

ЭНЕРГЕТИКА, ЭЛЕКТРОФИЗИКА,
НАНОТЕХНОЛОГИИ В ЭНЕРГЕТИКЕ,
МЕХАНИКА

Материалы Всероссийского научного семинара

11 АПРЕЛЯ 2008 ГОДА



Санкт-Петербург
Издательство Политехнического университета
2008

Отделение энергетики, машиностроения, механики
и процессов управления РАН

Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет

**ЭНЕРГЕТИКА, ЭЛЕКТРОФИЗИКА,
НАНОТЕХНОЛОГИИ В ЭНЕРГЕТИКЕ,
МЕХАНИКА**

Материалы Всероссийского научного семинара

11 АПРЕЛЯ 2008 ГОДА

Санкт-Петербург
Издательство Политехнического университета
2008

МОДЕЛИ МЕХАНИКИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ОБОРОННОЙ ТЕХНИКИ

Куропатенко В.Ф.

*Федеральное государственное унитарное предприятие
«Российский Федеральный Ядерный Центр - Всероссийский
научно-исследовательский институт технической физики
имени академика Е.И. Забабахина», г. Снежинск*

Основные направления работ автора и полученные результаты. Целью всех проводимых автором работ в период 1956-2008 гг. было создание системы моделей и методов для обеспечения высокой точности моделирования динамических процессов в ядерных зарядах (устройствах). Для достижения поставленной цели работы велась по следующим направлениям: создание моделей динамических процессов в сплошных средах, создание уравнений состояния веществ, методов интегрирования соответствующих систем уравнений, построение аналитических решений с целью верификации методов математического моделирования.

Все физические процессы, протекающие в конструкции ядерного заряда (устройства) до начала цепной реакции деления ядер, описываются уравнениями механики сплошной среды. На этом этапе вещества подвергаются воздействию ударных и детонационных волн, тепловых и радиационных нагрузок, что приводит к плавлению, испарению, ионизации, полиморфным фазовым переходам, упругому и пластическому деформированию и разрушению первоначально твердых тел. Поскольку все эти процессы непрерывно переходят друг в друга, то модели механики сплошной среды (МСС) должны быть достаточно общими и применимыми в широком диапазоне давлений P , температур T и сжатий δ ($0 < P \leq 1$ ТПа, $0,3 \leq T \leq 10^3$ КК, $0 \leq \delta \leq 10 \div 15$).

В основе моделей МСС лежит система законов сохранения

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \bar{U} = 0, \quad \rho \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \operatorname{grad} P - \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \bar{S}_i}{\partial x_i} - \bar{F} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \operatorname{div} ((\rho \varepsilon + P) \bar{U} - \bar{q}) - \sum_{i,k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (S_{ik} U_{ik}) - Q = 0, \quad (2)$$

где $\varepsilon = E + 0,5U^2$, \bar{S}_i ($i = 1, 2, 3$) – вектора, образованные элементами S_{ik} i -й строки дивинатора тензора напряжений, \bar{q} – тепловой поток. Функции \bar{F} и Q описывают взаи-

модействие вещества с полями (гравитационным, электромагнитным и др.). Функция Q включает также энерговыделение из-за возможных химических реакций (например, при взрыве или горении взрывчатого вещества), из-за высвобождения энергии при делении ядер или из-за энергопоглощения при воздействии проникающих излучений.

Система уравнений (1), (2) замыкается определяющими уравнениями, описывающими свойства среды (упругость, пластичность, вязкость, теплопроводность и др.) и уравнениями состояния (УРС) – зависимостями вида

$$P(\rho, E), T(\rho, E) \quad \text{или} \quad P(\rho, T), E(\rho, T). \quad (3)$$

Уравнения (1), (2) допускают непрерывные и разрывные решения (ударные и детонационные волны, слабые и контактные разрывы). Уравнения (1), (2) являются общими для любых веществ, рассматриваемых как сплошная среда. Конкретные свойства материалов описываются определяющими уравнениями и уравнениями состояния (3).

