

Влияние внешнего магнитного поля на спиральную структуру сверхзвуковых радиовыбросов

С. Г. Гестрин, В. М. Конторович

Исследована спиральная структура радиовыбросов, стабилизированных газодинамическим давлением и продольным магнитным полем. Изучена зависимость угла закрутки спирали от соотношения между скоростью звука и альвеновской скоростью в потоке.

INFLUENCE OF EXTERNAL MAGNETIC FIELD ON THE HELICAL STRUCTURE OF RADIOJETS, by Gestrin S. G., Kontorovich V. M.—The helical structure of radiojets stabilized by gas dynamic pressure and longitudinal magnetic field is investigated. Dependence of twist angle of helix upon the ratio between the sound speed and Alfvén speed in the stream is studied.

Как было показано [1—3], волновая структура, наблюдаемая на поверхности многих радиовыбросов из квазаров и активных ядер галактик (NGC 6251, NGC 315, 3C 273, 3C 348 и др.), может быть связана с развитием ветровой неустойчивости. Течение плазмы в выбросах скорее всего сверхзвуковое, что приводит к преимущественному росту спиральных волн $\propto \exp[i(kx + m\varphi - \omega t)]$ с $m = m_{\max} \neq 0$, или соответствующих им волн $\propto \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)]$ на плоской границе, бегущих под углом $\theta = \theta_{\max}$ к скорости потока ($m_{\max} \approx k_x R \operatorname{tg} \theta_{\max}$ [2]). Спиральная структура обнаружена недавно в результате наблюдений на радиотелескопе VLA в одном из двух выбросов в Геркулесе А [4].

Ранее рассматривалась замагниченная струя с магнитным полем \vec{H} , параллельным оси выброса. Поле создавало упругость границы и обеспечивало существование поверхностных альвеновских волн, резонансное взаимодействие которых с вихрями в обтекающем выброс потоке окружающей среды, где поле не учитывалось ($H=0$), приводило к развитию неустойчивости. Давление магнитного поля внутри выброса стабилизировалось газодинамическим давлением окружающей выброс плазмы.

В настоящей работе исследован замагниченный выброс, удерживаемый давлением и внешним продольным магнитным полем H , наличие которого существенно влияет на характер резонанса. Изучается зависимость θ_{\max} от соотношения между характерными параметрами сред: $\bar{v}_A, v_A, \bar{c}_s, c_s$ (v_A — альвеновская скорость, c_s — скорость звука; черта над буквой здесь и далее обозначает принадлежность к выбросу).

При $z > 0$ находится обтекающая выброс плазма плотностью $\bar{\rho}_0$, движущаяся со скоростью $U(z)$. При $z < 0$ (внутри выброса) — плазма плотностью $\bar{\rho}_0$ в поле $\vec{H} \parallel H$. Далее будем рассматривать случай $\bar{\rho}_0 \gg \rho_0$ и считать, что профиль скорости формируется только в менее плотной среде: $U(z) \equiv 0$ (при $z < 0$). Плазму описываем с помощью системы МГД-уравнений, из которой для перпендикулярной к невозмущенному течению компоненты магнитного поля h_z в потоке ($z > 0$) находим уравнение

$$h_z'' + h_z' \left[\frac{2U'(U-V)}{(U-V)^2 - v_A^2} - \frac{(\alpha^2)'}{\alpha^2} \right] - h_z \alpha^2 = 0, \quad (1)$$

$$\alpha^2 \equiv k^2 + k_x^2 \frac{(U-V)^2}{v_A^2 c_s^2} \left[\frac{1}{(U-V)^2} - \frac{1}{v_A^2} - \frac{1}{c_s^2} \right]^{-1},$$

где штрих означает производную по z , $V \equiv \omega/k_x$.

Внутри радиовыброса для амплитуды давления $\bar{p} = \vec{H} \vec{h}_x / 4\pi + \bar{\rho} \bar{c}_s^2$ ($\bar{\rho}$ — возмущение плотности) получаем

$$\bar{p}'' - \bar{\alpha}^2 \bar{p} = 0, \quad (z < 0) \quad (2)$$

$$\bar{\alpha}^2 \equiv k^2 + k_x^2 \frac{V^2}{v_A^2 \bar{c}_s^2} \left[\frac{1}{V^2} - \frac{1}{v_A^2} - \frac{1}{\bar{c}_s^2} \right]^{-1}.$$

* Учтывая, что m — целое, для оценки m_{\max} следует выбрать ближайшее к $k_x R \operatorname{tg} \theta_{\max}$ целое число. Индекс \max соответствует максимуму инкремента неустойчивости.

