

10. Сканиви Г. И. Физика диэлектриков (область сильных полей).— М.: Физматиздат, 1958.
11. Карасев В. И., Коробов А. И., Абалмазова М. Г. О возможном влиянии объемного заряда на зависимость электрической прочности от толщины диэлектрика // Радиотехника и электроника.— 1971.— Т. 16, № 3.

г. Кемерово

Поступила 18/VII 1988 г.,
в окончательном варианте — 23/I 1989 г.

УДК 533.6.011.72

Б. И. Заславский, С. Ю. Морозкин, А. А. Прокофьев, В. Р. Шлегель

ОБ ОБТЕКАНИИ ТЕРМИКА, ПРИМЫКАЮЩЕГО К ЖЕСТКОЙ СТЕНКЕ, ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Изучению волновой структуры течения, возникающего при взаимодействии плоской ударной волны (УВ) с жесткой стенкой, покрытой слоем низкоплотного газа, посвящены работы [1—9]; в них исследуется случай скользящего движения УВ вдоль стенки. Наиболее полно проблема изложена в [6, 9], где приведены результаты численных расчетов на ЭВМ полей плотности и давления за возмущенной частью фронта УВ при начальных параметрах $M_1 = 2$, $\rho_Q/\rho_0 = 1/3$ [6]; $M_1 = 32$, $\rho_Q/\rho_0 = 1/3$ [9] (M_1 — число Маха УВ, ρ_Q/ρ_0 — отношение плотностей среды в слое и вне слоя).

Ранее в [4] в такой же постановке проведены расчеты для $M_1 = 1,44$, $M_1 = 1,33$ и дано сравнение полученных на основе расчета волновых картин с экспериментальными результатами — тепловыми фотографиями волновых картин соответствующих движений. В [8] этот процесс взаимодействия экспериментально исследовался в широком диапазоне параметров M_1 и ρ_Q/ρ_0 . Несколько иная задача рассматривалась в [5, 7, 8], где изучалось движение УВ вдоль внезапно нагретой поверхности. При этом к отражающей поверхности примыкает тонкий слой нагретого газа, но в отличие от [4, 6, 8, 9] слой неоднороден, поскольку неравномерно нагрет; отсутствует скачок плотности.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования процесса взаимодействия плоской УВ с пристеночным слоем низкоплотного газа (пристеночный термик) в широком диапазоне углов падения фронта УВ на отражающую поверхность, плотностей пристеночных слоев и интенсивностей УВ. Приводятся также результаты теоретического анализа волновой структуры, возникающей при таком взаимодействии.

1. Пусть плоская бесконечно длинная УВ движется со скоростью N_1 в полупространстве $y > -x \operatorname{tg} \alpha$ (рис. 1, а), заполненном газом с начальной плотностью ρ_0 , давлением p_0 , температурой T_0 и начальной скоростью звука c_0 . За фронтом УВ давление p_1 , скорость частиц q_1 . Для дальнейшего удобно ввести безразмерный параметр $\varepsilon_1 = (p_1 - p_0)/n p_0$ (n — показатель адиабаты). Как известно [10],

$$(1.1) \quad N_1 = c_0 \sqrt{1 + \frac{n+1}{2} \varepsilon_1}, \quad q_1 = c_0 \varepsilon_1 / \sqrt{1 + \frac{n+1}{2} \varepsilon_1}.$$

На оси $x = 0$, $y = 0$ плоскость $y = -x \operatorname{tg} \alpha$ пересекается с жесткой стенкой S (полуплоскость $y = 0$, $x > 0$). В момент прихода ударного фронта в точку d ($t = 0$) над S внезапно возникает термик — слой Q (dd_1d_2 , см. рис. 1) газа с $\rho_Q < \rho_0$, p_Q и $c_Q > c_0$ со свободными границами dd_1 и d_1d_2 . Уравнения этих поверхностей при $t = 0$ имеют вид $y = x \operatorname{ctg} \alpha$, $y = h$, $x > h \operatorname{tg} \alpha$.

Рассматривается движение при $t > 0$. В момент соприкосновения ударного фронта с поверхностью раздела dd_1 последняя становится поверхностью разрыва двух состояний. Распад такого произвольного разрыва приводит к возникновению волны разрежения во внешнем газе и УВ — предвестника [1—3, 5, 6], опережающей фронт основной волны, в слое Q . Параметры этих волн в начальный момент времени для различных значений c_Q/c_0 и ε_1 могут быть определены методом диаграммы $p - q$ [10], пользуясь которым и учитывая, что на линии контактного разрыва

