

ГИДРОДИНАМИКА ВЗРЫВА

В. К. Кедринский
(Новосибирск)

Гидродинамика взрыва как значительная часть научного направления физики и механики взрывных процессов охватывает множество проблем от генерации и распространения ударных волн до поведения сред при взрывных нагрузках. Решение их связано и с разработкой новых экспериментальных методов, и с созданием математических моделей, адекватных наблюдаемым эффектам. Во многом, однако, последняя задача упрощается, так как широкий спектр возникающих при этом течений описывается достаточно ограниченным числом моделей. Одна из наиболее распространенных и простых — модель идеальной несжимаемой жидкости. Она успешно применяется для теоретического анализа многих явлений типично взрывного характера и основывается на реальных возможностях пренебречь прочностными и пластическими свойствами сред, силами трения и сжимаемостью при чрезвычайно высоких давлениях, возникающих в результате взрывных нагрузок. Использование таких предельно упрощенных моделей часто позволяет понять суть процесса, хотя при сопоставлении с экспериментальными данными и возникает необходимость в их модификации.

Настоящий обзор посвящен анализу основных результатов экспериментальных и теоретических исследований в области механики взрыва, выполненных в Сибирском отделении АН СССР за 30 лет с 1957 по 1986 г., по трем крупным направлениям: ударные волны при подводных взрывах и кавитация, проблемы кумуляции и струйные течения, взрывные процессы в грунтах.

Многие из перечисленных ниже работ появились благодаря вниманию, а зачастую и идеям М. А. Лаврентьева, оказавшимся тем фундаментом, на котором в итоге строились представления о явлениях в целом.

Ударные волны при подводных взрывах и кавитация. Динамика полости. Одна из важнейших проблем в области исследования подводного взрыва состоит в анализе динамики полости с продуктами детонации как источника, ответственного за формирование и параметры генерируемых взрывом ударных волн (УВ). В то же время эта проблема представляет интерес и для широкого круга задач взаимодействия УВ с одиночными полостями и их ансамблем, развития пузырьковой кавитации, формирования структуры УВ при подводных взрывах зарядов сложной формы и т. п. Эти вопросы детально исследовались в ИГ СО АН СССР в течение 1960—1980 гг. и были связаны с выяснением принципиальных моментов влияния сжимаемости жидкости, симметрии течения и состояния газа внутри пульсирующей полости.

В. К. Кедринским [1—3] впервые в акустическом приближении получено общее уравнение, описывающее динамику полости в плоской, цилиндрической и сферической геометрии ($\nu = 0, 1, 2$). Результат основан на анализе одномерного потенциального изэнтропического течения жидкости, описываемого системой уравнений (акустическое приближение)

$$(1) \quad c_0^{-2} \Phi_{tt} - \Phi_{rr} - \nu \Phi (1 - \nu/2)/2r^2 = 0, \quad \Phi_t = r^{\nu/2} \Omega,$$

где $\Phi = r^{\nu/2} \varphi$; $\Omega = \omega + v^2/2$; $\omega = \int dp/\rho$. Отсюда следует, что в плоском и сферическом случаях точно, а в случае цилиндрической симметрии приближенно ($\nu = 1$, асимптотическое приближение с точностью до члена $\Phi/4r^2$) система при замене $r^{\nu/2} \Omega = G$ позволяет получить уравнение

$$(2) \quad G_t + c_0 G_r = 0,$$

которое указывает на инвариантность функции $G = r^{\nu/2} \varphi_t$, сохраняющейся на расходящихся со скоростью c_0 характеристиках.

Этот результат, согласно модели Кирквуда — Бете [4], обобщается на случай, когда возмущение распространяется со скоростью $c + v$:

$$(3) \quad G_t + (c + v)G_r = 0.$$

Подстановка в (3) выражений G через v и ω с учетом

$$\partial v/\partial r = -(c^{-2} d\omega/dt + \nu v/r), \quad \partial \omega/\partial r = -dv/dt$$

при условиях на стенке полости $\omega = \omega_0$, $r = R$, $v = \dot{R}$ позволяет найти обобщенное уравнение пульсации

$$(4) \quad R(1 - \dot{R}/c) \ddot{R} + \frac{3}{4} v \dot{R}^2 (1 - \dot{R}/c) = \\ = \frac{\nu}{2} (1 + \dot{R}/c) \omega_0 + R \dot{\omega}_0 (1 - \dot{R}/c) c,$$

где $\omega_0 = \frac{\mu A}{(n-1) \rho_0} \left[\left(1 + \frac{p(R) - p_\infty}{A} \right)^{1-1/n} - 1 \right]$; $c = c_0 \left[1 + \frac{p(R) - p_\infty}{A} \right]^{(n-1)/2n}$; $n = 7,15$, $A = 3,05 \cdot 10^2$ МПа.

Цилиндрическая симметрия, в частности, в силу отмеченной выше возможности построения только приближенной модели — особый случай. Тем не менее, несмотря на сложность экспериментальных постановок, где длина заряда и скорость детонации конечны, ее можно использовать для интерпретации реального осесимметричного течения: например, в рамках методов независимых сечений или точечного источника, движущегося со скоростью детонации.

В [1] было показано, что в некоторых постановках можно получить уравнения пульсации одномерной цилиндрической полости и в несжимаемой жидкости. Для безразмерных

$$y = R/R_0, \quad r_0 = r/R_0, \quad H_0 = H/R_0, \quad p_0 = p(0)/p_\infty, \quad \tau = t(p_\infty/\rho_0)^{1/2}/R_0$$

при соответствующем преобразовании ω_0 они имеют вид

а) предельный переход $c \rightarrow \infty$ в уравнении (4)

$$(y\ddot{y} + \dot{y}^2)2 - \dot{y}^2/2 = p_0 y^{-2\gamma} - 1,$$

б) взрыв в жидкости со свободной поверхностью на глубине $H \gg R$

$$(y\ddot{y} + \dot{y}^2) \ln(2H_0/y) - \dot{y}^2/2 = p_0 y^{-2\gamma} - 1,$$

в) взрыв в цилиндрическом слое жидкости при $r^2 \gg R^2$

$$(y\ddot{y} + \dot{y}^2) \ln(r_0/y) - \dot{y}^2/2 = p_0 y^{-2\gamma} - 1.$$

Существуют два основных параметра, по которым можно сравнивать расчеты с экспериментальными данными по динамике полости: максимальная степень сжатия или расширения R_0/R_* и период пульсации T , который традиционно определяется в рамках несжимаемой жидкости как удвоенное время захлопывания пустой полости τ . Из «а» имеем

$$\tau = \sqrt{\frac{2}{3}} \Gamma(7/6) \Gamma(1/2) / \Gamma(5/3) = 1,485, \quad T = 2\tau.$$

Если использовать приближенную оценку для потенциала $\varphi = r^{-1/2} \Phi(t)$, где $\Phi(t) = 2R^{3/2} \dot{R}$ следует из кинематического условия $\dot{R} = -\partial\varphi/\partial r|_{r=R}$, можно найти аналитическое решение для пустой цилиндрической полости [1]:

$$\tau = \sqrt{2(1 - y^2)}.$$

Задача о динамике цилиндрической полости с продуктами детонации решена В. К. Кедринским и В. Т. Кузавовым [5, 6].

Для многих практических задач важно знать параметры пульсации полостей с продуктами взрыва и газонаполненных пузырьков за фронтом УВ (или при заданном давлении p_∞ на бесконечности). Приведем основные из них [3].

1. Несжимаемая жидкость: при $p_\infty = \text{const}$

$$(R_0/R_{\min})^{3\gamma-3} = 1 + (\gamma - 1) A_*, \quad \tau = 0,915 R_0 \sqrt{\rho_0/p_\infty} (c), \quad A_* = p_\infty/p_0;$$

при $p_\infty = p_* \exp(-t/\theta)$

$$(R_0/R_{\min})^{3\gamma-3} \simeq 1 + \mu B^2 (\gamma - 1)/(1 + \mu B), \quad \sqrt{\mu} = \theta/R_0 \sqrt{\rho_0/p_0}, \quad B = p_*/p_0.$$

2. Сжимаемая жидкость [7] ($p_\infty = \text{const}$):

$$R_{\text{min}}/R_0 \simeq \frac{5}{3} \cdot 10^3 \tau + 0,025.$$

3. Параметры взрывной полости:
для сферической симметрии

$$R_{\text{max}}^i \simeq \left(\frac{3}{4\pi} \alpha_i E_0 Q \right)^{1/3} p_0^{-1/3} \text{ (м)}, \quad \alpha_i = 0,41; 0,14; 0,076,$$

$$T_i \simeq 1,144 \rho^{1/2} (\alpha_i E_0 Q)^{1/3} p_0^{-5/6} \text{ (с)},$$

$$R/R_0 = 665(t/R_0)^{0,4} \text{ при } 10^{-4} \leq t \leq T_1/4$$

$$(\rho \text{ в кг/м}^3, t \text{ в с, } R_0 \text{ в см});$$

для цилиндрической симметрии

$$R_{\text{max}}^i \simeq \left(\frac{1}{\pi} \beta_i E_0 W \right)^{1/2} p_0^{-1/2}, \quad \beta_i = 0,218; 0,14; 0,11,$$

$$T_i \simeq 1,635 \rho^{1/2} (\beta_i E_0 W)^{1/2} p_0^{-1},$$

$$R/R_0 = 320(t/R_0)^{0,45} \text{ при } 2 \cdot 10^{-4} R_0 \leq t \leq T_1 R_0 / 6.$$

Здесь p_0 — гидростатическое давление, Па; E_0 — теплота взрыва, Дж/кг; Q и W — вес заряда, кг и кг/м; i — номер пульсации; α и β — доли энергии ВВ, остающиеся в продуктах детонации.

Одна из основных характеристик, определяющих динамику пузырька, — состояние наполняющего его газа. Экспериментальные исследования В. К. Кедринского и Р. И. Солоухина, выполненные в 1960 г., и В. К. Кедринского и Г. М. Пиголкина [8] по обжатию полости, наполненной взрывчатыми газовыми смесями $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ или $2\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2$, показали, что под действием взрывных волн в жидкости пузырьки захлопываются адиабатически. Этот факт устанавливался по совпадению экспериментально-расчетной температуры $\bar{T}_* = T_0(R_0/R_*)^{3\gamma-3}$ в момент вспышки смеси с известными температурами их воспламенения. При экспериментальном анализе динамики формы пульсирующих газовых полостей В. К. Кедринский и Р. И. Солоухин [9] обнаружили, что под действием УВ пузырек захлопывается несимметрично с образованием кумулятивной струйки, которая формируется в процессе схлопывания и приводит к дроблению пузырька на части.

Ряд задач связан с особенностями формирования структуры ударно-волнового поля при подводных взрывах зарядов сложной формы или при трансформации пульсирующей взрывной сферической полости с продуктами детонации в поле тяжести. Здесь течение определяется в основном кольцевой или тороидальной формой полости. Уравнение одномерной пульсации такой полости получено В. К. Кедринским для несжимаемой жидкости [10]

$$\rho \ln(8a/R)(R\ddot{R} + \dot{R}^2) = p_0(R_0/R)^{2\gamma} - p_\infty$$

(a — радиус кольца) при использовании специальной системы координат и для сжимаемой жидкости [2]

$$\ln(8a/R)(R\ddot{R} + \dot{R}^2) - \dot{R}^2/2 = \omega_0 + \pi R \dot{\omega}_0 / c_0.$$

Расчет по последнему уравнению и сравнение с данными эксперимента показали, что при увеличении радиуса кольца значения максимального и минимального радиусов полости, а также энергетический баланс взрыва асимптотически приближаются к данным по цилиндрической симметрии.

Подводный взрыв шнурового заряда: ближняя зона и асимптотика. Одна из наиболее удачных моделей, позволяющая провести сквозной анализ параметров УВ от ближней зоны до асимптотики, — модель Кирквуда — Бете [4], разработанная для задач со сферической симметрией и распространенная В. К. Кедринским [11, 12] на случай цилиндрических

зарядов ВВ бесконечной длины (из других моделей по асимптотике отметим [13—15]). В основе ее лежит предположение об инвариантности функции G на характеристиках. Рассматривается так называемое пиковое приближение, учитывающее экспериментальный факт экспоненциального спада давления за фронтом УВ; параметры определяются только в области, близкой к фронту, что позволяет при анализе течения массовую скорость за фронтом v заменить на переменную Римана $\sigma = \int_{\rho_0}^{\rho} c d\rho/\rho$, а эн-

тальную на контактной границе задать в виде экспоненты $\omega(t) = \omega(0) \exp(-t/\theta_0)$. Последнее дает возможность, если это необходимо, не ставить вопрос об уравнении состояния продуктов детонации. Схема решения выглядит следующим образом.

