

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЗРЫВА ВОДОРОДА НА ЗАЩИТНУЮ ОБОЛОЧКУ РЕАКТОРНОГО ЗАЛА АЭС

© В.А. Гальбурт<sup>1)</sup>, М.Ф. Иванов<sup>1)</sup>, В.Н. Минеев<sup>1)</sup>, В.Е. Форттов<sup>1)</sup>, А.И. Фунтиков<sup>1)</sup>,  
С.В. Утюжников<sup>2)</sup>, А.В. Шутов<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

<sup>2)</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный

<sup>3)</sup>Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка

Методом прямого численного моделирования газодинамических процессов горения и детонации водородо-воздушных смесей, в том числе и с детальным учётом кинетики химических реакций и образования продуктов превращений в условиях, отвечающих аварийной ситуации ядерного реактора ВВЭР-1000, определены ударно-волновые нагрузки на защитную оболочку реакторного зала (контейнмент) при различных сценариях развития таких процессов.

### ACTION OF HYDROGEN EXPLOSION ON REACTOR HALL SAFETY CONTAINMENT

*V.A. Galburt, M.F. Ivanov, V.N. Mineev, V.E. Fortov, A.I. Funtikov, S.V. Utyuzhnikov, A.V. Shutov*

Shock-wave loads on the reactor hall safety containment are determined by the method of a direct computer simulation of combustion and detonation processes in hydrogen-air mixtures. The calculations were performed with regard to kinetics of chemical reactions and creation of products of chemical transformations in conditions that correspond to accident situation of the nuclear reactor WWER-1000 at different scenarios of the process development.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (грант 066-94).

### 1. Введение

После аварии на АЭС Три-Майл-Айленд, в которой имело место горение водорода внутри защитной оболочки, и особенно после Чернобыльской катастрофы значительное внимание в связи с созданием безопасных и надёжных АЭС уделяется гипотетически маловероятным ситуациям, в том числе и связанным с проблемой выделения водорода. При проектировании защитной оболочки АЭС крайне важно определение нагрузки, соответствующей максимальной проектной аварии. В отечественных и зарубежных центрах были выполнены детальные исследования этой проблемы и предложены эффективные инженерные решения [1-3].

Спецификой прогноза тяжёлых аварий является принципиальная невозможность как проведения натуральных крупномасштабных экспериментов, так и прямого переноса результатов лабораторных экспериментов на реальные условия развития аварии. В этой ситуации возрастает роль вычислительного эксперимента и повышаются требования к качеству численного моделирования физических явлений. Особенность исследуемых процессов заключается в существенном различии характерных пространственно-временных масштабов газодинамических течений и химических реакций, а также в значительном влиянии геометрических факторов на характеристики газодинамических возмущений и определяемые ими условия перехода горения в детонацию. Это вызывает значительные трудности при математическом моделировании. Во-первых, рассматриваемые задачи существенно многомерны. Во-вторых, из-за разницы в масштабах ведущих процессов системы уравнений являются жёсткими. В-третьих, велико количе-

ство физико-химических факторов, влияющих на возбуждение и распространение детонации взрывчатой смеси.

Учитывая перечисленные особенности проблемы, для численного анализа процессов детонации и взрыва был разработан комплекс программ, позволяющих проводить расчёты с применением широкого набора численных алгоритмов. Это дало возможность повысить надёжность результатов расчётов и выбирать для решения конкретной задачи наиболее адекватный алгоритм.

## 2. Постановка задачи и выбор базовых сценариев

Гипотетические аварии реакторных установок могут быть связаны с нарушением теплоотвода из активной зоны или потерей теплоносителя, что приводит к разогреву и разрушению реактора. При повышении температуры оболочек твэлов выше 1100 К начинается их окисление водяным паром с интенсивным образованием водорода и выделением тепла. Дальнейшее развитие тяжелой аварии вызывает разрушение активной зоны реактора, проплавление днища его корпуса и попадание образовавшегося кориума в бетонную шахту реактора. Тепловое и химическое взаимодействие жидкого кориума с бетоном также сопровождается интенсивным выделением газов, в том числе водорода и окиси углерода, являющейся, как и водород, горючим компонентом образующейся газовой смеси. Кроме того, и на стадии разрушения контуров охлаждения, и при выпадении кориума в шахту реактора происходит интенсивная генерация водяного пара. Все это существенно изменяет состав атмосферы под защитной оболочкой.

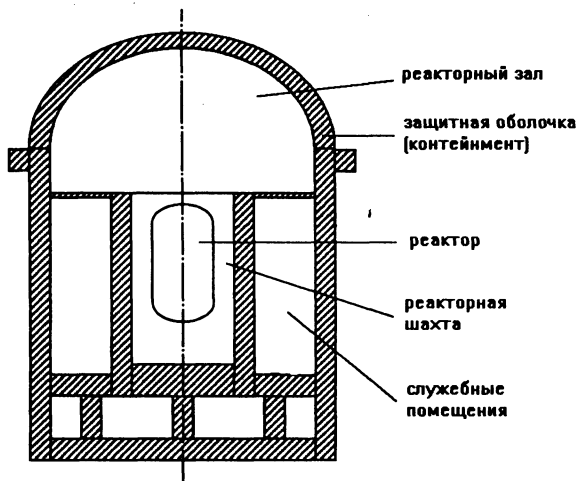


Рис. 1. Схема реакторных помещений

Попадание водорода в воздушную атмосферу приводит к образованию взрывоопасной смеси, что создает условия для возгорания, взрыва, разрушения защитной оболочки и выхода радиоактивности за её пределы.

Все численные эксперименты проводились применительно к ядерному реактору ВВЭР-1000. Соответственно были выбраны основные размеры защитной бетонной оболочки реакторного зала (контейнента), определяющие расчётную область: высота сферического купола равна 51 м, высота шахты реактора - 22 м, радиус нижней цилиндрической части купола - 23 м, её высота - 10 м (рис.1). Оболочка контейнента принималась абсолютно жёсткой.

