

УДК 524.64

А. Е. Вольвач¹, М. Г. Ларионов², Л. Н. Вольвач¹, А. М. Кутькин², М. Виллата⁵, К. М. Раитери⁵,
А. Лахтеенмаки³, М. Торникоски³, П. Саволаинен³, Дж. Тамми³, М. Ф. Аллер⁴, Х. Д. Аллер⁴,
С. Г. Сергеев⁶, В. Т. Дорошенко⁶, Ю. С. Ефимов⁶, С. А. Климанов⁶, С. В. Назаров⁶, Г. В. Борман⁶,
А. Б. Пушкарев¹, В. И. Жданов⁷, Е. В. Федорова⁷, И. Б. Вавилова⁸, Н. Г. Чеснок⁸

¹Лабораторія радіоастрономії Науково-дослідного інституту «Кримська астрофізична обсерваторія»,
Кацивелі, Ялта, Крим

²Астрокосмічний центр Установи Російської академії наук Фізичного інституту ім. П. Н. Лебедева, Москва, Росія

³Радіообсерваторія Метсахові, Університет ім. Аалто, Фінляндія

⁴Радіообсерваторія Мічиганського університету, АннАрбор, США

⁵Туринська астрономічна обсерваторія Національного інституту астрофізики, Турин, Італія

⁶Науково-дослідний інститут «Кримська астрофізична обсерваторія», с. Наукове, Крим

⁷Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка, Київ

⁸Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ БЛАЗАРА 3С454.3 В ПЕРИОД 2004—2010 гг. ОТ ГАММА- ДО РАДИОДИАПАЗОНОВ ДЛИН ВОЛН

За даними тривалого моніторингу на п'яти частотах радіодіапазону від 4.8 до 37 ГГц, отриманими в НДІ «Кримська астрофізична обсерваторія», Радіообсерваторії Метсахові Університету ім. Аалто і Радіообсерваторії Мічиганського університету проаналізовано варіації потоку активного ядра галактики 3С454.3. Розглянуто динаміку трьох потужних спалахів в об'єкті у 2004—2010 р. на основі спостережень у гамма- (0.1—300 GeV), рентгенівському (2—10, 15—50 keV), радіо- і оптичному діапазонах хвиль. Визначено затримки розвитку спалахів між різними діапазонами довжин хвиль. Встановлено залежність відносних затримок спалахів від оптичного до радіодіапазонів, що підкоряється логарифмічному закону і зберігається від спалаху до спалаху. Проведено екстраполювання встановленого закону затримок спалахів до рентгенівського і гамма-діапазонів та запропоновано модель затримок у всьому діапазоні електромагнітного спектру. Запропоновано схему локалізації областей випромінювання у джеті в різних діапазонах довжин хвиль під час розвитку спалахів. З використанням даних про фізичні характеристики центральної області активного ядра галактики 3С454.3 оцінено розміри іонізованої області для постійної щільності та щільності, що зменшується з відстанню від джерела. Розглянуто механізми нагрівання й охолодження середовища.

ВВЕДЕНИЕ

Объект 3С 454.3 ($z \approx 0.8$) является ярким представителем семейства блазаров. Он имеет один из наибольших потоков на миллиметровых волнах

среди данной категории источников. В спектре 3С 454.3 имеются типичные для активного ядра галактики (АЯГ) два максимума, один из которых расположен в инфракрасной и оптической областях, другой — в гамма- и рентгеновском диапазонах. Установлена сильная переменность потока этого блазара на всех длинах волн от радио- до гамма-диапазона [1].

Было показано, что от радио- до оптического диапазонов действует единый механизм излучения. Это впервые получило прямое подтверждение, когда была определена корреляция дета-

© А. Е. ВОЛЬВАЧ, М. Г. ЛАРИОНОВ, Л. Н. ВОЛЬВАЧ,
А. М. КУТЬКИН, М. ВИЛЛАТА, К. М. РАИТЕРИ,
А. ЛАХТЕЕНМАКИ, М. ТОРНИКОСКИ, П. САВОЛАИНЕН,
ДЖ. ТАММИ, М. Ф. АЛЛЕР, Х. Д. АЛЛЕР, С. Г. СЕРГЕЕВ,
В. Т. ДОРОШЕНКО, Ю. С. ЕФИМОВ, С. А. КЛИМАНОВ,
С. В. НАЗАРОВ, Г. В. БОРМАН, А. Б. ПУШКАРЕВ,
В. И. ЖДАНОВ, Е. В. ФЕДОРОВА, И. Б. ВАВИЛОВА,
Н. Г. ЧЕСНОК, 2011

лей изменения потока излучения во время развития вспышки в этом объекте в 2005–2006 гг. [1]. Были отмечены изменения потока 3C 454.3 на различных временных масштабах: от дней до года, повторяющиеся в радио- и оптическом диапазонах. Общие длительности вспышки (около одного года) в этих двух диапазонах длин волн также совпадают. Задержка между вспышками в оптическом и мм-диапазонах составила около 10 месяцев, еще столько же времени прошло до вспышки в см-диапазоне. Установленная зависимость задержек появления вспышки между различными диапазонами вместе с определенным периодом между вспышками позволяют прогнозировать будущие вспышки в этом объекте, которые будут возникать на различных частотах.