должны выполняться условия

$$(1.2) \quad p_r = p_Q^0, \quad q_r = q_Q^0$$

(p_r, p_Q^0, q_r, q_Q^0 — соответственно давления и скорости частиц тяжелого и легкого газов, примыкающих к линии контактного разрыва), получаем [8]

$$(1.3) \quad q_r = \frac{c_0 \varepsilon_1}{\sqrt{1 + \frac{n+1}{2} \varepsilon_1}} + \frac{2c_0}{n-1} \sqrt{\frac{(1+n\varepsilon_1) \left(1 + \frac{n-1}{2} \varepsilon_1\right)}{1 + \frac{n+1}{2} \varepsilon_1}} \times \\ \times \left[1 - \left(\frac{1+n\varepsilon_r}{1+n\varepsilon_1} \right)^{(n-1)/2n} \right] = \frac{nc_Q \varepsilon_r}{n_Q \sqrt{1 + \frac{n(n_Q+1)}{2n_Q} \varepsilon_r}}$$

Здесь $\varepsilon_r = (p_r - p_0)/np_0$ — относительное давление в потоке, прошедшем через волну разрежения DD_1 ; n_Q — показатель адиабаты легкого газа.

Условия (1.2) остаются справедливыми при малых t и, во всяком случае, при $0 < t < t_1$, где t_1 — момент прихода звукового возмущения от точки d_1 до подстилающей поверхности S . В дальнейшем формируется сложное пространственное движение, предполагаемая ударно-волновая структура которого приведена на рис. 1.

Рассмотрим головную ее часть для скользящего падения ($\alpha = 0$). Распространяясь в слое со скоростью $N_{A''} > N_1$, УВ FA'' (см. рис. 1, б) создает вне слоя перед фронтом AK возмущенную область $A'FF'$ (ударные фронты $A'F$ и $A'F'$ и контактная поверхность FF'). Ударный фронт $A'F$ и течение за ним должны быть сопряжены с течением за фронтом FA'' . Условия сопряжения в точке F , где встречаются оба фронта, в случае коллинеарности векторов скоростей потоков, прошедших в точке F через фронты $A'F$ и FA'' , и равенства давлений за этими фронтами имеют вид

$$(1.4) \quad n\varepsilon_p = n_Q \varepsilon_F, \quad v_p(N_{A''} - u_F) = v_F(N_{A''} - u_p).$$

Здесь u_p, v_p, u_F, v_F — составляющие скоростей частиц; $\varepsilon_p, \varepsilon_F$ — относительные перепады давлений в окрестности точки F за фронтами $A'F$ и FA'' .

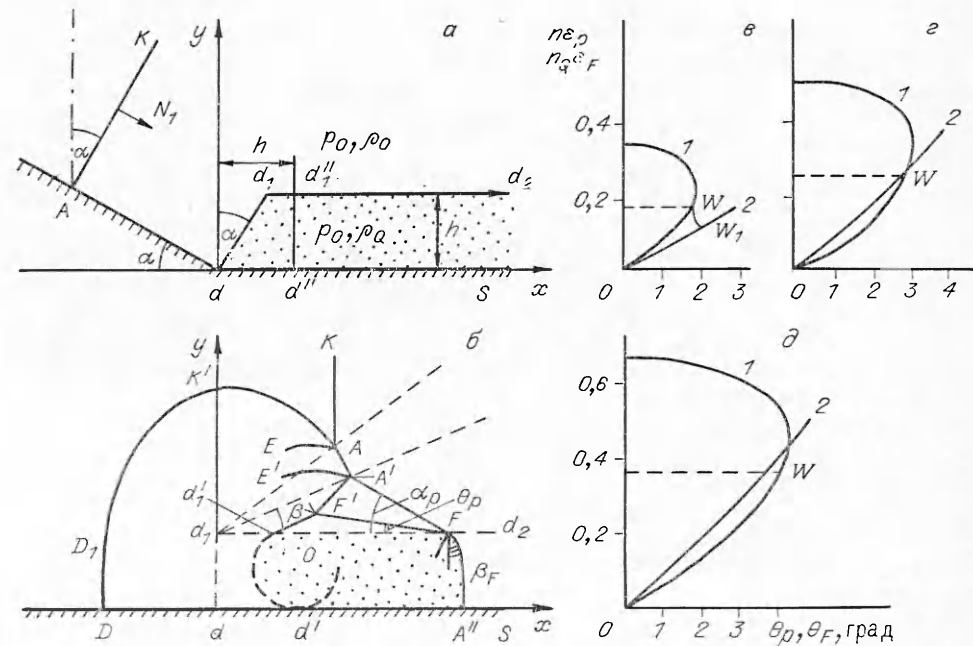


Рис. 1

Условия сопряжения могут существенно отличаться от (1.4), поскольку между рассматриваемыми фронтами возможна центрированная волна разрежения.