Под защитной оболочкой находится сложная система производственных помещений. Распределение выделяющихся газов и водяного пара по многочисленным помещениям, а также изменение состава атмосферы со временем в каждом помещении существенно зависят от

сценариев развития аварии. Практически невозможно дать надёжную оценку вероятности реализации того или иного сценария. Таким образом, с повышением детализации пространственно-временного распределения взрывчатой смеси по производственным помещениям возрастает неопределённость в выборе наиболее реалистичных стартовых условий для расчёта воспламенения и детонации водорода. Задача прогноза воздействия взрыва водорода на защитные оболочки становится чрезвычайно многопараметрической. Кроме того, при детальной постановке необходим учёт дополнительных физических и механических факторов: разрушения перегородок между помещениями, разлёта осколков и т.п. Таким образом, попытка детализировать картину развития взрыва водорода на АЭС приводит к принципиальным трудностям при численном моделировании и в то же время не увеличивает надёжности прогноза из-за большой неопределённости в выборе стартовых условий. Для преодоления указанных трудностей была выбрана следующая концепция оценки разрушающего воздействия горения и взрыва водорода под контейнментом. В условиях детонации распространение детонационных волн рассчитывается без учёта отдельных технологических помещений. Это позволяет оценить сверху степень воздействия детонационных и переотражённых ударных волн на купол реакторного зала, нагрузки на который, как следует ожидать, в режиме детонации будут максимальными. В то же время для ситуаций, когда состав взрывчатой смеси не гарантирует возникновения детонации в свободном объёме, проводится численный анализ взаимодействия фронта горения с преградами, и дается прогноз возможности детонирования.

### 3. Математическая модель динамики среды и комплекс вычислительных программ

Будем рассматривать среду как односкоростную, однотемпературную, многокомпонентную газовую смесь. Уравнения газовой динамики с учетом вязкости, теплопроводности и энерговыделения за счёт химических реакций в интегральной форме, наиболее удобной для дальнейшей конечно-разностной аппроксимации, имеют вид

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_S \rho(\mathbf{un}) dS = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho u_i dV + \int_S \rho u_i (\mathbf{un}) dS = \int_S \Pi_{ij} n_j dS, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \left( E + \frac{1}{2} u^2 + qc \right) dV + \int_S \rho \left( E + \frac{1}{2} u^2 \right) (\mathbf{un}) dS = \int_S \kappa \frac{\partial T}{\partial x_i} n_i dS + \int_S \Pi_{ij} u_j n_i dS, \quad (3)$$

$$\Pi_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij}; \quad \tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l}; \quad (4)$$

$$p = \sum_{k=1}^N \frac{R}{A_k} \rho_k T = \sum_{k=1}^N \frac{c_k}{A_k} \rho R T; \quad E = c_v T; \quad (5)$$

$$c_j = \rho_j / \rho = M_j / M; \quad c_v = c_p - R; \quad c_p = \sum_{k=1}^N \frac{c_k}{A_k} c_{pk}; \quad (6)$$

$$c = f(\{c_k\}); \quad (7)$$

$$dc_k / dt = F(\{c_k\}), \quad k=1, \dots, N. \quad (8)$$

Здесь  $\rho$  – плотность газовой смеси,  $\rho_k$  – парциальная плотность  $k$ -го компонента,  $E$  – внутренняя энергия газовой смеси,  $T$  – температура, принимаемая одинаковой для всех компонен-

тов,  $P_{ij}$  – тензор напряжений,  $p$  – термодинамическое давление,  $\tau_{ij}$  – тензор вязких напряжений,  $\mathbf{u}$  – массовая скорость,  $q$  – тепловой эффект химической реакции,  $c$  – концентрация "ведущего" компонента реакции,  $c_k$  – массовая концентрация  $k$ -го компонента,  $M_k$  – масса  $k$ -го компонента ( $\sum_{i=1}^N M_i = M$ ),  $A_k$  – молекулярный вес  $k$ -го компонента газовой смеси,  $R$  – газовая

постоянная,  $c_v$ ,  $c_p$  – молярные теплоёмкости при постоянном объёме и при постоянном давлении соответственно,  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности,  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости,  $N$  – полное число компонентов газовой смеси,  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к поверхности,  $i, j$  ( $i, j=1,2,3$ ) – индексы, обозначающие пространственные координаты ( $x, y, z$ ).

Конкретный вид функций  $f$  и  $F$  в уравнениях (7), (8) определялся выбором моделей кинетики химических реакций, описание которых представлено ниже.

Уравнения газовой динамики (1)–(3) записаны в эйлеровых координатах. Однако в расчётах наряду с эйлеровыми схемами использовались также лагранжевые.

В процессе численного моделирования распространения взрывных и детонационных волн под контейментом уравнения (1)–(8) решались в одномерной, двумерной и трехмерной постановках.

Для расчёта одномерных задач с детальным учетом химической кинетики была использована полностью консервативная лагранжева методика [4,5], позволяющая адекватно описывать процессы, в которых сохранение баланса между внутренней и кинетической энергией является принципиальным. В то же время использование лагранжевых методов для решения исследуемых задач в дву- и трехмерной постановке связано со значительными трудностями из-за большой деформации счётных ячеек.

Для расчёта двумерных осесимметричных задач использовался метод Годунова на лагранжевых сетках [6], передающий детальную картину эволюции ударных волн в объёме под контейментом. При этом применялись адаптивные сетки.

Для расчёта трёхмерных задач был выбран обладающий высокой экономичностью метод "крупных" частиц [7]. Сравнение более точного метода Годунова и метода "крупных" частиц при одном и том же числе счётных ячеек показало, что результаты отличаются не более чем на 10-15% по наиболее чувствительному параметру – давлению. Наблюдаемое расхождение полностью согласуется с предварительной оценкой возможностей методов: расчёты по методу Годунова дают более выраженную структуру волновых полей и, соответственно, большие градиенты термодинамических величин на фронте ударной волны. Однако эти расхождения практически не сказываются на наиболее важных интегральных характеристиках процесса, в том числе, на импульсе давления, воздействующего на стенки контеймента. В то же время метод "крупных" частиц позволяет достаточно эффективно провести распараллеливание расчётного алгоритма. Этот алгоритм "крупных" частиц был реализован на многопроцессорной (транспьютерной) системе, относящейся к классу Multiple Instructions, Multiple Data (MIMD). Это значительно ускорило расчёт трёхмерных задач с использованием большого числа счётных ячеек.

