

Раздел I. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Филиппычев Д.С.

Гибридное моделирование плазмы космического пространства: модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости.

3. Безударные разрывы.

1. Введение.

Токовые слои играют важную роль в космической плазме. Они являются фундаментальными структурами для многих физических явлений и появляются главным образом в областях контакта магнитных полей различной структуры. Например, центральный плазменный слой в магнитосферных хвостах, разделяющий магнитные поля противоположного направления, или магнитопауза как граница между областями плазмы различного происхождения. Именно при прохождении поперек токового слоя происходит скачкообразное (разрывное) изменение магнитного поля. Во многих случаях токовые слои ассоциируются с МГД разрывами, в частности с безударными разрывами (контактным, тангенциальным и вращательным).

МГД-теория не в состоянии объяснить целый ряд наблюдаемых свойств разрывов поскольку в этой теории разрывы не имеют структуры (т.е. они предполагаются бесконечно тонкими), а физические процессы, протекающие на расстояниях порядка нескольких длин инерции ионов, не описываются МГД уравнениями. Для численного моделирования самосогласованной структуры разрывов и их свойств более подходит метод частиц (PIC-метод). Однако, полное численное моделирование, при котором все компоненты плазмы представляются в виде набора дискретных частиц, оказывается очень тяжелой задачей по причине значительных затрат компьютерных ресурсов и в первую очередь времени. В PIC-методе шаг по времени выбирается с учетом разрешения электронного масштаба времени: в явных схемах - доли электронного плазменного периода; в неявных схемах - несколько этих периодов. С другой стороны, для получения физически интересных результатов в случае низкочастотных процессов, часто исследуемых в задачах физики космического пространства, расчеты необходимо проводить до времен, значительно превышающих ионные временные масштабы (десятки, сотни, а то и тысячи ионных гиропериодов). Поскольку электронные масштабы длины и времени не проявляются в структуре безударных разрывов, то электроны можно рассматривать как жидкость, оставляя кинетическое описание (в смысле метода частиц) только для ионов. Довольно общий тип гибридных кодов, в которых электроны рассматриваются как безмассовая жидкость, а ионы описываются набором частиц конечного размера, широко используются при изучении бесстолкновительных ударных волн, пинчей, плазменного фокуса и т.д.

Обширной областью приложения численного гибридного моделирования (ионы-частицы; электроны-безмассовая жидкость) являются задачи физики

космического пространства. Это связано с рядом обстоятельств. Во многих областях космического пространства имеется сильно разреженная замагниченная плазма, в которой доминирующими являются бесстолкновительные процессы. Многие плазменные явления характеризуются ионными масштабами длины и времени. Имеются многочисленные данные наблюдений показывающие наличие колебаний с частотами порядка ионной гирочастоты и на частотах значительно меньших. В настоящей статье дается обзор работ по гибриднему (электромагнитному) моделированию безударных (контактного, тангенциального и вращательного) разрывов. Гибриднему моделированию бесстолкновительных ударных волн посвящены две первые статьи [1,2] этой серии.

2. Гибридная модель: электроны - безмассовая жидкость; ионы - частицы.

Довольно часто для изучения физических процессов в плазме с магнитным полем можно применять кинетическое описание (кинетические уравнения или метод частиц) только для ионной компоненты, а электроны рассматривать как жидкость (газодинамическая модель). В этих моделях плазма считается квазинейтральной и в уравнениях Максвелла пренебрегается током смещения (приближение Дарвина [3]). В рамках этого приближения движение частиц плазмы должно быть нерелятивистским. Условие квазинейтральности предполагает, что электронная плотность почти равна ионной плотности (обе они обозначаются через n). Для того чтобы проследить эволюцию системы на больших временах и в большей области пространства необходимо полностью устранить динамику быстрых электронов. Это достигается за счет применения гибридных кодов, в которых ионы рассматриваются как частицы, а электроны как безмассовая жидкость ($m=0$). Такие коды используются также для изучения низкочастотных процессов при сохранении самосогласованного описания резонансного рассеяния волна-частица. В численном моделировании с применением гибридной модели без учета инерции электронов ($m=0$) хорошо воспроизводятся физические процессы, протекающие на ионных масштабах длины (ионная длина инерции; ионный гирорадиус) и времени (обратная гирочастота ионов). При этом из расчетов устраняются плазменная частота и гирочастота электронов.

Общую схему расчета по гибридной модели можно представить в следующем виде:

- определяются электромагнитные поля из уравнения движения электронной компоненты плазмы;
- моделируется динамика ионной компоненты методом частиц и определяются макроскопические характеристики ионов (как моменты их функции распределения);
- решается уравнение для электронной температуры.

В литературе термины “кинетическое описание”, “кинетическое моделирование” и т.д. применяются не только в случаях использования кинетической теории (кинетических уравнений), но и для самосогласованных моделей, использующих траектории частиц (методы Молекулярной Динамики, Монте-Карло; метод частиц - PIC-метод), а также для гибридных моделей когда часть компонент плазмы (во многих случаях только одна) представляется в виде

набора частиц. При этом прилагательное “кинетическое” означает, что в модели учитываются кинетические эффекты данной компоненты плазмы (в этой статье - ионной компоненты).

Безразмерные переменные. Ниже используются в основном общепринятые обозначения: c - скорость света; m, e - масса и заряд электрона; M, q - масса и заряд иона; нижний индекс “ s ” обозначает сорт частиц ($s=e$ -электрон, $s=i$ -ион); m_s, q_s - масса и заряд частицы сорта s ($m_e=m, m_i=M; q_e=e, q_i=q$); $\omega_{ps}=(4\pi q_s^2 n_0/m_s)^{1/2}$ - плазменная частота частиц сорта “ s ”; $\Omega_i=qV_0/Mc$ - ионная гирочастота; $\lambda_D=(k_B T_e/4\pi q_s^2 n_0)^{1/2}$ - дебаевская длина электронов (k_B - постоянная Больцмана, T_e - температура электронов). V_0 и n_0 - базовые значения магнитного поля и ионной (=электронной) плотности. $\gamma=C_p/C_v$ - отношение удельных теплоемкостей, как правило, $\gamma=5/3$.

В гибридной модели характерными масштабами являются ионные масштабы длины и времени. Довольно часто при рассмотрении задач плазмы космического пространства расстояния измеряются в единицах ионной длины инерции δ_i , а время в Ω_i^{-1} ($\delta_i=c/\omega_{pi}=V_A/\Omega_i$; другое название для δ_i “бесстолкновительная ионная скин-глубина”; $V_A=B_0/(4\pi n_0 M)^{1/2}$ - альфвеновская скорость). Таким образом, в гибридной моделировании используются основные безразмерные переменные: расстояние $x^{new}=x/\delta_i$ и время $t=t^{new}/(\Omega_i^{-1})=\Omega_i t$. Нормализация остальных переменных проводится на основе этих величин: скорость $v^{new}=v/V_A$; электрическое поле $E^{new}=(q/M\Omega_i V_A)E$; $B^{new}=(q/M\Omega_i c)B$; плотность тока $J^{new}=(1/qn_0 V_A)J$ ($J=j$). (Заметим, что $\Omega_i/\omega_{pi}=V_A/c$.) Векторный потенциал магнитного поля $A^{new}=(q/McV_A)A$; сопротивление (в общем случае - тензор) $\eta^{new}=\alpha_2\eta$, $\alpha_1=q/MV_A^2$, $\alpha_2=q^2 n_0/M\Omega_i=c\omega_i/4\pi V_A$, $\alpha_3=V_A^2 n_0 M=B_0^2/4\pi$.

Основные уравнения.

Нижние индексы “ \parallel ” и “ \perp ” относятся к продольным и поперечным компонентам векторов. При рассмотрении различного вида разрывов продольная ось “ x ” совпадает с нормалью к поверхности разрыва, а поперечные (перпендикулярные) компоненты векторов оказываются тангенциальными по отношению к этой поверхности. В безразмерных переменных основные уравнения записываются в виде (верхний индекс “new” опущен):

$$dv/d\tau = E + v \times B, \quad dx/d\tau = v, \quad (1a)$$

$$0 = -en_e(E + V_e \times B) - \alpha_1 \nabla(n_e T_e) + en_e \eta \cdot J, \quad (1b)$$

$$E = -\alpha_1 \nabla(n_e T_e) / en_e - V_e \times B + \eta \cdot J, \quad (1c)$$

$$\nabla \times B = J_{\perp} \quad (\text{закон Ампера}), \quad (1d)$$

$$\nabla \times E_{\perp} = -\partial B / \partial \tau \quad (\text{закон Фарадея}), \quad (1e)$$

$$(3/2) \partial(n_e T_e) / \partial \tau + (\partial/\partial x)((3/2)(n_e T_e) V_{ex}) + (n_e T_e) \partial V_{ex} / \partial x = \alpha_1 \eta J^2, \quad (1f)$$

$$n_e = n_i = \int f_i dv = n. \quad (1g)$$

В задачах, связанных с моделированием физических процессов в космическом пространстве, довольно часто электроны рассматриваются в изотермическом или адиабатическом ($p=n$) приближении. При этом из модели (1) исчезает уравнение энергии (1f). В условии квазинейтральности (1g) f_i - функция распределения по скоростям ионов. Полная плотность тока $J = -nV_e + \int f_i dv$ согласно соотношению (1g) удовлетворяет условию $\nabla \cdot J = 0$, что означает также $J_{\parallel} = J_x = 0$. Ниже безразмерные переменные используются при описании схем

гибридного моделирования. В остальной части работы применяются размерные величины для записи формул и соотношений.

3. Численные алгоритмы гибридного моделирования.

При численной реализации гибридного моделирования вводятся дискретные сетки во времени ($\Delta\tau$; $\tau^k = k\Delta\tau$, $k=1, 2, \dots$) и по пространству (с шагами Δx).

Для вычисления траекторий частиц, как правило, используется схема перешагивания (leapfrog). При этом скорости частиц задаются на полупелых шагах по времени, а положения частиц и поля определяются на целых временных шагах (верхний индекс k). На уровне k известны величины $v^{k-1/2}$, x^k , E^k , B^k . Дискретный аналог уравнения (1a) записывается в виде:

$$dv/d\tau = (v^{k+1/2} - v^{k-1/2})/\Delta\tau = E^k + v^k \times B^k. \quad (2)$$

В магнитном члене (последний член в уравнении (2)) v^k центрируется обычным способом $v^k = (v^{k-1/2} + v^{k+1/2})/2$.

После использования обозначений $\delta = \Delta\tau/2$, $U^- = v^{k-1/2} + \delta E^k$, $U^+ = v^{k+1/2} - \delta E^k$, разностное уравнение (2) переписывается в форме

$$U^+ - U^- = \delta \{ (U^- + U^+) \times B^k \}, \quad (3)$$

Значения полей E^k и B^k в точке нахождения частицы x^k находятся с использованием функции взвешивания $S(X_j - x^k)$ PIC-метода (см., [4-6]). Например, $E^k = \sum_j S(X_j - x^k) E_j^k$. j - индекс узла сетки (в многомерном случае - мультииндекс)

В схеме Бориса (leapfrog Бориса) [7] (см. также [4-6]) движение частицы расщепляется на движение только в электрическом поле и движение только в магнитном поле:

$$U^- = v^{k-1/2} + \delta E^k, \quad (4a)$$

$$U^* = U^- + \delta U^- \times B^k, \quad (4b)$$

$$U^+ = U^* + U^* \times B^k (2\delta / (1 + \delta^2 (B^k \cdot B^k))), \quad (4c)$$

$$v^{k+1/2} = U^+ + \delta E^k. \quad (4d)$$

Используя (4b) и (4c) искомый вектор U^+ можно выписать в явном виде

$$U^+ = \{ (1 - \delta^2 B^2) U^- + 2\delta^2 (B^k \cdot U^-) B^k + 2\delta U^- \times B^k \} / (1 + \delta^2 B^2), \quad B^2 = (B^k \cdot B^k).$$

После нахождения $v^{k+1/2}$ вычисляется новое положение частицы

$$x^{k+1} = x^k + \Delta\tau v^{k+1/2}. \quad (5)$$

Ионная часть тока вычисляется путем суммирования ионных моментов с использованием функции взвешивания $S(X_j - x^k)$. При этом для получения значения скорости на целочисленном уровне v_i^{k+1} частицы дополнительно продвигаются на временной полшаг $v^{k+1} = v^{k+1/2} + \delta (E^k + v^{k+1/2} \times B^k)$, где E^k и B^k вычисляются в точке x^{k+1} . В результате суммирования получается скорость потока ионов V_i^{k+1} . Ионная плотность n_i^{k+1} вычисляется по координатам частиц x_i^{k+1} также с использованием функции $S(X_j - x^{k+1})$. В одномерном случае (1-D) из условия квазинейтральности получаются значения электронной плотности и скорости ($n_e = n_i = n$, $V_{ex} = V_{ix} = V_x$). Поперечные компоненты (y или z) векторного потенциала A находятся из закона Ампера (1d)

$$\nabla^2 (A_{\perp})^{k+1} = - (J_{\perp})^{k+1}. \quad (6)$$

Поперечные компоненты поля получаются из обычных соотношений

$$\mathbf{V}_\perp = \nabla \times \mathbf{A}_\perp, (B_x = \text{const.}); \mathbf{E}_\perp = -\partial \mathbf{A}_\perp / \partial t. \quad (7)$$

Хотя все численные коды, использующие гибридные модели, обладают подобными свойствами, имеются различия в их численной реализации. В первую очередь это относится к методам решения уравнений поля. В обзоре [8] эти методы разбиваются на 3 группы; метод сопротивления (закон Ома); метод предиктор-корректора; метод гамильтониана. Методы первых двух групп (метод, использующий закон Ома, метод предиктор-корректор) были описаны в первых двух работах [1,2] данной серии. Поэтому здесь мы рассмотрим только реализацию метода последней группы.

Метод гамильтониана. В этом методе вместо скоростей частиц используется канонические моменты $\mathbf{P} = M\mathbf{v} + q\mathbf{A}/c$ ($\mathbf{P}^{\text{New}} = \mathbf{v}^{\text{New}} + \mathbf{A}^{\text{New}}$; $\mathbf{P} = M\mathbf{V}_A \mathbf{P}^{\text{New}}$). Описание метода приведено в работе [9]. Метод гамильтониана был использован для исследования вращательного разрыва магнитопаузы [10,11], магнитных медленных ударных волн [12], для моделирования почти параллельных ударных волн [13,14], для исследования слоя пересоединения магнитопаузы [15,16].

В методе гамильтониана канонические моменты $\mathbf{P}_\perp = \mathbf{v}_\perp + \mathbf{A}_\perp$ частиц вычисляются в полувелocities моменты времени (например, для k -го временного слоя на $(k-1/2)$ -ом уровне). Уравнение движения частиц

$$d\mathbf{P}_\perp/dt = (\mathbf{v}_\perp \times \mathbf{B}_x \hat{x}) = (\mathbf{P}_\perp - \mathbf{A}_\perp) \times \hat{x}$$

с помощью комплексного представления ($\mathbf{P} = P_y + iP_z$; $\mathbf{A} = A_y + iA_z$) записывается в компактной форме

$$dP^k/dt = -i(P^k - A^k) \text{ или в виде } e^{-it} d(P^k e^{it})/dt = iA^k.$$

$P^{k+1/2}$ находится из дискретного представления последнего уравнения [10]

$$P^{k+1/2} = P^{k-1/2} e^{-i\Delta t} + i\Delta t A^k e^{-i\Delta t/2} \quad (8)$$

После этого вычисляются v_\perp^k и $v_x^{k+1/2}$

$$v_\perp^k = (\mathbf{P}_\perp^{k+1/2} + \mathbf{P}_\perp^{k-1/2})/2 - \mathbf{A}_\perp^k,$$

$$v_x^{k+1/2} = v_x^{k-1/2} + \Delta t (E_x^k + v_\perp^k \times \mathbf{B}_\perp^k).$$

Новые положения частиц получаются по формуле (5). В приведенных выше формулах для простоты было использовано обозначение v_x ; хотя для унификации обозначений вместо этого можно было бы записать $P_x = v_x$ ($A_x = 0$, т.к. $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$). Метод гамильтониана оказывается очень удобным в случае $B_x = 0$, так как при этом значение P_\perp сохраняется.

Имеется несколько способов решения уравнения (6). Например, в одном методе соотношение (8) используется для выражения $P_\perp^{k+3/2}$ через A_\perp^{k+1} и $P_\perp^{k+1/2}$. В другом методе решается уравнение (6) на k -ом временном уровне [10]. При этом $A_\perp^{k+1/2} = (A_\perp^{k+1} + A_\perp^k)/2$. В любом случае получается неявное уравнение (A_\perp^{k+1} содержится в правой части уравнения). С другой стороны, матрица дискретного аналога этого уравнения имеет трехдиагональную структуру и для нахождения компонент A_\perp на очередном временном слое можно использовать метод матричной прогонки.

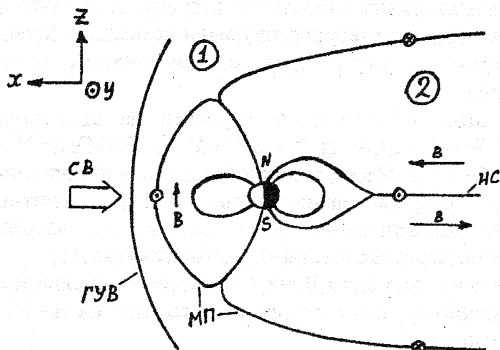
После получения новых значений A_\perp^{k+1} , \mathbf{E} и \mathbf{V} находятся из соотношений (7), решается уравнение (1f) для T_e (в работе [10] вместо (1f) использовалось уравнение состояния), а затем вычисляется E_x из соотношения (1c).

Следует заметить, что значительные осложнения алгоритма метода гамильтониана возникают при наличии в системе V_y или V_z компоненты внешнего поля. Постоянное B_z может быть внесено в уравнения в виде дополнительного члена $A_y = B_z x$. Этот вклад в обобщенный момент частиц P_y

должен быть добавлен или вычтен в случае если граничные условия таковы, что частицы, покидающие систему с одной границы области расчета, вновь поступают в нее с другой (противоположной) границы.

4. Некоторые понятия и определения.

Магнитосфера Земли.



В исследованиях космической плазмы (в том числе и численном моделировании) наибольшее внимание уделяется магнитосфере Земли, что связано с наличием большого числа данных, полученных как с помощью наблюдений с Земли, так и с помощью всевозможных космических аппаратов. Солнце генерирует плазму - солнечный ветер

Рис.1. Схематическое изображение магнитосферы. ГУВ - головная ударная волна, МП - магнитопауза, СВ -солнечный ветер, НС -нейтральный слой, 1 -магнитослой, 2 - геомагнитный хвост. •, x - направление токов, перпендикулярных плоскости рисунка.

(основной компонент водород, несколько процентов гелия), который распространяется за пределы Солнца. Солнечный ветер является высокоскоростным (400км/с) высоко-проводящим потоком радиально истекающей разреженной (концентрация 5 см^{-3}) солнечной плазмы. В результате того, что солнечный ветер сильно отклоняется под воздействием геомагнитного поля, вокруг Земли образуется обширная магнитная полость в форме кометы, называемая магнитосферой. Основные структуры магнитного поля, связанные с магнитосферой, - это головная ударная волна (ГУВ), переходной слой (или магнитослой), магнитопауза и геомагнитный хвост.

Внешняя граница магнитосферы, носящая название магнитопаузы, представляет собой токовый слой, в котором динамическое давление солнечного ветра (ρv^2 , где ρ -плотность) уравнивается магнитное давление дипольного поля Земли ($B^2/8\pi$). На расстоянии около $5R_E$ (R_E - радиус Земли) от магнитосферы в направлении к Солнцу в потоке солнечного ветра находится стоячая головная ударная волна (ГУВ). Она обусловлена тем, что скорость солнечного ветра превышает скорость, с которой движутся в направлении от Солнца волны сжатия, отклоняющие солнечный ветер вокруг магнитосферы. Переходной слой (магнитослой) - это область сжатой и нагретой плазмы солнечного ветра, отделяющая головную ударную волну от магнитосферы. Геомагнитный хвост - это область на ночной стороне магнитосферы, где дипольное поле Земли вытянуто в направлении от Солнца в виде длинного цилиндрического хвоста диаметром $40R_E$ и длиной более $1000R_E$. Он состоит из двух противоположно направленных пучков магнитного потока (называемых

долями геомагнитного хвоста), разделенных токовым слоем, который носит название нейтрального слоя.

Некоторые обозначения.

Размерность рассматриваемой задачи определяется размерностью конфигурационного пространства и обозначается с использованием символа D . Например, 1-D обозначает одномерную модель, в которой используется только одна пространственная переменная. При этом для векторных величин (скорости частиц, электрическое и магнитное поля) могут учитываться все три компонента.

При гибридном моделировании дискретные шаги по времени и пространству составляют, как правило, доли соответствующих масштабов. Например, довольно часто используются следующие значения: $\Delta t = 0.05$, $\Delta x = 0.5$ ($\Delta t = 0.05 \Omega_i^{-1}$, $\Delta x = 0.5 \delta_i$).

N_{pc} - число ионных частиц, приходящихся на ячейку пространственной сетки (обычно в начале расчета ($t=0$)).

В магнитосферных исследованиях обычно используется значение $R_E = 6370$ км. а.е. $= 1.495985 \times 10^{11} \approx 1.495985 \times 10^8$ км - астрономическая единица: среднее расстояние между Землей и Солнцем; AU - Astronomical Unit of length.

CEF - Conventional Electric Field : индуцированное электрическое поле (ИЭП)

$E_{CEF} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B} / c$

ICS - Interplanetary Current Sheet : Межпланетный токовый слой.

IMF - Interplanetary Magnetic Field: Межпланетное магнитное поле.

5. МГД модели для описания низкочастотных волн в плазме.

