АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 ФЕВРАЛЬ, 1981 ВЫПУСК 1

УДК 52-3/-7:524.31

О КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВАХ ИЗЛУЧЕНИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗВЕЗДЫ

А. В. МАНДЖОС, С. В. ХМИЛЬ

Поступила 19 марта 1980
Принята к печати 20 июня 1980

Проведены расчеты комплексной степени когерентности излучения вращающейся звезды в спектральной линии. Обоснована возможность определения скоростей вращения и ориентаций осей звезд с помощью современных звездных интерферометров.

1. В настоящее время в астрономии возродился интерес к звездной интерферометрии. Это обусловлено прежде всего совершенствованием старых и разработкой новых методов интерферометрических наблюдений, таких, как интерферометрия интенсивностей [1], спекл-интерферометрия [2], амплитудная интерферометрия [3] и др. (см. обзоры [4, 5] и данные там ссылки; наиболее полные сведения о современном состоянии и ближайших перспективах развития звездной интерферометрии содержатся в [6]). Уже сейчас на интерферометре интенсивностей в Наррабри (Австралия) достигнуто разрешение $3\cdot10^{-4}$ угловой секунды [7], а проектируемые и строящиеся интерферометры будут иметь разрешение $\sim10^{-4}-10^{-5}$ секунды дуги при предельной звездной величине 7^m-13^m [4—6, 8]. Благодаря этому наблюдениям станут доступны десятки тысяч объектов, причем открывается возможность определения методами оптической интерферометрии ряда важнейших параметров звезд (см. [4—6, 8, 9]), включая данные о вращении, пульсации и вообще о движении поверхности звезды. Следует отметить, что в литературе вопрос о влиянии вращения звезды на когерентность ее излучения обсуждался только с точки зрения учета таких следствий вращения, как сплюснутость фотосферы, неоднородность распределения яркости по диску и т. п. [10,

11] (см. также ссылки в [4, 6]). Эффекты, обусловленные этими факторами, невелики и, как правило, мало отличаются от погрешностей измерений. Вращение звезды как таковое в этих статьях в расчет не принималось.

В данной работе проанализировано непосредственное влияние движения поверхности вращающейся звезды на пространственную когерентность ее электромагнитного излучения и показано, что осуществление наблюдений в спектральных линиях на современных звездных интерферометрах позволит определять такие параметры вращающихся звезд, как лучевая составляющая экваториальной скорости и ориентация проекции оси вращения в картинной плоскости. Возможность определения последней представляет особый интерес, поскольку, с одной стороны, этот параметр практически недоступен для других методов, а, с другой стороны, знание его было бы чрезвычайно важным при изучении магнитных звезд, при исследовании генетически связанных звездных групп и скоплений, двойных и кратных звезд, при поисках черных дыр как компонентов кратных систем и в ряде других астрофизических проблем.

2. При вращении звезды элементы ее поверхности движутся с различными лучевыми скоростями относительно наблюдателя, что приводит к различным по величине и знаку доплеровским смещениям в излучении этих элементов. Если интенсивность излучения в наблюдаемой области зависит от частоты остро, а спектральная полоса наблюдения достаточно узка, то наблюдаемый диск звезды должен обладать значительной асимметрией относительно проекции оси вращения на картинную плоскость даже при сравнительно малых скоростях вращения, характерных для обычных звезд. Так как результаты пространственной интерферометрии объекта зависят от характера распределения интенсивности по его диску, можно ожидать, что с помощью интерферометрических наблюдений в узком спектральном диапазоне возможно определение параметров вращения звезд. Переходим к последовательному рассмотрению этого вопроса.

В звездной интерферометрии основную роль играет понятие комплексной степени когерентности γ_{12} излучения в двух пространственно-временных точках P_1 и P_2:

$$\gamma_{12} = \frac{\Gamma_{12}}{(\Gamma_{11} \cdot \Gamma_{22})^{1/2}}; \quad |\gamma_{12}| \leqslant 1. \tag{1}$$

Здесь Γ_{12} — взаимная функция когерентности излучения в точках P_1 и P_2, Γ_{11} и Γ_{22} — потоки излучения в этих точках (обычно $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$). Величина γ_{12} допускает простую физическую интерпретацию. Ее модуль равен видности интерференционных полос, а фаза определяет положение максимумов интерференции [12, 13].

