АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33 АВГУСТ, 1990 ВЫПУСК 1

УДК: 52—355—6

К ВОПРОСУ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ

В. Н. МИНАСЯН, Г. В. ТУРЯН

Поступила 20 марта 1990
Принята к печати 28 июня 1990

В работе предложен новый подход для объяснения избыточного излучения астрофизических объектов по сравнению с планковским спектром. Теоретически предсказано, что энергия световых квантов, начиная с некоторой характерной частоты, зависит не только от частоты, но и от температуры теплового излучения, что находится в хорошем количественном согласии с экспериментом. Получено новое спектральное распределение энергии теплового излучения, объясняющее данные астрофизических наблюдений относительно избыточного излучения.

1. *Введение.* При исследовании непрерывного излучения астрофизических объектов давно наблюдается одна общая закономерность: у многих из них в коротковолновой части спектра имеется избыточное излучение по сравнению с планковским спектром абсолютно черного тела. Для его объяснения теоретиками предлагались разные физические механизмы, как правило, нетеплового характера, которые в основном приводят к удовлетворительным результатам, хотя количественного согласия не всегда удается достичь [1—3].

Однако явление избыточного излучения, по-видимому, можно объяснить при помощи теплового механизма. Из вышеупомянутой литературы известно, что избыточное излучение возникает обычно, начиная с некоторой характерной частоты фотона, поэтому можно предполагать, что энергия световых квантов теплового излучения равна $h\nu$ (h — постоянная Планка; ν — частота теплового излучения) только до некоторой характерной частоты ν_0. Заметим, что конкретные эксперименты, связанные с зависимостью энергии световых квантов от их частоты для всего частотного интервала, по крайней мере неизвестны. Однако такой пробел могут восполнить эксперименты [4, 5], проведенные при низких температурах и относящиеся к определению зависимости энергии элементарных тепловых возбуждений в жидком гелии от волнового вектора [6] (см. рис. 1). При

этом необходимо предполагать, что энергия элементарных тепловых возбуждений (квантов звука) в жидком гелии квантуется таким же образом, как энергия световых квантов теплового излучения. Это, в свою очередь, позволяет получить новое спектральное распределение энергии теплового

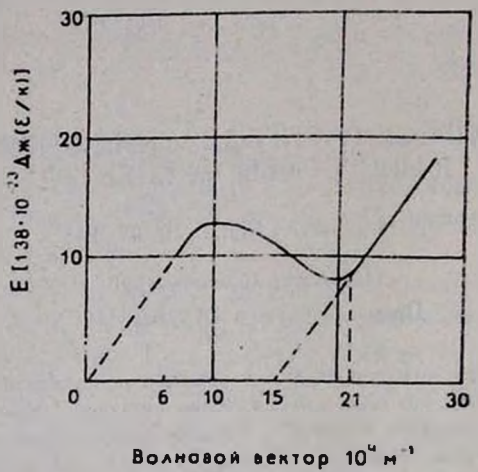

Рис. 1. Зависимость энергии ε/k от величины волнового вектора q элементарных тепловых возбуждений в жидком гелии при температуре 1.12° К.

излучения, которое количественно хорошо согласуется с экспериментальными данными, относящимися к избыточному излучению. При этом фактически энергия световых квантов, начиная с некоторой характерной частоты, зависит не только от частоты теплового излучения, но и от ее температуры.

2. *Модель теплового излучения* представляет из себя бозе-газ, состоящий из невзаимодействующих фотонов с энергиями ε_s, находящихся в состоянии s. В рассматриваемом газе число фотонов в s-ом квантовом состоянии представляется в виде:

$$\bar{n}_s = [\exp(\varepsilon_s/kT) - 1]^{-1}, \tag{1}$$

где T — абсолютная температура газа; k — постоянная Больцмана.

