

ПОПЫТКА ОБНАРУЖЕНИЯ «ПРОТОГАЛАКТИК» ПО ФЛУКТУАЦИЯМ РАДИОЯРКОСТИ МЕТАГАЛАКТИКИ

Т. Б. Пятунина

По наблюдениям, проведенным с помощью Большого пулковского радиотелескопа на $\lambda = 3.95$ см, оценивается верхний предел флуктуаций радиояркости Метагалактики $\delta T \leq 0.7 \cdot 10^{-3}$ °К. Показано, что отсутствие шумов насыщения на этом уровне накладывает жесткие ограничения на мощность радиоисточников с круто инверсионными спектрами и, следовательно, на возможность объяснить фоновое радиоизлучение Метагалактики совокупным свечением этих источников. Проведено сопоставление наблюдений с вычисленными флуктуациями радиояркости Метагалактики по некоторым гипотезам образования галактик, однако точность проведенных измерений еще недостаточна для уверенного выбора конкретной модели. Получена также оценка верхнего предела флуктуаций радиояркости поляризованного реликтового излучения (около 0.2%) на волне 6.6 см, что значительно меньше, чем ожидалось.

From observations made at 3.95 cm with the Large Pulkovo Radio Telescope the upper limit to the fluctuations in the radio brightness of the Metagalaxy is estimated to be $\delta T \leq 0.7 \cdot 10^{-3}$ °K. It is shown that the lack of effects of confusion at this level imposes stringent restrictions on the power of radio sources with positively curved inverted spectra and hence on the possibility to account for the background radio radiation from the Metagalaxy by the integral emission from these sources. A comparison is made of the observations with the fluctuations in the radio brightness of the Metagalaxy calculated on the basis of several hypotheses concerning the formation of galaxies, the accuracy of the measurements made being yet inadequate to select with any assurance a particular model. An estimate is also obtained of the upper limit to the fluctuations in the radio brightness of the polarized relict radiation at 6.6 cm, namely, near 0.2 per cent, which is considerably less, than has been expected.

В последние годы появилось большое число работ как теоретических, так и экспериментальных, исследующих возможности обнаружения неоднородностей реликтового фона излучения, связанных с догалактическими возмущениями плотности вещества.

Как показал Лифшиц [1, 2], общая гравитационная неустойчивость однородной и изотропной догалактической среды не могла привести к формированию галактик. Поэтому необходимо предположить наличие статистических возмущений плотности вещества на самых ранних этапах расширения Метагалактики. Согласно точке зрения Силка [3, 4], время затухания адиабатических флуктуаций плотности на масштабах, соответствующих по массе галактикам и скоплениям галактик, сравнимо с космологическим временем. Такие неоднородности могут «выжить» вплоть до эпохи рекомбинации вещества, после чего взаимодействие вещества с излучением становится слабым и лучистая вязкость не препятствует росту неоднородностей. Дальнейшее нарастание возмущений плотности $\frac{\delta \rho}{\rho}$ вещества происходит приблизительно пропорционально радиусу Метагалактики $(1+z)^{-1}$:

$$\frac{\delta \rho}{\rho} \propto (1+z)^{-1}, \quad (1)$$

где z — космологическое красное смещение. При $\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 1$ объекты могут становиться гравитационно связанными и соответствующее z можно условно назвать эпохой образования галактик. Адиабатическим флуктуациям плотности в эпоху рекомбинации вещества z_D соответствуют адиабатические же флуктуации температуры реликтового излучения $\frac{\delta T}{T}$

$$\frac{3\delta T}{T} \approx \frac{\delta\rho}{\rho}. \quad (2)$$

Таким образом, измеряя флуктуации температуры реликтового излучения $\frac{\delta T}{T}$, можно оценить эпоху гравитационного связывания догалактических объектов [5]

$$z \approx \frac{3\delta T}{T} (1 + z_D) - 1. \quad (3)$$

Однако последующие работы внесли существенные изменения в описанную выше схему. Детальные расчеты процесса рекомбинации вещества в ходе расширения Метагалактики [6, 7] показали, что он должен происходить значительно медленнее, чем это следует из равновесной формулы Саха, которой пользовался Силк. Избыточная по сравнению с равновесной концентрация электронов приводит к тому, что объекты с массой $M < 10^{15} \Omega^{-1/2} M_{\odot}$ (Ω — современная безразмерная плотность вещества в Метагалактике) становятся прозрачными раньше, чем среда между ними и наблюдателем. В результате этого температурные флуктуации сглаживаются к моменту просветления среды. Кроме того, по мнению Зельдовича и Сюняева [8], наблюдениям мелкомасштабных флуктуаций яркостной температуры реликтового излучения мешают шумы насыщения [9], вызванные совокупным свечением случайно распределенных по небу далеких радиоисточников. Подчеркнем, что в работах Силка и Зельдовича рассматривались чисто статистические флуктуации плотности вещества, наложенные на однородный фон. Лучистая вязкость стремится выравнять эти неоднородности, и рост их возможен только после рекомбинации вещества и разделения его с излучением.

