

ПРОФИЛЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ L_{α} -ИЗЛУЧЕНИЯ И СПИНОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА ВОДОРОДА В МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Д. А. ВАРШАЛОВИЧ, Р. А. СЮНЯЕВ

Поступила 2 декабря 1967

Исправлена 19 февраля 1968

Вычислен профиль спектральной линии L_{α} -излучения водорода в однородной и изотропной расширяющейся межгалактической среде в предположении различной плотности, степени ионизации и температуры. Вследствие космологического красного смещения профиль линии имеет вид „ступеньки“. Детальное экспериментальное исследование профиля L_{α} -линии межгалактического водорода в принципе позволяет определить среднюю плотность этого газа, его температуру, степень ионизации, однородность, количество пыли и скорость нашей Галактики относительно этого межгалактического газа. Важно, что таким путем можно получить информацию об эволюции межгалактической среды. Рассмотрено влияние профиля линии L_{α} на спиновую температуру нейтрального межгалактического водорода. Показано, что учет наклона в профиле спектральной линии L_{α} не может объяснить несоответствия в измерениях плотности нейтрального межгалактического водорода по поглощению в линиях L_{α} и $\lambda=21$ см в том случае, если среда однородна и имеется ионизационное равновесие.

Для вычисления плотности нейтрального водорода в межгалактической среде из данных по поглощению радиоизлучения $\lambda=21$ см необходимо знать спиновую температуру T_s , характеризующую отношение заселенностей уровней $F=1$ и $F=0$ основного состояния $1S_{1/2}$. Значение T_s существенно зависит от формы спектра возбуждающего L_{α} -излучения в области резонансной частоты [1]. В случае быстро растущего спектра ($\frac{dI_{\nu}}{d\nu} \gg 0$) возможна инверсия заселенностей, в противоположном случае — „антиинверсия“, то есть аномально низкая спиновая температура T_s . Такая аномалия T_s может иметь место в межгалактической среде, где профиль линии L_{α} -излучения искажен

космологическим красным смещением так, что он имеет вид „ступеньки“ в области резонанса [2]. Детальное исследование профиля этой линии при различных предположениях о плотности, степени ионизации и температуре межгалактического газа необходимо не только для оценки T_s , но представляет и непосредственный интерес в связи с предпринимаемыми в настоящее время экспериментальными измерениями интенсивности межгалактического L_α -излучения [3].

1. *Спектр ультрафиолетового излучения.* Рассматривается L_α -излучение межгалактического газа в областях, удаленных от галактик. Межгалактическая среда предполагается нестационарной, расширяющейся; в первом приближении ее расширение характеризуется постоянной Хаббла $H_0 = 3 \cdot 10^{-18} \text{ сек}^{-1}$. В настоящее время фактически нет данных о неоднородности межгалактического газа, поэтому целесообразно считать, что газ равномерно заполняет все пространство. При этом поле L_α -излучения также будет однородно и изотропно, то есть излучение будет неполяризовано, а его интенсивность и спектр будут одинаковы по всем направлениям и в любой точке пространства для наблюдателя, неподвижного относительно газа в данной точке. В этом случае профиль спектральной линии L_α вблизи резонансной частоты ($\frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} \ll 1$) будет определяться следующим уравнением:

$$-a \frac{dI_x}{dx} = s_x - I_x k_x + \int_{-\infty}^{\infty} dx' I_x' k_x' \quad (1)$$

$x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_g}$ — безразмерная частота, отсчитываемая от резонансной

частоты ν_0 и измеряемая в доплеровских ширинах $\Delta \nu_g = \nu_0 \frac{v}{c} =$

$= 1.05 \cdot 10^9 \sqrt{T_{\text{kin}}} \text{ м}.$

$a = \frac{H_0 \nu}{c \Delta \nu_g} = \frac{2.3 \cdot 10^{-22}}{\sqrt{T_{\text{kin}}}} \text{ см}^{-1}$ есть величина, обратная расстоя-

