

УДК 533.6.011.72 : 537.84

© 1995 г. А. А. БАРМИН, В. Н. САЗОНОВА

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРОЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ТАНГЕНЦИАЛЬНЫМ РАЗРЫВОМ

Решена автомодельная задача о наклонном взаимодействии быстрой ударной волны и тангенциального разрыва в рамках модели идеальной магнитной гидродинамики. Найдены ограничения на начальные параметры, необходимые для существования регулярного решения. Найдены различные возможные волновые картины течений и построены границы между решениями различных видов в пространстве определяющих параметров. Выяснены основные особенности возникающих течений и зависимость их от начальных данных.

Задачи о косом взаимодействии различных разрывов в магнитной гидродинамике исследовались рядом авторов [1—7]. Впервые задача о взаимодействии тангенциального разрыва с ударной волной рассматривалась в [2]. Априори предполагалось, что отраженная и преломленная волны являются быстрыми и что скорости газа с разных сторон тангенциального разрыва сонаправлены. В [3] показана возможность появления в решении медленной преломленной ударной волны. При этом допускался разрыв в направлении скоростей на угол, меньший $\pi/2$. В работах [1, 4, 5] детально разработана методика исследований взаимодействий двух ударных волн, а также ударной волны с альфвеновским и контактными разрывами в плоскополяризованном течении в общем случае, когда V не параллельно H .

В данной работе решена трехмерная задача о падении быстрой магнитогиродинамической ударной волны на тангенциальный разрыв без априорных предположений о типе разрывов, входящих в решение, для регулярного взаимодействия. Задача существенно отличается от аналогичной газодинамической задачи [8] не только из-за большего числа начальных параметров, но и из-за возможности наличия в потоке медленных волн, хотя, как и в газовой динамике, в решении присутствуют одна отраженная и одна преломленная волны.

Одним из приложений данной задачи являются исследования различных процессов в дальнем и ближнем космосе, в частности задача о взаимодействии тангенциальных разрывов, переносимых солнечным ветром, с головной ударной волной Земли, задача о падении возмущений солнечного ветра на магнитопаузу Земли, исследование корональных солнечных возмущений [2, 3, 6, 7].

1. Постановка задачи. Рассмотрим падение быстрой магнитогиродинамической ударной волны S_0 на тангенциальный разрыв T_0 в совершенном газе с показателем адиабаты γ . Разрывы будем моделировать плоскостями. В области невозмущенного течения, обозначенной на фиг. 1 индексом 0, будем считать заданными плотность ρ_0 , давление p_0 , вектор магнитной индукции H_0 , скорость потока V_0 . При заданном состоянии перед волной ударная волна S_0 характеризуется одним параметром, в качестве которого можно взять отношение плотностей перед и за волной η или угол ее наклона φ к тангенциальному разрыву. Тангенциальный разрыв определяется заданием скачков плотности, скорости и магнитного поля, при этом вектора скорости и магнитной индукции должны быть параллельны плоскости T_0 с обеих сторон от разрыва, но образуют между собой произвольные углы. Полное давление непрерывно [9]

$$H_{ni} = H_{nk} = 0, \quad V_{ni} = V_{nk} = 0$$

(1.1)

$$\left[p_i + \frac{H_i^2}{8\pi} \right] = \left[p_k + \frac{H_k^2}{8\pi} \right]$$

Здесь индексы i и k обозначают значения величин в областях с разных сторон тангенциального разрыва.

Выберем движущуюся правую декартову систему координат, ось z которой совпадает с линией пересечения разрывов. Ось x перпендикулярна ей и лежит в плоскости T_0 (фиг. 1). В этой системе координат задача стационарна и определяется параметрами в области 0: ρ_0, p_0 , модулями векторов скорости и магнитной индукции $V_0 = V_0', H_0$, показателем ударной адиабаты совершенного газа γ и углами $\vartheta_v, \vartheta_h, \vartheta_{v4}, \vartheta_{h4}$ между векторами V_0', H_0, V_4', H_4 и осью x соответственно; а также интенсивностями S_0 (например, η) и T_0 : $k_p = \rho_0/\rho_4, k_h = H_4/H_0, k_v = V_0'/V_4'$ (штрихами обозначены скорости в стационарной системе координат). Введем безразмерные параметры: $M_0 = V_0' \sqrt{\rho_0}/\sqrt{\gamma p_0}$ — газодинамическое число Маха и $N_0 = H_0/\sqrt{4\pi\gamma p_0}$ — число Альфвена в набегающем потоке.