Принципиально иной подход к проблеме предложили Озерной и Чернин [10], а именно: они объясняют образование галактик как следствие развития догалактической турбулентности, причем имеется в виду не обычная турбулентность вещества, которая быстро затухает в однородном поле излучения, а фотонная турбулентность. На ранних этапах эволюции Метагалактики, когда плотность энергии излучения намного превышала плотность энергии вещества и плазма полностью увлекалась излучением, фотонная турбулентность порождала плазменную. В ходе дальнейшего расширения Метагалактики плазменная турбулентность на средних масштабах поддерживается за счет диссипации наиболее крупных вихрей. После рекомбинации вещества турбулентность переходит в сверхзвуковой режим, что является необходимым условием генерации сильных возмущений плотности [11]. Соответствующие потенциальные возмущения скорости приводят к отключению отдельных участков от общего космологического расширения. Часть из них, сжимаясь, превращается в галактики, часть — в быстро эволюционирующие объекты типа квазаров. В рамках этой гипотезы находят естественное объяснение наличие больших peculiar скоростей у отдельных галактик, вращение галактик и образование их магнитного поля.

Следует заметить, что гипотеза о «реликтовой» природе равновесного излучения Метагалактики является хотя и наиболее распространенной, но не единственно возможной. В ряде работ [9, 12] была рассмотрена

возможность объяснить равновесное излучение совокупным свечением далеких источников особого класса, спектры которых в сантиметровом диапазоне имеют положительный спектральный индекс, близкий к +2 (так называемые круто инверсионные спектры, рис. 1). Оценим величину шумов насыщения для этих источников. Плотность потока $S(\nu)$ от источника с красным смещением z и светимостью на частоте приема $L(\nu)$ составляет (при параметре замедления $q=1$)

$$S(\nu) \approx (1+z)^{\alpha-1} L(\nu).$$

Если в интервале частот $\nu_1 < \nu < \nu_2$ спектральный индекс $\alpha > 1$ (см. рис. 1), то с удалением источника $S(\nu)$ будет расти. Такое положение сохраняется до

$$z' = \frac{\nu_2}{\nu} - 1,$$

после чего поток с удалением источника уменьшается. Очевидно, что при

$$S(\nu) \approx (1+z')^{\alpha-1} L(\nu)$$

произойдет резкое увеличение числа источников, доступных наблюдению. Шумы насыщения δT , создаваемые источниками с потоком S и поверхностной плотностью N' , пропорциональны величине [9]:

$$\delta T \propto S \sqrt{N' \omega} \quad (4)$$

(ω — телесный угол диаграммы направленности радиотелескопа), а яркостная температура Метагалактики

$$T \approx SN' \frac{\lambda^2}{2k} \quad (5)$$

(k — постоянная Больцмана).

Таким образом, наибольший вклад и в шумов насыщения, и в радиояркость Метагалактики дадут источники с $z \approx z'$. Согласно (4) и (5), по величине шумов насыщения можно определить поток S и поверхностную плотность N' источников, определяющих температуру фонового радиоизлучения.

Оценка шумов насыщения интересна также с точки зрения ограничений, которые они накладывают на чувствительность больших радиотелескопов [13].

Наблюдательные оценки флуктуаций радиояркости Метагалактики, известные автору, приведены в таблице.

В рамках гипотезы Силка особый интерес представляли наблюдения флуктуаций на существенно меньших масштабах: $10 \div 30''$. Поэтому было решено провести наблюдения мелкомасштабной структуры реликтового излучения на Большом пулковском радиотелескопе (БПР) с ножевой диаграммой направленности размером $1'4 \times 20'$ на волне $\lambda = 3.95$ см и собственным интервалом (т. е. угловым расстоянием между независимыми точками в распределении радиояркости [18]) порядка $35 \div 40''$. Использовался широкополосный малозумящий радиометр с двумя пара-

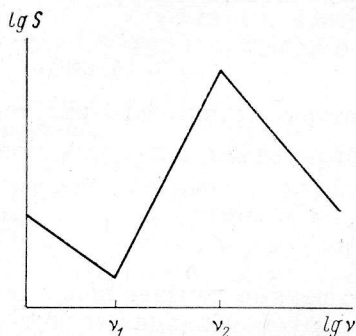


Рис. 1. Спектр источников, ответственных за равновесное излучение Метагалактики, согласно [12].

