

УДК 523.9;523.62-726;523.4-854;524.5;551.510.537;533.951

П. П. Маловичко

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680
malovich@mao.kiev.ua

Возбуждение пучками высокоскоростных протонов альвеновской турбулентности в солнечном ветре перед головной ударной волной Земли

На примере головной ударной волны Земли рассмотрен один из механизмов образования альвеновской турбулентности в предударной области ударных волн. Исследовано влияние температуры высокоскоростных пучков на характеристики генерируемых возмущений. Показано, что температура пучка оказывает существенное влияние на поперечные масштабы возмущений. Чем выше температура, тем сильнее ограничения, накладываемые на размеры поперечных длин волн. Рассмотрено развитие неустойчивости при распространении пучков отраженных, промежуточных и диффузионных протонов в предударной области головной ударной волны Земли. Проанализирована динамика движения возмущений в предударной области.

ЗБУДЖЕННЯ ПУЧКАМИ ВИСОКОШВИДКІСНИХ ПРОТОНІВ АЛЬВЕНІВСЬКОЇ ТУРБУЛЕНТНОСТІ У СОНЯЧНОМУ ВІТРІ ПЕРЕД ГОЛОВНОЮ УДАРНОЮ ХВИЛЕЮ ЗЕМЛІ, Маловічко П. П. — На прикладі головної ударної хвилі Землі розглянуто один з механізмів утворення альвенівської турбулентності у передударній області ударних хвиль. Досліджено вплив температури високошвидкісних пучків на характеристики генерованих збурень. Показано, що температура пучка спричинює суттєвий вплив на поперечні масштаби збурень. Що вища температура, то сильніші обмеження, які накладаються на розміри поперечних довжин хвиль. Розглянуто розвиток нестійкості при поширенні пучків відбитих, проміжних та дифузійних протонів у передударній області головної ударної хвилі Землі. Проаналізовано динаміку руху збурень у передударній області.

EXCITATION OF ALFVEN TURBULENCE IN SOLAR WIND AHEAD THE EARTH BOW SHOCK, by Malovichko P. P. — One of Alfvén turbulence generation mechanism is investigated in foreshock region by the example of Earth bow shock. The fast speed beam temperature influence on generated perturbation characteristics was studied. It is shown, that beam temperature exerts essential influence on transverse scales of disturbances. The higher temperature the stronger limitations impose on transversal length of waves. The development of instability of reflected, intermediate and diffuse protons beams, which propagates in foreshock region of Earth bow shock, is considered. Perturbations motion dynamics is analyzed in the foreshock region.

ВВЕДЕНИЕ

В результате взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой возникает бесстолкновительная ударная волна, которая распространяется относительно солнечного ветра со сверхальвеновской скоростью и имеет достаточно сложную структуру. В головной ударной волне Земли протекают самые разнообразные динамические процессы, включая нагрев и ускорение частиц, замедление солнечного ветра от сверхальвеновского до доальвеновского, увеличение плотности частиц и величины магнитного поля [11]. Непосредственная близость ударной волны к Земле позволяет проводить измерения практически всех параметров ударной волны, включая плотность частиц, температуру и ее анизотропию, скорость пучков и скорость солнечного ветра, величину и направление магнитного поля. Измерения с помощью нескольких спутников дает возможность детально исследовать волновую активность, которая связана с формированием ударной волны [9, 14, 26]. Наблюдения с помощью космических аппаратов, теоретическое моделирование и численные расчеты позволили хорошо изучить структуру, пространственное расположение и целый ряд физических явлений, связанных с формированием головной ударной волны Земли [10, 28]. На настоящий момент головная ударная волна Земли — это наиболее изученная бесстолкновительная ударная волна не только в Солнечной системе, но и во всей космической плазме. Фактически головная ударная волна Земли является космической лабораторией, исследование которой позволяет моделировать и предсказывать поведение плазмы и магнитного поля в других удаленных астрофизических системах, в частности во вспышках сверхновых.

Форма головной ударной волны Земли представляет собой параболоид вращения, поэтому угол θ_{Bn} между направлением магнитного поля солнечного ветра и нормалью к поверхности ударной волны зависит от места, в котором этот угол определяется. Прямые измерения параметров среды, показали, что от этого угла существенно зависит процесс формирования предударной области [10, 25]. Принято разде-

лять ударную волну на квазипоперечную ($B_n > 45$) и квазипродольную ($B_n < 45$). Вдоль поверхности ударной волны Земли, происходит постепенная смена типа ударной волны с квазипоперечной на квазипродольную, начиная с зоны $B_n = 90$, где силовые линии магнитного поля солнечного ветра касаются поверхности параболоида вращения и кончая зоной $B_n = 0$, где силовые линии ортогональны к поверхности. На поверхности ударной волны происходит ускорение заряженных частиц и формирование пучков электронов и протонов, которые двигаются с большой скоростью вплоть до $5v_{sw}$ (v_{sw} — скорость солнечного ветра). Эти пучки являются замороженными в магнитное поле солнечного ветра, поэтому в системе солнечного ветра движутся под углом $\theta = \theta_{sw}$ (θ_{sw} — угол между направлением Солнце — Земля и направлением магнитного поля солнечного ветра). Для средних значений параметров солнечного ветра на орбите Земли $\theta_{sw} \approx 45^\circ$. Пучки заряженных частиц можно разделить на четыре основных типа — электронные пучки, отраженные протонные, промежуточные протонные и диффузионные протонные пучки [10, 15, 27, 28]. Эти типы пучков существенно отличаются друг от друга значениями своих характеристик: скорости, плотности, температуры и ее анизотропии, и имеют каждый свою пространственную локализацию и область генерации. Пучки электронов формируются в области квазипоперечной ударной волны при углах B_n , близких к 90° и, распространяясь в солнечном ветре, образуют так называемую электронную предупредную область [10, 28]. Непосредственно к области генерации электронных пучков прилегает область генерации отраженных пучков. Эти пучки формируются и ускоряются в области квазипоперечной ударной волны ($B_n > 45$) и характеризуются прежде всего очень высокой скоростью распространения (до $5v_{sw}$) и высокой степенью анизотропии температуры (до $T_\perp / T_\parallel \sim 9$) [10]. В области квазипродольной ударной волны ($B_n < 45$) формируются диффузионные протонные пучки, которые отличаются очень высокой температурой (до 10^8 К) и относительно небольшой скоростью движения порядка v_{sw} . В зоне $B_n \sim 45$ расположена область генерации пучков промежуточных протонов, их характеристики являются переходными от отраженных пучков к диффузионным и соответственно в пространстве они занимают область, промежуточную между областями отраженных и диффузионных пучков протонов.

Пучки электронов и протонов, которые возникают и распространяются вблизи головной ударной волны Земли, играют очень важную роль в формировании области взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. Действительно, в результате распространения высокоскоростных пучков в солнечном ветре возникают самые разнообразные неустойчивости, которые приводят к генерации волн, в том числе и низкочастотных магнитогидродинамических волн [12, 28],

которые сносятся солнечным ветром в направлении ударной волны, создавая тем самым перед головной ударной волной Земли турбулентную область [10]. Эта область, называемая предударной, является очень неравновесной и очень важной для понимания физических процессов формирования ударных волн. Именно здесь, а не в самой ударной волне начинается взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли, в том числе нагревание и торможение ветра [11].

Ключевым вопросом в понимании процессов формирования предударной области является выяснения механизмов генерации волн. Многочисленные измерения, проводимые непосредственно в предударной области, указывают на наличие там магнитогидродинамической турбулентности, которая вносит очень важный вклад в создание и формирование предударной области [9, 14, 26]. Известны разные механизмы генерации низкочастотных волн — резонансные неустойчивости [2—4], токовые [7, 8, 16], скомпенсированные токовые [23, 24], анизотропные [17, 18], градиентные [6]. Особый интерес среди них представляют неустойчивости, связанные с малыми поперечными масштабами длин волн. Поперечные масштабы могут сказываться прежде всего на свойствах волн, кардинальным образом изменяя их поведение. Например, диспергирующие альвеновские волны [13, 19—22], существенным образом изменяют свою скорость, а также поляризацию и возмущение плотности. Кроме того, поперечные масштабы могут существенно влиять на возможность развития неустойчивости [2—4, 6, 23] и видоизменять критерии развития неустойчивости [16—18], а также влиять на взаимодействие волн с частицами [12, 19—22]. Выяснение особенностей генерации волн является очень важной задачей, так как в условиях, когда могут работать разные механизмы генерации волн, что и происходит в предударной области, выделить тот или другой механизм генерации довольно сложно.

