

УДК 524.316

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ИНТЕНСИВНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КОРИЧНЕВЫХ КАРЛИКОВ

В. В. Зайцев^{*1}, *А. В. Степанов*²¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

Наблюдения квазипериодического интенсивного радиоизлучения звёзд типа коричневых карликов с яркостной температурой излучения до 10^{13} К и с достаточно узкой диаграммой направленности на частотах 2–8 ГГц инициировали серию работ, в которых это излучение интерпретировалось на основе эффекта электронного циклотронного мазера на энергичных электронах с «конусом потерь». При этом плазменный механизм радиоизлучения исключался из рассмотрения на том основании, что для его реализации необходимо, чтобы в источнике радиоизлучения плазменная частота электронов ν_p превышала электронную гирочастоту ν_{ce} . В данной работе предложен когерентный плазменный механизм интенсивного радиоизлучения коричневых карликов. Показана возможность образования горячих протяжённых корон в магнитных петлях, возникающих в атмосферах коричневых карликов вследствие действия фотосферной конвекции. Электрические токи, генерируемые в магнитных петлях фотосферной конвекцией, приводят к нагреву плазмы и подъёму «прижатой» атмосферы, в результате чего на корональных уровнях выполняется условие $\nu_p > \nu_{ce}$, необходимое для реализации плазменного механизма. Кроме того, исследован механизм накачки корон коричневых карликов энергичными частицами, которые поддерживают длительную генерацию интенсивного радиоизлучения указанных звёзд, и определены параметры ленгмюровской турбулентности, объясняющие наблюдаемые свойства радиоизлучения.

ВВЕДЕНИЕ

Коричневыми карликами принято называть звёзды с массами приблизительно от 0,01 до 0,08 масс Солнца. Температура в их недрах не достигает значений, необходимых для протекания реакции превращения водорода в гелий, которая обеспечивает длительное свечение обычных звёзд. Вместе с тем коричневые карлики на начальном этапе своей жизни всё же «сжигают» в термоядерных реакциях некоторые редкие элементы (дейтерий, литий), что делает их на определённом этапе эволюции похожими на звёзды. Температура поверхности коричневых карликов обычно находится в пределах 1 500–3 000 К, причём на верхней границе температур они близки по своим параметрам к красным карликам (см., например, обзоры [1, 2]).

Недавно на крупных радиотелескопах (Very Large Array, Australian Telescope Compact Array) было обнаружено необычно интенсивное радиоизлучение ультрахолодных звёзд, спектральный класс которых более поздний, чем М7. Несмотря на небольшие размеры (порядка Юпитера, $R_* \sim 0,1R_\odot$, где R_* и $R_\odot$ — радиус звезды и Солнца соответственно), потоки радиоизлучения на частотах 2–8 ГГц достигали нескольких миллианских, что соответствует яркостной температуре излучения до $T_b \approx 10^{13}$ К. При этом импульсы полностью поляризованного излучения регистрировались с интервалом 2–3 часа, совпадающим с периодом вращения звезды [3]. Это свидетельствует о достаточно узкой диаграмме направленности излучения. Важно, что, в отличие от известного отношения светимостей в тепловом мягком рентгеновском диапазоне и нетепловом микроволновом диапазоне для звёзд поздних спектральных классов $L_X/L_R \approx 10^{14} \div 10^{15}$ [4], аналогичная величина для коричневых карликов на 2–4 порядка меньше [5]. Это свидетельствует о высокой эффективности механизма радиоизлучения коричневых карликов.

* za130@appl.sci-nnov.ru

Первые попытки объяснения особенностей такого излучения были предприняты на основе гиротронного механизма излучения электронов, ускоренных в магнитосфере или короне звезды [6]. Однако гиротронным механизмом трудно объяснить высокую интенсивность и узкую диаграмму направленности излучения. Поэтому в настоящее время наиболее популярна интерпретация радиоизлучения коричневых карликов излучением электронного циклотронного мазера (ЭЦМ), генерируемого энергичными электронами с «конусом потерь» [7, 8]. Очевидно, что ЭЦМ накладывает ограничения на параметры источника. Для частот наблюдений 4,9 и 8,4 ГГц [3] при излучении на электронной циклотронной частоте магнитное поле в короне должно составлять $B \approx 1,7 \div 3,0$ кГс. Аппроксимация дипольным магнитным полем предполагает существование на фотосфере звезды довольно большого магнитного поля $B \approx 7$ кГс [8].

При этом плазменный механизм радиоизлучения исключается из рассмотрения на том основании, что для его реализации требуется выполнение условия $\nu_p \gg \nu_{ce}$, т. е. концентрация плазмы в источнике должна быть много больше $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Известно, однако, что даже в случае $\nu_{ce} \approx 0,5\nu_p$ плазменный механизм излучения в коронах звёзд достаточно эффективен [9–11]. Кроме того, при интерпретации интенсивного радиоизлучения ультрахолодных звёзд (класс позднее M7) постулируется наличие энергичных электронов, вызывающих радиоизлучение, но не объясняется их происхождение.