S — плотность потока, ν — частота (в произвольных единицах), ν_1, ν_2 — интервал частот, в котором спектральный индекс $\alpha > 1$.

Масштаб	Среднеквадратичные флуктуации радиояркости (°K)	Литературные источники
15°	0.1—0.2	[14]
6°	< 0.0036	[15]
1°	< 0.0051	[15]
1°	< 0.03	[16]
10'	< 0.0061	[17]

метрическими усилителями на входе [19] (шумовая температура 300°K , полоса $\Delta\nu=1000$ МГц). Применялось двухлучевое сканирование с разнесением диаграмм на 5.6 . Область обзора: $1^\circ 50' \leq \delta \leq 2^\circ 10'$, $11^{\text{h}} 30^{\text{m}} \leq \alpha \leq 12^{\text{h}} 00^{\text{m}}$. Для ослабления влияния шумов радиометра производилось усреднение большого числа прохождений одной и той же области неба через диаграмму направленности радиотелескопа. Всего было получено около 20 000 независимых отсчетов шумов в этой области неба.

Дисперсия наблюдаемых флуктуаций яркостной температуры Метагалактики после усреднения составляет

$$\sigma^2 = \sigma_r^2 \frac{1}{n} + 2(\overline{\sigma_T^2} + \sigma_i^2).$$

Здесь n — количество усреднений, σ_r^2 — дисперсия шумов на выходе радиометра, $\overline{\sigma_T^2}$ — дисперсия флуктуаций яркостной температуры реликтового излучения и σ_i^2 — дисперсия шумов насыщения. Черта означает усреднение по диаграмме направленности. Коэффициент 2 учитывает двухлучевое сканирование. Наблюдения с различным n позволяют методом наименьших квадратов выделить член, не зависящий от n . В пределах ошибок наблюдений $\sigma^2 \propto 1/n$ и можно оценить лишь вероятную верхнюю границу этого члена

$$\sqrt{\overline{\sigma_T^2} + \sigma_i^2} \leq 0.7 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}.$$

Для оценки шумов насыщения использовалась зависимость $\log N - \log S$, построенная по данным последнего, 5-го Кембриджского каталога Пули и Райлом [20]. Методика расчета шумов насыщения подробно описана в работе Хайкина и Парийского [13]. Ожидаемая величина шумов насыщения на $\lambda=3.95$ см при телесном угле диаграммы направленности радиотелескопа $5 \cdot 10^{-6}$ стерад. и спектральном индексе 0.7 порядка $0.5 \cdot 10^{-4}$ $^\circ\text{K}$. Таким образом, если статистика источников в сантиметровом диапазоне несущественно отличается от статистики на более длинных волнах, то верхний предел флуктуаций яркостной температуры реликтового излучения, усредненных по диаграмме направленности, оказывается равным $0.7 \cdot 10^{-3}$ $^\circ\text{K}$.

Чтобы учесть усредняющее действие диаграммы направленности, верхний предел флуктуаций нужно увеличить в $\sqrt{N'\omega}$ раз ($N'\omega$ — число флуктуаций, попадающих в диаграмму направленности). Так как размер флуктуаций неизвестен, то можно получить лишь функциональные зависимости флуктуаций яркостной температуры δT и далее, следуя схеме Силка, по формуле (3) — эпохи гравитационного связывания неоднородностей («протогалактик») z от предполагаемых угловых размеров. Обе эти зависимости приведены на рис. 2.

Образование первого поколения метагалактического населения должно происходить заведомо раньше эпохи, соответствующей максимальному наблюдаемому красному смещению, $z=2.5$. С другой стороны, Холмберг [21] считает, что образование галактик не могло произойти суще-

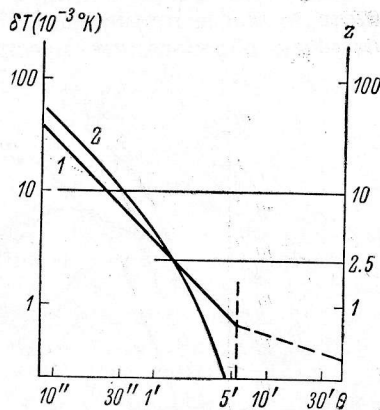


Рис. 2. Верхний предел статистических флуктуаций яркостной температуры реликтового излучения δT (1) и эпохи гравитационного связывания неоднородностей («протогалактик») z (2) по гипотезе Силка (без учета томповского рассеяния).

