ПМТФ, № 5, 1975

УДК 629.198.624

ПРОБИВАНИЕ ПЛАСТИН ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Л. А. Мержиевский, В. М. Титов

(*Новосибирск*)

Изложены результаты экспериментального исследования процесса деформации тела при пробивании тонких пластин в диапазоне скоростей соударения 3—9 км/с. Показано, что в первом приближении скорость радиальной деформации тела пропорциональна массовой скорости, определяемой параметрами удара, а начальная стадия процесса с достаточной точностью описывается в рамках простейшей гидродинамической модели. Установлено, что распределение размеров осколков тела подчиняется закону Розина—Раммлера, а отношение максимальной скорости осколков к скорости удара есть функция геометрических размеров и плотностей тела и преграды.

Интерес к явлению сквозного пробивания пластины частицей при скорости удара в единицы—десятки км/с связан прежде всего с задачей защиты космических аппаратов от метеоритного удара с помощью экрана — пластины толщиной, меньшей пробиваемой на пределе [1], помещенной перед защищаемой конструкцией. Результаты численных расчетов газодинамической модели явления, изложенные в [2], дают картину начальной стадии процесса взаимодействия тела и пластины. Основанное на газодинамическом приближении описание процесса не позволяет провести анализ поля осколков за экраном путем расчета. Такой анализ особенно важен при большой величине зазора между экраном и защищаемой конструкцией — мишенью, когда поражение последней производится отдельными рассредоточенными осколками. Вследствие краевых эффектов дискретные осколки присутствуют за экраном и тогда, когда максимальное приращение внутренней энергии за фронтом ударной волны в теле и экране будет намного превышать теплоты испарения их материалов. Решение задачи с учетом прочностных свойств и особенностей разрушения при высокой скорости деформации отсутствует и в простейшем случае, когда толщина экрана мала по сравнению с размером тела. Поэтому на указанные вопросы сейчас можно ответить прежде всего с помощью эксперимента. Экспериментальные данные сохраняют свое значение и для приближенных инженерных оценок на начальной стадии процесса деформации тела.

В данной работе изложены результаты исследования процесса удара на основе экспериментов, поставленных при скорости удара 3—9 км/с. Стальные шары диаметром d_0 до 2,5 мм ускорялись газокумулятивными зарядами ВВ [3]. Использовались также метаемые взрывом тела цилиндрической формы с высотой, равной диаметру (4 мм), и пластины из стали и дюралюминия толщиной 1—3 мм. Методика метания в этом случае близка к описанной в [4]. Для реализации более высоких скоростей соударения в ряде опытов применялась методика встречного метания пластины и тела. Исследование начальной стадии процесса деформации тела производилось методом рентгеноимпульсной съемки при метании плоской пластины на крупное неподвижное тело цилиндрической формы (обычно 10 × 10 мм). Параметры пластин приведены в табл. 1.

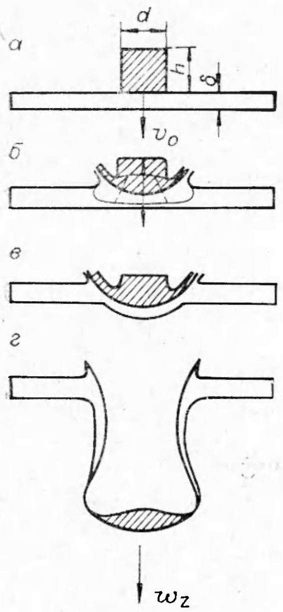
1. Рассмотрим удар с высокой скоростью v_0 цилиндра высотой h, близкой к диаметру основания d, по пластине толщиной δ (фиг. 1, *а*); плотности материалов тела и пластины ρ_0 и ρ_1 соответственно. В момент удара по цилиндру и преграде начинают распространяться ударные вол-

ны (стрелки на фиг. 1, *б*). На боковой поверхности возникает волна разрежения (штрих), вызывающая растекание материала. После выхода ударной волны на тыльную поверхность пластины в глубь нее распространяется центрированная волна разрежения и начинается течение материала (фиг. 1, *в*). На конечной стадии (фиг. 1, *г*) материал пластины с остатками тела деформируется в пелену, дающую при разрыве поле осколков.

