

ОЦЕНКА СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧАСТИЦ, ВЫБРАСЫВАЕМЫХ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ И ЖИДКОСТЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А. Б. Георгиевская, В. А. Раевский

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Введение

Процессы динамического диспергирования жидкостей и твердых веществ под действием ударных волн представляют большой интерес с точки зрения влияния на параметры работы различных газодинамических устройств, использующих энергию взрыва. Особый интерес представляет образование и распределение мелких фракций по размерам в зависимости от параметров течения и реологических свойств среды.

Одним из механизмов ударно-волнового диспергирования материалов является выброс частиц со свободной поверхности после выхода на нее ударной волны. В данном случае выход ударной волны (УВ) на свободную поверхность вещества можно рассматривать как частный случай неустойчивости Рихтмайера–Мешкова [1–5], когда в одной из контактирующих сред плотность и давление близки к нулю ($\rho \rightarrow 0, P_0 \rightarrow 0$). При определенном характере возмущений на поверхности развитие неустойчивости приобретает кумулятивный характер [6–8], что в дальнейшем, в зависимости от соотношения определяющих параметров (прочность, интенсивность ударной волны, начальные возмущения), может привести к распаду кумулятивных струй на отдельные фрагменты (пыление). Во многих случаях начальными возмущениями является шероховатость, полученная при токарной обработке. Типичный масштаб таких возмущений характеризуется длиной волны (периодичность) $\lambda = 50 \div 500$ мкм и амплитудой возмущений $a_0 = 10 \div 200$ мкм ($Rz20 \div 80$). В этом случае выбрасываемые струи и частицы имеют малый размер ($\ll 1$ мм) и пыление носит микрокумулятивный характер [9–12]. Исследование процесса выброса вещества со свободной поверхности под действием ударной волны проводится достаточно давно [9–18]. Однако, экспериментальные и расчетные исследования спектральных характеристик потока частиц, пока далеки от завершения.

При достаточной интенсивности УВ металл может оказаться в расплавленном состоянии. В этом случае размер фрагментов, на которые распадается струя, определяется величиной поверхностного натяжения и вязкости, а также скоростью деформации.

Другой механизм дробления жидкости и образования отдельных частиц связан с градиентом скорости разгрузки вещества после выхода ударной волны спадающего профиля. В этом случае за счет градиента скорости разлета жидкости начинается ее откольное

разрушение, а затем дробление откольных слоев на более мелкие частицы. Откольное разрушение жидкостей по сравнению с аналогичными процессами в твердых телах имеет ряд особенностей. В частности, образование в жидкостях откольных слоев пенной структуры [20, 21]. Конечная стадия – формирование крупномасштабных разрывов в жидкости и переход от откольных слоев к каплям, образующимся за счет флуктуаций течения, до последнего времени исследованы не достаточно.

В данной работе приведены результаты расчетно-теоретических исследований механизмов диспергирования жидкостей под воздействием ударной волны. Рассматривались два случая:

– разрушение вещества в результате возникновения волн растяжения после выхода на свободную поверхность волны Тейлора;

– разрушение вещества в результате развития неустойчивости на свободной поверхности после выхода ударной волны.

1. Оценка средних размеров частиц при диспергировании вещества

Распад вещества на фрагменты происходит в результате деформирования и образования растягивающих напряжений. При этом на образование новой поверхности затрачивается определенная энергия.

При дроблении материала в любом фрагменте происходит внутреннее движение вещества относительно его центра масс. Предполагая, что дробление частиц становится невозможным, когда внутреннее давление сравнивается с напряжением, связанным с поверхностным натяжением и прочностными свойствами вещества получено уравнение для фрагмента минимального размера.

$$\rho \frac{\dot{\varepsilon}_r^2 \bar{R}^2}{2} = \alpha (\dot{\varepsilon}_r \mu + Y_S) \varepsilon_p + \beta \frac{2\sigma}{R}. \quad (1)$$

В этом выражении σ – коэффициент поверхностного натяжения, μ – коэффициент вязкости, Y_S – стационарный предел текучести вещества, ε_p – деформация, при которой начинается разрушение, α, β – безразмерные константы.

Уравнение (1) было получено для пластических веществ. К материалам, для которых характерно хрупкое разрушение, оно не применимо.