Одним из наиболее важных объектов изучения физических процессов в космической плазме являются низкочастотные волны с частотами ниже или равными протонной гирочастоте ($\omega \leq \Omega_p$). В теории плазмы имеется несколько уровней описания таких волн в бесконечной однородной среде. Самым простым гидродинамическим (газодинамическим) описанием бесстолкновительной плазмы является теория идеальной магнитной гидродинамики (ИМГД). Решениями линеаризованных уравнений этого приближения являются хорошо известные МГД волны, которые (за некоторым исключением) являются так же низкочастотным пределом ($\omega \rightarrow 0$) линеаризованных уравнений двух-жидкостной теории, содержащей в своей общей форме эффекты инерции как электронов, так и ионов. При исключении из рассмотрения энергии электронов ($m=0$) упрощенные уравнения двух-жидкостной теории становятся идентичными уравнениям идеальной МГД, за исключением закона Ома, в который оказывается включенным холловский член. По этим причинам, такая теория получила название "холловская МГД" (ХМГД).

Составляющая электрического поля $E_{Hall} = -(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) / (c n_e e)$ перпендикулярна как к току, так и к магнитному полю. Она часто возникает в плазме автоматически вследствие небольшого разделения зарядов в рамках наложения условия квазинейтральности. Холловская магнитогидродинамика (ХМГД) является МГД обычного типа с добавлением холловского поля E_{Hall} в закон Ома. В приближении безмассовой жидкости скорость центра масс становится $\mathbf{V} = \mathbf{V}_i$ и простейший вариант уравнений резистивной несжимаемой ХМГД (РХМГД)

можно записать в виде (в этом и в следующем разделе используются размерные переменные):

$$\partial(\rho)/\partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (9a)$$

$$\rho(\partial/\partial t + \mathbf{V} \nabla \cdot) \mathbf{V} + \nabla \cdot (\rho + B^2/8\pi) = 0, \quad (9b)$$

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = -c \nabla \times \mathbf{E}, \quad (9c)$$

$$\mathbf{j} = c \nabla \times \mathbf{B} / 4\pi, \quad (9d)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla(\varphi) / \epsilon_0 c - (\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) / c + \eta \cdot \mathbf{j} + (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) / \epsilon_0 c, \quad (9e)$$

$\rho = M n$ - массовая плотность, $p = n k_B T$ - давление, где T температура $T = T_e + T_i$, \mathbf{j} - плотность электрического тока. Система уравнений (9) без учета конечного сопротивления ($\eta = 0$; ХМГД) использовалась в работе [17] для изучения физики, связанной с холловским членом. В этой работе приведен так же краткий обзор исследований по приложению теории ХМГД к задачам космической и лабораторной плазмы.

При отсутствии холловского поля E_{Hall} в правой части обобщенного закона Ома (9e) для системы уравнений (9), а также подобных систем, используется название "резистивная МГД" (РМГД). Термин "идеальная МГД" (ИМГД) применяется в случае когда в системе помимо пренебрежения членом E_{Hall} полагается и отсутствие конечного сопротивления ($\eta = 0$). В итоге получается хорошо известное выражение закона Ома ИМГД: $\mathbf{E} = -(\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) / c$.

6. Разрывы в МГД теории.

В идеальной МГД среда полностью описывается давлением p , плотностью ρ , скоростью \mathbf{V} , отношением удельных теплоемкостей γ и магнитным полем \mathbf{B} . В гидродинамике (газодинамике) существует три типа копланарных разрывов [18]: ударные волны (УВ), тангенциальные разрывы (TD - Tangential Discontinuity) и контактные разрывы (CD - Contact Discontinuity). Ниже рассматривается система координат, движущаяся с поверхностью разрыва. Ось x направлена по нормали к этой поверхности. В ударных волнах на поверхности разрыва отличны от нуля скачки давления p , плотности ρ , плотности энтропии s и нормальной компоненты скорости V_x . Тангенциальная же компонента скорости V_{\perp} (т.е. компонента лежащая в плоскости разрыва) остается непрерывной. В тангенциальных разрывах скачок испытывает только тангенциальная компонента скорости, а в контактных разрывах плотность и плотность энтропии.

Определения и обозначения. Введем на примере ударных волн (УВ) некоторые определения и обозначения, которые используются также и для разрывов других типов. Следует ясно понимать, что ударная волна не является волной в точном значении этого термина, а представляет собой ударный переход между двумя состояниями плазмы (в англоязычной литературе для УВ наиболее часто используется термин просто "shock"). Фронт УВ разделяет пространство на две части: область вверх по потоку (ОВВП) (или область набегающего потока) и область вниз по потоку (ОВНП). Основными параметрами, определяющими структуру и свойства УВ являются: M - число Маха, $\beta_s = n_e k_B T_e / (B^2 / 8\pi)$ - отношение локальных значений давления соответствующей компоненты плазмы ($s=e$ - электроны, $s=i$ - ионы) и магнитного поля; $\theta_{Вн}$ - угол между магнитным полем и нормалью УВ (угол ударной нормали). Все эти величины относятся, как правило, к области набегающего потока (ОВВП). Ниже, как принято в литературе, нижним индексом "1" будут обозначаться величины в ОВВП, а индексом "2" - в ОВНП.

В газодинамике нейтрального газа число Маха определяется соотношением $M=V/V_s$, где V -скорость потока газа, а V_s - скорость звука. В магнитоактивной плазме (при теоретических исследованиях) рассматривают различные числа Маха, являющиеся отношениями скорости потока к соответствующим характерным скоростям; например, альфвеновское число Маха (или число Альфвена-Маха) $M_A=V/V_A$. В дальнейшем при употреблении термина “число Маха” подразумевается “число Альфвена-Маха” M_A . Ударные волны с числами Маха больше 3-х называются ударными волнами с большими числами Маха или сверхкритическими УВ. Промежуточное (или нормальное альфвеновское) число Маха определяется как $M_I=V/C_I$, где $C_I=V_A \cos(\theta_{Вн})$.

В зависимости от взаимного расположения нормали УВ и вектора магнитного поля ОБВП ударные волны называются параллельными ($\theta_{Вн}=0^\circ$), перпендикулярными ($\theta_{Вн}=90^\circ$) и косыми ($\theta_{Вн}\neq 0^\circ, 90^\circ$). Косые (наклонные) УВ-ы можно в свою очередь разделить на быстрые, медленные и промежуточные моды. Однако, обычно рассматривают либо квазиперпендикулярную (КПЕУВ: $\theta_{Вн}\geq 45^\circ$) либо квазипараллельную (КПАУВ: $\theta_{Вн}\leq 45^\circ$) ударные волны.

МГД разрывы. Гидродинамическим и МГД УВ (а также другим разрывам) посвящена обширная литература (см., например, монографии [18-21]).

В магнитогазодинамике в общем случае изотропной плазмы (когда $\mathbf{V}\neq 0$) существуют следующие типы разрывов [18]:

- ударные волны (УВ), для которых отличны от нуля скачки всех магнитогазодинамических величин;
- альфвеновские (вращательные: RD Rotational Discontinuity) разрывы, на которых испытывают скачки тангенциальные компоненты скорости и магнитного поля;
- контактные разрывы (CD), на которых испытывают скачки плотность и плотность энтропии.
- В случае когда магнитное поле лежит в плоскости разрыва ($B_x=0$) скачок испытывают тангенциальные компоненты скорости и магнитного поля. Такой разрыв по аналогии с газодинамикой называется тангенциальным разрывом (TD).

Контактный (CD) и тангенциальный (TD) разрывы являются нераспространяющимися разрывами. Этот тип разрывов характеризуется тем, что движение вещества происходит только параллельно поверхности разрыва ($\rho V_x=0$). Нераспространяющиеся (CD,TD) и вращательный (RD) разрывы носят общее название “безударные разрывы”, которое отделяет их от ударных переходов (волн). Во многих случаях МГД разрывы в сущности представляют собой токовые слои, перпендикулярные “ударной” нормали.

7. Формирование разрывов в гибридном моделировании.

Важным элементом численного моделирования (в частности, гибридного) систем с разрывами различного типа является инициализация (начальное формирование) разрывов: ударных волн (УВ), тангенциального (TD) и вращательного (RD) разрывов. В ряде случаев для исследования генерации волн вблизи разрыва (например, TD) с помощью нестационарного

самосогласованного моделирования необходимо задать стационарный во времени разрыв. Такое задание можно осуществить различными способами.

Во-первых, используется равновесный тангенциальный разрыв, полученный из простых балансных соотношений для давления. В работе [22] такой подход применяется для изучения структуры TD с помощью одномерного гибридного моделирования.

Вторым методом является конструирование власовского равновесия (как это обсуждалось в [23]). Этим способом инициировалось двумерное гибридное моделирование для изучения неустойчивости Кельвина-Гельмгольца вблизи разрыва TD-типа с широм потока частиц через границу [24].

В третьем методе разрыв задается динамически за счет взаимодействия двух потоков плазмы. К этому типу алгоритмов инициализации разрывов относится метод жесткого поршня [25-27] (другое название, встречающееся в литературе "метод твердой стенки"), который широко используется в гибридном моделировании бесстолкновительных УВ. Состояние плазмы создается начальным потоком вправо, а также непрерывной инъекцией плазмы с левой стороны. Плазма отражается от жесткой проводящей стенки, расположенной на правой стороне области расчета. Отраженная плазма совместно с набегающим потоком формирует УВ, которая распространяется влево, так что область форшока (т.е. область моделирования слева от УВ (в 1-D случае)) непрерывно сокращается в процессе моделирования. Такое сокращение форшока может вызвать некоторые трудности, например, при изучении ускорения частиц до больших энергий. Еще один недостаток метода заключается в необходимости больших затрат компьютерного времени для того, чтобы УВ отделилась от жесткой стенки.

Метод поршня имеет то преимущество, что разрыв формируется динамически и таким образом не вводится никаких априорных предположений о разрыве (например, масштабы градиентов, внутренняя структура разрыва, вращение и т.д.), а разрыв эволюционирует самосогласованным образом из краевых условий. Такое свойство метода инициализации важно при изучении RDs, которые могут оказаться не единственными [28], а также при исследовании сильных промежуточных ударных волн, в которых переход от набегающего состояния (ОВВП) к вытекающему состоянию (ОВНП) происходит не единственным образом ([29] модель резистивной холловской МГД; [30]). В результате применения метода поршня получают разрывы с хорошо определенной шириной и этот метод может применяться прямым образом для исследования RD как предела слабых промежуточных ударных волн (IS - Intermediate Shock), а также для изучения характерных величин, позволяющих провести различие между ISs и RDs [30,31] (т.е. идентифицировать соответствующую структуру).

8. Нераспространяющиеся разрывы в гибридном моделировании.

Нераспространяющиеся разрывы определяются соотношением $\rho V_x = 0$, которое означает, что движение жидкости происходит параллельно (тангенциально) поверхности разрыва. В случае когда $V_x \neq 0$ контактный разрыв (CD) представляет собой просто границу раздела между двумя неподвижными средами с различными плотностями и температурами. При переходе через CD

магнитное поле, скорость и давление должны быть непрерывными. Тангенциальный разрыв (TD) выделяется условиями $\rho V_x=0$, $V_x=0$. На таком разрыве скорость и магнитное поле касательны к поверхности разрыва и испытывают произвольные по величине и направлению скачки ($[V_{\perp}] \neq 0$, $[B_{\perp}] \neq 0$). Произволен также скачок плотности ($[\rho] \neq 0$), а скачок давления связан со скачком V_{\perp} соотношением $[\rho + B_{\perp}^2/8\pi]=0$ (условие непрерывности полного давления). Скачки же других термодинамических величин (энтропии, температуры и т.д.) определяются по скачкам ρ и p с помощью уравнений состояния среды.

Численное гибридное моделирование структуры TD и CD требует проведения достаточно аккуратных расчетов, что связано в основном с отсутствием потока вещества через поверхность разрыва, а также с условием $V_x=0$ для TD. В случае CD конечное значение V_x ($\neq 0$) приводит к перемешиванию частиц плазмы с двух сторон разрыва за счет их движения вдоль силовых линий магнитного поля и тем самым к "размыванию" CD и его исчезновению.

Формирование разрывов в результате взаимодействия бесстокновительных межпланетных ударных волн исследовалось методом численного гибридного моделирования [32]. Столкновение двух квазиперпендикулярных УВ на расстояниях более 5 а.е. приводит к образованию тангенциального разрыва между ними (размером $1-4R_i$; R_i - ионный гирорадиус). Взаимодействие двух наклонных УВ на удалении ~ 1 а.е. приводит к образованию контактного разрыва (размером $20-30R_i$).

Тангенциальные разрывы (TD) важны в двух областях околоземного космического пространства: простейшая модель магнитопаузы при определенных условиях (см. ниже) рассматривает ее как простой TD; часто TD наблюдаются в солнечном ветре. По равновесной структуре TD была проведена обширная теоретическая работа. В основном конструировались стационарные решения уравнения Власова (см., например, [33,34]). Этот метод связан с существованием трех интегралов одномерного движения частиц в стационарном электромагнитном поле. После выбора функции распределения, которая является произвольной функцией этих интегралов движения, решаются уравнения для электрического и магнитного полей. В решениях, полученных таким образом, имеются захваченные TD частицы [34]. Однако, при этом возникает вопрос [35]: будет ли равновесие, сконструированное таким способом, соответствовать начальному состоянию?

Результаты одномерного гибридного моделирования TD для значений параметров, соответствующих параметрам плазмы солнечного ветра и магнитопаузы, были представлены в работе [36,22]. Для магнитопаузы (градиенты магнитного поля и плотности (температуры) антипараллельны) решения, полученные в гибридном моделировании, обладали многими свойствами сходными с данными наблюдений. Выброс напряженности магнитного поля на стороне с более низкой плотностью оказался порядка 20% для отношения плотностей 10 (для других параметров плазмы это отношение может быть и больше). Ширина выброса составляла несколько лармоновских радиусов ионов (R_i). Для типичных условий солнечного ветра (градиенты поля и

плотности параллельны) в профиле магнитного поля отсутствовал выброс, а сам профиль простирался на расстояния 2-3 R_1 .

В расчетах [22] использовалось 40000 частиц; длина области расчета равнялась $40\delta_1$ ($\delta_1 = c/\omega_1$) и делилась на 200 ячеек пространственной сетки, а начальный разрыв помещался в середине области расчета ($x_0 = 20\delta_1$). Начальное пространственное распределение ионных частиц задавалось неоднородным - значительная часть частиц была локализована внутри ограниченной области (40% частиц помещалось внутри начального TD шириной $8\delta_1$). Такое распределение выбиралось для снижения численного шума в области взаимодействия, а также для получения лучшей статистики в этой области для вычисления функций распределений.

По наблюдениям кометы Галлея было установлено, что граница диамагнитной каверны (области нулевого магнитного поля) этой кометы - ионопауза - представляет собой тангенциальный разрыв, отделяющий вытекающую немагнитную плазму от втекающей замагнитченной. При гибридном моделировании кометной каверны [37] исследовалась структура такого TD. Равновесие структуры TD в этом случае поддерживается балансом между силой магнитного напряжения и силой трения между ионами и нейтралами, а не балансом теплового и магнитного давлений (как в магнитопаузе планет). Расчетная модель включала эффекты, связанные с учетом силы сопротивления (трения) ионы-нейтралы и электрон-ионной рекомбинации. Область моделирования составляла $800\delta_1$ и делилась на 2400 ячеек. Размер ячейки составлял ≈ 6 км (в предположении, что $\delta_1 \approx 18$ км). В начале расчета в каждую ячейку помещалось 30 ионных частиц. В процессе моделирования происходила потеря ионов за счет рекомбинации со скоростью $\alpha \delta n^{1/3}$, где α - коэффициент скорости диссоциативной рекомбинации, а δn - превышение плотности над ее начальным значением. С учетом процессов столкновений ион-нейтрал и рекомбинации было найдено два масштаба длины, определяющих структуру ионопаузы. Толщина переходного слоя ионопаузы характеризуется большим градиентом магнитного поля и всплеском ионной плотности. Эта толщина определяется ларморовским радиусом вытекающих кометных ионов в нарастающем магнитном поле и изменяется примерно как $V_i^{1/3}$. Толщина пограничного слоя ионопаузы характеризуется более плавным ростом магнитного поля до максимального значения и определяется расстоянием, на котором сила трения при столкновении ионов с нейтралами уравновешивается магнитным давлением.

Контактные разрывы (CD). Численное изучение (1-D) структуры слоя пересоединения магнитопаузы Земли [15], состоящего из ряда МГД разрывов (см. ниже), показало, что CD существует в МГД моделировании, но не идентифицируется в гибридных расчетах. Отсутствие CD в бесстолкновительной плазме было отнесено за счет взаимного проникновения частиц плазмы с различных сторон разрыва (холодной плазмы магнитослоя и горячей плазмы магнитосферы) в результате их движения вдоль силовых линий магнитного поля. В моделировании [15] температура электронов полагалась или равной нулю или была значительно меньше температуры ионов ($T_e/T_i \ll 1$).

Существование CD в гибридном моделировании (1-D) бесстолкновительной плазмы с высокой температурой электронов (условия,

соответствующие солнечному ветру) было продемонстрировано в работе [38]. В этом моделировании градиент электронного давления поперек CD являлся причиной появления электрического поля, параллельного магнитному полю и тем самым возрастания электростатического потенциала ($\Delta\phi$) в переходной области. Отражение ионов от разрыва, обусловленное градиентом потенциала, снижало эффективность взаимного проникновения ионов горячей и холодной плазмы и тем самым сохраняло CD: поперек CD поддерживался устойчивый склон (рампы) “разрывных” величин (например, плотности). Отношение электростатической потенциальной энергии к тепловой энергии ионов ($e\Delta\phi/kT_i$) возрастало с ростом T_e/T_i .

В гибридных вычислениях [38] уравнения момента и энергии электронов записывались в виде:

$$-(\partial p_e/\partial x)\hat{x} - enE - en(\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) = 0, \quad (10)$$

$$(\partial/\partial t + \mathbf{V}_{ex}\partial/\partial x)(p_e n) = 0, \quad \gamma = 5/3. \quad (11)$$

При этом в электрическое поле E_{\parallel} вклад вносил только член электронного давления в (10):

$$E_{\parallel}(x) = -(1/en)(\partial p_e/\partial x)\hat{x} \cdot \mathbf{B}/B = -(1/en)(\partial p_e/\partial x)\cos\theta_{\text{вн}},$$

$$\phi(x) = -\int E_{\parallel} ds = -(1/en)(\partial p_e/\partial x)x. \quad (12)$$

В моделировании область расчета содержала 2000 ячеек ($\Delta x = 0.2\delta_i$). Полуширина переходного слоя равнялась $2\delta_i$. Число ионов на ячейку сетки в области большей плотности $N_{\text{pc}} = 200$. В начальный момент времени скорости задавались в соответствии с максвелловским распределением по скоростям.

Роль параметра T_e/T_i в формировании устойчивой структуры CD была прилюстрирована в работе [38] для значений $T_e/T_i = 0, 0.5, 1$, и 5 (в моменты времени $t = 0, 60\Omega_i^{-1}, 120\Omega_i^{-1}$). В случае холодных электронов ($T_e/T_i = 0$) ϕ сохраняет начальное значение равное нулю. Происходило перемешивание горячих и холодных ионов с различных сторон разрыва. Начальный профиль (“скачок”) плотности релаксировал с течением времени и при больших временах скачок плотности пропадал (отсутствовал). Однако, в случаях конечного значения T_e/T_i поперек CD наблюдался резкий рамп плотности. Скачок плотности оказывался меньше начального значения, но ширина и величина скачка (после начального “переходного” периода) оставались почти постоянными во время всего моделирования ($t = 250\Omega_i^{-1}$). При нарастании T_e/T_i скачок плотности поперек полученного в расчете CD становился больше, так же как и отношение $e\Delta\phi/kT_{i0}$.

CD является стационарным решением МГД уравнений в отсутствии переноса. Однако, диффузия либо массы либо энергии может оказаться причиной эволюции этого разрыва. В конечном счете результаты гибридного моделирования [38] показали наличие электрического поля, которое препятствует движению частиц поперек разрыва.

Численное решение задачи, постановка которой была похожа на постановку задачи работы [38], проводилось в исследовании [39] с использованием как полного кинетического (PIC), так и гибридного моделирования (в обоих случаях 1-D). Результаты, полученные по этим двум моделям, сравнивались для значений $T_e/T_i = 5$ и $T_{\alpha H}/T_{\alpha C} = 4$ (индексы “H” и “C” относятся к горячей (слева) и холодной (справа) областям; $\alpha = e, i$). Как гибридные, так и кинетические вычисления проводились на неоднородных

пространственных сетках. В окрестности CD использовался размер ячейки примерно той же величины, что и в работе [38], а именно $\Delta x = 0.36$. Применение ячеек сетки переменной длины позволило ограничиться разбиением физической области (4008_x) на 600 частей, вместо 2000 работы [38]. На левой границе области расчета задавались краевые условия Неймана для векторного и скалярного потенциалов: $\partial A_y / \partial x = \partial A_z / \partial x = 0$; $\partial \phi / \partial x = 0$. На правой границе - условия Дирихле $A_y = A_z = \phi = 0$. Симметрия задачи накладывает условие $A_x = 0$ во всей области. На обоих границах задавалось условие зеркального отражения частиц.

