

УДК 533.951

МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ДЖЕТОВ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

© 2021 г. О. Г. Онищенко^{1, 2, *}, **О. А. Похотелов¹**, В. С. Беляев^{3, **},
Б. В. Загребев³, А. П. Матафонов³

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия

²Институт космических исследований (ИКИ РАН), г. Москва, Россия

³Центральный научно-исследовательский институт машиностроения (АО ЦНИИмаш),
г. Королев (Московская обл.), Россия

*e-mail: onish@ifz.ru

**e-mail: belyaev@tsniimash.ru

Поступила в редакцию 01.03.2020 г.

После доработки 03.04.2020 г.

Принята к публикации 21.05.2020 г.

В МГД-приближении создана новая аналитическая модель генерации аксиально симметричных джетов (направленных струй) в бездиссипативной, неравновесно стратифицированной плазме. В основу модели положено предположение о конвективной неустойчивости Шварцшильда в плазме и условие вмороженности силовых линий магнитного поля в вещество. Показано, что в такой плазме генерируются джеты с полоидальными полями скорости и магнитного поля. Наряду с исследованием динамики поля скоростей и магнитного поля исследована динамика и структура возникающего тороидального электрического тока.

DOI: 10.31857/S0016794020060103

1. ВВЕДЕНИЕ

Объектом изучения являются джеты (направленные струи) в бесстолкновительной плазме, где частота столкновений ионов много меньше ионной циклотронной частоты. Наблюдаемый в природе широкий класс джетов (jets) включает в себя астрофизические джеты jets [Chandrasekhar, 1956; Blandford and Payne, 1982; Lovelace et al., 1986; Ferrari, 1998; Marshall et al., 2002] солнечные корональные джеты и петли [Scullion et al., 2009; Fedun et al., 2011; Wedemeyer-Böhm et al., 2012]. Наряду с астрофизическими джетами оживленно обсуждаются в литературе магнитосферные джеты [Borovsky et al., 1997; Erickson and Wolf, 1980; Pontius and Wolf, 1990; Chen and Wolf, 1993, 1999; Grigorenko et al., 2014; Stepanova and Antonova, 2015], а также джеты, наблюдаемые в лабораторной плазме [Belyaev et al., 2018]. Описывая широкий круг явлений, исследование джетов является одной из фундаментальных задач физики плазмы.

Работа посвящена гидродинамическому описанию нерелятивистских джетов. Динамику развития джетов можно условно разделить на три этапа: генерацию, существование джетов в квазистационарном состоянии и затухание. Затухание таких структур может быть обусловлено повышенной вязкой диссипацией. В настоящее время нет единой точки зрения на механизм генерации

джетов в космической плазме. Исследованию динамики джетов и вихрей (джетов с циклотронным движением вещества) посвящены работы [Bogoyavlenskij, 2000; Onishchenko et al., 2015, 2018; Bellan, 2018]. В связи с тем, что существующие модели, см, например [Chandrasekhar, 1956; Bellan, 2018; Blandford and Payne, 1982; Lovelace et al., 1986; Ferrari, 1998; Marshall et al., 2002] обладают рядом недостатков, отыскание новых решений уравнений магнитной гидродинамики является актуальной задачей. Представляется, что создание новой модели генерации джетов открывает наиболее простой и корректный путь к получению ряда теоретически и практически важных результатов.

Целью работы является создание новой аналитической модели генерации джетов с ограниченным числом свободных параметров, позволяющей описывать структуру магнитного поля и скорости локализованного в пространстве джете. Во втором разделе приведены основные исходные уравнения магнитной гидродинамики. Третий раздел посвящен созданию новой аналитической модели генерации джетов в неустойчиво стратифицированной плазме. Четвертый раздел посвящен обсуждению результатов.

