

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В МЯГКИХ МАТЕРИАЛАХ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ УДАРОМ ПЛАСТИНЫ

1. В ударно-волновых экспериментах с использованием схемы плоского соударения пластин в качестве ударника традиционно выбирается пластина, жесткость материала которой совпадает или меньше жесткости материала мишени, что изначально создает прямоугольную волну сжатия в испытываемой мишени (под жесткостью имеется в виду акустическое сопротивление материала или импеданс $z = \rho c$). Использование более жесткого материала для ударника по сравнению с материалом мишени приводит к принципиальному изменению картины течения и образованию волны сжатия ступенчатой формы [1]. Рассмотрение подобных явлений продиктовано возможностью использования мягких материалов — пористых, полимерных, композитных — как объектов ударного нагружения. Различные подходы к анализу прохождения ударных волн в слоистых материалах развивались в [1—5]. В [1] рассматривалась трансформация ударной волны при воздействии скользящей детонации на биметаллические пластины, а в [2] — за счет формирования новой, более жесткой фазы. Эволюция ударной волны в слоистой системе исследовалась в [3, 4], причем в [4] учитывалось и образование зон несплошностей (зон с микрповреждениями) в малопрочных материалах (резине) при отражении ударной волны от тыльной преграды с меньшей жесткостью. Особенность исследований, проведенных в [4], заключалась в том, что область, в которой при растяжении формировалась зона повреждений, фиксировалась как материал, имеющий нулевую жесткость. Работа [5] посвящена ударно-волновому воздействию на керамики, заключенные между алюминиевыми и медными пластинами, с учетом откольных разрушений. Там же приведена акустическая схематизация прохождения волн сжатия и разгрузки в слоях, толщины которых варьировались.

Цель данной работы — изучение механизма формирования ударных волн в мишенях с малой жесткостью в рамках акустического приближения и способов регулирования формы волнового профиля с использованием лицевых экранов.

2. При проведении анализа волновой картины ниже используется метод p — u -диаграмм [6]. Предположим, что в момент соударения неподвижная пластина-мишень длины L состоит из n слоев, характеризующихся следующими параметрами (рассматривается плоское одномерное приближение): $l_i, \rho_i, c_i, u_i = 0, p_i = 0$ (нижний индекс $i = 1, 2, 3, \dots, n$ соответствует номеру i -го слоя), а налетающая слева пластина-ударник однослойная с параметрами $l_0, \rho_0, c_0, u_0 = u_0^0, p_0 = 0$, где ρ_i — плотность, c_i — скорость звука, u_i — массовая скорость, p_i — давление, l_i — длина ударника ($i = 0$) или слоев мишени ($i = 1, \dots, n$), причем $L = \sum_{i=1}^n l_i$. Предполагается, что мишень имеет достаточную длину ($L \gg l_0$) и в процессе формирования картины течения не участвуют волны, отраженные от тыльной свободной поверхности мишени.

Запишем уравнение ударной адиабаты в виде [6]

$$(2.1) \quad (p - p^{(0)})(1/\rho^{(0)} - 1/\rho) = (u - u^{(0)})^2,$$

где p, u отвечают состоянию на ударном скачке. Заметим, что верхним индексом в скобках будет отмечаться номер состояния вещества. В част-

ности, нулевое значение верхнего индекса $p^{(0)}, u^{(0)}$ соответствует начальному состоянию. В случае слабых ударных волн, для которых можно использовать акустический анализ, ударная адиабата (2.1) заменяется касательной к ее начальной точке $p^{(0)}, u^{(0)}$, т.е. в ее центре. Дифференцируя (2.1), можно получить

$$(p - p^{(0)})^2 = (\rho^{(0)}c^{(0)})^2(u - u^{(0)})^2.$$

При этом важно отметить, что в линейном приближении адиабаты ударных волн и волн разгрузки совпадают и записываются для право- и левобегущих волн как