В области 0 перейдем в систему координат, в которой вектора V_0' и H_0' параллельны. Для этого к скорости потока V_0' добавим скорость $V_0' \sin(\vartheta_h - \vartheta_v)/\cos \vartheta_h$ вдоль оси z . Число Маха потока изменится и станет равным $M_0' = M_0 \cos \vartheta_v/\cos \vartheta_h$. В новой системе координат из параллельности V_0' и H_0' в области 0 следует, что скорость параллельна вектору магнитной индукции во всей области течения над T_0 [9]. Аналогично в области 4 выберем систему координат, в которой $V \parallel H$ во всей области течения под T . Эти системы координат движутся относительно друг друга вдоль оси z . Проведя указанные преобразования, получим новое значение скачка скорости на T_0

$$k_v^* = k_v \frac{\cos \vartheta_v \cos \vartheta_{h4}}{\cos \vartheta_h \cos \vartheta_{v4}}$$

В дальнейшем индекс «*» опускаем, а $\vartheta_h = \vartheta_v = \vartheta$.

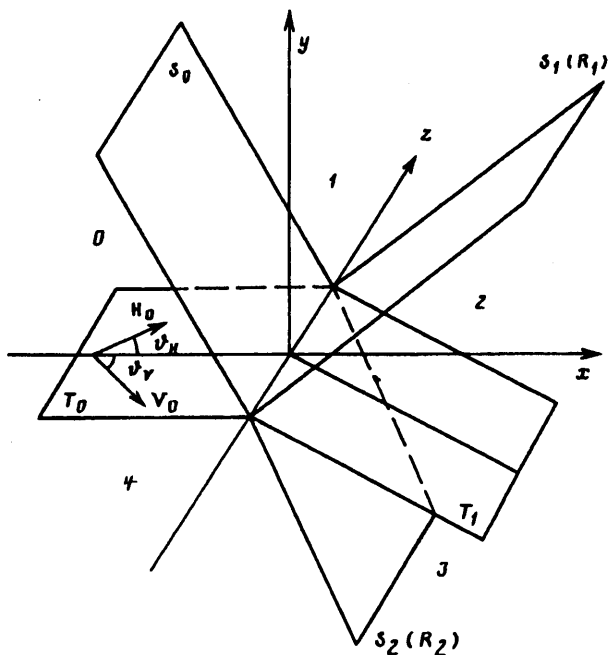
Таким образом, в случае $V \nparallel H$ задача с тангенциальным разрывом может быть сведена к случаю $V \parallel H$. Это существенно облегчает исследование, так как в этом случае, подобно газовой динамике, с каждой стороны от тангенциального разрыва может быть только по одной уходящей и приходящей волне¹. Параметры потока M_4 и N_4 , задающие течение в области 4, выражаются через M_0, N_0 и параметры тангенциального разрыва

$$N_4^2 = \frac{N_0^2 k_h^2}{(1 + 0,5\gamma N_0^2 (1 - k_h^2))}, \quad M_4^2 = \frac{M_0^2}{k_p k_v^2 (1 + 0,5\gamma N_0^2 (1 - k_h^2))} \quad (1.2)$$

Так как параметры k_p, k_v входят только в виде произведения $k_p k_v^2$, то без нарушения общности можно положить $k_v = 1$ и рассматривать все возможные значения k_p . Таким образом, каждое построенное решение будет описывать однопараметрическое семейство задач.

Условия (1.1) должны выполняться на трансформированном тангенциальном разрыве T_1 , который содержится в решении и разделяет области с разными газодинамическими параметрами и векторами магнитной индукции. В силу того что $V_0 \parallel H_0$ в выбранных системах координат, одно из первых двух условий (1.1) выполняется автоматически при выполнении другого. Итак, на T_1 имеем два независимых граничных условия

¹ На возможность сведения рассматриваемой задачи к случаю, когда скорость и магнитное поле параллельны, авторам указал Е. А. Пушкар.



Фиг. 1

$$[p + H^2/8\pi] = 0, \quad V_{n3} = V_{n4} = 0 \quad (1.3)$$

где n — нормаль к поверхности T_1 .

Так как задача не содержит характерного линейного размера, она допускает автомодельное решение вида x/y , которое будет состоять из различных разрывов, автомодельных волн разрежения и областей невозмущенного течения между ними. Если $\alpha_0 \neq 1$ в некоторой области, то в ней не могут распространяться альфвеновские разрывы, так как их поверхность в случае $V \parallel H$ состоит из линий тока.

