

В.Н. Бакулин, И.В. Бугай, А.В. Острик

**КОМПЛЕКС ИНЖЕНЕРНЫХ МЕТОДИК
ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛООВОГО
И МЕХАНИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ
ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА КОМПОЗИТНЫЕ КОНСТРУКЦИИ
С ЗАЩИТНЫМИ ГЕТЕРОГЕННЫМИ
ПОКРЫТИЯМИ**

Предложен комплекс инженерных методик для расчета параметров теплового и механического действия ионизирующих излучений планковского спектра с эффективными температурами $T_{eff} = 1 \dots 10$ кэВ на гетерогенные преграды в воздухе. Комплекс предназначен для использования в многовариантных расчетах при поиске рациональных параметров композитных конструкций с защитными гетерогенными покрытиями.

E-mail: ibug@mail.ru

Ключевые слова: ионизирующее излучение, давление, гетерогенный материал, пористость, разрушающаяся микросфера.

Воздействие потоков ионизирующих излучений (ИИ) на летательные аппараты (ЛА) в атмосфере представляет серьезную опасность [1—7], уровень которой определяется в основном длительностью импульса, плотностью энергии и спектральными характеристиками ИИ. Излучение от источника, пройдя через воздушную среду и изменив свои характеристики, поглощается в материалах конструкции ЛА, вызывая в них тепловые и механические процессы, а также зарядовые эффекты [2, 3], что в итоге приводит к разрушению облучаемых корпусов ЛА и нарушению функционирования аппаратуры. В связи с этим возникает проблема выбора рациональных параметров гетерогенных покрытий, обеспечивающих необходимое экранирование от ИИ внутренних элементов ЛА и защиту корпуса ЛА от теплового и механического действия ИИ. Поиск рациональных параметров гетерогенных покрытий осуществляется посредством варьирования их химического состава и параметров структуры наполнителя (рассматриваются современные наполнители из многослойных микросфер). Реализация такого варьирования требует многовариантных расчетов параметров теплового и механического действия потоков ИИ.

Разработанные алгоритмы математического моделирования переноса излучения на основе метода Монте-Карло [8, 9] позволяют рассчитывать поля ИИ в воздушной среде и преграде для источника с

любыми энергетическими, угловыми и временными распределениями. При этом обеспечивается полный учет физических процессов взаимодействия ИИ с веществом. На основе численного моделирования движения вещества, разогретого ИИ, созданы численные методики [1—5], позволяющие определять параметры теплового и механического действия ИИ. Однако их использование в многовариантных расчетах неприемлемо из-за больших затрат времени ЭВМ. Целью настоящей работы является разработка инженерных методик расчета характеристик полей ИИ и энерговыделения в преграде, а также импульса давления при механическом действии ИИ с приемлемой для практики точностью.

Параметрическая методика расчета полей ИИ в воздухе и преграде. Для однородной воздушной среды и постоянного молекулярного состава предложена параметрическая методика. Она позволяет определять характеристики полей ИИ на поверхности преграды и в ее сечениях для любых источников посредством простых операций интерполирования и интегрирования данных из таблиц, полученных методом Монте-Карло для мононаправленных, моноэнергетических мгновенных источников S^j :

$$S^j(\vec{V}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_{0j}) \delta(E_{ph} - E_{ph0j}) \delta(\vec{\omega} - \vec{\omega}_{0j}) \delta(t - t_{0j}).$$

В параметрической методике используется линейность уравнения переноса, позволяющая результат переноса излучения Φ от сложного источника представить как суперпозицию решений G^j для элементарных источников:

$$\Phi(\vec{V}) = \iiint \int G(\vec{V}, \vec{V}_0) S(\vec{V}_0) d\vec{V}_0,$$

где $\vec{V}_0 = (t, \vec{r}, E_{ph}, \vec{\omega})$ — вектор параметров ИИ. При этом функция $S(\vec{V}_0)$ удовлетворяет условиям нормировки

$$\int_0^{T_{\max}} dt_0 \int_0^{E_{ph\max}} E_{ph0} \iint_{4\pi} d\vec{\omega}_0 S(\vec{V}_0) = 4\pi.$$

На рис. 1 представлены результаты сравнения временных распределений импульсов ИИ, полученных по параметрической методике (линии) и методом Монте-Карло (точки) для спектров с эффективными температурами $T_{\text{eff}} = 5$ и 8 кэВ при различных массовых расстояниях от ЛА до источника. Видно, что результаты хорошо согласуются. Увеличение расстояний, проходимых квантами от источника до ЛА, вследствие их многократного рассеяния в воздухе приводит к увеличению длительности импульса, что оказывает существенное влияние на параметры механического действия ИИ.

