

УДК 522.61+523.873(035.332)

В. О. Г л а д ы ш е в, В. С. Г о р е л и к

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕАЛЬНОЙ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ И ОРИЕНТАЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В ПРОСТРАНСТВЕ МЕТОДАМИ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ*

Предложен новый метод определения пространственных характеристик удаленного вращающегося астрофизического объекта на основе измерения разности уширений спектральных линий или вариации спектральной плотности энергетической светимости в линии, измеренной спектрометрическими датчиками, имеющими различное пространственное положение.

Современные представления о структуре наблюдаемой части Вселенной базируются на длительном измерении кинематических и спектральных характеристик удаленных вращающихся астрофизических объектов. Обработка спектральных данных позволяет делать выводы о плотности видимой массы, возрасте Вселенной, характере космологического расширения и других астрофизических параметрах, определяющих направление развития космологических моделей.

Измерение величины размытия спектральной линии позволяет достаточно точно рассчитать проекцию экваториальной скорости звезд различных спектральных классов на луч зрения [1, 2]. Это становится возможным благодаря высокой точности лабораторного воспроизведения спектральных линий атома водорода [3]. При этом учитывается, что на спектр вращающейся звезды оказывает влияние гравитационное потемнение света [4].

Вместе с тем используемые в настоящее время методы обработки спектральных линий в большинстве случаев не позволяют определить реальную экваториальную скорость V_e и угол наклона i оси вращения астрофизического объекта к лучу зрения. Впрочем, существуют исключения, например в случае двойных систем, когда экваториальная плоскость совпадает с плоскостью орбиты системы. Кроме того, реальные величины V_e и i могут быть определены по методу

* Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант № МД-170.2003.08).

Дж. Хатчингса [5] для ярких звезд верхней части главной последовательности. Этот метод основан на измерении различий гравитационных потемнений спектральных линий в далекой ультрафиолетовой области и видимом континууме вращающейся звезды, что приводит к наблюдению более узких профилей линий в ультрафиолетовой области спектра. Однако данный метод не позволяет определить пространственную ориентацию оси вращения, что приводит к необходимости дополнительного анализа спектральных линий.

В настоящей работе развивается новый подход, позволяющий определять пространственную экваториальную скорость, ориентацию оси вращения и расстояние до удаленного вращающегося астрофизического объекта [6]. Решение данных задач становится возможным благодаря специальным процедурам измерений, в которых определяются разности уширений спектральных линий или вариации спектральной плотности энергетической светимости в линии. Измерения могут проводиться тремя спектрометрическими датчиками, разнесенными друг относительно друга, или одним спектральным прибором, движущимся по замкнутой орбите.

Вариации профилей спектральных линий вследствие вращения звезд. На форму профиля спектральной линии вращающейся звезды оказывают влияние различные факторы, к числу которых в первую очередь можно отнести дифференциальное вращение (изменение скорости вращения вдоль радиального направления), нарушение сферической симметрии, гравитационное потемнение (изменение яркости поверхности звезды из-за увеличения эффективной силы тяжести от экватора к полюсам), изменение интенсивности линии поглощения с широтой и угловым расстоянием до края диска и, наконец, угол наклона оси вращения к лучу зрения.

Получим зависимость формы контура линии от спектрального смещения $\Delta\lambda$ из центра линии. Рассмотрим астрофизический объект — звезду радиуса R , вращающуюся с угловой скоростью ω вокруг оси симметрии. Пусть ось вращения составляет угол i с лучом наблюдения. Вследствие эффекта Доплера все спектральные линии звезды расширяются и форма их зависит от угла i .

Нормированное распределение интенсивности $A(x)$ в линии имеет вид [7]

$$A(x) = \frac{2}{\pi} \frac{\sqrt{1-x^2} + \frac{\hat{\beta}}{2}(1-x^2)}{1 + \frac{2}{3}\hat{\beta}}, \quad -1 \leq x \leq 1, \quad (1)$$

где x — относительная координата точки на поверхности диска звезды, т. е. если, например, ξ — физическая координата на поверхности диска, то $x = \xi/R$; $\hat{\beta}$ — коэффициент потемнения линии к краю диска.

Реальный контур $S(\Delta\lambda)$ имеет более сложную форму, так как на контур линии, уширенной вследствие вращения, накладывается естественная ширина контура линии невращающейся звезды [8].

Для истинного распределения интенсивности в линии поглощения без учета вращения можно использовать выражение [7]

$$I = I_0 \left(1 - a \exp \left\{ -\frac{\Delta\lambda^2}{\alpha^2} \right\} \right), \quad (2)$$

где a — глубина линии, $\alpha\sqrt{\ln 2}$ — полуширина линии по уровню половины интенсивности максимума. Здесь и далее разности $\lambda_0 - \lambda$ между центром линии поглощения и текущей координатой спектра будем относить к максимальному эффекту Доплера, определяемому вращением, т. е. $\Delta\lambda$ будем считать также в относительных единицах.

