

ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ УДАР

Л. А. Мерзиевский, В. М. Титов
(Новосибирск)

Изучение круга явлений, объединенных общим названием «высокоскоростной удар», сформировалось в самостоятельное научное направление в связи с развитием космических полетов, потребовавших решения задач защиты космических аппаратов от ударов метеоритов. Исследования в данном направлении в Институте гидродинамики СО АН СССР были развернуты по инициативе и под руководством академика М. А. Лаврентьева, опубликовавшего в 1959 г. одну из первых в нашей стране работ по проблеме пробивания при космических скоростях [1]. В дальнейшем именно на пути развития его идей об использовании кумулятивных процессов и применения элементов теории кумуляции удалось создать методы ускорения твердых тел до космических скоростей [2] и описать основные особенности процесса высокоскоростного взаимодействия. Некоторые результаты и обобщения приведены в [3], а краткие итоги значительного цикла работ подведены в [4].

Характеристику современных представлений о высокоскоростном соударении можно получить по обзору [5] и коллективным монографиям [6, 7], хотя они и не исчерпывают всей совокупности развиваемых подходов и конкретных результатов, о которых более полно можно судить по [8].

В зависимости от целей исследования изучение явления соударения распадается на ряд задач, решение которых может иметь как общенаучное значение, так и конкретные инженерные аспекты. Большое внимание привлекает задача об ударе по так называемой полубесконечной мишени, когда процесс не осложняется крайними эффектами, которые могут существенно влиять на протекание взаимодействия и его конечный результат. Явление усложняется, когда толщина мишеней (преград), уменьшаясь, приближается к предельной [9]. Еще более сложен анализ, когда в качестве преграды используется набор достаточно тонких пластин, помещенных друг за другом с некоторым зазором. Эти постановки, уже отвечающие запросам инженерной практики, пользуются самым пристальным вниманием. Значительный интерес вызывает удар по конкретным элементам конструкций, а также в качестве ответа на некоторые вопросы космогонии — удар по горным породам. В последнее время ввиду отсутствия серьезного продвижения в развитии методов ускорения [2] центр тяжести исследований сдвинулся в сторону численного моделирования в рамках разнообразных моделей поведения материалов в реализующихся экстремальных условиях.

Соударение с полубесконечными преградами

Это наиболее изученная задача, в ходе решения которой сформировались современные представления о высокоскоростном соударении. Не останавливаясь на детальном описании хорошо известной феноменологии явления [5, 6], напомним, что при высокоскоростном ударе (обычно при скорости удара $v \geq 2 \div 3$ км/с) образуется характерный кратер, объем которого вследствие пластического течения материала во много раз превышает объем ударяющей частицы. В случае $v \geq 10$ км/с в ударных волнах, идущих после удара в мишень и частицу, реализуются условия, достаточные для частичного испарения вещества при разгрузке.

Результаты экспериментов по удару стеклянными и стальными шарами по мишеням из различных конструкционных материалов в виде зависимостей отношения глубины кратера h к диаметру частицы d_0 от скорости удара приведены на рис. 1, а [9—11]. Из них, в частности, следует, что сильное влияние на конечные параметры кратера оказывают прочностные характеристики материала мишени, величины которых на поздних стадиях процесса сравнимы с инерционными силами. Если глубина кратеров в мишенях из Д-16АТ, АМГ-6 и В65, очень близких по

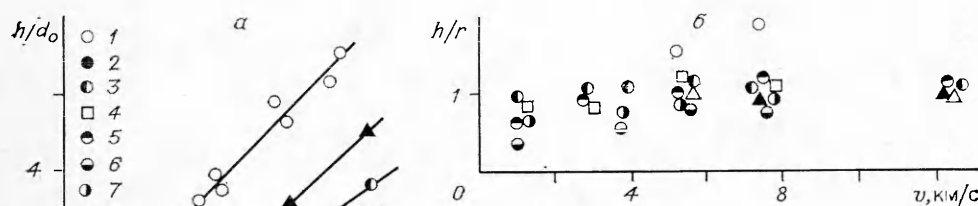


Рис. 1. Зависимость глубины кратера от скорости удара (а) и характеристика формы кратеров (б).

Удар стальным шаром по преградам: 1 — Д16, 2 — Ст. 10; удар стеклянным шаром по преградам: 3 — АД1-М; 4 — АМГ-6, 5 — Д16АТ, 6 — Ст. Х18Н10Т, 7 — медь М1; 8 — свинец, 9 — В65.

прочностным свойствам, описывается практически одной зависимостью, то при тех же скоростях удара значения h в менее прочном сплаве АД1-М значительно выше. Отметим, что влияние

остаётся существенным и с ростом скорости соударения: для $v = 12,4$ км/с h в преграде из АД1-М примерно на 30%, а объём кратера в 2,3 раза больше, чем в более прочном сплаве В65. Это обстоятельство зачастую игнорируется при попытках численного моделирования высокоскоростного соударения в газодинамической постановке. Прочность материала в первых исследованиях характеризовали твердостью по Бринеллю, измеренной в статических условиях [12]. В дальнейшем использовалась динамическая твердость [13] или некоторые другие прочностные параметры.

Обычно считают, что кратеры в изотропных пластичных преградах имеют форму, близкую к полусферической. Наблюдаются, однако, достаточно частые отклонения от такой формы, появляющиеся при относительно низких скоростях удара и сильном отличии плотности и (или) прочности материалов частицы и мишени. Сказанное иллюстрируется на рис. 1, б, где форма кратера характеризуется отношением h к его радиусу r , измеренному на уровне начальной поверхности преграды. В мишенях из алюминиевых сплавов, напряжения течения которых существенно меньше соответствующих характеристик стали и меди, при ударе стеклянных частиц кратеры становятся почти полусферическими уже с $v \approx 1$ км/с для АД1-М и 2 км/с в остальных случаях. Для таких же частиц в медных преградах это происходит, когда $v \approx 5$ км/с, а в стальных — во всем исследованном диапазоне скоростей $h < r$. В то же время для удара стальной частицы по дюралюминиевой преграде при $v = 7,3$ км/с $h/r > 2$. Аналогичный эффект для алюминиевых и магниевых преград упоминается в [5], где он интерпретируется как следствие определенной ориентации зерен в прокатанных пластинах, используемых в качестве преград. Сопоставление всех данных показывает, что в диапазоне высоких скоростей удара форма кратера определяется отношением плотностей и прочностных параметров материалов частицы и преграды.

Принципиальное значение приобретает вопрос о форме кратера, если необходимо экстраполировать экспериментальные результаты на более высокий, чем достигнутый в контролируемых условиях, диапазон скоростей соударения. Здесь важно как понимание физики и механики развивающихся с ростом скорости процессов, так и возможность получения количественных оценок остаточных эффектов. На основании анализа возможности испарения материалов при разгрузке из состояния сильного сжатия в [17] высказано предположение, что тогда происходит резкое уменьшение скорости проникания высокоскоростной частицы в преграду и формируется «взрывной» кратер с $h < r$, т. е. кратер как бы выполаживается. Для другого набора гипотез в аналогичной постановке [1] форма кратера остается неизменной.

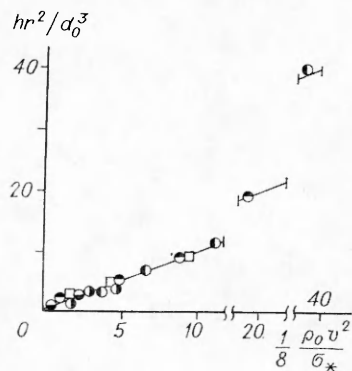


Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных с расчетом (обозначения точек те же, что на рис. 1).

Попытки экспериментального подтверждения гипотезы об уплощении кратера однозначного ответа не дали. Лишь в одном случае [18] в отсутствие четкой информации об условиях соударения (параметрах частицы после окончания разгона), для удара вольфрамовых частиц по алюминиевой преграде наблюдался резкий переход от полусферической к уплощенной форме при $v = 12 \pm 1$ км/с. В серии работ по удару ступком вольфрамовых частиц средней плотностью ~ 1 г/см³ по различным мишеням с $v = 20 \div 30$ км/с оценено количество энергии, выделяющейся в форме «взрыва» на поверхности преграды [19–21]. Несмотря на то что в этом случае на испарение расходуется $\sim 30\%$ энергии частицы, каких-либо уплощений кратеров не происходит.