Условие инвариантности функции G распространяется на случай сходящихся в продуктах детонации (им присвоен индекс $*$) со скоростью $c - v$ характеристик

$$(5) \quad G_t - (c_* - v_*) G_r = 0.$$

На основании (3) и (5) для любого одномерного течения в рамках пикового приближения с учетом того, что $d\omega = dp/\rho$ и, следовательно, $dp/dt = -\omega(0)\theta_0\rho(0)$, получаем начальное значение постоянной спада давления

$$\theta_0 = \frac{2\omega(0)R_0(\rho c + \rho_* c_*)}{v\rho_* c_* c(\alpha_2 - \alpha_1)},$$

$$\alpha_1 = [(c_* - u)(\omega_* + u^2/2) - 2c_* u^2]/(c_* + u),$$

$$\alpha_2 = [(c + u)(\omega + u^2/2) - 2cu^2]/(c - u).$$

Для координаты фронта УВ записывается уравнение

$$(6) \quad t_* + \int_{R(t_*)}^{r_\Phi} dr/(c + v) = \int_{R_0}^{r_\Phi} dr/U_\Phi,$$

в котором интеграл слева определяет время задержки распространения возмущения τ . Оно может быть легко найдено, если основные функции задачи выразить через σ

$$G = r^{n/2} c_0 \sigma (1 + \beta\sigma), \quad U_\Phi \simeq c_0 (1 + \beta\sigma),$$

$$c + v = c_0 (1 + 2\beta\sigma), \quad \beta = (n + 1)/4c_0.$$

Тогда при $4\beta\Omega/c_0 \ll 1$ и малых R/r получаем первую нелинейную поправку на акустику для сферической

$$\tau_{\text{сф}} \simeq (r - R)/c_0 - \frac{2\beta G}{c_0^2} \ln(r/R)$$

и цилиндрической симметрии

$$\tau_{\text{ц}} \simeq (r - R)/c_0 - \frac{4\beta G}{c_0^2} (r^{1/2} - R^{1/2}).$$

Выражения для τ указывают на изменение профиля волны по мере ее распространения.

На основании решения (6) находится координата фронта r_Φ , что позволяет определить давление во фронте

$$p_\Phi = A \left\{ \left[\frac{2}{n+1} + \frac{n-1}{n+1} \sqrt{1 + \frac{4\beta\Omega(t_*)}{c_0} (R/r_\Phi)^{1/2}} \right]^{2n/(n-1)} - 1 \right\}$$

и характерный временной масштаб ζ для постоянной спада $\theta = \zeta\theta_0$, определяющий степень «расплывания» волны:

$$\zeta = 1 - \frac{\sigma}{c_0(1 + 2\beta\sigma)} - \frac{2\beta}{c_0^2} \frac{\partial G}{\partial t} \Big|_{t=t_*} \int_{R(t_*)}^{r_\Phi} \frac{r^{-1/2} dr}{(1 + 2\beta\sigma)^2}.$$

Время t_* «жестко» связано со взрывной полостью. Результаты численных исследований для тэна, тротила и гексогена обобщаются зависимостями для скорости фронта УВ

$$U_{\Phi} = 3,67r_{\Phi}^{-0,28} \text{ км/с при } 1 \leq r_{\Phi} \leq 10,$$

$$U_{\Phi}/c_0 = 1 + 0,28 \left[1 + (0,16 - 1,49 \cdot 10^{-3}r_{\Phi} + 6,23 \cdot 10^{-6}r_{\Phi}^3 + 6,54 \cdot 10^{-8}r_{\Phi}^3)(r_{\Phi} - 10) \right]^{-1} \text{ при } r_{\Phi} \geq 10.$$

Здесь r_{Φ} взято относительно радиуса заряда R_0 . Временная зависимость координаты фронта относительно безразмерного $\tau_* = tc_0/R_0$ определится соотношениями

$$r_{\Phi} = (1 + 3,135\tau_*)^{0,78} \text{ при } 0 \leq \tau_* \leq 5,75,$$

$$r_{\Phi} = 2,52\tau_*^{0,788} \text{ при } 5,75 \leq \tau_* \leq 26,3,$$

$$r_{\Phi} = 1,86\tau_*^{0,88} \text{ при } 26,3 \leq \tau_* \leq 263.$$

Для дальнего поля ($r_{\Phi} > 10^3$), где $G \simeq r^{1/2}p$, $c + v \simeq c_0 \left(1 + \frac{n+1}{2nA} p \right)$, $U_{\Phi} \simeq c_0 \left(1 + \frac{n+1}{2nA} p \right)$, асимптотическое решение получается следующим образом. На некоторой поверхности r_0 задается профиль УВ $p_1 = p_0 \exp(-\tau_1/\theta_1)$. Здесь τ_1 и θ_1 взяты относительно c_0/R_0 . Уравнение для времени τ возникновения в точке r величины $p_1 r_0^{1/2} = \rho_0 G(\tau_1) = p r^{1/2} = \text{const}$ имеет вид

$$(7) \quad \tau - \tau_1 + \int_{r_0}^r \frac{dr}{\left(1 + \frac{n+1}{2nA} p \right)} \text{ или}$$

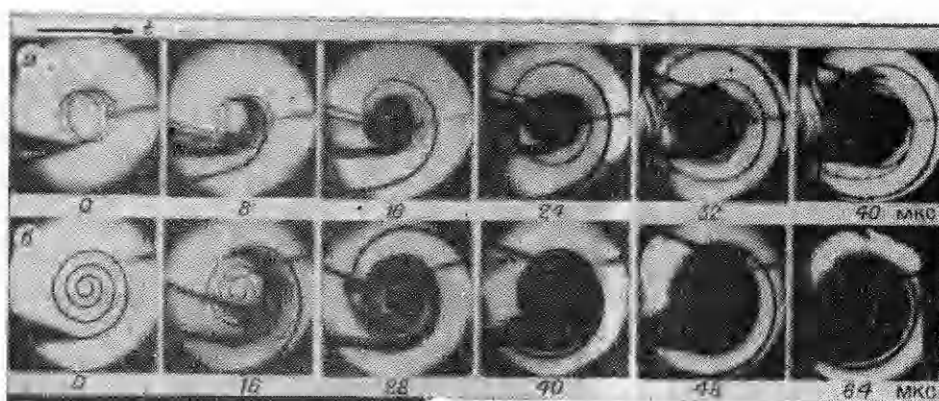
$$\tau = \theta_1 \ln(p_0 r_0^{1/2} / p r^{1/2}) + r - r_0 - \frac{n+1}{2nA} p r^{1/2} (r^{1/2} - r_0^{1/2}) + (n+1)^2 p^2 r \ln(r/r_0) / 4n^2 A^2,$$

где τ_1 определено как $\theta_1 \ln(p_0/p_1)$, а p_1 — на основании сохранения G . Соотношение (7) справедливо и для $r = r_{\Phi}$ и соответствует моменту τ_{Φ} догона фронта возмущением $\rho_0 G(\tau_1)$, возникшим в момент τ_1 на поверхности r_0 . Если на основании определения скорости фронта УВ $dr_{\Phi} = \left(1 + \frac{n+1}{2nA} p \right) d\tau_{\Phi}$ исключить τ_{Φ} из (7), получим дифференциальное уравнение, связывающее амплитуду и координату фронта. Несложно найти аналитическое выражение для $\theta = \tau - \tau_{\Phi}$. При начальных условиях $p_0 = 4,65$ МПа, $\theta_1 = 59$ и $r_0 = 3200$ асимптотика в диапазоне $3200 \leq r_{\Phi} \leq 10^6$ определяется соотношениями

$$p = 1370r_{\Phi}^{-0,705} \text{ МПа, } \theta = 8,4r_{\Phi}^{0,244}.$$

Если $r > 10^6$, то $p \sim r_{\Phi}^{-0,75}$, а $\theta \sim r_{\Phi}^{0,25}$, что совпадает с асимптотикой Л. Д. Ландау и С. А. Христиановича [14, 15].

Взрывная гидроакустика. Линейный шнуровой заряд и его дискретные модификации [16], обеспечивающие преимущественное распространение УВ в плоскости, перпендикулярной его оси, — типичные примеры так называемых взрывных источников звука, широко используемых для большого круга задач гидроакустики. В 60—70-е годы определенный интерес был проявлен к источникам типа пространственных спиралей (например, [17, 18]) из бризантного шнурового заряда, излучение которых при высокой мощности обладает направленностью, большой временной длительностью и тональной окраской. Результаты исследований параметров и структуры волнового поля, создаваемого пространственными и плоскими спиральными зарядами (рис. 1, а, б), выполненных в указанный период независимо В. К. Кедринским, обобщены в [19]. Они показали, что излучение таких источников представляет собой пакет в виде после-



Р и с. 1

довательности УВ, амплитуды которых определяются по данным для сосредоточенных зарядов с весом, эквивалентным весу ВВ от каждого витка спирали. На рис. 1, в показан волновой пакет, зарегистрированный

на расстоянии 20 м на оси плоской спирали, полная развертка 5 мс. Частота следования УВ в таких системах определяется длиной витка и скоростью детонации, а продолжительность пакета — временем пробега фронтом детонации длины всего заряда. В [19] отмечено, что структуру волнового пакета можно существенно изменить, не меняя его длительности. Действительно, если скорость фронта УВ в направлении оси пространственной спирали и осевая составляющая скорости детонации заряда совпадают, пакет трансформируется в одну длинную волну, модулированную по амплитуде с частотой вращения фронта детонации по кольцевым элементам заряда.

Лабораторные методы генерации УВ и их приложение. Основным источником УВ в жидкости служит детонация заряда ВВ. Этот способ малодоступен для лабораторных исследований [20] и не позволяет в достаточных пределах менять параметры волны. Классические диафрагменные ударные трубы [21] и электроразрядные методы [22] реально ограничивают верхние пределы по амплитудам. В начале 60-х годов М. И. Воротниковой, В. К. Кедринским и Р. И. Солоухиным [23] предложен и реализован новый метод получения сильных УВ, основанный на столкновении движущегося жидкого поршня с закрытым торцом ударной трубки или с покоящейся в ней массой жидкости. Опыты показали, что метод позволяет получать УВ с профилем типа «ступеньки», амплитудами в диапазоне 10^2 – 10^3 МПа и регулируемой длительностью порядка 10^{-4} – 10^{-3} с.

Если после столкновения движущейся жидкости (состояние 4) и неподвижной (состояние 1) в обе стороны будут распространяться УВ (состояние 2 и 3), то их амплитуда определится следующей системой:

$$p_2 - p_1 = \rho_1 \frac{u^2}{1 - \rho_1/\rho_2}, \quad p_3 - p_4 = \rho_4 \frac{(u_4 - u)^2}{1 - \rho_4/\rho_3}.$$

Из-за низких прочностных свойств пьезокерамических датчиков давления [24] создание такого типа ударной трубки потребовало разработки новых методов регистрации высоких давлений. В. К. Кедринским, Р. И. Солоухиным и С. В. Стебновским [23, 25] предложены для этой цели и изучены первые полупроводниковые датчики давления на основе германия, объемная проводимость которого (или проводимость контакта с $p-n$ -переходом) существенно зависит от давления. Основной вклад в этот эффект вносит изменение ширины запрещенной зоны E , составляющее около 0,1 эВ на 10^3 МПа и приводящее к изменению концентрации

носителей, которая является экспоненциальной функцией E , примерно на порядок.

Метод УВ, генерируемых в результате соударений жидкость — жидкость, применен В. К. Кедринским, Н. К. Сердюк, Р. И. Солоухиным и С. В. Стебновским [26] для определения скорости и величины сдвига термодинамического равновесия для обратимых химических превращений в растворах под действием скачка температуры $T - T_0 = 2,60p \cdot 10^{-2}$ (около 3° на 10^2 МПа). Смещение равновесия регистрировалось по изменению концентрации компонента реакции, имеющего наибольший коэффициент поглощения. Параметры системы позволяли исследовать кинетику быстрых реакций со временем полупревращения 2—600 мкс.

Короткие волны и влияние граничных поверхностей. В реальных ситуациях одномерные течения реализуются, как правило, только в относительно ближней от заряда зоне, по мере удаления от которой влияние свободной поверхности и дна становится определяющим, а искажение профиля волны существенным. Последнее — результат нелинейных эффектов, состоящих в том, что волны разгрузки от свободной поверхности, распространяясь за фронтом УВ со скоростью $c + v$, догоняют и ослабляют его. Это происходит, когда угол падения волны на свободную поверхность, отсчитываемый от вертикали к ней, меньше некоторого критического значения $\theta_* = \sqrt{(n + 1)p_\Phi/2nA}$, которое и определяет момент возникновения нерегулярного отражения [27].

Особенности структуры и параметров УВ при их взаимодействии с границами раздела удалось описать в рамках теории коротких волн, созданной С. А. Христиановичем, А. А. Грибом и О. С. Рыжовым [28]. Основа этой модели — предположение, что только в малой, примыкающей к фронту УВ области имеет место существенное изменение величин, характеризующих возмущенное движение. Практически на базе такого подхода в [15] определена асимптотика для сферических УВ

$$r_\Phi = \frac{A_0}{p_\Phi} \left[1 + \frac{n+1}{2} \frac{p_\Phi}{nA} \ln(p/p_\Phi) \right] / (\ln(p/p_\Phi) - 0,5)^{1/2},$$

$$\theta = \frac{n+1}{2nA} A_0 (\ln(p/p_\Phi) - 1) / (\ln(p/p_\Phi) - 0,5)^{1/2},$$

в которой константы A_0 и p находятся на основании известных экспериментальных данных по эюграм давления на каком-то расстоянии от заряда.

