

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЖЕКТЫ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНИКА С ПРЕГРАДОЙ, С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО СОУДАРЕНИЮ КАПЛИ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ЖИДКОСТИ¹

Мягков Н.Н., Шумихин Т.А., Попов В.В.

ФГБУН Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия

РЕЗЮМЕ

Изучение направлено на понимание некоторых особенностей потоков эжекционных частиц, наблюдаемых при взаимодействии алюминиевого ударника с алюминиевой преградой при скоростях удара около 3 км/сек. Моделирование эжекты проведено с помощью экспериментов по соударению капли с поверхностью жидкости. Мотивация такого подхода связана как с высокой стоимостью гиперскоростных ударных экспериментов и трудностью регистрации явлений in-situ в таких экспериментах, так и внешней схожестью эжекционных процессов. Моделирование проводилось по числам Вебера (We) и Рейнольдса (Re). Результаты моделирования, показывающие существование критического числа We_{cr} , означают существование критерия возникновения эжекции, связывающего кинетическую энергию ударника с работой разрушения материала ударника и мишени. Сравнение чисел Re для наших модельных экспериментов и экспериментов по высокоскоростному взаимодействию ударника с преградой показывает, что в этих экспериментах должен наблюдаться однопоточковый характер эжекты. Экспериментально обнаружен и описан механизм уменьшения общего числа эжекционных струй с течением времени после удара. Это позволяет объяснить наблюдаемое "V"-образное схождение тонких цепочек небольших кратеров к крупным отверстиям на свидетеле в экспериментах по высокоскоростному взаимодействию.

Ключевые слова: удар; эжекция; фрагментация

MODELLING OF HIGH VELOCITY IMPACT EJECTA BY EXPERIMENTS WITH WATER DROP IMPACT ON WATER SURFACE

Myagkov N.N., Shumikhin T.A., Popov V.V.

Institute of Applied Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

SUMMARY

The aim of the work is to elaborate some consideration on the ejecta particle flows, generated at high velocity impact of an aluminum projectile on thin aluminum targets at velocities about 3 km/s. Modelling of the ejecta was performed in course of experiments in which a drop of water impacted water surface. The method was motivated not only by the high cost of high velocity impact experiments and obvious difficulties of in-situ registration of the studying phenomena but also by the similarity of ejecta phenomena in water and in aluminum.

Key words: impact; fragmentation; ejection

¹ Работа поддержана грантами РФФИ (проекты 12-01-00027 и 15-01-00565).

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие ударника с твердой преградой при достаточно высоких скоростях удара ведет к фрагментации ударника с образованием потока эжекционных частиц (ПЭЧ), которые распространяются в полупространство, расположенное перед пластиной, откуда прилетел ударник. Считается [1], что в результате удара сферического ударника по сплошной твердой мишени, формируется два типа ПЭЧ. Первый тип - это поток малых и быстрых частиц, траектории которых имеют малые (скользящие) углы возвышения. Этот ПЭЧ возникает на ранней стадии удара, сразу после касания ударника поверхности пластины. Второй тип - это ПЭЧ, имеющий вид конуса (т.н. эжекционный конус), исходящий из кратера или отверстия, образованного ударом. При нормальном ударе эжекционный конус имеет угол возвышения около 60° (для толстой пластины-мишени), и значения этого угла для различных частиц в потоке могут изменяться в пределах нескольких градусов [1-3]. Второй тип ПЭЧ формируется на более поздних стадиях удара, когда идет процесс кратерообразования в мишени.

В дополнение к вышеизложенным особенностям поведения эжекты, эксперименты [2,3] показали, что при пробитии алюминиевых пластин алюминиевыми ударниками при скоростях около 3 км/с в конусообразном облаке ПЭЧ прослеживается явная структура распределения вещества, в отличие от хрупких преград, где распределение вещества в конусообразном облаке достаточно хаотично. В экспериментах с алюминиевыми пластинами, ПЭЧ концентрируются в отдельных «струях», представляющих собой цепочки фрагментов. Струи распределены довольно равномерно по окружности кратера и формируют пространственный конус. Например, в эксперименте, где алюминиевый ударник диаметром 6.35 мм ударяет со скоростью 2.7 км/сек по алюминиевой пластине толщиной 3 мм, был зафиксирован 21 глубокий канал в коллекторе, который соответствует 21 струе в эжекционном конусе (см. рис.1, взятый из работы [3]).

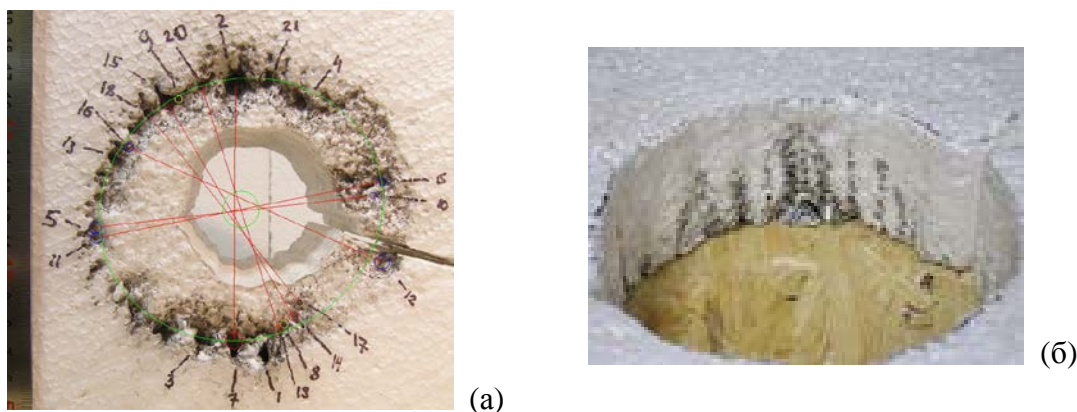


Рис.1. (а) Пронумерованные узкие глубокие кратера на лицевой стороне коллектора из пенополистирола. (б) Боковая стенка этого же коллектора с вертикальными цепочками неглубоких кратеров. Рисунки взяты из [3].

Для дальнейшего исследования ПЭЧ, возникающих при взаимодействия ударника с твердой мишенью, представляют интерес вопросы, которые остались за рамками нашей работы [3]. Например: 1. Существует ли критическая скорость удара, ниже которой струеобразование в эжекте не наблюдается? 2. Как зависит

число струй в эжекте от времени, скорости удара и отношения толщины пластины к диаметру ударника? 3. Связаны ли между собой два типа эжекционных потоков, отмеченных выше, возникающих на ранних и поздних стадиях внедрения ударника в пластину?

Известно, что эксперименты по взаимодействию тел со скоростями более 2 км/сек являются весьма дорогостоящим мероприятием. Чтобы дать хотя бы приблизительный ответ на поставленные выше вопросы нужно провести не одну серию подобных экспериментов. Кроме этого, в экспериментах по гиперскоростному удару весьма ограничены возможности экспериментального наблюдения ПЭЧ in-situ.

С другой стороны при падении капли жидкости на слой жидкости наблюдается картина похожая на описанную выше картину эжекции для случая взаимодействия сферического ударника с твердой мишенью. На рис.10(а-е) показаны кадры киносъемки разбрызгивания жидкости при падении капли, полученные в наших экспериментах. Хорошо видно формирование цилиндрического обода, над которым возвышается «корона» из струек, от которых отрываются вторичные капли. Возникновение струек в короне и формирование вторичных капель в литературе связывают с неустойчивостью верхней кромки этого жидкого обода (см. обзорные статьи [4,5]).

Такое внешнее сходство не случайно. При ударе металлического ударника по металлической мишени при скоростях удара в несколько км/сек материал течет подобно жидкости и прочностными эффектами можно пренебречь по сравнению с инерционными эффектами. Формально это выражается в малости отношения $Y / \rho V_i^2$, где Y и ρ – предел текучести и плотность материала ударника и мишени, V_i – скорость удара. Для алюминиевых сплавов, которые использовались в наших экспериментах [2,3] $Y \leq 0.4$ ГПа, $V_i \approx 3$ км/сек, таким образом, имеем оценку $Y / \rho V_i^2 \leq 0.016$, т.е. отношение $Y / \rho V_i^2$ действительно мало.

