calculation results have shown that this force is insufficient for causing damage to the nearest steam generator tubes. It has been shown that the hydrodynamic impact force calculated taking into account a finite rate of energy transfer from the droplet to the lead (the equilibrium model) is lower than that obtained from using the explosion model.

*Key words:* nuclear power plant safety, steam generator primary-to-secondary leak, lead coolant, equilibrium model, hydrodynamic impact.

*For citation:* Iskhakov A.Sh., Melikhov V.I., Melikhov O.I. Numerical Modeling of the Hydrodynamic Loads Applied on the «BREST-300» Reactor Steam Generator Tubes during a Primary-to-Secondary Leak Accident. MPEI Vestnik. 2017; 3:33—40. (in Russian). DOI: 10.24160/1993-6982-2017-3-33-40.

## Введение

Аварийный режим «межконтурная неплотность парогенератора» рассматривается в качестве одной из проектных аварий реакторной установки «БРЕСТ» со свинцовым теплоносителем, разрабатываемой в настоящее время в России [1]. Каждая петля реакторной установки включает в себя парогенератор, состоящий из четырех самостоятельных секций. Теплоноситель (расплав свинца) движется по опускному участку в межтрубном пространстве, его температура на входе в парогенератор — 800 К, давление в первом контуре поддерживается на уровне 0,8 МПа. Рабочее тело (вода–пар) на теплообменном участке движется по навивным трубкам, его давление около 18 МПа. Температура перегретого пара на выходе из парогенератора — 778 К.

При разрыве трубки возможны следующие физические процессы: распространение ударной волны в свинце; вскипание и расширение воды; истечение пароводяной смеси из места разрыва; распространение волны разрежения внутри дефектной трубки; колебания свободного уровня свинца (слошинг); термическое взаимодействие воды и свинца с возможностью возникновения обратного парового взрыва; захват и перенос паровых пузырей в активную зону реактора.

Качественный анализ и оценка этих явлений выполнены в [2], где также содержится краткий обзор исследований по данной проблеме. В настоящей работе исследован процесс вскипания и расширения небольшой массы воды (капли), которая оказалась в прямом контакте с жидким свинцом сразу же после разрыва трубки.

## Постановка задачи.

### Описание равновесной модели

Пусть в момент времени  $t = 0$  некоторый объем воды высокого давления  $p_0$  оказывается в расплаве свинца, имеющем относительно низкое давление  $p_{1,\infty} \ll p_0$ . Начальная температура воды  $T_0$  определяется температурой насыщения при данном давлении  $T_0 = T_s(p_0)$ . В этих условиях вода начинает интенсивно вскипать, увеличивая свой объем и вытесняя окружающий ее свинец. Начальная форма воды предполагается сферической, а ее радиус  $R_0$  определяется объемом вскипающей капли. В [2] дана оценка объема капли:  $10^{-6} \dots 10^{-5} \text{ м}^3$ , полученная исходя из внутреннего диаметра трубки и характерного размера разрыва.

Примем следующие допущения: капля находится в термодинамическом равновесии и испытывает адиабатное расширение, а ее термодинамические параметры определяются только мгновенным значением давления; распределение давления внутри капли изотропное; свинец — идеальная несжимаемая жидкость, занимающая все пространство вокруг капли; силой тягести можно пренебречь.

Уравнение сохранения массы капли имеет следующий вид:

$$m = \frac{4}{3} \pi [R(t)]^3 \rho(p(t)) = \text{const}, \quad (1)$$

где  $t$  — время;  $R$  — мгновенное значение радиуса капли;  $p$  — давление капли;  $\rho$  — плотность капли, которая определяется по соотношению

$$\rho(p(t)) = \left[ (1-x(p(t)))v'(p(t)) + x(p(t))v''(p(t)) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где  $x$  — массовое паросодержание в капле;  $v'$ ,  $v''$  — удельный объем кипящей воды и сухого насыщенного пара соответственно.

Расширение капли при принятых допущениях характеризуется постоянством энтропии

$$s = s_0 = (1-x(p(t)))s'(p(t)) + x(p(t))s''(p(t)) = \text{const}, \quad (3)$$

где  $s$  — удельная энтропия капли;  $s_0$  — начальное значение удельной энтропии капли;  $s'$ ,  $s''$  — удельная энтропия кипящей воды и сухого насыщенного пара соответственно.