нию, на котором сдвиг частоты, связанный с космологическим красным смещением, достигает доплеровской ширины линии $\Delta \nu_g$.

s_x — функция источника, характеризующая мощность и спектр излучения, возникающего (а) в результате рекомбинации электронов и протонов, (б) в результате возбуждения атомов H I электронным ударом и (с) в результате неупругих зарядовообменных столкновений H I и H II.

k_{x_1, x_2} — функция перераспределения частоты, характеризующая вероятность изменения $x_1 \rightarrow x_2$ при рассеянии.

$$k_x = \int_{-\infty}^{\infty} k_{xx'} dx' \text{ — коэффициент поглощения кванта с частотой } x;$$

при $k_{x_1, x_2} = k_{x_2, x_1}$ коэффициент поглощения равен коэффициенту испускания.

$$k_0 = \int_{-\infty}^{\infty} k_x dx' \text{ есть интегральный коэффициент поглощения.}$$

Решение уравнения (1) можно представить в виде

$$I_x = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{2} G_{x'x}, \quad (2)$$

$$-\int_{x_2}^{x_1} \frac{k_{x'}}{2} dx'$$

где $G_{x_1, x_2} = \theta(x_1 - x_2) e^{-\int_{x_2}^{x_1} \frac{k_{x'}}{2} dx'}$ — функция распространения.

S_x — эффективный источник, характеризующий мощность и форму спектральной линии излучения элементарного объема, учитывающий не только истинное рождение квантов с частотой x , но и их возникновение в результате перерасеяния $x' \rightarrow x$.

Эффективный источник определяется уравнением

$$S_x = s_x + \int_{-\infty}^{\infty} dx' S_{x'} R_{x'x} \quad (3)$$

с ядром

$$R_{x_1, x_2} = \int_{-\infty}^{\infty} G_{x_1, x'} \frac{k_{x'x_2}}{\alpha} dx'.$$

Из выражения (2) следует, что профиль спектральной линии есть монотонно спадающая функция, имеющая вид ступеньки. При $\nu \gg \nu_0$ излучение практически отсутствует $I_{x > 0} \approx 0$.

С другой стороны, при $\nu \ll \nu_0$ имеется излучение; его интенсивность почти постоянна и не зависит от того, имеется рассеяние или нет, а определяется лишь полной мощностью исходного источника

$$s_0 = \int_{-\infty}^{\infty} s_x dx'$$

$$I_{x < 0} \approx \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{a} e^{-\int_{-\infty}^{x'} \frac{k_{x'}}{a} dx} = \frac{s_0}{a}. \quad (4)$$

В последнем равенстве (4) можно убедиться, проинтегрировав уравнение (3) по x . Эффективное увеличение мощности источника в результате рассеяния ($S_x > s_x$) в данном случае полностью компенсируется соответствующим увеличением поглощения. Равенство (4) выражает тот факт, что в случае изотропного излучения с постоянным спектром рассеяние в однородной и изотропной среде не может изменить ни интенсивность, ни спектр, ни угловое распределение излучения, какова бы ни была функция $k_{x,x}$. В противном случае это противоречило бы второму началу термодинамики. Вблизи резонанса, где и имеет место резкий спад интенсивности, профиль спектральной линии зависит от явного вида функции S_x , определяемой уравнением (3).

Характерным безразмерным параметром уравнения (3) является отношение $\frac{k_0}{a} = 4.5 \cdot 10^{10} \cdot (n_n \text{ см}^{-3})$.

При малой плотности нейтрального водорода $n_n \ll 2.2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, когда $\frac{k_0}{a} \ll 1$

$$I_x = \int_x^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{a} - \int_x^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{a} \int_x^{x'} \frac{k_{x''}}{a} dx'' + \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{S_{x'}}{a} \int_{-\infty}^{x'} dx'' \int_x^{\infty} dx''' \frac{k_{x''x'''}{a}}{a}. \quad (5)$$

Профиль спектральной линии практически определяется лишь первым членом (5), рассеяние дает лишь небольшую поправку.