Б. А. Луговцов [29] показал, что применение этой модели к описанию распространения волн в мелком водоеме глубиной h_0 приводит практически к одинаковой асимптотике для линейных и сферических зарядов ВВ:

$$p_\Phi \sim (h_0/r_\Phi)^2.$$

Класс точных частных решений уравнений «коротких волн» построен Б. И. Заславским [30], рассмотревшим также на их основе задачу о нерегулярном отражении УВ от свободной поверхности (цилиндрическая симметрия исследована в [31]). Здесь, в частности, получены уравнения для определения нижней границы зоны возмущенного течения.

Взаимодействие УВ с дном в зависимости от его механических свойств приводит к формированию целой гаммы возмущений, предшествующих прямой и отраженной от грунта волнам. При этом также может иметь место случай нерегулярного отражения, приводящий к формированию перед фронтом волны так называемого предвестника. Задача об отраженной волне для случая представления грунта в виде упругого полупространства исследована Е. И. Шемякиным и К. Н. Маркиной [32]. Полученные ими решения содержат коэффициент отражения $k(\alpha)$, зависящий только от акустических свойств грунта и угла падения α . Построение диаграммы $k(\alpha)$ позволяет определить зоны нерегулярного отражения и критические значения α_* , при которых грунт ведет себя аналогично свободной поверхности ($k < 0$).

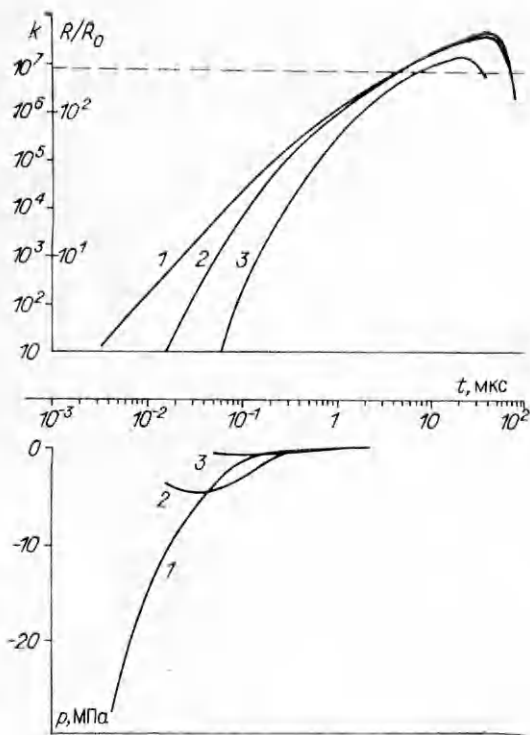
Кавитация. Экспериментально установлено, что вблизи свободной поверхности в области регулярного отражения УВ подводного взрыва развивается кавитация, зона парогазовых пузырьков. Она возникает под действием интенсивных растягивающих напряжений в области заднего фронта УВ, формирующегося в результате отражения. Обычно параметры волны разрежения определялись на основе принципа суперпозиции волн от реального и мнимого зарядов с учетом соответствующих времен задержек. Вводилось понятие критических значений растягивающих напряжений, определяющих динамическую прочность жидкости на разрыв, на основании которых определялись зоны отколов как результат разрушения жидкости вблизи свободной поверхности. Однако такой статический подход не мог объяснить глубоких противоречий в экспериментальных данных по динамической прочности, которая фиксировалась лишь в момент появления видимых кавитационных пузырьков, и приводил к теоретическим оценкам, существенно отличающимся от регистрируемых в экспериментах. Абсолютно необъяснимым оказался факт регистрации незначительной амплитуды растягивающих напряжений в области, где видимая кавитация отсутствует.

В. К. Кедринский [33, 34] обратил внимание на то, что в реальной жидкости всегда существует свободный газ в виде кавитационных зародышей (с радиусами порядка $R_0 \cong 10^{-2}-10^{-5}$ см при объемной концентрации $k_0 \cong 10^{-8}-10^{-12}$) и предложил в задачах распространения волн разрежения рассматривать жидкость как двухфазную среду. Это позволило ему впервые описать динамику развития зоны кавитации из зародышей [33] и рассчитать профиль и параметры волн разрежения [33, 34] в рамках предложенной им достаточно простой приближенной математической модели

$$(8) \quad \Delta \zeta = \zeta, \\ \frac{d^2 k}{dt^2} = -(\alpha k^{1/6})^2 (\rho_0 k_0)^{-1} \zeta + \left(\frac{dk}{dt} \right)^2 / 6k,$$

где $\alpha = (3k_0/R_0^2)^{1/2}$; $\zeta = p - p_0 k^{-\gamma}$, а пространственная координата имеет масштабный множитель $\alpha k^{1/6}$.

Численные исследования системы (8), выполненные для взрыва заряда весом 1 г на глубине 5,3 см (десять радиусов заряда) от свободной поверхности, показали, что в развивающейся зоне кавитации объемная концентрация пузырьков k интенсивно растет со временем, достигая значений 10^7-10^9 относительно начального k_0 (принималось, что $R_0 = 5 \times 10^{-5}$ см, $k_0 = 10^{-11}$). При построении расчетной зоны кавитации в различные моменты времени учитывался тот факт, что применяемые в эксперименте аппаратура и методы обладают какой-то конечной разрешающей способностью. Это означает, что кавитационные пузырьки, не достигшие детектируемого (минимально видимого) размера или в процессе динамики перешедшие в нижнюю относительно этого порога часть спектра, не могут быть зафиксированы. Отсюда возникает понятие времени жизни видимого пузырька и соответственно динамики видимой зоны кавитации. Сравнение с экспериментом показывает, что модель (8) достаточно хорошо описывает этот эффект [33]. На рис. 2 для одной точки на оси симметрии представлены зависимости $k(t)$ и $p(t)$ для указанного выше случая. Штриховая линия на графике $k(t)$ разделяет зону кавитации на видимую и невидимую, а точки ее пересечения с кривыми $k(t)$ определяют интервал времени существования видимого размера пузырька в данной точке расчетной области. В нижней части показаны профили волн разрежения. Из сравнения графиков видно, что регистрация динамической нагрузки в момент достижения пузырьком видимого размера теряет смысл, так как к этому моменту растягивающие напряжения в среде практически исчезли, а чтобы зарегистрировать их максимум (кривые I), необходимо временное разрешение эпюры порядка $10^{-9}-10^{-8}$ с.



Р и с. 2



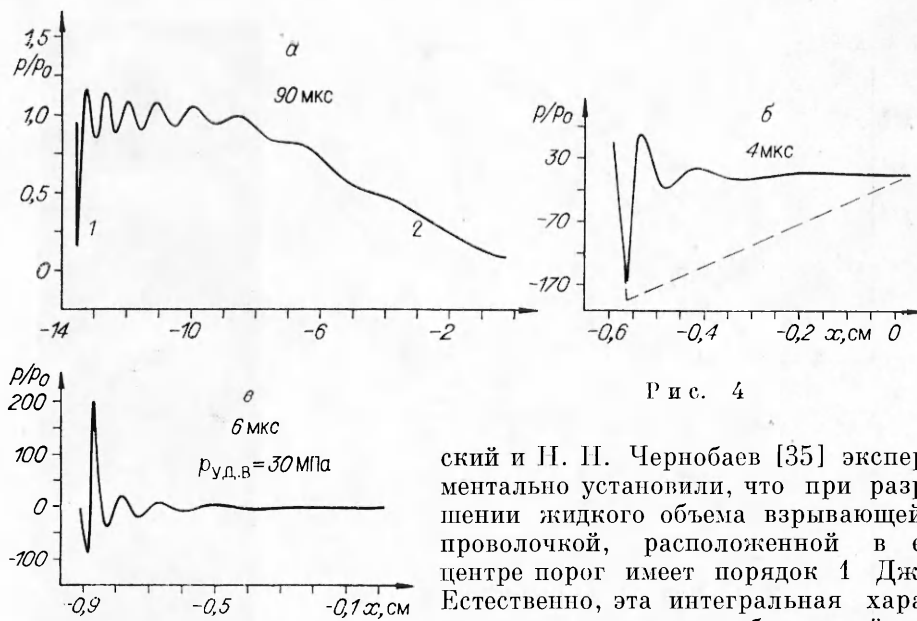
Р и с. 3

Расчет волн разрежения позволил обнаружить еще один очень важный момент. Оказалось, что максимальные отрицательные давления, регистрируемые в жидкости, зависят не столько от максимальных амплитуд растягивающих напряжений, сколько от времени их приложения. Если максимум амплитуды возникает мгновенно, он может быть зарегистрирован. Однако время, в течение которого среда его сохраняет, мало: к 10^{-7} с разгрузка практически исчезает (для однофазной жидкости это время на два порядка больше, 10^{-5} с). Если крутизна фронта волны разрежения достигает 10^{-6} с, максимальные растягивающие напряжения, допускаемые кавитирующей жидкостью, уменьшаются на два порядка (кривая 3). Интересно также отметить, что разгрузка снимается еще до достижения пузырьками видимого размера — примерно к 7 мкс. Кривые 2 получены при крутизне фронта 0,1 мкс.

Эксперименты в плоской постановке, выполненные автором, показали, что при отражении мощной УВ от свободной поверхности жидкости вблизи нее разрушается, образуя некоторую последовательность плоских слоев (рис. 3), отколов, каждый из которых в свою очередь состоит не из сплошной, а из кавитирующей жидкости.

Процесс разрушения жидкости в волнах разгрузки носит, как видно, сложный характер и развивается по стадиям: рост зародышей кавитации и переход жидкости в двухфазное состояние, неограниченный рост кавитационных пузырьков в зоне и формирование пенной структуры, разрушение пены и образование «кипящих» отколов. Этот тип развития кавитации, характерные времена которого много больше длительности прилагаемых растягивающих напряжений, называем необратимым разрушением жидкости в противоположность, например, явлению ультразвуковой кавитации, когда зона исчезает вместе с выключением источника, породившего его.

Логично предположить, что существует некоторый энергетический порог, который должен характеризовать возможность необратимого разрушения единицы массы жидкости в волне разрежения. С. В. Стеблов-



Р и с. 4

ский и Н. П. Чернобаев [35] экспериментально установили, что при разрушении жидкого объема взрывающейся проволокой, расположенной в его центре порог имеет порядок 1 Дж/г. Естественно, эта интегральная характеристика не является абсолютной: она может зависеть от градиента давления

за фронтом падающей на свободную поверхность УВ, а необратимое разрушение может затрагивать только часть нагружаемого взрывающегося объема. С. В. Стебновский [36] отметил, что процесс разрушения сопровождается сложной картиной развития возмущений на внешней границе жидкого объема, которая определяется некоторым безразмерным параметром, характеризующим отношение инерциальных и капиллярных сил.

Двухфазная модель развития пузырьковой кавитации для определения динамики структуры волнового поля в жидкости в точной постановке была успешно применена В. К. Кедринским и С. И. Плаксиным для решения ряда классических задач. В задаче о генерации ультразвуковых волн [37, 38] показано, что с уменьшением частоты колебаний поршня максимальные отрицательные давления, допускаемые реальной кавитирующей жидкостью, существенно уменьшаются, а профиль искажается настолько, что о какой-либо регулярности колебаний давления говорить не приходится. Обнаружена тонкая структура волны разрежения, рассчитанной в [39] в постановке классической ударной трубки. Оказалось, что при истечении предварительно нагруженного жидкого объема в нем формируется возмущенное течение, которое расслаивается на предвестник 1, сформированный центрированной волной разрежения и распространяющийся с замороженной скоростью звука, и основное возмущение — волну разрежения 2 (рис. 4, а), осциллирующий профиль которой со временем вышолоаживается и стремится к монотонному. Нетривиальной оказалась и структура отраженной от свободной поверхности УВ [40], она трансформируется в волновой пакет (плоская одномерная постановка) с высокой амплитудой в положительной фазе (рис. 4, б, в); штриховой линией показан профиль волны разрежения для однофазной модели.

В. К. Кедринским, К. Мерхом и И. Ханссоном двухфазная модель впервые применена к анализу поля давления в задачах эрозийного тестирования [41], когда зона интенсивной кавитации развивается в узком зазоре между ультразвуковым излучателем и неподвижным образцом или вблизи дна трубки с жидкостью, которой в течение десятков микросекунд сообщается ускорение вниз порядка 10^3g . Для полидисперсного состава зародышей кавитации эта задача численно исследована В. К. Кедринским, Т. Педерсоном и И. Ханссоном [42], показавшими, что расширение спектра пузырьков по размерам снимает особенность, связанную с появлением нереально тонких с высокой амплитудой пиков давления, коррелирующих с моментом захлопывания кавитационного кластера.