Таблица 1

Материал пластины	σ, мм	v_0, км/с
Сталь . . .	1	4,6±0,15
»	1	3,95±0,15
»	2	3,9±0,15
Алюминий	2	5,1±0,15

Наиболее прост для анализа случай тонкой пластины ($h \gg \delta$). Тогда задача сводится к рассмотрению деформации тела вследствие прохождения ударной волны определенной интенсивности и длительности. Исследование процессов в теле при ударе можно провести на основе экспериментальных данных по плоским ударным волнам в металлах [2, 4]. При заданной скорости удара v_0 из известных ударных адиабат находится массовая скорость за фронтом u_p (при равных материалах $u_p = v_0/2$), скорость фронта u_s, сжатие $\gamma = \rho_*/\rho_0$ (ρ_* — плотность за фронтом), давление $p = \rho_0 u_p u_s$. Напомним, что здесь рассматривается «обращенная» постановка — удар пластины по телу.



Фиг. 1

Волна разрежения, возникающая на тыльной поверхности пластины, догонит фронт ударной волны в теле на расстоянии

$$l = \frac{1/u_s' + 1/\gamma c'}{1/u_s - 1/\gamma c}\,\delta,$$

где c — скорость звука за фронтом, штриховые индексы соответствуют параметрам в пластине (при различных материалах пластины и тела). В поставленных опытах (см. табл. 1) величина l лежит в пределах (0,5 — 1) h.

В снятии давления существенную роль играет также волна разрежения, идущая от свободной боковой поверхности. Расстояние, на котором фронт ударной волны, не подвергшийся действию тыльной разгрузки, будет перекрыт боковой волной разрежения,

$$l_1 = d/2\,\mathrm{tg}\,\alpha,$$

$$\mathrm{tg}\,\alpha = \left[(c/u_s)^2 - (u_s - u_p)^2/u_s^2\right]^{1/2},$$

где α — угол боковой разгрузки. Для сильных ударных волн $\mathrm{tg}\,\alpha \simeq 0{,}7$ в широком интервале давлений в различных материалах, т. е. $l_1 \simeq 0{,}7\,d$ [4].

В [2] предполагается возможность применения для ряда инженерных оценок одномерной модели процесса. Простые опыты, однако, показывают существенную роль боковой волны при $h \simeq d$. С этой целью на оси фиксировалась скорость v_1 стальной фольги $\delta = 0{,}3$ мм, помещенной на тыльный торец стальных цилиндров $h = 10$ мм, $d = 10$ мм и $d = 30$ мм (удар стальной пластиной $\delta = 1$ мм, $v_0 = 4{,}6$ км/с). При $d = 10$ мм фронт перекрыт боковой волной разрежения, при $d = 30$ мм зона ∅ 15 мм свободна от нее; условия тыльной разгрузки постоянны. Результаты приведены в табл. 2, они показывают резкое различие в значениях v_1; ввиду малой базы измерения ошибка эксперимента велика, но не более 15%. Здесь же даны значения p, u_p в момент удара на границе пластина — тело. В одномерном случае величина v_1 близка к удвоенной максимальной массовой скорости у торца; из табл. 2 видно заметное падение массовой скорости (и давления) на пути h, т. е. за характерное время волновых процессов $t_s \sim h/u_s$ (по порядку величины).

Таблица 2

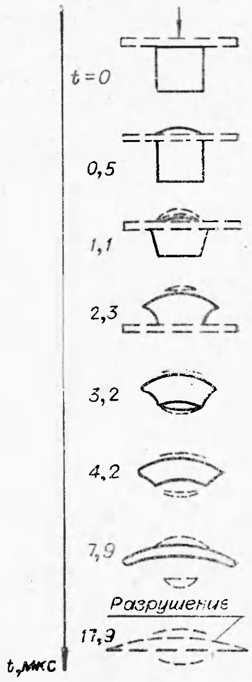
h, мм	d, мм	p, М бар	u_p, км/с	v_1,км/с
10	10	1,4	2,3	0,86
10	30	1,4	2,3	1,9

На фиг. 2 приведена рентгенограмма деформирующегося образца из свинца через 2,7 мкс после удара пластиной из алюминия $\delta = 2$ мм, $v_0 = 5{,}1$ км/с. Кинограмма процесса деформации стального тела при ударе стальной пластиной $\delta = 2$ мм, $v_0 = 3{,}9$ км/с представлена на фиг. 3 (по данным рентгеносъемки). В работе использована 4-кадровая установка, поэтому при временной привязке кадров разных опытов возможна ошибка $\Delta t \simeq 0{,}2$ мкс. Штрих—отколы и отслоения на свободных поверхностях. Разрушение тела в целом фиксируется при $T \simeq 18$ мкс (образование трещин возможно значительно раньше), т. е. время до полного разрушения $T \gg t_s$ (здесь $u_s = 7{,}1$ км/с).

