

УДК 533.6.011.72 : 537.84

© 1995 г. Е. А. ПУШКАРЬ

РЕГУЛЯРНОЕ НАКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДОГОНЯЮЩИХ УДАРНЫХ ВОЛН В ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

«Бежит волна, волной волне хребет ломая...»

О. Мандельштам

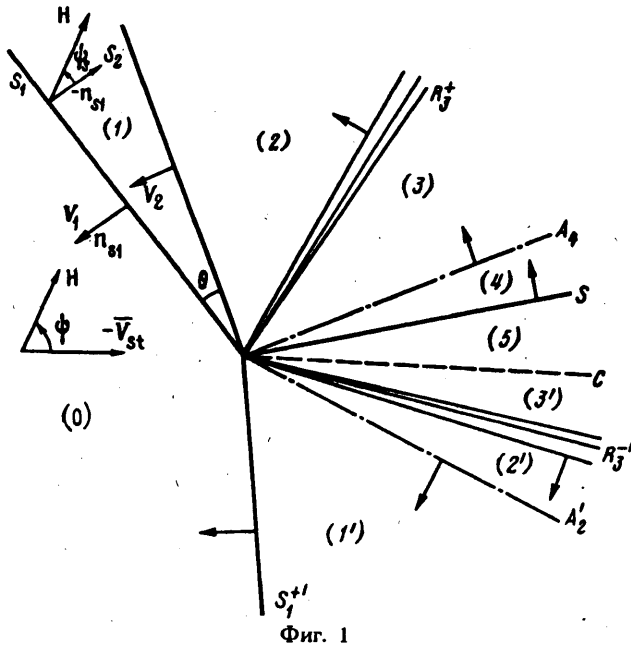
В рамках модели идеальной магнитной гидродинамики исследовано регулярное взаимодействие двух плоских фронтов МГД ударных волн, догоняющих одна другую под произвольным углом. Автомодельное решение, в котором все разрывы выделяются явным образом, получено на компьютере и его анализ проведен для широкого диапазона определяющих параметров.

Ударные волны в проводящей среде с замороженным магнитным полем возникают в земных и космических условиях при взрывных процессах, солнечных вспышках как передний фронт высокоскоростных потоков солнечного ветра, при опрокидывании возмущений сжатия и при сверхзвуковом обтекании препятствий. Распространяясь по потоку, ударные волны и другие сильные разрывы могут взаимодействовать между собой, что в присутствии магнитного поля может приводить к резкому ускорению или торможению среды, ее нагреву и образованию областей плотной или, наоборот, разреженной плазмы. Будучи замороженным в среду, магнитное поле во многом определяет картину возникающего течения и одновременно изменяется в результате взаимодействия потоков.

Магнитогидродинамическое приближение [1] дает возможность проанализировать макроскопические эффекты самосогласованного взаимодействия между веществом и полем, возникающие при столкновении ударных волн. Случай распространения сильных разрывов навстречу друг другу был рассмотрен ранее [2—5] для некоторых возможных комбинаций сталкивающихся разрывов (падение контактного разрыва на альфвеновский, встречное столкновение быстрых ударных волн). Полученные решения были использованы при рассмотрении процессов взаимодействия ударных возмущений солнечного ветра с околоземной головной ударной волной [6, 7].

Не менее интересным для приложений [8—10] является ситуация, когда быстрая ударная волна, распространяясь по потоку вслед за другой ударной волной, догоняет ее, что приводит к формированию «новой» лидирующей ударной волны и некоторой отраженной волны. Быструю магнитогидродинамическую ударную волну вследствие ограничений на скорости вверх и вниз по потоку [1] может догнать только быстрая ударная волна. В проводящей среде помимо быстрых ударных волн должны возникнуть альфвеновские разрывы и медленные волны, распространяющиеся вслед за лидирующей ударной волной и за отраженной быстрой волной. Картина возникающего при таком взаимодействии течения и изменение физических величин являются предметом настоящего исследования.

1. Постановка задачи и метод решения. Рассмотрим наклонное столкновение двух плоских фронтов МГД ударных волн S_1 и S_2 , когда S_1 движется по невозмущенной покоящейся среде (0) со скоростью V_1 , а S_2 , движущаяся со скоростью V_2 относительно среды (1), сжатой и ускоренной в S_1 , догоняет S_1 , сталкиваясь



Фиг. 1

с ней под углом $\theta \neq 0$ (фиг. 1). Будем предполагать, что взаимодействие регулярно, т. е. течение обладает только одной особенностью, находящейся там, где пересекаются S_1 и S_2 , и качественно подобно картине, изображенной на фиг. 1. Тогда в системе координат, связанной с линией пересечения фронтов S_1 и S_2 , задача стационарна. Такое взаимодействие также возможно в случае, когда S_1 и S_2 неподвижны, а среда (0) набегаёт на S_1 , например, при стационарном обтекании вогнутой стенки с двумя изломами. Будем называть эти постановки задачи квазистационарной и стационарной [4]. Ниже будет показана их эквивалентность и установлены формулы, связывающие скорости V_1 и V_2 со скоростью газа V_n в системе координат, где задача стационарна.

Будем предполагать, что проводимость среды бесконечна и течение описывается системой стационарных уравнений идеальной магнитной гидродинамики для невязкой нетеплопроводной среды и следующими соотношениями на сильных разрывах [1]:

$$\operatorname{div} \rho \mathbf{V} = 0; \quad \mathbf{V} \operatorname{grad} (\rho / \rho^n) = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0 \quad (1.1)$$

$$(\nabla \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \frac{1}{4\pi\rho} \operatorname{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{H}; \quad \operatorname{rot} (\mathbf{V} \times \mathbf{H}) = 0$$

$$[\rho V_n] = 0; \quad [p + \rho V_n + H_n^2/8\pi] = 0; \quad [\rho V_n V_\tau - H_n H_\tau/4\pi] = 0$$

$$\left[\rho \left(\frac{p}{(\gamma-1)\rho} + \frac{V^2}{2} \right) V_n + \rho V_n + \frac{1}{4\pi} H_n^2 V_n - \frac{H_n}{4\pi} (H_\tau \cdot V_\tau) \right] = 0 \quad (1.2)$$

$$\mathbf{H}_n [V_\tau] = [\mathbf{H} \cdot V_n]; \quad [H_n] = 0$$

Здесь ρ — плотность, p — давление, \mathbf{V} — скорость газа, \mathbf{H} — напряженность магнитного поля, γ — показатель адиабаты. Квадратные скобки обозначают скачок величин на разрыве, индексы n и τ относятся к нормальной и касательной составляющим на скачке.

Начальные значения ρ_0 , p_0 , H_0 , θ и скорости V_1 и V_2 ударных волн считаются заданными. Рассмотрим плоскополяризованное течение, когда V_1 , V_2 и H_0 ортогональны линии пересечения S_1 и S_2 . Задача характеризуется пятью безразмерными параметрами (не считая γ , которое предполагалось равным $5/3$): числами Маха

ударных волн M_i , $i = 1, 2$, числом Альфена N_0 , углами θ и ψ , между H_0 и n_{S_1} , где n_{S_1} — нормаль к S_1 (в ситуации на фиг. 1 $\psi_s > 0$)

$$M_1 = |V_1|/a_0, \quad M_2 = |V_2|/a_{01} \quad (a_0^2 = \gamma p_0/\rho_0, \quad a_{01}^2 = \gamma p_1/\rho_1)$$

$$N_0 = \frac{a_A}{a_0} = \frac{H_0}{(4\pi\gamma p_0)^{1/2}} \quad \left(\beta = \frac{p_0}{H_0^2/8\pi} = \frac{2}{\gamma N_0^2} \right)$$

Здесь индексы 0, 1 и 2 обозначают величины, относящиеся к состояниям среды или волнам в соответствии с фиг. 1, a_0 — газодинамическая скорость звука.

Сформулированная задача автомодельна, поскольку она не содержит характерного линейного размера. Регулярное решение строится в виде двух комбинаций автомодельных стационарных решений, расходящихся от линии пересечения S_1 и S_2 (фиг. 1), каждое из которых состоит из быстрой ударной волны S^+ (или централизованной волны разрежения R^+), альфеновского (вращательного) разрыва A и медленных волн (S^- или R^-). Состояния за медленными волнами разделяются контактным разрывом C .