“Контрастное” распределение интенсивности в линии поглощения будет иметь вид

$$W(\Delta\lambda) = \frac{I_0 - I}{I_0} = a \exp \left\{ -\frac{\Delta\lambda^2}{\alpha^2} \right\}. \quad (3)$$

Контур линии $S(\Delta\lambda)$, обусловленный одновременным влиянием естественной ширины линии звезды, получают наложением контура $A(x)$ на $W(\Delta\lambda)$:

$$S(\Delta\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\Delta\lambda - x) A(x) dx. \quad (4)$$

В случае, когда $W(\Delta\lambda)$ шире, чем $A(x)$, т. е. вращение не очень сильно искажает контур, то для распределения $S(\Delta\lambda)$ можно получить формулу [7]

$$S(\Delta\lambda) = \exp \left\{ -\frac{\Delta\lambda^2}{\alpha^2} \right\} \left(a + C \left[\frac{\Delta^2}{2!} \frac{2a}{\alpha^2} \left(\frac{2\Delta\lambda^2}{\alpha^2} - 1 \right) + \frac{\Delta^4}{4!} \frac{4a}{\alpha^4} \left(3 - \frac{12\Delta\lambda^2}{\alpha^2} + \frac{4\Delta\lambda^4}{\alpha^4} \right) \right] \right), \quad (5)$$

$$C = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{8}{15} \hat{\beta} \right)^2 \left[\left(1 + \frac{2}{3} \hat{\beta} \right) \left(1 + \frac{16}{35} \hat{\beta} \right) \right]^{-1},$$

$$\Delta^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{16}{30} \hat{\beta} \right) / \left(1 + \frac{16}{35} \hat{\beta} \right).$$

Очевидно, что $\Delta\lambda$ и $S(\Delta\lambda)$ зависят от скорости вращения и наклона оси вращения к лучу зрения. Относительное смещение источника излучения и наблюдателя будет приводить к вариациям профилей

спектральных линий, что может быть обнаружено экспериментально. Измерение разности уширений спектральных линий позволит решить обратную задачу: расчет реальной экваториальной скорости астрофизического объекта. Для этого необходимо получить уравнения, связывающие кинематические параметры излучающего вращающегося объекта с величинами, характеризующими изменение формы спектральных линий.

Спектральный метод определения кинематических параметров удаленного вращающегося астрофизического объекта. Рассмотрим систему координат X, Y, Z , в которой измерительный прибор (датчик) занимает, кроме центрального положения θ_3 в точке O , положения θ_1 и θ_2 (рис. 1). Поскольку известны расстояния ρ_1 и ρ_2 между датчиками θ_1, θ_3 и θ_2, θ_3 соответственно и угол β между осями OP и OX , проходящими через точки θ_1 и θ_2 (ниже рассмотрен случай $\beta = 90^\circ$), то можно перейти к системе координат X, Y, P , более удобной для дальнейших расчетов.

Угловое положение астрофизического источника S задано углами ϑ и ψ , отсчитываемыми от оси OY . Относительное положение спектральных датчиков θ_{1-3} и расположенного на расстоянии d от центрального датчика θ_3 вращающегося астрофизического объекта приведено на рис. 1.

Как видно из рис. 1, пространственная ориентация экваториальной плоскости α , изображенной в виде круга радиуса V_e , характеризуется углами φ_1, φ_2 в сечениях плоскостями XOY и POY .

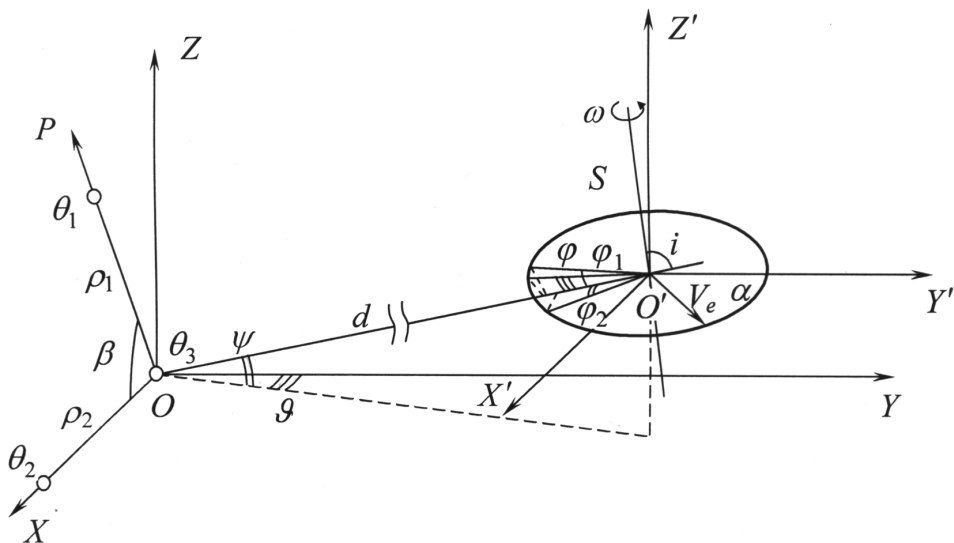


Рис. 1. Ориентация экваториальной плоскости α удаленного вращающегося астрофизического объекта S относительно спектральных датчиков θ_{1-3}

Спектрометрические показания, снимаемые с датчиков θ_{1-3} , отличаются друг от друга вследствие различных углов наклона оси вращения к лучу наблюдения, т.е. вследствие некоторых изменений углов φ_k , $k = 1, 2$, определяемых выражениями

$$\operatorname{tg} \Delta\varphi_1 = \frac{\rho_1 \cos \psi}{d - \rho_1 \sin \psi}, \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \Delta\varphi_2 = \frac{\rho_2 \sqrt{1 - \cos^2 \psi \sin^2 \vartheta}}{d + \rho_2 \cos \psi \sin \vartheta}, \quad (7)$$

где $\Delta\varphi_1 = \varphi_1 - \varphi$, $\Delta\varphi_2 = \varphi_2 - \varphi$, φ — угол между экваториальной плоскостью и лучом зрения, направленным от датчика θ_3 .

Пусть $V_R = V_e \cos i$ — лучевая скорость вращения на экваторе, измеренная датчиком θ_3 . Тогда для φ_k , $k = 1, 2$, можно записать

$$\varphi_k = \operatorname{arctg} \frac{\Delta V_{Rk}}{\Delta \varphi_k V_R}, \quad (8)$$

где ΔV_{Rk} — разности значений лучевой скорости вращения на экваторе, измеренных датчиками θ_1 , θ_3 и θ_2 , θ_3 соответственно для $k = 1, 2$.