В случае протяженного некогерентного квазимонохроматического источника, линейные размеры которого много меньше расстояния до интерферометра, спектральная (то есть рассчитанная на единичный интервал частот) взаимная функция когерентности $\Gamma_{12}(\nu)$ определяется формулой (см., например, [12, 13])

$$\Gamma_{12}(\nu) = \int_{\sigma} I(\nu, Q) L^{-2} e^{i\psi} d\sigma. \tag{2}$$

Здесь интегрирование ведется по видимой части поверхности источника, причем $d\sigma$ — площадь проекции элемента поверхности на картинную плоскость; $I(\nu, Q)$ — спектральная интенсивность (поверхностная яркость) источника в точке Q в направлении на наблюдателя; L — расстояние между источником и интерферометром; ψ — фазовый сдвиг между колебаниями в точках P_1 и P_2; ν — частота, в которой ведутся наблюдения.

Обобщим формулу (2) на случай, когда поверхность источника движется по произвольному закону. Перепишем (2) в виде

$$\Gamma_{12}(\nu) = \int_{\sigma} e^{i\psi} I(\nu, Q) d\Omega, \tag{3}$$

где $d\Omega$ — телесный угол, под которым видна элементарная площадка $d\sigma$. Поскольку произведение $I(\nu, Q) d\Omega$ представляет собой поток излучения, создаваемый площадкой $d\sigma$, $\Gamma_{12}(\nu)$ можно рассматривать как результат суперпозиции потоков излучения от различных элементов поверхности источника с учетом фазовых множителей $e^{i\psi}$, обусловленных относительным запаздыванием сигналов в точках приема P_1 и P_2.

Если элементы поверхности источника движутся произвольным образом, формула (3) сохраняет свою силу, однако в этом случае ν и $I(\nu, Q)$ будут соответственно частотой и спектральной интенсивностью, измеренными в системе отсчета интерферометра. Соответствующие величины, измеренные наблюдателем, сопутствующим элементу $d\sigma$, обозначим через ν' и $I_0(\nu', Q)$. Интенсивности I и I_0 связаны между собой равенством [14]:

$$\frac{I(\nu, Q)}{\nu^3} = \frac{I_0(\nu', Q)}{\nu'^3}, \tag{4}$$

а соотношение частот ν и ν' определяется формулой Доплера

$$\nu' = \nu \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - (v/c)\cos\alpha}, \tag{5}$$

где α — угол между направлением на наблюдателя и вектором скорости

элемента $d\sigma$. Подставляя (4) в (3), получаем формулу для функции взаимной когерентности излучения движущейся поверхности:

$$\Gamma_{12}(\nu) = \int\limits_{\Omega} (\nu/\nu')^3 I_0(\nu', Q) e^{i\psi} d\Omega, \tag{6}$$

где интегрирование ведется по телесному углу, в пределах которого приходит излучение от поверхности к наблюдателю. Введем декартову систему координат X, Y, Z, покоящуюся относительно наблюдателя, начало которой находится на середине базы интерферометра. Пусть база интерферометра ориентирована вдоль оси X, а ось Z направлена на излучающую поверхность. Введем далее сферическую систему координат R, Θ, Φ, связанную с X, Y, Z обычным образом. Для излучения, приходящего от источника к интерферометру в направлении Θ, Φ, фазовый сдвиг в базисных точках определяется формулой.

$$\psi(\Theta, \Phi) = \frac{2\pi\nu}{c} q \sin\Theta \cos\Phi, \tag{7}$$

где q — длина базы интерферометра. Взаимная функция когерентности с помощью координат Θ, Φ записывается в виде

$$\Gamma_{12}(\nu) = \int\limits_{\Omega} \left(\frac{\nu}{\nu'}\right)^3 I_0(\nu', \Theta, \Phi) \exp\left[\frac{2\pi i\nu}{c} q \sin\Theta \cos\Phi\right] \sin\Theta d\Theta d\Phi. \tag{8}$$

Формула (8) дает общее выражение для спектральной взаимной функции когерентности излучения движущейся поверхности. Для некоторых объектов может оказаться существенным учет влияния гравитационного поля. Для этого случая в [15] проведен общерелятивистский вывод формулы для функции взаимной когерентности излучения поверхности, движущейся в произвольном гравитационном поле.