С учетом вышесказанного это означает, что в основном процесс деформации протекает при неизменной плотности ρ_0, т. е. возможно рассмотрение его в рамках модели несжимаемой среды. Аналогичные выводы можно сделать при анализе деформации тел из других материалов.

Начальные условия для инерционного течения определяются полем скоростей, созданным в теле при взаимодействии ударной волны с волнами разрежения. При анализе данных табл. 2 отмечалось, что величина массовой скорости у тыльного торца тела много меньше u_p. Рентгеноимпульсная съемка позволяет регистрировать перемещение противоположного («рабочего») торца тела и определить его скорость $\tilde{u}_p(t)$ (особенно в случае пластин из алюминия), но это может дать только оценку $\tilde{u}_p$

Фиг. 2



Фиг. 3

по порядку величины ввиду естественного размытия изображения на рентгенограммах. Такие оценки показывают, что при $t \sim t_s$ величина $\tilde{u}_p$ еще составляет $\sim 0{,}5\ u_p$, а вид убывающей функции $\tilde{u}_p/u_p = f(t)$ близок для тел из различных материалов.

Более достоверную информацию дает измерение максимального радиуса $r(t)$ деформирующегося тела, хотя его определение также связано с неизбежной погрешностью (см. фиг. 2). Результаты измерения $w_r = \frac{dr}{dt}$ при $t=5$ мкс (что составляет 3—4 t_s) представлены в координатах u_p, w_r на фиг. 4 (тело —сталь, пластины: 1 —алюминий, $\delta=2$ мм, $v_0=5.1$ км/с; 2—сталь, $\delta=2$ мм, $v_0=3{,}9$ км/с; 3—сталь, $\delta=1$ мм, $v_0=3{,}95$ км/с; 4—сталь, $\delta=1$ мм, $v_0=4{,}6$, км/с; тело — алюминий, пластина: 5 — алюминий, $\delta=2$ мм, $v_0=5{,}1$ км/с; тело — вольфрам (набор пластин), пластина: 6 — сталь, $\delta=1$ мм, $v_0=4{,}6$ км/с; тело — свинец, пластина: 7 — алюминий, $\delta=2$ мм, $v_0=5{,}1$ км/с). Данные показывают, что для различных материалов имеется однозначное соответствие величин u_p, w_r, т. е. $w_r \simeq f(u_p)$ (в грубом приближении можно принять $w_r \simeq ku_p+b$, где k, b — некоторые постоянные). Заметим, что для указанных размеров величина w_r при $t > 5$ мкс практически неизменна.

В рассмотренных экспериментах прочность материала тела менялась на полтора-два порядка (свинец — сталь). Влияние прочностных характеристик на картину деформации тела при $v_0 \geqslant 4$ км/с замечено не было. Это дает возможность пользоваться для рассмотрения процесса моделью несжимаемой жидкости. Следует отметить, что на размер образующихся осколков на конечной стадии деформации прочностные характеристики материала могут оказать существенное влияние.

Рассмотрим начало инерционного течения в постановке, близкой предложенной в [5, 6] для расчета начальной стадии направленного взрыва. Пусть материал цилиндра единичного радиуса ($h=d$) — идеальная несжимаемая жидкость, а граничные условия имеют вид

$$(1.1)\qquad v_z = \frac{\partial\varphi}{\partial z} = 1 \quad \text{при } z=0,$$

$$\varphi=0 \quad \text{при } z=h,$$

$$\varphi=0 \quad \text{при } z=1,$$

где φ — потенциал скорости; z — осевая, r — радиальная координаты. Физически эти условия отвечают заданию скорости на основании цилиндра и равенству нулю давлений на остальной поверхности. Решение уравнения

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 0$$

для условий (1.1) имеет вид

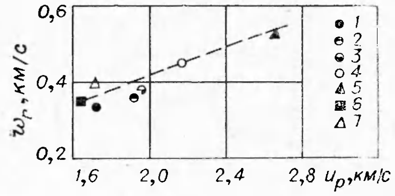
$$\varphi = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(p_i r)}{J_1(p_i)} \frac{\Phi_i}{p_i} \frac{\operatorname{sh} p_i(z-h)}{\operatorname{ch} p_i h},$$