При $Y_S = 0$, $\varepsilon_p = 1$ (1) переходит в уравнение, характерное для вязкой жидкости

$$\rho \frac{\dot{\varepsilon}_i^2 \bar{R}^2}{2} = \alpha \dot{\varepsilon}_i \mu + \beta \frac{2\sigma}{\bar{R}}. \quad (2)$$

Если можно пренебречь поверхностным натяжением (по сравнению с вязкостью), то

$$\bar{R} \approx \left(\frac{2\alpha\mu}{\rho\dot{\varepsilon}_i} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

В случае, когда влиянием вязкости можно пренебречь, размер фрагментов будет определяться выражением

$$\bar{R} \approx \left(\frac{4\beta\sigma}{\rho\dot{\varepsilon}_i^2} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Разумеется, для того, чтобы пользоваться уравнением (1) для практических расчетов необходимо хорошо знать реологические свойства материала $\mu(T, \dot{\varepsilon}_i)$, $Y(T, \dot{\varepsilon}_i)$, $\varepsilon_p(T, \dot{\varepsilon}_i)$, $\sigma(T, \dot{\varepsilon}_i)$. Кроме того, необходимо на основании серии тестовых экспериментов уточнить параметры α , β .

1.1. Фрагментация жидкости в результате действия волны растяжения

Рассмотрим случай нагружения жидкости ударной волной со спадающим профилем без заданных на свободной поверхности начальных возмущений. После выхода волны Тейлора на свободную поверхность жидкого слоя возникает волна разгрузки, вызывающая растягивающие напряжения. Их действие приводит к распаду жидкости на откольные слои, толщина которых определяется σ_p . Жидкость в одностороннем приближении разлетится на множество мелких слоев, каждый из которых движется с постоянной скоростью U_i . Поскольку в таком случаи скорость деформации постоянна, то и распределение частиц вблизи свободной поверхности ожидается постоянным [17].

На рис. 1 приведены зависимости среднего радиуса капель воды, рассчитанных по формулам (2) – (4). Здесь вязкость воды μ принималась равной $1 \cdot 10^{-3}$ Па·с при $T = 20$ °С, $\rho = 1$ г/см³, поверхностное натяжение $\sigma = 72,88$ мН/м при $T = 20$ °С [24].

Из графика видно, что для воды скорость деформации, меньше которой вязкость не оказывает влияния на размер фрагментов, составляет величину $\dot{\varepsilon}_{кр} \sim 10^{10}$ 1/с.

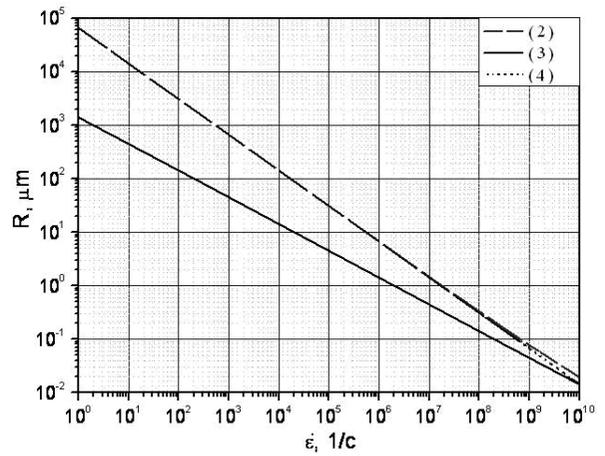


Рис. 1. Зависимость среднего радиуса капель воды от скорости деформации

На основании второго закона Ньютона время, затрачиваемое на формирование таких фрагментов, оценивается:

$$t \approx \sqrt{\frac{2\rho d^3}{\sigma_n}}, \quad (5)$$

где d — толщина откольной пластины.

В реальном случае время распада может быть существенно меньше из-за флуктуаций скорости жидкости.

Предполагая, что на конечной стадии образовавшиеся частицы не взаимодействуют друг с другом, давление в области разлета равно 0 и влияние окружающего воздуха мало (плотность воды на 3 порядка больше плотности воздуха) можно оценить изменение средней плотности частиц в раздробленной области от времени

$$\bar{n}(t) = \frac{\bar{\rho}}{\frac{4}{3}\pi\rho_0\bar{R}^3} = \frac{3}{16} \frac{\rho_0\dot{\varepsilon}_{i0}^2}{\pi\sigma(1+\dot{\varepsilon}_{i0}t)}, \quad (6)$$

где $\dot{\varepsilon}_{i0}$ — начальная скорость деформации, определяющая размер капель после дробления, в соответствии с (2).

Величина $\dot{\varepsilon}_{i0}$ может быть взята из численных расчетов.

Однако, приведенные выше формулы служат лишь для оценки средних величин фрагментов дробления. В силу стохастичности процесса существует распределение частиц по размерам, которое будет определяться распределением относительно данного среднего размера \bar{R} .

Как показано в работах [23], [26], [27] в большинстве экспериментов по диспергированию жидкостей, распределение капель по размерам описывается распределением Розина – Раммлера

$$W_+(R) = \exp\left[-\left(\frac{R}{\bar{R}}\right)^n\right], \quad (7)$$

где $W_+(R)$ — вероятность обнаружить фрагмент с размером больше R .