При большой плотности нейтрального водорода $n_n \gg 2.2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, когда $k_0/a \gg 1$, эффективная оптическая толщина межгалактической среды для собственного L_x -излучения будет велика, $\tau \gg 1$, рассеяние играет существенную роль в формировании спектра вблизи резонанса; причем играет роль лишь рассеяние с перераспределением по частоте. Если бы в результате рассеяния частота не изменялась, то есть $k_{x,x} = k_0 \delta_{x,x}$, то даже при $k_0/a \gg 1$ рассеяние совсем не влияло бы на спектр излучения и I_x не зависело бы от k_0/a , а было бы равно

$$I_x = \int_x^{\infty} \frac{S_{x'}}{a} dx'. \quad (6)$$

Точный вид функции перераспределения частоты $k_{x,x}$ при Фойгтовском контуре линий с учетом расщепления уровней $2P$ и $1S$ и др.

весьма сложен. Вследствие этого точное решение уравнения (1) при $k_0/\alpha \gg 1$ можно получить лишь численными методами. Однако для анализа удобно решение в аналитическом виде, получающееся в приближении полного перераспределения по частоте в пределах профиля линии, то есть при $k_{x_1, x_2} = \frac{k_x k_{x_2}}{k_0}$ и при $k_x = k_0 \varphi_x$ и $s_x = s_0 \varphi_x$. В этом случае решение уравнения (1) имеет следующий вид (рис. 1):

$$I_x = \frac{s_0}{\alpha} \frac{1 - e^{-\int_x^{\infty} \frac{k_{x'}}{\alpha} dx'}}{1 - e^{-\frac{k_0}{\alpha}}} \quad (7)$$

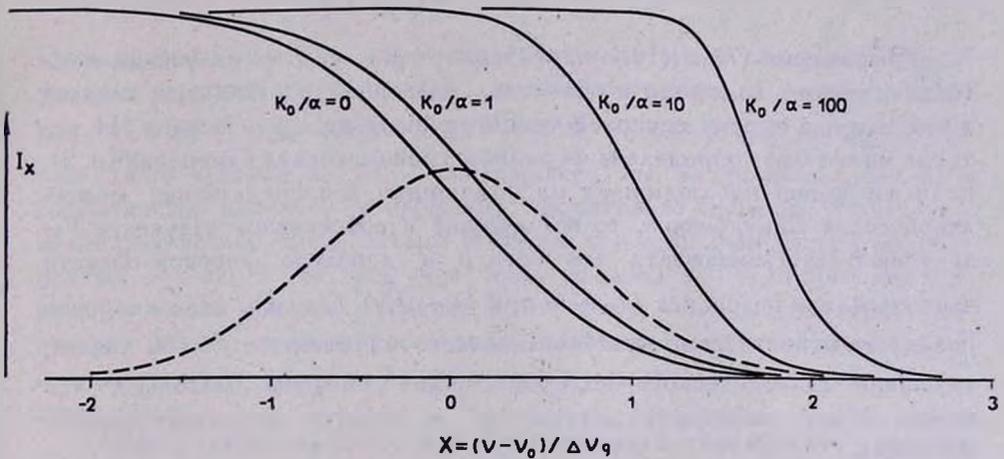


Рис. 1. Спектр L_{α} -излучения в межгалактической среде при $n_H \ll 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, $n_H = 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$, $n_H = 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$, $n_H = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ и (пунктиром) контур линии возбуждения.

Из выражения (7) и рис. 1 видно, что „ступенька“ в профиле спектральной линии — резкий спад интенсивности излучения — имеет место на резонансной частоте $x \approx 0$ при $k_0/\alpha \approx 0$. По мере роста k_0/α , то есть по мере увеличения плотности нейтрального водорода, рассеивающего L_{α} -излучение, „ступенька“ в спектре сдвигается в сторону больших частот и становится более крутой.