В результате проведенных работ созданы модели и методы расчета поведения конструкций в условиях воздействий ударных и детонационных волн, тепловых и радиационных потоков энергии, включающие:

- один из четырех известных в мире методов расчета ударных волн, основанный на оригинальном механизме диссипации энергии,
- неоднородный метод расчета нестационарных движений сплошных сред с ударными волнами, волнами разрежения, контактными разрывами и фазовыми переходами, в котором выделяются все разрывы. Метод не имеет мировых аналогов и является одним из основных методов, применяемым при разработке и совершенствовании ядерного оружия,
- уравнения состояния металлов и горных пород,
- уравнения состояния продуктов взрыва плотных ВВ,
- модель динамической прочности и откольного разрушения,
- модель многокомпонентной многоскоростной неравновесной среды,
- аналитические решения для контроля точности созданных методов и моделей.

1. Методы расчета ударных волн. На сильных разрывах законы сохранения принимают вид нелинейных алгебраических уравнений. С обеих сторон сильного разрыва законы сохранения имеют вид (1), (2). Поэтому методы расчета сильных разрывов неизбежно согласуются с методами расчета непрерывных решений.

К первой группе относятся методы, в которых каждый сильный разрыв заменяется слоем конечной ширины, сравнимой с размером сеточной ячейки (дистракция). Поскольку состояние за разрывом связано ударной адиабатой с состоянием перед разрывом, то в области дистракции сильного разрыва должен действовать механизм, обес-

печивающий возрастание энтропии. В методах расчета ударных волн используются четыре принципиально отличающихся друг от друга механизма диссипации энергии (см. табл. 1).

Таблица 1

Год первой публикации	Первая публикация	Авторы метода расчета ударных волн	Страна	Механизм диссипации энергии
1950 г.	[1]	Д. Нейман, Р. Рихтмайер	США	псевдовязкость
1954 г.	[2]	П. Лакс	США	аппроксимационная вязкость
1959 г.	[3]	С.К. Годунов	СССР	распад произвольного разрыва
1960 г.	[4]	В.Ф. Куропатенко	СССР	уравнения Гюгонио

Термодинамические характеристики и скорость вещества являются решением системы разностных законов сохранения, включающих вспомогательные величины P^* , U^* . На волнах разрежения они определяются с помощью разностных уравнений, аппроксимирующих уравнения (1), (2), а в интервалах сетки, содержащих "сеточную" ударную волну, находятся из системы законов сохранения на сильном разрыве [4]-[8]

$$P_1 - P_0 - W(U_1 - U_0) = 0, \quad U_1 - U_0 - W(V_1 - V_0) = 0. \quad (4)$$

$$P_1 U_1 - P_0 U_0 - W(E_1 - E_0) - \frac{W}{2}(U_1^2 - U_0^2) = 0. \quad (5)$$

Состояние перед разрывом (P_0, V_0, E_0, U_0) отождествляется с решением в сточном интервале в момент t^n . В качестве величины за разрывом берется одна из сеточных величин либо на границе интервала, либо в соседнем интервале. После этого из (4), (5) и УРС находят $P^* = P_1$ и $U^* = U_1$. Метод допускает реализацию на разных сетках [4]-[8] в виде различных разностных схем.

Свойства перечисленных выше разностных методов [1]-[4], [6] (сравниваются в [7], [8]), где показано, что по совокупности достоинств метод [4] превосходит все остальные методы.

Ко второй группе относятся методы с выделением особенностей. Автором и коллективом под его руководством был разработан [9], [10] неоднородный метод расчета нестационарных движений сплошных сред с ударными волнами, волнами разрежения, контактными разрывами и фазовыми переходами, в котором выделяются все разрывы. Метод более 40 лет является основным методом для расчета ядерных зарядов и до настоящего времени не имеет аналогов за рубежом.

