

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ,
ПОМЕЩЕННОЙ В СЛАБОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ.

Новосибирск, 1962 г.

Аннотация

Изучается соотношение между ламинарной и турбулентной теориями структуры бесстолкновительной ударной волны. При $p_e \gg p_i$ ($p_{i,e}$ - давления ионов, электронов) можно построить ламинарную структуру ударной волны теории в терминах "уединенной" волны с шириной порядка дебаевского радиуса. При $p_i \lesssim p_e$ главную роль внутри фронта ударной волны играет рассеяние ионов на мелкомасштабных флуктуациях полей, возникающих вследствие неізотропной неустойчивости. Толщина фронта имеет порядок

$$\Delta \sim \frac{c}{\Omega_0} \frac{m_i}{m_e} \frac{1}{(\mathcal{M}-1)^2}; \quad (\mathcal{M}-1 < 1)$$

где c - скорость света, $\Omega_0 = \frac{4\pi n e^2}{m_i}$, $m_{i,e}$ - масса иона, электрона, \mathcal{M} - число Маха.

COLLISIONSFREE SHOCK IN ZERO MAGNETIC FIELD.

S.S.MOISEYEV, R.Z.SAGDEEV.

The relationship between laminar and turbulent theories of shock structure is investigated. If there is $p_e \gg p_i$ ($p_{i,e}$ - the pressure of ions, electrons), it is possible to construct a laminar shock structure in the terms of "solitary" wave with the Debye length as a thickness.

In the case of $p_e \lesssim p_i$ a dominant role inside shock front play the ions scattering on a short-range fluctuations of magnetic fields, generating due the anisotropic instability. The shock thickness became of order

$$\frac{c}{\Omega_{0i}} \frac{m_i}{m_e} \frac{1}{(\mathcal{M}-1)^2}; \quad (\mathcal{M}-1 < 1)$$

where $\Omega_{0i}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m_i}$, \mathcal{M} - Mach number.

1. В настоящее время подробно исследован вопрос о так называемых "бесстолкновительных" ударных волнах в плазме, распространяющихся поперек сильного магнитного поля (см./1/ там же библиография). Магнитное поле, параллельное плоскости фронта волны удерживает более "горячие" частицы предотвращая расплывание переходной области между невозмущенной ("холодной") плазмой (перед фронтом ударной волны) и "нагретой" плазмой за волной. При больших числах Маха толщина фронта такой волны близка по порядку величины к ларморовскому радиусу ионов. В ряде работ /2,3/ обсуждалась возможность существования бесстолкновительных ударных волн и в плазме без магнитного поля. Здесь в качестве механизма, сдерживающего расплывание переходной области, указывалась так называемая "пучковая" неустойчивость двух взаимопроникающих плазм. При таком подходе, однако, не учитывался тепловой разброс внутри каждого из "пучков". Более строгое рассмотрение, учитывающее тепловое движение, не дает, однако, неустойчивости, вплоть до чисел Маха от единицы до приблизительно $\sqrt{m_i/m_e}$, если "температуры" электронов сравнимы с "температурами ионов или меньше их: (см., например /4/) m_i - масса иона, m_e - масса электрона).

2. В особом случае $p_e \gg p_i$ ($p_{e,i}$ - давления электронов, ионов) можно построить ламинарную теорию бесстолкновительной ударной волны, т.е. не привлекая какого-либо механизма неустойчивости /5/. Так как в этом случае скорость ударной волны $u > \sqrt{(p_e + p_i)/nm_i}$ значительно превышает тепловую скорость ионов, можно пренебречь ионным тепловым разбросом. Для электронов же движение является квазистационарным, т.е. для них применимо Больцмановское распределение

$$n_e = n_0 e^{e\varphi/\theta}$$

При сделанных предположениях одномерное плоское движение будет описываться системой уравнений

$$m_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial x} \right) V = - e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i V) = 0$$

$$-\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 4\pi e (n_i - n_0 e^{e\varphi/\theta}) \quad (1')$$

Приняв, что все величины зависят от x и t только в комбинации $\xi = x - ut$, систему (1) можно свести к одному дифференциальному уравнению второго порядка для потенциала

$$\varphi'' = 4\pi n_0 e \left[\frac{u}{\sqrt{u^2 - 2e\varphi/m_i}} - \exp(e\varphi/\theta) \right] = -\frac{\partial}{\partial \varphi} V(\varphi) \quad (2)$$

где $V(\varphi)$ - "эффективная потенциальная энергия".