В результате при высоких скоростях удара такие явления, как ПЭЧ и образование кратера в экспериментах по соударению алюминиевого ударника с алюминиевой пластиной [2,3], напоминают то, что происходит при ударе капли по поверхности жидкости (разбрызгивание, образование кратера), но в ограниченном интервале времени при определенных значениях размера капли и скорости удара. Чтобы избежать недоразумений, мы в Табл.1 приводим терминологию, относящуюся к одним и тем же процессам в механике твердого тела и жидкости, в скобках показан их аналог в англоязычной литературе.

Таблица 1.

Механика жидкости	Механика твердого тела
Эжекта (ejecta)	Эжекта (jetting)
Разбрызгивание (splashing)	Эжекта (ejecta)
Корона (crown)	конус (ejecta cone)

Гидродинамика взаимодействия жидкой капли с поверхностью той же самой жидкости может быть охарактеризована числами Фруда $Fr = V_i / \sqrt{gD}$, Рейнольдса $Re = \rho V_i D / \mu$ и Вебера $We = \rho V_i^2 D / \sigma$, где ρ – плотность жидкости, D – диаметр капли, g – ускорение свободного падения, μ – динамическая вязкость и σ – поверхностное натяжение. Число Фруда, характеризующее потенциальную энергию кратера, важно при формировании центральной струи

на заключительной стадии течения, на стадии формирования короны им можно пренебречь (см., например, [5,6]).

В экспериментах по взаимодействию жидкой капли с поверхностью скорость деформации капли составляет, приблизительно, $\dot{\varepsilon}_i \sim V_i / D \sim 10^3 \text{ сек}^{-1}$, так как обычно $V_i = 1 \text{ м/с} \div 4 \text{ м/с}$ и $D = 1 \text{ мм} \div 4 \text{ мм}$. Следуя работе [7], дадим оценку значениям $\dot{\varepsilon}_i$, при которых поверхностные эффекты будут доминировать над вязкими эффектами в процессе фрагментации капли

$$\dot{\varepsilon}_i < \frac{9 \rho \sigma^2}{2 \mu^3}. \quad (1)$$

Для воды $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $\sigma = 0.072 \text{ Дж/м}^2$ (при температуре 25°C), $\mu = 8.9 \cdot 10^{-4} \text{ Па}\cdot\text{с}$ (25°C) [8], и для правой части (1) имеем $\sim 3 \cdot 10^{10}$. Видим, что критерий (1) для типичных экспериментов выполнен с большим запасом. Таким образом, при анализе экспериментов на не слишком больших временах, характерных для образования вторичных капель, следует пользоваться числом Вебера как управляющим параметром задачи. Этот вывод согласуется, например, с результатами работ [6,9,10], где из экспериментов было найдено, что число Вебера является основным параметром, характеризующим переход к режиму разбрызгивания (образованию вторичных капель) при ударе жидкой капли по поверхности. Однако, если на больших временах надо учитывать ускорение свободного падения, то на малых временах после контакта капли с поверхностью важна вязкость: в этом случае характерная длина процесса $\sim \sqrt{\mu D / (\rho V_i)}$ определяется вязкостью.

Оценим числа Вебера и Рейнольдса для нашей задачи. Для экспериментов по соударению капли воды с поверхностью воды, выполненных в настоящей работе, получим $We = 53 \div 976$ и $Re = 4.3 \cdot 10^3 \div 1.8 \cdot 10^4$. Для экспериментов по соударению алюминиевого ударника с пластиной, выполненных в [2,3], плотность $\rho = 2.71 \text{ г/см}^3$, диаметр ударника $D = 6.35 \text{ мм}$, характерная скорость удара $U_i \approx 3000 \text{ м/с}$. Вместо поверхностного натяжения здесь берем работу разрушения, оцениваемую как способность материала поглощать энергию в процессе деформации и разрушения под действием импульсной нагрузки (т.н. ударная вязкость), величина которой сильно зависит как от типа алюминиевого сплава, так и от способа изготовления образца [11,12], для оценок примем $\sigma = 200 \div 900 \text{ кДж/м}^2$. Величина коэффициента динамической вязкости для алюминия, по имеющимся литературным данным, зависит от условий испытаний и имеет большой разброс, $\mu = 3 \cdot 10 \div 4 \cdot 10^4 \text{ Па}\cdot\text{с}$ [13-15]. В рассматриваемом нами случае [2,3] характерной скоростью деформации было $\dot{\varepsilon}_i \sim V_i / D \sim 5 \cdot 10^6$, что соответствует значению $\mu = 50 \text{ Па}\cdot\text{с}$ [13]. Таким образом, имеем следующие значения чисел Вебера и Рейнольдса: $We = 172 \div 774$ и $Re = 1.03 \cdot 10^3$. Из оценок видно, что характерное значение числа Re для экспериментов [2,3] с алюминиевыми ударником и мишенью находится на нижней границе диапазона чисел Re для модельных экспериментов по соударению капли воды с поверхностью, выполненных в настоящей работе, зато числа We для экспериментов [2,3] перекрываются полностью со значениями чисел We для этих модельных экспериментов.

В качестве механизмов, ответственных за формирование короны и образование вторичных капель, возникающих в экспериментах

по взаимодействия жидкой капли с поверхностью, в публикациях рассматривались неустойчивости Рэлея-Плато, Рэлея-Тейлора, Кельвина-Гельмгольца и Рихтмайера-Мешкова [16-20]. Характерный размер вторичных капель, в этом подходе, полагается равным длине волны возмущения, имеющему наибольшую скорость роста. Однако, возможен другой подход для определения характерного размера вторичных капель, который используется в настоящей работе. Он основывается на энергетическом балансе и аналогичен тому, который используется в задачах механики разрушения [7].

Наше изучение направлено на понимание особенностей эжекты, наблюдаемой при взаимодействии алюминиевого ударника с алюминиевой преградой при скоростях удара около 3 км/сек [2,3]. Моделирование эжекты будет проведено с помощью экспериментов по соударению капли воды с поверхностью слоя воды. При этом мы отдаем себе отчет, что, несмотря на многие исследования, механика процесса взаимодействия капли с поверхностью жидкости в настоящее время до конца не понята [5,6].

1. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В экспериментах капли воды одинакового размера падали с различных высот на поверхность слоя воды. Схема эксперимента является стандартной, поэтому рисунок мы не приводим. Над ёмкостью с жидкостью, куда падали капли, устанавливался резервуар, оборудованный капельной насадкой и регулятором частоты образования капель. В качестве резервуара с жидкостью использовался высокий стеклянный сосуд длиной 50 см и шириной 4 см. Капли формировались на носике насадки и отделялись под действием своего собственного веса. Изменение скорости удара капли о поверхность достигалось изменением высоты H носика капельной насадки над поверхностью жидкости. В наших экспериментах расстояние H изменялось от 5 см до 95 см. В качестве ёмкости с жидкостью использовалась большая стеклянная чаша с плоским дном диаметром 40 см и высотой 15 см. Все эксперименты были выполнены при атмосферном давлении. Начальный диаметр в экспериментах был фиксирован и равен $D=3.8$ мм. Таким образом, диаметр сосуда с водой был в 100 раз больше диаметра капли, что исключало влияние боковых стенок сосуда на результаты экспериментов.

Процесс удара капли воды по поверхности записывался с помощью высокоскоростной цифровой камеры Photron FASTCAM SA4 со скоростью до 10 тыс. кадров/сек. Ёмкость с жидкостью, куда падали капли, подсвечивалась четырьмя галогеновыми лампами мощностью 1.50 квт каждая.

Скорость удара, вычисляемая по формуле $V_i = \sqrt{2gH}$, изменялась в пределах $V_i = 1$ м/с \div 4.3 м/с. Учет вязкости воздуха, в соответствии с законом Стокса, дает поправки к вычисленным скоростям удара не превышающим десятую долю процента.

Наиболее детальные эксперименты были проведены для слоя воды глубиной $h_b = 100$ мм. Для этой глубины будем далее пользоваться термином «глубокая вода», так как отношение $D/h_b \ll 1$, где D – диаметр капли. Считаем, что дно не влияет на гидродинамику удара капли по поверхности жидкости.

