

ДИФРАКЦИЯ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ
НА СЛАБОВЫРАЖЕННОМ КЛИНЕ

И. В. Симонов

(Москва)

Исследуется дифракция сильной ударной волны на клине в предположении о слабом различии в свойствах материала среды и клина. Угол клина и положение клина по отношению к фронту волны произвольны.

В условиях высоких давлений и температур, возникающих за фронтом сильной ударной волны ($P \sim 10^6$ атм), естественно, в ряде случаев в теоретических расчетах пренебрегать прочностью вещества и использовать для описания состояния вещества сравнительно простые модели сред, например модель идеальной жидкости. Сравнение результатов такого теоретического исследования с результатами эксперимента дает границы применимости данной модели и косвенно указывает на степень влияния неучитываемых факторов.

Рассматриваемая задача сводится к задаче Гильберта. Как оказалось, условие существования решения задачи Гильберта в классе функций, имеющих нуль не ниже второго порядка на бесконечности, тождественно условию устойчивости ударной волны в однородной среде [1,2].

1. Плоская сильная стационарная ударная волна, движущаяся по однородному ненагруженному веществу со скоростью D_0 , в момент времени $t = 0$ встречает клин, впаянный в среду. Грани клина составляют углы α_1, α_2 с поверхностью фронта волны; P_0, V_0, U_0 — давление, удельный объем и массовая скорость за фронтом падающей волны; $0, V, 0$ и $0, V', 0$ — соответственно перед фронтом в среде и в клине; $V_*^0 = V_*^0(P)$ и $V_* = V_*(P)$ — уравнения ударных адиабат нормального типа материалов среды и клина в форме зависимостей удельных объемов от давления.

Начальные плотности и поведение материалов среды и клина при ударном нагружении различаются слабо. Введем параметр

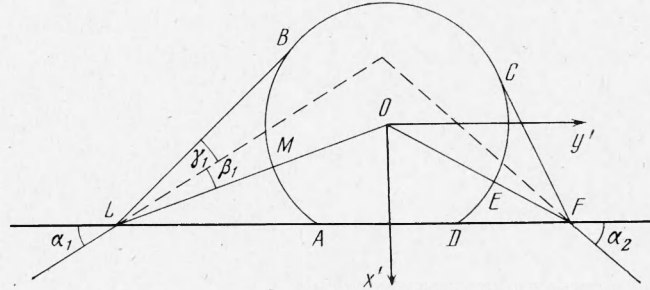
$$\varepsilon = \max \frac{|V_*^0(P) - V_*(P)|}{V_*^0(P)}, \quad 0 \leq P \leq P' \quad (P' > P_0)$$

Тогда при $\varepsilon = 0$ ударная волна не замечает клин; при $\varepsilon \ll 1$ поставим задачу определения возникающих в результате дифракции малых возмущений всех величин в линейном приближении. При этом все же считаем, что порядок малости возмущений давления меньше порядка величины константы прочности материалов за фронтом, чтобы эффектами, связанными с прочностью, можно было пренебречь. Отметим, что с ростом интенсивности ударной волны возрастает роль тепловых составляющих давления и внутренней энергии вещества за фронтом (в пределе твердое вещество ведет себя как газ) [3]. Соответственно, роль прочностных свойств уменьшается. Поэтому указанное приближение имеет реальный смысл.

Естественно предположить, что скорости звука в среде и в клине за фронтом ударной волны отличаются на малую величину. Этим различием далее пренебрегаем (тем самым в соответствующих уравнениях и условиях отбрасываем члены более высокого порядка малости) и полагаем скорость звука всюду за фронтом равной c .

