ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XI 1949 2

АСТРОФИЗИКА

Г. А. Гурзадян

# Поле $L_\alpha$-излучения в среде межзвездного водорода вокруг движущейся звезды

(Представлено В. А. Амбарцумяном 20 II 1949)

Поле излучения в среде межзвездного водорода, когда источники излучения, т. е. звезды имеют некоторую скорость движения относительно окружающей их водородной среды, существенным образом отличается от того случая, когда эта относительная скорость равна нулю. При этом поверхность одинаковых плотностей излучения принимает не сферическую, а несколько вытянутую форму в зависимости от величины коэфициента поглощения в частотах данного излучения и относительной скорости движения.

Нами было показано, что движение звезд оказывает особенно большое влияние на поле $L_\alpha$-излучения (первая линия Лаймановой серии водорода) в среде межзвездного водорода (1). В настоящей статье мы выведем выражение средней интенсивности $L_\alpha$-излучения вокруг звезды, как функции от коэфициента поглощения, расстояния, направления и величины относительной скорости движения.

Поле $L_\alpha$-излучения в межзвездной среде может возникнуть следующим образом. Источником излучения могут явиться звезды с газовой оболочкой, которые способны испускать мощный поток $L_\alpha$-излучения. Диффузное распространение этого излучения в среде межзвездного водорода начинается с самой „поверхности“ оболочки. Если же источником излучения служат обыкновенные горячие звезды, которые излучают мощный поток $L_c$-излучения (ультрафиолетовая энергия), то начиная с некоторого расстояния [это расстояние является одновременно радиусом зоны полностью ионизированного водорода (2,3)] начинается диффузия исключительно $L_\alpha$-квантов, вследствие того, что в пределах указанного расстояния вся $L_c$-энергия перерабатывалась в $L_\alpha$-энергию. В обоих случаях никаких новых пополнений $L_\alpha$-квантов за счет $L_\alpha$-квантов почти не происходит. Следовательно, задача сводится к исследованию простой диффузии $L_\alpha$-квантов в среде межзвездного водорода при наличии относительного движения источника излучения.

Мы решим эту задачу следующим образом. Непрерывное движение звезды через водородное облако может быть заменено прерывистым, скачкообразным движением. После каждого прыжка звезда *мгновенно* излучает некоторое количество $L_\alpha$-энергии с определенной интенсивностью. Эта излученная энергия будет распространяться по всем направлениям, согласно закону диффузии мгновенного излучающего источника, выведенному нами раньше (4). Полную же интенсивность $L_\alpha$-излучения в некоторой точке пространства можно определить как сумму интенсивностей, которую получает эта точка от отдельных актов мгновенного излучения. После этого мы можем перейти к предельному случаю непрерывного движения, т. е. заменить сумму интегралом.

Но формулу для средней интенсивности мгновенно излучающего источника мы получили, принимая следующее условие (4):

$$\frac{1}{ct} \ll \alpha_\alpha, \tag{1}$$

где $c$ — скорость света; $t$ — время, в течение которого поле успеет существенно измениться; $\alpha_\alpha$ — объемный коэфициент поглощения в линии $L_\alpha$-излучения.

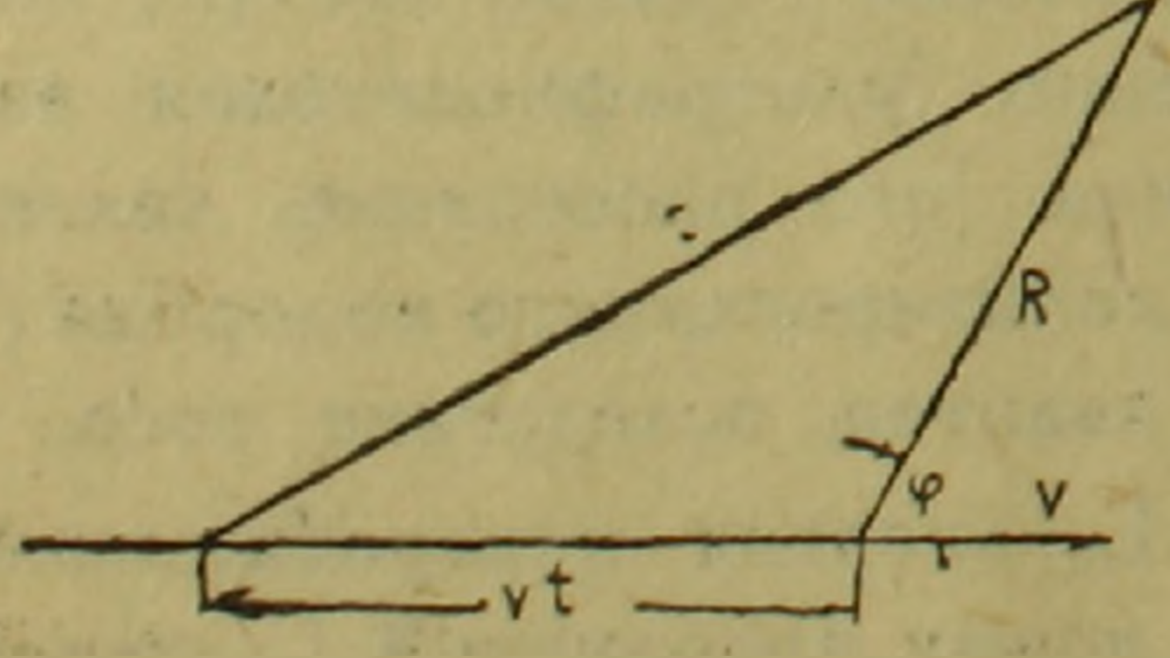
Покажем, что это условие в данном случае имеет место. В самом деле, умножая (1) на $vt$, где $v$ — относительная скорость движения, получим