Рассмотрим одну из разновидностей шланговой неустойчивости, связанной не с анизотропией температуры, а с динамическим давлением пучка. Исследуем влияние температуры пучка на характеристики генерируемых низкочастотных возмущений, а также оценим возможность развития такой неустойчивости при наличии пучков отраженных, переходных и диффузионных протонов, распространяющихся в предударной области головной ударной волны Земли. Пучки малой плотности распространяются с довольно высокой скоростью порядка скорости солнечного ветра v_{sw} и имеют очень высокую температуру вплоть до 10^8 К [10, 28], что позволяет существенно упростить дисперсионное уравнение и не рассматривать диспергирующие альвеновские волны, а учесть только влияние поперечных масштабов на генерацию «классических» альвеновских волн. Такие характеристики пучков также позволяют разделить дисперсию альвеновских и магнитозвуковых волн. Это очень важно, так как в плазме конечного давления, которую мы будем рассматривать, разделить дисперсию альвеновских и дисперсию магнитозвуковых волн непросто.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим квазинейтральную однородную замагниченную плазму со сдвинутым вдоль магнитного поля (ось z) максвелловским распределением частиц по скоростям

$$f_0 = \frac{n_0}{(2T/m)^{3/2}} \exp \left[-\frac{m v^2}{2T} - \frac{m (v_{\parallel} - u_z)^2}{2T} \right], \quad (1)$$

где n_0 , m — невозмущенная плотность и масса частиц сорта ($= e, i, bi$ — соответственно фоновые электроны солнечного ветра, фоновые протоны солнечного ветра и протонный пучок), v_z, v — продольные (относительно невозмущенного однородного магнитного поля B_0) и поперечные скорости частиц, T — температура частиц сорта, u_z — скорость распространения частиц сорта вдоль магнитного поля. Мы используем систему координат, связанную с неподвижными фоновыми протонами (протонами солнечного ветра) $u_{zi} = 0$.

Рассмотрим случай, когда в плазме распространяется пучок протонов малой плотности, и ток протонного пучка скомпенсирован током электронов фоновой плазмы, т. е. справедливо соотношение

$$qn_{0e}u_{ze} = qn_{0bi}u_{zbi}, \quad (2)$$

где q — заряд протона, n_{0e}, n_{0bi} — соответственно невозмущенные плотности электронов и протонов пучка.

Для получения выражения для частоты альвеновских волн используем общее дисперсионное уравнение [1]

$$k^2 - \epsilon_{ij} k_i k_j = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij} = 0, \quad (3)$$

где k, k_z, k_x — модуль и проекция волнового вектора на направления вдоль (ось z) и поперек (ось x) магнитного поля (волновой вектор лежит в плоскости xz), ω — частота волны, ϵ_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости, c — скорость света, δ_{ij} — символ Кронекера.

Будем использовать кинетический подход. Для вычисления тензора диэлектрической проницаемости используем бесстолкновительное кинетическое уравнение Власова [1, 5]

$$\frac{df}{dt} - \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f - q \mathbf{E} - \frac{q}{c} [\mathbf{vB}] \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = 0, \quad (4)$$

где f — функция распределения частиц, \mathbf{v} — скорость частиц, \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля, \mathbf{B} — вектор индукции магнитного поля, q — заряд частиц сорта.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ

Решая линеаризованное кинетическое уравнение Власова (4) с учетом, что невозмущенная функция распределения является сдвинутым

максвелловским распределением (1), можно получить возмущенную функцию распределения и вычислить ток, что в свою очередь позволяет вычислить тензор диэлектрической проницаемости [1].

Нас интересуют альвеновские волны, которые являются низкочастотными волнами. Это дает возможность существенно упростить тензор диэлектрической проницаемости. Опуская промежуточные вычисления, для тензора диэлектрической проницаемости низкочастотных волн ($(k_x v_T / B)^2 \ll 1, (k_z v_T / B)^2 \ll 1$) получаем

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{xx} &= 1 - \frac{P}{B} \frac{1}{z^2} A_0(z), \\
 \epsilon_{xy} &= \epsilon_{yx} = i \frac{P}{B} A_0(z), \\
 \epsilon_{xz} &= \epsilon_{zx} = \frac{P}{B} \frac{k_x u_z}{2} \frac{1}{z^2} A_0(z), \\
 \epsilon_{yy} &= \epsilon_{xx} - 2 \frac{P}{B} \frac{1}{z^2} A_0(z) J_0(z), \\
 \epsilon_{nn} &= \epsilon_{n0} - \frac{A_n(z)}{n^2} - 2 \frac{P}{B} \frac{1}{z^2} A_0(z) J_n(z), \\
 \epsilon_{yz} &= \epsilon_{zy} = i \frac{k_x}{k_z} \frac{P}{B} A_0(z) J_1(z), \\
 \epsilon_{zz} &= 1 - \frac{P}{k_z v_T} A_0(z) [1 - J_0(z)] - \frac{P}{B} \frac{k_x u_z}{2} \frac{1}{z^2} A_0(z),
 \end{aligned} \tag{5}$$

где

$$\begin{aligned}
 k_z u_z &= A_0(z) I_0(z) \exp(-z), \\
 z &= (k_x v_T / B)^2, \quad z = (k_z v_T)^2, \\
 J_n(z) &= i (z/2)^{1/2} W(z/2^{1/2}) [6],
 \end{aligned}$$

$$W(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt,$$

$$A_n(z) = \exp(-z) I_n(z), \quad z = (k_x v_T / B)^2,$$

$I_n(z)$ — модифицированная функция Бесселя n -го порядка, $A_0(z)$ — производная функции $A_0(z)$, ω_p, ω_B — плазменные и циклотронные частоты, v_T — тепловая скорость частиц сорта i . При получении тензора (5) было проведено суммирование бесконечных рядов функций Бесселя. Отметим, что величины z_i и z_{bi} можно рассматривать как квадрат нормированного поперечного волнового вектора. Кроме того, во все выражения поперечный волновой вектор k_x входит исключительно в виде z_i либо z_{bi} , поэтому везде, где речь идет о поперечном волновом векторе, будет использоваться величина z_i или z_{bi} . Между величинами z_i и z_{bi} есть взаимозависимость. Учитывая, что z_i относится к фоновым протонам, а z_{bi} — к протонам пучка, получаем $z_i = (T_i/T_{bi})z_{bi}$.

Рассмотрим случай, когда в плазме конечного давления $\beta_i \sim 1$ (β_i — отношение газокINETического давления к давлению магнитного поля) распространяется пучок протонов малой плотности ($n_{0bi}/n_{0i} \ll \ll 1$). Для больших продольных скоростей пучка ($u_{zbi}/v_A \gg 1$, где v_A — альвеновская скорость) и для малых поперечных волновых векторов ($z_i \ll 1$), учитывая, что для пучка величина z_{bi} может быть большой ($z_{bi} > 1$), так как температура пучка очень большая ($T_{bi} \gg T_i$), из (5) для компонентов тензора диэлектрической проницаемости в первом порядке по величине u_{zbi}/v_A при $T_e = T_i$ получаем

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{xx} &= \frac{c^2}{v_A^2} \left(1 - \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{k_z u_{zbi}}{2} \right) \frac{1}{z_{bi}} A_0(z_{bi}), \\
 \epsilon_{xy} &= \epsilon_{yx} = i \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{k_x k_z u_{zbi}}{2} A_0(z_{bi}), \\
 \epsilon_{xz} &= \epsilon_{zx} = \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{c^2}{v_A^2} \frac{k_z k_x u_{zbi}^2}{2} \frac{1}{z_{bi}} A_0(z_{bi}), \\
 \epsilon_{yy} &= \epsilon_{xx} - 2 \frac{c^2}{v_A^2} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{k_z u_{zbi}}{2} \frac{1}{z_{bi}}, \\
 \epsilon_{nn} &= \epsilon_{n0} = \frac{A_n(z_{bi})}{n^2} \frac{k_x v_{Tbi}}{2} A_0(z_{bi}) J_n(z_{bi}), \\
 \epsilon_{yz} &= \epsilon_{zy} = i \frac{c^2}{v_A^2} \frac{k_x}{k_z} \frac{k_x}{k_z} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{k_z u_{zbi}}{2} A_0(z_{bi}), \\
 \epsilon_{zz} &= \frac{c^2}{v_A^2} \left(\frac{k_x v_{Tbi}}{2} \right)^2 \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{k_x u_{zbi}}{2} \frac{1}{z_{bi}} A_0(z_{bi}).
 \end{aligned} \tag{6}$$