Угол наклона плоскости экватора астрофизического объекта к лучу наблюдения датчика θ_3 можно выразить следующим образом:

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_2 \sin \tilde{\beta} \left(\hat{P}(\operatorname{tg} \varphi_{1,2}) \right)^{-1/2}. \quad (9)$$

Здесь

$$\hat{P}(x_1, x_2) = \sum_{p=-1/2}^{1/2} \left(\cos \tilde{\beta} \right)^{p(2p+1)} \times \prod_{k=2(1-2p^2)}^{2-p(2p-1)} (x_k)^{2-p(2p+1)},$$

$$\tilde{\beta} = \arccos \left(-2 \frac{\sin \psi \sin \vartheta}{\sqrt{1 - \cos^2 \psi \sin^2 \vartheta}} \right).$$

Индекс p может принимать значения $-\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}$.

Подставляя выражение (8) в уравнение (9), можно записать

$$\operatorname{ctg} i = \frac{\sin \tilde{\beta}}{V_R \left[\hat{P} \left(\frac{\Delta \varphi_{1,2}}{\Delta V_{R1,2}} \right) \right]^{1/2}}. \quad (10)$$

Уравнение (10) позволяет выразить угол i через известные значения $\tilde{\beta}$, $\Delta \varphi_{1,2}$ и измеренные датчиками θ_{1-3} значения ΔV_{Rk} . Однако релятивистская запись эффекта Доплера является функцией от i , что при выражении ΔV_{Rk} через приращение длины волны края профиля

спектральной линии (см. далее рис. 2) приводит к зависимости

$$\Delta V_{Rk} = \frac{c \Delta \lambda_{\text{пр}k}}{\lambda_{\text{исп}}} \frac{\left(1 - \frac{V_R^2}{c^2 \sin^2 i}\right)^{3/2}}{\left(1 + \frac{V_R}{c \sin^2 i}\right)}, \quad k = 1, 2, \quad (11)$$

$$\Delta \lambda_{\text{пр}1} = \Delta \lambda_3 - \Delta \lambda_1, \quad \Delta \lambda_{\text{пр}2} = \Delta \lambda_3 - \Delta \lambda_2. \quad (12)$$

Здесь $\Delta \lambda_{\text{пр}k}$ — разности значений уширения спектральной линии, измеренные спектрометрическими приборами θ_1, θ_3 и θ_2, θ_3 соответственно для $k = 1, 2$; $\lambda_{\text{исп}}$ — длина волны излучения, соответствующая центру выбранной спектральной линии; c — скорость света в вакууме.

После подстановки выражения (11) в формулу (10) можно записать искомое уравнение для нахождения величины i по результатам измерений уширения спектральной линии тремя разнесенными спектральными приборами θ_{1-3} :

$$(1 + \gamma) \sin^6 i - \left(1 - \frac{2V_R}{c} + 3\gamma \frac{V_R^2}{c^2}\right) \sin^4 i - \left(2 \frac{V_R}{c} - \frac{V_R^2}{c^2} - 3\gamma \frac{V_R^4}{c^4}\right) \sin^2 i - \frac{V_R^2}{c^2} - \gamma \frac{V_R^6}{c^6} = 0, \quad (13)$$

где

$$\gamma = \frac{c^2}{V_R^2 \lambda_{\text{исп}}^2} \hat{P} \left(\frac{\Delta \varphi_{1,2}}{\Delta \lambda_{\text{пр}1,2}} \right) \sin^2 \tilde{\beta}.$$

Величины $\Delta \varphi_k$ и $\tilde{\beta}$, входящие в уравнение (13), являются известными, поскольку расположения датчиков заданы, и их рассчитывают в соответствии с соотношениями (6), (7) и выражением для угла $\tilde{\beta}$. Таким образом, полученное уравнение позволяет определить $i = i(V_R, \Delta \varphi_{1,2}, \Delta \lambda_{\text{пр}1,2})$ и $V_e = V_R / \cos i$ при наличии только одного предположения, что $\rho_k \ll d$, которое обеспечивает малость приращений $\Delta \varphi_k$. Кроме того, как следует из системы уравнений (8), (11) и (13), можно найти углы φ_k , характеризующие ориентацию плоскости экватора астрофизического объекта в пространстве:

$$\varphi_k = \text{arctg} \left(\frac{\Delta \lambda_{\text{пр}k}}{\lambda_{\text{исп}}} \frac{c}{V_R} \frac{1}{\Delta \varphi_k} \frac{\left[1 - \frac{V_R^2}{c^2 \sin^2(i(V_R, \Delta \varphi_{1,2}, \Delta \lambda_{\text{пр}1,2)})}\right]^{3/2}}{1 + \frac{V_R}{c \sin^2(i(V_R, \Delta \varphi_{1,2}, \Delta \lambda_{\text{пр}1,2)})}} \right). \quad (14)$$

Как следует из рис. 1, при $\varphi_1 = \varphi_2 = 90^\circ$ имеем $i = 0^\circ$ и $V_R = 0$, тогда как при $\varphi_1 = \varphi_2 = 0^\circ$ наблюдаемая лучевая скорость вращения равна реальной скорости вращения на экваторе.

Можно заметить, что одним из возможных путей развития данного метода является определение угла наклона экваториальной плоскости в пространстве на основе тоекратного определения наклона оси вращения по методу Дж. Хатчингса спектральным прибором, движущимся по замкнутой орбите, или тремя разнесенными приборами. В этом случае в уравнение (10) можно подставлять непосредственно величины ΔV_{Rk} , определяемые по трем измерениям величины V_R , проведенным по методу Дж. Хатчингса.