В данной работе исследуется возможность объяснения когерентного радиоизлучения коричневых карликов на основе плазменного механизма. Дело в том, что, кроме высокой интенсивности излучения и поляризации 100 %, плазменный механизм радиоизлучения на частоте вблизи верхнего гибридного резонанса способен объяснить и узкую диаграмму направленности излучения. В плотной плазме ($\nu_p \gg \nu_{ce}$) диаграмма направленности излучения основного тона (излучения на плазменной частоте) соответствует дипольному излучению: $D(\theta) \propto \cos^2 \theta$. Здесь θ — угол между волновым вектором электромагнитной волны $\mathbf{k}_t$ и вектором внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$. С ростом магнитного поля диаграмма направленности излучения сужается [10]. Сужению диаграммы направленности излучения способствует и высокий уровень плазменных волн, когда рассеяние волн на частицах имеет индуцированный характер и интенсивность радиоизлучения пропорциональна $\exp(\tau \cos^2 \theta)$, где τ — оптическая толщина. На это обстоятельство обратили внимание Гинзбург и Зайцев [12] при интерпретации радиоизлучения пульсаров. Регулярная рефракция радиоволн в короне с убывающей с высотой концентрацией плазмы также приводит к сужению диаграммы направленности излучения. Оба указанных обстоятельства позволили объяснить наблюдавшееся на телескопе VLA [13] радиоизлучение магнитной химически пекулярной звезды CU Virginis с шириной диаграммы направленности порядка 5° на основе плазменного механизма [14].

Таким образом, возможности плазменного механизма радиоизлучения для интерпретации интенсивного радиоизлучения звёзд ещё недостаточно исследованы. Плазменный механизм способен объяснить не только основные типы вспышечного радиоизлучения Солнца, включая субтерагерцовое излучение [15], но, вероятно, и особенности радиоизлучения ультрахолодных звёзд и коричневых карликов. В данной работе мы обращаем внимание на возможность образования протяжённых корон в магнитных петлях, возникающих в атмосферах коричневых карликов вследствие фотосферной конвекции. Электрические токи, генерируемые в магнитных петлях фотосферной конвекцией, приводят к нагреву плазмы и подъёму «прижатой» атмосферы, в результате чего на корональных уровнях выполняется условие $\nu_p > \nu_{ce}$, необходимое для реализации плазменного механизма.

Второй проблемой, на которую мы обращаем внимание, является поиск механизма накачки корон коричневых карликов энергичными частицами, которые поддерживают длительную генерацию интенсивного радиоизлучения указанных звёзд. В работах о механизмах излучения звёзд классов позднее M7 этот вопрос не рассматривался.

1. ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНЫХ ТРУБОК ФОТОСФЕРНОЙ КОНВЕКЦИЕЙ

В дальнейшем для определённости рассмотрим параметры коричневого карлика TVLM 513-46546. Это массивный коричневый карлик класса M8,5V с массой $M_* = 0,07M_\odot = 1,4 \cdot 10^{32}$ г ($M_\odot$ — масса Солнца), радиусом $R_* \approx 0,1R_\odot \approx 7 \cdot 10^9$ см и эффективной температурой $T_{\text{eff}} \approx 2200$ К, находящийся на расстоянии $d \approx 10,6$ пк от Солнца. Перенос энергии от центра звезды к поверхности в случае коричневых карликов осуществляется конвекцией. На фотосферных уровнях скорость конвекции для звёзд поздних спектральных классов по разным оценкам варьируется от $10^3 \div 10^4$ [16] до $1,4 \cdot 10^5$ см/с [17]. Размер грануляционных ячеек для звёзд класса M8V приблизительно совпадает с размером ячеек супергрануляции и составляет $d \approx 1,4 \cdot 10^7$ см [18].

Будем отсчитывать высоту в атмосфере коричневого карлика от уровня фотосферы, для которого оптическая толщина инфракрасного излучения в полосе J (с центром на $\lambda = 1,2$ мкм) равна единице: $\tau_J(\lambda = 1,2 \text{ мкм}) = 1$. На этой высоте при эффективной температуре $T_{\text{eff}} \approx 2200$ К имеем следующие параметры [16]: концентрация атомов водорода $n_a \approx 4 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, степень ионизации $n_e/n_a \approx 10^{-7}$ (n_e — концентрация электронов), эффективные частоты столкновений $\nu_{ea} \approx 10^{12}$ Гц, $\nu_{ia} \approx 10^{10}$ Гц, $\nu_{ei} \approx 10^{10}$ Гц, $\nu_{ie} \approx 10^5$ Гц ($\nu_{\beta\gamma}$ — частота столкновений частиц сорта β с частицами сорта γ , где $\beta, \gamma = a$ — нейтральные атомы, $\beta, \gamma = e$ — электроны, $\beta, \gamma = i$ — ионы). Гирочастоты электронов и ионов при магнитном поле $B = 10^3$ Гс составляют $\omega_{ce} = 2\pi\nu_{ce} = eB/(m_e c) = 1,9 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$, $\omega_{ci} = 2\pi\nu_{ci} = eB/(m_i c) = 4,4 \cdot 10^5$ с $^{-1}$ (здесь e — элементарный заряд, m_e и m_i — масса ионов и электронов соответственно, c — скорость света).