Теория перколяции [23] в двумерной постановке дает показатель $n = 3$. По некоторым источникам показатель $n = 1 \div 4$ [26]. Тем самым вопрос о величине показателя n остается открытым.

Предполагается, что распределение частиц по размерам в данной задаче также опишется распределением Розина – Раммлера с некоторым показателем n .

1.2. Уравнения, определяющие рост возмущений на свободной поверхности и диспергирование вещества

Предположим, что ударная волна выходит на свободную поверхность металла и приводит к его плавлению после разгрузки. На поверхности, всегда содержащей возмущения, развивается неустойчивость, в последствии приводящая к неограниченному росту возмущения на ней [5]. В области углублений скорость движения оказывается выше, чем средняя скорость разгрузки. При этом возможно образование микроструй, которые в последствии могут разрушаться на отдельные фрагменты. В данном случае формирование спектра частиц, выбрасываемых с поверхности во многом определяется тем, что скорость деформации изменяется с глубиной.

Рассмотрим поверхность жидкости с синусоидальными начальными возмущениями

$$a_0(x) = a_0 \cos(kx). \quad (8)$$

Схематично процесс выброса вещества после выхода ударной волны на свободную поверхность показан на рис. 2.

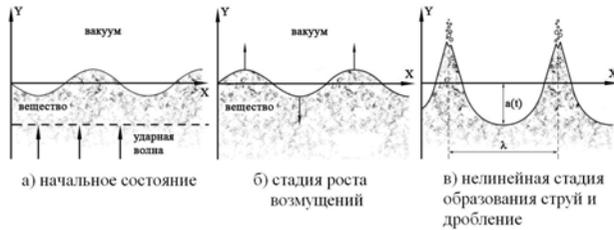


Рис. 2. Выброс частиц под действием ударной волны

В случае, когда можно пренебречь сжимаемостью, развитие возмущений после выхода ударной волны описывается уравнениями [5]

$$u_y(x, y, t) = a_0 \cos(kx) e^{ky} (1 - ku_0 t); \quad (9)$$

$$u_x(x, y, t) = -a_0 \sin(kx) e^{ky} (1 - ku_0 t),$$

а скорость движения вещества уравнениями

$$\dot{u}_y = -a_0 k u_0 \cos(kx) e^{ky}; \quad (10)$$

$$\dot{u}_x = a_0 k u_0 \sin(kx) e^{ky},$$

где u_0 – скорость поверхности после разгрузки; u_x, u_y – смещение вещества в направлениях y и x .

Эти уравнения справедливы, когда возмущения малы ($a_0/\lambda \ll 1$).

Используя уравнения (10) можно приближенно оценить скорость деформации вещества в начальный момент роста возмущений

$$\dot{\varepsilon}_i(y) = \dot{\varepsilon}_m e^{ky}, \quad (11)$$

где $\dot{\varepsilon}_m = \frac{2}{\sqrt{3}} a_0 k^2 u_0$ – максимальная скорость деформации.

Как следует из (11), скорость деформации жидкости зависит от относительной амплитуды возмущений a_0/λ , от длины волны, а также от глубины данной точки жидкости.

В большинстве практических случаев ведущую роль в формировании частиц играет поверхностное натяжение. В этом случае из (4), (11) следует зависимость средних радиусов частиц от глубины расположения данного слоя

$$\bar{R} = \bar{R}_m e^{-\frac{2}{3}ky}, \quad (12)$$

где \bar{R}_m – минимальный средний радиус капель, реализующийся на поверхности вещества.

Масса выбрасываемых частиц пропорциональна площади поверхности и толщине слоя [17]. Учитывая (12), а также, что при синусоидальном начальном возмущении выбрасывается примерно половина вещества, получаем интегральное распределение массы частиц по радиусам

$$m_S(\bar{R}) = \frac{3\rho}{4k} \ln \frac{\bar{R}}{\bar{R}_m}, \quad (13)$$

где m_S – масса частиц, имеющих средний радиус в диапазоне $\bar{R}_m < R < \bar{R}$, выбрасываемых с единицы площади поверхности (dm/dS).

