

МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ РЕЛИКТОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

В. К. Дубрович

Рассмотрено образование спектрально-пространственных флуктуаций реликтового радиоизлучения при движении далеких галактик относительно фона. В качестве рассеивателей рассмотрены атомы и ионы наиболее распространенных элементов — углерода, азота и некоторые молекулы. Показано, что для красных смещений $z \geq 3$ такой способ поиска галактик является наиболее перспективным, так как он не связан с требованиями к энергетике в самой галактике. Величина искажения температуры фона определяется только peculiarной скоростью и оптической толщиной в линиях тонкой структуры С и N.

The formation of the spectral-spaced fluctuations of the background radiation due to the motions of distant galaxies relative to the background is considered. Atoms and ions of the most wide-spread elements — carbon, nitrogen, and some molecules — were considered as scatterers. It is shown that this way of search for galaxies is more promising for the redshifts $z \geq 3$ because it does not depend on energetics in the galaxy itself. The value of the background temperature disturbance is a function of the peculiar velocity and optical depth in the lines of fine structure of C and N.

В рамках существующих теоретических представлений об образовании и эволюции галактик можно ожидать существования их на достаточно больших расстояниях от нас. Оптические наблюдения обнаруживают галактики по их собственному излучению на расстояниях, соответствующих красному смещению $z \leq 1$. Существенным шагом в продвижении в область больших z является интерпретация абсорбционных спектров квазаров, как результата поглощения в нормальных галактиках, проецирующихся на квазар [1]. При этом удается определить параметры этих галактик и, в частности, их химический состав, который оказывается очень близок к имеющемуся в нашей галактике. В этой связи представляет интерес рассмотреть возможность обнаружения таких галактик по отраженному реликтовому излучению (см. также [2]). При этом можно рассматривать рассеяние в линиях тонкой структуры атомов CI, CII, NI, NII и т. д. Оценки обилия этих элементов и молекул можно взять из [1].

Как будет показано ниже, величина искажения температуры фона при таком механизме его образования не зависит от собственного излучения галактики. Поэтому возникает возможность поиска галактик, находящихся на расстояниях, еще более далеких, чем квазары, вплоть до стадий, когда начинается образование химических элементов.

Рассмотрим рассеяние движущимся облаком излучения в линиях. Для определенности будем считать, что облако движется к нам со скоростью v , а оптическая толщина в линии равна τ (длина волны линий λ_0). Тогда излучение, идущее к нам через облако, будет ослаблено в $\sim e^{-\tau}$ на длине волны $\lambda_+ = \lambda_0 (1+v/c)$, т. е. $I_{\lambda_+} \approx I_{\lambda_+}^{(0)} e^{-\tau}$. В то же время, к нам будет приходить отраженное (на 180°) излучение с интенсивностью $I_{\lambda_-} = I_{\lambda_-}^{(0)} (1 - e^{-\tau})$. Здесь $\lambda_- = \lambda_0 (1-v/c)$. После отражения длина волны рассеянного излу-

чения становится равной λ_+ . Таким образом, интенсивность излучения на длине волны λ_+ будет равна

$$I = I_{\lambda_+} + I_{\lambda_-} = I_{\lambda_+}^{(0)} + (I_{\lambda_-}^{(0)} - I_{\lambda_+}^{(0)}) (1 - e^{-\tau})$$

или при $\tau < 1$

$$\frac{I - I_{\lambda_+}^{(0)}}{I_{\lambda_+}^{(0)}} \approx \frac{\lambda}{I} \frac{dI}{d\lambda} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \tau; \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2v}{c}.$$

Для вычисления оптической толщины τ необходимо сделать некоторые упрощения. Будем рассматривать тонкую структуру атомов углерода и более тяжелых элементов. Это означает, что длины соответствующих волн с учетом красного смещения $z \approx 10$ попадают сейчас в миллиметровый диапазон. С другой стороны, в этом случае населенности уровней тонкой структуры с большой точностью определяются температурой излучения, так как роль ударов второго рода мала. Действительно, вероятность W последних пропорциональна силе осциллятора f , отношение которой (для магнитодипольных переходов) к вероятности спонтанного излучения A пропорциональна λ^2 . Для водорода отношение W_H к A_H есть ($\lambda \approx 21$ см)

$$\frac{W_H}{A_H} \approx \frac{n_a \sigma v_T}{A_H} \approx \frac{3 \cdot 10^{-15} \cdot 10^{-2} \cdot 10^5}{3 \cdot 10^{-15}} \approx 10^3,$$