В методе для расчета ударных волн к уравнениям (4), (5) добавляется уравнение вдоль поверхности разрыва

$$\frac{d[P]}{dt} + \frac{a_1^2}{W} \frac{d[U]}{dt} + A = 0,$$

$$\text{где } [f] = f_1 - f_0, \quad A = \frac{dP_0}{dt} + \frac{a_1^2}{W} \frac{dU_0}{dt} + \frac{a_1^2 - W}{W} \alpha \Gamma^{-1} \frac{\partial P_1}{\partial m} + \frac{(\alpha - 1)U_1 V_1 a_1^2}{r}$$

$\alpha = 1, 2, 3$ – тип симметрии течения. Это уравнение аппроксимируется разностным уравнением. Применение этого метода полностью исключает энтропийные следы возле контактных границ и в зонах взаимодействия ударных волн и резко повышает точность расчетов в целом.

2. Уравнения состояния металлов и горных пород. Поскольку во время работы конструкции вещества могут переходить из одного агрегатного состояния в другое, УРС каждого вещества должно описывать его поведение в широком диапазоне температур, давлений и плотностей. Вид функциональных зависимостей термодинамических потенциалов устанавливается с помощью теоретических моделей поведения вещества, а конкретные теоретические или экспериментальные данные используются для определения численных значений коэффициентов в этих зависимостях.

Удельная внутренняя энергия является суммой холодной и тепловой энергий

$$E = E_x(V) + E_T(V, T).$$

$E_x(V)$ разделяется на энергию потенциального взаимодействия атомов и энергию нулевых колебаний

$$E_x(V) = E_n(V) + E_{нк}(V).$$

$P_{ii}(V)$ и $E_{ii}(V)$ определяются уравнениями

$$P_{ii} = \rho_{0k} m n B (\delta^{m-1} \delta^m - \delta^{n-1} \delta^n), \quad E_{ii} = B (n(\delta^m \delta^m - 1) - m(\delta^n \delta^n - 1)),$$

где $\delta = V_{0k}/V$, $\delta_0 > 1$. Поскольку $P_{нк} > 0$, то требование, чтобы суммарная зависимость $P_x(\delta) = P_{ii}(\delta) + P_{нк}(\delta)$ обращалась в ноль при $\delta = 1$, приводит к сдвигу $P_{ii}(\delta)$ в сторону $\delta > 1$.

$E_{нк}$ и $P_{нк}$ имеют вид

$$E_{нк} = \frac{9R}{8\mu} \theta(V), \quad P_{нк} = \Gamma_{нк} \frac{E_{нк}}{V},$$

где $\theta(V)$ – температура Дебая, $\Gamma_{нк} = -\frac{d \ln \theta(V)}{d \ln V}$.

Тепловые составляющие давления и энергии имеют вид суммы, в которой первое слагаемое описывает тепловое взаимодействие ядер, а второе – электронов

$$P_T = P_{та}(V, T) + P_{те}(V, T), \quad E_T = E_{та}(V, T) + E_{те}(V, T).$$

УРС атомов существенно опирается на близкую к дебаевской зависимость $C_V(V, T)$ [11]

$$C_{Va} = \frac{AT^n (n\theta(V) + T)}{(\theta(V) + T)^n}$$

Значения A и n зависят от количества степеней свободы и химических связей в сложных молекулах, что существенно расширяет область применимости этого выражения. $E_{та}(V, T)$ имеет вид

$$E_{та} = \frac{AT^6}{(\theta(V) + T)^5}.$$

Из условия термодинамической совместности следует выражение для $P_{та}(V, E_{та})$

$$P_{та} = -\frac{\Gamma_a(V)}{V} E_{та},$$

где $\Gamma_a(V) = \Gamma_{нк}(V)$.