Для эффективности вычислений лучше всего помещать в каждую ячейку сетки одинаковое число частиц. Это условие означает, что в ячейках различного размера частицы должны иметь разные массы и заряды. Кроме того, заряд и масса частицы должны изменяться при ее переходе в ячейку другого размера. В работе [39] для контроля числа частиц использовался алгоритм расщепления и слияния частиц [40]. Однородное число частиц в ячейках сетки приводит к более высокому уровню шума в областях с большим "весом" частиц (т.е. в ячейках большего размера). Номинальный временной шаг как в кинетических, так и гибридных расчетах определялся из условия $\omega_{pi} \Delta t = 1$. При отношении масс $m_i / m_e = M / m = 25 - \omega_{pe} \Delta t = 5$, что в 50 раз больше временного шага, используемого в обычной явной схеме PIC-метода. В расчетах временной шаг выбирался автоматически для выполнения условия $V_{th} \Delta t / \Delta x < 1$ ($V_{th} = 0.22c$ - начальная тепловая скорость электронов).

Результаты гибридного моделирования [39], проведенного для $T_e / T_i = 5$, оказались в согласии с соответствующими результатами работы [38]: в расчетах наблюдался устойчивый CD. Напротив, при применении полного кинетического моделирования начальный CD не сохранялся: происходило его "размывание" с течением времени. В кинетическом случае электрическое поле (потенциал) вычислялось с использованием уравнения Пуассона, а не из соотношения (12). Такая замена важна для устойчивости численного алгоритма. С другой стороны, при использовании "точного" значения давления в (12) уравнение Пуассона и соотношение (12) должны давать примерно одинаковый потенциал. Однако, "кинетическое" давление (которое вычислялось из кинетической модели динамики электронов) значительно отличалось от "гибридного" давления (полученного из уравнения (10)), что явилось причиной значительных различий между "кинетическим" и "гибридным" потенциалами. В работе [39] сделан вывод: CD не может существовать в бесстолкновительной плазме (в рамках кинетической модели) и поэтому наблюдение CD в этих условиях оказывается маловероятным.

9. Магнитопауза.

Ранние теоретические модели магнитопаузы (МП) (см., например, [41]) рассматривали МП как тонкую границу между геомагнитным полем и плазмой солнечного ветра (СВ). Локально структура магнитопаузы существенно зависит от направления межпланетного магнитного поля (IMF) и классифицируется в зависимости от составляющей магнитного поля, нормальной к МП (B_n), как "замкнутая" ($B_n = 0$; "северное" направление IMF) или "открытая" ($B_n \neq 0$; "южное" направление IMF). Замкнутая структура МП идентифицируется как тангенциальный разрыв (TD). Перенос частиц и энергии СВ через замкнутую

МП происходит только за счет аномального переноса [42]. Для открытой структуры МП, которая в простейших моделях рассматривается как вращательный разрыв (RD), частицы СВ могут непосредственно (прямым образом) проникать в магнитосферу (см., например, [43,44]). Во время южного направления IMF пересоединение силовых линий магнитного поля (“магнитное пересоединение”) вблизи магнитопаузы является важным процессом, приводящим к сильной связи СВ с полями и плазмой магнитосферы [43]. В результате, структура МП при южном направлении IMF (когда возможно магнитное пересоединение) не является простым RD, а имеет более сложную структуру [45], состоящую из ряда МГД волн и разрывов.

Согласно МГД теории магнитопауза при северном направлении IMF представляет собой простой TD. В этом приближении структура МП исследуется путем изучения взаимодействия между двумя состояниями плазмы (магнитослоя и магнитосферы) и идентификации типа волн и разрывов, возникающих при таком взаимодействии. Такая постановка задачи называется “проблемой Римана” (см. Приложение). Проблема Римана относительно МП решалась на основе МГД формализма в целом ряде работ (см., например, [46,47]). Согласно этим исследованиям структура МП при южном направлении IMF должна состоять из медленных волн, медленных ударных волн (МУВ; SS-Slow Shock), вращательного (RD) и контактного (CD) разрывов. Однако, наблюдения МП показали ее сложную структуру, которая лишь отчасти совпадает со структурой, вытекающей из МГД теории. По данным наблюдений было идентифицировано наличие RD в магнитопаузе, в то время как другие разрывы (МУВ, CD), существование которых предсказывает МГД теория, не наблюдались. С другой стороны, МГД описание МП при северном направлении IMF также оказалось проблематичным. Ожидаемая структура МП в виде простого TD редко реализуется в наблюдениях. Вместо этого было показано, что МП часто ассоциируется с областью, в которой состояния плазмы магнитослоя и магнитопаузы оказываются перемешанными (так называемый “приграничный слой”). В результате этого, изменения параметров плазмы (плотность, температура) и магнитного поля происходят “не синхронно”, т.е. в различных пространственных положениях.

Для сравнения и сопоставления решений в МГД и кинетическом пределах были проведены вычисления открытой структуры МП [48] с использованием двух численных моделей (холловской МГД (ХМГД) и гибридной). Исследование проводилось путем изучения взаимодействия между двумя видами плазмы, свойства которых соответствовали свойствам плазмы СВ и магнитосферы. ХМГД решение содержало ряд волн и разрывов: медленные волны; быстрая ударная волна (FS -Fast Shock), RD, контактная поверхность (CD), медленная ударная волна (МУВ). В гибридном же моделировании было получено решение, содержащее меньшее число разрывов (FS, RD) и включающее границу, не являющуюся МГД-структурой, которая была названа “магнитной границей”: Гибридное моделирование CD показало, что эти разрывы не могут существовать в кинетической бесстолкновительной плазме при $V_n \neq 0$, поскольку в этом случае происходит перемешивание плазмы магнитослоя и магнитосферы за счет движения частиц вдоль силовых линий магнитного поля. Исчезновение МУВ из решения в гибридном моделировании было связано с

отсутствием контактной поверхности, а отсутствие медленных волн было отнесено за счет затухания Ландау на тяжелых ионах. Результаты гибридного моделирования оказались в значительно лучшем соответствии с данными наблюдения МП.

В результате гибридного моделирования [48] было показано, что МП не является простым разрывом, а состоит из ряда разрывов и слоев, на каждом из которых происходит часть изменений параметров плазмы и поля при переходе от магнитослоя к магнитосфере. Изменение ориентации поля происходит в RD, в то время как большая часть изменения напряженности поля осуществляется поперек магнитной границы длиной в несколько ионных длин инерции, а оставшаяся часть изменения поля распределена на значительно большем расстоянии. Плотность и температура плазмы изменялись более плавным образом без каких-либо резких скачков. При прохождении через RD полная температура плазмы немного увеличивалась, а большая часть ее нарастания происходила вне магнитной границы. Анализ функции распределения по скоростям ионов показал, что увеличение температуры поперек RD обусловлено нагревом плазмы магнитослоя, в то время как нарастание в области сильного поля - перемещиванием плазмы. Проникновение ионов магнитослоя в область сильного поля связано с уменьшением параллельной температуры, что в свою очередь приводит к нарастанию отношения T_{\perp}/T_{\parallel} в этой области.

В гибридном моделировании [48] также наблюдались флуктуации большой амплитуды плотности и магнитного поля вблизи и в ОВВП магнитной границы. Анализ спектра этих флуктуаций показал, что они состоят из волн, имеющих конечную частоту в системе покоя плазмы, тогда как их фаза находится в покое относительно магнитной границы. Было показано, что эти волны не являются нормальными модами плазмы и возникают в результате взаимодействия между зеркальной модой и слоями МП. Зеркальные волны возбуждаются за счет температурной анизотропии в ОВВП ГУВ Земли и конвективно сносятся плазмой в направлении МП. При встрече с МП волны сжимаются и усиливаются. Сжатие происходит после прохождения RD или в результате их накопления на магнитной границе. В любом случае происходит остановка волн на магнитной границе, чем и объясняется их характер стоячих волн.

Макроскопическая и микроскопическая структура дневной магнитопаузы искривленной формы в период южного направления IMF исследовалась в крупномасштабном гибридном моделировании (2-D) [49]. По результатам вычислений обнаружено, что помимо формирования X-линии в подсолнечной точке происходило формирование дополнительных X-линий на высоких широтах. Расположение этих дополнительных линий оказалось несимметричным относительно магнитного экватора, а соответствующие плазмоиды имели различные размеры. Толщина МП значительно изменялась в зависимости от широты. Кроме того, пространственные масштабы изменения плазменных величин поперек МП сильно отличались от масштабов изменения поля. Вращение магнитного поля на МП обычно связывается с RD или с промежуточной ударной волной (IS). Однако, свойства вращательного (токового) слоя, полученные в гибридном моделировании, оказались не соответствующими свойствам какого либо из известных разрывов. Было

показано, что как поляризация, так и пространственный масштаб, связанный с вращением поля, определяются топологией линий магнитного поля. В частности, слой вращения оказался линейно поляризованным с толщиной примерно 10 локальных длин инерции ионов вблизи X-линии, в то время как в плазмоеде его толщина оказалась в 4 раза больше.

В двумерном численном моделировании развития нижнегибридной неустойчивости на МП [50] использовалась гибридная модель с учетом конечной массы электронов. Начальное состояние в x-y плоскости выбиралось в виде равновесного TD (нормаль, лежала на оси x), соответствующего МП при северном направлении IMF. Первоначально однородный в y-направлении профиль плотности развивался в неоднородный переход, на котором наблюдались участки монотонного поведения (диффузионного типа), относительно плоские "плато" и четко выраженные вершины плотности. В некоторых областях TD большие градиенты продолжали существовать на временах порядка многих ионных гиропериодов.

Эволюция конфигураций, похожих на МП работы [50], была рассмотрена в [51] до больших времен и на больших пространственных размерах за счет полного устранения из расчетов быстрой динамики электронов (гибридный код типа рассматриваемых в этой работе: электроны - безмассовая жидкость). Результаты 2-D гибридного моделирования TD [51], представляющего МП при северном направлении IMF, показали, что градиенты плотности и магнитного поля TD приводят к возбуждению низкочастотных волн, влияние которых на диффузию ионов магнитослоя было рассмотрено численно. По данным расчетов уровни этих волн и соответствующая диффузия поперек поля оказались относительно малыми ($\delta B/B \leq 0.2$; $\delta n/n \leq 0.6$). На основании этого был сделан вывод, что диффузия поперек поля, обусловленная низкочастотными волнами, возбуждаемыми МП, не является главным эффектом на МП.

10. Промежуточные ударные волны: их связь с вращательными разрывами.

В соответствии с соотношениями Ренкина-Гюгонно существует шесть решений ударного типа. Наиболее известными являются быстрая и медленная ударные волны, а оставшиеся четыре решения являются промежуточными UB (IS) [20,52]. В IS происходит переход от сверхальфвеновского к доальфвеновскому потоку. Одним из важных свойств IS, отличающим их от быстрой и медленной UB, является вращение на угол 180° в плоскости UB тангенциальной по отношению к UB компоненты магнитного поля. Как и все UB, IS должны удовлетворять условию копланарности (т.е., допустимо вращение только на углы 0° и 180°), в отличие от RD, в которых допустимо вращение на любой угол. Другим отличительным свойством IS является то, что для тех же самых условий в области перед фронтом IS могут иметь два различных состояния в области за фронтом. В рамках диссипативной МГД также могут существовать некопланарные IS, в которых вращение магнитного поля происходит на угол отличный от 180° . Однако, эти так называемые "нестационарные промежуточные UB" (TDIS - Time-Dependent Intermediate Shock) должны с необходимостью эволюционировать во времени, поскольку законы сохранения не позволяют существовать устойчивым некопланарным структурам за

исключением RD. Более подробное описание свойств IS и обзор работ по их гибриднему моделированию приведены в [2].

С теоретической точки зрения существование IS и их связь с RD дебатировались на протяжении нескольких лет. Рассматривались два различных, но в чем то дополняющих одно другое, направления исследований. В одном направлении решались уравнения МГД для изучения IS и RD. При этом предполагалось, что использование наиболее простой формы уравнений (по сравнению с кинетическим описанием) может прояснить физику изучаемых явлений. Исследования в этом направлении [см., например, 53-58, 29, 59-65] выявили две главные проблемы применения МГД-теорий к RD и IS:

- 1) существование и/или структура решений может сильно зависеть от того, какие члены удерживаются в МГД уравнениях;
- 2) МГД теории не применимы к бесстолкновительной плазме с большими β .

Вторым направлением является кинетическое изучение IS и RD с помощью гибридных кодов (ионы - частицы; электроны - безмассовая жидкость). Обзор работ по гибриднему моделированию IS приведен в [2].

Долгое время считалось, что IS не могут существовать по различным причинам. Одной из причин являлось то, что в теории ИМГД IS не удовлетворяют условию эволюционности. В качестве еще одного аргумента приводился следующий: поскольку IS могут существовать только для угла вращения 180° , то они представляют собой сингулярное решение и любое их взаимодействие с некопланарной альфвеновской волной должно приводить к быстрому распаду IS на RD и МУВ [29]. Однако, в рамках модели резистивной МГД [52- 56] было продемонстрировано, что несмотря на некоторые "странные" свойства IS, они существуют и являются устойчивыми, в то время как RD эволюционируют в IS при наличии диссипации. IS были также идентифицированы в численном расчете двумерных уравнений МГД [57]. В работах [53-56] было показано, что существует новый класс решений (TDIS), которые являются некопланарными и эволюционируют к RD. Однако, временные масштабы развития этих процессов могут быть очень большими.

В резистивной МГД RD имеют бесконечно малую толщину и поэтому TDIS может только приближаться в пределе к RD после очень длительного времени эволюции. Рассмотрение структуры IS в контексте резистивной холловской МГД было проведено в работах [29,59-61]. Модель РХМГД дает для ширины IS значения ($\geq 20\delta_i$) [61], которые больше размеров, наблюдаемых в магнитопаузе. Однако, в этой же работе [61] указано, что включение в модель РХМГД эффектов конечного ларморовского радиуса может снизить вычисленную толщину IS до приемлемых значений. Добавление в МГД уравнения эффектов инерции ионов (т.е. холловского члена) приводит к образованию RD бесконечной толщины [59]. Однако, при добавлении членов, описывающих гирвязкость, можно получить RD с толщиной порядка нескольких ионных длин инерции [60].

Вопросы существования, устойчивости и структура разрывов (IS и RD) тесно связаны между собой [62,63]. Локальная структура разрыва может сильно влиять на глобальное решение [62]. Существование и формирование IS аналитически рассматривалось в контексте проблемы Римана [64,65] (резистивная МГД).

При самосогласованном решении задач бесстолкновительной плазмы механизмы, обеспечивающие диссипацию (например, сопротивление или вязкость), должны вноситься в модель как результат взаимодействия волна-частица. Поэтому, для ответа на вопросы о существовании, структуре и устойчивости IS в бесстолкновительной плазме необходимо использовать кинетическое описание. С помощью гибридного моделирования эти вопросы исследовались в работе [11], в которой было сделано заключение, что RD являются устойчивыми, в то время как IS неустойчивы и эволюционируют к RD. Противоположный вывод был сделан в [66,67]: только устойчивая IS может быть сформирована в процессе укручения волн, а RD - неустойчив и эволюционирует к слабой IS. Одной из причин существенного расхождения результатов этих исследований является использование совершенно разных методов инициализации УВ, применяемых в этих работах. Таким образом, была показана необходимость использования надежного метода формирования ударных волн при численном моделировании (в частности при гибридном моделировании) систем, в которых появляются различные разрывы.

В работе [68] для инициализации разрыва использовался метод поршня (метод жесткого поршня), который проявил себя вполне надежной вычислительной процедурой при исследовании МУВ [69]. Основные результаты работы [68]:

- 1) как RD, так и IS существуют и устойчивы - RD является пределом слабой IS и имеет характеристики (толщину, годограму и т.д.) очень похожие на характеристики близкой к нему слабой IS;
- 2) некопланарные слабые IS (слабые TDIS) являются нестационарными и разрушаются, переходя при этом в RD;
- 3) некопланарные сильные IS (сильные TDIS) также нестационарны и эволюционируют к RD на более длительных промежутках времени по сравнению со случаем некопланарных слабых IS.

Расчеты (гибридный код), проведенные с целью распространения результатов работы [11] до режимов с большими плазменными β при использовании большей области расчета [30,31], подтвердили результаты исследования [68]. Включение в рассмотрение анизотропии не изменяет приведенных выше выводов [15].

Соответствие между промежуточными УВ (IS) и вращательными разрывами (RD) в рамках трех моделей (идеальной МГД (ИМГД), резистивной МГД (РМГД) и гибридной модели) можно представить в виде упрощенной схемы [70]:

- в ИМГД IS не существуют, а RD устойчивы;
- в РМГД моделировании RD заменяется на IS в случае когда $V_y=0$, и на TDIS при $V_y \neq 0$;
- в гибридном моделировании TDIS быстро эволюционирует к RD за счет кинетических эффектов частиц.

11. Вращательные разрывы.

Вращательные разрывы (RD) наблюдались в солнечном ветре (СВ) с типичной частотой появления 1-2 разрыва в час. Величина поля на большом удалении от RD с каждой его стороны остается почти постоянной. Визуально

картина выглядит таким образом, что удаленные “асимптотические” значения полей всегда соединяются через тонкий слой (слой вращения) толщиной $\sim 10\delta_i$ ($\sim 10^6$ м вблизи 1AU), при переходе через который магнитные поля вращаются на угол $\alpha \leq 180^\circ$ [71]. Другой большой областью физики космического пространства, в которой RD играют важную роль, является магнитопауза (МП). Токовый слой МП может иметь конечную нормальную компоненту магнитного поля и в ряде случаев локально становится похожим на RD. Согласно теории [45] дневная МП представляет собой RD в процессе пересоединения силовых линий магнитного поля (при переходе от замкнутого дипольного поля к открытой магнитопаузе [72]). В этом случае RD характеризуется большими значениями $\theta_{Вп}$ ($\geq 60^\circ$) и малой толщиной ($\sim 1-10\delta_i$).

МГД теория анизотропной плазмы показывает, что вращательные разрывы (RD) характеризуются следующими свойствами.

- RD являются разрывами, в которых происходит вращение поперечных компонент магнитного поля и скорости потока.
- RD распространяются с промежуточной (нормальной альфвеновской) скоростью $C_1 = V_{A1} \cos(\theta_{Вп})$. В изотропной плазме при переходе через RD отсутствуют скачки плазменных величин и вледствии этого индекс “1” можно упустить.
- В МГД теории RD могут иметь произвольные углы вращения. Например, если поперечные магнитные поля в ОВНП и ОБВП расположены под углом α_* , то вращательные решения можно представить в форме $\alpha = \alpha_* + 2\pi n$, где n любое (положительное и отрицательное) целое число. Положительные α соответствуют левостороннему (ионному) направлению вращения, а отрицательные α - правостороннему (электронному) направлению. В наблюдениях были зафиксированы оба направления вращения. При этом оказалось, что магнитное поле вращается в направлении минимального шира $|\alpha| \leq 180^\circ$, т.е. RD выбирает направление вращения, которое соответствует минимальному углу между векторами поля в ОБВП и ОВНП [73]. Это предположение было подтверждено наблюдениями RD в солнечном ветре [74].

Среди разрывных решений МГД уравнений (контактный, тангенциальный и вращательный разрывы; ударные волны) RD являются уникальными по двум причинам:

- при переходе через RD энтропия не изменяется;
- RD не удовлетворяют так называемой “теореме копланарности”, т.е. вектор \mathbf{B}_2 может не лежать в плоскости $\hat{n} - \mathbf{B}_1$ (\hat{n} - вектор нормали разрыва).

Последнее свойство означает, что RD могут быть использованы для соединения двух магнитных полей, находящихся под произвольными углами.

МГД теория не в состоянии объяснить ряд наблюдаемых свойств RD (в частности, минимальный шир, толщину RD) поскольку в этой теории разрывы не имеют внутренней структуры, а физические процессы, протекающие на масштабах порядка нескольких δ_i , не описываются МГД уравнениями. Одно время полагалось, что обобщенные газодинамические теории (GFT - Generalized Fluid Theory) могли бы дать лучшее описание RD. При этом включение добавочных членов в уравнения газодинамики требует рассмотрения вопроса об их влиянии на свойства RD (существование, устойчивость, структура и т.д.).

Поскольку в идеальной МГД энтропия не изменяется при переходе через RD, то учет любых диссипативных процессов приводит к исчезновению RD. Добавление в уравнения только ионной инерции (холловский член) приводит к отсутствию стационарных вращательных решений. В работе [60] было показано, что включение в рассмотрение конечной инерции электронов не изменяет этого принципиального вывода ХМГД, в то время как уравнения с учетом эффектов конечного ларморовского радиуса (FLR - Finite Larmor Radius) допускают стационарные вращательные решения GFT при определенных комбинациях параметров ОВВП и углов вращения. Однако, эти результаты не подтверждаются наблюдениями и не согласуются с результатами гибридного моделирования [75]. В дополняющих одна другую работах [30,31] была разработана GFT для промежуточных ударных волн (IS) и RD, в которой поправки, связанные с инерцией ионов и FLR вводились самосогласованным образом до первого порядка. В этой теории (как и в ИМГД) решения допускают оба направления вращения и отсутствует характерная ширина разрывов. Результаты расчетов с использованием GFT при различных приближениях для среды сравнивались с результатами кинетического (гибридного) моделирования [30,31]. Сравнение результатов вычислений показало, что применимость GFT оказалась проблематичной по той причине, что эта теория не описывает эффекты, обусловленные отражением и захватом ионов, а также возникает необходимость вычисления новых поправок FLR для условий бесстолкновительной плазмы. В этих работах [30,31] было продемонстрировано, что значения внутренних величин, вопросы существования и устойчивости IS и RD, а также связанная с ними диссипация могут рассматриваться только в кинетическом приближении.

12. Гибридное моделирование вращательных разрывов.

Структура RD в кинетическом приближении рассматривалась как аналитически, так и с помощью компьютерных вычислений. Стационарные решения уравнений Власова для заданных профилей магнитных полей были найдены в работах [76-79]. Однако, эти решения или содержали главные структуры на электронных масштабах [79] или представляли значительную асимметрию в появлении лево- или право-сторонних вращений [77]; оба эти положения не были подтверждены данными наблюдений.

