

О НЕЛИНЕЙНЫХ МОДУЛИРОВАННЫХ ВОЛНАХ В СПИКУЛАХ И ПЕРИФЕРИЙНЫХ ОБЛАСТЯХ СУПЕРГРАНУЛ

Б. Б. ЧАРГЕЙШВИЛИ, М. Ш. ГИГОЛАШВИЛИ, Д. Р. ДЖАПАРИДЗЕ,
Н. Г. КАПАНАДЗЕ

Поступила 16 июня 2014

Принята к печати 19 сентября 2014

Исследуются быстрые магнетозвуковые волны, модулированные низкими частотами и распространяющиеся в цилиндрическом слое магнитных силовых трубок. Используя цилиндрические координаты, выводится уравнение Шредингера для осесимметричного случая. При определенных условиях уравнение имеет солитонное решение и исследуя это решение на устойчивость, оценивается инкремент модуляционной неустойчивости. Рассматривается применимость полученных результатов для хромосферных спикул и хромосферной сетки.

Ключевые слова: *Волны; спикулы; супергрануляция*

1. *Введение.* Важность исследования распространения МГД волн в фотосфере и хромосфере с высоко структурированным магнитным полем является несомненной. Наиболее интересными и непосредственными образованиями спокойного Солнца, которые по-видимому играют роль связующего звена слоев фотосферы и нижней хромосферы с более высокими слоями солнечной атмосферы, являются спикулы. Спикулы расположены в пограничных зонах супергрануляционных ячеек, которые соответствуют областям усиления магнитного поля. Таким образом спикулы и зоны усиленного магнитного поля между супергрануляционными ячейками являются более достоверными субъектами для передачи энергии в высокие слои солнечной атмосферы [1]. Существуют много моделей, описывающих формирование спикул [2-9].

Здесь мы не будем обсуждать преимущества или недостатки существующих моделей. Мы будем рассматривать спикулы как сформировавшиеся образования с уже установившимся магнитным полем и базисными плотностью и давлением, и исследовать их с точки зрения каналов, пропускающих МГД волны. Подобный подход мы уже использовали в предыдущей работе для спикул [10]. Другим объектом наших исследований является область усиления магнитного поля между ячейками супергрануляции и мы рассматриваем эту область как цилиндрический магнитный

слой. Мы используем цилиндрические координаты и полагаем, что магнитное поле, направленное по оси Z , является однородным в радиальном направлении. Методы наших исследований применимы и в том случае, когда магнитное поле супергранулы не является однородным в радиальном направлении, так как полученное нами решение основывается на применении аппроксимации цилиндрического слоя, толщина которого намного меньше по сравнению с его радиусом и в таком слое магнитное поле может считаться однородным.

2. *Нелинейные МГД волны.* Мы используем следующие уравнения: Уравнение непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho V) = 0. \quad (1)$$

Уравнение энергии

$$\frac{\partial}{\partial t} P + (V \cdot \nabla) P + \gamma P (\nabla \cdot V) = 0. \quad (2)$$

Уравнение электромагнитной индукции

$$\frac{\partial}{\partial t} B = \nabla \cdot (V \cdot B), \quad \nabla \cdot B = 0. \quad (3)$$

Уравнение движения

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} V + (V \cdot \nabla) V \right) = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \cdot B) \cdot B. \quad (4)$$

Уравнение состояния идеального газа

$$P = \frac{k}{m} \rho T, \quad (5)$$

где ρ , P и T - соответственно плотность, давление и температура плазмы, V - скорость плазмы, B - напряженность магнитного поля, γ - адиабатическое соотношение, k - постоянная Больцмана и m - масса частиц.

Мы используем цилиндрические координаты (r, φ, z) .

Обозначим нормированные физические значения следующим образом: $b_j = B'_j/B_0$, $\rho = \rho'/\rho_0$, $p = p'/p_0$, $T = T'/T_0$, где B_0 , P_0 , ρ_0 и T_0 , соответственно, являются невозмущенными значениями напряженности магнитного поля по направлению оси Z и давления, плотности и температуры плазмы, B'_j , P' , ρ' и T' ($j=r, \varphi, z$) - соответственно, возмущения для напряженности магнитного поля и давления, плотности и температуры плазмы. Мы рассматриваем случай, когда имеет место азимутальная симметрия $\partial/\partial\varphi = 0$ и принимаем допущение, что азимутальные компоненты возмущенных значений для магнитного поля и скорости равны нулю ($b_\varphi, v_\varphi = 0$).