Число фотонов, принадлежащих интервалу частот $[\nu_s, \nu_s + d\nu_s]$, равно

$$= {}^{s}\bar{n}_{,}\, g, \tag{2}$$

где g_s — полное число квантовых состояний фотонов с частотами в интервале между ν_s и $\nu_s + d\nu_s$:

$$g_s = 8\pi V \nu_s \, d\nu^{s}/c^3, \tag{3}$$

где V — полный объем, в котором заключено излучение; c — скорость света в пустоте.

Имея вид полной энергии теплового излучения

$$V\int_0^\infty U_\nu\, d\nu = \sum_s N_s\,\varepsilon_s, \tag{4}$$

для спектральной плотности распределения энергии, с учетом выражений (1)—(4), находим (индекс s опущен)

$$U_\nu = 8\pi\,\nu^2\,\varepsilon/c^3\,[\exp(\varepsilon/kT) - 1]. \tag{5}$$

Постановка задачи требует определить конкретную зависимость энергии световых квантов от частоты теплового излучения. Для этого сравним соотношение (5) с термодинамическим законом Вина, который утверждает, что

$$U_\nu = \nu^3\,F(\nu/T), \tag{6}$$

где $F(\nu/T)$ — функция, зависящая только от отношения ν/T.

Тогда энергия фотона равна

$$\varepsilon = \nu\,f(\nu/T). \tag{7}$$

где $f(\nu/T)$ — некоторая функция, зависящая только от отношения ν/T. Таким образом, из теории следует, что энергия световых квантов может зависеть как от частоты, так и от температуры теплового излучения.

Энергию фотона представим в виде

$$\varepsilon = \begin{cases} h\nu\ , & \nu \leqslant \nu_0, \\ \nu\,f(\nu/T), & \nu_0 \leqslant \nu \leqslant \nu_1, \\ h\nu + JT, & \nu \geqslant \nu_1, \end{cases} \tag{8}$$

здесь J — пока неизвестная постоянная; ν_0 — характерная частота фотона, ограничивающая область квантов с энергиями $h\nu$; ν_1—характерная частота фотона, с которого начинается область квантов с энергиями $k\nu + JT$. При этом следует иметь в виду, что

$$\begin{aligned} \nu_0 &= \tau\,T, \\ \nu_1 &= g\,T, \end{aligned} \tag{9}$$

где τ и g — также пока неизвестные постоянные.

Для нахождения постоянных J, τ и g обратимся к экспериментам по рассеянию нейтронов, выполненным Ярнелем и др. [4] и Хеншоу и Вудсом [5]. Медленные нейтроны рождают и поглощают элементарные тепловые возбуждения в жидком гелии. Измеряя энергии и отклонения рас-

сеянных нейтронов, непосредственно из эксперимента получена кривая (рис. 1) зависимости энергии квазичастицы от волнового вектора [6].

Следует иметь в виду, что элементарные тепловые возбуждения ведут себя как некоторые квазичастицы, движущиеся в занимаемом объеме. Теперь предположим: 1) Эти квазичастицы, как фононы в твердом теле, могут быть отождествлены с атомами решетки кристалла и их энергия квантуется таким же образом, как энергия фотона теплового излучения. 2) Скорости этих квазичастиц одинаковы и соответствующим образом усреднены по поляризациям, частотам и направлениям. 3) Тело, состоящее из этих квазичастиц, является идеальной и термодинамически равновесной системой. При этом число частиц в теле не сохраняется. 4) Частицы тела подчиняются статистике Бозе. С учетом этих допущений, для энергии квазичастицы получим вид, представленный формулой (8).