Рассмотрим с этой точки зрения данные, полученные в опытах с ударом стеклянных частиц ($v = 5,4$; $7,8$ и $12,4$ км/с) по мишеням из свинца (рис. 2), имеющего относительно низкую энергию связи атомов (~ 1 кДж/г). Оценки параметров за фронтом волны в мишени на основе работ [17, 22–23] показывают, что по мере роста скорости вещество мишени либо деформируется пластически ($v = 5,4$ км/с), либо частично ($v = 7,8$ км/с) или полностью ($v = 12,4$ км/с) испаряется в волне разгрузки. Вещество частицы во всем диапазоне скоростей не испаряется. Во всех случаях, независимо от характера взаимодействия частицы с преградой, кратер имеет форму полусферической выемки с $h/r \approx 1$. Точно так же не изменяется режим кратерообразования при ударе по свинцовым мишеням стальными шарами [3]. Таким образом, по крайней мере при испарении материала мишени взрывного механизма с уплощением кратера не наблюдается.

С точки зрения понимания и прогнозирования явления важен вопрос о параметре или параметрах, определяющих конечные размеры образующегося в мишени кратера. Уже в ранних оценках, проведенных на основе газодинамической модели [1, 14], показано, что в первом приближении объем кратера V пропорционален начальной кинетической энергии частицы (ударника) E_0 . Позднее определяющая роль E_0 подтверждена анализом на основе теории размерностей [15] и результатом численных экспериментов [16]. Далее, для перехода к глубине кратера h , принимается, что кратер имеет полусферическую форму, тогда

$$h/d_0 \sim v^{2/3}. \quad (1)$$

Данные рис. 1 показывают, что конечная глубина действительно описывается зависимостью $h/d_0 \approx K v^\alpha$, однако α варьируется в довольно широком диапазоне ($0,3 \leq \alpha \leq 0,85$). Такой же разброс значений α наблюдается и в многочисленных эмпирических формулах, построенных по результатам экспериментальных исследований. Результаты расчета [24], о которых сообщается в [6, 25], при высоких скоростях удара аппроксимируются зависимостью с $\alpha = 1/3$. Численное моделирование [6] дает $h \sim v^{0,58}$. В эмпирической формуле [26] $\alpha = 0,564$, в [5, 27] — $2/3$, а в [28] — $0,88$. Отклонения α от $2/3$ связаны как с отличием формы реальных кратеров от полусферической, так и с неточностью формулировки гипотезы, приводящей к (1). Предположение о том, что $V \sim E_0$, базируется на газодинамическом представлении о процессе высокоскоростного соударения, в то время как практически во всех экспериментальных исследованиях отмечается существенное влияние прочности на конечные параметры кратера.

Более точное описание особенностей кратерообразования можно получить на основе следующей простой модели. Считаем, что при соударении с изотропной пластической преградой кинетическая энергия ударяющего тела переходит в работу пластического деформирования, в результате которого образуется кратер. В достаточно грубом приближении (пренебрегаем теплотериями, расходом энергии на возможные фазовые переходы, неоднородностью течения и т. д.) это выражается уравнением

$$\int_0^h \sigma_* S(x) dx = \frac{mv^2}{2},$$

где σ_* — напряжение течения материала, зависящее от скорости деформирования $\dot{\epsilon}$; S — площадь поперечного сечения кратера; m — масса ударяющей частицы. Считая кратер полусфероидом вращения, а частицу — шаром и учитывая, что $\int_0^h \sigma_* S(x) dx \simeq \sigma_* V$, получаем выражение

$$\frac{hr^2}{d_0^3} \simeq \frac{1}{8} \frac{\rho_0 v^2}{\sigma_*} \quad (2)$$

(ρ_0 — плотность материала частицы), которое при $h=r$ и $\sigma_* = \text{const}$ дает (1). Скорость деформации можно оценить как $\dot{\epsilon} = v/d_0$, тогда в экспериментах (см. рис. 1) $10^6 \leq \dot{\epsilon} \leq 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Для таких высоких $\dot{\epsilon}$ значения динамического предела текучести неизвестны. Для их расчета воспользуемся соотношением

$$\sigma_* = A \dot{\epsilon}^\beta, \quad (3)$$

полученным и обоснованным в [29]. Постоянные A и β ввиду отсутствия прямых экспериментальных данных можно определить по результатам, приведенным на рис. 1, а с помощью (2):

Материал	X18H10T	M1	Д-16АТ	АМГ-6	АД1-М
$A, \text{ ГПа}/(\text{мкс})^\beta$	5,06	2,24	1,58	1,43	0,63
β	0,42	0,38	0,136	0,183	0,2

Хорошая корреляция экспериментальных данных с расчетом по (2), (3) видна на рис. 2. Подстановка (3) в (2) дает

$$\frac{hr^2}{d_0^3} \simeq \frac{1}{8} \rho_0 v^{2-\beta} d_0^\beta. \quad (4)$$

Соотношение (4) объясняет упоминающееся выше отличие α от $2/3$ в используемых для вычисления h формулах и зависимостях рис. 1, а.

В предположении $h \simeq r$ из (4) следует, что $h/d_0 \sim v^{\frac{2-\beta}{3}}$. Более того, (4) объясняет и отмеченную в [7, 30, 31] связь размеров кратера и ударяющего тела. Переход в (2), (4) к глубине каверны h затрудняется в случае существенного отличия формы кратера от полусферической.

Проведенное рассмотрение справедливо, пока скорости удара относительно невысоки и происходит пластическое деформирование материала преграды без существенного испарения в волне разрежения. Это необходимо учитывать при попытках экстраполяции результатов на скорости, превышающие достигнутые в эксперименте. По данным [11, 25] складывается впечатление, что при $v > 10 \text{ км/с}$ α не остается постоянным и имеет тенденцию к уменьшению. Возможно, это отражает смену механизмов формирования кратера и определяющая роль переходит, как отмечалось в [24], к импульсу ударяющей частицы.

Из соотношения (4) следует, что размер частиц оказывает слабое влияние на конечный результат соударения. В [9] размеры частиц ме-

нялись в диапазоне 0,05—4 мм. Опыты в [10, 11, 25] проводились со стеклянными и пирексовыми частицами с $d_0 = 5,2-0,125$ мм. При таком изменении d_0 в пределах 1,5—2 порядков масштабного эффекта, более сильного, чем предписывается (4), и выходящего за рамки естественного экспериментального разброса и погрешности измерения h/d_0 , не обнаружено. Результаты для мишеней из технического алюминия, полученные в [32, 33] при ударе стеклянных частиц с $d_0 < 0,05$ мм, значительно расходятся с данными для частиц с $d_0 > 0,125$ мм. Можно указать две наиболее вероятные причины такого расхождения. Первая — реальная абляция при разгоне стеклянных частиц больше, чем оцениваемая по методике [32, 33]. В пользу этого предположения говорят данные [25], где установлено значительное — от $1/3$ до $1/2$ первоначального размера — изменение d_0 стеклянных частиц в процессе разгона. Это одна из причин, по которой в [25] перешли на метание частиц из пирекса. Вторая — существенное увеличение скорости роста σ_* с повышением ϵ , т.е. увеличение β в (4). Напомним, что при ударе частицы с $d_0 < 0,05$ мм эффективное значение $\epsilon > 3 \cdot 10^8$ 1/с, что намного превосходит реально достигаемые в экспериментах значения ϵ . Чтобы устранить различие в результатах, достаточно, чтобы в этом случае $\beta = 0,4 \div 0,45$. Ограниченность имеющихся данных не позволяет сделать однозначный выбор между указанными причинами.