Вопрос о том, какой из двух режимов сопряжения реально имеет место, может быть решен с помощью метода ударных поляр в координатах p, θ (θ — угол поворота потока, прошедшего через ударный фронт) [10]. Уравнения ударных поляр в принятых выше обозначениях запишем как

$$\operatorname{tg} \theta_p = \frac{\varepsilon_p}{M_p^2 - \varepsilon_p} \sqrt{\frac{M_p^2 - 1 - \frac{n+1}{2} \varepsilon_p}{1 + \frac{n+1}{2} \varepsilon_p}},$$

$$\operatorname{tg} \theta_F = \frac{\varepsilon_F}{M_F^2 - \varepsilon_F} \sqrt{\frac{M_F^2 - 1 - \frac{n_Q+1}{2} \varepsilon_F}{1 + \frac{n_Q+1}{2} \varepsilon_F}}, \quad M_F = M_p c_0 / c_Q,$$

где M_p и M_F — числа Маха потоков перед ударными фронтами $A'F$ и FA'' в системе координат, связанной с F ; θ_p, θ_F — углы поворота потоков на этих фронтах.

Два возможных вида взаимного расположения поляр УВ, пересекающихся в точке F , представлены на рис. 1, a — z (поляры построены в координатах pe, θ ; кривые 1 — поляры потока в слое Q , 2 — для внешнего потока).

На рис. 1, a поляра для внешнего потока не пересекает ударную поляру потока в слое Q . При этом потоки за соответствующими фронтами могут сопрягаться только через центрированную волну разрежения. Такой волне здесь отвечает кривая WW_1 . Точка M на ударной поляре для потока в слое Q должна соответствовать звуковому режиму течения за фронтом FA'' (в окрестности точки F). Таким же должен быть и режим течения в случае, когда точка пересечения поляр лежит ниже точки W . Граничным для течений с центрированной волной разрежения является режим течения, когда поляра для волны FA' проходит через точку W (рис. 1, z). Если точка пересечения поляр расположена выше W , возможно непосредственное сопряжение потоков согласно (1.4) (рис. 1, d).

Критерий перехода от первого ко второму режиму сопряжения — пересечение поляр в точке W , в которой

$$\theta_p = \theta_F, \quad n\varepsilon_p = n_Q\varepsilon_F, \quad (N_F - q_F)^2 + N_F^2 \operatorname{tg} \beta_F = c_F^2.$$

Здесь N_F — скорость распространения УВ FA'' ; q_F — перепад скоростей частиц на УВ FA'' ; c_F — скорость звука за УВ FA'' ; β_F — угол между УВ FA'' и нормалью к плоскости d_1d_2 (все величины — в окрестности точки F).

Рассмотрим течение в окрестности линии $d'd_1'$ контакта термика с внешней средой. Расчеты, проведенные в [6, 9], показали, что после некоторого переходного процесса в окрестности контактного разрыва возникает вихрь как следствие взаимодействия УВ с торцевой областью слоя Q , где завихренность порождается из-за неколлинеарности изохор и изобар в процессе прохождения УВ вдоль слоя. Циркуляция этого вихря может быть оценена исходя из теоремы Бьеркнеса. Контур интегрирования показан на рис. 1 ($dd_1d_1''d''$), его размеры определяются размерами формирующегося внутри слоя кругового вихря диаметром $\sim h$. Это расстояние УВ проходит за время $t_K \approx h \cos \alpha / N_1$. Для скользящего падения

$$\Gamma = - \int_0^{t_K} \oint \frac{dp}{\rho} dt \approx - \frac{\Delta p_r \Delta \rho}{\rho_0 \rho_Q} t_K$$

$$(\Delta p_r = k p_r - p_0, \quad \Delta \rho = \rho_0 - \rho_Q, \quad k \approx \rho_0 / \rho_r \approx \rho_Q / \rho_Q^0).$$

При дальнейшем движении УВ также порождается завихренность (ее интенсивность имеет тот же порядок Γ на любом отрезке $d_1 d_2$ длиной h), которая концентрируется в виде вихревой пелены вдоль плоскости контакта $d_1 d_2$. При $\alpha \neq 0$ циркуляция вихря с ростом α резко падает из-за уменьшения t_k . Действительно, при $\alpha = 45^\circ$ вся передняя часть слоя длиной h «накрывается» ударным фронтом мгновенно. Падающая УВ AK взаимодействует с волной разрежения $DD_1 K'$, A — тройная точка. Второй тройной точкой является A' . Эта λ -конфигурация возникает в результате взаимодействия предвестника (ударного фронта $A'F$) с ударным фронтом AA' .

Вернемся к предвестнику в слое Q . Центрированная волна разрежения в системе координат, связанной с A'' , представляет собой местную сверхзвуковую зону в дозвуковом потоке за фронтом FA'' ; поэтому независимо от особенностей сопряжения в области $F'FA''d'$ имеет место течение, близкое к постоянному. Точнее, это расширяющийся (угол расширения θ_n) и, значит, тормозящийся поток, в котором в окрестности $A''d'$ давление должно возрастать.

