

УДК 524/77-337/357

## МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР И КВАЗАРОВ С ОБЛАСТЬЮ ШИРОКИХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛИНИЙ $H\alpha$

© 2013 Н. А. Силантьев<sup>1</sup>, Ю. Н. Гнедин<sup>1,2\*</sup>,  
С. Д. Булига<sup>1</sup>, М. Ю. Пиотрович<sup>1</sup>, Т. М. Нацвлишвили<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный технический университет, Санкт-Петербург, 195251 Россия

Поступила в редакцию 17 апреля 2012 года; принята в печать 22 октября 2012 года

Представлены оценки величин магнитных полей для ряда активных галактических ядер. Эти оценки выполнены с использованием полученных из наблюдений величин степени линейной поляризации и позиционных углов в широких линиях  $H\alpha$  и в близлежащем непрерывном спектре. Для оценок магнитных полей используются асимптотические аналитические формулы для параметров Стокса излучения, выходящего из замагниченного аккреционного диска (задача Милна в замагниченной атмосфере). Характерная наблюдаемая форма зависимости от длины волны степени поляризации внутри линии с минимумом в центре и сильным ростом позиционного угла от одного крыла линии до другого объясняется суперпозицией резонансного излучения от двух или более облаков, расположенных в правой (кеплеровская скорость направлена от наблюдателя) и левой (кеплеровская скорость направлена к наблюдателю) частях орбиты во вращающемся замагниченном аккреционном диске. Основным в нашем механизме является наличие азимутального магнитного поля в диске. Наличие магнитного поля, перпендикулярного плоскости диска (обычно меньшего, чем азимутальное поле), приводит к асимметрии картины степени поляризации и позиционного угла внутри линии. Найденные значения магнитных полей на расстояниях, где излучаются широкие линии, позволяют получить оценки величин магнитных полей в области первой от центра стабильной орбиты и на горизонте центральной чёрной дыры, если использовать степенной закон изменения магнитного поля, соответствующий стандартной модели аккреционного диска.

Ключевые слова: поляризация—магнитные поля—аккреция, аккреционные диски—галактики: ядра—галактики: квазары

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Смит и др. [1] представили оптический спектрополяриметрический атлас 36 ядер галактик типа Сейферт-1. Представленные данные были получены с помощью телескопа William Herschel и Англо-австралийского телескопа в 1996–1999 гг. Обычно наблюдаемые величины линейной поляризации находятся в пределах 0.2–5%.

Широкие эмиссионные линии  $H\alpha$  имеют самые различные виды спектрального распределения степени поляризации  $p_{\text{line}}(\lambda)$  и позиционных углов  $\chi_{\text{line}}(\lambda)$ . Характерной особенностью спектра поляризации является минимум в центре линии, который обычно меньше значения степени поляризации в соседних областях непрерывного спектра. Второй особенностью поляризации в  $H\alpha$ -линии является

рост позиционного угла от одного крыла линии до другого.

Часто средние значения степени поляризации и позиционного угла в линии и в близлежащем непрерывном спектре почти совпадают (9 объектов из 36). Поэтому наиболее вероятно, что области излучения непрерывного спектра  $R_\lambda$  вблизи линии и широкой  $H\alpha$ -эмиссии ( $R_{\text{BLR}}$ ) расположены близко друг от друга, т.е. в аккреционном диске  $R_\lambda \sim R_{\text{BLR}}$ . Напомним, что среднее значение степени поляризации в непрерывном спектре равно  $p_c = 0.68\%$ , а в линии  $H\alpha$  —  $p_{\text{line}} = 0.66\%$ . Заметим также, что эти значения поляризации заметно меньше средних теоретических значений поляризации в задаче Милна (см. ниже).

Большинство последних исследований приводят к заключению, что  $R_{\text{BLR}}$ -область представляет собой уплощённую вращающуюся систему. Многие

\*E-mail: gnedin@gao.spb.ru

авторы (см., например, [2]) указывают, что значительное уплощение и плоскостная ориентация являются, по-видимому, внутренним свойством областей эмиссии широких линий. Это заключение позволяет считать эту область внешней частью геометрически тонкого аккреционного диска, являющегося оптически толстым в отношении томсоновского и рэлеевского рассеяний.

Общепринятой (например, [3]) является точка зрения, что аккреционные диски обладают магнитным полем. Существование радиоджетов, как известно, связано с наличием сильного магнитного поля в центре активного галактического ядра или квазара. Многочисленные теоретические модели согласуются со степенным законом изменения магнитного поля с расстоянием  $R$  от центра диска.

Уменьшение степени поляризации из-за фарадеевского вращения является результатом суммирования хаотических углов поворота  $\Psi$  при многократном рассеянии. Этот процесс рассмотрен во многих работах [4–6]. Ясно, что значение  $\Psi \sim 1$  на пути свободного пробега  $\tau \sim 1$  может значительно уменьшить стандартное значение поляризации Чандрасекара-Соболева. Кроме того, зависимость  $\Psi$  от длины волны и магнитного поля приводит к характерной зависимости степени поляризации  $p$  и позиционного угла  $\chi$  излучения от длины волны  $\lambda$ , которая позволяет оценить величину и направление магнитного поля в области рассеяния.

В данной работе мы рассматриваем новую модель образования поляризации в активном галактическом ядре, как в непрерывном спектре, так и в эмиссионной линии. Мы считаем, что наблюдаемая поляризация возникает при выходе излучения из замагниченного оптически толстого аккреционного диска (задача Милна в замагниченной атмосфере). Характерные особенности поляризации объясняются топологией магнитного поля в диске при учёте фарадеевского вращения плоскости поляризации.

В оптически толстом аккреционном диске основной источник теплового излучения находится в средней плоскости диска, и выходящее излучение описывается решением задачи Милна. Средняя величина поляризации  $p_c$  выходящего излучения равна 3.1%, а максимальная (при  $i = 90^\circ$ ) равна 11.7%. Излучение, выходящее из среды с поглощением (пыль), приобретает значительно большую поляризацию, т.к. в этом случае большая часть поляризованного излучения возникает аналогично однократному рассеянию излучения, направленного по нормали  $\mathbf{N}$  к поверхности. Для задачи Милна в спектральной линии величина  $p_{\text{line}}$  меньше, чем в непрерывном спектре (например, [7]).

Для моделей аккреционных дисков одна из основных проблем — найти расстояние  $R_\lambda$ , откуда

выходит основное излучение с длиной волны  $\lambda$ . Наиболее простая формула приведена в работе [8]:

$$R_\lambda = 0.97 \times 10^{10} \left( \frac{\lambda_{\text{rest}}}{\mu m} \right)^{4/3} \times \left( \frac{M_{\text{BH}}}{M_\odot} \right)^{2/3} \left( \frac{L_{\text{bol}}}{\varepsilon L_{\text{Edd}}} \right)^{1/3} \text{ см.} \quad (1)$$

Зависимость от длины волны,  $R_\lambda \sim \lambda_{\text{rest}}^{4/3}$ , соответствует известной зависимости эффективной температуры (стандартная модель диска Шакуры-Сюняева [9]):  $T_e \sim R_\lambda^{-3/4}$ . Здесь  $L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} (M_{\text{BH}}/M_\odot)$  эрг/с является эддингтоновской светимостью,  $M_{\text{BH}}$  — масса чёрной дыры,  $\varepsilon$  — коэффициент преобразования гравитационной энергии аккрецирующего газа в излучение,  $L_{\text{bol}}$  — болометрическая светимость ( $L_{\text{bol}} = \varepsilon \dot{M} c^2$ , где  $c$  — скорость света,  $\dot{M}$  — скорость аккреции вещества).

Шен и Лоеб [10] предложили эмпирическую аналитическую формулу для  $R_{\text{BLR}}$ , которая удобна в различных оценках:

$$R_{\text{BLR}} = 2.1 \times 10^{17} M_8^{1/2} \left( \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}} \right)^{1/2} \text{ см.} \quad (2)$$

Здесь  $M_8 = M_{\text{BH}}/10^8 M_\odot$ . Мы будем использовать эту простую формулу в наших вычислениях значений магнитного поля в области  $R_{\text{BLR}}$  и оценим его также в областях эмиссии  $\text{H}\alpha$ -линии, используя данные наблюдений Смита и др. [1] для ряда активных галактических ядер (Akn 120, Mrk 6, Mrk 985 и IZw 1).

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для получения оценок степени поляризации  $p$  и позиционного угла  $\chi$  излучения, выходящего из замагниченной атмосферы, мы используем стандартную систему уравнений переноса для параметров Стокса  $I, Q$  и  $U$  (например, [4, 6, 11–13]). Для получения оценок достаточно использовать простую асимптотическую теорию, которая позволяет получить аналитические выражения для любого направления магнитного поля в среде [12–14].

