

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ

Н.А.СИЛАНТЬЕВ, Ю.Н.ГНЕДИН, М.Ю.ПИОТРОВИЧ,
Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ, С.Д.БУЛИГА

Поступила 24 июня 2010

Проблема неоднородного распределения галактик и квазаров на космологических расстояниях (ячеистая структура) обсуждается во многих работах. Мы хотим привлечь внимание к поляриметрическим проявлениям этой структуры. В частности, мы детально обсуждаем возможность крупномасштабного вращения среднего позиционного угла наблюдаемой поляризации на масштабах ячеистой структуры. В основном мы рассматриваем механизм вращения, связанный с поляризованным излучением от замагниченных аккреционных дисков вблизи квазаров и черных дыр. В этом случае возможная корреляция магнитных полей на космологических масштабах будет проявляться во вращении среднего позиционного угла в пределах от 0 до 45 градусов. Наличие корреляции в несферических образованиях галактик и квазаров на космологических расстояниях также приводит к вращению среднего позиционного угла на этих расстояниях. Эти два механизма вращения вместе могут обеспечить, в принципе, любое значение поворота среднего позиционного угла на расстояниях, соответствующих неоднородной структуре распределения галактик и квазаров.

Ключевые слова: *поляризация; магнитные поля - аккреционные диски; квазары, активные ядра галактик*

1. **Введение.** Исследование крупномасштабной ориентации в распределении галактик и квазаров на больших космологических расстояниях является одной из центральных проблем внегалактической астрономии. Наличие такой крупномасштабной ориентации было обнаружено в результате ряда масштабных обзоров [1,2]. Именно такие хорошо известные обзоры, как 2dFRS и SDSS выявили существование крупномасштабных структур галактик в войдах, филаментах и протоскоплениях. Многие аспекты такой крупномасштабной структуры были представлены и исследованы как с теоретической, так и с наблюдательной точек зрения, в серии работ [3,4]. В [3] показано, что галактики, находящиеся в крупномасштабном гравитационном поле, приобретают также определенную ориентацию их внутренних эллиптичностей.

Также, совсем недавно, авторы работы [5] показали, что сравнительно близкие в таком крупномасштабном гравитационном поле галактики приобретают преимущественно выделенную ориентацию своих внутренних

эллиптичностей. Они назвали такой эффект внутренней корреляцией самих галактик.

Манделбаум и соавторы [6] установили, что преимущественная ориентация может возникать в результате приливных сил, действующих между галактиками. Интересно, что корреляция между внутренними размерами галактик и крупномасштабным полем приливных сил была действительно обнаружена для ярких галактик из обзора SDSS с космологическим красным смещением $z < 0.5$. В линейном приближении этот эффект проявляется именно как ориентация галактик.

Сравнительно недавно в работе [7] было показано, что для радиоспокойных галактик их радиоизлучение оказывается ориентированным вдоль оптических осей этих галактик. Для мощных радиогалактик такой корреляции не наблюдается. Авторы этой работы высказали предположение, что эффект ориентации обусловлен действием спинов вращающихся сверхмассивных черных дыр. Развитие этой идеи было реализовано в работах [8,9], в которых было показано, что в результате движения галактических ядер в окружающем их достаточно плотном околоядерном газе возможно выстраивание спинов центральных сверхмассивных черных дыр. Такое выстраивание происходит в результате взаимодействия спинов ядер с крупномасштабным угловым моментом газового потока. Интересно, что величина характерного времени такого выстраивания зависит от спина черной дыры и эддингтоновского фактора [10].

Проблема крупномасштабной ориентации галактических дисков вследствие структуры и спина гало на больших красных смещениях в Λ CDM Вселенной была детально исследована в работах [11,12]. Как показано в работе [11] диски самых массивных галактик ориентированы вдоль филамента, в котором они образовались.