$$\frac{v}{c} \ll \alpha_\alpha \, . \, vt. \tag{2}$$

Очевидно, что $vt$ должно быть расстояние порядка расстояния от рассматриваемой точки до звезды. Другими словами, правая часть неравенства (2) представляет из себя не что иное, как оптическое расстояние $\tau_\alpha$ точки, находящееся на линейном расстоянии $vt$. Подставляя в (2) $\tau_\alpha = \alpha_\alpha \, . \, vt$, получим

$$\frac{v}{c} \ll \tau_\alpha. \tag{3}$$

$\tau_\alpha$, как известно, порядка $10^4 - 10^5$ (5). Отсюда следует, что в большинстве случаев условие (1) удовлетворяется и, следовательно, для решения нашей задачи мы имеем право использовать результаты физической задачи диффузии света мгновенно излучающего источника.




После этих замечаний приступим к определению распределения средней интенсивности $L_\alpha$-излучения вокруг движущейся звезды. Другими словами, мы определим усредненную по направлениям интенсивность в некоторой точке $M$, которая находится на расстоянии $R$ от звезды и с направлением движения звезды составляет угол, равный $\varphi$ (см. рисунок).

Если звезда движется непрерывно и равномерно, то окончательную среднюю интенсивность в момент $t=0$ в точке $M(R, \varphi)$ мы можем получить следующим образом. Пусть $J_\alpha(t, R)$ есть средняя интенсивность в момент $t=0$. Следовательно, $J_\alpha(t, R)$ вместе с тем представляет собой интенсивность в момент $t=0$ в том случае, когда акт излучения со стороны звезды произошел в момент $-t$. Интегрируя по всем значениям $t$ от 0 до $\infty$, мы получим усредненную по направлениям интенсивность излучения для момента $t=0$, т. е.

$$J_\alpha(R, \varphi) = \int_0^\infty J_\alpha(t, R)\, dt. \tag{4}$$

Для $J_\alpha(t, R)$ мы получили следующую формулу ([4]):

$$J_\alpha(t, R) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi t}} \int_{-\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-\xi^2}}{r^2}\, \rho \,.\, d\rho, \tag{5}$$

где $F(\rho)$, т. е. первоначальная интенсивность, принята равной единице, а $\rho$, $\xi_1$ и $\xi_2$ выражаются через соотношения

$$\rho = r + 2a\sqrt{t}\,\xi$$
$$\xi_1 = \frac{1-r}{2a\sqrt{t}}; \qquad \xi_2 = -\frac{1+r}{2a\sqrt{t}}. \tag{6}$$

Подставляя (5) в (4), получим

$$J_\alpha(R, \varphi) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \int_{-\xi_1}^{\xi_2} \frac{e^{-\xi^2}}{r\sqrt{t}}\, \rho\, dt\, d\rho. \tag{7}$$

Здесь $r$ является переменной, зависящей от времени, и определяется следующим образом (см. рис.):

$$r = \sqrt{R^2 + v^2 t^2 + 2R \,.\, vt \,.\, \cos\varphi}\,, \tag{8}$$

где $v$—относительная скорость движения источника излучения.

Выражение (7) зависит только от расстояния $R$, от угла $\varphi$ и от относительной скорости движения $v$. Подставляя значения $r$, $\rho$, $\xi_1$ и $\xi_2$ из (8) и (6), мы можем это выражение написать в следующем виде:

$$J_\alpha(R, \varphi, v) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \left[ \psi\left(\frac{1+r}{2a\sqrt{t}}\right) - \psi\left(\frac{1-r}{2a\sqrt{t}}\right)\right] dt +$$

$$+ \frac{a}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{e^{-\left(\frac{1+r}{2a\sqrt{t}}\right)^2} - e^{-\left(\frac{1-r}{2a\sqrt{t}}\right)^2}}{\sqrt{R^2 + v^2 t^2 + 2R \,.\, vt \,.\, \cos\varphi}} \sqrt{t}\, dt, \tag{9}$$