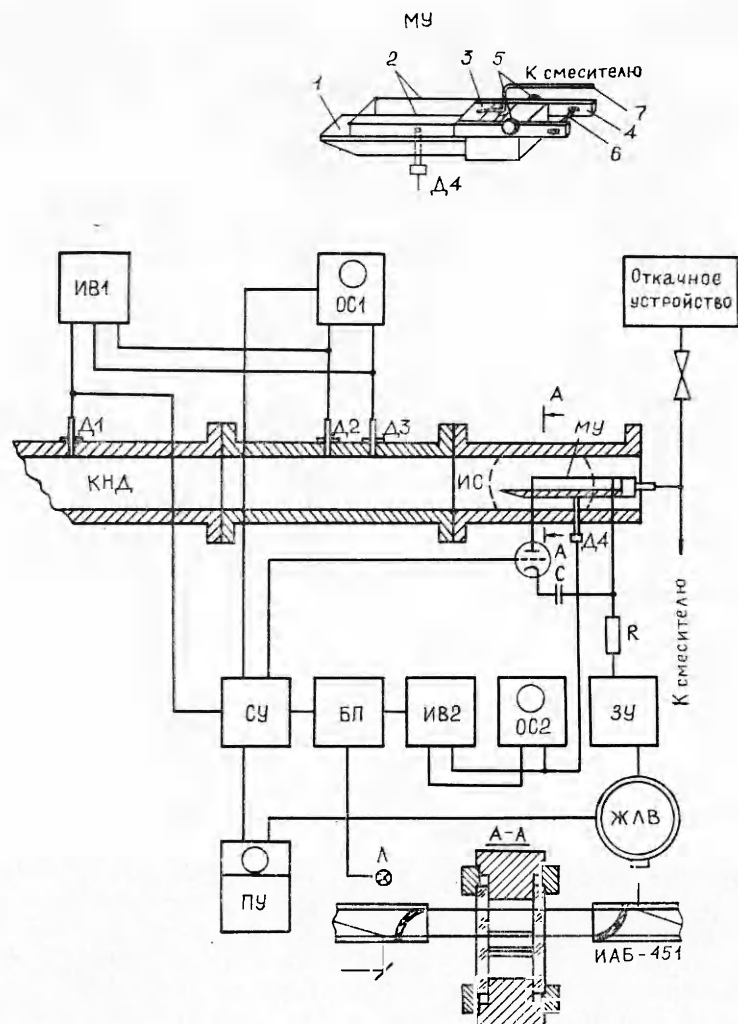
2. Движение определяют параметры ρ_0 , ρ_Q , h , ρ_Q , n , n_Q , p_1 , из которых можно составить четыре независимые безразмерные комбинации: ε_1 , c_Q/c_0 , n/n_Q , n . Параметр h в них не входит, что указывает на независимость пространственно-временной структуры течения (в координатах x/h , y/h , $c_0 t/h$) от h . Параметр n/n_Q при небольших ($\approx 15\%$) отличиях значений n и n_Q слабо влияет на характер исследуемого течения. Основными критериями, определяющими течение, остаются ε_1 , c_Q/c_0 , n .

Для изучения рассматриваемых движений создана установка (рис. 2), позволяющая получать УВ заранее заданной интенсивности, и равномерно распределенный по плоской поверхности, с которой взаимодействуют эти УВ, слой газа заданной плотности. Она оснащена ударной трубой, высоковольтной разрядной установкой, комплексом измерительной аппаратуры. Ударная труба (одноступенчатая, диафрагменная, с прямоугольным каналом 85×125 мм) позволяет получать УВ с относительными интенсивностями $0,07 < \varepsilon_1 < 3$.

Комплекс аппаратуры дает возможность производить фотографическую регистрацию процессов взаимодействия УВ с жесткими поверхностями и измерять перепады давления за фронтами падающих УВ. Система измерения перепадов давления состоит из пьезодатчиков Д1 — Д4, измерителей временных интервалов ИВ и осциллографов ОС1, ОС2. Методика фотографической регистрации картины течения за фронтами УВ основана на шпирен-методе и скоростной фотографии (прибор ИАБ-451 в блоке с установкой ЖЛВ или фотокамерой). В качестве источника света используются лампы-вспышки. Измерительная секция длиной 0,34 м оснащена иллюминаторами, отверстиями для установки датчиков давления и механизмом для крепления модели МУ. Основная часть модели МУ — плоская пластина размерами 85×200 мм с клинообразно заостренной передней кромкой. В опытах со «скользящим» движением ударного фронта ($\alpha = 0$) этим острием модель встречает УВ. При $\alpha \neq 0$ острие упиралось в нижнюю стенку трубы.

Поверхность пластины покрыта слоем более легкого, чем воздух, газа. В качестве последнего использовались азотно-гелиевая и азотно-водородная смеси. Варьирование составов этих смесей дает возможность получать газы, по плотности и скорости звука эквивалентные нагретому воздуху в диапазоне температур $350—2700^\circ\text{C}$ [8].