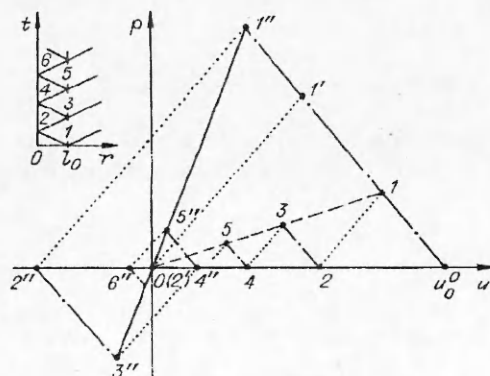
$$(2.2) \quad p \pm z^{(0)}u = p^{(0)} \pm z^{(0)}u^{(0)}.$$

Из (2.2) следует, что адиабата в p — u -плоскости состоит из двух ветвей — правой и левой, пересекающихся в ее центре под углом, определяемым жесткостью z . Обозначения в уравнении (2.2) упростим, предполагая, что значение акустического импеданса $z = \rho c$ постоянно и определяется плотностью и скоростью звука $\rho^{(0)}, c^{(0)}$ при начальных условиях, и в дальнейшем для z опустим верхние индексы.

После соударения пластин как в мишени, так и в ударнике образуются ударные волны, распространяющиеся в противоположные стороны. Нахождение нового состояния пластин после достижения ударной волной границы пластины, которая может быть свободной, жесткой или межслойной (во внутренней области течения), сводится к определению на p — u -диаграмме точки пересечения соответствующих адиабат. Здесь и далее рассматриваются два типа межслойных соединений: 1) контактная граница, не имеющая прочности на разрыв — соседние слои прикладываются или соударяются без последующего сцепления; 2) граница, прочность которой не меньше прочности одного из сопрягаемых слоев, что достигается склейкой или сваркой. Предполагается, что возникающие в процессе разгрузки растягивающие напряжения не разрушают материалы слоев и межслойные соединения.

Обратимся к p — u -диаграмме (рис. 1) и рассмотрим эволюцию состояний ударника и мишени в процессе прохождения волн сжатия и разрежения. На p — u -диаграмме состояния будут отмечаться цифрами 1, 2, 3, ..., причем состояние 0 отвечает начальному состоянию мишени, а точка, отмеченная через u_0^0 , — начальному состоянию ударника.

На p — u -диаграмме удобно принять следующую маркировку для различных состояний анализируемых пар пластин, отмечаемых на рис. 1 цифрами: верхний индекс в виде одного штриха (p', u') соответствует варианту соударения пластин из материалов с одинаковыми акустическими импедансами ($z_1 = z_0$), индекс в виде двух штрихов (p'', u'') — мягкому ударнику и жесткой мишени ($z_1 > z_0$), отсутствие верхнего индекса — жесткому ударнику и мягкой мишени ($z_1 < z_0$). При этом предполагается, что во всех рассматриваемых задачах варьируется материал мишени, а начальные параметры ударника считаются неизменными ($l_0, c_0, \rho_0, u_0^0, p_0$ — константы). Для того чтобы различить направление движения волн, обозначим адиабаты правобегущих волн в мишени пунктирными линиями при $z_1 = z_0$, сплошными при $z_1 > z_0$ (жесткая мишень) и штриховыми при $z_1 < z_0$ (мягкая мишень). В ударнике адиабаты право- и левобегущих волн соответственно показаны пунктирными и штрихпунктирными линиями для всех типов рассматриваемых пар пластин.



Р и с. 1

Если ударник в начальный момент имеет параметры $p_0^{(0)}, u_0^{(0)}$, а мишень $p_1^{(0)}, u_1^{(0)}$, то реализуемое на ударном скачке общее состояние I представлено на рис. 1 точками I, I', I'' . В зависимости от соотношения жесткостей z_1 и z_0 соударяемых пластин состояние $p^{(1)}, u^{(1)}$ в точке I находится решением системы уравнений

$$p^{(1)} - z_1 u^{(1)} = p_1^{(0)} - z_1 u_1^{(0)}, \quad p^{(1)} + z_0 u^{(1)} = p_0^{(0)} + z_0 u_0^{(0)},$$

полученной на основании соотношения (2.2): для ударной адиабаты, отвечающей мишени, выбирается знак минус, так как волна бежит вправо, а для ударника — знак плюс (волна распространяется влево). Для сформулированной выше задачи, конкретизируя значения давлений и массовых скоростей в начальный момент соударения ($p_1^{(0)} = 0, u_1^{(0)} = 0, p_0^{(0)} = 0, u_0^{(0)} = u_0^0$), получим

$$(2.3) \quad p^{(1)} = \frac{z_0 z_1}{z_0 + z_1} u_0^0, \quad u^{(1)} = \frac{z_0}{z_0 + z_1} u_0^0.$$

