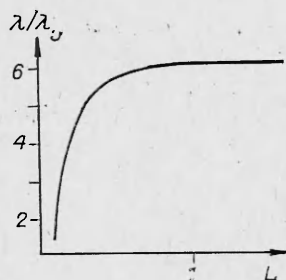
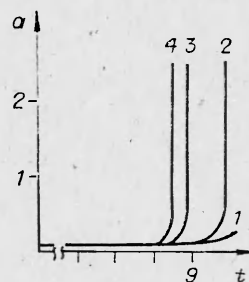


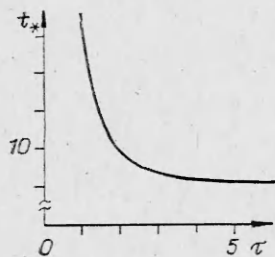
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

высококонтентрированные аэродисперсные смеси с дискретной фазой, обладающей достаточно малой теплотой фазового перехода на основе мало-контентрированных смесей газов и частиц с конечной теплотой фазового перехода.

На рис. 3 показано изменение ускорения во времени для нескольких характерных времен релаксации ($\tau = 1; 2; 3; 4$ соответствует кривым 1—4). Видно, что с ростом величины времени релаксации τ профиль ускорения смеси на фронте волны приближается к профилю ускорения в смеси с замороженным процессом плавления (см. (5)). При этом время образования ударной волны уменьшается с ростом τ (рис. 4), что вызвано уменьшением количества энергии, идущей на процесс плавления. Оказалось, что при $\tau > 3$ фазовый переход почти не влияет на время образования ударной волны.

В заключение отметим, что основные результаты расчетов получены при $c_{v1} = 750$, $c_{p1} = 1050$, $R = 300$, $T_0 = 2300$ К, $p_0 = 10^6$, $r = 2700$, $L = 2 \cdot 10^5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров А. В., Фомин В. М., Охунов М. Х. Математическое описание течения смеси газа и жидких (твердых) частиц с учетом кристаллизации (плавления).— В кн.: Тез. конф. МСС. Ташкент, 1979.
2. Федоров А. В., Фомин В. М., Чиркашенко Е. П. Качественное исследование уравнений, описывающих квазиодномерное неравновесное течение в каналах.— ПМТФ, 1983, № 1.
3. Coleman B. D. Growth and decay of discontinuities in fluids with internal state variables.— Phys. Fluids, 1967, v. 10, N 7.

Поступила 26/IX 1984 г.

УДК 541.24 : 532.5

КОНТИНУАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ УДАРНОЙ ЭРОЗИИ

А. П. Трунев, В. М. Фомин

(Новосибирск)

Процесс эрозийного разрушения материалов анализируется в рамках модели сплошной поврежденной среды. Основное внимание уделяется нестационарной эрозии, характерной для кавитационных разрушений и для разрушения при воздействии каплей жидкости. Модель предсказывает потерю прозрачности материала, время начала разрушения и скорость эрозии вплоть до установления на эродированной поверхности микрорельефа с постоянной глубиной впадин. Показано, что в заключительной стадии глубина износа возрастает пропорционально логарифму времени процесса. Предлагаемая теория объединяет концепцию усталостного разрушения, выдвинутую в [1] (см. также дискуссию по вопросу о временной зависимости кавитационных разрушений [2]), и принципы механики сплошной поврежденной среды. Проблема моделирования нестационарной эрозии ввиду ее большого практического значения привлека-

ла внимание многих исследователей. Основные модели эрозии рассмотрены в [3, 4]. Большой объем экспериментальных данных по дождевой эрозии различных материалов представлен в полуэмпирической модели [5].