Предполагается, что выполнено неравенство $D_0 - U_0 < c$. Тогда при $\alpha_{1,2} < \alpha_*$, где α_* — предельный угол, величина которого будет опреде-

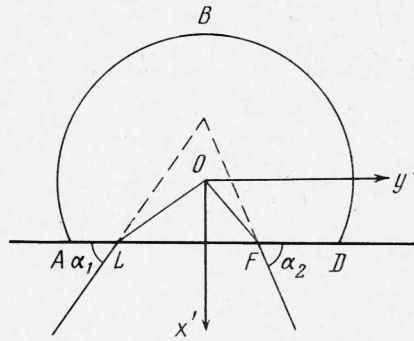
лена ниже из условия регулярности рефракции ударной волны на грани клина, возникает картина дифракции, показанная на фиг. 1. В окрестностях точек пересечения ударного фронта с гранями клина образуется тройная конфигурация волн с падающей и преломленной ударными и отраженной звуковыми волнами и зонами течения с постоянными параметрами.



Фиг. 1

От смещенного потоком центра клина распространяется нестационарное возмущение, ограниченное дугой окружности Маха $ABCD$ с присоединенными фронтами отраженных звуковых волн и участком ударной волны AD .

При $\alpha_{1,2} > \alpha_*$ в окрестностях точек пересечения ударного фронта с гранями клина возникает нерегулярная рефракция (фиг. 2). Имеется только одна область нестационарного течения, захватывающая участки ударной волны вне клина. При $\alpha_1 > \alpha_*$, $\alpha_2 < \alpha_*$ и наоборот картина дифракции, очевидно, комбинируется из рассмотренных случаев.



Фиг. 2

Введем систему координат $x'y'$, связанную с движущимся центром клина, и обозначения величин в возмущенной области: P — давление, $U - U_0$ — массовая скорость, V и V_1' — удельные объемы в среде и в клине.

Запишем теперь уравнение ударной адиабаты в виде

$$V_*(P) = V_*^{\circ}(P) [1 + \varepsilon v_*(P)] \quad (1.1)$$

а неизвестные величины будем искать приближенно в виде

$$P \approx P_0 + \varepsilon p', \quad U - U_0 \approx (\varepsilon u', \varepsilon w')$$

Возмущенные величины p' , u' , w' удовлетворяют обычным линеаризованным уравнениям плоского течения идеальной сжимаемой жидкости.

Рассматриваемая задача такова, что функции задачи p' , u' , w' являются однородными функциями координат и времени нулевого измерения. Введем безразмерные и автомодельные переменные

$$p = V_0 p' / c^2, \quad u = u' / c, \quad w = w' / c, \quad x = x' / ct, \quad y = y' / ct$$

Уравнения для p , u , w имеют вид

$$Dp = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y}, \quad Du = \frac{\partial p}{\partial x}, \quad Dw = \frac{\partial p}{\partial y} \quad \left(D = x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} \right) \quad (1.2)$$

Для вывода условий на возмущенном участке фронта ударной волны, используя (1.1), представим V' и V_1, V_1' на фронте и уравнение фронта в виде

$$\begin{aligned} V' &= V_*(0) = V_*^{\circ} (1 + \varepsilon v') \\ V_1 &\approx V_0 (1 - \varepsilon j_0 p'), \quad V_1' \approx V_0 [1 + \varepsilon (v_0 - j_0 p')] \quad \text{при } x = k \\ x &\approx k + \varepsilon f(y) \\ \left(v' &= v_*(0), \quad j_0 = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{dV_*^{\circ}}{dP} \right)_{P=P_0}, \quad v_0 = v_*(P_0) \right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

Тогда эти условия примут вид в среде

$$p = A (f - yf'), \quad u = Bp, \quad w = -Mf' \quad \text{при } x = k$$

в клине

$$\begin{aligned} p &= A (f - yf') + A_1, \quad u = Bp + B_1, \quad w = -Mf' \quad \text{при } x = k \\ A &= \frac{2\kappa M}{1-j}, \quad A_1 = kM \frac{(2\kappa-1)v' - \kappa v_0}{(1-j)(1-\kappa)}, \quad B = \frac{1+j}{2k} \\ B_1 &= M \frac{v' - \kappa v_0}{2(1-\kappa)} \quad \left(\kappa = \frac{V_0}{V}, \quad M = \frac{U_0}{c}, \quad k = \frac{D_0 - U_0}{c}, \quad j = \frac{k^2 c^2 j_0}{V_0} \right) \end{aligned}$$