Для всех упомянутых выше кавитационных задач характерна неопределенность начального состояния зародышей кавитации: их спектра по размерам и «парциальной» плотности. Она связана и с проблемами разрешения физического состояния жидкости, нагружаемой волной разрежения, и с представлениями о механизме развития пузырьковой кавитации. В последние годы в ИГ СО АН СССР получены принципиальные результаты в этой области. А. С. Бесову, В. К. Кедринскому и Е. И. Пальчикову, используя методику, основанную на дифракции лазерного пучка на микронеоднородностях и динамике индикатрисы рассеяния, удалось обнаружить и экспериментально доказать, что в дистиллированной воде преобладает монодисперсный состав газовых зародышей с радиусом около 1,5 мкм [43]. Плотность микронеоднородностей, оцененная по фотографии следов их дифракционных пятен в освещенной лазерным пучком области жидкости, оказалась порядка 10^5 см^{-3} .

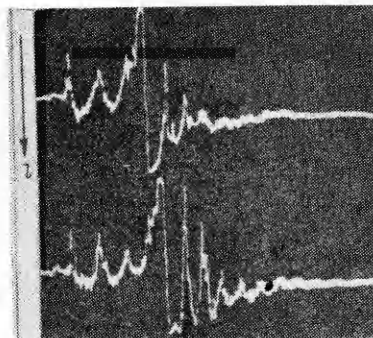
По результатам анализа экспериментальных данных и теоретических исследований В. К. Кедринским предложена новая модель формирования плотных пузырьковых кластеров [42], основанная на зависимости времени выхода микропузырьков на детектируемый размер от их начального спектра и параметров волны: 1) начальная плотность микронеоднородностей уже имеет порядок 10^5 — 10^6 см^{-3} ; 2) в области пороговых значений прикладываемых напряжений кластер насыщается пузырьками постепенно за счет последовательного выхода на видимый размер зародышей из нижней части спектра; 3) при существенно больших напряжениях имеет место «мгновенное» насыщение зоны пузырьками, весь начальный спектр которых достигает видимых размеров одновременно. Анализ, проведенный автором совместно с С. И. Плаксиным и В. В. Ковалевым на примере динамики одиночного пузырька [44] и совместно с Т. Педерсоном для зоны кавитации [42], подтвердил реальность предложенного механизма размножения детектируемых пузырьков в кластере.

Ударные и звуковые волны в пузырьковых средах. В Институте гидродинамики в 60-х годах выполнен ряд экспериментальных и теоретических исследований по распространению интенсивных УВ в жидкости с пузырьками газа, позволивших установить основные закономерности процесса, механизм трансформации энергии УВ, их затухание, формирование структуры. Особенности этого процесса обусловлены неравновесностью по давлению для жидкой и газовой фаз, сложным характером поглощения и переизлучения энергии волны двухфазной средой. Эксперименты по анализу затухания волн в пузырьковых экранах с различными акустическими свойствами начаты В. Ф. Мининым, который рассмотрел также первую достаточно наглядную модель экрана — последовательность чередующихся плоских одномерных жидких и газовых слоев. Некоторые особенности этой модели с других позиций исследованы в [45].

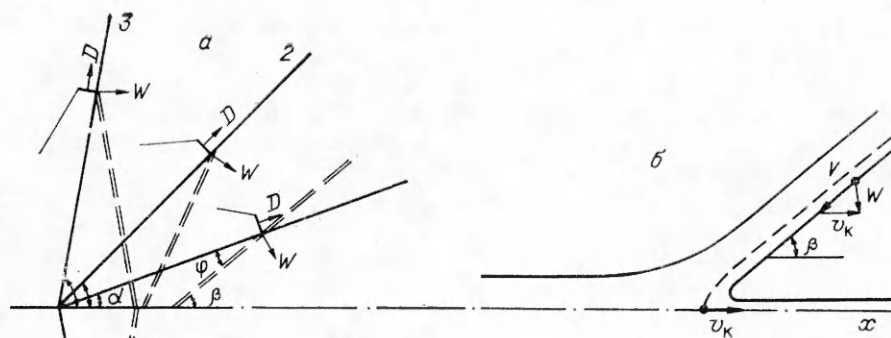
Впервые полный экспериментальный анализ процесса трансформации УВ в пузырьковых средах выполнен В. К. Кедринским [46], который обнаружил, что по мере внедрения в пузырьковый слой короткая волна расслаивается на предвестник, распространяющийся со скоростью звука в жидкости, и основное возмущение, «бегущее» в виде волнового пакета с существенно меньшей равновесной скоростью. В [45] показано, что по мере увеличения толщины пузырькового слоя l можно наблюдать последовательное формирование нескольких предвестников (рис. 5). В [46] найден критерий подобия затухания амплитуды ударной волны в слое

$$\eta = (3k_0)^{1/2} l/R_0 = \Omega/c_*$$

Здесь Ω — собственная частота; c_* — равновесная скорость звука. Там же в



Р и с. 5



Р и с. 6

рамках приближенной модели (система уравнений (8)) выполнены численные исследования по трансформации короткой УВ пузырьковым слоем и по распространению волны в полупространстве, занятом пузырьками газа. Обнаружено возникновение интенсивных динамических нагрузок (усиление волны) при пульсации на твердой стенке пузырькового слоя, находящегося первоначально в области пониженного давления. Оказалось, что при резком восстановлении гидростатического давления p_0 пульсация пузырьков и сильные инерционные эффекты приводят к генерации на всей поверхности стенки серии мощных импульсов с амплитудами $(10-80)p_0$ в зависимости от степени начального разрежения.

Известно, что пузырьковые среды характеризуются дисперсией. В экспериментах Фокса, Карли и Ларсона [47] по затуханию звука в среде с низким объемным содержанием газовых пузырьков обнаружено, что «окно непрозрачности» в дисперсионной зависимости отсутствует. В. К. Кедринским в [46] в рамках двухфазной модели впервые было показано, что эффект «просветления» связан не с диссипативными потерями, а с полидисперсным спектром размеров пузырьков, парциальные концентрации которых менялись в пределах $0,00015-0,00025$.

Проблемы кумуляции и струйные течения. ИГ СО АН СССР принадлежит ряд принципиальных результатов в области фундаментальных исследований механики взрыва. И это не удивительно, поскольку созданная М. А. Лаврентьевым школа по физике и механике взрывных процессов, опираясь на сформулированные им постановки и модели, развила под его руководством и при непосредственном участии новые направления в этой области. Ниже проанализированы результаты, касающиеся только кумулятивных струйных течений и связанных с ними эффектов.

Классическая кумуляция. Представление о механизме формирования струй при обжатии продуктами взрыва металлических конусов (облицовок), пробивания ими брони развито М. А. Лаврентьевым [48], который предложил металл при взрывных нагрузках считать идеальной несжимаемой жидкостью и свел задачу к классической теории стационарных струйных течений.

Схема структуры кумулятивного струйного течения представлена на рис. 6. В системе точки контакта (а), перемежающейся слева направо со скоростью v_k , она изображается струей, набегающей со скоростью V на стенку из бесконечности. В лабораторной системе скорость метания элементов облицовки определяется вектором W , составляющим угол $(\pi - \varphi)/2$ относительно ее поверхности (на рис. 6, б она изображается двойной штриховой линией). Здесь φ — угол мгновенного поворота облицовки скользящей детонационной волной. Из рисунка легко найти, что

$$v_k = W \cos(\varphi/2) / \sin \beta = D \sin \varphi / \sin \beta,$$

$$V = W \sin(\varphi/2 + \beta) / \sin \beta = D(1 - \sin \alpha / \sin \beta).$$

Откуда скорости струи и песта имеют вид

$$V_c = v_k + V = W \frac{\cos(\alpha/2)}{\sin(\beta/2)} = D \left(1 + \frac{\sin[(\varphi - \alpha)/2]}{\sin(\beta/2)} \right),$$

$$V_n = v_k - V = W \frac{\sin(\alpha/2)}{\cos(\beta/2)} = -D \left(i - \frac{\cos[(\varphi - \alpha)/2]}{\cos(\beta/2)} \right).$$

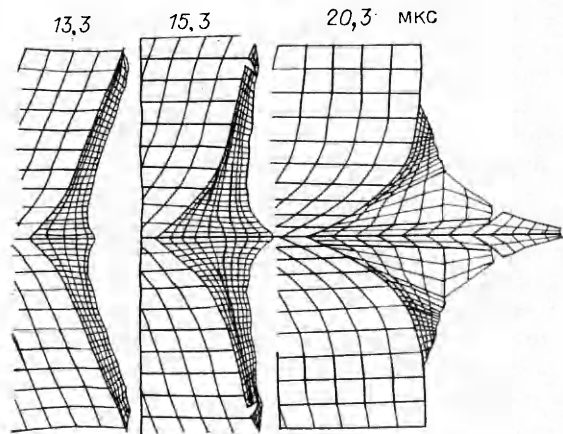
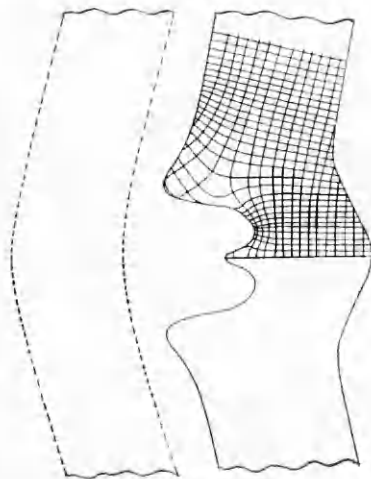
Структура течения при $(\alpha + \varphi) < \pi/2$ хорошо изучена: это система из скоростной кумулятивной струи с относительно высокой удельной кинетической энергией и так называемого низкоскоростного песта, содержащего основную часть массы исходной облицовки. Связь между их массами определяется соотношением $m_c/m_n = \operatorname{tg}^2(\beta/2)$.

В. М. Титов [49] обратил внимание на возможность существования режима так называемой «обратной» кумуляции, характерного для мелких облицовок (угол $\alpha + \varphi \geq \pi/2$).

Очевидно, угол поворота φ зависит в основном от физических параметров задачи: материала облицовки и типа ВВ, соотношения их масс и др. Если его зафиксировать и увеличивать угол α (рис. 6, б, 1—3), то несложно заметить, что вектор скорости метания W отходит от оси симметрии — эффект кумуляции уменьшается, затем возникает инверсия потока относительно обычного течения, связанная со своеобразным «процелкиванием» облицовки. Масса струи в направлении оси x существенно возрастает и, хотя в оптимальном режиме скорость ее падает в 1,5—2 раза, удельная энергия вещества по-прежнему в несколько раз превосходит удельную энергию ВВ.

Н. Н. Горшков [50] экспериментально измерил распределение скорости вдоль струи для обратного режима и, используя известный метод, восстановил динамику угла между сходящейся облицовкой и конусом, показав, что процесс формирования струи происходит частично по классической, частично по обратной схеме.

В. К. Кедринский и С. В. Стебновский в плоской импульсной постановке провели расчет нестационарной начальной стадии формирования структуры кумулятивного течения для мелких облицовок. При этом облицовка рассматривалась в виде полосы идеальной несжимаемой жидкости, изогнутой под углом 2α , воздействие продуктов детонации моделировалось специальным начальным распределением импульса давления вдоль внешней границы полосы. На рис. 7 приведена расчетная форма облицовки в момент $t = 25,8$ мкс (сплошная линия). Видно, что в центральной части полосы произошло обращение течения, образование обратного конуса, из которого в результате обжатия формируются обратная кумулятивная струя, направленная в сторону исходного положения облицовки (штриховая линия), и пест как основной элемент данного режи-



Р и с. 8

Р и с. 7

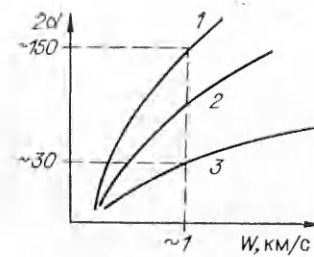
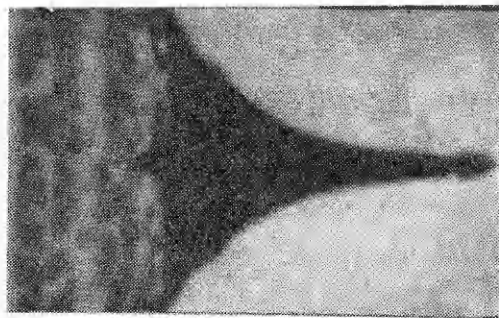


Рис. 10

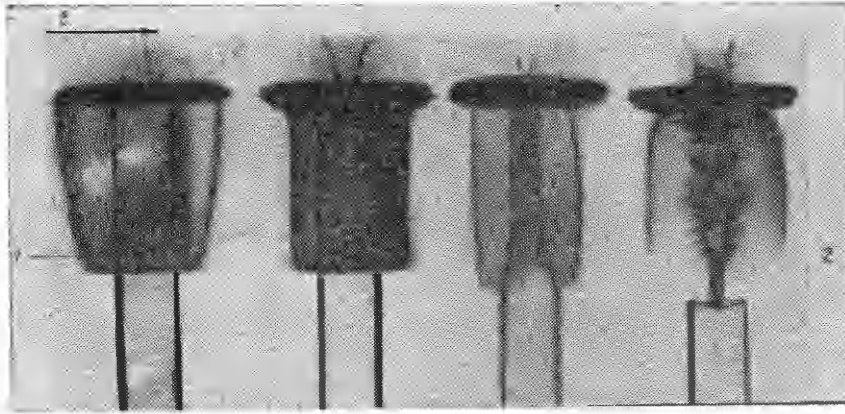
Рис. 9

ма течения. Его скорость равна 1,32 км/с (рассматривался свинцовый конус с углом $2\alpha = 150^\circ$, толщиной $\delta = 2$ см и радиусом основания ~ 17 см). Начальная стадия обращения фиксируется уже при $t = 3,7$ мкс.