Основная часть экспериментов в работе была выполнена с значениями $We=610$ и $Re=1.42 \cdot 10^4$, что соответствует скорости удара $V_i = 3.4$ м/с.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

При ударе капли по поверхности жидкости, в жидкости образуется кратер, а над поверхностью возвышается цилиндрический слой жидкости, напоминающий обод, на который «одета» корона, состоящая из множества струек, генерирующих вторичные капли (рис.2).

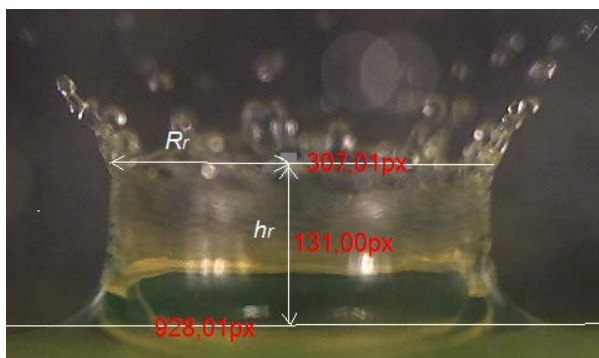


Рис.2. Схема измерения внешнего радиуса (R_r) и высоты (h_r) жидкого обода.

2.1. Пороговое значение числа Вебера.

Была проведена серия тестовых экспериментов по выявлению порогового значения числа Вебера, выше которого наблюдается образование вторичных капель в короне в процессе взаимодействия капли с поверхностью. Результат представлен в Табл.2. Эксперименты показывают, что значение критического числа Вебера We_{cr} зависит от h_b : при уменьшении h_b число We_{cr} растет. Из Табл.2 видно, что для глубокой воды $We_{cr} > 180$, этот результат согласуется с работой [21], где также выполнялись эксперименты с водой. Также, является известным фактом [4], что глубина слоя жидкости, на который падает капля, имеет существенное влияние на гидродинамику взаимодействия капли с поверхностью.

Таблица 2.

Наличие вторичных капель в короне («+» - есть, «-» - нет) для различных чисел Вебера и двух глубин водного подлежащего слоя.

h_b мм \ We	60	120	180	300	360	420	695
100	-	-	-	+	+	+	+
2	-	-	-	-	+	+	+

Применительно к задаче о гиперсверхзвуковом взаимодействии ударника с твердой мишенью, наличие критического числа Вебера We_{cr} означает существование критерия возникновения эжекции, связывающего кинетическую энергию ударника с работой разрушения материала ударника и мишени, оцениваемую как способность материала поглощать энергию в процессе деформации и разрушения под действием импульсной нагрузки.

2.2. Кинематика жидкого обода.

На рис.2 и 3 представлены схема измерения и результат измерения внешнего радиуса (R_r) и высоты (h_r) жидкого цилиндрического обода, возникающего при ударе капли по поверхности глубокой воды. В экспериментах капля одного и того же размера, $D=3.8$ мм, ударяла по поверхности со скоростью удара

$\sim 3.4^\circ/\text{сек}$. Возникающее течение анализировалось за период времени, предшествующем началу схлопывания кратера. На рис.3 представлены результаты измерений R_r и h_r , усредненные по серии экспериментов.

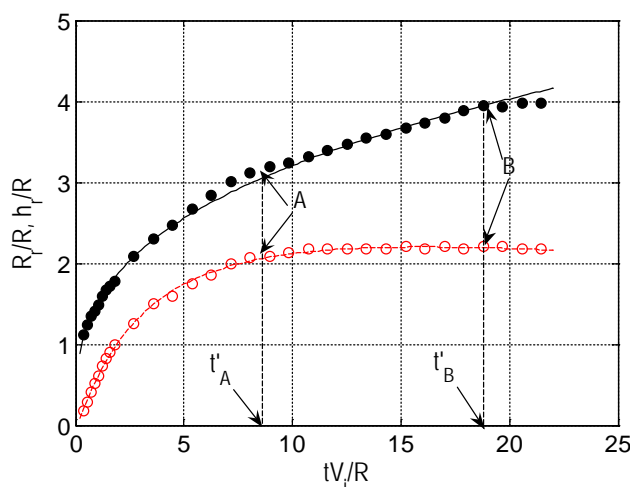


Рис.3. Зависимости R_r и h_r от безразмерного времени, нормированные на радиус капли. Обозначено: \bullet – R_r/R , \circ – h_r/R (результаты эксперимента), сплошной и штриховой линиями показаны аппроксимирующие зависимости. $We=610$ и $Re=1.42 \cdot 10^4$.

Из рис.3 видно, что в экспериментальных зависимостях существуют почти прямолинейные участки, начало и конец которых обозначены буквами А и В, соответственно. Радиус обода R_r на этом участке увеличивается с постоянной скоростью, при этом высота обода h_r на этом участке остается неизменной. В ряде работ [5] зависимость $R_r(t')$, где $t' = t \cdot V_i / R$, аппроксимировалась следующим соотношением

$$R_r / R = A(t' - t'_0)^\alpha, \quad (2)$$

где R , A , α и t'_0 – постоянные параметры, $R = D/2$. В нашем случае зависимость (2) также имеет место при значениях параметров $A=1.501$, $\alpha=0.33$ и $t'_0=0$. Для зависимости $h_r(t')$ подходящей, как оказалось, является аппроксимация

$$h_r / R = 0.5794 \cdot (t')^{0.963} \exp(-0.1737(\log(t'))^2) \quad (3)$$

Аппроксимирующие зависимости, как для R_r , так и для h_r показаны на рис.3 сплошной и штриховой линиями, соответственно.

Заметим, что экспериментальные данные на рис.3 показывают уменьшение скоростей $V_r = dR_r/dt'$ и $V_h = dh_r/dt'$ с начала измерений до момента времени t'_A , приблизительно соответствующим на рис.3 экспериментальным точкам, обозначенным буквой А. Для дальнейшего примем значение этого времени равным $t'_A \approx 7.0$. При временах больших t'_A скорость радиального расширения жидкого обода V_r приблизительно становится постоянной, а скорость V_h – равной нулю вплоть до момента времени t'_B , показанном на рисунке.

Первое ненулевое значение данных на рис.3 соответствует приблизительно времени 200 мкс после удара. Перед соударением, в момент $t=0$, жидкость в сосуде находилась в покое в соответствии с условиями эксперимента. Следовательно,

после соударения жидкость испытывает импульсное ускорение равное, как следует из рис.3, $\sim 10^{40}$ м/сек². Этот факт уже отмечался в ряде работ. Кроме того, в работе [18] было высказано предположение, что это импульсное ускорение приводит к возникновению неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, играющей, по мнению авторов этой работы, доминирующую роль на малых временах после удара и определяющей количество струй на короне в более поздние моменты времени.

2.3. Динамика жидкого обода.

Можно оценить толщину стенки цилиндрического обода δ_r , полагая, что: а) жидкость несжимаема, б) кратер, образованный ударом капли, в каждый момент времени имеет полусферическую форму (до момента времени, когда начинается его схлопывание), с) толщина стенки цилиндрического обода постоянна по высоте и азимутальному углу, д) масса капли мала по сравнению с массой жидкости в сосуде. Второе предположение приблизительно выполняется в экспериментах на глубокой воде (см., например, [4,22]). Тогда уравнение баланса массы имеет вид

$$\pi(2R_r(t)\delta_r(t) - \delta_r(t)^2)h_r(t) + I(t) = \frac{2}{3}\pi(R_r(t) - \delta_r(t))^3,$$

$$dI/dt = N_j \delta_r s_1 ds_2 / dt \quad (4)$$

где δ_r – толщина обода, $\rho I(t)$ – масса жидкости, унесенная вторичными каплями к моменту времени t , величины s_1 и s_2 , имеющие размерность длины, определены в Приложении А (А5)-(А6), $N_j = 2\pi R_r / s_1$ – число струек в короне. Зависимости R_r и h_r от безразмерного времени берутся из (2) и (3).