Задачу сведем к отысканию одной функции p . Решение для $p(x, y)$ строится по разному в областях $r < 1$ и $r > 1$ ($r^2 = x^2 + y^2$), так как тип уравнения, которому удовлетворяет $p(x, y)$, — эллиптический в первой области и гиперболический во второй. Удовлетворяя условиям динамической и кинематической совместности, эти решения склеиваем на границе $r = 1$ так, чтобы они были непрерывны [4].

Из условия непрерывности давления и нормальной составляющей скорости на линии контактного разрыва LOF получим, что функция $p(x, y)$ и ее первые производные непрерывны на LOF . Это является следствием линеаризации задачи.

2. В случае $\alpha_{1,2} < \alpha_*$ рассмотрим течение в областях LBM и LMA (фиг. 1). Для определения углов γ_1 и β_1 , которые определяют положение звукового фронта LB и смещенной потоком грани клина, запишем соотношения

$$\frac{D_0}{\sin \alpha_1} = \frac{c - U_0 \cos(\alpha_1 + \gamma_1)}{\sin \gamma_1} = \frac{U_0 \cos(\alpha_1 - \beta_1)}{\sin \beta_1} \quad (2.1)$$

которые вытекают из условия, что в системе координат с фиксированным фронтом LB и точкой пересечения фронтов L линии фронтов фиксированы. Получим

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= 2 \arctg \frac{k_0 - M \sin^2 \alpha_1 - \sqrt{(k_0 - M \sin^2 \alpha_1)^2 + 1/4 M^2 \sin^2 2\alpha_1 - \sin^2 \alpha_1}}{1/2 M \sin 2\alpha_1 + \sin \alpha_1} \quad (2.2) \\ \beta_1 &= \arctg [(1 - \kappa) \operatorname{tg} \alpha_1 / (1 + \kappa \operatorname{tg} \alpha_1)] \quad (k_0 = D_0 / c_0) \end{aligned}$$

Здесь из двух решений первого уравнения (2.1) выбрано одно, удовлетворяющее физическому смыслу задачи.

Будем искать постоянное решение в областях LBM и LMA . Пусть u_n^1 — разрыв возмущения скорости при переходе через LB ; u_1, w_1 — возмущенные составляющие скорости в области LBM ; p_1 — возмущение давления.

Присовокупляя к условиям на фронте (1.4) условие на звуковом скачке

$$p_1 = u_n^1 \quad (2.3)$$

и условие непрерывности нормальной составляющей возмущения скорости на контактном разрыве LO

$$-u_n^1 m = u_1 + w_1 \operatorname{tg}(\alpha_1 - \beta_1) \quad (m = \cos(\gamma_1 + \beta_1) / \cos(\alpha_1 - \beta_1))$$

и учитывая, что

$$f(y_L) = 0$$

получим замкнутую систему линейных уравнений для определения постоянных параметров u_n^1 , p_1 , w_1 , u_1 , f' . Вычислим

$$p_1 = \frac{kM}{1-\kappa} \frac{\kappa v_0 - v' + \kappa(\kappa v_0 + (1-2\kappa)v') \operatorname{tg}^2 \alpha_1}{2km + 1 + j - \kappa(1-j) \operatorname{tg}^2 \alpha_1} \quad (2.4)$$

Остальные величины просто определяются через величину p_1 из (1.4). (2.3).

Параметры зон постоянного течения ECF , DEF вычисляются по аналогичным формулам. Будем обозначать эти величины теми же буквами с индексом 2.