1. Общая формулировка проблемы. Ударная эрозия развивается при обтекании тел в двухфазном потоке. Удобно абстрагироваться от конкретного вида эрозионной среды, задаваясь необходимыми граничными условиями на разрушаемой поверхности. Проблему эрозии можно рассматривать как задачу двухфазного обтекания [6, 7] и задачу механики разрушений [8]. Остановимся на последней задаче. Двухфазное течение — источник потока частиц, создающих на обтекаемой поверхности систему ударных нагрузок (для определенности будем рассматривать эрозию при воздействии капель жидкости). Реакция материала на ударное воздействие частиц может быть различной в зависимости от свойств самого материала и от параметров нагрузки. Нестационарная эрозия наблюдается, как правило, при малой интенсивности воздействия. Поэтому предположим, что материал способен выдержать достаточно большое число ударов на одно пятно контакта, прежде чем толщина унесенного слоя сравняется с диаметром капли (реально это число изменяется в пределах $10^3 - 10^7$ ударов / $(\pi d_p^2/4)$, d_p — диаметр капли). В таком случае эрозию можно рассматривать как результат непрерывного процесса накопления повреждений в материале. Чтобы описать состояние среды перед разрушением, введем скалярную меру поврежденности среды $\omega(x, y, z, t) \geq 0$ с нормировкой: $\omega = 1$ в момент полного разрушения. Имеет место принцип суммирования повреждений

$$(1.1) \quad d\omega/dt = \Phi(\omega, \sigma_{ik}, \{\xi_\omega\}),$$

где σ_{ik} — тензор напряжений; $\{\xi_\omega\}$ — множество параметров, характеризующих поврежденную среду.

Рассмотрим эрозию первоначально неповрежденного материала. По истечении некоторого времени материал в поверхностном слое будет полностью разрушен, начнется унос массы и поверхность тела придет в движение. Предположим, что уравнение поверхности есть $z + h(x, y, t) = 0$, а двухфазное течение заполняет область $z + h(x, y, t) > 0$. Условие подвижной границы имеет вид

$$(1.2) \quad \omega(x, y, -h(x, y, t), t) = 1.$$

При эрозии материала с покрытием условие разрушения одновременно может выполняться на поверхности и на границе покрытия с подложкой, но здесь этот случай не рассматривается. Продолжительность скрытого периода определяется как решение уравнения

$$(1.3) \quad \omega(x, y, -h(x, y, 0), t^*) = 1.$$

Уравнения (1.1) — (1.3) составляют общую модель ударной эрозии, представляемой как непрерывный процесс, что не всегда оправдано. Например, в условиях высокоскоростного соударения разрушенный материал удаляется в каждом акте соударения, а кумулятивное повреждение несущественно. Подобный процесс можно описывать феноменологически, полагая $h = h(x, y, t)$ и вводя коэффициент потерь массы на одну частицу [6, 7]. В некоторой промежуточной области параметров соударения будет справедлива модель [3], в которой эрозия представляется как дискретно-непрерывный процесс. Модель [3] содержит большое число интегральных уравнений, и ее приложение даже в простейшем случае вызывает серьезные затруднения [4]. Континуальная модель также сложна для анализа, поскольку в правой части (1.1) содержатся случайные параметры и процессы. Действительно, каждый акт соударения частицы с поверхностью — случайное событие. Поэтому $\sigma_{ik}(t)$ и $\omega(t)$ — случайные процессы. Кроме того, и среди множества $\{\xi_\omega\}$ имеются случайные параметры. Из (1.2) следует, что формирующийся на поверхности рельеф также описывается случайной функцией. Дальнейшее взаимодействие капель с по-

верхностными неоднородностями приводит к усилению хаоса в системе. Вообще говоря, на практике и не требуется столь детального описания эрозии, какое дают уравнения (1.1) — (1.3). Поэтому можно сформулировать более простую модель, игнорирующую различные тонкие процессы, происходящие в системе. Например, в [8] развита диффузионная модель эрозии, основанная на известной аналогии процессов теплового и эрозийного разрушения:

$$\partial\omega/\partial t + U\partial\omega/\partial z - D\partial^2\omega/\partial z^2 = \langle\Phi\rangle.$$

Здесь $U(t)$ — скорость эрозии; $D(t) = d/dt \langle (h - \langle h \rangle)^2 / 2 \rangle$. Диффузионная модель проста в математическом отношении, но не позволяет достаточно глубоко исследовать процесс эрозии. Эта модель полезна при анализе начала разрушения, когда $D(t) \sim \text{const}$. Но на более поздней стадии, когда $D(t) \rightarrow 0$, необходимо привлекать гипотезы о поведении функции $D(t)$, что вызывает серьезные затруднения, если требуется возможно более точно предсказать параметры наведенной шероховатости (например, при моделировании турбулентности, при расчете отражательной способности и т. п.). Ниже излагается некоторый подход к решению этой проблемы.