Плотность вероятности распределения средних радиусов частиц, связанного с изменением скорости деформации определяется уравнением

$$\frac{dW}{d\bar{R}} = \frac{3\bar{R}_m^3}{\bar{R}^4}, \quad (\bar{R} > \bar{R}_m). \quad (14)$$

Соответственно интегральные распределения имеют вид

$$W_+(R > \bar{R}) = \left(\frac{\bar{R}_m}{\bar{R}} \right)^3, \quad (\bar{R} > \bar{R}_m). \quad (15)$$

Распределения частиц по размерам, учитывающие распределение относительно среднего радиуса \bar{R} , получается интегрированием уравнения (15) совместно с уравнением Розина – Раммлера

$$\frac{dW}{dr} = \frac{3n}{r^4} \int_0^r t^{n+2} \exp(-t^n) dt. \quad (16)$$

Распределение (16) с показателями $n = 2 \div 4$ показано на рис. 3. Там же приведены распределения среднего радиуса (14).

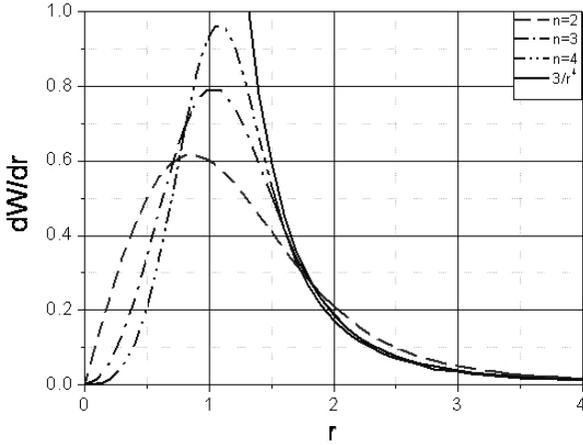


Рис. 3. Распределение выброса частиц по размерам при различных n

$$W_-(r < \bar{r}) = \int_r^\infty \left[\frac{3n}{r^4} \int_0^r t^{n+2} \exp(-t^n) dt \right] dr, \quad (17)$$

где $t = R/\bar{R}$.

Как видно из графиков \bar{R}_m близок к наиболее вероятному значению радиуса частицы. При $r > 1,75$ ($\bar{R} \geq 1,75\bar{R}_m$) распределение (16) переходит в зависимость (14).

При $n = 3$, выражения (16), (17) упрощаются:

$$W_+(r > \bar{r}) = \frac{1 - \exp(-r^3)}{r^3}. \quad (18)$$

Зависимость $W_+(r)$ по (18) и (15) показана на рис. 4. Там же приведено распределение с $n = 2$ (пунктирная линия).

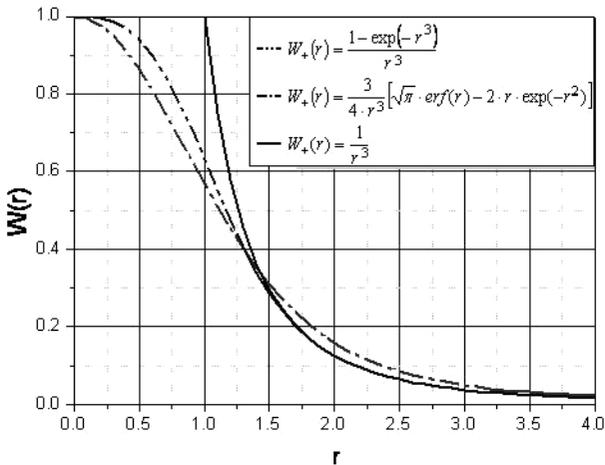


Рис. 4. Интегральное распределение выбрасываемых частиц по размерам

Согласно экспериментальным исследованиям пыления с поверхности металлов под действием ударных волн [19], распределение имеет вид $W_+ \sim 1/\bar{R}^k$, где k изменяется в зависимости от постановки эксперимента в пределах от 2,8 до 5,6. Расчетные зависимости W_+ (15), (17) соответствуют экспериментально измеренным спектрам, за исключением диапазона малых частиц $\bar{R} \leq \bar{R}_m$, которые, по-видимому, весьма сложно зарегистрировать экспериментально.

Распределение выбрасываемой массы по размерам частиц:

$$\begin{aligned} \frac{dm_S}{dR} &= \rho \frac{4}{3} \pi \bar{R}^3 N_S \frac{dW}{dR} = \\ &= \frac{3\rho}{4k} \frac{1}{R} \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{R}{R_m} \right)^3 \right] \exp\left(-\frac{R}{R_m} \right)^3 \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Интегральное распределение

$$\begin{aligned} m_S \left(r < \frac{R_{\max}}{R_m} \right) &= \\ &= \frac{3\rho}{4k} \int_0^{R_{\max}/\bar{R}_m} \frac{1}{r} \left(1 - \left(1 + r^3 \right) e^{-r^3} \right) dr. \end{aligned} \quad (20)$$

Функция $f(r_{\max}) = \int_0^{r_{\max}} \frac{1}{r} \left(1 - \left(1 + r^3 \right) e^{-r^3} \right) dr$

приведена на рис. 5.