Давление и удельная внутренняя энергия “нулевых колебаний” для электронов определяется уравнениями

$$E_{нее} = \frac{1}{2} \beta_0 z^{5/3} V_{0k}^{2/3} V^{-\gamma_0}, \quad P_{нее} = \frac{\gamma_0}{V} E_{нее},$$

при $\gamma_0 \approx \frac{5}{3}$. Зависимости $E_{та}(V, T)$ и $P_{та}(V, T)$ имеют вид

$$E_{та} = f(V) T^2 \frac{d\Omega(T)}{dT}, \quad P_{та} = \frac{df}{dV} T (\Omega(T) - \Omega(0)).$$

Функции $f(V)$ и $\Omega(T)$ подбираются из условий наилучшего описания совокупности экспериментальных данных.

Увеличение температуры при $P = \text{const}$ приводит к плавлению вещества. Линия плавления в переменных P, T и область смеси твердого тела и жидкости в переменных P, V находятся из условий равновесия фаз

$$T_1 = T_2, \quad P_1 = P_2, \quad E_1 + P_1 V_1 - T_1 S_1 = E_2 + P_2 V_2 - T_2 S_2,$$

где 1 – твердое тело, 2 – жидкость. Из-за сложности аналитических зависимостей $P(V, T)$, $E(V, T)$, $S(V, T)$ границы области плавления находятся численно и имеют вид таблицы $T_j, P_j, E_{1j}, E_{2j}, S_{1j}, S_{2j}, V_{1j}, V_{2j}$.

Температура жидкости не может быть ниже температуры в тройной точке T_A , где совпадают температуры и давления твердого тела, жидкости и газа. Область существования жидкой фазы ограничена со стороны больших плотностей – линией плавления, со стороны малых плотностей – линией испарения и со стороны больших давлений – критической изотермой. У жидкости не может быть $T = 0$. Поэтому вклад $P_x(V)$, $E_x(V)$ в P и E более слабый, чем в твердом теле при низких T . При плавлении энергия и давление электронов в жидкости и твердом теле отличаются мало. Т.о., построение УРС жидкости ограничивается тепловой составляющей энергии и давления атомов. Различие между $E_{та}$ жидкости и $E_{та}$ твердого тела зависит только от удельного объема. Вид этой функции подбирается из условий наилучшего описания теоретических и экспериментальных данных о поведении жидкости.

На критической изотерме жидкая фаза непрерывно переходит в газ. Такой переход обеспечивается формой уравнения состояния жидкости. В области смеси жидкости и пара изотермы имеют промежутки, где состояние вещества неустойчиво, т.к. $\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T > 0$. Линия испарения в переменных P, T и границы области смеси жидкости и пара в переменных P, V определяются правилом Максвелла

$$\int_{V_1}^{V_2} P(V, T) dV = P_P (V_g - V_{ж}).$$

Границей области смеси Ж+П является линия $T_A = \text{const}$. В переменных P, V в области $T < T_A$ находится смесь пара и твердого тела. Наличием этой области объясняется возможность сублимации твердого тела.

В уравнениях состояния, описывающих фазовые переходы, на плоскости термодинамических переменных появляются области, где вещество находится в двухфазном состоянии. Границы этих областей определяются уравнениями фазового равновесия. На границах области смеси фаз заданы зависимости

$$P(T), V_1(T), V_2(T), E_1(T), E_2(T), S_1(T), S_2(T), C_{V1}(T), C_{V2}(T) \dots$$

В равновесной смеси фаз удельный объем связан с $V_1(T)$ и $V_2(T)$ уравнением

$$V = \eta V_1(T) + (1 - \eta) V_2(T),$$

где η – массовая концентрация первого компонента

$$\eta = \frac{V - V_2(T)}{V_1(T) - V_2(T)}.$$

Если независимыми являются V и T , то из уравнения линии равновесия находят $P, V_1, V_2, E_1, E_2, C_{V1}, C_{V2}, S_1, S_2$. Затем находится $\eta(V)$ и остальные термодинамические функции

$$E = \eta E_1(T) + (1 - \eta) E_2(T), \quad S = \eta S_1(T) + (1 - \eta) S_2(T),$$

$$C_V = \eta C_{V1}(T) + (1 - \eta) C_{V2}(T).$$

В случае, если независимыми являются V и E, T находится из уравнения

$$E(V_2(T) - V_1(T)) - E_1(T)(V_2(T) - V) - E_2(T)(V - V_1(T)) = 0.$$

Затем из уравнения равновесия определяется $P(T)$ и остальные величины.