Одномерное (1-D) гибридное моделирование структуры и свойств RD проводилось во многих работах (см., например, [10, 11, 30, 31, 66,68, 75,80-87]). Часто начальное состояние выбиралось в виде "асимптотических" значений полей, соединенных гладким образом с помощью поляризованного по круту вращения (см., например, [10,11,75,80,81,84]). При рассмотрении размера разрыва следует иметь в виду различие между полной шириной и шириной токового слоя. Часто толщина токового слоя L определяется как полуширина расстояния, на котором происходит значительное изменение градиента компоненты поля, претерпевающей наибольшее изменение ("полуширина градиента") (в [31] такой компонентой является B_z). Полная ширина может быть определена как размер области в которой значения плазменных величин значительно отклоняются от их значений в ОВВП и "асимптотических" значений в ОВНП (при этом всегда исключаются любые цепочки волн).

В работах [10,11] одномерное гибридное моделирование (схема гамильтониана) использовалось для изучения RD только с большими значениями $\theta_{Вн}$ (60° и 70°). RD с углами вращения $\alpha \leq 180^\circ$ оказались стационарными (в том смысле, что по истечении переходного времени в дальнейшем ширина RD почти не изменялась). В результате исследования эволюции RD в довольно широком диапазоне $\theta_{Вн}$ ($15^\circ \leq \theta_{Вн} \leq 60^\circ$; $0.1 \leq \beta \leq 2$, $T_1 = T_e$) [80], был сделан вывод, что при больших значениях $\theta_{Вн}$ ($\theta_{Вн} \geq 45^\circ$) RD должны быть стабильными, а при малых $\theta_{Вн}$ нестабильными. Однако, вычисления работы [80] проводились с использованием относительно малой пространственной области ($80\delta_i$) и на относительно коротких интервалах времени ($\approx 80\Omega_i^{-1}$). Сравнение результатов численного моделирования [80] с данными наблюдений, проведенное в [88], показало приемлемое согласие между ними. Используя данные наблюдений, RD обычно можно характеризовать по присущим им отличительным чертам, которые можно увидеть на годограмах магнитного поля [88]. {Годограма - график тангенциальных компонент магнитного поля: зависимость одной компоненты от другой. Годограма демонстрирует каким образом вращается поле.} Одной из возможных моделей RD, основанной на МГД уравнениях, мог бы быть небольшой пакет волн круговой поляризации, в котором напряженность поля остается постоянной, а ориентация поля изменяется. Отличительной чертой годограммы, соответствующей такой модели, является круговая дуга, связывающая "асимптотические" значения поля. Однако, было найдено [88], что в RD отсутствует постоянное поле, а в годограмах были выявлены другие характерные черты. Во-первых, годограммы RD во многих случаях демонстрируют S-образные формы или черты двойной спиральности, что означает изменение направления вращения при переходе через RD. {В этой и ряде цитируемых работ под спиральностью понимается определенное направление (лево- или правостороннее) вращение поля.} Во-вторых, чем больше оказывается отношение напряженностей компонент магнитного поля ($|B_{\parallel}|/B_x$ - тангенциальная/нормальная), тем больше тенденция появления круговой поляризации RD (как и в МГД модели).

В гибридном моделировании RD (1-D) [83] расчеты проводились с использованием большей длины области расчета (200 или $500\delta_i$) и до больших времен ($200-240\Omega_i^{-1}$) по сравнению с [80]. В моделировании первоначально задавалось 10 , а для случаев конечного β - 100 частиц на ячейку сетки. Для RD с углом вращения $\alpha = 180^\circ$ была найдена самосогласованная структура в широких диапазонах углов распространения ($30^\circ \leq \theta_{Вн} \leq 60^\circ$) и плазменных β ($0 \leq \beta \leq 1$). Во всех случаях (при задании достаточно тонкого RD в начальном состоянии) была получена структура обращения вращения, т.е. область полного вращения поля (RD) состояла из правостороннего вращения в ОБВП, гладко переходящего в левостороннее эллиптически поляризованное вращение в ОБНП. Такая структура оказалась существенно стационарной, но в большинстве случаев наблюдалась зависящая от времени быстро исчезающая цепочка волн в ОБНП. Сочетание право- и левостороннего вращений формировало характерную годограму S-образной формы. Длина структуры обращения поля оказалась сильно зависящей от $\theta_{Вн}$, уменьшаясь от $\approx 70\delta_i$ при 30° до $20\delta_i$ при 60° . Кроме того, было найдено, что при возрастании $\theta_{Вн}$ поляризация вращения в ОБНП

становится более “узко” эллиптической (уменьшается отношение полуосей эллипса - меньшей к большей), приближаясь к линейной при $\theta_{Вн} > 60^\circ$.

S-образная форма годограм была объяснена [83] с помощью дисперсионного соотношения для низкочастотных волн ($\omega \leq \Omega_i$) в случае холодной плазмы, распространяющейся наклонно к магнитному полю. Расширение начальной области вращения должно сопровождаться возбуждением нормальных мод системы. Дисперсионное соотношение для $\omega \sim \Omega_i$ в пределе малых β записывалось в виде [89]: $\omega^2/k^2 = (V_A^2/2)[\alpha \pm (\alpha^2 - 4\cos^2\theta_{Вн})^{1/2}]$, где $\alpha = 1 + (1 + k^2 V_A^2/\Omega_i^2)\cos^2\theta_{Вн}$. Для быстрой моды (знак +) $\omega \sim 1.1\Omega_i$ при $\lambda \approx 10\delta_i$, что согласуется с диапазоном волновых чисел в ОБВП при малых β . Когда $\omega \rightarrow \Omega$ эта мода меняет поляризацию с линейной на право эллиптическую с отношением осей (меньшая/большая) пропорциональным $(\omega/\Omega)^2$. Шир альфвеновской ионно-циклотронной ветви (знак -) с фазовой и групповой скоростями меньшими V_A дает $\omega \sim 0.5\Omega_i$ для $\lambda \approx 10\delta_i$, что согласуется с (доплеровски сдвинутой) частотой волн в ОБНП. Альфвеновская мода является лево-эллиптически поляризованной для $\omega \sim \Omega_i$ и ее поляризация приближается к линейной для малых $(\omega/\Omega)^2$ и больших $\theta_{Вн}$. Поведение этих мод дает объяснение структуры обращения вращения RD. При расширении первоначально тонкого токового слоя он эволюционирует в две нормальные моды системы. Поскольку поток как в ОБВП, так и в ОБНП RD является в точности альфвеновским, то только быстрые волны могут распространяться вдали от ОБВП, в то время как промежуточные УВ пробегает ОБНП. Следовательно, сторона ОБВП RD должна иметь правостороннее вращение, тогда как ОБНП сторона - левостороннее.

Проследивая эволюцию RD на значительно большем временном интервале (по сравнению с [80]) в работе [83] было найдено, что квазистационарные структуры RD, объединяющие правостороннее вращение поля в ОБВП с левосторонним вращением в ОБНП, существуют для $30^\circ \leq \theta_{Вн} < 60^\circ$. В отличие от этого результата, одним из выводов [80] являлось утверждение, что RD с $\theta_{Вн} = 30^\circ$ неустойчивы и диссипируют в волны. Такое различие результатов, как отмечалось в [83], связано с коротким временем расчета в [80] ($80\Omega_i^{-1}$), которое оказалось значительно меньше необходимого времени для развития окончательной структуры ($\sim 200\Omega_i^{-1}$). Таким образом в [80] наблюдалось только начальное переходное поведение RD. Авторы работы [83] продемонстрировали, что если в одном из их расчетов ($t \sim 240\Omega_i^{-1}$; $\theta_{Вн} = 30^\circ$; “стабильный” RD) ограничиться рассмотрением только результатов расчета на интервале времени до $80\Omega_i^{-1}$, то можно было бы сделать вывод о неустойчивости RD, поскольку в момент времени $t = 80\Omega_i^{-1}$ в системе преобладают переходные волны, которые в дальнейшем покидают систему. Сравнение результатов моделирования RD с $\theta_{Вн} = 30^\circ$, полученных в работах [80,83], представляет собой хороший пример положения, что использование больших компьютерных ресурсов (позволяющее рассматривать в моделировании большие области расчета и временные интервалы) может привести к существенной коррекции выводов, полученных для коротких систем и на меньших временах. Другая иллюстрация этого положения - “процесс реформации” квазипараллельных ударных волн - была приведена в [1].

При гибридном моделировании эволюции RD [84] влиянию параметров β , T_i/T_e ($=\beta_i/\beta_e$), $\theta_{Вн}$ на поведение системы уделялось особое внимание. Было показано, что развитие структуры RD имеет общие черты как с эволюцией сильно промодулированных волновых пакетов, так и с эволюцией линейных дисперсионных волн, распространяющихся наклонно к магнитному полю. При малых значениях $\theta_{Вн}$ ($\leq 15^\circ$) в системе доминирует дисперсионное протекание, при котором в ОБВП и ОБНП распространяются соответственно быстрая и промежуточная (альфвеновская) моды. Две цепочки волн встречаются в переходном слое, формируя обычную годограму S-формы. При увеличении $\theta_{Вн}$ в поведении системы становятся важными эффекты нелинейности, КОСОГО распространения и ионной кинетики. RD со средними ($\theta_{Вн} \leq 45^\circ$) и большими ($\theta_{Вн} \geq 45^\circ$) значениями $\theta_{Вн}$ демонстрируют различное поведение. Кинетические эффекты ионов становятся значительными при $\beta_i/\beta_e \geq 0.1$. В случае холодных ионов ($\beta_i = 0$) существует критическое значение $\beta_e = \beta_* = (6/5) \cos^2 \theta_{Вн}$ ($\beta_* = 0.9$ (0.3) для $\theta_{Вн} = 30^\circ$ (60°)), выше которого промежуточные моды не могут оставаться в ОБНП RD и движутся в сторону ОБВП. В ОБНП RD эти моды замещаются медленными волнами.

Важность ионных кинетических эффектов для стабильности RD была показана в гибридном моделировании с $\theta_{Вн} = 60^\circ$ и $\beta_e = 0.5$ [75]. Рассматриваемое значение β_e соответствовало условиям магнитопаузы. В ранних работах по гибриднему моделированию RD инициализировались с произвольной толщиной. Однако, авторы работы [83] показали, что существует пороговое значение толщины RD порядка нескольких δ_i . Если толщина инициализированного RD оказывается меньше этого порогового значения, то в процессе эволюции происходит расширение RD до этого масштаба. Для конечного β_i минимальная толщина RD определяется ионными масштабами длины инерции (δ_i) и гирорадиуса [75]. Размер RD с ионным направлением вращения $\approx (1 + \beta_i^{1/2}) \delta_i$. Таким образом, в холодной плазме имеется минимальная толщина RD, обусловленная конечной длиной инерции ионов. Однако, ионный ларморовский радиус определяет другой порог толщины, который в тепловой плазме становится доминирующим.

В некоторых ранних работах по одномерному гибриднему моделированию формирования и эволюции RD было высказано предположение, что вращения с $|\alpha| \geq 180^\circ$ должны быть нестабильными и распадаться на эквивалентные им части с минимальным широм [10]. В более детальном численном исследовании [75] было показано, что вращения ионного и электронного направлений с $|\alpha| \geq 180^\circ$ развиваются различными путями. Вращение электронного направления с $\alpha = -270^\circ$ состоит из суперпозиции стабильной уединенной волны большой амплитуды с вращением $\alpha = -360^\circ$ в ОБВП и вращения ионного направления на $\alpha = 90^\circ$. RD ионного направления с $\alpha = 270^\circ$ оказываются метастабильными: их токовая структура разрушается взрывным образом после длительного начального интервала времени (порядка нескольких $100\Omega_i^{-1}$ для широких переходов), на котором отсутствует значительное изменение толщины. Такие конфигурации оказались чувствительными к внешним возмущениям [85].

В работе [31] на основе гибридного моделирования (1-D) исследование кинетических свойств RD на магнитопаузе при наличии незначительной компоненты магнитного поля проводилось в пределе слабых промежуточных

ударных волн (IS). Было отмечено, что минимальный шир и толщина RD, найденные в наблюдениях при пересечении магнитопаузы космическими аппаратами, могут быть объяснены если появление слоя вращения рассматривать как проблему Римана на кинетических масштабах длины. Для обеспечения надежного различия между RD и слабыми IS (свойства которых очень похожи) численное моделирование должно проводиться с особой тщательностью. В работе [31] разрыв считался вращательным (RD) если при прохождении через него скачки величин составляли меньше 1-2%. Для достижения такой точности использовалось от 200 до 400 частиц на ячейку сетки. Кроме того, в этих же целях проводилось усреднение по временному интервалу в системе покоя разрыва. Применение такой процедуры улучшало статистику и подавляло случайные флуктуации. Размер области моделирования выбирался достаточно большим для того, чтобы начальные возмущения (которые могут отражаться от границы ОБВП) не могли достигнуть разрыва. Расчеты проводились до времен $600-1000\Omega_i^{-1}$. Одномерное моделирование проводилось вдоль оси x . Магнитное поле ОБВП располагалось в $x-z$ плоскости. Угол вращения α измерялся от оси z в сторону положительных y .

Авторы работы [31] рассматривали следующие основные вопросы (которые рассматривались также в сопровождающей работе [30]):

- существование и устойчивость (стабильность) RD;
- размер (толщина) и внутренняя структура RD;
- сравнение результатов численного моделирования RD по двум моделям: гибридной и выведенных в этой работе уравнений GFT (см. выше);
- связь между RD и IS.

Хотя моделирование в [31] было проведено для многих значений плазменного β и $\theta_{\text{вп}}$, большая часть результатов была представлена для двух углов $\theta_{\text{вп}}=60^\circ$ и 80° с $1.0 \leq \beta_i \leq 4.0$ и $\beta_e=0.2$. Расчеты проводились для углов вращения $\alpha=\pm 90^\circ, \pm 120^\circ, \pm 160^\circ, \pm 170^\circ, \text{ и } \pm 180^\circ$. По результатам расчетов был сделан вывод, что RD существуют и стабильны для всех изученных параметров, т.е. при моделировании отсутствовали заметный скачок и диссипация в RD пределе.

Как в ОБВП, так и в ОБНП RD могут появляться цепочки волн, которые становятся слабыми для больших β_i и небольших значений нормальной компоненты магнитного поля. Длина области, в которой происходят значительные изменения \mathbf{V} и n (за исключением любой цепочки волн) составляет $10-20\delta_i$ (как для RD, так и для IS [30,31]) и пропорциональна $\beta_i^{1/2}$ [31]. Полуширина градиента L может быть в 4-10 раз меньше, относительно слабо зависит от значений параметров ($1 \leq L/\delta_i \leq 4$ как для RD, так и для IS [30,31]) и может быть близка к $1\delta_i$ для больших значений $\beta_i \sim 4$. Имеется существенная разница между ионным и электронным направлениями вращения. В первом случае плотность и температура возрастают в токовом слое, а магнитное поле уменьшается. В случае RD с электронным направлением вращения эти величины ведут себя противоположным образом [31].

Отражение ионов происходит не только от IS, но также и от RD. Хотя плотность отраженных от RD ионов значительно меньше чем плотность, отраженных от сильных IS, она оказывается сравнимой с плотностью ионов, отраженных от слабых IS ($\leq 2-4\%$) [31]. Кроме того, в анизотропной плазме отражение ионов от RD может быть более значительным [86,87].

Вблизи магнитопаузы (в магнитослое) плазма является турбулентной, анизотропной ($T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$) с большими значениями β_i и высоким уровнем флуктуаций альфвеновских и зеркальных мод. Рассмотренные выше работы по гибриднему моделированию RD были проведены преимущественно для изотропной плазмы и без учета внешних возмущений. Тем не менее в этих работах был достигнут значительный прогресс в объяснении ряда наблюдаемых свойств RD. По результатам гибридного моделирования (1-D) RD с учетом анизотропии температуры [86,87] такие свойства RD как их стабильность, минимальный шир и толщина оказались по существу теми же самыми, что и в случае изотропной плазмы. Одно из значительных отличий результатов связано с числом отраженных от RD ионов: в случае анизотропной плазмы отраженных ионов может быть значительно больше [87].

В работе [90] с помощью 1-D и 2-D гибридного моделирования формирования и эволюции RD как в изотропной, так и в анизотропной плазме изучался также отклик RD на внешние возмущения в виде альфвеновских ионно-циклотронных (AIC - Alfvén Ion-Cyclotron) и зеркальных мод. В изотропном случае плазменные величины и напряженность магнитного поля не изменяются при переходе через RD. Поэтому в этом случае не было необходимости задавать инжекцию плазмы с левой границы системы [31,68]. В двумерных расчетах прямоугольная область размером $400 \times 64 \delta_i$ разбивалась на 600×64 ячеек. В каждую ячейку сетки помещалось $N_{pc} = 50$ ионных частиц. Расчеты проводились с временным шагом $\Delta t = 0.05 \Omega_i^{-1}$ ($\Delta \tau = 0.05$); $\theta_{Вн} = 80^\circ$, $\beta_i = 1.0$, $\beta_e = 0.2$. В случае изотропной плазмы не наблюдалось значительных отличий в результатах 1-D и 2-D численного моделирования.

Значения параметров расчета анизотропной плазмы [90]: размер области - $400 \times 64 \delta_i$, 800×64 ячеек; $N_{pc} = 50$, $\Delta \tau = 0.05$; $\theta_{Вн} = 78^\circ$, $\beta_i = 0.75$, $\beta_e = 0.41$; в начале расчета ($t=0$) в ОВВП $T_{\perp}/T_{\parallel} = 3.5$. Различия в результатах 1-D и 2-D вычислений возникают когда анизотропия плазмы (в ОВВП или в ОВНП RD) оказывается достаточно большой для возбуждения анизотропных электромагнитных (AIC и зеркальной) неустойчивостей. Развитие анизотропных неустойчивостей изменяет локальные свойства плазмы, что в свою очередь приводит к изменению RD. Детальный анализ результатов вычислений показал, что в ОВВП RD присутствовали волны трех типов (цепочка когерентных альфвеновских волн, генерируемых RD, а также волны, связанные с развитием AIC и зеркальной неустойчивостей). Для любой ориентации волнового вектора AIC волны могут распространяться в обоих направлениях и те из них, которые движутся в сторону ОВВП являются причиной возникновения "ряби" на 2-D фронте RD.

При моделировании одномерной плазмы в ОВВП могут возбуждаться только те волны, распространение которых происходит вдоль нормали RD. Поскольку инкремент нарастания AIC волн сильно уменьшается при наклонном распространении (по отношению к магнитному полю), то в 1-D моделировании происходило нарастание преимущественно зеркальных мод. (Краткое описание свойств AIC и зеркальных мод приведено в [1]). Обратная картина наблюдалась в 2-D случае когда становится возможным распространение при всех углах (на плоскости): доминирующей оказывалась AIC неустойчивость, поскольку для нее инкремент нарастания становился наибольшим. Кроме того, зеркальная мода оказалась менее эффективной в снижении температурной анизотропии по

сравнению с АИС-модой. По этим причинам анизотропия В ОВВП снижалась до различных уровней в 1-D и 2-D моделировании (с $(T_{\perp}/T_{\parallel})_{t=0}=3.5$ до $(T_{\perp}/T_{\parallel})_{t=200}\approx 2.3$ (1-D) и $(T_{\perp}/T_{\parallel})_{t=200}\approx 1.6$ (2-D): [90] Рис. 4), что в свою очередь приводило к образованию RD различных типов.

13. Гибридное моделирование структуры слоя пересоединения.

Концепция пересоединения силовых линий магнитного поля (в дальнейшем для краткости “магнитное пересоединение” или просто “пересоединение”) была введена в физику магнитосферы в работе [43]. *Магнитное пересоединение является эффективным процессом преобразования энергии магнитного поля в кинетическую энергию частиц и изменения топологии магнитного поля в магнитосфере.* Модель вынужденного пересоединения, предложенная Петчеком [91], рассматривает конфигурацию пересоединения, состоящую из трех областей: области втекающей плазмы; области вытекающей плазмы; малой центральной диффузионной области, в которой и происходит пересоединение силовых линий. Это модель применима к симметричному случаю когда плотности плазмы и напряженности магнитного поля с обеих сторон токового слоя равны между собой, а магнитные поля антипараллельны. Область вытекания содержит две пары стационарных медленных ударных волн (МУВ). При переходе через МУВ магнитное поле возрастает, плотность и температура плазмы уменьшаются, а частицы плазмы оказываются ускоренными. Модель Петчека [91] может быть использована для описания магнитного пересоединения в удаленном (гео)магнитном хвосте, в обоих долях которого магнитные поля и плотности плазмы оказываются довольно симметричными, а магнитное пересоединение можно рассматривать как квазистационарный процесс.

Совершенно иная ситуация возникает при рассмотрении пересоединения на дневной стороне магнитопаузы, токовый слой которой разделяет две области “однородной” плазмы (холодной, относительно плотной плазмы магнитослоя и более горячей, разреженной плазмы магнитосферы). В этих двух областях имеются антипараллельные компоненты магнитных полей (в z направлении) и общее ведущее магнитное поле (B_y). В такой сильно асимметричной ситуации область вытекающего потока может содержать различные разрывы. Область вытекающего потока плазмы конфигурации магнитного пересоединения, содержащая (МГД) разрывы и ударные волны (УВ), в литературе называется “слоем пересоединения” (RL - Reconnection Layer) [46].

При рассмотрении RL используется система координат в которой нормаль к токовому слою лежит на оси x, антипараллельными являются B_z -компоненты магнитных полей, а компонента ведущего поля B_y одинакова в обеих областях. В случае магнитопаузы нижние индексы “1” и “2” относятся к величинам соответственно в магнитослое и в магнитосфере. Сторона RL в области магнитослоя обозначается в дальнейшем как “S-сторона”, а в области магнитосферы как “M-сторона”.