Мы будем считать, что обычная диссипация из-за столкновений частиц друг с другом отсутствует, но примем во внимание эффект отражения ионов от переднего фронта волны, играющий роль "бесстолкновительной" диссипации.

Структуру возникающей при этом бесстолкновительной ударной волны можно описать, исходя из следующей наглядной картины. В отсутствие какой-либо дисси-

пации в плазме может распространяться уединенная волна, представляющая собой симметричный горб потенциала. В действительности же в плазме имеется хотя бы небольшая группа ионов, отражающихся от движущегося потенциального горба, что приводит к нарушению симметрии; за горбом появляются периодические колебания, так что в результате возникает своеобразная ударная волна, связывающая два различных состояния плазмы: невозмущенное - перед фронтом - и модулированное интенсивными упорядоченными колебаниями - за фронтом. Соответствующая "ударная адиабата" должна учитывать дополнительные слагаемые в выражениях для плотностей потоков энергии и импульса за фронтом, связанные с такими упорядоченными колебаниями.

Следует, однако, заметить, что распределение энергии между тепловым движением и колебаниями зависит от конкретного механизма бесстолкновительной диссипации. Если число отраженных частиц мало, то можно найти форму профиля такой ударной волны. Вид потенциала в волне изображен на рис. 1. В отсутствие диссипации $\varphi_1 = \varphi_2$ и $\lambda = \infty$ - симметричная уединенная волна.

При учете отраженных ионов для потенциала в области I имеет место уравнение, отличающееся от (2) наличием в правой части дополнительных слагаемых:

$$-4\pi en_0 F(\varphi_1) \frac{u}{\sqrt{u^2 - 2e\varphi/m_i}} \quad \text{и} \quad 8\pi en_0 F(\varphi) \quad (3)$$

Первое слагаемое соответствует вычитанию отраженных ионов из полного числа ионов n_0 ; второе же представляет собой вклад отраженных ионов. $n_0 F(\varphi)$ есть полная плотность отражающихся ионов в точке с потенциалом φ (конкретный вид F легко найти, зная невозмущенное распределение ионов по скоростям).

Скачок потенциала φ_1 связан с уходящими на $-\infty$ ионами, отразившимися от потенциального барьера, и в рассматриваемом случае малого числа отраженных частиц ($F \ll 1$) пропорционален F , величина же φ_2 , как мы увидим, пропорциональна корню квадратному из числа отраженных частиц, так что $\varphi_1 \ll \varphi_2$. Состояние плазмы за фронтом (в области II) характеризуется величинами φ_{\max} , φ_2 , определяющими амплитуду колебаний и длиной осцилляций λ ; в этой области справедливо уравнение (2).

Решая уравнение для потенциала в областях I и II с граничными условиями непрерывности φ и φ' , находим профиль потенциала (рис. 1). Если мы снова обратимся к аналогии с движением "частицы" в "потенциальной" яме $V(\varphi)$, то можно сказать, что влияние отраженных ионов сводится к тому, что "полная энергия" ε становится отрицательной. Это и приводит к периодическому движению (к периодической структуре за фронтом волны).

Уменьшение энергии ε пропорционально числу отраженных ионов:

$$-\varepsilon \sim \int_0^{\varphi_{\max}} F(\varphi) d\varphi \quad (4)$$

Так как "потенциальная энергия" $W(\varphi)$ при малых φ меняется квадратично, "точка поворота" φ_2 пропорциональна квадратному корню из энергии $-\varepsilon$

$$\varphi_2 \sim \sqrt{-\varepsilon}$$

а период колебаний логарифмически растет с уменьшением энергии

$$\lambda \sim \ln\left(-\frac{1}{\varepsilon}\right).$$

Таким образом, минимальное значение потенциала φ_2 за фронтом ударной волны равно:

$$\varphi_2 = \frac{2M}{\sqrt{M^2 - 1}} \left(\frac{\theta}{e} \int_0^{\varphi_{\max}} F(\varphi) d\varphi \right)^{1/2}, \quad M^2 = \frac{u^2}{\theta/m_i} \quad (5)$$

Значение же φ_{\max} мало отличается от соответствующего значения в уединенной волне с тем же числом Маха.