Обратимся теперь непосредственно к расчету степени когерентности излучения вращающейся звезды. Полагаем, что поверхность вращающейся звезды — сфера. Хотя реально это не имеет места, представляется целесообразным рассмотреть такую задачу, поскольку она позволяет исследовать эффекты вращения в чистом виде. Будем также предполагать, что звезда как целое покоится относительно интерферометра. Введем сферическую систему координат r, θ, φ, начало которой совпадает с центром звезды, ось $\theta = 0$ направлена на интерферометр, а плоскость $\varphi = 0$ совпадает с плоскостью $\Phi = 0$. Пусть r_0 — радиус звезды, L — расстояние от звезды до интерферометра. Для произвольной точки на полусфере поверхности звезды, обращенной к наблюдателю, при условии $r_0 \ll L$ имеем

$$\Theta \simeq \frac{r_0}{L}\sin\theta, \qquad \Phi = \varphi. \tag{9}$$

Переходя к переменным θ, φ в формуле (8), получаем

$$\Gamma_{12}(\nu) = \left(\frac{r_0}{L}\right)^2 \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\left(\frac{\nu}{\nu'}\right)^3 I_0(\nu', \theta, \varphi) \times$$

$$\times \exp\left[\frac{2\pi i\nu r_0}{cL} q \sin\theta\cos\varphi\right] \sin\theta\cos\theta d\theta d\varphi, \tag{10}$$

Далее, считая вращение медленным и твердотельным, обозначим через Ω величину угловой скорости, а через θ_0 и φ_0 — полярные координаты направления оси вращения. В силу принятых условий вектор линейной скорости точки на поверхности звезды равен

$$v = \Omega \times r, \quad v \ll c. \tag{11}$$

Используя формулы (5) и (11) и сохраняя только линейные относительно v/c члены, можно записать выражение для отношения частот ν и ν':

$$\nu/\nu' = 1 + \beta\sin\theta\sin(\varphi - \varphi_0), \tag{12}$$

где через β обозначена величина

$$\beta = \Omega r_0 c^{-1}\sin\theta_0. \tag{13}$$

Подставляя (13) в (10) и вводя новую переменную интегрирования $u = \sin\theta$, получим в линейном приближении относительно v/c следующее выражение для спектральной взаимной функции когерентности излучения вращающейся звезды:

$$\Gamma_{12}(\nu) = \frac{r_0^2}{L^2}\int_0^1 u du \int_0^{2\pi}(1 + 3\beta u\sin(\varphi - \varphi_0))\, I_0(\nu - \nu\beta u\sin(\varphi - \varphi_0)) \times$$

$$\times \exp[i\rho u\cos\varphi]\, d\varphi, \tag{14}$$

где

$$\rho = \frac{2\pi\nu}{c}\frac{r_0}{L} q. \tag{15}$$

При $\beta = 0$ формула (14) приводит к выражению $\Gamma_{12}(\nu)$ для излучения невращающейся звезды. Согласно (13) это имеет место и при $\Omega \neq 0$, если $\theta_0 = 0, \pi$. Из (14) легко получить следующие свойства симметрии функции Γ_{12}, которые можно найти также из геометрических соображений.

$$\Gamma_{12}(-\beta)=\Gamma_{12}^{*}(\beta); \qquad \Gamma_{12}(-\varphi_0)=\Gamma_{12}^{*}(\varphi_0)=\Gamma_{12}^{*}(\pi-\varphi_0), \tag{16}$$

где звездочка обозначает комплексное сопряжение. Отсюда, в частности, вытекает, что функция Γ_{12} является вещественной, если вращение отсутствует* или ось вращения совпадает с лучом зрения (в обоих случаях $\beta=0$), а также, если позиционный угол φ_0 базы интерферометра относительно проекции оси вращения равен 0 или π. В остальных случаях Γ_{12} — комплексная величина. С наблюдательной точки зрения это проявляется следующим образом. Известно, что в случае невращающейся звезды при определенных длинах базы интерференционная картина исчезает. В случае, когда функция взаимной когерентности является комплексной, модуль степени когерентности мог бы обратиться в нуль только при исчезновении вещественной и мнимой частей Γ_{12}. Поскольку же величины $\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}$ и $\mathrm{Im}\,\Gamma_{12}$ как функции базы интерферометра, вообще говоря, одновременно в нуль не обращаются, модуль степени когерентности отличен от нуля при любых базах. Это означает, что ни при каких длинах базы контраст интерференционной картины не обращается в нуль. Исключение составляет лишь случай, когда база интерферометра параллельна проекции оси вращения на картинную плоскость, т. к. при этом $\mathrm{Im}\,\Gamma_{12}\equiv 0$. Изменяя ориентацию базы, можно найти, при каком ее положении существуют нули $|\gamma_{12}|$ и тем самым определить ориентацию проекции оси вращения в картинной плоскости.