Будем исследовать случай регулярного взаимодействия. Для удовлетворения граничных условий необходимо наличие двух свободных параметров: интенсивностей отраженной и преломленной волн, под интенсивностью будем понимать отношение плотностей перед и за волной. Волновая картина течения в стационарной системе координат изображена на фиг. 1.

Принципиальное значение для исследования задачи имеют направления скоростей с двух сторон от T_0 . Если проекции векторов скорости на ось x с обеих сторон от тангенциального разрыва одного знака ($0^\circ < |\vartheta_{x1}| < 90^\circ$), то скорости будем называть однонаправленными, а разного ($|\vartheta_{x1}| > 90^\circ$), то — разнонаправленными.

На ударной волне должны быть выполнены безразмерные соотношения [10, 11], которые в случае $V \parallel H$ запишем в виде

$$h_{n1} = \sin \varphi_0 \cos \vartheta_0, \quad v_{n1} = \eta M_0 h_{n1}$$

$$h_{t1} = \cos \varphi_0 \cos \vartheta_0 \frac{1 - \alpha_0}{\eta - \alpha_0}, \quad v_{t1} = \eta M_0 h_{t1} \quad (1.4)$$

$$h_{z1} = \sin \vartheta_0 \frac{1 - \alpha_0}{\eta - \alpha_0}, \quad v_{z1} = \eta M_0 h_{z1}$$

$$\frac{p_1}{p_0} = 1 + \gamma N_0^2 \frac{(1 - \eta)(1 + \eta - 2\alpha_0)}{2(\alpha_0 - \eta)^2} + \gamma M_0^2 (1 - \eta) \sin^2 \varphi_0 \cos^2 \vartheta_0 \frac{2\eta^2 - 3\alpha_0\eta + \alpha_0}{2(\eta - \alpha_0)^2}$$

$$h_1^2 = \sin^2 \varphi_0 \cos^2 \vartheta_0 + (1 - \sin^2 \varphi_0 \cos^2 \vartheta_0) \frac{(1 - \alpha_0)^2}{(\eta - \alpha_0)^2}$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2p_1/p_0 + h_1^2 \gamma N_0^2}{2(1 + \gamma N_0^2)}, \quad \operatorname{tg} \delta = - \frac{(1 - \eta) \sin \varphi_0 \cos \vartheta_0}{\eta - \alpha_0 + (1 - \eta) \cos^2 \varphi_0}$$

$$\alpha_0 = \frac{N_0^2}{M_0^2}, \quad \eta = \frac{\rho_0}{\rho_1}, \quad v_i = \frac{V_i}{a_0}, \quad h_i = \frac{H_i}{H_0}, \quad P = p + \frac{H^2}{8\pi}$$

Здесь δ — угол отклонения потока от первоначального направления за ударной волной, P — полное давление, φ и ϑ — углы между плоскостью ударной волны, вектором магнитной индукции и заданной осью x соответственно. Индексом 0 обозначена область перед волной, индексом 1 — за ней. Связь между η_0 и φ задается уравнением ударной адиабаты

$$\sin^2 \varphi_0 = \frac{2(\alpha_0 - \eta)^2 / M_0^2 + \alpha_0(\eta^2 \gamma - \eta(\gamma + \gamma \alpha_0 + \alpha_0 - 2) + \alpha_0(\gamma - 1))}{[\eta((\gamma + 1)\eta^2 - (\gamma - 1 + \alpha_0(\gamma + 2))\eta + \gamma \alpha_0)] \cos^2 \vartheta_0} \quad (1.5)$$

Необходимо выполнение следующих соотношений на параметры потока, вытекающих из условий эволюционности быстрых и медленных ударных волн соответственно [9, 11]:

$$\alpha_0 \leq 1, \quad M_0 \geq 1, \quad \alpha_1 \leq 1 \quad (1.6)$$

$$\alpha_0 \geq 1, \quad M_0^2 \geq 1 - 1/\alpha_0, \quad M_1 \leq 1, \quad \alpha_1 \geq 1 \quad (1.7)$$