Из уравнения (13) следует, что на точность вычисления угла i оказывают влияние два основных фактора: предел разрешения спектрального прибора и погрешность определения расстояния d до астрофизического объекта. Расстояния до звезд часто рассчитывают с низкой точностью, поэтому особый интерес представляет возможность определения d по измеренным $\Delta\lambda_{\text{пр}k}$.

Определение расстояния до звезды по параллактическим вариациям профилей спектральных линий. В случае, когда угол наклона оси вращения к лучу наблюдения известен, измеряя разность уширения спектральной линии двумя парами спектральных приборов, можно определить реальное расстояние d до объекта. Для малых приращений $\Delta\varphi_k(\rho_k, d)$ из уравнения (13) имеем

$$\hat{P} \left(\frac{\Delta\varphi_{1,2}}{\Delta\lambda_{\text{пр}1,2}} \right) = A, \quad (15)$$

где

$$A = \frac{c^2 \sin^2 \tilde{\beta}}{V_R^2 \lambda_{\text{исп}}^2} \frac{1}{\text{ctg}^2 i} \left(1 - \frac{V_e^2}{c^2} \right) \left(1 + \frac{V_e}{c \sin i} \right)^{-2}.$$

После некоторых преобразований уравнение (15) можно привести к виду

$$\begin{aligned} Ad^4 + 2A\kappa_3 d^3 + \left(A\kappa_3^2 + 2A\kappa_1\kappa_2 - B - C + 2\sqrt{BC} \cos \tilde{\beta} \right) d^2 + \\ + \left(A\kappa_1\kappa_2\kappa_3 - \kappa_2 \left(B - \sqrt{BC} \cos \tilde{\beta} \right) + \kappa_1 \left(C - \sqrt{BC} \cos \tilde{\beta} \right) \right) d + \\ + A\kappa_1^2\kappa_2^2 - B\kappa_2^2 - C\kappa_1^2 - 2\kappa_1\kappa_2\sqrt{BC} \cos \tilde{\beta} = 0, \quad (16) \end{aligned}$$

$$\kappa_1 = \rho_1 \sin \psi, \quad \kappa_2 = \rho_2 \cos \psi \sin \vartheta, \quad \kappa_3 = \kappa_1 + \kappa_2,$$

$$B = \frac{\rho_1^2 - \kappa_1^2}{\Delta\lambda_{\text{пр}1}^2}, \quad C = \frac{\rho_2^2 - \kappa_2^2}{\Delta\lambda_{\text{пр}2}^2}.$$

В пределе, когда $\psi = \vartheta = 0^\circ$ и $\kappa_i = 0$, из выражения (16) имеем

$$Ad^4 - \left(B_0 + C_0 - 2\sqrt{B_0 C_0} \cos \tilde{\beta} \right) d^2 = 0, \quad (17)$$

где

$$B_0 = \frac{\rho_1^2}{\Delta\lambda_{\text{пр}1}^2}, \quad C_0 = \frac{\rho_2^2}{\Delta\lambda_{\text{пр}2}^2}.$$

Решение в этом случае имеет вид

$$d = \frac{V_R \lambda_{\text{исп}}}{c \sin \tilde{\beta}} \operatorname{ctg} i \frac{1 + V_e / \sin i}{(1 - V_e / c^2)^{3/2}} \times \left(\frac{\rho_1^2}{\Delta\lambda_{\text{пр}1}^2} + \frac{\rho_2^2}{\Delta\lambda_{\text{пр}2}^2} - \frac{2\rho_1\rho_2 \cos \tilde{\beta}}{\Delta\lambda_{\text{пр}1} \Delta\lambda_{\text{пр}2}} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Таким образом, уравнения (13), (14) и (16) позволяют получить реальные значения i , V_e , φ_1 , φ_2 и d удаленных вращающихся астрофизических объектов при возможности измерения разности значений уширения выбранных спектральных линий спектрометрическими приборами $\theta_{1,3}$ и $\theta_{2,3}$ соответственно для $k = 1, 2$.

Разрешающая способность для системы из трех спектральных датчиков θ_{1-3} определяется выражением

$$R_k = \lambda_{\text{исп}} / \Delta\lambda_{\text{пр}k}. \quad (19)$$

Выразив $\Delta\lambda_{\text{пр}k}$ из соотношения (11) и подставив в равенство (19), получим

$$R_k = \frac{c}{\Delta V_{Rk}} \frac{(c^2 \sin^2 i + V_R^2)^{3/2}}{c \sin^2 i + V_R}. \quad (20)$$

Величины ΔV_{Rk} выразим из соотношения (8) и подставим в формулу (20):

$$R_k = \frac{(c^2 \sin^2 i + V_R^2)^{3/2}}{\operatorname{tg}(\varphi_k) \Delta\varphi_k c V_R \sin i (c \sin^2 i + V_R)}. \quad (21)$$

Численные расчеты были выполнены для параметров $\rho_1 = \rho_2 = 1$ а.е., $d = 1$ пк, $V_R = 300$ км/с, $\psi = \vartheta = 0^\circ$ при длине волны $H_\gamma = 4340,475 \text{ \AA}$ по формулам

$$\Delta\lambda_{\text{пр}1} = \frac{V_R \lambda_{\text{исп}} \operatorname{tg} \varphi_1}{c} \frac{c \sin^2 i + V_R}{(c^2 \sin^2 i + V_R^2)^{3/2}} \operatorname{arctg} \left(\frac{\rho_1 \cos \psi}{d - \rho_1 \sin \psi} \right), \quad (22)$$

$$\Delta\lambda_{\text{пр}2} = \frac{V_R \lambda_{\text{исп}} \operatorname{tg} \varphi_2}{c} \frac{c \sin^2 i + V_R}{(c^2 \sin^2 i + V_R^2)^{3/2}} \times \operatorname{arctg} \left(\frac{\rho_2 \sqrt{1 - \cos^2 \psi \sin^2 \vartheta}}{d + \rho_2 \cos \psi \sin \vartheta} \right). \quad (23)$$