Дифференцируя уравнение (1) по времени, получим

$$R(t) \frac{d\rho(p(t))}{dp} \frac{dp(t)}{dt} + 3\rho(p(t)) \frac{dR(t)}{dt} = 0. \quad (4)$$

Течение свинца описывается одномерными уравнениями для идеальной несжимаемой жидкости в сферической системе координат:

$$\frac{\partial v_1(r,t)}{\partial r} + 2 \frac{v_1(r,t)}{r} = 0; \quad (5)$$

$$\frac{\partial v_1(r,t)}{\partial t} + v_1(r,t) \frac{\partial v_1(r,t)}{\partial r} + \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1(r,t)}{\partial r} = 0, \quad (6)$$

где  $v_1$  — скорость свинца;  $r$  — радиальная координата ( $r = 0$  соответствует центру капли);  $\rho_1 = \text{const}$  — плотность свинца;  $p_1$  — давление свинца.

Начальные и граничные условия задачи:

$$v_1(r, 0) = 0; p_1(r, 0) = p_{1,\infty}; \quad (7)$$

$$v_1(r \rightarrow \infty, t) = 0; p_1(r \rightarrow \infty, t) = p_{1,\infty}. \quad (8)$$

Из дифференциальных уравнений (4) — (6) и условий (7), (8) можно получить следующее дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2 R(t)}{dt^2} + \frac{3}{2} \frac{1}{R(t)} \left( \frac{dR(t)}{dt} \right)^2 + \frac{p_{1,\infty} - p(t)}{\rho_1 R(t)} = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) имеет вид уравнения Рэлея – Плесета, описывающего колебания пузырька пара в несжимаемой жидкости [3]. Системы уравнений (4), (9) полностью описывают исследуемый процесс в рассматриваемой постановке.

Для уменьшения порядка дифференциального уравнения (9) введем новую переменную — скорость движения поверхности капли  $V(t) = dR(t)/dt$ , при этом системы уравнений (4) и (9) примут следующий вид:

$$\begin{cases} R \frac{dp}{dt} + 3\rho V = 0; \\ \frac{dV}{dt} + \frac{3}{2} \frac{V^2}{R} = \frac{p - p_{1,\infty}}{\rho_1 R}. \end{cases} \quad (10)$$

Из уравнений (5), (6) и системы (10) можно получить пространственно-временное распределение давления и скорости свинца:

$$\begin{aligned} v_1(r, t) &= \frac{[R(t)]^2}{r^2} V(t); \\ p_1(r, t) &= p_{1,\infty} - \frac{\rho_1 [V(t)]^2 [R(t)]^4}{2 r^4} + \\ &+ \frac{R(t)}{\rho_1 r} \left[ 2[V(t)]^2 + R(t) \frac{dV(t)}{dt} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

### Численный метод решения

Для решения системы дифференциальных уравнений (10) получена полунейвная разностная схема

$$F^{(n)} R^{(n)} \frac{p^{(n+1)} - p^{(n)}}{\Delta t} + 3\rho^{(n)} V^{(n+1)} = 0; \quad (13)$$

$$\frac{V^{(n+1)} - V^{(n)}}{\Delta t} + \frac{3}{2} \frac{V^{(n)} V^{(n+1)}}{R^{(n)}} = \frac{p^{(n+1)} - p_{1,\infty}}{\rho_1 R^{(n)}}, \quad (14)$$

где  $F(t) = dp(t)/dp(t)$ ,  $(n)$  — обозначение шага по времени.

После определения неизвестных величин на новом временном слое  $P(n+1)$ ,  $V(n+1)$  путем решения уравнений (13), (14) вычисляются новое значение радиуса капли и распределение давления и скорости свинца с помощью соотношений (11), (12).

### Основные закономерности исследуемого процесса

Проведены расчеты для следующих параметров: начальное давление капли  $p_0 = 18$  МПа, ее радиус  $R_0 = 1,3 \cdot 10^{-2}$  м (соответствует верхней оценке объема капли, данной в [2]), начальное давление свинца  $p_{1,\infty} = 0,8$  МПа, а его плотность  $\rho_1 = 10417$  кг/м<sup>3</sup> (соответствует характерной температуре свинца 800 К [4]).

На рис. 1 представлены графики зависимостей радиуса и давления капли от времени. Радиус капли достигает максимального значения  $R_{\max} = 8,16 \cdot 10^{-2}$  м (в этот момент ее объем увеличивается в 250 раз), после происходит сжатие капли до первоначального радиуса  $R_0$ . Минимальное давление в этот момент  $p_{\min} = 0,162$  МПа. Это значение меньше давления свинца вдали от кап-

ли  $p_{1,\infty} = 0,8$  МПа. Под действием разности давлений капли и свинца капля начинает сжиматься. Поскольку диссипация энергии при принятых допущениях не учитывается, давление и другие параметры капли восстанавливаются до начальных значений, и процесс циклически повторяется (на рис. 1 построен только один период).