Мы считаем, что физическим механизмом переменности 3C 454.3 является движение в системе трех тел — двух сверхмассивных черных дыр и аккреционного диска [1, 2]. В такой системе основные составляющие переменности связаны с орбитальным движением и прецессионными возмущениями аккреционного диска. Дополнительно к прецессии в результате сложного движения в системе может появляться нутационный компонент.

При прохождении сверхмассивной черной дыры-компаньона сквозь аккреционный диск в последнем возникают сильные ударные волны, которые распространяются по диску и могут достигать истоков джета, в результате чего в источнике наблюдаются вспышки. Ситуация последовательных вспышек неравной интенсивности и продолжительности может реализовываться в случае некруговой орбиты ДСЧД, когда в периферии компаньон пересекает более плотные области аккреционного диска, а в апоцентре — периферийные, а также вследствие того, что при прецессии угол между плоскостью диска и плоскостью орбиты изменяется. При этом мелкомасштабные вариации изменения потока, по-видимому, отражают неоднородности аккреционного диска, поэтому детальный анализ кривых блеска вспышек позволяет исследовать его структуру.

Широкой кооперацией исследователей были получены новые многочастотные оригинальные

наблюдательные данные, позволившие сделать выводы о физических параметрах центральной области АЯГ 3C 454.3.

В данной работе проводится анализ трех последних вспышек в АЯГ 3C 454.3, произошедших в период с 2005 по 2010 гг. от гамма- до радиодиапазона. Предлагается структура локализации излучающих областей в джете 3C 454.3 на разных частотах. Рассмотрен процесс образования зоны Стремгрена при источниках ионизации, связанных с двойной сверхмассивной черной дырой в центральной области АЯГ, выполнена оценка размеров этой зоны при условии заданных параметров среды, определенных в работах [1, 2].

НАБЛЮДЕНИЯ

Радиодиапазон. Наблюдения на частотах 22.2 и 36.8 ГГц проводились с помощью 22-м радиотелескопа (РТ-22) НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория». Наблюдения проводились при помощи модуляционных радиометров [6]. Антенная температура от источников измерялась методом «ON-ON». Перед измерением интенсивности излучения положение источника уточнялось сканированием по прямому восхождению и склонению. В процессе регистрации данных радиотелескоп устанавливался на источник поочередно одним и другим лепестками диаграмм направленности, формирующимися при диаграммной модуляции и имеющими взаимно ортогональные поляризации. Антенная температура от источника определялась из разностного сигнала между усредненными в течение 30 с откликами радиометра в двух различных положениях антенны. В зависимости от интенсивности излучения источника проводились серии из 6–20 измерений, после чего рассчитывалось среднее значение, и оценивалась средняя квадратичная ошибка среднего. Ортогональные поляризации позволяли измерять полную интенсивность излучения от источника независимо от поляризации этого излучения. Поглощение излучения в атмосфере Земли учитывалось методом «разрезов атмосферы», производившихся через 3–4 ч. При указанной процедуре фиксировались значения антенной температуры на определенных углах места радиотелескопа.

Измеренные антенные температуры, исправленные за поглощение излучения в атмосфере Земли, пересчитывались в плотности потоков на основе данных наблюдений калибровочных источников. Калибровочные источники и их параметры представлены в таблице. В первой колонке таблицы указана частота, во второй — принятые плотности потоков и яркостные температуры.

При пересчете антенных температур в плотности потоков учитывалась также зависимость эффективной площади антенны $A_{эф}$ от угла места h . Значения $A_{эф}$ радиотелескопа, определенные по данным наблюдений калибровочных источников, аппроксимировались зависимостью вида

$$A_{эф} = a \sin h + b \cos h + c, \quad (1)$$

где коэффициенты a , b и c определялись методом наименьших квадратов.

При расчете средней квадратичной ошибки плотности потока учитывались ошибка измерений антенной температуры σ_1 и ошибка аппроксимации $A_{эф}$ — σ_2 . Типичные значения $\sigma_1 = 2...4 \%$, $\sigma_2 = 3...6 \%$. При такой методике обработки данных автоматически учитываются ошибки измерений, возникающие вследствие влияния:

- шумов аппаратуры;
- ошибок наведения телескопа;
- ошибок определения коэффициента поглощения;
- нестабильности коэффициента усиления радиометра.

На 26-м радиотелескопе (РТ-26) обсерватории Мичиганского университета были проведены наблюдения источника на частотах 4.8, 8, 14.5 ГГц [9].