Стационарные ударные волны S^\pm задаются углом φ^\pm их наклона к линии тока, а волны разрежения R^\pm могут быть заданы углом наклона φ^\pm задней характеристики в секторе разрежения. Состояние за k -той волной (или k -тым разрывом) обозначим индексом k в соответствии с фиг. 1, штрих будет обозначать волны и величины по разные стороны от C . Если ось x направлена вдоль линии тока перед S^\pm , то состояние за S^\pm определяется следующим образом [11]:

$$\begin{aligned} & \left[(\gamma + 1) M^2 \sin^2 \varphi \left(\eta_k - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) - 2 \right] (\chi - \eta_k)^2 + \\ & + N^2 \cos^2 (\varphi - \psi) [(\chi - \eta_k)(\gamma(\eta_k - 1) + 1) + \eta_k(\chi - 1)] = 0 \\ \chi &= \frac{N^2}{M^2} \frac{\sin^2 (\varphi - \psi)}{\sin^2 \varphi}; \quad i_k = -\cos (\varphi - \psi) \frac{1 - \eta_k}{\chi - \eta_k} \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$P_k = 1 + \gamma M^2 (1 - \eta_k) \sin^2 \varphi - \gamma N^2 (i \cos (\varphi - \psi) + 0,5i);$$

$$(u_{xk}, u_{yk}) = \left(\frac{V_{xk}}{a_0}, \frac{V_{yk}}{a_0} \right)$$

$$\frac{u_{xk}}{M} = 1 - \sin^2 \varphi (1 - \eta_k) + i \frac{N^2}{M^2} \frac{\sin (\varphi - \psi)}{\operatorname{tg} \varphi};$$

$$\frac{u_{yk}}{M} = (1 - \eta_k) \sin \varphi \cos \varphi + i \frac{N^2}{M^2} \sin (\varphi - \psi)$$

$$(h_{xk}, h_{yk}) = \left(\frac{H_{xk}}{H_0}, \frac{H_{yk}}{H_0} \right); \quad h_{xk} = \cos \psi + i \cos \varphi; \quad h_{yk} = \sin \psi + i \sin \varphi$$

$$\eta_k = \frac{\rho_{k-1}}{\rho_k}; \quad P_k = \frac{p_k}{p_{k-1}}; \quad i_k = \frac{4\pi j_k}{cH_{k-1}}; \quad a_0^2 = \frac{\gamma p_{k-1}}{\rho_{k-1}}; \quad a_A^2 = \frac{H_{k-1}^2}{4\pi \rho_{k-1}};$$

$$M = \frac{V_{k-1}}{a_0}; \quad N = \frac{a_A}{a_0}; \quad \psi = \psi_{k-1}$$

Из условий эволюционности для быстрых S^+ и медленных S^- ударных волн следуют ограничения на углы φ наклона S^\pm и отношение плотностей η_k :

$$S^+: \quad W \geq 0; \quad \chi \leq 1; \quad \chi \leq \eta_k \leq 1; \quad S^-: \quad W \leq 0; \quad \chi \geq 1; \quad \eta_k \leq 1; \quad (1.4)$$

$$W(\varphi) \equiv \sin^2 \varphi + (\chi - N^2 - 1) M^{-2} \quad (1.5)$$

причем уравнение $W(\varphi) = 0$ определяет углы наклона быстрых и медленных магнитозвуковых характеристик.

Состояние за R^\pm определяется следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \frac{dR}{d\varphi} &= -\frac{2}{M_\varphi} \frac{(M_\varphi^4 - N_\varphi^2) M_r + N_r N_\varphi M_\varphi}{3M_\varphi^4 - (2 - \gamma) M_\varphi^2 - (\gamma - 1) N_\varphi^2} \equiv 0; \\ \frac{dM_r}{d\varphi} &= \left(M_\varphi + \frac{N_r N_\varphi M_\varphi}{M_\varphi^2 - N_\varphi^2} - \frac{\gamma - 1}{2} M_r \right) \cdot Q \\ \frac{dN_r}{d\varphi} &= N_\varphi + N_r \left(\frac{M_\varphi^2}{M_\varphi^2 - N_\varphi^2} - 0,5\gamma \right) Q; \quad \frac{dN_\varphi}{d\varphi} = -(N_r + 0,5\gamma Q N_\varphi) \\ M_\varphi &= -0,51((N_\varphi + 1)^2 + N_r^2)^{1/2} \pm ((N_\varphi - 1)^2 + N_r^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$R = \frac{P_k}{P_{k-1}}; \quad M_\varphi = \frac{V_\varphi}{a}; \quad M_r = \frac{V_r}{a}; \quad N_\varphi = \frac{H_\varphi}{a(4\pi\rho)^{1/2}}; \quad N_r = \frac{H_r}{a(4\pi\rho)^{1/2}}$$

$$a^2 = C_0 \gamma \rho^{\gamma-1}; \quad \eta_k = \frac{1}{R}; \quad P_k = R^\gamma$$

$$(u_{xk}, u_{yk}) = R^{0,5(\gamma-1)} (M_\varphi^2 + M_r^2)^{1/2} (\cos \omega_{xk}, \sin \omega_{xk})$$

$$(h_{xk}, h_{yk}) = R^{\gamma/2} N^{-1} (N_\varphi^2 + N_r^2)^{1/2} (\cos \omega_{hk}, \sin \omega_{hk})$$

$$\omega_{xk} = \varphi + \arctg \frac{M_\varphi}{M_r} - 0,5 \left(1 - \frac{M_r}{|M_r|} \right) \pi$$

$$\omega_{hk} = \varphi + \arctg \frac{N_\varphi}{N_r} + 0,5 \left(1 - \frac{N_r}{|N_r|} \right) \pi$$

Здесь индексы r и φ обозначают компоненты V и H в полярной системе координат. В выражении для M_φ знаки « \pm » относятся к быстрым и медленным волнам соответственно. Начальное значение φ_0^\pm совпадает с углом наклона быстрых или медленных характеристик и определяется из уравнения $W(\varphi) = 0$. Предельные допустимые значения φ^\pm задаются следующими условиями: для R_*^\pm : $M_\varphi = N_\varphi$ ($V_\varphi = a$); для R_*^- : $R = 0$ (разряжение до вакуума).

Плоскополяризованный вращательный разрыв A не имеет свободного параметра, однако его наличие изменяет H и V и зависимости для физических величин за A . Его угол наклона φ_A определяется уравнением $\chi = 1$, состояние среды за A однозначно находится после задания $P_k = 1$, $\eta_k = 1$ и $i = -2 \cos(\varphi_A - \psi)$ в системе (1.3).

Состояние за каждой из взаимодействующих ударных волн S_1 и S_2 является функцией определяющих параметров и в стационарной постановке может быть однозначно определено из соотношений (1.3) заданием их углов наклона φ_k , $k = 1, 2$.

Чтобы реализовать стационарную постановку задачи при задании чисел Маха M_1 и M_2 ударных волн S_1 и S_2 (квазистационарная постановка), необходимо перейти к системе координат, движущейся с их точкой пересечения. Прежде всего найдем термодинамическое состояние и скорость газа за S_1 , так как число Маха M_2 определено относительно состояния (1). Для этого воспользуемся соотношениями (1.3), в которых зададим $M = M_1$, $N = N_0$, $\psi = \psi_s$, $\varphi = \pi/2$ (прямой скачок). Последовательно решая уравнения системы (1.3), найдем η_1 , i_1 , P_1 , u_{x1}

и u_{y1} и выберем те из них, которые удовлетворяют условиям (1.4) для S^+ . Из рассмотрения кинематики относительного движения S_1 и S_2 следует, что число Маха $M_{\tau} = V_{\tau}/a_0$ перемещения точки пересечения S_1 и S_2 по фронту S_1 определяется формулой

$$M_{\tau} = (-M_1 (u_{x1} \cos \theta - u_{y1} \sin \theta) + M_2 \sqrt{P_1 \eta_1}) \sin^{-1} \theta \quad (1.7)$$

Число Маха $M_{st} = |V_{st}|/a_0$ стационарной системы координат, связанной с точкой пересечения S_1 и S_2 будет

$$M_{st} = \sqrt{M_1^2 + M_{\tau}^2} \quad (1.8)$$

Направим ось x этой системы по линии тока, входящей в точку пересечения, тогда угол наклона S_1 к оси x равен

$$\varphi_1 = \pi/2 + \varphi_s, \quad \varphi_s = \arctg (M_{\tau}/M_1) \quad (1.9)$$

Угол $\varphi_1 > \pi/2$, поскольку S_1 является «приходящей» ударной волной. Угол наклона S_2 к скорости за S_1 определяется формулой

$$\varphi_2 = \pi/2 + \varphi_s - \omega_{v1} - \theta, \quad \omega_{v1} = \arctg (u_{x1}/u_{y1}) \quad (1.10)$$