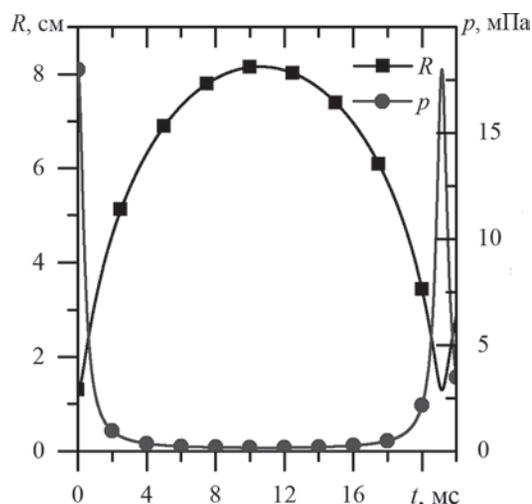


Рис. 1. Зависимость радиуса и давления капли от времени

Расширение капли приводит в движение окружающий ее свинец. Пространственное распределение давления в жидком свинце в различные моменты времени, соответствующие значениям радиуса капли  $R(t) = 2; 3; 4; 5$  см, изображено на рис. 2, а. На рис. 2, б продемонстрировано распределение скорости свинца в моменты времени, соответствующие значению радиуса капли  $R(t) = 2; 3; 4; 6$  см. Скорость свинца определяется скоростью расширения капли  $V$  и отношением  $R_2/r_2$  (согласно (11)). В начальный период расширения распределение давления имеет слабовыраженный максимум, расположенный вблизи капли, положение которого определяется положением границы межфазной поверхности и скоростью расширения капли согласно уравнению (12).

Проведем энергетический анализ рассматриваемого процесса. Кинетическая энергия расплава свинца определяется соотношением

$$E_k(t) = 4\pi\rho_1 \int_{R(t)}^{\infty} \frac{[v_1(r, t)]^2}{2} r^2 dr = 2\pi\rho_1 [R(t)]^3 [V(t)]^2, \quad (15)$$

а скорость изменения кинетической энергии можно вычислить, воспользовавшись формулой Лейбница для дифференцирования

$$\begin{aligned} \frac{dE_k(t)}{dt} &= 2\pi\rho_1 \int_{R(t)}^{\infty} \frac{\partial [v_1(r, t)]^2}{\partial t} r^2 dr - \\ &- 2\pi\rho_1 [R(t)]^2 [V(t)]^3. \end{aligned} \quad (16)$$

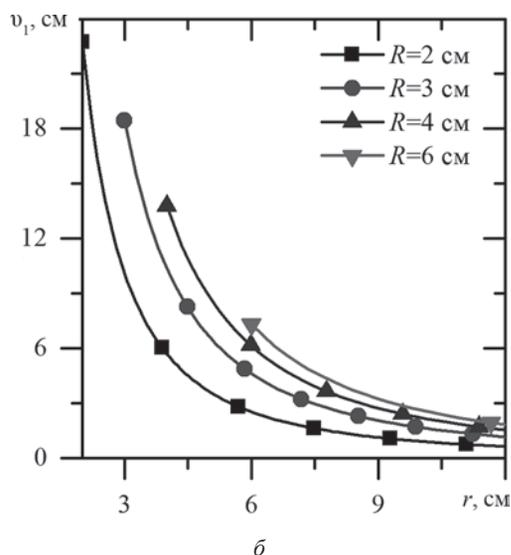
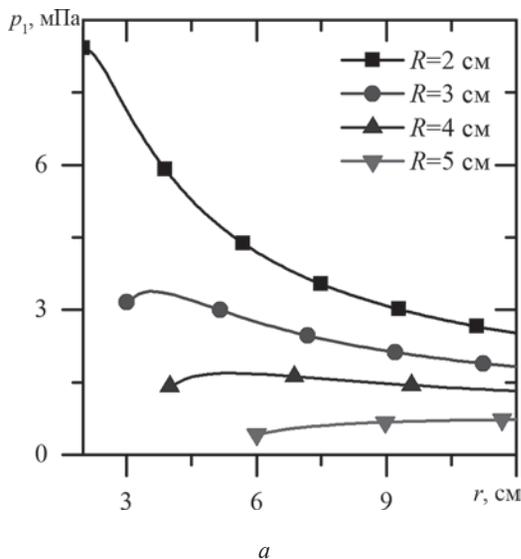


Рис. 2. Распределение давления (а) и скорости (б) свинца

Используя соотношение (6), из (16) можно получить

$$\frac{dE_k(t)}{dt} = -4\pi \int_{R(t)}^{\infty} \frac{\partial p_1(r,t)}{\partial r} v_1(r,t) r^2 dr. \quad (17)$$

Соотношения (9) и (12) позволяют создать из (17) выражение

$$\frac{dE_k(t)}{dt} = (p(t) - p_{1,\infty}) \frac{dV_d(t)}{dt}, \quad (18)$$

где  $V_d$  — объем капли.