Подставляя тензор диэлектрической проницаемости (6) в дисперсионное уравнение (3), можно показать, что даже в плазме конечного давления $\beta_i \sim 1$ в первом порядке по величине u_{zbi}/v_A дисперсию альвеновских и магнитозвуковых волн можно разделить. Таким образом, для «классических» альвеновских волн ($z_i \ll 1$, $(\beta_i/v_{Ti})^2 \ll 1$, $(k_z v_{Ti}/\beta_i)^2 \ll 1$) в плазме конечного давления $\beta_i \sim 1$, в которой распространяется высокотемпературный пучок ($T_{bi} \gg T_i$) малой плотности $n_{0bi}/n_{0i} \ll 1$, из дисперсионного уравнения (3) получаем следующее решение:

$$k_z^2 (k_z v_A)^2 \approx 1 - \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}}{v_A} \frac{1}{z_{bi}} \frac{A_0(z_{bi})}{z_{bi}}. \quad (7)$$

Решение (7) описывает одну из разновидностей шланговой неустойчивости, связанной не с анизотропией температуры [5, 22], а с динамическим давлением пучка. Действительно, для малых поперечных волновых векторов ($z_{bi} \ll 1$) из (7) получаем

$$k_z^2 (k_z v_A)^2 \approx 1 - \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}}{v_A}. \quad (8)$$

Видно, что когда динамическое давление пучка превосходит давление магнитного поля:

$$n_{0bi} u_{zbi}^2 > n_{0i} v_A^2, \quad (9)$$

в плазме развивается шланговая неустойчивость, вызванная динамическим давлением пучка.

Рассмотрим влияние температуры пучка на развитие неустойчивости. Из решения (7) видно, что именно величина $(1 - A_0(z_{bi}))/z_{bi}$ описывает влияние температуры протонного пучка на характер развития шланговой неустойчивости. Как видно из выражения (8), при малых поперечных волновых векторах ($z_{bi} \ll 1$) температура пучка не оказывает влияния на неустойчивость. Для больших поперечных волновых векторов ($z_{bi} > 1$), учитывая, что величина $(1 - A_0(z_{bi}))/z_{bi}$ является монотонно убывающей, температура пучка, как видно из (7), уменьшает инкремент развития неустойчивости и для достаточно больших поперечных волновых векторов полностью подавляет неустойчивость. Таким образом, есть некоторое значение поперечного волнового вектора z_{i1} , при превышении которого альвеновские волны становятся устойчивыми. Учитывая, что температура пучка влияет не только на величину инкремента, но и на возможность развития неустойчивости, можно сделать вывод, что температура пучка может оказывать очень существенное влияние на характер развития неустойчивости. Отметим, что величину $(1 - A_0(z_{bi}))/z_{bi}$ для «классических» альвеновских волн ($z_i \ll 1$) имеет смысл учитывать только для высокотемпературных пучков ($T_{bi} \gg T_i$). Действительно, при условии

$T_{bi} \sim T_i$ величина $z_{bi} \sim z_i \ll 1$ малая, поэтому $(1 - A_0(z_{bi}))/z_{bi} \approx 1$. Очевидно, что в этом случае учитывать величину $(1 - A_0(z_{bi}))/z_{bi}$ не имеет смысла. Поэтому температура низкотемпературных пучков ($T_{bi} < T_i$) не оказывает никакого влияния на шланговую неустойчивость «классических» альвеновских волн ($z_i \ll 1$).

Из выражения (7) для условия развития неустойчивости при фиксированном значении нормированного поперечного волнового вектора z_{bi} получаем

$$\frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}}{v_A} > \frac{z_{bi}}{1 - A_0(z_{bi})}. \quad (10)$$

Учитывая, что $z_{bi}/(1 - A_0(z_{bi})) \approx 1$, и что минимальное значение, равное единице, она принимает при $z_{bi} = 0$, из выражения (10) для критерия развития шланговой неустойчивости, вызванной давлением пучка, получаем

$$\frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}}{v_A} > 1. \quad (11)$$

Из (11) видно, что учет температуры пучка и конечности поперечных волновых векторов, не влияет на критерий развития неустойчивости, но сказывается на возможности развития неустойчивости с большими поперечными волновыми векторами $z_{bi} > 1$ (10).

Определим величину поперечного волнового вектора z_{bil} , при котором происходит стабилизация неустойчивости. Из (7) для поперечного волнового вектора, при превышении которого альвеновские волны становятся устойчивыми, получаем уравнение

$$\frac{z_{bil}}{1 - A_0(z_{bil})} = \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}}{v_A}, \quad (12)$$

где $z_{bil} = T_{bi}/T_i z_{i1}$ — граничные значения квадрата нормированного поперечного волнового вектора.

Уравнение (12) в общем случае нужно решать численно. Однако для достаточно больших значений $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2$ можно получить приближенное решение. Напомним, что согласно критерию развития неустойчивости (9) эта величина должна быть больше единицы: $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 > 1$. Для $z_{bi} \gg 1$ величина $A_0(z_{bi}) \approx 0$, поэтому для больших значений $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \gg 1$ из (12) получаем следующее приближенное решение:

$$z_{i1} = \frac{T_i}{T_{bi}} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}}{v_A}, \quad (13)$$

где $\frac{T_i}{T_{bi}} = v_{Ti}/v_{Bi}$ — ларморовский радиус фоновых протонов, $\frac{n_{0bi}}{n_{0i}}$ — минимальная поперечная длина генерируемых возмущений.

Отметим, что формула (13) дает хорошую точность уже при $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 > 2$, ошибка составляет не более 30 %. С увеличением $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2$ точность вычислений увеличивается. В формуле (13) мы перешли от z_{bi} к z_i , так как в $z_i = (k_z v_{Ti} / B_i)^2$ поперечный волновой вектор нормирован на параметры протонов солнечного ветра, а не на параметры протонов пучка, что более удобно для сравнения разных событий с различающимися значениями температуры, плотности, скорости протонного пучка, но одинаковыми значениями температуры протонов солнечного ветра. Из (13) видно, что с увеличением температуры пучка T_{bi} ограничения, накладываемые на область неустойчивых поперечных волновых векторов, усиливается. Для достаточно малых значений $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \sim 1$, когда система находится на пороге неустойчивости, из (12) можно также получить приближенное решение. Раскладывая функцию $A_0(z_{bi})$ по малому параметру ($A_0(z_{bi}) = 1 - z_{bi} + (3/4)z_{bi}^2$), из уравнения (12) для граничных значений z_{il} нормированного поперечного волнового вектора при $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 - 1 < 1$, когда система близка к порогу неустойчивости, получаем

$$z_{il} = \frac{T_i}{T_{bi}} z_{bil} = \frac{4T_i}{3T_{bi}} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}^2}{v_A^2} - 1. \quad (14)$$

Из (13) и (14) видно, что не только температура пучка, но и величина $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2$ ограничивает величину поперечного волнового вектора неустойчивых волн. Чем ближе она к единице, тем сильнее ограничения на поперечные волновые вектора неустойчивых волн.