Соударение с преградами конечной толщины

С уменьшением толщины мишени наступает момент, когда взаимное влияние зоны формирования кратера и тыльной свободной поверхности становится существенным. Волна сжатия, порождаемая ударом, отражается от свободной поверхности волной растяжения, которая успевает возвратиться к каверне еще до остановки пластического течения материала. Если длительность и амплитуда растягивающих напряжений превышают критические значения, то происходит разрушение материала вблизи от тыльной свободной поверхности — откол. Даже если откол не реализуется, разгрузка изменяет условия в зоне образования кратера, а перемычка между дном кратера и задней поверхностью преграды выпучивается. Сказанное иллюстрируется на рис. 3. Наблюдающиеся особенности деформирования и разрушения преград легко объяснимы с точки зрения определяющих их ударно-волновых процессов [9, 10].

Для оценки противометеоритной стойкости конструкции удобно ввести понятие предельной толщины преграды δ_0 , определяемой как

максимальная толщина, при которой для данной скорости удара наступает сквозное разрушение, выражающееся хотя бы появлением разгерметизирующих трещин [9]. Разнообразие типов предельного пробивания при фиксированном значении v обуславливается отношением плотностей материалов частицы и преграды (от этого зависит интенсивность рас-

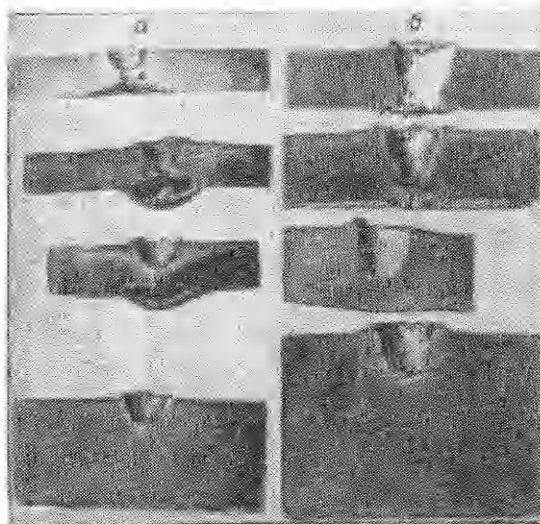


Рис. 3. Влияние толщины преграды на результат удара. $v = 7,3$ км/с, $d_0 = 1,7$ мм, преграды (снизу вверх):

а) Ст. 10, толщина 18; 8; 7 мм; Ст. У12А толщина 7 мм; б) Д16, толщина 30; 13; 11; 10 мм.

пространяющейся в преграду ударной волны) и прочностными свойствами материала преграды при интенсивных динамических нагрузках. Так, в случае пробивания преград из алюминиевых сплавов стальными частицами (см. рис. 3, б) откольные явления выражены слабо, а начало сквозного разрушения связано с радиальными разрывами при пластическом течении «донной» части околократерной зоны. Напротив, при ударе стальных частиц по стальной преграде (см. рис. 3, б) и стеклянных частиц по мишеням из алюминиевых сплавов [10] предельная толщина во многом определяется откольными эффектами. Оценки показывают, что амплитуда ударной волны, выходящей на тыльную свободную поверхность при предельном пробивании стеклянной частицей больше, чем в случае стальной частицы [10].

Несмотря на то что механизм предельного пробивания может существенно меняться, удалось найти удовлетворительное единое приближенное описание всех известных экспериментальных данных по пробиванию металлических преград [9—10, 34]. Это сделано на основе тех же качественных рассуждений, что и в случае каверны в полубесконечной преграде, которые привели к выводу об определяющей роли кинетической энергии ударяющей частицы. Оказалось, что полученные и литературные данные описываются линейной в первом приближении зависимостью

$$\delta_0/d_0 \simeq a(\rho_0 v^2/\rho_1)^{1/3} - b,$$

где a и b — размерные постоянные; ρ_1 — плотность материала мишени. Если v выражать в км/с, то

$$\frac{\delta_0}{d_0} \simeq 1,15 \left[\left(\frac{\rho_0 v^2}{\rho_1} \right)^{1/3} - 0,7 \right]. \quad (5)$$

Имеется только два случая резкого отличия от (5): при ударе стальными частицами по преградам из свинца и магния [9, 34].

Из физических соображений было бы предпочтительнее иметь в качестве определяющего параметра безразмерную величину, что способствовало бы более точному представлению о пределах применимости полученного соотношения. Попытки его отыскания успеха не принесли [34], точность описания экспериментальных данных по сравнению с (5) повысить не удалось. Правда, если использовать отношение удельной кинетической энергии к начальному давлению в точке контакта ударника с мишенью, то данные о пробивании свинца и магния тоже описываются получающейся зависимостью [34]. В этом случае, однако, при $v \rightarrow \infty$ определяющий параметр стремится к некоторому конечному пределу, чему формально должна соответствовать конечная величина δ_0 .

Иногда для оценок используют соотношение $\delta_0 \simeq kh$ ($k = \text{const}$), которое действительно имеет место, когда роль откола в предельном пробивании мала. В частности, для преград из алюминия и его сплавов $k \simeq 1,4 \div 1,5$ [9, 10]. В случае развитых откольных эффектов k не постоянно и, возрастая, может достигать значений $2 \div 3$.

Удар высокоскоростной частицы по мишени толщиной $\delta < \delta_0$ ведет к ее пробиванию, а тело, проникая за преграду вместе с выбитой частью преграды, интенсивно деформируется и при достаточно высокой скорости удара разрушается. В преграде остается отверстие, размер которого также является предметом исследования. Если мишени не очень тонкие, различают диаметры входного и сквозного отверстия. Первый из них монотонно возрастает от d_0 до $2r$, а второй с изменением δ от нуля до δ_0 меняется от d_0 до нуля, проходя через максимум при некотором промежуточном значении δ . С прикладной точки зрения более интересен диаметр сквозного отверстия d_1 . Ввиду сложности процесса простой физической модели для его описания построить не удастся, поэтому известные соотношения, связывающие d_1 с параметрами, характеризующими соударение, носят эмпирический характер. Для достаточно тонких мишеней в [25] приспособливаются формулы, предлагавшиеся для описания

глубины кратера в полубесконечной преграде, а в [6] предлагается линейная связь d_1/d_0 с параметром $v \cdot (\delta/d_0)^{2/3}$. Из эмпирических рассмотрений [34] отметим зависимость, устанавливающую связь диаметра отверстия с параметром $g = (\delta/d_0)^{1/2} (\rho_0 v^2 / \sigma_*)^{1/3}$.

Экспериментальные точки, полученные в различных условиях для разных материалов преград и частиц, с удовлетворительной точностью ложатся на единую кривую. Начиная с $g > 1$ связь g с d_1/d_0 приблизительно линейна, что для фиксированного материала мишени соответствует гипотезе о пропорциональности объема кратера кинетической энергии бойка. В [34] показано, что в действительности эта зависимость предельная для семейства кривых, описывающих связь относительного диаметра отверстия с параметрами соударения. По мере приближения δ к δ_0 начинает сказываться влияние индивидуальных свойств материалов и особенностей процесса, и кривая, соответствующая конкретным условиям эксперимента, отщепляется от общей кривой и устремляется к $d_1 = 0$, достигаемому при $\delta = \delta_0$.

Для пластин с $\delta < d_0$ оказывается возможным использовать решение задачи о взрыве на поверхности пластины в импульсной постановке [35]. Получающееся при этом выражение

$$\frac{d_1}{d_0} = a_1 \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{1/3} \frac{\delta}{d_0} \ln \frac{\rho_0 d_0 v}{\rho_1 \delta c_1} + a_2,$$

где c_1 — продольная скорость звука в материале пластины; a_1, a_2 — постоянные, хорошо согласуются с экспериментальными данными [34].