Для создания слоя заданных геометрических размеров модель оснащена рядом дополнительных устройств (см. рис. 2): 1 — жесткая клиновидная пластина, верхняя ее плоскость — отражающая поверхность; 2 — проволочный каркас; 3 — уступ, жестко связанный с пластиной и являющийся ее продолжением; 4 — ножевидные пластинки, шарнирно закрепленные на уступе. Рамки проволочного каркаса приварены к пластинам. Перекладки каркаса, перпендикулярные рамке, изготовлены из гибкой проволоки и не мешают их раздвижению. Последнее обеспечивается винтами

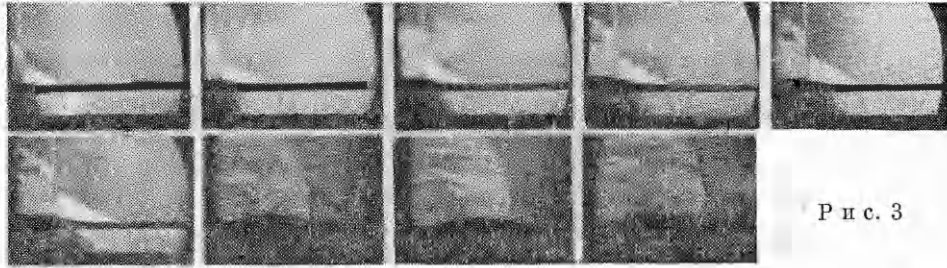


Р и с. 2

5 и разжимной пружиной 6. Раздвижение необходимо для того, чтобы плотно прижать проволочные рамки к поверхностям иллюминаторов в измерительном отсеке. Сквозь уступ проходит канал, связанный гибким шлангом 7 со смесителем — устройством для приготовления газовой смеси заданного состава. На пластине установлен датчик давления Д4. Поверхность чувствительного элемента датчика расположена заподлицо с отражающей поверхностью пластины.

Слой Q создавался путем выдувания под мыльную пленку заранее приготовленной азотно-гелиевой или азотно-водородной смеси. Через шланг смесь подавалась из смесителя в мыльный пузырь, опирающийся на отражающую пластину. Для получения такого пузыря верхняя поверхность пластины и проволока каркаса смачивались мыльным раствором специального состава [11]. Пленкой из раствора затягивалось выходное отверстие в уступе, соединенное со шлангом. После этой предварительной процедуры выдувалась полость, заполненная смесью заданной плотности. Подача смеси прекращалась в момент, когда пленка выдуваемого пузыря обтягивала весь каркас. С помощью откачного устройства давление внутри полости уравнивалось с наружным, что и обеспечивало плоскую форму поверхности пленки на каждой грани параллелепипеда, ограничивающего полость с легким газом.

З а м е ч а н и е. Жидкая пленка, разрушающаяся в процессе движения фронта или до его прихода (в первых сериях опытов пленка за



Р и с. 3

~ 1 мс до начала взаимодействия разрушалась путем местного резкого нагрева ее от соприкасающихся с ней проволочек, нагреваемых импульсом тока), позволяет, в отличие от [4], где применялась органическая пленка, исследовать движение практически без привнесенных извне искажающих факторов.

После прорыва диафрагмы УВ, распространяясь вдоль канала трубы, вызывает последовательно на датчиках Д1 — Д4 сигналы. Помимо фотографического фиксирования визуализированной с помощью прибора ИАБ-451 картины течения (получения теплерограмм), с помощью датчика измерялось давление на поверхности отражающей пластины. Эта дополнительная информация позволяет не только определить амплитуду давления за фронтом волны-предвестника в слое Q , но и с большей степенью точности найти скорость движения предвестника. Действительно, время движения от момента срабатывания вспышки до прихода ударного фронта к пьезодатчику может быть достаточно точно определено осциллографом ОС2, запускаемым одновременно с искровым источником, или, точнее, измерителем ИВ2. Независимые измерения амплитуды скачка давления и скорости УВ в слое Q позволяют установить начальную скорость звука c_Q в слое Q и, таким образом, сравнить реальное значение c_Q с c_Q в поданном в слой газе. Плотность и скорость звука в смеси определялись как расчетным путем, так и прямыми измерениями. В первом случае они рассчитывались исходя из состава смеси.

3. Рассмотрим случай скользящего падения. На рис. 3 показана кинограмма процесса распространения УВ вдоль поверхности, покрытой слоем азотно-гелиевой смеси. Здесь высота слоя 15 мм, длина 180 мм, $c_Q/c_0 = 1,99$, $\varepsilon_1 = 0,710$, скорость съемки 288600 кадр/с.

На основании таких кинограмм находились скорость движения предвестника в слое Q (скорость точки A''), скорости и направления перемещения тройных точек A и A' . Для определения скорости предвестника строился график его движения в координатах $(x_{A''} - x_p, x_A - x_p)$, где $x_{A''}$, x_A — координаты предвестника в слое Q и падающей УВ, $x_p = \text{const}$ — координата фиксированной реперной точки. Аналогичными способами получали скорости и траектории тройных точек. Таким методом с достаточно большой степенью точности (при машинной обработке 2—3 %) определяли зависимость скорости данной точки от времени.