В случае излучающего диска параметры Стокса излучения в непрерывном спектре  $Q_c(\varphi)$  и  $U_c(\varphi)$  необходимо усреднить по всем азимутальным углам  $\varphi$ , характеризующим положение излучающей площадки на круговой орбите в аккреционном диске ( $-\pi \leq \varphi \leq \pi$ ). Процедура усреднения сводится к интегрированию этих параметров по азимутальному углу  $\varphi$ . В результате мы получаем аналитические формулы для степени поляризации  $p_c$  и

позиционного угла  $\chi_c$  для излучения в непрерывном спектре:

$$p_c(\mathbf{B}, \mu) = \frac{p_c(\mu)(1 - s\mu)}{[g_c^4 + 2g_c^2(a^2 + b^2) + (a^2 - b^2)^2]^{1/4}}, \quad (3)$$

$$\tan 2\chi_c = \frac{U_c}{Q_c} = \frac{2ag_c}{(p_c(\mu)/p_c(\mathbf{B}, \mu))^2 + g_c^2 + b^2 - a^2}, \quad (4)$$

где  $\mu = \cos i$ ,  $i$  — угол наклона диска. Степень поляризации  $p_c(\mu)$  получается из решения классической задачи Милна в незамагниченной атмосфере. Значение позиционного угла  $\chi_c = 0$  соответствует колебаниям электрического вектора волны, перпендикулярным к плоскости ( $\mathbf{nN}$ ), где  $\mathbf{n}$  — направление луча зрения. Безразмерный параметр  $g_c$  описывает полное поглощение поляризованного излучения.

Для спектральной линии, излучаемой изотропной средой, величина  $p_{\text{line}}(\mu)$  зависит от квантовых чисел переходов, соответствующих излучаемой линии (например, [15]), и её профиля. Для дипольного типа перехода и доплеровского профиля линии выражение  $p_{\text{line}}(\mu)$  для непоглощающей атмосферы качественно совпадает с упомянутым выше чандрасекаровским значением  $p_c(\mu)$ , но вместо максимального значения 11.71% получается 9.44% [7].

Безразмерный параметр  $g_c$  равен коэффициенту поглощения ( $\alpha_{\text{pol}} \equiv g_c \alpha_{Th}$ ) параметров Стокса  $Q$  и  $U$ , деленных на величину коэффициента ослабления света в результате томсоновского рассеяния:

$$g_c = 1 + C - s\mu, \quad (5)$$

где отрицательный член ( $-s\mu$ ) возникает в задаче Милна в поглощающей атмосфере [15]. Для малой степени истинного поглощения, когда  $q = \sigma_{\text{absorb}}/(\sigma_{\text{scattering}} + \sigma_{\text{absorb}}) \ll 1$ , коэффициент  $s \simeq \sqrt{3q}$ . Области излучения линий отличны от областей, где излучается непрерывный спектр. Обычно принимают  $g_c \simeq 1$  в большей площади аккреционного диска. Чтобы объяснить поляризацию линии  $\text{H}\alpha$ , приходится считать, что она возникает в оптически толстых замагниченных облаках, где имеется истинное поглощение света. В таких облаках  $g_{\text{line}}$  не совпадает с  $g_c$ . Эти облака находятся в аккреционном диске, либо вблизи него (атмосфера над диском).

Безразмерные параметры  $a$  и  $b$  описывают фарадеевскую деполяризацию излучения:

$$a = 0.8 \lambda^2 \mu B_z, \quad b = 0.8 \lambda^2 \sqrt{1 - \mu^2} B_{\perp}, \quad (6)$$

где  $B_z \equiv B_{\parallel}$  является компонентой магнитного поля, направленной перпендикулярно к плоскости

аккреционного диска, а  $B_{\perp} = \sqrt{B_{\rho}^2 + B_{\varphi}^2}$  — компонента магнитного поля в плоскости аккреционного диска. Значение  $0.8 \lambda^2 B$  численно равно фарадеевскому углу вращения плоскости поляризации на томсоновской оптической толщине  $\tau = 2$ , если поляризованное излучение идет вдоль магнитного поля (магнитное поле измеряется в гауссах, а длины волн — в микронах).

Безразмерный параметр  $C$  описывает реальную ситуацию в турбулентной замагниченной плазме и характеризует новый эффект — дополнительное поглощение поляризованного излучения (параметры  $Q$  и  $U$ ) из-за некогерентности фарадеевских вращений в мелко-масштабных турбулентных вихрях [13]:

$$C = 0.64 \tau \lambda^4 \langle (B')^2 \rangle \frac{f_B}{3}, \quad (7)$$

где  $\tau$  — средняя оптическая толщина турбулентного вихря ( $\tau \ll 1$ ),  $\langle (B')^2 \rangle$  — среднее значение флуктуаций магнитного поля, а  $f_B \approx 1$  — параметр, интегрально описывающий корреляцию значений  $B'$  в двух соседних точках аккреционного диска.

Интересно отметить, что при  $a = b$  степень поляризации  $p_c(\mathbf{B}, \mu)$  принимает максимальное значение (член  $(a^2 - b^2)^2$  равен нулю в выражении (3)). Этот эффект является отражением того, что в некоторых местах аккреционного диска имеются противоположные фарадеевские вращения от магнитных полей  $B_{\parallel}$  и  $B_{\perp}$ , которые не приводят к деполяризации.

Можно использовать более простые формулы для  $p_c$  и  $\chi_c$ , соответствующие частным случаям  $\mathbf{B}_{\parallel}$  или  $\mathbf{B}_{\perp}$ :

$$p_c(B_{\parallel}, \mu) = \frac{p_c(\mu)(1 - s\mu)}{\sqrt{g_c^2 + a^2}}, \quad \tan 2\chi_c = \frac{a}{g_c}; \quad (8)$$

$$p_c(B_{\perp}, \mu) = \frac{p_c(\mu)(1 - s\mu)}{\sqrt{g_c^2 + b^2}}, \quad \chi_c \equiv 0. \quad (9)$$

В выражении (9)  $\chi_c \equiv 0$  из-за аксиальной симметрии системы.

### 2.1. Поляризация излучения спектральной эмиссионной линии

В атласе Смита и др. [1] представлены поляризметрические данные как для излучения в непрерывном спектре, так и для эмиссионной линии  $\text{H}\alpha$ . В используемой нами модели вращающегося аккреционного диска (с кеплеровской скоростью  $u_k$ ) одна часть (правая сторона) диска ( $\varphi = 0 \div \pi$ )

соответствует направлению движения от наблюдателя и длинноволновому крылу линии, а вторая (левая сторона) соответствует движению, направленному к наблюдателю ( $\varphi = \pi \div 2\pi$ ), и коротковолновому крылу линии. Центральная длина волны  $\lambda_0 = (1+z)\lambda_{\text{rest}}$ , где  $z$  — космологическое красное смещение. Напомним, что длина волны  $\text{H}\alpha$  в системе покоя (лабораторная система)  $\lambda_{\text{rest}} = 0.6563$  мкм.

Далее мы ограничимся случаем спектральной линии с доплеровским уширением (гауссовская форма). В нашем случае широкой линии доплеровская ширина  $\Delta\lambda_T = (u_{\text{turb}}/c)\lambda_0$  в основном обусловлена хаотическими турбулентными движениями. Сдвиг центра линии в части диска, характеризующейся азимутальным углом  $\varphi$ , равен  $(u_k/c)\lambda_0\sqrt{1-\mu^2}\sin\varphi$ . Таким образом, излучение из  $\varphi$ -части орбиты с радиусом  $R_{\text{BLR}}$  описывается функцией:

$$\phi(\lambda, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_T} \times \exp \left[ - \left( \frac{\lambda - \lambda_0 - \frac{u_k}{c} \lambda_0 \sqrt{1 - \mu^2} \sin \varphi}{\Delta\lambda_T} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

Если мы предположим, что все источники излучения расположены равномерно на орбите, то наблюдаемый поток описывается интегралом:

$$F(\lambda) = \frac{dS\mu}{R^2} I(\mu) \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \phi(\lambda, \varphi) d\varphi. \quad (11)$$

Наблюдаемые потоки линейно поляризованного излучения отличаются от случая непрерывного спектра дополнительным коэффициентом  $\phi(\lambda, \varphi)$  (см. [14]):

$$F_Q(\lambda) = \frac{dS\mu}{R^2} I(\mu) p_{\text{line}}(\mu) (1 - s\mu) \times \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi(\lambda, \varphi) g_{\text{line}}}{g_{\text{line}}^2 + \delta^2 \cos^2 \Theta} d\varphi, \quad (12)$$

$$F_U(\lambda) = \frac{dS\mu}{R^2} I(\mu) p_{\text{line}}(\mu) (1 - s\mu) \times \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\phi(\lambda, \varphi) \delta \cos \Theta}{g_{\text{line}}^2 + \delta^2 \cos^2 \Theta} d\varphi. \quad (13)$$

Здесь  $\Theta$  — угол между направлениями магнитного поля  $\mathbf{B}$  и выходящего излучения  $\mathbf{n}$ ,  $I(\mu)$  — полная интенсивность излучения в спектральной