Численный анализ влияния турбулентных эффектов на детонацию и горение проводился с использованием двумерного компьютерного кода, разработанного на основе гибридной схемы Р.П.Федоренко [8]. Эта схема относится к широко применяемому классу TVD методов [9]. Она имеет аппроксимацию  $O(\tau+h^2)$ . При решении линеаризованной системы уравнений на каждом шаге по времени использован метод приближенной факторизации, состоящий в представлении оператора в левой части уравнений в виде произведения двух одномерных операторов, обрабатываемых методом векторной прогонки. Схема была реализована на адаптивных подвижных сетках [10].

Турбулентные характеристики потока в описанном алгоритме рассчитывались по "К-ε" модели [11], при этом коэффициенты вязкости и теплопроводности в уравнениях (3),(4) заме-

нялись на эффективные:

$$\mu_{eff} = \mu_t + \mu, \quad \kappa_{eff} = \kappa_t + \kappa. \quad (9)$$

В этом представлении  $\mu_t$ ,  $\mu$  – коэффициенты турбулентной и молекулярной динамической вязкости, а  $\kappa_t$ ,  $\kappa$  – турбулентной и молекулярной теплопроводности. Коэффициент турбулентной теплопроводности вычислялся через коэффициент турбулентной вязкости

$$\kappa_t = (\mu_t \sigma_t) / \sigma_t, \quad (10)$$

где  $\sigma_t$  и  $\sigma_t$  – соответственно ламинарное и турбулентное числа Прандтля. Турбулентное число Прандтля принималось постоянной величиной, равной 0.9.

Динамический коэффициент турбулентной вязкости определялся по следующим формулам (уравнения записаны в цилиндрической системе координат  $r-z$ , в которой проводились все расчёты по описываемому алгоритму):

$$\mu_t = c_\mu K^2 / \varepsilon, \quad \lambda_t = \mu_t / \sigma_t; \quad (11)$$

$$\frac{\partial(\rho K)}{\partial t} + u_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \left[ \rho K - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial r} \right] \right) + u_z \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho K - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial z} \right) = P - \rho \varepsilon; \quad (12)$$

$$\frac{\partial(\rho K)}{\partial t} + u_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \left[ \rho K - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial r} \right] \right) + u_z \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho K - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial z} \right) = (c_1 P - c_2 \rho \varepsilon) \varepsilon / K; \quad (13)$$

$$P = \mu_t \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{u_r}{r} \right)^2 \right] \right\} - \frac{2}{3} \left( \rho K \operatorname{div} \mathbf{u} + \mu_t \left[ \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) \right]^2 \right) - \frac{\lambda_t}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial z} \right); \quad (14)$$

$$c_\mu = 0.09; \quad c_1 = 1.44; \quad c_2 = 1.92; \quad \sigma_k = 1; \quad \sigma_\varepsilon = 1.3.$$

Из-за слишком большого времени счёта детальный учет кинетики химических реакций горения и детонации проводился, в основном, в одномерной геометрии.

Расчеты многомерных задач проводились с применением простейшего описания реакции горения: степень выгорания горючей компоненты  $W$  определялась из уравнения

$$dW / dt = -WZ \exp(-E_{act} / E). \quad (15)$$

Здесь  $E_{act}$  – энергия активации,  $E$  – внутренняя энергия,  $Z$  – предэкспоненциальный множитель,  $\gamma$  – показатель адиабаты. Степень выгорания изменяется от 1 до 0. Для учёта времени задержки уравнение (15) было дополнено условием: расчет химического энерговыклада в газодинамических уравнениях начинается при

$$t - t_0 > \tau, \quad (16)$$

где  $\tau$  – эффективное время задержки воспламенения,  $t_0$  – момент времени, при котором возмущение термодинамических величин достигает данного элемента горючей смеси. В дальнейшем использовался следующий способ задания параметра  $\tau$ .

$$\tau(t) = \tau_0 \exp(p_h / p(t)), \quad (17)$$

где  $\tau_0$  – эмпирическая константа,  $p_h$  – давление в точке Чепмена–Жуге,  $p(t)$  – давление в газовой смеси.

Более адекватен подход, основанный на детальном описании совокупности химических реакций. Стехиометрические соотношения в общем виде можно записать

$$\sum_{i=1}^N \alpha_{im} A_i = \sum_{j=1}^N \beta_{jm} B_j, \quad m=1, \dots, M_r \quad (18)$$

где  $M_r$  – число уравнений, описывающих химические реакции,  $N$  – полное число реагентов  $A_i$  и продуктов  $B_j$ , участвующих в реакциях,  $\alpha_{im}$  и  $\beta_{jm}$  – стехиометрические коэффициенты  $m$ -й реакции. Реакции (18) могут протекать с различными скоростями, при этом константы скоростей прямой и обратной реакций  $k_f^m(T)$  и  $k_b^m(T)$  связаны между собой принципом детального равновесия и задаются в виде

$$k(T) = AT^N \exp(-E_{\text{акт}}/(RT)), \quad (19)$$

где константы  $A$  и  $n$  определяют предэкспоненциальный фактор,  $E_{\text{акт}}$  – энергия активации.

