

Следовательно, полное число звезд с H_{α} -эмиссией в области TOT (~ 50 кв. град.), доступных для обнаружения на наших снимках, должно быть порядка 80.

Таким образом, в области TOT обнаружено 20 звезд, с H_{α} -линией в эмиссии. Тот факт, что ранее у этих звезд H_{α} -эмиссия не была обнаружена, следует объяснять переменностью интенсивности линии H_{α} , а также слабостью рассматриваемых звезд. Можно полагать, что по характеру переменности H_{α} -линии звезды TOT не отличаются от орионовых переменных. Наличие большого числа молодых объектов — кометарных туманностей, вспыхивающих звезд, звезд типа Т Тельца, молекулярных облаков и др. дает основание считать, что ассоциации TOT, членами которых являются вышеупомянутые объекты, того же возраста, что и ассоциации в Орионе и Единороге.

New H_{α} -Emission-Line Stars in the Region of the Taurus Dark clouds. On the plates obtained on the 40" Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory with a 4°-objective prism 20 new as well as 18 possible H_{α} -emission-line stars were found. The estimation of the total number of H_{α} -emission-line stars in this region is in the order of 80.

12 мая 1985

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Э. С. ПАРСАМЯН
А. С. ХОДЖАЕВ

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Haro. Ap. J., 117, 73, 1953.
2. А. С. Ходжаев, Астрофизика, 22, 425, 1985.
3. А. С. Ходжаев, не опубликовано, 1985.
4. A. S. Hojaev, IBVS. No. 2635, 1984.
5. A. H. Joy, Ap. J., 110, 424, 1949.
6. G. Haro, B. Iriarte, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 8, 3, 1953.
7. М. В. Долидзе, Бюл. Абастуманской обс., 47, 3, 1975.
8. А. С. Хожаев, IBVS, No. 2412, 1983.
9. В. А. Амбарцумян, Выступление на семинаре, 1977.
10. Э. С. Парсмян. Астрофизика, 17, 579, 1981.

УДК: 523—64

ОБ ОДНОЙ ЗАДАЧЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

В работах [1, 2] был предложен новый метод решения линейных задач переноса в однородной плоскопараллельной среде конечной толщины.

основанный на установлении связи решения этой задачи с решением соответствующей задачи в полупространстве. В [1] рассмотрена задача диффузного отражения и пропускания, а способ, предложенный в [2], позволяет определить также внутренний световой режим для задач переноса, которые сводятся к скалярным интегральным уравнениям.

В настоящей заметке метод работы [2] распространяется на систему интегральных уравнений, соответствующей одной задаче некогерентного рассеяния.

Задача переноса резонансного излучения внутри спектральной линии, в общем случае некогерентного изотропного рассеяния при отсутствии внутренних источников энергии описывается следующим интегральным уравнением (см. [3, 4]):

$$S(\tau, x) = -\frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{r(x, x')}{\alpha(x)} \int_0^{\tau_0} K(\alpha(x') |\tau - \tau'|) S(\tau', x') d\tau' dx' + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{r(x, x')}{\alpha(x)} \int_0^1 I_0(x', \eta') e^{-\frac{\tau}{\eta'} \alpha(x')} dx' d\eta'. \quad (1)$$

Здесь x — безразмерная частота, $r(x, x')$ — функция перераспределения по частотам, η — косинус угла падения, $I_0(x, \eta)$ — интенсивность падающего излучения, $\alpha(x)$ — контур коэффициента поглощения, λ — вероятность выживания кванта, $K(\tau)$ — ядро интегрального уравнения:

$$K(\tau) = \int_0^1 e^{-\frac{|\tau|}{\eta}} \frac{d\eta}{\eta} = E_1(|\tau|). \quad (2)$$

Воспользуемся представлением функции перераспределения $r(x, x')$ в виде следующего билинейного разложения (см. [4, 5]):

$$r(x, x') = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \alpha_k(x) \alpha_k(x'), \quad (3)$$

где $\{\alpha_k(x)\}$ — система ортонормированных функций с весом $1/\alpha(x)$ на промежутке $(-\infty, +\infty)$, A_k — неотрицательные постоянные.

В n -ом приближении функция $r(x, x')$ будет заменена n -ой частичной суммой $\sum_1^n$ разложения (3).

Уравнение (1) с учетом (3) в n -ом приближении можно свести к системе интегральных уравнений относительно функции

$$S_k(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\tau, x) a_k(x) dx. \quad (4)$$

Указанная система интегральных уравнений имеет вид:

$$S_k(\tau) = \frac{\lambda}{2} \sum_{i=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{ki}(\tau - \tau') S_i(\tau') d\tau' + S_k^0(\tau), \quad (5)$$

где

$$K_{ik}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} a_i(x) a_k(x) dx \int_0^1 e^{-\frac{|\tau|}{\eta} a(x)} \frac{d\eta}{\eta} = \int_0^{\infty} G_{ik}(s) e^{-|\tau|s} ds.$$

$$G_{ik}(s) = \int_{x(s)}^{\infty} [a_i(x) a_k(x) + a_i(-x) a_k(-x)] \frac{dx}{s}$$

$$S_k^0(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} a_k(x) \int_0^1 I_0(x, \eta) e^{-\frac{\tau}{\eta} a(x)} dx d\eta.$$

$$x(s) = \begin{cases} 0 & \text{при } s \geq 1 \\ a[x(s)] = s & \text{при } s < 1 \end{cases}. \quad (6)$$