линии, выходящей с поверхности  $dS$ . Азимутальный угол  $\varphi = 90^\circ$  соответствует элементу площади  $dS$ , лежащему перпендикулярно плоскости  $(\mathbf{nN})$ ,  $R$  — расстояние от излучающей площадки  $dS$  до наблюдателя. Выражение  $\delta \cos \Theta$ , описывающее фарадеевскую деполяризацию, имеет вид:

$$\delta \cos \Theta = 0.8 \lambda^2 \mathbf{Bn} = a + b \cos(\varphi + \varphi_*) \quad (14) \\ = a + b_\rho \cos \varphi - b_\varphi \sin \varphi,$$

где параметры  $b_\rho$  и  $b_\varphi$  имеют вид:

$$b_\rho = 0.8 \lambda^2 \sqrt{1 - \mu^2} B_\rho \equiv b \cos \varphi_*, \quad (15) \\ b_\varphi = 0.8 \lambda^2 \sqrt{1 - \mu^2} B_\varphi \equiv b \sin \varphi_*.$$

Здесь угол  $\varphi_*$  является углом между  $\mathbf{B}_\perp$  и радиус-вектором  $\rho$ , лежащим в плоскости диска. Знак минус перед  $b_\varphi \sin \varphi$  в формуле (14) соответствует вращению плоскости поляризации излучения, выходящего из аккреционного диска с замороженным магнитным полем  $\mathbf{B}_\varphi$ , направленным вдоль скорости вращения  $u_k$ . Если вращение диска противоположное, необходимо изменить  $b_\varphi$  на  $-b_\varphi$ .

Если мы положим  $\phi(\lambda, \varphi) = 1$  и  $g_{\text{line}} \rightarrow g_c$ , то формулы (11)–(13) будут описывать случай излучения в непрерывном спектре.

Заметим, что при однородном распределении эмиссии независимо от угла, получающаяся степень поляризации и значение позиционного угла для  $\text{H}\alpha$ -линии приводят к более слабым поляризационным эффектам, чем представленные в атласе Смита и др. [1]. Ниже мы представим модель, где эти эффекты сравнительно сильны и могут быть использованы для интерпретации наблюдательных данных.

## 2.2. Модель в виде двух излучающих $\text{H}\alpha$ -линию облаков, расположенных в разных частях орбиты

Профили линий  $\text{H}\alpha$  в атласе Смита и др. [1] у многих объектов асимметричны с наличием отдельных пиков. Только у некоторых объектов  $\text{H}\alpha$  имеет симметричный профиль. В этих случаях ширина линии относительно небольшая по сравнению с объектами, имеющими сложные профили.

Мы представляем модель из двух компактных, оптически толстых облаков, расположенных в аккреционном диске или вблизи него симметрично в разных частях орбиты с радиусом  $R_{\text{BLR}}$ . Достоинством этой модели является возможность учесть все направления магнитного поля, т.е. параметры  $a$ ,  $b_\varphi$  и  $b_\rho$ , в простом аналитическом виде.

Для простоты выберем расположение облаков на орбите с азимутальными углами  $\varphi$  и  $-\varphi$ , т.е. симметрично (см. Рис. 1). Модель легко преобразовать и для случая несимметричного расположения

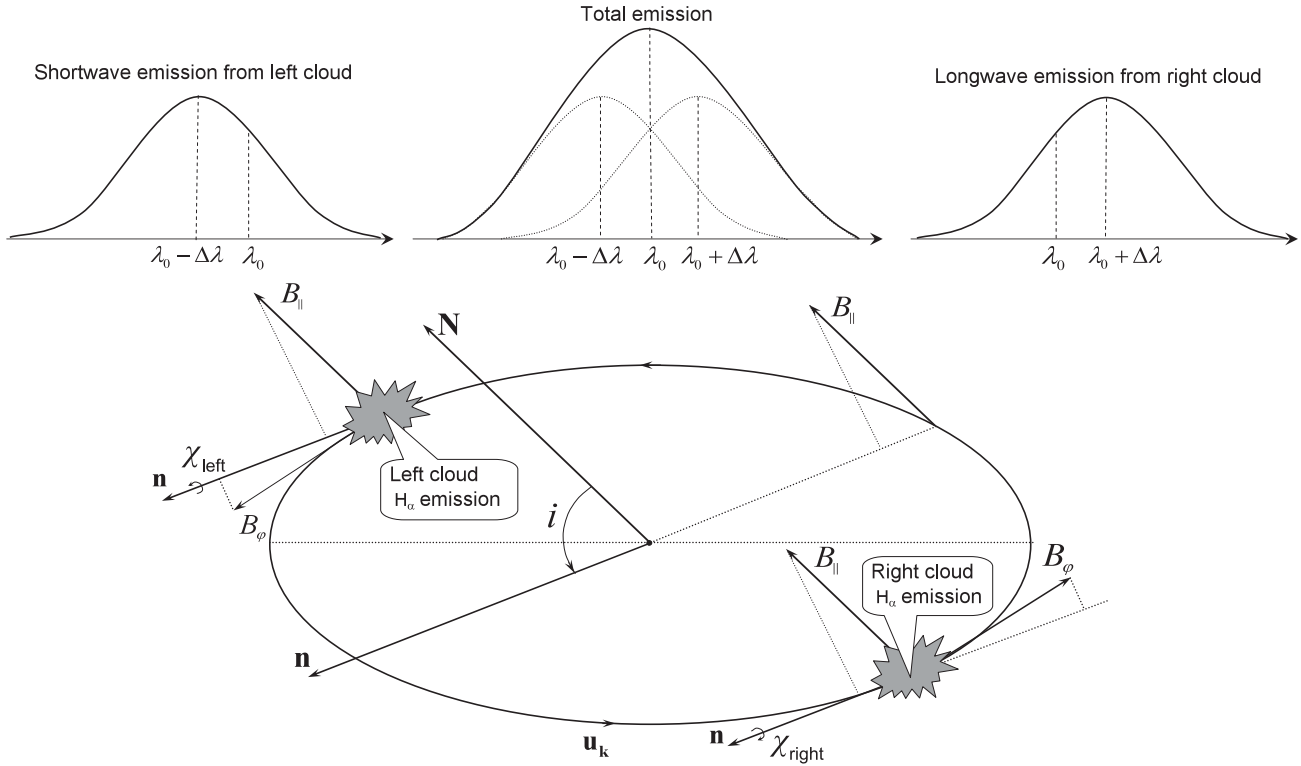


Рис. 1. Схематическая модель двух эмиссионных облаков.

облаков. Заметим, что степень поляризации  $p_{\text{line}}$  и разность позиционных углов  $\Delta\chi$  в разных крыльях линии не зависят от выбора системы отсчета. Мы не будем приводить общих выражений для параметров Стокса, а ограничимся случаем, когда можно пренебречь вкладом непрерывного излучения в интенсивность излучения линии. Тогда

$$\begin{aligned} \tan 2\chi_{\text{line}} &= \frac{U_{\text{line}}}{Q_{\text{line}}} \\ &= \frac{a}{g_{\text{line}}} + \frac{b_{\varphi}}{g_{\text{line}}} \times \frac{1 - \xi A_{+}/A_{-}}{1 + \xi A_{+}/A_{-}}, \end{aligned} \quad (16)$$

где  $\xi = I_{\text{right}}/I_{\text{left}}$ ,

$$\begin{aligned} p_{\text{line}} &= p_{\text{line}}(\mu) (1 - s\mu) g_{\text{line}} \\ &\times \frac{(1 + \xi A_{+}/A_{-})}{(1 + \xi)A_{+}} \times \sqrt{1 + (\tan 2\chi_{\text{line}})^2}, \end{aligned} \quad (17)$$

где  $A_{+} = g_{\text{line}}^2 + (a + b_{\varphi})^2$ ,  $A_{-} = g_{\text{line}}^2 + (a - b_{\varphi})^2$ .

В правом (длинноволновом) крыле линии, где  $\xi \simeq 0$ , получаем

$$\tan 2\chi_{\text{right}} = \frac{a + b_{\varphi}}{g_{\text{line}}}. \quad (18)$$

В коротковолновом крыле выполняется то же самое выражение с  $(-b_{\varphi})$  вместо  $b_{\varphi}$ . Используя фор-

мулу (18), можно получить выражение для разности позиционных углов между правым и левым крылом линии:

$$\begin{aligned} \Delta\chi &= \chi_{\text{right}} - \chi_{\text{left}} \\ &= \frac{1}{2} \left( \arctan \frac{a + b_{\varphi}}{g_{\text{line}}} - \arctan \frac{a - b_{\varphi}}{g_{\text{line}}} \right). \end{aligned} \quad (19)$$

Для степени поляризации в правом крыле получаем формулу:

$$p_{\text{right}} = \frac{p_{\text{line}}(\mu) (1 - s\mu)}{\sqrt{g_{\text{line}}^2 + (a + b_{\varphi})^2}}. \quad (20)$$

Для коротковолнового крыла необходимо использовать  $(-b_{\varphi})$  вместо  $b_{\varphi}$ . В данном крыле линии степень поляризации выше, т.к. параметр фарадеевской деполаризации  $|a - b_{\varphi}|$  меньше, чем в другом крыле.