Из рис. 1 следует, что в области волновых векторов от $q = 0$ до $q_0 = 6 \cdot 10^9$ м$^{-1}$ прямая линия, выходящая из начала координат, является фононной ветвью [6, 8]. В этой области энергия квазичастицы равна $h\nu$ (ν — частота квазичастицы). Начиная с $q_1 = 21 \cdot 10^9$ м$^{-1}$ ветвь графика параллельна ветви фононного спектра, поэтому при $q \geqslant q_1$ энергия квазичастиц равна $h\nu + JT_0$ (T_0 — абсолютная температура жидкого гелия, равная $T_0 = 1.12°$ К) и, в свою очередь, подчиняется соотношению (7). Таким образом, предположение, представленное формулой (8), согласуется с экспериментальной кривой. Чтобы найти постоянную J, продолжим ветвь графика при $q \geqslant q_1$ до ее пересечения с осью абсцисс. Она пересекается с ней в точке $q' = 15 \cdot 10^9$ м$^{-1}$. При этом имеем следующее уравнение:

$$h\nu' + J\,T_0 = 0, \tag{10}$$

где ν' — частота квазичастицы, равная $q'v/2\pi$ (v — скорость квазичастицы, причем $v = 273$ м/с и $T_0 = 1.12\ K$). При $J = \alpha \cdot k$, из уравнения (10) находим, что $\alpha = -27.96$; $J = -3.85 \cdot 10^{-22}$ Дж/К.

Теперь найдем постоянные τ и g. Для этого воспользуемся значениями q_0 и q_1, которые связаны с постоянными τ и g следующими выражениями:

$$\tau = q_0 v/2\pi\ T_0 = 2.33 \cdot 10^{11}\ \text{с}^{-1}\ \text{К}^{-1},$$

$$g = q_1 v/2\pi\ T_0 = 8.15 \cdot 10^{11}\ \text{с}^{-1}\ \text{К}^{-1}.$$

Конечно, наши вычисления и полученные результаты определены при низких температурах. Однако это обстоятельство не нарушает области правомерности теории и при высоких температурах, поскольку постоянные, входящие в формулы (8) и (9), не зависят от частоты и температуры теплового излучения. Таким образом, спектральная плотность распределения энергии теплового излучения принимает следующий вид:

$$U_\nu = \begin{cases} 8\pi h\nu^3/c^3\,[\exp(h\nu/kT)-1], & \nu \leqslant \tau T, \\ \nu^3 F(\nu/T), & \tau T < \nu \leqslant gT, \\ 8\pi\nu^2(h\nu+JT)/c^3\,[\exp\{(h\nu+JT)/kT\}-1], & \nu \geqslant gT. \end{cases} \tag{11}$$

На рис. 2 представлен новый профиль зависимости спектральной плотности распределения энергии U_λ от длин волн теплового излучения λ. Значения спектральных распределений энергий $U_\lambda = c\,U_\nu/\lambda^2$ от длин волн при

$$\lambda_0 = M/T, \tag{12}$$

где M — постоянная, равная $M = c/\tau = 1.28\cdot10^{-3}$ м·К; при

$$\lambda_1 = D/T, \tag{13}$$

где D — постоянная, равная $D = c/g = 0.37\cdot10^{-3}$ м·К; при

$$\lambda_B = B/T, \tag{14}$$

где B — постоянная ВИНА, относятся как $U_{\lambda_0}/U_{\lambda_B} = 0.11$; $U_{\lambda_1}/U_{\lambda_B} = 17.27$.

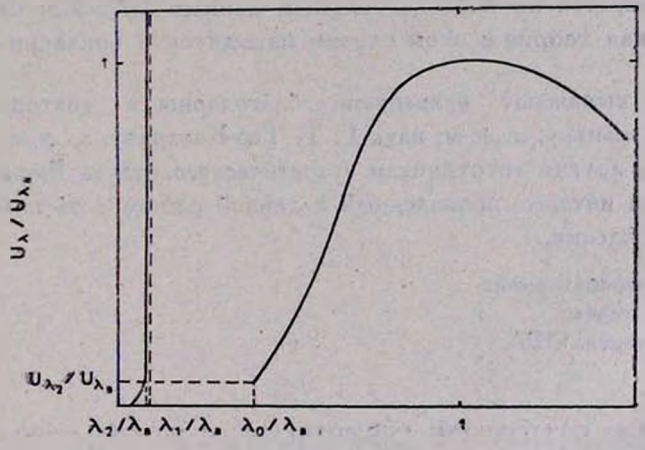

Рис. 2. Зависимость спектральной плотности распределения энергии излучения от длин волн.