2. Модель нестационарной эрозии. Предположим, что при $t = 0$ плоский образец помещается в однородный поток капель жидкости. По истечении скрытого периода начинается унос разрушенного материала. Опыт показывает [3], что эрозия наблюдается не на всей поверхности сразу, а постепенно распространяется с наиболее слабых частей поверхности на более долговечные элементы. Запишем решение уравнения (1.3) в виде $t^* = t^*(x, y)$. Интервалу долговечностей от t^* до $t^* + \Delta t^*$ соответствует некоторая площадь на поверхности образца. Предположим, что известна статистика долговечностей элементов поверхности $n(t^*)$, тогда искомая площадь есть $\Delta s(t^*) = n(t^*)\Delta t^*$. Образец можно представить состоящим из ячеек площадью $\Delta s(t^*)$ и суммарной площадью, равной единице:

$$(2.1) \quad \int_{t_0^*}^{\infty} n(t^*) dt^* = 1$$

(t_0^* — минимальная долговечность).

Поставим задачу о нахождении параметров эрозии, включая шероховатость поверхности, для известной статистики $n(t^*)$. Анализ упрощается, если пренебречь зависимостью скорости накопления повреждений от ω . Указанное ограничение не принципиально для проблемы эрозии, но существенно при моделировании полей напряжений. Рассеяние параметров $\{\xi_\omega\}$ учитывается зависимостью $n(t^*)$, поэтому положим $\Phi(\omega, \sigma_{ik}, \{\xi_\omega\}) = \varphi(\sigma_{ik})$. В уравнении (1.1) выполним осреднение по ансамблю частиц, выпадающих на данную площадку $\Delta s(t^*)$ за время Δt . Пренебрегая эффектами кратных соударений, что справедливо при малом объемном содержании частиц, представим среднее значение суммы воздействий в виде

$$(2.2) \quad \bar{\varphi}(z) = n_p u_p \int_0^\infty dt' \int_0^\infty 2\pi r dr \varphi(\sigma_{ik}^0(r, z, t')),$$

где σ_{ik}^0 — тензор напряжений при соударении капли с преградой; n_p, u_p — числовая плотность и скорость потока частиц; черта соответствует осреднению по ансамблю частиц.

Решение задачи об эрозионном разрушении отдельной ячейки можно представить в виде

$$(2.3) \quad \bar{\omega}(z, t) = \begin{cases} t\bar{\varphi}(z), & t \leq t^*, \\ t^*\bar{\varphi}(z) + \int_{t^*}^t \bar{\varphi}(z + \bar{h}(s)) ds, & t > t^*, \end{cases}$$

где $t^* = 1/\bar{\varphi}(0)$ — продолжительность скрытого периода.

При $t \geq t^*$ на поверхности имеет место уравнение $\omega(-\bar{h}(t), t) = 1$. Полагая в (2.3) $z = -\bar{h}(t)$, находим

$$(2.4) \quad t^* \bar{\varphi}(\bar{h}(t)) + \int_{t^*}^t \bar{\varphi}(\bar{h}(s) - \bar{h}(t)) ds = 1.$$

Уравнение (2.4) предсказывает, что зависимость глубины износа от времени определяется законом затухания разрушающих напряжений при распространении в глубь материала. Этот результат является весьма существенным отличием данной модели от моделей [1, 5], также принимающих в расчет статистику долговечностей, но не учитывающих временную зависимость скорости эрозии отдельной ячейки. Решение уравнения (2.4) можно представить в виде $\bar{h} = \bar{h}(t, t^*)$. Чтобы вычислить среднюю глубину износа, это выражение необходимо осреднить по ансамблю ячеек:

$$(2.5) \quad \langle \bar{h} \rangle(t) = \int_{t_0}^t \bar{h}(t, t^*) n(t^*) dt^*.$$

Наведенную шероховатость можно описать величиной среднеквадратичного перепада уровней рельефа на поверхности

$$(2.6) \quad \delta h^2 = \int_{t_0}^t (\bar{h}(t, t^*) - \langle \bar{h} \rangle(t))^2 n(t^*) dt^*.$$

Уравнения (2.2) — (2.6) решают поставленную задачу о нахождении параметров нестационарной эрозии по заданной статистике долговечностей.