Если  $a = 0$ , то выполняется  $p_{\text{right}} = p_{\text{left}}$  и  $\chi_{\text{right}} = -\chi_{\text{left}}$ . Наличие магнитного поля  $B_{\parallel}$  (параметр  $a \neq 0$ ) уменьшает степень поляризации в обоих крыльях линии, а также уменьшает разность позиционных углов  $|\Delta\chi| = |\chi_{\text{right}} - \chi_{\text{left}}|$ . Кроме того, функции  $p_{\text{line}}(\lambda)$  и  $\chi_{\text{line}}(\lambda)$  становятся несимметричными относительно центра линии  $\lambda_0$  (если

интенсивности  $I_{\text{right}}(\lambda)$  и  $I_{\text{left}}(\lambda)$  описываются одинаковыми гауссианами).

Интересно сравнить степень поляризации в крыльях и в центре линии. Общая формула для отношения  $p_{\text{wing}}/p_{\text{center}}$  очень сложна, и мы рассмотрим только случай  $a = 0$ , когда это отношение приобретает максимальное значение. Принимая  $\xi = 1$  для центра линии и  $\xi = 0$  для крыла линии, получаем из общей формулы (17) следующее выражение:

$$\frac{p_{\text{wing}}}{p_{\text{center}}} = \sqrt{g_{\text{line}}^2 + b_{\varphi}^2}. \quad (21)$$

Для  $b_{\varphi} = 5$  и  $g_{\text{line}} = 1$  это отношение равно 5.1. Физически этот эффект возникает как следствие фарадеевского вращения плоскости поляризации. В центре линии складываются одинаковые интенсивности от обеих частей орбиты, имеющие противоположные фарадеевские вращения. Поэтому параметр Стокса  $Q_{\text{center}}$  приобретает меньшее значение, чем в крыле линии.

Наиболее важным выводом из теоретического рассмотрения структуры симметричной широкой линии в активных галактических ядрах является наличие симметрии степени поляризации  $p_{\text{line}}(\lambda)$  как эффекта, возникающего из-за существования азимутального магнитного поля  $B_{\varphi}$ . В случае полной симметрии  $p_{\text{line}}(\lambda)$  относительно центра линии  $\lambda_0$  поле  $B_{\parallel} \simeq 0$ . Если симметрия неполная, например, коротковолновое крыло значительно сильнее поляризовано, чем длинноволновое, то можно считать  $B_{\varphi} \sim B_{\parallel}$ . Конечно, различие в интенсивностях и формах линий от разных частей орбиты также влияет на свойства симметрии степени поляризации и азимутального угла в суммарной линии, однако при малом отклонении формы линии от симметричной, по-видимому, главным фактором остаётся влияние вертикальной компоненты магнитного поля  $B_{\parallel}$ .

### 3. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ШИРОКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ И ВБЛИЗИ ЦЕНТРА АККРЕЦИОННОГО ДИСКА

Стандартная схема активного ядра галактики включает центральный источник непрерывного излучения (аккрецирующая сверхмассивная чёрная дыра), область, близкую к внешнему радиусу аккреционного диска, излучающую широкие эмиссионные линии в области радиуса  $R_{\text{BLR}}$ , пылевой вращающийся тор на расстояниях несколько парсек и газ, излучающий узкие спектральные линии, на расстояниях от десятков до сотен парсек, ионизированный в конусе, определяемом границей тора [16–18].

Как известно, основной проблемой является генерация магнитного поля в процессе аккреции на чёрную дыру. В работах [19–22] развита теория магнитного пересоединения (МП) как эффективный механизм трансформации кинетической энергии аккрецирующего газа в энергию магнитного поля. При этом было принято, что диск стабилен, полностью проводящий, имеет кеплеровское вращение, а магнитное поле на горизонте чёрной дыры  $B_{\text{H}}$  полоидально и изменяется по степенному закону с расстоянием от центральной области.

Так как магнитное поле на горизонте чёрной дыры  $B_{\text{H}}$  создано и поддерживается окружающей материей аккреционного диска, должна существовать связь между напряженностью магнитного поля вблизи горизонта и скоростью аккреции  $\dot{M}$  [19, 20]:

$$\begin{aligned} B_{\text{H}} &= \frac{\sqrt{2k\dot{M}c}}{R_{\text{H}}} = \frac{(2kL_{\text{bol}}/\varepsilon c)^{1/2}}{R_{\text{G}} [1 + \sqrt{1 - a_*^2}]} \\ &= 6.3 \times 10^8 \left( \frac{M_{\odot}}{M_{\text{BH}}} \right)^{1/2} \left( \frac{kl_{\text{E}}}{\varepsilon} \right)^{1/2} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - a_*^2}}, \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь  $R_{\text{H}} = R_{\text{G}}(1 + \sqrt{1 - a_*^2})$  — радиус горизонта,  $R_{\text{G}} = GM_{\text{BH}}/c^2$ , болометрическая светимость  $L_{\text{bol}} = \varepsilon\dot{M}c^2$ ,  $\dot{M}$  — скорость аккреции массы,  $c$  — скорость света, и  $\varepsilon$  — эффективность превращения энергии аккрецирующего вещества в энергию излучения, вычисленная в работах [23–25]. Коэффициент  $k$  является обратным плазменным параметром  $k = P_{\text{magn}}/P_{\text{gas}} = 1/\beta$ , где  $P_{\text{gas}}$  и  $P_{\text{magn}}$  — газовое и магнитное давление, соответственно. Для равновесного случая  $\beta = 1$  и  $k = 1$ . Напомним, что здесь  $l_{\text{E}} = L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$  и эддингтоновская светимость определяется выражением  $L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} (M_{\text{BH}}/M_{\odot})$ .

Одной из основных проблем является нахождение связи магнитного поля на горизонте  $B_{\text{H}}$  с магнитным полем  $B_{\text{ms}}$  на первой от центра круговой стабильной орбите  $R_{\text{ms}}$ . Величина радиуса  $R_{\text{ms}}$  зависит от радиуса  $R_{\text{G}}$  и безразмерного спина  $a_*$ , и может быть представлена в виде:

$$R_{\text{ms}} = q(a_*) R_{\text{G}}, \quad (23)$$

где параметр  $q(a_*) > 1$ . Например, для шварцшильдовской чёрной дыры ( $a_* = 0$ ) имеем  $q(a_*) = 6$ , а для керровской чёрной дыры со спином  $a_* = 0.998$  параметр  $q(a_*) = 1.22$  [26].

В работе [27] показано, что вращающаяся чёрная дыра может усилить захват крупномасштабно-го полоидального магнитного поля на горизонте.

Недавно Гарофало [28] также показал, что динамика области вблизи чёрной дыры и захват магнитного поля могут в значительной степени

усилить величину магнитного поля, проникающего через горизонт. В этой работе получена следующая связь:

$$B_H = \eta(a_*) B_{\text{ms}}. \quad (24)$$

Коэффициент  $\eta$  может быть взят из Рис. 7 статьи [28]. Из этого рисунка видно, что для  $a_* = 0.5$  величина  $\eta = 5$ , а для  $a_* = 0.0$  и  $a_* = 0.998$  выполняется  $\eta \simeq 7.5$ .

Были выполнены численные расчёты, чтобы изучить процесс генерации магнитного поля в астрофизических объектах. Например, авторы работы [29] изучили действие магнито-конвективного динамо из-за действия сдвиговых вращательных движений. Эти авторы получили насыщение магнитного поля практически на уровне равновесного значения  $B \approx 0.7 B_{\text{eq}}$ , т.е.  $k \approx 0.5$ . Это означает, что магнитный параметр может быть вблизи  $k \approx 1$ .

По-видимому, в далёких областях аккреционного диска, в особенности на расстоянии  $R_{\text{BLR}}$ , магнитное поле, в основном, имеет тороидальную форму ( $B_{\perp} \gg B_{\parallel}$ ). Этому способствует наличие дифференциального вращения в аккреционном диске, переводящее полоидальное магнитное поле в тороидальное [30].

Обычно принимается регулярная зависимость величины магнитного поля от расстояния, начиная с первой от центра круговой стабильной орбиты  $R_{\text{ms}}$ . Модели замагниченных аккреционных дисков согласуются с степенным видом этой зависимости:

$$B_{\perp}(R) = B_{\text{ms}} \left( \frac{R_{\text{ms}}}{R} \right)^n. \quad (25)$$

Примем два значения параметра  $n$ . Значение  $n = 1$  приводит к тороидальному магнитному полю [30]. Значение  $n = 5/4$  соответствует процессам аккреции в горячем диске [31].