где p_i — нули функции Бесселя нулевого порядка J_0, т. е. $J_0(p_i)=0$, $\Phi_i = J_i(p_i)/p_i$ (J_1 — функция Бесселя первого порядка). Тогда

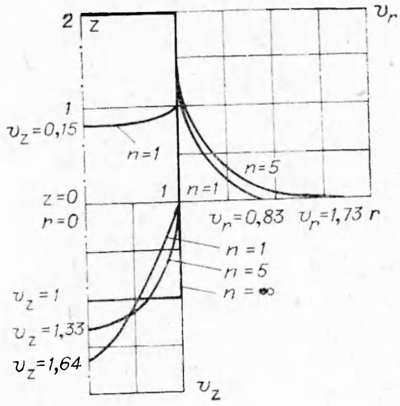
$$(1.2)\qquad v_z = \frac{\partial\varphi}{\partial z} = 2\sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(p_i r)}{p_i J_1(p_i)} \frac{\operatorname{ch} p_i(z-h)}{\operatorname{ch} p_i h},$$

$$v_r = \frac{\partial\varphi}{\partial r} = -2\sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_1(p_i r)}{p_i J_1(p_i)} \frac{\operatorname{sh} p_i(z-h)}{\operatorname{ch} p_i h}.$$

Если ограничиться первыми членами рядов, то это соответствует падению скорости к краю основания. Результаты расчета поля скоростей для $n=1$; 5 (n — число членов) приведены на фиг. 5, здесь даны величины $v_z(r)$ для $z=0;1$ и $v_z(z)$ для $r=1$. При $z=2$ величина $v_z \simeq 0$. Значение v_r при $z=0$, $r=1$ быстро растет с увеличением n (ряд $\sum_{i=1}^{\infty} \frac{2}{p_i} \operatorname{th} 2p_i$,



Фиг. 4



Фиг. 5

к которому приводится (1.2), расходится). Это расчетный аналог краевой пелены, видной на рентгенограммах. Можно убедиться, что порядок величины скорости $v_r(z)$ соответствует наблюдаемому в экспериментах, при этом принимается, что максимум $v_z \sim 0{,}5\, u_p$ в соответствии с оценкой, указанной выше.

Проведенные модельные рассмотрения предполагают макроскопическую сплошность материала тела. Поэтому, если скорость удара очень высока ($v_0 > 10$—15 км/с), они неприменимы, так как при разгрузке вещества за фронтом ударной волны может начаться испарение материала. Процесс становится значительно более сложным и не допускает простого анализа и в случае, когда толщина пластины $\delta \geqslant h$, так как при этом следует рассматривать и течение материала пластины.

2. Было бы логично не ограничиваться рассмотрением процесса деформации тела, а решать полную задачу о деформации и разрушении тела на отдельные осколки при воздействии на него кратковременного ударного импульса. Однако решение задачи о разрушении в точной постановке в настоящее время отсутствует, что объясняется, в первую очередь, недостатком информации о физико-механических свойствах вещества в условиях, реализующихся при соударении тела с преградой. Можно получить приближенное решение задачи путем статистического исследования параметров облака осколков, проникающих за преграду. Фиксирование каждого отдельного осколка для современной экспериментальной техники — задача неразрешимая, поэтому о размерах осколков судят по размерам каверн, образованных ими на расположенной за экраном мишени. Предварительная обработка имеющихся экспериментальных данных показала, что распределение размеров каверн может быть описано законом Розина—Раммлера [7]

$$V(x) = V_0 \exp\left[-(x/x_0)^m\right], \tag{2.1}$$

где V_0 — сумма размеров всех каверн на мишени; $V(x)$ — сумма размеров всех каверн, диаметры которых больше x; x_0, m — постоянные параметры, определяемые из эксперимента. Для корректной проверки этого утверждения необходимо иметь количественный показатель, который указывал бы степень согласия между гипотетической функцией распределения и результатами эксперимента в целом. Имеется несколько показателей такого типа, на основе которых формируются соответствующие критерии согласия. Была проведена проверка выдвинутой гипотезы с помощью наиболее часто употребляемых критериев χ^2 и Колмогорова. Значения вычисленных по экспериментальным данным величин χ^2 и μ_0

(μ_0 — параметр, по которому определяется степень согласованности гипотезы и эксперимента при использовании критерия Колмогорова) приведены в табл. 3. Как следует из полученных данных, вероятность совпадения экспериментальных данных с результатами, предсказываемыми формулой (2.1), не менее 95%, т. е. практически распределение размеров каверн, образованных запреградным осколочным облаком, описывается законом Розина—Раммлера.