Длина осцилляций на фронте есть:

$$\lambda = \frac{A}{\sqrt{M^2 - 1}} \left(\frac{\theta}{\pi n_0 c^2} \right)^{1/2} \ln \frac{\varphi_{\max}}{\varphi_2}, \quad (A \sim 1) \quad (6)$$

В реальной плазме под действием столкновений осцилляции в конце концов затухнут.

3. В случае $P_e \sim P_i$ число ионов, отраженных от движущегося потенциального горба уже не мало и решение системы (1) - (1') нельзя теперь искать в виде зависимости от x и t только в комбинации $x - ut$. Иначе говоря, не существует системы отсчета, в которой картина движения волны была бы стационарной.

Ниже мы, однако, покажем, что в этом случае так называемая "неизотропная" неустойчивость даже при небольших числах Маха должна приводить к образованию бесстолкновительной ударной волны.

Укажем прежде всего на некоторые особенности неустойчивости плазмы с анизотропным распределением частиц по скоростям в случае, когда магнитное поле H_0 в невозмущенной плазме вообще отсутствует. Механизм неустойчивости легко понять из следующей модели. Рассмотрим две группы ионов, движущихся в противоположных направлениях вдоль оси X (см. рис. 2; вид сверху). Распределение электронов по скоростям будем считать изотропным, так что начальный ток в плазме равен нулю. Пусть в плазме возникло поперечное электромагнитное возмущение в виде $\sim \exp i(kz - \omega t)$. Тогда за счет перераспределения движения частиц в неоднородном магнитном поле возмущения возникает электрический ток, направленный против электрического поля, что приводит к нарастанию возмущения, если ток, создаваемый самим электрическим полем меньше.

Неустойчивость носит аperiодический характер и нарастающие решения возникают для возмущений с волновым числом $k < k_0$ (см., например, /6/), где

$$k_{0i}^2 = \frac{\omega_{0i}^2}{c^2} \left| \int \frac{v_x^2}{v_z} \frac{\partial f_i}{\partial v_z} d\vec{v} + 1 \right| \quad (7)$$

Здесь $\omega_{oi}^2 = \frac{4\pi e^2 n}{m_i}$,

n - плотность частиц,

$f_i(\vec{v})$ - заданное анизотропное распределение ионов по скоростям; ось y выбрана вдоль \vec{H} .

Минимальное время нарастания возмущений, как показывает линейная теория (/ 6 /, / 7 /) имеет вид:

$$\tau_{min} \sim \left(\frac{\epsilon_{||}}{\Delta\epsilon} \right)^{3/2} \frac{c}{\omega_{oi}} \sqrt{\frac{m_i}{\epsilon_{||}}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \quad (8)$$

$\epsilon_{||}, \epsilon_{\perp}$ - средние энергии вдоль соответствующих осей, $\Delta\epsilon = \epsilon_{\perp} - \epsilon_{||} > 0$

Из (8) легко видеть, что пренебрежения столкновениями в практически интересных случаях законно.

4. Переходя к исследованию нелинейного режима, оценим амплитуду пульсаций \vec{H} магнитного поля возмущения. С одной стороны неустойчивость приводит к нарастанию амплитуды пульсаций $\frac{dH_k}{dt} = \nu(k) H_k$, с другой стороны нелинейность приводит к перекачке энергии по спектру в более короткие волны, где $\nu(k) < 0$, т.е. флуктуации затухают. В результате устанавливается стационарное значение \vec{H} , определяемое из условия баланса между нарастанием из-за неустойчивости и нелинейностью, когда

$$k_{oi} v_e f_{ie} \sim \frac{e}{m_e c} [\vec{v}_e \times \vec{H}] \frac{\partial f_{ie}}{\partial \vec{v}} \quad (9)$$

f_{ie} - поправка к функции распределения электронов, описывающая влияние возмущений.

Справа в (9) стоит нелинейный член, который, как легко видеть, приводит к рождению новых волн возмущения и за нарастание которого ответственны в основном волны с наименьшим временем раскочки (τ_{min} достигается при $k=0,6 k_0$)

Из (9) имеем для амплитуды пульсаций

$$\vec{H} \sim \frac{k_{oi} m_e c}{e} v_e \quad (10)$$

где v_e - средняя тепловая скорость электронов.