Оценим максимум инкремента шланговой неустойчивости. Решение (7) получено в приближении низкочастотности волн $(k_z v_{Ti} / B_i)^2 \ll 1$, в то же время из решения (7) видно, что с увеличением продольного волнового вектора частота волны увеличивается и может превысить циклотронную частоту, т. е. выйти за пределы применимости вычислений. Учитывая, что волны с $k_z v_{Ti} > B_i$ устойчивы относительно шланговой неустойчивости, а частота альвеновских волн ограничена циклотронной частотой, можно сделать вывод, что максимум инкремента меньше циклотронной частоты $k_z v_{Ti} < B_i$. Выбирая для грубых оценочных значений частоты значения чуть больше, чем на пороге применимости приближений $(k_z v_{Ti} / B_i)^2 \ll 1$, т. е. $k_z v_{Ti} / B_i \sim 0.5$, для грубых оценочных значений максимума инкремента получаем

$$\gamma_{\max} \sim 0.5 \frac{v_{Ti}}{v_A}. \quad (15)$$

Остановимся на случае, когда система находится практически на пороге неустойчивости $((n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 - 1 \ll 1)$, так как в этом случае формула (15) неприменима. Действительно, для того чтобы было справедливо решение (7), необходимо выполнение условия

$(k_z v_{Ti} / B_i)^2 \ll 1$. При $(k_z v_{Ti} / B_i)^2 > 1$ вместо дисперсионного уравнения для альвеновских волн получаем дисперсионное уравнение для вистлеров, которые устойчивы относительно шланговой неустойчивости. При $k_z v_{Ti} < 0.3 B_i$ разложения по малой величине справедливы, так как в этом случае $(k_z v_{Ti} / B_i)^2 < 0.1$, при $k_z v_{Ti} = B_i$ разложения по малой величине несправедливы, так как $(k_z v_{Ti} / B_i)^2 = 1$, поэтому значение $k_z v_{Ti}$, при котором происходит переход от альвеновских волн к вистлерам, лежит в интервале $(0.3 \dots 1) B_i$. Для оценок максимума инкремента необходимо знать максимальное значение величины $k_z v_{Ti}$. Для максимальных значений $k_z v_{Ti}$ выберем некоторое промежуточное значение, лежащее между $0.3 B_i$ и B_i , то есть $k_z v_{Ti} = 0.5 B_i$. Подставляя $k_z v_{Ti} = 0.5 B_i$ в решение (7), для грубых оценочных значений максимума инкремента, в случае, когда система находится практически на пороге неустойчивости $((n_{0bi} / n_{0i})(u_{zbi} / v_A)^2 - 1 \ll 1)$, вместо (15) получаем

$$\max \sim 0.5 B_i \frac{v_A}{v_{Ti}} \sqrt{1 - \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}^2}{v_A^2}}. \quad (16)$$

Из (16) видно, что когда система находится практически на пороге неустойчивости $(n_{0bi} / n_{0i})(u_{zbi} / v_A)^2 - 1 \ll 1$, максимум инкремента неустойчивости значительно меньше циклотронной частоты $\max \ll \ll B_i$, и чем ближе система находится к порогу, тем меньше максимум инкремента.

Оценим максимальный угол наклона волнового вектора \max по отношению к магнитному полю (ось z). Учитывая, что $\text{tg}^2 = (k_x / k_z)^2$, а граничные значения нормированного поперечного волнового вектора при $(n_{0bi} / n_{0i})(u_{zbi} / v_A)^2 > 2$ определяются формулой (13), для максимального угла наклона волнового вектора \max получаем

$$\text{tg}^2 \max = \frac{T_i}{T_{bi}} \frac{v_A^2}{v_{Ti}^2} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}^2}{v_A^2} \frac{B_i^2}{k_z^2 v_A^2}. \quad (17)$$

Из (17) видно, что максимальный угол наклона волнового вектора существенно зависит от величины продольного волнового вектора. При $k_z \rightarrow 0$ величина угла $\max \rightarrow \infty$, поэтому неустойчивыми будут волны с произвольным углом наклона волнового вектора. При больших значениях k_z , когда инкремент неустойчивости приближается к максимуму, ограничения на угол будут более существенными. В случае, когда система близка к порогу неустойчивости, то есть $(n_{0bi} / n_{0i})(u_{zbi} / v_A)^2 - 1 < 1$, из (14) для максимального угла наклона волнового вектора неустойчивых волн вместо (17) получаем

$$\text{tg}^2 \max = \frac{4T_i}{3T_{bi}} \frac{v_A^2}{v_{Ti}^2} \frac{n_{0bi}}{n_{0i}} \frac{u_{zbi}^2}{v_A^2} \frac{B_i^2}{k_z^2 v_A^2}. \quad (18)$$

Сначала рассмотрим отраженные пучки протонов, которые формируются в области квазипоперечной ударной волны Земли. Для отраженных пучков в области головной ударной волны Земли имеем [10, 15, 27, 28] значения $u_{zbi} \sim (2...4)v_{sw} \sim 800...1600$ км/с, $T_{bi} \sim 7 \cdot 10^6$ К ($v_{Tbi} \sim 415$ км/с), $n_{0bi} \sim 0.02...0.8$ см⁻³ (среднее значение $n_{0bi} \sim 0.1$ см⁻³) при среднем значении плотности фоновой плазмы (плотности протонов солнечного ветра) $n_{0i} \sim 5$ см⁻³, средней температуре фоновых протонов $T_i \sim 10^5$ К ($v_{Ti} \sim 50$ км/с), средних значениях альвеновской скорости $v_A \sim 80$ км/с, средней скорости солнечного ветра $v_{sw} \sim 400$ км/с, циклотронной частоте протонов $\omega_{Bi} \sim 0.5$ с⁻¹ и ларморовском радиусе фоновых протонов $r_{Ti} \sim 100$ км. Обратим внимание на то, что скорости пучков здесь и далее берутся в системе отсчета, связанной с солнечным ветром, в которой фоновые протоны являются неподвижными.

Оценим минимальные значения плотности пучков отраженных протонов, необходимые для развития неустойчивости, и сравним их с наблюдаемыми значениями плотности пучков. Из критерия развития неустойчивости (11) для плотности пучка, при превышении которой должна развиваться шланговая неустойчивость, подставляя альвеновскую скорость $v_A \sim 80$ км/с, минимальную скорость пучка отраженных протонов $u_{zbi} \sim 800$ км/с и среднюю плотность фоновых протонов $n_{0i} \sim 5$ см⁻³, получаем $n_{0bi} \sim 0.05$ см⁻³. Из сравнения с наблюдаемыми значениями плотности пучков $n_{0bi} = 0.02...0.8$ см⁻³ можно сделать вывод, что при минимальной скорости не все пучки могут вызвать неустойчивость, но большинство пучков при средних наблюдаемых значениях плотности $n_{0bi} \sim 0.1$ см⁻³ вызывают неустойчивость. Для максимальных значений скорости пучка $u_{zbi} \sim 1600$ км/с из критерия развития неустойчивости для плотности пучка, при превышении которого начинается развитие неустойчивости, получаем $n_{0bi} \sim 0.0125$ см⁻³. Из сравнения с наблюдаемыми значениями плотности пучков $n_{0bi} \sim 0.02...0.8$ см⁻³ следует, что если пучок отраженных протонов распространяется с максимальной скоростью, то обязательно начинает развиваться неустойчивость. Таким образом, можно сделать вывод, что в области распространения пучков отраженных протонов практически всегда должна развиваться шланговая неустойчивость.

Оценим максимальные значения квадрата нормированного поперечного волнового вектора z_{i1} , при котором еще происходит развитие неустойчивости. Оценим величину поперечного волнового вектора, используя приближенную формулу (13). Для оценки, согласно (13), необходимо знать значение величины $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2$. Оценим значение этой величины и значения поперечного волнового вектора для минимальных, средних и максимальных значений параметров пучка.

Для минимально наблюдаемых значений плотности пучка отраженных протонов $n_{0bi} \sim 0.02$ см⁻³ и минимальной наблюдаемой скорости пучка $u_{zbi} \sim 800$ км/с получаем $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \sim 0.4$. Неус-

тойчивость не развивается, так как величина $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2$ должна быть больше единицы.

Для средних наблюдаемых значений плотности пучка отраженных протонов $n_{0bi} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$ и средней наблюдаемой скорости пучка $u_{zbi} \sim 1200 \text{ км/с}$ получаем $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \sim 4.5$. Подставляя это значение в формулу (13), для максимальных значений квадрата нормированного поперечного волнового вектора имеем $z_{i1} \sim 0.06$. Переходя к поперечным длинам волн, получаем $\lambda_{i1} \sim 0.25$. Отсюда следует, что поперечные масштабы генерируемых возмущений для средних значений скорости и плотности пучка больше ларморовского радиуса фоновых протонов λ_{Ti} , и поперечные масштабы этих возмущений не должны быть меньшими величины $\lambda_{i1} = 394 \text{ км}$. Таким образом, для средних значений скорости и плотности пучка достаточно высокая температура пучка ($T_{bi}/T_i \sim 70$), хотя и накладывает ограничения на поперечные волновые вектора генерируемых возмущений, но эти ограничения не слишком большие.

Для максимальных наблюдаемых значений плотности пучка $n_{0bi} \sim 0.8 \text{ см}^{-3}$ и максимальной скорости пучка $u_{zbi} \sim 1600 \text{ км/с}$ получаем $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \sim 64$. Подставляя это значение в формулу (13), для максимальных значений квадрата нормированного поперечного волнового вектора имеем $z_{i1} \sim 0.91$. Переходя к поперечным длинам волн, получаем $\lambda_{i1} \sim 0.96$. Отсюда следует, что максимальные поперечные масштабы генерируемых возмущений для максимальных значений скорости и плотности пучка имеют порядок ларморовского радиуса фоновых протонов $\lambda_{Ti} \sim 100 \text{ км}$. Таким образом, для максимальных значений скорости и плотности пучка довольно высокая температура пучка хотя и ограничивает поперечные масштабы длин волн, но эти ограничения достаточно слабые.