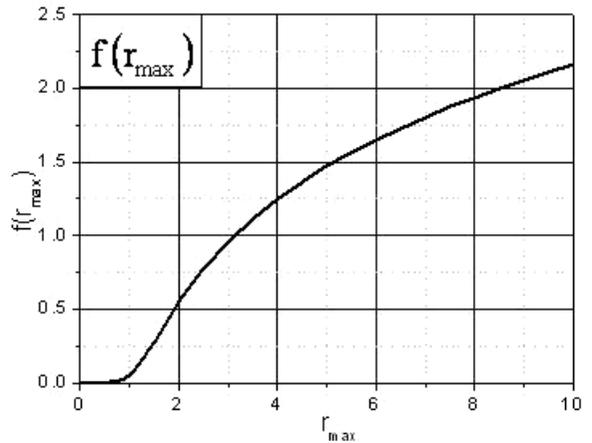


Рис. 5. График функции $f(r_{\max}) = \int_0^{r_{\max}} \frac{1}{r} \left(1 - \left(1 + r^3 \right) e^{-r^3} \right) dr$

При $R_{\max} \geq 2\bar{R}_m$ уравнение (20) мало отличается от (13).

Из (13), (20) следует, что выбрасываемая масса бесконечна. На самом деле скорость потока частиц быстро уменьшается. Это следует из начального распределения скорости (10).

2. Сравнение полученных решений с результатами экспериментов

В работе [22] проведены измерения спектра частиц свинца после выхода УВ на свободную поверхность.

Согласно проведенным расчетам интенсивность УВ, выходящей на свободную поверхность, составляла $P \approx 24$ ГПа, соответствующая температура свинца после разгрузки составляла $T_k = 520$ °К, что ниже температуры плавления свинца $T_{пл} = 600$ °К. Скорость свободной поверхности свинца, определенная согласно расчетам, составила 1,37 км/с. На свободной поверхности свинца были заданы периодические 2D возмущения с длиной волны $\lambda = 300$ мкм, амплитудой $a_0 = 40$ мкм (шероховатость Rz80), $\lambda = 290$ мкм, амплитудой $a_0 = 10$ мкм (шероховатость Rz20). С помощью оптической методики регистрировался размер частиц, выбрасываемых со свободной поверхности свинца. Профиль поверхности образцов измерялся с помощью профилографа «Абрис ПМ-7».

Согласно (1) получаем зависимость среднего диаметра от скорости деформации для свинца (рис. 6, пунктирная линия). Там же приведена зависимость без прочности (2).

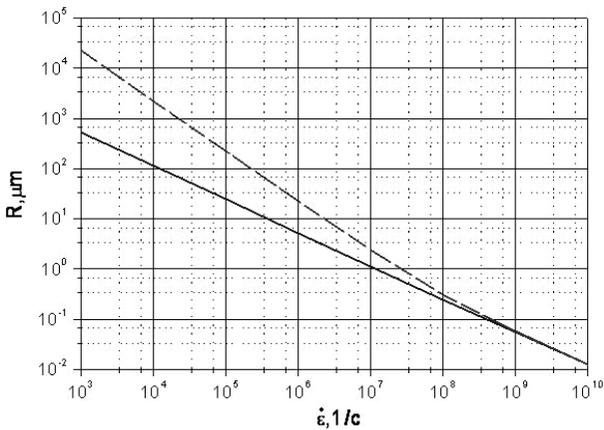


Рис. 6. Зависимость среднего радиуса частиц от скорости деформации

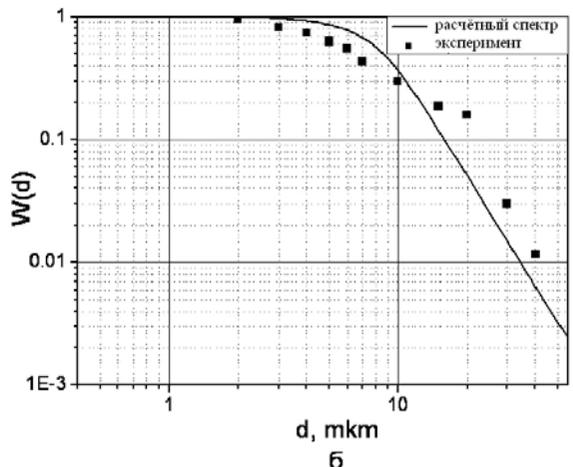
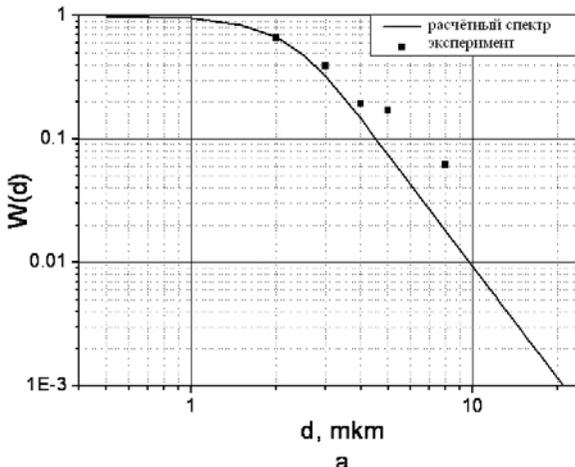