Одним из самых интересных результатов, полученных сравнительно недавно в астрономии, является обнаружение крупномасштабной ориентации векторов поляризации оптического излучения квазаров, а также открытие крупномасштабного вращения этих векторов в зависимости от космологического красного смещения z . Этот интригующий результат был получен в серии работ Хатсемекерса и др. [13-16]. Так, Хатсемекерс и др. [15] проанализировали выборку, состоящую из 335 квазаров с заметной поляризацией их излучения. Оказалось, что направления векторов поляризации этих квазаров распределены не хаотически. В некоторых областях Вселенной, размером несколько градусов, вектора поляризации квазаров оказываются преимущественно ориентированы, что свидетельствует о крупномасштабном физическом механизме такой ориентации. Другой важный результат, полученный данными авторами, заключается в обнаружении зависимости поворота преимущественного направления

поляризованного излучения квазаров от космологического красного смещения, причем средняя величина такого поворота по данным Хатсемекерса и др. [15] составляет примерно 30° на один миллиард парсек. Правда, такая зависимость, кажется, имеет зеркальный характер, т.е. в северной полусфере плоскость поляризации вращается с увеличением красного смещения по часовой стрелке, а южном - против часовой стрелки.

Авторы цитируемых выше работ считают, что невозможно объяснить наблюдаемые эффекты вкладом межзвездной поляризации в нашей Галактике. Новый наблюдательный результат был получен в работе Боркве и др. [16]. Авторы [16] обнаружили корреляцию между величиной позиционного угла плоскости поляризации и величиной позиционного угла самой галактики.

Основное объяснение наблюдаемых эффектов крупномасштабной ориентации и вращения плоскости поляризации базируется на эффектах, возникающих при распространении излучения в межгалактической среде. Авторы [16] делают предположение, что наиболее перспективны для объяснения эффекты дихроизма и двулучепреломления в межгалактической среде. Такие эффекты могут возникать в результате процесса конверсии фотонов в псевдоскалярные (аксионоподобные) маломассивные частицы [17-20]. Возможность вращения плоскости поляризации в результате конверсии фотонов в аксионоподобные частицы в межгалактическом магнитном поле была детально рассмотрена в ряде работ [21-26]. К сожалению, основная трудность при количественном расчете данного эффекта состоит в неопределенности оценки величины константы фотон-аксионной связи. Данные последних экспериментов по поиску аксионного излучения Солнца (CAST) дают только верхние пределы на оценку такой константы.

Вместе с тем, следует отметить, что в радиодиапазоне не удалось обнаружить такую же ориентацию как в оптическом диапазоне [27,28]. Хотя причина этого расхождения остается неясной, но возможно она связана с дополнительной фарадеевской деполяризацией в среде, окружающей релятивистские джеты активных галактических ядер. Такая деполяризация наиболее сильна именно в радиодиапазоне. Авторы работы [28] указали также, что межгалактические магнитные поля слишком малы, чтобы обычное фарадеевское вращение могло создать заметный поворот плоскости поляризации даже в радиодиапазоне, где он значительно сильнее, чем в оптическом диапазоне.

В данной работе мы представляем два других возможных объяснения эффекта крупномасштабного вращения плоскости поляризации квазаров и его зависимости от величины космологического красного смещения z . Первый опирается на возможную корреляцию анизотропных распределений источников поляризованного излучения в пределах крупномасштабной

структуры галактик. Второй базируется на результатах вычисления поляризации излучения оптически толстого замагниченного аккреционного диска вокруг центральной сверхмассивной черной дыры в активной галактике. Магнитное поле в аккреционном диске создает новый эффект, возникающий вследствие фарадеевского вращения плоскости поляризации вдоль длины свободного пробега фотона в рассеивающей среде [29-31]. Нетривиальная зависимость степени поляризации и позиционного угла возникает в том случае, когда величина угла фарадеевского поворота на длине пробега по отношению к томсоновскому рассеянию становится достаточно большой.