Важно отметить следующее. При $t' > t'_A$ скорость деформации $\dot{\epsilon}_r = \partial V_r / \partial r$ обратится в ноль вследствие постоянства скорости V_r , в то время как $\dot{\epsilon}_\varphi = V_r / r$ останется отличной от нуля. Таким образом, формально из (А6) следует, что при $t' > t'_A$ продольный размер вторичной капли s_2 неограниченно возрастает, т.е. отрыв капель прекращается. Как следствие, во втором уравнении (4) следует положить $dI/dt = 0$. Одновременно, при $t' > t'_A$, все еще возможно образование струек, характерный поперечный размер которых будет определяться s_1 (А5).

Система (4) интегрировалась относительно $\delta_r(t')$ с момента времени $t'_0 = 0.358$ ($t'_0 = t_0 \cdot V_i / R$) с начальным значением $\delta_r(t'_0)$, которое определялось из предположения, что в ранние моменты времени после удара толщина жидкого обода определяется вязким масштабам длины, т.е. $\delta_r(t'_0) = k \sqrt{\mu \cdot 2Rt'_0 / \rho V_i}$, где k – коэффициент пропорциональности. Расчеты представлены на рис.4 для двух значений $k=1$ (кривая 1') и $k=10$ (кривая 1''). Видно, что решение для времени $t' > 1$ слабо зависит от начального значения $\delta_r(t'_0)$: изменение $\delta_r(t'_0)$ в 10 раз в начальный момент приводит к изменению $\delta_r(t')$ в момент $t'=1$ всего в 1.12 раза. При $t' > 1$ оба решения быстро выходят на одну и ту же асимптотику. На рис.4 (кривая 2) также представлено решение без учета уноса массы за счет образования вторичных капель, т.е. когда $I=0$ в уравнении (4). В этом случае (4) превращается в алгебраическое уравнение третьей степени относительно $\delta_r(t')$. И рис.4 видно, что унос массы вторичными каплями утончает стенку жидкого обода приблизительно на 1/3.

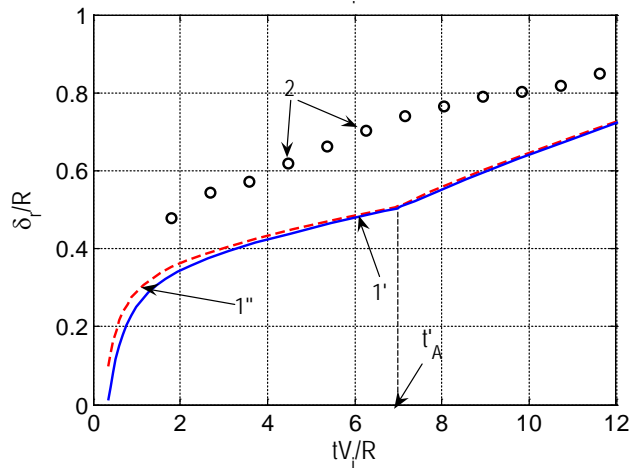


Рис.4. Зависимость δ_r/R от безразмерного времени. Результат моделирования: 1' и 1'' – с учетом уноса массы за счет образования вторичных капель, 2 – без учета уноса массы.

Знание толщины жидкого обода δ_r в зависимости от времени позволяет оценить характерный размер вторичных капель, генерируемых в разные моменты времени: $d_{sd} = (6\delta_r s_1 s_2 / \pi)^{1/3}$, где величины s_1 и s_2 оцениваются из (2), (A5), (A6). Наибольший размер отрываемых капель оценивается в момент $t' = t'_A$, как $(d_{sd})_{\max} = 0.7D$ (для $t' > t'_A$, как обсуждалось выше, отрыв вторичных капель прекращается и $d_{sd} = 0$). Прямая оценка размеров капель на основе эксперимента дает $(d_{sd})_{\max} \approx 1^\circ\text{мм}$, что значительно ниже вышеприведенной оценки, основанной на энергетической модели фрагментации (Приложение А). В экспериментах [3] по взаимодействию алюминиевого ударника с толстой алюминиевой пластиной при скоростях удара около 3 км/сек максимальный эффективный диаметр фрагмента, извлеченного из пенополистиролового коллектора, составил $\sim 0.35D_p$, где $D_p = 6.35^\circ\text{мм}$ – диаметр алюминиевого ударника в этих экспериментах.

2.4. Динамика эжекционного потока.

Рассмотрим динамику эжекционного потока. На рис.5 (вид сверху под небольшим углом к вертикали) представлены снимки течения, образующегося при ударе капли по поверхности глубокой воды ($We=610$ и $Re=1.42 \cdot 10^4$).



а) 0.2 мсек

б) 0.7 мсек

в) 2.1 мсек

Рис.5. Удар капли по глубокой воде. Показано время, прошедшее с момента удара. $We=610$ и $Re=1.42 \cdot 10^4$.

Снимки сделаны по истечении 0.2 мсек, 0.7 мсек и 2.1 мсек с момента контакта падающей капли с поверхностью. Видно (рис.5(а)), что после удара капли по поверхности формируется радиально расходящийся тонкий слой жидкости, который распадается на множество струек. Начальная эжекция развивается затем в корону с более крупными струйками, как видно из рис.5(б) и (в), однако при этом общее число струек уменьшается.

Визуальное изучение киносъемки удара капли по поверхности в наших экспериментах (показанном на рис.5 и в других экспериментах), позволяет заключить, что количество эжекционных струек уменьшается с течением времени. Некоторые струйки, после излучения вторичных капель, втягиваются обратно под воздействием сил поверхностного натяжения. Но чаще наблюдается слияние двух или даже трех струек в одну, как показано на рис.6 и 7. Наблюдаются, в том числе, спаренные струйки в виде «змеиноязыка», которые сливаются в одну струйку в последующие моменты времени. Другой механизм слияния связан с образованием в начальные моменты между соседними струйками перемычки из жидкой пленки, которая затем стягивает эти две струйки в одну. Новые струйки при этом не появляются.

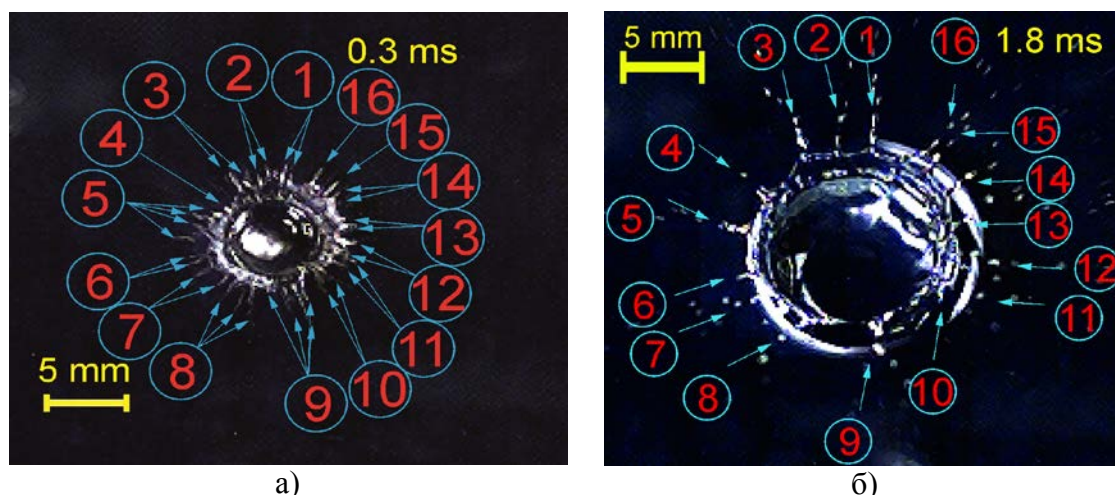


Рис.6. Показаны группы струек в момент времени 0.3°мсек (а), которые к моменту времени 1.0°мсек (б) сольются в одну струйку.