Для чисто тороидального магнитного поля в аккреционном диске параметр  $a = 0$ . В этом случае поляризация излучения в непрерывном спектре описывается выражением (9). Напомним, что, согласно формуле (6), магнитное поле  $B(R_{\text{BLR}})$  можно определить, если известен параметр  $b$ , получающийся из сравнения наблюдаемой поляризации с её теоретическим значением:

$$B(R_{\text{BLR}}) = \frac{b}{0.8\lambda^2 \sqrt{1 - \mu^2}}. \quad (26)$$

Это поле, согласно выражению (25), связано с  $B_{\text{ms}}$ . В случае  $n = 1$  связь принимает вид:

$$\begin{aligned} B(R_{\text{BLR}}) &= B_{\text{ms}} \frac{R_{\text{ms}}}{R_{\text{BLR}}} \\ &= 2.22 \times 10^{-4} \left( \frac{M_9}{l_E} \right)^{1/2} q(a_*) B_{\text{ms}}. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь мы использовали выражение (2) для  $R_{\text{BLR}}$ . Напомним, что  $M_9 = M_{\text{BH}}/10^9 M_{\odot}$ . В рассматриваемом случае выражение  $b$  для области  $\text{H}\alpha$  ( $\lambda = 0.6563$  мкм) приобретает вид:

$$b = 7.7 \sqrt{1 - \mu^2} q(a_*) \left( \frac{M_9}{l_E} \right)^{1/2} \left( \frac{B_{\text{ms}}}{10^5} \right). \quad (28)$$

В случае горячих течений в аккреционном диске имеем  $n = 5/4$ , и выражение для параметра  $b$  принимает вид:

$$b = 0.93 \sqrt{1 - \mu^2} \left( \frac{M_9}{l_E} \right)^{5/8} q(a_*)^{5/4} \left( \frac{B_{\text{ms}}}{10^5} \right). \quad (29)$$

Явный вид функции  $q(a_*)$  представлен, например, в работе [22].

Ниже, в оценках, мы будем принимать равновесный случай между энергией магнитного поля и кинетической энергией газа в аккреционном диске, т.е.  $k \approx 1$ . Именно этот случай соответствует теории магнитного пересоединения [19, 21, 22, 32].

Используя выражения (22) и (24), можно преобразовать соотношения (28) и (29):

$$b = 1.53 \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{\frac{k}{\varepsilon}} \frac{q(a_*)}{\eta(a_*) (1 + \sqrt{1 - a_*^2})} \quad (30)$$

для  $n = 1$ , и

$$\begin{aligned} b &= 0.19 \sqrt{1 - \mu^2} \left( \frac{M_9}{l_E} \right)^{1/8} \\ &\times q(a_*)^{1/4} \sqrt{\frac{k}{\varepsilon}} \frac{q(a_*)}{\eta(a_*) (1 + \sqrt{1 - a_*^2})} \end{aligned} \quad (31)$$

для  $n = 5/4$ .

Выражения (30) и (31) позволяют дать оценку параметра радиационной эффективности  $\varepsilon$  и, следовательно, параметра спина  $a_*$  центральной чёрной дыры. Оценки параметра  $b$  будут далее получены для ряда объектов из анализа поляриметрических данных атласа [1].

#### 4. ОЦЕНКИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В атласе [1] представлены спектры потока излучения  $F(\lambda)$ , степени поляризации  $p_{\text{line}}(\lambda)$  и позиционного угла  $\theta(\lambda)$  для 36 ядер сейфертовских галактик в области излучения линии  $\text{H}\alpha$  и ближайшего непрерывного спектра. Для большинства объектов угол наклона  $i$  аккреционного диска неизвестен. Поэтому мы не можем связать наблюдаемый позиционный угол  $\theta$  с теоретическим позиционным углом  $\chi$ , отсчитываемым от оси  $X$  перпендикулярной плоскости  $(\mathbf{nN})$ , содержащей луч зрения и нормаль к диску. Однако степень поляризации  $p(\lambda)$

и разность позиционных углов  $\Delta\chi \equiv \Delta\theta$  не зависят от выбора системы координат (осей  $X, Y$ ).

Именно эти наблюдаемые величины мы будем определять по нашим теоретическим формулам (17) и (19). Кроме того, мы используем формулу (3) для описания степени поляризации излучения в непрерывном спектре. Как уже было указано в разделе 2.1, наблюдаемый поток в линии будет аппроксимироваться суммой двух потоков с доплеровскими профилями и положительным и отрицательным сдвигами относительно центра линии.

В рамках нашей теории (см. формулы (3), (17) и (19)) степень поляризации  $p(\lambda)$  и разность позиционных углов  $\Delta\chi$  зависят от значений магнитного поля  $B_{\parallel}$  (параметр  $a$ ) и  $B_{\perp}$  (параметр  $b$ ) в области излучения линии (см. формулу (6)), а также от угла наклона аккреционного диска к лучу зрения. Для получения оценок величин этих магнитных полей мы находим (методом последовательных приближений) из формул (3), (17) и (19) параметры  $a, b, p_{\text{line}}(\mu)$  и  $g_{\text{line}}$ . Параметр  $g_c$  принимался равным единице, т.е. в области излучения непрерывного спектра мы пренебрегали возможным наличием пыли и влиянием мелкомасштабной турбулентности.

Ниже мы детально излагаем процедуру нахождения оценок величин магнитных полей  $B_{\parallel}$  и  $B_{\perp} = B_{\varphi}$  для активных галактических ядер Акп 120, Mrk 6, Mrk 985 и IZw 1, имеющих наиболее простые формы спектральной зависимости потока излучения, степени поляризации и позиционного угла.

#### 4.1. Магнитное поле в Акп 120

Согласно [1], средняя степень поляризации для  $\text{H}\alpha$ -линии равна около 0.4%, а в ближайшем непрерывном спектре  $p \simeq 0.35\%$ . Здесь и далее мы используем данные, полученные в октябре 1998 г. Средний позиционный угол  $\theta \simeq 76^\circ$  одинаков как для линии, так и в близлежащем к ней непрерывном спектре. Угол наклона диска равен  $i = 48^\circ$ ,  $\mu \simeq 0.67$ . Это значение было получено в [33] по результатам мазерных наблюдений водяного пара  $\text{H}_2\text{O}$ . Масса Акп 120 равна  $M_{\text{ВН}} \simeq 10^{7.74} M_{\odot}$  [34].

Для угла наклона  $i = 48^\circ$  поляризация в непрерывном спектре из аккреционного консервативного диска без магнитного поля (задача Милна) равна  $p_c(\mu) = 1.26\%$  [15]. Это значение выше наблюдаемого и позволяет считать, что фарадеевская деполяризация в диске снижает ожидаемую поляризацию (1.26%) до наблюдаемой величины. Рассмотрение профиля линии  $\text{H}\alpha$  (Рис. 1, 24 в работе [1]) показывает, что он имеет двухпиковую

структуру и может быть представлен в виде суммы линий с гауссовскими профилями от двух источников. Разность позиционных углов правого и левого крыльев  $\Delta\chi$  лежит в интервале  $70\text{--}80^\circ$ . Интенсивность излучения непрерывного спектра в области линии составляет примерно 18% от максимального значения интенсивности линии.

Мы будем использовать формулы (17)–(19) для оценок параметров  $a, b_{\varphi}, p_{\text{line}}(\mu)$  и  $g_{\text{line}}$ . Мы также считаем, что в облаках, излучающих линию  $\text{H}\alpha$ , существует поглощение излучения (существование пылевых частиц) и, возможно, мелкомасштабная турбулентность. Как известно [35], существование поглощения приводит к значительному возрастанию поляризации выходящего излучения, т.е. можно принять  $p_{\text{line}}(\mu) > p_c(\mu)$ . Необходимость введения истинного поглощения излучения в линии  $\text{H}\alpha$  возникает также из-за большого вклада члена с неполяризованным изотропным излучением по сравнению с вкладом дипольной компоненты излучения. Эффект усиления поляризации многократно рассеянного излучения в поглощающей среде является следствием того, что поглощение приводит к более сильной направленности излучения. Оценки приводят к следующим выражениям:

$$\begin{aligned} g_c &\simeq 1, & \frac{a}{g_{\text{line}}} &\simeq 0, \\ \frac{b_{\varphi}}{g_{\text{line}}} &\simeq 3.55, & \frac{p_{\text{line}}(\mu)}{g_{\text{line}}} &\simeq 4.07\%. \end{aligned} \quad (32)$$

Вводя первые три параметра в выражение (3), получаем  $g_{\text{line}} \simeq 0.975$ . Из выражения (32) при  $g_{\text{line}} \simeq 0.975$  и  $C \approx 0$  следует  $p_{\text{line}} \simeq 3.97\%$ .