Отметим, что на смещенной границе контакта LOF имеется тангенциальный разрыв возмущения вектора скорости.

Величину предельного угла α_* определим из условия, что в системе координат $x'y'$ скорость точки пересечения фронтов равна скорости звука c

$$\alpha_* = \arcsin(k_0 / \sqrt{k_1^2 + k_0^2}) \quad (k_1 = \sqrt{1-k^2})$$

Следует отметить, что знаменатель в выражении для p_1 может, вообще говоря, при некотором α_1 обратиться в нуль. Минимальное значение он принимает при $\alpha_1 = \alpha_*$, а при достаточно малых α_1 он положителен. Для существования решения при всех $0 \leq \alpha \leq \alpha_*$ необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\kappa k_1^2 (1+j) - k^2 (1-j) > 0 \quad (2.5)$$

Здесь одновременно решена задача о регулярной рефракции плоской сильной ударной волны на границе раздела двух слабо отличающихся полупространств. При $\alpha_1 \rightarrow 0$ из полученного следует решение задачи о нормальном падении волны.

3. Из условия непрерывности давления при переходе через дугу окружности Маха и соотношений (1.4) с использованием уравнений (1.3) следует граничное условие для нормальной и касательной производных давления

$$a \partial p / \partial n + b \partial p / \partial s = d$$

Здесь n — внешняя нормаль, s — касательная в направлении положительного обхода контура $ABCD$ (фиг. 1) (ABD на фиг. 2)

$$a = 1, \quad b = B_2 y^{-1} - (B+k)k_1^{-2} y \quad \text{на } AD$$

$$a = 0, \quad b = 1 \quad \text{на } ABCD \text{ (} ABD \text{)}$$

$$d = p_1 \delta(\theta - \theta_1) - p_2 \delta(\theta - \theta_2) \quad \text{при } \alpha_{1,2} < \alpha_*$$

$$d = (B_1 k_1^{-2} y + A_1 B_2 y^{-1}) (\delta(y - y_1) - \delta(y - y_2)) \quad \text{при } \alpha_{1,2} > \alpha_*$$

$$B_2 = kM / k_1^2 A, \quad \delta(\theta) \text{ — дельта-функция Дирака}$$

$$\theta_1 = \theta_B = \pi + \alpha_1 + \gamma_1, \quad \theta_2 = \theta_C = \pi - \alpha_2 - \gamma_2, \quad y_1 = y_L = \\ = -\kappa x^{-1} \operatorname{ctg} \alpha_1, \quad y_2 = y_F = \kappa x^{-1} \operatorname{ctg} \alpha_2, \quad \theta = \arcsin(y/x)$$

Из соотношений (1.4) можно получить при $x = k$

$$\frac{1}{y} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{A}{M} \frac{\partial w}{\partial y} \quad (\alpha_{1,2} < \alpha_*)$$

$$\frac{1}{y} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{A}{M} \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{A_i}{y} (\delta(y - y_1) - \delta(y - y_2)) \quad (\alpha_{1,2} > \alpha_*)$$

Интегрируя последнее вдоль возмущенного участка ударной волны AD , получим условие плавного сопряжения фронта (3.1)

$$\int_{AD} \frac{1}{y} \frac{\partial p}{\partial y} dy = A(w_2 - w_1) \quad \text{при } \alpha_{1,2} < \alpha_*$$

$$\int_{AD} \frac{1}{y} \frac{\partial p}{\partial y} dy = A_1 \left(\frac{1}{y_1} - \frac{1}{y_2} \right) \quad \text{при } \alpha_{1,2} > \alpha_*$$

