

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭПОХУ $z \geq 2$

В. К. Херсонский

Обсуждается возможность постановки эксперимента для измерения температуры реликтового излучения в эпоху $z \geq 2$ по отношению населенностей уровней тонкой структуры основного состояния нейтрального углерода, определенному из сравнения эквивалентных ширин соответствующих ультрафиолетовых линий в спектрах поглощения квазаров.

Discussed in the paper is the possibility to perform an experiment for measurement of relict radiation temperature in epoch $z \geq 2$ in relation to the populations of fine structure of neutral carbon determined by comparing equivalent widths of corresponding ultraviolet lines in the quasar absorption spectra.

1. Как хорошо известно из теоретических представлений, температура реликтового излучения $T_R(z)$ при космологическом расширении должна падать в соответствии с законом $T_R(z) = T_R^{(0)}(1+z)$, где $T_R^{(0)} = 2.76$ К — значение температуры фона в современную эпоху ($z=0$). В связи с этим представляется интересным экспериментально проверить данную зависимость. В этой заметке рассматривается возможность осуществления интересующего нас эксперимента с помощью данных, полученных из наблюдений линий в спектрах поглощения высокого разрешения квазаров. Этот метод довольно успешно применяется при определении температуры фона в современную эпоху в миллиметровом диапазоне из наблюдений молекулярных оптических линий поглощения CN в спектрах таких звезд, как ξ Ori, ξ Per и др. [1]. При этом существенно используется тот факт, что населенности нижних вращательных уровней молекул в разреженной межзвездной среде, вдали от источников радио- и ИК-накачки, контролируются реликтовым излучением. Тогда из эквивалентных ширин каких-либо двух линий поглощения, соответствующих возбуждениям с двух различных вращательных уровней основного электронного состояния молекулы, мы можем непосредственно определить температуру возбуждения для рассматриваемой пары вращательных уровней, т. е. температуру реликтового фона.

При изучении линий поглощения в спектрах квазаров можно видеть, что в поглощающих облаках, проектирующихся на луч зрения, элементный состав в целом не отличается от галактического. Кроме того, идентификация линий молекул H_2 и CO в этих спектрах, проведенная в последнее время в работах [2, 3], показала, что не только обилие этих молекул, но и температуры возбуждения их уровней также сравнимы с галактическими. Все это позволяет считать, что поглощающие облака представляют собой галактики, подобные нашей, причем температура реликтового излучения в наблюдаемую эпоху должна быть выше, чем в современную.

2. Какие же атомные или молекулярные системы могут быть использованы в качестве радиометров реликтового фона в этом случае?

Оценки показывают, что наиболее подходящим для поставленной цели при $z \geq 2$ оказывается нейтральный углерод. Основное состояние $2s^2 2p^2 \ ^3P_1$ расщеплено на три уровня $I=0, 1, 2$, между которыми энер-

гетические зазоры являются величинами одного порядка с kT_R при $z > 1$. Ультрафиолетовые линии поглощения С I, соответствующие переходам всех трех уровней тонкой структуры основного состояния, наблюдаются в Галактике [4—6]. Линии С I идентифицированы также в спектрах некоторых квазаров (см., например, [7]). Однако тонкая структура этих ли-