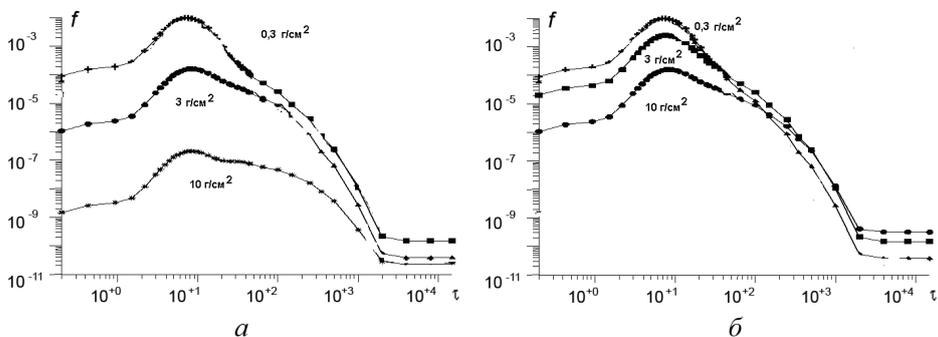


Рис. 1. Временные распределения импульса ИИ с $T_{eff} = 5$ (а) и 8 кэВ (б)

Методика оценки характеристик энерговыделения от ИИ.

Если на поверхности композитной конструкции характеристики излучения целесообразно определять с помощью представленной параметрической методики практически для любого источника, то расчет взаимодействия потока квантов с многослойной преградой требует непосредственного решения уравнения переноса методом Монте-Карло. Развитие инженерных подходов в решении уравнения переноса основано на использовании дополнительных упрощающих предположений, касающихся условий воздействия ИИ и процессов его взаимодействия со средой. Во многих практически важных случаях (в частности, в рассматриваемой задаче определения характеристик полей излучений в плоскопараллельной геометрии многослойной преграды) целесообразно свести решение интегродифференциального уравнения переноса ИИ к решению эквивалентной суммы интегральных уравнений по кратностям процессов рассеяния и флуоресценции [8, 9].

В стационарной постановке (условие стационарности следует из малости времени пробега квантов по толщине преграды в сравнении с временем ее облучения) с учетом азимутальной симметрии дифференциального углового сечения рассеяния уравнение переноса записывается в одномерном виде (z — координата по толщине преграды):

$$\begin{aligned} & \mu \frac{\partial}{\partial z} \Phi(\vec{V}) + \sigma^t(z, E_{ph}) \Phi(\vec{V}) = \\ & = \sum_{i=1}^2 \int_{-1}^1 d\mu' \int_0^{E_{\max}} d\sigma'_{ph} \sum_i(z, E'_{ph} \rightarrow E_{ph}, \mu' \rightarrow \mu) \Phi(\vec{V}'), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\vec{V} = \{z, E_{ph}, \mu\}, \quad \vec{V}' = \{z, E'_{ph}, \mu'\}, \quad \mu = \cos \theta, \quad \mu' = \cos \theta'$$

при граничных условиях

$$\Phi(0, E_{ph}, \mu) = S(E_{ph}, \mu) \quad \text{при } \mu > 0,$$

$$\Phi(L, E_{ph}, \mu) = 0 \text{ при } \mu < 0,$$

где L — толщина многослойной преграды; S — спектрально-угловое распределение источника; σ_i — сечение i -го вида взаимодействия.

Дальнейшее упрощение уравнения переноса ИИ достигается при предположении изотропного рассеяния квантов. В этом предположении уравнение (1) принимает вид

$$\mu \frac{\partial}{\partial Z} \Phi(\vec{V}) + \sigma'(z, E_{ph}) \Phi(\vec{V}) = \sum_{i=1}^2 \sigma_i(z, E'_{ph} \rightarrow E_{ph}) \Phi(\vec{V}')/2.$$

Решение сформулированной задачи может быть представлено рядом

$$\Phi(z, E_{ph}, \mu) = \sum_{i=1}^2 \sum_{k=1}^{\infty} \Phi_{ik}(z, E_{ph}, \mu) + \Phi_0(z, E_{ph}, \mu), \quad (2)$$

где Φ_{ik} — интенсивность k -кратно рассеянных ($i = 1$) или флуоресцентных ($i = 2$) квантов; Φ_0 — интенсивность нерассеянных квантов.

Отметим, что решение (2) представлено в виде разложения по столкновениям и точность получаемых численных результатов определяется числом рассматриваемых членов ряда, которое для одно- и двукратно рассеянных или флуоресцентных квантов допускает аналитическое представление. При решении многих практических задач достаточно ограничиться рассмотрением прямой, однократно рассеянной и флуоресцентной компонентами излучения.