Согласно методу функционально-инвариантных решений Смирнова — Соболева [4], переведем задачу в плоскость комплексного переменного

$$z = x_1 + iy_1 = (r^{-1} - \sqrt{r^{-2} - 1}) \exp(i\theta)$$

и положим

$$p = \text{Im} P(z)$$

Области нестационарного течения в комплексной плоскости z соответствует область, показанная на фиг. 3. Уравнения дуг окружностей имеют вид

$$|z| = 1, \quad 2|z| \cos \theta = k(1 + |z|^2)$$

Отобразим конформно внутренность лунки на верхнюю полуплоскость при помощи преобразования

$$\zeta = \xi + i\eta = \frac{i}{k_1} \frac{2z - k(1 + z^2)}{z^2 - 1}$$

При этом дуга, соответствующая участку ударной волны AD , перейдет в отрезок $-1 < \xi < 1$; точки B, C лежат вне этого отрезка, а точки L, F — внутри.

Введем функцию

$$F^+(\zeta) = \frac{\partial p}{\partial \eta} + i \frac{\partial p}{\partial \xi} = \frac{dP}{d\zeta}$$

аналитическую в верхней полуплоскости ζ . На действительной оси $F^+(\zeta)$ удовлетворяет условию

$$a \frac{\partial p}{\partial \eta} + b \frac{\partial p}{\partial \xi} = d \quad (3.2)$$

Здесь

$$a = \xi \sqrt{1 - \xi^2}, \quad b = B\xi^2 - B_2 \quad (|\xi| < 1)$$

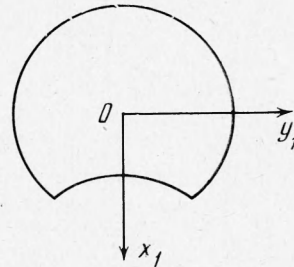
$$a = 0, \quad b = B - B_2 \quad (|\xi| > 1)$$

$$d = (B - B_2)(p_1 \delta(\xi - \xi_1) - p_2 \delta(\xi - \xi_2)) \quad (\alpha_{1,2} < \alpha_*)$$

$$d = (B_1 \xi^2 + A_1 B_2)(\delta(\xi - \xi_3) - \delta(\xi - \xi_4)) \quad (\alpha_{1,2} > \alpha_*)$$

$$\xi_1 = \xi_B = k_1^{-1} (\text{cosec } \theta_1 - k \text{ctg } \theta_1), \quad \xi_2 = \xi_C = k_1^{-1} (\text{cosec } \theta_2 - k \text{ctg } \theta_2)$$

$$\xi_3 = \xi_L = -\kappa^{-1} \text{ctg } \alpha_1, \quad \xi_4 = \xi_F = \kappa^{-1} \text{ctg } \alpha_2$$



Фиг. 3

Тем самым сформулирована неоднородная задача Гильберта с непрерывными коэффициентами. Будем искать решение этой задачи в классе функций, имеющих нуль не ниже второго порядка на бесконечности (это вытекает из требования ограниченности функции $p(z)$ при $z \rightarrow \infty$).

Индекс задачи равен единице, если

$$0 < k^2 (1 - j) < \kappa k_1^2 (1 + j) \quad (3.3)$$

и нулю, если

$$k^2 (1 - j) > \kappa k_1^2 (1 + j) \text{ или } j > 1 \quad (3.4)$$

В случае (3.4) решения в указанном классе функций не существует. Чтобы убедиться в этом достаточно записать решение для этого случая по стандартной формуле (14.22'), [5], стр. 265. Отметим, что условие $k^2 (1 - j) > \kappa k_1^2 (1 + j)$ совпадает с требованием (2.5).

Условие существования решения (3.3) эквивалентно условию устойчивости плоской стационарной ударной волны в однородной среде [1, 2]. Это интересный факт, подтверждающий необходимость ограничения (3.3) на свойства среды для того, чтобы в ней могла существовать устойчивая ударная волна.