Наблюдения на частоте 37 ГГц проводились с помощью 14-м радиотелескопа РТ-14 Радиоастрономической обсерватории Метсахови Университета им. Аалто. Методика наблюдений и обработка аналогичны тем, которые были использованы на РТ-22 НИИ «Крымская астрофи-

зическая обсерватория». Полученные данные на РТ-14 и РТ-22 хорошо согласуются между собой и дополняют друг друга на протяжении всего периода мониторинга объекта.

Оптический диапазон. Оптические данные получены в рамках международной кооперативной программы «Всемирный блазарный телескоп» (WEBT — The Whole Earth Blazar Telescope) и хранятся в архиве WEBT в Туринской астрономической обсерватории Национального института астрофизики Италии. К WEBT-данным добавлены результаты наблюдений, полученные с помощью 70-см телескопа (АЗТ-8) НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория» [12].

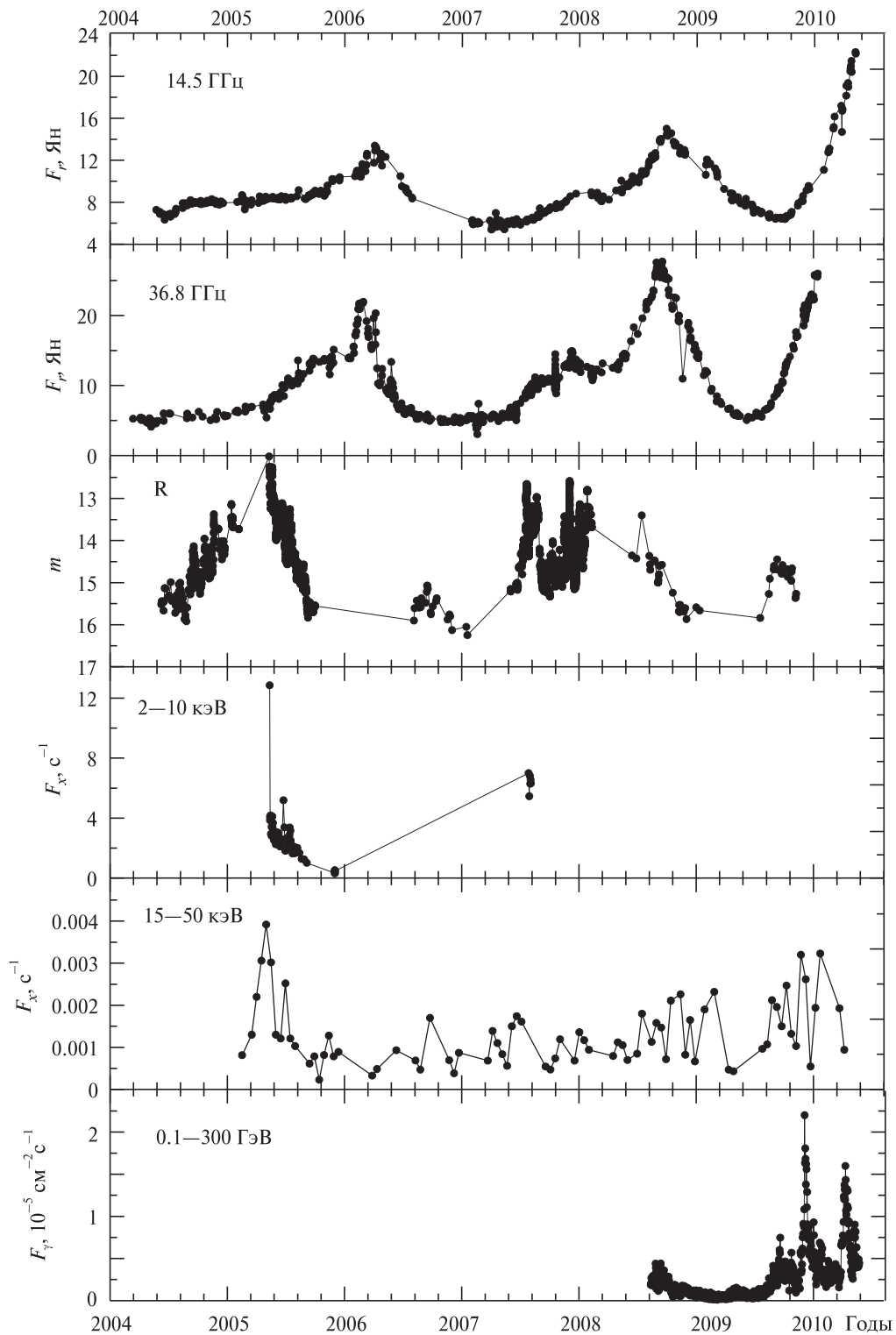
Рентгеновский диапазон 2—10 кэВ. Наблюдения в рентгеновском диапазоне 2—10 кэВ были получены с помощью космического телескопа RXTE (RossiX-rayTimingExplorer), запущенного 30 декабря 1995 г. Его главной задачей было получение высококачественных с большими временными масштабами кривых блеска. Типичные временные масштабы переменности кривых блеска, полученных в результате наблюдений с помощью RXTE — от нескольких секунд до нескольких месяцев.