На рис.6(а), который соответствует времени 0.3 миллисекунды с момента удара капли о воду, визуально различимые струйки объединены в группы струек, которые к моменту времени 1.8 миллисекунды, сольются в одну струйку. На рис.6(б) пронумерованы струйки по соответствию номерам групп с рис.6(а). В Табл.3 указано, какое количество струек было в каждой из групп, которые к моменту времени 1.8°мс слились в одну струйку. Из 16 групп только в трёх группах изначально было по одной струйке, т.е. эти струйки не слились ни с какими другими. Таким образом, на момент времени 0.3°мс визуально различимы (с точностью до технических возможностей видеосъемки) 34 струйки, а на момент времени 1.8°мс остаётся только 16 струек.

Видимо, аналогичный характер взаимодействия струй наблюдался в наших экспериментах [2,3] по взаимодействию алюминиевого ударника с алюминиевыми пластинами, в которых как на алюминиевых, так и на пенополистироловых коллекторах фиксировалось «V»образное пространственное распределение эжекционного потока (рис.8(а)-(с)). В этих экспериментах (экспериментальная техника описана в [2,3]) толщина

алюминиевой мишени была около 2°мм, диаметр алюминиевого ударника был 6.35°мм. Скорость удара была 2-3°км/с. Расстояние от экрана до пластины-свидетеля было 200°мм. На поверхности комбинированного коллектора (рис.8(а)), состоящего из алюминиевой пластины и наложенными на нее пластинками из пенополистирола, и на поверхности пенополистиролового коллектора (рис.8(б)) имеются множественные повреждения, представляющие собой локализованные группы кратеров, напоминающие очертаниями букву "V".

Таблица 3.

В цифрах показано количество струек в группах, изображенных на рис.6(а).

Группа струек, №	Число струек $t=0.3^{\circ}\text{мс}$	Группа струек, №	Число струек $t=0.3^{\circ}\text{мс}$
1	2	9	4
2	2	10	2
3	2	11	2
4	1	12	2
5	4	13	2
6	2	14	2
7	2	15	1
8	3	16	1

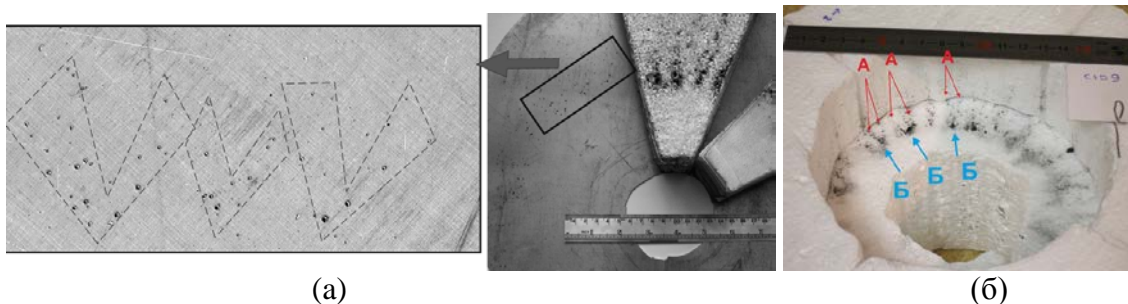


Рис.8. Коллекторы в экспериментах по взаимодействию алюминиевого ударника с алюминиевыми пластинами: (а) комбинированный коллектор (алюминий и пенополистирол) с обозначенными зонами локализации повреждений и увеличенный фрагмент коллектора слева, выделенный прямоугольником на рисунке справа; (б) увеличенный фрагмент пенополистиролового коллектора.

На пенополистироловом коллекторе (рис.8(б)) можно наблюдать "V"-образное схождение тонких цепочек небольших кратеров (на рисунке отмечены литерой "А") к крупным отверстиям в коллекторе (на рисунке отмечены литерой "Б"). Последнее позволяет предположить, что при слиянии эжекционных струй происходит их укрупнение. Это подтверждается наблюдениями, сделанными нами в экспериментах по соударению капли воды с поверхностью.

Зависимости числа струек в короне от времени, найденные в экспериментах по соударению капли с поверхностью глубокой воды, представлены на рис.9(а),(б) для двух скоростей удара, $V_i^{\circ}=2.4$ и 3.4 м/сек.

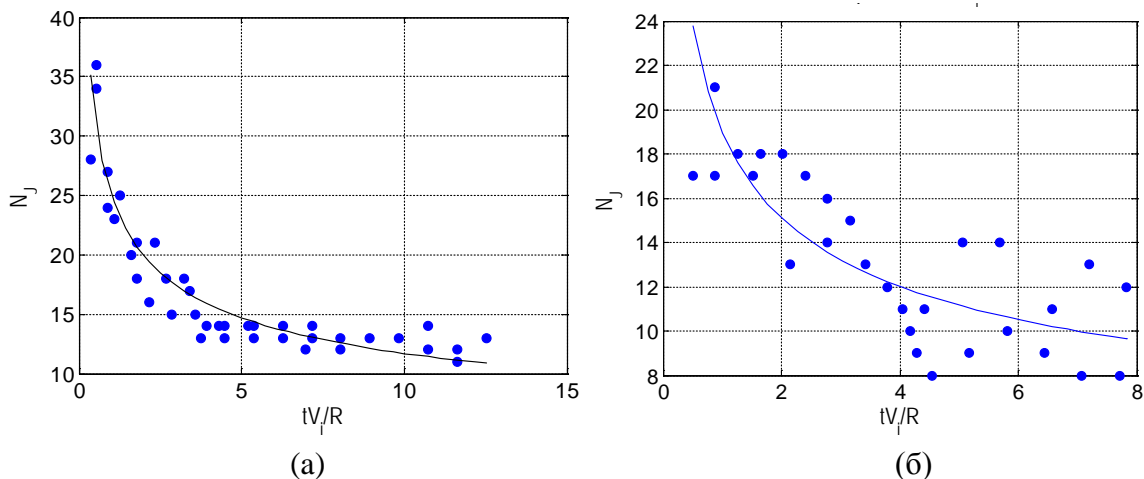


Рис.9. Зависимость числа струек в короне от времени: (а) скорость удара $V_i^\circ=3.4^\circ\text{м/сек}$, • – показаны результаты анализа трех экспериментов; (б) скорость удара $V_i^\circ=2.4^\circ\text{м/сек}$, • – показаны результаты анализа двух экспериментов.

На рисунках сплошными линиями представлены также аппроксимирующие кривые

$$N_j = B \cdot (t')^{-1/3}, \tag{5}$$

где N_j – число струек, $t' = t \cdot V_i / R$, $B=19.0$ и 25.0 для $V_i^\circ=2.4$ и 3.4°м/сек , соответственно, удовлетворительно описывающие экспериментальные зависимости. Число струй также может быть оценено на основе энергетической модели, изложенной в Приложении А. Действительно, с учетом (2) и (А5), и принимая во внимание, что в (2) $\alpha^\circ \approx 1/3$, имеем

$$N_j = \frac{2\pi R_r}{s_1} = \frac{\pi A}{3\sqrt[3]{2}} We^{1/3} (t')^{-1/3}. \tag{6}$$

Видно, что зависимость от времени в (6) совпадает с экспериментальной зависимостью (5). Подставив численные значения параметров A и We в (6) найдем значения коэффициента пропорциональности: 8.3 и 10.5 для $V_i^\circ=2.4$ и 3.4°м/сек , соответственно. Таким образом, энергетическая модель дает одинаковую с экспериментом степенную зависимость числа струй в эжекте от времени, но занижает их общее число более чем в два раза.

На рис.10 (см. также рис.5) представлены кадры кино съемки, показывающие динамику соударения капли (вид сбоку) с поверхностью глубокой воды со скоростью 3.4°м/сек . Снимки соответствуют разным моментам времени, отсчитываемых с момента контакта падающей капли с поверхностью.

На снимках видно, что течение на поздней стадии, имеющее вид короны «одетой» на цилиндрический обод, вырастает из эжекционного потока, образованного на ранней стадии течения. Следует отметить, что такой вид однопотокового течения реализуется не всегда, и соответствует определенной области значений чисел Re и We [6,24]. Как следует из этих работ, при других значениях чисел We и Re возможно существование двух независимых эжекционных потоков: (1) эжекта, возникающая на ранних стадиях после удара и представляющая собой поток быстрых микрокапель, траектории которых имеют малые углы возвышения, и (2) течение, возникающее на поздних стадиях, имеющее вид короны, от которой отрываются капли средних и больших размеров.