2. ОСНОВНЫЕ ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Согласно современным представлениям, одним из самых популярных каналов связи литосфера–атмосфера являются внутренние гравитационные волны (ВГВ). Частота ВГВ ω лежит в интервале $|\omega_g| \geq |\omega| \gg |f|$, где $f = 2\Omega \sin \varphi$ – параметр Кориолиса, Ω – частота вращения Земли и φ – широта.

При исследовании мы пренебрегаем влиянием диссипативных процессов, т.е. влиянием вязкости, теплопроводности, потоков тепла извне, трением и т.д. Исходная система магнитогидродинамических уравнений состоит из уравнения движения

$$\frac{d}{dt} \mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{(\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B}}{\mu_0 \rho} + \mathbf{g}, \quad (1)$$

уравнение переноса потенциальной температуры $\Theta = p^{1/\gamma_a} / \rho$, являющейся однозначной функцией энтропии,

$$d\Theta/dt = 0, \quad (2)$$

условия вмерзновенности магнитного поля в плазму,

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

закона Ампера в пренебрежении током смещения

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (4)$$

уравнения несжимаемости магнитного поля $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ и условия несжимаемости плотности для возмущений $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$. Здесь $\mathbf{B}$ – магнитное поле, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, $\mathbf{j}$ – плотность электрического поля, ρ и p – плотность и давление, $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ – эйлерова (конвективная) производная по времени, $\mathbf{v}$ – скорость вещества, γ_a – показатель адиабаты, $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ – гравитационное ускорение, $\mathbf{e}_z$ – единичный вектор, направленный вдоль вертикали. Для замыкания приведенной выше системы уравнений, мы используем уравнение идеального газа для нейтральной жидкости $p/\rho T = \text{const}$, где T – температура.

3. МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ДЖЕТА

В цилиндрической системе координат (r, ϕ, z) будем исследовать аксиально симметричную модель, $\partial/\partial \phi = 0$. В рассматриваемой модели, рассматривая слабые возмущения, полагаем, что давление, плотность и магнитное поле имеют следующий вид $p = p_0(z) + \tilde{p}(t, r, z)$, $\rho = \rho_0(z) + \tilde{\rho}(t, r, z)$ и $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \tilde{\mathbf{B}}$, где $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_z)$ и $\tilde{\mathbf{B}} = (0, 0, \tilde{B}_z)$. Здесь p_0 , ρ_0 и $\mathbf{B}_0$ – равновесные (невозмущенные) значения, а $\tilde{p}$, $\tilde{\rho}$ и $\tilde{B}$ – малые относительно равновес-

ных значений возмущения. В равновесном состоянии из уравнения (1) получаем условие гидростатического равновесия

$$\frac{d}{dz} p_0 = \rho_0 g \quad (5)$$

и

$$\frac{d}{dr} \left(p_0 + \frac{B_0^2}{2\mu_0} \right) = 0. \quad (6)$$

Из уравнения (5) следует $p_0(z) = p_0 \exp(-z/H)$, где $H = c_s^2/\gamma g$ – характерный масштаб высоты атмосферы, $c_s = (\gamma p_0/\rho_0)^{1/2}$ – скорость звука. В терминах завихренности $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v}$ уравнение (1) принимает следующий вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \boldsymbol{\omega} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \frac{1}{\rho^2} [\nabla \rho \times \nabla (p + p_m)] + \\ + \nabla \times \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{\mu_0 \rho}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $p_m = B^2/2\mu_0$ – давление магнитного поля. Полагаем, что $\partial B_z/\partial z = 0$ так, что можно пренебречь натяжением силовых линий магнитного поля, $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} = 0$ в уравнении (7). Кроме того, полагаем что движение плазмы имеет полоидальный характер $\mathbf{v} = (v_r, 0, v_z) = \nabla \times (\psi \nabla \phi) = \nabla \psi \times \nabla \phi$, где ψ – функция тока, так что

$$v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (8)$$

Из уравнений (7) и (2), используя соотношения (8), в приближении плазмы большого давления, $\beta = 2\mu_0 p_0/B_0^2 \gg 1$, получаем, [Onishchenko et al., 2016],