Кинограммы показывают, что после некоторого начального участка длиной $\sim (1 - 1,5)h$, на котором формируется ударно-волновая картина течения, траектории тройных точек становятся прямолинейными, т. е. движение приобретает квазиавтомодельный характер. Этот факт, впервые отмеченный в [4], а затем в [7—9], позволил упростить методику и увеличить точность измерений, перейдя от покадровой съемки процесса к съемке фотоаппаратом на пленку форматом 35 мм.

Теплерограммы совместно с осциллограммами давления помимо кинетических параметров движения, получаемых при обработке кинограмм, позволяют определить скорость предвестника в слое $N_{A''}$, а также, независимо от измерений состава, начальную скорость звука c_Q в слое Q , профиль давления p_Q (или ε_Q) за фронтом на поверхности S и скорость частиц за фронтом предвестника $q_{A''}$. Время движения фронта может быть найдено как по осциллограмме, так и с помощью измерителя ИВ2 (см.

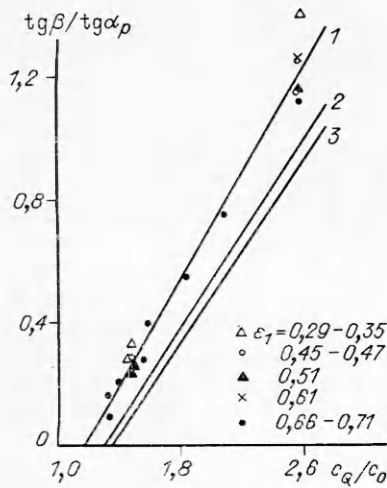


Рис. 4

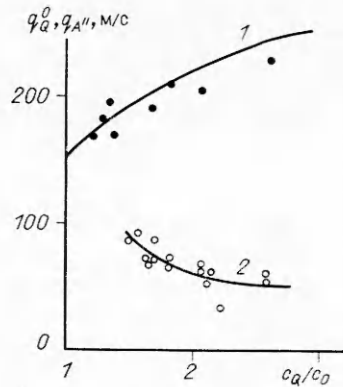


Рис. 5

рис. 2); расстояние, необходимое для определения скорости $N_{A''}$, — по теплогограмме. Значения c_Q , $q_{A''}$ получаются из соотношений [10]

$$(3.1) \quad c_Q = N_{A''} / \sqrt{1 + \frac{n_Q + 1}{2} \varepsilon_{A''}}, \quad q_{A''} = c_Q \varepsilon_{A''} / \sqrt{1 + \frac{n_Q + 1}{2} \varepsilon_{A''}},$$

где скачок давления на фронте предвестника $\varepsilon_{A''} = (p_{A''} - p_0) / n_Q p_0$ измеряется датчиком Д4. Некоторые результаты исследований приведены на рис. 4, 5. На рис. 4 показаны результаты траекторных измерений: зависимость угла наклона предвестника в воздухе α_p и угла наклона траектории тройной точки $A' \beta$ (см. рис. 1) от состава смеси; нанесены графики, рассчитанные по формуле

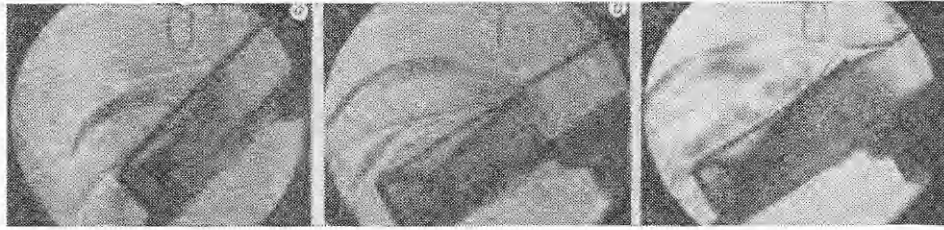
$$(3.2) \quad \text{tg} \beta / \text{tg} \alpha_p = c_Q / N_1 - 1$$

(1—3 — $\varepsilon_1 = 0,32; 0,61; 0,69$). Формула (3.2) выведена для случая, когда предвестник — слабая УВ ($N_{A''} \sim c_Q$), при условии автомодельности движения и следует из очевидного соотношения $(N_{A''} - N_1) \text{tg} \alpha_p = N_1 \text{tg} \beta$.

На рис. 5 представлены результаты измерений по кинограммам (теплогограммам) скорости движения центра O вихревого образования при $\varepsilon_1 = 0,66-0,72$ для различных c_Q/c_0 (темные точки); линия 1 — зависимость $q_Q^0 = q_Q^0(c_Q/c_0)$ при $\varepsilon_1 = 0,71$, рассчитанная по (1.3).