Уравнения химической кинетики для (18) имеют вид

$$dc/dt = \mathbf{F}(c, T), \quad (20)$$

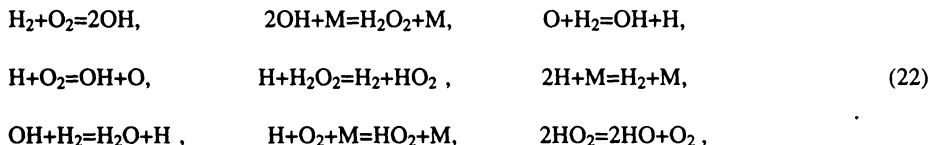
$$F_i = \sum_{j=1}^{M_r} (\beta_{ij} - \alpha_{ij}) w_j(c, T), \quad w_j = k_f(T) \prod_{i=1}^N c_i^{\alpha_{ij}} - k_b(T) \prod_{i=1}^N c_i^{\beta_{ij}}.$$

Изменение теплоты, выделяющейся в ходе реакции, равно

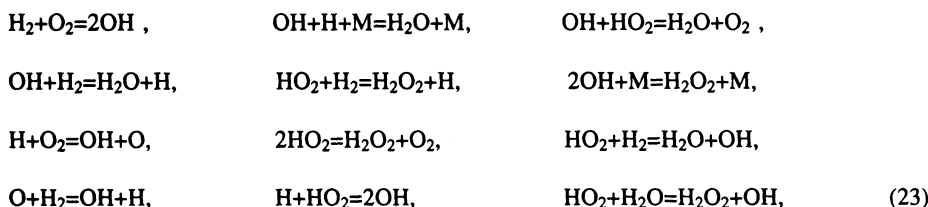
$$\Delta q = \sum_{i=1}^{N_r} H_i(T, p) \Delta c_i. \quad (21)$$

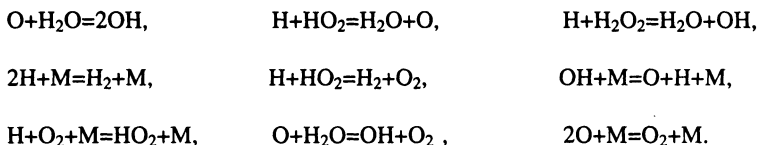
Здесь  $H_i(T, p)$  – энтальпия образования  $i$ -го компонента смеси при температуре  $T$  и давлении  $p$ ,  $\Delta c_i$  – изменение концентрации соответствующего компонента.

Нами рассматривались две химических схемы окисления водорода – из 9 и 21 уравнений. Кроме того, для сравнения проводились расчёты по схемам, взятым из [12–14]. Как показали проведенные исследования, модели с разветвлёнными схемами химических превращений независимо от их конкретного вида дают качественно близкую картину развития гидродинамического процесса. Расчёты времени задержки реакции для значений температуры и давления, характерных химпику, выполненные для схемы из 9 уравнений



согласуются (в пределах 30%) с расчётами, выполненными для схемы из 21 уравнения [14]





При низких температурах (~1000 К) согласие наблюдается до давлений ~10 атм, а далее, в области больших давлений, имеется рассогласование: зависимость времени индукции для схемы (23) имеет ярко выраженный минимум, а для (22) спадает монотонно.

Влияние паровой фазы на ход химических реакций учитывалось обратимым характером реакции образования  $\text{H}_2\text{O}$ , а для случаев водородно-воздушных смесей азот в схеме химических реакций учитывался как нейтральная составляющая.

Указанные выше алгоритмы решения системы газодинамических уравнений (1)–(8) являются общепризнанными, их тестирование проводилось на стандартных примерах, представленных в [4,6,7].

Для проверки разработанного варианта TVD–схемы и блока определения турбулентных характеристик было выполнено также сравнение расчёта течений на начальном участке турбулентной струи с результатами экспериментов, выполненных в Московском физико-техническом институте под руководством А.Т.Онуфриева. Диаметр трубы составлял 6 см, максимальная скорость потока на выходе из трубы равнялась 969 м/с. Расчёты проводились на сетке  $40 \times 40$ . Результаты численного и физического экспериментов хорошо согласуются, что обосновывает использование разработанного компьютерного кода для расчёта турбулентных процессов также и в задачах горения и взрыва химически активной смеси в объёме контейнента.

#### 4. Результаты численного моделирования

Разрушение и деградация активной зоны ядерного реактора при гипотетических тяжёлых авариях представляет собой сложный физический процесс, сопровождающийся выделением достаточно большого количества водорода и окиси углерода, а также разогрева окружающей среды за счёт выделяющейся энергии. Наибольшую опасность представляет накопление водорода в пространстве под контейнментом, так как образовавшаяся взрывоопасная смесь водорода и кислорода воздуха является основным источником разрушения защитной оболочки реакторного зала и выброса радиоактивных продуктов в атмосферу. Анализ показывает, что количество водорода, выделившееся за счёт взаимодействия циркониевых оболочек твэлов с водой и кориума с бетоном шахты реактора, может превосходить 2.5 тонны. Однако процесс выделения водорода является достаточно медленным, и указанная масса накапливается только в течение 40 часов после аварии. Естественно, что такое время достаточно для принятия необходимых мер для снижения температуры, давления и концентрации водорода под контейнментом, например, включения в работу спринклерной системы.

Наиболее опасными являются первые часы после начала аварии, когда масса выделившегося водорода не превосходит нескольких сотен килограмм. В этом случае детонационные режимы сгорания водородосодержащей смеси реализуются только в отдельных областях под контейнментом при относительно небольшом превышении давления над нормальным. Расчёт возможных ударно-волновых нагрузок на защитную оболочку реакторного зала был проведён в работах [3,14], в которых рассмотрено достаточно большое количество сценариев развития аварии при концентрации водорода в смеси, близкой к стехиометрической, и начальном давлении от 1.3 до 3.3 атм. Было показано, что во всех сценариях давление в первой ударной волне, воздействующей на оболочку, лежит в пределах от 40 до 70 атм, а соответствующий импульс давления не превосходит 0.4 атм·с, что лежит в пределах расчётной стойкости контейнента.

Результаты проведённых нами расчётов в постановках, близких к приведенным в [14],

согласуются с результатами этой работы. Вместе с тем в наших расчётах выявился ряд особенностей взаимодействия взрывных волн с защитной оболочкой, дополняющих результаты [14], на которые следует обратить внимание при проектировании контейнента. Далее мы остановимся только на этих аспектах проведённого нами анализа.