Система уравнений, описывающая течение Прандтля — Майера в безразмерных переменных в цилиндрической системе координат, имеет вид [9, 12]

$$v_r^2 = (1 - \alpha_0 R) \left(M_0^2 + \frac{2}{\gamma - 1} - R^{\gamma-1} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) - v_z^2$$

$$v_\varphi^2 = R^{\gamma-1} \left(1 - \alpha_0 R \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) + \alpha_0 R \left(M_0^2 + \frac{2}{\gamma - 1} \right)$$

$$v_z^2 = M_0^2 \sin^2 \vartheta_0 \frac{(1 - \alpha_0)^2}{(1 - \alpha_0 R)^2} \quad (1.8)$$

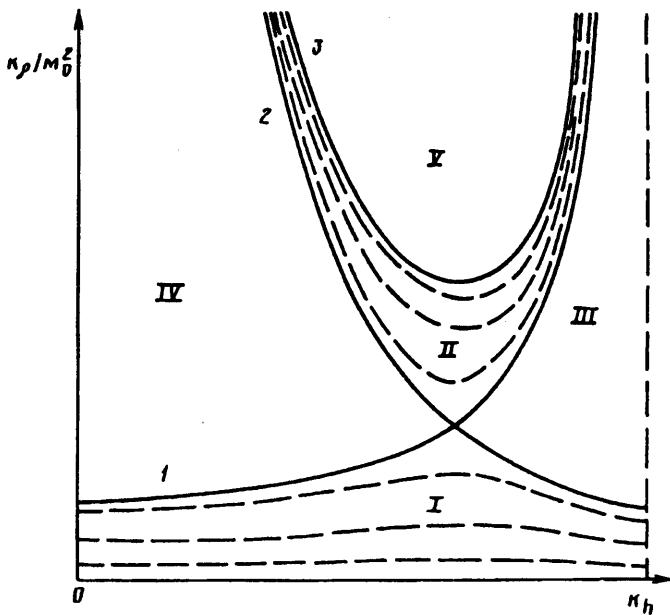
$$\frac{p_1}{p} = R^\gamma, \quad h_i = \frac{v_r R}{M_0}, \quad \frac{P_1}{P} = \frac{2p_1/p_0 + h_1^2 \gamma N_0^2}{2(1 + \gamma N_0^2)}$$

$$\delta = 90^\circ - \varphi - \operatorname{arctg} \frac{v_r}{v_\varphi}, \quad \alpha_1 = \alpha_0 R, \quad R = \frac{\rho_1}{\rho}$$

Угол φ находится интегрированием

$$\varphi = \varphi^* + \frac{\operatorname{sign}(H_r H_\varphi)}{2} \int_1^R \left((\gamma + 1) R^{\gamma-1} + 3\alpha_0 R \left(M_0^2 + \frac{2}{\gamma - 1} \right) - \alpha_0 R^\gamma \frac{(\gamma + 1)(\gamma + 2)}{\gamma - 1} \right) \frac{dR}{R \sqrt{V_r^2 V_\varphi^2}}$$

$$\varphi^* = \pm \arcsin \left[\frac{1 - \alpha_0 + \alpha_0 M_0^2}{M_0^2 \cos^2 \vartheta_0^2} \right]^{0.5}$$



Фиг. 2

Знак определяется по тому, является ли медленная или быстрая волна приходящей или уходящей, а v , и v_p находятся по формулам (1.8).

2. Метод решения. На плоскости $(\delta, P/P_0)$ из некоторой точки, задающей состояние за падающей волной S_0 , строится поляра ударной волны S_1 и волны разрежения R_1 , которая задает все возможные состояния за комбинацией волн S_0S_1 и S_0R_1 . Когда скорости на T_0 однонаправлены, на этой же плоскости строится поляра преломленной волны S_2 или R_2 . Точка пересечения кривых, соответствующих $S_0S_1 \cup S_0R_1$ и $S_2 \cup R_2$ на плоскости $(\delta, P/P_0)$, определяет вид решения и задает значение P на T_1 , угол наклона T_1 к оси x и интенсивности отраженной и преломленной волн.

Отраженная волна всегда быстрая, так как, согласно (1.6), $\alpha_1 \leq 1$, а преломленная может быть как быстрой, так и медленной.

В решение не может входить преломленная волна разрежения R_2 . Если реализуется решение S_0S_1 , то $P_2 > P_0$, а из условий на T (1.4) $P_4 = P_0$, $P_3 = P_2$ следует $P_3 > P_4$, волна в области 4 должна быть ударной (фиг. 1). В решении S_0R_1 поток в верхней области поворачивается на отрицательный угол (по часовой стрелке), значит, и снизу он должен повернуться в том же направлении, что возможно только в S_2 . Поэтому решение может быть одного из двух видов: $S_0S_1S_2$ или $S_0R_1S_2$.