Рис. 8. Сравнение результатов экспериментов с аналитическим распределением для свинца при $P = 24$ ГПа

На рис. 6 видно, что при скоростях деформации $< 10^7$ 1/с прочность оказывает влияние на размер частиц.

На рис. 7 представлен видеокادر одного из опытов.

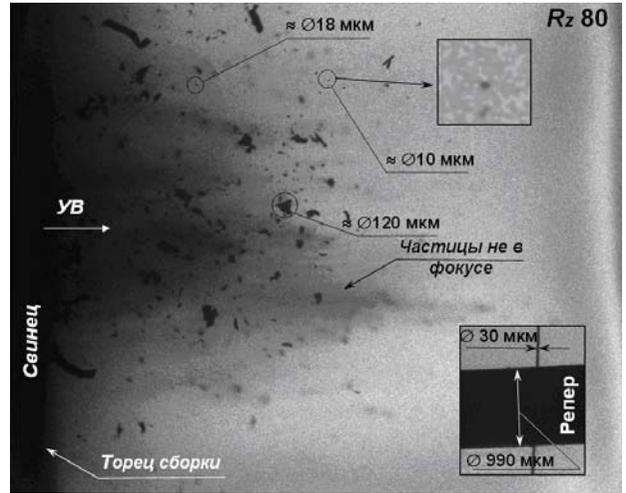


Рис. 7. Видеокادر опыта: шероховатость Rz80

Скорость деформации при шероховатости Rz80 составила $\dot{\epsilon}_m = 2,7 \cdot 10^7$ 1/с. Полагая, что константы α, β равны 1 и $\epsilon_p = 0,7$ до начала дробления, $\mu = 2 \cdot 10^{-3}$ Па·с, $\sigma = 0,4$ Н/м и $Y = 4$ МПа при $T = 520$ К [24], средний размер частиц, согласно модели, равен $\bar{d} = 2,1$ мкм. Средний размер, зафиксированный в эксперименте, 3,8 мкм. Скорость деформации при шероховатости Rz20 составила $\dot{\epsilon}_m = 7,4 \cdot 10^6$ 1/с. Средний размер частиц при шероховатости Rz20 по расчету составляет $\bar{d} = 8,2$ мкм. Средний размер, зафиксированный в эксперименте, 12 мкм. Сравнение экспериментально полученного распределения с построенной моделью представлено на рис. 8 а, б.

В [22] приводятся результаты экспериментов пыления поверхности свинца с шероховатостью Rz80 ($\lambda = 300$ мкм, $a_0 = 40$ мкм) при нагружении ее ударной волной интенсивностью $P = 15$ ГПа. Согласно результатам численного моделирования [24] скорость СП составляла $0,95$ км/с, а температура образца $T \approx 425$ К. Скорость деформации составила $\dot{\varepsilon}_m = 1,9 \cdot 10^7$ 1/с, скорость частиц по (10) $V_q = 1,7$ км/с, что соответствует экспериментально зарегистрированным скоростям. Расчетный средний размер частиц равен $\bar{d} = 4,5$ мкм, а по экспериментальным данным – $\bar{d} = 32$ мкм.

В работе [22] также приводится распределение по размеру частиц для меди с шероховатостью Rz20. Давление на фронте ударной волны по расчету [25] составляло $P = 23$ ГПа, скорость свободной поверх-

ности меди $1,1$ км/с. Оценки по (1) показывают, что при скорости деформации $\dot{\varepsilon}_m = 5,9 \cdot 10^6$ 1/с средний размер частиц $\bar{d} = 13$ мкм. Согласно эксперименту эта величина составляет 16 мкм. При оценке прочности использовалась модель РИНГ с параметрами для меди [29].

При нагружении поверхности давлением $P = 23$ ГПа прочность меди $Y = 0,2$ ГПа. Для недеформированной меди $\varepsilon_p = 0,06$ [24]. При таком высоком пределе текучести размер фрагментов, на которые распадется струя, будет определяться только прочностными свойствами вещества.