Уравнения (1)-(4) могут быть переписаны в следующем виде:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r b_r) + \frac{\partial}{\partial z} (b_z) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} b_r = \frac{\partial}{\partial z} v_r + N\{b_r\}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} b_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + N\{b_z\}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = -\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} v_z \right) + N\{\rho\}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} p = -\gamma \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} v_z \right) + N\{p\}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} v_r + c^2 \gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial r} p - a^2 \frac{\partial}{\partial z} b_r + a^2 \frac{\partial}{\partial r} b_z = N\{v_r\}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} v_z + c^2 \gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial z} p = N\{v_z\}, \quad (12)$$

$$p = \rho T, \quad (13)$$

где $a^2 = B_0 / (4\pi\rho_0)$ является скоростью Алфвена и $c^2 = \gamma(p_0/\rho_0)$ - скорость звука и нелинейные части уравнения определяются следующими выражениями:

$$N\{b_r\} = -\frac{\partial}{\partial z} (v_z b_r - v_r b_z),$$

$$N\{b_z\} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (v_z b_r - v_r b_z),$$

$$N\{\rho\} = -\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) \right),$$

$$N\{p\} = -\gamma \rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} v_z \right) - \left(v_r \frac{\partial}{\partial r} p + v_z \frac{\partial}{\partial z} p \right),$$

$$N\{v_r\} = -\left(\rho \frac{\partial}{\partial t} v_r + v_r \frac{\partial}{\partial r} v_r + v_z \frac{\partial}{\partial z} v_r - a^2 b_z \frac{\partial}{\partial z} b_r + a^2 b_r \frac{\partial}{\partial r} b_z + \rho v_r \frac{\partial}{\partial r} v_r + \rho v_z \frac{\partial}{\partial z} v_r \right),$$

$$N\{v_z\} = -\left(\rho \frac{\partial}{\partial t} v_z + v_r \frac{\partial}{\partial r} v_z + v_z \frac{\partial}{\partial z} v_z - a^2 b_r \frac{\partial}{\partial r} b_z + a^2 b_z \frac{\partial}{\partial z} b_r + \rho v_r \frac{\partial}{\partial r} v_z + \rho v_z \frac{\partial}{\partial z} v_z \right).$$

Если мы вычислим временное производное для уравнений (11)-(12) и подставим в них линейные выражения (7)-(10), то получим два следующих нелинейных уравнения:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} - (a^2 + c^2) \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \right] v_r - c^2 \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial}{\partial z} v_z = N_1, \quad (14)$$

$$-c^2 \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r + \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] v_z = N_2, \quad (15)$$

где

$$N_1 = \frac{\partial}{\partial t} N\{v_r\} - c^2 \gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial r} N\{p\} + a^2 \frac{\partial}{\partial z} N\{b_r\} - a^2 \frac{\partial}{\partial r} N\{b_z\}, \quad (16)$$

$$N_2 = \frac{\partial}{\partial t} N\{v_z\} - c^2 \gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial z} N\{p\}. \quad (17)$$

Представим все возмущения как сумму быстро- и медленно меняющихся частей

$$F = f(r, z, t) e^{-i\omega t + ikz} + \text{complex conjugate} + \tilde{f}(r, z, t), \quad (18)$$

где f и \tilde{f} медленно меняющиеся функции.