Фотосферная конвекция должна приводить к разбиению магнитного поля коричневого карлика на тонкие магнитные трубки, как это, например, имеет место в случае Солнца и звёзд типа красных карликов. В простейшем случае, когда формирование магнитных трубок происходит в узлах нескольких ячеек грануляции сходящимися потоками фотосферной плазмы, уравнения для компонент магнитного поля $B_z(r)$ и $B_\varphi(r)$ в вертикальной цилиндрической трубке в соответствующей системе координат (r, φ, z) имеют вид [19]

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} \frac{B_z}{1 + \alpha(B_z^2 + B_\varphi^2)}, \quad (1a)$$

$$\frac{1}{r} = \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} \frac{B_\varphi}{1 + \alpha(B_z^2 + B_\varphi^2)}, \quad (16)$$

где $\sigma = ne^2/[m_e(\nu_{ei} + \nu_{ea})]$ — кулоновская проводимость электронов, $\alpha = \sigma F^2[c^2 n m_i \nu_{ia}(2 - F)]^{-1}$, $F = \rho_a/\rho$ — относительная плотность нейтральных атомов. Предполагается, что радиусы трубок r_1 малы по сравнению с масштабом высоты H неоднородной атмосферы, а поперечная структура трубки не зависит от азимутальной компоненты φ .

Пусть для определённости радиальная компонента скорости конвективного движения плазмы вблизи магнитной трубки равна

$$V_r(r) = \begin{cases} -V_0 r/r_1, & r \leq r_1; \\ -V_0 r_1/r, & r > r_1. \end{cases} \quad (2a)$$

Тогда значение вертикальной компонента скорости конвекции находится из уравнения непрерывности $\text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0$ в предположении экспоненциальной зависимости плотности фотосферной плазмы от координаты z , $\rho = \rho_0 \exp(-z/H)$. В результате получим

$$V_z = \begin{cases} -\frac{2HV_0}{r_1}, & r < r_1; \\ 0, & r > r_1. \end{cases} \quad (26)$$

Слагаемое $\alpha(B_z^2 + B_\varphi^2)$ в знаменателях уравнений (1) связано с вкладом проводимости Каулинга в эффективную проводимость частично ионизованной плазмы. В фотосфере коричневого карлика на уровне $\tau_J(\lambda = 1,2 \text{ мкм}) = 1$ эффективная проводимость $\sigma_{\text{eff}} = \sigma/[1 + \alpha(B_z^2 + B_\varphi^2)]$ совпадает с кулоновской проводимостью σ , т. к. $\alpha(B_z^2 + B_\varphi^2) \approx \omega_{ce}\omega_{ci}/(\nu_{ea}\nu_{ia}) \approx 8,4 \cdot 10^{-6} \ll 1$. В этом случае, как следует из (1а), радиус магнитной трубки

$$r_1 \approx c^2/(2\pi\sigma) |V_0| \approx 1,4 \cdot 10^7 \text{ см} \quad (3)$$

при скорости $|V_0| \approx 10^4 \text{ см/с}$, т. е. имеет величину порядка размера ячейки грануляции.

Масштаб высоты неоднородной атмосферы над фотосферой

$$H = \frac{\kappa_B T_{\text{eff}}}{m_H G M_*} \approx 9,5 \text{ км}, \quad (4)$$

где m_H — масса атома водорода, основного элемента атмосферы звезды, $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{гс}^2)$ — гравитационная постоянная. Поскольку атмосфера звезды сильно прижата вследствие малости масштаба высот, то уже при $z \geq 65 \text{ км}$ выполняется условие $\alpha(B_z^2 + B_\varphi^2) \gg 1$. Радиус трубки в данном случае зависит от величины продольного магнитного поля в ней $B_z(r)$ [19]:

$$r_1 \approx \frac{F^2[B_z^2(0) - B_z^2(\infty)]}{(2 - F)12\pi n_e m_{\text{Na}} \nu_{\text{in}} |V_0|}. \quad (5)$$

Здесь $m_{\text{Na}} = 3,82 \cdot 10^{-23} \text{ г}$ — масса атома натрия, определяющего степень ионизации в фотосфере коричневого карлика. Полагая $B_z^2(0) \gg B_z^2(\infty)$, $F \approx 1$, $\nu_{\text{in}} = 10^6 \text{ Гц}$, $|V_0| = (10^4 \div 10^5) \text{ см/с}$ при $z = 65 \text{ км}$, и предполагая, что радиус трубки имеет величину порядка размера ячейки грануляции $r_1 \approx d \approx 1,4 \cdot 10^7 \text{ см}$, получим следующее значение магнитного поля в трубке на уровне $z \geq 65 \text{ км}$:

$$B_z[\text{Гс}] \approx \sqrt{r_1[\text{см}] |V_0[\text{см/с}]| / 1,6 \cdot 10^5} \approx (1 \div 3) \cdot 10^3. \quad (6)$$

Такие магнитные поля существенно меньше магнитных полей на уровне хромосферы или фотосферы $B = 7 \text{ кГс}$, необходимых для реализации циклотронного мазерного механизма радиоизлучения коричневых карликов [8].