Заметим, что (10) соответствует тем магнитным полям, для которых

$$\tau_{ne} \sim \frac{1}{k_{oi}} \quad (11)$$

(τ_{ne} - ларморовский радиус электронов).

Отсюда понятная физическая причина невозможности существенно больших полей, чем (10); в них для электронов было бы применимо дрейфовое приближение, что привело бы к чрезмерному нагреву электронов (энергия электронов могла бы превысить энергию, запасенную в ионах).

В результате обратного действия возмущения анизотропное распределение $f_i(\vec{v})$ меняется со временем. Как видно из (11) движущийся ион "сталкивается"

с мелкомасштабными пульсациями и потому слабо отклоняется; для f_i , следовательно, справедливо Фоккер-Планковское уравнение. Члены, ответственные за изотропию начального распределения по порядку величины дают

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} \sim \mathcal{D} \frac{\partial^2 f_i}{\partial v^2} \quad (12)$$

где

$$\mathcal{D} \sim \frac{e^2 \vec{H}^2}{m_i^2 c^2 k_0^2 \tau_n} \quad (13)$$

τ_n - характерное время пролета частицы в поле возмущения ($\tau_n \sim \frac{1}{k_{oi} v}$) может быть получен, как из соображений размерности, так и из более строгих соображений. Коэффициенту \mathcal{D} соответствует в уравнении для f_i член

$$St(f) = \frac{2e^2}{m_i^2 c^2} \sum_k |H_k|^2 \left(v_x \frac{\partial f}{\partial v_z} - v_z \frac{\partial f}{\partial v_x} \right) \delta(\vec{k}\vec{v}) \left(v_x \frac{\partial f_z}{\partial v_z} - v_z \frac{\partial f_x}{\partial v_x} \right) \quad (14)$$

получающийся из кинетического уравнения при усреднении в квазистационарном режиме по мелкомасштабным пространственным пульсациям членов $\frac{e}{mc} [\vec{v} \cdot \vec{H}_k] \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}}$, связанных только с магнитным полем возмущения (именно они ответственны за изотропию распределения).

Выражение (14) записано с учетом, что $|\omega| \ll \vec{k}\vec{v}$ (см. (8)).

Из (14) в предположении, что нелинейный режим определяют возмущения с максимальным инкрементом легко получить приведенное выше выражение \mathcal{D} . С помощью (13), используя (7) и (10) оценим время изотропизации ионов ($\tau \sim \frac{1}{\mathcal{D}}$) за счет "столкновений" с неоднородностями поля в нелинейном режиме:

$$\tau \sim \frac{c}{\omega_{oi}} \frac{m_i}{m_e} \left| \int \frac{v_x^2}{v_z} \frac{\partial f}{\partial v_z} d\vec{v} + 1 \right|^{1/2} \frac{1}{v_{Ti}} \quad (15)$$

где v_{Ti} - средняя тепловая скорость движения ионов.

Используя (15) нетрудно показать, что время изотропизации электронов оказывается в $(\frac{m_i}{m_e})^2$ меньше, чем для ионов, что и оправдывает выбор для электронов изотропной функции распределения.

5. Микрофлуктуации магнитного поля в усредненном кинетическом уравнении дают St_{oss} -член (14). Интересно по аналогии с процедурой вывода обычной гидродинамики вывести гидродинамику из кинетического уравнения с таким $St_H(f)$. Как и обычно (см., например, / 8 /) представим f -функцию распределения в виде разложения

$$f = f^{(0)} + f^{(1)} + \dots \quad (16)$$

где $f^{(0)}$ - нулевое приближение, удовлетворяющее уравнению

$$St_H(f^{(0)}) = 0 \quad (17)$$

В обычном случае решением уравнения для нулевого приближения $St(f^{(0)}) = 0$ является максвелловская функция распределения. В рассматриваемом нами случае из (14) ясно, что уравнению (17) удовлетворяет любая изотропная функция $f^{(0)}(\vec{v})$

Однако, как мы увидим ниже, это не мешает построить гидродинамику, используя обычный метод моментов, так как для "обрезания" системы уравнений для моментов достаточно уже изотропия $f^{(0)}(v)$. $S_{t_n}(f)$ в форме (17) довольно неудобен. Как часто делается в кинетической теории, запишем его в "ε-приближении"

$$S_{t_n}(f) \sim \frac{f_0 - f}{\tau} \quad (18)$$

Такое приближение вообще приводит к разумным результатам, а здесь, во всяком случае, оно является не более грубым, чем оценка амплитуды пульсаций \bar{A} вследствие неустойчивости.