Далее считаем (3.3) выполненным. Регуляризирующий множитель $q(\xi)$ функции $b(\xi) + ia(\xi)$ найдем, продолжая функцию $B\xi^2 - B_2 + i\xi\sqrt{1 - \xi^2}$ на всю действительную ось

$$q(\xi) = \begin{cases} (B\xi^2 - B_2 + \xi\sqrt{\xi^2 - 1}) / (B - B_2), & \xi > 1 \\ (B\xi^2 - B_2 - \xi\sqrt{\xi^2 - 1}) / (B - B_2), & \xi < -1 \\ 1, & |\xi| < 1 \end{cases}$$

Умножая обе части равенства (3.2) на $q(\xi)$, приведем его к виду

$$\operatorname{Im} [F^+(\xi) / \Phi^+(\xi)] = q(\xi) d(\xi) \quad (3.5)$$

где $\Phi^+(\xi)$ — краевое значение аналитической функции, определенной в верхней полуплоскости

$$\Phi^+(\zeta) = \frac{1}{B\xi^2 - B_2 + i\xi\sqrt{1 - \zeta^2}}$$

Здесь радикал следует униформизовать так, чтобы он принимал положительные значения при $-1 < \xi < 1$, $\eta = 0$.

При условии (3.3) $\Phi^+(\xi)$ не имеет особенностей в верхней полуплоскости, включая действительную ось.

Продолжая граничное условие (3.5) в комплексную плоскость и учитывая, что функция $F^+(\xi) / \Phi^+(\xi)$ должна быть правильной в бесконечности, получим

$$F^+(\zeta) = \Phi^+(\zeta) [\Psi^+(\zeta) + C_0] \quad (3.6)$$

Здесь

$$\Psi^+(\zeta) = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \left(\frac{p_1}{\Phi^+(\xi_1)(\xi_1 - \zeta)} - \frac{p_2}{\Phi^+(\xi_2)(\xi_2 - \zeta)} \right), & \alpha_{1,2} < \alpha_* \\ \frac{1}{\pi} \left(\frac{B_1\xi_4^2 + A_1B_2}{\xi_4 - \zeta} - \frac{B_1\xi_3^2 + A_1B_2}{\xi_3 - \zeta} \right), & \alpha_{1,2} > \alpha_* \end{cases}$$

Действительная постоянная C_0 определяется из условия (3.1).

Переход к первоначальным автомодельным координатам осуществляется по формуле

$$\xi = \frac{y(1-kx) + i(k-x)\sqrt{1-x^2-y^2}}{k_1(1-x^2)}$$

Давление определяется по формуле

$$p(\xi, \eta) = \text{Im} \int_{-1}^{\xi} \left(\frac{\partial p}{\partial \eta} + i \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) d\xi + p_A$$

Здесь

$$p_A = p_1 \text{ при } \alpha_{1,2} < \alpha_*, p_A = 0 \text{ при } \alpha_{1,2} > \alpha_*$$

В случае $\alpha_{1,2} > \alpha_*$ давление (также f' , u , w) имеет логарифмическую особенность в точках L , F . Аналогичная особенность появляется в случае дозвукового набега ударной волны на тонкий клин в задаче Лайтхилла [6, 7]. Отметим, что эта особенность исчезает при $\alpha_1 = \alpha_*$ и $\alpha_1 = 0$. При этом решение при $\alpha_1 > \alpha_*$ непрерывным образом переходит в решение при $\alpha_1 < \alpha_*$.

Вдоль искривленного участка ударной волны AD распределение давления имеет вид

$$p(y) = \int_{-1}^{y/k_1} \left(\frac{\partial p}{\partial \xi} \right)_{\eta=0} d\xi + p_A, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial \xi} \right)_{\eta=0} = \frac{\xi \sqrt{1-\xi^2}}{(B\xi^2 - B_2)^2 + \xi^2(1-\xi^2)} \times \quad (3.7)$$