В результате этих упрощений разработана инженерная методика, которая позволяет достаточно оперативно (без применения статистических методов) проводить расчет энерговыделения в многослойной преграде. В этой методике уравнение переноса ИИ интегрируется в приближении однократного рассеяния. Значение импульса излучения, падающего под углом θ , с энергией квантов E_{ph} в произвольной точке плоской многослойной преграды, определяется из соотношения

$$I(m, E_{ph}, \theta) = U_0(m, E_{ph}, \theta) + \sum_{k=1}^2 \sum_{p=1}^m U_{phk}^+(m, E_{ph}, \theta) - \sum_{k=1}^2 \sum_{p=1}^m U_{phk}^-(m, E_{ph}, \theta), \quad (3)$$

где U_0 — импульс энергии нерассеянного излучения; U_{phk}^{\pm} — импульсы энергии от комптоновски-рассеянного ($k = 1$) или флуоресцентного ($k = 2$) излучения в заданном сечении от p -го слоя соответ-

ственно для квантов из переднего и заднего полупространств. При проведении расчетов в произвольном сечении m -го слоя он разбивается на два подслоя: m и $m + 1$ (общее число слоев в пакете при этом увеличится на единицу и составит $N + 1$).

Соотношение (3) позволяет провести расчет импульса ИИ в произвольном сечении преграды при фиксированных значениях угла падения и энергии квантов. В случае воздействия излучения с заданным спектрально-угловым распределением $S(E_{ph}, \theta)$, получаемым, например, после прохождения излучением воздушной среды, для каждого сечения требуется дополнительное интегрирование:

$$I(m) = \int_{E_{ph\min}}^{E_{ph\max}} \int_0^{\pi/2} S(E_{ph}, \theta) I(m, E_{ph}, \theta) \sin \theta d\theta dE_{ph}.$$

В целях дальнейшего упрощения при расчетах рассматривается частный случай, когда падающее на преграду излучение задается только распределением по энергиям квантов $S(E_{ph})$. Кроме того, предполагается, что:

- флуоресценция происходит лишь на K -оболочке и энергия переизлученных квантов усреднена по всем атомным переходам;
- энергия комптоновских квантов усреднена по индикатрисе рассеяния (интенсивность постоянна и не зависит от угла рассеяния для переднего и заднего полупространств).

Расчет флуоресцентного компонента излучения проводится суммированием вкладов от каждого химического элемента пропорционально его массовой доле, а интегрирование по спектру — в пределах области выше энергии K -скачков. Следует отметить, что принятое ограничение относительно усреднения энергии квантов при флуоресценции не является принципиальным, поскольку учет реальных линий осуществляется суммированием пропорционально их интенсивности по всем атомным переходам.

Энерговыведение в рассматриваемом сечении можно оценить как производную импульса излучения по массовой координате $dI(m)/dm$. Такой дифференциальный способ расчета позволяет с достаточной (в частности, для исследований теплового и механического действия ИИ) точностью строить профили энерговыведения в многослойных гетерогенных преградах.

Использование предлагаемой инженерной методики существенно упрощает расчет характеристик энерговыведения [3]. Однако по-прежнему остается необходимость подготовки разнообразных исходных данных (химический состав многокомпонентных гетерогенных материалов; сечения взаимодействия с ИИ, соответствующие составу

компонентов; характеристики ИИ и т. д.), что в отдельных случаях является серьезным препятствием для оперативной оценки последствий воздействия ИИ на конструкции ЛА. В то же время реализующиеся на практике спектры ИИ достаточно близки к планковским, и тогда параметры профиля энерговыделения являются функцией лишь эффективной температуры спектра излучения и среднего зарядового номера преграды $\langle Z \rangle$.

Ограничившись рассмотрением ИИ планковских спектров и используя модельную функцию энерговыделения, задаваемую небольшим числом параметров, можно описать профиль энерговыделения в отдельных зонах преграды, в частности вблизи поверхности облучения, что важно при оценке параметров механического действия ИИ. Так, имея аналитическое представление профиля энерговыделения, можно с достаточной для практики точностью выполнить по инженерным формулам расчеты импульсов давлений (см. далее).

В качестве простейшей функции энерговыделения можно взять экспоненциальную аппроксимацию, которая задается двумя параметрами: удельным энерговыделением на облучаемой поверхности f_1 и массовой толщиной m_{e1} , где энерговыделение ослабевает e^3 раз:

$$f(m) = f_1 \exp\left(-\frac{3m}{(1-k)m + km_{e1}}\right), \quad (4)$$

где k — параметр, определяемый на основании численных исследований и позволяющий обеспечить наилучшее согласование модельного профиля энерговыделения с результатами, полученными методом Монте-Карло.