Угол наклона магнитного поля к скорости потока в стационарной постановке определяется формулой

$$\psi = \psi_s + \arctg (M_{\tau}/M_1) \quad (1.11)$$

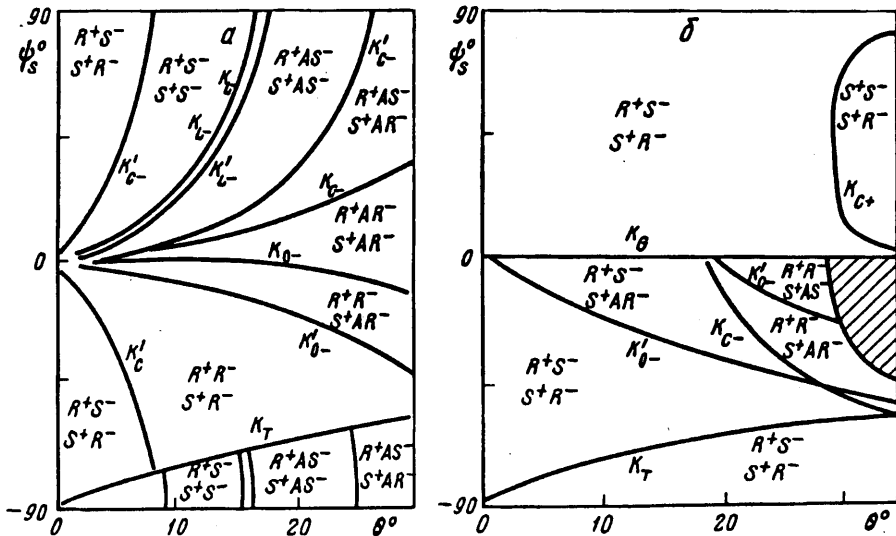
При пересечении S_1 и S_2 возникает разрыв между значениями физических величин (ρ , p , V , H) в состояниях (0) и (2) (фиг. 1). Чтобы найти решение, необходимо удовлетворить следующим граничным условиям на C :

$$\begin{aligned} \rho(\varphi_3^+, \varphi_5^-) - \rho(\varphi_1^{+'}, \varphi_3^{-'}) &= 0; \quad V(\varphi_3^+, \varphi_5^-) - V(\varphi_1^{+'}, \varphi_3^{-'}) = 0; \\ H(\varphi_3^+, \varphi_5^-) - H(\varphi_1^{+'}, \varphi_3^{-'}) &= 0 \end{aligned} \quad (1.12)$$

В плоскополяризованном случае пять условий (1.12) сводятся к четырем независимым условиям, так как $E = -(1/c)v \times H = \text{const}$. Граничные условия нельзя записать в явном виде, так как волновая картина течения заранее неизвестна и соотношения для величин на S^{\pm} и в R^{\pm} качественно различны: конечные соотношения (1.3) с ограничениями (1.4) для S^{\pm} и дифференциальные уравнения (1.6) для R^{\pm} .

Для построения течения, возникающего вблизи точки пересечения S_1 и S_2 , использовался метод решения задачи о взаимодействии произвольных сильных разрывов в магнитной гидродинамике [3, 12], модифицированный для случая догоняющих ударных волн с учетом того, что S_2 следует по состоянию, созданному ударной волной S_1 , с использованием стационарной системы координат, описанной выше.

После вычисления M_{st} из (1.8) по формуле (1.9) определялись угол φ_1 наклона S_1 и состояние (1) за ней, после чего находился наклон S_2 (формула (1.10)), и из соотношений (1.3) — состояние (2) за S_2 . Для состояний (0) ($M = M_{st}$, $N = N_0$, ψ определялось из (1.11)) и (2) численно строились обобщенные поляры [13]. Граничные условия (1.12) на C решались методом Ньютона с использованием обобщенных поляр. В качестве нулевого приближения для преломленных волн задавались $\varphi_1^{+'} = \pi/2 - \varphi_s + \theta$ и $\varphi_3^{-'}$, равное наклону медленной магнитозвуковой характеристики для состояния (1'), рассчитанного для ударной волны $S_1^{+'}$ по углу $\varphi_1^{+'}$. Для отраженных волн задавались φ_3^+ и φ_5^- , равные углам наклона быстрой и медленной магнитозвуковой характеристик для состояния (2). Итерационный процесс сходил достаточно медленно, поэтому в дальнейшем использовался метод возмущенного параметра, где в качестве начального приближения выбирались рассчитанные или линейно экстраполированные значения φ_3^+ , φ_5^- , $\varphi_1^{+'}$ и $\varphi_3^{-'}$.



Фиг. 2

2. Волновая картина решения. Расчеты проведены в широком диапазоне параметров, позволяющем выявить характерные особенности взаимодействия и рассмотреть в дальнейшем ситуации, представляющие интерес для анализа явлений в солнечном ветре [8—10].

Числа Маха M_1 и M_2 задавались равными 1,2; 1,5; 2; 3; 5 и 8; угол θ изменялся от 5° с шагом 5° до значений, соответствующих границе регулярного решения; числа Альфвена N выбирались следующим образом: 0,4 ($\beta = 7,5$, слабое магнитное поле), 0,7; 1,1 ($\beta \approx 1$, умеренное магнитное поле, магнитное давление перед S_1 равно газокинетическому), 1,5 ($\beta = 0,53$), 2,0 и 2,5 ($\beta = 0,4$ и $0,192$ — сильное магнитное поле); угол ψ , варьируясь от -90 до $+90^\circ$ с шагом 5° , в области резкого изменения течения шаг уменьшался до 1° . Всего было рассчитано более 10 тыс. точек.

По результатам проведенного численного исследования можно сделать следующие выводы. Регулярное решение существует не при всех значениях определяющих параметров. Одна из границ соответствует вырождению одной из ударных волн в слабый разрыв. Другая граница связана с отсутствием пересечения обобщенных поляр [13] в пространстве физических переменных. Вблизи этой границы при одних и тех же M_1 , M_2 , N , ψ и θ существуют два решения, отличающиеся углами наклона (в квазистационарной постановке — скоростями) возникающих ударных волн. Эти решения можно классифицировать как «слабое» и «сильное», если сравнить изменения физических величин в них.

В «слабом» решении изменения всех величин вовсе не являются малыми. Угол наклона ударной волны $S_1^{+'}$ (фиг. 1) в «сильном» решении всегда больше соответствующего значения в «слабом» решении. На границе существования регулярного решения эти решения совпадают, граница представляет собой складку Уитни [14] в пространстве решений. Например, решения нет при достаточно большом θ (в зависимости от ψ , M_1 , M_2 и N предельное значение θ^* изменяется от ≈ 22 до $\approx 45^\circ$). В случае слабых волн θ^* достигает минимума. При усилении $S_2\theta^*$ увеличивается и асимптотически достигает наибольшего возможного значения $\approx 45^\circ$.

Качественный состав возникающих при взаимодействии волн очень разнообразен и зависит от всех определяющих параметров. На фиг. 2, а и б приведена

символическая картина волновой структуры течения как функция углов ψ , и θ при $M_1 = 3$, $M_2 = 5$ и значениях $N = 0,4$ и $2,5$ соответственно. Волновая картина обозначена комбинацией букв S (ударные волны), R (волны разрежения) и A (альфвеновские разрывы). В соответствии с фиг. 1 верхняя часть этой комбинации отвечает волнам 3, 4 и 5, следующим одна за другой по возмущенному состоянию (2) (отраженные волны), а нижняя комбинация — волнам 1', 2' и 3', первая из которых распространяется по невозмущенному состоянию (0) (преломленные волны).

Фигура 2 иллюстрирует определяющий характер влияния магнитного поля при любой его напряженности. При $N = 0,4$ магнитное давление в невозмущенной среде составляет 13% от газодинамического давления ($\beta = 7,5$), а при $N = 2,5$, наоборот, магнитное давление в ~ 5 раз больше газодинамического ($\beta = 0,19$), тем не менее и в том и в другом случае волновая картина течения существенно зависит от наклона магнитного поля.

В течении могут возникать любые возможные комбинации волн, но при этом волна, разделяющая состояния (0) и (1'), всегда является ударной волной, т. е. S_1 и S_2 всегда порождают «новую» ударную волну («лидирующую»), которая распространяется по невозмущенному состоянию, а остальные волны движутся по возмущенным состояниям либо за ней (волны 2' и 3'), либо в противоположном направлении (волны 3, 4 и 5). Лидирующая ударная волна представляет собой результат трансформации S_1 под воздействием S_2 .