Кривые блеска источника в оригинале были получены с интервалом времени в 64 с. Мы привели кривую блеска источника к интервалам 1 сут (15 орбитальных периодов спутника). Это сделано для того, чтобы исключить короткопериодический компонент переменности и сгладить неопределенность измеренных потоков [7]. Для указанной процедуры был использован диапазон 2—10 кэВ, где систематические погрешности наименьшие. Кроме того, здесь лучше учтен фон неба, а PCA (Proportional Counter Array) наиболее чувствителен.

Рентгеновский диапазон 15—50 кэВ. Наиболее длительный и сравнительно непрерывный ряд наблюдений источника 3C454.3 был получен на аппарате ВАТ (Burst Alert Telescope) во время космической миссии Swift. Полный рабочий диапазон энергий ВАТ — 15—200 кэВ. В данной работе была использована кривая блеска в диапазоне 15—50 кэВ, полученная по результатам наблюдательной программы «Swift/BATtransientmonitor». Мониторинг данного объекта в рамках ука-

Принятые величины для калибровочных источников

Частота, ГГц	Плотность потока, Ян		T, К	
	DR21	3C 274	Юпитер	Сатурн
36.8	18.3	14.3	158	148
22.235	19.5	21.5	138	128



Изменение радиопотока F_p , оптического блеска m в R-полосе, рентгеновского потока F_x и гамма-потока F_γ блазара 3C 454.3 в 2004 — 2011 гг.

занной программы производился периодически на протяжении 2005—2009 гг. Исходные данные по результатам наблюдений 3C454.3 получены с сайта <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/swift/results/transients/weak/>. Для дальнейшего анализа производилось усреднение кривой блеска с тем, чтобы шаг по времени составлял 15 сут.

Гамма-диапазон. Наблюдения в гамма-диапазоне проведены с помощью космического гамма-телескопа Ферми (ранее известного как GLAST). Аппарат был успешно запущен 11 июня 2008 г. на околоземную орбиту высотой 565 км и начал научную программу наблюдений 4 августа 2008 г. Главным инструментом космической обсерватории является LargeAreaTelescope (LAT), обладающий рядом уникальных характеристик:

- высокой угловой и энергетической чувствительностью к космическому гамма-излучению в диапазоне энергий от 20 МэВ до 300 ГэВ;
- большим полем зрения, составляющим 2.4 ср (20 % небесной сферы);
- высокой скоростью покрытия всего неба (около 3 ч).

На нижней панели рисунка приведена кривая блеска источника 1FGL 2253.9+1608 в гамма-диапазоне, полученная по измерениям на инструменте LAT. Гамма-источник 1FGL 2253.9+1608 позиционно ассоциирован с квазаром 3C-454.3 [8]. Каждая точка на кривой блеска соответствует усредненному за сутки фотонному потоку, интегрированному в диапазоне энергий от 100 МэВ до 300 ГэВ. Ошибки измерений показаны на уровне 68 %. Угловое расстояние между гамма- и радиоисточниками составляет 15.1", что примерно соответствует 1/3 радиуса ошибок на доверительном уровне 95 %.

На основе полученных данных во всех частотных диапазонах проведен гармонический анализ изменения потока излучения источника методом Шустера.

Кривые блеска АЯГ 3C454.3 в различных диапазонах длин волн приведены на рисунке.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАДЕРЖЕК ВСПЫШЕК МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ ДИАПАЗОНАМИ ДЛИН ВОЛН

Для определения задержек вспышек между различными диапазонами длин волн мы применя-

ли два метода построения оценок взаимных корреляционных функций — интерполяционный метод и метод дискретной функции корреляции DCF [4].

Для обнаружения временного сдвига между каждыми двумя сигналами $x_1(t)$ и $x_2(t)$ необходимо вычислить их взаимную корреляционную функцию $R(\tau)$, в общем виде равную

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x_1(t)x_2(t+\tau)dt. \quad (2)$$

Так как исследуемые сигналы регистрируются в неравноотстоящие моменты времени t_i , то применялись дискретные функции времени или временные ряды x_i . Кроме того, наблюдения делятся конечный промежуток времени, поэтому рассматриваемые ряды являются конечными. Поэтому применялась оценка корреляционной функции — коррелограмма

$$c_m = \frac{1}{N-m} \sum_{k=0}^{N-m-1} (x_k - \bar{x})(y_{k+m} - \bar{y}), \quad (3)$$

$$m = 0, 1, \dots, N-1.$$

Для нормализации оценки c_m проводилось ее деление на произведение $\sigma_x \sigma_y$ средних квадратичных отклонений рядов x_i, y_i , где

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} (x_k - \bar{x})^2, \quad (4)$$

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} (y_k - \bar{y})^2.$$

Так как полученные при наблюдениях временные ряды имеют сильно неравномерную временную сетку, проводилась интерполяция неравномерного ряда на равномерную временную ось. После этого по формулам (3), (4) вычислялась оценка корреляционной функции.