Оценим максимум инкремента генерируемых возмущений. Для средних значений плотности и скорости пучка, а также для максимальных значений плотности и скорости при $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 > 2$ (система не находится на пороге неустойчивости) для максимума инкремента из (15) получаем $\gamma_{Bi} \sim 0.5 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, из грубых оценок следует, что в области распространения отраженных пучков инкремент достигает практически своего максимально возможного для низкочастотных волн значения, близкого к циклотронной частоте протонов.

Оценим максимальный угол наклона волнового вектора в максимуме инкремента.

Для средних значений плотности и скорости пучка ($n_{0bi} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, $u_{zbi} \sim 1200 \text{ км/с}$) имеем $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \sim 4.5$. Подставляя в формулу (20) конкретные значения температуры, альвеновской и тепловой скоростей, для тангенса максимального угла наклона волнового век-

тора в максимуме инкремента получаем $\operatorname{tg} \alpha_{\max} = 0.85$. Таким образом, для максимально возможных ограничений на угол наклона волнового вектора, которые могут наблюдаться при максимальных значениях продольного волнового вектора, которые реализуются в максимуме инкремента, имеем $\alpha_{\max} = 40^\circ$.

Для максимальных значений плотности и скорости пучка ($n_{0bi} \sim 0.8 \text{ см}^{-3}$, $u_{zbi} \sim 1600 \text{ км/с}$) имеем $(n_{0bi} / n_{0i})(u_{zbi} / v_A)^2 = 64$. Подставляя в формулу (20) конкретные значения температуры, альвеновской и тепловой скоростей, для тангенса максимального угла наклона волнового вектора в максимуме инкремента получаем $\operatorname{tg} \alpha_{\max} = 13.6$. Таким образом, для предельных ограничений на угол наклона волнового вектора, которые возможны при максимальных значениях продольного волнового вектора, реализуемых в максимуме инкремента для максимальных значений плотности и скорости пучка, имеем $\alpha_{\max} = 86^\circ$.

Подчеркнем, что ограничение на угол наклона волнового вектора, согласно формуле (17), существенно зависит от значения продольного волнового вектора. Эти ограничения существенны только для самых больших продольных волновых векторов, которые реализуются практически в максимуме инкремента. При уменьшении волнового вектора ограничения на угол наклона быстро становятся малыми, и для очень малых значений продольного волнового вектора такие ограничения практически полностью исчезают.

Из изложенного следует, что при распространении отраженных пучков в предупредной области ударной волны Земли должна развиваться шланговая неустойчивость, вызванная динамическим давлением пучка. Инкремент развития неустойчивости очень высок и достигает практически своего максимального значения, возможного для низкочастотных волн, близкого к циклотронной частоте протонов. Так как температура пучков достаточно высока ($T_{bi} / T_i = 70$), то должны наблюдаться ограничения на величину поперечного волнового вектора неустойчивых возмущений, а также ограничения на угол наклона волнового вектора в максимуме инкремента.

ГЕНЕРАЦИЯ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ ПЕРЕД ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ЗЕМЛИ ПУЧКАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ПРОТОНОВ

Рассмотрим распространение пучков промежуточных протонов в солнечном ветре вблизи головной ударной волны Земли. Между областью квазипоперечной ударной волны и квазипродольной ударной волны лежит промежуточная область, в которой угол наклона магнитного поля к нормали ударной волны $\alpha_{Bn} \sim 45^\circ$. Эта область находится приблизительно вблизи вершины головной ударной волны Земли, в

ней формируются и ускоряются пучки промежуточных протонов. Их характеристики имеют промежуточные значения между пучками отраженных и пучками диффузионных протонов. Для промежуточных пучков вблизи области головной ударной волны Земли имеем [10, 15, 27, 28] $u_{zbi} \sim (1.2...2)v_{sw} \sim 480...800$ км/с, $T_{bi} \sim 2 \cdot 10^7$ К ($v_{Tbi} \sim 702$ км/с), $n_{0bi} \sim 0.03...0.5$ см⁻³ (среднее значение $n_{0bi} \sim 0.1$ см⁻³). Для средних значений параметров солнечного ветра будем использовать те же значения, что и при рассмотрении распространения пучков отраженных протонов.

Оценим минимальные значения плотности пучков промежуточных протонов, необходимые для развития неустойчивости, и сравним их с наблюдаемыми значениями плотности пучков. Проведем такую оценку для минимальных, средних и максимальных значений плотности и скорости пучка.

Из критерия развития неустойчивости (11) для плотности пучка, при превышении которой должна развиваться шланговая неустойчивость, подставляя средние значения параметров солнечного ветра и минимальные значения скорости пучка протонов $u_{zbi} \sim 480$ км/с, получаем $n_{0bi} \sim 0.14$ см⁻³. Из сравнения с наблюдаемыми значениями плотности пучков $n_{0bi} \sim 0.03...0.5$ см⁻³, можно сделать вывод, что при минимальной скорости пучка, не все пучки могут вызвать неустойчивость. В отличие от отраженных пучков, не большинство пучков вызывают неустойчивость, а только пучки с достаточно большой плотностью, превышающей среднее наблюдаемое значение плотности пучка $n_{0bi} \sim 0.1$ см⁻³.

Для средних значений скорости пучка $u_{zbi} \sim 640$ км/с из (11) получаем значение плотности, необходимое для развития неустойчивости $n_{0bi} \sim 0.07$ см⁻³. Сравнивая со средним значением наблюдаемой плотности пучка $n_{0bi} \sim 0.1$ см⁻³, видим, что при средней скорости пучка, хотя неустойчивость и развивается, но система находится вблизи порога неустойчивости.

Для максимальных значений скорости пучка $u_{zbi} \sim 800$ км/с из критерия развития неустойчивости для плотности пучка, при превышении которого начинается развитие неустойчивости, получаем $n_{0bi} \sim 0.05$ см⁻³. Из сравнения с наблюдаемыми значениями плотности пучков $n_{0bi} \sim 0.03...0.5$ см⁻³ следует, что в отличие от отраженных пучков, при максимальной скорости не все пучки промежуточных протонов приводят к развитию неустойчивости, но большинство пучков вызывают неустойчивость.

Таким образом, можно сделать вывод, что условия для развития шланговой неустойчивости в области распространения пучков промежуточных протонов хуже, чем для области, в которой распространяются пучки отраженных протонов. Здесь в большинстве случаев неустойчивость развивается, однако даже при средних значениях плотности и скорости пучка система находится вблизи порога неустойчивости.

Оценим максимальные значения квадрата нормированного поперечного волнового вектора z_{i1} , при котором еще происходит развитие неустойчивости. Для средних значений плотности и скорости пучка, так как система находится на пороге неустойчивости, используем формулу (14). Для максимальных значений скорости пучка и средних значений плотности пучка, так как в этом случае система не находится на пороге неустойчивости, используем формулу (13). Для оценки согласно (13), (14) необходимо прежде всего знать значение величины $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2$. Оценим значение этой величины и значения поперечного волнового вектора для средних и максимальных значений параметров пучка.

Для средних наблюдаемых значений плотности пучка отраженных протонов $n_{0bi} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$ и средней наблюдаемой скорости пучка $u_{zbi} \sim 640 \text{ км/с}$ получаем $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \sim 1.28$. Так как это значение близко к единице, то система находится вблизи порога неустойчивости, и для вычисления максимального значения поперечного волнового вектора, при котором наступает стабилизация неустойчивости, используем формулу (14). Подставляя значение $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2$, а также значения температуры фоновых протонов $T_i \sim 10^5 \text{ К}$ и температуры пучка $T_i \sim 2 \cdot 10^7 \text{ К}$ в формулу (14), для максимальных значений квадрата нормированного поперечного волнового вектора имеем z_{i1}

$$0.002. \text{ Переходя к поперечным длинам волн, получаем } \lambda_{i1} \sim 0.04.$$

Отсюда следует, что поперечные масштабы генерируемых возмущений для средних значений скорости и плотности пучка значительно больше ларморовского радиуса фоновых протонов λ_{Ti} , и поперечные масштабы этих возмущений не должны быть меньшими за величину $\lambda_{i1} = 2314 \text{ км}$. Таким образом, для средних значений скорости и плотности пучка, достаточно высокая температура пучка промежуточных протонов и то, что система находится на пороге неустойчивости, накладывает гораздо более существенные ограничения на поперечные волновые вектора генерируемых возмущений, чем это происходит при распространении пучков отраженных протонов.