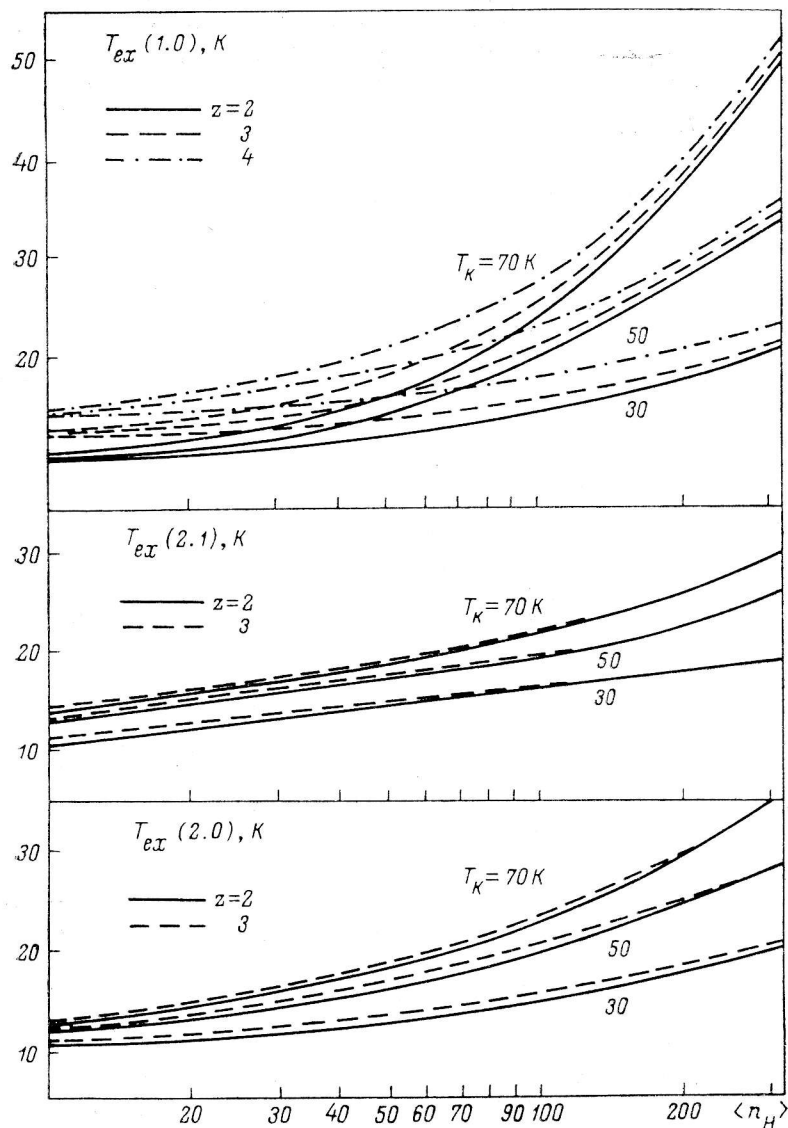


Рис. 1.

ний в спектрах поглощения квазаров пока еще не выделена, поскольку необходимое спектральное разрешение в несколько десятых долей ангстрема было достигнуто при таких измерениях лишь в последнее время [8]. Наблюдение этих линий и линий С II в нашей Галактике позволило из анализа детального баланса для населенностей (см., например, работы [4, 9]), а также из сопоставления отношения $n(\text{C II})/n(\text{C I})$ с расчетами баланса нейтрального и ионизированного углерода в рассматриваемых условиях [10] определить среднюю концентрацию газа $\langle n_H \rangle$ в областях, где эти линии образуются. Различные оценки показывают, что величина $\langle n_H \rangle$ обычно составляет несколько десятков частиц в 1 см^3 и иногда достигает $100\text{--}200 \text{ см}^{-3}$.

При этом кинетическая температура газа T_k оказывается, как правило, меньше 100 К.

В рассматриваемой здесь задаче будем считать, что эти же физические условия характерны для облаков, в которых образуются УФ-линии поглощения в спектре излучения квазара. Из сопоставления эквивалентных ширин наблюдаемых линий, соответствующих переходам из каких-либо двух уровней тонкой структуры основного состояния, можно найти температуру возбуждения для этой пары уровней. Для определения температуры реликтового излучения $T_R(z)$ необходимо знать, как температура воз-

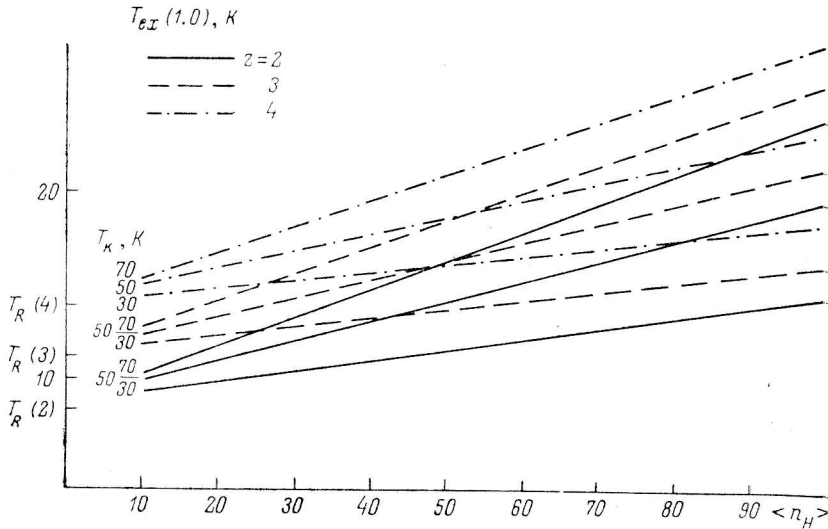


Рис. 2.