Заметим, что в случае, когда $\varphi_1 = \varphi_2 = 90^\circ$, наблюдается значительный скачок $\Delta\lambda_{\text{пр}1,2}$. Это связано с тем, что при изменении $\bar{\varphi}$ от $90^\circ - \Delta\bar{\varphi}$ до 90° и при $\Delta\bar{\varphi} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ величина $\Delta\bar{V}_R$ соответствует $\Delta\bar{\lambda}_{\text{пр}} \approx 10^{-13}$ м и определяет требуемую разрешающую способность спектрального прибора на уровне 10^7 отн.ед. Величинам $\Delta\lambda_{\text{пр}1,2} = 3 \cdot 10^{-18}$ м соответствуют углы $\varphi_{1,2} \approx 5^\circ$ и разрешающая способность 10^{11} отн.ед. Таким образом, мы приходим к заключению, что разрешающая способность $R \approx 10^{11} \dots 10^{12}$ должна обеспечивать измерение φ_k с точностью не ниже 5° для астрофизических объектов, имеющих экваториальную скорость $V_e \approx 300$ км/с на расстоянии $1 \dots 10$ пк. При этом очевидно, что для планет Солнечной системы требуемая разрешающая способность будет значительно меньше.

Сравним приведенные оценки с результатами измерений, выполненных группой Дж. Хатчингса [9] для ярких звезд верхней части главной последовательности на линиях в ультрафиолетовой (SiIII, SiIV, CII, CIII) и видимой (HeI, OII, MgII) областях спектра по данным искусственного спутника Земли Copernicus (см. таблицу).

Результаты семи из этих измерений представлены в колонках 3–5 таблицы. Номер, классическое название и расстояние до звезды приведены в соответствии с HD-каталогом (см. [10]) и каталогом [11], в колонках 6 и 7 приведены рассчитанные по уравнениям (13) и (21) значения необходимой разрешающей способности спектральной аппаратуры для $\psi = \vartheta = 0^\circ$, $\beta = 90^\circ$ и соответственно для $\rho_{1,2} = 1$ а.е и $\rho_{1,2} = 40$ а.е.

В результате анализа полученных значений требуемого разрешения трех датчиков θ_{1-3} с $\rho_{1,2} \approx 1$ а.е или датчика θ_0 , совершающего годичное движение по земной орбите, выявлено, что данное разрешение находится в пределах теоретической разрешающей способности современной фурье-спектроскопии и может быть использовано для измерений кинематических параметров астрофизических объектов, имеющих скорость $V_e = 300 \dots 500$ км/с и находящихся на расстоянии $d = 300$ пк от спектрального прибора. Для быстровращающихся астрофизических объектов [12] с экваториальными скоростями с периодами $0,01 \dots 0,1$ с, например для пульсара PSR 1937+214, имеющего период $1,6 \cdot 10^{-3}$ с и скорость $V_e \approx 4 \cdot 10^4$ км/с, точность измерений может быть значительно выше.

Кроме того, существует возможность увеличения базы измерений до 40 а.е., что приблизительно соответствует радиусу орбиты Плутона. Результаты численного эксперимента для этого случая представлены в колонке 7 таблицы. Видно, что необходимая разрешающая способность находится на уровне достижимого разрешения многолучевого

Разрешающая способность $R_{1,2}$ системы из трех спектрометрических датчиков

Номер звезды (HD)	Название звезды	$V_e \sin i$, км/м	i , град	V_e , км/с	$R_{1,2}$		d , пк
					$\rho_{1,2} = 1 \text{ а.е.}$	$\rho_{1,2} = 40 \text{ а.е.}$	
1	2	3	4	5	6	7	8
31237	8 π Ori	97	18	330	$2,3 \cdot 10^{12}$	$5,8 \cdot 10^{10}$	290
24398	44 ζ Per	72	15	280	$3,1 \cdot 10^{12}$	$7,8 \cdot 10^{10}$	340
148184	7 χ Oph	123	≥ 35	123... 210	$2,2 \cdot 10^{12} \dots$ $2,5 \cdot 10^{15}$	$5,5 \cdot 10^{10} \dots$ $6,2 \cdot 10^{13}$	150
87901	32 α Leo	300	90	300	$1,8 \cdot 10^{14}$	$4,4 \cdot 10^{12}$	26
200120	59Cyg	450	90	450	$2,2 \cdot 10^{15}$	$5,4 \cdot 10^{13}$	480
158926	35 λ Sco	230	60	265	$1,6 \cdot 10^{12}$	$4,0 \cdot 10^{10}$	84
10144	α Eri	410	90	410	$1,3 \cdot 10^{14}$	$3,2 \cdot 10^{12}$	26
149757	13 ζ Oph	390	55	475	$1,6 \cdot 10^{12}$	$4,0 \cdot 10^{10}$	170
157246	γ Ara	230	≥ 60	230... 260	$6,6 \cdot 10^{12} \dots$ $2,9 \cdot 10^{15}$	$1,6 \cdot 10^{11} \dots$ $7,3 \cdot 10^{13}$	330
5394	27 γ Cas	300	47	420	$2,1 \cdot 10^{12}$	$5,3 \cdot 10^{10}$	240
10516	ϕ Per	450	55	550	$2,8 \cdot 10^{12}$	$6,9 \cdot 10^{10}$	350
199629	58 ν Cyg	175	≥ 50	175... 210	$8,3 \cdot 10^{11} \dots$ $5,2 \cdot 10^{14}$	$2,1 \cdot 10^{10} \dots$ $1,3 \cdot 10^{13}$	45
210839	22 λ Cep	210	25	500	$2,3 \cdot 10^{11}$	$5,8 \cdot 10^9$	42
116658	67 α Vir	130	≥ 38	130... 210	$1,2 \cdot 10^{12} \dots$ $1,2 \cdot 10^{15}$	$3,0 \cdot 10^{10} \dots$ $3,1 \cdot 10^{13}$	79
209409	31 σ Aqr	212	45	300	$1,1 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^{10}$	95

интерферометра Фабри–Перо или интерферометра Майкельсона. Подобная разрешающая способность, возможно, будет достигнута в научных программах, аналогичных программам «Радиоастрон» [13] и «SMILE» [14].