Таблица 3

d, мм	v_0, км/с	δ, мм	$E(x)$	$S(x)$	Δ_1	Δ_2	χ^2	μ_0
0,9	5,5	1	0,18	0,0219	0,0012	0,0002	2,7	0,51
0,9	5,5	0,5	0,255	0,052	0,0041	0,0007	3,1	0,487
0,83	7,5	0,1	0,15	0,0152	0,0008	0,00016	2,85	0,49

Пусть x_i, $i=1, 2, 3, \ldots, N$ — элементы экспериментальной выборки (в данном случае x_i — диаметр i-й каверны, N — число измеренных каверн); $E(x)$, $S(x)$ — математическое ожидание и дисперсия случайной величины x. Приближенно

$$E(x) \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} x_i, \quad S(x) \simeq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (x_i - E(x))^2,$$

тогда для отыскания параметров распределения (2.1) можно воспользоваться установленными в [8] соотношениями

$$E(x) \simeq x_0, \quad S(x) \sim \frac{x_0^2}{m}.$$

Значения величин $E(x)$ и $S(x)$ приведены в табл. 3 вместе с 95%-ными доверительными пределами (Δ_1, Δ_2 соответственно).

Для пересчета полученных соотношений на размеры самих осколков воспользуемся моделирующей кривой работы [9] и тем обстоятельством, что при достигнутых в экспериментах скоростях каверны в мишенях из использованных материалов имеют форму, близкую к сферической. Моделирующая кривая с большой точностью описывается зависимостью

$$\frac{L}{d_0} \simeq c_1 \ln \frac{\rho_0 v_0^2}{H_1}, \quad c_1 = \text{const},$$

где L — глубина каверны; H_1 — динамическая твердость материала мишени. Данные, описанные в п. 2, и результаты [10] свидетельствуют о том, что разброс скоростей основной массы осколков невелик и им можно в первом приближении пренебречь. С учетом всего сказанного получаем

$$\frac{x_i}{d_i} \simeq c_2, \quad c_2 = \text{const},$$

здесь d_i — диаметр осколка. Теперь можно показать, что

$$V(d_i) = V_0 \exp\left[-\left(\frac{c_2 d_i}{x_0}\right)^m\right],$$

т. е. и распределение размеров осколков подчиняется закону Розина—Раммлера, а параметры распределений осколков и каверн связаны очевидными соотношениями. Величина V_0 меняется с изменением условий эксперимента. На фиг. 6 приведена зависимость V_0 от толщины экрана δ (скорость удара $v_0=5{,}5$ км/с, $d_0=0{,}9$ мм).

3. Обратимся к вопросу о скорости осколков, проникающих за пробитую преграду (пластину). В экспериментах проще всего фиксировать максимальную скорость движения в направлении нормали к поверхности w_z (см. фиг. 1), которую в дальнейшем будем называть запреградной скоростью. Пусть тело — цилиндр с $h \sim d$. Очевидно, что при $h \gg d$ величина w_z соответствует скорости центра масс деформирующегося тела и из общих физических предпосылок близка к оценке, определяемой сохранением импульса,

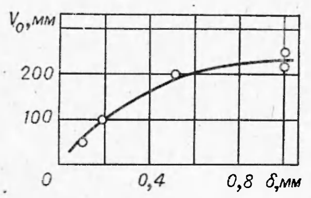
$$\frac{w_z}{v_0} \simeq \frac{1}{1+\eta}, \tag{3.1}$$

где $\eta=\delta\rho_1/h\rho_0$, т. е. отношение масс преграды и тела на единицу поверхности.