Из непрерывности давления на возмущенной поверхности выброса следует дисперсионное соотношение для поверхностных волн

$$\rho_0 \frac{(V^2 - v_A^2)}{\alpha^2(0)} \left(\frac{h'_z}{h_z} \right)_{z=0} = \bar{\rho}_0 \frac{(V^2 - \bar{v}_A^2)}{\bar{\alpha}}, \quad (3)$$

где ρ_0 — плотность плазмы. Далее будем считать, что давление магнитного поля при $z < 0$ намного превышает газодинамическое давление ($\bar{v}_A^2 \gg \bar{c}_s^2$), и полагать $\bar{c}_s = 0$ (ср. [2]). Таким образом, для удержания радиовыброса должно выполняться условие: $\bar{\rho}_0 \bar{v}_A^2 / 2 = \rho_0 v_A^2 / 2 + \rho_0 c_s^2 C_V / C_P$, ($C_V / C_P = 3/5$).

1. В предельном случае несжимаемого потока $c_s \rightarrow \infty$ (при этом $\bar{\rho}_0 \gg \rho_0$ из условия равновесия) из (3) находим следующие выражения для инкремента и фазовой скорости поверхностных волн:

$$\gamma \approx \frac{1}{4} \frac{\rho_0}{\bar{\rho}_0} \frac{\bar{v}_A^2 - v_A^2}{\bar{v}_A} |\sin 2\theta| \operatorname{Im} \left(\frac{h'_z}{h_z} \right)_{z=0}; \quad v_\Phi \approx \bar{v}_A \cos \theta. \quad (4)$$

Величина $\operatorname{Im} (h'_z/h_z)$, входящая в (4), должна определяться из уравнения (1), которое в рассматриваемом случае принимает вид

$$h''_z + h'_z \frac{2U'(U-V)}{(U-V)^2 - v_A^2} - h_z k^2 = 0, \quad (z > 0). \quad (5)$$

Из (5) видно, что наличие продольного магнитного поля в потоке приводит к расщеплению резонанса. Вместо одного резонансного слоя в отсутствие поля при $z > 0$ таких слоев оказывается два $U(z_{c2,1}) = V \pm v_A$ (при $V > v_A$) или один $U(z_{c2}) = V + v_A$ (при $V < v_A$). Для исследования полюсов в (5) с помощью замены $h_z = g[(U-V)^2 - v_A^2]^{-1/2}$ получим уравнение, не содержащее слагаемого с первой производной:

$$g'' - g \left\{ \frac{U''(U-V)}{[(U-V-i\delta)^2 - v_A^2]} - \frac{v_A^2 U'^2}{[(U-V-i\delta)^2 - v_A^2]^2} + k^2 \right\} = 0. \quad (6)$$

В (6) величина $\delta \rightarrow +0$ — малая добавка, определяющая правило обхода особых точек в знаменателе. Действуя, как в [2], находим аналог формулы Майлса при $U'(z) > 0$ и $V > v_A$

$$\operatorname{Im} \left(\frac{g'}{g} \right)_{z=0} = -\frac{\pi}{2} \frac{1}{z_{c2} - z_{c1}} \left[\frac{|g(z_{c2})|^2 U'(z_{c2})}{|g(0)|^2 U'(z_{c1})} - \frac{|g(z_{c1})|^2 U'(z_{c1})}{|g(0)|^2 U'(z_{c2})} \right] + \frac{\pi}{2} \left[\frac{|g(z_{c2})| |g'(z_{c2})|}{|g(0)|^2} + \frac{|g(z_{c1})| |g'(z_{c1})|}{|g(0)|^2} \right] \quad (7)$$

и при $V < v_A$

$$\operatorname{Im} \left(\frac{g'}{g} \right)_{z=0} = \frac{\pi}{2} \left[\frac{|g(z_{c2})| |g'(z_{c2})|}{|g(0)|^2} - \frac{1}{2} \frac{|g(z_{c2})|^2 U'(z_{c2})}{|g(0)|^2 v_A} \right]. \quad (8)$$

В итоге, весьма чувствительная к наличию резонансного взаимодействия величина $\operatorname{Im}(h'_z/h_z) = \operatorname{Im}(g'/g)$ выражена через величины, которые можно оценивать менее точно: $|g(z_c)|^2/|g(0)|^2$; $|g'(z_c)|/|g(0)|$. Подставляя в (4) выражения (7) и (8) для достаточно больших k , когда $g \propto \exp(-kz)$, получим при $c_s \gg \bar{v}_A > v_A$

$$\gamma \approx -\frac{\pi}{8} \frac{\rho_0}{\bar{\rho}_0} \frac{\bar{v}_A^2 - v_A^2}{\bar{v}_A} \left\{ k [\exp(-2kz_{c2}) + \exp(-2kz_{c1})] + \frac{1}{z_{c2} - z_{c1}} \left[\frac{U'(z_{c2})}{U'(z_{c1})} \exp(-2kz_{c2}) - \frac{U'(z_{c1})}{U'(z_{c2})} \exp(-2kz_{c1}) \right] \right\} \quad (9)$$