**Взрыв водорода в шахте реактора.** Рассмотрим сценарий, когда водород и водяной пар, выделяющиеся на относительно ранней стадии аварии в период интенсивной деградации активной зоны и проплавления днища реактора, сосредоточены в шахте реактора и не проникают под купол контейнента. Это отвечает ситуации, когда период времени от начала аварии до момента взрыва значительно меньше времени распространения водорода под контейнментом, либо выход водорода из шахты реактора каким-либо образом перекрыт. Предположим, что выделяющийся водород распределён равномерно по всему объёму шахты, и реакция в паро-водородно-воздушной смеси происходит мгновенно, создавая в шахте давление, которое по оценкам составляет 11 атм.

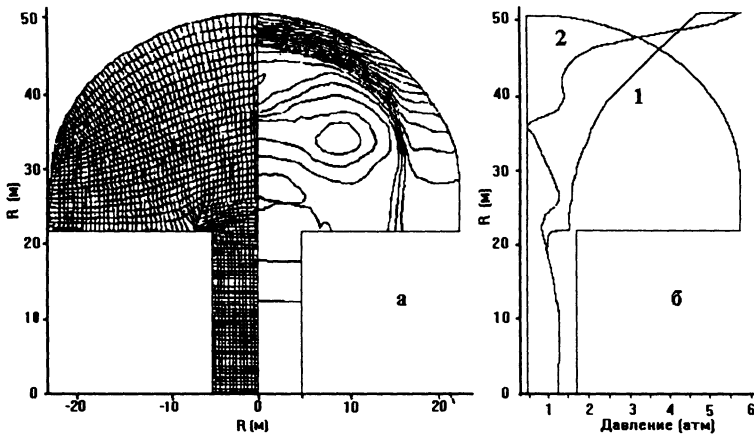


Рис. 2. Распределение давления под контейнментом на момент достижения максимального давления в вершине купола при мгновенном взрыве в шахте реактора а) слева – расчётная аддитивная сетка; справа – распределение давления в объёме контейнента; б) распределение давления на стенке купола (1) и оси симметрии контейнента (2).

На рис. 2 приведены результаты расчетов динамики ударных волн в контейнменте, проведенные методом Годунова в осесимметрической постановке. На рис. 2а представлены ячейки адаптивной расчётной сетки и поле давлений в объёме контейнента на момент достижения максимального давления в вершине купола. На рис. 2б дано распределение давления на стенке купола (кривая 1) и на оси контейнента (кривая 2) для того же момента времени. Расчёты показали, что максимальное давление на купол достигается в первой ударной волне, приходящей к стенке, когда продукты взрыва (границу между продуктами взрыва и атмосферным воздухом в контейнменте хорошо видно на картине расположения счётных ячеек) только незначительно проникают под купол. Давление на поверхности контейнента при этом монотонно нарастает от периферии к вершине купола, в то время как распределение давления на оси контейнента имеет немонотонный характер, что вызвано взаимодействием вторичных волн, возникающих в результате дифракции ударной волны на верхнем срезе шахты реактора.

Последующее изменение давления в объёме под контейнментом и на поверхности купола носит пульсирующий характер, обусловленный взаимодействием переотражённых от купола ударных волн. На стенке купола максимум давления во все моменты времени достигается в



вершине, в то время как взаимодействие ударных волн в объёме создает максимум давления на оси симметрии на расстоянии  $3/7$  от вершины купола, причём пиковое давление на оси симметрии несколько превышает максимум давления в вершине.

На рис. 3 приведено нарастание импульса избыточного давления  $p(t)-p_0$  в вершине купола. Очевидно, в рассматриваемой постановке (абсолютно жёсткие стенки контейнента и слабая диссипация, связанная только со схемной вязкостью) импульс давления непрерывно нарастает в течение процесса. Если для оценки реально достижимого значения импульса выбрать значение импульса на первом плато представленной кривой, то как видно из рис. 3, этот импульс примерно равен  $0.12$  атм·с и достигается на интервале времени  $80-100$  мс. Превышение давления над нормальным на стенке контейнента в варианте мгновенного энерговыделения в шахте не превосходит  $4.5$  атм, что ниже предела расчётной прочности защитной оболочки реактора ВВЭР-1000. Выбранное в качестве оценки значение импульса давления также в три раза ниже расчётнодопустимого. (Здесь и далее за допустимые нагрузки на контейнент приняты: давление –  $10$  атм, импульс –  $0.4$  атм·с). Таким образом, можно ожидать, что рассмотренный сценарий не должен приводить к глобальному разрушению контейнента.

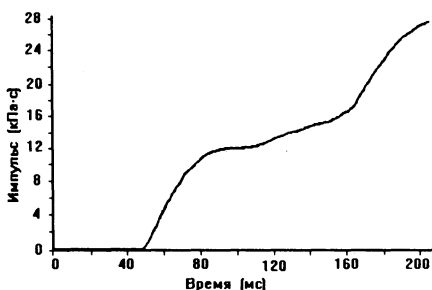


Рис.3. Изменение со временем импульса давления в вершине купола при мгновенном взрыве в шахте реактора.

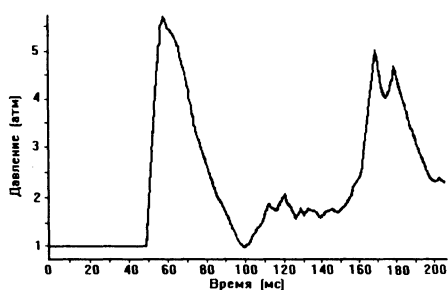


Рис.4. Изменение со временем давления в вершине купола при мгновенном взрыве в шахте реактора.

Полученный вывод подтверждается и в расчётах, проведенных методом “крупных” частиц. Заметим, что как и следовало ожидать, из-за большей размазки фронта ударных волн по сетке, присущей этому методу, в расчётах получены несколько меньшие значения давления и импульса в вершине купола, а сам процесс распространения ударной волны под контейнментом развивается несколько быстрее, так что время достижения максимального давления в вершине купола различается на  $10\%$ . Однако с учетом принятых упрощений расхождение в результатах, полученных по двум выбранным численным алгоритмам, лежит в пределах допустимой точности.