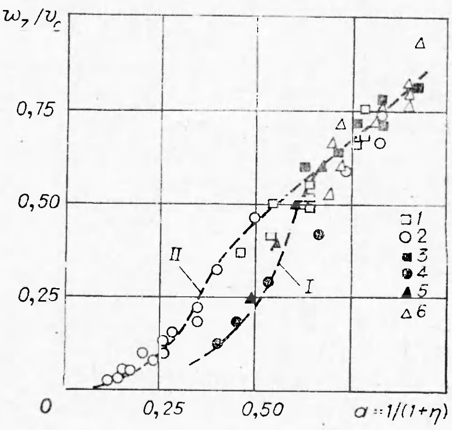
Если $h \sim \delta$, то в пренебрежении остаточными эффектами, связанными с волновыми процессами, для грубого приближения система параметров, определяющих явление, состоит: w_z, v_0, ρ_0, ρ_1, δ, h, σ, где σ — некоторая прочностная характеристика материала преграды. Тогда

$$\frac{w_z}{v_0} = f\left(\eta, \frac{\rho_0 v_0^2}{\sigma}, \frac{\rho_1}{\rho_0}\right) \tag{3.2}$$

(можно записать и более полную систему параметров [11], но анализ ее применительно к эксперименту затруднен). Для $h \leqslant \delta$ ниже рассматриваются результаты опытов для конкретных пар материалов: удар стальной



Фиг. 6



Фиг. 7

частицы по стальным и алюминиевым преградам. В каждом конкретном случае зависимость (3.2) является достаточно строгой, так как все остальные параметры, за исключением η, $\frac{\rho_0 v_0^2}{\sigma}$, сохраняют постоянное значение.

Измерения w_z проводились с помощью рентгеноимпульсной съемки разлета облака осколков. В одной группе экспериментов стальные цилиндры с $h=3{,}5$ мм, $d=4$ мм соударялись с пластинами из стали и алюминия. Использовалось метание с торца, метание пластин и встречное метание (w_z везде отсчитывается по отношению к пластине). Точность измерения w_z/v_0 не ниже 10—12%. Эксперименты охватывали интервал скоростей 3—8 км/с при $\delta \leqslant h$. Некоторое число аналогичных опытов поставлено с телами и пластинами из титана, вольфрама.

Во второй серии стальные шары, ускоряемые газокумулятивными зарядами ВВ, пробивали преграды из алюминия и стали. Толщины преград лежали в интервале $d \leqslant \delta \leqslant \delta_0$ (δ_0 — толщина преграды, пробиваемой на пределе [1]). Скорость удара 5—10 км/с, d_0=0,75 — 2,3 мм, точность определения w_z/v_0 здесь не ниже 10%.

Результаты экспериментов представлены на фиг. 7 в координатах w_z/v_0, $a=1/1+\eta$ вместе с данными [12] (*1* — сталь — сталь, тело — цилиндр; *2* — сталь — сталь, шар; *3* — сталь — алюминий, цилиндр; *4* — сталь — алюминий, шар; *5* — сталь — алюминий, цилиндр [12]; *6* — прочие материалы). Одним из параметров, определяющих полную систему, является параметр формы тела (в (3.2) предполагается его неизменность). Проведенные эксперименты показывают, что в пределах ошибки опыта величина w_z/v_0 постоянна, если сопоставлять удары шара и цилиндра одинаковой массы по одной и той же преграде. В силу этого для шара $\eta=\delta\rho_1/0{,}875d_0\rho_0$.

Как следует из фиг. 7, при $h > \delta$ соотношение (3.1) выполняется (с учетом возможной ошибки эксперимента) удовлетворительно. Более точно зависимость можно представить в виде $w_z/v_0 \simeq k_1 a$, где $k_1 \simeq 0{,}9$ (штриховая прямая на фиг. 7). С ростом δ часть импульса тела начинает воспринимать преграда и соотношение (3.1) перестает выполняться. Толщина преграды, при которой это отклонение становится заметным, зависит от плотности материала преграды. Это можно проследить по данным фиг. 7 для стальных и алюминиевых преград в случае удара стальной частицы, где кривая *I* соответствует удару по алюминию, кривая *II* — удару по стали. Различие в зависимостях определяется существенно различной величиной параметра ρ_1/ρ_0 в (3.2); физически оно связано с изменением геометрии процесса взаимодействия при изменении плотности преграды. Следует ожидать, что для более легких материалов отклонение от линейной зависимости будет наступать при больших значениях параметра a. В экспериментах при $a < 0{,}5$ использовались преграды из сталей различных марок, прочностные характеристики которых отличались примерно в два раза, при этом результаты хорошо описываются единой зависимостью, что свидетельствует о слабом влиянии параметра $\rho_0 v_0^2/\sigma$ на величину w_z. Изменение масштаба явления (в пределах, указанных выше) также не приводит к заметным отклонениям от наблюдаемой зависимости. Проведенное рассмотрение относится к случаю, когда осколки за преградой находятся в состоянии конденсированной фазы, т. е. скорость удара недостаточна для испарения материала преграды.