буждения рассматриваемых уровней зависит от $T_R(z)$. Температура возбуждения $T_{ex}(I', I)$, как известно, определяется выражением

$$T_{ex}(I', I) = \frac{E_{I'} - E_I}{k} \left[\ln \left(\frac{g_{I'} n_I}{g_I n_{I'}} \right) \right]^{-1}, \quad (I' > I), \quad (1)$$

где E_I — энергия уровня тонкой структуры с моментом I ; g_I — статистический вес, а n_I — населенность этого уровня. Величины n_I могут быть рассчитаны из уравнений баланса, учитывающих как столкновительные, так и радиационные возбуждения и дезактивации уровней. Такой расчет позволяет найти зависимость n_I , а следовательно и $T_{ex}(I', I)$, от трех параметров, характеризующих газ в поглощающем облаке, — $\langle n_H \rangle$, T_k и $T_R(z)$. Эти параметры могут быть независимо определены из условия наилучшего сшивания рассчитанных и полученных из наблюдений температур возбуждения или населенностей уровней.

Расчет зависимостей $T_{ex}(I', I, \langle n_H \rangle)$, T_k , $T_R(z)$ в данной работе произведен для $2 \leq z \leq 4$, $10 \leq T_k \leq 100$ К и $10 \leq \langle n_H \rangle \leq 10^4$ см $^{-3}$. Часть этих результатов, представляющих наибольший интерес с точки зрения поставленной задачи, приведена на рис. 1. Здесь изображены температуры возбуждения для всех трех уровней тонкой структуры как функции концентрации газа при различных T_k и z , т. е. $T_R(z)$. Из рисунка видно, что при малых концентрациях газа все кривые, соответствующие данному z , совпадают, т. е. температура возбуждения равна температуре реликтового излучения. В этом пределе T_{ex} не зависит от $\langle n_H \rangle$ и T_k , поскольку столкновения не играют никакой роли в возбуждении уровней. При увеличении концентрации газа и его кинетической температуры роль столкновений возрастает и появляется зависимость T_{ex} от $\langle n_H \rangle$ и T_k .

Кривые, соответствующие различным T_k , расходятся, а кривые, соответствующие одинаковым T_k (но различным z), сближаются. В пределе больших концентраций газа ($\langle n_H \rangle > 10^3 \text{ см}^{-3}$) кривые для одинаковых T_k сливаются, и $T_{\text{ex}}(I', I) \rightarrow T_k$ независимо от z . Это означает, что при большой концентрации газа реликтовое излучение перестает играть сколь угодно важную роль в возбуждении уровней.

Следует подчеркнуть еще одно важное обстоятельство. На рис. 2 изображена температура возбуждения $T_{\text{ex}}(1.0)$ в наиболее интересной области концентраций газа $10 \leq \langle n_H \rangle \leq 100 \text{ см}^{-3}$. Из этого рисунка видно, что температура возбуждения почти во всем рассматриваемом интервале $\langle n_H \rangle$ является линейной или близкой к линейной функцией концентрации газа. Это обстоятельство, как уже упоминалось выше, отражает тот факт, что при малых $\langle n_H \rangle$ реликтовое излучение играет главную роль в возбуждении уровней. Столкновительные возбуждения играют второстепенную роль и могут быть учтены как поправки первого порядка малости, которые линейны по концентрации газа. Т. е.

$$T_{\text{ex}}(I', I) = T_R(z) (1 + \delta_{I'I}(z) \langle n_H \rangle), \quad (2)$$

где величины $\delta_{I'I}$ уже не зависят или слабо зависят от концентрации газа и могут быть выражены через столкновительные $C_{I'I}$ [11] и радиационные $A_{I'I}$ вероятности переходов.