Как показывают сравнения с расчетами на основе метода Монте-Карло и газодинамических моделей механического действия ИИ [3], такое представление энерговыделения дает возможность оперативно вычислять импульсы давлений в тех достаточно типичных ситуациях, когда они полностью определяются энерговыделением в окрестности облучаемой поверхности многослойной гетерогенной преграды.

Однако в отдельных случаях может оказаться существенным энерговыделение в подповерхностном (втором) слое преграды (например, если на покрытие, содержащее химические элементы с большими зарядовыми номерами, снаружи нанесен тонкий слой лакокрасочного покрытия, то вследствие интенсивного поглощения ИИ в покрытии есть возможность реализации подслоного взрыва). Тогда для первого слоя используется аппроксимационное соотношение (4), а для второго — аналогичная формула с дополнительными параметрами f_2 , m_{e2} . Кроме того, появляется дополнительный параметр — масса первого слоя m_1 .

Зависимости параметров модельного энерговыделения (4) от эффективной температуры планковского спектра и среднего атомного номера материала преграды строятся по результатам расчетов методом Монте-Карло.

На рис. 2 показаны зависимости параметров f_1 и m_{e1} от T_{eff} для материалов с различными Z (от углерода до свинца, а также для двух типов органоластика с усредненными по массовой доле химических элементов значениями $\langle Z \rangle = 7,4$ и $15,6$).

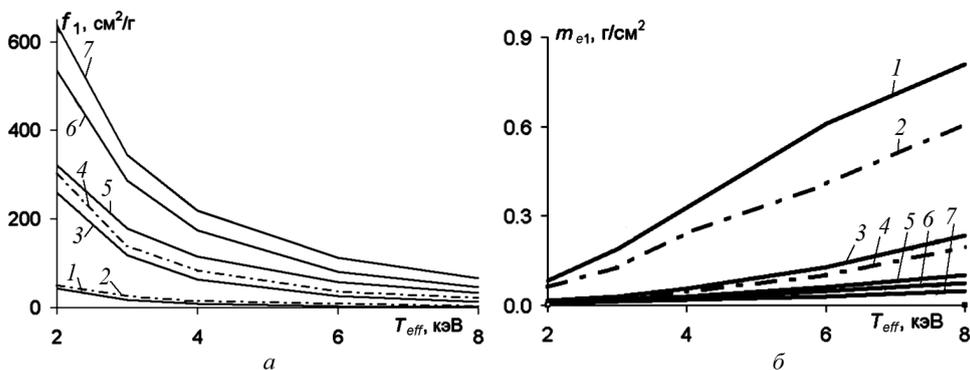


Рис. 2. Зависимости параметров f_1 (а) и m_{e1} (б) от температуры T_{eff} для различных материалов:

1 — углерод; 2 — органопластик; 3 — алюминий; 4 — органопластик; 5 — железо; 6 — олово; 7 — свинец

Видно, что параметры энерговыделения f_1 и m_{e1} , несмотря на наличие скачков в значениях коэффициента фотопоглощения, монотонно изменяются в зависимости от атомного номера вещества и эффективной температуры спектра (это обусловлено тем, что поскольку ограничили рассмотрением достаточно плавного планковского распределения ИИ, то на каждую окрестность энергии фотона, соответствующую скачку, приходится лишь малая доля квантов). Это позволяет аппроксимировать зависимости $f_1(T_{eff})$ и $m_{e1}(T_{eff})$ простыми соотношениями, удобными для дальнейшего использования в инженерных методиках оценки теплового и механического действия ИИ.

Отметим, что наилучшее описание профиля энерговыделения в широком диапазоне изменения атомного номера вещества и эффективной температуры достигается лишь при варьировании значения k . Полученная в результате расчетных исследований универсальная зависимость этого параметра от $\langle Z \rangle$ имеет вид

$$k = 0,1 + 0,0025\langle Z \rangle$$

и обеспечивает отклонение модельного профиля удельного энерговыделения от статистического не более чем на 15 %.

В качестве примера на рис. 3 представлены данные сравнения расчетных и модельных профилей энерговыделения для облучаемых слоев из алюминия и свинца (умеренное и большое значения Z). Из этих данных следует, что, по крайней мере, для слоев из чистых химических элементов требуемая точность аппроксимации энерговыделения (4) выполняется.