Анализ структуры RL магнитопаузы проводился на основе формализма идеальной МГД (ИМГД) [46]. Теоретическое исследование показало, что в RL присутствуют вращательные разрывы (RD), медленные ударные волны (МУВ), медленные волны разрежения (SEW-Slow Expansion Wave) и контактный разрыв

(CD). В процессе пересоединения RD, ограничивая RL, обеспечивают изменение направления магнитного поля, МУВ и SEW требуются для изменения плотности плазмы и величины магнитного поля, CD в центре RL связывает различные плотности плазмы на двух сторонах токового слоя. Эти результаты были применены для исследования структуры RL дневной магнитопаузы [47,92].

Структура RL при различных условиях симметрии (но во всех случаях при $V_y=0$) изучалась с помощью двумерного численного моделирования (резистивная МГД -РМГД) [93]. В симметричных случаях были получены структуры (похожие на конфигурацию модели Петчека), состоящие из двух пар МУВ. При большой асимметрии плотности плазмы и напряженности магнитного поля RL ограничен с S-стороны промежуточной ударной волной (IS вместо RD, который в РМГД не существует), а с M-стороны МУВ. В случае 2-D МГД моделирования квазистационарный RL развивается позади лидирующей переходной выпуклости и доминирует в области вытекания плазмы если процесс пересоединения протекает достаточно долго [93,94].

В одномерном моделировании (РМГД) [95] изучалась эволюция магнитопаузы при $V_y \neq 0$. Конечное значение V_y приводит к появлению в RL TDIS вместо устойчивых IS. Результаты одномерного моделирования могут качественно характеризовать двумерный RL в плоскости x-z [95]. Время t одномерного моделирования может быть связано с z координатой двумерной конфигурации пересоединения $z = \bar{V}_z t$, где \bar{V}_z приближенно равняется скорости ускоренного потока в центре RL ($z \approx 0$). Фронт каждого разрыва в плоскости x-z может быть получен из положения разрыва на каждом временном шаге в одномерном моделировании. В результате получается двумерный RL, все разрывы которого выходят из точки x-z плоскости, в которой происходит магнитное пересоединение.

Структура и эволюция RL изучались при численном гибридном моделировании проблемы Римана - эволюции начального токового слоя, связанного с RL магнитопаузы [15,16,70,96,97] и магнитного хвоста [98-100]. В работах [97,99-103] проводилось 2-D моделирование RL. Наряду с гибридным моделированием в работах [15,16,96,98] использовались расчеты по РМГД модели, а в работе [16] добавлялись вычисления по ИМГД (все используемые модели - 1-D). Сводка результатов 1-D гибридного моделирования RL магнитопаузы (работы [15,16,96]) и их сравнение с результатами расчетов по моделям ИМГД и РМГД представлены в [70]:

- В ИМГД IS не существуют, а RD ограничивает RL.
- В РМГД RD заменяется на IS в случае $V_y = 0$ и на TDIS для $V_y \neq 0$.
- В гибридном моделировании TDIS быстро эволюционирует в устойчивый RD.

В случае $V_y = 0$ РМГД моделирование показало, что с S-стороны RL ограничивают 2-4 IS, тогда как с M-стороны - импульс альфвеновской волны. SEW распространяется позади IS на S-стороне RL, а на M-стороне позади импульса альфвеновской волны распространяется МУВ. CD формируется между SEW и МУВ. В случае $V_y \neq 0$ с S-стороны RL ограничен TDIS, позади которого распространяется SEW, а с M-стороны RL ограничивают 2-3 слабых TDIS, сопровождаемые одной МУВ. CD как и раньше формируется между SEW и МУВ. С течением времени TDIS с M-стороны эволюционируют в новые

(вторичные) 2-3 TDIS с МУВ; SEW постепенно затухает и исчезает; вторичные TDIS становятся все слабее и слабее и медленно эволюционируют в RD.

Ниже приведены параметры моделирования работы [15], которые можно рассматривать как типичные значения параметров расчетов одномерного гибридного моделирования RL магнитопаузы. $\Delta x = 0.158\lambda_2$ ($\lambda_2 = \delta_{i2}$ - ионная длина инерции в магнитосфере). Начальный токовый слой помещался в середину области расчета и его полуширина равнялась $2\lambda_2$. Для устранения влияния границ на рассматриваемые разрывы (в RL) размер области моделирования выбирался достаточно большим. Длина области расчета содержала 4000-6000 ячеек. Число ионных частиц на ячейку сетки N_{pc} равнялась (при $t=0$): на M-стороне (малая плотность частиц) $N_{pc2}=25$ на S-стороне $N_{pc1}=250+750$.

Структура RL магнитопаузы, полученная в результате 1-D гибридного моделирования [15,16,70,96], отличается от структуры этого слоя в РМГД моделировании.

- В общем случае ($B_y \neq 0$) с S-стороны RL ограничен RD, при переходе через который тангенциальное магнитное поле поворачивается на большой угол (135° [15]). Хотя на начальном интервале времени RD появляется в виде TDIS, устойчивая структура RD формируется очень быстро. В случае $B_y=0$ RL с S-стороны ограничен 2-3 слабыми IS. Существенным является то, что IS появляются только при $B_y=0$.
- Из-за перемешивания плазмы различного происхождения (магнитослоя и магнитосферы) вдоль линий магнитного поля в RL отсутствует CD, а МУВ и SEW значительно изменяются.
- Из-за перемешивания ускоренной плазмы магнитослоя с горячей плазмой магнитосферы анизотропия температуры (T_{\perp}/T_{\parallel}) в области приграничного слоя оказывается пониженной.
- С M-стороны RL ограничен импульсом альфвеновской волны или RD, при переходе через который тангенциальное магнитное поле вращается на очень малый угол ($\sim 10^\circ$ [15]).

2-D гибридное моделирование формирования RL магнитопаузы [97] показало, что квазистационарный RL развивается позади лидирующей переходной выпуклости. Расчеты проводились для случая $B_y=0$ когда RD заменяются на IS для ограничения RL с S-стороны. Параметры моделирования: $N_{pc1}=200$, $N_{pc2}=20$, $\Delta x=0.3\lambda_2$, $\Delta z=0.6\lambda_2$. Размер области моделирования $60\lambda_2 \times 200\lambda_2$, что соответствовало системе с длиной $\pm 1.1R_E$ в x и $\pm 3.5R_E$ в z направлениях; плотность $n_2 \approx 1 \text{ см}^{-3}$, $n_1=10n_2$; $B_{z1}=-0.75B_{z2}$, $\beta_1=1.13$, $\beta_2=0.2$; $T_1=0.32T_2$.

Одномерное гибридное моделирование было проведено для изучения квазистационарного RL магнитного хвоста [98,104]. В работе [98] с помощью одномерного РМГД и гибридного моделирования исследовалась структура RL в удаленном магнитном хвосте. В начале расчета токовый слой, в котором полное давление было сбалансировано, разделял плазму и поля двух долей магнитного хвоста. (Нижние индексы "0" и "1" относятся к двум долям магнитного хвоста, в индекс "2" - к ОВНП разрыва). Середина токового слоя помещалась в точку $x_c=0$, а компонента магнитного поля B_z задавалась в виде (модель слоя Харриса): $B_z(x)=0.5(B_{z0}+B_{z1})+0.5(B_{z0}-B_{z1})\tanh[(x-x_c)/L]$, L - полуширина токового слоя $L=2\lambda_0$ ($\lambda_0=\delta_{i0}$) При наличии отличной от нуля нормальной компоненты

магнитного поля, обусловленной магнитным пересоединением, начальный токовый слой развивался в RL.

Основные результаты работы [98].

- В симметричном случае с $V_y=0$ (тангенциальные компоненты магнитного поля двух долей строго антипараллельны) был получен RL типа Петчека, содержащий две МУВ-выключения, в которых промежуточное число Маха $M_1=V/C_1=1$, а тангенциальное магнитное поле в ОВНП равно нулю ($B_{1z}=0$). В гибридном моделировании в ОВНП МУВ-выключения появлялась цепочка левополяризованных вращательных волн большой амплитуды. (Ниже для краткости используется термин “цепочка когерентных волн” или просто “цепочка волн”.)
- В симметричном случае с $V_y \neq 0$ МУВ представляли собой невыключающие МУВ- ($B_{1z} \neq 0$) в которых $M_1 < 1$. Кроме того в гибридном моделировании два RD отделяют RL от двух долей хвоста. В случае $V_y \geq 0.08 V_x$ M_1 становится меньше критического числа Маха $M_c \approx 0.98$ и цепочка волн исчезает. При РМГД моделировании формируется RL, в котором RD заменяются двумя TDIS.
- Небольшая асимметрия в плотности плазмы и/или в магнитном поле между двумя долями магнитного хвоста приводит к исчезновению одной МУВ в RL. Оставшаяся МУВ (на стороне с меньшей плотностью) становится невыключающей. В гибридном моделировании CD не идентифицирован из-за перемешивания ионов двух долей. Для отношения плотностей $n_1/n_0 \geq 1.5$ структура вращательных волн исчезает. В РМГД моделировании CD располагается в центре RL.
- В общем случае (асимметрия плотностей, $V_y \neq 0$) понижается критическое значение n_1/n_0 , выше которой исчезает цепочка когерентных волн.
- В большей части RL имеется значительная анизотропия температуры ($T_{\parallel} > T_{\perp}$), что обусловлено взаимным проникновением ионов двух долей магнитного хвоста, а также ионами обратного потока от ОВНП в ОВВП УВ. Из-за наличия анизотропии интенсивности МУВ, RD и IS в гибридном моделировании могут отличаться от соответствующих интенсивностей РМГД моделирования.

Результаты 2-D гибридного моделирования структуры RL в удаленном магнитном хвосте [99] сравнивались для соответствующих случаев с результатами 1-D гибридного моделирования [98].

- В общем случае, лидирующая магнитная конфигурация типа выпуклости и следующий за ней RL формируются обычно при магнитном пересоединении. Если продолжительность пересоединения оказывается короткой, то структура типа выпуклости доминирует в области вытекания плазмы. При длительном времени магнитного пересоединения доминирующим становится стационарный RL.
- В симметричном случае с $V_y=0$ квазистационарный RL содержит две пары МУВ. Ударные фронты выходят с X-линии в направлении почти вдоль оси x с небольшим углом расхождения в z направлении. Для полного развития структуры МУВ требуется достаточное удаление вдоль оси x от X-линии, где два ударных фронта оказываются разделенными на расстояние более чем в несколько десятков ионных длин инерции в доле. В 2-D моделировании было

найденно, что условия Ренкина-Гюгонио лучше удовлетворяются при возрастании x -удаления от X -линии.

- Для случаев с $V_y \neq 0$ в обоих долях появляются две структуры типа RD. V_y возрастает при прохождении через структуры от доли к плазменному слою магнитного хвоста.
- В приграничной области плазменного слоя (PSBL - Plasma Sheet Boundary Layer) наблюдалось значительное нарастание параллельной температуры ионов. Анализ распределения по скоростям ионов в PSBL показал наличие двух ионных пучков. Один из них был связан с ионами, ускоренными МУВ, а другой содержал холодные ионы доли хвоста. Кроме того, в ОБВП МУВ присутствовали ионы обратного потока из ОБНП. Эти результаты относятся как к 1-D, так и к 2-D моделированию.
- Ударные структуры 1-D и 2-D моделирования могут быть различными. В 2-D моделировании RL с $V_y = 0$ в обоих долях МУВ являются невыключающими ($M_1 < 1$), в то время как в 1-D моделировании - МУВ-выключения ($M_1 = 1$). В 1-D моделировании ОБНП МУВ-выключения содержит цепочку когерентных волн большой амплитуды, а в 2-D такая цепочка отсутствует.

В двумерном (2-D) гибридном моделировании кинетической структуры RL геомагнитного хвоста [99-103] когерентные цепочки волн не наблюдались (в отличие от 1-D расчетов). Было выдвинуто предположение [99], что отсутствие таких цепочек волн в 2-D моделировании связано с тем, что в этом случае МУВ не являются УВ-выключения. Рассмотрение (обзор) других возможных объяснений отсутствия цепочек волн в структуре МУВ было приведено в [2].

Гибридное моделирование (2-D) [101] проводилось для значительной части магнитного хвоста ($20 \times 120 R_E$). После формирования переходных плазмойдов образовывался RL со свойствами конфигурации пересоединения типа Петчека: имелись две пары тонких переходных слоев, примыкающих к X -точке (линии), которые ускоряли поток на протяжении нескольких δ_i . Свойства переходных слоев не вполне соответствовали свойствам предполагаемых МУВ. Масштаб ионной диссипации оказался значительным и сравнимым с толщиной плазменного слоя. За счет этого появлялась не полностью термализованная двухкомпонентная плазма, которая интерпретировалась как PSBL, состоящий из ионов обратного потока.

С помощью гибридного и холловского МГД моделирования [100] исследовалась структура слоя пересоединения (RL) в магнитном хвосте путем решения задачи Римана распада токового слоя, имеющего нормальную составляющую магнитного поля. Было проведено три численных эксперимента (расчета). В первом расчете часть слоя, полученного в гибридном моделировании пересоединения [103], использовалась в качестве начального состояния в задаче Римана для системы с периодическими условиями. Параметры расчета: $0 \leq x \leq L_x$, $-L_z \leq z \leq L_z$, $L_x = 96\lambda_0$, $L_z = 24\lambda_0$, $\lambda_0 = \delta_{i0}$; $\Delta x = \Delta z = 0.3\lambda_0$. В начальный момент $B_z = 0.13B_0$ (B_0 - постоянная x -компонента магнитного поля). В процессе моделирования тонкий центральный токовый слой становился нестабильным в направлении, параллельном токовому слою: электрический ток разбивался на нитевидные образования (филаментация) и развивалась искривленная структура магнитного поля. Аналогичное поведение было обнаружено также во втором расчете [100]: начальное состояние - слой Харриса

с наложенной нормальной составляющей магнитного поля; $L_x=96\lambda_0$, $L_z=80\lambda_0$; $B_z=0.15B_0$. Как в первом, так и во втором расчетах слой пересоединения (RL) не ограничивался МУВ-выключения и в нем не развивались цепочки волн. В третьем расчете проводилось решение той же самой задачи Римана с помощью холловской МГД (2-D). В этом расчете формировался стабильный RL, ограниченный МУВ-выключения.

14. Взаимодействие головной ударной волны с межпланетными разрывами.

Головная ударная волна (ГУВ) является первой внешней плазменной границей в окружении Земли. Поэтому любой межпланетный разрыв, распространяющийся в направлении Земли, взаимодействует (сталкивается) с ГУВ. Взаимодействие межпланетных разрывов с ГУВ Земли явилось одной из важных областей исследования за последние десятилетия (см., например, [105-119]). Такое взаимодействие изучалось с помощью газодинамической теории [106,107], МГД теории перпендикулярных УВ [108], МГД моделирования [116]. Одномерное МГД моделирование [114] было проведено для исследования взаимодействия тангенциального разрыва (TD) с перпендикулярной ГУВ. Результаты вычислений показали, что при взаимодействии создается быстрая УВ или быстрая волна разрежения и переходной TD, а ГУВ модифицируется. вновь созданные быстрая волна и TD могут переносить импульс солнечного ветра на магнитопаузу. С помощью 1-D гибридного моделирования [112], исследовалось воздействие набегающей быстрой ударной волны на структуру TD, который аппроксимировал магнитопаузу, и взаимодействие токового слоя с ударной волной [111]. Основой результат такого рода исследований: возмущения ОБВП влияют на УВ только на коротком интервале времени (порядка ионного гиропериода или длительности импульса в зависимости от того какой из этих временных интервалов больше), а затем распространяется на некоторое расстояние в ОБВП. В общем случае нормаль ГУВ и нормаль межпланетного разрыва могут не совпадать по направлению. В рамках МГД теории косое (наклонное) взаимодействие ГУВ с TD было исследовано в работе [109].

Прохождение альфвеновской волны через ГУВ аналитически исследовалось в рамках идеальной МГД [110]. Также было проведено одномерное [116] и двумерное [115] моделирование взаимодействия межпланетного RD или альфвеновских волн с ГУВ. Моделирование показало, что за счет такого взаимодействия в магнитослое вблизи магнитопаузы появляется структура с нарастанием плотности плазмы и уменьшением магнитного поля (типа HFA-структуры, см. ниже). Результатом прохождения TD через перпендикулярную УВ является только локальное нарушение УВ и возможно импульсная генерация в TD/УВ столкновении быстрых волн, которые распространяются в ОБВП [111,114]. При этом остаток TD продолжает существовать в ОБВП.

“Аномалия горячего потока”. Явления, которые впервые наблюдались с борта космических аппаратов ISEE и AMPTE вблизи ГУВ Земли, характеризуются большими изменениями скорости плазменного потока; на коротких периодах времени происходит сильное отклонение скорости в направлении на Солнце относительно окружающей плазмы. В литературе такие явления получили различные названия: “plasma structures with anomalous flow directions” [120], “active current sheet in the solar wind” [121,122], “hot diamagnetic cavities” [123-

128], "the anomalous flow events" [119], "hot flow anomaly" [113,129-132] (HFA). В данной статье используется последний термин (HFA).

HFA характеризуются наличием коротких промежутков времени (длительностью до нескольких минут), на протяжении которых локально (вблизи ГУВ) существует горячая плазма с плотностью ниже, а температурой выше чем плазма магнитослоя. При этом плотность в HFA по порядку величины равна или ниже плотности плазмы солнечного ветра (СВ). Внутри областей горячей плазмы плазменный поток оказывается сильно замедленным по сравнению со скоростью СВ и значительно отклонен от направления от Солнца (в некоторых случаях более чем на 90° ; при этом поток имеет компоненту направленную к Солнцу). Подобно плотности, в области HFA магнитное поле по величине сравнимо или меньше его значения в окружающем СВ и обычно присутствуют значительные флуктуации в его ориентации. На флангах горячей центральной области HFA с одной или с обеих сторон расположены узкие области сжатой плазмы, в которых плотность и величина магнитного поля больше по сравнению с плазмой окружающего СВ, температура немного выше (но существенно ниже температуры горячей центральной области), а скорости потока лишь на немного

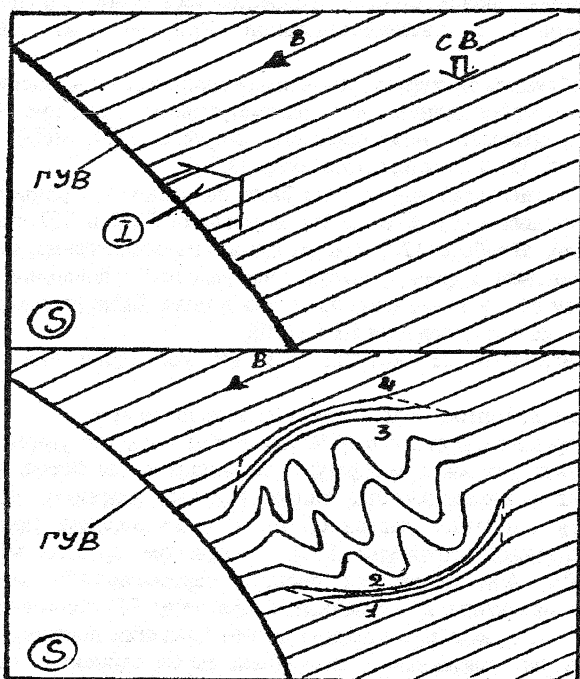


Рис.2. HFA. Иллюстрация начального отражения частиц от ГУВ Земли (верхняя часть) и области расширения плазмы (нижняя часть). I - отраженные ионы, S - магнитослой. Штриховые линии выделяют области ударно-сжатой плазмы солнечного ветра (СВ), границами которой являются: внешние (1 и 4) - быстрые квазиперпендикулярные ударные волны; внутренние (2 и 3) - тангенциальные разрывы.

отличаются от скорости СВ. Анализ этих областей показал [120,122], что они состоят из быстрых, почти перпендикулярных, суперкритичных УВ на внешних сторонах и TD на внутренних). HFA присущи другие, хорошо установленные свойства.

- Направление отклонения потока внутри области HFA скоррелировано с позицией наблюдения (положением космического аппарата) относительно линии Солнце-Земля: отклонения в направлении сумерок (вечера) наблюдались с сумерочной (вечерней) стороны от этой линии, а в направлении рассвета (утра) соответственно с рассветной (утренней). За счет такой сильной корреляции магнитосфера или УВ вовлекается в процесс формирования HFA.
- Температуры ионов и электронов значительно выше, чем температура окружающего СВ, а давление внутри полости выше давления СВ.
- Явление HFA во всех случаях ассоциируется с вращением окружающего межпланетного магнитного поля (IMF).
- В HFA в ряде случаев наблюдалась необычно высокая плотность холодных почти зеркально отраженных ионов солнечного ветра.

HFA имеют тенденцию происходить при изменении геометрии ГУВ (переход от квазиперпендикулярной к квазипараллельной ГУВ за счет изменения направления IMF).

В связи с наблюдаемой связью HFA с макроскопическим вращением IMF было выдвинуто предположение, что рассматриваемое явление является результатом взаимодействия межпланетного разрыва (TD, RD) с ГУВ [111,113,120,122,125,132,133] (см., также обзор [129]).

В теоретическом исследовании [109] было получено, что разрывы могут “распадаться” в случаях когда угол между нормальными ГУВ и TD становится больше критического. В работе [122] было высказано предположение, что распад разрыва может приводить к формированию “выпуклости” плазменной области на ГУВ и тем самым вызывать отклонения потока и поля. Было рассмотрено два возможных механизма формирования HFA [120]:

- 1) усиление вращательного разрыва RD при его конвекции через ГУВ и магнитослой;
- 2) пересоединением магнитных силовых линий на магнитопаузе.