Состояние разгрузки в ударнике, образующееся после выхода волны сжатия на его свободную поверхность, можно определить на $p-u$ -диаграмме, найдя точки пересечения ударной адиабаты ударника в состоянии $p^{(1)}, u^{(1)}$ с прямой $p = 0$ (осью абсцисс), т.е. решив систему уравнений

$$p^{(2)} - z_0 u^{(2)} = p^{(1)} - z_0 u^{(1)}, \quad p^{(2)} = 0.$$

Учитывая значение $p^{(1)}, u^{(1)}$ из (2.3), имеем

$$p^{(2)} = 0, \quad u^{(2)} = \frac{z_0 - z_1}{z_0 + z_1} u_0^0,$$

что соответствует точкам $2, 2', 2''$ на рис. 1. Следовательно, при совпадении жесткостей ударника и мишени, когда $z_1 = z_0$, имеем $p^{(2)} = 0, u^{(2)} = 0$, что определяется точкой начала координат ($2'$). В случае жесткой мишени, когда $z_1 > z_0$, ударник приобретает отрицательную массовую скорость. Это состояние показано точкой $2''$; если же используется мягкая мишень ($z_1 < z_0$), массовая скорость ударника в точке 2 положительна, причем $u^{(2)} < u^{(1)}$. Фронт волны разгрузки в ударнике, движущийся от свободной поверхности к поверхности соударения, в момент прохождения контактной границы создаст состояние 3. Для удобства в левой части рис. 1 представлен фрагмент $r-t$ -диаграммы (r — лагранжева координата, t — время), на котором показаны фронты волн сжатия и разгрузки и цифрами обозначены реализующиеся состояния в ударнике и мишени. Когда материал мишени более жесткий ($z_1 \geq z_0$), ударник отскочит от мишени со скоростью $u^{(2'')}$. Состояние в ударнике в момент отскока будет определяться на $p-u$ -диаграмме (рис. 1) точкой $2''$, полученной, как было отмечено выше, при пересечении ударной адиабаты ударника и прямой $p = 0$. Отскоком ударника будет завершено формирование прямоугольного профиля волны сжатия в мишени. Если при взаимодействии ударника и мишени произошло сцепление пластин, например их сварка [7], волна разгрузки в ударнике вызовет на контактной границе с мишенью новое состояние, определяемое точкой $3''$. В случае мягкой мишени ($z_1 < z_0$) состояние на контактной границе будет определяться точкой 3. Значения давления $p^{(3)}$ и массовой скорости $u^{(3)}$ для всех рассматриваемых пар пластин можно получить аналитически, решая следующую систему уравнений:

$$(2.4) \quad \begin{aligned} p^{(3)} + z_0 u^{(3)} &= p^{(2)} + z_0 u^{(2)}, \\ p^{(3)} - z_1 u^{(3)} &= p^{(2)} - z_1 u^{(2)}. \end{aligned}$$

удобства, как и в [8], введем относительную величину $q = z_0/z_1$. В рамках принятых обозначений уравнения (2.6) преобразуются к виду

$$p^{(2k-1)} = \frac{z_0(q-1)^{k-1}}{(q+1)^k} \dot{u}_0^0,$$

$$\dot{u}^{(2k-1)} = \frac{(q-1)^{k-1}}{(q+1)^k} \dot{u}_0^0.$$

Для безразмерного давления $p_*^{(2k-1)}$, нормированного относительно давления $p = z_0 \dot{u}_0^0 / 2$ (равного давлению сжатия, возникающему при соударении пластин из одинаковых материалов с жесткостью $z_1 = z_0$, т.е. при $q = 1$, и соответствующего давлению в состоянии I' на p - u -диаграмме рис. 1), можно записать

$$(2.7) \quad p_*^{(2k-1)} = \frac{2(q-1)^{k-1}}{(q+1)^k} \text{ при } q > 1.$$

Отметим, что если $q = 1$, то $p_*^{(1)} = 1$ и $p_*^{(k)} = 0$ для $k > 1$. Из (2.7) сразу вытекает, что $|p_*^{(2k+1)}| < |p_*^{(2k-1)}|$.