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В МАГНИТНЫХ ТРУБКАХ

Уравнения (1) и (5) позволяют определить полный электрический ток I_z , протекающий через сечение магнитной трубки параллельно её оси [20]:

$$I_z = \int_0^\infty j_z 2\pi r \, dr = \frac{bcr_1}{2} [B_z(\infty) - B_z(0)], \quad (7)$$

который зависит от радиуса трубки и степени скрученности магнитного поля $b = B_\varphi(r_1)/[B_z(r_1) - B_z(0)]$. Ток можно выразить через параметры плазмы и скорость конвекции, если в выражение (6) подставить выражение (5) для радиуса трубки:

$$I_z = - \frac{cbF^2[B_z(0) - B_z(\infty)]^2[B_z(0) + B_z(\infty)]}{24\pi(2 - F)nm_i\nu_{ia}V_0}. \quad (8)$$

Полагая для определённости $b \approx -B_\varphi(r_1)/B_z(0) \approx -(0,1 \div 0,3)$, что типично, например, для магнитных трубок на Солнце, получим оценку величины продольных токов $I_z \approx (0,7 \div 2,0) \cdot 10^{10} \text{ А}$ для скорости конвекции $|V_0| \approx 10^4 \text{ см/с}$ и параметров фотосферы на высоте 65 км над уровнем $\tau_J = 1$, если принять значение магнитного поля на оси трубки $B_z(0) = 10^3 \text{ Гс}$.

3. ДИССИПАЦИЯ ТОКОВ И ОБРАЗОВАНИЕ ПЛОТНОЙ ГОРЯЧЕЙ КОРОНЫ

Омическая диссипация электрических токов, текущих внутри магнитной трубки, приводит к нагреву плазмы и увеличению её концентрации на корональных уровнях за счёт подъёма плазмы из фотосферно-хромосферных оснований трубки. Компоненты плотности электрического тока в цилиндрической трубке

$$j_r = 0, \quad j_\varphi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}, \quad j_z = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} \quad (9)$$

вычисляются с помощью (1). Скорость нагрева плазмы вследствие диссипации электрических токов определяется следующим образом [20]:

$$qj(r) = \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vB}] \right) \mathbf{j} = \frac{j^2}{\sigma} + \frac{F^2}{(2-F)c^2 n m_i \nu_{ia}} [\mathbf{jB}]^2. \quad (10)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (10) описывает диссипацию тока $\mathbf{j}$ в магнитной трубке вследствие классической проводимости, обусловленной столкновениями электронов с ионами и атомами. Второе слагаемое в правой части уравнения (10) описывает диссипацию тока за счёт столкновений ионов с атомами. С учётом (1) формулу (10) можно представить в виде

$$qj(r) = \frac{\sigma V_r^2 B^2}{c^2} \frac{1}{1 + \alpha B^2} = \frac{2-F}{F^2} n_e m_i \nu_{ia} V_r^2. \quad (11)$$

Здесь $B^2 = B_\varphi^2 + B_z^2$ и предполагается выполненным условие $\alpha\beta^2 \gg 1$. Как было показано выше, последнее условие для коричневого карлика класса M8,5V выполняется для высот $z > 65$ км, отсчитываемых от уровня фотосферы $\tau_J(\lambda = 1,2 \text{ мкм}) = 1$.

Рассмотрим возможность нагрева плазмы до температуры $T \approx 10^6$ К за счёт диссипации электрического тока. Для нагрева необходимо, чтобы скорость нагрева превышала потери на оптическое излучение, т. е. выполнялось условие

$$q_{\text{grad}} = n_e(n_e + n_a)\chi(T) < q_j. \quad (12)$$

Здесь $\chi(T = 10^6 \text{ К}) = 10^{-21,94}$ — функция радиационных потерь. Эффективную частоту столкновений ионов с нейтральными атомами представим в виде $\nu_{ia}[\text{Гц}] \approx 1,6 \cdot 10^{-11} F(n_e[\text{см}^{-3}] + n_a[\text{см}^{-3}]) \sqrt{T[\text{К}]}$. Модифицированная формула Саха [21]

$$\frac{(n_e[\text{см}^{-3}] + n_a[\text{см}^{-3}])x^2}{1-x} = 7,2 \cdot 10^{18} \sqrt{T[\text{К}]} \exp\left(-6,583 - \frac{1,185 \cdot 10^5}{T[\text{К}]}\right), \quad (13)$$

где $x = n_e/(n_e + n_a)$, для температуры $T = 10^6$ К даёт относительную долю нейтральных атомов водорода $F = 10^{-2}$ при общей концентрации частиц $(n_e + n_a) = 4,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При указанных значениях величин χ , ν_{ia} и F неравенство (12) выполняется при скоростях конвекции $V_r > 7,7 \times 10^3 \text{ см/с}$. Это означает, что при характерных для коричневых карликов скоростях фотосферной конвекции $10^4 \div 10^5 \text{ см/с}$ электрические токи нагревают плазму в основаниях магнитных трубок до температур $T \geq 10^6 \text{ К}$, в результате чего масштаб высот неоднородной атмосферы достигает значений $H \geq 4,3 \cdot 10^8 \text{ см}$. В этом случае концентрация плазмы уменьшается от значений $(n_e + n_a) = 4,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ на высоте $z = 65 \text{ км}$, начиная с которой реализуется нагрев плазмы электрическими токами, до значений $2,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ на высоте $z = 6 \cdot 10^9 \text{ см}$, сравнимой с радиусом звезды. При этом плазменная частота на всём интервале высот, где реализуется нагрев, существенно превышает гирочастоту электронов, что предполагает более существенную

роль плазменного механизма радиоизлучения коричневых карликов по сравнению с электронным циклотронным мазерным механизмом.