Далее для простоты будем предполагать, что собственная поверхностная яркость звезды $I_0(\nu)$ не зависит от положения на поверхности. Как известно [12, 13], при отсутствии вращения в этом случае степень когерентности определяется формулой

$$\gamma_{12}(\rho)=\frac{2J_1(\rho)}{\rho}, \tag{17}$$

где $J_1(\rho)$ — функция Бесселя первого порядка. Оценим отклонения от этого закона при вращении звезды. Экваториальные скорости вращения обычных звезд не превышают ~ 600 км/с, что соответствует $\beta\lesssim 0.002$. В том случае, когда интенсивность излучения медленно меняется с изменением частоты (например, планковский спектр), как показывает детальный анализ [15], отклонение от закона (17) настолько мало, что практически неразличимо на фоне ошибок измерений. Эффекты вращения можно увеличить только за счет острой частотной зависимости яркости звезды. В связи с этим представляет интерес рассчитать комплексную степень когерентности для наблюдений в спектральной линии. В качестве приме-

* Здесь имеется в виду случай равноплечного интерферометра; в случае неравенства плеч величина Γ_{12} домножается на фазовый множитель, не играющий в дальнейшем изложении существенной роли.

ра рассмотрим случай линии поглощения с гауссовским профилем. Частотная зависимость поверхностной яркости в области такой линии имеет вид

$$I_0(\nu) = 1 - r\exp[-(\nu-\nu_0)^2/(2\sigma^2)], \tag{18}$$

где интенсивность непрерывного спектра принята равной единице, ν_0 — частота центра линии, σ — дисперсия, r — относительная глубина линии.

Задавая поверхностную яркость звезды формулой (18) и вводя в правой части (14) новые переменные

$$\xi = u\cos(\varphi-\varphi_0), \quad \eta = u\sin(\varphi-\varphi_0), \tag{19}$$

в результате интегрирования по ξ и подстановки в (1) найдем следующее выражение для комплексной степени когерентности излучения вращающейся звезды:

$$\gamma_{12} = \frac{Q}{\rho\cos\varphi_0\left(\frac{\pi}{2} - \int\limits_{-1}^{+1} f\sqrt{1-\eta^2}\,d\eta\right)}, \tag{20}$$

где

$$Q = \int\limits_{-1}^{+1} \sin(\rho\cos\varphi_0\sqrt{1-\eta^2})\,[(1-f)\cos(\rho\eta\sin\varphi_0) +$$

$$+ i(f - 3\beta\eta)\sin(\rho\eta\sin\varphi_0)]\,d\eta$$

и

$$f = f(\eta) = (1+3\beta\eta)\,A\exp(B\eta - C\eta^2), \tag{21}$$

коэффициенты A, B и C даются формулами:

$$A = r\exp[-(\nu-\nu_0)^2/(2\sigma^2)], \quad B = \nu(\nu-\nu_0)\beta\sigma^{-2},$$

$$C = \frac{1}{2}(\nu\beta/\sigma)^2. \tag{22}$$

С помощью формул (20)—(22) в результате численного интегрирования были найдены значения комплексной степени когерентности γ_{12} как функции базы интерферометра, скорости вращения звезды, угла ориентации базы относительно проекции оси вращения φ_0, сдвига частоты $\nu-\nu_0$ по отношению к центру линии и дисперсии линии σ. Основные результаты этих расчетов представлены графиками на рис. 1—4. Поскольку в оптическом диапазоне более привычной величиной является длина волны, а не частота, везде вместо частотного сдвига $\nu-\nu_0$ приводится соответствующий интервал длин волн $\Delta\lambda$. Дисперсия σ также выражена в ангстремах.

Во всех случаях длина волны наблюдений принималась равной 4000 А, а относительная глубина линии $r = 0.7$.