В случае разнонаправленных скоростей области 4 соответствует состояние за преломленной волной. Поэтому на плоскости $(\delta, P/P_0)$, считая состояние 4 заданным, строятся «обратные» поляры — кривые, соответствующие переходу из состояния за волной к состоянию перед ней (область 3). Граничные условия остаются прежними: $\delta_2 = \delta_3$, $P_2 = P_3$, и решения, как и в случае однонаправленных скоростей, определяются пересечением соответствующих поляр.

В случае, когда преломленная волна ударная, $P_3 < P_4$, поэтому $P_2 < P_0$ и отраженная волна — всегда волна разрежения, причем такой интенсивности, что падение полного давления на ней больше, чем рост полного давления на S_0 . В случае, когда преломленная волна — волна разрежения R_2 , поток при переходе из области 4 в область 3 отклоняется против часовой стрелки, а на волне S_0 — навстречу (фиг. 1). Это однозначно определяет тип отраженной волны как ударной S_1 , которая должна развернуть поток в сторону, противоположную той,

в которую он был развернут на волне S_0 ; поэтому S_1 не может быть малой интенсивности. Таким образом, в случае разнонаправленных скоростей решение может быть одного из двух видов: $S_0R_1S_2$ или $S_0S_1R_2$ (для быстрых и медленных преломленных волн).

Таким образом, падающая ударная волна всегда генерирует еще по крайней мере одну ударную волну, что совпадает с результатами исследований других задач о взаимодействии разрывов [1, 5].

Рассмотрим ограничения на определяющие параметры M_0 , N_0 , η , k_p , k_h , при которых может существовать регулярное решение задачи для случая однонаправленных скоростей. Будем считать, что M_0 и N_0 удовлетворяют условию (1.6), так как рассматривается случай быстрой падающей волны.

Параметры k_p , k_h оказывают очень существенное влияние на наличие решения и его вид. Поэтому проведем анализ существования решений на плоскости (k_h, k_p) , каждая точка которой соответствует определенному тангенциальному разрыву. Случай, соответствующий газовой динамике, не может быть изображен на этой плоскости, так как предельное значение $k_h = 0$ соответствует отсутствию поля лишь под тангенциальным разрывом.

На фиг. 2 область I соответствует решениям, содержащим быструю преломленную волну S_2 . Левая вертикальная граница области I ($k_h = 0$) соответствует состоянию под T_0 с нулевым магнитным полем: $N_4 = 0$. Граница снизу $k_p = 0$ соответствует $M_4 = \infty$. Число Альфвена при этом остается конечным. Такую ситуацию можно трактовать как падение ударной волны на бесконечно плотную среду. Правая вертикальная граница $k_h = (1 + 2/\gamma N_0^2)^{0.5}$ дает в области IV состояние с $p_4 = 0$ и $\rho_4 \neq 0$ (т. е. не вакуум). Эта граница возникает вследствие ограниченности скачка магнитного поля на тангенциальном разрыве, обусловленной сохранением полного давления на нем. Верхние границы области I, обозначенные на фиг. 2 цифрами 1 и 2, соответствуют состояниям, в которых $\alpha_4 = 1$ и $M_4 = 1$, и задаются соответственно уравнениями

$$k_p = \frac{M_0^2}{1 + 0,5\gamma N_0^2 (1 - k_h^2)}, \quad k_p = \frac{M_0^2}{k_h^2 N_0^2} \quad (2.1)$$

С увеличением N_0 при фиксированном M_0 область I уменьшается. С ростом числа Маха набегающего потока решения становятся возможны для больших скачков плотности на T_0 .

Медленные волны S_2 существуют в решении в областях II и III (фиг. 2). Кривая 3 соответствует решениям, в которых в области IV нормальная к фронту волны составляющая скорости потока равна медленной магнитозвуковой, т. е. $M_4^2 = 1 - 1/\alpha_4$. Уравнение кривой 3 имеет вид

$$k_p = \frac{M_0^2}{1 + 0,5\gamma N_0^2 (1 - k_h^2)} + \frac{M_0^2}{k_h^2 N_0^2} \quad (2.2)$$

Область II квазигиперболическая, в ней существуют действительные характеристики ($M_4 < 1$, $\alpha_4 > 1$). Область III — эллиптико-гиперболическая, в ней нет действительных характеристик и волн разрежения, но существуют медленные ударные волны конечной интенсивности ($M_4 > 1$, $\alpha_4 > 1$).