Наряду с уравнением (5) рассмотрим следующие вспомогательные системы интегральных уравнений на полуоси и на конечном промежутке:

$$Y_{mi}(\tau, s) - \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(\tau - \tau') Y_{ki}(\tau', s) d\tau' = e^{-\tau s} \delta_{mi}, \quad s \geq 0 \quad (7)$$

$$P_{mi}(\tau, s) - \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\infty} K_{mk}(\tau - \tau') P_{ki}(\tau', s) d\tau' = e^{-\tau s} \delta_{mi}, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (8)$$

Аналогично скалярному случаю (см. [6, 7]), решение уравнения (8) имеет вид:

$$P_{mi}(\tau, s) = \varphi_{mi}(s) e^{-\tau s} + \sum_{j=1}^n \varphi_{ji}(s) e^{-\tau s} \int_0^{\tau} e^{ts} \Phi_{mj}(t) dt, \quad (9)$$

где $\varphi_{mi}(s)$ — обобщенные функции Амбарцумяна на случай некогерентного рассеяния и удовлетворяют следующей системе функциональных уравнений [3]:

$$\varphi_{mi}(s) = \delta_{mi} + \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \sum_{j=1}^n \int_0^{\infty} \frac{G_{mk}(s') \varphi_{ji}(s) \varphi_{jk}(s') ds'}{s + s'}, \quad (10)$$

а функции $\Phi_{mi}(\tau)$ определяются из следующей системы интегральных уравнений типа восстановления:

$$\Phi_{mi}(\tau) = L_{mi}(\tau) + \sum_{j=1}^n \int_0^{\tau} \Phi_{mj}(\tau') L_{ji}(\tau - \tau') d\tau', \quad (11)$$

где

$$L_{mi}(\tau) = \frac{\lambda}{2} \sum_{q=1}^n \int_0^{\infty} G_{qi}(s) \varphi_{mq}(s) e^{-\tau s} ds. \quad (12)$$

Очевидно, что знание функции $Y_{mi}(\tau, s)$ позволяет определить интересующие нас величины $S_k(\tau)$. В самом деле:

$$S_k(\tau) = \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{\infty} x_i(x) dx \int_0^1 I_0(x, \eta) Y_{ki} \left[\tau, \frac{\alpha(x)}{\eta} \right] dx d\eta. \quad (13)$$

Считая, что $\tau \leq \tau_0$ перепишем уравнение (8) с учетом (6) в виде:

$$\begin{aligned} P_{mi}(\tau, s) - \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0} K_{mk}(\tau - \tau') P_{ki}(\tau', s) d\tau' &= e^{-\tau s} \delta_{mi} + \\ &+ \int_0^{\infty} \psi_{mi}(s, s') e^{\tau s'} ds'. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь

$$\psi_{mi}(s, s') = \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n G_{mk}(s') \int_{\tau_0}^{\infty} P_{ki}(\tau, s) e^{-\tau s'} d\tau. \quad (15)$$

Заменяя в уравнении (7) τ на $\tau_0 - \tau$, имеем:

$$e^{-s'\tau} Y_{ml}(\tau_0 - \tau, s') - \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \int_0^{\tau_0 - \tau} K_{mk}(\tau - \tau') [Y_{kl}(\tau_0 - \tau', s') e^{-s'\tau'}] d\tau' = e^{-s'\tau} \delta_{ml}. \quad (16)$$

Сравнивая правые части (7), (14), (16), с учетом их линейности будем иметь

$$P_{mi}(\tau, s) = Y_{mi}(\tau, s) + \sum_{q=1}^n \int_0^{\infty} F_{qi}(s, s') Y_{mq}(\tau_0 - \tau, s') ds', \quad (17)$$

где

$$F_{mi}(s, s') = \frac{\lambda}{2} e^{-s'\tau_0} \sum_{k=1}^n G_{mk}(s') \int_{\tau_0}^{\infty} P_{ki}(\tau, s) e^{-s\tau} d\tau. \quad (18)$$

Подставляя (9) в (18) и изменяя порядок интегрирования, после небольшого преобразования получаем:

$$F_{mi}(s, s') = \frac{\lambda}{2} \sum_{k=1}^n \frac{G_{mk}(s')}{s + s'} \left[P_{ki}(\tau_0, s) + \sum_{j=1}^n \Phi_{ji}(s) e^{-s'\tau_0} \int_0^{\infty} e^{-ts'} \Phi_{kj}(t) dt \right]. \quad (19)$$

Заменяя в (17) τ на $\tau_0 - \tau$ и полученное уравнение сначала складывая с уравнением (17), затем вычитая, можно убедиться, что, аналогично скалярному случаю (см. [2]), уравнения разделяются. После дискретизации интегралов задача сводится к алгебраическим системам.

В заключение автор выражает глубокую благодарность профессору Н. Б. Енгибаряну за руководство работой, а также Л. Г. Арабаджяну за обсуждения.

On the Problem of Noncoherent Scattering. The well-known method [2] for the solution of transfer problems in a medium of finite thickness is applied in the case of noncoherent isotropic scattering. The method is based on establishing connection between the solution of problems in a semi-space and those in a layer of finite thickness.

22 февраля 1985

Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

А. Х. ХАЧАТРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Б. Ензибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
2. Н. Б. Ензибарян, М. А. Мнацаканян, Мат. заметки, 19, 927, 1976.
3. N. B. Yengibarian, A. G. Nicoghossian, J. Q. S. R. T., 13, 787, 1972.
4. М. С. Геворкян, Н. Б. Ензибарян, А. Г. Никогосян, Астрофизика, 11, 455, 1975.
5. Н. Б. Ензибарян, Астрофизика, 7, 573, 1971.
6. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
7. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.