Как следует из [6,24] двухпотокное течение эжекты не может возникнуть из однопотокного при уменьшении числа Re . Таким образом, можно предположить, что в экспериментах [2,3] по высокоскоростному взаимодействию ударника с преградой, где реализуемые числа Re были меньше, чем в наших экспериментах по соударению капли с поверхностью жидкости (рис.10), также наблюдается однопотокная эжекция. Важно отметить, что в однопотокной эжекции размер вторичных капель будет меняться от микро размера (десятки микрон) на ранних стадиях до макро размера (сотни микрон, миллиметр) на поздних стадиях, когда корона сформирована.

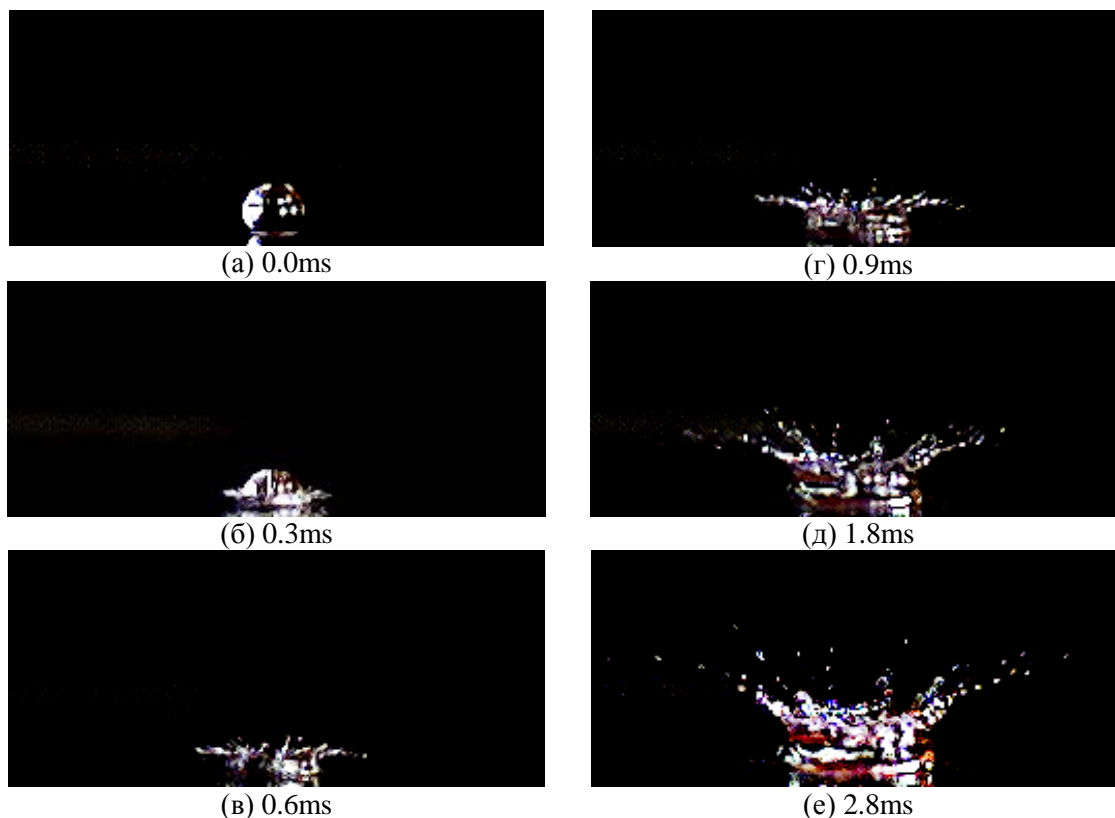


Рис.10. Динамика столкновения капли с поверхностью глубокой воды. $We=610$ и $Re=1.42 \cdot 10^4$.

Рис.11 показывает траектории вторичных капель (которые удалось визуально различить) за период от $4^{\circ}ms$ до $7^{\circ}ms$ с момента удара. Метки на траекториях построены с одинаковым временным шагом – $0.5^{\circ}ms$. Траектории, выходящие под острыми углами ($\sim 16^{\circ}$), соответствуют ранним стадиям внедрения первичной капли. Они имеют скорости в 3-4 раза превышающие скорость вторичных капель выходящих под углами возвышения около 50° , соответствующих поздней стадии развития эжекты, когда кратер уже сформировался. Видно, что скорость вторичных капель падает монотонно. Из рис.11, также, можно сделать вывод, что эжекционный конус (корона) на поздней стадии является развитием ранней эжекции.

На рис.10(в),(г) видно, что на промежуточных временах, $\sim 1^{\circ}ms$, поток вторичных капель имеет вид кроны «развесистого» дерева и только на более поздних временах (рис.10(д-е)) поток трансформируется в профиль, напоминающий корону. Периферия кроны дерева состоит из мелких и быстрых

микрокапель, вылетевших на ранней стадии эжекции (рис.10(б)) под острыми углами к поверхности жидкости. По-видимому, такой вид эжекционного потока ответственен за следы в виде неглубоких кратеров, оставленные на боковой стенке коллектора (рис.1(б)) в экспериментах [2,3] по высокоскоростному взаимодействию ударника с мишенью.

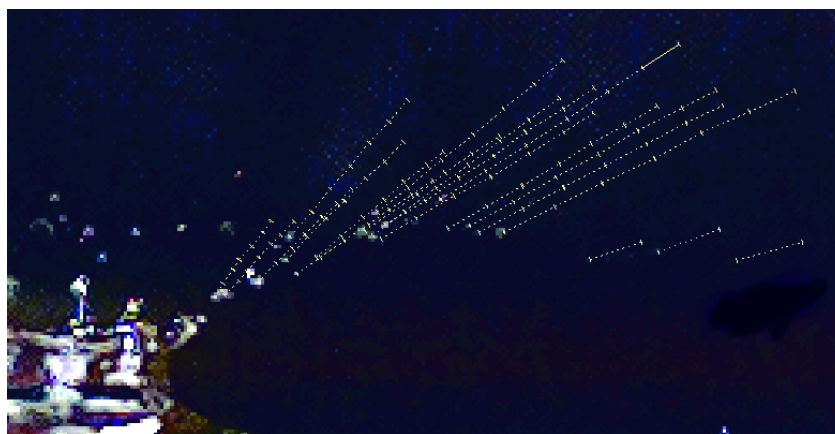


Рис.11. Траектории вторичных капель за период от 4°мс до 7°мс с шагом 0.5°мс (вид сбоку). Для трех самых нижних траекторий период времени от 4.0°мсек до 4.5°мсек. $We=610$ и $Re=1.45 \cdot 10^4$.

Из анализа повреждений на рис.1(а),(б)), можно предположить, что эжекционные частицы, вылетающие на ранней стадии после удара, имеют кинетическую энергию меньшую, чем кинетическая энергия частиц, образующихся на более поздней стадии. При этом скорость эжекционных частиц находится, как видно из экспериментов (см.рис.11), в обратной пропорции: с течением времени после удара скорость вылета эжекционных частиц падает. Такое разнонаправленное поведение параметров эжекционных частиц возможно, когда их скорость со временем падает медленнее, чем растет их масса. Это возможно, например, когда размер (диаметр) эжекционных частиц изменяется обратно пропорционально ее скорости: в этом случае кинетическая энергия эжекционных частиц будет возрастать с увеличением диаметра частицы, $E_k \sim D$. Эмпирическое соотношение в виде обратной пропорциональности между скоростью и диаметром эжекционных частиц используется при моделировании эжекты в задачах по высокоскоростному взаимодействию ударника с твердой мишенью [1,3,23].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было проведено моделирование эжекции, возникающей при ударе алюминиевого ударника по алюминиевой пластине при скоростях удара около 3°км/сек [2,3], с помощью экспериментов по соударению капли с поверхностью жидкости. В качестве жидкости в модельных экспериментах брали воду. Мотивация такого подхода связана как с высокой стоимостью гиперскоростных ударных экспериментов и трудностью регистрации явлений in-situ в таких экспериментах, так и внешней схожестью эжекционных процессов. Такое внешнее сходство не случайно. При ударе со скоростью в несколько км/сек отношение $Y / \rho V_i^2$ (где Y – предел текучести, ρ – плотность и V_i – скорость удара)

мало и прочностными эффектами можно пренебречь по сравнению с инерционными эффектами. Для наших экспериментов [2,3], имеем оценку $Y / \rho V_i^2 \leq 0.016$.