В первом случае предполагается, что HFA может быть создано ударно-сжатой волной вращательного разрыва или в результате модификации формы ГУВ при взаимодействии УВ с конвекционным тангенциальным разрывом. При этом может увеличиться магнитное давление, что в свою очередь приводит к формированию выпуклой структуры ГУВ. В качестве другого механизма формирования HFA был предложен процесс пересоединения магнитных силовых линий на магнитопаузе, связанный с приходом RD солнечного ветра [120]. Также было высказано предположение, что “явления переноса потока” (Flux Transfer Events), связанные с процессом пересоединения магнитных силовых линий вблизи магнитопаузы, также могут приводить к наблюдаемым HFA [123]. В работе [122] было рассмотрено взаимодействие токового слоя в солнечном ветре с ГУВ.

Механизм формирования HFA, предложенный в [125] (модель пучкового формирования HFA), включает связь между плазмой солнечного ветра и

ионами, отраженными от ГУВ Земли. Формирование НФА в этой модели протекает по следующему сценарию.

- * Сначала происходит отражение от ГУВ значительно большей части, чем обычно, ионов набегающего потока солнечного ветра. Увеличение доли отраженных частиц является результатом взаимодействия между вращением магнитного поля (RD) и ГУВ.
- * Отраженные ионы взаимодействуют с плазмой солнечного ветра. В результате этого взаимодействия развиваются ион-ионные потоковые неустойчивости.
- * Развитие неустойчивости приводит к преобразованию энергии *относительного движения между набегающими и отраженными ионами* в тепловую энергию.
- * Образовавшаяся горячая плазма затем расширяется, формируя НФА-подобные структуры. В конечном счете создается замедленная, отклоненная от первоначального направления, горячая плазма НФА.

Модель пучкового формирования НФА разрабатывалась в [111,120,123,125,126]. Набегание разрыва магнитного поля нарушает нормальную ударную динамику таким образом, что на коротком интервале времени происходит значительно большее число отражений набегающих ионов, чем при нормальных условиях [111,120,123,125]. Образованная в результате этого процесса, достаточно плотная компонента отраженных ионов (плотный пучок ионов) может в дальнейшем взаимодействовать с ионами набегающего потока солнечного ветра.

В конфигурации встречных ионных пучков могут развиваться несколько электромагнитных неустойчивостей различного типа [134]. В случае двух относительно холодных ионных компонент, движущихся одна относительно другой параллельно однородному магнитному полю, линейная теория предсказывает возможность развития одной или двух электромагнитных ион-ионных неустойчивостей: резонансной и нерезонансной с правосторонней поляризацией возбуждаемых волн. Резонансная неустойчивость имеет меньший порог и больший инкремент нарастания в случае когда одна из ионных компонент имеет значительно меньшую плотность по сравнению с другой. Нерезонансная неустойчивость имеет как меньший порог, так и больший инкремент нарастания тогда, когда две ионные компоненты различаются по плотности менее чем на порядок величины [135]. В одномерном гибридном моделировании [111] отмечена важность кинетических эффектов для процесса формирования "выпуклости".

Двумерное гибридное моделирование [126] взаимодействия пучка конечной ширины с фоновой плазмой показало, что такое взаимодействие может воспроизводить многие черты, характерные для наблюдений НФА. В результате взаимодействия образуется каверна с большим значением β . В процессе взаимодействия развивалась электромагнитная ион-ионная резонансная неустойчивость. За счет этой неустойчивости происходило пич-угловое рассеивание ионов, в первую очередь менее плотной и пучковой компонент. Однако, для того, чтобы согласовать наблюдаемые температуры (центральной области) и плазменные β плотности пучков должны быть сравнимы с плотностью фоновой плазмы (т.е. с плотностью набегающего

солнечного ветра). Точно такой же вывод вытекает из простых энергетических соотношений [125].

Результаты 2-D моделирования [126] показали, что взаимодействие пучка конечной ширины с фоновой плазмой (формирование HFA) происходит по сценарию, аналогичному, предложенному в [125].

- * Сначала, взаимодействие пучка с фоновой плазмой приводит к развитию ионной резонансной неустойчивости.
- * Взаимодействие является резонансным для пучка. Поэтому возбуждение пучка происходит значительно быстрее по сравнению с фоном. В конечном счете пучок приобретает поперечную скорость с $\beta > 1$.
- * Возбужденный пучок действует затем как поршень, выталкивая ионы фона из области взаимодействия.
- * После этого, электронная жидкость и магнитное поле так же увлекаются в район вне области взаимодействия, создавая область с пониженными средними значениями плотности и магнитного поля.
- * Ионы фона, вытесненные из области взаимодействия, инициируют уходящую альфвеновскую волну (альфвеновский импульс), распространяющуюся перпендикулярно окружающему магнитному полю.
- * Внутри HFA находится остаток от первоначального пучка, ионы которого имеет большое значение β .

Трехмерное гибридное моделирование (распространение моделирования [126] до 3-D) было проведено в работе [127]. В 2-D моделировании имеется только одно направление конечной протяженности, перпендикулярное окружающему магнитному полю. Поэтому HFA-структура и, связанный с ней уходящий альфвеновский импульс, формируются в результате движения только в одном направлении. В 3-D моделировании все направления в плоскости, перпендикулярной окружающему магнитному полю, могут приводить к формированию HFA-подобных структур. В 3-D моделировании получается более хорошо определенная HFA-структура по сравнению с 2-D моделированием [127]. Параметры расчета имели следующие значения: $N_z=16$, $N_x=N_y=60$ (N_z , N_x , N_y - число ячеек сетки по направлениям z, x, y); $N_{\text{beam}}=100000$, $N_{\text{background}}=460000$ (N_{beam} и $N_{\text{background}}$ - число ионных частиц, используемых для представления фона и пучка); $M_A=10$; максимальная плотность пучка составляла 10% от плотности фона. Магнитное поле было направлено вдоль оси z . В этом же направлении происходило распространение пучка относительно фона. Начальный радиус пучка $R=20c/\omega_{pi}=20\delta_i$, размеры системы : $L_x=160\delta_i$, $L_y=160\delta_i$, $L_z=40\delta_i$. 3-D численное моделирование [127] показало, что взаимодействие ограниченного в поперечном направлении пучка с фоновой плазмой происходит по сценарию, в основном совпадающим с описанным в [126] (2-D).

Ряд исследований [126,130,131,136] был проведен для изучения некоторых аспектов пучковых неустойчивостей и их влияния на фоновую плазму. В серии работ [130,131,136] разрабатывалась гипотеза пучкового формирования путем сравнения наблюдаемых свойств HFA с результатами численного моделирования. На основании результатов расчетов выявлена антикорреляция между плотностью (центральной области) и температурой. Такая зависимость находится в соответствии с представлениями об адиабатическом расширении

НФА. Авторы работ [130,131,136] предположили, что связь волн за счет электромагнитных неустойчивостей ионного пучка приводит к отклонению набегающего солнечного ветра. При этом создаются области, в которых доминируют или плотные петли солнечного ветра или менее плотные пучки ионов. Численное моделирование пучка конечной длины [136] показало, что в системе могут нарастать как резонансная, так и нерезонансная пучковые неустойчивости. В работе [125] было отмечено, что большая плотность ионного пучка, необходимая для создания больших отклонений и значительного замедления потока в НФА, благоприятствует нарастанию ион-ионной нерезонансной моды. В 1-D гибридном моделировании [131] пучка конечной длины отмечено, что НФА-структуры могут формироваться только в случае пучков большой плотности ($n_b/n_0 \geq 0.4$; n_b - плотность пучка, n_0 - плотность фонновой плазмы - плазмы солнечного ветра). Для формирования НФА-подобных структур горячие пучки ($\beta_b \geq 5$) должны иметь большую длину ($L_b \geq 64\delta_i$) по сравнению с более холодными пучками. Время, в течение которого эти структуры продолжают существовать, существенным образом зависит от параметров пучка и в первую очередь, по-видимому, от его температуры. В расчете с $\beta_b = 8$ НФА-структуры существовали примерно $5\Omega_i^{-1}$, в то время как эти же структуры существовали более $20\Omega_i^{-1}$ для параметров пучка: $\beta_b = 1$, $n_b/n_0 = 0.43$ и $L_b = 32\delta_i$ [131]. Такое различие обусловлено более быстрым пространственным распространением ионов более горячего пучка.

Типичные значения концентрации α -частиц в солнечном ветре составляют приблизительно 4% концентрации протонов. Отношение масса/заряд для α -частиц в два раза больше значения этого отношения для протонов. Поэтому флуктуационные моды, находящиеся в резонансе с протонами, не являются резонансными для α -частиц. Следовательно, протон-протонная резонансная неустойчивость может только слабо воздействовать на α -частицы, как и на другие нерезонансные ионные компоненты (см., например, [137]). С другой стороны, отклик всех ионных компонент на увеличение флуктуаций при развитии ион-ионной нерезонансной неустойчивости должен быть существенным.

В одномерном гибридном моделировании нагрева частиц при развитии ион-ионных неустойчивостей [128] начальное состояние представляло собой холодный пучок протонов, распространяющийся вдоль однородного магнитного поля через плазму солнечного ветра, состоящей из протонов и α -частиц. Результаты численного моделирования показали, что протон-протонная резонансная неустойчивость, доминирующая при малых плотностях пучка, значительно нагревает только ионы пучка, в то время как температуры протонов и α -частиц фонновой плазмы остаются практически неизменными, т.е. резонансная неустойчивость не может эффективно увеличивать температуру ионных компонент солнечного ветра. При больших плотностях пучка доминирующей становится протон-протонная нерезонансная неустойчивость, насыщение которой происходит в результате захвата ионов всех трех компонент. После насыщения неустойчивости, флуктуации магнитного поля большой амплитуды сильно нагревают ионы всех компонент таким образом, что их окончательные температуры становятся сравнимыми. В конечном состоянии (в конце расчета): температура α -частиц не зависит от их начальной температуры и

обычно выше температуры протонов; температуры всех ионных компонент увеличиваются с ростом плотности пучка.

В численном моделировании [111] было обращено внимание на то, что при некоторых обстоятельствах ускоренные УВ ионы могут проникать в ОВВП вдоль набегающего разрыва поля. Поэтому для объяснения некоторых наблюдаемых свойств НФА необходимо принимать в расчет токовый слой, обогащенный этими энергетичными ионами. Роль токового слоя и ориентации магнитного поля первоначально исследовались в вычислениях с использованием тестовых частиц [133]. При определенных ориентациях магнитного поля и геометрии разрыва индуцированное электрическое поле (ИЭП) может быть направлено:

- 1) к токовому слою на обоих сторонах разрыва;
- 2) к слою на одной стороне и от слоя на другой;
- 3) от токового слоя на любой стороне разрыва.

Для первой геометрии ИЭП отраженные от разрыва ионы совершают гировращение (гирируют) внутри области разрыва в направлении к токовому слою (сходятся на слой) и в дальнейшем покидают ее в виде пучково-подобного образования. Напротив, в третьем случае зеркально отраженные ионы гирируют в направлении от слоя и эти ионы никогда не взаимодействуют с разрывом. В работе [133] было выдвинуто предположение, что взаимодействия, определяемые первыми двумя геометриями, могут быть связаны с процессом формирования НФА. Аномальные потоки могут формироваться за счет зеркально отраженных ионов, распространяющихся в ОВВП ГУВ вдоль определенного типа TD, когда ИЭП, связанное с основным потоком плазмы в ОВВП, фокусирует отраженные ионы по направлению к TD на любой стороне разрыва. Для других геометрий электрических полей, ионы могут взаимодействовать с ГУВ и вызывать модификацию УВ. Самосогласованное двумерное (2-D) гибридное моделирование [132] тангенциального разрыва, взаимодействующего с быстрой УВ, показало, что НФА-подобные образования в действительности появлялись в расчетах для определенных ориентаций токового слоя. При других ориентациях такие образования не наблюдались. Структура вблизи месторасположения контакта ГУВ с TD может быть различной для различной геометрии ИЭП. Область с высокой температурой ионов, малыми значениями величины магнитного поля и низкой плотностью может быть создана при "правильной" геометрии электрического поля, фокусирующей отраженные ионы на токовый слой, в то время как никакой структуры подобной НФА не наблюдалось (в расчетах) при ИЭП, направляющим ионы в направлении от токового слоя на обоих сторонах TD.

Ключевым моментом формирования НФА-подобных образований в численном моделировании является предположение [133] о возможности ИЭП (в ОВВП) фокусировать отраженные от разрыва ионы в направлении токового слоя. Отраженные ионы, которые двигаются внутри разрыва, становятся существенно немагнитными и энергия их направленного движения преобразуется в тепловую, приводя к высоким температурам в расширяющемся пузыре токового слоя, свойства которого очень похожи на свойства наблюдаемых НФА. В численном моделировании [133] формирование НФА происходило без участия ионных неустойчивостей.

В работе [113] использовалось двумерное гибридное моделирование для подтверждения связи между величиной магнитного поля и ориентацией ИЭП. Серия из девяти HFA, наблюдаемых с ISEE ракеты и ранее описанных в литературе, была подвергнута численному исследованию (тестированию) на предмет определения ориентации ИЭП. Во всех девяти случаях была найдена "правильная" (т.е. фокусирующая отраженные ионы в сторону разрыва) ориентация ИЭП по крайней мере на одной стороне разрыва: на замыкающем конце в семи случаях; на лидирующем конце в пяти; в трех случаях на обоих сторонах. Вычисления показали относительную нечувствительность этих результатов от наклона токового слоя. В работе [113] также показано, что асимметрия величины магнитного поля связана с ориентацией ИЭП: в случаях когда ИЭП направлено в сторону разрыва на обоих его сторонах имеется тенденция к достаточно симметричному усилению магнитного поля на флангах. Кроме того, в численном моделировании [113] найдено, что вращательные разрывы являются менее эффективными по сравнению с тангенциальными разрывами для процесса формирования HFA-подобных образований.

Гибридное моделирование в работах [113,132] было проведено для ударной нормали ГУВ и скорости потока в ОБВП параллельных фронту TD. При этом отсутствовало движение TD вдоль фронта ГУВ. Такая конфигурация совершенно отлична от реальной ситуации, в которой линия взаимодействия движется вдоль криволинейной ГУВ, а время взаимодействия набегающего TD с локальной конфигурацией ГУВ может быть коротким.

В работе [119] проводилось 2-D гибридное моделирование в криволинейной системе координат (как и в работе [118]) для исследования взаимодействия искривленной ГУВ Земли с направленным межпланетным разрывом. Направленный разрыв рассматривался как RD или TD, при переходе через который магнитное поле меняет направление, а плотность плазмы, ее поток и величина поля остаются почти постоянными. При взаимодействии ГУВ с направленным TD вне линии взаимодействия могут возникнуть дополнительно модифицированная ГУВ (ГУВ'), переходной TD (TD') и некоторые другие волновые моды. TD' распространяется в магнитослое в направлении к магнитопаузе.

Результаты расчетов [119] показали, что формирование выпуклости и связанных с ней аномальных горячих потоков (HFA-структуры) зависит от направления и условий симметрии ИЭП в ОБВП и в основном обусловлено:

- ♦ отраженными ионами, которые фокусируются на TD при "правильном" ИЭП;
- ♦ несбалансированностью давления (связанной с геометрией), которая видоизменяет и перестраивает ГУВ, что вызывает расширение ОБВП и движение ионов в направлении Солнца;
- ♦ пересоединением магнитных силовых линий в токовом слое.

При взаимодействии ГУВ с межпланетным RD, поток может отклоняться в сторону Солнца силой магнитного напряжения, связанной с суммарным воздействием разрывов и медленных УВ в магнитослое. Высказано предположение, что наблюдаемые HFA-структуры в ОБВП ГУВ Земли могут быть обусловлены взаимодействием ГУВ с TD и как ГУВ/TD, так и ГУВ/RD

взаимодействия могут значительно отклонять потоки плазмы магнитослоя в сторону Солнца.

В заключении работы [119] отмечается, что формирование НФА-структуры зависит от направления и условий симметрии ИЭП в ОБВП:

- (1) В случаях когда нормальная компонента ИЭП симметрична на обеих сторонах исходного TD, выпуклость (НФА) может быть сформирована при электрическом поле, которое фокусирует отраженные ионы в направлении токового слоя. Выпуклость создается отраженными ионами, движущимися в ОБВП от заднего края TD. С другой стороны, в случаях когда электрическое поле направлено в сторону от TD, формирование выпуклости в ОБВП становится мало вероятным. Эти результаты согласуются с результатами предыдущих исследований [132,133].
- (2) При асимметричных электрических полях или асимметричных V_z на обеих сторонах TD, формирование НФА обусловлено двумя дополнительными причинами при наличии или отсутствии “правильного” направления электрического поля. *Во-первых*, НФА формируется в случае когда существует дисбаланс полного давления вблизи пересечения ГУВ и TD. Этот дисбаланс обусловлен смещением к Солнцу или к Земле модифицированной ГУВ' относительно первоначального положения ГУВ. Отраженные ионы также являются причиной перестройки ГУВ. В результате, плазма ОБВП расширяется, и становится плазмой низкого давления. Несбалансированность ионной плотности с полем при переходе через межпланетный TD может увеличить выпуклость и тем самым и отклонение потока в сторону Солнца. *Во-вторых*, локальное пересоединение магнитных силовых линий также может быть важной причиной отклонения потока в направлении к Солнцу. При столкновении межпланетного токового слоя с ГУВ слой сжимается, а в TD появляются возмущения. Сила напряжения поля, связанная с X линией, может затем ускорить плазму ОБВП. Было найдено, что процесс пересоединения магнитных силовых линий приобретает большее значение когда угол вращения поля в разрыве $\Delta\Phi_B$ превышает 80° .
- (3) При взаимодействии ГУВ с межпланетным RD в магнитослое появляется новая структура RD1, которая состоит из медленных волн и RD. При прохождении через RD1 вращение магнитного поля происходит почти на тот же самый угол, что и для исходного RD. Плазма может быть ускорена или замедлена силой напряжения поля, связанной с искривлением поля в RD1, а в магнитослое происходит отклонение потока плазмы. Значительное отклонение потока в сторону Солнца может быть найдено для взаимодействия ГУВ с RD, направление распространения которого наклонно к линии Солнце-Земля. На основе результатов численного моделирования сделано предположение, что формирование НФА в магнитослое может происходить за счет взаимодействия ГУВ с RD. При этом для значительных отклонений потока в сторону Солнца могут потребоваться большие значения $\Delta\Phi_B$ в межпланетном RD.

Взаимодействие импульсов давления с ГУВ. Возмущения большой длительности в солнечном ветре (СВ) могут оказывать значительное влияние на положение, перемещение и форму головной ударной волны (ГУВ), а также на локализацию

магнитопаузы (МП). Примерами таких возмущений (вариаций) могут служить изменения направления межпланетного магнитного поля (IMF), изменения плотности и скорости плазмы СВ и т.д. Однако; часто наблюдаются и вариации более меньшего масштаба (длительностью менее нескольких минут) в форме локальных возмущений давления. Такие импульсы могут возникать в СВ на больших расстояниях от УВ, либо локально создаются в ОБВП ГУВ (в области форшока). При первом типе возмущений обычно наблюдается антикорреляция плотности и магнитного поля, что приводит только к малым возмущениям полного (плазменного+магнитного) давления. Возмущения второго типа часто имеют положительную корреляцию плотности с магнитным полем, обусловленную тем, что они являются магнитозвуковыми волнами, которые возникают при развитии электромагнитной неустойчивости в результате взаимодействия ионов обратного потока с ионами фоновой плазмы (т.е. ионами набегающего СВ). Такие возмущения могут вызывать локальное увеличение давления, сравнимое с давлением окружающего СВ.

Взаимодействие импульсов давления ОБВП с ГУВ Земли и их распространение через магнитослой изучалось с помощью 1-D [117,138] и 2-D [118] гибридного моделирования. Распространение коротких (~3-20с) импульсов давления через ГУВ исследовалось в [138] (1-D). Рассматривались как импульсы, созданные возмущением плотности (или скорости), так и флуктуации в области форшока. В обоих случаях импульсы проходили через УВ с небольшим уменьшением амплитуды и продолжали распространяться через магнитослой с локальной магнитозвуковой скоростью относительно плазмы слоя. Также было показано, что волны ОБВП КПАГУВ могут распространяться через ГУВ и генерировать небольшие импульсы давления в ОБВП.

С помощью 1-D [117] и 2-D [118] гибридного моделирования исследовались импульсы давления, возникающие в ГУВ и магнитослое за счет взаимодействия между межпланетарным RD и ГУВ. В результате взаимодействия ГУВ/RD могут возникнуть два RD, две медленные УВ (МУВ) и слабая быстрая волна разрежения. В 2-D моделировании [118] было выяснено, что перенос вращательным разрывом (RD) или медленными волнами является не единственным путем поступления импульса динамического давления (ρV^2) в магнитослой. Ионы обратного потока в ОБВП ГУВ (в частности, отраженные от ГУВ ионы) (см., например, [139,140]) также могут вносить свой вклад в создание импульсов давления как в ОБВП, так и в ОБНП ГУВ в случае когда локально квазипараллельная ГУВ (КПАГУВ) становится квазиперпендикулярной (КПЕГУВ).

Для изучения возможности создания значительного импульса динамического давления на магнитопаузе в результате изменения ориентации IMF было проведено одномерное МГД и гибридное моделирование [115,117]. В этих исследованиях изучалось взаимодействие межпланетного RD или альфвеновской волны с исходной ГУВ. В результате взаимодействия ГУВ/RD в ОБНП ГУВ создаются новый RD и две медленные УВ (МУВ), распространяющиеся к магнитопаузе. Было найдено, что импульс динамического давления плазмы формируется в области этих разрывов и приводит к возрастанию полного давления ($P+V^2/8\pi+\rho V^2$) до 100% фонового значения в магнитослое. При этом импульс давления распространяется с почти

постоянной амплитудой [117]. Было высказано предположение, что импульс давления, сталкиваясь с магнитопаузой, может вызвать ее перемещение (как во внутрь, так и во вне) и приводить к наблюдаемым бегущим конвекционным вихрям и “явлениям магнитного импульса” (MIEs - Magnetic Impulse Events). (В MIEs наблюдаются изолированные возмущения магнитного поля большой амплитуды, сопровождающиеся импульсными возмущениями электрического поля в ионосфере [141].)