θ — угловые размеры неоднородностей. Размеры более 5.6 обрезаются сканированием (вертикальная штриховая линия). Горизонтальные линии выделяют наиболее вероятный интервал z (при $\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 1$).

ственно раньше эпохи, в которую средняя плотность вещества в Метагалактике была того же порядка, что и современная средняя плотность вещества в галактиках. Это дает $z=10$ и 30 при высокой и низкой плотности вещества соответственно. Кроме того, в работах Сюняева и Дорошкевича [22, 23] показано, что вторичный разогрев метагалактического газа, связанный с эволюцией массивных объектов, не мог произойти раньше $z=10$. Следовательно, наиболее вероятное время образования галактик, квазаров и скоплений галактик $2.5 \leq z \leq 10$.

Как видно из рис. 2, для угловых размеров $1.5 \leq \theta \leq 5.5$ (что соответствует массе примерно $10^{14} M_{\odot}$) гипотеза Силка приводит к слишком позднему образованию массивных объектов. Положение может улуч-

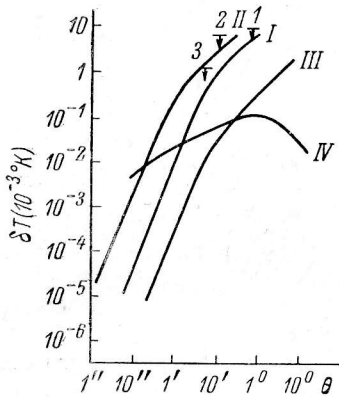


Рис. 3. Зависимости статистических флуктуаций яркостной температуры реликтового излучения от угловых размеров неоднородностей при конечном времени рекомбинации вещества.

Теоретические зависимости:

I — $\Omega=1, \frac{\delta\rho}{\rho} \approx 1$ при $z=2$,

II — $\Omega=0.1, \frac{\delta\rho}{\rho} \approx 1$ при $z=10$,

III — $\Omega=1, \frac{\delta\rho}{\rho} \approx 0.1$ при $z \approx 0$;

IV — шумы насыщения.

Верхние пределы по наблюдениям:

1 — по [15], 2 — по [16],
3 — в Пулковке.

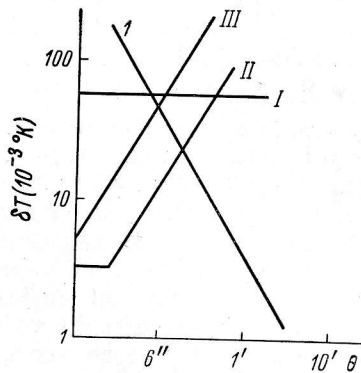


Рис. 4. Верхний предел флуктуаций яркостной температуры Метагалактики, вызванных крупномасштабными движениями догалактического газа по модели Озерного и Чернина [25].

I — при $\Omega=1$, II — при $\Omega=0.1$, III — при $\Omega=0.03$; I — верхний предел по наблюдениям в Пулковке.

шиться, если считать, что адиабатические флуктуации температуры реликтового излучения замыкаются из-за томпсоновского рассеяния, после повторного разогрева вещества в Метагалактике.

На рис. 3 приведены зависимости статистических флуктуаций яркостной температуры реликтового излучения от угловых размеров неоднородностей при конечном времени рекомбинации вещества [24]. Крупномасштабные флуктуации с массами неоднородностей $M > 10^{15} \Omega^{-1/2} M_{\odot}$ слабо зависят от Ω , поэтому можно оценить эпоху гравитационного связывания неоднородностей независимо от средней плотности вещества в Метагалактике. При ограниченной точности наблюдений мы можем сделать лишь грубую оценку, а именно: $z < 10$.

Что касается модели Озерного, то здесь, как видно из рис. 4 [25], наибольший интерес представляют флуктуации на масштабах порядка нескольких секунд.

Если равновесное излучение Метагалактики обусловлено совокупным свечением источников с круто инверсионными спектрами, то наблюдаемые

флуктуации радиояркости Метагалактики представляют не что иное, как шумы насыщения (δT_i).