Результаты опытов по изучению начального этапа деформирования высокоскоростного ударника изложены в [36]. С помощью покадрового импульсного рентгенографирования построены кинограммы процесса деформирования стальных и свинцовых цилиндрических тел при соударении со стальными и алюминиевыми тонкими пластинами. Определены скорости течения материала ударника в осевом и радиальном направлениях. Предел текучести материала тела менялся на 1,5—2 порядка, однако влияния прочностных характеристик на картину деформации при $v \geq 4$ км/с не замечено. Это подтверждает многократно использовавшееся предположение о том, что начальные стадии высокоскоростного соударения можно рассматривать в рамках гидродинамических моделей [1, 3, 6, 24]. Ясно, однако, что, как и в случае кратерообразования в полубесконечной мишени, на заключительных этапах деформирования и в особенности разрушения, успех моделирования зависит от правильного учета прочностных параметров материала, реализующихся в условиях интенсивных динамических нагрузок.

Даже при наличии моделей, позволяющих проводить расчет деформирования и разрушения твердых тел до конца [37, 38], из-за ограниченности возможностей современных ЭВМ надеяться в ближайшее время на полное решение задачи о диспергировании тела на отдельные осколки при воздействии на него кратковременного ударного импульса не приходится. Остается возможность приближенного решения задачи путем статистического исследования параметров облака осколков, проникающих за преграду [36, 39, 40]. Поскольку фиксация параметров каждого осколка невозможна, об их размерах судят по размерам каверн, образованных ими на расположенной за пробиваемой преградой мишени. Оказалось, что с высокой степенью достоверности распределение размеров каверн описывается законом Розина — Раммлера, обладающим универсальной применимостью в условиях взрывного и ударного разрушения [36, 40, 41]:

$$N(x) = N_0 \exp [-(x/x_0)^n]. \quad (6)$$

Здесь N_0 — сумма размеров всех каверн на мишени; $N(x)$ — сумма размеров всех каверн, диаметры которых больше x ; x_0, n — постоянные параметры, определяемые из эксперимента, причем $x_0 \simeq R(x)$, $n \simeq x_0^2/F(x)$, где $R(x), F(x)$ — математическое ожидание («средневзвешенное» значение

ние) и дисперсия x . Для перехода к размерам осколков можно воспользоваться моделирующей кривой из [13] или соотношением (2) в предположении полусферичности кратера. Имеющиеся данные показывают, что разброс скоростей основной массы осколков невелик [36, 39], так что в первом приближении для фиксированных условий удара $x/d_0 \simeq \simeq \text{const}$, откуда следует, что распределение (6) справедливо и для самих осколков.

Обратимся к вопросу о скорости облака осколков, проникающего за пробитую преграду. В экспериментах проще всего фиксировать максимальную скорость его движения в направлении нормали к поверхности w , которую в дальнейшем и будем отождествлять с запреградной скоростью. Величины w измерялись с помощью рентгеноимпульсной съемки разлета осколочного облака. В одной группе экспериментов стальные цилиндры высотой $H = 3,5$ и диаметром 4 мм соударялись с пластинами из стали и алюминия. Некоторое число опытов поставлено с телами и пластинами из титана и вольфрама. Охваченный диапазон скоростей 3—8 км/с, точность измерения w/v не ниже 10—12%. Во второй группе использовались стальные шары, соударявшиеся с алюминиевыми и стальными преградами, $v = 5 \div 10$ км/с, точность не ниже 10%.

В первом приближении для относительно тонких (по сравнению с размером частицы) преград выполняется закон сохранения импульса при неупругом соударении [36]:

$$w/v \simeq q/(1+z). \quad (7)$$

Здесь $z = \delta \rho_1 / H \rho_0$ в случае удара цилиндром и $z = \delta \rho_1 / 0,875 \times d_0 \rho_0$, если удар наносится шаром; $q = 0,9$ — эмпирический коэффициент. С ростом δ , начиная с $w/v \simeq 0,5$, наблюдается заметное отклонение w от расчетных значений, вычисляемых по (7). Для построения соотношения, связывающего величину w с параметрами соударения в более широком диапазоне изменения относительных толщин экрана, воспользуемся энергетическим подходом [42]. В условиях высокоскоростного удара соударение можно считать неупругим, тогда кинетическая энергия ударяющего тела E_0 расходуется на пробивание, уменьшаясь при этом на величину E_1 , а ее остаток будет передан всей массе осколков, проникающих за преграду. Уравнение сохранения энергии имеет вид

$$E_0 = E_1 + E_2$$

(E_2 — суммарная кинетическая энергия потока осколков). Отсюда путем несложных рассуждений получаем

$$w = \frac{\sqrt{v^2 - v_0^2}}{1 + z}, \quad (8)$$

где v_0 — минимальная скорость, необходимая для пробивания рассматриваемой преграды фиксированной частицей. Для определения v_0 привлекается соотношение (5), в котором δ_0 отождествляется с толщиной рассматриваемой преграды. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что, несмотря на ряд серьезных допущений, сделанных при выводе соотношения (8), оно с хорошей точностью может быть использовано для нахождения запреградной скорости осколков. При этом по сравнению с (7) существенно (до $w/v \leq 0,2$) возрастает диапазон относительных толщин преград, для которых возможна достаточно точная оценка w .

Защитные свойства тонкого экрана

Пробивая тонкую пластину (экран), высокоскоростная частица разрушается в результате развивающихся в ней волновых процессов. В диапазоне очень высоких скоростей соударения могут реализоваться условия, при которых произойдет частичное или полное испарение материала

ударяющего тела. Деформирование частицы сопровождается возникновением поля скоростей с ненулевой составляющей, перпендикулярной направлению удара [36], поэтому траектории осколков направлены под различными углами к траектории удара. В результате удар осколков по преграде, расположенной за экраном, распределяется по площади, во много раз превосходящей площадь сечения частицы. Это вместе с потерей импульса (энергии) на пробивание и определяет защитное действие экрана, расположенного на некотором расстоянии от основной преграды.

Общая постановка задачи о пробивании экранированной мишени осложняется тем, что при изменении расстояния между мишенью и экраном s меняется механизм воздействия на мишень. Если в случае малых s удар по мишени наносится нераззошедшимся (компактным) облаком осколков, либо только еще деформирующейся частицей, то с ростом s разрушение мишени все в большей степени определяется ударом наиболее крупных осколков рассредоточенного осколочного поля. Необходима оценка диапазона расстояний $s_1 = s/d_0$, на которых воздействие на мишень определяется каждым из названных механизмов. При выборе в качестве мишени массивной (полубесконечной) преграды количественной характеристики степени разрушения мишени и, следовательно, защитных свойств экрана может служить глубина наибольшей из образующихся на мишени каверн h_0 . Запросам практики более отвечает предельная толщина экранированной мишени.

Сравнение названных характеристик защитных свойств экрана показало, что при больших s они практически равноправны, когда в качестве материала мишени выбирается дюралюминий. Это было нетрудно предвидеть, основываясь на упоминавшемся выше соотношении между глубиной каверны и предельной толщиной, справедливом для алюминия и его сплавов. Экспериментальное исследование зависимости определенных таким образом защитных свойств экрана от расстояния между экраном и мишенью показало, что вначале h_0 с ростом s убывает, а начиная с $s_1 \geq 25 \div 30$ становится практически постоянной [43]. Этот характерный вывод, основанный на данных опытов по удару стальных шаров, согласуется с результатами удара частиц из стекла [44], с той разницей, что выход на постоянные значения s_1 происходит несколько раньше, уже при $s_1 \geq 15 \div 20$. Аналогичен характер зависимости $h_0(s)$ и в случае удара алюминиевых частиц по алюминиевым экранам [45]. Все это позволяет разделить и рассматривать отдельно роль и характеристики экрана для малых и больших s . В первом случае правильной мерой защитных свойств экрана будет суммарная предельно пробиваемая толщина экрана и мишени $\delta + \delta_0$. Зависимости $(\delta + \delta_0)/d_0$ от δ/d_0 для удара стального шара по экрану из Д16 при различных $s_1 < 30$ приведены в [43].