На рис. 2 представлены профили волны сжатия с последующей разгрузкой на контактной границе, реализующиеся в процессе соударения ударника и мишени для различных значений относительной жесткости $q = 0,25; 0,5; 1,0; 2,0; 4,0$. Для наглядности на рис. 2 ось q дана в логарифмическом масштабе. При совпадении жесткостей материалов ударника и мишени ($q = 1$) волна сжатия вследствие отскока ударника имеет прямоугольную форму с амплитудой $p_*^{(1)} = 1$. Если соударяются пластины с относительной жесткостью $q < 1$ (вариант жесткая мишень), то амплитуда волны сжатия увеличивается.

В случае жесткого сцепления ударника и мишени (второй тип межслойного соединения) за первой волной сжатия последует волна растяжения меньшей амплитуды, затем опять волна сжатия и т.д., причем чем жестче мишень, тем большую амплитуду имеют волны сжатия и растяжения и тем быстрее они затухают (см. профили давлений на рис. 2 при $q = 0,5$ и $0,25$, отмеченные штриховой линией). В предельном случае, когда $q = 0$, что соответствует удару пластины о жесткую стенку ($z_1 = \infty$), происходит удвоение амплитуды первой волны сжатия, за которой в случае прилипания ударника следует волна растяжения равной амплитуды, после чего картина течения будет периодически повторяться.

Рассмотрим вариант, когда величина относительной жесткости $q > 1$ (жесткий ударник — мягкая мишень). Из данных рис. 2 можно видеть, что увеличение q ($q = 2,0; 4,0$) приводит к формированию волны сжатия с меньшей амплитудой и более плавной ее разгрузкой.

Можно показать, что сумма давлений всех ступеней формирующейся волны для любого положительного $q > 0$ при $k \rightarrow \infty$ одинакова и равна p . Действительно, проведя суммирование величин давлений по всем ступеням, получим

$$(2.8) \quad \sum_{k=1}^{\infty} p_*^{(2k-1)} = \frac{2}{q+1} + \frac{2(q-1)}{(q+1)^2} + \frac{2(q-1)^{k-1}}{(q+1)^2} + \dots =$$

$$= \frac{2}{q+1} \left[1 + \frac{q-1}{q+1} + \dots + \left(\frac{q-1}{q+1} \right)^{k-1} + \dots \right] = 1.$$

Так как ряд $\sum_{k=1}^{\infty} p_*^{(2k-1)}$ — бесконечная геометрическая прогрессия, то он абсолютно сходится при $\left| \frac{q-1}{q+1} \right| < 1$, т.е. при $q > 0$: $\sum_{k=1}^{\infty} p^{(2k-1)} = p = z_0 u_0^0 / 2$.

3. При решении некоторых практических задач в случае соударения жесткого ударника с мягкой мишенью ($z_1 > z_0$), как правило, рассматривается только первая ступень формирующейся ударной волны [8], а вклад последующих ступеней считается малым. Введем в рассмотрение величину (называемую импульсом давления) $P = p\tau$, где p — давление на фронте ударной волны, τ — его длительность. Согласно решению (2.8), суммарный импульс давления ударной волны

$$P^{\Sigma} = \sum_{k=1}^{\infty} p^{(2k-1)} \tau = 0,5 z_0 u_0^0 \tau$$

($\tau = 2l_0/c_0$), а импульс давления его первой ступени в соответствии с (2.3)

$$P^{(1)} = \frac{z_0 z_1}{(z_0 + z_1)} u_0^0 \tau.$$

Тогда ΔP для пренебрегаемого участка ударной волны определяется выражением

$$(3.1) \quad \Delta P = P^{\Sigma} - P^{(1)} = \frac{z_0 u_0^0 (z_0 - z_1) \tau}{2(z_0 + z_1)}.$$

Положим, что неучет импульса давления ΔP будет мало влиять на волновую картину течения, если ΔP составит 0,25 и меньше от импульса давления первой ступени $P^{(1)}$. Это достигается, как нетрудно показать из (3.1), когда жесткость материала мишени удовлетворяет соотношению $0,5z_0 \leq z_1 < z_0$. Если пренебрегаемое значение ΔP уменьшить (например, принять, что $\Delta P = 0,125P^{(1)}$), то жесткость материала мишени z_1 должна возрасти и будет определяться неравенством $0,8z_0 \leq z_1 < z_0$. Отсюда вытекает, что для мягких материалов, для которых характерно образование протяженной зоны сжатия, нельзя отбрасывать последующие за первой ступени волны сжатия и необходимо проводить дополнительный анализ.