Как известно, течения, описываемые "сдвинутой" максвелловской функцией распределения, являются изоэнтропическими. В данном случае, аналогично, нулевое приближение $f^{(0)}(\vec{c}_1)$ ($\vec{c} = \vec{v} - \vec{V}$, \vec{V} - средняя скорость течения) для уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + [f, H] = S_{t_n}(f) \quad (19)$$

дает после взятия моментов систему уравнений гидродинамики

$$f \frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla p \quad (20)$$

(f - массовая плотность, p - давление).

Третьи моменты выпадают благодаря изотропии $f^{(0)}(\vec{c}_1)$. Определим $f^{(1)}$ и найдем вязкий член в уравнении движения, ограничиваясь для простоты одномерным случаем

$$v \frac{\partial f^{(1)}}{\partial x} = -\frac{f^{(1)}}{\tau} \quad (21)$$

Тогда уравнение движения с учетом поправочного члена $f^{(1)}$ принимает вид:

$$f \frac{dV}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \int f^{(1)} [(v_x - V_x)^2 - \frac{1}{3}(\vec{v} - \vec{V})^2] d\vec{v} \quad (22)$$

Используя (21) имеем:

$$\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} \int f^{(1)} [(v_x - V_x)^2 - \frac{1}{3}(\vec{v} - \vec{V})^2] d\vec{v} = -\frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} \tau \langle v^2 \rangle \frac{\partial V}{\partial x} \quad (23)$$

Здесь $\langle \rangle$ означает усреднение по функции $f^{(0)}$ в пространстве скоростей.

С другой стороны, подставляя $f = f^{(0)} + f^{(1)}$ в выражение (15) для τ находим, что

$$\tau \sim \frac{c}{\omega_{oi}} \frac{m_i}{m_e} \left| \frac{\partial}{\partial x} \int \frac{v_x^3}{V_2} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_x} d\vec{v} \right|^{-1/2} \frac{\tau^{-1/2}}{V_{Ti}} \quad (24)$$

Отсюда

$$\tau \sim \left(\frac{c}{\omega_{oi}} \frac{m_i}{m_e} \frac{1}{V_{Ti}} \right)^{2/3} \left| \frac{\partial V}{\partial x} \right|^{-1/3} \quad (25)$$

а вязкий член в уравнении движения (22) имеет окончательный вид:

$$\sim \frac{\partial}{\partial x} \frac{\left(\frac{c}{\omega_{oi}} \frac{m_i}{m_e} \frac{1}{V_{Ti}} \right)^{2/3} V_{Ti}^2 \frac{\partial V}{\partial x}}{\left| \frac{\partial V}{\partial x} \right|^{1/3}} \quad (26)$$

Коэффициент вязкости сам зависит от градиента скорости. Гидродинамика, основанная на $S_{t_n}(f)$ становится справедливой (см. разложение ()), если характерные размеры задачи

$$L \gg \frac{c}{\omega_{oi}} \frac{m_i}{m_e}$$

С помощью полученных гидродинамических уравнений нетрудно стандартным путем вывести выражение для профиля фронта ударной волны слабой интенсивности ^{x)}. Вследствие нелинейности коэффициента вязкости он имеет вид (например, для скорости $V(x)$)

$$V(x) \sim \frac{V_1 + V_2}{2} - \frac{V_1 - V_2}{2} \frac{x/\Delta}{\sqrt{1 + (x/\Delta)^2}} \quad (27)$$

Толщина фронта оказывается равной

$$\Delta \sim \frac{c}{\omega_{oi}} \frac{m_i}{m_e} \frac{1}{(M-1)^2} \quad (28)$$

В отличие от обычной гидродинамики в нашем случае зависимость от числа Маха выражена сильнее.