В самом деле, при $n_e = 2,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ленгмюровская частота $\omega_{pe} = 2\pi\nu_{pe} \approx 9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. На высоте, сравнимой с радиусом звезды (примерно $7 \cdot 10^9 \text{ см}$) величина магнитного поля в несколько раз меньше, чем у основания атмосферы. Представляя, например, магнитное поле в виде $B = B_0[2(R/R_*) - 1]^{-2}$, $R > R_*$ [8] (R — расстояние от центра звезды), при магнитном поле у основания $B_0 = 10^3 \text{ Гс}$ получаем $B \approx 110 \text{ Гс}$ и циклотронную частоту электронов $\omega_{ce} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \ll \omega_{pe}$. Аппроксимация дипольным магнитным полем $B \propto R^{-3}$ предполагает ещё меньшую величину поля на высотах порядка радиуса звезды. На корональных уровнях, где $V_r = 0$, скорость нагрева плазмы электрическими токами в соответствии с выражением (10) даётся формулой

$$q = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 B_\phi^2 j_z^2}{(2 - F)c^2 n_i \nu_{ia}}, \quad (14)$$

причём первым слагаемым в (14) можно пренебречь при условии $\omega_{ce}\omega_{ci}/(\nu_{ei}\nu_{ia}) \gg 1$. Если эффективность столкновений ионов с нейтральными атомами определяется сечением перезарядки, тогда в интервале температур $10^5 \text{ К} \leq T \leq 10^7 \text{ К}$ эффективная частота столкновений $\nu_{ia}[\text{Гц}] \approx 10^{-11} F n_e[\text{см}^{-3}] \sqrt{T[\text{К}]}$. Относительную плотность нейтральных частиц можно представить в виде [22]

$$F(T) = \frac{\xi(T)}{T}, \quad (15)$$

где функция $\xi(T) \approx 0,15 \text{ К}$ слабо зависит от температуры при $T \geq 10^6 \text{ К}$. С учётом сказанного и пренебрегая в правой части формулы (14) первым слагаемым, получим следующее выражение для удельной мощности нагрева (r_2 — радиус трубки в корональной части):

$$q[\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}] \approx 2,6 \cdot 10^{-9} \frac{(I_z[\text{ГГС}])^4}{(n_e[\text{см}^{-3}])^2 (r_2[\text{см}])^6 (T[\text{К}])^{3/2}}. \quad (16)$$

Мощность нагрева уменьшается с увеличением температуры, и при достаточно высоких температурах нагрев будет уравниваться радиационными потерями, которые при $T \geq 5 \cdot 10^6 \text{ К}$ можно аппроксимировать функцией [23]

$$q_R[\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}] \approx 3 \cdot 10^{-27} (n_e[\text{см}^{-3}])^2 (T[\text{К}])^{1/2}. \quad (17)$$

Тогда из условия $q \approx q_R$ можно оценить электрический ток, способный поддерживать на корональных уровнях достаточно высокую температуру $T \geq 5 \cdot 10^6 \text{ К}$, как $I_z \geq 3 \cdot 10^{10} \text{ А}$.

4. МЕХАНИЗМЫ НАКАЧКИ МАГНИТНЫХ ТРУБОК ЭНЕРГИЧНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Радиоизлучение с высокой яркостной температурой генерируется в активных областях коричневого карлика, по всей вероятности, непрерывно. Об этом свидетельствует повторяемость радиоизлучения с периодом вращения звезды вокруг своей оси. Это означает следующее: если активная область в короне коричневого карлика представляет собой совокупность тонких магнитных петель с током, сформированных фотосферной конвекцией, то магнитные петли должны постоянно пополняться энергичными частицами, чтобы скомпенсировать потери, связанные с уходом частиц в конус потерь. Как было показано выше, конвективные потоки фотосферной плазмы, взаимодействуя с магнитным полем в основаниях петли, генерируют электрический ток,

который течёт от одного основания петли через корональную часть к другому основанию и замыкается в фотосфере, где выполняется условие $\omega_{ci}\omega_{ce}/(\nu_{ea}\nu_{ia}) \ll 1$ и проводимость становится изотропной. Таким образом, магнитная петля с фотосферным токовым каналом представляет собой эквивалентный электрический контур [24], собственная частота которого зависит от величины постоянной составляющей электрического тока I_0 , радиуса r_2 и длины l корональной части петли, а также концентрации плазмы в петле n_2 :

$$\nu_{RLC} \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{2\pi\Lambda}} \frac{I_0}{cr_2^2 \sqrt{n_2 m_i}}, \quad \Lambda = \ln\left(\frac{4l}{\pi r_2} - \frac{7}{4}\right). \quad (18)$$