Из уравнений (6)-(13) для медленно меняющейся части возмущений мы можем получить следующие выражения:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{b}_r) + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{b}_z = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{b}_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{v}_r) = \langle N\{b_z\} \rangle, \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{p} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{v}_r) + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{v}_z = \langle N\{p\} \rangle, \quad (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{p} + c_0^2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{v}_r) + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{v}_z \right) = \langle N\{p\} \rangle, \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{v}_r + \frac{\partial}{\partial r} \tilde{p} - a^2 \frac{\partial}{\partial z} \tilde{b}_r - a^2 \frac{\partial}{\partial r} \tilde{b}_z = \langle N\{v_r\} \rangle, \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{v}_z + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{p} = \langle N\{v_z\} \rangle, \quad (24)$$

$$\tilde{p} = \tilde{\rho} + \tilde{T}. \quad (25)$$

Здесь скобки $\langle \rangle$ обозначают усреднение по быстрой фазе.

Предположим, что $\omega = ka$ и введем следующие обозначения: $R \equiv \varepsilon r + L \varepsilon^3 (z - vt)$ и $1 - (\omega/ka) \equiv M \varepsilon^2$, где v это скорость нелинейной волны, ε - малый параметр и $\varepsilon \propto 0(v_r/c_0)$, M и L - безразмерные параметры.

Используя следующие линейные соотношения между амплитудами для быстро меняющихся частей возмущений, которые определяются уравнениями (6)-(13):

$$v_z = -\frac{i \varepsilon c^2}{k(a^2 - c^2)} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_r) + 0(\varepsilon^4), \quad (26)$$

$$b_z = -\frac{i \varepsilon}{ka} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_r) + 0(\varepsilon^4), \quad (27)$$

$$\rho = -\frac{i\epsilon a}{k(a^2 - c^2)} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_r) + O(\epsilon^4), \quad (28)$$

$$p = -\frac{i\epsilon a \gamma}{k(a^2 - c^2)} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_r) + O(\epsilon^4), \quad (29)$$

$$b_r = -\frac{v_r}{a} + O(\epsilon^4), \quad (30)$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \bar{R} v_r = \frac{2k(a^2 - c^2)}{a^2} k^2 M v_r - 2ik\epsilon L \frac{(a^2 - c^2)(a - v)}{a^2} \frac{\partial}{\partial R} v_r + O(\epsilon^2) \quad (31)$$

и введя следующее обозначение:

$$\bar{\eta} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \bar{\xi}, \quad \bar{v}_r = \frac{\partial}{\partial t} \bar{\xi},$$

из уравнений (14) и (15) мы получим следующие два уравнения:

$$(a^2 + c^2) v \bar{\eta} - c^2 \bar{v}_z = \left(v - (a^2 + c^2) 2 \frac{(a - v)}{a^2} \right) |v_r|^2, \quad (32)$$

$$c^2 v \bar{\eta} + (v^2 - c^2) \bar{v}_z = \left(v \left(1 - 2 \frac{(a - v)}{a} \right) - c^2 2 \frac{(a - v)}{a^2} \right) |v_r|^2. \quad (33)$$

Простые преобразования приводят к следующим выражениям для $\bar{\eta}$ и \bar{v}_z :

$$(a^2 + c^2) (v^2 - c^2) v \bar{\eta} = \left[v \left(v^2 - 2 \frac{(a - v)}{a} c^2 \right) - (a^2 + c^2) (v^2 - c^2) 2 \frac{(a - v)}{a^2} \right] |v_r|^2, \quad (34)$$

$$(a^2 + c^2) (v^2 - c^2) \bar{v}_z = v \left(-2 \frac{(a - v)}{a} (a^2 + c^2) + a^2 \right) |v_r|^2. \quad (35)$$

Подставляя их в уравнения (19)-(25) мы получаем следующие выражения:

$$\tilde{b}_z = -\frac{\left(v^2 - 2 \frac{(a - v)}{a} c^2 \right)}{(a^2 + c^2) (v^2 - c^2)} |v_r|^2, \quad (36)$$

$$\tilde{\rho} = -\frac{(a - v)^2}{(a^2 + c^2) (v^2 - c^2)} |v_r|^2, \quad (37)$$

$$\bar{p} = \gamma \tilde{\rho}, \quad (38)$$

$$\tilde{b}_r = -\frac{1}{v} \tilde{v}_r, \quad (39)$$

$$\bar{T} = (\gamma - 1) \tilde{\rho}, \quad (40)$$

Заменяя значения, полученные с помощью уравнений (26)-(31), а также уравнений (34)-(40) и уравнений (16) и (18), и исключая v_z , мы получаем следующее нелинейное уравнение Шредингера с кубической нелинейностью:

$$d_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} u = [d_2 - u^2] u, \quad (41)$$