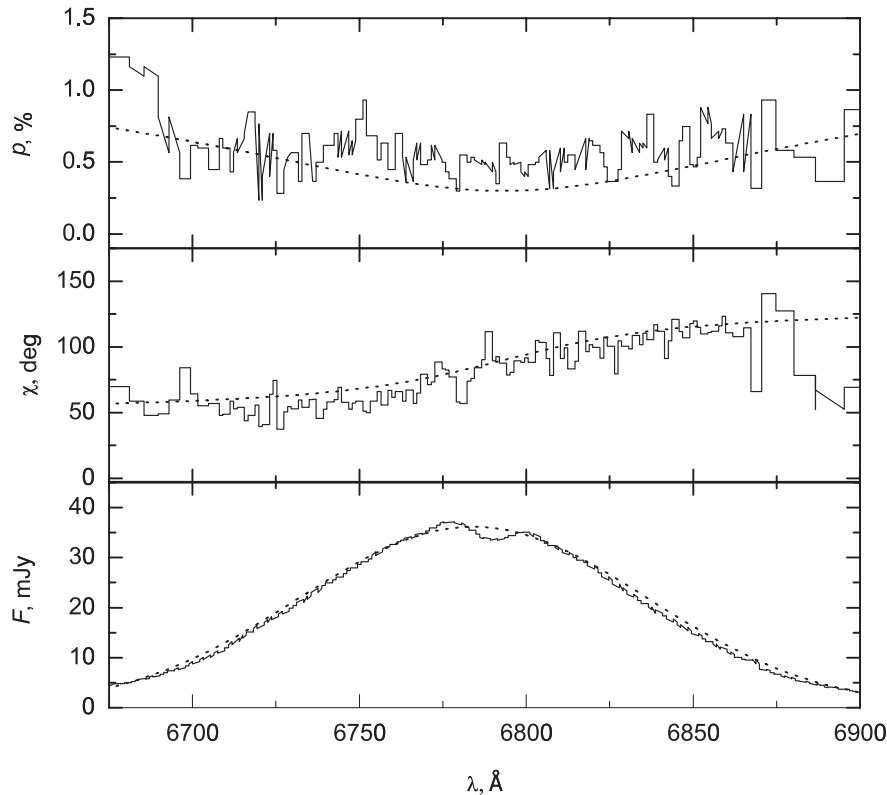
Из выражений (6) можно получить оценки магнитных полей  $B_{\parallel} \simeq 0$  Гс и  $B_{\varphi} \simeq 14$  Гс.

На Рис. 2 представлены наблюдаемые интенсивность, степень поляризации и изменение позиционного угла  $\Delta\chi$  для галактического ядра Акп 120 и аналогичные величины, вычисленные по нашей модели. Модель хорошо описывает наблюдаемые данные.

Главная трудность аппроксимации найденного магнитного поля  $B(R_{\text{BLR}})$  к центральным областям аккреционного диска заключается в том, что значение показателя  $n$  в формуле (25) неизвестно и зависит от используемой модели диска. В работе [36] дают интервал значений этого показателя  $1 \geq n \geq 2$ . Значение  $n = 1$  соответствует азимутальному магнитному полю [30].

Для оценки магнитного поля на последней внутренней стабильной орбите  $B_{\text{ms}}$  необходимо знать спин центральной сверхмассивной чёрной дыры (параметр  $a_*$ ). Для шварцшильдовской (невращающейся) дыры  $a_* = 0$ ,  $q(a_*) = 6$ , и мы получаем





**Рис. 2.** Сравнение наблюдаемых (сплошная линия) и модельных (пунктирная линия) данных (поток излучения  $F(\lambda)$ , позиционный угол  $\chi(\lambda)$  и степень поляризации  $p(\lambda)$ ) для Акп 120.

для тороидального магнитного поля ( $n = 1$ ) из выражения (27) оценку  $B_{\text{ms}} = 12.4 \times 10^3$  Гс. Теперь можно оценить магнитное поле  $B_{\text{H}}$  на горизонте центральной чёрной дыры, если использовать результаты [28], где отношение  $B_{\text{H}}/B_{\text{ms}}$  вычислено как функция спина  $a_*$ . Согласно этим вычислениям для  $a_* = 0$  отношение  $B_{\text{H}}/B_{\text{ms}} = 7.5$  и  $B_{\text{H}} = 9.2 \times 10^4$  Гс.

Для спина  $a_* = 0.5$ ,  $\varepsilon = 0.081$ ,  $q(a_*) = 4.25$  [23] мы получаем  $B_{\text{ms}} = 6.8 \times 10^3$  Гс и  $B_{\text{H}} = 3.4 \times 10^4$  Гс. Для быстровращающейся дыры с  $a_* = 0.998$ ,  $q(a_*) = 1.22$ ,  $\varepsilon = 0.32$  получаем  $B_{\text{ms}} = 2.4 \times 10^4$  Гс и  $B_{\text{H}} = 12 \times 10^4$  Гс.

Наши результаты показывают, что для заданного значения степени поляризации магнитное поле на радиусе  $R_{\text{ms}}$  (следовательно, и на горизонте) сильнее для керровской чёрной дыры по сравнению с шварцшильдовской. И наоборот, для чёрных дыр с одинаковым магнитным полем степень поляризации для керровской дыры будет выше, чем для шварцшильдовской [37].

#### 4.2. Магнитное поле в Mrk 6

Согласно [38], масса центральной чёрной дыры в Mrk 6 оценивается как  $\log(M_{\text{BH}}/M_{\odot}) = 7.97 \pm 0.5$ ,

отношение болометрической светимости к эддингтоновской равно  $\log(L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}) = -1.72$ . Угол наклона к лучу зрения  $i = 62^\circ.7$ ,  $\mu = 0.46$  [38]. Это означает, что стандартная поляризация в задаче Милна равна  $p_c(\mu) = 2.52\%$ . Наблюдаемая средняя поляризация имеет значение  $p_c = 0.90 \pm 0.03$ ,  $p_{\text{line}} = 0.85 \pm 0.04$  [1].

Степень поляризации в разных частях  $\text{H}\alpha$  по отношению к центру линии практически одна и та же:  $p_{\text{line}} \simeq 1.5\%$  в коротковолновой части и  $p_{\text{line}} \simeq 1.4\%$  в длинноволновой части. Из теоретического рассмотрения в разделе 2 следует, что такая симметричная форма степени поляризации получается, если магнитное поле  $B_{\parallel}$  много меньше азимутального поля  $B_{\varphi}$ . Слабое уменьшение степени поляризации в длинноволновой части свидетельствует, что в этой части малая проекция поля  $B_{\parallel}$  на луч зрения имеет такое же направление, как, в среднем, поле  $B_{\varphi}$ . В коротковолновой части спектра ситуация обратная — эти поля противоположно направлены. В результате степень поляризации коротковолнового крыла линии немного больше, чем в длинноволновой части спектра. Такая же ситуация была в Акп 120, где, однако, различие в поляризациях было больше.

Оценим степень поляризации в центре линии как  $p_{\text{line}}(\text{center}) \simeq 0.5\%$  в предположении, что интенсивность от левой части орбиты примерно равна интенсивности от правой части. Величина непрерывного спектра в Mrk 6 мала, и мы пренебрежем его вкладом в области линии. Снова используя формулы (17)–(19), получаем следующие оценки:

$$\begin{aligned} g_c &\simeq 1, & \frac{a}{g_{\text{line}}} &\simeq 0.1, \\ \frac{b_\varphi}{g_{\text{line}}} &\simeq 2.615, & \frac{p_{\text{line}}(\mu)}{g_{\text{line}}} &\simeq 3.9\%. \end{aligned} \quad (33)$$

Подстановка первых трех параметров в выражение (3) приводит к оценке  $g_{\text{line}} \simeq 1.0006$ , т.е. практически 1. Как и в случае Akn 120, поляризация  $p_{\text{line}} \simeq 3.9\%$  означает, что в  $\text{H}\alpha$ -облаках существует поглощение излучения. Для разности позиционных углов  $\Delta\chi$  между левым и правым крыльями линии выражение (19) (исключая малый вклад непрерывного спектра) приводит к значению  $\Delta\chi \simeq 42^\circ$ . Это хорошо соответствует наблюдаемому значению.

Формулы (6) и (33) приводят к следующим оценкам для магнитных полей:  $B_{\parallel} \simeq 0.6$  Гс и  $B_\varphi \simeq 8.5$  Гс. Отметим, что выражение (33) выведено при условии  $I_c p_c \ll I_{\text{right, left}} p_{\text{line}}(\mu)$ . Формулы (27)–(31) позволяют оценить магнитное поле  $B_{\text{ms}} \simeq (1.72 \times 10^4 / q(a_*))$  Гс. Для шварцшильдовской чёрной дыры ( $q(a_*) = 6$ ) получаем оценку  $B_{\text{ms}} \simeq 2.9 \times 10^3$  Гс, а для керровской ( $a_* = 0.998$ ,  $q(a_*) = 1.22$ ) выполняется оценка  $B_{\text{ms}} \simeq 1.4 \times 10^4$  Гс. Используя Рис. 7 из работы [28] можно получить значения магнитных полей на горизонте чёрной дыры:  $B_{\text{H}} \simeq 1.4 \times 10^4$  Гс в первом случае, и  $B_{\text{H}} \simeq 10^5$  Гс — во втором.