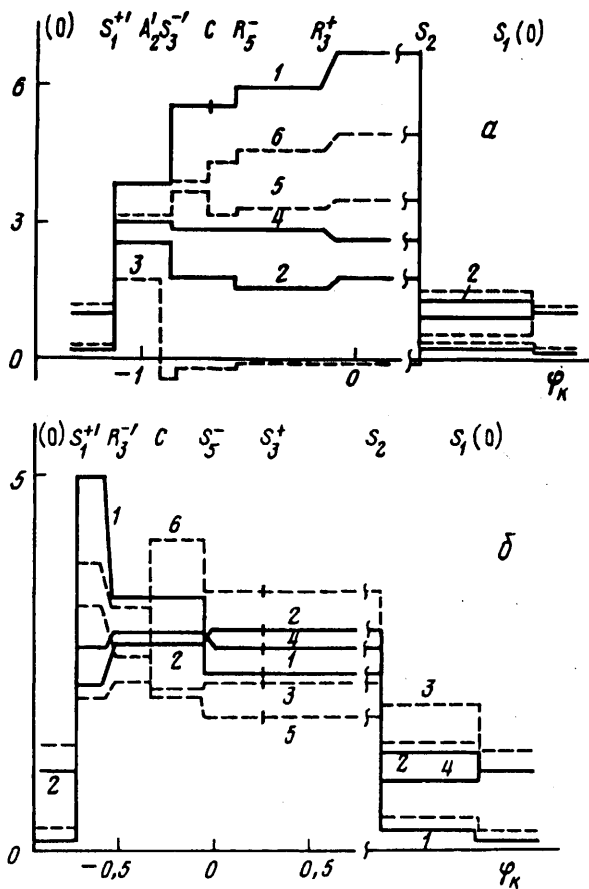
Перестройка течения при непрерывном изменении параметров может происходить как непрерывно, так и дискретно (скачкообразно). В первом случае следует различать две возможности. Во-первых, одна из волн может вырождаться в характеристику, т. е. интенсивность волны становится бесконечно малой, ударная волна непрерывно переходит в волну разрежения. Такая трансформация течения на фиг. 2, а и б обозначена $K_{c\pm}$, знаки « \pm » соответствуют быстрым и медленным волнам. Во-вторых, возможно качественное изменение решения, связанное с появлением (или исчезновением) альфвеновского разрыва, когда альфвеновская характеристика сливается с быстрой (или медленной) характеристикой за быстрой R_+^* (или соответственно перед медленной R^-) волной разрежения. Альфвеновский разрыв, отщепляющийся от R_+^* (или R^-), перпендикулярен H , поэтому изменения касательных компонент магнитного поля и скорости в A бесконечно малы. На фиг. 2, а и б эти трансформации течения обозначены K_{0+} и K_{0-} соответственно.

Скачкообразные (катастрофические) перестройки течения связаны с конечными изменениями во всем течении (глобальные катастрофы) или его части (локальные катастрофы). При выполнении условий

$$1 < N^2 < M_1^2 < [(\gamma + 1) N^2 - 2]/(\gamma - 1) \quad (2.1)$$

при $\psi_s = 0$ волна S_1 является включающей МГД ударной волной, за ней $v_n = a_n$. При переходе ψ_s через ноль возникает «глобальная» катастрофа течения K_G [4], связанная с отщеплением от S_1 вращательного разрыва конечной интенсивности, который при $\psi_s > 0$ и $\psi_s < 0$ несет противоположные токи. Его скорость меньше скорости потока за S_1 , в силу чего он сносится потоком на S_2 , трансформируя последнюю и вызывая конечные изменения в начальном разрыве, обусловленном взаимодействием S_1 и S_2 , что приводит к конечным изменениям во всем течении. Катастрофа K_G отмечена на фиг. 2, б при $\psi_s = 0$. Глобальная катастрофа также может быть обусловлена включающей ударной волной S_2 .

Конкретный пример перестройки течения в глобальной катастрофе и связанного с ней изменения физических величин приведен на фиг. 3 при $M_1 = 3$, $M_2 = 5$, $N = 2,5$, $\theta = 30^\circ$, на которой течение $S_1^+ A_2' S_3^- C R_5^+ R_3^+$ ($\psi_s = -0$) (фиг. 3, а) сменяется течением $S_1^+ R_3^- C S_3^+ S_2^+$ ($\psi_s = +0$) (фиг. 3, б). На фиг. 3 по оси абсцисс отложены значения углов φ_k возникших волн. Кривые 1—6 соответствуют $0,1p/p_0$, H/H_0 ,



Фиг. 3

ω_H (угол наклона магнитного поля к оси x в радианах), $0,5v/a_0$, $0,25T/T_0$ и ρ/ρ_0 за волнами, указанными вверх, (0) — состояние среды перед волной S_1 .

Изменение тока, текущего в S_1 , на противоположный при переходе вектора H_0 через n_{H1} при неизменности всех остальных величин в S_1 (на фиг. 3, *a* и *b* в состоянии за S_1 изменился только угол ω_H) приводит к изменению направления H_1 перед S_2 , вследствие чего меняются не только токи, текущие в S_2 , но и происходят большие изменения термодинамических параметров, например на фиг. 3 при переходе ψ_s от -0 к $+0$ скачок давления в S_2 увеличивается более чем в 2 раза. Это обусловлено перераспределением токов, текущих в S_1 и S_2 , что на фиг. 3, *a* и *b* изображается различными знаками ω_H за S_2 и в большей части возникающего после взаимодействия S_1 и S_2 течения (на фиг. 3, *a* $\omega_H > 0$ только за $S_1^{+'}$).

В результате перераспределения токов при переходе ψ_s через ноль лидирующая ударная волна резко интенсифицируется, альфвеновский разрыв A_2^- исчезает вовсе, а медленная ударная волна S_3^- , по изменению давления сравнимая с $S_1^{+'}$ (фиг. 3, *a*), трансформируется в мощную волну разрежения R_3^- (фиг. 3, *b*). Столь же разительные изменения происходят среди отраженных волн: вместо двух волн разрежения $R_3^+R_5^-$ (фиг. 3, *a*) рождаются ударные волны $S_3^+S_5^-$ (на фиг. 3, *b* S_3^+ показана чертой на линиях 1–6, так как ее интенсивность близка к нулю и в использованном масштабе не изображается).

Величины	ψ_2^0	0	1	2	3	4	5	3'	2'	1'	0
$\frac{p_k}{p_0}$	-81	1,00	9,81	294,0	209,9	209,9	212,7	212,7	212,7	215,7	1,00
$\frac{p_k}{p_0}$	-79	1,00	9,82	294,6	210,3	210,3	191,0	191,0	191,0	216,0	1,00
$\frac{p_k}{p_0}$	-81	1,00	2,86	10,1	8,20	8,20	8,26	3,89	3,89	3,92	1,00
$\frac{p_k}{p_0}$	-79	1,00	2,86	10,1	8,20	8,20	7,75	3,65	3,92	3,92	1,00
$\frac{T_k}{T_0}$	-81	1,00	3,44	29,3	25,6	25,6	25,7	55,0	55,0	55,0	1,00
$\frac{T_k}{T_0}$	-79	1,00	3,44	29,3	25,6	25,6	24,6	52,3	55,1	55,1	1,00
$\frac{V_k}{V_{st}}$	-81	1,00	0,98	0,73	0,86	0,74	0,76	0,76	0,72	0,66	1,00
$\frac{V_k}{V_{st}}$	-79	1,00	0,99	0,73	0,86	0,86	0,86	0,80	0,80	0,66	1,00
$\frac{H_k}{H_0}$	-81	1,00	2,82	8,50	7,14	7,14	5,48	5,48	2,65	2,65	1,00
$\frac{H_k}{H_0}$	-79	1,00	2,81	8,41	7,05	7,05	13,93	13,93	2,56	2,56	1,00
ω_H	-81	3,139	3,029	2,62	2,55	-0,58	-0,58	-0,58	-0,57	2,54	3,139
ω_H	-79	0,002	-0,110	-0,514	-0,514	-0,58	-0,58	-0,58	-0,57	-0,57	0,002

Глобальная катастрофа в рассматриваемом случае догонного взаимодействия не изменяет природы лидирующей ударной волны: всегда возникает ударная волна, тогда как при встречном взаимодействии ударных волн [4] возможна настолько сильная трансформация течения, что обе быстрые «преломленные» волны становятся волнами разрежения и только медленные волны являются ударными.

Другой тип катастрофы обусловлен обращением в нуль собственного электрического поля в системе координат, связанной с точкой пересечения S_1 и S_2 . Поскольку $E = -(1/c)v \times H$, то это происходит, когда H параллельно V_{st} , т. е. $\psi = 0$, где ψ — угол, определенный формулой (1.11).

Противоположно направленные электрические поля оказывают принципиально различное воздействие на возникающее течение в области между альфвеновскими разрывами (а при их отсутствии — между медленными волнами). Эта область при $|E| \rightarrow 0$ стягивается к контактному разрыву C . При $E = 0$ вместо всей комбинации волн $(A_4) S_3^-(R_3^-) C (R_3^+) S_3^+ (A_2^+)$ (возможные замены или отсутствующие волны указаны в скобках) формируется единый тангенциальный разрыв T , на котором граничные условия (1.12) не выполняются, непрерывно полное давление $p^* = p + H^2/8\pi$ и выполнено условие непротекания ($V_n = 0$ на T)

$$p^*(\varphi_3^+) = p^*(\varphi_1^+), \quad \delta_\nu(\varphi_3^+) = \delta_\nu(\varphi_1^+) \quad (2.2)$$

где δ_ν — угол отклонения потока.