Полагая $r_2 \approx 10^8$ см, $n_2 \approx 2,4 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $I_0 \approx 7 \cdot 10^9$ А и $l \approx 6,2 \cdot 10^9$ см, получим из формулы (18) оценку частоты собственных колебаний эквивалентного электрического контура $\nu_{RLC} \approx 7,8 \cdot 10^{-3}$ Гц (это соответствует периоду 128 с). С колебаниями электрического тока в контуре связаны колебания азимутальной компоненты магнитного поля в магнитной петле, $B_\varphi(r, t) = 2rI_z(t)/(cr_2^2)$. Эти колебания, в свою очередь, согласно уравнению $\text{rot}\mathbf{E} = -(1/c)\partial\mathbf{B}_\varphi/\partial t$, приводят к генерации направленного вдоль оси трубки электрического поля. Полагая $I_z(t) = I_0 + \Delta I \sin(2\pi\nu_{RLC}t)$, получим среднее по сечению трубки электрическое поле

$$\bar{E}_z = \frac{4\nu_{RLC}I_0}{3c^2} \frac{\Delta I}{I_0}. \quad (19)$$

В самосогласованном уравнении эквивалентного электрического контура сопротивление и ёмкость оказываются зависящими от электрического тока [24], поэтому методом Ван дер Поля можно определить амплитуду пульсаций в стационарном режиме [15]: $\Delta I/I_0 \approx (1 \div 5) \cdot 10^{-2}$. Тогда из формулы (19) получаем при $I_0 \approx 7 \cdot 10^9$ А, $\Delta I/I_0 \approx 10^{-2}$ следующее значение электрического поля: $\bar{E}_z \approx 2,4 \cdot 10^{-6}$ ед.СГС $\approx 7,2 \cdot 10^{-4}$ В/см. В таком электрическом поле на расстоянии порядка 10^9 см электроны могут приобрести энергию около 700 кэВ. При этом концентрация ускоренных электронов зависит от отношения ускоряющего поля $\bar{E}_z$ к так называемому полю Драйсера [25]

$$E_D = 6 \cdot 10^{-8} \frac{n_e[\text{см}^{-3}]}{T[\text{K}]} \text{ В/см}. \quad (20)$$

Для реализации плазменного механизма радиоизлучения коричневого карлика в интервале частот наблюдений на телескопе VLA $\nu = \nu_{pe} = 1,4 \div 8,4$ ГГц [8] необходима концентрация плазмы $n_e = 2,4 \cdot 10^{10} \div 8,7 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, если частота радиоизлучения совпадает с плазменной частотой, и $n_e = 6 \cdot 10^9 \div 2,2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, если частота радиоизлучения соответствует гармонике плазменной частоты $\nu = 2\nu_{pe}$. Для указанных значений концентрации и температуры плазмы поле Драйсера может варьироваться в пределах $E_D = 7 \cdot 10^{-5} \div 10^{-2}$ В/см, а отношение ускоряющего поля к полю Драйсера, определяющее потоки ускоренных электронов, может изменяться в пределах $\bar{E}_z/E_D \approx 0,07 \div 10$. Таким образом, ускоряющие поля могут быть достаточно большими и даже супердрайсеровскими, что обеспечивает достаточно высокие концентрации энергичных частиц и, следовательно, большие значения яркостных температур радиоизлучения при реализации плазменного механизма.

5. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В уравнении переноса излучения для яркостной температуры

$$dT_b/dl = a - (\mu_N + \mu_c)T_b \quad (21)$$

при индуцированном рассеянии плазменных волн с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$ на ионах фоновой плазмы с конверсией в электромагнитные волны $\omega_t - \omega = (\mathbf{k}_t - \mathbf{k})\mathbf{V}_i$, излучательная способность a и коэффициенты нелинейного μ_N и столкновительного μ_c поглощения выражаются следующим образом [20, 26]:

$$a = \frac{\pi}{36} \frac{\omega_{pe}^2 W_k}{V_g n_e V_T^2 k}, \quad \mu_N = -\frac{\pi}{108} \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega_{pe}^3}{V_g n_e T V_T^2} \frac{1}{k} \frac{\partial(kW_k)}{\partial k}, \quad \mu_c = \frac{\omega_{pe}^2 \nu_{ei}}{\omega_t^2 V_g}. \quad (22)$$

Здесь $V_g = c(1 - \omega_{pe}^2/\omega_t^2)^{1/2}$ — групповая скорость электромагнитных волн, $W = \int W_k dk$ — плотность энергии плазменных волн, $\nu_{ei} \approx 60n_e[\text{см}^{-3}]/(T[\text{K}])^{3/2}$ — эффективная частота кулоновских соударений, $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_t$ — волновые векторы плазменной и электромагнитной волн соответственно, V_T — тепловая скорость электронов. Экспоненциальный рост электромагнитного излучения (мазер-эффект) возможен при достаточно большом уровне плазменной турбулентности $w = W/(nk_B T)$ и при условии $\partial(kW_k)/\partial k > 0$ (k_B — постоянная Больцмана) [26].