На рис. 9 а, б представлено сравнение экспериментально полученного спектра с аналитическим распределением для свинца и меди соответственно, полученным по формуле (1), (18).

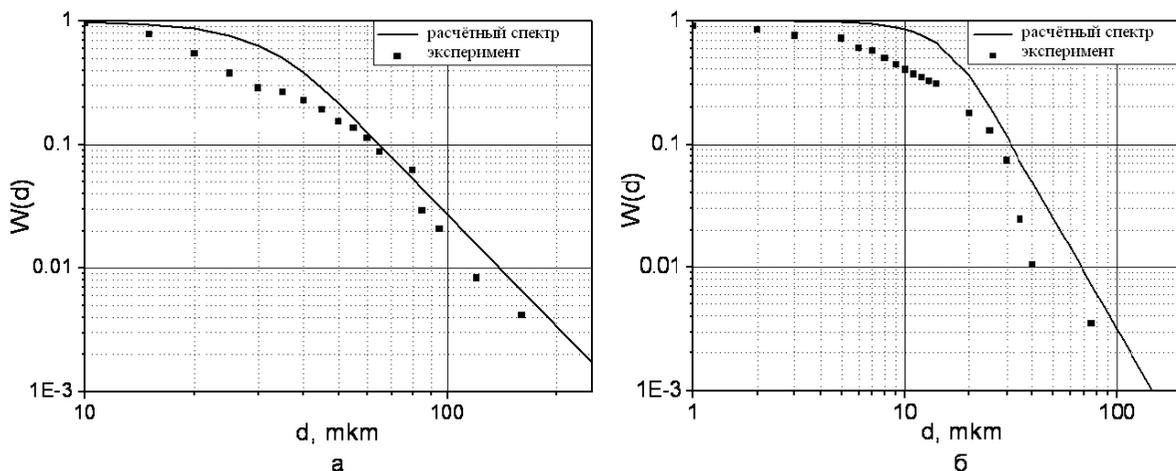


Рис. 9. Сравнение результатов экспериментов с аналитическим распределением для свинца и меди (18)

Из графиков следует, что экспериментальные данные качественно согласуются с аналитической кривой. Завышенный средний радиус фрагментов и расхождение аналитической кривой с экспериментом в области малых фракций, по-видимому, связан с тем, что в эксперименте не фиксируются частицы размером меньше 2 мкм. Кроме того, лучшее согласие с экспериментом может быть достигнуто при соответствующем выборе констант α, β . Для этого требуется значительный объем надежных экспериментальных данных. В частности необходимы дополнительные исследования по определению вязкости, поверхностной энергии и прочности металлов.

Закключение

На основании общефизических представлений получены приближенные уравнения для оценки спектральных характеристик жидких частиц, выбрасываемых с поверхности вещества под действие ударной волны, а также предпринята попытка применения этих уравнений к твердым веществам с учетом их прочностных свойств.

В случае жидких металлов поверхностное натяжение играет существенно большую роль, чем вязкость. Для подтверждения этого предположения необходимо провести серию экспериментов с жидкостями с известным поверхностным натяжением в отсутствие начальных возмущений на поверхности ($\dot{\varepsilon} = \text{const}$). В последующих экспериментах возможно исследование влияния вязкости, поверхностного натяжения, начальных возмущений на спектральные характеристики частиц.

Проведены эксперименты на свинце при интенсивностях УВ 15 и 24 ГПа и меди при интенсивности УВ 23 ГПа. В случае, когда свинец находился вблизи плавления при $P_{\text{вых}} = 24$ ГПа размер частиц определялся как прочностью, так и поверхностным натяжением. Анализ экспериментальных данных по меди показывает, что размер частиц определяется только прочностными свойствами вещества.

Расчетный анализ, использующий полученные в данной работе соотношения, позволил на качественном уровне описать полученные в экспериментах распределения частиц по размерам.

Однако, представленные в данной работе уравнения и оценки получены с использованием ряда

упрощающих предположений и требуют уточнения на основе экспериментов и численных расчетов, кроме того необходимы дополнительные исследования прочностных свойств металлов, вязкости как в жидкой, так и в твердой фазе.

Литература

1. Бахрах С. М., Ковалев Н. П. Неустойчивость Тейлора в упругопластических средах. Численные методы механики сплошной среды. 1980. Т. 2, № 2, С. 5–21.

2. Мешков Е. Е. Исследование гидродинамических неустойчивостей в лабораторных условиях. Саров, 2006.

3. Лебедев А. И., Игонин В. В., Низовцев П. Н., Раевский В. А. Исследование неустойчивости свободной поверхности твердых тел при ударно-волновом воздействии // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2001. Вып. 1. С. 590–597.