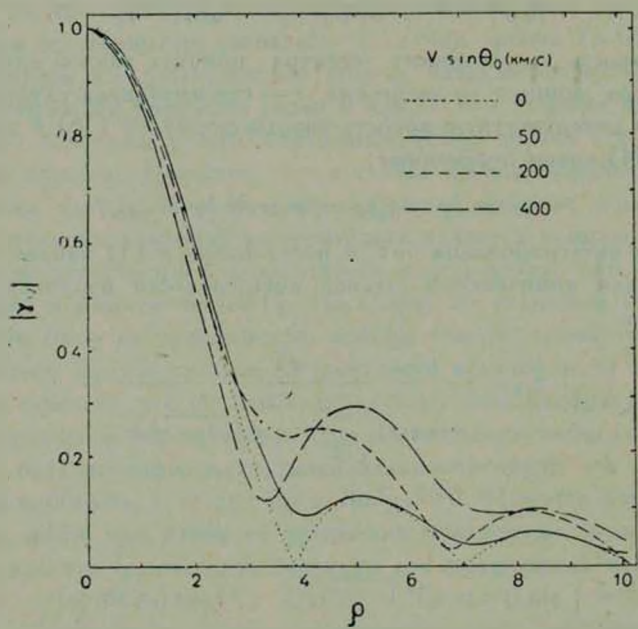

Рис. 1. Модуль степени когерентности $|\gamma_{12}|$ как функция безразмерного параметра ρ при различных значениях проекции экваториальной скорости вращения $v \sin\theta_0$, $\sigma = 1$ А, $\Delta\lambda = 1$ А, $\varphi_0 = \pi/2$.

На рис. 1 приведена зависимость $|\gamma_{12}|$ от длины базы интерферометра (точнее, от параметра ρ, связанного с базой формулой (15)) для звезд, вращающихся с различными скоростями при наблюдении в линии с дисперсией $\sigma = 1$ А при $\Delta\lambda = 1$ А. База интерферометра перпендикулярна оси вращения ($\varphi_0 = \pi/2$). Здесь же для сравнения приведена соответствующая кривая для статической звезды тех же размеров. Функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ для вращающихся звезд, как и ожидалось, не имеет нулей. Ход кривых существенно зависит от значения $v \sin\theta_0$, и это предоставляет возможность определения экваториальных скоростей вращения звезд с точностью до множителя $\sin\theta_0$. Для звезды с $v \sin\theta_0 = 400$ км/с график $|\gamma_{12}(\rho)|$ в области второго максимума почти в три раза превышает кривую для статического случая. Следует отметить, что такие же по величине отличия от статического случая можно получить и для произвольных скоростей вращения путем выбора спектральной линии с соответствующей σ и подбором величины $\Delta\lambda$ (см. рис. 4, подробнее в [15]).

Зависимость кривой $|\gamma_{12}(\rho)|$ от позиционного угла базы интерферометра представлена на рис. 2. Максимальное отличие функции $|\gamma_{12}(\rho)|$ от

соответствующей зависимости для статической звезды имеет место при $\varphi_0 = \pi/2$. Когда направления базы и проекции оси вращения совпадают ($\varphi_0 = 0, \pi$), функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ фактически не отличается от своего статического варианта. При всех $\varphi_0 \neq 0, \pi$ степень когерентности не имеет нулей.