Решение в этом случае находится как пересечение поляр-линий быстрых ударных волн в плоскости p^* , δ_ν .

Состояния среды на T есть предел состояний за S_1^+ и R_3^+ (или S_3^+) и не связаны с состояниями среды на C . Последние вместе с волновой картиной течения, вообще говоря, не совпадают при противоположных E . Такая катастрофа обусловлена также несимметричностью течения относительно линии тока, входящей в точку пересечения S_1 и S_2 , и может быть названа катастрофой тангенциального разрыва K_T . При $\theta \rightarrow 0$ «интенсивность» такой катастрофы, т. е. различие между течениями при $\psi > 0$ и $\psi < 0$, стремится к нулю.

Катастрофы такого вида могут существовать и при встречном взаимодействии ударных волн, если их числа Маха различны. В [4] катастрофы тангенциального разрыва отмечены не были, поскольку большая часть исследования была посвящена случаю $M_1 = M_2$, когда при $\psi \rightarrow 0$ течение становится симметричным относительно линии тока, входящей в точку пересечения S_1 и S_2 , в результате чего «интен-

сивность» катастрофы стремится к нулю. В [5] при исследовании нерегулярного (маховского) взаимодействия ударных волн катастрофы такого типа были отмечены в окрестности точек ветвления взаимодействующих волн и были названы катастрофами параллельности, поскольку в собственной системе координат, движущейся с точкой ветвления, в этом случае скорость параллельна магнитному полю. Существенным фактором в этом случае также являлась несимметричность течения в окрестности точки ветвления.

Конкретный пример изменений в течении при катастрофе K_T приведен в таблице для $N = 0,4$, $M_1 = 3$, $M_2 = 5$, $\theta = 30^\circ$. При переходе ψ , от -81° к -79° течение $S_1^+ A_2' R_3^- C S_3^- A_4 R_3^+$ сменяется течением $S_1^+ R_3^- C R_3^- R_3^+$ через промежуточное течение $S_1^+ T R_3^+$ при $\psi = 0$, когда комбинация волн $A_2' R_3^- C S_3^- A_4$ сливается в тангенциальный разрыв T ($\psi = 0$), распадающийся на $R_3^- C R_3^-$ при $\psi > 0$.

Катастрофа тангенциального разрыва свидетельствует о некорректности постановок стационарных задач, в которых предполагается, что $V \parallel H$. При сколь угодно малом возмущении, не удовлетворяющем этому условию, течение в окрестности результирующего тангенциального разрыва может испытывать конечные изменения, связанные с его расщеплением на систему альфвеновских и медленных волн, разделенных контактным разрывом, удовлетворяющих граничным условиям (1.12). Такая перестройка обусловлена сильным вырождением системы уравнений (1.1), связанным со слиянием пяти характеристик (двух альфвеновских, двух медленных магнитозвуковых и энтропийной) на линии тока при $V \parallel H$ и соответствующей трансформацией граничных условий (1.12) в условия (2.2). Поэтому решения с магнитным полем, параллельным скорости, полученные, например, в [15] для встречного столкновения ударных волн, неустойчивы относительно произвольных возмущений, в которых V непараллельно H .

Локальные катастрофы $K_{L\pm}$, обусловленные совпадением характеристических скоростей, а именно альфвеновской с быстрой или медленной магнитозвуковыми скоростями, описаны в [4]. Катастрофы K_{L+} и K_{L-} (отмечены на фиг. 2, а) связаны с расщеплением (слиянием) соответственно включающей и выключающей ударной волны среди преломленных или отраженных волн на комбинацию с альфвеновским разрывом конечной интенсивности, который несет электрический ток, вдвое больший по модулю и противоположный по знаку току, текущему по соответствующей предельной ударной волне.

Анализ зависимости волновых картин течения, выполненный для всего диапазона определяющих параметров, указанного выше, позволяет выделить следующие характерные черты.

При небольших интенсивностях S_2 в плоскости θ , ψ , всегда присутствует линия катастроф K_{C+} , так что при достаточно больших углах θ отраженная быстрая волна является ударной S_3^+ (фиг. 2, б при $\psi_s > 0$). При усилении S_2 линия катастрофы K_{C+} приближается к границе существования регулярного решения и при достаточно большой интенсивности S_2 отраженная быстрая волна при любом угле падения и при любом ψ , является волной разрежения R_3^+ (как на фиг. 2, а).

Если скорости взаимодействующих ударных волн достаточно велики, так что ни одна из них при варьировании ψ , не вырождается в слабый разрыв, то в плоскости θ , ψ , присутствует линия катастроф K_T . Течение на K_T не обязательно испытывает структурные изменения (как, например, в случае, изображенном на фиг. 2, б), однако на K_T всегда происходят изменения физических величин. Эти изменения стремятся к нулю при $\theta \rightarrow 0$ и при интенсивностях S_1 или S_2 , стремящихся к нулю.

Структурная зависимость волновой картины течения, изображенная на фиг. 2, а, от θ и ψ , типична для относительно слабых и умеренных магнитных полей ($N = 0,4-1,1$). Характерным для этого диапазона N является наличие и близость

линий катастроф K_{L-} и K_{L-}' , а также наличие катастроф K_0 и K_0' . Последние всегда появляются при $\psi_s < 0$, как на фиг. 2, а.

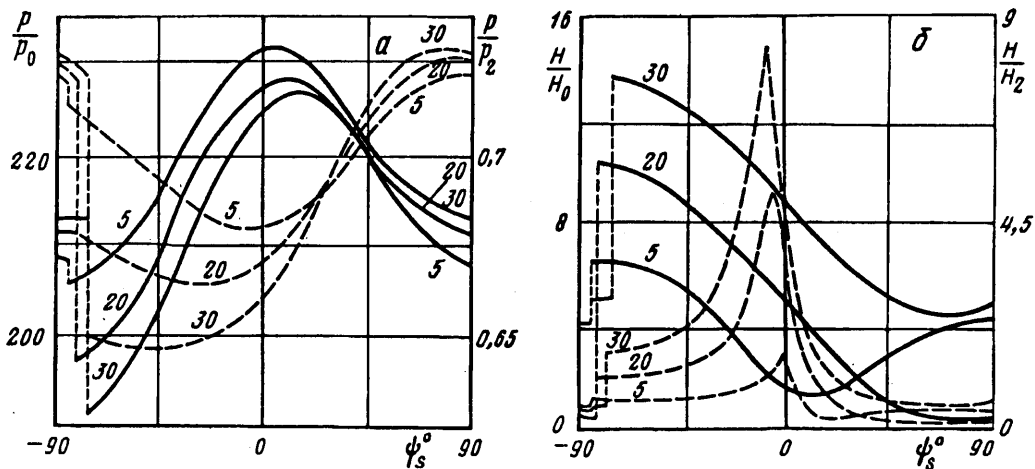
При усилении магнитного поля, когда становятся возможны включающие ударные волны (выполнены условия (2.1)), на адиабате ударных волн появляются неэволюционные участки [11], что при их учете приводит к образованию сборки Уитни [14] в пространстве начальных состояний, а после отбрасывания неэволюционных участков адиабаты S_1 (или S_2) — к формированию глобальной катастрофы K_G , описанной выше. В этой трансформации волновой структуры линии катастроф K_{L-} и K_{L-}' попадают в отбрасываемую часть решений и отсутствуют в плоскости θ, ψ_s (как на фиг. 2, б). При выполнении условий (2.1) и небольших интенсивностях ударной волны S_1 линия катастроф K_0 , как правило, отсутствует и в отраженных волнах, альфвеновский разрыв не образуется ни при каких θ и ψ_s (например, при $N = 1,5, M_1 = 3, M_2 = 2-5; N = 2,5, M_1 = 3, M_2 = 3-8$).

Выполнение условий (2.1) по отношению к ударной волне $S_1^{+'}$ приводит к тому, что линия катастроф K_0' трансформируется в линию катастроф K_{L+}' и перпендикулярная H_0 включающая ударная волна $(S_1^{+'})^*$ распадается на комбинацию $S_1^{+'}A_2'$ с альфвеновским разрывом конечной интенсивности. Так обстоит дело при $N = 2,5, M_1 = 3, M_2 = 3$, когда на линии катастроф K_{L+}' формируется альфвеновский разрыв A_2' с динамической интенсивностью, приблизительно равной интенсивности $S_1^{+'}$. Также возможна непрерывная трансформация K_0' в K_{L+}' . Например, при $N = 2, M_1 = 3, M_2 = 2$ (S_2 — слабая) линия катастроф K_0' при $\theta > 15^\circ$ продолжается линией катастроф K_{L+}' . Эти линии контактируют в точке, где выполнено правое равенство в (2.1), ток в $S_1^{+'}$ равен нулю и $S_1^{+'}$ является «газодинамической» ударной волной с непрерывным магнитным полем. За ней $a_A = a_-, N$ перпендикулярно медленной характеристике. Из-за этого S^- невозможны и передняя характеристика R_3' примыкает сзади к $S_1^{+'}$. Происходит непрерывная трансформация катастрофы K_0' в катастрофу K_{L+}' .