Рассмотрим два режима разрушения, для анализа которых не требуется знания детальной картины напряженного состояния. В уравнении (2.4) положим $\bar{\varphi}(s) = e^{-ks/t^*}$, k — параметр затухания. Соответствующее решение описывает режим установившейся скорости эрозии

$$(2.7) \quad \bar{h}(t) = (t - t^*)/kt^*, \quad t \geq t^*.$$

Интуитивно кажется, что скорость эрозии индивидуальной ячейки должна в конце концов достигать постоянного значения, и поэтому будет выполняться уравнение (2.7). Однако легко показать, что среднеквадратичная шероховатость возрастает в этом режиме со временем как $\delta h^2 = (t^2/k^2)[\langle (1/t^*)^2 \rangle - \langle 1/t^* \rangle^2]$. Очевидно, рост впадин на поверхности не может продолжаться неограниченно долго. Потребуем, чтобы при $t \rightarrow \infty$ выполнялось условие $\delta h^2 = \text{const}$. Этому условию удовлетворяет режим разрушения, где скорость эрозии индивидуальной ячейки автомодельна относительно времени начала разрушения ($d\bar{h}/dt = 1/kt$). Следовательно, глубина износа

$$(2.8) \quad \bar{h}(t) = k^{-1} \ln(t/t^*).$$

В этом процессе $\delta h^2 = k^{-2}(\langle \ln^2 t^* \rangle - \langle \ln t^* \rangle^2)$, а профиль разрушающих напряжений имеет вид

$$\bar{\varphi}(z) = \begin{cases} (1 + kz)/t^*, & -1 < kz \leq 0, \\ 0, & kz \leq -1. \end{cases}$$

Из (2.8) следует, что при $t \rightarrow \infty$ средняя глубина износа возрастает как $\langle \bar{h} \rangle(t) = k^{-1} \ln(t/\tau)$, где $\tau = \exp[\langle \ln t^* \rangle(\infty)]$. Такая закономерность действительно наблюдается в опыте. На рис. 1, а представлены данные [9] по эрозии 12%-ной хромистой стали в потоке капель жидкости, обработанные в координатах $k \langle \bar{h} \rangle(t) - \ln(t/\tau)$, где точки 1—5 соответствуют следующим значениям скорости соударения: 198; 229; 256; 284; 311 м/с. Вид-

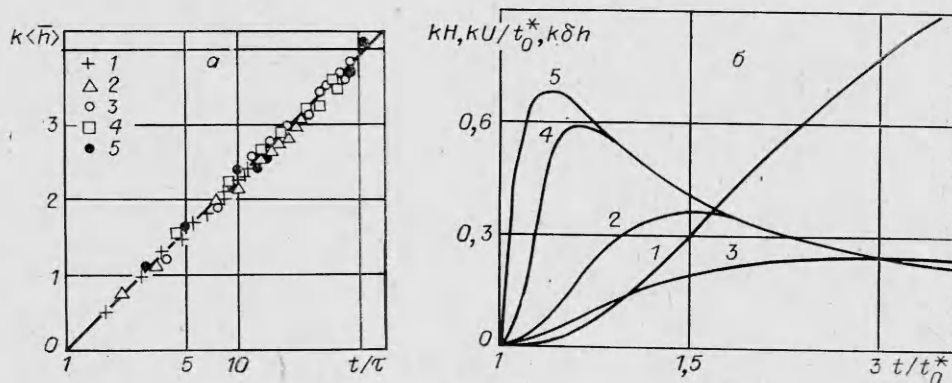


Рис. 1

но, что все точки плотно группируются около линии с единичным наклоном, т. е. имеет место логарифмический закон роста глубины износа.