Эффект фарадеевского поворота приводит, с одной стороны, к уменьшению степени поляризованного излучения по сравнению с классическим томсоновским случаем, а с другой стороны, к повороту позиционного угла χ вплоть до максимального значения 45° . Примером реализации этих эффектов является решение традиционной проблемы Милна в случае замагниченной атмосферы, в которой магнитное поле направлено по нормали к поверхности [32-34].

Таким образом, мы показываем, что именно существование крупномасштабной ориентации галактик и квазаров позволяет сделать вывод, что эволюция топологии магнитного поля в этих объектах позволяет, в принципе, объяснить крупномасштабную ориентацию позиционных углов поляризованных квазаров и ее зависимость от космологического красного смещения z , обнаруженную Хатсемекерсом и др. [13-16].

2. Механизмы крупномасштабного вращения среднего позиционного угла. Как мы упоминали выше, межгалактическое магнитное поле слишком мало, чтобы обеспечить вращение позиционного угла при прохождении излучения в этой среде. Кроме того, не следует забывать, что регулярное вращение среднего позиционного угла требует регулярного распределения магнитного поля на космологических расстояниях [28].

Напротив, магнитные поля в аккреционных дисках в активных ядрах галактик могут быть достаточно сильными, чтобы фарадеевское вращение плоскости поляризации было заметным. Позиционные углы χ плоскостей поляризации от разных объектов различны. Средний позиционный угол $\langle\chi\rangle$ не будет проявлять какого-либо регулярного вращения, если аккреционные диски (и генерированные в них магнитные поля) хаотически распределены в пространстве.

Как уже обсуждалось во *Введении*, вследствие многих причин можно считать, что оси галактик коррелированы на космологических расстояниях, соответствующих ячеистой структуре распределения галактик и квазаров. Эта корреляция должна проявить себя, в том числе и в наличии регулярного вращения среднего позиционного угла поляризованного излучения, идущего

от объектов с различными значениями красного смещения z .

Чтобы убедиться в этом, приведем формулы для степени поляризации p и позиционного угла χ оптического излучения, выходящего с поверхности замагниченного аккреционного диска [34]. Так как аккреционные диски наблюдаются как целое, мы должны использовать усредненные по локальному азимутальному углу выражения:

$$p(\mu, \mathbf{B}) = \frac{p(\mu)}{\left[(1+C)^4 + 2(1+C)^2(a^2+b^2) + (a^2-b^2)^2 \right]^{1/4}}, \quad (1)$$

$$\tan 2\chi(\mu, \mathbf{B}) = \frac{\langle U \rangle}{\langle Q \rangle} = \frac{2(1+C)a}{(p(\mu)/p(\mu, \mathbf{B}))^2 + (1+C)^2 + b^2 - a^2}. \quad (2)$$

Здесь, $p(\mu)$ - классическое значение степени поляризации Соболева-Чандрасекара [35] излучения, выходящего из оптически толстой атмосферы (случай задачи Милна). Напомним, что максимальная степень $p_{\max}(\mu) = 11.71\%$ соответствует $\mu \equiv \cos i = 0$, когда излучение выходит параллельно плоскости атмосферы; угол i является углом наклона диска, т.е. это угол между нормалью $\mathbf{N}$ к поверхности диска и направлением $\mathbf{p}$ к наблюдателю. В общем случае магнитное поле $\mathbf{B}$ состоит из двух взаимно перпендикулярных компонент $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\parallel} + \mathbf{B}_{\perp}$. Компонента $\mathbf{B}_{\parallel} = \mathbf{B}_z$ направлена вдоль нормали $\mathbf{N}$, а поле $\mathbf{B}_{\perp} = \sqrt{B_p^2 + B_\phi^2}$ - перпендикулярно к $\mathbf{N}$. Заметим, что значение $\chi = 0$ соответствует колебаниям электрического вектора волны перпендикулярно плоскости $(\mathbf{pN})$, т.е. параллельно плоскости диска.