В работе [117] проводилось также сравнение результатов гибридного моделирования (1-D) с результатами численного моделирования с использованием одномерной модели резистивной МГД (РМГД). В РМГД моделировании набегающий RD создавал в ОВНП ГУВ две нестационарные промежуточные УВ (TDIS) и две МУВ, распространяющиеся через магнитослой к магнитопаузе Земли. Плотность плазмы увеличивалась на всем протяжении TDIS и МУВ. В гибридном моделировании вместо двух TDIS наблюдался RD. Величина импульса давления увеличивалась с увеличением угла вращения в набегающем RD. С другой стороны, эта величина уменьшалась с ростом значений числа Маха и плазменного β в ОВВП ГУВ.

1-D гибридное моделирование [117] было распространено до 2-D в работе [118]. Для рассмотрения искривленной ГУВ в моделировании использовалась криволинейная система координат. Было найдено, что импульсы давления создаются в результате взаимодействия ГУВ с межпланетным RD.

- В результате ГУВ/RD взаимодействия в ОВНП ГУВ создается структура, состоящая из RD и двух МУВ. В этой структуре магнитное поле и плотность плазмы оказываются антикоррелированными, а импульс динамического давления нарастает, что приводит к появлению импульса давления в магнитослое. Такие импульсы наблюдались как в 1-D, так и в 2-D гибридном моделировании.
- Помимо этих импульсов (первого типа) в 2-D гибридном моделировании наблюдались также импульсы и второго типа. После изменения ориентации IMF (особенно в случае когда локально квазипараллельная ГУВ становится квазиперпендикулярной) отраженные от ГУВ ионы также создают значительный импульс давления в ОВВП ГУВ (форшоке). В этом импульсе магнитное поле, плотность плазмы и динамическое давление оказываются скоррелированными. Вариация направления IMF может приводить к тому, что отраженные от ГУВ ионы при их повторном возвращении к двумерной кривой ГУВ попадают в позицию, отличную от позиции предыдущего отражения. Различие в локальных значениях углов ударной нормали и чисел Маха для этих двух точек может создать импульс давления в форшоке. Эти импульсы давления в ОВВП могут затем распространяться к ГУВ, взаимодействовать с ней и сформировать импульс давления большой амплитуды в ОВНП.

Двумерное гибридное моделирование ($\partial/\partial z=0$) [118] проводилось в геомагнитной экваториальной плоскости, в которой ось x предполагалась направленной вдоль линии Солнце-Земля в направлении Солнца, а ось y в направлении сумерки-рассвет (вечер-утро). Использовалась криволинейная система координат: радиальное расстояние r в x - y плоскости; ось z направлена с

севера на юг; полярный угол θ ($\operatorname{tg}\theta=x/y$). Земля локализована в начале координат. Область моделирования: $10R_E < r < 35R_E$; $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$. Внутренняя граница области моделирования $r_0=10R_E$ соответствовала магнитопаузе. В моделировании использовались однородные сетки по направлениям r и θ с общим числом узлов 151×122 . Размер ячейки вдоль r направления $\Delta r=0.17R_E$. Для ионной гирочастоты СВ было взято значение $\Omega_0=0.5c^{-1}$, которое соответствует IMF $B_0 \sim 5$ нТ. Число ионов СВ на $(R_E)^2$ равнялось $N_0=670$, инерционная длина ионов $\lambda_0=c/\omega_{pi0}=0.17R_E$, альфеновская скорость $V_{A0}=0.084R_E$ /с. Плазменная бета для ионов $\beta_0=0.5$, а ионный гирорадиус в СВ $0.12R_E$. *Используемые значения λ_0 в 10, а V_{A0} в 7 раз больше их реальных значений в СВ.* Такие относительно большие значения были выбраны по следующим соображениям. Вдоль нормали ГУВ, которая приблизительно направлена в r направлении, размер ячейки сетки должен быть меньше масштаба длины УВ (порядка нескольких λ_0). При меньших значениях λ_0 требуется выбирать меньшие значения Δr и вследствие этого большее число ионных частиц, задействованных в моделировании, поскольку для снижения шума численного кода до приемлемого уровня, например 10%, необходимо использовать несколько десятков ионных частиц на ячейку сетки. В результате, затраты компьютерного времени становятся довольно значительными. В работе [118] полное число частиц равнялось 1900000, а расчет проводился на протяжении примерно 1000 временных шагов.

15. Импульсное проникновение плазмы через тангенциальный разрыв (магнитопаузу).

Теории формирования и структуры магнитопаузы планет (Земли), основанные на предположениях однородности и стационарности солнечного ветра (СВ) оказываются сильно упрощенными поскольку СВ характеризуется динамическими изменениями своих физических свойств (магнитного поля; скорости, плотности и давления плазмы). По результатам наблюдений СВ оказывается неоднородным на расстояниях значительно меньших диаметра магнитосферы, а его параметры быстро изменяются во времени. Важное значение для взаимодействия СВ с магнитосферой имеют “внезапные” изменения динамического давления СВ вблизи магнитопаузы.

В настоящее время рассматриваются три механизма переноса массы, импульса и энергии плазмы магнитослоя (ударно-сжатой плазмы СВ) в магнитосферу:

1. вязкое взаимодействие СВ с магнитосферой за счет турбулентности в СВ [142];
2. магнитное пересоединение, предложенное в работе [43];
3. импульсное проникновение плазмы (IPP - Impulsive Plasma Penetration) в результате “удара” о магнитопаузу токового слоя (сгустка) плазмы магнитослоя.

Хотя магнитное пересоединение рассматривается как доминирующий механизм переноса, в определенных ситуациях перенос может осуществляться и другими механизмами. Так, например, в приграничном слое (внутри магнитосферы) во время северного направления IMF (когда магнитное пересоединение

отсутствует) на замкнутых линиях поля наблюдалась плазма типа магнитослойной.

Существующие две теории IPP рассматривают либо замкнутую (северное направление IMF) [143,144] либо открытую (южное направление IMF) [145] магнитосферу. При теоретическом изучении IPP плазменные неоднородности (плазмоиды) рассматриваются как вытянутые вдоль поля плазменные нити, в которых имеется избыточный импульс (т.е. давление) по сравнению с окружающей плазмой (магнитослоя), а магнитопауза моделируется в виде тангенциального разрыва (TD). В рамках идеальной МГД (ИМГД) [146] было показано, что плазменные нити с избыточным импульсом могут проникать в область магнитосферы только в том случае если магнитное поле внутри нити строго параллельно или антипараллельно северному направлению магнитного поля магнитосферы. В ряде работ [147-150] было проведено двумерное (2-D) численное МГД моделирование. В [147] использовались резистивная МГД и вычислительный код, основанный на схеме Лакса-Вендрофа. Моделирование проводилось как с магнитным полем в плоскости расчета, так и с полем вне этой плоскости. В последней ситуации плазменные нити всегда проникали сквозь магнитопаузу и это проникновение происходило легче для параллельных полей. В первой ситуации (поле в плоскости расчета) проникновение нити происходило не всегда; для преодоления силы магнитного натяжения энергия нити должна была превышать минимальное пороговое значение.

В работе [148] были использованы теория ИМГД и вычислительный код, основанный на кусочно-параболическом методе (PPM - Piecewise Parabolic Method) [151]. (PPM имеет значительно меньшую диффузию по сравнению с методом Лакса-Вендрофа.) Рассматривалась только ситуация с магнитным полем вне плоскости расчета. В противоположность результатам [147] было найдено, что проникновение нитей не зависит от ориентации магнитных полей (т.е. от их параллельности или антипараллельности). Исследование [148] было распространено на ситуацию с начальным магнитным полем, имеющим составляющие вдоль нормали магнитопаузы и вдоль нити [149]. Было найдено, что нить (плазмоид) может проникать через разрыв и нормальная компонента магнитного поля возрастает позади нити и уменьшается вокруг нее. 3-D моделирование (ИМГД) [152] показало, что проникновение неоднородностей (IPP) в 3-D модели менее эффективно по сравнению с 2-D моделированием [149].

IPP (проникновение плазмоида) через тангенциальный разрыв (TD), который представлял магнитопаузу, изучалось с использованием 2-D ИМГД и холловского МГД (ХМГД) моделирования [150]. Рассматривались две магнитные конфигурации: магнитные поля магнитослоя и магнитосферы параллельны или антипараллельны. В ИМГД эволюция плазмоида протекала симметрично относительно направления его распространения. После прохождения разрыва плазмоидом происходило порожденное им "вихреобразование". Результаты ХМГД моделирования оказались похожими на полученные ранее результаты 2-D гибридного моделирования [153]. При этом основное сходство проявлялось в асимметрии процесса проникновения плазмоида (IPP). В ХМГД моделировании (при включении в рассмотрение холловского члена) МГД теория становится применимой для описания явлений

вплоть до масштабов длины меньших по сравнению с длиной инерции ионов. Вывод работы [153]: ХМГД обеспечивает асимметричное распространение плазмоида и отражает важные макроскопические эффекты, наблюдаемые в гибридном моделировании, но которые не описываются в рамках модели ИМГД.

Гибридное моделирование (2-D) процесса IPP (взаимодействие неоднородности плазмы магнитослоя с магнитопаузой) [153] также проводилось для случаев строго параллельных или антипараллельных магнитных полей магнитослоя и магнитосферы. Различие в результатах гибридного и МГД моделирования могут возникнуть в тех случаях когда рассматриваемые **характерные размеры** (например, магнитопаузы или плазменной неоднородности) имеют тот же самый порядок (или меньше) что и ионные масштабы (длина инерции (δ_i), гирорадиус). В [153] неоднородность задавалась в виде вытянутой вдоль поля плазменной нити с повышенной плотностью. Моделирование проводилось при следующих значениях параметров: $\Omega_i \Delta t = 0.02$, $\Delta x = \Delta y = 0.5 \delta_i$, $L_x = 200 \delta_i$, $L_y = 50 \delta_i$; магнитопауза представлялась в виде TD толщиной $3 \delta_i$; диаметр плазмоида $D_{pl} = 9 \delta_i$, а его плотность $n_{pl} = 2 n_s$ (n_s - плотность плазмы магнитослоя). Было найдено, что случай антипараллельных полей приводит к асимметричному распространению нитей, в то время как при параллельных полях происходит почти прямолинейное распространение. В каждом случае нити разрушались на более мелкие части, что приводило к изолированным областям "магнитослойной" плазмы в магнитосфере. Асимметричный характер процесса IPP, который отсутствовал в ИМГД моделировании, был объяснен наличием сильного градиента магнитного поля, воздействующего на ионы (т.е. силой $\sim \mathbf{v} \times \nabla B$). В работе [153] была продемонстрирована важность динамики ионных частиц в процессе импульсного проникновения (IPP) неоднородностей малого масштаба, когда масштабы длины оказываются не слишком большими по сравнению с ионными длиной инерции и гирорадиусом.

Приложение. Проблема (задача) Римана идеальной МГД [154].

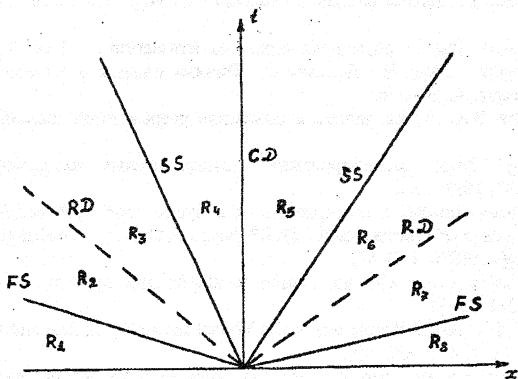


Рис.3. МГД- разрывы задачи Римана.

C.D - контактный разрыв, SS - медленная ударная волна, FS - быстрая ударная ударная волна.

Более ста лет назад Риманом была исследована задача взаимодействия ударных волн и волн разрежения в ударных трубах. Проблема (задача) Римана в МГД является начальной задачей: в начальный момент времени заданные состояния среды справа и слева разделены исследуемым разрывом.

С течением времени разрыв распадается на волны, движущимися вправо и влево, между которыми расположен контактный разрыв (CD). В зависимости от начальных условий каждая волна может быть или волной сжатия, или волной разрежения или вращательным разрывом. Любой волновой фронт может представлять собой соответствующий разрыв. Трём характерным скоростям плазмы (быстрая и медленная магнитозвуковая; альфвеновская) соответствуют три разрыва (быстрая и медленная ударные волны (УВ); вращательный разрыв (RD)), которые могут распространяться в двух направлениях. Эти 6 волновых фронтов и контактная поверхность (CD) разбивают плоскость $x-t$ на восемь различных частей (Рис. 3) R_1, R_2, \dots, R_8 . Состояния среды (плазмы) в областях R_1 и R_8 являются соответственно левым и правым заданными состояниями системы. Задача Римана заключается в определении на какие разрывы (тип, интенсивность, скорость) распадается начальный разрыв и в определении свойств потоков (тип волн, их амплитуды и т.д.) в оставшихся областях (6 для рис. 3). В неидеальной МГД или при использовании кинетического приближения в задаче Римана могут появляться и другие разрывные решения, которые могут и не быть разрывами МГД типа. Примеры таких разрывных структур были приведены в этом обзоре.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 96-01-01171а.

Литература

1. Филиппычев Д.С. Гибридное моделирование плазмы космического пространства: Модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости. 1. Бесстолкновительные ударные волны. //Прикладная математика и информатика *N 1*: Сб./Под ред. Д.П. Костомарова, В.И.Дмитриева - М: Диалог-МГУ, 1999, С. 20-50
2. Филиппычев Д.С. Гибридное моделирование плазмы космического пространства: Модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости. 2. Медленные и промежуточные ударные волны./Прикладная математика и информатика *N 2*: Сб. /Под ред. Д.П. Костомарова, В.И.Дмитриева - М: Диалог-МГУ, 1999, С. 5-33.
3. Darwin C.G. The dynamical motions of charged particles.//*Phyl.Mag.*1920.Vol.59, N 6. P.537-551.
4. Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma physics via computer simulation'. - New York: McGraw-Hill. 1985. *Имеется перевод*: Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. - М.: Энергоатомиздат, 1989. 452с.
5. Березин Ю.А., Вшивков В.А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. - Новосибирск: Наука СО, 1980. 95с.
6. Березин Ю.А., Федорук М.П. Моделирование нестационарных плазменных процессов. - Новосибирск: Наука СО, 1993. 357с.
7. Boris J.P. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code. //Proceedings, Fourth conference on Numerical Simulation of Plasmas/Edited by J.P.Boris, R.Shanny - Washington, D.C., USA: U.S. Government Printing Office, 1970. P. 3-67.
8. Winske D. Hybrid simulation codes with application to shocks and upstream waves. //Space Sci. Rev. 1985. Vol. 42, N 1-2. P.53-66.
9. Morse R.L., Nielson C.W. Numerical simulation of the Weibel instability in one and two dimensions. // Phys.Fluids.1971. Vol.14, N 4. P. 830-840.
10. Swift D.W., Lee L.C. Rotational discontinuities and the structure of the magnetopause. //J.Geophys.Res.A.1983. Vol.88, NA1. P.111-124.
11. Lee L.C., Huang L., Chao J.K. On the stability of rotational discontinuities and intermediate shocks. //J.Geophys.Res.A.1989. Vol.94, NA7. P.8813-8825.
12. Swift D.W. On the structure of the magnetic slow switch-off shock. //J.Geophys.Res.A.1983. Vol.88, NA7. P.5685-5691.

13. Kan J.R., Swift D.W. Structure of the quasi-parallel bow shock: Results of numerical simulations // *J.Geophys.Res.A*.1983. Vol.88, NA9. P.6919-6925.
14. Mandt M.E., Kan J.R. Effects of electron pressure in quasi-parallel collisionless shocks. // *J.Geophys.Res.A*.1985. Vol.90, NA1. P.115-121.
15. Lin Y., Lee L.C. Structure of the dayside reconnection layer in resistive MHD and hybrid models. // *J.Geophys.Res.A*.1993. Vol.98, N A3. P.3919-3934.
16. Lin Y., Lee L.C. Structure of reconnection layers in the magnetopause. // *Space Sci.Rev*.1994. Vol.65, N 1-2. P.59-179.
17. Huba J.D. Hall magnetohydrodynamics in space and laboratory plasmas. // *Phys. Plasmas* 1995. Vol. 2, N 6. Pt. 2. P. 2504-2513.
18. Электродинамика плазмы/Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н. /под ред. А.И. Ахиезера. - М.: Наука, 1974. 720с.
19. Великович А.Л., Либберман М.А. Физика ударных волн в газах и плазме.- М.:Наука,1987.295С.
20. Anderson J.E. Magnetohydrodynamic Shock Waves. -Cambridge: Massachusetts Inst.Technology. 1963. 226р. *Имеется перевод:* Андерсон Э. Ударные волны в магнитной гидродинамике.- М.: Атомиздат, 1968. 271 с.
21. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. - М.: Наука, 1966.
22. Cargill P.J., Eastman T.E. The structure of tangential discontinuities. 1.Results of hybrid simulations. // *J.Geophys.Res.A*.1991.Vol.96, NA8. P.13763-13780.
23. Lee L.C., Kan J.R. A unified model of tangential magnetopause structure. // *J.Geophys.Res*.1979. Vol.84, N11. P.6417-6426.
24. Thomas V.A., Winske D. Kinetic simulations of the Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause.// *J.Geophys.Res.A*.1993. Vol.98, N A7. P.11425-11438.
25. Quest K.B. Simulation of quasi-parallel collisionless shocks. // *Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research/Geophys.Monogr.Ser.Vol.35/Edited by B.T.Tsurutani, R.G.Stone.* -Washington, D.C.: AGU, 1985. P.185-194.
26. Quest K.B. Simulations of high Mach number perpendicular shocks with resistive electrons // *J.Geophys.Res.A*.1986. Vol.91, NA8. P.8805-8815.
27. Burgess D. Numerical simulation collisionless shocks. // *Proc.Intern.Symposium of Collisionless Shocks /Edited by K. Szergo -Budapest.: CRP, 1987. P.89-111.*
28. Krauss-Varban D. Waves association with quasi-parallel shocks: Generation, mode conversion and implications. // *Adv. Space Rev.* 1995. Vol.15, N8/9. P.271-284.
29. Hau L.-N., Sonnerup B.U.O. On the structure of resistive MHD intermediate shocks. // *J.Geophys.Res.A*.1989. Vol.94, N A6. P.6539-6551.
30. Karimabadi H., Krauss-Varban D., Omidi N. Kinetic structure of intermediate shocks: Implications for the magnetopause. // *J.Geophys.Res.A*.1995. Vol.100, NA7. P.11957-11979.
31. Krauss-Varban D., Karimabadi H., Omidi N. Kinetic structure of rotational discontinuities: Implications for the magnetopause. // *J.Geophys.Res.A*.1995. Vol.100, NA7. P.11981-11999.
32. Cargill P.J. The formation of discontinuities as a result of shock collisions. // *J.Geophys.Res.A*.1990.Vol.95, NA12. P.20731-20741.
33. Sestero A. Struture of plasma sheaths. // *Geophys.Res.Lett*.1979. Vol.6, N 1. P. 33-36.
34. Lee L.C., Kan J.R. A unified model of tangential magnetopause structure. // *J.Geophys.Res.A*.1979. Vol.84, N A11. P.6417-6426.
35. Whipple E.C., Hill J.R., Nichols J.D. Magnetopause structure and the question of particle accessibility. // *J.Geophys.Res.A*.1984. Vol.89, N A3. P.1508-1516.
36. Cargill P.J. Hybrid simulations of tangential discontinuities. // *Geophys.Res.Lett*.1990.Vol.17, N8. P.1037-1040.
37. Flammer K.R., Omidi N., Quest K.B. The structure of a tangential discontinuity application to the cometary ionopause. // *Geophys.Res.Lett*. 1991. Vol.18, N3. P.369-372.
38. Wu B.H., Chao J.K., Tsai W.H., Lin Y., Lee L.C., A hybrid simulation of contact discontinuity. // *Geophys.Res.Lett*.1994. Vol.21, N 18. P. 2059-2062.