В нашем случае для $n_e = 2,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T = 10^6 \text{ К}$ находим $\nu_{ei} \approx 1,4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. При этом оптическая толщина столкновительного поглощения при масштабе изменения концентрации в источнике радиоизлучения $l_N \approx r_2 \approx 10^8 \text{ см}$ меньше единицы. Мы полагаем, что плазменные волны возбуждаются из-за конусной неустойчивости в корональной магнитной арке, т. е. преимущественно поперёк магнитного поля петли. В таком случае яркостная температура излучения при реализации мазер-эффекта дается формулой [20, 26]

$$T_b \approx 3 \frac{m_i}{m_e} T \exp\left(\frac{\pi}{18\sqrt{3}} \frac{m_e}{m_i} \frac{V}{c} \frac{\omega_{pe}}{V_T} L_N w\right). \quad (23)$$

Примем для оценок скорость быстрых частиц $V = 10^{10} \text{ см/с}$, $T \approx 10^6 \text{ К}$, $V_T = 4 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, $\omega_{pe} = 8,74 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Тогда из формулы (23) следует, что яркостной температуре $T_b = 10^{13} \text{ К}$ соответствует отношение плотности энергии плазменных волн к плотности тепловой энергии плазмы $w = W_L/(nk_B T) \approx 10^{-4}$. Если принять, что по порядку величины $W_L \approx 0,1 n_1 m_e V^2$, где n_1 — концентрация энергичных электронов, то относительная концентрация $n_1/n_e \geq 10^{-6}$. Порог конусной неустойчивости по концентрации энергичных частиц определим из условия $\gamma = A \omega_{pe} n_1/n_e > \nu_{ei}$, где γ — инкремент конусной неустойчивости, A — степень анизотропии энергичных электронов. Полагая $A = 0,1$, находим порог неустойчивости по концентрации $n_1/n_e \geq 2 \cdot 10^{-6}$. Видно, что оценки относительной концентрации энергичных электронов по порогу неустойчивости и по мазер-эффекту одного порядка.

Оценка необходимого уровня плазменной турбулентности сделана нами для случая изотропной плазмы $\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$. Конусная неустойчивость генерирует плазменные волны преимущественно поперёк магнитного поля. Магнитное поле влияет и на диаграмму направленности излучения основного тона, сужая её [14]. Дальнейшее сужение диаграммы направленности излучения обусловлено мазер-эффектом [12]. Это проиллюстрировано рис. 1, взятом из работы [14]. На рис. 1 сплошной линией представлена диаграмма направленности излучения основного тона в изотропной плазме, $D(\theta) \propto \cos^2 \theta$, пунктирная линия соответствует случаю $\omega_{pe}/\omega_{ce} = \sqrt{3}$, а штрихпунктирная — мазер-эффекту $P(\theta) \propto \exp(\tau \cos^2 \theta)$ при $\tau = 10$. Сужению диаграммы излучения способствует и регулярная рефракция радиоволн в короне звезды со спадающей с высотой плотностью плазмы.

Заметим, что излучение на гармонике $\omega_t \approx 2\omega_{pe}$, вызванное слиянием двух плазменных волн, не приводит к мазер-эффекту из-за обратного процесса распада электромагнитной волны на две плазменные. Преобладание излучения основного тона над второй гармоникой означает высокую

поляризацию излучения в виде волн обыкновенного типа, поскольку источник излучения с частотой $\omega_t \approx (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)^{1/2}$ расположен между уровнями $N_0 = 0$ и $N_x = 0$, где N_0 и N_x — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн.

ВЫВОДЫ

Мы показали, что интенсивное высоконаправленное и высокополяризованное радиоизлучение от звёзд класса M7 и выше, период появления которого связан с периодом вращения звёзд, может быть объяснено на основе когерентного плазменного механизма. Источниками излучения являются корональные магнитные арки, в которых плазма нагревается до температуры $T \geq 10^6$ К вследствие диссипации электрических токов $I_0 \approx \approx 10^{10}$ А, генерируемых фотосферной конвекцией. Таким образом «прижатая» атмосфера звезды, нагреваясь, поднимается до высот порядка радиуса звезды, в результате чего на корональных уровнях выполняется условие $\nu_{pe} > \nu_{ce}$, необходимое для реализации плазменного механизма.

Механизмом накачки магнитных арок электронами с энергией в сотни килоэлектронвольт

Рис. 1. Диаграмма направленности излучения [14]

являются собственные минутные осцилляции электрического тока в магнитной арке — эквивалентном электрическом контуре. Конусная неустойчивость на энергичных электронах возбуждает плазменные волны преимущественно поперёк магнитного поля арки с частотой верхнего гибридного резонанса. Индуцированное рассеяние плазменных волн на частицах тепловой плазмы приводит к экспоненциальному росту радиоизлучения при уровне плазменной турбулентности $w \geq 10^{-4}$. Такой уровень турбулентности с запасом обеспечивается предложенным механизмом накачки даже при относительно малой амплитуде осцилляций электрического тока $\Delta I/I_0 \approx 10^{-2}$.

Узкая диаграмма направленности радиоизлучения обеспечивается диаграммой излучения основного тона при плазменном механизме, которая сужается при росте магнитного поля и из-за мазер-эффекта. Регулярная рефракция радиоволн в короне звезды с убывающей по высоте плотностью плазмы также сужает диаграмму направленности излучения, поляризованного в виде обыкновенной волны.

В данной работе мы рассмотрели возможность формирования горячих протяжённых корон, ускорения электронов и генерации плазменного радиоизлучения на примере коричневого карлика TVLM 513-46546 — звезды класса M8,5V. Не исключено, что в ультра-холодных звёздах классов L и T также возможны процессы, подобные исследованным в настоящей статье.