Для максимальных наблюдаемых значений плотности и скорости пучка ($n_{0bi} \sim 0.5 \text{ см}^{-3}$, $u_{zbi} \sim 800 \text{ км/с}$) получаем $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \sim 10$. Подставляя это значение в формулу (13), для максимальных значений квадрата нормированного поперечного волнового вектора имеем z_{i1}

$$0.05. \text{ Переходя к поперечным длинам волн, для отношения ларморовского радиуса к поперечной длине волны получаем } \lambda_{Ti}/\lambda_{i1} \sim 0.2.$$

Отсюда следует, что максимальные поперечные масштабы генерируемых возмущений $\lambda_{i1} \sim 450 \text{ км}$ для максимальных значений скорости и плотности пучка не намного превышают ларморовский радиус фоновых протонов $\lambda_{Ti} \sim 100 \text{ км}$. Таким образом, для максимальных значений скорости и плотности пучка промежуточных протонов высокая температура пучка, хотя и ограничивает поперечные масштабы длин

волн, но эти ограничения довольно слабые, как и в случае распространения пучков отраженных протонов.

Оценим максимум инкремента генерируемых возмущений. Для средних значений плотности и скорости пучка $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2$

1.28, то есть система не находится на пороге неустойчивости, поэтому для вычисления максимума инкремента используем формулу (16). Из (16) получаем $0.4 \beta_{Bi} \approx 0.2 \text{ с}^{-1}$. Для максимальных значений плотности и скорости пучка величина $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \approx 10 \gg 1$, то есть система не находится на пороге неустойчивости, и для максимума инкремента из формулы (15) получаем $0.5 \beta_{Bi} \approx 0.25 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, из грубых оценок следует, что в области распространения промежуточных пучков, как и в случае распространения пучков отраженных протонов, максимум инкремента достигает практически своего максимально возможного для низкочастотных волн значения, близкого к циклотронной частоте протонов.

Оценим максимальный угол наклона волнового вектора в максимуме инкремента. Для средних значений плотности и скорости пучка ($n_{0bi} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$, $u_{zbi} \sim 640 \text{ км/с}$) и близкого к единице значения величины $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \approx 1.28$ система будет находиться вблизи порога неустойчивости, поэтому для вычисления максимального угла наклона волнового вектора используем формулу (21). Подставляя в формулу (21) конкретные значения температуры, альвеновской и тепловой скоростей, для тангенса максимального угла наклона волнового вектора в максимуме инкремента получаем $\tan \alpha_{\max} \approx 0.08$. Таким образом, для максимально возможных ограничений на угол наклона волнового вектора, которые могут наблюдаться при максимальных значениях продольного волнового вектора, и которые реализуются в максимуме инкремента, имеем $\alpha_{\max} \approx 4.6^\circ$. То есть, в случае распространения пучков отраженных протонов, имеющих средние наблюдаемые параметры, в отличие от распространения пучков отраженных протонов, в максимуме инкремента могут наблюдаться значительные ограничения на угол наклона волнового вектора генерируемых возмущений. Возмущения становятся практически квазипродольными. Эти ограничения связаны как с высокой температурой пучка, так и с тем, что система находится вблизи порога неустойчивости.

Для максимальных значений плотности и скорости пучка ($n_{0bi} \sim 0.5 \text{ см}^{-3}$, $u_{zbi} \sim 800 \text{ км/с}$) имеем $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2 \approx 10 \gg 1$, и для вычисления максимального угла наклона волнового вектора в максимуме инкремента используем формулу (20). Подставляя в формулу (20) конкретные значения температуры, альвеновской и тепловой скоростей, для тангенса максимального угла наклона волнового вектора в максимуме инкремента получаем $\tan \alpha_{\max} \approx 1.5$. Таким образом, для предельных ограничений на угол наклона волнового вектора, которые возможны при максимальных значениях продольного волнового век-

тора, реализуемых в максимуме инкремента для максимальных значений плотности и скорости пучка, имеем $\max 56$. Таким образом, в случае распространения пучков переходных протонов, имеющих максимальные значения скорости и плотности, ограничения на угол наклона волнового вектора в максимуме инкремента не слишком большие, как и в случае распространения пучков отраженных протонов.

Из изложенного следует, что в отличие от отраженных пучков при распространении переходных пучков в предупредной области ударной волны Земли шланговая неустойчивость, вызванная динамическим давлением пучка, должна развиваться больше чем в половине случаев, включая и пучки, имеющие средние значения параметров, но система в этом случае будет находиться вблизи порога неустойчивости. Инкремент развития неустойчивости, как и в случае распространения пучков отраженных протонов, очень высок и достигает практически своего максимального значения, возможного для низкочастотных волн, близкого к циклотронной частоте протонов. Так как температура пучков достаточна высока ($T_{bi} / T_i \approx 200$), то должны наблюдаться, как и при распространении пучков отраженных протонов, ограничения на величину поперечного волнового вектора неустойчивых возмущений, а также ограничения на угол наклона волнового вектора в максимуме инкремента. При этом, в отличие от случая распространения пучков отраженных протонов, при распространении пучков переходных протонов, имеющих средние значения параметров, должны наблюдаться существенные ограничения на поперечный волновой вектор, а также очень существенные ограничения на угол наклона волнового вектора в максимуме инкремента, вплоть до квазипродольности возмущений.

ГЕНЕРАЦИЯ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ ПЕРЕД ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ЗЕМЛИ ПУЧКАМИ ДИФфуЗИОННЫХ ПРОТОНОВ

Рассмотрим теперь распространение пучков диффузионных протонов в солнечном ветре вблизи головной ударной волны Земли. Диффузионные пучки формируются и распространяются в области квазипродольной ударной волны Земли ($B_n < 45$). Отличительной особенностью этих пучков является очень высокая температура пучка и не слишком большая скорость распространения. Для диффузионных пучков вблизи области головной ударной волны Земли имеем [10, 15, 27, 28] $u_{zbi} \sim (0.8 \dots 1.2)v_{sw} \approx 320 \dots 480$ км/с, $T_{bi} \sim 4 \cdot 10^7 \dots 2 \cdot 10^8$ К ($v_{Tbi} \sim 993 \dots 2220$ км/с), $n_{0bi} \sim 0.04 \dots 0.2$ см⁻³ (среднее значение $n_{0bi} \sim 0.1$ см⁻³). Для средних значений параметров солнечного ветра будем использовать те же значения, что и при рассмотрении распространения пучков отраженных и промежуточных протонов.

Оценим минимальные значения плотности пучков промежуточных протонов, необходимые для развития неустойчивости и сравним их с наблюдаемыми значениями плотности пучков. Проведем такую оценку для минимальных, средних и максимальных значений плотности и скорости пучка.

Из критерия развития неустойчивости (11) для плотности пучка, при превышении которой должна развиваться шланговая неустойчивость, подставляя средние значения параметров солнечного ветра и минимальные значения скорости пучка протонов $u_{zbi} \sim 320$ км/с, получаем значение $n_{0bi} \sim 0.31$ см⁻³. Из сравнения с наблюдаемыми значениями плотности пучков $n_{0bi} \sim 0.04...0.2$ см⁻³ можно сделать вывод, что при минимальной скорости пучка диффузионные пучки, в отличие от отраженных и переходных протонов, не могут вызвать неустойчивость.

Для средних значений скорости пучка ($u_{zbi} \sim 400$ км/с) из (11) получаем значение плотности, необходимое для развития неустойчивости: $n_{0bi} \sim 0.2$ см⁻³. Сравнивая со значениями наблюдаемой плотности пучка $n_{0bi} \sim 0.04...0.2$ см⁻³, видим, что при средней скорости пучка, в отличие от отраженных и переходных протонов, также не может развиваться неустойчивость.

Для максимальных значений скорости пучка ($u_{zbi} \sim 480$ км/с) из критерия развития неустойчивости (11) для плотности пучка, при превышении которого начинается развитие неустойчивости, получаем $n_{0bi} \sim 0.14$ см⁻³. Из сравнения с наблюдаемыми значениями плотности диффузионных пучков $n_{0bi} \sim 0.04...0.2$ см⁻³ следует, что при максимальной скорости распространения только пучки, имеющие плотность, превышающую среднюю ($n_{0bi} > 0.1$ см⁻³), могут приводить к развитию неустойчивости, причем в этом случае система будет находиться вблизи порога неустойчивости.