Более полные экспериментальные данные получены для больших расстояний между экраном и мишенью. В этом случае при фиксированных материалах поражение мишени будет определяться толщиной экрана δ и скоростью удара v . Для стальных частиц характерные особенности осколочных полей удобно анализировать, вводя понятие структуры поражения мишени [43]. При относительно малых скоростях удара или очень тонких экранах, когда интенсивность возникающей в частице ударной волны мала, значительная часть ударяющего тела остается неразрушенной. С повышением v и (или) δ происходит полное разрушение тела, размеры каверн от отдельных осколков здесь близки, соответственно структура названа структурой равномерного разрушения. Дальнейшее повышение v приводит к появлению четко выделяющихся краевых каверн, что означает переход к кольцевой структуре поражения. Когда $v \geq 10 \div 12$ км/с, каверны внутри кольцевой области существенно меньше краевых. Высокий уровень первоначальных давлений приводит к диспергированию тела на мельчайшие осколки, плавлению и испарению части из них, а в зоне поражения присутствуют следы напыленного

металла. Более глубокие кольцевые каверны образованы осколками, появление которых связано с краевыми эффектами при разрушении экрана и тела. Естественно, в зависимости от v и δ возможны переходные формы названных структур. В [43] построены структурные диаграммы типов разрушения, на которых в плоскости d_0/δ , v удается выделить границы схем формирования осколочного поля. С помощью диаграммы можно определить характер поражения мишени без постановки эксперимента.

Рассмотренная классификация оказывается неприемлемой в случае частиц из стекла [44]. В силу особенностей поведения стекла под воздействием интенсивных кратковременных нагрузок при достаточно больших s_1 во всем реализованном в опытах диапазоне δ/d_0 , v поражение мишени характеризуется полем каверн, близким к равномерному.

Для расчета защиты конструкции от удара фиксированной (наиболее опасной) частицей при конкретном значении скорости необходимо знать зависимость защитных свойств экрана от его толщины. Качественно такая зависимость, построенная по многочисленным экспериментальным данным с разнообразным сочетанием материалов частиц и экранов в широком интервале изменения скоростей [6, 43—46], показана на рис. 4. При очень тонких экранах h_0 стремится к глубине кратера в полубесконечной незащищенной мишени. С возрастанием δ значение h_0 уменьшается и достигает минимума при некотором δ , зависящем от условий соударения. Дальнейший рост δ вызывает увеличение h_0 (повидимому, связанное со смягчением волн разгрузки из-за повышения времени прохождения экрана частицей), продолжающееся до тех пор, пока δ не становится сравнимой с предельной для данной скорости и материалов частицы и экрана. С этого момента h_0 резко убывает до нуля. Такое поведение обсуждаемой зависимости имеет достаточно очевидное объяснение с точки зрения развития волновых процессов [43].

При использовании тонких ($\delta/d_0 < 1$) экранов из различных материалов определяющим параметром защитных свойств является плотность материала экрана, от которой зависит уровень давления в проходящей по частице ударной волне. С уменьшением плотности материала экрана минимум зависимости на рис. 4 сдвигается вправо по оси δ/d_0 , т. е. для обеспечения наиболее полного разрушения понижение начального давления в УВ должно компенсироваться увеличением длительности импульса. Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют о слабом влиянии прочностных характеристик на защитные свойства тонких экранов.

По экспериментальным данным [44] можно проследить качественное различие во взаимодействии стеклянных частиц с тяжелыми (стальными, медными) и легкими (АД-1М) экранами. При соударении с самыми тонкими тяжелыми экранами длительность импульса недостаточна для полного дробления частицы и ее наиболее крупные осколки определяют поражение мишени. Достижение оптимальной для данных условий соударения толщины экрана приводит к полному дроблению частицы (минимум $h_0(\delta)$). Далее поражение начинает определяться осколками экрана, который разрушается так, что максимальные его осколки имеют характерный размер, равный толщине экрана. Такое разрушение может происходить по известным схемам разрыва экрана или выбивания пробки. С дальнейшим ростом толщины протяженность импульса, нагружающего экран, становится меньше δ , а в разрушении экрана определяющую роль начинают играть откольные явления. Наконец, затухание амплитуды возбуждаемого в экране импульса, происходящее

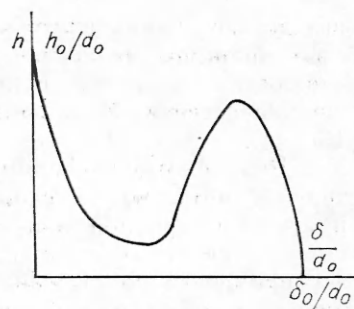


Рис. 4. Зависимость защитных свойств экрана от его толщины.

вследствие взаимодействия с волнами разрежения, приводит к уменьшению толщины отколовшегося слоя и снижению h_0 . Взаимодействие стеклянных частиц с легкими экранами, по-видимому, имеет тот же качественный характер, что и взаимодействие металлических частиц.

Полученные экспериментальные данные относятся к нижнему интервалу метеоритных скоростей [2]. С точки зрения проведения оценок противометеоритной защиты важно представлять, как изменяются защитные свойства экранов с ростом скорости соударения. Результаты экспериментов со стальными частицами показывают, что глубина поражения экранированной мишени с ростом скорости удара падает. Этот вывод в диапазоне $5 \leq v \leq 12$ км/с получен и другими авторами (см., например, [47]). В большинстве работ предполагается, что при существенном (по сравнению с достигнутыми) повышении v поражение мишени в случае больших s стремится к нулю вследствие полного испарения материалов тела и выбитой части экрана. Установление наличия кольцевой структуры поражения, обусловленной краевыми эффектами, свидетельствует о конечности поражения мишени при любых v .

Не так однозначна ситуация, если используются частицы из стекла [44]. Здесь для стальных, медных и тонких алюминиевых экранов поражение при $v \leq 8$ км/с не уменьшилось. Более того, использование тяжелых экранов приводит к возрастанию поражения в данном диапазоне скоростей. По-видимому, это связано с обсуждавшимися выше особенностями взаимодействия стеклянных частиц с тяжелыми экранами.

На основе проведенных исследований в [43] сформулированы некоторые принципы расчета экранной защиты от ударов метеоритов.

Влияние угла встречи с преградой

Проводившееся до сих пор рассмотрение относилось к удару по нормали к поверхности преграды. Реально соударение метеорита с оболочкой космического аппарата должно происходить под различными углами к поверхности конструкции. В результате происходит нарушение осевой симметрии процесса, что затрудняет как интерпретацию результатов эксперимента, так и теоретический анализ явления и его моделирование с помощью ЭВМ.

Немногочисленные исследования, оценивающие влияние угла соударения на кратерообразование в полубесконечной мишени [5, 48, 50], позволяют выделить два принципиальных момента. Во-первых, изменение объема кратера $V(\gamma)$ при ударе под углом γ к поверхности преграды пропорционально $\sin \gamma$ ($V(\gamma)/V \simeq \sin \gamma$). Это позволяет использовать для расчета $V(\gamma)$ соотношения типа (2), (4). Во-вторых, при невысоких скоростях удара и достаточно малых углах наклона кратер перестает быть симметричным относительно нормали к поверхности. Характерно, что вопреки интуитивным предположениям наиболее глубокая часть кратера формируется в направлении, откуда двигался снаряд (рис. 5). В [5] сформулировано эмпирическое правило, согласно которому форма кратера вновь обретает осевую симметрию, когда нормальная к поверхности преграды составляющая скорости удара превышает скорость звука в материале преграды. Имеющихся данных пока недостаточно для построения четкой, хотя бы феноменологической, модели процесса кратерообразования при ударе под углом.

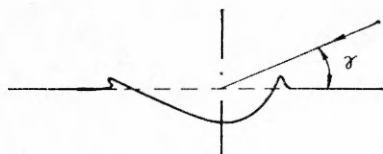


Рис. 5. Форма кратера при ударе под углом.