Интегрирование последнего соотношения приводит к зависимости

$$E_k(t) = \int_{V_d(t=0)}^{V_d(t)} p(t) dV_d - p_{1,\infty} (V_d(t) - V_d(t=0)). \quad (19)$$

Согласно первому закону термодинамики, в адиабатном процессе расширения капли совершает работу  $A$  над окружающим ее свинцом за счет изменения внутренней энергии:

$$A(t) = U_0 - U(t), \quad (20)$$

где  $U_0, U$  — начальное и текущее значения внутренней энергии капли.

Работа, в свою очередь, может быть рассчитана по соотношению

$$A(t) = \int_{V_d(t=0)}^{V_d(t)} p(t) dV_d. \quad (21)$$

Таким образом, имеем баланс энергии в следующем виде:

$$U_0 - U(t) = E_k(t) + \frac{4}{3} \pi p_{1,\infty} (R^3 - R_0^3). \quad (22)$$

Соотношение (22) можно интерпретировать следующим образом. Расширение капли приводит к уменьшению ее внутренней энергии вследствие совершения работы над свинцом. Следовательно, внутренняя энергия капли расходуется на изменение кинетической энергии свинца и на совершение работы против сил давления вдали от капли («на бесконечности»).

На стадии коллапса капли работа сил давления вдали от капли приводит к изменению кинетической энергии свинца и увеличению внутренней энергии капли.

На рис. 3 представлены временные зависимости полной работы, совершаемой каплей, кинетической энергии свинца, работы против сил давления (на стадии расширения) и работы сил давления (на стадии коллапса), а также внутренней энергии капли  $U$ , отсчитываемой от ее минимального значения в исследуемом процессе.

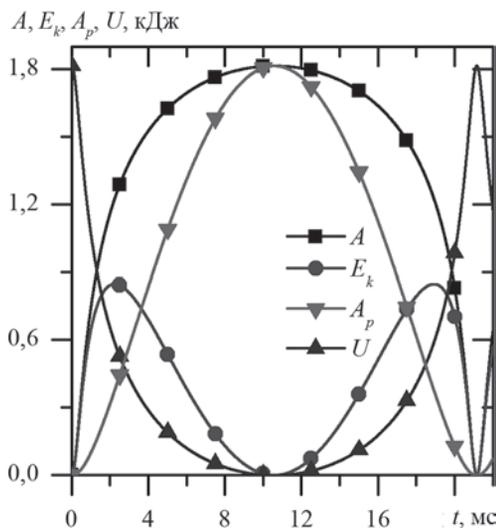


Рис. 3. Энергетический баланс

Проанализировав данные на рис. 3, сделаем следующие выводы. Один период осцилляции можно разделить на четыре характерные фазы:

1.  $t \approx 0 \dots 2$  мс. Разгон свинца и увеличение его давления:  $dE_k/dt > 0$ ,  $dA_p/dt > 0$ .

2.  $t \approx 2 \dots 10$  мс. Торможение свинца и увеличение его давления:  $dE_k/dt < 0$ ,  $dA_p/dt > 0$ .

3.  $t \approx 10 \dots 18$  мс. Разгон свинца и уменьшение его давления:  $dE_k/dt > 0$ ,  $dA_p/dt < 0$ .

4.  $t \approx 18 \dots 20$  мс. Торможение свинца и уменьшение его давления:  $dE_k/dt < 0$ ,  $dA_p/dt < 0$ .

В конце четвертой фазы все параметры капли восстанавливаются до начальных значений, а свинец находится в состоянии покоя с начальным значением давления.

В момент, когда давление капли становится равным начальному давлению свинца  $p_{1,\infty}$  (конец первой и третьей фаз), скорость изменения кинетической энергии свинца равна нулю. Это означает, что зависимость  $E_k(t)$  имеет экстремум. Сопоставление рис. 1 и 3 говорит о том, что это точка максимума.

Ясно, что капля способна передать свинцу энергию  $E_{\max}$ , значение которой соответствует разнице между начальной внутренней энергией и значением внутренней энергии, которое равно моменту, когда капля достигает максимального радиуса

$$E_{\max} = m \left\{ u'(p_0) - \left[ (1 - x(p_{\min}, p_0)) u'(p_{\min}) + x(p_{\min}, p_0) u''(p_{\min}) \right] \right\}, \quad (23)$$

где  $u'$ ,  $u''$  — удельная внутренняя энергия кипящей воды и сухого насыщенного пара соответственно;  $x$  — массовое паросодержание внутри капли, определяемое из (3) при  $p = p_{\min}$ . Масса капли рассчитывается по начальным параметрам.