Таким образом, можно сделать вывод, что условия для развития шланговой неустойчивости в области распространения пучков диффузионных протонов наихудшие. Здесь, хотя и может развиваться неустойчивость, то только для пучков имеющих скорость и плотность, близкую к максимальной.

Оценим максимальные значения квадрата нормированного поперечного волнового вектора z_{i1} , при котором еще происходит развитие неустойчивости. Так как неустойчивость может развиваться только для максимальных значений плотности и скорости диффузионного пучка, и система в этом случае находится на пороге неустойчивости, для вычисления используем формулу (14). Поскольку температуры диффузионных пучков могут изменяться в довольно широком диапазоне, а от температуры существенно зависят максимальные значения поперечного волнового вектора, поэтому рассмотрим как максимальные, так и минимальные значения температуры.

Для максимальных наблюдаемых значений плотности пучка $n_{0bi} \sim 0.2$ см⁻³ и максимальной наблюдаемой скорости пучка $u_{zbi} \sim 480$ км/с

получаем $(n_{0bi} / n_{0i})(u_{zbi} / v_A)^2 = 1.44$. Подставляя это значение и минимальную температуру пучка $T_{bi} \sim 4 \cdot 10^7$ К в формулу (14), для максимальных значений квадрата нормированного поперечного волнового вектора имеем $z_{i1} = 0.0015$. Переходя к поперечным длинам волн, для отношения ларморовского радиуса к поперечной длине волны получаем $r_{Ti} / \lambda_1 = 0.04$. Отсюда следует, что минимальные поперечные масштабы генерируемых возмущений ($\lambda_1 > 2600$ км), при котором еще происходит развитие неустойчивости, для максимальных значений скорости и плотности и минимальной температуре пучка намного больше ларморовского радиуса $r_{Ti} \sim 100$ км фоновых протонов.

Подставляя значение $(n_{0bi} / n_{0i})(u_{zbi} / v_A)^2 = 1.44$ и значение максимальной температуры пучка $T_{bi} \sim 2 \cdot 10^8$ К в формулу (14), для максимальных значений квадрата нормированного поперечного волнового вектора имеем $z_{i1} = 0.0003$. Переходя к поперечным длинам волн, для отношения ларморовского радиуса к поперечной длине волны получаем $r_{Ti} / \lambda_1 = 0.017$. Отсюда следует, что поперечные масштабы генерируемых возмущений $\lambda_1 > 5839$ км для максимальных значений скорости, плотности и температуры пучка, также намного больше ларморовского радиуса фоновых протонов. Как и следовало ожидать, ограничения на поперечные волновые вектора с увеличением температуры увеличиваются. Таким образом, для пучков диффузионных протонов, ограничения, накладываемые на поперечные волновые вектора, из-за очень высокой температуры пучка и того, что система находится на пороге неустойчивости, заметно больше, чем для отраженных и промежуточных протонов.

Оценим максимум инкремента генерируемых возмущений. Для максимальных значений плотности ($n_{0bi} \sim 0.2$ см⁻³) и скорости пучка ($u_{zbi} \sim 480$ км/с), величина $(n_{0bi} / n_{0i})(u_{zbi} / v_A)^2$ ненамного больше единицы ($= 1.44$), то есть система находится вблизи порога неустойчивости, и для вычисления максимума инкремента используем формулу (16). Из (16) получаем $\omega_{max} = 0.5 \omega_{Bi} = 0.25$ с⁻¹. То есть, инкремент достигает своего максимально возможного значения, близкого к циклотронной частоте. Отметим, что небольшое изменение плотности или скорости, например от $n_{0bi} = 0.14$ см⁻³ и $u_{zbi} = 480$ км/с до $n_{0bi} = 0.2$ см⁻³ и $u_{zbi} = 401.6$ км/с, приводит к тому, что система будет находиться практически на пороге неустойчивости ($(n_{0bi} / n_{0i})(u_{zbi} / v_A)^2$

$= 1.008$). В этом случае максимальное значение инкремента значительно уменьшится: $\omega_{max} = 0.04 \omega_{Bi} = 0.02$ с⁻¹. Таким образом, из грубых оценок следует, что в области распространения промежуточных пучков, как и в случае распространения пучков отраженных и промежуточных протонов, максимум инкремента может достигать практически своего максимально возможного для низкочастотных волн значе-

ния, близкого к циклотронной частоте протонов. Однако это достигается только для самых плотных и самых скоростных пучков. Небольшое уменьшение плотности или скорости пучка приводит к резкому уменьшению инкремента неустойчивости.

Оценим максимальный угол наклона волнового вектора в максимуме инкремента. Для максимальных значений плотности пучка ($n_{0bi} \sim 0.2 \text{ см}^{-3}$) и скорости ($u_{zbi} \sim 480 \text{ км/с}$) пучка диффузионных протонов величина $(n_{0bi}/n_{0i})(u_{zbi}/v_A)^2$ близка к единице (1.44), т. е. система находится вблизи порога неустойчивости, поэтому для вычисления максимального угла наклона волнового вектора используем формулу (21). Подставляя в (21) конкретные значения альвеновской скорости, минимальные значения температуры пучка $T_{bi} \sim 4 \cdot 10^7 \text{ К}$, для тангенса максимального угла наклона волнового вектора в максимуме инкремента получаем $\text{tg}_{\text{max}} = 0.08$. Таким образом, для максимально возможных ограничений на угол наклона волнового вектора, которые могут наблюдаться при максимальных значениях продольного волнового вектора и которые реализуются в максимуме инкремента, имеем $\text{tg}_{\text{max}} = 4.6$. Если взять максимальные значения температуры пучка ($T_{bi} \sim 2 \cdot 10^8 \text{ К}$), то для максимального угла наклона волнового вектора в максимуме инкремента получаем $\text{tg}_{\text{max}} = 1.7$. Как и следовало ожидать, согласно формуле (21) с ростом температуры пучка ограничения, накладываемые на углы наклона волнового вектора, увеличиваются. Таким образом, в области распространения диффузионных пучков, в отличие от отраженных и промежуточных протонов, при больших волновых векторах, при которых реализуется максимум инкремента, могут генерироваться только квазипродольные волны. Напомним, что с уменьшением продольного волнового вектора, согласно формуле (18), ограничения на угол быстро уменьшаются, и для очень маленьких продольных векторов практически исчезают. Поэтому такие ограничения существенны только для продольных волновых векторов, близких к максимальным.

Таким образом, при распространении пучков диффузионных протонов, в отличие от отраженных и переходных протонов, в предупредительной области ударной волны Земли шланговая неустойчивость, вызванная давлением пучка, может развиваться только в редких случаях, когда плотность и скорость пучка близки к максимальным значениям. Инкремент развития неустойчивости, как и в случае распространения пучков отраженных и переходных протонов, может быть очень высоким и достигать практически своего максимального значения, возможного для низкочастотных волн, близкого к циклотронной частоте протонов. Однако это может происходить только для самых плотных и самых скоростных пучков. При небольшом отклонении от максимальных значений плотности и скорости пучка инкремент резко уменьшается. Так как температура пучков диффузионных протонов

очень высока, и при развитии неустойчивости система всегда находится вблизи порога неустойчивости, то должны наблюдаться, в отличие от пучков отраженных и переходных протонов, очень сильные ограничения на величину поперечного волнового вектора неустойчивых возмущений, а также ограничения на угол наклона волнового вектора в максимуме инкремента, вплоть до квазипродольности генерируемых возмущений.