Более важно учитывать влияние γ при оценке предельной толщины преграды. В отличие от глубины кратеров, для которой в случае полусферичности их формы $h(\gamma)/h \simeq (\sin \gamma)^{1/3}$, отношение предельных толщин $\delta_0(\gamma)/\delta_0 \simeq (\sin \gamma)^{2/3}$ [9]. В результате (5) для произволь-

ного угла соударения приобретает вид

$$\frac{\delta_c}{d_0} \approx 1,15 \left[\left(\frac{\rho_0 v^2}{\rho_1} \right)^{1/3} - 0,7 \right] \sin^{2/3} \gamma. \quad (9)$$

При высоких скоростях соударения из (9) следует

$$\frac{\delta_c}{d_0} \approx 1,15 \left[\frac{\rho_0 (v \cdot \sin \gamma)^2}{\rho_1} \right]^{1/3},$$

что подчеркивает определяющую роль нормальной составляющей v в процессе предельного пробития преград.

Систематическое исследование пробивания преград с $\delta < \delta_0$ под углом проведено в [51]. Отверстие, пробиваемое в преграде при ударе под углом, имеет форму эллипса, вытянутого в направлении удара. Его меньшая ось остается равной диаметру отверстия, пробиваемого при ударе этой же частицы по нормали, и для ее определения можно использовать соотношения из [34]. Казалось бы, что в качестве первого приближения для большей оси d_2 можно принять величину $d_1/\sin \gamma$, вытекающую из элементарного геометрического рассмотрения, однако в действительности $d_2 \geq d_1/\sin \gamma$, что, по-видимому, связано с изменением условий нагрузки на края расширяющегося отверстия. Отличие d_2 от $d_1/\sin \gamma$ растет с уменьшением γ . При $\gamma = 30^\circ$ площадь образующегося отверстия может более, чем в 1,5 раза превышать площадь отверстия, возникающего в тех же условиях при ударе по нормали.

Рассмотрим удар компактной частицы по пробиваемой преграде под углом γ . Образующаяся при этом продольная волна сжатия раньше всего выйдет на тыльную свободную поверхность пластины в точке, противоположной точке первого контакта частицы и пластины. В возникающей затем центрированной волне разрежения материал пластины приобретает скорость, направленную по нормали к ее поверхности. Если появляющиеся при этом растягивающие напряжения достаточно велики и существуют достаточно долго, то происходит откол части пластины. В противном случае возможно выбивание части мишени, аналогичное известному механизму выбивания пробки. В любом случае частицы материала мишени приобретают скорость, направление которой близко к нормали к поверхности пластины. В то же время деформирующаяся и разрушающаяся частица продолжает движение в направлении, близком направлению скорости удара. По этим причинам происходит отделение потока осколков, образовавшихся при разрушении преграды и имеющих преимущественное направление скорости по нормали к ее поверхности, от потока осколков ударяющего тела, результирующая скорости которых близка по направлению к его первоначальной траектории. Разделение тем явственней, чем меньше γ . При ударе о помещенную за преградой мишень возникают две группы соответствующих каверн.

Каждая из выделившихся групп осколков будет иметь свою запреградную скорость. В итоге полезно рассмотреть три характерные скорости потока осколков, проникающих за экран: w_1 — осколков частицы, w_2 — осколков экрана и $w_3 = \max(w_2, w_1 \sin \gamma)$. Последняя величина наиболее важна с практической точки зрения, так как именно она при прочих равных условиях определяет поражение мишени, защищенной экраном. Результаты экспериментов по измерению w_1 , w_2 и определению w_3 приведены в [51]. Изучался удар стальных шаров с $d_0 = 2,3$ мм, ускоренных до $v = 5 \pm 0,1$ км/с, по экранам из дюралюминия толщиной 0,5; 1; 2 мм при изменении γ от 90 до 30° . Данные показывают, что во всем исследованном диапазоне изменения $w_1 > w_2$. Для тонкого экрана превышение w_1 над w_2 незначительно. Для $\delta = 0,5$ мм w_3 практически совпадает с w_2 . С ростом δ различие увеличивается и при $\delta = 2$ мм $w_3 = w_1 \sin \gamma$ для всех γ , кроме $\gamma = 30^\circ$. Анализ данных показывает, что (7) и (8) в рассматриваемом случае могут применяться для определения максимальной запреградной скорости [51, 42], если формально интер-

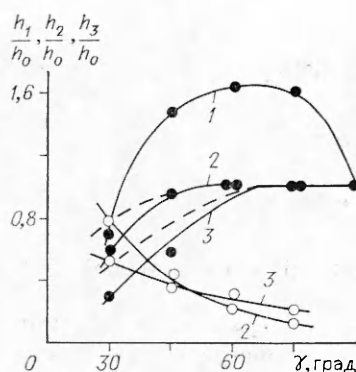


Рис. 6. Защитные свойства экрана при ударе под углом.

δ, мм: 1 — 0,5, 2 — 1, 3 — 2; — — — h_3/h_0 ; ● — каверны от осколков частиц; ○ — каверны от осколков экрана.

претировать изменение условий соударения как увеличение соответствующей удельной (на единицу поверхности) массы преграды, т. е. вместо z ввести $z_1 = z/\sin \gamma$.

Неожиданный результат дало изучение влияния угла соударения на поражение мишени, защищенной экраном. Соответствующие данные приведены на рис. 6 в виде зависимостей h_1/h_0 , h_2/h_0 , h_3/h_0 , где h_0 — глубина максимальной каверны при $\gamma = 90^\circ$, индексы 1—3 относятся к максимальным глубинам каверн от осколков, экрана и абсолютно максимальной каверны при $\gamma < 90^\circ$. При $\delta = 0,5$ мм каверны от осколков экрана идентифицируемы, но их размеры пренебрежимо малы и в масштабе рисунка не воспроизводятся. Основная особенность приведенных результатов — качественное различие зависимости h_1/h_0 (и, следовательно, h_3/h_0) для $\delta = 0,5$; 1 и 2 мм. Если при $\delta = 1$ и 2 мм кривые максимального поражения мишени вначале остаются практически на постоянном уровне, а затем с уменьшением γ монотонно убывают, то при $\delta = 0,5$ мм h_3/h_0 с уменьшением γ вначале резко возрастает до $h_3 > 1,5h_0$ и только затем уже при относительно малых γ начинает убывать. Наблюдаемое различие показывает, что влияние отклонения траектории частицы от нормали на процессы, вызываемые ударом и приводящие к разрушению частицы, не может быть сведено к формальному сопоставлению удара по нормали к поверхности при соответствующем увеличении толщины экрана в геометрической пропорции, как при обработке результатов измерения запреградной скорости. Анализ с точки зрения рис. 4 показывает, что если бы роль изменения γ сводилась к увеличению эффективного значения δ , то при $\delta = 0,5$ мм зависимость $h_1(\gamma)$ (здесь $h_1(\gamma) = h_3(\gamma)$) должна была бы монотонно убывать [51]. Установленный эффект делает невозможным прямое обобщение на случай удара под углом данных, полученных при ударе по нормали.

Удар по мишеням из хрупких и пористых материалов

Остановимся на некоторых особенностях высокоскоростного удара по горным породам и стеклу. Обширная сводка разнообразных сведений о кратерообразовании в данном случае приведена в [52], а в [53] детально изучена морфология кратеров при ударе микрочастиц по стеклу.

В [54] исследован удар стальных сферических частиц с $\dot{a}_0 = 0,7 \div 2,3$ мм при $v = 5 \div 12$ км/с по стеклянным дискам (оптический крон). Вокруг ударного кратера образуется четко выраженная зона радиально-кольцевых трещин, имеющая форму конуса, вершиной уходящего в глубь образца, и остающаяся неизменной при любой из реализованных скоростей удара. Диаметр этой зоны $D \gg \dot{a}_0$ и близок к диаметру кратеров в горных породах, определяемых хрупким разрушением (сколом) при волновых процессах в мишени [55—57], но в стекле выброс материала происходит из гораздо меньшей по размерам центральной части. Скоростная киносъемка процесса показывает, что сетка трещин образуется уже в волне сжатия. Угол раствора конуса разрушенного материала $\sim 140\text{—}150^\circ$, что близко к результатам [56, 57] и согласуется с оценкой, по которой этот угол определяется как арксинус отношения скоростей поперечных и продольных звуковых волн [58, 59]. Качественно наблюдающиеся разрушения согласуются с данными [53], однако их количественные характеристики существенно отличаются. Имеющихся данных недостаточно для выяснения причин такого расхождения.