Безразмерные параметры a и b описывают фарадеевскую деполяризацию излучения:

$$\begin{aligned} a &= 0.8\lambda^2 B_{\parallel} \mu \equiv \delta_{\parallel} \mu, \\ b &= 0.8\lambda^2 B_{\perp} \sqrt{1-\mu^2} \equiv \delta_{\perp} \sqrt{1-\mu^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Параметр $0.8\lambda^2 B$ равен углу фарадеевского вращения при прохождении излучением томсоновского оптического пути $\tau = 2$, если излучение идет вдоль магнитного поля.

Параметр C описывает дополнительную экстинкцию параметров Стокса Q и U в турбулентной замагниченной атмосфере [33,34]. Эта экстинкция возникает из-за наличия некогерентного фарадеевского вращения на мелкомасштабных турбулентных вихрях:

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

где τ - средняя томсоновская оптическая толщина турбулентного вихря ($\tau \ll 1$), $\langle B'^2 \rangle$ - среднее значение квадрата магнитных флуктуаций, $f_B \approx 1$ - интегральный параметр, описывающий корреляцию $\mathbf{B}'$ в соседних точках атмосферы.

Заметим, что во всех формулах мы измеряем длины волн в микронах, (мкм), расстояния в сантиметрах, а магнитное поле - в Гауссах.

В работе [34] мы представили интегральные формулы для $\langle Q \rangle$ и $\langle U \rangle$. Здесь мы приводим аналитические выражения для ρ и χ , которые мы получили из этих формул.

Длина волны оптического излучения λ означает длину волны в системе координат излучающего объекта. Вследствие закона красного смещения мы наблюдаем излучение с длиной волны $\lambda_{набл} = \lambda(1+z)$, т.е. мы должны взять во всех формулах $\lambda = \lambda_{набл}/(1+z)$.

Подстановка соотношения $\lambda = \lambda_{набл}/(1+z)$ в выражения (1) и (2) приводит к явной зависимости $\rho(\mu, B)$ и $\chi(\mu, B)$ от параметра красного смещения z . Мы видим, что возрастание z приводит уменьшению a , b и C , т.е. степень поляризации $\rho(\mu, B)$ возрастает, а позиционный угол χ стремится к значению $\chi = 0$. Конечно, это справедливо, если считать, что среднее магнитное поле в аккреционных дисках не зависит от параметра z . В действительности, однако, среднее магнитное поле различно при разных значениях z .

Примем теперь, что аккреционный диск с номером s наклонен под углом i_s , а его азимутальный угол равен ϕ_s в системе координат наблюдателя (с осью z , направленной вдоль луча зрения $\mathbf{n}$). Согласно формулам (1) и (2), и используя известные трансформационные свойства параметров Стокса Q и U при вращении осей x и y , мы получаем следующие выражения для параметров Q и U в системе наблюдателя:

$$\begin{aligned} Q(\mu_s, \phi_s; B) &= -\rho(\mu_s, B) \cos 2(\phi_s + \chi_s(\mu, B)) F_s, \\ U(\mu_s, \phi_s; B) &= -\rho(\mu_s, B) \sin 2(\phi_s + \chi_s(\mu, B)) F_s, \end{aligned} \quad (5)$$

где F_s является наблюдаемым потоком излучения от s -го аккреционного диска. Знак минус означает, что колебания электрического вектора волны происходят перпендикулярно плоскости $(N, \mathbf{n})$ в предельном случае $B=0$.