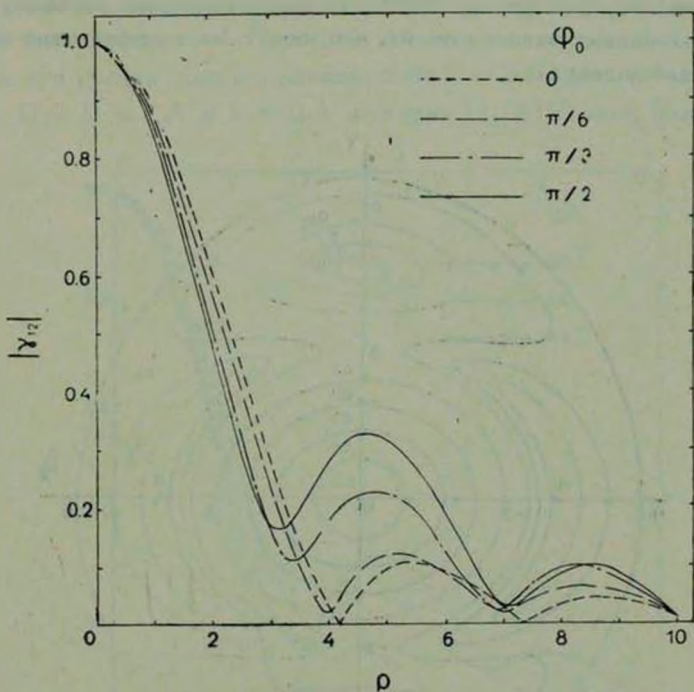

Рис. 2. Функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ при различных значениях угла φ_0 ориентации базы интерферометра относительно оси вращения. $\sigma = 1$ А, $\Delta\lambda = 0.5$ А, $v \sin\theta_0 = 200$ км/с.

Зависимость степени когерентности от длины и ориентации базы интерферометра удобно иллюстрировать, рассматривая поведение γ_{12} на плоскости $X = \rho\cos\varphi_0$, $Y = \rho\sin\varphi_0$. Известно, что комплексная степень когерентности является нормированным преобразованием Фурье от распределения яркости источника в картинной плоскости [12, 13]. В рассматриваемом случае $\gamma_{12}(X, Y)$ есть нормированный фурье-образ вращающейся звезды. Ход изолиний модуля этого фурье-образа на плоскости X, Y для одного частного случая представлен на рис. 3 (изолинии фазы γ_{12} см. в [15]). Указанные изолинии весьма существенно отклоняются от центральной симметрии, характерной для статического случая. Кроме того, из рис. 3 ясно видно, что $|\gamma_{12}|$ обращается в нуль лишь в изолированных точках на оси X. Вторичные максимумы $|\gamma_{12}|$ представлены изолированными

возвышенностями, лежащими на осях X и Y. В целом фурье-образ вращающейся звезды как бы вытянут вдоль оси Y, то есть вдоль экватора звезды.

Представляет также интерес зависимость функции $|\gamma_{12}(\rho)|$ от $\Delta\lambda$ — параметра, который может варьироваться наблюдателем. На рис. 4 изображены кривые $|\gamma_{12}(\rho)|$ при $\varphi_0 = \pi/2$ для трех различных значений $\Delta\lambda$. Характер этих кривых зависит от $\Delta\lambda$, что может быть эффективно использовано при наблюдениях.

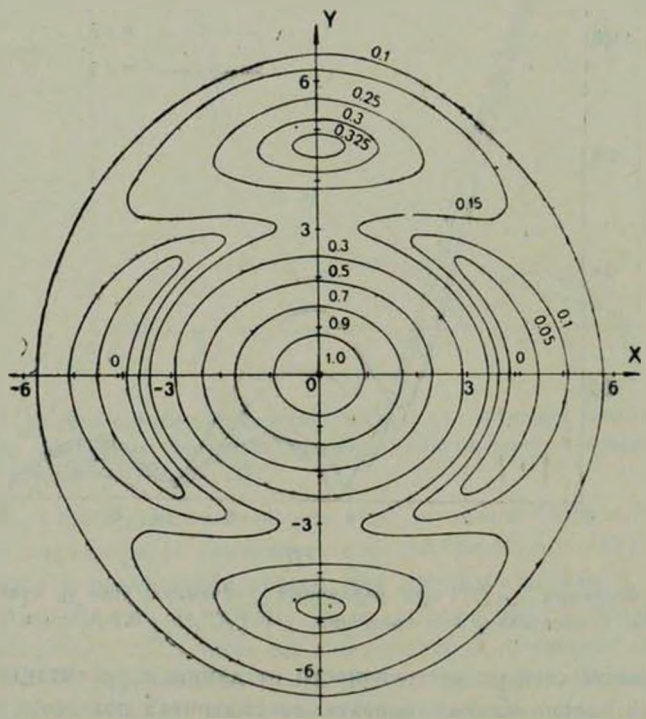

Рис. 3. Фурье-образ вращающейся звезды. Изолинии модуля γ_{12}. $\sigma = 1$ А, $\Delta\lambda = 0.5$ А, $v \sin i_0 = 200$ км/с, проекция оси вращения направлена вдоль оси X.