где

$$d_1 = \frac{4R_0^2 d_0}{k^2}, \quad d_2 = 2Md_0,$$

$$d_0 = \frac{R_0^2 (a^2 + c^2) (v^2 - c_T^2)}{L \left(v^2 - 2 \frac{(a-v)}{a} c^2 \right)}.$$

Если $d_1 > 0$ и $d_2 > 0$, тогда уравнение (45) имеет следующее единичное решение

$$u = \frac{u_{max}}{ch \left[x \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{1/2} \right]}, \quad (42)$$

где

$$u_{max} = \sqrt{d_2}. \quad (43)$$

Таким образом мы установили, что в цилиндрическом слое магнитной силовой трубки (с радиусом R_0 и толщиной слоя \sqrt{x}) распространяется модулированная нелинейная МГД волна, осесимметричная солитон скорость которой удовлетворяет следующим условиям:

$$d_0 > 0 \quad (44)$$

и

$$\omega/ka \leq 1. \quad (45)$$

3. *Модуляционная неустойчивость.* Рассмотрим модуляционную неустойчивость волны. Для этого в уравнении (45) сделаем следующую подстановку: $\omega \rightarrow \omega + i \frac{\partial}{\partial \tau}$, что приведет к следующему выражению

$$\frac{i}{ka} 2d_0 \frac{\partial}{\partial \tau} u - 2Md_0 u + u^2 u + d_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} u = 0. \quad (46)$$

Представим u в следующей форме

$$u = (u_0 + u_1) \exp i(\sigma_0 + \sigma_1), \quad (47)$$

где u_0 и σ_0 соответственно представляют невозмущенные амплитуду и фазу и $\sigma_0 = vx$, $v = \text{const}$, $u_0 = \text{const}$. А $u_1 = u_1(x, \tau)$ и $\sigma_1 = \sigma_1(x, \tau)$ являются возмущениями амплитуды и фазы, соответственно. Подставляя уравнение (47) в уравнение (46), для невозмущенного состояния мы получаем

$$v^2 = -\frac{d_2}{d_1} + \frac{u_0^2}{d_1}. \quad (48)$$

Представим возмущения для u_1 и σ_1 как:

$$u_1, \sigma_1 \propto \exp(i\mathcal{K}x - i\Omega t). \quad (49)$$

Подставляя уравнения (47) и (49) в уравнение (46), после его линеаризации, и приравнявая комплексную и реальную части к нулю, мы получим следующие два равенства:

$$i \left(d_1 2v\mathcal{K} - \frac{2d_0}{ka} \Omega \right) u_1 - a_1 \mathcal{K}^2 u_0 \sigma_1 = 0, \quad (50)$$

$$\left(u_0^2 - d_1 \mathcal{K}^2 \right) u_1 - i \left(2\mathcal{K} d_1 v - \Omega \frac{2d_0}{ka} \right) u_0 \sigma_1 = 0. \quad (51)$$

Уравнения (50) и (51) в конечном счете дают следующее дисперсионное соотношение:

$$\frac{4d_0^2}{k^2 a^2} \Omega^2 \left(\frac{d_1 v \mathcal{K} ka}{d_0 \Omega} - 1 \right) + d_1^2 \mathcal{K}^2 \left(\frac{u_0^2}{d_1} - \mathcal{K}^2 \right) = 0. \quad (52)$$

Принимая во внимание уравнение (34) при выполнении условия $\mathcal{K}^2 \ll \min \left(\frac{u_0^2}{d_1}, \frac{d_0^2 \Omega^2}{d_1^2 v^2 k^2 a^2} \right)$ из уравнения (39) мы получаем инкремент модуляционной неустойчивости в виде

$$\Gamma = R_0 \mathcal{K} a^2 \left(\frac{2M}{a^2 - c^2} \right)^{1/2} \frac{u_0^2}{|u_{\max}|^2}. \quad (53)$$