Для существования регулярного автомодельного решения начальные параметры k_p , k_h не могут быть произвольными, а должны принадлежать областям I, II, III на фиг. 2, при этом для состояния в области I преломленная волна быстрая, в областях II и III — медленная.

Рассмотрим, как влияет изменение угла между вектором магнитной индукции и осью x (ϑ_0) на области существования решений. Зафиксируем число Маха набегающего потока M_0 и интенсивность ударной волны η и будем менять угол наклона скорости и магнитного поля ϑ_0 к оси x . При этом число Маха волны, равное $M_0 \sin \varphi_0 \cos \vartheta_0$, не зависит от ϑ_0 согласно (1.5). Фактически это означает,

что при изменении ϑ_0 ударная волна меняет угол своего наклона к скорости потока так, что число Маха волны остается постоянным.

Условие существования характеристик следует из (1.5) при $\eta = 1$ и требования $\sin \varphi \leq 1$

$$\cos^2 \vartheta_4 \geq \frac{1}{M_4^2} + \alpha_4 - \frac{\alpha_4}{M_4^2} \quad (2.3)$$

На фиг. 2 для различных ϑ_4 построена граница существования характеристик, соответствующая случаю равенства в (2.3), — штриховые линии. Решения с быстрыми преломленными ударными волнами находятся между осью k_h и штриховой линией, соответствующей заданному ϑ_4 . В области I выше штриховой линии решений нет. Область существования квазигиперболических медленных преломленных волн — между штриховой линией и границей 3 области II. В области III существуют только медленные эллиптико-гиперболические волны конечной интенсивности. С ростом ϑ_4 области гиперболичности решений сужаются.

В отличие от плоского случая при $\vartheta \neq 0$ в силу постановки задачи быстрая включающая волна не существует, при этом поляры всегда замкнуты.

В случае разнонаправленных скоростей границы областей (фиг. 2) сохраняются, но значения k_p, k_h соответствуют состояниям за преломленной волной $S_2(R_2)$. Из условий (1.6), (1.7) ясно, что если $\alpha_4 > 1$, то $S_2(R_2)$ — медленная, а если $\alpha_4 < 1$, то быстрая. Поэтому линия 2 на фиг. 2 по-прежнему является границей между решениями с быстрыми и медленными преломленными волнами. Так как в области III $M_4 > 1$, то решений в ней, согласно (1.7), нет.

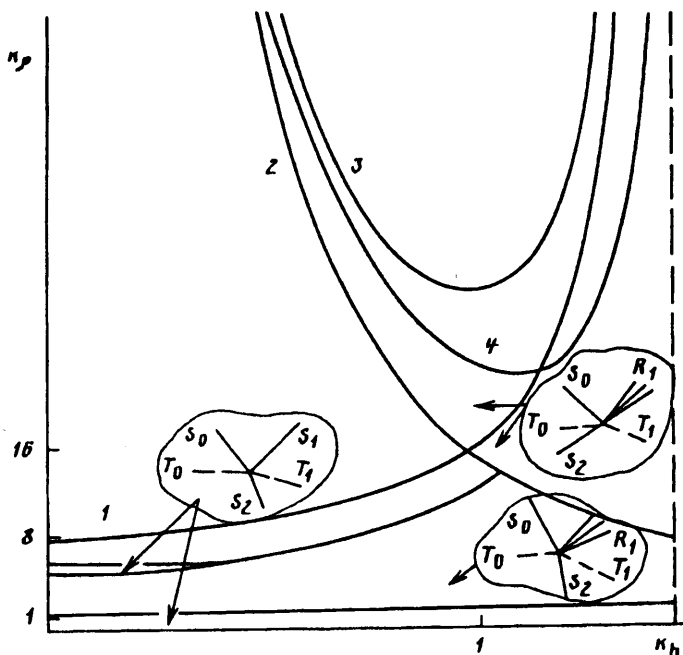
Область I ниже штриховой линии соответствует параметрам, при которых существуют действительные характеристики. Так как при разнонаправленных скоростях состояние в области 4 (фиг. 1) за волной S_2 фиксировано, то рост интенсивности волны S_2 соответствует росту числа Маха M_3 перед волной до бесконечности, когда достигается предельная интенсивность S_2 . Волны разрежения достигают максимальной интенсивности, когда M_3 убывает до единицы (начальная характеристика в области 3 (фиг. 1) перпендикулярна скорости потока). Выше штриховой линии в области I, а также в области IV решение не может содержать волны разрежения R_2 ; а волны S_2 — быстрые ударные волны конечной интенсивности.