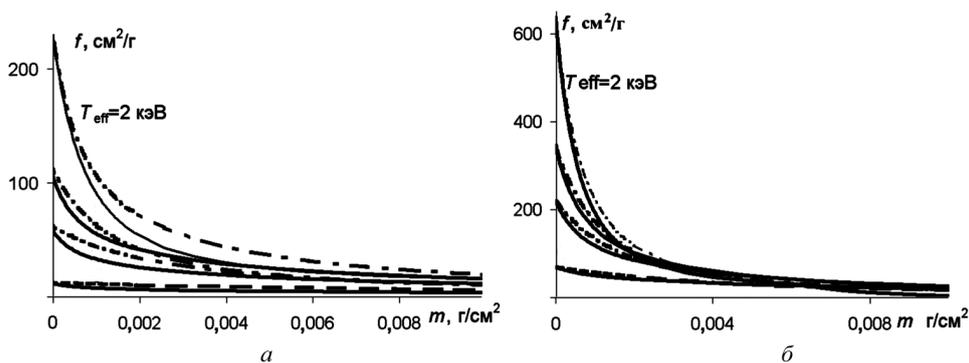


Рис. 3. Сравнение расчетных (сплошные линии) и модельных (штриховые линии) профилей энерговыделения для алюминия (а) и свинца (б) при различных T_{eff}

Таким образом, представленные результаты и опыт проведения других расчетов показывают, что погрешность оценки профиля удельного энерговыделения по предлагаемой инженерной методике, полученная сравнением с результатами статистической методики, не превышает 20 %.

Методика оценки импульса давления при механическом действии ИИ. Одним из основных параметров механического действия ИИ, определяющих его последствия, является импульс давления. При построении инженерной методики оценки импульса давления I_p удобно отдельно рассмотреть случаи механического действия мягкого и жесткого ИИ.

Действие мягкого ИИ. В случае воздействия ИИ мягкого планковского спектра с эффективными температурами 1...2 кэВ энерговыделение практически полностью определяется процессами фотопоглощения. Их сечения в области низкоэнергетичных квантов столь велики, что практически вся энергия излучения выделяется в узком поверхностном слое толщиной 10...100 мкм. Уровень энергии в этом слое намного превышает теплоту сублимации материала слоя, благодаря чему он взрывообразно испаряется и расширяется в вакуум. Импульс давления I_p в этом случае можно рассчитать из условия перехода тепловой энергии в кинетическую энергию разлета вещества разогретого слоя. Интегральное соотношение, учитывающее разлет

частично сублимированного или испаренного вещества с коэффициентом газодинамического преобразования χ , имеет вид [2]

$$I_p = I_{ps} = \chi \int_0^{m_s} \sqrt{2(U_{ph}f(m) - \lambda Q_s)} dm. \quad (5)$$

При воздействии мягкого ИИ образование лицевых отколов маловероятно, поскольку этому препятствует внешнее давление со стороны сублимированного или испаренного слоя. Исследования с помощью газодинамических расчетов показали, что параметр χ может изменяться от 0,6 до 0,8. Сузить этот диапазон позволяет подход, связанный с выделением из функции энерговыделения наиболее значимых параметров f_1 и m_{e1} , входящих в аппроксимацию (4). Для планковских спектров в широком диапазоне изменения эффективной температуры полученные зависимости f_1 и m_{e1} от T_{eff} и $\langle Z \rangle$ достаточно точно удается аппроксимировать функциями вида

$$f_1 = f(Z, T_{eff}) = (a_1 Z + a_2) T_{eff}^2 + (a_3 Z + a_4) T_{eff} + (a_5 Z + a_6),$$

$$m_{e1} = (b_1 Z + b_2) T_{eff} + (b_3 Z + b_4),$$

где a_i, b_i — коэффициенты аппроксимации ($a_1 = 0,012; a_2 = 23,4; a_3 = -0,12; a_4 = -1,07; a_5 = 1,7; a_6 = 17,3; b_1 = 0,09; b_2 = 16,4; b_3 = -0,03; b_4 = -5,3$).