На рис. 1 приведена фазовая диаграмма железа в переменных P, V , (построена В.В. Дремовым).

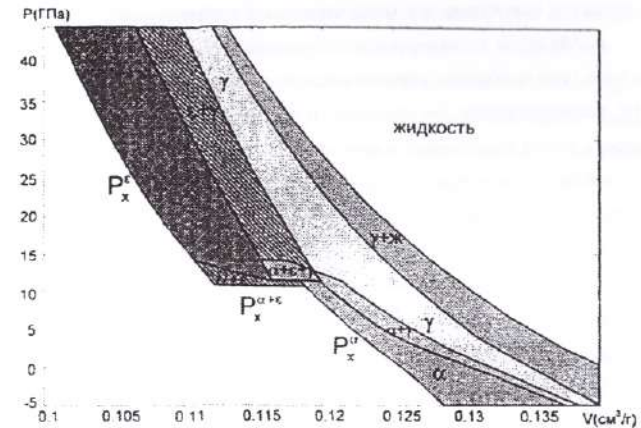


Рис. 1

В горных породах чаще, чем в других веществах возникают метастабильные состояния (алмаз, стишовит и др.) Для описания их поведения УРС соответствующим образом модифицируется. При переходе из "рыхлой" в плотную фазу ударная волна может расщепиться на две ударных волны [12], при разгрузке из плотной фазы в рыхлую может возникнуть ударная волна разрежения [12].

УРСы горных пород строились для описания их свойств с целью определения ударно-волновой картины при подземных ядерных взрывах.

3. Уравнение состояния продуктов взрыва. УРС ПВ, как правило, это смесь газов, свойства которой описываются единым уравнением состояния вида [13]

$$P = (\gamma(\rho) - 1)\rho E + J(\rho).$$

Для определения $\gamma(\rho)$ и $J(\rho)$ предложен принципиально новый метод, использующий зависимости массовой скорости, скорости фронта в точке Жуге и calorийности от начальной плотности ВВ. На линии точек Жуге $\gamma(\rho)$ и $J(\rho)$ выражаются через $D_*(\rho_0), U_*(\rho_0), Q_*(\rho_0)$

$$\gamma(\rho) - 1 = \frac{\left(2U_* \left(\frac{d \ln D_*}{d \ln \rho_0} + 1\right) - D_*\right) (D_* + U_*)}{\frac{dQ}{d \ln \rho_0} + U_*^2 \frac{d \ln D_*}{d \ln \rho_0} - U_* (D_* + U_*)}.$$

$$J(\rho) = \rho_0 D_* U_* - (\gamma(\rho_0) - 1) \frac{\rho_0 D_*}{D_* - U_*} (Q + 0,5 U_*^2).$$

Зависимости $D_*(\rho_0)$, $U_*(\rho_0)$, $Q(\rho_0)$ определяются экспериментально. Функции $\gamma(\rho)$ и $J(\rho)$ определены для большинства известных плотных ВВ. Этот УРС ПВ много лет является основным при моделировании конструкций ядерных зарядов.

4. Модели динамической прочности и откольного разрушения. Состояние твердого тела в области отрицательных давлений является метастабильным. В этой области размножаются дислокации и увеличивается микроповрежденность вещества. Скорость роста микроповрежденности зависит от величины давления. Она резко растет при приближении к границе неустойчивости (типа спинодали в жидкости). Разрушение происходит при достижении критической величины микроповрежденности.