В частности, для $T_{\text{ex}}(1.0)$ может быть получено, что

$$\delta_{10}(z) \approx \frac{T_R(z)}{T_{21}} \left\{ \frac{C_{10}}{A_{10}} \left[1 - \exp\left(-\frac{T_{10}}{T_R(z)}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{T_{10}}{T_R(z)} - \frac{T_{10}}{T_k}\right) - 1 \right] + \frac{1}{3} \frac{C_{02}}{A_{10}} \left[\exp\left(\frac{T_{21}}{T_R(z)}\right) - 1 \right] \left[1 + \langle n_H \rangle \frac{C_{21}}{A_{21}} \left(1 - \exp\left(-\frac{T_{32}}{T_R(z)}\right) \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $T_{I'I} \equiv (E_{I'} - E_I)/k$. При $C_{21} \langle n_H \rangle / A_{21} \ll 1$, что справедливо при $\langle n_H \rangle < 100 \text{ см}^{-3}$, δ_{10} оказывается практически независимой от $\langle n_H \rangle$, тогда как сама температура возбуждения, как это следует из (2), оказывается в этом случае функцией, близкой к линейной по концентрации газа. При достаточно малых $\langle n_H \rangle$ величина $\delta_{I'I}(z) \langle n_H \rangle$ может оказаться много меньше единицы. Это означает, что температура реликтового излучения $T_R(z)$ может быть найдена приравниванием ее температуре возбуждения, полученной из наблюдений. Ошибка, возникающая при таком определении, убывает при возрастании z и уменьшении кинетической температуры газа. Например, при $\langle n_H \rangle \approx 10 \text{ см}^{-3}$ величина $\langle n_H \rangle \delta_{10} = 0.14$ для $T_k = 50 \text{ К}$ и $z = 2.5$ и $\langle n_H \rangle \delta_{10} = 0.09$ для $z = 3.5$ и для той же кинетической температуры. Вместе с тем при $T_k = 30 \text{ К}$ и $z = 3.5$, $\langle n_H \rangle \delta_{10} = 0.05$. Таким образом, при небольших концентрациях газа температура реликтового излучения $T_R(z)$ может быть приближенно определена путем приравнивания ее температуре возбуждения. Если же никакой априорной информации о величинах $\langle n_H \rangle$ и T_k не имеется, то необходимо, как уже отмечалось выше, из условия наилучшего сшивания наблюдательных данных по всем трем уровням с рассчитанными температурами возбуждения определить независимо величины $\langle n_H \rangle$, T_k и $T_R(z)$, что и решит поставленную задачу. При этом можно использовать то обстоятельство, что температуры возбуждения $T_{\text{ex}}(2.1)$ и $T_{\text{ex}}(2.0)$ слабо зависят от T_R . Поэтому графики для этих величин позволяют найти $\langle n_H \rangle$ и T_k . Сопоставление полученных таким образом концентрации и температуры газа с расчетами и наблюдаемыми значениями $T_{\text{ex}}(1.0)$ дает возможность непосредственно определить $T_R(z)$.

При $z < 1.5 \div 2$ поле реликтового излучения оказывается достаточно слабым, чтобы эффективно заселять уровни тонкой структуры С I, и главную роль в возбуждении начинают играть столкновения. Это обстоятельство затрудняет использование атомов С I для определения температуры реликтового фона в эпоху $z < 2$.

3. Для того чтобы в спектре уверенно выделить две близкие линии, разделение линий в шкале длин волн $\Delta\lambda$ должно превысить $\Delta\lambda_D$. Если принять, что уширение вызвано главным образом турбулентностью среды или пекулярными движениями со скоростями $v \approx 20$ км/с, то $\Delta\lambda_D/\lambda \approx 10^{-4}$ (лишь в тех случаях, когда луч зрения пересекает периферийную часть вращающегося облака, ширины линий могут быть больше). Спектральное разрешение, достигнутое в настоящее время в наблюдаемых спектрах поглощения квазаров, составляет около 0.7 \AA [8]. Это значит, что в эпоху $z \geq 2$ разделение между линиями $\Delta\lambda$ для их уверенного разрешения должно быть не меньше $0.7 \text{ \AA}/(1+z) \leq 0.23 \text{ \AA}$. Тогда при $\lambda = 1.000 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda/\lambda \approx 2.3 \cdot 10^{-4} > \Delta\lambda_D/\lambda$. Таким образом, за исключением оговоренного выше случая уширения линий не должно мешать их разрешению даже в случае очень близких линий.