Пример достигнутой разрешающей способности можно найти в работе [15], где сообщалось, что в лаборатории Эмме Коттон Национального центра научных исследований Франции (CNRS) интерферометр Майкельсона обеспечивал разность хода 2 м, что соответствует разрешающей способности $R \approx 10^7 \dots 10^8$.

Теоретическая разрешающая способность интерферометра Фабри–Перо может быть существенно выше и определяется следующим выражением [16]:

$$R = \frac{2nL}{\lambda} \frac{\pi\rho}{1 - \rho^2},$$

где n — показатель преломления среды между пластинами, L — расстояние между пластинами, ρ — коэффициент отражения пластин резонатора.

Заметим, что интерферометры с предельными значениями параметров, входящих в данное выражение, реализованы в целях проведения экспериментов по регистрации гравитационных волн от космических источников излучения. Для параметров, близких тем, что реализованы, например, в проекте «LIGO» [17], можно взять $n = 1$, $L = 4 \cdot 10^3$ м, $\rho = 0,9999$, $\lambda = 0,6328 \cdot 10^{-6}$ м, тогда получим $R = 2 \cdot 10^{14}$.

Безусловно, гравитационно-волновые интерферометры изначально не предназначались для проведения спектроскопических исследований в оптическом диапазоне спектра, поэтому могут использоваться в данных целях только при соответствующей модификации. Более того, они должны работать в комплексе с оптическим телескопом, принимающим излучение. При обеспечении предельных значений разрешающей способности может возникнуть проблема влияния земной атмосферы на распространение излучения. Для решения данной проблемы можно на трассе распространения излучения в атмосфере предложить осуществлять лазерную локацию угольковых отражателей, движущихся по земной орбите. Анализ пространственно-временной трансформации волнового фронта исходного сигнала позволит создать динамическую модель атмосферы вдоль трассы и на ее основе учесть влияние атмосферы на излучение космических объектов.

Вариации спектральной плотности энергетической светимости в спектральных линиях. Определение экваториальной скорости и других кинематических параметров вращающегося астрофизического объекта целесообразно осуществлять по вариациям параметров, измеряемых непосредственно в эксперименте [18]. К числу таких параметров относятся интенсивность излучения выбранной части спектральной линии, а также интегральная энергетическая светимость в спектральной линии [19].

Пусть распределение интенсивности в одной спектральной линии вращающейся звезды, наблюдаемой под тремя различными углами зрения, имеет вид, представленный на рис. 2.

Центру линии соответствует длина волны $\lambda_{\text{исп}}$, которая может быть определена теоретически и скоррелирована с учетом постоянной скорости движения астрофизического объекта к наблюдателю или от него.

Каждый контур характеризуется своей глубиной линии a_j , полушириной α_j , гравитационным потемнением $\hat{\beta}_j$, где $j = 1, 2, 3$ соответствует трем измерениям. Края линий характеризуются величинами $\Delta\lambda_j$, которые необходимо определить.

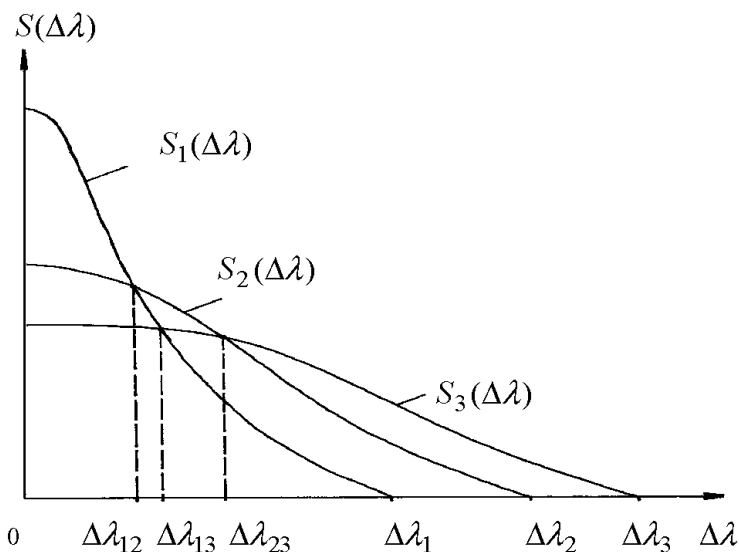


Рис. 2. Контуры спектральной линии вращающегося астрофизического объекта, наблюдаемого под тремя различными углами зрения

Величины $\Delta\lambda_{12}$, $\Delta\lambda_{13}$, $\Delta\lambda_{23}$ соответствуют координатам пересечения трех профилей спектральной линии. Поскольку эти значения весьма близки, можно выбрать одно из них, которое будет использоваться в расчете энергетической светимости. В качестве примера выберем $\Delta\lambda_{12}$. Тогда для интегральной энергетической светимости на краях спектральной линии можно записать

$$P_j = \int_{\Delta\lambda_{12}}^{\Delta\lambda_j} S_j(\Delta\lambda) d\Delta\lambda. \quad (24)$$

Здесь $S_j(\Delta\lambda)$ — контур j -го профиля выбранной линии, обусловленный вращением и влиянием естественной ширины.