### 4.3. Магнитные поля в Mrk 985 и IZw 1

Профиль  $\text{H}\alpha$  у Mrk 985 имеет двухпиковую форму, спектр степени поляризации  $p_{\text{line}}(\lambda)$  близок к симметричному ( $p_{\text{line}}(\text{left}) \simeq 1.27\%$  и  $p_{\text{line}}(\text{right}) \simeq 1.16\%$ ). В центре линии  $p_{\text{line}}(\text{center}) \simeq 0.5\%$ . Средняя поляризация в непрерывном спектре 1.12%. Используя формулы (17)–(19), находим:

$$\begin{aligned} g_c &\simeq 1, & \frac{a}{g_{\text{line}}} &\simeq 0.114, \\ \frac{b_\varphi}{g_{\text{line}}} &\simeq 2.035, & \frac{p_{\text{line}}(\mu)}{g_{\text{line}}} &\simeq 2.75\%. \end{aligned} \quad (34)$$

Практически симметричная форма  $p_{\text{line}}(\lambda)$  означает, что  $a \ll b_\varphi$ , т.е.  $B_{\parallel} \ll B_\varphi$ .

Угол наклона  $i$  неизвестен. Интересно оценить этот угол, принимая, что  $g_{\text{line}} \simeq 1$ . Подстановка параметров  $g_c = 1$ ,  $a = 0.114$  и  $b_\varphi = 2.035$  в формулу (3) приводит к значению  $p_c(\mu) = 2.54\%$ . Это позволяет оценить  $i \simeq 64^\circ$ ,  $\mu \simeq 0.44$ . Используя значение  $p_c(\mu) = 2.54\%$ , можно вычислить величину  $g_{\text{line}}$ , соответствующую этой поляризации. Вычисления показывают, что параметр  $g_{\text{line}}$  приобретает значение  $g_{\text{line}} \simeq 1.0013$ . Выражение  $p_{\text{line}}(\mu) = 2.75$  при  $\mu = 0.44$  принимает значение  $q_c \simeq 0.01$  ( $s = 0.17$ ). Выражение  $g_{\text{line}} \simeq 1.0013 = 1 + C - 0.17 \times 0.44$  даёт значение  $C \simeq 0.08$ . Используя формулы (6) и значение  $\mu \simeq 0.44$ , находим оценки:  $B_{\parallel} \simeq 0.75$  Гс и  $B_\varphi \simeq 6.6$  Гс.

Из Рис. 15 в атласе [1] видно, что разность позиционных углов между правым крылом и центром линии равна  $\Delta\chi \simeq 31\text{--}33^\circ$ . Оценки (34), согласно общей формуле (19), дают эту же величину.

Теперь рассмотрим объект IZw 1. Он имеет  $p_c \simeq 0.67\%$ ,  $p_{\text{line}}(\text{left}) \simeq 0.7\%$ ,  $p_{\text{line}}(\text{center}) \simeq 0.2\%$  и  $p_{\text{line}}(\text{right}) \simeq 0.9\%$ . Форма спектра поляризации слегка более асимметрична, чем в Mrk 985. Значение угла наклона  $i$  также неизвестно. Используя общие формулы (17)–(19), приходим к следующим оценкам:

$$\begin{aligned} g_c &\simeq 1, & \frac{a}{g_{\text{line}}} &\simeq 0.52, \\ \frac{b_\varphi}{g_{\text{line}}} &\simeq 3.905, & \frac{p_{\text{line}}(\mu)}{g_{\text{line}}} &\simeq 3.18\%. \end{aligned} \quad (35)$$

Как и в случае Mrk 985, находим, что  $g_{\text{line}} \simeq 1$  и  $p_c(\mu) \simeq 2.68\%$ . Это соответствует  $\mu \simeq 0.44$ . Степень поляризации  $p_{\text{line}}(\mu) \simeq 3.9\%$  может осуществиться при степени поглощения  $q \simeq 0.01$  и  $s \simeq 0.17$ . Это приводит к оценке турбулентного параметра  $C \simeq 0.08$ . Действуя как в предыдущем случае, получаем  $\mu \simeq 0.44$ . В итоге получаем  $B_{\parallel} \simeq 3.42$  Гс и  $B_\perp \simeq 12.7$  Гс.

Полученные оценки магнитных полей в областях излучения широких линий в вышеупомянутых источниках представлены в таблице. Интересно отметить, что наши величины для IZw 1 близки к оценке [39], полученной по измерениям степени поляризации в непрерывном спектре без привлечения данных по линии  $\text{H}\alpha$ .

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Во многих объектах атласа [1] спектры степени поляризации  $p_{\text{line}}(\lambda)$  широких линий  $\text{H}\alpha$  имеют характерный минимум в центре линии и различные значения в крыльях линий. Обычно поляризация в крыльях больше поляризации в ближайшем непрерывном спектре. Во многих случаях наблюдается

Оценки магнитных полей вблизи области излучения линии  $H\alpha$

AGN	$B_{\parallel}$ , G	$B_{\perp} = B_{\varphi}$ , G
Akn 120	0	14
Mrk 6	0.6	8.5
Mrk 985	0.75	6.6
IZw 1	3.42	12.7

непрерывное изменение позиционного угла от одного крыла линии к другому.

Мы представили новое объяснение этим особенностям на основе предположения, что излучение в непрерывном спектре и эмиссия в линии происходят в замагниченном, оптически толстом аккреционном диске активного галактического ядра. Характерная форма спектра поляризации в линии появляется вследствие наличия азимутального магнитного поля  $B_{\varphi}$ . При этом мы считаем, что областями эмиссии широких линий являются отдельные поглощающие турбулентные облака, обладающие общим кеплеровским вращением. Фарадеевские вращения плоскости поляризации излучения от азимутальных магнитных полей в правой и левой частях орбиты противоположны и, как результат, центр линии имеет меньшую поляризацию, чем крылья. Наличие магнитного поля  $B_{\parallel}$ , нормального к диску, делает картину фарадеевских вращений несимметричной, что приводит к асимметрии спектральной зависимости степени поляризации и позиционного угла.

Детальное рассмотрение позволяет оценить компоненты азимутального поля  $B_{\varphi}$  и нормального к диску магнитного поля  $B_{\parallel}$  в области возникновения эмиссионных линий. В некоторых случаях при неизвестных углах наклона  $i$  поляризационные данные позволяют оценить этот угол. Кроме того, эти данные позволяют оценить степень истинного поглощения излучения и уровень мелкомасштабной турбулентности в облаках.

Объяснение, данное в [1, 40, 41], основано на предположении об однократном рассеянии первоначально неполяризованной  $H\alpha$ -линии из кругового кольца в аккреционном диске на двух типах облаков — полярном облаке вблизи радиоджета и ряде экваториальных облаков, расположенных вблизи от аккреционного диска. Предполагается, что рассеивающие облака имеют высокую температуру,  $T \approx 10^6$  К, что приводит к сильному уширению линии в результате рассеяния. Совокупность прямо прошедшего неполяризованного излучения в  $H\alpha$ -линии и рассеянного уширенного поляризованного излучения в линии позволяет объяснить

характерный минимум поляризации в центре наблюдаемой широкой линии. Трудностью теории, представленной в работах [1, 40, 41], является невозможность объяснить, откуда берутся горячие рассеивающие облака и сравнительно небольшая амплитуда изменения позиционного угла при переходе от одного крыла линии к другому, которая не может объяснить наблюдающиеся иногда большие изменения позиционного угла. В этой теории также не учитывается, что сам первоначальный источник может испускать поляризованное излучение.

Мы предполагаем, что областями эмиссии линии  $H\alpha$  являются сравнительно плотные поглощающие турбулентные облака, вращающиеся с кеплеровской скоростью вдали от центра аккреционного диска. Эти облака считаются оптически толстыми, плоскими и замагниченными. Они испускают с поверхности поляризованное излучение, согласно формулам, описывающим задачу Милна в замагниченной атмосфере. Наблюдаемая эмиссионная линия является суммой линий, излучаемых из облаков, находящихся как в правой, так в левой частях кеплеровской орбиты. Вследствие доплеровского смещения, линия из правого облака в целом более красная ( $\lambda > \lambda_0$ ), а излучаемая левым облаком имеет обратное  $\lambda$ -смещение.

Фарадеевские вращения из-за наличия азимутального магнитного поля  $B_{\varphi}$  в правой и левой частях орбиты противоположны и, как результат, в центре наблюдаемой линии суммарная эмиссия менее поляризована, чем в крыльях. Изменение позиционного угла от правого крыла к левому объясняется этим же механизмом.

Проекция нормального к диску магнитного поля  $B_{\parallel}$  на луч зрения даёт дополнительное фарадеевское вращение, одинаковое в разных частях орбиты. Но в одной части орбиты это дополнительное вращение складывается с вращением от  $B_{\varphi}$ , а в другой части оно уменьшает его. По этой причине наличие  $B_{\parallel}$  приводит к асимметрии (относительно центра линии  $\lambda_0$ ) профилей как степени поляризации  $p_{\text{line}}(\lambda)$ , так и позиционного угла  $\chi_{\text{line}}(\lambda)$ .