$$\times \left[\frac{p_1}{\pi \Phi^+(\xi_3)(\xi - \xi_3)} - \frac{p_2}{\pi \Phi^+(\xi_4)(\xi - \xi_4)} + C_0 \right] \quad (\alpha_{1,2} < \alpha_*)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \xi} \right)_{\eta=0} = \frac{1}{(B\xi^2 - B_2)^2 + \xi^2(1-\xi^2)} \left[(B\xi^2 - B_2) (\Phi(\xi_2)\delta(\xi - \xi_2) - \Phi(\xi_1)\delta(\xi - \xi_1)) - \right.$$

$$\left. - \xi \sqrt{1-\xi^2} \left(\frac{\Phi(\xi_2)}{\pi(\xi_2 - \xi)} - \frac{\Phi(\xi_1)}{\pi(\xi_1 - \xi)} + C_0 \right) \right], \quad \Phi = B_1\xi^2 + A_1B_2 \quad (\alpha_{1,2} > \alpha_*)$$

При этом интеграл (3.7) следует понимать в смысле главного значения. Остальные функции определяются в замкнутом виде через p . Так, форма искривленного участка ударной волны вычисляется по формуле

$$f(y) = \frac{1}{A} \left[p(y) + y \left(\frac{p_A \text{tg } \alpha_1}{k + M} - \frac{1}{k_1} \int_{-1}^{y/k_1} \frac{1}{\xi} \left(\frac{\partial p}{\partial \xi} \right)_{\eta=0} d\xi \right) \right]$$

Функции u , w определим из (1.2)

$$u(r, \theta) = \int_{r_0(\theta)}^r \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} d\rho + u_0(\theta), \quad w(r, \theta) = \int_{r_0(\theta)}^r \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} d\rho + w_0(\theta)$$

Здесь интегрирование ведется вдоль радиуса

$$r_0(\theta_0 < \theta < 2\pi - \theta_0) = 1, \quad r_0(-\theta_0 < \theta < \theta_0) = k / \cos \theta.$$

$$\theta_0 = \text{arctg}(k_1/k)$$

$u_0(\theta)$, $w_0(\theta)$ — значения u , w на границе $ABCD$ (ABD).

Найдем форму возмущенной границы контакта

$$\psi(s) = -s \int_{s_0}^s \rho^{-2} u_n(\rho) d\rho$$

Здесь s — координата вдоль LO , $s_0 = k / \cos(\alpha_1 - \beta_1)$ при $\alpha_1 < \alpha_*$, $s_0 = 1$ при $\alpha_1 > \alpha_*$, $\psi(s)$ — смещение границы контакта по нормали к LO

$$u_n(s) = u(s) \cos(\alpha_1 - \beta_1) + w(s) \sin(\alpha_1 - \beta_1)$$

Аналогично определяется форма границы FO .

Отметим, что в случае $\alpha_1 < \alpha_*$, $\alpha_2 > \alpha_*$ решение просто построить, комбинируя решения с регулярной и нерегулярной рефракцией. В частном случае, полагая $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = \pi/2$, можно получить дифракцию на прямом угле.

В заключение отметим, что теории нерегулярной рефракции не существует. Результаты, полученные в данной работе, могут представить интерес и с этой точки зрения.

Автор благодарит Н. В. Зволинского и Л. М. Флитмана за обсуждение работы.

Поступила 17 V 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Дьяков С. П. Об устойчивости ударных волн. ЖЭТФ, 1954, т. 27, вып. 3.
2. Иорданский С. В. Об устойчивости плоской стационарной ударной волны. ПММ, 1957, т. 21, вып. 4.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
4. Франк Ф., Мизес Р. Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики. М.—Л., ОНТИ, Гостехиздат, 1937.
5. Гахов Ф. Д. Краевые задачи. М., Физматгиз, 1963.
6. Lighthill M. J. The diffraction of blast. Proc. Roy. Soc., 1949, vol. A198, No. 1055.
7. Бежанов К. А. К теории дифракции ударных волн. ПММ, 1960, т. 24, вып. 4.