Одним из основых параметров, определяющих результат соударения частицы с преградой в целом, является диаметр образующегося в преграде отверстия. Подробный анализ этой задачи выполнен в [13].

Авторы признательны акад. М. А. Лаврентьеву за внимание к работе, Ю. И. Фадеенко, Ю. Н. Рыбину, Н. С. Титовой, В. П. Урушкину — за полезные обсуждения и помощь в многочисленных экспериментах.

Поступила 7 VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. **Титов В. М., Фадеенко Ю. И.** Сквозное пробивание при метеоритном ударе.— «Косм. исследования», 1972, т. 10, № 4, с. 589.
2. **High** Velocity Impact Phenomena. N. Y.—London, Acad. Press., 1970. Рус. пер. Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.

3. **Титов В. М., Фадеенко Ю. И., Титова Н. С.** Разгон твердых частиц кумулятивным взрывом.—«Докл. АН СССР», 1968, т. 180, № 5, с. 1051.
4. **Альтшулер Л. В.** Применение ударных волн в физике высоких давлений.— УФН, 1965, т. 85, вып. 2, с. 205.
5. **Шер Е. Н.** Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, Институт гидродинамики СО АН СССР, 1965.
6. **Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.** Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., «Наука», 1973.
7. **Мержиевский Л. А.** О распределении размеров кратеров, образованных запреградным осколочным полем.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1970, № 5, с. 33.
8. **Кузнецов В. М., Кошелев Э. А., Сафронов С. Т., Черников А. Г.** Статистика осколков, образующихся при разрушении твердых тел взрывом. — ПМТФ, 1971, № 2, с. 87.
9. **Беляков Л. В., Витман Ф. Ф., Златин Н. А.** О процессе соударения деформируемых тел и его моделировании.— ЖТФ, 1963, т. 33, вып. 8. с. 990.
10. **Swift H. F., Preonas D. D., Turpin W. C., Carson J. M.** Debris clouds behind plates impacted by hypervelocity pellets.—«J. of Spacecraft and Rockets», 1970, vol. 7, N 3, p. 313.
11. **Витман Ф. Ф., Златин Н. А.** О процессе соударения деформируемых тел и его моделировании.— ЖТФ, 1963, т. 33, вып. 8, с. 982.
12. **Watson R. W., Becker H. B., Gibson F. C.** Thin plate perforation stadies with projectiles in the velocity range from 2 to 5 km/sek.— In: Prock 6-th Sump. Hypervelocity Impact. Vol. 3, 1963, S. 1, p. 207.
13. **Мержиевский Л. А., Фадеенко Ю. И.** Разрушение тонкостенного трубопровода, заполненного жидкостью, при ударах метеоритов.— «Косм. исследования», 1973, т. 11, вып. 6, с. 944.

УДК 538.323:531.551

БЕСКОНТАКТНОЕ ИНДУКЦИОННОЕ УСКОРЕНИЕ ПРОВОДНИКОВ ДО ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЕЙ

В. Н. Бондалетов, Е. Н. Иванов

(*Истра*)

Приведены результаты экспериментального исследования индукционного ускорения кольцевых проводников массой (0,5—3) грамма в импульсном магнитном поле одновиткового индуктора. Показана эффективность использования малоиндуктивных емкостных накопителей энергии в сочетании с одновитковыми одноразовыми индукторами. Экспериментально получена скорость 3,7 км/с алюминиевого проводника массой 0,77 г. Описаны способы измерения сверхвысоких скоростей метаемых тел. В процессе эксперимента исследовалось взаимодействие ускоряемого проводника с толстыми и тонкими преградами, показана возможность регулирования площади поражаемой поверхности.

Результаты эксперимента хорошо совпадают с расчетом на ЭЦВМ, что свидетельствует о возможности дальнейшего увеличения скорости метания.

Устройства, обеспечивающие высокие скорости метания тел, применяются в настоящее время во многих областях науки и техники для исследования свойств материалов при импульсном нагружении, сварки при высокоскоростном соударении, кратерообразования при высокоскоростном ударе, изучения аэродинамических и физических или физико-химических явлений, возникающих при высокоскоростном полете, и т. д.

Среди разнообразных способов [1, 2, 3] ускорения твердых тел до