Большая ширина линии объясняется наличием крупномасштабной турбулентности в области образования линии, а оба эффекта — локальный минимум поляризации в центре линии и изменение позиционного угла в пределах линии — объясняются одной причиной — влиянием фарадеевского вращения на поляризованное излучение, многократно рассеянное в оптически толстом аккреционном диске. Если в разных крыльях линии степени поляризации слабо отличаются, то выполняется неравенство  $B_{\parallel} \ll B_{\varphi}$ . Объектами с такой геометрией магнитного поля являются ESO 141-635,

I Zw 1, Mrk 6, Mrk 290, Mrk 985 и NGC 5548. Объекты с сильной асимметрией  $p_{\text{line}}(\lambda)$  имеют магнитные поля  $B_{\varphi} \sim B_{\parallel}$ . Такими объектами являются Акн 120, Акн 564, KUV 18217+6419, Mrk 304, Mrk 335, Mrk 841, MS1849.2-7832 и NGC 4593. Ряд других объектов из атласа [1] имеют более сложные спектры. По-видимому, поляризация в этих объектах подвержена влиянию крупномасштабных турбулентных движений в аккреционных дисках. Конечно, в случае сильно асимметричной формы линии свойства симметрии степени поляризации и азимутального угла зависят также от распределения эмиссионных облаков в правой и левой частях орбиты.

Одновременное использование поляриметрических данных в непрерывном спектре и в эмиссионной линии делает оценки магнитных полей более достоверными. Используя полученные оценки магнитных полей в области эмиссии широких спектральных линий, можно оценить магнитные поля вблизи центра аккреционного диска — на радиусе последней внутренней стабильной орбиты и на горизонте чёрной дыры. Эти оценки существенно зависят от моделей аккреционных дисков. Мы произвели такие оценки, используя наиболее общепринятые модели. Таким образом, мы получили оценки магнитных полей в аккреционных дисках ряда объектов, используя наблюдательные поляриметрические данные атласа [1].

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН № 21, программы ОФН РАН № 17, ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России”, XXXVII очередь — мероприятие 1.2.1, а также гранта Президента РФ “Ведущие научные школы” НШ-1625.2012.2. М. Ю. Пиотрович и С. Д. Булига благодарят за поддержку РФФИ (грант № 12-02-31500 мол\_а).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. E. Smith, S. Young, A. Robinson, et al., *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **335**, 773 (2002).
2. B. Punsly and Sh. Zhang, *Astrophys. J.* **725**, 1928 (2010).
3. O. M. Blaes, in *Accretion discs, jets and high energy phenomena in astrophysics*, Ed. by V. Beskin, G. Henri, F. Menard, et al. (Springer, Les Houches, 2004), Vol. 78, p. 139.
4. N. A. Silant'ev, *J. of Quant. Spectrosc. and Rad. Transf.* **52**, 207 (1994).
5. E. Agol and O. Blaes, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **282**, 965 (1996).
6. Yu. N. Gnedin and N. A. Silant'ev, *Astrophys. and Space Sci.* **10**, 1 (1997).
7. V. V. Ivanov, S. I. Grachev, and V. M. Loskutov, *Astronom. and Astrophys.* **321**, 968 (1997).
8. S. Poindexter, N. Morgan, and C. Kochanek, *Astrophys. J.* **673**, 34 (2008).
9. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astronom. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
10. Y. Shen and A. Loeb, *Astrophys. J.* **725**, 249 (2010).
11. А. З. Долгинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев, *Распространение и поляризация излучения в космической среде* (Наука, Москва, 1979).
12. N. A. Silant'ev, *Astronom. and Astrophys.* **383**, 326 (2002).
13. N. A. Silant'ev, *Astronom. and Astrophys.* **433**, 1117 (2005).
14. N. A. Silant'ev, M. Yu. Piotrovich, Yu. N. Gnedin, and T. M. Natsvlshvili, *Astronom. and Astrophys.* **507**, 171 (2009).
15. S. Chandrasekhar, *Radiative transfer* (Clarendon Press, Oxford, 1950); С. Чандрасекар, *Перенос лучистой энергии* (Иностранная литература, Москва, 1953).
16. R. R. J. Antonucci and J. S. Miller, *Astrophys. J.* **297**, 621 (1985).
17. J. H. Krolik and M. C. Begelman, *Astrophys. J.* **329**, 702 (1988).
18. C. M. Urry and P. Padovani, *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **107**, 803 (1995).
19. L.-X. Li, *Astronom. and Astrophys.* **392**, 469 (2002).
20. D.-X. Wang, K. Xiao, and W.-H. Lei, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **335**, 655 (2002).
21. D.-X. Wang, R.-Y. Ma, W.-H. Lei, and G.-Z. Yao, *Astrophys. J.* **595**, 109 (2003).
22. W.-M. Zhang, Y. Lu, and S.-N. Zhang, *Chin. J. of Astronom. and Astrophys.* **5**, 347 (2005).
23. I. D. Novikov and K. Thorne, in *Black Holes*, Ed. by C. De Witt and B. De Witt (Gordon and Breach, New York, 1973).
24. J. H. Krolik, arXiv:astro-ph/0709.1489 (2007).
25. S. L. Shapiro, arXiv:astro-ph/0711.1537 (2007).
26. K. D. Murphy, T. Yaqoob, V. Karas, and M. Dovciak, *Astrophys. J.* **701**, 635 (2009).
27. R. D. Blandford, in *Active galactic nuclei*, Ed. by T. J.-L. Courvoisier and M. Mayor (Springer, Berlin, 1990), p. 161.
28. D. Garofalo, *Astrophys. J.* **699**, 400 (2009).
29. P. J. Käpylä, M. J. Korpi, and A. Brandenburg, *Astronom. and Astrophys.* **419**, 353 (2008).
30. A. Bonanno and V. Urpin, *Astronom. and Astrophys.* **473**, 701 (2007).
31. M. V. Medvedev, *Astrophys. J.* **541**, 811 (2000).
32. R.-Y. Ma, D.-X. Wang, and X.-Q. Zuo, *Astronom. and Astrophys.* **453**, 1 (2006).
33. J. A. Braatz, A. S. Wilson, and C. Henkel, *Astrophys. J. Suppl.* **110**, 321 (1997).
34. B. M. Peterson, L. Ferrarese, K. M. Gilbert, et al., *Astrophys. J.* **613**, 682 (2004).
35. N. A. Silant'ev, *Sov. Astron.* **24**, 195 (1980).
36. V. I. Pariev, E. G. Blackman, and S. A. Boldyrev, *Astronom. and Astrophys.* **407**, 403 (2003).
37. N. A. Silant'ev, M. Yu. Piotrovich, Yu. N. Gnedin, and T. M. Natsvlshvili, *Astron. Rep.* **55**, 683 (2011).

38. L. C. Ho, J. Darling, and J. E. Greene, *Astrophys. J. Suppl.* **177**, 103 (2008).  
 39. V. L. Afanasiev, N. V. Borisov, Yu. N. Gnedin, et al., *Astron. Lett.* **37**, 302 (2011).  
 40. J. E. Smith, A. Robinson, D. M. Alexander, et al., *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **350**, 140 (2004).  
 41. J. E. Smith, A. Robinson, S. Young, et al., *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **359**, 864 (2005).

### **Magnetic Fields of Active Galactic Nuclei and Quasars with Regions of Broad Polarized H $\alpha$ Lines**

**N. A. Silant'ev, Yu. N. Gnedin, S. D. Buliga, M. Yu. Piotrovich, T. M. Natsvlishvili**

Estimates of magnetic fields for a number of active galactic nuclei are reported. These estimates are based on the observed polarization degrees and position angles in broad H $\alpha$  lines and in the neighboring continuum and on asymptotic analytical formulas for the Stokes parameters of the radiation emerging from a magnetized accretion disk (the Milne problem in a magnetized atmosphere). The characteristic observed form of the wavelength dependence of the polarization degree inside the line — a minimum at the center and a fast increase of the position angle from one wing to another — can be explained by the superposition of resonance emission from two or more clouds located in the right (Keplerian velocity directed away from the observer) and left (Keplerian velocity directed toward the observer) parts of the orbit in the rotating magnetized accretion disk. The primary component in our mechanism is the azimuthal magnetic field in the disk. The presence of a magnetic field perpendicular to the disk plane (which is usually weaker than the azimuthal field) results in the asymmetry of the distribution of the polarization degree and position angle inside the line. The inferred magnetic field strengths at the galactocentric distances where broad lines are emitted can be used to estimate the magnetic fields in the region of the centermost stable orbit and at the horizon of the central black hole, employing the power-law dependence of the magnetic field strength corresponding to the standard model of the accretion disk.

*Keywords: polarization—magnetic fields—accretion, accretion disks—galaxies: nuclei—galaxies: quasars: general*