4. Germann T. C., Hammerberg J. E., Dimonte G. Billion-atom simulation of shock-induced particulate ejection and Richtmyer-Meshkov instability development in copper. New models of hydrocodes for shock wave processes in condensed matter. 7th Bilnual International Conference. Portugal. 18–23 May, 2008.

5. Richtmyer R. D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Com. Pure and Appl. Math.* 1960. Vol. 13. P. 297–319.

6. Низовцев П. К., Раевский В. А., Соловьев В. П. Неустойчивость свободной поверхности твердого вещества // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1998, № 2. С. 81–82.

7. Огородников В. А., Михайлов А. Л., Романов А. В. и др. Моделирование струйных течений при выходе ударной волны на свободную поверхность // ПМТФ. 2006. Т. 48, № 1. С. 16–23.

8. Георгиевская А. Б. Расчетно-теоретическое исследование развития возмущений на свободной поверхности твердого вещества при выходе на нее ударной волны // XI Харитоновские тематические научные чтения. 2009. С. 382–389.

9. Огородников В. А., Иванов А. Г., Михайлов А. Л. и др. О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее ударной волны и методах их диагностики // Физика горения и взрыва, 1998. Т. 34, № 6. С. 103–107.

10. Огородников В. А., Иванов А. Г., Крюков Н. И. и др. Ударно-волновое диспергирование конструкционных материалов // ФГВ. 1999, №5. С. 122.

11. Михайлов А. Л., Огородников В. А., Хохлов Н. П. и др. Взрывное разрушение, фрагментация и диспергирование конструкционных материалов // Химическая физика. 2001. Т. 20, № 8. С. 73.

12. Огородников В. А., Михайлов А. Л., Бурцев В. В. и др. Регистрация выброса частиц со свободной поверхности ударно-нагруженных образцов // ЖЭТФ. 2009. Т. 136. Вып. 3 (9). С. 1–9.

13. Asay J. R. Material ejection from shock loaded free surfaces of aluminum and lead. Sandia Laboratories Report. Sand 76-0542, 1976.

14. Asay J. R. Effect of shock wave rise time on material ejection from aluminum surfaces. Sandia Laboratories Report. Sand 77-0731, 1971.

15. Dunning M. J., Jacoby B. Ejecta production from shocked metal samples. The Forth Zababakhin Scientific Talks. 1955.

16. Soulard L. Molecular Dynamics Study of the Micro-Spallation. International conference XI Khariton's topical scientific readings. 2009.

17. Раевский В. А., Георгиевская А. Б. Оценка спектральных характеристик частиц, выбрасываемых со свободной поверхности жидкости под действием ударной волны // XI Харитоновские тематические научные чтения. 2009. С. 514–521.

18. Sharp D. H. An overview of Raylie-Taylor instability. *Physic.* 1984. 12D. P. 3–18.

19. Germann T. C., Hammerberg J. E. In APS Shock Compression of Condensed Matter-2003.

20. Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000.

21. Дремин А. Н., Канель Г. И., Колдунов С. А. Исследование откола в воде, этиловом спирте и плексиглазе.

22. Невмержицкий Н. В., Огородников В. А., Давыдов И. А. и др. Исследование выброса частиц со свободной поверхности свинца при выходе на нее ударной волны // Доклад на 21 газодинамическое совещание ВНИИЭФ, ВНИИТФ. Россия: Саров, 25–30 мая, 2009.

23. Султанов Ф. М., Ярин А. Л. Перколяционная модель процесса диспергирования капель по размерам // ПТМФ. 1999, № 5. С. 48–54.

24. Физические величины: Справочник. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат. 1991. 1232.

25. Минеев В. Н., Фунтиков А. И. Измерения вязкости воды при ударно-волновом сжатии // ТВТ. 2005. Т. 43, №1. С. 136–145.

26. Лышевский А. С. Закономерности дробления жидкостей механическими форсунками давления. Новочеркасск: Новочерк. политехн. ин-т, 1961.

27. Невмержицкий Н. В., Сотсков Е. А. и др. Диспергирование капли жидкости под действием воздушной ударной волны интенсивностью от 0,2 до 42 атм // XI Харитоновские тематические научные чтения. 2009. С. 598–605.

28. Глушак Б. Л., Куропатенко В. Ф., Новиков С. А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние. 1992.

29. Игнатова О. Н., Каганова И. И., Подурец А. М. и др. Механические свойства меди М1 после предварительного ударного нагружения в широком диапазоне скоростей деформирования // XI Харитоновские тематические научные чтения. 2009. С. 287–293.