### Предельный случай мгновенной передачи энергии

Рассмотрим предельный случай, когда вся энергия капли  $E_0$  мгновенно трансформируется в механическую энергию свинца (взрывная модель). При этом капля мгновенно «исчезает» и на ее месте образуется вакуумная полость. Данный случай позволяет провести рассмотрение нестационарного течения жидкого свинца при мгновенном «вбросе» в его объем энергии.

Для описания течения свинца используем уравнения неразрывности и движения (5), (6).

В данной постановке возможно получение аналитического решения. Подробное описание решения задачи, основанного на модели мгновенного точечного энерговыделения в идеальной несжимаемой жидкости [5], приведено в [6]. Сформулируем только основные результаты, которые будут полезны при обсуждении вышеописанных результатов по равновесной модели.

Безразмерное дифференциальное уравнение, описывающее изменение радиуса вакуумной сферы во времени, имеет следующий вид:

$$\frac{d\xi_*}{d\tau} = \pm \sqrt{\frac{1}{\xi_*^3} - 1}, \quad (24)$$

где  $\xi_* = R/R_*$  — безразмерный радиус сферы;  $\tau = t/T_*$  — безразмерное время. Знак плюс в (24) необходимо использовать на фазе расширения, знак минус — на фазе сжатия. Масштабы длины  $R_*$ , времени  $T_*$  и скорости  $V_*$  определяются следующим образом:

$$R_* = \sqrt[3]{\frac{3E_0}{4\pi p_{1,\infty}}}; \quad T_* = \sqrt{\frac{3\rho_1}{2p_{1,\infty}}} R_*; \quad V_* = R_*/T_*. \quad (25)$$

Из уравнения (24) видно, что радиус расширения ограничен величиной  $R_*$ . После достижения  $R_*$  полость начинает сжиматься.

Распределение безразмерной скорости свинца имеет вид

$$v_* = \pm \frac{\sqrt{(1 - \xi_*^3)} \xi_*}{\xi_*^2}, \quad (26)$$

где  $\xi = r/R_*$ .

### Сравнение взрывной и равновесной моделей

Корректное сравнение моделей возможно при правильном выборе избыточной энергии  $E_0$ , преобразовывающейся в механическую энергию свинца. Из энергетического анализа равновесной модели ясно, что необходимо использовать значение  $E_0 = E_{\max} = 1813,7$  Дж.

На рис. 4 построены временные зависимости радиусов вакуумной сферы и капли. Взрывная и равновесная модели дают идентичное значение максимального радиуса. Однако скорость расширения для взрывной модели выше, что объясняется мгновенным выделением энергии в отличие от постепенного совершения работы каплей воды над свинцом. Взрывная модель приводит к полному сжатию вакуумной сферы ( $r \rightarrow 0$ ), в то время как в равновесной модели сжатие происходит до начального радиуса  $R_0$ . Данный результат объясняется предположением нулевого давления внутри

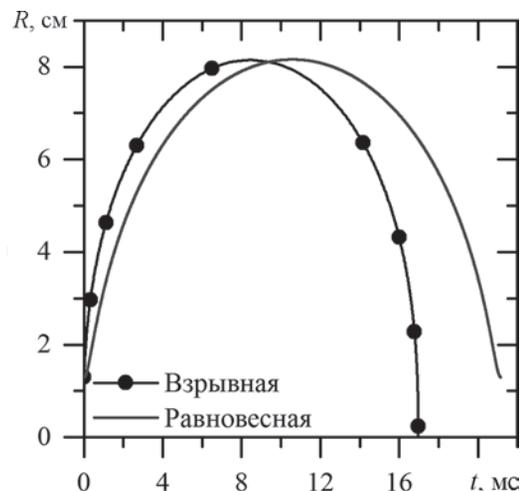


Рис. 4. Зависимость радиуса расширения от времени

осциллирующей полости: наличие разницы давлений между свинцом «на бесконечности» ( $r \rightarrow \infty$ ) и центром энерговыделения ( $r = 0$ ) приводит к полному сжатию вакуумной сферы.

Рассмотрим влияние начального радиуса на максимальный радиус расширения (рис. 5, а). Для взрывной модели максимальный радиус равен значению  $R_* \sim E_0^{1/3}$ , а энергия пропорциональна начальному объему капли, то есть  $R_0^3$ . Таким образом, для обеих моделей  $R_{\max} \sim R_0$ .