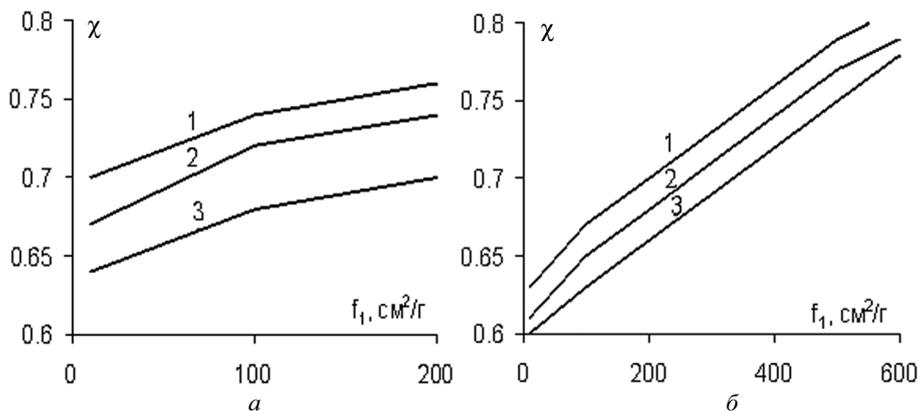


Рис. 4. Зависимость коэффициента газодинамического преобразования χ от параметра f_1 для углерода (а) и свинца (б) при разных значениях плотности энергии, кДж/см²:

1 — 2; 2 — 0,5; 3 — 0,2

Поскольку f_1 и m_{e1} сильно коррелированы между собой (чем больше f_1 , тем меньше m_{e1}), то любой из этих параметров характеризует степень неравномерности профиля энерговыделения, которая и

определяет величину χ . Для построения зависимости χ от f_1 были проведены газодинамические расчеты импульса давления для материалов с разными Z при различных T_{eff} и U_{ph} . Эти зависимости даны на рис. 4 для углерода и свинца (материалов с существенно различающимися Z) и могут быть аппроксимированы линейной функцией $\chi = 0,6 + 2 \cdot 10^{-4} f_1$.

Обращает на себя внимание слабая зависимость импульса давления от индивидуальных свойств материала преграды (например, теплота сублимации рассматриваемых материалов изменяется от 1 кДж/г для свинца до 25 кДж/г для углерода) и поэтому с погрешностью не более 15 % для расчета импульса давления можно использовать формулу

$$I_{ps} = \chi \sqrt{2U_{ph}} \cdot \int_0^{m_s} \sqrt{f(m)} dm. \quad (6)$$

Отметим, что модельная функция энерговыделения в виде (4) при подстановке в интеграл (6) не позволяет вычислить его аналитически, а это достаточно неудобно при выполнении инженерных оценок. Поэтому функцию в показателе экспоненты удобно представить в виде ступенчатой функции, разбив диапазон ее изменения от 0 до m_{e1} на четыре части и приняв ее в каждом диапазоне постоянной:

$$f(m) = 3m/(0,2m_{e1}) \quad \text{при } 0 < m < 0,25 m_{e1};$$

$$f(m) = 3m/(0,5m_{e1}) \quad \text{при } 0,25 < m < 0,5 m_e;$$

$$f(m) = 3m/(0,75m_{e1}) \quad \text{при } 0,5 < m < 0,75 m_e;$$

$$f(m) = 3m/(0,2m_{e1}) \quad \text{при } 0,75 < m < m_e.$$

При таком разбиении модельной функции энерговыделения указанный интеграл берется в явном виде.

Для определения погрешностей, вносимых при замене реального энерговыделения модельной функцией и дальнейшем ее приближении ступенчатой функцией, была проведена серия расчетов для различных преград, значений T_{eff} и импульсов ИИ. На рис. 5 для углерода и свинца соответственно представлены отношения импульсов давления, рассчитанных по разработанному методическому аппарату [3] и на основе описываемого инженерного подхода. Видно, что погрешности расчета по приближенным формулам не превышают 20 % во всем диапазоне исследуемых параметров. На графиках приведены значения для ступенчатой модельной функции энерговыделения, поскольку для модельной функции (4) эти различия меньше.

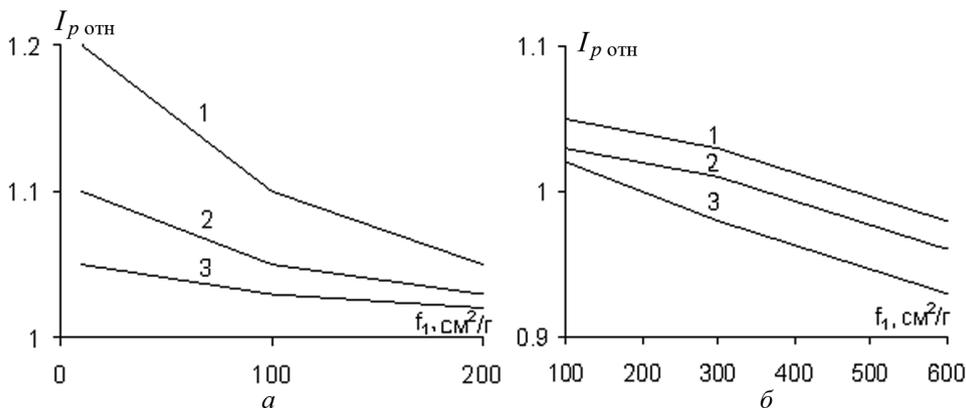


Рис. 5. Зависимость отношения импульсов давления $I_{p \text{ отн}}$ от параметра f_1 для углерода (а) и свинца (б) при разных значениях плотности энергии, кДж/см²:

1 — 2; 2 — 0,5; 3 — 0,2

Обобщение формулы (5) простым суммированием по слоям многослойной преграды

$$I_{ps} = \chi \sum_{i=1}^N \int_0^{m_s} \sqrt{2(U_{ph} f(m) - \lambda Q_{is})} dm \quad (7)$$

может приводить к значительным погрешностям при определении импульса. Так, если сильно поглощающий слой находится под менее поглощающим ИИ слоем материала, то реализуется подслоный взрыв, который может существенно увеличить импульс давления. Как уже отмечалось, эта ситуация имеет место при нанесении на наружный рентгенозащитный слой лакокрасочного покрытия. Однако если толщина покрытия более 1 мкм, то в рассматриваемом случае воздействия мягкого излучения оно практически все поглощается в первом слое и приближенный расчет импульса можно проводить по формулам (5) или (6) для однослойной преграды. Поэтому уточнение формулы (7) требуется при рассмотрении действия излучения, в котором наряду с мягкой частью в спектре может присутствовать жесткая составляющая с энергией квантов в диапазоне 20...150 кэВ (планковские спектры ИИ с эффективными температурами от 2 до 8 кэВ). Этот наиболее сложный случай формирования импульса давления в многослойной преграде, когда необходимо учитывать явление подслоного взрыва, изучался на примере двухслойной преграды, состоящей из рентгенозащитного покрытия, на поверхность которого нанесен лакокрасочный слой.

Расчеты показали, что при выполнении условий реализации под-

слоного взрыва ($m_{s2} \neq 0$) требуется ввести в выражение (7) коэффициент усиления $K_y = (m_1 + m_{s2})/m_{s2}$:

$$I_{ps} = K_y \chi \sum_{i=1}^N \int_0^{m_s} \sqrt{2[U_{ph} f(m) - \lambda Q_{is}]} dm.$$

Действие жесткого ИИ. В случае действия излучения с жесткой частью основная зона энерговыделения может составлять несколько миллиметров, а интенсивность энерговыделения в этой зоне существенно снижается по сравнению с действием только мягкого ИИ, рассмотренного выше. Могут возникать ситуации, когда давление в зоне испарения недостаточно, чтобы препятствовать возникновению лицевых отколов. Образование лицевых отколов сопровождается возникновением откольного импульса I_{pf} , который по значению может быть сопоставим с испарительным импульсом давления. При низких потоках действующего на преграду ИИ испарительный импульс давления может вообще не возникать, и тогда механическое действие излучения на преграду будет полностью определяться откольным импульсом. Эта ситуация типичная для действия ИИ на преграду в воздушной среде, когда мягкая часть спектра ИИ практически полностью поглощается слоем воздуха, находящимся между источником излучения и преградой. В этом случае даже при достаточно высоких потоках излучения на поверхности преграды импульс давления определяется исключительно лицевыми отколами и его приближенное значение можно определить по интегральному соотношению [2]

$$I_{pf} = \frac{\Gamma}{2} U_{ph} \int_{m_x}^{m_w} \frac{f(m)}{\sqrt{c_0^2 + \Gamma(\Gamma + 1)U_{ph} f(m)}} dm, \quad (8)$$

где Γ — коэффициент Грюнайзена; c_0 — скорость звука.

Отметим, что нижний предел интегрирования m_x в выражении (8) отличен от нуля лишь в том случае, когда наряду с откольным имеет место и испарительный импульс давления (тогда m_x определяется из условия непрерывности изменения давления по массе). Кроме того, формула (8) справедлива лишь для гомогенных материалов. Для гетерогенного материала коэффициент Грюнайзена должен быть рассчитан с учетом процессов установления равновесного давления в его компонентах [2].

При малых уровнях энерговыделения для расчета импульса давления уравнения состояния компонентов линеаризуются и равновесное давление в элементарной структуре двухкомпонентного материала можно рассчитать аналитически по соотношениям (или при из-

вестной доле энергии, поглощенной в наполнителе, по более точным соотношениям [2], которые учитывают температурную неравновесность компонентов гетерогенного материала):

$$p = \Gamma_{eff} \rho_f f(m),$$

$$\Gamma_{eff} = \rho_0 c_0 \left[\frac{\Gamma_b}{\rho_b c_b^2} (m_f - 1) + \frac{\Gamma_f}{\rho_f c_f^2} m_f \right],$$

где индексы 0 , b и f относятся соответственно к материалу в целом, связующему и наполнителю.