Для нахождения функции $n(t^*)$ можно воспользоваться аналогией процессов усталостного разрушения системы ячеек на эродированной поверхности и системы идентичных упругих элементов, например пружин, стержней и т. п. [5]. Путем обработки экспериментальных данных [10] установлено, что распределение Вейбулла

$$(2.9) \quad n(t^*) = \lambda \mu (t^* - t_0^*)^{\mu-1} \exp[-\lambda(t^* - t_0^*)^\mu],$$

часто используемое для оценок надежности при усталостном разрушении, хорошо выполняется для многих материалов и при разрушении в условиях эрозии (в [5] полагали $\mu = 1$, в действительности же параметр μ изменяется в широких пределах для различных материалов).

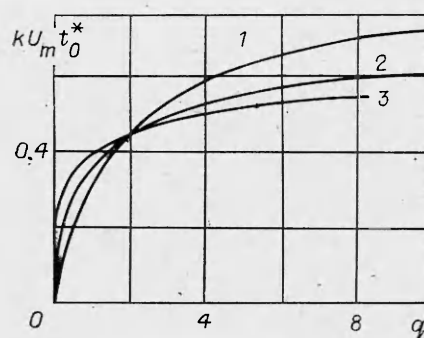
На рис. 1, б приведены временные зависимости глубины износа, скорости эрозии и среднеквадратичной шероховатости (кривые 1—3 соответственно), рассчитанные для логарифмического закона эрозии (2.8) в предположении, что выполняется закон распределения долговечностей (2.9) с $\mu = 2$. Имеется качественное совпадение предсказанных зависимостей с наблюдаемыми закономерностями эрозионного разрушения как в условиях кавитации [2], так и при воздействии капель жидкости [4—6, 9, 10]. Эти результаты до некоторой степени проясняют вопросы, поднятые в [2], в особенности вопрос о том, устанавливается ли в процессе разрушения постоянная скорость эрозии. Можно определенно сказать, что в усталостном процессе типа описанного выше скорость эрозии не может иметь постоянного значения. Но если материал удаляется в каждом акте соударения и разрушение не связано с накоплением повреждений, то возможно установление стационарной скорости эрозии. Например, при ударном воздействии твердых частиц практически отсутствует инкубационный период и скорость эрозии почти сразу достигает стационарного значения. В некоторых случаях наблюдается задержка разрушения и при эрозии твердыми частицами, но этот эффект обусловлен совместным проявлением эрозии и напыления частиц на обтекаемую поверхность [11].

Из рис. 1, б видно, что скорость эрозии достигает максимального значения, а затем убывает, причем с ростом λ максимальная скорость эрозии увеличивается (кривые 2, 4 — $\mu = 2$, $\lambda = 1$ и 8 соответственно, кривые 5 — $\lambda = 8$, $\mu = 1$). Максимальная скорость эрозии выражается через параметры λ , μ в виде

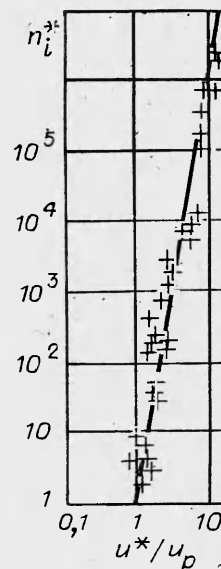
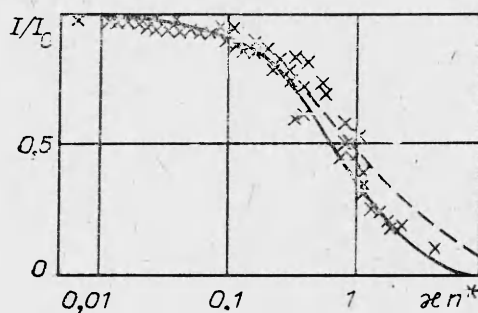
$$(2.10) \quad U_m = (1/kt_0^*) \mu q^{1/\mu} \xi^{1-1/\mu} e^{-\xi},$$