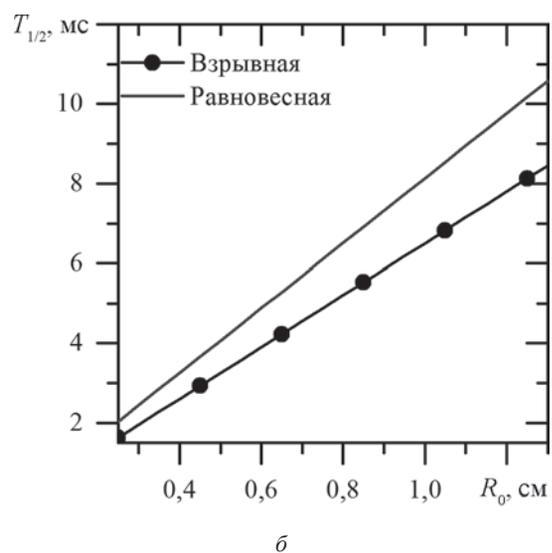
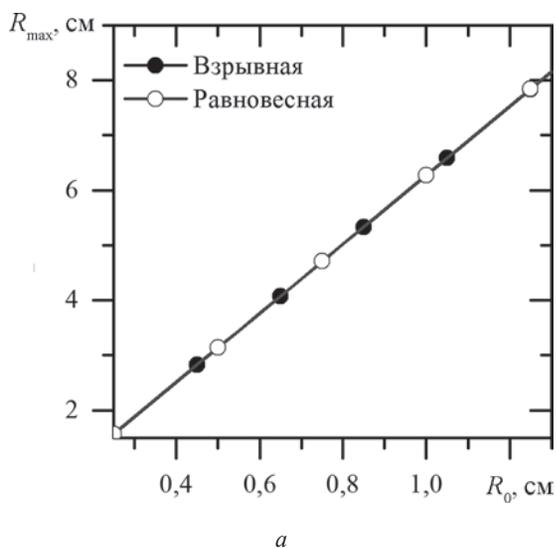


Рис. 5. Зависимость максимального радиуса (а) и времени (б) расширения от начального радиуса

Поскольку скорость расширения для взрывной модели выше, то для равновесной модели время расширения  $T_{1/2}$  больше (время расширения определяется моментом, когда скорость движения границы  $V$  равна нулю), обе модели показывают линейный характер зависимости  $T_{1/2}(R_0)$ , что видно из рис. 5, б. Максимальный радиус капли как функция начального давления капли имеет максимум вблизи давления  $p_0 \approx 20$  МПа (см. рис. 6, а). Максимальный радиус расширения как функция начального давления свинца представлен

на рис. 6, б. Увеличение давления свинца приводит к снижению максимального радиуса расширения ввиду уменьшения избыточной энергии и увеличению сопротивления свинца росту капли. Обе модели показывают идентичные результаты.

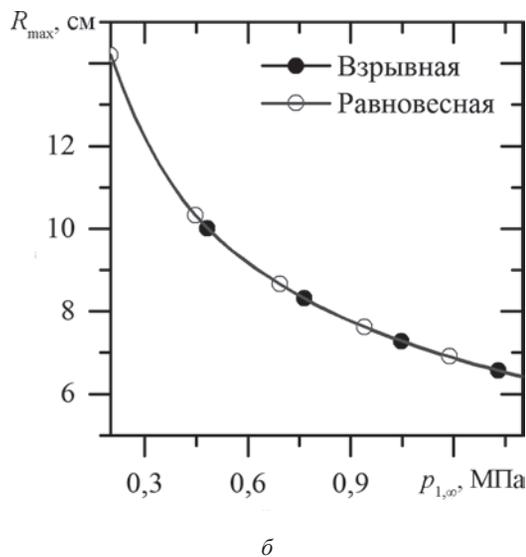
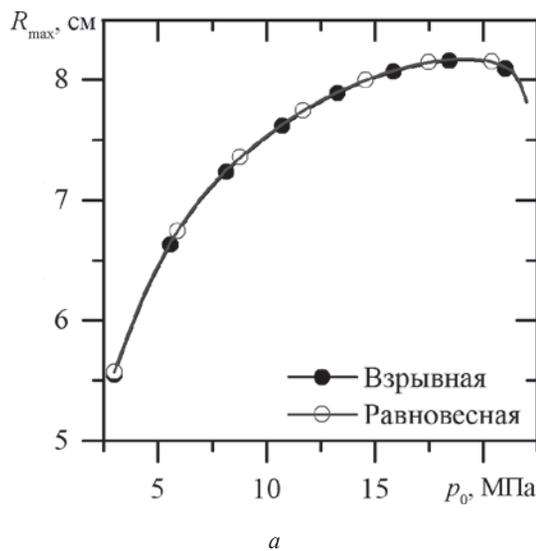


Рис. 6. Зависимость максимального радиуса от начального давления капли (а) и свинца (б)

### Оценка гидродинамического воздействия на трубку парогенератора

Распределения скорости свинца (11), (26) позволяют оценить силу гидродинамического воздействия на трубку парогенератора «БРЕСТ-ОД-300», расположенную вблизи разрыва. Следует заметить, что в натурном парогенераторе свинец течет в межтрубном пространстве. В нашем случае рассматривается идеализированная ситуация пульсации капли в бесконечной изотропной жидкости. Поэтому полученные результаты можно применить к оценке силы гидродинамического воздействия только на фазе расширения, когда влияние других трубок не столь ощутимо.