где n_a — плотность атомов; σ — сечение столкновения; v_T — средняя тепловая скорость атомов. Тогда отношение соответствующих вероятностей для перехода в атоме углерода ($\lambda_0 \approx 6.10 \cdot 10^{-2}$ см)

$$\frac{W_C}{A_C} \approx 10^3 \left(\frac{6.1 \cdot 10^{-2}}{21} \right)^2 \approx 10^{-2}.$$

Таким образом, выбирая переходы, которые дают сейчас линии в миллиметровом диапазоне, мы можем не учитывать ни удары второго рода, ни индуцированные радиационные процессы. Тогда можно вычислить аналогично [2]

$$\frac{\tau \int \varphi(\nu) d\nu}{n_a L \varphi(\nu)} = \frac{g_i}{g_k} A_{ik} \lambda^3 \frac{1}{8\pi c},$$

где $\varphi(\nu)$ — контур линии; L — геометрическая длина пути. Если выбрать L так, чтобы квант за счет красного смещения не выходил из контура, то (L_0 — полный радиус Вселенной в соответствующую эпоху)

$$L \leq L_0 \frac{\varphi(\nu) \nu}{\int \varphi(\nu) d\nu};$$

$$\tau \approx n_a L_0 \frac{A_{ik} \lambda^3}{8\pi c} \frac{g_i}{g_k}.$$

Оценим τ для упоминавшегося выше перехода в СI:

$$\tau \approx 7 (1+z)^{3/2} \omega \Omega^{-1/2} \alpha_C \frac{\delta\rho}{\rho},$$

где ω — отношение средней плотности водорода к критической плотности во Вселенной; Ω — отношение полной плотности материи к критической; α_C — обилие углерода по отношению к водороду; $\delta\rho/\rho$ — отношение плотности в облаке к средней плотности водорода. При $\alpha \approx 10^{-4-5}$, $\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 10^{2-3}$, $z \approx 3$, $\omega \approx \Omega \approx 1$ имеем $\tau \approx 1$.

Методика наблюдений рассмотренных эффектов может быть аналогична методике обнаружения пространственных флуктуаций температуры ре-

ликтового радиоизлучения [3]. Однако в данном случае возникают особенности, обусловленные спектральным характером образующихся флуктуаций излучения. Во-первых, так как рассеяние происходит в линиях строго определенной частоты ν_0 , то мы сможем видеть только объекты, имеющие красное смещение z_0 , определяемое частотой приемника ν_1 , и интервал красных смещений Δz , определяемый полосой пропускания приемника $\Delta \nu$, а именно:

$$\nu_0 = (1 + z_0) \nu_1; \quad \frac{\Delta \nu}{\nu_1} = \frac{\Delta z}{1 + z_0}.$$

Отсюда следует, что если среднее расстояние между облаками больше определяемого из последнего уравнения, то в данном направлении мы будем видеть только одно такое облако. По оценкам для $z_0 \approx 3 \div 5$ величина $\Delta z \approx 0.005$, т. е. $\Delta z / (1 + z_0) = 10^{-3}$. Существующие приемники [4] имеют $\Delta \nu / \nu = 10^{-3}$, в то время как ожидаемая ширина линии $\Delta \nu / \nu_1 \approx 10^{-3}$.

Таким образом, облака не накладываются друг на друга. Кроме того, согласно оценке Δz , угловое расстояние между ними $\theta \approx 30 \div 40''$. Во-вторых, при отождествлении флуктуаций в отличие от [3] можно пользоваться их спектральным характером. Это дает возможность исключить флуктуации, обусловленные межзвездной средой нашей галактики и некоторыми другими объектами. Учет возможности рассеяния в разных линиях разных атомов и их ионов приводит к блендированию линий от разных облаков на разных z . В таком случае возникает обычная в астрофизике задача об отождествлении линий. Заметим здесь, что одним из критериев, позволяющих разделить облака, может быть сравнение знака зффекта: движущееся к нам облако должно во всех линиях давать «абсорбцию», а движущееся от нас — «эмиссию».

Таким образом, взаимодействие облаков газа (галактик) с реликтовым радиоизлучением приводит к возможности обнаруживать эти облака по флуктуациям интенсивности фонового излучения.

Поступила в редакцию
17.01.80

Список литературы

1. Парийский Ю. Н., Петров З. Е., Черков Л. Н. Поиск первичных возмущений Вселенной. Наблюдения с помощью РАТАН-600. — Письма в АЖ, 1977, 3, 11, с. 483—487.
2. Дубрович В. К. О молекулах космологического происхождения. — Письма в АЖ, 1977, 3, 6, с. 243—245.
3. Варшавич Д. А., Левшаков С. А. Линии молекулярного водорода в спектрах квазаров. — Письма в АЖ, 1978, 4, 3, с. 115—117.