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta^* \psi + \frac{d \ln \rho_0}{dz} \frac{d \psi}{dz} \right) + \frac{1}{r} J(\psi, \Delta^* \psi) = -r \frac{\partial \chi}{\partial r} \quad (9)$$

и

$$r \frac{\partial \chi}{\partial t} - \omega_g^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} + J(\psi, \chi) = 0. \quad (10)$$

Здесь

$$J(a, b) = (\partial a/\partial r) \partial b/\partial z - (\partial b/\partial r) \partial a/\partial z, \quad (11)$$

– якобиан,

$$\Delta_r^* = r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \frac{\partial}{\partial r} \quad (12)$$

– оператор Грэда–Шафранова в рассматриваемом здесь приближении узких, вытянутых в вертикальном направлении, структур $\partial/\partial r \gg \partial/\partial z$, $\chi = g\tilde{\rho}/\rho_0$ – нормированное возмущение плотности и ω_g – частота Брента–Вайсяля, определяемая соотношением

$$\omega_g^2 = g \left(\frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right). \quad (13)$$

В неустойчиво стратифицированной атмосфере $\omega_g^2 < 0$, а частота ВГВ является чисто мнимой величиной, что соответствует их абсолютной неустойчивости. Согласно работам [Onishchenko, et al., 2016; Онищенко и др., 2020] система двух нелинейных уравнений (9) и (10) может быть приведена к одному уравнению

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_g^2 \right) \Delta_r^* \psi + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} J(\psi, \Delta_r^* \psi) = 0. \quad (14)$$

При выборе функции тока $\psi(t, r, z)$ будем исходить из следующих граничных условий, которым должно удовлетворять поле скоростей и магнитное поле:

- а) В центре вихря, при $r = 0$ $v_r = 0$.
- б) На нижней границе, при $z = 0$ $v_z = 0$.

с) На периферии вихря, при $r \gg r_0$, где r_0 — характерный радиальный масштаб структуры $v_r = v_z = 0$, $\tilde{B}_z = 0$.

Учитывая условия (а)–(с), представим функцию тока в следующем виде

$$\psi = \frac{v_0 r^2 z}{2r_0} \exp\left(\gamma t - r^2/r_0^2\right), \quad (15)$$

где v_0 — характерная полоидальная скорость, $v_0 = \text{const}$ $\gamma = \text{const}$. Подействовав оператором Грэда–Шафранова на такую функцию тока, получаем

$$\Delta_r^* \psi = -\frac{8}{r_0^2} \psi + \frac{4r^2}{r_0^4} \psi. \quad (16)$$

Соотношение (16) позволяет пренебречь нелинейным слагаемым в уравнении (14), если

$$2 \frac{v_0 r^2}{\gamma r_0^3} \exp\left(\gamma t - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \ll 1. \quad (17)$$

В этом приближении из уравнения (14) получаем выражение для инкремента внутренних гравитационных волн $\gamma = |\omega_g|$. Таким образом, функция тока (15) является решением уравнения (14), если выполняется условие (17). Воспользовавшись соотношениями (8), получаем выражения для компонент полоидальной скорости

$$v_r = -v_0 \frac{r}{r_0} \exp\left(\gamma t - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \quad (18)$$

и

$$v_z = v_0 \frac{z}{r_0} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \exp\left(\gamma t - \frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (19)$$

Из уравнения (18) видно, что радиальная скорость направлена к центру и не зависит от высоты z . Из уравнения (19) следует, что вертикальная скорость направлена вверх во внутренней области джета и вниз — во внешней области, при $r > r_0$. Полоидальное движение в джете, описываемое уравнениями (18) и (19), обладает отличной от нуля тороидальной завихренностью $\omega_\phi = (\nabla \times \mathbf{v})_\phi$. Воспользовавшись соотношением $\omega_\phi = -\partial v_z / \partial r$, связывающим тороидальную завихренность с вертикальной скоростью, получаем уравнение для тороидальной завихренности

$$\omega_\phi = 2v_0 \frac{r z}{r_0^3} \left(2 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \exp\left(\gamma t - \frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (20)$$