Сила гидродинамического воздействия определяется соотношением

$$F = \zeta \frac{\rho_1 v_1^2}{2} S, \quad (27)$$

где  $\zeta = \zeta(\text{Re})$  — коэффициент гидравлического сопротивления;  $S$  — площадь поперечного сечения трубки.

Осредняя (27) по времени на фазе расширения, можно получить среднее значение силы гидродинамического воздействия

$$\langle F \rangle = \frac{\rho_1 S}{2} \langle \zeta(\text{Re}) v_1^2 \rangle \approx \zeta(\langle \text{Re} \rangle) \frac{\rho_1 \langle v_1^2 \rangle}{2} S, \quad (28)$$

где осредненное число Рейнольдса  $\langle \text{Re} \rangle$  определяется по осредненной скорости свинца  $\langle v_1 \rangle$ :

$$\langle \text{Re} \rangle = \langle v_1 \rangle D / \nu_1, \quad (29)$$

где  $D$  — внешний диаметр трубки;  $\nu_1$  — коэффициент кинематической вязкости жидкого свинца.

Согласно оценке [2], первоначальный объем воды, оказавшийся в контакте со свинцом при разрыве трубки, имеет порядок  $10^{-6} \dots 10^{-5} \text{ м}^3$ . Для консервативной оценки используем максимальную величину ( $10^{-5} \text{ м}^3$ ), что определит начальный радиус капли  $R_0 = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ . Шаг трубок  $\delta = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ , внешний диаметр трубки  $D = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ . Коэффициент кинематической вязкости жидкого свинца определяется термодинамическими параметрами:  $\nu_1 = 1,27 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  [4].

Проведенные расчеты показали, что средняя скорость свинца на расстоянии  $\delta$  на фазе расширения  $\langle v_1 \rangle \approx 12 \text{ м/с}$ , максимальная скорость свинца  $v_{1,\text{max}} \approx 22 \text{ м/с}$ . Таким образом, среднее и максимальное значения чисел Рейнольдса соответственно равны  $1,7 \cdot 10^6$  и  $3,1 \cdot 10^6$ .

Сведения о коэффициентах сопротивления при поперечном обтекании цилиндра потоком жидкости систематизированы в [8]. Согласно этой работе, для оценки можно принять значение коэффициента гидравлического сопротивления  $\zeta = 0,75$ .

Площадь воздействия определена исходя из внешнего диаметра трубки и максимального диаметра капли и равна  $0,9 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$ .

Таким образом, значение силы гидродинамического воздействия на соседнюю трубку составит 660 Н при оценке по средней скорости (время ее воздействия длится около 0,64 мс) и 1700 Н при оценке по максимальной скорости. Данные значения силы значительно меньше предельно допустимого значения 6000 Н [7].

Для взрывной модели аналогичные оценки силы приводят к значениям 3620 Н для среднего значения и 5000 Н для максимального значения скоростей, что объясняется большей скоростью расширения капли.

## Заключение

В работе проведен анализ задачи о вскипании капли воды в жидком свинце в одномерной постановке в

термодинамически равновесном приближении. Характеристики расширения капли воды и гидродинамики жидкого свинца, полученные по равновесной модели, сопоставлены с характеристиками, рассчитанными на основе взрывной модели. Сравнение показало, что взрывная модель дает разумные оценки параметров, но более точные расчеты требуют применения равновесной модели. Интересно отметить, что обе модели предсказывают одинаковый максимальный радиус расширения капли. Можно сделать вывод, что этот параметр зависит только от величины механической энергии, полученной свинцом, и не зависит от переходных процессов передачи энергии от капли к жидкому свинцу.

Выполнена оценка силы гидродинамического воздействия на соседние трубки при разрыве трубки парогенератора реакторной установки «БРЕСТ-ОД-300».

Результаты показали, что величина силы недостаточна для того, чтобы вызвать их лавинообразный разрыв.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проекты № 14-08-00393, № 16-38-00151 мол\_а, № 16-08-00239) и Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 13.1544.2014/К).