Исследования, проведенные в диапазонах относительных интенсивностей УВ $0,3 < \varepsilon_1 < 1,19$ и отношений скоростей звука $1,22 < c_Q/c_0 < 2,74$, показали, что мгновенная картина расположения фронтов УВ качественно совпадает с полученной численно в [4, 6, 9].

При всех ε_1 и c_Q/c_0 в указанных пределах в результате взаимодействия УВ со слоем низкоплотного газа в последнем возникает УВ-предвестник (FA'' на рис. 1), опережающая основную УВ. При этом вне слоя возбуждается УВ-предвестник $A'F$. По измерениям, относительный перепад давления $\varepsilon_{A''}$ на фронте УВ в слое Q вблизи поверхности S значительно ниже, чем в падающей волне. Относительный перепад давления ε_Q в слое по мере удаления от фронта FA'' , как видно из осциллограмм, непрерывно растет. В соответствии с профилем давления должна увеличиваться и скорость частиц за фронтом. Это подтверждается прямыми измерениями скорости движения вихревого образования (см. рис. 5), скорость центра которого (см. рис. 3) близка к скорости контактного разрыва $F'd_1'd'$ и, следовательно, к скорости $q_Q^0 = q_r$ примыкающих к нему частиц. На рис. 5 нанесены также значения скоростей частиц $q_{A''}$ на фронте предвестника в точке A'' при $\varepsilon_1 \sim 0,7$ (светлые точки, кривая 2), рассчитанные по (3.1). Из рис. 5 видно, что по мере продвижения от фронта



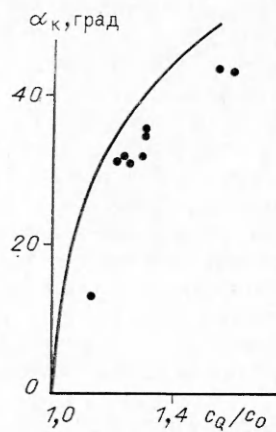
Р и с. 6

FA'' к контактному разрыву $F'd_1'd'$ (см. рис. 1) скорость частиц в слое меняется от $q_{A''}$ до q_Q^0 . Общий характер движения автомодельный (или близкий к автомодельному). Экспериментальным основанием для этого утверждения служит, помимо прямолинейности траекторий точек A и A' [4, 6, 8, 9], линейность зависимости $x_{A''} = x_{A'}(x_A)$, что свидетельствует об отсутствии затухания УВ FA'' и предвестника $A'F$.

Автомодельный режим устанавливается на расстоянии $(1-1,5)h$ от вертикальной границы слоя Q (dd_1 на рис. 1). К этому моменту имеют место все характерные особенности волновой картины движения, появляются предвестник в слое Q , предвестник во внешней среде, тройные точки A и A' , вихревое образование, замыкающее слой. Такова общая структура рассматриваемых течений. Отметим некоторые особенности движения при скользящем падении, выявленные в процессе исследований. Взаимодействие УВ со слоем начинается с распада произвольного разрыва. В процессе распада возникают волна разрежения за фронтом падающей волны и УВ в слое. Их амплитуды давления и скорость контактного разрыва (скорость частиц q_r) однозначно связаны с ϵ_1 , c_Q/c_0 , n/n_Q и n , причем, как показали опыты, скорость контактного разрыва остается неизменной и равной q_r — скорости, которая возникает в момент распада произвольного разрыва. Таким образом, на легкий газ в процессе всего движения как бы воздействует двигающийся с постоянной скоростью жидкий поршень. При увеличении ϵ_1 и c_Q/c_0 скорость этого «поршня» q_r может достигнуть N_1 . При этом легкий газ не проникает за фронт падающей УВ. Условие реализации такого режима $N_1 = q_r$ для слоя гелия (эквивалентного воздуху при температуре 2229 °С) выполняется при $\epsilon_1 \approx 5$, для слоя водорода (эквивалентного воздуху при температуре 3909 °С) — при $\epsilon_1 \approx 2,85$ [8].

4. Исследования процессов взаимодействия УВ с наклонной к поверхности фронта отражающей поверхностью, покрытой слоем легкого газа ($\alpha \neq 0$), проводились при $1,23 \leq c_Q/c_0 \leq 2,5$; $13^\circ < \alpha < 43^\circ$; $0,3 < \epsilon_1 < 1$.