Дальнейшая детализация сценария взрыва водорода в шахте реактора не привела к существенному изменению основных результатов. Загромождение шахты реактора элементами конструкций (до  $50\%$  объёма шахты) практически не сказывается на распределении давления в верхней части контейнента (только максимальное давление в вершине купола снижается на  $0.5$  атм). Неоднородное заполнение реакторного отделения взрывчатой смесью также слабо влияет на давление под куполом контейнента, но вызывает значительные пульсации давления в шахте. Наличие открытого проёма в оболочке приводит к падению максимума давления в вершине купола в  $1.5$  раза.

Обратим внимание на особенность, отличающую полученную в расчётах динамику перетражённых волн под защитной оболочкой от общепринятой картины развития взрывных процессов в замкнутых помещениях. Отличие касается амплитуд следующих за первой удар-

ной волной волн сжатия, достигающих вершины купола (рис. 4). Хорошо известно, что амплитуды вторичных взрывных волн, отражённых от центра симметрии замкнутой камеры, и импульс в каждой последующей волне, приходящей на стенку, примерно в два раза меньше, чем в предыдущей [12]. Из рис. 4, однако, видно, что после серии достаточно слабых волн сжатия, следующих за первой волной, к вершине купола приходит волна, давление в которой всего на 10% меньше, чем в первой.

Наличие слабо затухающих максимумов давления в вершине контейнмента связано с распространением ударных волн в объёме под защитной оболочкой: второй значительный пик давления в вершине контейнмента вызван переотражением волн сжатия от вершины и нижнего основания купола и их интерференцией и может быть понижен изменением геометрии нижней части контейнмента, что приведет, в свою очередь, к снижению суммарного импульса давления в вершине.

**Взрыв водорода внутри контейнмента.** Возможность вытекания взрывчатой смеси из шахты реактора в открытый объём внутри контейнмента зависит от большого числа факторов, порождаемых аварийными разрушениями активной зоны, системы охлаждения и других агрегатов реактора. Распределение концентрации водорода и водяного пара при этом во многом определяется воздействиями хаотического характера и не может быть спрогнозировано заранее с заданной степенью достоверности. Поэтому дальнейшее рассмотрение в основном связано с выявлением принципиальных качественных особенностей развития аварии на стадии взрыва водорода. При этом начальное давление под контейнментом принималось близким к нормальному, а состав водородно-воздушной смеси близким к стехиометрическому. Оболочка контейнмента, как и в предыдущей серии расчётов, принималась абсолютно жёсткой.

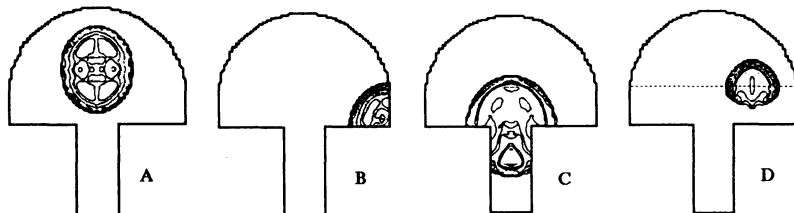


Рис. 5. Базовые сценарии возникновения взрыва под защитной оболочкой.

Численный анализ воспламенения и детонации взрывной смеси под контейнментом был выполнен на основе дву- и трёхмерных расчётов газодинамики химически активной смеси с описанием химической реакции в приближении Аррениуса. Константы в уравнении Аррениуса подбирались из условия наилучшего описания стехиометрической реакции водородно-воздушной смеси. В первой серии расчётов влияние турбулентности не учитывалось. Однако в дальнейшем этот эффект рассмотрен специально в приближении “К-ε” модели.

Рассматривалось развитие взрыва в ситуациях, когда водород равномерно перемешан с атмосферным воздухом во всем объёме контейнмента, либо взрывоопасная смесь сконцентрирована в верхней области под оболочкой. Общий вид расчётной области показан на рис. 5, где представлены четыре различных базовых сценария возникновения взрыва под контейнментом (для наглядности приведены соответствующие поля давлений на начальной стадии процесса). Поджиг среды задавался мгновенным выделением тепла от сгорания 1 м<sup>3</sup> водородно-воздушной смеси и формированием в этой области волны сжатия, отвечающей условиям Чепмена-Жуге, что обеспечивало далее генерацию устойчивой волны детонации. В вариантах А, В, С водородно-воздушная смесь заполняла весь объём, а в варианте D – только верхнюю часть объёма под контейнментом, ограниченную на рисунке штриховой линией. При этом полагалось, что нижняя часть объёма заполнена воздухом.

Для случаев расположения эпицентра взрыва как на оси симметрии контейнмента (сценарий А), так и предельно асимметрично (сценарий В), давление в набегающей детонационной волне при взаимодействии с куполом примерно удваивается, достигая значений 30–40 атм, а передаваемый на стенку импульс составляет 0.5–0.6 атм с (в зависимости от локализации зоны инициирования детонации). Это позволяет считать, что на первой стадии процесса нагружения защитной оболочки на стенку контейнмента воздействует уединённая детонационная волна, причем передаваемый ею импульс слабо зависит от конкретного расположения эпицентра взрыва под оболочкой. Значительно большие давления (130–180 атм) достигаются на оболочке через несколько десятков миллисекунд при схождении в вершину купола переотражённых ударных волн, распространяющихся по продуктам сгорания (см. рис.6).

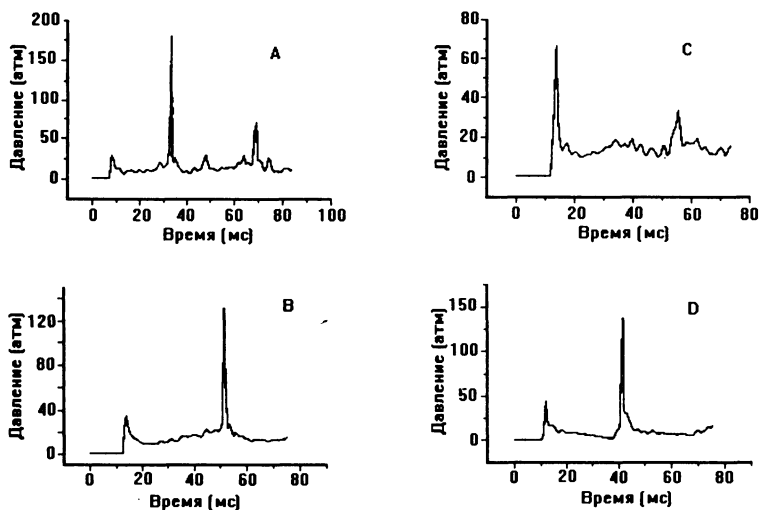


Рис. 6. Изменение давления в точке приложения максимального усилия на стенке контейнмента. (Профили соответствуют сценариям на рис. 5)