Как видно из уравнений (18) и (19) компоненты полоидальной скорости в джете экспоненциально растут во времени с инкрементом γ . Кроме того, из этих уравнений видно, что течение в джете экспоненциально локализовано по радиусу. Тороидальная завихренность, как и вертикальная скорость, растут с высотой и изменяют знак на противоположный во внешней области вихря.

Представленная модель характеризуется четырьмя свободными параметрами: характерной полоидальной скоростью v_0 , характерным радиальным масштабом джета r_0 , однородным внешним магнитным полем B_0 и инкрементом конвективной неустойчивости γ . Условие применимости модели (17) также зависит от свободных параметров.

Из уравнения (3) в линейном приближении получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{B}_z = B_0 \frac{\partial}{\partial z} v_z. \quad (21)$$

Отсюда, используя выражение для вертикальной скорости (18), получаем

$$\frac{\tilde{B}_z}{B_0} = \frac{v_0}{r_0 \gamma} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) [\exp(\gamma t) - 1] \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (22)$$

Из уравнения (22) и закона Ампера (4) получаем выражение для тороидальной плотности электрического тока

$$j_\phi = -2 \frac{B_0 r}{\mu_0 r_0^2} \left(2 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) [\exp(\gamma t) - 1] \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (23)$$

Представленная модель джета описывает генерацию вертикальной компоненты магнитного поля и, связанного с ним тороидального электрического тока. Вертикальное магнитное поле и тороидальный ток экспоненциально растут во времени, экспоненциально локализованы в радиальном направлении и изменяют знак на противоположный во внешней области джета.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе создана новая малопараметрическая модель генерации джетов в неустойчиво стратифицированной замагниченной плазме большого давления, с плазменным параметром $\beta \gg 1$. Модель характеризуется четырьмя свободными параметрами: характерной полоидальной скоростью v_0 , характерным радиальным масштабом джета r_0 , однородным внешним магнитным полем B_0 и инкрементом конвективной неустойчивости γ . Модель генерации джетов создана в аксиально-симметричном приближении с использованием нелинейных уравнений для внутренних гравитационных волн. В ионосфере, так же как и в лабораторной плазме эффективное гравитационное поле может возникнуть в области резкого торможения потока вещества.