6. В предыдущем разделе не учитывалось присутствие в плазме внешнего магнитного поля. При наличии такого поля результаты могут существенно измениться. Это связано с тем, что меняется уже линейная теория неустойчивости. Если $n^2 \ll n\theta$, то неустойчивость попрежнему остается и при малой анизотропии ($\Delta\theta \ll \theta$), но инкременты могут измениться, в особенности для длин волн, больших ларморовского радиуса ионов, электронов.

Чтобы оценить влияние длинноволновой области рассмотрим прежде всего характер развития неустойчивости в дрейфовом приближении с учетом, однако, конечности ларморовского радиуса. Для простоты ограничимся случаем, когда $P_{\parallel} > P_{\perp}$ (P - давление вдоль магнитного поля H_0). Неустойчивость развивается на возмущениях типа альфеновских волн ($\vec{k} \parallel \vec{H}_0$); дисперсионное уравнение после стандартных выкладок принимает следующий вид:

$$k - \frac{\omega^2 \omega_{oi}^2}{c^2 k \omega_{ni}^2} - \frac{k V_{Ti}^2 \omega_{oi}^2 \Delta P}{c^2 \omega_{ni}^2 P} = \frac{4\pi}{c} \frac{\omega}{kc} A_2 \quad (29)$$

где $A_2 = 0$ в плазме с нулевым ларморовским радиусом, а с учетом конечности ионного ларморовского радиуса (в изотермической плазме конечностью электронного ларморовского радиуса можно пренебречь)

$$A_2 = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{k V_{Ti}}{\omega_{ni}} \right)^2 \frac{\omega_{oi}^2}{\omega_{ni}^2} \quad \left(\omega_{ni} = \frac{e H_0}{m_i c} \right) \quad (30)$$

^{x)} Здесь не учитывается теплопроводность, хотя она может внести сравнимый вклад.