При расчете откольного импульса в гетерогенном материале необходимо в выражении (8) заменить коэффициент Грюнайзена однородного материала Γ на эффективный коэффициент Грюнайзена Γ_{eff} , который обычно существенно меньше. Были проведены гидродинамические расчеты формирования откольного импульса в органопластике при действии ИИ планковского спектра с эффективными температурами 3, 5 и 8 кэВ для двух массовых расстояний в воздухе 0 и 0,2 г/см² и различных уровней облучения, при которых отсутствует испарительный импульс. Сравнение результатов расчета с вычислениями по интегральному выражению (8) представлено на рис. 6. Видно, что результаты вполне удовлетворительно согласуются, и погрешность расчета импульса давления по инженерной методике не превышает 15 %.

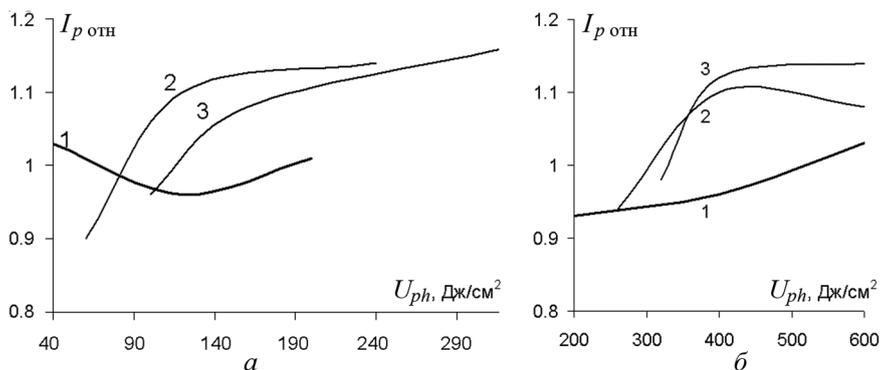


Рис. 6. Зависимость отношения импульсов давления $I_{p \text{ отн}}$ от плотности энергии U_{ph} при отсутствии воздуха для разных значений T_{eff} , кэВ: 1 — 3; 2 — 5; 3 — 8

Выводы. Разработан комплекс инженерных методик для расчета характеристик энерговыделения и параметров механического действия ИИ планковского спектра ($T_{eff} = 1...10$ кэВ) на гетерогенные преграды с учетом изменения характеристик излучения в результате

предшествующего облучению прохождения воздушной среды. Погрешность расчета профиля удельного энерговыделения не превышает 20 %. Точность оценки импульса давления составляет 15 %. Комплекс может быть использован в расчетных методиках поиска рациональных параметров композитных конструкций с защитными гетерогенными покрытиями нового поколения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грибанов В.М., Острик А.В., Слободчиков С.С. Тепловое и механическое действие рентгеновского излучения на материалы и преграды // Физика ядерного взрыва: В 2 т. Т. 2. Действие взрыва. – М.: МО РФ ЦФТИ, 1997.
2. Острик А.В. Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. – М.: НТЦ «Информтехника», 2003.
3. Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А. Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет. – Черноголовка: ИПХМ РАН, 2006.
4. Методы оптимального проектирования и расчета композиционных конструкций: В 2 т. Т. 2. Механическое действие рентгеновского излучения на тонкостенные композитные конструкции / В.Н. Бакулин, В.М. Грибанов, А.В. Острик и др. – М.: Физматлит, 2008. – 256 с.
5. Острик А.В. Прогнозирование защитных свойств покрытий из сферопластиков при воздействии высокоинтенсивных потоков ионизирующего излучения // Деформация и разрушение материалов. – 2010. – № 2. – С. 36–43.
6. Управление обеспечением стойкости сложных технических систем к воздействию дестабилизирующих факторов различной физической природы / В.Н. Бакулин, С.Ю. Малков, В.В. Гончаров, В.И. Ковалев. – М.: Физматлит, 2006. – 304 с.
7. Бакулин В.Н., Образцов И.Ф., Потопахин В.А. Динамические задачи нелинейной теории многослойных оболочек. Действие интенсивных термосиловых нагрузок, концентрированных потоков энергии. – М.: Наука; Физматлит, 1998. – 464 с.
8. Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н. Распространение гамма-квантов в веществе. – М.: Физматгиз, 1960.
9. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучения / Под ред. Г.И. Марчука. – М.: Атомиздат, 1967.

Статья поступила в редакцию 19.09.2012