где $\xi(\mu, q)$ есть решение уравнения

$$\xi = \ln[1 + \mu \xi (1 + (q/\xi)^{1/\mu})], \quad \xi > 0, \quad q = \lambda t_0^{*\mu}.$$



Р и с. 2



Р и с. 3

Р и с. 4

На рис. 2 приведены зависимости максимальной скорости эрозии от параметра q для $\mu = 1; 2; 3$ (кривые 1—3 соответственно). Эти результаты показывают, что дисперсия прочностных свойств материала — важный параметр, характеризующий сопротивление эрозии. При одинаковой минимальной долговечности материал с большим значением λ обладает меньшей эрозионной стойкостью.

Из выражения (2.10) и рис. 2 видно, что максимальная скорость эрозии сложным образом зависит от величины скрытого периода, т. е., вопреки [5], нет однозначной зависимости $U_m(t_0^*)$. Видимо, поэтому велик разброс данных при их обработке в координатах $U_m - t_0^*$ (в [5] этот разброс составляет более порядка). Следовательно, максимальная скорость эрозии является мало подходящим параметром при сравнении эрозионной стойкости различных материалов. Из данных рис. 1 следует, что параметр затухания k и эффективное время эрозии $\tau = \exp[\langle \ln t^* \rangle(\infty)]$ могут быть использованы для характеристики способности материала сопротивляться воздействию эрозионной среды. Таким образом, временную зависимость параметров эрозии в общем случае можно описать двумя динамическими (k, t_0^*) и двумя статистическими (λ, μ) параметрами.

3. Скрытый период эрозии. Для упрощения анализа будем предполагать, что материал сохраняет упругие свойства вплоть до разрушения и выполняется импульсный критерий разрушения [12]

$$(3.1) \quad \varphi(\sigma_{ik}) = \begin{cases} v_0(\sigma/\sigma_* - 1), & \sigma > \sigma_*, \\ 0, & \sigma \leq \sigma_*, \end{cases}$$

где σ — максимальное нормальное растягивающее напряжение; σ_* — пороговое значение разрушающих напряжений; v_0 — характерная скорость накопления повреждений.

Задача о распространении волн напряжений в упругом полупространстве для условий нагружения, моделирующих соударение капли с преградой, рассматривалась в [13, 14]. Истинное распределение нормальной нагрузки заменялось средним давлением, приложенным к пятну контакта, радиус которого изменяется по закону $r_c(t) = \sqrt{d_p u_p t}$. Таким обра-

зом, удается рассчитать напряжения на стадии сжатия граничного сигнала. В [14, 15] путем сопоставления расчетных величин напряжений с наблюдаемой картиной разрушения установлено, что основную роль в разрушении поверхности материала играют волны Рэлея. Согласно [15], радиус зоны разрушения может на порядок превышать размер центрального неповрежденного пятна. Для этих условий основной вклад в интеграл (2.2) вносит периферийная область. Поэтому для оценки повреждений можно использовать величины напряжений в задаче Ламба с эквивалентной сосредоточенной нагрузкой [12]:

$$(3.2) \quad \sigma_R = (p_c u_p d_p / 2 c_s^2 t) \sigma_R^0(\xi, 0, \gamma),$$

$$\sigma_R^0 = [(2 - \theta^2) / 2 \theta c_0] \left[\frac{2(1 - \gamma^2)}{\sqrt{\theta^2 - \xi^2}} - \frac{1}{\theta + \sqrt{\theta^2 - \xi^2}} \right],$$

где p_c — среднее давление удара; $\xi = r/c_s t$; $\theta = c_R/c_s$; $\gamma = c_t/c_s$; $c_{s,t,R}$ — скорость распространения продольных, поперечных и поверхностных волн соответственно;

$$c_0 = \frac{\sqrt{1 - \gamma^2 \theta^2}}{\sqrt{1 - \theta^2}} + \gamma^2 \frac{\sqrt{1 - \theta^2}}{\sqrt{1 - \gamma^2 \theta^2}} + \theta - 2.$$