Из формул (5) видно, что наблюдаемый позиционный угол ψ_s равен

$$\psi_s(z) = \phi_s + \chi_s(\mu, B). \quad (6)$$

Средний позиционный угол $\langle \psi(z) \rangle$ по совокупности N дисков с одинаковым значением красного смещения z вычисляется по формуле:

$$\langle \psi_s(z) \rangle = \frac{\sum_s \psi_s(z)}{N}. \quad (7)$$

Чтобы обнаружить статистическую зависимость $\langle \psi(z) \rangle$ от параметра z мы должны просуммировать наблюдаемые позиционные углы для достаточно большого числа объектов, имеющих одинаковые значения параметра z , и сделать это для различных значений z . При этом удобно ввести обозначение $W(\mu, \phi; z)$ - вероятность наблюдать аккреционный диск, нормаль которого N наклонена под углом i ($\mu = \cos i$) и характе-

ризуется азимутальным углом φ . Среднее значение наблюдаемого позиционного угла $\langle\psi(z)\rangle$ вычисляется согласно выражению:

$$\langle\psi(z)\rangle = \int_0^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi W(\mu, \varphi; z) [\varphi + \chi(\mu, \mathbf{B})] = \langle\varphi(z)\rangle + \langle\chi(z, \mathbf{B})\rangle. \quad (8)$$

Функция вероятностей $W(\mu; \varphi; z)$ обладает нормировкой:

$$\int_0^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi W(\mu, \varphi; z) = 1. \quad (9)$$

Значение $\langle\varphi(z)\rangle$ для изотропного распределения объектов ($W = 1/2\pi$) равно $\langle\varphi\rangle = \pi$. Это означает, что азимутальные углы φ и $(-\varphi)$ наблюдаются одинаково часто. Если используют позиционные углы ψ в интервале $0 \leq \psi \leq \pi$ (ясно, что ψ и $\psi + \pi$ описывают одно и то же состояние осциллиций электрического вектора волны), то $\langle\varphi\rangle = \pi/2$ для изотропного распределения.

Для неизотропного распределения излучающих объектов отклонение угла $\langle\varphi(z)\rangle$ от значения π (или $\pi/2$) означает, что существует предпочтительный позиционный угол. Зависимость $\langle\varphi(z)\rangle$ от z означает крупномасштабное вращение среднего позиционного угла $\langle\varphi(z)\rangle$. Понятно, что этот эффект будет существовать, если существует крупномасштабная анизотропия источников поляризованного излучения.

Величина $\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle$ описывает дополнительный позиционный угол из-за действия фарадеевского вращения при многократном рассеянии излучения. Эта величина не зависит от азимутального угла φ и, вообще говоря, не обращается в 0 для любых значений $i \neq 0^\circ$ и φ . Однако угол $\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle$ зависит от величины и направления магнитного поля $\mathbf{B}$. По этой причине совокупность позиционных углов $\psi(z)$ необходимо усреднить по ансамблю возможных магнитных полей в аккреционных дисках. Обозначим результат такого усреднения как $\langle\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle\rangle$. Если значения $\mathbf{B}$ и $-\mathbf{B}$ осуществляются с одинаковой частотой, то среднее значение $\langle\langle\chi\rangle\rangle = 0$.

Выделенное значение $\langle\varphi\rangle$ является следствием анизотропии распределения азимутальных углов нормалей совокупности аккреционных дисков, или, в общем случае, асимметричного распределения источников излучения относительно луча зрения. Для существования ненулевого среднего значения $\langle\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle\rangle$ необходимо, чтобы регулярное магнитное поле $\mathbf{B}$ имело бы выделенное направление в ансамбле объектов с заданным значением параметра z . Таким образом, выделенный средний позиционный угол $\langle\psi(z)\rangle$ может осуществиться из-за наличия этих двух крупномасштабных асимметрий, как раздельно, так и одновременно. Зависимость среднего позиционного угла от параметра z означает, что эти крупномасштабные асимметричные структуры (источников и магнитных полей) скоррелированы на космологических расстояниях, определяемых ячеистой структурой распределения галактик и квазаров.