В другом подходе к определению оценок взаимных корреляционных функций неравномерных временных рядов нами использовалась дискретная функция корреляции DCF, определяемая с помощью множества всех возможных корреляций UDCF_{ij} (Unbinned Discrete Correlation Functions) следующим образом:

$$UDCF_{ij} = \frac{(x_i - \bar{x})(y_j - \bar{y})}{\sqrt{(\sigma_x^2 - e_x^2)(\sigma_y^2 - e_y^2)}}, \quad (5)$$

где e_x, e_y — ошибки измерения случайных величин x и y соответственно. Каждому значению $UDCF_{ij}$ соответствует своя задержка $\tau_{ij} = t_i - t_j$. Для вычисления самой дискретной функции корреляции $DCF(\tau)$ временная ось разбивалась на некоторое число интервалов $\Delta\tau$ (бинов), после чего каждому интервалу τ ставилось в соответствие среднее всех $UDCF_{ij}$, для которых $\tau - \Delta\tau/2 \leq \Delta\tau_{ij} < \tau + \Delta\tau/2$:

$$DCF(\tau) = \frac{1}{M} \sum UDCF_{ij}. \quad (6)$$

В случае, если значения $UDCF_{ij}$ являются некоррелированными внутри данного бина, стандартное отклонение σ_{DCF} определялось дисперсией значений $UDCF_{ij}$ вокруг среднего $DCF(\tau)$:

$$\sigma_{DCF}^2(\tau) = \frac{1}{N-1} \sum (UDCF_{ij} - DCF(\tau))^2. \quad (7)$$

ЗАДЕРЖКИ МЕЖДУ ПОЯВЛЕНИЕМ ВСПЫШЕК В РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН

В работе [1] определена зависимость задержки появления вспышки 2004–2005 гг. на разных частотах радиодиапазона относительно оптического диапазона длин волн, которая носит логарифмический характер.

Экстраполирование закона задержек до рентгеновского и гамма-диапазонов дает возможность из сравнительного анализа вспышек в источнике 3C454.3 получить модель задержек во всем диапазоне электромагнитного спектра:

$$\Delta T = 1.8 / \lg v - 0.315, \quad (8)$$

где ΔT — задержка, выраженная в годах от начала вспышки в гамма-диапазоне, v — частота наблюдений в ГГц. При этом использовались все наблюдательные данные в радиодиапазоне, отмеченные выше.

Вспышки 2004–2005, 2007–2008 и 2009–2010 гг. различны по амплитуде и длительности, но имеют одинаковую форму и подчинены единому закону изменения задержек.

При этом предполагается, что явление вспышки в гамма-диапазоне происходит вблизи истоков джета, провоцируя развитие вспышки в других диапазонах длин волн. Это предположение основано на физических параметрах среды

вблизи истоков джета, где температуры могут достигать 10^{10} К, а плотности — 10^{10} см⁻³ [2].

Рентгеновский диапазон не богат на экспериментальные данные, поэтому трудно проверить справедливость формулы (8) для этого диапазона длин волн. Однако для двух рентгеновских диапазонов (2–10 и 15–50 кэВ) имеются общие характерные детали вблизи 2005.4 г, которые имеют относительный сдвиг по времени 8 ± 2 сут. По формуле (8) этот сдвиг должен быть 9 сут. Вспышка в гамма-диапазоне началась во второй половине 2008 года и особенно ярко себя проявила в конце 2009–2010 гг. Задержка между гамма- и радиодиапазоном (36.8 ГГц) составляет 13 месяцев. Во второй половине 2009 г. можно отметить подъем активности, который по прогнозам будет продолжаться как минимум до конца 2011 г. Это наши прогнозы на будущее развитие вспышки в этом объекте.

В работе [3] скорость продвижения вспышки к низким частотам поставлена в соответствие с величинами доплер- (δ) и лоренц-факторов (γ). Так, незначительные задержки явлений на разных частотах в объекте S5 0716+714 по сравнению с 3C454.3 объясняются более высокими значениями δ и γ . Углы θ между лучами зрения и направлением выбросов в этих объектах оцениваются в 1° и 5° соответственно. Для небольших углов зрения по отношению к выбросам можно считать $\gamma = 1/\theta$. Вычисленные задержки для АЯГ 0235+164 оказались в 5 раз меньше, чем для 3C454.3. Это указывает на то, что 0235+164 занимает промежуточное положение по значениям δ и γ факторов между АЯГ 3C 454.3 и S5 0716+714 [3].