Так как формула (20) определяет спектральную степень когерентности, представленные выше результаты справедливы, строго говоря, для наблюдений в бесконечно узком спектральном интервале. Поэтому практическое использование предлагаемого метода определения кинематических характеристик поверхности вращающейся звезды обусловлено возможностью наблюдений в таком спектральном интервале, ширина которого допускает уверенную регистрацию эффектов вращения. Относительная погрешность измерений на современных интерферометрах составляет 1—5%

[6], что позволяет отличить степени когерентности излучения вращающейся и невращающейся звезд, если разность их модулей не меньше 0.05. На рис. 5 представлены графики функции $|\gamma_{12}(\rho)|$ в зависимости от ширины полосы пропускания приемников интерферометра $\delta\lambda$. Соответствующие значения $|\gamma_{12}(\rho)|$ были вычислены путем интегрирования числителя и знаменателя в правой части формулы (20) в пределах соответствующего спектрального интервала. Проекция экваториальной скорости вращения звезды на луч зрения принята равной $v \sin \theta_0 = 200$ км/с, $\lambda = 1$ А, $\Delta\lambda = 0.5$ А. При $\delta\lambda = 1$ А и $\delta\lambda = 2$ А функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ очень близка к мо-

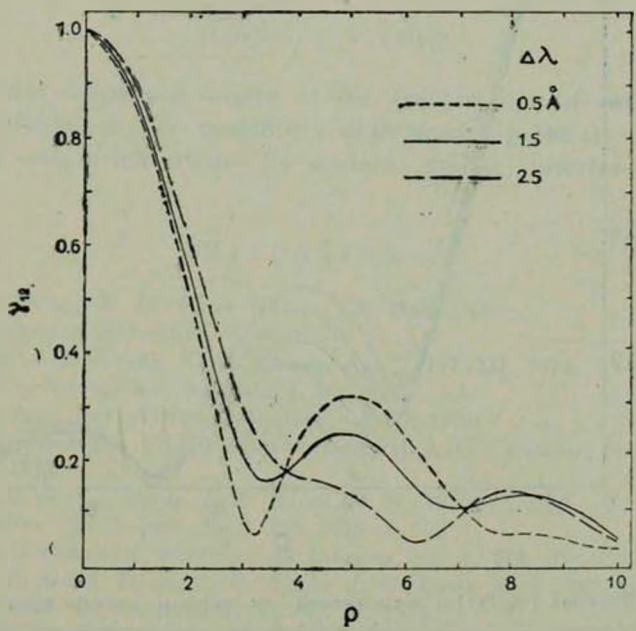

Рис. 4. Функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ при различных значениях $\Delta\lambda$. $\lambda = 1$ А, $\psi_0 = \pi/2$, $v \sin \theta_0 = 400$ км/с.

дулю спектральной степени когерентности, при полосе пропускания 3 А и 4 А имеет место заметное снижение эффектов вращения, наконец, при $\delta\lambda = 10$ А зависимость $|\gamma_{12}(\rho)|$ выглядит практически как в случае статической звезды. Следовательно, для детектирования указанных эффектов вполне достаточно, чтобы ширина полосы пропускания не превосходила ширину спектральной линии. У проектируемых и строящихся в настоящее время интерферометров предельно допустимая минимальная ширина используемого спектрального интервала для звезд 5^m—7^m составляет 0.1—1 А [4—6].

3. Таким образом, приведенные выше расчеты комплексной степени пространственной когерентности излучения вращающейся звезды показывают, что интерферометрические наблюдения в спектральных линиях дают принципиальную возможность определения параметров вращения звезд.