Подставив уравнения (53) и (43) в уравнение (40), и принимая во внимание что $a \gg c$, мы получаем

$$\bar{T} = -(\gamma - 1) \frac{(a - v)^2 (a^2 - c^2)}{(v^2 - 2c^2)} \frac{\Gamma^2}{L \mathcal{K}^2 R_0^2 a^4}. \quad (54)$$

Условие (44) удовлетворяется в двух случаях:

Чтобы исследовать поведение величины \bar{T} при условии, обусловленном уравнением (44), мы использовали физические величины характеризующие спикулы. Мы должны заранее оговорить сделанное нами допущение, что область возрастания магнитного поля между супергранулами характеризуется такими же физическими условиями как спикула и представить внешнюю границу супергранулы как цилиндрический слой заполненный спикульной плазмой. Таким образом мы рассматриваем два случая: 1) распространение солитона во внешнем цилиндрическом слое спикулы и его воздействие на физические условия в слое; 2) распространение солитона в цилиндрическом слое супергранулы и его возможное воздействие на общее поведение спикул окружающих супергранулу.

Мы используем следующие значения для вычислений: $a \approx 400$ км/с, $c \approx 20$ км/с, $R_{\text{спикулы}} \approx 800$ км/с, $R_{\text{спикула}} \approx 800$ км, $R_{\text{супергранула}} \approx 16000$ км и время жизни спикулы равно $t^* \approx 15$ мин.

Рис.1-3 показывают зависимости \bar{T} от v для трех разных случаев.

Как видно из рис.1, значение \bar{T} является достаточно малым и вряд ли может вызывать какие-либо значительные изменения в спикуле. Она может быть эффективна лишь в том случае, когда v находится вблизи

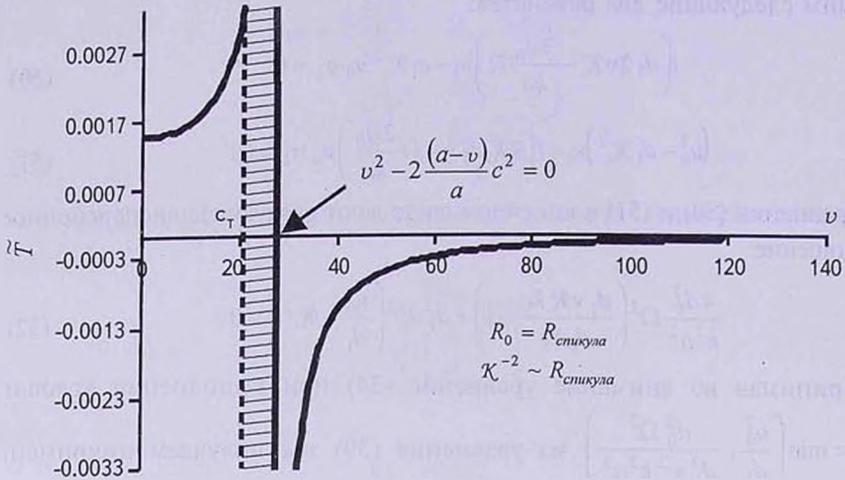


Рис.1. Заштрихованная область показывает диапазон v , когда не существует решения в виде солитона. Слева от заштрихованной зоны $\bar{T} > 0$ и солитон, распространяющийся вдоль цилиндрического слоя, вызывает нагревание плазмы. Справа от заштрихованной области $\bar{T} < 0$ имеет место охлаждение плазмы. Радиус цилиндра и характеризующая шкала равны радиусу спикулы.