Если движения возмущений в джете происходят с релятивистскими скоростями, то предполагаемая картина продвижения возмущений в джете АЯГ 3C454.3 может выглядеть следующим образом.

Сначала происходит вспышка в гамма-диапазоне с локализацией вблизи истоков джета. Затем на расстоянии $4 \cdot 10^{16}$ см через месяц, мы видим вспышку в рентгене. По истечении двух с половиной месяцев, на расстоянии 10^{17} см от истоков джета, вспышка наблюдается в оптическом диапазоне длин волн. Только через 10 меся-

цев на расстоянии $5 \cdot 10^{17}$ см вспышка появляется на миллиметровых длинах волн. И на расстоянии около трети парсека через 20 месяцев на сантиметровых волнах регистрируется явление вспышки.

На указанных диапазонах вспышки происходят в областях, недоступных для разрешения глобальными наземными интерферометрами со сверхдлинными базами. После запуска космического радиотелескопа «РадиоАстрон» с разрешением в микросекунды дуги эту модель можно будет проверить непосредственно.

ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ ОБЛАСТИ Н II ВОКРУГ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

Основываясь на оценках параметров среды в центральной области АЯГ ЗС454.3, полученных в работах [1, 2], можно оценить размеры ионизованной области. Если учитывать только фотоионизационные процессы и рекомбинацию в газовой среде, то уравнение ионизационного баланса имеет вид [10]:

$$4\pi r^2 n(r) \frac{dr}{dt} = S_* + 4\pi \alpha_A(T) \int n^2(r) r^2 dr - 4\pi \alpha_A(T) \int n^2(r) r^2 dr, \quad (9)$$

где $\alpha_A(T)$ — коэффициент рекомбинации на все уровни атома водорода, $\alpha_1(T)$ — коэффициент рекомбинации на первый уровень, $n(r)$ — концентрация, S_* — количество ионизирующих квантов в единицу времени. При рекомбинациях на первый уровень испускаемые кванты остаются в области Н II, вызывая ионизацию других атомов, поэтому он исключается из рассмотрения. Коэффициент рекомбинации на все уровни выше первого равен

$$\alpha(T) = \alpha_A(T) - \alpha_1(T). \quad (10)$$

В стационарном случае (на границе) левая часть уравнения (9) равна нулю, поэтому имеем

$$S_* = 4\pi \alpha(T) \int n^2(r) r^2 dr. \quad (11)$$

Для заданной температуры коэффициент $\alpha(T)$ может быть определен по данным [11]. Для $T = 10^9$ К он равен $\alpha(T) \approx 10^{-19}$ см³/с. На интервале температур $T = 10^5 - 10^9$ К можно принять среднее значение $\alpha(T) \approx 10^{-17}$ см³/с. Количество ионизирующих квантов S_* определяется из соотношения

[5, с. 118]:

$$S_* = 4\pi R_* \int_{\nu_0}^{\infty} \pi F_\nu \frac{d\nu}{h\nu}, \quad (12)$$

где $\nu_0 = 3.3 \cdot 10^{15}$ Гц, R_* — радиус излучающей области, F_ν — поток излучения с единичной площади поверхности источника, h — постоянная Планка. Полагая поток равным

$$F_\nu = F_0 \frac{\nu_0}{\nu} \left(\frac{D_{\text{ист}}}{R_*} \right)^2, \quad (13)$$

где F_0 — регистрируемый поток у поверхности Земли на частоте ν_0 , $D_{\text{ист}} \approx 3 \cdot 10^{27}$ см — расстояние до источника, размеры излучающей поверхности $R_* \approx 10^{15}$ см, получим

$$S_* \approx \frac{4\pi^2 R_*^2 D_{\text{ист}}^2}{h R_*^2} F_0 \approx 5 \cdot 10^{56} \text{ с}^{-1}. \quad (14)$$

Размеры излучающей области малы по сравнению с размерами ионизованной области. Решая уравнение (11), найдем для постоянной плотности $n = n_0 = 10^{10}$ см⁻³

$$R_s = \left(\frac{3S_*}{4\pi n_0^2 \alpha(T)} \right)^{1/3}, \quad (15)$$

и для принятых параметров среды имеем $R_s \approx 5 \cdot 10^{17}$ см. Это составляет менее двух десятых парсека, что соответствует оценкам положения широких эмиссионных линий в АЯГ. В случае линейного падения плотности с радиусом

$$n = n_0 \frac{R_*}{r} \Big|_{r > R_*}.$$

Интегрирование (11) дает выражение

$$R_s = \frac{S_*}{4\pi n_0^2 R_*^2 \alpha(T)}. \quad (16)$$

Согласно работе [11] коэффициент рекомбинации на интервале температур $T = 10^5 - 10^9$ К можно аппроксимировать законом $\alpha(T) \propto T^{-3/2}$. Тогда размер ионизованной области для температуры $T = 10^5$ К составляет $R_s \approx 1$ пк, уже при температурах порядка $T = 10^7$ К он составляет $R_s \approx 1$ кпк и возрастает до $R_s \approx 1$ Мпк при $T = 10^9$ К.