Л. А. Мерзиевский и А. Д. Реснянский в рамках модели вязкоупругого тела максвелловского типа [51] провели численный расчет схлопывания мелкой (120°) медной облицовки с учетом ее прочностных свойств. Динамика процесса деформации оболочки показана на рис. 8. На основе его анализа авторы утверждают, что вначале процесс развивается по обычной схеме и только с течением времени выходит на новый режим. Приведенные рисунки дают довольно условное представление об угле между сходящимися элементами и осью, на основании которого трудно сделать однозначный вывод об особенностях структуры течения. Судя по динамике внешней формы, создается впечатление, что течение в основном развивается по «классическому сценарию», а эффект обратной кумуляции — следствие сложной деформации с разрушением и «выворачиванием» периферии облицовки, а не ее центра. Можно сравнить эти расчеты с полученной В. М. Титовым экспериментальной рентгенограммой одного из промежуточных состояний деформации облицовки (рис. 9).

Гидродинамическая теория, как указано в [48], имеет существенные ограничения. Прежде всего они проявляются на малых углах соударения. Согласно [52], струи возникают только в том случае, если схлопывание облицовки (и перемещение точки контакта) происходит с дозвуковой скоростью (рис. 10, ниже кривой 3 течение бесструйное). Ю. А. Тришин и С. А. Кинеловский [53] показали, что в области кривых 3, 2 (рис. 10) струя неустойчива и диспергируется на части. Максимально возможная скорость монолитных струй определяется выражением $V_{c, \max} = c_0 + \sqrt{c_0^2 + W^2}$.

Расхождения экспериментальных и расчетных данных по ряду основных характеристик процесса, таких как скорость кумулятивных струй, деформация индикаторной линии, играющей важную роль в оценках структуры потока при косых соударениях, и другие привели к необходимости рассмотрения вязких моделей облицовки [54—57], не исключивших однако имеющих противоречий. Хорошего согласия с экспериментом удалось добиться Рубцову М. В. [58], предложившему модель «псевдопластической жидкости». Им введен параметр подобия $B = \sqrt{3\rho} W^2 / \sigma_T(T)$, определяющий отношение давления в критической точке к пределу текучести металла. При $B \rightarrow \infty$ имеет место течение идеальной жидкости, при $B \gg 1$ течение качественно подобно случаю вязкой жидкости из-за наличия пограничных слоев завихренности вблизи свободных границ. Очевидно, динамический предел текучести определяет долю энергии системы, потраченной на преодоление прочностных сил и, следовательно, возможность струеобразования для реальных металлов. Последняя оценивается по критической скорости соударения W_* , при которой этот процесс прекращается: $W_* = \sqrt{2\sigma/\rho} / \cos \alpha$. Приведенное отношение определяет кривую 1 рис. 10, ограничивающую область струеобразования слева [53].



Р и с. 11

Важную роль в понимании процессов формирования кумулятивных течений играют динамические задачи поведения осесимметричных оболочек под действием взрывных нагрузок. Как правило, они рассматриваются приближенно в рамках метода независимых сечений, когда задача сводится к одномерному схлопыванию цилиндрического кольца, а затем с учетом временных задержек восстанавливается картина осесимметричного течения. Такой подход использован в работах С. А. Кипеловского, Н. И. Матюшкина, Ю. А. Тришина [59, 60], выполнивших численное исследование, и в работах В. К. Кедринского [61] и С. А. Кинеловского [62], получивших приближенное аналитическое решение задачи о схлопывании кольца идеальной несжимаемой жидкости. Сравнение с экспериментом показало, что начальная стадия процесса в рамках такой модели описывается вполне удовлетворительно.

Конечно, модель идеальной жидкости не смогла объяснить ряд интересных физических эффектов, обнаруженных в экспериментах: остановку ускоренной взрывом оболочки и взрывное испарение ее внутренних слоев в области, близкой к оси (на рис. 11 показан процесс одномерного схлопывания медной цилиндрической оболочки 1 и ее «взрывной» распад 2). Объяснение дано Н. И. Матюшкиным и Ю. А. Тришиным [63, 64] в рамках модели вязкой жидкости: в результате необратимых потерь части кинетической энергии схлопывающегося кольца его внутренние слои могут нагреться до температуры испарения и сформировать наблюдавшуюся в эксперименте высокоскоростную струю (известно, что на бериллиевых оболочках ее скорость достигала 90 км/с).

Проблемы сварки взрывом — явления, обнаруженного Е. И. Биченковым, А. А. Дерibasом, В. С. Седыхом и Ю. А. Тришиным [65] при высокоскоростном взаимодействии пластин, возродили интерес к классическим задачам о несимметричном соударении плоских струй, не имеющих, как известно, однозначного решения. Определенный шаг в этом направлении сделал С. А. Кинеловским и А. В. Соколовым [66]. На основании результатов экспериментальных и численных исследований они сформулировали гипотезу о том, что из всех возможных конфигураций течения реализуется та, для которой кривизна участка разветвляющейся линии тока в отходящих струях минимальна. Ю. А. Тришин [67], опираясь на анализ положения центров инерции жидких элементов, выделенных на сходящихся и расходящихся после соударения струях, и на условие необходимости предельного перехода к задаче о симметричном соударении, получил некоторое аналитическое решение для масс расходящихся струй:

$$\frac{m_1^*}{m_2^*} = \frac{1 - \cos \alpha / (1 - \mu^2 \sin^2 \alpha)}{1 + \cos \alpha / (1 - \mu^2 \sin^2 \alpha)},$$

где $\mu = (m_2 - m_1)/(m_2 + m_1)$ определяет отношение для масс сходящихся струй (индекс 1 присвоен более тонкой струе). Причем оказалось, что если 2α — угол между сходящимися струями, то $2\alpha = \varphi + \psi$, где φ и ψ — углы расходящихся струй относительно струи 1.

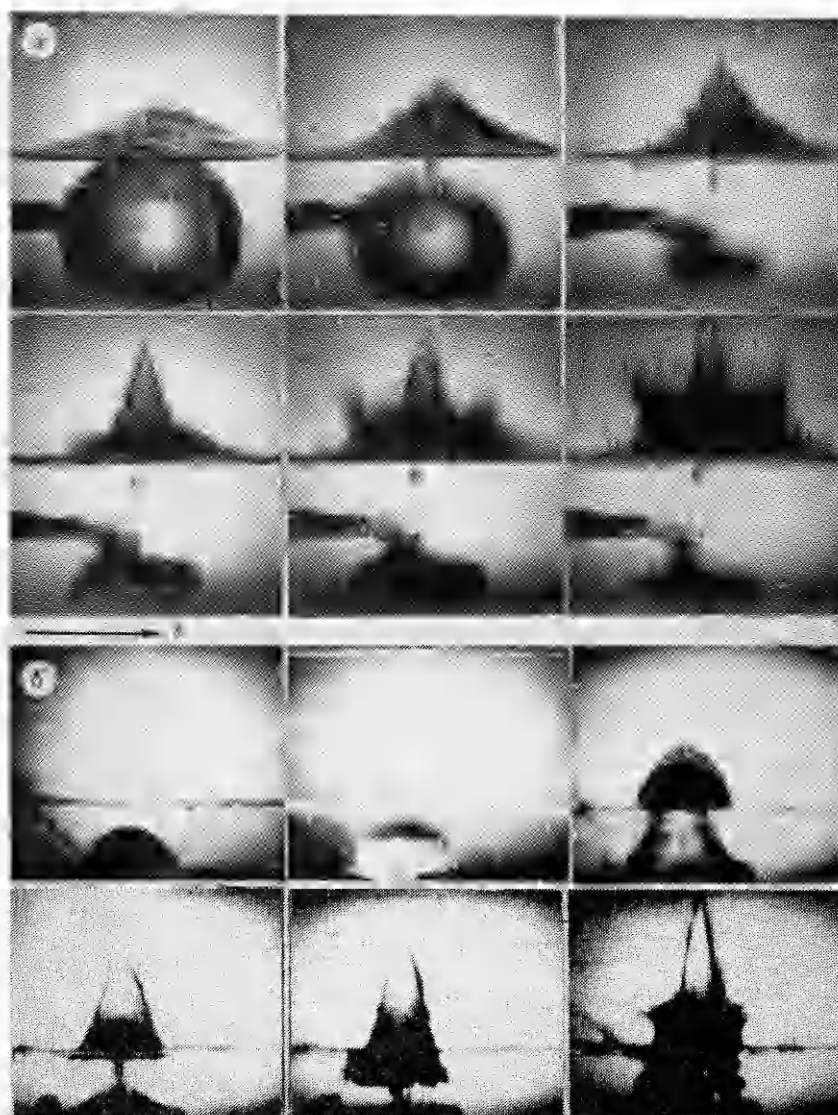
Одной из практически важных задач является задача о проникании струи в преграду. При этом плотности струи и преграды могут быть различны, что накладывает свои особенности на характер течения. Согласно [48], для случая равенства констант интеграла Бернулли все течение может быть описано непрерывными аналитическими функциями (линия раздела потоков γ проходит через критическую точку). С. А. Кипеловский и Ю. А. Тришин [68] подробно проанализировали подобного рода течения на примере симметричного соударения плоских двухслойных струй идеальной несжимаемой жидкости при различных константах интеграла Бернулли в слоях. Они показали, что для некоторых режимов стационарного потенциального течения при близких значениях констант и малости относительной толщины внешнего слоя приближенное решение находится известными методами и вполне соответствует экспериментальным результатам.

Струйные течения при подводных взрывах. В 70-х годах в ИГ СО АН СССР по инициативе М. А. Лаврентьева выполнен цикл экспериментальных и теоретических исследований неустановившихся течений со свободными границами, открывающих, по существу, в гидродинамике взрыва новый класс нестационарных струйных течений, возникающих при подводных взрывах вблизи граничных поверхностей.

М. А. Лаврентьев [69] рассмотрел парадоксальный эффект, возникший в задаче о разрушении преграды неконтактным подводным взрывом: обнаружилось, что существует заметный интервал расстояний от стенки, при котором для ее разрушения требуется одно и то же количество ВВ. Он обратил внимание на локальный характер разрушения и предложил следующую модель процесса: наличие твердой стенки в силу несимметрии течения искажает форму взрывной полости в процессе ее схлопывания, это ведет к формированию высокоскоростной кумулятивной струи, которая направлена в сторону стенки и может разрушить ее при взаимодействии.

Широкий класс струйных течений обнаружен и исследован В. К. Кедринским [70—74] при анализе вертикальных султанов на свободной поверхности жидкости при подводных взрывах. Султаны обратили на себя внимание направленностью выброса, характерной только для жидкости и отсутствующей при аналогичных взрывах в грунтах. М. А. Лаврентьев принимал непосредственное участие при обсуждении постановок задач и их результатов и предложил первую физически непротиворечивую модель процесса [69]: ударная волна от взрыва формирует на свободной поверхности кумулятивную выемку, а расширяющаяся взрывная полость создает ортогональное ее поверхности поле скоростей. Затекание выемки приводит к развитию кумулятивной струи. Другая модель, имеющая смысл для крупномасштабных взрывов, предложена Л. В. Овсянниковым [75] на основании результатов решения в точной постановке задачи о всплытии пузыря. Согласно этой модели, взрывная полость с продуктами детонации, имеющая максимальный размер, в процессе всплытия деформируется таким образом, что в ее нижней части формируется направленная вверх кумулятивная струя. Предполагается, что при надлежащей глубине взрыва этот эффект может определить структуру одного из направленных выбросов.