Если характеризовать сдвиг ступеньки частотой x_m , при которой наклон в профиле спектральной линии имеет максимальную крутизну, то в случае

$$\varphi_x = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}}$$

при $k_0/a \ll 1$

$$x_m \approx \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{k_0}{a} \right) \ll 1 \quad \text{и} \quad \left(\frac{dI_x}{dx} \right)_{x_m} \approx - \frac{s_0}{a\sqrt{\pi}}, \quad (8)$$

при $k_0/a \gg 0$

$$x_m \sim \sqrt{\ln \left(\frac{k_0}{a} \right)} > 1 \quad \text{и} \quad \left(\frac{dI_x}{dx} \right)_{x_m} \approx - \frac{s_0}{a} \frac{x_m}{e}. \quad (9)$$

На резонансной частоте $x = 0$ крутизна спектра с ростом k_0/a уменьшается

$$\left(\frac{dI_x}{dx} \right)_{x=0} = \frac{s_0}{a\sqrt{\pi}} \frac{\left(\frac{k_0}{2a} \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{k_0}{2a} \right)}. \quad (10)$$

Выражения (7) и (10), характеризующие спектр излучения межгалактического водорода в областях, удаленных от галактик, необходимы нам для оценки спиновой температуры межгалактического HI, которая может быть определена из радиоастрономических измерений (п. 2). Если же *будет наблюдаться из Галактики* непосредственно межгалактическое L_x -излучение, то поглощение и собственное излучение Галактики будет замазывать его спектр в довольно широкой области частот вблизи резонанса ($\tau_0 \sim 1$ при $\Delta\lambda \sim 2\text{Å}$). Однако, если скорость Галактики относительно межгалактического газа велика $v_0 > 600$ км/сек, то линия галактического водорода будет смещена настолько, что можно будет наблюдать „ступеньку“ в спектре межгалактического водорода.

Подчеркнем, что в системе координат, движущейся со скоростью v относительно межгалактического газа, угловое распределение излучения однородного и изотропного межгалактического газа будет анизотропным при $v \sim v_0$, спектр этого излучения будет зависеть от направления наблюдения

$$I_\nu(\psi) = I_{\nu_0 - \nu} \left(1 + \frac{v}{c} \cos\psi \right) (0), \quad (11)$$

где ψ — угол между направлением движения v и направлением наблюдения.

Все сказанное выше относилось к сравнительно небольшому интервалу частот $\Delta\nu \ll \nu_0$, что соответствует $\Delta x \leq 10^3$. При рассмотрении профиля спектральной линии при больших сдвигах частот необходимо дополнительно учитывать два обстоятельства. Во-первых, истин-

ное нерезонансное поглощение, обусловленное пылью и атомами с потенциалом ионизации $\varepsilon_1 < 10.2 \text{ ev}$ — дополнительный член — $I_x q_x$ в правой части уравнения (1). Во-вторых, изменение со временем величин $s_x(t)$ и $k_x(t)$, а следовательно и $I_x(t)$ — дополнительный член $\frac{1}{c} \frac{\partial I_x(t)}{\partial x}$ в левой части уравнения (1).

При наличии малого истинного нерезонансного поглощения $\left(\frac{q_x}{\alpha} \ll 1\right)$ спектр излучения при $x \rightarrow -\infty$ будет постепенно спадать

$$I_x = \int_x^{\infty} \frac{s_{x'}}{\alpha} e^{-\int_{x'}^{\infty} \frac{q_{x'}}{\alpha} dx'} \quad (12)$$

Отсюда видно, что если бы межгалактическая среда содержала поглощающие пылинки с $\sigma_{\text{погл}} \approx \pi a^2$ и средняя плотность пылевой материи была $\rho_g = 10^{-32} \text{ г/см}^3$ ($N_g \sim 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-3}$), то интенсивность излучения при сдвиге частоты на 10% уменьшилась бы на порядок. По всей вероятности, истинное поглощение значительно меньше. Наличие в межгалактической среде атомов и ионов с $\varepsilon_1 < 10.2 \text{ ev}$ весьма маловероятно, так как в тех условиях даже водород с $\varepsilon_1 = 13.6 \text{ ev}$ ионизирован в весьма высокой степени. А тот факт, что с увеличением расстояния до внегалактических туманностей в их спектрах не обнаружено систематических изменений, фактически свидетельствует об отсутствии пыли.