Таким образом, газ центральных областей АЯГ при температурах $T \approx 10^6 - 10^7$ К может быть полностью ионизован. При более крутом спаде плот-

ности с расстоянием от источника ионизации или меньшем принятом значении n_0 , размеры зоны H II быстро возрастают. В этом случае АЯГ можно рассматривать как серьезный источник ионизации галактической и межгалактической среды.

В модели, предложенной в работах [1, 2], нагрев среды происходит в результате термализации плазмы за фронтами ударных волн, которые возникают при прохождении компаньона двойной сверхмассивной черной дыры сквозь периферийные области аккреционного диска. Часть энергии, связанной с потерей орбитального момента компаньона центральной сверхмассивной черной дыры, преобразуется в излучение.

Кроме указанных механизмов нагрева и охлаждения среды следует отметить другие механизмы [5]. Помимо фотоионизации, важную роль могут играть столкновительные процессы (нагрев вторичными электронами при фотоионизации и комптоновское рассеяние). Внешние, более холодные области могут нагреваться за счет взаимодействия с космическими лучами и диффузным рентгеновским излучением. Однако доля периферийных источников нагрева незначительна в общем балансе. Ударная же ионизация может играть существенную роль во внутренних областях ионизованной области, где температура очень высокая и кинетическая энергия ионизирующих электронов существенно превышает потенциал ионизации.

Охлаждение внутренних горячих областей происходит преимущественно за счет тормозного излучения и обратного комптоновского рассеяния. В центральных областях с температурами 10^8 — 10^9 К существенным становится двухфотонное излучение. Наконец, во внешних областях, помимо рекомбинации, играет роль излучение в линиях. Полный расчет теплового баланса требует детального знания физических условий в центральных областях АЯГ и законов изменения параметров среды с расстоянием от центральной сверхмассивной черной дыры. Сюда же следует отнести и учет зависимость коэффициента рекомбинации от температуры [11] и от химического состава. При нормальном химическом составе (химсостав межзвездного газа центральных областей Галактики) коэффициент

рекомбинации возрастает менее чем в два раза по сравнению с чисто водородной средой. Это не вносит принципиальных изменений в выводы о размерах ионизованной области в АЯГ.

Для более точной оценки размеров ионизованной области необходимо также знать картину распределения газа, а также размеры излучающей области. Мы приняли значение размеров излучающей области исходя из динамики орбитального движения компаньона центральной сверхмассивной черной дыры.

В заключение хотелось бы отметить дополнительные механизмы охлаждения, которые могут уменьшить размеры ионизованной области. К ним относится турбулентность среды, которая может быть значительной во внутренних областях зоны Стремгрена, и магнитная вязкость, на которые тратится тепловая энергия газа, термализованного за фронтами ударных волн при сверхзвуковом прохождении компаньона центральной СМЧД сквозь среду. При этом плотность магнитной энергии увеличивается, а энергии газа — уменьшается [5, с. 104]. В рассматриваемой зоне АЯГ магнитное поле, безусловно, имеется, но оно изменяется с расстоянием, и его надежных оценок нет. На расстояниях в несколько гравитационных радиусов от центральной черной дыры оно может составлять единицы гаусс и более.

Приведенные оценки размеров ионизованной области АЯГ 3C454.3 можно рассматривать скорее как консервативные, которые не противоречат наблюдательным данным в оптическом и других диапазонах длин волн.

ВЫВОДЫ

1. Выполнен анализ трех вспышек в источнике 3C454.3 от гамма- до радиодиапазона за период 2004—2010 гг. Двойственный характер вспышек может указывать на процесс прохождения компаньона центральной сверхмассивной черной дыры в перицентре через аккреционный диск, расположенный под некоторым углом к орбите компаньона.

2. Получены величины задержек появления вспышек от оптического до радиодиапазона длин волн, на основе которых выведен единый

для вспышек закон изменения задержек от частоты наблюдений.

3. Экстраполяция полученной зависимости задержек вспышек догамма-диапазона позволила получить выражение, описывающее время появления вспышек на длинах волн — от гамма-до радиодиапазона длин волн.

4. Развитие вспышек в 2004—2010 гг. с увеличением амплитуды от вспышки к вспышке может свидетельствовать в пользу того, что из-за прецессионных движений в системе двух сверхмассивных черных дыр и аккреционного диска угол между плоскостью орбиты и диском уменьшается.

5. Наблюдается последовательное увеличение длительности вспышек, на основе чего можно спрогнозировать, что вспышка, развивающаяся в 2010 г., может продлиться до конца 2011 г.