Выполненные В. К. Кедринским экспериментальные и численные исследования [70, 72] позволили определить механизм развития султанов, их структуру и создать простую гидродинамическую модель явления. Им доказано, что основу структуры вертикального выброса для первой группы глубин взрыва ($h < R_{\max}$) составляет струйный тандем, первая струя которого формируется в результате (рис. 12, а) инерциального движения слоя жидкости над взрывной полостью после возникновения у



Р и с. 12

пее отрицательных радиальных ускорений, вторая — в результате замыкания открытой каверны, образовавшейся после разгерметизации взрывной полости. Оказалось, что упомянутая выше кумулятивная выемка никакой существенной роли в процессе формирования первой струи не играет, а его механизм наглядно демонстрируется развитием струйного течения в результате метания слоя жидкости на первоначально плоской свободной поверхности твердым телом типа сферы или цилиндра (рис. 12, б). Экспериментально обнаружено что если обратить процесс формирования тандема, то структура течения, будет полностью адекватна поверхностным эффектам, развивающимся при высокоскоростном внедрении пули в жидкость.

При глубинах взрыва порядка R_{\max} вертикальные султаны исчезают. Удалось экспериментально обнаружить, а затем и рассчитать, что на стадии схлопывания взрывная полость формирует вертикальную скоростную кумулятивную струю, направленную от свободной поверхности в глубь жидкости и нарушающую односвязность области течения [70]. Внедрением этой струи в жидкость объяснены известные из эксперимен-

тов эффекты аномального увеличения давления вблизи точки схлопывания. В результате численного расчета доказано, что на следующей стадии расширения взрывной полости, разделенной струей, на свободной поверхности формируются радиальные (боковые) струйные течения, хорошо наблюдаемые в экспериментах.

При дальнейшем увеличении глубины взрыва вновь возникают вертикальные вопросы, которые тоже имеют струйную структуру, а механизм их формирования описывается моделью Л. В. Овсянникова [75]. В [74] показано, что существует другой тип вертикальных султагов, развивающихся при взрыве кольцевых зарядов из ДШ вблизи свободной поверхности. Эти эксперименты по сути промоделировали еще одну возможность появления направленного выброса при крупномасштабных подводных взрывах на больших глубинах. В этом случае взрывная полость по мере всплытия трансформируется в устойчивый тор с продуктами детонации, пульсации которого и может привести к указанному эффекту.

Среди работ по поверхностным эффектам следует указать две, посвященные проблеме моделирования в задаче о взрыве на свободной поверхности. На основании выполненных исследований по динамике воронки А. А. Дерibas и С. И. Похожаев [76] сделали вывод, что возникающее течение автомодельно, а в качестве параметра, определяющего действие взрыва, должен приниматься сообщаемый жидкости импульс. Корректные эксперименты, поставленные В. Ф. Мининим [77], уточнили, что полученный в предыдущей работе закон развития воронки не соответствует движению невесомой жидкости. Однако автомодельность сохраняется, а ее показатель равен 0,47 и 0,38 для цилиндрического и точечного взрыва соответственно. Согласно данным [76], он равен 0,3.

Взрывные процессы в грунтах. Настоящий раздел не претендует на анализ общего состояния работ по взрыву в грунтах и горных породах за 30 лет тем более, что по данным на начало 70-х годов это сделано в обзоре [78]. Основное внимание обращено на те направления и новые задачи в данной области науки, которые наиболее тесно связаны со школой М. А. Лаврентьева. Здесь условно можно выделить три направления, отметив также область динамики деформирования грунтов, где проведенные на более высоком уровне экспериментальные исследования выдвинули на первый план учет эффектов вязкости и дилатансии при взрыве [79—82], проникания продуктов детонации в грунт и связанных с ним процессов теплообмена [83].

Теория камуфлетного взрыва. Основой теоретического изучения динамики среды при камуфлетном взрыве являются зонные модели, развитые в период 1950—1970 гг. [78] и построенные на различном описании поведения среды в зависимости от степени воздействия на нее взрывной нагрузки.

Из работ сибирских ученых здесь следует отметить исследования Е. И. Шемякина [84, 85], посвященные определению динамики волн напряжения в твердых телах при камуфлетном взрыве. Из сопоставления экспериментальных данных по затуханию расходящихся волн напряжения с асимптотикой, полученной в задаче о взрыве методом коротких волн для среды с трением, обнаружено, что для большого диапазона расстояний такая асимптотика хорошо описывает эксперимент, если принять, что в пластическом состоянии $\sigma_r = \alpha \sigma_0 + \beta$ и $\alpha = \nu/(1 - \nu)$, где ν — коэффициент Пуассона в упругом состоянии среды.

Достаточно интересная с практической точки зрения задача о камуфлетном взрыве позволяет проверять различные модификации моделей и путем численного эксперимента оценивать влияние тех или иных факторов. Так были построены модели и проведены расчеты динамики среды при камуфлетном взрыве с учетом вязкости [86, 87], дилатансии [88, 89], неадиабатичности продуктов детонации и процессов теплообмена при их проникании в пористую среду [90—92].

Ряд работ посвящен экспериментальному исследованию гранулометрического состава кусков, на которые дробится порода при взрыве.

В. М. Кузнецов и его ученики [93, 94] удачно использовали для описания грансостава распределение Розина — Рамлера. Данные о зависимости параметров кусковатости с расстоянием представлены в [95].

Совершенствовалась модель, описывающая разрушающее действие взрыва на горные породы. Новым здесь было использование подходов механики хрупкого разрушения (Е. Н. Шер, Г. И. Черепанов и др.), позволяющих оценивать динамику трещин [96—99] и описывать ожидаемую степень нарушения массива после взрыва. Много работ посвящено описанию эффекта изменения фильтрационной проницаемости горных пород под действием взрыва [100].

Взрыв на выброс: эксперимент и гидродинамические модели. Здесь внимание уделялось проблемам усовершенствования технологии проведения взрывов, в частности, при создании каналов с использованием пунктирных зарядов, сетки скважинных, уточнялись эмпирические зависимости параметров воронки от геометрии расположения заряда и его веса [101, 102], анализировалось влияние водонасыщенных горизонтов на образование воронки выброса [103]. Существенное развитие получил метод моделирования больших взрывов [89, 104], позволяющий моделировать стадию разлета грунта с учетом силы тяжести.

Направление исследований по действию взрыва, связанное с разработкой гидродинамических моделей, ставит своей целью в конечном счете решение практических проблем по определению параметров воронок выброса для реально встречающихся конфигураций зарядов ВВ с учетом свободных поверхностей и особенностей строения грунтов (слоистость, наличие водоносных и др.).

Основной гидродинамической моделью для описания динамики твердых сред под действием интенсивных взрывных нагрузок является предложенная М. А. Лаврентьевым «схема несжимаемости» [78], в рамках которой результат взрыва оценивается по полю скоростей \bar{v} , возникающему в среде как несжимаемой жидкости, после передачи ей импульса от взрыва. Для описания поля скоростей ставится задача: $\Delta\varphi = 0$, $\bar{v} =$

$= \text{grad}\varphi$, на границе потенциал определяется интегралом $\varphi = \frac{1}{\rho} \int_0^{\tau} p(t) dt$.

По этой модели поле скоростей в грунте от взрыва заглубленного шнурового заряда малого радиуса (по сравнению с глубиной заложения h), параллельной свободной поверхности, описывается комплексным потенциалом источника интенсивности q , расположенного на расстоянии h от свободной поверхности, где $\varphi = 0$:

$$w = \frac{q}{2\pi} \ln \frac{z + ih}{z - ih}.$$

При этом $\varphi = \text{Re } w$ и скорость на свободной поверхности имеет вид

$$v_y = \left. \frac{\partial\varphi}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{qh}{\pi(x^2 + h^2)}.$$

Она максимальна над зарядом и убывает как $1/x^2$ при $x \rightarrow +\infty$.

По предложению О. В. Власова и М. А. Лаврентьева граница воронки на свободной поверхности находится из условия $v_y = c$ (c — критическая скорость, характеризующая прочность грунта). При практическом использовании таких расчетов необходимо знать параметры q для данного заряда и c для грунта. Для этой цели существуют определенные зависимости, включающие эмпирические константы, определяемые при тарировочных взрывах [105, 106].

В рамках жидкостной модели возможно решение «обратных» задач, из которых практически важна задача о направленном взрыве: на поверхности заданного объема грунта найти распределение ВВ, обеспечивающее после взрыва движение с постоянной по объему скоростью. Впервые она решена М. А. Лаврентьевым, В. М. Кузнецовым, Е. Н. Ше-

ром, которые показали, что в этом случае указанное распределение должно обеспечить линейный потенциал течения в заданном объеме [107]: $\varphi = ax + by + cz + d$.

Пересчет с потенциала на плотность распределения ВВ производится с учетом условий работы заряда. Если ВВ работает как накладной заряд без забойки, то можно считать, что импульс от него пропорционален его толщине, плотность распределения ВВ на поверхности объема пропорциональна потенциалу и изменяется линейно с расстоянием по направлению бросания.

Согласно жидкостной модели весь грунт считается жидкостью, что, с одной стороны, упрощает задачу нахождения поля скоростей, но, с другой — не позволяет определить весь профиль воронки выброса, рассчитывается только ее ширина. Эта проблема решается на основе новой твердожидкостной модели, предложенной М. А. Лаврентьевым и реализованной впервые В. М. Кузнецовым [105]: вблизи заряда, где скорость больше некоторой критической c , грунт считается жидкостью, во всей остальной области — абсолютно жестким телом. Граница воронки заранее не известна и отыскивается как линия тока, на которой скорость $|v| = c$. Заметим, что задача о форме воронки выброса в такой постановке более сложна и относится к классу «струйных» задач теории обтекания.

Решение ее в случае заглубленного взрыва шнурового заряда (физическая постановка аналогична изложенной выше) получено П. А. Мартынюком [108]. Для этого можно, в частности, воспользоваться методом особенностей. Введение вспомогательной плоскости комплексной переменной ζ с соответствием точек, указанных на рис. 13, а для нее и плоскости реального течения z , позволяет получить выражение для комплексного потенциала

$$w(\zeta) = \left(\ln \frac{\zeta - b}{\zeta + b} + \ln \frac{1 - \zeta b}{1 + \zeta b} \right) q/2\pi,$$

его производной

$$\frac{dw}{d\zeta} = a(1 - \zeta^2)/(\zeta^2 - b^2)(1 - \zeta^2 b^2)$$

и для комплексной скорости

$$\frac{1}{c} \frac{dw}{dz} = i(1 - \zeta^2 b^2)/(\zeta^2 - b^2).$$

Откуда имеем

$$ic \frac{dz}{d\zeta} = a(1 - \zeta^2)/(1 - \zeta^2 b^2)^2, \quad a = \frac{c^2}{\pi}(1 - b^2).$$

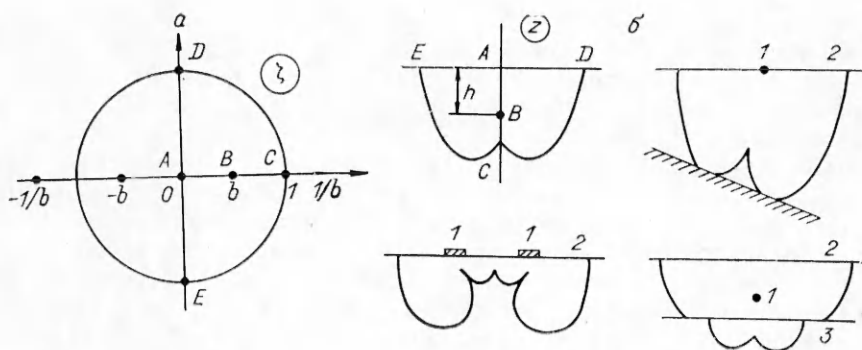
Тогда для формы воронки CD справедливо

$$(9) \quad \frac{2\piicz}{q} = \frac{(1 + b^2)^2}{2b^2} \ln \frac{1 + \zeta b}{1 - \zeta b} - \frac{1 + b^4}{b} \frac{\zeta}{1 + \zeta^2 b^2}.$$

Параметр b здесь определяется на основании условия $z(b) = -ih$ (точка расположения источника) из уравнения

$$\frac{(1 + b^2)^2}{2b^2} \ln \frac{1 + b^2}{1 - b^2} - 1 = \frac{2\pi ch}{q}.$$

В рамках указанной схемы, начиная с первой работы В. М. Кузнецова [109], им и его учениками было решено много практически интересных задач о взрыве в слое с твердым основанием, в двухслойной среде, о взрыве взаимодействующих зарядов и др. [105]: некоторые конфигурации, исследованные в настоящее время, приведены на рис. 13, б, где I — заряд ВВ, 2 — свободная поверхность, 3 — граница слоев грунта с разной критической скоростью. Класс полученных при помощи этой модели решений значительно развит школой казанских математиков под руководством Н. Б. Ильинского [106].