Чтобы найти область длин волн, в которой заключено избыточное тепловое излучение, нужно решить следующее уравнение: $U_{\lambda_2} = U_{\lambda_0}$ при $\lambda_2 < \lambda_1$ (рис. 2), то есть

$$(x+\alpha)\,x^4/[\exp(x+\alpha)-1] = 2.44, \tag{15}$$

где $x = hc/k\lambda_2 \cdot T$; $\alpha = -27.96$. Решая (15) относительно x, получим $x = 45.2$. При этом

$$\lambda_2 = \hat{K}/T, \qquad (16)$$

где $\hat{K}$ — постоянная, равная $\hat{K} = hc/45.2\,k = 0.32 \cdot 10^{-3}$ м·К.

В заключение отметим, что при низких температурах черного тела спектр избыточного излучения лежит в ИК-области. Однако в астрофизических задачах часто имеют дело с объектами, у которых температура $T \sim 10^3 \div 10^5$ К. У таких объектов спектр избыточного излучения уже лежит в УФ-области. Такая картина находится в согласии с астрофизическими наблюдательными данными. Действительно, к примеру, обратимся к распределению энергии в непрерывном спектре AG Дракона, которое в [2] представлено в виде зависимости $\Delta \lg I$, $1/\lambda$ по 34 наблюдениям этой звезды, сведенным в четыре серии по времени. Здесь $\Delta \lg I = \lg I$ (AG Дракона) $- \lg I$ (HD 145258), а $1/\lambda$ — волновое число. Наблюдаемое отклонение от прямолинейной зависимости указывает на наличие УФ-избытка. При этом спектрофотометрическая температура 3300 — — 4400 К, согласно теоретическим вычислениям, соответствует УФ-области в пределах $2.58 < 1/\lambda < 13.75$. Для сравнения этого результата отметим, что по наблюдательным данным $1/\lambda > 2.5$. Отсюда видно, что данная теория в этом случае находится в согласии с наблюдениями.

Авторы выражают искреннюю благодарность доктору ф.-м. наук М. А. Мнацаканяну, к. ф.-м. наук Г. Т. Тер-Казаряну, к. ф.-м. наук Э. Х. Даниеляну и другим сотрудникам теоретического отдела Бюраканской обсерватории за интерес, проявленный к данной работе и за полезные замечания и обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
ТЕТРА-корпорация, США

ON THE STUDY OF DISTRIBUTION IN CONTINUOUS SPECTRUM

V. N. MINASYAN, G. V. TOURYAN,

The new approach for the explanation of the excess radiation of astrophysical objects with respect to the Planck's spectrum has been suggested. A theoretical prediction has been made, according to which the energy of light quanta beginning with some characteristic frequency depends not only on frequency but also on thermal radiation temperature. A new spectral distribution of energy thermal radiation has been obtained which is in good agreement with the astrophysical observations on excess radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, Изд. АН СССР, т. 2, 1960.
2. *Л. В. Мирзоян*, в сб. «Нестационарные звезды», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1957.
3. *М. Е. Перельман*, Астрофизика, 17, 383, 1981.
4. *J. L. Yarnell, G. P. Arnold, P. J. Bend, E. C. Kerr*, Phys. Rev., 113, 1379, 1959.
5. *D. G. Henshaw, A. D. B. Woods*, Phys. Rev., 121, 1266, 1961.
6. *Ч. Киттель*, Статистическая термодинамика, Наука, М., 1977.
7. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Статистическая физика, Наука, М., 1976.
8. *Л. Д. Ландау*, Собрание трудов, Наука, М., 1969.