Возникает вопрос, можно ли добиться получения изолированной волны сжатия в мягких мишенях применением жесткого лицевого слоя? Для анализа возникающей ситуации также удобно привлечь метод p — u -диаграмм. На рис. 3—5 показан процесс ударного нагружения двухслойной мишени в виде p — u -, r — t - и p_* — t -диаграмм соответственно. Причем r — t - и p_* — t -диаграммы даны в нескольких вариантах в зависимости от безразмерной толщины лицевого слоя мишени l_1^* ($l_1^* = l_1/l_0$). Предполагается, что основной слой мишени, как и ранее, имеет достаточную длину ($l_2 \gg l_1, l_0$).

Рассмотрим задачу о влиянии тонкого лицевого слоя. Допустим, что жесткости материалов ударника и лицевого слоя мишени совпадают, материал основного слоя более мягкий, т.е. $z_0 = z_1 > z_2$, а для толщин слоев имеет место соотношение

$$(3.2) \quad l_1/c_1 < l_0/c_0 \ll l_2/c_2.$$

Это условие определяется следующим: толщина лицевого слоя выбрана такой, чтобы время пробега ударной волны по лицевому слою было меньше времени пробега волны по ударнику. Для простоты положим, что $c_0 = c_1$, тогда из (3.2) вытекает, что $l_1^* < 1$. В момент удара на границе соударения

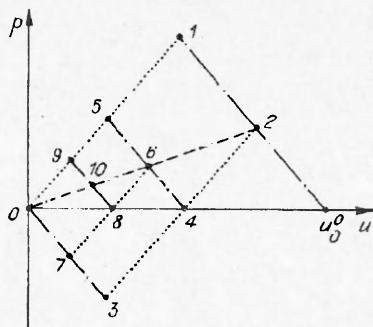
реализуется состояние, отмеченное на рис. 3 и 4 цифрой 1. После отскока ударника имеет место новое состояние, отмеченное точкой 0 в ударнике и точкой 4 в лицевом слое.

Межслойная граница в мишени будет генерировать ударную волну ступенчатой формы, в которой давление каждой ступени определяется состоянием, помеченным на p - u -диаграмме рис. 4 цифрами 2, 6, 10 и т.д. Например, состояние 2 получается пересечением левой ветви адиабаты лицевого слоя с жесткостью $z_1 = z_0$, находящегося в состоянии 1, и правой ветви адиабаты мишени с жесткостью z_2 , исходящей из точки 0 (см. отрезок 0—2).

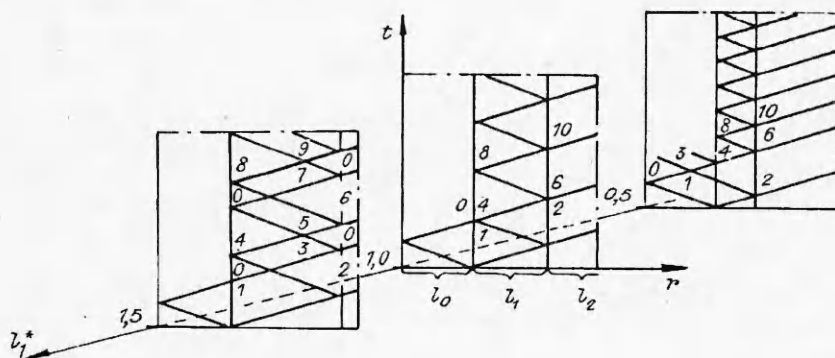
Следовательно, процесс формирования волны сжатия происходит аналогично случаю удара жесткого ударника длиной l_0 , равной длине l_1 , о мягкую мишень. Этот вариант разобран выше (см. данные рис. 1). Отличие заключается в том, что длительность первой ступени анализируемой ударной волны зависит от толщины ударника l_0 , а всех остальных ступеней — от толщины лицевого слоя l_1 . Это видно из данных рис. 5, где представлены профили давления при $l_1^* = 0,5$. Уменьшение толщины l_1 приведет к тому, что форма генерируемой волны будет приближаться к прямоугольной, совпадающей с профилем ее первой ступени.