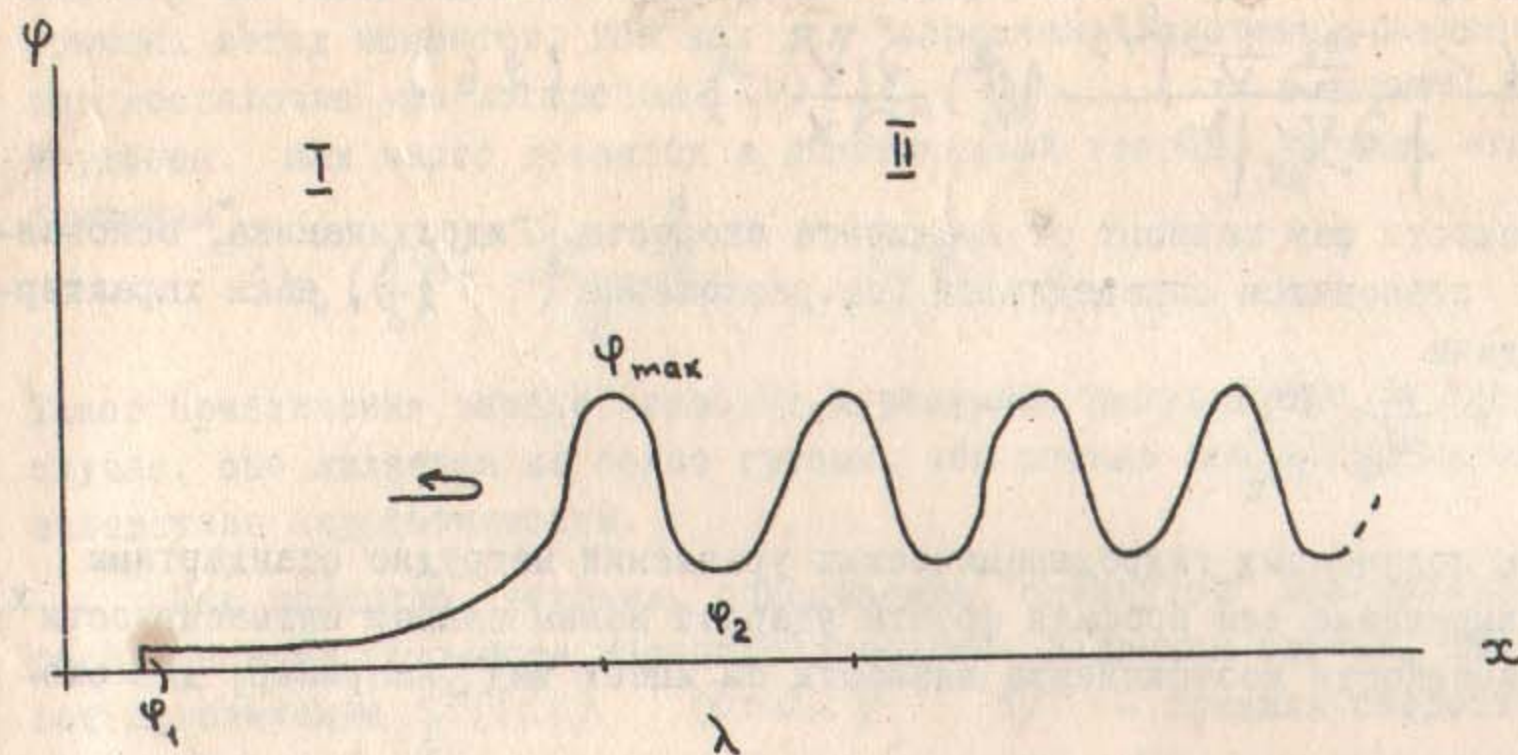


Рис. 1.