Подставляя (3.2) в (3.1) и выполняя интегрирование, получим

$$(3.3) \quad d\omega/dt|_{z=0} = n_p u_p \pi R_*^3 v_0 F(\gamma) / c_R,$$

где $R_* = p_c u_p d_p / 4 \sigma_* c_R$ — характерный размер зоны разрушения; $F(\gamma)$ — численный коэффициент, зависящий от коэффициента Пуассона. Длительность инкубационного периода определяется из уравнения $\omega(t_0^*) = 1$. Интегрируя (3.3), находим $t_0^* = c_R / [\pi R_*^3 v_0 n_p u_p F(\gamma)]$. Произведение $n_i^* = t_0^* n_p u_p d_p^2 / 4$ есть инкубационный период по Спринжеру [5]. Выбирая зависимость давления удара от параметров соударения в виде [4] $p_c = 1,5 \rho_l c_l u_p / (1 + \rho_l c_l / \rho_s c_s)$, имеем

$$(3.4) \quad n_i^* = 4,74 \sigma_*^3 c_R^4 (1 + \rho_l c_l / \rho_s c_s)^3 / [v_0 d_p \rho_l^3 c_l^3 u_p^6 F(\gamma)],$$

где ρ_l, c_l — плотность и скорость звука в жидкости; ρ_s — плотность материала преграды.

Выражение (3.4) интересно в том смысле, что зависимость n_i^* от скорости соударения качественно согласуется с опытной зависимостью, приведенной в [5]. На рис. 3 представлены различные результаты, обобщенные в [5], вместе с зависимостью (3.4) (сплошная линия) в виде $n_i^* = (u^*/u_p)^6$. Спринжер, выполняя аналогичный анализ, использовал в своих вычислениях квазистатическую часть растягивающих напряжений $\sigma_{T0}^0 = \gamma^2 / \xi^2 (1 - \gamma^2)$ и получил зависимость $n_i^* \sim u_p^{-1}$. Согласно [5], данные на рис. 3 обобщаются зависимостью $n_i^* \sim u_p^{-5,7}$. Можно указать на трудности, связанные с определением t_0^* , но тем не менее совпадение теоретических (3.4) и экспериментальных (рис. 3) величин вполне удовлетворительно. Влияние диаметра капель жидкости на длительность инкубационного периода изучалось в [9]. Установлено, что при изменении d_p от 350 до 1050 мкм произведение $t_0^* d_p^3$ остается постоянным, и, значит, $n_i^* \sim d_p^{-1}$. Это согласуется с выражением (3.4), но противоречит [5], где полагалось, что величина n_i^* не зависит от размера частиц.

Если эрозии подвергается оптически прозрачный материал, то со временем его оптическая прозрачность падает из-за рассеяния света на микротрещинах. Ослабление интенсивности при распространении светового потока в глубь материала описывается уравнением

$$(3.5) \quad dI/dz = \sigma_f n_f I, \quad z < 0,$$

где σ_f — сечение рассеяния излучения на единичной трещине; n_f — число трещин в единице объема.

Для видимого света сечение рассеяния пропорционально миделеву сечению микротрещины ($\sigma_f \sim v_f^{2/3}$, v_f — объем микротрещины). Поскольку $\omega = n_f v_f$, необходимо сформулировать закон изменения одного из сомножителей. Примем следующую модель повреждения материала: в каждом акте соударения в единице объема среды рождается n_{f0} трещин объемом $v_f = v_f(\sigma)$, для последующих циклов нагружения справедливо $v_f = \text{const}$, $n_f = n^* n_{f0}$, $n^* = n_p u_p t \pi d_p^2 / 4$ — число циклов нагружения. Значит, $\sigma_f n_f \sim \omega / v_f^{1/3} = \omega^{2/3} (n_{f0} n^*)^{1/3}$. Отсюда, интегрируя (3.5), находим (3.6)