Указанная ситуация показана на рис. 5 на p - t -диаграмме при $l_1^* = l_1/l_0 = \delta$. Для предельного значения $l_1^* = 0$ (отсутствие лицевого слоя) профиль $p_*(t)$ показан пунктирной линией и совпадает с данными рис. 2 при $q = 2,0$ и $4,0$. В реальных экспериментах определение предельного минимального значения δ , способствующего образованию в мягких материалах прямоугольной волны сжатия, будет зависеть от крутизны ее переднего фронта: чем сильнее размазывание ударного скачка, тем больше должна быть минимальная толщина лицевого слоя δ . Увеличение l_1^* до значения 1 ($l_1 = l_0$) приведет к тому, что длительности второй и последующих ступеней формирующейся волны сжатия совпадут с длительностью первой ступени.

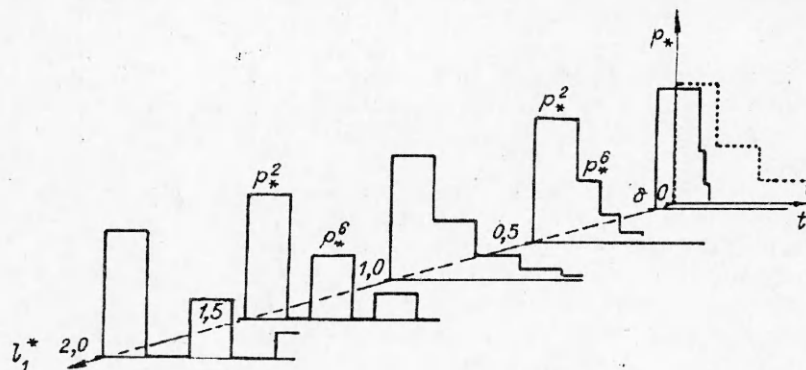
Соответствующие r - t -диаграммы и профили давления показаны на рис. 3 и 5 при $l_1^* = 1$. Заметим, что при равных длинах и жесткостях ударника и лицевого слоя в мягкой мишени образуется ударная волна, идентичная ударной волне, формирующейся в мишени без лицевого слоя (см. рис. 2 для $q = 4,0$). Именно такое соотношение толщин ударника и первого экранирующего слоя, как правило, выбирается в реальных экспериментах [4]. Дальнейшее увеличение толщины лицевого слоя, когда



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

выполнится условие $l_0 < l_1 \ll l_2$ ($l_1^* > 1$), приводит к тому, что вслед за первой волной сжатия наблюдается пауза невозмущенного состояния, зависящая от l_1^* (см. точку O на рис. 3). Это может вызвать отскок лицевого слоя при отсутствии его сцепления с основным слоем (первый тип межслойного соединения) и тем самым осуществить отсечение второй и последующих ступеней волны (описанные профили показаны на рис. 5 при $l_1^* = 1,5$ и $2,0$). Отделение лицевого слоя от основного вполне возможно, так как в момент отслоения (см. рис. 3, 4) лицевой слой имеет меньшую массовую скорость (состояние 3 на p - u -диаграмме), чем основная пластина (состояние 2). Если отскока лицевого слоя не происходит, то последующую за первой волной паузу невозмущенного состояния можно регулировать толщиной лицевого слоя l_1^* .

В заключение отметим, что акустический анализ, методика проведения которого описана в данной работе, позволяет детализировать структуру импульсов сжатия, возникающих при соударении пластин с различающимися жесткостями. В случае мягкого ударника ($z_1 \geq z_0$) вследствие его отскока образуется прямоугольная волна сжатия (это известное решение, которое широко используется в экспериментальной практике). Жесткое сцепление пластин приведет к тому, что за первой волной сжатия последует серия волн со знакопеременным давлением и уменьшающейся амплитудой. Соударение жесткого ударника с мягкой мишенью формирует волну сжатия ступенчатой формы, протяженность и конфигурация фронта разгрузки которой определяются соотношением жесткостей пластин. При использовании достаточно тонких лицевых экранов, жесткость которых совпадает с жесткостью ударника, в мягкой мишени генерируется волна сжатия, по форме близкая к прямоугольной. Если длины ударника и лицевого слоя сравнимы и состоят из одинаковых материалов, то ступенчатая волна сжатия аналогична волне сжатия, возникающей без использования лицевого слоя.