Изменение величин s_x/α и k_x/α со временем обусловлено тем, что в процессе эволюции меняется плотность среды ($n_p + n_n$), ее температура T_{kin} и степень ионизации $\frac{n_p}{n_p + n_n}$. Изменения этих величин весьма медленны, так что, например, $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{s_x}{\alpha}\right) \ll \frac{s_x c}{x_m}$. В таких условиях и при отсутствии истинного нерезонансного поглощения профиль спектральной линии I_x при $x \rightarrow -\infty$ непосредственно представляет собой развертку во времени величины s_0/α , характеризующей общую мощность источника излучения

$$I_{x \rightarrow 0}(t) \approx \frac{s_0}{\alpha} \left(t + \frac{x}{ac}\right) e^{-\int_x^0 \frac{q_{x'}}{\alpha} \left(t_{x'} + \frac{x'}{ac}\right) dx'} \quad (13)$$

Сдвиг частот однозначно связан со временем. В первом приближении

при $z = \frac{\nu - \nu'}{\nu'} \ll 1$ $\frac{z}{H_0} = \frac{x - x'}{zc} \approx -(t - t')$. При $z \geq 1$ связь z и t нелинейна и разная в различных космологических моделях. В связи с этим удобнее характеризовать эпоху не временем t , а сдвигом частот z , который непосредственно измеряется на опыте.

В модели Фридмана ($\Lambda = 0$) интенсивность излучения с частотой $\nu = \frac{\nu_0}{1+z}$, в отсутствие нерезонансного истинного поглощения, определяется формулой, приведенной в [3]

$$I_\nu = 5.2 \cdot 10^{-10} \Omega^2 f(T_z) \frac{(1+z)^2}{(1+\Omega z)^{1/2}} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. стер.ц.}, \quad (14)$$

где $\Omega = \frac{n}{n_{\text{кр}}}$ — средняя плотность вещества в единицах критической плотности $n_{\text{кр}} \approx 10^{-5} (1+z)^3 \text{ см}^{-3}$. Функция $f(T_z)$ квантов·см³/сек (рис. 2) характеризует излучательную способность водорода в линии L_α в зависимости от кинетической температуры газа; причем той температуры, которая была в эпоху, соответствующую красному смещению z .

В других космологических моделях вид спектра I_ν существенно иной. Например, в модели Лемметра ($\Lambda = 1.02 \Lambda_c$) резкое увеличение интенсивности излучения должно наблюдаться в области $z \approx 1.95$, соответствующей тому периоду эволюции, когда Вселенная почти не расширялась [10, 11].

Таким образом, детальное экспериментальное исследование спектральной линии позволяет определить следующие величины:

1. Изучение различий в спектре L_α при $\nu \ll \nu_0$ в разных направлениях наблюдения позволяет определить степень однородности и изотропности межгалактической среды. Если окажется, что среда неоднородна, то такие измерения в принципе могут дать характерные масштабы неоднородностей и их распределение по скоростям в различные эпохи.

2. По сдвигу галактической линии L_α относительно „ступеньки“ в спектре межгалактического газа, а также по асимметрии углового распределения излучения можно определить скорость нашей Галактики относительно межгалактической среды.

3. В том случае, если скорость Галактики велика, $v_G > 600 \text{ км/сек}$, можно измерить профиль линии межгалактического водорода в области $\nu \approx \nu_0$, определить сдвиг „ступеньки“ в фиолетовую сторону и ее максимальную крутизну. Из этих величин можно найти среднюю плотность нейтрального водорода n_n при $z \approx 0$.