Моделирование проводилось по числам Вебера (We) и Рейнольдса (Re). Оценки этих чисел, применительно к рассматриваемой задаче, даны в разделе 1. Из оценок видно, что характерное значение числа Re для экспериментов [2,3] с алюминиевыми ударником и мишенью находится на нижней границе диапазона чисел Re для модельных экспериментов по соударению капли с поверхностью жидкости, выполненных в настоящей работе, зато числа We для экспериментов [2,3] перекрываются полностью со значениями чисел We для этих модельных экспериментов.

Посредством моделирования мы нашли ответы на следующие вопросы, которые остались открытыми после работ [2,3]:

- Модельные эксперименты по соударению капли с поверхностью глубокого слоя жидкости показали, что существует критическое число Вебера We_{cr} такое, что при $We > We_{cr}$ наблюдаются эжекционные струйки с образованием вторичных капель, а при обратном знаке – эжекция с образованием вторичных капель отсутствует. Причем, We_{cr} зависит от толщины слоя: при уменьшении толщины слоя We_{cr} растет (см.табл.2). Ранее существование критического We_{cr} было показано в ряде работ [5,9,10]. Применительно к задаче о гиперскоростном взаимодействии ударника с твердой мишенью, наличие критического числа Вебера означает существование критерия возникновения эжекции, связывающего кинетическую энергию ударника с работой разрушения материала ударника и мишени, оцениваемую как способность материала поглощать энергию в процессе деформации и разрушения под действием импульсной нагрузки.
- Модельные эксперименты по соударению капли с поверхностью глубокого слоя жидкости показывают, что течение на поздней стадии, имеющее вид короны, «одетой» на цилиндрический жидкий обод, вырастает из эжекционного потока, образованного на ранней стадии течения. Следует отметить, что такой вид однопоточкового течения реализуется не всегда, и соответствует определенной области значений чисел Re и We [6,24]. Сравнение чисел Re для наших модельных экспериментов и экспериментов [2,3] по высокоскоростному взаимодействию ударника с преградой, где реализуемые числа Re были меньше, чем в модельных экспериментах, показывает, что в экспериментах [2,3] также должен наблюдаться однопоточковый характер эжекты.
- Модельные эксперименты показывают, что количество эжекционных струек, визуально различимых в первые моменты после удара, монотонно уменьшается с течением времени. Чаще всего наблюдается слияние двух или даже трех струек в одну, как показано на рис.6 и 7. Наблюдаются, в том числе, спаренные струйки в виде «змеиного языка», которые сливаются в одну струйку в последующие моменты времени. Новые струйки при этом не появляются. Видимо, аналогичный характер взаимодействия струй наблюдался в наших экспериментах [2,3] по взаимодействию алюминиевого ударника с алюминиевыми пластинами, в которых как на алюминиевых, так и на пенополистироловых коллекторах фиксировалось “V”образное пространственное распределение эжекционного потока (рис.8(а),(б)). На пенополистироловом коллекторе (рис.8(б)) можно наблюдать “V”-образное схождение тонких цепочек небольших кратеров (на рисунке отмечены литерой “А”) к крупным отверстиям в коллекторе (на рисунке отмечены литерой “Б”). Последнее позволяет предположить,

что при слиянии эжекционных струй происходит их укрупнение. Это подтверждается наблюдениями, сделанными нами в экспериментах по соударению капли воды с поверхностью.

- Форма эжекционного потока в виде «развесистого дерева», наблюдаемого в модельных экспериментах с водой (рис.10), позволяет объяснить наличие цепочек в виде неглубоких кратеров, оставляемых на боковой стенке коллектора (рис.1(б)) в экспериментах [2,3] по высокоскоростному взаимодействию ударника с мишенью. Из анализа повреждений на рис.1(а,б)), можно предположить, что эжекционные частицы, вылетающие на ранней стадии после удара, имеют кинетическую энергию меньшую, чем кинетическая энергия частиц, образующихся на более поздней стадии. При этом скорость эжекционных частиц, как видно из модельных экспериментов (см.рис.11), находится в обратной пропорции: с течением времени после удара скорость вылета эжекционных частиц падает. Такое разнонаправленное поведение параметров эжекционных частиц возможно, когда их скорость со временем падает медленнее, чем растет их масса. Это возможно, например, когда размер (диаметр) эжекционных частиц изменяется обратно пропорционально ее скорости: в этом случае кинетическая энергия эжекционных частиц будет возрастать с увеличением диаметра частицы, $E_k \sim D$. Эмпирическое соотношение в виде обратной пропорциональности между скоростью и диаметром эжекционной частицы используется при моделировании эжекты в задачах по высокоскоростному взаимодействию ударника с твердой мишенью [1,3,23].

Приложение А.

Модель фрагментации, основанная на балансе энергии.

В модели динамической фрагментации [7] характерный размер фрагмента определяется балансом локальной кинетической энергии фрагмента, упругой энергии фрагмента и поверхностной энергии, создаваемой в течение формирования новых поверхностей разрушения. Локальная кинетическая энергия T фрагмента вычисляется относительно его центра масс. Если тело не расширяется $T=0$.

Следуя [2,25] рассмотрим движение тонкого конусного слоя жидкости вокруг кратера (рис.А1), образованного падением капли на поверхность жидкости. Из-за присутствия радиальной составляющей скорости течения $V_r = V_e \cos \alpha$ (где V_e – скорость движения материала в конусе и α – угол возвышения) будут возникать растягивающие деформации $\dot{\epsilon}_\varphi = V_r/r$, стремящиеся разорвать конус вдоль его образующей. Одновременно, вследствие торможения капли в толще воды и изменении угла выхода эжекции, скорость V_e будет изменяться вдоль образующей конуса: максимальное значение, достигаемое на верхней кромке конуса, будет уменьшаться по направлению к поверхности. Таким образом, вдоль образующей конуса будут также возникать растягивающие деформации, $\dot{\epsilon}_r = \partial V_r / \partial r$, стремящиеся разорвать жидкий конус вдоль окружностей, перпендикулярных оси симметрии конуса.

Соотношение между $\dot{\epsilon}_\varphi$ и $\dot{\epsilon}_r$ позволяет определить сценарий разрушения конуса. Если локально выполнено неравенство $\dot{\epsilon}_\varphi < \dot{\epsilon}_r$, то разрушение конуса эжекты идет по следующему сценарию. Сначала происходит последовательный отрыв колец, начиная с верхней кромки эжекционного конуса, где скорость

деформации $\dot{\varepsilon}_r$ наибольшая. Затем, вследствие радиального расширения, каждое кольцо разрывается на несколько фрагментов.

Однако чаще реализуется обратный случай, когда $\dot{\varepsilon}_\varphi > \dot{\varepsilon}_r$. В этом случае происходит разрушение конуса вдоль образующих с образованием струй, затем каждая струя распадается на последовательность фрагментов (капель). Этот случай рассмотрен ниже.

Выделим в конусе тонкий кольцевой слой радиусом r и рассмотрим сегмент этого кольца с длиной срединной линии $2a$ и площадью поперечного сечения δS , который, в конечном счете, отрывается от кольца, образуя две новые поверхности общей площадью $2\delta S$ (рис. А2).

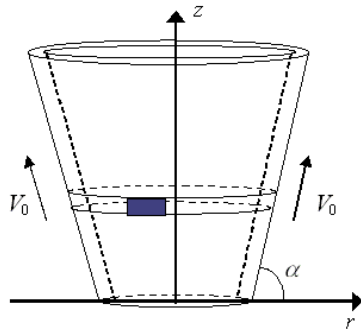


Рис.А1. Схематичное изображение конуса с выделенным кольцевым слоем и сегментом этого слоя.