Р и с. 13

Важным для практики вопросом является соответствие теоретических решений экспериментально определяемым воронкам. Анализ различных постановок, выполненный в [105, 106], показал, что обе упомянутые модели правильно предсказывают многие качественные стороны изменения параметров воронок выброса в зависимости от геометрии расположения зарядов. Однако обнаруживаются и расхождения. Так, Э. Б. Поляк и Е. Н. Шер [110] обнаружили, что экспериментальные воронки от взрыва накладного заряда получаются заметно мельче, чем по (9), и что этот эффект сильно зависит от угла внутреннего трения грунта. Для описания такого явления ими предложена модифицированная твердожидкостная модель, в которой условие на границе воронки менялось: $|v| = c + k\varphi$. Е. Н. Шер и Т. Т. Перминова [111] подтвердили, что вариацией параметров c и k удается получать теоретические профили воронок, близкие к экспериментальным и при взрыве заглубленного шнурового заряда. Однако здесь необходимо определять уже три константы (q , c и k) через свойства грунта и параметры заряда. Причем, чтобы прогнозировать возможности предложенной модели, приходится анализировать результаты большого числа экспериментальных взрывов.

Гидродинамические модели разрушающего действия взрыва. Определение зон разрушения горных пород под действием взрыва и оценка спектра размеров разрушенной породы — одна из важных для практики задач. Сложность этой проблемы заставляет исследователей обращаться к простым гидродинамическим моделям. И хотя обоснования правомерности их использования в вопросах разрушения твердых тел нет, получаемые результаты часто подтверждаются практикой. Этот парадокс отмечен еще О. Е. Власовым и С. А. Смирновым, впервые разработавшими такую модель [112], несколько усовершенствованную затем В. М. Кузнецовым [105]. Формально она похожа на жидкостную модель взрыва на выброс: разыскивается импульсное поле скоростей в идеальной несжимаемой жидкости, возникающее под действием взрывной нагрузки, граница области разрушения находится по критической скорости c , а размер кусков определяется интенсивностью скоростей сдвига.

В рамках этой модели решена задача о распределении ВВ на границе объема твердого тела, взрыв которого разрушает данное тело однородно по объему. Решением оказывается такое распределение зарядов, которое обеспечивает квадратичное распределение потенциала. В плоском случае при этом возникает течение с комплексным потенциалом $w = a + bz^2$. На основе решения для построения практических сеток буровзрывных работ на карьерах В. М. Кузнецов и Е. Н. Шер [105, 113] предложили метод равномерного сдвигового разрушения.

Ударные волны в слоистых системах. К проблемам гидродинамики взрыва имеют отношение вопросы распространения и кумуляции УВ в слоистых системах, тесно связанные с задачами сварки взрывом, высокоскоростного метания, откола и т. п. Впервые пример неограниченной кумуляции в плоском случае построен Е. И. Забахиным [114], рассмот-

ревшим движение волны с фронтом, параллельным чередующимся плоским слоям из легкого и тяжелого веществ. Если каждый тяжелый (легкий) слой тоньше предыдущего, УВ усиливается. Эта идея экспериментально подтверждена А. С. Козыревым и др. [115] в схеме из слоев плексигласа и свинца.

Новый принцип построения слоистых систем предложен Ю. А. Тришиным и В. И. Лаптевым [116]. Он основан на особенностях распространения УВ по среде с градиентом акустического сопротивления R . Совпадение направления скорости волны с градиентом приводит к эффекту кумуляции давления, обратное — к увеличению массовой скорости, которая может превысить начальную скорость ударника, генерировавшего волну. Акустическое приближение позволило авторам получить соответствующие аналитические зависимости. Задача для сильных УВ в случае $R = \rho_0 D = \rho_0(a + bu)$ рассмотрена Е. А. Крошко и Э. В. Чубаровой [117], получившими в рамках машинного эксперимента аналогичные результаты. С учетом нелинейного взаимодействия некоторые аспекты распространения сильных УВ в такого рода слоистых системах численно проанализированы Г. А. Сапожниковым и В. М. Фоминым [118], однозначно подтвердившими связь эффектов кумуляции с изменением акустических свойств среды. В. Ф. Песгеренко [119] отметил, что кумуляция волны наблюдается не только из-за ее взаимодействия с контактными разрывами, но и за счет волн сжатия, догоняющих головную волну. Подробно этот вопрос исследовался В. М. Фоминым, В. Ф. Песгеренко и П. А. Ческидовым.

Ю. А. Тришин и А. Г. Фоминых [120] рассмотрели газовые системы с дискретным распределением плотности в слоях. В их экспериментах, аналогичных постановкам А. Е. Войтенко и др. [121], при перепаде начального давления в слоях, равном 16, получено увеличение массовой скорости за фронтом УВ более чем на 40%. В. Я. Терновой [122], основываясь на упомянутом принципе [116], зарегистрировал скорость метания пластины взрывом свыше 10 км/с. При метании твердых слоистых ударников металлическими кумулятивными струями [123] достигнуты скорости порядка скоростей головных участков кумулятивных струй.

При высокоскоростных соударениях в твердых телах возникают УВ достаточно большой амплитуды, которые могут вызвать, в частности, откольные явления и повлиять, например, на качество соединения при сварке взрывом. М. С. Качан, Ю. В. Киселев и Ю. А. Тришин [124—128] обратили внимание на то, что совокупность свариваемых пластин, опоры и прокладки между ВВ и метаемой пластиной представляет собой слоистую систему, и использовали полученные ранее решения по параметрам УВ и волн разрежения для анализа влияния ее компонентов на прочность соединения. Они подчеркнули, в частности, необходимость выбора прокладки и неподвижной пластины с акустической жесткостью, меньшей, чем у метаемой пластины. В [128] показана возможность управления откольными явлениями в задачах соударения путем построения изменяющихся по определенному закону слоистых систем.

Автор выражает искреннюю признательность В. М. Титову, Ю. А. Тришину, Е. Н. Шеру и Л. А. Мерзиевскому за помощь при подготовке обзора и предоставленные для него материалы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кедринский В. К. О некоторых приближенных моделях одномерной пульсации цилиндрической полости в несжимаемой жидкости // ФГВ.— 1976.— № 5.
2. Кедринский В. К. Об одномерной пульсации тороидальной газовой полости в сжимаемой жидкости // ПМТФ.— 1977.— № 3.
3. Кедринский В. К. Динамика полости и волны // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1979.— Вып. 38.
4. Коул Р. Подводные взрывы.— М.: ИЛ, 1950.
5. Кедринский В. К. О пульсации цилиндрической газовой полости в безграничной жидкости // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1971.— Вып. 8.

6. Кедринский В. К., Кузавов В. Т. Динамика цилиндрической полости в сжимаемой жидкости // ПМТФ.— 1977.— № 4.
7. Кедринский В. К. Особенности динамики сферического газового пузырька в жидкости // ПМТФ.— 1967.— № 3.
8. Кедринский В. К., Пиволкин Г. М. Об устойчивости склонывающейся газовой полости во вращающейся жидкости // ПМТФ.— 1964.— № 3.
9. Кедринский В. К., Солоухин Р. И. Сжатие сферической газовой полости в воде ударной волной // ПМТФ.— 1961.— № 1.
10. Кедринский В. К. О пульсации тороидального газового пузыря в жидкости // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1974.— Вып. 16.
11. Кедринский В. К. Приближение Кирквуда — Бете для цилиндрической симметрии подводного взрыва // ФГВ.— 1972.— № 1.
12. Кедринский В. К. О параметрах слабых цилиндрических ударных волн в воде на большом расстоянии от заряда // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1972.— Вып. 10.
13. Коротков П. Ф. Об ударных волнах на значительном расстоянии от места взрыва // Изв. АН СССР. ОТН.— 1958.— № 3.
14. Ландау Л. Д. Об ударных волнах на далеких расстояниях // ПММ.— 1945.— Т. 9, вып. 4.
15. Христианович С. А. Ударная волна в воде, удаленная от места взрыва // ПММ.— 1956.— Т. 20, вып. 5.
16. Pat. 3514748 (USA). Method and device for echo ranging. Patented May 26, 1970.
17. Шейферт М. Способ получения направленной взрывной волны с помощью зарядов ВВ // Изобретения стран мира, F 42.— 1977.— № 12.
18. Лаврентьев Э. В., Кузьян О. И. Взрывы в море.— Л.: Судостроение, 1977.
19. Кедринский В. К. Особенности структуры ударных волн при подводных взрывах спиральных зарядов // ПМТФ.— 1980.— № 5.
20. Filler W. S. Propagation of shock waves in a hydrodynamic conical shock tube // Phys. Fluids.— 1964.— V. 7, N 5.
21. Glass I. I., Neuckroth L. E. Hydrodynamic shock tube // Phys. Fluids.— 1963.— V. 6, N 4.
22. Солоухин Р. И. Ударные волны, образующиеся при электрическом разряде в воде // Физическая газодинамика.— М.: Изд-во АН СССР, 1959.
23. Воротникова М. И., Кедринский В. К., Солоухин Р. И. Ударная трубка для исследования одномерных волн в жидкости // ФГВ.— 1965.— № 1.
24. Солоухин Р. И. Импульсный пьезодатчик давления // ПТЭ.— 1961.— № 3.
25. Кедринский В. К., Солоухин Р. И., Стебновский С. В. Полупроводниковый датчик давления для измерения сильных ударных волн в жидкости ($\geq 10^3$ атм) // ПМТФ.— 1969.— № 4.
26. Кедринский В. К., Сердюк Н. К. и др. Исследование быстрых реакций в растворе за фронтом сильных ударных волн // ДАН СССР.— 1969.— Т. 187, № 1.
27. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве.— Л.: Судостроение, 1967.
28. Гриб А. А., Рыжов О. С., Христианович С. А. Теория коротких волн // ПМТФ.— 1960.— № 1.
29. Луговцов Б. А. Распространение ударной волны в водоеме постоянной глубины на большом расстоянии от места взрыва // ПМТФ.— 1962.— № 3.
30. Заславский Б. И. О нелинейном взаимодействии сферической ударной волны, возникшей в результате взрыва заглубленного заряда, со свободной поверхностью воды // ПМТФ.— 1964.— № 4.
31. Бошенятов Б. В., Заславский Б. И. О взаимодействии цилиндрической ударной волны в воде со свободной поверхностью // ПМТФ.— 1968.— № 5.
32. Шемякин Е. И., Маркина К. Н. Распространение нестационарных возмущений в жидкости, находящейся в контакте с упругим полупространством // ПММ.— 1957.— Т. 21, вып. 1.
33. Кедринский В. К. Динамика зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности // ПМТФ.— 1975.— № 5.
34. Kedrinskii V. K. Negative pressure profile in cavitation zone at underwater explosion near free surface // Acta Astronaut.— 1976.— V. 3, N 7—8.
35. Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н. Энергетический порог импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ.— 1986.— № 1.
36. Стебновский С. В. Развитие начальных возмущений внешней границы расширяющегося газожидкостного кольца // ПМТФ.— 1982.— № 5.
37. Kedrinskii V. K., Plaksin S. I. Structure of periodical disturbances in real liquid // J. Phys.— 1979.— V. 40, N 11.
38. Плаксин С. И. Генерация ультразвуковых волн осесимметричным преобразователем в режиме кавитации // Акуст. журн.— 1982.— Т. 28, вып. 4.
39. Кедринский В. К., Плаксин С. И. Структура и эволюция волны разгрузки в задаче о распаде разрыва в реальной жидкости // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1984.— Вып. 64.
40. Kedrinskii V. K., Plaksin S. I. Interaction between nonstationary shock wave and free surface in real liquid // Proc. of 10th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics.— Japan, Kobe, 1984.
41. Hansson I., Kedrinskii V. K., Morch K. On dynamics of cavity clusters // J. Phys. D.: Appl. Phys.— 1982.— N 15.— P. 1725.