Напомним снова (см. *Введение*), что имеется и третий механизм крупномасштабного вращения среднего позиционного угла $\langle\psi\rangle$. Это случай, когда поляризованное излучение проходит разные расстояния в межгалактической среде, в которой существует крупномасштабное регулярное магнитное поле. Позиционный угол вращается пропорционально пройденному излучением пути, который определяется параметром z . Однако межгалактическое магнитное поле слишком мало, чтобы фарадеевское вращение было заметным [28].

Рассмотрим $\langle\phi\rangle$ -механизм и $\langle\langle\chi(\mu, B)\rangle\rangle$ -механизм несколько детальнее. Для нас наиболее важно знать, какие максимально возможные значения среднего позиционного угла $\langle\psi\rangle$ могут, в принципе, осуществиться.

Сначала рассмотрим $\langle\phi\rangle$ -механизм. Пусть при некотором значении z существует анизотропное распределение аккреционных дисков или каких-либо других источников поляризованного излучения, которое обеспечивает сдвиг $\Delta_1\psi$ от π (или $\pi/2$), соответствующего изотропному распределению. Анизотропию распределения источников можно характеризовать некоторым физически выделенным направлением $\mathbf{h}$, имеющим азимутальный угол ϕ_h . Пусть в соседнем объеме пространства, соответствующем красному смещению $z + \Delta z$, имеется немного измененная структура распределения источников излучения, характеризуемая другим направлением анизотропии $\mathbf{h}'$ с азимутальным углом $\phi_h + \Delta_h\phi$. Средний позиционный угол $\langle\psi\rangle$ от этой совокупности будет равен $\Delta_h\phi + \Delta_2\psi$, т.е. будет отличным от позиционного угла $\Delta_1\psi$ наблюдаемого от первой совокупности объектов, находящейся на космологическом расстоянии z . Это выглядит как вращение среднего позиционного угла $\langle\psi(z)\rangle$ с ростом z .

Легко видеть, что аналогичный эффект существует также в $\langle\langle\chi(\mu, B)\rangle\rangle$ -механизме. В этом случае роль элементарного поворота $\Delta\psi$ играет $\langle\langle\Delta\chi(\mu, B)\rangle\rangle$ -сдвиг, который зависит от величины магнитного поля $B(z)$ в параметрах $a(z)$, $b(z)$ и $C(z)$. Если $a \gg 1$, то сдвиг угла $\langle\langle\Delta\chi(\mu, B)\rangle\rangle$ может быть равен своему максимальному значению 45° (см. формулу (2)). В некотором смысле этот механизм является более эффективным, чем первый механизм, так как элементарный $\langle\Delta\psi\rangle$ - сдвиг может быть больше, вплоть до предельного значения 45° .

Таким образом, этот механизм может объяснить $\langle\psi\rangle$ крупномасштабное вращение в интервале углов $0^\circ < \langle\psi\rangle < 45^\circ$ непосредственно, без изменения структуры источников поляризованного излучения с изменением параметра z . Для него достаточно иметь изменение регулярного магнитного поля $B(z)$ с изменением красного смещения z . В этом механизме мы не ограничены необходимостью анизотропного распределения замагниченных аккреционных дисков (вспомним, что $\chi(\mu, B; z)$ не зависит от угла ϕ). Конечно, в этом случае изменение (поворот) анизотропной структуры

источников излучения приводит к дополнительному $\langle \psi \rangle$ крупномасштабному вращению позиционного угла.

В заключение мы выведем формулу для $\langle \langle \Delta\chi(\mu, B; z) \rangle \rangle$ для часто обсуждаемого случая нетурбулентного ($C=0$) аккреционного диска с нормальным к поверхности магнитным полем $B_{||}(z)$:

$$\tan 2\chi(\mu, B; z) = a = \frac{0.8\lambda_{obs}^2 B_{||}(z)\mu}{(1+z)^2}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \langle \langle \Delta\chi(\mu, B; z) \rangle \rangle &= \left\langle \left\langle \frac{\partial \chi}{\partial z} \Delta z \right\rangle \right\rangle = \\ &= \int_0^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi W(\mu, \varphi; z) \left(\frac{\partial B_{||}(z)}{\partial z} - \frac{2}{1+z} \right) \frac{1}{2} \frac{0.8\lambda_{obs}^2 \mu}{(1+z)^2 + (0.8\lambda_{obs}^2 \mu B_{||}(z))^2} \Delta z. \end{aligned} \quad (11)$$