Для начальных параметров k_p, k_h из области II (фиг. 2) выше штриховой линии решение может содержать как медленные ударные волны, так и медленные волны разрежения. Ниже штриховой линии решений нет. В области V волн разрежения нет, ударные волны медленные, конечной интенсивности, состояние за ними (в области III) эллиптико-гиперболическое.

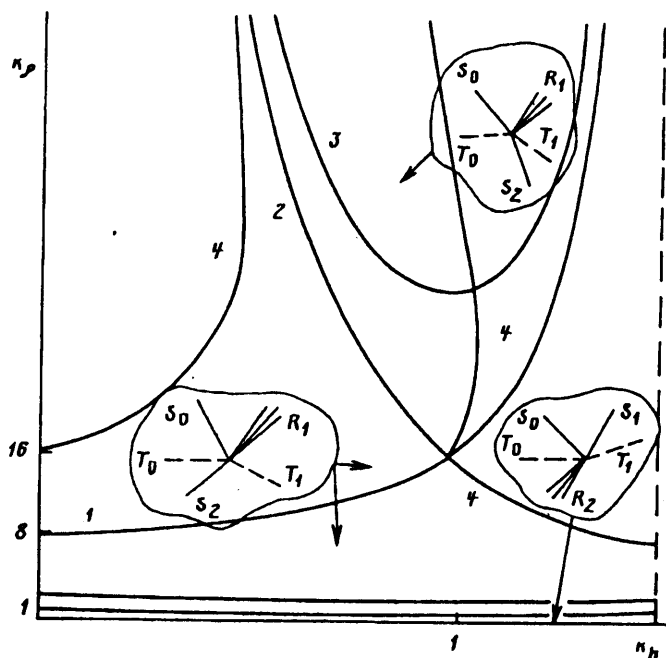
В зависимости от начальных параметров могут существовать одно или два решения. Будем называть «сильным» то из них, которое содержит отраженную волну большей интенсивности. Тогда интенсивность преломленной волны, если она быстрая, в «сильном» решении так же больше, чем в «слабом», а поток за отраженной волной обычно является дозвуковым. Если преломленная волна медленная, то она может быть меньшей интенсивности в «сильном» решении, чем слабом, и наоборот.

Численные расчеты были проведены в широком диапазоне параметров: числа Маха набегающего потока варьировались от 2 до 8, числа Альфвена брались равными 0,7 (слабое магнитное поле), 1,1 (магнитное и газодинамическое давление равны), 2 (сильное магнитное поле). Параметр γ всюду полагался равным $5/3$.

Принципиальное значение имеет вопрос о структуре возникающего течения. В газовой динамике переход от решения $S_0 S_1 S_2$ к решению $S_0 R_1 S_2$ происходит при $k_p = 1$, т. е. при падении ударной волны на более плотную среду ($k_p < 1$) отраженная волна всегда ударная; на менее плотную ($k_p > 1$) — волна разрежения. Влияние магнитного поля обуславливает более сложную нелинейную зависимость картины течения от параметров.



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 3 и 4 изображены границы между решениями различной волновой структуры и границы существования решений для $N_0 = 1,1$; $M_0 = 4$ и $\eta = 0,9$, $\vartheta_0 = \vartheta_4 = 0$ для случаев одно- и разнонаправленных скоростей соответственно. В тех областях, где виды решений не указаны, регулярных решений нет.

На фиг. 3 точка (1; 1) соответствует вырожденному тангенциальному разрыву, когда S_0 совпадает с S_2 , $S_1(R_1)$ вырождена в характеристику. При $k_h > 1$ граница между областями с решениями различной структуры проходит ниже прямой $k_p = 1$ и тем дальше от нее, чем меньше M_0 и η . При магнитном поле снизу от T_0 более сильном, чем сверху, возможно решение с отраженной волной разрежения при падении S_0 на более плотную среду. В случае, когда магнитное поле под T_0 слабее, чем в области 0, при падении на более разреженную среду ударная волна может отразиться в виде ударной волны, а не волны разрежения, как в газовой динамике. При $M_0 \rightarrow \infty$ область с решениями $S_0 R_1 S_2$ стремится к области $k_p > 1$. Но даже при больших M_0 и $k_h > 0$, $k_p > 1$ решения могут быть типа $S_0 S_1 S_2$.