42. Kedrinskii V. K. Peculiarities of bubble spectrum behaviour in cavitation zone and its effect on wave field parameters // Proc. of Ultrasonic Intern.— L, 1985.
43. Бесов А. С., Кедринский В. К., Пальчиков Е. И. Изучение начальной стадии кавитации с помощью дифракционной оптической методики // Письма в ЖТФ.— 1984.— Т. 10, вып. 4.
44. Кедринский В. К., Ковалев В. В., Плаксин С. И. Об одной модели пузырьковой кавитации в реальной жидкости // ПМТФ.— 1986.— № 5.
45. Кедринский В. К. Ударные волны в жидкости с пузырьками газа // ФГВ.— 1980.— № 5.
46. Кедринский В. К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ.— 1968.— № 4.
47. Фокс Ф., Карли С., Ларсон Г. Измерение фазовой скорости и поглощение звука в воде, содержащей воздушные пузырьки // Проблемы современной физики.— М.: Наука, 1956.— № 8.
48. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принцип его работы // УМН.— 1957.— Т. 2, вып. 4(76).
49. Титов В. М. Возможные режимы гидродинамической кумуляции при схлопывании облицовок // ДАН СССР.— 1979.— Т. 247, № 5.
50. Горшков Н. Н. Применение гидродинамической теории для описания формирования струи при «обратной» кумуляции // ФГВ.— 1983.— № 2.
51. Годунов С. К. Элементы механики сплошной среды.— М.: Наука, 1978.
52. Уолш Дж., Шрефлер Р., Уиллинг Ф. Предельные условия для образования струи при соударении на высоких скоростях // Механика.— М., 1954.— Вып. 2(24).
53. Кинеловский С. А., Тришин Ю. А. Физические аспекты кумуляции // ФГВ.— 1980.— № 5.
54. Годунов С. К., Дерибас А. А., Мали В. И. О влиянии вязкости материала на процесс образования струй при соударении металлических пластин // ФГВ.— 1975.— № 1.
55. Рубцов М. В. О пограничном слое при соударении плоских струй с малой вязкостью // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1981.— Вып. 51.
56. Лаптев В. И., Рубцов М. В., Тришин Ю. А. Исследование свойств вязкого течения при соударении металлических пластин, ускоренных взрывом // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1982.— Вып. 55.
57. Лаптев В. И., Рубцов М. В., Тришин Ю. А. Об использовании модели вязкой жидкости для описания высокоскоростных течений металлов // ФГВ.— 1984.— № 1.
58. Рубцов М. В. О соударении плоских струй псевдопластической жидкости со свободной границей // ПМТФ.— 1983.— № 6.
59. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. Схождение несжимаемого кольца к центру под действием продуктов взрыва // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1970.— Вып. 5.
60. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. Движение цилиндрического поршня, окруженного слоем расширяющегося газа // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1971.— Вып. 7.
61. Кедринский В. К. Некоторые приближенные оценки в задаче о схлопывании кольца несжимаемой жидкости // Там же.
62. Кинеловский С. А. Схлопывание металлических труб под действием взрыва // ФГВ.— 1980.— № 6.
63. Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. О некоторых эффектах, возникающих при взрывном обжати вязкой цилиндрической оболочки // ПМТФ.— 1978.— № 3.
64. Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. Взрывное испарение вещества вязкой цилиндрической оболочки при ее схлопывании к центру // Письма в ЖТФ.— 1977.— Т. 3, вып. 10.
65. Биченков Е. И., Дерибас А. А., Седых В. С., Тришин Ю. А. Сварка взрывом // Народнохозяйственное использование взрыва.— Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1962.— Вып. 22.
66. Кинеловский С. А., Соколов А. В. О несимметричном соударении плоских струй идеальной несжимаемой жидкости // ПМТФ.— 1986.— № 1.
67. Тришин Ю. А. Несимметричное соударение струй идеальной несжимаемой жидкости // ПМТФ.— 1986.— № 5.
68. Кинеловский С. А., Тришин Ю. А. Симметричное соударение двухслойных струй идеальной несжимаемой жидкости // ПМТФ.— 1980.— № 2.
69. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели.— М.: Наука, 1973.
70. Кедринский В. К. О подводном взрыве вблизи свободной поверхности // ДАН СССР.— 1973.— Т. 212, № 2.
71. Kedrinskii V. K. The experimental research and hydrodynamical models of a sultan // Archiv. Mech.— 1974.— V. 26, N 3—4.
72. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводном взрыве (обзор) // ПМТФ.— 1978.— № 4.
73. Кедринский В. К. Модели М. А. Лаврентьева в задачах неустановившихся течений со свободными границами // Проблемы математики и механики.— Новосибирск: Наука, 1983.

74. Кедринский В. К., Кузавов В. Т. Подводный взрыв кольцевого заряда вблизи свободной поверхности // ПМТФ.— 1983.— № 4.
75. Овсянников Л. В. О всплывании пузыря // Некоторые проблемы математики и механики.— Л.: Наука, 1970.
76. Дерibas А. А., Похожаев С. И. Постановка задачи о сильном взрыве на поверхности жидкости // ДАН СССР.— 1962.— Т. 144, № 3.
77. Минин В. Ф. О взрыве на поверхности жидкости // ПМТФ.— 1964.— № 3.
78. Зволинский Н. В., Подьянольский Г. С., Флитман Л. М. Теоретические аспекты задачи о взрыве в грунте // Изв. АН СССР. Физика земли.— 1973.— № 1.
79. Ляхов Г. М., Тронин Н. Т. Плоские волны в грунтах и горных породах, как в вязкоупругих средах // Изв. АН СССР. МТТ.— 1973.— № 3.
80. Рыков Г. В. Влияние скорости деформирования на сжимаемость и сдвиг песчаных и глинистых грунтов при кратковременных нагрузках // ПМТФ.— 1969.— № 3.
81. Вовк А. А., Черный Г. И., Михалюк А. В. Влияние влажности на динамическую деформируемость суглинков // Основания, фундаменты и механика грунтов.— 1972.— № 3.
82. Николаевский В. Н. О связи объемных и сдвиговых пластических деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах // ДАН СССР.— 1967.— Т. 177, № 3.
83. Шацкевич А. Ф. Некоторые эффекты при модельных взрывах в слабосвязанных пористых средах // Взрывное дело.— М.: Недра, 1976.— № 76/33.
84. Медведева Н. С., Шемякин Е. И. Волны нагрузок при подземном взрыве в горных породах // ПМТФ.— 1961.— № 6.
85. Шемякин Е. И. О волнах напряжений в прочных горных породах // ПМТФ.— 1963.— № 5.
86. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах.— М.: Недра, 1974.
87. Кошелев Э. А. О развитии камуфлетной полости при взрыве в мягком грунте // ПМТФ.— 1975.— № 2.
88. Дунин С. З., Сироткин В. К. Расширение газовой полости в хрупкой породе с учетом дилагационных свойств грунта // ПМТФ.— 1977.— № 4.
89. Родионов В. Н., Адушкин В. В., Костюченко В. Н. Механический эффект подземного взрыва.— М.: Недра, 1971.
90. Куликов В. И., Шацкевич А. Ф. Об утечке продуктов детонации из камуфлетной полости при взрыве в насыщенном грунте // ФГВ.— 1971.— № 3.
91. Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А., Мурзенко В. В. Фильтрация газов в упругодеформируемой пористой среде на стадии динамического расширения полости // ФГВ.— 1985.— № 6.
92. Васильев А. В., Ловецкий Е. Е., Селяков В. И. Эффект впрыска при камуфлетном взрыве в насыщенных жидкостью средах // ПМТФ.— 1982.— № 4.
93. Кошелев Э. А., Кузнецов В. М. и др. Статистика осколков, образующихся при разрушении твердых тел взрывом // ПМТФ.— 1971.— № 2.
94. Фадеенков Н. П. Об энергетической оценке дробящего действия взрыва // ФТПРПИ.— 1977.— № 3.
95. Родионов В. И., Сизов И. А., Цветков В. М. Основы геомеханики.— М.: Недра, 1986.
96. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения.— М.: Наука, 1974.
97. Шер Е. Н. Оценка дробящего действия удлиненного заряда в хрупкой среде // ФТПРПИ.— 1975.— № 1.
98. Новиков В. Г., Тулинов Б. М. Расчет зоны интенсивной радиальной трещиноватости при взрыве // ПМТФ.— 1982.— № 2.
99. Шер Е. Н. Пример расчета движения радиальных трещин, образующихся при взрыве в хрупкой среде, в квазистатическом приближении // ФТПРПИ.— 1982.— № 2.
100. Кадет В. В., Ловецкий Е. Е., Селяков В. И. и др. Влияние камуфлетного взрыва на фильтрационные характеристики хрупкой среды // ПМТФ.— 1981.— № 1.
101. Азаркович А. Е., Яновский В. Н. и др. Экспериментальное исследование действия линейных зарядов выброса // Горн. журн.— 1976.— № 4.
102. Авдеев Ф. А., Евменов В. Ф. и др. О подобии взрывов горизонтальных цилиндрических зарядов // ФГВ.— 1980.— № 4.
103. Смирнов А. Г., Андреев Ю. П., Ющенко Л. И. Строительство профильных выемок взрывом в сложных гидрогеологических условиях // Взрывное дело.— М.: Недра, 1979.— № 81/38.
104. Адушкин В. В., Либин В. Я., Перник Л. М. Аналоговая установка для исследования групповых взрывов на выброс // Взрывное дело.— М.: Недра, 1982.— № 83/40.
105. Кузнецов В. М. Математические модели взрывного дела.— Новосибирск: Наука, 1977.
106. Ильинский Н. Б., Поташев А. В. Краевые задачи теории взрыва.— Казань: Казан. ун-т, 1986.
107. Лаврентьев М. А., Кузнецов В. М., Шер Е. П. О направленном метании грунта при помощи ВВ // ПМТФ.— 1960.— № 4.
108. Мартынюк П. А. О форме воронки выброса при взрыве в грунте шнурового заряда // Народнoхозяйственное использование взрыва.— Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1965.— № 30.

109. Кузнецов В. М. О форме воронки выброса при взрыве на поверхности грунта // ПМТФ.— 1960.— № 3.
110. Поляк Э. Б., Шер Е. Н. Об одном варианте твердожидкостной модели взрыва в грунте // ПМТФ.— 1977.— № 5.
111. Шер Е. Н., Перминова Т. Т. Определение формы воронки при взрыве заглубленного пинурового заряда в грунте // Проблемы математики и механики.— Новосибирск: Наука, 1983.
112. Власов О. Е., Смирнов С. А. Основы расчета дробления горных пород действием взрыва.— М.: Изд-во АН СССР, 1962.
113. Шер Е. Н., Черников А. Г. О сдвиговом способе равномерного дробления горной породы при взрыве // ФТПРПИ.— 1980.— № 6.
114. Забабахин Е. И. Ударные волны в слоистых системах // ЖЭТФ.— 1965.— Т. 49, № 2.
115. Козырев А. С., Костылева В. Е., Рязанов В. Т. Кумуляция ударных волн в слоистых средах // ЖЭТФ.— 1969.— Т. 56, № 2.
116. Лаптев В. И., Тришин Ю. А. Увеличение начальной скорости и давления при ударе по неоднородной преграде // ПМТФ.— 1974.— № 6.
117. Крошко Е. А., Чубарова Э. В. Численное моделирование высокоскоростного удара по многослойным пластинам // Численные методы решения задач теории упругости и пластичности.— Новосибирск: ИГиМ СО АН СССР, 1980.— Ч. 1.
118. Санюжников Г. А., Фомин В. М. К численному моделированию явления неограниченной кумуляции в слоистых средах // Там же.
119. Нестеренко В. Ф. Ударное сжатие многокомпонентных материалов // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГи СО АН СССР, 1977.— Вып. 29.
120. Тришин Ю. А., Фоминых А. Г. Явление кумуляции в слоистых системах // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГи СО АН СССР, 1981.— Вып. 53.
121. Войтенко А. Е., Любимова М. А., Соболев О. П., Сынах В. С. Градиентные ускорения ударной волны и возможные применения этого эффекта // Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1970.— № 14—70.
122. Терновой В. Я. Получение высоких скоростей метания при использовании взрывных линейных устройств // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГи СО АН СССР, 1980.— Вып. 48.
123. Тришин Ю. А., Фоминых А. Г. О метании слоистых тел с помощью кумулятивной струи // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГи СО АН СССР, 1983.— Вып. 62.
124. Качан М. С., Киселев Ю. В., Тришин Ю. А. Взаимодействие ударных волн с контактной границей соударяющихся тел // ФГВ.— 1975.— № 5.
125. Качан М. С., Тришин Ю. А. Волны сжатия и растяжения при соударении твердых тел // ФГВ.— 1975.— № 6.
126. Качан М. С., Тришин Ю. А. Роль опоры в формировании соединения при сварке взрывом // Использование энергии взрыва для производства металлических материалов с новыми свойствами сваркой, плакированием, упрочнением и пресованием металлических порошков взрывом.— Готвальдов (ЧССР), 1979.
127. Качан М. С., Тришин Ю. А. Влияние прокладки между ВВ и метаемой деталью на качество соединения при сварке взрывом // Там же.
128. Качан М. С., Тришин Ю. А. Растягивающие напряжения в мишени при соударении твердых тел // ПМТФ.— 1977.— № 4.

Поступила 26/XII 1986 г.

УДК 536.24

ТЕПЛОФИЗИКА. ПУТИ РАЗВИТИЯ И ПРОБЛЕМЫ

В. Е. Накоряков, Н. А. Рубцов

(Новосибирск)

Теплофизика — раздел физики, занимающийся изучением макропереносов энергии и вещества термодинамических систем, сопровождающихся эффектами диссипации энергии и соответствующего увеличения энтропии. Феноменологические концепции теплофизики вытекают из термостатики и термодинамики необратимых процессов. Практическая реализация проблем теплофизики осуществляется с широким привлечением микрофизических представлений, вытекающих из электродинамики, молекулярной физики, гидрогазодинамики и других разделов физики.

Современная теплофизика сложилась как научное направление в 50—60-е годы и сейчас представлена рядом академических институтов и отраслевых лабораторий. Изучаемые ею явления связаны со сложными взаимодействиями термодинамических, гидрогазодинамических и электродинамических процессов в твердых телах, жидкостях, газах, плазме. Во многих случаях указанные процессы осложнены физико-химическими превращениями, существенной неравновесностью и переменностью физических свойств веществ [1].

В настоящей работе на базе основных результатов, полученных в Институте теплофизики СО АН СССР за более чем двадцатилетний период его существования, освещены пути развития и проблемы теплофизики.