Если параметр $a = 0.8\lambda_{obs}^2 \mu B_{||}(z)/(1+z)^2 \ll 1$, то угол фарадеевского поворота также мал:

$$\chi(\mu, B_{||}; z) \approx \frac{1}{2} \frac{0.8\lambda_{obs}^2 \mu B_{||}(z)}{(1+z)^2} \ll 1. \quad (12)$$

Противоположному пределу $a \gg 1$, соответствует формула:

$$\chi(\mu, B_{||}; z) \approx \frac{\pi}{4} - \frac{(1+z)^2}{1.6\lambda_{obs}^2 \mu B_{||}(z)}, \quad (13)$$

т.е. угол фарадеевского поворота близок к предельному значению 45° .

Используя уравнение (11), можно получить выражение для $\langle \langle \Delta\chi \rangle \rangle$ в общем случае. Напомним, что двойные угловые скобки означают дополнительное усреднение по ансамблю возможных магнитных полей в аккреционных дисках.

Подчеркнем, что эффект вращения среднего позиционного угла осуществляется, когда существует крупномасштабная корреляция между асимметричными структурами галактик и квазаров, и корреляция магнитного поля в аккреционных дисках. По-видимому, такая корреляция должна существовать в рамках ячеистого распределения галактик и квазаров. Обнаружение этого эффекта может служить для дополнительного подтверждения ячеистой структуры и оценок расстояния корреляции в них.

3. Заключение. В данной работе мы показали, что рассматриваемые два механизма крупномасштабного вращения среднего позиционного угла осуществляются, если локально анизотропные скопления галактик и квазаров, а также значения регулярного магнитного поля в аккреционных дисках скоррелированы между собой для некоторых интервалов красного смещения z . По-видимому, характерным масштабом корреляции является размер ячеистого распределения галактик и квазаров. Однако, возможно,

масштаб корреляции больше характерного размера отдельной ячейки. Наблюдение крупномасштабного вращения среднего позиционного угла поляризованного излучения может пролить свет на эту проблему.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН №4, программы ОФН РАН, а также при поддержке программы ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы (ГК № 02.740.11.0246).

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: gnedin@gao.spb.ru

POLARIMETRIC CONSEQUENCES LARGE OF SCALE STRUCTURE OF GALAXY AND QUASAR DISTRIBUTION

N.A.SILANTEV, Y.N.GNEDIN, M.Y.PIOTROVICH,
T.M.NATSVLISHVILI, S.D.BULIGA

The problem of large scale galaxy alignment on the cosmological distances are discussed in many papers. The goal of this paper is to consider the polarimetric effects of this alignment. We will discuss the effect of the large scale polarization angle rotation on the cosmological distances. We suggest the possible explanation of this rotation as the sum of two processes. The first process is the transformation on the cosmological distance the topology of magnetic, for example, in a result of transformation of the vertical component of the magnetic field to the surface of accretion disk into the horizontal component. In this case the position angle rotates from 0 to 45 degrees. The large scale galaxy alignment produce also the additional rotation of the position angle. The both these effects can produce any magnitude of the position angle on the large cosmological distances.