Для j -го профиля в соответствии с соотношением (5) можно записать

$$S_j(\Delta\lambda) = W_j(\Delta\lambda) + C_j \delta_j(\Delta\lambda). \quad (25)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$W_j(\Delta\lambda) = a_j \exp \left\{ -\frac{\Delta\lambda^2}{\alpha_j^2} \right\}, \quad (26)$$

$$C_j = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{8}{15} \hat{\beta}_j \right)^2 \left[\left(1 + \frac{2}{3} \hat{\beta}_j \right) \left(1 + \frac{16}{35} \hat{\beta}_j \right) \right]^{-1}, \quad (27)$$

$$\delta_j(\Delta\lambda) = \frac{\Delta_j^2}{2!} \frac{2a_j}{\alpha_j^2} \left(\frac{2\Delta\lambda^2}{\alpha_j^2} - 1 \right) \exp \left\{ -\frac{\Delta\lambda^2}{\alpha_j^2} \right\} + \frac{\Delta_j^4}{4!} \frac{4a_j}{\alpha_j^4} \left(3 - \frac{12\Delta\lambda^2}{\alpha_j^2} + \frac{4\Delta\lambda^4}{\alpha_j^4} \right) \exp \left\{ -\frac{\Delta\lambda^2}{\alpha_j^2} \right\}, \quad (28)$$

$$\Delta_j^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{16}{30} \hat{\beta}_j \right) \left(1 + \frac{16}{35} \hat{\beta}_j \right)^{-1}, \quad (29)$$

Величины P_j могут быть измерены экспериментально, поэтому, если предположить, что величина $\Delta\lambda_{12}$ известна, можно рассчитать и величины $\Delta\lambda_j$.

Решение уравнения (24) имеет вид

$$P_j = \frac{\sqrt{\pi}}{2} a_j \alpha_j \operatorname{erf} \frac{\Delta\lambda_j}{\alpha_j} + C_j \left[\frac{\Delta_j^4}{4!} \frac{4\Delta\lambda_j}{\alpha_j^4} \left(3 - \frac{2\Delta\lambda_j}{\alpha_j^2} \right) - \frac{\Delta_j^2}{2!} \frac{2\Delta\lambda_j}{\alpha_j} \right] \times \times a_j \exp \left\{ -\frac{\Delta\lambda_j^2}{\alpha_j^2} \right\} - \bar{P}_j(\Delta\lambda_{12}). \quad (30)$$

Здесь $\bar{P}(\Delta\lambda_{12})$ — первообразная подынтегрального выражения в (24).

Интегральная энергетическая светимость всей линии соответствует

$$P_j^0 = \int_0^{\Delta\lambda_j} S_j(\Delta\lambda) d\Delta\lambda. \quad (31)$$

Полагая, что светимость всей линии остается постоянной в течение времени проведения измерений, запишем

$$P_1^0 = P_2^0 = P_3^0. \quad (32)$$

Пороговая чувствительность спектральных датчиков находится на уровне интенсивности в линии, близкой к уровню шума, и соответствует краям профилей спектральных линий:

$$S_j(a_j, \alpha_j, \hat{\beta}_j, \Delta\lambda_j) = S_j^0. \quad (33)$$

Для оценки величины S_j^0 можно использовать метод определения малых экваториальных скоростей холодных звезд, основанный на измерении частоты модуляции их блеска вследствие движения пятен по поверхности звезды [8].

Заметим, что в пределе, когда $\Delta\lambda = \Delta\lambda_{12}$, выполняется равенство

$$S_1(a_1, \alpha_1, \hat{\beta}_1, \Delta\lambda_{12}) = S_2(a_2, \alpha_2, \hat{\beta}_2, \Delta\lambda_{12}). \quad (34)$$

Величины P_j известны из эксперимента, значение $\Delta\lambda_{12}$ оценивается также экспериментально. Таким образом, численно решая систему из 12 уравнений (30)–(34), можно найти $\Delta\lambda_j$. Искомые величины приращения краев профилей спектральных линий $\Delta\lambda_{\text{пр}k}$ находятся из соотношения (12).

Значения интегральной энергетической светимости для конкретных линий могут быть сравнительно низкими, поэтому для повышения точности численных расчетов можно использовать спектральную плотность энергетической светимости

$$M_{\lambda_j} = \frac{1}{\Delta\lambda_m^2} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} a_j \alpha_j \operatorname{erf} \frac{\Delta\lambda_j}{\alpha_j} + C_j \left[\frac{\Delta_j^4}{4!} \frac{4\Delta\lambda_j}{\alpha_j^4} \left(3 - \frac{2\Delta\lambda_j}{\alpha_j^2} \right) - \frac{\Delta_j^2}{2!} \frac{2\Delta\lambda_j}{\alpha_j} \right] \times \right. \\ \left. \times a_j \exp \left\{ -\frac{\Delta\lambda_j^2}{\alpha_j^2} \right\} - \bar{P}_j(\Delta\lambda_{12}) \right), \quad \Delta\lambda_m = \max(\Delta\lambda_j). \quad (35)$$

Подставляя $\Delta\lambda_{\text{пр}k}$, $\Delta\varphi_k$, V_R , $\lambda_{\text{исп}}$ в равенства (13) и (14), можно найти угол i наклона экваториальной плоскости, углы φ_k , характеризующие ориентацию плоскости экватора в пространстве, а также экваториальную скорость $V_e = V_R/\cos i$.