4. Плотность ионизированного водорода или его кинетическую температуру при $z \approx 0$ можно оценить из I , при $\nu \approx \nu_0$, то есть из высоты „ступеньки“ в профиле спектральной линии.

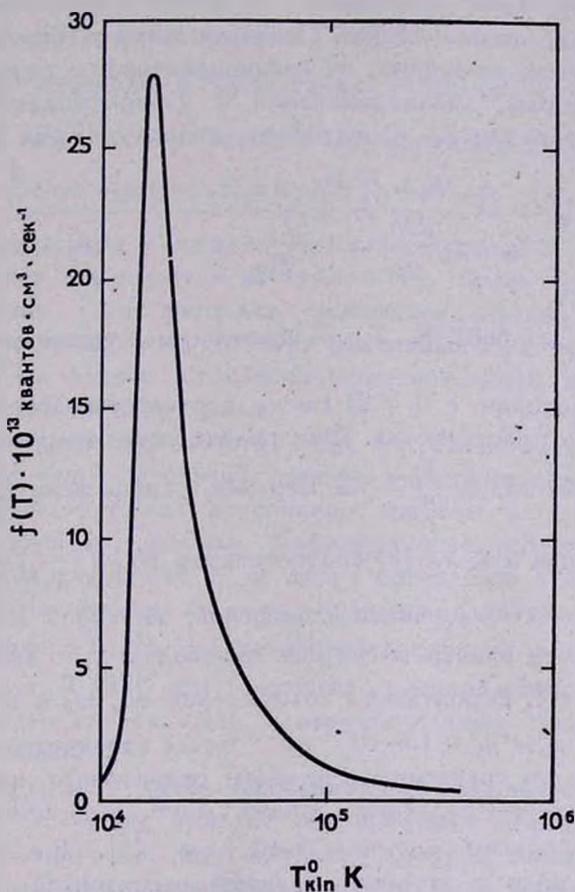


Рис. 2. Излучательная способность водорода в линии L_{α} как функция от температуры.

5. Из наклона профиля спектральной линии I , при $\nu \ll \nu_0$ можно оценить концентрацию пыли и других поглощающих элементов в межгалактической среде.

6. В случае малого поглощения из профиля спектральной линии I , при $\nu \ll \nu_0$ можно получить количественную информацию об эволюции параметров, характеризующих межгалактическую среду. В разных космологических моделях профиль спектральной линии существенно разный. Поэтому сравнение с экспериментом могло бы обосновать выбор космологической модели и позволило бы уточнить ее параметры.

Итак, мы рассмотрели профиль спектральной линии L_α -излучения межгалактического водорода. Подобный же профиль должны иметь и другие линии межгалактического газа, например $\text{He II } \lambda = 304 \text{ \AA}$.

2. *Спиновая температура.* Спиновая температура атомов водорода определяется, во-первых, их взаимодействием с радиоизлучением $\lambda = 21 \text{ см}$, во-вторых, взаимодействием с ультрафиолетовым излучением, главным образом L_α , и, в-третьих, столкновениями [4]

$$T_s = T_* \frac{\gamma_R N_R + \gamma_L N_L + (w_e n_e + w_p n_p + w_n n_n)}{\gamma_R + \gamma_L \frac{dN_L}{d\nu} \nu_{10} + \frac{T_*}{T_{\text{kin}}} (w_e n_e + w_p n_p + w_n n_n)}, \quad (15)$$

где $T_* = \frac{h\nu_{10}}{k} = 0.0681 \text{ }^\circ\text{K}$. T_{kin} — кинетическая температура газа. N_R и N_L — число фотонов с $\lambda = 21 \text{ см}$ и, соответственно, $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ в ячейке фазового пространства. Фон реликтового излучения $T_R = 3 \text{ }^\circ\text{K}$ [5] соответствует $N_R = \frac{T_R}{T_*} = 44$. Верхняя граница фона L_α -излучения в