6. Выполненные оценки размеров ионизованной области могут служить ориентиром в дальнейшем изучении физических характеристик среды в центральной области АЯГ 3С454.3, а также указанием на то, что при определенных условиях АЯГ типа 3С 454.3 можно рассматривать в качестве важных источников ионизации межгалактической среды.

1. Вольвач А. Е., Вольвач Л. Н., Ларионов М. Г. и др. Переменность излучения блазара 3С 454.3 за период 40 лет // Астрон. журн. — 2007. — **84**, № 6. — С. 503—513.
2. Вольвач А. Е., Вольвач Л. Н., Кардашев Н. С. и др. Корреляция развития вспыхивающего явления в блазаре 3С454.3 в радио- и оптическом диапазонах // Астрон. журн. — 2008. — **85**, № 11. — С. 963—971.
3. Вольвач А. Е., Ларионов М. Г., Кардашев Н. С. и др. Многочастотные исследования вариаций излучения блазара 0716+714 // Астрон. журн. — 2009. — **86**, № 9. — С. 835—843.
4. Вольвач А. Е., Юровский Ю. Ю., Вольвач Л. Н., Стрелка И. Д. Анализ частотного запаздывания всплесков в активных ядрах галактик с помощью дискретной функции корреляции // 17-я Междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» 11—15 сентября 2007 г., Севастополь, Крым, Украина. — Севастополь, 2007. — С. 824—825.
5. Засов А. В., Постнов К. А. Общая астрофизика. — Фрязино, 2006. — 496 с.
6. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Обзор внегалактических радиоисточников на длине волны 1.35 см // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. — 1979. — **60**. — С. 3—13.

7. Чеснок Н. Г., Сергеев С. Г., Вавилова И. Б. Оптическая и рентгеновская изменчивость галактик Сейферта NGC5548, NGC7469, NGC3227, NGC 4051, NGC4151, Mrk509, Mrk79, Akn564 та квазара 1 E0754 // Кинематика и физика небес. тел. — 2009. — **25**, № 2. — С. 150—160.
8. Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., et al. Fermi Large Area Telescope first source catalog // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2010. — **188**. — P. 405—436.
9. Aller M. F., Aller H. D., Hughes P. A. The longterm centimeter-band total flux and linear polarization properties of the Pearson-Readhead survey sources // *Bull. Amer. Astron. Soc.* — 2001. — **33**. — P. 1516.
10. Ritzerveld R. The diffuse nature of Strömgren spheres // *Astron. and Astrophys.* — 2005. — **439**, N 2. — P. L23—L26.
11. Ferland G. J., Peterson B. M., Horne K., et al. Anisotropic line emission and the geometry of the broad-line region in active galactic nuclei // *Astrophys. J.* — 1992. — **387**. — P. 95—108.
12. Sergeev S. G., Doroshenko V. T., Golubinskiy Y. V., et al. Lag-luminosity relationship for interband lags between variations in *B*, *V*, *R*, and *I* bands in active galactic nuclei // *Astrophys. J.* — 2005. — **622**. — P. 129—135.

Надійшла до редакції 18.10.10

A.E.Volvach, M.G.Larionov, L.N.Volvach, A.M.Kutkin, M.Villata, C.M.Raiteri, A.Lahteenmaki, M.Tornikoski, P.Savolainen, J.Tammi, M.F.Aller, H.D.Aller, S.G.Sergeev, V.T.Doroshenko, Yu.S.Efimov, S.A.Klimanov, S.V.Nazarov, G.V.Borman, A.B.Pushkarev, V.I.Zhdanov, E.V.Fedorova, I.B.Vavilova, N.G.Chesnok

FLARE ACTIVITY OF THE BLAZAR 3C454.3 FROM GAMMA TO RADIO WAVELENGTHS IN 2004—2010

The variations of the flux from the active nucleus of the galaxy 3C454.3 are analyzed on the basis of the long-term monitoring at five radio frequencies from 4.8 to 37 GHz which was carried out at the SRI Crimean Astrophysical Observatory, the Metsahovi Radio Observatory of the Aalto University, and the Radio Observatory of the Michigan University. The dynamics of three powerful flares in this active nucleus from 2004 to 2010 is considered using observations in the gamma (0.1—300 GeV), X-ray (2—10 keV, 15—50 keV), radio and optical wavelengths. Some delays of the flare development for the different wavelengths are determined. A logarithmic relationship between flare delays and wavelengths, from gamma to radio regions, which is retained from flare to flare, is found. Orbital periods of companions in binary systems of supermassive black holes, the duration of flare phenomena in optical and radio wavelengths and some characteristics of the ionized medium around central regions of active galaxy nucleus are estimated. A model for localization of emitting regions in the jet at different wavelengths during the development of flare phenomena is offered.