ВЫВОДЫ

При распространении пучков протонов в предупредной области головной ударной волны Земли может, а в случае распространения пучков отраженных протонов — должна развиваться шланговая неустойчивость, вызванная давлением пучка. Учитывая локализацию и область распространения пучков, можно сделать вывод, что генерация низкочастотных возмущений начинается в области распространения пучков отраженных протонов. Проанализируем динамику движения генерируемых низкочастотных возмущений. Так как шланговая неустойчивость практически аperiодическая, то скорость распространения в системе отсчета солнечного ветра очень мала и близка к нулю, поэтому в системе отсчета спутника эти возмущения сносятся в направлении Земли с большой скоростью, близкой к скорости солнечного ветра $v_{sw} \sim 400$ км/с. Вследствие этого в области квазипоперечной ударной волны Земли ($\theta_{Bn} > 45^\circ$) возмущения, генерируемые пучками отраженных протонов, сносятся в область головной ударной волны Земли. В области квазипродольной ударной волны Земли ($\theta_{Bn} < 45^\circ$), возмущения, генерируемые пучками отраженных протонов, сначала сносятся в область распространения пучков промежуточных протонов, где они во многих случаях продолжают нарастать, а затем сносятся в область распространения пучков диффузионных протонов, где в редких случаях они также могут продолжать нарастать, и лишь затем возмущения сносятся в область головной ударной волны Земли. Следует отметить, что удаленность пучков отраженных протонов от головной ударной волны Земли в области квазипродольной ударной волны значительно большая, чем в области квазипоперечной ударной волны Земли. Таким образом, максимальный уровень низкочастотных возмущений следует ожидать в области распространения диффузионных протонов, так как время для нарастания возмущений, попавших в эту область, максимальное, что и наблюдается в реальности. Действительно, уровень низкочастотных возмущений в области распространения диффузионных протонов максимальный [14, 26, 28].

Следует остановиться на влиянии температуры пучка на свойства генерируемых возмущений. Чем выше температура пучка, тем сильнее ограничения, которые накладывает температура на поперечные масштабы генерируемых волн. В области распространения пучков

диффузионных протонов температуры пучков очень большие, поэтому поперечные масштабы генерируемых возмущений значительно меньше ларморовского радиуса фоновых протонов. В области распространения пучков отраженных протонов, температуры пучков значительно меньше, чем в области распространения диффузионных протонов, поэтому в этой области могут генерироваться возмущения с поперечными масштабами длин волн, порядка ларморовского радиуса фоновых протонов. Отметим, что если бы температуры пучков были порядка температуры фоновых протонов или ниже, то могли бы генерироваться возмущения с поперечными масштабами, значительно большими ларморовского радиуса фоновых протонов. Таким образом, температура пучка оказывает очень существенное влияние на характеристики генерируемых возмущений.

Рассмотрим, как динамика движения возмущений влияет на характеристики наблюдаемых возмущений. Вследствие того что генерация возмущений начинается в области распространения отраженных протонов, и эти возмущения сносятся в область пучков промежуточных и диффузионных протонов, в областях распространения пучков промежуточных и диффузионных протонов, тоже могут наблюдаться возмущения с поперечными масштабами длин волн порядка ларморовского радиуса фоновых протонов, хотя такие возмущения в этих областях генерироваться не могут. Причем в этих областях такие возмущения будут наблюдаться не как аperiodически нарастающие возмущения, а как альвеновские волны.

Учитывая, что инкременты развития неустойчивости очень большие, порядка циклотронной частоты протонов, можно сделать вывод, что шланговая неустойчивость, вызванная динамическим давлением пучка, играет очень важную роль в процессах, протекающих вблизи головной ударной волны Земли, а также в формировании предупредительной области головной ударной волны Земли.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П. Основы электродинамики плазмы.—М.: Высшая школа, 1978.—407 с.
2. Войтенко Ю. М., Кришталь А. Н., Куц С. В. и др. Генерация кинетических альвеновских волн в переходной области солнечного ветра // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—**30**, № 6.—С. 901—907.
3. Войтенко Ю. М., Кришталь А., Маловичко П. П. и др. Токовая неустойчивость и генерация кинетических альвеновских волн в магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—**30**, № 3.—С. 402—406.
4. Войтенко Ю. М., Кришталь А. Н., Маловичко П. П. и др. Генерация кинетических альвеновских волн и их роль в нагреве корональных петель // Кинематика и физика небес. тел.—1990.—**6**, № 2.—С. 61—65.
5. Кролл Н., Трайвелтис А. Основы физики плазмы.—М.: Мир, 1975.—525 с.
6. Маловичко П. П., Кришталь А. Н., Юхимук А. К. Влияние неоднородностей температуры на генерацию кинетических альвеновских волн в магнитосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—**22**, № 1.—С. 58—64.

7. Маловичко П. П., Юхимук А. К. Токовая неустойчивость и генерация альвеновских волн в корональных петлях // Кинематика и физика небесных тел.—1992.—**8**, № 1.—С. 20—23.
8. Маловичко П. П., Юхимук А. К. Токовая неустойчивость и генерация альвеновских волн в магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэронавигация.—1992.—**32**, № 3.—С. 163—167.
9. *Berdichevsky D., Thejappa G., Fitzenreiter R. J., et al.* Widely spaced wave-particle observations during GEOTAIL and Wind magnetic conjunctions in the Earth's ion foreshock with near-radial interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.*—1999.—**104**, N A1.—P. 463—482.
10. *Burgess D., Möbius E., Scholer M.* Ion acceleration at the Earth's bow shock // *Space Sci. Rev.*—2012.—**173**, N 1-4.—P. 5—47.
11. *Cao J. B., Fu H. S., Zhang T. L., et al.* Direct evidence of solar wind deceleration in the foreshock of the Earth // *J. Geophys. Res.*—2009.—**114**, N A2.—P. A02207.
12. *Gary S. P.* Electromagnetic ion/ion instabilities and their consequences in space plasmas: a review // *Space Sci. Rev.*—1991.—**56**.—P. 373—415.
13. *Cramer N. F.* The physics of Alfvén waves.—Wiley, 2001.—298 p.
14. *Hobara Y., Walker S. N., Balikhin M., et al.* Characteristics of terrestrial foreshock ULF waves: Cluster observations // *J. Geophys. Res.*—2007.—**112**, N A7.—P. A07202.
15. *Kronberg E. A., Bučik R., Haaland S., et al.* On the origin of the energetic ion events measured upstream of the Earth's bow shock by STEREO, Cluster, and Geotail // *J. Geophys. Res.*—2011.—**116**, N A2.—P. A02210.
16. *Malovichko P. P.* Correlation of longitudinal currents with Alfvén wave generation in the solar atmosphere // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.*—2007.—**23**, N 5.—P. 185—190.
17. *Malovichko P. P.* Stability of magnetic configurations in the solar atmosphere under temperature anisotropy conditions // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.*—2008.—**24**, N 5.—P. 236—241.
18. *Malovichko P. P.* Generation of low-frequency magnetic field disturbances in coronal loops by proton and electron beams // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.*—2010.—**26**, N 2.—P. 62—70.
19. *Malovichko P. P.* Properties of dispersive Alfvén waves: 1. Kinetics (very low, intermediate, and low density plasmas) // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.*—2013.—**29**, N 6.—P. 269—284.
20. *Malovichko P. P.* Properties of dispersive Alfvén waves: 2. Kinetics (finite and high density plasmas) // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.*—2014.—**30**, N 1.—P. 22—31.
21. *Malovichko P. P.* Properties of dispersive Alfvén waves: 3. Hydrodynamics (very low, intermediate, and low density plasmas) // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.*—2014.—**30**, N 4.—P. 196—209.
22. *Malovichko P. P.* Properties of dispersive Alfvén waves: 4. Hydrodynamics (finite and high-pressure plasmas) // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.*—2014.—**30**, N 5.—P. 223—233.
23. *Malovichko P., Voitenko Y., De Keyser J.* Oblique Alfvén instabilities driven by compensated currents // *Astrophys. J.*—2014.—**780**, N 2.—P. 175.
24. *Malovichko P., Voitenko Y., De Keyser J.* Compensated-current instability of kinetic Alfvén waves // *MNRAS.*—2015.—**452**, N 4.—P. 4236—4246.

25. *Meziane K., Wilber M., Hamza A. M., et al.* Evidence for a high-energy tail associated with foreshock field-aligned beams // *J. Geophys. Res.*—2007.—**112**, N A1.—P. A01101.
26. *Narita Y., Glassmeier K.-H., Fornacon K.-H., et al.* Low-frequency wave characteristics in the upstream and downstream regime of the terrestrial bow shock // *J. Geophys. Res.*—2006.—**111**, N A1.—P. A01203.
27. *Paschmann G., Scopke N., Papamastorakis I., et al.* Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the Earth's bow shock // *J. Geophys. Res.*—1981.—**86**, N A6.—P. 4355—4364.
28. *Tsurutani B. T., Rodriguez P.* Upstream waves and particles: An overview of ISEE results // *J. Geophys. Res.*—1981.—**86**, N A6.—P. 4317—4324.

Статья поступила в редакцию 18.12.14