и при $c_s \gg v_A > \bar{v}_A$

$$\gamma \approx \frac{\pi}{8} \frac{\rho_0}{\bar{\rho}_0} \frac{v_A^2 - \bar{v}_A^2}{\bar{v}_A} |\sin 2\theta| \left(\frac{U'(z_{c2})}{2v_A} + k \right) \exp(-2kz_{c2}). \quad (10)$$

Как видно из (9) и (10), быстрее всего нарастает волна, бегущая под углом $\pi/4$ к потоку. При $v_A \rightarrow 0$ ($z_{c2} - z_{c1} \rightarrow 0$) формула (9) переходит в выражение

$$\gamma \approx -\frac{\pi}{4} \frac{\rho_0}{\rho_0} \bar{v}_A |\sin 2\theta| \frac{U''(z_c)}{U'(z_c)} \exp(-2kz_c),$$

полученное в [2]. Если v_A достаточно велико и полюсы z_{c2} и z_{c1} находятся далеко друг от друга [$k(z_{c2} - z_{c1}) \gg 1$], то в (9) достаточно сохранить слагаемое с $\exp(-2kz_{c1})$.

2. В другом предельном случае, когда $v_A \gg c_s$, \bar{v}_A и выброс удерживается в основном давлением магнитного поля, из (3) находим

$$\gamma \approx -\bar{v}_A \frac{\sin^4 \theta \cos \theta}{(1 + \sin^2 \theta)^{3/2}} \text{Im}(h'_z/h_z)_{z=0}, \quad (11)$$

$$v_\phi \approx \bar{v}_A \cos \theta \sqrt{1 + \sin^2 \theta}.$$

В потоке, согласно (1), имеется два резонансных слоя: $U(z_{c2}) = V + v_A$, $U(z_{c3}) = V + v_A/\cos \theta$, и в области не слишком малых углов θ , где вклад полюса в z_{c3} несуществен, получим в ВКБ-приближении

$$\gamma \approx \frac{\pi}{2} \bar{v}_A \frac{\sin^4 \theta \cos \theta}{(1 + \sin^2 \theta)^{3/2}} k \exp\left\{-2k \int_0^{z_{c2}} \sqrt{1 - \cos^2 \theta \frac{U^2(z)}{v_A^2}} dz\right\}. \quad (12)$$

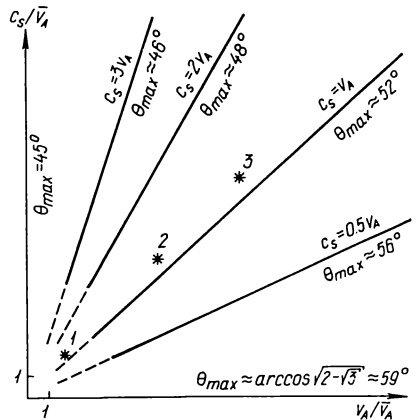
Если на большей части промежутка от нуля до z_{c2} выполняется неравенство $U^2(z) \ll v_A^2$, то угловая зависимость γ определяется в основном предэкспоненциальным множителем в (12), и γ имеет максимум при $\theta = \theta_{\max} \approx \arccos \sqrt{2 - \sqrt{3}} \approx 60^\circ$.

3. В случае, когда $v_A \sim c_s$ и соответственно в окружающей выброс плазме давление магнитного поля и газодинамическое давление сравнимы, выражения для γ и v_ϕ весьма громоздки. Результат численного анализа угловой зависимости γ приведен на рисунке. С увеличением магнитного поля в потоке (увеличением v_A) положение максимума γ смещается от $\theta_{\max} = 45^\circ$ ($c_s \gg v_A$) до

$$\theta_{\max} \approx \arccos \sqrt{2 - \sqrt{3}} \approx 60^\circ \quad (v_A \gg c_s).$$

Поскольку угол закрутки спиральной структуры в Геркулесе А близок к 45° , то, по-видимому, сильное продольное магнитное поле в обтекающем выброс потоке плазмы отсутствует ($c_s \gg v_A$), и удержание происходит в основном за счет газодинамического давления окружающей среды.