При $v \approx 10$ км/с толщина предельно пробиваемой металлической преграды лежит в пределах $(5-10)d_0$ ((5), (9)). В стекле и кварце откольные явления на тыльной стороне пластины становятся заметными, когда $\delta \approx 20 \div 25d_0$, а сквозное разрушение наступает при $\delta \geq 10d_0$.

Использовавшиеся в опытах [54] мишени представляли собой круглые пластинки. Ударная волна, возникающая при соударении, быстро трансформируется в упругую волну сжатия, при выходе на свободную поверхность отражающуюся волной разгрузки. На свободной боковой поверхности могут возникнуть откольные разрушения. Схождение отраженной волны в глубь образца приводит к росту (кумуляции) растягивающих напряжений. Их концентрация в некоторой зоне приводит к появлению трещин, которые могут перекрывать всю толщину образца. Из простейшего акустического анализа ясно, что размер зоны вторичного разрушения растет вместе со скоростью удара при постоянном d_0 , а зона вторичного разрушения (как и наблюдается в экспериментах) всегда находится на диаметре, проходящем через точку удара симметрично по другую сторону от центра диска. Жесткая заделка образца в обойму из материала с большим, чем у стекла, акустическим импедансом приводит к кумуляции волн сжатия, также вызывающих вторичное разрушение.

При ударе под некоторым углом опасность хрупкого разрушения может возрасти. В экспериментах максимальные разрушения наблюдались при $\gamma \approx 60 \div 45^\circ$.

В опытах с дунитом, базальтом, габбро-норитом, пористым андезитом, биотит-пироксеновым роговиком, пемзой [56] проверялось предположение о том, что масса M раздробленного и выброшенного материала пропорциональна кинетической энергии ударающего тела [60]:

$$M \sim E_0/\epsilon \quad (10)$$

(ϵ — величина, характеризующая прочность кристаллической решетки материала мишени). Эксперименты не выявили линейной связи типа (10) ни для одного из исследованных материалов.

На образцах из биотит-пироксенового роговика исследовалось распределение выбрасываемых при ударе осколков по углам для $v = 3 \div 10$ км/с. Определены три основные зоны разлета (рис. 7). На гидродинамической стадии течения материалов ударника и мишени формируется зона кумулятивного выплеска α_2 с угловой шириной $\Delta\alpha_2 \approx 7^\circ$. В поставленных опытах $\alpha_2 \approx 25 \div 28^\circ$ и слабо зависит от v , что связано, по-видимому, с одинаковым на данный момент наклоном стенки кратера при разных v . Осколки этой зоны могут быть кратерообразующими, т.е. двигаются достаточно быстро. Боковой выброс α_3 формируется на последней стадии образования кратера при разрушении (скалывании) материала у поверхности и содержит около $4/5$ всей выброшенной массы. Величина $\alpha_3 \approx 80^\circ$ не зависит от v ; скорость осколков в этой зоне мала.

Последняя из осколочных зон соответствует выбросу материала по нормали при упругом восстановлении формы после сжатия; $2\alpha_1 \approx 10^\circ$. Результаты опытов показывают, что не более 5% всей выбрасываемой массы движется со скоростью ≥ 1 км/с. В масштабе проведенных опытов скоростям 1—2 км/с соответствуют размеры осколков в десятки микрон. Данные согласуются с зависимостями, полученными в [55] с помощью киносъемки; дискретность выброса осколков в [55] не замечена.

Влияние слоя пыли, покрывающего поверхность мишени, на глубину образующегося в базальте кратера изучено в [57]. Кратер в мишени не образуется, если произведение толщины слоя пыли на ее плотность равно произведению глубины кратера в незащищенном образце на плотность его материала.

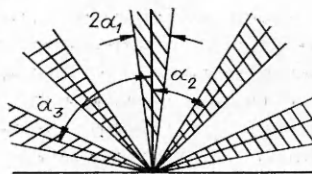


Рис. 7. Угловое распределение осколков, выброшенных из кратера.

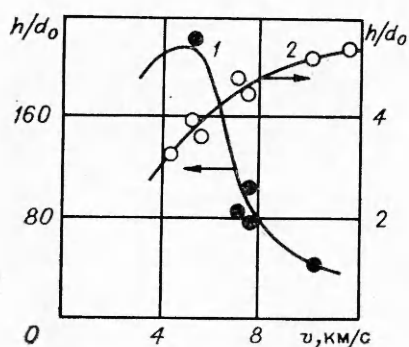


Рис. 8. Проникание стальных частиц в пенопласт (1) и дюралюминий (2).

[61] ($\rho_1 = 0,11 \text{ г/см}^3$); при $v = 5,1 \text{ км/с}$ стальной шар с $d_0 = 3,35 \text{ мм}$ не разрушается, пройдя до остановки расстояние $h = 780 \text{ мм} \approx 230d_0$. В рассматриваемом случае максимальная глубина проникания соответствует наибольшей v , при которой тело еще не разрушается.

С ростом v (при прочих равных условиях) напряжения в теле превышают предельные для данных условий и материала. Разрушение тела приводит к уменьшению глубины проникания, при этом первоначальный канал может делиться на несколько более мелких, соответствующих отдельным осколкам. Дальнейший рост v настолько повышает напряжения в теле, что трещины, если они и возникают, не успевают раскрыться и материал течет подобно вязкой жидкости. Следы от осколков исчезают, и каверна от удара приобретает вид относительно широкой выемки.

Проведенное рассмотрение объясняет характерные особенности зависимости глубины проникания в легкий пористый материал от скорости удара (рис. 8). Для сравнения приведены также данные для удара этих же частиц в дюралюминий. Аналогичный ход $h(v)$ с локальным максимумом в области малых скоростей наблюдается и для удара стальных тел в свинцовую преграду [3, 13]. В последнем случае уменьшение глубины кратера связано с началом пластического деформирования ударника, до этого внедрявшегося как жесткое тело.

Заключение

Кроме рассмотренных вопросов, при решении которых установлены общие закономерности ряда явлений и количественные соотношения, их характеризующие, в Институте гидродинамики решались и другие задачи, более конкретные по постановке и полученным результатам. Так, с точки зрения интерпретации результатов натурных измерений необходимо оценивать полный импульс, передаваемый преграде при соударении. При высокоскоростном ударе он складывается из импульсов частицы и реактивного, обусловленного выбросом материала мишени из каверны. Единого взгляда на связь полного (или реактивного) импульса с параметрами соударения до сих пор не выработано, хотя этому вопросу и посвящены некоторые теоретические и экспериментальные работы [1, 14, 62—64]. В [65] измерена угловая зависимость полного импульса, сообщаемого стальным шариком с $d_0 = 0,83 \text{ мм}$ при $v = 7,3 \text{ км/с}$, стальной и дюралюминиевой мишеням в диапазоне $30 \leq \gamma \leq 90^\circ$.

Значительный интерес проявляется к исследованию воздействия высокоскоростных частиц на элементы конкретных конструкций [6, 66]. В [34, 67] исследованы разрушения тонкостенного трубопровода, заполненного жидкостью, при ударе стальных частиц с $v \leq 11 \text{ км/с}$. Выявлено, что в зависимости от величины кинетической энергии ударяющей частицы возможны четыре типа разрушения трубопровода, установлены граничные значения E_0 для перехода от одного типа к другому и построены диаграммы, позволяющие определять тип разрушения без проведения дополнительных экспериментов.

Уже в [6] значительное внимание уделено численному моделированию явлений при высокоскоростном ударе. В настоящее время количество подобных работ возросло настолько, что даже краткий их анализ требует написания отдельного обзора, поэтому здесь ограничимся только указанием общих тенденций развития данного направления. Если вначале за основу принимались гидродинамические модели и значительное, если не основное, внимание уделялось разработке численных методик, то теперь все чаще происходит поиск модельных постановок, наиболее адекватных процессу высокоскоростного взаимодействия, в том числе и на его поздних стадиях. Следует отметить получивший широкое распространение подход на основе упругопластической модели [68], различные модификации которого применялись для решения задач высокоскоростного соударения [68—74]. Оригинальная модель вязкоупругого тела максвелловского типа [72], единообразно описывающая поведение материалов в процессе соударения на всех его этапах, использована в [38, 73—74]. Вместе с тем, несмотря на значительное продвижение направления численного моделирования, полного описания взаимодействия высокоскоростной частицы с элементом произвольной конструкции еще не получено.