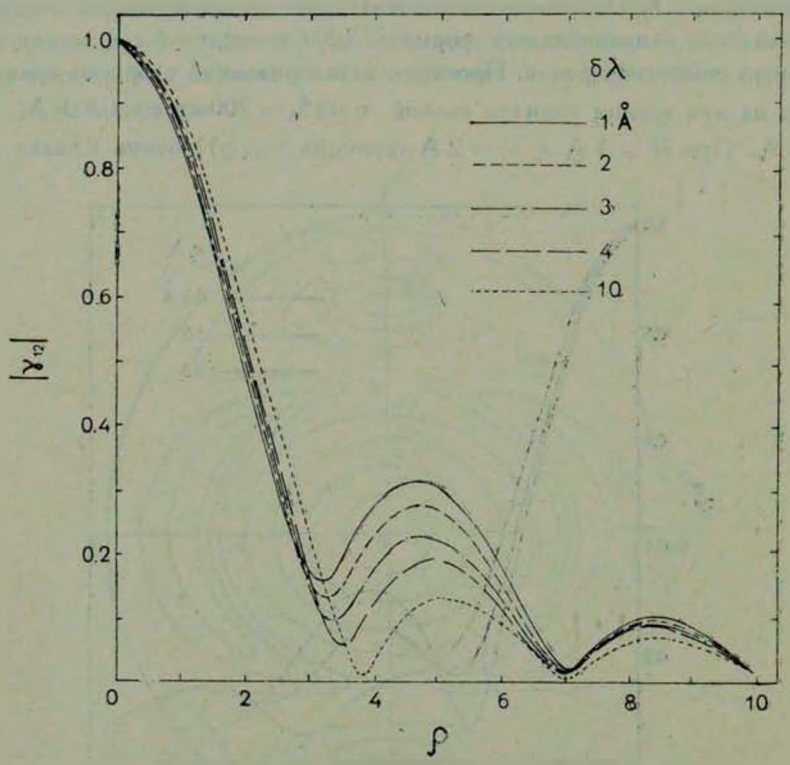

Рис. 5. Функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ в зависимости от ширины полосы пропускания приемников интерферометра $\delta\lambda$. $\tau = 1$ А, $\Delta\lambda = 0.5$ А, $\varphi_0 = \pi/2$, $v \sin\vartheta_0 = 200$ км/с.

Для теоретического обоснования предлагаемого метода определения ориентации проекций осей вращения достаточно результатов той упрощенной задачи, которая здесь решена. Что же касается точного количественного определения скоростей вращения звезд, необходимо, конечно, рассчитывать комплексную степень когерентности, основываясь на реальной модели наблюдаемого класса звезд с учетом теоретического контура конкретной линии, потемнения диска к краю, сплюснутости звезды, дифференциального вращения, гравитационного потемнения и т. д., то есть необходим такой же подход, какой применяется в настоящее время при измерениях скоростей вращения звезд спектральными методами [16, 17].

Авторы выражают благодарность проф. А. Ф. Богородскому за полезные советы и обсуждение результатов работы, а также С. Г. Кравчуку за участие в разработке предварительного варианта задачи.

Киевский государственный
университет

ON COHERENT PROPERTIES OF ROTATING STAR RADIATION

A. V. MANJOS, S. V. KHMIL'

The complex coherence degree at the spectral line of rotating star radiation is calculated. The possibility of determining the star rotational velocities and axis orientations by modern stellar interferometers is established.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss*, Nature, 178, 1046, 1956.
2. *A. Labeyrie*, Astron. Astrophys., 6, 85, 1970.
3. *D. G. Currie, S. L. Knapp, K. M. Liewer*, Ap. J., 187, 131, 1974.
4. *J. Davis*, Proc. Astron. Soc. Austral., 3, 26, 1976.
5. *A. Labeyrie*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 16, 77, 1978.
6. High Angular Resolution Stellar Interferometry (I. A. U. Colloqium No. 50). Univ of Sidney, 1978.
7. *R. Hanbury Brown, J. Davis, L. R. Allen*, M. N., 137, 375, 1967.
8. *J. Davis*, Dudley Obs. Report, No. 9, 199, 1975.
9. *A. Blazit, D. Bonneau, L. Koechlin, A. Labeyrie*, Ap. J., 214, *L*79, 1977.
10. *R. Hanbury Brown J. Davis, L. R. Allen, J. M. Rome*, M. N., 137, 393, 1967.
11. *I. D. Johnston, N. G. Wareing*, M. N., 147, 47, 1970.
12. *М. Борн, Э. Вольф*, Основы оптики, Наука, М., 1973.
13. *Я. Перина*, Когерентность света, Мир, М., 1974.
14. *R. W. Lindquist*, Ann. Phys. (USA), 37, 487, 1966.
15. *A. V. Manjos, S. V. Khmil'*, Preprint. Inst. Theor., Phys., No. ITP-79-94*E*, Kiev, August, 1979.
16. *M. A. Smith, D. F. Gray*, P. A. S. P., 88, 809, 1977.
17. A. *Slettebak, G. W. Collins, P. B. Boyce, N. M. White, T. D. Parkinson*, Ap. J., Suppl. ser., 29, 137, 1975.