Key words: *polarization:magnetic fields - accretion disks:quasars:active galactic nuclei*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Colless, G.Dalton, S.Maddox et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **328**, 1039, 2001.
2. *M.Tegmark, M.R.Blanton, M.A.Strauss et al.*, Astrophys J., **606**, 702, 2004.
3. *B.N.Schäfer*, Int. J. Phys. D., **18**, 173, 2008.
4. *B.J.T.Jones, R. van de Weygaert, M.A.Aragon-Calvo*, arXiv:1001.4479, 2010.
5. *D.Kirk, S.Bridle, M.Schneider*, arXiv:1001.3787, 2010.
6. *R.Mandelbaum, C.Blake, S.Bridle et al.*, arXiv:0911.5347, 2009.
7. *I.W.A.Browne, R.A.Battye*, arXiv:1001.1409, 2010.
8. *N.Bogdanovic, C.S.Reynolds, M.C.Miller*, Astrophys. J., **661**, L147, 2007.
9. *M.Volonteri*, arXiv:1002.3827, 2010.
10. *A.Perego, M.Dotti, M.Colpi, M.Volonteri*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **399**, 2249, 2009.
11. *O.Hahn, R.Teyssier, C.M.Carollo*, arXiv:1002.1964, 2010.
12. *A.J.Davis, P.Natarajan*, arXiv:1003.0670, 2010.
13. *D.Hutsemekers*, Astron. Astrophys., **332**, 410, 1998.
14. *D.Hutsemekers, H.Lamy*, Astron. Astrophys., **367**, 381, 2001.
15. *D.Hutsemekers, R.Cabanac, H.Lamy, D.Sluse*, Astron. Astrophys., **441**, 915, 2005.
16. *B.Borguet, D.Hutsemekers, G.Letawe et al.*, Astron. Astrophys., **478**, 321, 2008.
17. *P.Jain, G.Narain, S.Sarala*, arXiv:astro-ph/0301530, 2003.
18. *Yu.N.Gnedin, M.Yu.Piotrovich, T.M.Natsvlishvili*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **374**, 276, 2007.
19. *М.Ю.Пиотрович, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацвлишвили*, Астрофизика, **52**, 3, 2009 (arXiv:0805.3649).
20. *D.Hutsemekers, A.Payez, R.Cabanac et al.*, arXiv:0809.3088, 2008.
21. *A.A.Anselm, N.G.Uraltsev*, Phys. Lett. B, **116**, 161, 1982.
22. *G.G.Raffelt, L.Stodolsky*, Phys. Rev. D, **37**, 1237, 1988.
23. *G.G.Raffelt*, Stars as Laboratories for Fundamental Physics, The University of Chicago Press, Chicago, 1996.
24. *Ю.Н.Гнедин, С.В.Красников, ЖЭТФ*, **102**, 1729, 1992.
25. *C.Deffayet, D.Harari, J.-P.Uzan, M.Zaldarriaga*, arXiv:hep-ph/0112118, 2001.
26. *C.Csaki, N.Kaloper, J.Terning*, Phys. Rev. Lett., **88**, id. 161302, 2002.
27. *N.Jackson, R.A.Battye, I.W.Browne et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **376**, 371, 2007.
28. *S.A.Joshi, R.A.Battye, I.W.A.Browne et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **380**, 162, 2007.
29. *A.Z.Dolginov, Yu.N.Gnedin, N.A.Silant'ev*, Propagation and polarization of radiation in cosmic media, Gordon & Breach, New York, 1995.
30. *Yu.N.Gnedin, N.A.Silant'ev*, Basic Mechanisms of Light Polarization in Cosmic Media, Hart-wood, Amsterdam, 1997.
31. *Ю.Н.Гнедин, Н.А.Силантьев, П.С.Штернин*, Astron. Lett., **32**, 42, 2006.
32. *N.A.Silant'ev*, Astron. Astrophys., **383**, 326, 2002.
33. *N.A.Silant'ev*, Astron. Astrophys., **433**, 1117, 2005.
34. *N.A.Silant'ev, M.Yu.Piotrovich, Yu.N.Gnedin, T.M.Natsvlishvili*, Astron. Astrophys., **507**, 171, 2009.
35. *S.Chandrasekhar*, Radiative transfer, Clarendon Press, Oxford, 1950.