где

$$\psi\left(\frac{1\pm r}{2a\sqrt{t}}\right)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_{0}^{\frac{1\pm\sqrt{R^2+v^2t^2+2R\,.\,vt\,.\,\cos\varphi}}{2a\sqrt{t}}}e^{-\varkappa^2}d\varkappa \tag{10}$$

и

$$a^2=\frac{3\alpha_\alpha}{c}\,.$$

Обозначая через $\Psi(R, v, \varphi)$ и $\Phi(R, v, \varphi)$ следующие интегралы:

$$\Psi(R, v, \varphi)=\int\limits_0^\infty\left[\varphi\left(\frac{1+r}{2a\sqrt{t}}\right)-\varphi\left(\frac{1-r}{2a\sqrt{t}}\right)\right]dt \tag{11}$$

$$\Phi(R, v, \varphi)=\int\limits_0^\infty\frac{e^{-\left(\frac{1+r}{2a\sqrt{t}}\right)^2}-e^{\left(\frac{1-r}{2a\sqrt{t}}\right)^2}}{\sqrt{R^2+v^2t^2+2R\,.\,vt\,.\,\cos\varphi}}\sqrt{t}\,dt, \tag{12}$$

можно (9) написать в более коротком виде

$$J_\alpha(R, v, \varphi)=\frac{1}{2}\,\Psi(R, v, \varphi)+\frac{a}{\sqrt{\pi}}\,\Phi(R, v, \varphi). \tag{13}$$

Это и есть искомый закон распределения средней интенсивности $L_\alpha$-излучения в среде межзвездного водорода, когда источник излучения движется через среду с относительной скоростью v.

Выражение (13) дает, в частности, распределение средней интенсивности на *плоскости*, которая проходит через линию движения. Следовательно с помощью (13) мы можем получить линии (геометрическое место) одинаковых плотностей излучения на этой плоскости. В силу симметрии задачи следует, что поверхности одинаковых плотностей излучения можно представить как поверхности вращения упомянутых линий одинаковых плотностей излучения вокруг направления движения.

Поскольку степень возбуждения водородных атомов квантами линии $\lambda_\alpha$ зависит от плотности излучения, то эти поверхности одинаковых плотностей $L_\alpha$-излучения одновременно определяют поверхности одинаковых концентраций возбужденных атомов, т. е. поверхности одинаковой степени возбуждений.

Функции $\Psi(R, v, \varphi)$ и $\Phi(R, v, \varphi)$ определяются путем численного интегрирования формулы (11) и (12), причем для функции $\Psi(R, v, \varphi)$ численное интегрирование приходится выполнить дважды. Сперва необходимо производить интегрирование по независимой переменной $\varkappa$ и определить величину функции $\psi\left(\frac{1\pm r}{2a\sqrt{t}}\right)$ по формуле (10), приняв при этом $t$ постоянным. Этим путем получаем зависимость функции $\psi\left(\frac{1 \pm r}{2a\sqrt{t}}\right)$ от времени для данного расстояния $R$ направления $\varphi$ и скорости $v$. Иными словами, получаем функции $\psi\left(\frac{1 \pm r}{2a\sqrt{t}}\right)$ в виде $\Psi(t, R, v, \varphi)$, где переменной является только время. После этого, производя вычисление интеграла $\int_0^\infty \psi(t, R, v, \varphi)\, dt$, определяем искомую величину функции $\Psi(R, v, \varphi)$, написав просто

$$\Psi(R, v, \varphi) = \int_0^\infty \Psi(t, R, v, \varphi)\, dt. \qquad (14)$$

Бюраканская Астрофизическая Обсерватория
Академии Наук Армянской ССР
Апрель, 1947.

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ

**Միջաստղային ջրածնի միջով շարժվող աստղի շուրջը առաջացող $L_\alpha$ դաշտի հետազոտումը**

*Օգտագործելով ակնթարթային ճառագայթման դիֆուզիայի վերաբերյալ մեր ստացած տեսական արդյունքները, հետազոտված է միջաստղային ջրածնային գազի միջով շարժվող աստղի շուրջը առաջացող $L_\alpha$ ճառագայթման դաշտը (Ջրածնի Լայմանյան սերիայի առաջին գծին համապատասխանող ճառագայթումը)։*

*Շարժման հետևանքով այդ դաշտը կորցնում է իր սֆերիկ բաշխվածությունը և ստանում որոշ ձգվածություն՝ կախված միջավայրի կլանման գործակցից և շարժման հարաբերական արագությունից։ Ստացված է ճառագայթման միջին ինտենսիվության բանաձևը որպես ֆունկցիա կետի բևեռային կոորդինատներից և շարժման արագությունից։*

## ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. *Г. А. Гурзадян.* ДАН Армянской ССР, **10**, № 4, 1949. 2. *B. Strömgren.* Ap. J., **89**, 527, 1939. 3. *Г. А. Гурзадян.* Лучевое равновесие межзв. водорода (диссертация). 4. *В. А. Амбарцумян.* Теор. астрофизика, стр. 196, 1939.