4. Рассмотрим возможности выделения в спектрах квазаров прежде всего тех ультрафиолетовых линий поглощения С I, которые наблюдаются в нашей Галактике. В таблице приведены некоторые из них, возникающие при возбуждениях с уровней $I=0, 1, 2$ основного состояния С I. Эти данные взяты из работ [5, 6]. Из этой таблицы видно, что эквивалентные ширины рассматриваемых линий $W_{ki}^{(z)}$ могут достигнуть нескольких десятков миллиангстрем. Если в спектрах поглощения квазаров эти линии имеют аналогичные эквивалентные ширины $W_{ki}^{(z)}$, то при наблюдениях в современную эпоху эквивалентные ширины должны быть в $1+z$ раз больше, т. е.

$$W_{ki}^{(0)} = W_{ki}^{(z)} (1+z),$$

$\lambda, \text{ \AA}$	I	f_{ki}	$W_{ki}^{(0)}, \text{ м\AA}$	$\lambda, \text{ \AA}$	I	f_{ki}	$W_{ki}^{(0)}, \text{ м\AA}$
1328.833	0	0.039		1192.451	1	0.020	9
1280.135	0	0.020		1189.249	1	0.007	19
1277.245	0	0.064		1189.065	1	0.0042	19
1260.736	0	0.029	46	1188.992	1	0.0056	21
1193.031	0	0.050	65	1122.773	1	0.0003	14
1188.833	0	0.017	36	1261.552	2	0.0284	23
1128.171	0	0.0011	14	1261.426	2	0.00948	10
1122.447	0	0.007	20	1189.631	2	0.013	17
1261.122	1	0.0158	29	1189.447	2	0.0042	7
1260.996	1	0.00948	23				

и составят величины порядка 0.1 \AA . Такие линии уже доступны обнаружению. Следует также учесть, что некоторые линии, соответствующие возбуждению из одного и того же I -состояния, могут перекрываться (например, пара линий 1261.122 и 1260.996 \AA или три линии $1189.249, 1189.065$ и 1188.992 \AA), что также увеличит эквивалентную ширину.

Таким образом, выделив в спектрах поглощения квазаров линии, соответствующие возбуждениям, с уровнем тонкой структуры основного состояния С I, из эквивалентных ширин можно определить оптические толщины для центров линий, а следовательно, и населенности или температуры возбуждения рассматриваемых уровней. Как показывает проведенное выше обсуждение, из этих величин можно определить температуру реликтового излучения в соответствующие эпохи. Постановка такого эксперимента представляется возможной при современном уровне техники спектральных наблюдений.

При $z < 2$ в качестве радиометров реликтового излучения может быть использована уже обнаруженная в спектрах квазаров молекула CO , а также молекулы типа CN , CH , NH и др., существование которых в рассматриваемых поглощающих облаках очень вероятно.

Список литературы

1. Hegyi D. J., Traub W. A., Carleton N. P. Cosmic background radiation at 1.32 millimeters. — *Astrophys. J.*, 1974, 190, 543—544.
2. Варшалович Д. А., Левшаков С. А. Линии молекулярного водорода в спектрах квазаров. — *Письма в Астрон. ж.*, 1978, 4, с. 115—117.
3. Варшалович Д. А., Левшаков С. А. Линии поглощения молекул H_2 и CO в спектрах квазара PH 957. — *Письма в Астрон. ж.*, 1979, 5, с. 371—378.
4. Morton D. C., Drake J. F., Jenkins E. B., Rodgers J. B., Spitzer L., York D. C. Spectrophotometric results from the Copernicus satellite. II. Composition of interstellar clouds. — *Astrophys. J.*, 1973, L103—L109.
5. Morton D. C., Jenkins E. B., Matilsky T. A., York D. C. Rocket-Ultraviolet spectra of eight stars in Ophiuchus and Scorpius. — *Astrophys. J.*, 1972, 177, p. 219—234.
6. Snow T. P., Jr. An analysis of the interstellar material in the line of sight toward Omicron Perseus. — *Astrophys. J.*, 1976, 204, p. 759—774.
7. Oemler A., Lynds C. R. The absorption spectrum of 4C 25.05. — *Astrophys. J.*, 1975, 199, p. 558—564.
8. Boroson T., Sargent W. L. W., Boksemberg A., Carswell R. F. New observation of the absorption spectrum of PKS 0237-23 and their implication for the origin of quasar absorption lines. — *Astrophys. J.*, 1978, 220, p. 772—782.
9. Smith A. M. Interstellar lines in the ultraviolet spectrum of Delta Scorpii. — *Astrophys. J.*, 1974, 190, p. 565—571.
10. Mitchell G. F., Ginsburg J. L., Kuntz P. J. A steady-state calculation of molecule abundances in interstellar clouds. — *Astrophys. J.*, Suppl. 1978, 38, p. 39—68.
11. Bachall J. N., Wolf R. A. Fine-structure transition. — *Astrophys. J.*, 1968, 152, p. 701—729.