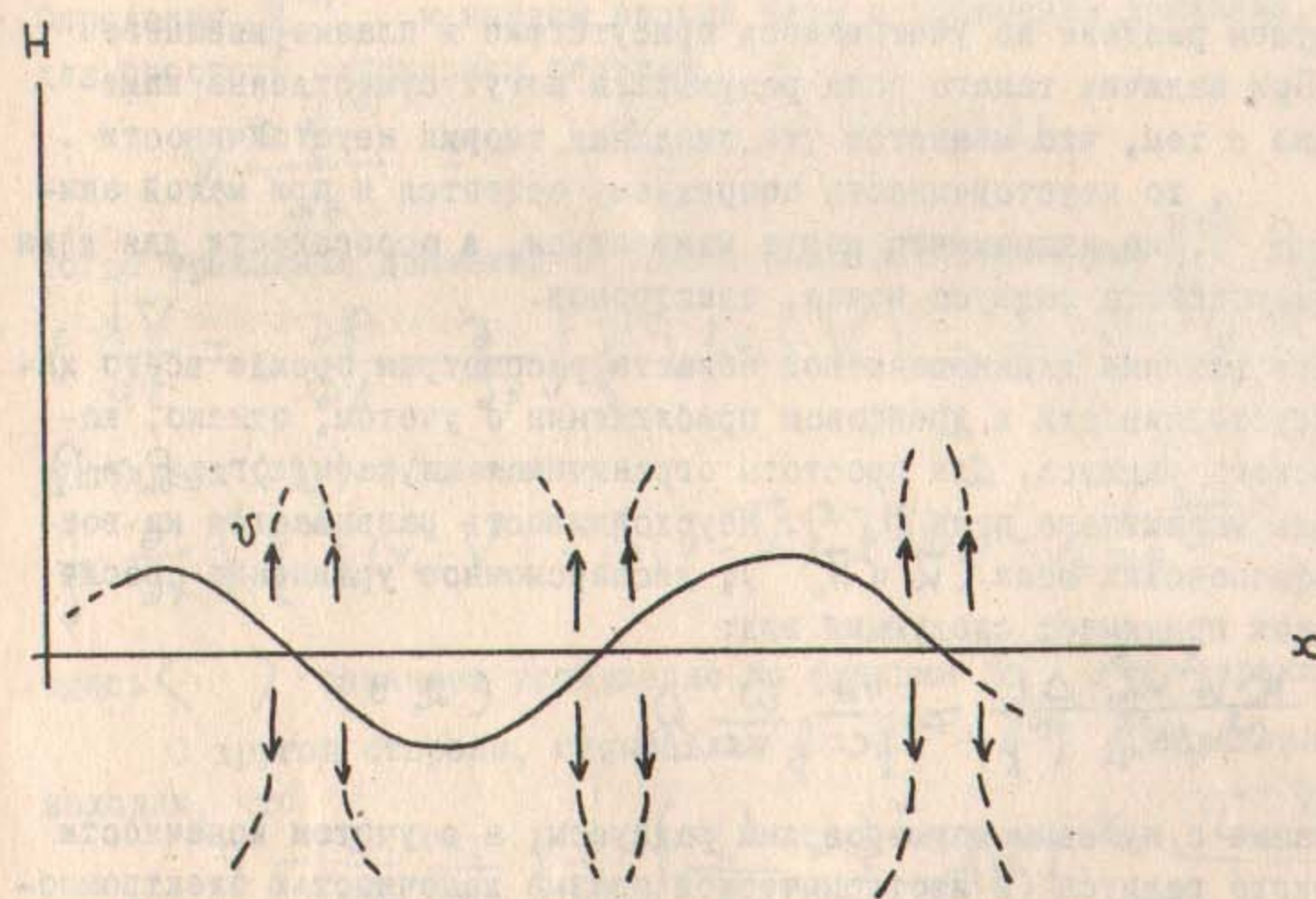


Рис. 2.

Отсюда окончательно

$$\omega = \pm \frac{(k V_{Ti})^2}{\omega_{n,i}} \pm \sqrt{\frac{(k V_{Ti})^4}{\omega_{n,i}^2} - (k V_A)^2 \left[\frac{4\pi \Delta P}{H_0^2} - 1 \right]} \quad (V_A = \sqrt{\frac{H_0}{4\pi n m_i}}) \quad (31)$$

а максимальное значение инкремента достигается в случае $H_0^2 \ll n \Delta \theta$ при

$$k_0 = \frac{1}{r_{n,i}} \left(\frac{\Delta \theta}{\theta} \right)^{1/2} \quad (32)$$

Оценивая амплитуду пульсаций магнитного поля длинноволновых возмущений из кинетического уравнения для ионов, а время изотропизации аналогично (15), видим, что если

$$H_0 \gg \frac{m_e}{m_i} \sqrt{n \theta} \quad (33)$$

то на характер изотропизации основное влияние оказывают длинные волны. Дальнейшие рассуждения вполне аналогичны проведенным в предыдущем пункте. Поскольку зависимость k_0 от анизотропии остается прежней, то вязкий член в уравнениях движения вдоль магнитного поля имеет следующий вид ($H_z = H_0$):

$$\sim \frac{\partial}{\partial z} \frac{(r_{n,i} / V_{Ti})^{2/3}}{\left| \frac{\partial V}{\partial z} \right|^{1/3}} V_{Ti}^2 \frac{\partial V}{\partial z} \quad (34)$$

При этом толщина фронта ударной волны равна:

$$\Delta \sim r_{n,i} \frac{1}{(M-1)^2} \quad (35)$$

Известно (см., например, /9/), что магнитные бури вызываются потоками частиц, идущих от солнца с резким передним фронтом толщиной в 100-200 тыс. км., носящим характер ударной волны в межпланетном газе. При скоростях ионов в потоке 10^8 см/сек и плотности межпланетного газа 10^2 см⁻³ свободный пробег их за счет столкновений равен 10^{13} км. Это показывает, что данная ударная волна может возникнуть лишь за счет самосогласованных полей в ионизированном межпланетном газе.

Интересно заметить, что даже в предположении отсутствия вмороженных полей из (28) получаем разумную верхнюю границу толщины ударной волны при плотности межпланетного газа.

Литература.

- /1/ Р.З.Сагдеев, ЖТФ, XXXI, 10, 1185 (1961)
- /2/ F.D. Kahn, Rev. Mod. Phys. 30, 1069, (1958)
- /3/ E.N. Parker, Phys. Rev. 112, 1429, (1958)
- /4/ P.D. Neerdlinger, Astron. J. 133, 1034, (1961)
- /5/ А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев. Доклад на международной конференции по физике плазмы. Зальцбург (август 1961 г.)
- /6/ В.Стефанович, ЖТФ, XXXII, 5, 638 (1962)

- /7/ Г.М.Заславский, С.С.Моисеев, ЖЭТФ, 4, 1054, 1962г.
/8/ С.Чепмен и Г.Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. ИЛ,
Москва, 1960 г.
/9/ С.Б.Пикельнер. Основы космической электродинамики, Москва, 1961 г.

Ответственный за выпуск Г.М.ЗАСЛАВСКИИ

Подписано к печати 27.VI-1962г. МНО 1762

Формат бумаги 60 x 84 = 1/8

Тираж 100 экз. Заказ _____ бесплатно.

Отпечатано на ротопринтере в Институте гидродинамики
СО АН СССР.