Созданные модели прочности и разрушения обоснованы сравнением с экспериментами [14] и с аналитическими решениями [15]. Они применяются более 40 лет для моделирования поведения элементов конструкций ядерных зарядов в условиях динамических воздействий.

5. Излучение. На микроуровне излучение есть совокупность квантов, энергия которых связана с частотой электромагнитного поля. Вклад излучения в давление и энергию становится существенным при $T > 10^4$ °К. Поскольку уравнение состояния описывает равновесные состояния вещества на макроуровне, то $P_{изл}$ и $E_{изл}$ характеризуют излучение, находящееся в тепловом равновесии с ядрами, электронами и любыми другими структурными элементами плазмы. Давление и энергия излучения имеют вид

$$P_{изл} = \frac{4\sigma T^4}{3C}, \quad E_{изл} = \frac{4\sigma T^4}{\rho C}.$$

С термодинамической точки зрения равновесное излучение рассматривается как идеальный газ с показателем адиабаты $\gamma = 4/3$.

6. Модель многокомпонентной среды. Типичной многокомпонентной средой являются продукты взрыва (CO , CO_2 , NO , N_2 , H_2O и др.). К многокомпонентным средам относятся скальные породы, теплозащитные покрытия летательных аппаратов, плазма. Даже в установках термоядерного синтеза почти "чистая" водородная плазма разбавлена примесями со стенок разрядной камеры. Смеси образуются, если движение контактной границы становится неустойчивым. При ударном сжатии, импульсном разогреве и других динамических воздействиях сложные молекулы могут "разваливаться" на устойчивые осколки и т.о. образовывать смесь.

На основе модели многоскоростных континуумов построена модель многокомпонентной среды, принципиально отличная от существующих ранее моделей наличием кластерной формы взаимодействия компонента со смесью [16].

Заключение

1. Создана система моделей сплошных сред, однородных и гетерогенных смесей с целью описать поведение материалов и конструкций под действием динамических нагрузок (ударные волны, детонация, тепловые и радиационные воздействия) в услови-

ях, приводящих к плавлению, испарению, ионизации, полиморфным фазовым переходам, упругому и пластическому деформированию и разрушению твердых тел.

2. Созданы методы расчета неустановившихся движений сплошных сред, обеспечившие на протяжении многих лет высокую точность моделирования процессов в ядерных зарядах, в грунтах, окружающих место подземного взрыва, поведение головных частей ракет под действием проникающих излучений и др.

Метод расчета с выделением фронтов ударных и детонационных волн, слабых и контактных разрывов не имеет аналогов за рубежом.

3. Созданы уравнения состояния продуктов детонации плотных ВВ, металлов, горных пород и композиционных материалов.

4. Все созданные модели, уравнения состояния и методы расчета широко применяются для разработки и совершенствования оборонной техники.

Список литературы

1. Neumann J., Richtmayer R. A method for the numerical calculation of hydrodynamical shocks // *J. Appl. Phys.* – 1950. – V.21, №3 – pp.232-237.
2. Lax P.D. Weak solution of nonlinear hyperbolic equations and their numerical computations // *Comm. Pure and Appl. Math.* – 1954. – V.7 – pp.159-193.
3. Годунов С.К. Разностный метод счета разрывных решений уравнений газодинамики // *Матем. сб.* – 1959. – №47(89), вып.3. – С. 271-306.
4. Куропатенко В.Ф. Метод расчета ударных волн // *ДАН СССР.* – 1960. – В.3, №4. – 771 с.
5. Куропатенко В.Ф. О разностных методах для уравнений гидродинамики // *Труды матем. инст. им. В.А. Стеклова.* – 1966. – Т.74, ч.1. – С. 107-137.
6. Куропатенко В.Ф. Об одном разностном методе расчета ударных волн // *Журнал вычисл. математики и математической физики.* – 1963. – Т.3, №1. – С. 201-204.
7. Куропатенко В.Ф., Макеева И.Р. Исследование дистракции разрывов в методах расчета ударных волн // *Математическое моделирование.* – 2006. – Т. 18, №3. – С. 120-128.
8. Куропатенко В.Ф. Методы расчета ударных волн // *Дальневосточный математический журнал.* – 2001. – №4. – С. 45-59.
9. Куропатенко В.Ф., Коваленко Г.В., Кузнецова В.И. и др. Комплекс программ ВОЛНА и неоднородный разностный метод для расчета неустановившихся движений сжимаемых сплошных сред (части 1 и 2) // *Вопросы атомной науки и техники., Сер. Мат. Моделирование физ. процессов.* – Москва, 1989. – Вып.2. – С. 9-25.
10. Куропатенко В.Ф. Приближенный метод расчета величин за фронтом ударной волны // *Числ. методы механики сплошной среды.* – 1970. – Т.1, №6. – С. 77-83.