Таким образом, независимо от расположения эпицентра взрыва в верхней части контейнмента хронограмма изменения давления имеет два характерных нарастающих по интенсивности максимума. Заметим, что в исследованных ранее сценариях мгновенного взрыва водорода в шахте реактора переотражённые волны, распространяющиеся в химически нейтральной атмосфере, также имели два резко выраженных максимума, однако, эти волны всегда воздействовали на оболочку контейнмента с убывающей по времени интенсивностью.

В принципе, уже первые из приходящих на стенки купола волн, а тем более вторичные переотражённые волны по давлению превосходят предел прочности оболочки, и, возможно, для сохранения целостности контейнмента в этом случае необходимо либо использовать систему сброса давления (например, разгрузочные камеры), либо каким-то образом демпфировать пиковое давление, что приведет, соответственно, к увеличению длительности действия импульса. Заметим, что при воздействии на преграду импульсов давления с нарастающей интенсивностью может реализоваться крайне опасный для защитной оболочки закон нагружения, при котором уже по нагруженному материалу распространяется волна с большим пиковым давлением.

Сравнение распределений давления по поверхности купола для различных вариантов местоположения эпицентра взрыва в верхней части контейнмента (рис.5, сценарии А, В, D) показывает, что вне зависимости от положения эпицентра взрыва относительно оси симметрии картина воздействия на оболочку детонационной и последующих за ней переотражённых

волн сжатия качественно остается тождественной: максимальную нагрузку защитная оболочка испытывает непосредственно над центром взрыва, причём эта нагрузка в несколько раз превосходит среднюю по поверхности корпуса (рис. 7).

Распределение нагрузки, однако, качественно меняется, если эпицентр взрыва лежит на уровне шахты реактора (рис. 5 сценарий С). В этом случае максимальную нагрузку испытывает не вершина купола непосредственно над центром взрыва, а его боковая поверхность. Распределение давления по поверхности в отличие от сценария А несёт теперь ярко выраженный пилообразный характер (рис. 7), что может приводить к возбуждению интенсивных высокочастотных колебаний защитной оболочки. Динамика ударно-волнового нагружения оболочки в ситуации, когда химически активная смесь только частично заполняет объём под контейнментом (сценарий D), качественно совпадает с наблюдаемой при полном заполнении объёма, однако пиковое значение давления во второй ударной волне не превосходит 130 атм.

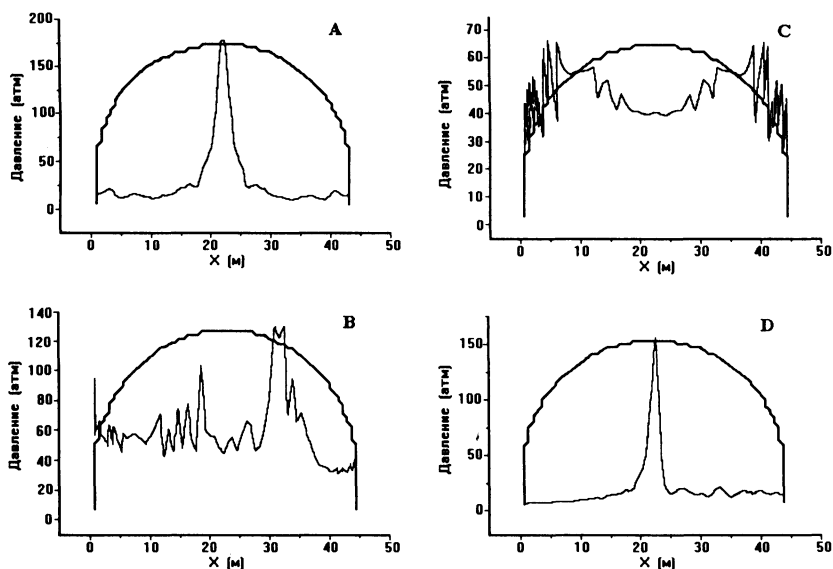


Рис. 7. Распределение давления на стенке контейнента на момент достижения максимальной нагрузки в вершине купола. (Профили соответствуют сценариям на рис.5.)

Проведенный анализ влияния концентрации водорода на развитие детонации под контейнментом показал, что самоподдерживающийся процесс детонации прекращается при падении концентрации ниже 15% от объёма, что совпадает с выводами работы [14] для водородно-паро-воздушной смеси. При уменьшении концентрации водорода от стехиометрического значения (30%) до нижнего предела детонации интенсивность динамического воздействия взрыва на стенки снижается медленнее, чем уменьшается энерговыделение. Так, при концентрации водорода, равной 2/3 от стехиометрической, для сценария В пиковое давление в отражённой волне уменьшается всего на 17%, а суммарный по времени импульс – на 25%.

Влияние турбулентности на распространение взрывной волны под контейнментом выражается в том, что в изначально нетурбулентной среде вызванная экзотермической реакцией на фронте горения турбулентность при нулевом либо малом времени задержки практически не сказывается на динамике детонационной волны. Однако для времени задержки  $\tau_0=30$  мкс, соответствующей наиболее близкому значению к точному описанию реакции в водородно-воздушной смеси, роль турбулентных факторов уже начинает качественно влиять на развитие взрывного процесса. Турбулентность незначительно изменяет интенсивность подходящей к

вершине купола детонационной волны, уменьшая давление в отраженной волне на 20%. В то же время переотражённые волны сжатия существенно размываются, в результате чего второй пик давления в вершине купола уменьшается на большую величину, чем первый.