Зависимость угла закрутки спиральной структуры от соотношения между c_s и v_A . Звездочками обозначены параметры, соответствующие кометам: 1 — Когоутека; 2 — Аренда — Роланда; 3 — Морхауза



Следует отметить также, что спиральные волны наблюдаются в кометных хвостах [6], физические параметры которых изучены намного лучше, чем параметры радиовыбросов. Согласно данным [6] (соответствующие точки нанесены на рисунке), давление магнитного поля в обтекающем комету солнечного ветра сравнимо с газодинамическим и, следовательно, $\theta_{\max} > 45^\circ$. Действительно, угол закрутки на изобращении кометы Икейя — Секи [5] близок к 60° . По данным [6], для комет Когоутека, Аренда — Роланда и Морхауза можно оценить θ_{\max} ; он оказывается близким к 50° .

Таким образом, по углу закрутки спиральной структуры можно установить соотношение между газодинамическим давлением и давлением магнитного поля, если за появление спиральной структуры ответственна ветровая неустойчивость.

2. Гестрин С. Г., Конторович В. М. Ветровая неустойчивость и винтовые возмущения релятивистских замагниченных струй // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1986.— 91, № 3.— С. 779—791.
3. Гестрин С. Г., Конторович В. М. Спиральная структура радиовыбросов из квазаров и активных ядер галактик // Письма в Астрон. журн.— 1986.— 12, № 7.— С. 522—528.
4. Dreher J. W., Feigelson E. D. Rings and wiggles in Hercules A // Nature.— 1984.— 308, N 5954.— P. 43—45.
5. Heck A. La contribution des astronomes amateurs aux observations cometaires // Astro-nomie.— 1974.— 88.— P. 318—322.
6. Ray T. Kelvin — Helmholtz instability in the cometary ion tails // Planet. and Space Sci.— 1982.— 30.— P. 245.

Радиоастрон. ин-т АН УССР,
Харьков

Поступила в редакцию
25.05.87

УДК 520.872:520.2.01

Прецизионное определение масштаба при астрономических наблюдениях

В. Д. Бахтин, В. Г. Вакулик, А. П. Железняк,
В. В. Кошечек, И. Е. Синельников

Предложена методика определения масштаба изображений в плоскости регистрации телескопов, эффективная для систем с малым полем зрения. В основу измерительной схемы положена модификация звездного интерферометра Майкельсона с лазером в качестве источника света. На телескопе АЗТ-8 при спекл-интерферометрических наблюдениях двойных звезд достигнута точность измерения масштаба 0.01 %.

PRECISE DETERMINATION OF SCALE IN ASTRONOMICAL OBSERVATIONS, by Bakhtin V. D., Vakulik V. G., Zheleznyak A. P., Konichek V. V., Sinel'nikov I. E.—The technique of image scale determination effective for systems with small field of view is suggested. The version of the Michelson stellar interferometer with laser as a source of light underlies the measuring scheme. The uncertainty of scale calibration 0.01 % has been achieved in binary stars observations by means of speckle interferometry using 70 cm reflector.

Эффективность решения некоторых астрономических задач зависит от точности определения масштаба изображений небесных объектов. Масштабом m называется коэффициент, приводящий в соответствие линейные размеры ρ изображения объекта в плоскости регистрации с его угловыми размерами ρ на небесной сфере: $\rho = m\rho$. Традиционно считается [6], что масштаб в фокальной плоскости однозначно связан с фокусным расстоянием F соотношением $m = 206\,265/F$, но при этом вносятся погрешности, обусловленные неточностью фокусировки, температурными и механическими изменениями инструмента, известной [5] неопределенностью фокусного расстояния (не менее $2\lambda F^2/d^2$ по критерию Рэлея, где d — диаметр телескопа). Фактически масштаб определяется расстоянием s от задней главной точки оптической системы телескопа до плоскости регистрации [1]. При этом устраняются упомянутые источники погрешностей. Так как существует принципиальная возможность измерения расстояния s с точностью до отклонений поверхности приемника от плоскости, то с высокой точностью может быть определен и масштаб.

Обычно в астрономии для непосредственного определения масштаба фотографируют звездные поля, точные координаты членов которых получены, например, методами фундаментальной астрометрии [3]. Метод обеспечивает высокую точность, если угловые размеры поля зрения и количество регистрируемых звезд велики.

Вместе с тем есть задачи, в которых поле зрения телескопа существенно ограничено размерами применяемого приемника. К ним относится спекл-интерферометрия двойных звезд [4]. Спекл-интерферометрия на больших телескопах сквозь турбулентную атмосферу позволяет обеспечить дифракционное разрешение. Это достигается путем регистрации тонкой структуры изображений объектов в узких участках спектра с короткими (около 0.01 с) экспозициями в масштабе, достаточном для реализации дифракционного разрешения телескопа.