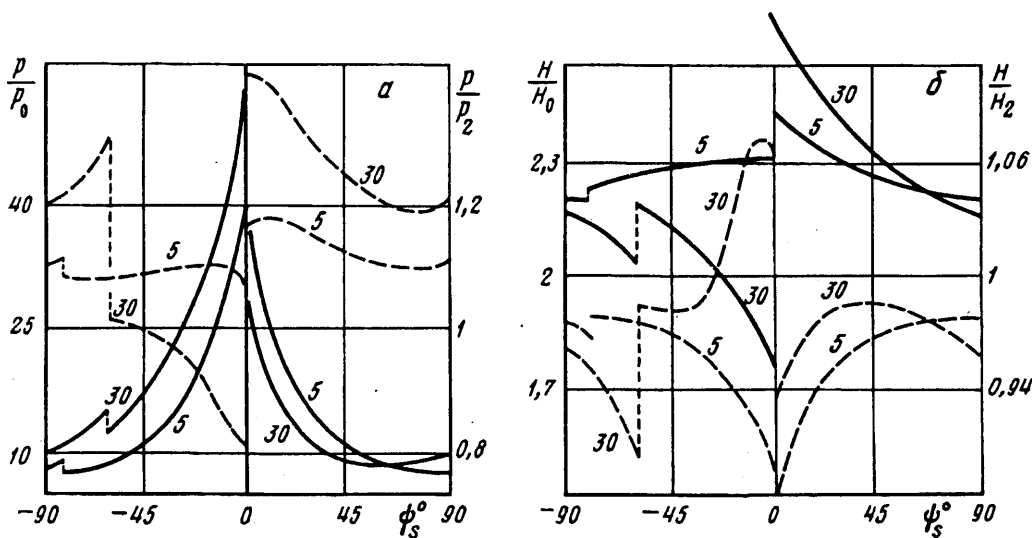
3. Изменение физических характеристик среды при догонном взаимодействии ударных волн. В [4, 5] для встречного взаимодействия ударных волн при $M_1 = M_2 = M$ было отмечено приближенное подобие по параметру $M_A = M/N$ для зависимостей полученных решений от наклона магнитного поля. В исследуемой задаче, если рассматривать решения как функции угла ψ , подобие по M_A также имеет место. Например, при $N = 0,7, M_1 = M_2 = 3$ и $N = 1,1, M_1 = M_2 = 5$ решения имеют одинаковый характер и зависимости всех физических величин от ψ в этих случаях получаются (с некоторой точностью) после умножения на коэффициенты подобия.

В отличие от [4, 5], где исходный наклон магнитного поля к скорости стационарной системы координат определяется кинематикой и не зависит от соотношений на ударных волнах и изменения в них параметров среды, при догонном взаимодействии величина ψ рассчитывается после нахождения состояния за S_1 по формуле (1.11). Будем строить зависимости физических величин как функции ψ_s , который более нагляден и имеет смысл наклона N к нормали n_{S_1} .

Анализ был проведен для всего диапазона определяющих параметров, указанных в разд. 2. Проиллюстрируем более подробно основные эффекты влияния магнитного поля на взаимодействие, зафиксировав числа Маха $M_1 = 3, M_2 = 5$ и рассматривая случаи слабого ($N = 0,4, \beta = 7,5$), сильного ($N = 2,5, \beta = 0,19$) и умеренного ($N = 1,1, \beta \approx 1$) магнитных полей (фиг. 4—6 соответственно). При взаимодействии образуется много волн, что затрудняет анализ и изложение результатов, поэтому для простоты рассмотрим поведение $P(\psi_s, \theta)$ и $|N|(\psi_s, \theta)$ на контактном разрыве S .



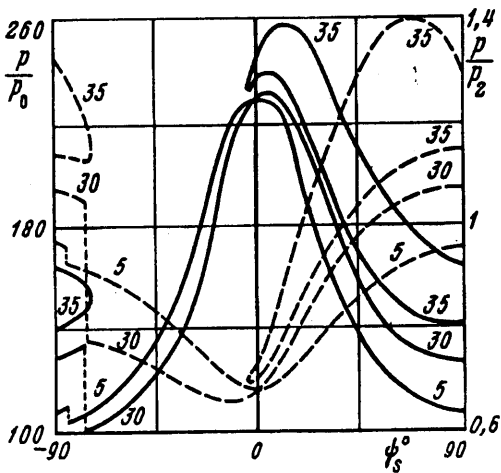
Фиг. 4



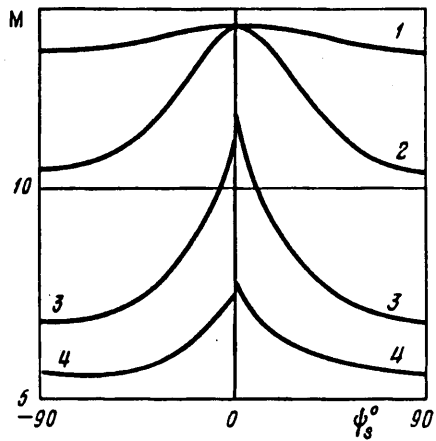
Фиг. 5

Зависимости $P(\psi_s)$ (фиг. 4, а, 5, а и б) и $|H|(\psi_s)$ (фиг. 4, б и 5, б) на С построены для характерных значений угла θ (в градусах), которые проставлены у соответствующих кривых. Графики построены для зависимостей $P(\psi_s)$ и $|H|(\psi_s)$, отнесенных к значениям давления и модуля напряженности магнитного поля в состоянии (0) (сплошные кривые, левая шкала) и в состоянии (2) (штриховые кривые, правая шкала). Две шкалы позволяют учесть, что интенсивности взаимодействующих ударных волн S_1 и S_2 также зависят от ψ_s , т. е. при одинаковых числах Маха, но при различных H перед S_1 и S_2 скачки всех величин в S_1 и S_2 (в том числе давления и магнитного поля) могут существенно различаться.

Поскольку уравнения магнитной гидродинамики (1.1), (1.2) инвариантны относительно замены H на $-H$, полученные решения являются π -периодическими относительно угла наклона магнитного поля ψ_s , в частности, на фиг. 4—6 $P(-90^\circ) = P(90^\circ)$ и $|H|(-90^\circ) = |H|(90^\circ)$. На фиг. 6 кривая, соответствующая



Фиг. 6



Фиг. 7

$\theta = 35^\circ$ (два участка, объединяемых преобразованием $\psi_s = \psi_s + 180^\circ$), описывает два решения: нижняя часть кривой соответствует «слабому», а верхняя — «сильному» решению, при $-75^\circ < \psi_s < -6^\circ$ регулярное решение отсутствует. Сильные решения существуют также при меньших θ и соответствуют еще большему подъему давления.

Из фиг. 4, а, 5, а и б видно, что угол наклона магнитного поля сильно влияет на результирующее газодинамическое давление, причем абсолютная величина вариации $P(\psi_s)$: $\Delta P = P_{\max} - P_{\min}$ максимальна при умеренном поле (на фиг. 6 $\Delta P \approx 130$), а относительная $\delta P = P_{\max}/P_{\min}$ — в сильном поле (на фиг. 5, а $\delta P \approx 7$). Напряженность магнитного поля на контактом разрыве и во всех составляющих течения также сильно зависит от ψ_s (фиг. 4, б и 5, б), причем эта зависимость наиболее сильно выражена в слабом поле. При $N = 1,1$ изменения $|H|(\psi_s)/|H_0|$ лежат в диапазоне от 1 до 6 с минимумом, приблизительно равным 1, при $\psi_s \approx 0-20^\circ$, локальным максимумом при $\psi_s \approx 60^\circ$ и наибольшим значением $|H|$, достигающимся при $\psi_s = \psi_s^* + 0$ и растущим при увеличении θ от $5|H_0|$ ($\theta = 5^\circ$) до $6|H_0|$ ($\theta = 30^\circ$).

Зависимости $P(\psi_s)$ и $|H|(\psi_s)$ разрывны, что связано с наличием катастрофы K_T при ψ_s^* , для которого $\psi = 0$ (формула (1.11)). Изменение давления при катастрофе K_T тем больше, чем больше θ , и относительная величина изменения P максимальна в слабом магнитном поле. Падение P при $\psi_s > \psi_s^*$ взаимосвязано с одновременным увеличением $|H|$. Максимальное давление на С достигается при $\psi_s = 0$. В этом случае взаимодействующие ударные волны при заданных M_1 и M_2 имеют наибольший скачок давления. В сильном магнитном поле при выполнении условий (2.1) зависимости $P(\psi_s)$ и $|H|(\psi_s)$ разрывны при $\psi_s = 0$ (фиг. 5, а и б), что связано с катастрофой K_G .