Показано, что в конвективно неустойчивой атмосфере чрезвычайно быстро формируются интенсивные джеты. Модель описывает генерацию аксиальной компоненты магнитного поля и, связанного с ним тороидального электрического тока. Показано, что аксиальное магнитное поле и тороидальный ток экспоненциально растут во времени.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания института физики Земли Российской академии наук, проекта Минобрнауки КП19-270 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований” и Российского фонда фундаментальных исследований грант № 18-29-21021 мк.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Bellán P.M.* Experiments and models of MHD jets and their relevance to astrophysics and solar physics // *Phys. Plasmas*. V. 25. P. 055601. 2018. <https://doi.org/10.1063/1.5009571>
- *Belyaev V.S., Matafonov A.P., Zagreev B.V.* Investigations of the physical nature of the emergence and spread of relativistic astrophysical jets // *J. Modern Physics D*. V. 27. P. 1844002. 2018. <https://doi.org/10.1142/S0218271818440029>
- *Bogoyavlenskij O.I.* MHD model of astrophysical jets // *Physics Lett. A*. V. 276. P. 257–266. 2000.
- *Borovsky J., Elphic R., Funsten H., Thomsen M.* The Earth's plasma sheet as a laboratory for flow turbulence in high-[beta] MHD // *J. Plasma Physics*. V. 57. P. 1–34. 1997. <https://doi.org/10.1017/S0022377896005259>
- *Blandford R.D., Payne D.G.* Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets // *Mon. Not. R. Astr. Soc.* V. 199. P. 883–903. 1982.
- *Chandrasekhar S.* Axisymmetric magnetic fields and fluid motions // *Astrophys. J.* V. 124. 232 p. 1956.
- *Chen C., Wolf R.* Interpretation of high-speed flows in the plasma sheet // *J. Geophys. Res.* V. 98. P. 21409–21420. 1993. <https://doi.org/10.1029/93JA02080>
- *Chen C.X., Wolf R.A.* Theory of thin-filament motion in Earth's magnetotail and its application to bursty bulk flows // *J. Geophys. Res.* V. 104(A7). P. 14613–14626. 1999. <https://doi.org/10.1029/1999JA900005>
- *Erickson G.M., Wolf R.A.* Is steady convection possible in the Earth's magnetotail? // *Geophys. Res. Lett.* V. 7. P. 897–900. 1980. <https://doi.org/10.1029/GL007i011p00897>
- *Fedun V., Shelyag S., Erdélyi R.* Numerical modeling of footpoint-driven magneto-acoustic wave propagation // *Astrophys. J. Lett.* V. 740. L46. 2011.
- *Ferrari A.* Modeling extragalactic jets // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* V. 36. P. 539–598. 1998.
- *Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A., Palin L.C., Jacquey C., Zelenyi L.M.* THEMIS observations of the current sheet dynamics in response to the intrusion of the high-velocity plasma flow into the near-Earth magnetotail // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 119. P. 6553–6568. 1997. <https://doi.org/10.1002/2013JA019729>
- *Lovelace R.V.E., Mehanian C., Mobarri C.M., Sulkanen M.E.* Theory of axisymmetric magnetohydrodynamic flows: discs // *Astroph. J. Suppl. Ser.* V. 62. P. 1–37. 1986.
- *Marshall H.L., Miller B.P., Davis D.S., Perlman E.S., Wise M., Canizares C.R., Harris, D.E.* A High-Resolution X-Ray Image of the Jet in M87 // *Astrophys. J.* V. 564. P. 683–692. 2002.
- *Onishchenko O.G., Pokhotelov O.A., Horton W., Fedun V.* Large-Scale Alfvén vortices // *Phys. Plasmas*. V. 22. P. 122901-1–122901-5. 2015. <https://doi.org/10.1063/1.4936978>
- *Onishchenko O.G., Fedun V., Smolyakov A., Horton W., Pokhotelov O.A., Verth G.* Tornado model for a magnetised plasma // *Phys. Plasmas*. V. 25. P. 054503. 2018. <https://doi.org/10.1063/1.5023167>
- *Onishchenko O.G., Pokhotelov O.A., Horton W., Fedun V.* Explosively growing vortices of unstably stratified atmosphere // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. V. 121. P. 7197–7214. 2016. <https://doi.org/10.1002/2016JD025961>
- *Pontius D.H., Wolf R.A.* Transient flux tubes in the terrestrial magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 17(1). P. 49–52. 1990. <https://doi.org/10.1029/GL017i001p00049>
- *Scullion E., Popescu M.D., Banerjee D., Doyle J.G., Erdélyi R.* Jets in polar coronal holes // *Astroph. J.* V. 704. P. 1385–1395. 2009.
- *Stepanova M., Antonova E.E.* Role of turbulent transport in the evolution of the κ distribution functions in the plasma sheet // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 120. P. 3702–3714. 2015. <https://doi.org/10.1002/2014JA020684>
- *Wedemeyer-Böhm S., Scullion E., Steiner, O., Rouppe V., de La Cruz Rodriguez J., Fedun V., Erdélyi R.* Magnetic tornadoes as energy channels into the solar corona // *Nature*. V. 486. P. 505–508. 2012. <https://doi.org/10.1038/nature11202>