На рис. 6 приведены теплерограммы, на которых зафиксированы три



Р и с. 7

мгновенные (экспозиция $\sim 0,5$ мкс) существенно разные картины, реализующиеся в потоках за падающими ударными фронтами при различных углах падения α (см. рис. 1) на отражающую поверхность. На рис. 6, а предвестник отсутствует, поскольку скорость распространения фронта вдоль поверхности $N_1/\cos\alpha > N_F$, а при $N_1/\cos\alpha < N_F$ он появляется. Последнему режиму отвечает теплерограмма рис. 6, б. Максимальные углы падения УВ $\alpha_k = \alpha_k(c_Q/c_0, \epsilon_1)$, при которых появляется предвестник, назовем критическими углами падения для слоя легкого газа. Эти углы отвечают условию $N_1/\cos\alpha \approx N_F$. Теплерограмма, соответствующая критическому углу падения, приведена на рис. 6, в. На рис. 7 даны измеренные значения критических углов для $\epsilon_1 \approx 0,7$. Сплошной линией нанесена зависимость $\alpha_k =$

$= \alpha_K(c_Q/c_0)$, рассчитанная по приближенной формуле $\alpha_K = \arccos(c_Q/c_0)$ (формула выведена в предположении $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_F$).

При $\alpha > \alpha_K$, когда предвестник отсутствует, возмущения от подстилающей поверхности не достигают точки пересечения падающей УВ с границей раздела и волновая картина в окрестности этой точки отвечает регулярному преломлению УВ на границе раздела двух газов при отсутствии подстилающей поверхности [12—16].

ЛИТЕРАТУРА

1. Губкин К. Е. Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет.— М.: Наука, 1970.— Т. 2.
2. Попов Е. Г., Цикулин М. А. Излучательные свойства сильных ударных волн в газах.— М.: Наука, 1977.
3. Gion E. J. Plane shock, interacting with a thermal layer // Phys. Fluids.— 1977.— V. 20, N 4.
4. Бахрах С. М., Клопов Б. А. и др. Захлопывание щели в стенке при нормальном падении на стенку ударной волны // ЧММСС.— 1978.— Т. 9, № 5.
5. Гвоздева Л. Г., Харитонов А. И. Интерферометрическое исследование движения ударной волны вдоль нагретой поверхности в ударной трубе // Оптические методы исследования газовых потоков и плазмы.— Минск: ИТМО АН БССР, 1982.
6. Гордейчик Б. Н., Немчинов И. В. Образование предвестника при взаимодействии ударной волны с теплым слоем // Прикладные методы механики.— М., 1983.— Деп. в ВИНТИ 20.04.84, № 2529—84.
7. Артемьев В. И., Маркович И. Э. и др. Двумерное автомодельное движение сильной ударной волны над нагретой поверхностью // ДАН СССР.— 1987.— Т. 293, № 5.
8. Заславский Б. И., Морозкин С. Ю., Шлегель В. Р., Щербин М. Д. О движении плоской ударной волны вдоль жесткой поверхности, покрытой слоем легкого газа.— М., 1987.— Деп. в ВИНТИ 04.06.87, № 3965—В87.
9. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. и др. Автомодельное развитие предвестника перед ударной волной, взаимодействующей с теплым слоем // ДАН СССР.— 1987.— Т. 296, № 3.
10. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны.— М.: ИЛ, 1950.
11. Бойс Ч. Мыльные пузыри.— М.: Гостехиздат, 1934.
12. Henderson L. F. The refraction of a plane shock wave at a gas interface // J. Fluid Mech.— 1966.— V. 26, pt 3.
13. Henderson L. F., Macpherson A. K. On the irregular refraction of a plane shock wave at a Mach number interface // J. Fluid Mech.— 1968.— V. 32, pt 1.
14. Henderson L. F. On shock impedance // J. Fluid Mech.— 1970.— V. 40, pt 4.
15. Abd-el-Fattah A. M., Henderson L. F., Lozzi A. Precursor shock waves at a slow-fast gas interface // J. Fluid Mech.— 1976.— V. 76, pt 1.
16. Abd-el-Fattah A. M., Henderson L. F. Shock waves at a slow-fast gas interface // J. Fluid Mech.— 1978.— V. 89, pt 1.

г. Менделеево

Поступила 4/III 1988 г.

УДК 539.377+532.63+681.7.068.2

А. Л. Ярин

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ПОЛУЧЕНИЯ ТРЕХСЛОЙНЫХ СВЕТОВОДОВ И РАСЧЕТ ПОЛЯ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ И ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ

Один из технологических процессов получения заготовок для производства световодов, предназначенных для передачи поляризованных сигналов, основан на использовании сил поверхностного натяжения стекла в жидком состоянии [1]. Начальное сечение заготовки представлено на рис. 1, где область 0 отвечает сердечнику, по которому распространяется сигнал, а 1 и 2 — напрягающая и внешняя оболочки, предназначенные для создания напряженного состояния в сердечнике. Часть внешней оболочки удаляется, например, как показано штриховыми линиями, после чего заготовка помещается в печь и нагревается. При этом напрягающая и внешняя оболочки становятся жидкими и силы поверхностного натяжения на границе Γ_2 начинают скруглять ее. Возникающее течение жидкого стекла деформирует границу Γ_1 , на которой действует малое межфазное натяжение; в результате она теряет свою круговую форму.