Необходимость детального анализа процесса распространения ударных волн в мягких материалах (например, полиэтилене, фторопласте, различных резинах) возникла при численном исследовании волновых явлений в слоистых средах. Практика показала, что при использовании методов сквозного счета появляются трудности с идентификацией волн сжатия и разгрузки, генерируемых на контактной и межслойных границах. Привлечение акустического анализа позволило существенно облегчить оценку волновой картины течения, а также выявить ее структуру и особенности в конкретных ситуациях.

Авторы выражают благодарность академику Р.И. Нигматулину за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качан М.С., Киселев Ю.В., Тришин Ю.А. Взаимодействие ударных волн с контактной границей соударяющихся тел // ФГВ. — 1975. — № 5. — С. 767—773.
2. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. — М.: Наука, 1987.
3. Нестеренко В.Ф., Фомин В.М., Ческидов М.А. Затухание сильных ударных волн в слоистых материалах // ПМТФ. — 1983. — № 4. — С. 130—139.
4. Канель Г.И., Уткин А.В. Динамика области кавитации при отражении импульса сжатия от границы раздела двух сред // ПМТФ. — 1991. — № 4. — С. 23—26.
5. Louro L.H.L., Meyers M.A. Effect of stress state and microstructural parameters on impact damage of alumina-based ceramics // J. Mater. Sci. — 1989. — N 24. — P. 2516—2532.
6. Зельдович А.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
7. Качан М.С., Тришин Ю.А. Волны сжатия и растяжения при соударении твердых тел // ФГВ. — 1975. — Т. 11, № 6. — С. 958—963.
8. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Влияние жесткости лицевого слоя на снижение растягивающих напряжений в двухслойном композите // МКМ. — 1986. — № 4. — С. 744—746.

г. Уфа

Поступила 13/IX 1993 г.

УДК 533.6.011

В.Л. Ковалев, А.А. Крупнов

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОГО ВОЗДУХА В ВЯЗКОМ УДАРНОМ СЛОЕ

Разработан эффективный метод решения уравнений полного вязкого ударного слоя на основе глобальных итераций по продольной составляющей градиента давления и форме головной ударной волны. Дан анализ применения алгебраических моделей турбулентности для описания переходного и турбулентного режимов течения в химически неравновесном полном вязком ударном слое. Приводится сравнение полученных результатов с данными натуральных экспериментов при входе тел в атмосферу.

Уравнения полного вязкого ударного слоя (ПВУС) [1—3] в настоящее время широко используются для исследования сверхзвукового безотрывного обтекания гладких тел вязким газом в широком диапазоне чисел Рейнольдса, охватывающем течения от режимов со скольжением до режимов с образованием как ламинарного, так и турбулентного пограничного слоя на теле. Уравнения ПВУС следуют из уравнений Навье—Стокса, если в последних оставить члены порядка $O(1)$ и $O(Re^{-1/2})$ и пренебречь членами порядка $O(Re^{-1})$, ответственными за молекулярный перенос массы, импульса и энергии вдоль координатной линии, связанной с основным направлением потока. В качестве граничных условий для этих уравнений на внешней границе (искомой ударной волне) используются обобщенные условия Ренкина—Гюгонио, учитывающие эффекты молекулярного переноса в зоне скачка уплотнения с тем же асимптотическим порядком точности по числу Рейнольдса Re , что и сами уравнения ПВУС. Граничные условия на теле аналогичны граничным условиям для уравнений пограничного слоя.

Трудности решения уравнений ПВУС маршевыми методами вдоль основного направления потока связаны с тем, что в них учитываются все члены уравнений Эйлера, в частности члены, ответственные за передачу возмущений вверх по потоку в дозвуковых областях течения (продольная