Определение искомых кинематических характеристик путем определения интегральных величин P_j , по-видимому, обладает большей точностью по сравнению с непосредственным определением $\Delta\lambda_j$, основанным на подборе аналитических выражений для кривых $S_j(\Delta\lambda)$. Причем, так как для определения V_e , i , φ_k необходимо найти разность $\Delta\lambda_j$, величина абсолютной погрешности измерения края профиля спектральной линии не имеет решающего значения.

Выводы. Наклон оси вращения удаленного астрофизического объекта в пространстве и реальная экваториальная скорость являются ценной астрофизической информацией, позволяющей осуществлять проверку существующих представлений о наблюдаемой части Вселенной. В частности, скорость вращения астрофизического объекта может являться определяющим фактором в процессах рождения гравитационно-волновых всплесков. Без знания реальной экваториальной скорости, а в ряде случаев и наклона оси вращения объекта в пространстве, идентификация источника гравитационных волн и определение потерь энергии на гравитационное излучение становятся невозможными.

Анализ, выполненный в настоящей работе, приводит к выводу о теоретической возможности использования дополнительной информации о вариациях профилей спектральных линий для определения реальной экваториальной скорости и наклона вращающегося объекта в пространстве. Данный метод может использоваться в сочетании с методом Дж. Хатчингса с целью определения пространственной ориентации оси вращения, а также, при известной реальной экваториальной скорости, является альтернативным методом определения расстояния до вращающегося объекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smith M. A., Beckers J. M., Barden S. C. Rotation among Orion Ic G stars: Angular momentum loss considerations in pre-main-sequence stars // *Astrophys. J.* – 1983. – V. 271. – P. 237–254.
2. Welsh B. Y., Vedder P. W., Vallergera J. V. High-resolution sodium absorption-line observations of the local interstellar medium // *Astrophys. J.* – 1990. – V. 358. – P. 473–484.
3. Ulivi L., Natale P., Inguscio M. Pure rotational spectrum of hydrogen deuteride by far-infrared Fourier transform spectroscopy // *Astrophys. J.* – 1991. – V. 378. – P. 229–231.
4. Smith R. C., Worley R. Gravity-darkening in stars for general rotation laws // *Mon. Not. R. astr. Soc.* – 1974. – V. 167. – P. 199–213.
5. Hutchings J. B., Stoecly T. R. V and i rotating stars from Copernicus UV data // *PASP.* – 1977. – V. 89, № 527. – P. 19–22.
6. Гладышев В. О. О возможности определения экваториальной скорости и наклона плоскости экватора астрофизического объекта в пространстве // *Астрофизика.* – 1991. – Т. 34, № 2. – С. 227–232.
7. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. – М.: ИЛ, 1949. – 630 с.
8. Грэй Д. Наблюдение и анализ звездных фотосфер. – М.: Мир, 1980. – 496 с.
9. Hutchings J. B. $V \sin i$ values in the far ultraviolet // *PASP.* – 1976. – V. 88, № 571. – P. 5–7.
10. Cannon A., Pickering E. The Henry Draper Catalogue. V. 1–9. – Cambridge, 1924–1988.
11. Sky Catalog 2000.0 / Ed. A. Hirshfeld, R.W. Sinnott. – Cambridge: Sky Publishing, 1982.
12. Ables J. G., McConnell D. M., Jacka C. E., McCulloch P. M., Holl P. J., Hamilton P. A. A millisecond pulsar in 32-minute binary orbit // *Nature.* – 1989. – V. 342, № 6246. – P. 158–161.
13. Андреев В. В., Кардашов Н. С. и др. “Радиоастрон” — радиоинтерферометр с базой Земля–космос // *Астрон. журн.* – 1986. – Т. 63, вып. 5. – С. 850–855.
14. Joel A. A. The space multy-arm interferometer and the search for cosmic background gravitational wave radiation (SMILE) // *Proc. Int. Assoc. Geod. Symp.* – Vancouver: Int. Union Geod. And Geophys., 1987. – P. 83–90.

15. Белл Р. Дж. Введение в фурье-спектроскопию. – М.: Мир, 1975. – 380 с.
16. Уокер Г. Астрономические наблюдения. – М.: Мир, 1990. – 352 с.
17. Whitcomb S. E. et al. Laser interferometer experiments at Caltech //Proc. Third Marcel Gross. Meeting on General Relativity. Part A. – Amsterdam: Elsevier Sci. Publ., 1983. – P. 1399–1405.
18. Гладышев В. О., Пясецкий В. Б., Суетина Н. В. Спектральный метод определения кинематических параметров удаленного вращающегося астрофизического объекта // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия “Приборостроение”. – 1992. – № 2. – С. 107–114.
19. Gladyshev V. O. Rotating astrophysics objects space parameters determination// Proc. of 15-th Meeting of the International Society on General Relativity and Gravitation. – Pune: IUCAA, 1997. – P. 150–151.

Статья поступила в редакцию 30.05.2005

Владимир Олегович Гладышев родился в 1966 г., окончил в 1989 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 80 научных работ, в том числе двух монографий в области теоретической физики.

V. O. Gladyshev (b. 1966) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 1989. D.Sc. (Phys.-Math.), professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 80 publications including 2 monographs in the field of theoretical physics.



Владимир Семенович Горелик родился в 1940 г., окончил в 1965 г. Московский физико-технический институт. Д-р физ.-мат. наук, заведующий лабораторией “Комбинационное рассеяние” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, профессор кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 400 научных работ в области оптики и лазерной спектроскопии.

V. S. Gorelik (b. 1940) graduated from the Moscow Physical and Technical Institute in 1965. D. Sc. (Phys.-Math.), head of “Raman Spectroscopy” laboratory of the Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 400 publications in the field of optics and laser spectroscopy.