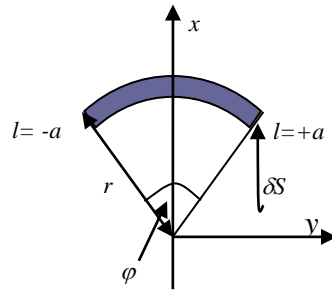


Рис.А2. Схематичное изображение сегмента выделенного слоя : l – расстояние вдоль срединной линии, $-a \leq l \leq +a$, r – радиус, δS – площадь сечения кольцевого слоя.

Предполагаем, что разрушение на обоих концах фрагмента происходит мгновенно и одинаковым образом. Последовательное разрушение колец, на которые мы мысленно разбили конус эжекты, приводит к разделению этого конуса на струи. Вычисление средней длины $2a$ отрываемого сегмента позволит нам оценить число струй при эжекционном выбросе. Локальная кинетическая энергия сегмента, изображенного на рис.А2, в случае, когда $a \ll r$, имеет вид [2]

$$T = \frac{1}{3} \rho \delta S (V_e \cos \alpha)^2 \frac{a^3}{r^2} \quad (A1)$$

где ρ – плотность эжектируемого материала, остальные обозначения введены выше. Избыточное давление в толще стенки конуса за счет кривизны поверхности есть $\Delta P = \sigma / r$. Следовательно, потенциальная энергия сегмента

$$\Pi = \frac{\sigma^2}{2\rho c^2 r^2} \cdot 2a(\delta S) \quad (A2)$$

где σ – поверхностное натяжение, c – скорость звука в жидкости. Изменение поверхностной энергии при образовании двух поверхностей разрушения на краях сегмента (так как разрушается кольцевой слой, на один фрагмент приходится одна поверхность разрушения)

$$\Gamma = \sigma \delta S \quad (A3)$$

Легко убедиться, что для всех разумных значений параметров выполнено $\Pi \ll T$. Следовательно, если вся локальная кинетическая энергия расходуется на создание новых поверхностей разрушения, то $T = \Gamma$ и из (A1, A3) имеем

характерный размер сегмента, образующегося при разрушении рассматриваемого кольца

$$s_1 = \left(\frac{24\sigma}{\rho \dot{\epsilon}_\varphi^2} \right)^{1/3}, \quad s_1 \leq c(t - t_0) \quad (\text{A4})$$

где $s_1 = 2a$.

Неравенство во второй формуле (A4) отражает т.н. «условие горизонта» [7], причем равенству соответствует условие образования наибольшего фрагмента. Аналогичные рассуждения дают оценку длины фрагмента при разрушении струи

$$s_2 = \left(\frac{24\sigma}{\rho \dot{\epsilon}_r^2} \right)^{1/3}, \quad s_2 \leq c(t - t_0) \quad (\text{A5})$$

Следует заметить, что в (A4) и (A5) скорости деформации $\dot{\epsilon}_\varphi$ и $\dot{\epsilon}_r$ определяются скоростью удара капли, которая много меньше скорости звука, $V_i \ll c$. Поэтому, изменение $\dot{\epsilon}_\varphi$ и $\dot{\epsilon}_r$ со временем не должно влиять на условие горизонта, а формулы (A4) и (A5) будут определять размеры наибольшего фрагмента в каждый момент времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rival M., Mandeville J.C.* Modeling of Ejecta Produced upon Hypervelocity Impacts // Space Debris. – 1999. – Vol.1. – P.45-57.
2. *Myagkov N.N., Bezrukov L.N., Shumikhin T.A.* Experimental investigation of ejecta generated by the hypervelocity impact of aluminum projectiles on continuous and mesh bumpers / Fifth European Conference on Space Debris. Proceedings. – Darmstadt, Germany, 2009. – 6 pages.
3. *Shumikhin T.A., Myagkov N.N., Bezrukov L.N.* Properties of ejecta generated at high-velocity perforation of thin bumpers made from different constructional materials // Int. J. Impact Eng. – 2012. – Vol.50. – P.90-98.
4. *Rein M.J.* Phenomena of liquid droplet impact // Fluid Dyn. Res. – 1993. – Vol.12. – P.61-93.
5. *Yarin A.L.* Drop impact dynamics: splashing, spreading, receding, bouncing // Annu. Rev. Fluid Mech. – 2006. – Vol.38. – P.159-192.
6. *Deegan R.D., Brunet P., Eggers J.* Complexities of splashing // Nonlinearity. – 2008. – Vol.21. – N1. – C1-C11.
7. *Grady D.E.* The Spall Strength of Condensed Matter // J. Mech. Phys. Solids. – 1988. – Vol.36. – P.353-384.
8. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1231 с.
9. *Rein M.J.* The transition regime between coalescing and splashing drops // J. Fluid Mech. – 1996. – Vol.306. – P.145-165.
10. *Manzello S.L., Yang J. C.* An experimental study of a water droplet impinging on a liquid surface // Experiments in Fluids. – 2002. – Vol.32. – P.580-589.
11. *Мондольфо Л.Ф.* Структура и свойства алюминиевых сплавов. – М.: Металлургия, 1979. – 640 с.
12. Свойства элементов. Ч.1. Физические свойства. Справочник. – М.: Металлургия, 1976. – 600 с.

13. *Альтиулер Л.В., Чекин Б.С.* Структура ударных волн и определяющие уравнения металлов // ПМТФ. – 1987. – №6. – С.119-128.
14. *Огородников В.А., Садовый А.А., Тюнькин Е.С.* О вязкости алюминия и свинца в ударно-волновых экспериментах // ПМТФ. – 1995. – №1. – С.5-11.
15. *Савенков Г.Г., Мецераков Ю.И.* Структурная вязкость твердых тел // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т.38. – №3. – С.113-118.
16. *Rayleigh L.* On the instability of jets // Proc. London Math. Soc. – 1878. – Vol.10. – P.4-13.
17. *Bremond N., Villermaux E.* Atomization by jet impact // J. Fluid Mech. – 2006. – Vol.549. – P.273.
18. *Krechetnikov R., Homsy G.M.* Crown-forming instability phenomena in the drop splash problem // J. of Colloid and Interface Science. – 2009. – Vol.331. – P.555-559.
19. *Zhang L.V., Brunet P., Eggers J., Deegan R.D.* Wavelength selection in the crown splash // Physics of Fluids. – 2010. – Vol.22. – P.122105.
20. *Agbaglah G., Josserand C., Zaleski S.* Longitudinal instability of a liquid rim // Physics of Fluids. – 2013. – Vol.25. – P.022103.
21. *Hallett J., Christensen L.* Splash and penetration of drops in water // J. Rech. Atmosph. – 1984. – Vol.18. – N4. – С.225-242.
22. *Brutin D.* Drop impingement on a deep liquid surface: study of a crater's sinking dynamics // C. R. Mecanique. – 2003. – Vol.331. – P.61-67.
23. *Myagkov N.N., Shumikhin T.A., Bezrukov L.N.* Properties of ejecta generated at high-velocity perforation of thin bumpers made from different constructional materials / Sixth European Conference on Space Debris. Proceeding, SP-723. – Darmstadt, Germany, 2013. – 8 pages.
24. *Zhang L.V., Toole J., Fezzaa K., Deegan R.D.* Evolution of the ejecta sheet from the impact of a drop with a deep pool // J. of Fluid Mechanics. – 2012. – Vol.690. – P.5-15.
25. *Мягков Н.Н., Шумихин Т.А.* Моделирование эжекты, возникающей при ударе сферического ударника по сплошной пластине // Механика композиционных материалов и конструкций. – 2010. – Т.16. – №2. – С.265-275.

Поступила в редакцию 17 марта 2015 года.

Сведения об авторах:

Мягков Николай Николаевич – д.ф.-м.н., проф., зав.лаб., ФГБУН Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия; e-mail: nn_myagkov@mail.ru

Шумихин Тимофей Александрович – к.т.н., с.н.с., ФГБУН Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия; e-mail: tshumikhin@gmail.com

Попов Владимир Васильевич – к.т.н., с.н.с., ФГБУН Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия; e-mail: popov@iam.ras.ru