39. Lapenta G, Brackbill J.U. Contact discontinuities in collisionless plasmas: A comparison of hybrid and kinetic simulations. // *Geophys. Res. Lett.* 1996. Vol. 23, N 14. P. 1713-1716.
40. Lapenta G, Brackbill J.U. Dynamic and selective control of the number of particles in kinetic plasma simulations. // *J. Comput. Phys.* 1994. Vol. 115, N 1. P. 213-227.
41. Ferraro V.C.A. On the theory of the first phase of a geomagnetic storm: A new illustrative calculation based on a idealized (plane, not cylindrical) model field distribution. // *J. Geophys. Res.* 1952. Vol. 57, N1. P. 15-49.
42. Axford W.I. Magnetospheric convection. // *Rev. Geophys.* 1969. Vol. 7, N1-2. P. 421-459.
43. Dungey J.W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. // *Phys. Rev. Lett.* 1961. Vol. 6, N2. P. 47-48.
44. Lee L.C., Roederer J.G. Solar wind energy transfer through the magnetopause of an open magnetosphere. // *J. Geophys. Res. A.* 1982. Vol. 87, NA3. P. 1439-1444.
45. Levy R.H., Petschek H.E., Siscoe G.L. Aerodynamic aspects of the magnetospheric flow. // *AIAA J.* 1964. Vol. 2, N2. P. 2065-2076.
46. Heyn M.F., Biernat H.K., Rijnbeek R.P., Semenov V.S. The structure of reconnection layers. // *J. Plasma Phys.* 1988. Vol. 40, Pt. 2. P. 235-252.
47. Biernat H.K., Heyn M.F., Rijnbeek R.P., Semenov V.S., Farrugia C.J. The structure of reconnection layer: Application to the Earth's magnetopause. // *J. Geophys. Res. A.* 1989. Vol. 94, NA1. P. 287-298.
48. Omidi N., Winske D. Structure of the magnetopause inferred from one-dimensional hybrid simulations. // *J. Geophys. Res. A.* 1995. Vol. 100, NA7. P. 11935-11955.
49. Omidi N., Karimabadi H., Krauss-Varban D. Hybrid simulation of curved dayside magnetopause during southward IMF. // *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 25, N 17. P. 3273-3276.
50. Gary S.P., Sgro A.G. The lower hybrid drift instability at the magnetopause. // *Geophys. Res. Lett.* 1990. Vol. 17, N 7. P. 909-912.
51. Winske D., Omidi N. Diffusion at the magnetopause: Hybrid simulations. // *J. Geophys. Res. A.* 1995. Vol. 100, NA7. P. 11923-11933.
52. Shercliff J.A. One-dimensional magnetogas dynamics in oblique fields. // *J. Fluid. Mech.* 1960. Vol. 9, Pt. 4. P. 481-505.
53. Wu C.C. On MHD intermediate shocks. // *Geophys. Res. Lett.* 1987. Vol. 14, N 6. P. 668-671.
54. Wu C.C. The MHD intermediate shock interaction with an intermediate wave: Are intermediate shocks physical? // *J. Geophys. Res. A.* 1988. Vol. 93, N A2. P. 987-990.
55. Wu C.C. Effects of dissipation on rotational discontinuities. // *J. Geophys. Res. A.* 1988. Vol. 93, N A5. P. 3969-3982.
56. Wu C.C. Formation, structure, and stability of MHD intermediate shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1990. Vol. 95, N A6. P. 8149-8175.
57. Steinolfson R.S., Hundhausen A.J. MHD intermediate shocks in coronal mass ejection. // *J. Geophys. Res. A.* 1990. Vol. 95, N A5. P. 6389-6401.
58. Hada T. Evolutionary conditions in the dissipative MHD systems: stability of intermediate MHD shock waves. // *Geophys. Res. Lett.* 1994. Vol. 21, N 21. P. 2275-2278.
59. Hau L.-N., Sonnerup B.U.O. The structure of resistive-dispersive intermediate shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1990. Vol. 95, N A11. P. 18791-18808.
60. Hau L.-N., Sonnerup B.U.O. Self-consistent gyroviscous fluid-model of rotational discontinuities. // *J. Geophys. Res. A.* 1991. Vol. 96, N A9. P. 15767-15778.
61. Hau L.-N., Sonnerup B.U.O. The thickness of resistive-dispersive shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1992. Vol. 97, N A6. P. 8269-8275.
62. Wu C.C. Magneto hydrodynamic Riemann problem and the structure of the magnetic reconnection layer. // *J. Geophys. Res. A.* 1995. Vol. 100, N A4. P. 5579-5598.
63. Markovskii S.A., Somov B.V. Magneto hydrodynamic discontinuities in space plasmas: Interrelation between stability and structure. // *Space Sci. Rev.* 1996. Vol. 78, N 3-4. P. 443-506.
64. (IR12) Myong R.S., Roe P.L. Shock waves and rarefaction waves in magneto hydrodynamics. Part 2. The MHD system. // *J. Plasma Phys.* 1997. Vol. 58, N 3. P. 521-552.
65. (IR13) Myong R.S. Analytical results on MHD intermediate shocks. // *Geophys. Res. Lett.* 1997. Vol. 24, N 22. P. 2929-2932.

66. Wu C.C., Hada T. On rotational discontinuities in both two-fluid and hybrid models. //J.Geophys.Res.A.1991. Vol.96, N A3. P.3755-3767.
67. Wu C.C., Hada T. Formation of intermediate shocks in both two-fluid and hybrid models. //J.Geophys.Res.A.1991. Vol.96, N A3. P.3769-3778.
68. Karimabadi H., Omidi N. Hybrid simulations of intermediate shocks: Coplanar and noncoplanar solutions. //Geophys.Res.Lett.1992. Vol.19, N17. P.1723-1726.
69. Omidi N., Winske D. Kinetic structure of slow shocks: Effects of the electromagnetic ion/ion cyclotron instability. //J.Geophys.Res.A.1992.Vol.97, NA10.P.14801-14821.
70. Lin Y., Lee L.C. Formation of the magnetopause boundary layer by magnetic reconnection. //Adv. Space. Res. 1995. Vol.15, N 8/9. P.531-535.
71. Lepping R.P., Behannon K.W. Magnetic field directional discontinuities: characteristics between 0.46 and 1.0 AU. //J.Geophys.Res.A. 1986. Vol. 91, N A8. P. 8725-8741.
72. Vasyliunas V.M. Theoretical models magnetic field merging 1. //Rev.Geophys.and Space Phys.1975. Vol.13, N 1. P. 303-336.
73. Berchem J., Russell C.T. The thickness of the magnetopause current layer: ISEE 1 and 2 observations. //J.Geophys.Res.A. 1982. Vol. 87, N A4. P. 2108-2113.
74. Neugebauer M., Buti B. A search for evidence of the evolution of rotational discontinuities in the solar wind from nonlinear Alfvén waves. //J.Geophys.Res.A.1990. Vol.95, N A1. P. 13-20.
75. Krauss-Varban D. Structure and length scales of rotational discontinuities. //J.Geophys.Res.A.1993. Vol.98, NA3. P.3907-3917.
76. Su S.-Y., Sonnerup B.U.O. First order orbit theory of rotational discontinuities. //Phys.Fluids. 1968. Vol.11, N 4. P.851-857.
77. Lee L.C., Kan J.R. Structure of the magnetopause rotational discontinuity. //J.Geophys.Res.A.1982. Vol.87, N A1. P.139-143.
78. Wang D.J., Sonnerup B.U.O. Electrostatic structure of the rotational discontinuity: The elementary pulse. //Phys.Fluids. 1984. Vol.27, N 7. P. 1640-1646.
79. Wang D.J., Sonnerup B.U.O. Electrostatic structure of the rotational discontinuity. II Shock pair solitons. //Phys.Fluids. 1984. Vol.27, N 12. P. 2828-2834.
80. Richter P., Scholer M. On the stability of rotational discontinuities. //Geophys.Res.Lett. 1989.Vol.16, N 11. P. 1257-1260.
81. Goodrich C.C., Cargill P.J. Hybrid simulations of rotational discontinuities. //Adv.Space Res.1991.Vol.11, N 9. P.107-110.
82. Richter P., Scholer M. On the structure of rotational discontinuities with large phase angles. // Adv.Space Res.1991.Vol.11, N 9. P.111-115.
83. Goodrich C.C., Cargill P.J. An investigation of the structure of rotational discontinuities. //Geophys.Res.Lett. 1991.Vol.18, N 1. P. 65-68.
84. Vasquez B.J., Cargill P.J. A wave model interpretation of the evolution of rotational discontinuities. //J.Geophys.Res.A.1993.Vol.98, N A2. P.1277-1292.
85. Krauss-Varban D. Bow shock and magnetosheath simulations: Waves transport and kinetic properties. //Solar Wind Sources of Magnetospheric ULF waves /Geophys.Monogr.Ser.Vol.81 /Edited by M.J.Engebreston, K. Takahashi, M.Scholer.-Washington,D.C.:AGU, 1994. P.121-134.
86. Omidi N. Rotational discontinuities in anisotropic plasmas. //Geophys.Res.Lett. 1992. Vol.19, N13 . P. 1335-1338.
87. Karimabadi H. Physics of intermediate shocks: A review. //Adv. Space Res. 1995. Vol.15, N8/9. P.507-520.
88. Neugebauer M. The structure of rotational discontinuities. //Geophys.Res.Lett.1989. Vol.16, N 11. P. 1261-1264.
89. Stringer T.E. Low-frequency waves in an unbounded plasma. //Plasma Phys. 1963. Vol. 5, N 2. P.89-107.
90. Karimabadi H., Krauss-Varban D., Omidi N. On the stability of rotational discontinuities one- and two-dimensional hybrid simulation. //Geophys.Res.Lett.1995. Vol.22, N 21. P.2993-2996.
91. Petschek H.E. Magnetic field annihilation. //AAS-NASA Symposium on Physics of Solar Flares/ed. W.N.Hess, NASA SP-50, 1964. P.425-439.

92. Rijnbeek R.P., Biernat H.K., Heyn M.F., Semenov V.S., Farrugia C.J., Southwood D.J., Paschmann G., Scopke N., Russell C.T. The structure of reconnection layer observed by ISEE 1 on 8 September 1978. // *Ann. Geophys.* 1989. Vol.7, N 3. P. 297-310.
93. Shi Y., Lee L.C. The structure of reconnection layer at the dayside magnetopause. // *Planet. Space Sci.* 1990. Vol.38, N 3. P. 437-458.
94. Scholer M. Undriven magnetic reconnection in an isolated current sheet. // *J. Geophys. Res.* A.1989. Vol.94, N A7. P. 8805-8812.
95. Lin Y., Lee L.C., Kennel C.F. The role of intermediate shocks in magnetic reconnection. // *Geophys. Res. Lett.* 1992. Vol.19, N 3. P. 229-232.
96. Lin Y., Lee L.C. Reconnection layer at the flank magnetopause in the presence of shear flow. // *Geophys. Res. Lett.* 1994. Vol.21, N 10. P. 855-858.
97. Lin Y., Xie H. Formation of reconnection layer at the dayside magnetopause. // *Geophys. Res. Lett.* 1997. Vol.24, N 24. P. 3145-3148.
98. Lin Y., Lee L.C. A simulation study of the Riemann problem associated with the magnetotail reconnection. // *J. Geophys. Res.* A.1995. Vol.100, N A10. P. 19227-19237.
99. Lin Y., Swift D.W. A two-dimensional hybrid simulation of the magnetotail reconnection layer. // *J. Geophys. Res.* A.1996. Vol.101, N A9. P. 19859-19870.
100. Scholer M., Lottermoser R.-F. On the kinetic structure of the magnetotail reconnection layer. // *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 25, N 17. P. 3281-3284.
101. Krauss-Varban D., Omid N. Large-scale hybrid simulations of the magnetotail during reconnection. // *Geophys. Res. Lett.* 1995. Vol.22, N23. P. 3271-3274.
102. Nakamura M.S., Fujimoto M., Maezawa K. Ion dynamics and resultant velocity space distributions in the course of the magnetic reconnection. // *J. Geophys. Res.* A.1998. Vol.103, N A3. P. 4531-4546.
103. Lottermoser R.-F., Scholer M., Matthews A.P. Ion kinetic effects in magnetic reconnection. // *J. Geophys. Res.* A. 1998. Vol. 103, N A3. P. 4547-4559.
104. Fujimoto M., Nakamura M. Acceleration of heavy ions in the magnetotail reconnection layer. // *Geophys. Res. Lett.* 1994. Vol.21, N 25. P. 2955-2958.
105. Burlaga L.F., Ogilvie K.W. Causes of sudden commencements and sudden impulses. // *J. Geophys. Res.* 1969. Vol.74, N11. P. 2815-2825.
106. Shen W.W., Dryer M. Magnetohydrodynamic theory for the interaction of an interplanetary double-shock ensemble with the Earth's bow shock. // *J. Geophys. Res.* 1972. Vol.77, N 25, P. 4627-4644.
107. Dryer M. Bow shock and its interaction with interplanetary shocks. // *Radio Sci.* 1973. Vol.8, N 11, P. 893-901.
108. Volk H.J., Auer R.D. Motion of bow shock induced by interplanetary disturbances. // *J. Geophys. Res.* 1974. Vol.79, N 1. P. 40-48.
109. Neubauer F.M. Nonlinear oblique interaction of interplanetary tangential discontinuities with magnetogasdynamic shocks. // *J. Geophys. Res.* 1975. Vol.80, N 10. P. 1213-1222.
110. Hassam A.B. Transmission of Alfvén waves through the Earth's bow shock: Theory and observation. // *J. Geophys. Res.* A. 1978. Vol.83, N A2, P. 643-653.
111. Burgess D., Schwartz S.J. Colliding plasma structures: Current sheet and perpendicular shock. // *J. Geophys. Res.* A.1988. Vol.93, N A10. P. 11327-11340.
112. Mandt M.E., Lee L.C. Generation of PC 1 waves by the ion temperature anisotropy associated with fast shocks caused by sudden impulses. // *J. Geophys. Res.* A.1991. Vol.96, N A10. P. 17897-17901.
113. Thomsen M.F., Thomas V.A., Winske D., Gosling J.T., Farris M.H., Russell C.T. Observational test of hot flow anomaly formation by the interaction of the magnetic discontinuity with the bow shock. // *J. Geophys. Res.* A.1993. Vol.98, N A9. P. 15319-15330.
114. Wu B.H., Mandt M.E., Lee L.C., Chao J.K. Magnetospheric response to solar wind dynamic pressure variations: Interaction of interplanetary tangential discontinuities with the bow shock. // *J. Geophys. Res.* A.1993. Vol.98, N A12. P. 21297-21311.
115. Yan M., Lee L.C. Generation of slow-mode waves in front of the dayside magnetopause. // *Geophys. Res. Lett.* 1994. Vol.21, N 7. P. 629-632.

116. Yan M., Lee L.C. Interaction of interplanetary shocks and rotational discontinuities with the Earth's bow shock. //J.Geophys.Res.A.1996. Vol.101, N A3. P.4835-4848.
117. Lin Y., Lee L.C., Yan M. Generation of dynamic pressure pulses downstream of the bow shock by variations in the interplanetary magnetic field orientation. //J.Geophys.Res.A.1996. Vol.101, NA1. P.479-493.
118. Lin Y., Swift D.W., Lee L.C. Simulation of pressure pulses in the bow shock and magnetosheath driven by variations in the interplanetary magnetic field direction. //J.Geophys.Res.A.1996. Vol.101, NA12. P.27251-27269.
119. Lin Y. Generation of anomalous flows near the bow shock by its interaction with interplanetary discontinuities. //J.Geophys.Res.A.1997. Vol.102, NA11. P.24265-24281.
120. Paschmann G., Haerendel G., Skopke N., Mobius E., Luhr H. Three-dimensional plasma structures with anomalous flow directions near the Earth's bow shock. //J.Geophys.Res.A.1988. Vol.93, N A10. P.11279-11294.
121. Schwartz S.J., Chaloner C.P., Christiansen P.J., Coates A.J., Hall D.S., Johnstone A.D., Gough M.P., Norris A.J., Rijnbeek R.P., Southwood D.J., Woolliscroft L.J.C. An active current sheet in the solar wind. //Nature 1985. Vol.318, N 6043, P. 269-271.
122. Schwartz S.J., Kessel R.L., Brown C.C., Woolliscroft L.J.C., Dunlop M.W., Farrugia C.J., Hall D.S. An active current sheets near the Earth's bow shock. //J.Geophys Res.A. 1988. Vol.93, N A10, P. 11295-11310.
123. Thomsen M.F., Gosling J.T., Fuselier S.A., Bame S.J., Russell C.T. Hot diamagnetic cavities upstream from the Earth's bow shock. //J.Geophys.Res.A.1986. Vol.91, N A3. P.2961-2973.
124. Fuselier S.A., Thomsen M.F., Gosling J.T., Bame S.J., Russell C.T., Mellott M.M. Fast shocks at the edges of hot diamagnetic cavities upstream from the Earth's bow shock. //J.Geophys.Res.A. 1987. Vol.92, NA4. P.3187-3194.
125. Thomsen M.F., Gosling J.T., Bame S.J., Quest K.B., Russell C.T., Fuselier S.A. On the origin of hot diamagnetic cavities near the Earth's bow shock. //J.Geophys.Res.A.1988. Vol.93, NA10. P.11311-11325.
126. Thomas V.A., Brecht S.H. Evolution of diamagnetic cavities in the solar wind. //J.Geophys.Res.A.1988. Vol.93, N A10. P.11341-11353.
127. Thomas V.A. Three-dimensional simulation of diamagnetic cavity formation by a finite-sized plasma beam. //J.Geophys.Res.A. 1989. Vol.94, N A10. P.13579-13583.
128. Galvez M., Fuselier S.A., Gary S.P., Thomsen M.F., Winske D. Alpha particle heating in hot diamagnetic cavities. //J.Geophys.Res.A.1990. Vol.95, NA8. P.11975-11982.
129. Schwartz S.J. Hot flow anomalies near the Earth's bow shock. //Adv.Space Res. 1995. Vol.15, N 8/9, P. 107-116.
130. Onsager T.G., Thomsen M.F., Gosling J.T., Bame S.J. Observational test of a hot flow anomaly formation mechanism. //J.Geophys.Res.A.1990. Vol.95, NA8. P.11967-11974.
131. Onsager T.G., Thomsen M.F., Winske D. Hot flow anomaly formation by magnetic deflection. //Geophys.Res.Lett.1990. Vol.17, N10. P.1621-1624.
132. Thomas V.A., Winske D., Thomsen M.F., Onsager T.G. Hybrid simulation of the formation of a hot flow anomaly. //J.Geophys.Res.A.1991. Vol.96, N A7. P.11625-11632.
133. Burgess D. On the effect of tangential discontinuity on ions specularly reflected at an oblique shock. //J.Geophys.Res.A.1989. Vol.94, NA1. P.472-478.
134. Gary S.P., Smith C.W., Lee M.A., Goldstein M.L., Forslund D.W. Electromagnetic ion beam instabilities. //Phys. Fluids 1984. Vol.27, N 7. P.1852-1862. Erratum, *ibid.*, 1985, Vol.28, N 1, P. 438.
135. Winske D., Gary S.P. Electromagnetic instabilities driven by cool heavy ion beams. //J.Geophys.Res.A.1986. Vol.91, N A6. P. 6825-6832.
136. Onsager T.G., Winske D., Thomsen M.F. Interaction of a finite-length ion beam with a background plasma: Reflected ions at the quasi-parallel bow shock. //J.Geophys.Res.A.1991. Vol.96, NA2. P.1775-1788.
137. Gary S.P., Madland C.D., Omidi N., Winske D. Computer simulations of two-pickup-ion instabilities in a cometary environment. //J.Geophys.Res.A.1988. Vol.93, N A9. P.9584-9596.
138. Thomas V.A., Winske D., Thomsen M.F. Simulation of upstream pressure pulse propagation through the bow shock. //J.Geophys.Res.A.1995. Vol.100, N A12. P.23481-23488.

139. Leroy M.M., Winske D. Backstreaming ions from oblique earth bow shocks. //Ann.Geophys.1983. Vol.1, N 6. P.527-536.
140. Scholer M., Terasawa T. Ion reflection and dissipation of quasi-parallel collisionless shocks //Geophys.Res.Lett.1990. Vol.17, N2. P.119-122.
141. Bering E.A. III, Benbrook J.D., Byrne G.J., Liao B., Theall J.R., Lanzerotti L.J., MacLennon C.G., Wolfe A., Siscoe G.L. Impulsive electric and magnetic field perturbations observed over South Pole: Flux transfer events?//Geophys.Res.Lett. 1988. Vol.15, N 13. P.1545-1548.
- 142.Axford W.I., Hines C.O. A unifying theory of high latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. //Can.J.Phys. 1961. Vol. 39, N 10. . P. 1433-1464.
- 143.Lemaire J. Impulsive penetration of filamentary plasma elements into the magnetospheres of the Earth and Jupiter. //Planet. Space Sci. 1977. Vol. 25, N 9. . P. 887-890.
- 144.Lemaire J. Plasmoid motion across of a tangential discontinuity (with application to the magnetopause). //J.Plasma Phys. 1985. Vol. 33, Pt. 3. P. 425-436.
- 145.Heikkila W.J. Impulsive plasma transport through the magnetopause. //Geophys.Res.Lett. 1982. Vol. 9, N 2. . P. 159-162.
- 146.Schindler K. On the role of irregularities in plasma entry into the magnetosphere. //J.Geophys. Res.A. 1979. Vol. 84, N A12. P. 7257-7266.
- 147.Ma Z.W., Hawkins J.G., Lee L.C. A simulation study of impulsive penetration of solar wind irregularities into the magnetosphere at the dayside magnetopause. //J.Geophys.Res.A. 1991. Vol. 96, N A9. . P. 15751-15765.
- 148.Dai W., Woodward P.R. Two-dimensional simulations for the impulsive penetration of a solar wind filament into the magnetosphere. //J.Geophys.Res.A. 1994. Vol. 99, N A5. . P. 8577-8584.
- 149.Dai W., Woodward P.R. Interaction between a solar wind filament and an open magnetosphere. //J.Geophys.Res.A. 1995. Vol. 100, N A8. . P. 14843-14852.
- 150.Huba J.D. Impulsive plasmoid penetration of a tangential discontinuity: Two-dimensional ideal and hall magnetohydrodynamics. //J.Geophys.Res.A. 1996. Vol. 101, N A11. . P. 24855-24868.
- 151.Dai W., Woodward P.R. The extension of piecewise parabolic method to multidimensional ideal magnetohydrodynamics. //J.Comput.Phys. 1994. Vol. 115, N 2. . P. 485-514.
- 152.Dai W., Woodward P.R. A study for the interaction between solar wind irregularities and the magnetosphere through three-dimensional simulations. //Phys.Plasmas 1995. Vol. 2, N 5. . P.1725-1734.
- 153.Savoini P., Scholer M., Fujimoto M. Two-dimensional hybrid simulation of impulsive plasma penetration through a tangential discontinuity. //J.Geophys.Res.A. 1994. Vol. 99, N A10. . P.19377-19391.
154. Dai W., Woodward P.R. An approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics. //J.Comput.Phys. 1993. Vol.111, N 2. P. 354-372.