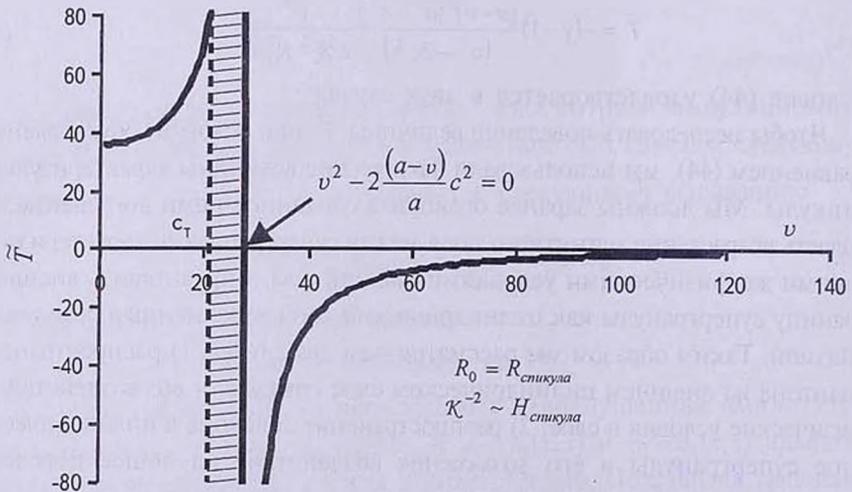


Рис.2. Заштрихованная область показывает диапазон v , где не существует решения в виде солитона. Слева от заштрихованной зоны $\bar{T} > 0$ и солитон, распространяющийся вдоль цилиндрического слоя, вызывает нагревание плазмы. Справа от заштрихованной области $\bar{T} < 0$ имеет место охлаждение плазмы. Радиус цилиндра равен радиусу спикулы и характеризующая шкала сравнима с высотой спикулы.

особенной точки, где $v^2 - 2 \frac{(a-v)}{a} c^2 = 0$, и так как вероятность реализации этого условия очень мала, мы не будем рассматривать этот случай.

Рис.2 показывает, что значение \bar{T} более чем достаточно для критических изменений физических условий в периферийных областях спикулы. Если значение v таково, что оно приходит на левую сторону заштрихованной области, тогда $\bar{T} > 0$ и распространение солитона вызывает нагревание плазмы в периферийных областях спикулы. Если значение v приходит на правую сторону заштрихованной области, тогда $\bar{T} < 0$ и распространение солитона вызывает существенное охлаждение плазмы в периферийных областях спикулы.

Рис.3 показывает, что при рассмотрении супергрануляционного цилиндрического слоя величина \bar{T} принимает значения вполне достаточные для существенного охлаждения или же нагревания цилиндрического слоя, вызывая тем самым изменения температуры и видимость всей группы спикул, окружающих супергранулу.

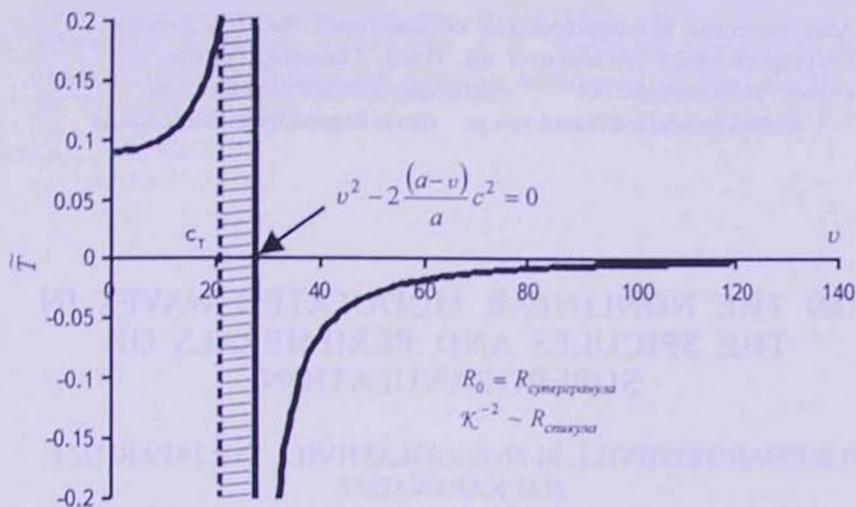


Рис.3. Заштрихованная область показывает диапазон v , где не существует решения в виде солитона. Слева от заштрихованной зоны $\bar{T} > 0$ и солитон, распространяющийся вдоль цилиндрического слоя, вызывает нагревание плазмы. Справа от заштрихованной области $\bar{T} < 0$ и имеет место охлаждение плазмы. Радиус цилиндра равен радиусу супергранулы и характеризующая шкала эквивалентна высоте спикулы.