## Литература

1. Драгунов Ю.Г., Лемехов В.В., Смирнов В.С., Чернецов Н.Г. Технические решения и этапы разработки реакторной установки БРЕСТ-ОД-300 // Атомная энергия. 2012. № 1. С. 58—64.
2. Dinh T.N. Multiphase Flow Phenomena of Steam Generator Tube Rupture in a Lead-cooled Reactor System: a Scoping Analysis // Proc. ICAPP 2007. Paper 7497. Nice (France), 2007.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.
4. Sobolev V. Database Of Thermophysical Properties of Liquid Metal Coolants For Gen-Iv. Sodium, Lead, Lead-Bismuth Eutectic (and Bismuth). Scientific Rep. the Belgian Nuclear Research Centre, 2011.
5. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука, 1985.
6. Исхаков А.Ш. Анализ вскипания капли воды в жидком свинце на основе взрывной модели // Инновации в атомной энергетике: сб. докладов конф. молодых специалистов. М.: Изд-во АО «НИКИЭТ», 2015.
7. Безносков А.В., Бокова Т.А. Оборудование энергетических контуров с тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями в атомной энергетике. Нижний Новгород: Нижегород. гос. техн. ун-т им. Р.Е. Алексеева, 2012.
8. Rodriguez I., Lehmkuhl O., Chiva J., Borrell R., Oliva A. On the Flow Past a Circular Cylinder from Critical to Super-Critical Reynolds Numbers: Wake Topology and Vortex Shedding // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2015. V. 55. Pp. 91—103.

---

**References**

---

1. **Dragunov Yu.G., Lemekhov V.V., Smirnov V.S., Chernetsov N.G.** Tekhnicheskie Resheniya i Etapy Razrabotki Reaktornoy Ustanovki BREST-OD-300. Atomnaya Energiya. 2012;1:58—64. (in Russian).
2. **Dinh T.N.** Multiphase Flow Phenomena of Steam Generator Tube Rupture in a Lead-cooled Reactor System: a Scoping Analysis. Proc. ICAPP 2007. Paper 7497. Nice (France), 2007.
3. **Nigmatulin R.I.** Dinamika Mnogofaznykh Sred. M.: Nauka, 1987. (in Russian).
4. **Sobolev V.** Database of Thermophysical Properties of Liquid Metal Coolants For Gen-Iv. Sodium, Lead, Lead-Bismuth Eutectic (and Bismuth). Scientific Rep. the Belgian Nuclear Research Centre, 2011.
5. **Korobeynikov V.P.** Zadachi Teorii Tochechnogo Vzryva. M.: Nauka, 1985. (in Russian).
6. **Iskhakov A.Sh.** Analiz Vskipaniya Kapli Vody v Zhidkom Svintse na Osnove Vzryvnoy Modeli. Innovatsii v Atomnoy Energetike: sb. dokladov konf. Molodykh Spetsialistov. M.: Izd-vo AO «NIKIET», 2015. (in Russian).
7. **Beznosov A.V., Bokova T.A.** Oborudovanie Energeticheskikh Konturov s Tyazhelymi Zhidkometallicheskimy Teplonosityelami v Atomnoy Energetike. Nizhniy Novgorod: Nizhegorod. Gos. Tekhn. Un-t im. R.E. Alekseeva, 2012. (in Russian).
8. **Rodriguez I., Lehmkuhl O., Chiva J., Borrell R., Oliva A.** On the Flow Past a Circular Cylinder from Critical to Super-Critical Reynolds Numbers: Wake Topology and

Vortex Shedding. Int. J. Heat and Fluid Flow. 2015;55: 91—103.

---

**Сведения об авторах**

---

**Исхаков Арсен Шамилевич** — аспирант кафедры атомных электрических станций НИУ «МЭИ», e-mail: IskhakovAS@mpei.ru

**Мелихов Владимир Игорьевич** — доктор технических наук, профессор кафедры атомных электрических станций НИУ «МЭИ», e-mail: vladimir.melikhov@erec.ru

**Мелихов Олег Игорьевич** — доктор физико-математических наук, зам. директора по научной работе АО «Электрогорский научно-исследовательский центр по безопасности атомных электростанций», профессор кафедры атомных электрических станций НИУ «МЭИ», e-mail: oleg.melikhov@erec.ru

---

**Information about authors**

---

**Iskhakov Arsen Sh.** — Ph.D.-student of Nuclear Power Plants Dept., NRU MPEI, e-mail: IskhakovAS@mpei.ru

**Melikhov Vladimir I.** — Dr.Sci. (Techn.), Professor of Nuclear Power Plants Dept., NRU MPEI, e-mail: vladimir.melikhov@erec.ru

**Melikhov Oleg I.** — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Deputy Director of Scientific Work of «Electrogorsk Research Centre for the Safety of Nuclear Power Plants», Professor of Nuclear Power Plants Dept., NRU MPEI, e-mail: oleg.melikhov@erec.ru

*Статья поступила в редакцию 05.04.2016*