Угол θ слабо влияет на зависимости $P(\psi_s)$ (фиг. 6), так что при $0 < \theta < 25^\circ$ давление практически не зависит от θ . Из сравнения зависимостей $P(\psi_s)/P_0$ (сплошные кривые) при $\beta \geq 1$ (фиг. 4, а и б) и различных θ видно, что влияние интенсивности магнитного поля на давление отличается по своему характеру по разные стороны от ψ_s^* , соответствующего катастрофе K_T . При $\psi_s < \psi_s^*$ давление

растет сильнее при больших θ , а при $\psi_i > \psi_i^*$ — наоборот. Это связано с разным направлением токов, текущих в образующихся волнах, при $\psi_i < \psi_i^*$ и $\psi_i > \psi_i^*$. В сильном поле (фиг. 5, а) при увеличении θ магнитное поле обуславливает подъем давления при $\psi_i < 0$ и ослабляет его рост в диапазоне $0 < \psi_i < 60^\circ$.

В отличие от встречного взаимодействия ударных волн [4] эффект роста давления, который также имел место при квазиперпендикулярном взаимодействии, в рассматриваемой задаче выражен слабее, почти не зависит от θ и имеет другую природу. В данном случае давление на C растет, даже если в решении все волны, кроме лидирующей ударной волны, являются волнами разрежения, тогда как при встречном взаимодействии дополнительное сжатие обеспечивалось медленными ударными волнами.

Как видно из пунктирных кривых на фиг. 4, а и б, в окрестности $\psi_i = 0$ давление на C существенно меньше P_2 , что свидетельствует о формировании сильных отраженных волн разрежения R_3^+ . Образование сильной быстрой отраженной волны разрежения является характерной особенностью взаимодействия в слабом и умеренном магнитном поле. Наибольшая вариация интенсивности R_3^+ в зависимости от ψ_i и θ достигается при $N=1,1$: так, при ψ_i , близких к нулю (а при $N=0,4$ при любых ψ_i), $P/P_2 \approx 0,65-0,7$.

В случае падения S_2 под достаточно большим углом ($\theta \approx 20-35^\circ$) при $45^\circ < \psi_i < 90^\circ$, $N=1,1$ (фиг. 6) давление на C может повышаться по сравнению с P_2 . Это обусловлено тем, что вне диапазона $-30^\circ < \psi_i < 30^\circ$ интенсивность R_3^+ мала и при $\psi_i > 20^\circ$ и $\psi_i < \psi_i^*$ формируются мощные медленные ударные волны, которые приводят к увеличению давления на C и ослабляют магнитное поле.

В сильном магнитном поле ($N=2,5$) пик давления при $\psi_i = 0$ (фиг. 5, а, $\delta P \approx 7$) обусловлен формированием мощного альфвеновского разрыва A_2' и следующей за ним медленной ударной волны S_3' , которая дополнительно сжимает среду.

Для случая, изображенного на фиг. 5, важно, что ударная волна S_1 слабая ($M_1 = 3$, $N=2,5$) (в зависимости от ψ_i плотность увеличивается в 1,2—1,4 раза, напряженность растет в 1,2—1,25 раз). Догоняющая ударная волна S_2 имеет умеренную интенсивность (плотность растет в 2—3,5 раза). Основные эффекты обусловлены магнитогидродинамическим характером взаимодействия с существенным вкладом медленных волн и альфвеновских разрывов: отраженная быстрая волна разрежения R_3^+ имеет малую интенсивность; при $\theta=5^\circ$ лидирующая ударная волна S_1^+ имеет скачок давления больший, чем суммарный подъем давления в S_1 и S_2 ; при $\theta=30^\circ$ интенсивность S_1^+ немонотонна как функция ψ_i (при $\psi_i < 0$) из-за формирования альфвеновского разрыва A_2' и следующей за ним мощной медленной ударной волны S_3' , максимум P_1' достигается при $\psi_i \approx -40^\circ$ (его величина вдвое превосходит P_2) и локальный минимум P_1' при $\psi_i \approx -10^\circ$ (его величина почти вдвое меньше P_2).

В умеренном и сильном магнитном поле ($N>1$) при не очень сильных S_2 ($M_2 \leq 5$) и столкновениях под углами $\theta > 20^\circ$ лидирующая ударная волна имеет максимальный скачок плотности при распространении вдоль поля, тогда как максимум давления в ней достигается при другом значении ψ_i (вблизи $\psi_i = 0$), когда интенсивности S_1 и S_2 по плотности и давлению близки к максимальным.

Наибольшее значение $|N|/|N_0|$ достигается вблизи катастрофы K_T (при $\psi_i = \psi_i^* + 0$) (фиг. 4, б). Зависимость $\Delta|N|$ при $\psi_i = \psi_i^*$ от θ немонотонная: максимум $\Delta|N|$ достигается при $\theta \approx 20^\circ$ и соответствует совпадению катастроф K_T и K_{L-} , K_{L-}' (фиг. 2, а). При $\theta > 20^\circ$ и $\psi_i < \psi_i^*$ течение имеет вид: $S_1^+ A_2' S_3^- C S_5^- A_4 R_3^+$. При этом сильные медленные ударные волны обеспечивают падение $|N|$ на C до величины $0,1 |N_0|$, тогда как при $\psi_i > \psi_i^*$ в течении

$S_1^+ R_3^- CR_3^+ R_3^+$, благодаря сильным медленным волнам разрежения, магнитное поле на C возрастает: $|H| \approx 10,5 |H_0|$. Таким образом, перепад $|H|$ в результирующем состоянии на C при переходе через значение ψ_* более чем стократен.

На фиг. 4, б монотонное уменьшение $|H|/|H_0|$ при $\psi_s > \psi_*$ (сплошные кривые) сопровождается пикообразным изменением $|H|/|H_2|$ (пунктирные кривые). Это связано с существенным перераспределением токов: слева от точки максимума $|H|/|H_2|$ токи в S_1 и S_2 текут в одном направлении, а справа — в противоположных. При этом происходит качественная перестройка волновой картины течения (фиг. 2, а) в цепочке катастроф

$$\frac{R^+ R^-}{S^+ R^-} \xrightarrow{\kappa_{0-}} \frac{R^+ R^-}{S^+ A R^-} \xrightarrow{\kappa_{0-}} \frac{R^+ A R^-}{S^+ A R^-} \xrightarrow{\kappa_{c-}} \frac{R^+ A S^-}{S^+ A R^-} \xrightarrow{\kappa_{c-}} \frac{R^+ A S^-}{S^+ A S^-}$$

Диаграмма распада разрыва, возникшего при взаимодействии S_1 и S_2 , изображена на фиг. 3, а ($N = 2,5$, $M_1 = 3$, $M_2 = 5$, $\psi_s = -0^\circ$). Аналогичные диаграммы при меньших значениях N характеризуются меньшей интенсивностью медленных волн и большей интенсивностью отраженной волны R_3^+ . Профиль давления при переводе его на временную шкалу может быть истолкован в качестве проявления волновой структуры, возникшей при взаимодействии ударных волн, распространяющихся одна за другой от Солнца [8]. Отметим, что при $\psi_s > 0$ профиль давления коренным образом изменяется (фиг. 3, б), что указывает на принципиальную важность наклона магнитного поля для течения, возникающего при взаимодействии ударных волн.

На фиг. 7 построены зависимости от ψ_s числа Маха лидирующей ударной волны S_1^+ для $M_1 = 3$, $M_2 = 5$, $\theta = 30^\circ$ и $N = 0,4, 1,1, 2$ и $2,5$ (кривые 1—4 соответственно). В достаточно сильном поле (кривые 2—3) числа Маха лидирующей ударной волны существенно зависят от наклона магнитного поля, причем эта зависимость с характерным максимумом при $\psi_s = 0$ выражена сильнее при большем $|H_0|$. Зависимость вариации числа Маха лидирующей ударной волны ΔM немонотонно зависит от $|H_0|$: она мала при малых $|H_0|$, возрастает с ростом $|H_0|$, достигая максимума при умеренных полях ($N \approx 2$), и затем уменьшается из-за ослабления интенсивностей S_1 и S_2 при приближении их скоростей к альфвеновской. Зависимости $M(\psi_s)$ для $N = 2$ и $2,5$ разрывны при $\psi_s = 0$ (кривые 3 и 4) из-за катастрофы K_G . Во всем диапазоне θ , где существует регулярное решение, зависимости $M(\psi_s)$ при других θ практически совпадают с приведенными на фиг. 7, т. е. максимум скорости S_1^+ не связан с углом падения ударной волны S_2 на S_1 , а обусловлен тормозящим действием магнитного поля, которое усиливается при увеличении $|\psi_s|$. Магнитное поле при малых $|\psi_s|$ ускоряет поток в быстрых отраженных волнах разрежения, имеющих наибольшую интенсивность именно при малых $|\psi_s|$.