Метагалактике при $x \ll x_m$ [3] соответствует $N_L = \left(\frac{I\lambda^2}{h\nu}\right) = 9 \cdot 10^{-21}$. Величины n_e , n_p и n_n — плотности электронов, протонов и атомов водорода. Вероятности электромагнитных переходов: $\gamma_R = 2.85 \cdot 10^{-15} \text{ сек}^{-1}$, $\gamma_L = 2.77 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Вероятности возбуждений w_e , w_p и w_n приведены в [6]. При n_n , $n_p = n_e \ll 1.6 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ вклад столкновений пренебрежимо мал, даже по сравнению с вкладом реликтового излучения. Совокупность экспериментальных данных дает для межгалактической среды верхнюю оценку $n_n \ll n_e < 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ [3]. При $N_L \gg 4.5 \cdot 10^{-22}$ определяющую роль в заселении уровней сверхтонкой структуры H I играет L_α -излучение.

Из выражения (15) видно, что наклон L_α -спектра необходимо учитывать при

$$\frac{dN_L}{d\nu} > g = \frac{\gamma_R}{\gamma_L} \frac{1}{\nu_{10}} = 0.7 \cdot 10^{-22} \text{ } \mu\text{y}^{-1}. \quad (16)$$

Из соотношения (7) следует, что $x_m \ll 1$ при $k_0/a \ll 10$, то есть при $n_n < 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ наиболее крутая часть спектра L_α -излучения оказывается вблизи резонансной частоты в пределах одной доплеровской ширины. В этом случае учет наклона, связанного с космоло-

гическим расширением, должен приводить к уменьшению спиновой температуры в $\left(1 + \frac{\gamma_L}{\gamma_R} \frac{N_L}{V\pi} \frac{v_{10}}{\Delta v_g}\right)$ раз.

Если принять в качестве N_L указанную выше верхнюю оценку N_L для $x \ll x_m$ [3], то при $n_n < 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ учет расширения Метагалактики может привести к уменьшению T_s вплоть до $\frac{3 \cdot 10^3}{\sqrt{T_{kin}}}$ раз. Таким образом учет этого явления существенен. Более того, если $\frac{1}{N_L} \frac{dN_L}{dv} v_{10} > \frac{1}{N_R}$, то есть, если $n_n < 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ и $T_{kin} \leq 4500 \text{ }^\circ\text{K}$, то спиновая температура T_s будет ниже радиационной $T_R = 3 \text{ }^\circ\text{K}$, так как L_α -излучение, рассеиваясь на атомах H I, будет снимать их энергию возбуждения. Такая аномалия проявилась бы как отрицательная эмиссия, то есть на фоне спектра реликтового излучения $T_R = 3 \text{ }^\circ\text{K}$ вблизи $\lambda = 21 \text{ см}$ вместо ступеньки дополнительной эмиссии наблюдалась бы ступенька поглощения.

Расчеты ультрафиолетового фона от Галактики [3, 7] показывают, что этот фон существенно меньше экспериментального верхнего предела [3] и что главным источником эмиссии в L_α является горячая межгалактическая плазма. Ионизационные потери космических лучей при малой плотности n_n не могут обеспечить значительного потока в L_α . В этом случае $N_L \sim n_n^2$ и быстро падает с ростом температуры T_{kin} (рис. 2). Но при равновесной степени ионизации интересующее нас $n_n < 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}$ требует высокой температуры газа. Наличие верхнего предела для плотности плазмы приводит к несовместимости условий (16) и (7).

Таким образом в случае ионизационного равновесия ни при каких значениях T_{kin} и n_n не удастся одновременно обеспечить высокий поток L_α -излучения и большую крутизну профиля спектральной линии L_α в области резонанса, необходимые для того, чтобы существенно понизить T_s и тем самым объяснить несоответствие в экспериментальных оценках n_n . Из данных по поглощению L_α [9] $n_n \leq 6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ при красном смещении $z \approx 2$, тогда как из данных по поглощению радиоизлучения $\lambda = 21 \text{ см}$ [7] $n_n/T_s = 1.1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}/\text{рад}$ при $z \approx 0$.