Согласно нашим измерениям на $\lambda=3.95$ см, при телесном угле диаграммы направленности радиотелескопа $\omega=5 \cdot 10^{-6}$ стеррад.

$$\delta T_i \leq 0.7 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K.}$$

Тогда поверхностная плотность источников, определяющих шумы насыщения [9], будет

$$N' \geq \left(\frac{T}{\delta T}\right)^2 \frac{1}{\omega} \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ стеррад.}^{-1}$$

при яркостной температуре равновесного излучения $T=2.7^\circ\text{K}$. В свою очередь, согласно [5],

$$S \approx \frac{2kT}{\lambda^2 N'}.$$

Отсюда на $\lambda=3.95$ см $S \leq 3 \cdot 10^{-32}$ вт \cdot м $^{-2}$ \cdot гц $^{-1}$. Если, согласно [9], считать $z=4 \div 20$, то пространственная плотность источников этого типа составляет $\rho \geq 10^{-73} \div 10^{-74}$ см $^{-3}$, а мощность $P \leq 10^{40} \div 10^{42}$ эрг/сек., что существенно отличается от параметров известных источников с инверсионными спектрами, квазаров и сейфертовских галактик. Таким образом, отсутствие аномально сильных шумов насыщения накладывает жесткие ограничения на мощность источников с инверсионными спектрами и дискретность равновесного излучения.

В работе [26] было показано, что в случае сильной неоднородности плотности и скорости вещества в момент рекомбинации вещества флуктуации радиояркости поляризованного реликтового излучения могут существенно превышать флуктуации радиояркости в интегральном свете и достигать примерно 1.0% от средней радиояркости реликтового фона на масштабах около $10'$. Поэтому нами была сделана приближенная оценка флуктуаций радиояркости поляризованного излучения на $\lambda=6.6$ см на масштабах около $8'$. Для этой цели мы использовали наблюдения поляризации дискретных источников Соболевой и др. [27]. Оказалось, что флуктуации радиояркости поляризованного излучения реликтового фона не превышают 0.2%.

В заключение подчеркнем, что для уверенного выбора конкретной модели образования галактик необходимо повысить точность измерений на 1—2 порядка, а также уточнить поведение кривой $\log N - \log S$ не только в сантиметровом диапазоне, но и на более длинных волнах.

Автор выражает благодарность Ю. Н. Парийскому за ценные дискуссии и критические замечания, а также Н. Е. Гольневой и Н. Ф. Корнеевой за помощь в обработке наблюдений.

Литература

1. Е. М. Лифшиц, Ж. эксп. теор. физ., 16, 587, 1946.
2. Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников, Усп. физ. наук, 80, 391, 1963.
3. J. Silk, Nature, 215, 1155, 1967.
4. J. Silk, Astrophys. J., 151, 459, 1968.
5. J. Silk, Nature, 218, 453, 1968.
6. P. J. E. Peebles, Astrophys. J., 153, 1, 1968.
7. Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, Ж. эксп. теор. физ., 55, 278, 1968.
8. Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Astrophys. Space Sci., 6, 358, 1970.
9. Ю. Н. Парийский, Астр. ж., 45, 279, 1968.
10. Л. М. Озерной, А. Д. Чернин, Астр. ж., 44, 1131, 1967.
11. Л. М. Озерной, А. Д. Чернин, Астр. ж., 45, 1137, 1968.
12. A. M. Wolfe, G. R. Burbidge, Astrophys. J., 156, 345, 1969.

13. С. Э. Хайкин, Ю. Н. Парийский, Изв. Глав. астр. обс. в Пулкове, 172, 87, 1964.
14. R. B. Partridge, D. J. Wilkinson, Phys. Rev. Lett., 18, 557, 1967.
15. E. K. Conklin, R. N. Bracewell, Phys. Rev. Lett., 18, 15, 614, 1967.
16. E. E. Epstein, Astrophys. J., 151, L33, 1968.
17. E. K. Conklin, R. N. Bracewell, Nature, 217, 777, 1967.
18. R. N. Bracewell, D. Roberts, Austr. J. Phys., 7, 4, 1954.
19. Д. В. Корольков, Г. М. Тимофеева, Б. А. Берлин, Приборы и техника эксперимента, 3, 146, 1969.
20. G. G. Pooley, M. Ryle, Mon. Not. R. astr. Soc., 139, 515, 1968.
21. E. Holmberg, Ark. Astr., 3, 387, 1964.
22. Р. А. Сюняев, Докл. АН СССР, 179, 45, 1968.
23. А. Г. Дорошкевич, Р. А. Сюняев, Астр. ж., 46, 20, 1969.
24. M. S. Longair, R. A. Sunyaev, Nature, 223, 719, 1969.
25. G. V. Chibisov, L. M. Ozernoy, Astrophys. Lett., 3, 189, 1969.
26. M. J. Rees, Astrophys. J., 153, LI, 1968.
27. В. Я. Гольнев, Н. С. Соболева, Астр. ж., 42, 694, 1965.

Декабрь 1969 г.