Таким образом, при распространении S_1 почти вдоль поля ($\psi_s = 0$) скорость возникающей лидирующей ударной волны S_1^+ наибольшая по сравнению с другими значениями $|\psi_s|$. Тем самым выделяются направления вдоль магнитного поля, при распространении по которым ударная волна ускоряется наиболее сильно при «подталкивании» ее другими ударными волнами.

Эффект ускорения среды за счет магнитного поля при встречном взаимодействии ударных волн [4] имел другой характер и был связан с увлечением газа в области за сталкивающимися ударными волнами в замороженном магнитном поле при квазиперпендикулярном взаимодействии. Скорость газа сильно возрастала с увеличением угла θ при слабых и умеренных полях.

Важной характеристикой рассматриваемого процесса является возникновение скачка плотности $\Delta \rho$ на контактном разрыве: это тот «след», который остается в результате догонного взаимодействия. Он обусловлен несимметричностью: выше

линии тока, входящей в точку пересечения S_1 и S_2 , газ проходит через две взаимодействующие ударные волны, а ниже — только через одну быструю ударную волну S_1' (фиг. 1). В магнитной гидродинамике, как и в газовой динамике, рост плотности в ударной волне ограничен величиной $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$; при достаточно сильных S_1 и S_2 возникает существенный скачок плотности на C . Зависимости $\Delta\rho(\psi_s)$ имеют тот же вид, что и $P(\psi_s)$, с максимумом в окрестности $\psi_s = 0$ и наименьшим значением $\Delta\rho$ в правой полуокрестности ψ_s^* . Для случаев, изображенных на фиг. 4, а, б и 5, а имеем $\Delta\rho_{\max}/\Delta\rho_{\min} = (4,5/4,1)\rho_0$; $(4,3/2,5)\rho_0$; $(1,6/0,4)\rho_0$. В последнем случае $\Delta\rho$ мало, так как S_1 — слабая. Магнитное поле не ослабляет этого эффекта и даже усиливает его, например, при $N = 1,1$, $M_1 = 5$, $M_2 = 8$: $\Delta\rho_{\max} = 5,6\rho_0$, тогда как при $N = 2,5$, $M_1 = 5$, $M_2 = 8$: $\Delta\rho_{\max} = 5,8\rho_0$, а при $N = 2,5$, $M_1 = 8$, $M_2 = 5$: $\Delta\rho_{\max} = 6,2\rho_0$. При встречном взаимодействии этот эффект был слабым в силу квазисимметрии течения.

Таким образом, в результате догонного взаимодействия могут возникать контактные разрывы с 5–6-кратным скачком плотности.

При слабых и умеренных магнитных полях ($N < 2$) и достаточно сильных взаимодействующих волнах (по крайней мере одна из них должна иметь число Маха больше 3), когда $\theta \approx \theta^*$, течение проводящей среды при $\psi_s < \psi_s^*$ и $\psi_s > \psi_s^*$ генерирует такие токи в альфвеновских и медленных волнах, что при $\psi_s \rightarrow \psi_s^* - 0$ магнитное поле на C становится коллинеарным и противонаправленным скорости течения, а при $\psi_s \rightarrow \psi_s^* + 0$ — коллинеарным и сонаправленным скорости. При этом и достигается многократное ослабление или усиление напряженности магнитного поля по разные стороны от ψ_s^* (фиг. 4, б).

Отметим значительное усиление $|H|$ по сравнению с состоянием за S_2 (фиг. 4, б) при отрицательных значениях ψ_s , близких к нулю. Это обусловлено генерацией за S_1' мощных медленных волн разрежения R_3' . В этом случае в комбинации S_1S_2 магнитное поле почти не изменяется (его направление близко к направлениям нормалей n_{S_1} и n_{S_2}) и слабо изменяется в S_1' , однако текущие по R_3' токи генерируют магнитное поле, многократно превосходящее исходное.

Усиление магнитного поля важно для космофизических приложений. Когда межпланетные ударные волны, возникшие при последовательных вспышках на Солнце, догоняют друг друга, при определенной ориентации магнитного поля после их взаимодействия могут возникать области с сильным магнитным полем, которое экранирует галактические космические лучи. Кратковременное понижение интенсивности космических лучей (на 50% в межпланетном пространстве и на 25–30% на поверхности Земли) регистрируются космическими аппаратами [16] и коррелируется с рядом мощных солнечных вспышек и межпланетной ударной волной, зарегистрированной на космических аппаратах «Пионер 11» и «Вояджер 1 и 2», которая, очевидно, является продуктом взаимодействия ударных волн, догоняющих друг друга [17, 18].

Заключение. Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы. Волновая картина течения и его характеристики могут изменяться дискретно при непрерывном изменении определяющих параметров, в частности во включающей ударной волне или при обращении в нуль собственного электрического поля E . Вектор напряженности магнитного поля оказывает существенное влияние на газодинамические характеристики течения, такие, как давление, плотность и скорость. Начальное состояние становится анизотропным относительно направления распространения ударных волн и наклон H влияет как на волновую структуру возникающего течения, так и на характер зависимостей всех величин от ψ_s . Вектор H выделяет направления, при распространении по которым ударная волна ускоряется сильнее при «подталкивании» ее другими ударными волнами.

При небольшой напряженности магнитного поля возникающее течение может

многократно его усилить или ослабить. Это наиболее ярко проявляется в разрывных зависимостях $|H|$ от ψ , вблизи ψ_* , соответствующего катастрофе тангенциального разрыва, по разные стороны от которого, в зависимости от направления E , магнитное поле может возрастать более чем в 10 раз или столь же сильно ослабляться.

Автор искренне благодарен А. А. Бармину за полезные замечания, сделанные при чтении рукописи, которые способствовали улучшению текста статьи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-01-01383).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куликовский А. Г., Любимов Г. А. Магнитная гидродинамика. М.: Физматгиз, 1962. 246 с.
2. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Наклонное взаимодействие сильных разрывов в магнитной гидродинамике//Механика. Современные проблемы. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 100—105.
3. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Наклонное взаимодействие альфвеновского и контактного разрывов в магнитной гидродинамике//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 1. С. 131—142.
4. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Пересечение ударных волн в магнитной гидродинамике//Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 3. С. 132—143.
5. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Нерегулярное взаимодействие ударных волн в магнитной гидродинамике//Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 184—198.
6. Пушкарь Е. А., Бармин А. А., Гриб С. А. Исследование в МГД-приближении падения ударной волны солнечного ветра на околоземную головную ударную волну//Геоматизм и аэрономия. 1991. Т. 31. № 3. С. 522—525.
7. Бармин А. А., Пушкарь Е. А. Магнитогиродинамическое описание процесса столкновения ударного возмущения солнечного ветра и головной ударной волны//Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 4. С. 140—155.
8. Гриб С. А. О взаимодействиях и эволюции сильных разрывов в плазме солнечного ветра//Год солнечного максимума: Матер. междунар. конф., Симферополь, 1981. М.: Наука, 1981. Т. 2. С. 34—38.
9. Smith Z. K., Dryer M., Han S. M., Interplanetary shock collisions: forward with reverse shocks//Astrophys. Space Sci. 1986. V. 119. № 2. P. 337—344.
10. Steinolfson R. S., Dryer M., Nakagawa Y. Interplanetary shock pair disturbances: Comparison of theory with space probe data//J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 16. P. 1989—2000.
11. Пушкарь Е. А. О косых магнитогиродинамических ударных волнах//Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 4. С. 106—116.
12. Pushkar' E. A. The numerical simulation methods of the oblique shock waves interaction in the magnetized conducting media//The Third Russian-Japan Joint Sympos. on Computational Fluid Dynamics (Russia, Vladivostok, 1992). Book Abstr. V. 2. P. 158—159.
13. Пушкарь Е. А. Обобщенные поляры плоскополяризованных стационарных автомодельных течений в магнитной гидродинамике//Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 111—119.
14. Арнольд В. И. Теория катастроф. М.: Наука, 1990. 127 с.
15. Natter M. Shock reflection and shock-wave interaction in field-aligned flows//J. Plasma Phys. 1975. V. 14. № 1. P. 39—51.
16. Gurnett D. A., Kurth W. S., Allendorf S. C., Poynter R. L. Radio emission from the heliopause triggered by an interplanetary shock//Science. 1993. V. 262. № 5131. P. 199—203.
17. Whang Y. C. The forward — reverse shock pair at large heliocentric distances//J. Geophys. Res. 1984. V. 89. № A9. P. 7367—7379.
18. Whang Y. C., Burlaga L. F. Termination shock: solar cycle variations of locations and speed//J. Geophys. Res. Ser. A. 1993. V. 98. № 9. P. 15221—15230.