11. Куропатенко В.Ф. Модели механики сплошных сред. Челябинск: Чел.ГУ, 2007. - 302 с.
12. Куропатенко В.Ф. Моделирование отклика веществ на динамическое воздействие //Хим. Физика. - 2002. - Т.21, №10. - С. 46-54.
13. Куропатенко В.Ф. Уравнение состояния продуктов детонации плотных ВВ //ФГВ. - 1989. - Т.25, №6. -С. 112-117.
14. Глушак Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. - Новосибирск: Наука, 1992. - 292 с.
15. Куропатенко В.Ф., Макеева И.Р. О точности расчетов откольного разрушения //Хим. физика. - 2002. - Т.21, №9. - С. 72-78.
16. Куропатенко В.Ф. Модель многокомпонентной среды //ДАП, -2005. - Т.403, №6. -С. 761-763.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ЭНЕРГЕТИКА	
1.1. ЭНЕРГЕТИКА ПОТОЧНЫХ ТЕПЛОВЫХ МАШИН НА БАЗЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ ГАЗА	
Волов В.Т.....	3
1.2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ, КОМПЛЕКСНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ И АККУМУЛИРОВАНИЯ ВОЗОБНОВЛЯЕМОЙ ЭНЕРГИИ СО СЛУЧАЙНО-ДЕТЕРМИНИРОВАННЫМ ХАРАКТЕРОМ ОБРАЗОВАНИЯ	
Елистратов В.В.....	8
1.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ И ПРЕДАВАРИЙНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ЧАСТОТой И АКТИВНОЙ МОЩНОСТЬЮ ЭЭС РОССИИ	
Козлов В.Н.....	18
2. ЭЛЕКТРОФИЗИКА	
2.1. НОВЫЕ ИДЕИ И ПРИНЦИПЫ В ЭЛЕКТРОФИЗИКЕ	
МАГНИТНЫЙ ТОК, ДИНАМИЧЕСКАЯ ДИАКОПТИКА, ТОРСИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ	
Шакиров М.А.....	32
3. НАНОТЕХНОЛОГИИ В ЭНЕРГЕТИКЕ	
3.1. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ РАЗВИТИЯ НАНОТЕХНОЛОГИЙ В ЭНЕРГЕТИКЕ	
Коваленко А.П.	44
4. МЕХАНИКА	
4.1. РАЗРАБОТКА ПОДХОДОВ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ АНАЛИТИЧЕСКОГО И КОМПЬЮТЕРНОГО ОПИСАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КОНДЕНСИРОВАННОМ ВЕЩЕСТВЕ НА РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБНЫХ УРОВНЯХ	
Кривцов А.М.....	54
4.2. МОДЕЛИ МЕХАНИКИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ОБОРОННОЙ ТЕХНИКИ	
Куропатенко В.Ф.....	61
4.3. МНОГОМОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ И КОНСТРУКЦИЙ	
Мельников Б.Е.....	70