4. *Дискуссия.* На основе некоторых ранних наблюдений, а также по наблюдениям с высоким разрешением, проведенных с помощью телескопа Solar Optical Telescope, находящегося на борту Hinode, было обнаружено, что большинству спикул показывают двухзвеневую структуру на протяжении своего существования [11-12]. В рамках нашей теории феномен двухзвеневой структуры можно легко объяснить. Мы предполагаем, что спикула с

двухзвеновой структурой имеет различные физические свойства вдоль радиального направления. Это различие может быть вызвано прохождением нелинейной модулированной Альфвеновской волны, солитона сквозь цилиндрический слой спикулы, тем самым вызывая охлаждение или нагревание периферийных областей спикулы. В центральной области вдоль оси спикулы цилиндрический слой с различной температурой может быть невидимым благодаря недостаточной оптической толщине, но ближе к периферийной области толщина увеличивается в $\sqrt{8n}$ раз (n есть отношение радиуса и толщины цилиндрического слоя) относительно центра. Таким образом наблюдатель увидит двухзвеновую структуру.

Применение наших результатов относительно к супергрануляционным ячейкам может объяснить некоторое общее поведение группы спикул. Выявлению четкой когерентности в поведении группы спикул мешает интерференция с волнами, возикающими в цилиндрических слоях соседних супергранул.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе,
Государственный университет им. Ильи, Тбилиси, Грузия,
e-mail: b:dzina@aidio.net marina.gigolashvili@iliauni.edu.ge
darejan.japaridze@iliauni.edu.ge natela.kapanadze@iliauni.edu.ge

ON THE NONLINEAR MODULATED WAVES IN THE SPICULES AND PERIPHERALS OF SUPERGRANULATION

B.B.CHARGEISHVILI, M.Sh.GIGOLASHVILI, D.R.JAPARIDZE,
N.G.KAPANADZE

Fast magnetosonic waves, modulated by low frequency, propagating in cylindrical layer of magnetic flux tubes are studied. Using cylindrical coordinates and considering axisymmetric case nonlinear Schrodinger equation is derived. Under certain conditions the equation has solitary solution and studying stability of the solution the growth rate of modulation instability is estimated. It is considered applicability of the results to chromospheric spicules and chromospheric network.

Key words: *waves: spicules: supergranulation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. De Pontieu, T. Pereira, M. Carlsson, V.H. Hansteen, J. Martinez-Sykora*, American Geophys. Union, Fall Meeting 2013, SH23B-2105, 2013.
2. *P.G. Judge, B. de Pontieu, S.W. McIntosh, K. Olluri*, *Astrophys. J.*, **746**, 2, 9, 2012.
3. *A. Pardi, I. Ballai, A. Marcu, B. Orza*, *Solar Phys.*, **289**, 1203-1214, 2014.
4. *D.G. Wentzel, A.B. Solinger*, *Astrophys. J.*, **148**, 877, 1967.
5. *M. Kuperus, R.G. Athay*, *Solar Phys.*, **1**, 361, 1967.
6. *V.A. Krat, T.V. Krat*, *Solar Phys.*, **17**, 355, 1971.
7. *R.J. Defouw*, *Solar Phys.*, **14**, 42, 1970.
8. *Y. Uchida*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **21**, 128, 1969.
9. *A.D. Pataraya, A.L. Taktakishvili, B.B. Chargeishvili*, *Solar Phys.*, **128**, 333, 1990.
10. *A.D. Pataraya, B.B. Chargeishvili*, ESA Proceedings of the Joint Varenna-Abastumani International School and Workshop on Plasma Astrophysics, 105, 1986.
11. *B. De Pontieu, T.J. Okamoto, L. Rouppe van der Voort et al.*, American Geophysical Union, Fall Meeting, SH13B-1956, 2011.
12. *Y. Suematsu, K. Ichimoto, Y. Katsukawa et al.*, American Astronomical Society Meeting 210, 94.11, *Bull. of the American Astronomical Society*, **39**, 219, 2007.