Авторы выражают благодарность Т. Бастияну (T. S. Bastian), обратившему внимание на проблему ускорения электронов в атмосферах ультрахолодных звёзд.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 16-12-10448 (разделы 1, 2) и проект 16-12-10528 (разделы 4, 5)), а также в соответствии с планом работ по государственному заданию на 2016 год (раздел 3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Burrows A., Liebert J. // *Rev. Modern Phys.* 1993. V. 65, No. 2. P. 301.
2. Helling C., Casewell S. // *Astron. Astrophys. Rev.* 2014. V. 22, No. 11. P. 2.
3. Hallinan G., Antonova A., Doyle J. G., et al. // *Astrophys. J.* 2006. V. 653, No. 1. P. 690.
4. Benz A. O., Güdel M. // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 285, No. 5. P. 621.
5. Ravi V., Hallinan G., Hobbs G., Champion D. J. // *Astrophys. J.* 2011. V. 735. P. L2.
6. Osten R., Jayawardhana R. // *Astrophys. J.* 2006. V. 644, No. 1. P. L67.
7. Hallinan G., Antonova A., Doyle J. G., et al. // *Astrophys. J.* 2008. V. 684, No. 1. P. 644.
8. Yu S., Hallinan G., MacKinnon A. L., et al. // *Astron. Astrophys.* 2011. V. 525, No. 1. P. A39.
9. Stepanov A. V., Kliem B., Krüger A., et al. // *Astrophys. J.* 1999. V. 524, No. 2. P. 961.
10. Stepanov A. V., Kliem B., Zaitsev V. V., et al. // *Astron. Astrophys.* 2001. V. 374, No. 8. P. 1072.
11. Зайцев В. В., Кисляков А. Г., Степанов А. В. и др. // *Письма в АЖ.* 2004. Т. 30, No. 5. С. 362.
12. Ginzburg V. L., Zaitsev V. V. // *Nature.* 1968. V. 222, No. 5190. P. 230.
13. Trigilio C., Leto P., Leone F., et al. // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 362, No. 10. P. 281.
14. Куприянова Е. Г., Степанов А. В. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2001. Т. 44, No. 9. С. 788.
15. Zaitsev V. V., Stepanov A. V., Kaufmann P. // *Solar Phys.* 2014. V. 289, No. 8. P. 3017.
16. Mohanty S., Basri G., Shu F., et al. // *Astrophys. J.* 2002. V. 571, No. 1. P. 469.
17. Osterbrock D. T. // *Astrophys. J.* 1953. V. 118, No. 5. P. 529.
18. Rucinski S. M. // *Acta Astronomica.* 1979. V. 29, No. 2. P. 203.
19. Khodachenko M. L., Zaitsev V. V. // *Astrophys. Space Sci.* 2002. V. 279, No. 4. P. 389.
20. Stepanov A. V., Zaitsev V. V., Nakariakov V. M. // *Coronal Seismology: Waves and Oscillations in Stellar Coronae.* Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, Weinheim, Germany, 2012. 212 p.
21. Brown J. C. // *Solar Phys.* 1973. V. 29, No. 2. P. 421.
22. Verner D. A., Ferland G. J. // *Astrophys. J. Suppl.* 1996. V. 103, No. 4. P. 467.
23. McWhirter R. W. P., Thonemann P. C., Wilson R. // *Astron. Astrophys.* 1975. V. 40, No. 1–2. P. 63.
24. Zaitsev V. V., Stepanov A. V., Urpo S., Pohjolainen S. // *Astron. Astrophys.* 1998. V. 337, No. 9. P. 887.
25. Knoepfel H., Spong D. A. // *Nucl. Fusion.* 1979. V. 19, No. 6. P. 785.
26. Zaitsev V. V., Stepanov A. V. // *Solar Phys.* 1983. V. 88, No. 6. P. 297.

Поступила в редакцию 5 июля 2016 г.; принята в печать 12 сентября 2016 г.

ON THE ORIGIN OF INTENSE RADIO EMISSION FROM THE BROWN DWARFS

V. V. Zaitsev and A. V. Stepanov

Observations of quasi-periodic intense radio emission at 2–8 GHz from the brown dwarfs with a brightness temperature of up to $T_b \sim 10^{13}$ K and with a fairly narrow radiation pattern initiated a series of studies in which the radiation was interpreted in terms of the electron cyclotron maser emission generated by energetic electrons with the “loss cone.” The plasma mechanism of the radio emission was excluded from consideration because its implementation requires that the electron plasma frequency should exceed the electron gyrofrequency in the source of the radio radiation, i. e., $\nu_p > \nu_c$.

A coherent plasma radiation mechanism for intense radio emission from the brown dwarfs is proposed. The possibility of the formation of hot extended coronas in the magnetic loops that occur in the atmospheres of the brown dwarfs as a result of the photospheric convection is shown. The electrical

В. В. Зайцев, А. В. Степанов

975

currents generated in the magnetic loops by photospheric convection lead to the plasma heating and elevation of the “squeezed” atmosphere, resulting in the coronal levels of the condition $\nu_p > \nu_{ce}$ required for the plasma mechanism of radio emission. In addition, the pumping mechanism supplying energetic particles into the coronas of the brown dwarfs, which maintain the long-term generation of intense radio emission from these stars, is studied. The parameters of the Langmuir turbulence explaining the observed properties of the radio emission from the brown stars are determined.