Следует также обратить внимание на ещё один фактор, который может привести к разрушительным последствиям. Так ещё в [15] было отмечено, что в ряде экспериментов по распространению волн быстрого горения наблюдаются режимы, в которых давление за отражённым от препятствия фронтом горения настолько превышает давление, возникающее при нормальном отражении детонационной волны, что происходит разрушение экспериментальной установки. Указание на возможность осуществления таких режимов (в частности, так называемый «каскадный эффект») можно найти также в [13].

Расчёты взаимодействия волны горения с препятствиями показали, что максимальное значение воздействующего на стенку давления зависит от величины удельной энергии, инициирующей реакцию. Эта зависимость имеет существенно немонотонный характер с ярко выраженным пиком при некоторых значениях энергии инициирования (см. рис. 8), причём давления в области пика могут в несколько раз превосходить те, которые возникают при отражении детонационной волны. Весь диапазон энергий инициирования можно разделить на три области: в первой детонация не возникает даже при отражении волны горения от преграды, во второй сразу формируется детонационная волна и промежуточная область, в которой возникает детонация в отражённой волне.

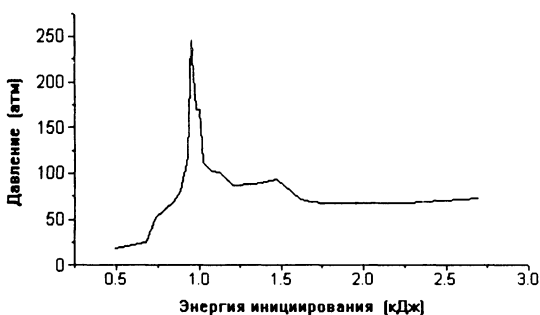


Рис. 8. Зависимость величины максимального давления на препятствии от энергии инициирования волны горения в стехиометрической водородно-кислородной смеси.

В первом случае параметры возникающей волны сжатия определяются только характеристиками начального гидродинамического разрыва, и химическая реакция в газе либо затухает, либо протекает весьма вяло (с очень большим временем задержки), не оказывая практически никакого влияния на процесс. Давление за отражённой волной зависит от интенсивности набегающей ударной волны.

В случае изначального возникновения детонационной волны характеристики отражённой волны соответствуют экспериментально наблюдаемым параметрам в отражённой детонационной волне и практически не зависят от величины затравочной энергии.

Наибольший интерес представляет промежуточная область. В этом случае по газу распространяется достаточно сильная ударная волна, подготавливающая взрывчатую смесь. Ее параметры таковы, что времена задержки химической реакции остаются значительно больше характерного гидродинамического времени, и выхода на детонационный режим не происходит. Однако в силу резкой зависимости времени задержки реакции от температуры и давления в отражённой волне время задержки уменьшается на два-три порядка, и происходит фактически объёмный взрыв сжатого взрывчатого газа. Так как давление пропорционально плотности выделенной энергии, а сжатие вещества в отраженной волне может быть выше, чем в детонаци-

онной волне, то давление в зоне реакции (а, следовательно, и на стенку) может в несколько раз превысить то, которое возникает при падении детонационной волны. Такой зависимостью давления на стенке от инициирующей энергии (а следовательно, в конечном итоге, от скорости набегания потока на преграды), по-видимому, можно объяснить слабую воспроизводимость и наблюдаемую непредсказуемость результатов взаимодействия с препятствиями волн горения в условиях загромождённых пространств. Характерный вид этой зависимости остается аналогичным для различных соотношений между концентрациями водорода и кислорода, а также водорода и воздуха при различных начальных давлениях смеси.

Авторы выражают благодарность А.В. Жарову за участие в проведении расчётов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Eibl J., Schlutter F.H. et al.* Containments for futher PWR-reactors. – Proc. SMIRT 11 Post Conference, Kyoto, Japan, August 26-27, 1991.
2. *Yamano N., Maruyama Y., Moriayma K., Sugimoto J.* Technical note on ex-vessel core melt debris coolability and steam explosions. – Committee on the safety of nuclear installations OECD NEA, December 1996.
3. *Dorofeev S.B., Bezmelnitsin A.V. et al.* Experimental study on combustion behavior of hydrogen air mixtures with turbulent jet ignition at large scale / RRC “Kurchatov Institute” Report, RRCKI-80-05/3, NUREG/CR-6072, 1993.
4. *Самарский А.А., Понов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. -М.: Наука, 1992.
5. *Иванов М.Ф., Паршиков А.Н.* Моделирование микромеханики композиционного материала при импульсном нагружении / Препринт ФИ РАН, №6, 1992.
6. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. -М.: Наука, 1976.
7. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. -М.: Наука, 1982.
8. *Федоренко Р.П.* Применение разностных схем высокой точности для численного решения гиперболических уравнений // Ж.вычисл.мат. и матем.физики. 1962, т.2, №6, с.1122–1128.
9. *Yee H.C., Warming R.F., Harten A.* Implicit total variation diminishing (TVD) schemes for steady-state calculation // J. of Comput. Phys., 1985, v.57.
10. *Ганьжа Д.Х., Музафаров И.Ф., Утюжников С.В.* Применение подвижных адаптивных сеток в алгоритмах с компактными аппроксимациями // Ж.выч. мат. и матем. физики, 1995, т.35, №8, с.1184-1194.
11. *Harlow F.H., Narayama P.I.* Transport of Turbulence Energy Decay Rate / LA-3845 Los Alamos Sci. Lab., University of California, 1968.
12. *Baker W.E., Cox P.A., Westine P.S. Kulesz J.J., Stehlow R.A.* Explosion Hazards and Evaluation. Amsterdam - Oxford - New York: Elsevier Scientific Publishing Company, 1983.
13. *Nettleton M.A.* Gaseous Detonations: their nature, effects and control. London, New York: Chapman and Hall, 1987.
14. *Breitung W., Redlinger R.* Containment pressureloads from hydrogen combustion in unmitigated severe accidents // Nuclear Technology, 1995, v.111, p.395–419.
15. *Когарко С.М.* Исследование давления в торце трубы при нестационарном быстром горении // ЖТФ, 1958, т.28, №9, с.2041-2045.

Поступила в редакцию 27.06.00