При быстром остывании водород может не успевать рекомбинировать за космологическое время [8]. Однако вероятность ионизации экспоненциально зависит от температуры, и при быстром уменьшении температуры вклад ионизации электронным ударом ничтожен, поэтому скорость рекомбинации выражается уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} \approx -\alpha_t n_e n_p. \quad (17)$$

При $T > 10^4$ °К коэффициент рекомбинации $\alpha_t < 2.5 \cdot 10^{-12}$ см³/сек. Из (16) следует, что равновесие при $n_e = n_p \approx 10^{-3}$ см⁻³ и $n_{II} < 2 \cdot 10^{-13}$ см⁻³ устанавливается за время на 4–5 порядков меньше космологического $\left(t \sim \frac{1}{H_0} \approx 3 \cdot 10^{17}$ сек), то есть при столь малых n_{II} должна быть равновесная ионизация.

Отметим, что из результатов [9] следует, что если малая плотность нейтрального водорода объясняется высокой степенью его ионизации и высокой температурой, то T_{kin} газа при $z \approx 0$ должна быть выше 10^3 °К (При $T_{\text{kin}} < 10^4$ °К температура газа падает лишь вследствие расширения по адиабате $5/3$ и от $z \approx 2$ может упасть только в $\left(\frac{1+z_1}{1+z_2}\right)^3 = 9$ раз от минимальной температуры, при которой газ еще ионизован $\sim 10^4$ °К).

Таким образом в случае однородной межгалактической среды при наличии ионизационного равновесия учет наклона в профиле спектральной линии L_α -излучения межгалактического газа не может объяснить указанное выше несоответствие в измерениях n_{II} .

В заключение подчеркнем, что значительная аномалия спиновой температуры HI в принципе может быть обусловлена пекулярным движением облаков межгалактического газа, которое не рассматривалось в данной работе.

Авторы выражают благодарность Я. Б. Зельдовичу и И. С. Шкловскому за полезное обсуждение.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

АН СССР (Ленинград)

Институт прикладной математики

АН СССР (Москва)

THE PROFILE OF THE SPECTRAL LINE OF L_α -RADIATION AND SPIN TEMPERATURE OF HYDROGEN IN THE INTERGALACTIC MEDIUM

D. A. VARSHALOVICH, R. A. SUNYAEV

The L_α -radiation spectral profile is calculated under the assumption of a homogeneous isotropic expanding intergalactic medium. As a

consequence of the cosmological redshift the line profile is of a step-like form. Detailed observations of the L_{α} -radiation spectral profile would allow to determine the average gas density, temperature, ionization degree, homogeneity, dust density and the velocity of our Galaxy relative to the intergalactic gas. It is important to note that in this way it is possible to obtain some information on the evolution of intergalactic medium. The intergalactic hydrogen spin temperature dependence on the L_{α} -radiation spectral profile is considered. It has been shown that by even taking into account the slope of the L_{α} -radiation spectral profile one cannot explain the inconsistency between the intergalactic HI densities obtained from the extinction in L_{α} and $\lambda=21$ cm radiation, assuming that the medium is homogeneous and in ionization equilibrium.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Д. А. Варшавский, ЖЭТФ, 52, 242, 1967.
2. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 44, 304, 1967.
3. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, Космические исследования, 5, 573, 1967.
4. G. Field, Ap. J., 129, 536, 1959.
5. A. A. Penzias, R. W. Wilson, Ap. J., 142, 419, 1965.
6. F. J. Smith, Planetary Space and Science, 14, 929, 1966.
7. J. A. Koehler, Ap. J., 146, 504, 1966.
8. А. Г. Дорошкевич, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 1968 (в печати).
9. J. E. Gunn, B. A. Peterson, Ap. J., 142, 1633, 1965.
10. V. Petrosian, E. Salpeter, P. Szekeres, Ap. J., 147, 1222, 1967.
11. Н. С. Кардашев, Астрон. цирку., 430, 1, 1967.