Изложенные результаты показывают, что проведенные в Институте гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО АН СССР исследования создают целостное представление о процессе взаимодействия высокоскоростных тел с различными типами преград, выделяют характерные особенности конкретных процессов, создают основу для проведения инженерных оценок противометеоритной стойкости конструкций в нижнем интервале метеоритных скоростей.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Лаврентьев. Искусственные спутники Земли, 1959, 3.
2. Л. А. Мерзиевский, В. М. Титов, Ю. И. Фадеев и др. ФГВ, 1987, 23, 5.
3. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1973.
4. М. А. Лаврентьев, В. М. Титов, Ю. И. Фадеев и др.— В кн.: Фундаментальные исследования. Физико-математические и технические науки. Новосибирск: Наука, 1977.
5. Р. Эйчельбергер, Дж. Кайинке.— В кн.: Физика быстротекающих процессов. Т. 2. М.: Мир, 1971.
6. Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973.
7. Динамика удара. М.: Мир, 1985.
8. Ю. И. Фадеев. Высокоскоростной удар. Библиографический указатель. Новосибирск, 1967, вып. 1; 1972, вып. 2; 1976, вып. 3; 1979, вып. 4.
9. В. М. Титов, Ю. И. Фадеев. Космические исследования, 1972, 10, 4.
10. А. П. Аникеева, Л. А. Мерзиевский, В. М. Титов. ПМТФ, 1977, 3.
11. В. В. Сильвестров. ФГВ, 1979, 15, 6.
12. Ю. И. Фадеев. ПМТФ, 1964, 5.
13. Л. В. Беляков, Ф. Ф. Витман, И. А. Златин. ЖТФ, 1963, 33, 8.
14. К. П. Станюкович. Искусственные спутники Земли, 1960, 4.
15. Ф. Ф. Витман, И. А. Златин. Докл. АН СССР, 1962, 146, 2, 337.
16. R. L. Bjork. Proc. X-th Intern. Astronaut. Congr., London, 1959; Wien, Springer — Verlag, 1960.
17. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
18. Л. В. Леонтьев, А. В. Тарасов, И. А. Терешкин. Космические исследования, 1971, 9, 5.
19. М. М. Русаков. ПМТФ, 1966, 4.
20. М. М. Русаков, М. А. Лебедев. Космические исследования, 1972, 10, 1.
21. М. М. Русаков, Б. К. Шайдуллин. Космические исследования, 1979, 17, 1.
22. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
23. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова и др. ЖЭТФ, 1977, 73, 5 (11).
24. R. L. Bjork. Rand. Corp. Paper 1662, 1958.
25. Д. Р. Сол. PTK, 1970, 8, 7, 69.
26. N. R. Sorenson. Proc. 7-th Hypervelocity Impact Symp., 17—19 Nov. 1964, Tampa, Florida, vol. 6.
27. A. C. Charters, J. L. Summers. Proc. 3-rd Symp. Hypervelocity Impact, Armor Res. Foundation, Chicago, Illinois, 1958.

28. N. Pailer, E. Grün. Planet. Space Sci., 1980, 28, 3.
29. Ф. Ф. Витман, Н. А. Златин, Б. И. Иоффе. ЖТФ, 1949, 19, 3.
30. D. Humes. Proc. Meteor. Hazard Workshop ESA SP-153, 1979.
31. H. Fechting. Ibid.
32. C. N. Scully e. a. Proc. 7-th Hypervelocity Impact Symp., Tampa, Flo., vol. 1.
33. F. D. Rosen, C. N. Scully. Ibid., vol. 6.
34. Л. А. Мерзиевский, Ю. И. Фадеенко. Космические исследования, 1973, 11, 6.
35. В. М. Кузнецов. ПМТФ, 1962, 2.
36. Л. А. Мерзиевский, В. М. Титов. ПМТФ, 1975, 5.
37. L. Seaman, D. R. Curran, D. A. Shockey. J. Appl. Phys., 1976, 47, 11.
38. Л. А. Мерзиевский, А. Д. Реснянский.— В кн.: Механика быстропротекающих процессов. Новосибирск, 1984.
39. P. F. Swift e. a. J. Spacecraft and Rockets, 1970, 7, 3.
40. Л. А. Мерзиевский. Динамика сплошной среды, 1970, 5.
41. В. М. Кузнецов, Э. А. Кошелев и др. ПМТФ, 1971, 2.
42. Л. А. Мерзиевский. ФГВ, 1981, 17, 2.
43. Л. А. Мерзиевский, В. М. Титов. ПМТФ, 1977, 2.
44. А. П. Анкиева, Л. А. Мерзиевский. ФГВ, 1979, 15, 6.
45. B. I. Arenz. J. Spacecraft and Rockets, 1969, 6, 11.
46. C. Lecomte. Annales des mines, 1966, 10—11.
47. Ц. Дж. Мейден, А. Р. Макмиллан. РТК, 1964, 2, 11.
48. Р. Дж. Эйхельбергер, Дж. В. Герниг. РТ, 1962, 32, 10.
49. G. M. Bryan, E. M. Pugh. J. Appl. Phys., 1962, 33, 2.
50. Г. В. Степанов. Прикладная механика, 1969, 5, 8.
51. Л. А. Мерзиевский, В. П. Урушкин. ФГВ, 1980, 16, 5.
52. А. Т. Базилевский, Б. А. Иванов.— В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве. М.: Мир, 1977.
53. Дж. Ф. Веддер, Ж.-К. Мандевиль.— Там же.
54. В. М. Титов. ПМТФ, 1976, 4.
55. D. E. Gault, E. D. Heitowitz. Proc. 6-th Symp. Hypervelocity Impact, vol. 2, pt 2. Cleveland, 1963.
56. В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко, Г. А. Швецов. Докл. АН СССР, 1970, 191, 2.
57. С. Н. Бондарев, Ю. И. Фадеенко, В. П. Чистяков. Космические исследования, 1972, 10, 1.
58. В. С. Никифоровский. ПМТФ, 1962, 2.
59. В. С. Никифоровский, Е. И. Шемякин. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск: Наука, 1979.
60. К. П. Станюкович. ЖЭТФ, 1959, 36, 5.
61. Г. В. Пряхин, В. М. Титов. ПМТФ, 1969, 5.
62. J. W. Gehring, C. L. Meyers, J. A. Charest. Proc. 7-th Symp. on Hypervelocity Impact, Florida, 1965, vol. 5.
63. Б. А. Архипов, Ю. С. Степанов. ПМТФ, 1965, 3.
64. Г. В. Степанов. Космические исследования, 1969, 7, 4.
65. В. Ф. Лобанов. Космические исследования, 1973, 11, 3.
66. F. S. Stepka, R. R. Dengler, C. R. Morse. Ibid. 33.
67. Л. А. Мерзиевский. Динамика сплошной среды, 1971, 8.
68. М. Л. Уилкинс.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике, М.: Мир, 1967.
69. Н. Н. Яненко, В. М. Фомин.— В кн.: Нелинейные волны деформации. Таллин, 1977.
70. В. М. Фомин. 5-й Всесоюз. съезд по теор. и прикл. мех. Аннотат. докл., Алма-Ата, 1981.
71. А. И. Гулидов, В. М. Фомин, Н. Н. Яненко.— В кн.: Проблемы математики и механики. Новосибирск, 1983.
72. С. К. Годунов. Элементы механики сплошной среды. М.: Наука, 1978.
73. Л. А. Мерзиевский, А. Д. Реснянский. ФГВ, 1984, 20, 5.
74. L. A. Merzhievsky, A. D. Resnyansky. J. de Physique, 46, 8.