В случае разнонаправленных скоростей качественно меняется структура решений (фиг. 4). В области, прилегающей к оси k_h , в отличие от случая сонаправленных скоростей существуют решения с быстрой преломленной волной разрежения, причем тангенциальный разрыв отклоняется вверх (в сторону падающей волны).

Изменения параметров в решениях с быстрой преломленной ударной волной сходны с газодинамическими. В случае однонаправленных скоростей интенсивность отраженной волны всегда меньше падающей, а в случае разнонаправленных может быть и больше.

В области II решения с медленной волной всегда одного вида: $S_0 R_1 S_2$. Когда скорости однонаправленные, решений всегда два, при этом полное давление на T возрастает. Когда скорости разнонаправленные — решение единственно, а полное давление на T убывает. В обоих случаях в волнах S_2 мало изменяются P , H и V , но поток отклоняется на углы до 40° .

Для параметров в области III (при однонаправленных скоростях) и в области V (при разнонаправленных) медленные волны распространяются по эллиптическо-гиперболическому состоянию. Изменения параметров в них всегда конечны.

Линия $\alpha_4 = 1$ (граница 2 на фиг. 3, 4) соответствует слабым решениям, в которых в преломленной волне поток под T поворачивается в ней без изменений ρ , H^2 , V^2 , P . При $\alpha_4 = 1$ происходит перестройка течения, так как вблизи линии $\alpha_4 = 1$ в решениях $S_0 R_1 S_2$ происходят конечные изменения ρ , H , V .

В случае разнонаправленных скоростей с изменением интенсивности S_0 решения не могут менять свой вид, как это возможно в случае однонаправленных скоростей.

При изменении угла ϑ от 0 до $0,5 \vartheta^*$, где ϑ^* — предельное значение, при котором существует решение, изменение термодинамических параметров в течении мало (<2%), при этом угол наклона волны может изменяться до 2 раз.

Авторы благодарят Е. А. Пушкарю за ценные замечания, сделанные им при ознакомлении с рукописью.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бармин А. А., Пушкарёв Е. А. Наклонное взаимодействие сильных разрывов в магнитной гидродинамике // Механика. Современные проблемы. М.: Изд-во МГУ, 1987. 100—105 с.
2. Neubauer F. M. Nonlinear oblique interaction of interplanetary tangential discontinuities with magnetogasdynamic shocks // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 10. P. 1213—1222.
3. Neubauer F. M. Nonlinear interaction of discontinuities in the solar wind and the origin of slow shocks // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. № 13. P. 2248—2256.
4. Бармин А. А., Пушкарёв Е. А. Наклонное взаимодействие альфвеновского и контактного разрывов в магнитной гидродинамике // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 1. С. 131—142.
5. Бармин А. А., Пушкарёв Е. А. Пересечение ударных волн в магнитной гидродинамике // Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 3. С. 132—143.

6. *Grib S. A., Pushkar E. A., Barmin A. A.* The interaction of the solar wind discontinuities in the vicinity of the heliopause//Phys. Outer Heliopause. London: Pergamon Press. 1990. P. 317—320.
7. *Grib S. A., Pushkar E. A., Sazonova V. N.* Coronal shock waves generation at the transition through the directional discontinuity//Солнечные данные: Бюллетень. 1991. № 11. С. 92
8. *Черный Г. Г.* Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
9. *Куликовский А. Г., Любимов Г. А.* Магнитная гидродинамика. М.: Физматгиз, 1962. 246 с.
10. *Пушкарь Е. А.* Исследование поляр МГД и ионизирующих ударных волн в магнитном поле//Исследования по механике жидкостей и твердых тел. М.: Изд-во МГУ, 1977. С. 56—64.
11. *Пушкарь Е. А.* Двумерные автомодельные стационарные течения в магнитной гидродинамике: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. 01.02.05. М., 1992. 308 с.
12. *Пушкарь Е. А.* Исследование МГД косых ударных волн и течения Прандтля — Майера при произвольном магнитном поле//Отчет Ин-та механ. МГУ. 1973. № 1514. 115 с.

Москва

Поступила в редакцию
17.VI.1993