$$I/I_0 = \exp(-\kappa n^*),$$

где $\kappa = a n_{f0}^{1/3} / \kappa n_i^{*2/3}$, a — численный коэффициент. Эта модель справедлива в начальной стадии процесса (до начала слияния микротрещин). Зависимость (3.6) можно сравнить с результатами [5]: $I/I_0 = 1/(1 + 10^{-4} \Omega^4 n^*)$, $\Omega = (p_c \sqrt{L_0/k_c})[1 + 2,19(1 - 2\nu)]$, L_0 — начальный размер микротрещин, k_c — коэффициент интенсивности критического напряжения (фактически величина L_0 использовалась в [5] как подгоночный параметр). При $\Omega^4 n^* \sim 1$ имеем $I_0/I - 1 \approx 10^{-4} \Omega^4 n^* \sim u_p^5$. С другой стороны, из (3.6) при $\kappa n^* \ll 1$ находим $I_0/I - 1 \approx \kappa n^* \sim u_p^5$, т. е. уравнение (3.6) правильно отражает влияние скорости соударения.

На рис. 4 приведена зависимость (3.6) (сплошная линия) вместе с различными результатами, обобщенными в [5] зависимостью, показанной штриховой линией. Видно, что выражение (3.6) лучше согласуется с результатами экспериментов при $\kappa n^* \geq 1$, нежели зависимость [5].

Полученные выше качественные зависимости сохраняют силу и в случае более общего критерия разрушения [16] $\omega = v_0 (\sigma/\sigma_* - 1)^m$ ($m > 0$). Для нахождения же количественных результатов необходимо использовать более реалистичную модель взаимодействия капли с преградой и отказаться от предположения об упругом характере деформирования преграды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Neumann F. G. On the time dependence the rate of erosion due to impingement or cavitation.— In: Erosion by cavitation or impingement. ASTM STP 408, 1967.
2. Плессер, Дивайн. Зависимость кавитационных разрушений от времени.— Тр. Амер. о-ва инж.-мех., сер. Д. Теор. основы инж. расчетов, 1966, № 4.
3. Adler W. F. Analysis of particulate erosion.— Wear, 1976, v. 37, p. 345.
4. Эдлер У. Ф. Механика ударного воздействия жидкости.— В кн.: Эрозия. М.: Мир, 1982.
5. Спринжер Дж. С. Эрозия при воздействии капель жидкости. М.: Машиностроение, 1981.
6. Трунев А. П., Фомин В. М. Обтекание тел двухфазным потоком типа газ — твердые частицы с учетом эрозии.— ПМТФ, 1983, № 1.
7. Трунев А. П., Фомин В. М. Эрозия тупого тела в запыленном гиперзвуковом потоке.— ПМТФ, 1984, № 4.
8. Трунев А. П., Фомин В. М. Феноменологическая модель разрушения материалов в условиях двухфазного обтекания.— В кн.: Численные методы решения задач теории упругости и пластичности. Новосибирск, 1984.
9. Baker D. W. C., Jolliffe K. H., Pearson D. The resistance of materials to impact erosion damage.— Phil. Trans. A., 1966, v. 260, p. 193.
10. Bush H., Hoff G., Langbein G. Rain erosion properties of materials.— Ibidem, p. 168.
11. Neilson J. H., Gilchrist A. Erosion by a stream of solid particles.— Wear, 1968, N 11.
12. Никифоровский В. С., Шемякин Е. И. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск: Наука, 1974.
13. Blowers R. M. On the response of an elastic solid to droplet impact.— J. Inst. Math. and Applic., 1969, v. 5, N 2.
14. Баулин В. И., Перельман Р. Г. Волны Релея как один из ведущих факторов в капельно-ударном разрушении деталей.— Пробл. прочности, 1974, № 1.
15. Evans A. G., Wilshaw T. R. Dynamic solid particle damage in brittle materials: an appraisal.— J. Mater. Sci., 1977, v. 12, N 1.
16. Tuler F. R., Butcher B. M. A criterion for the time dependence of dynamic fracture.— Int. J. Fract. Mech., 1968, v. 4, N 4.

Поступила 29/VIII 1984 г.