

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 2

ДЕКАБРЬ, 1966

ВЫПУСК 4

МАТРИЧНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ. I.	
<i>Н. А. Яковкин, Р. И. Костик</i>	379
К ТЕОРИИ КОГЕРЕНТНОГО СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ	<i>С. А. Каплан</i> 409
О ЗАВИСИМОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ ОТ ВИДА ИХ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЧАСТЕЙ	<i>Г. М. Товмасьян</i> 419
КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ NGC 6946. I	
<i>Ф. Бёркен, А. Т. Каллоглян, Э. Е. Хачикян, Дж. А. Эйнтаян</i>	431
РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СТА 21 И СТА 102 В МЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ	
<i>Р. Д. Дагкесаманский, Т. В. Шабанова</i>	443
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1963. I.	
<i>В. Т. Дорошенко</i>	451
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗДЫ SS ЛЕБЕДЯ	
<i>Р. А. Бартая</i>	467
НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ СЕЛЕКЦИЯ И СТАТИСТИКА ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ СИСТЕМ. I.	<i>Б. И. Фесенко</i> 485
РЕЦЕНЗИИ	
ТЕОРИЯ ЗВЕЗДНЫХ СПЕКТРОВ	<i>Д. И. Нагурнер</i> 497

Е Р Е В А Н

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), *А. А. Боярчук*, *Б. А. Воронцов-Вельяминов*,
Г. А. Гурзadyн, *С. А. Каплан*, *Б. Е. Маркарян*,
А. В. Мирзоян (зам. главного редактора), *В. В. Соболев*

Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բախրչուկ, *Գ. Ա. Գուրզադյան*, *Ս. Ա. Կապլան*, *Վ. Հ. Համարձումյան* (գլխ. խմբագիր),
Ք. Ե. Մարգարյան, *Լ. Վ. Միրզոյան* (գլխ. խմբագրի տեղակալ), *Վ. Վ. Սորոկին*,
Ք. Ա. Վորոնցով-Վելյամինով

„АСТРОФИЗИКА“ — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство „Международная книга“, Москва, 200.

МАТРИЧНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИФFUЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ. I

Н. А. ЯКОВКИН, Р. И. КОСТИК

Поступила 23 июля 1966

Дается матричное представление уравнений диффузии излучения в плоском слое конечной толщины. Приведены таблицы, позволяющие элементарным образом вычислять контур линии излучения по заданному распределению источников, минуя определение функции источника. Принят доплеровский коэффициент поглощения и полное перераспределение энергии по частотам в элементарном акте рассеяния.

Уравнения диффузии излучения в однородном плоском слое могут быть получены, исходя из различных характеристик процесса переноса излучения в среде. Так, например, при выводе „уравнения переноса“ рассматриваются поглощение и излучение энергии на элементарном отрезке пути. В методе разбиения на отдельные слои, предложенном Биберманом [1], исходят из взаимодействия удаленных друг от друга элементарных объемов. Методы „сложения слоев“ В. А. Амбарцумяна [2] носят феноменологический характер — при выводе формул используются коэффициенты отражения и пропускания света. Наконец, метод В. В. Соболева [3] базируется на вероятностной трактовке процессов поглощения и испускания квантов.

Уравнения, полученные этими методами, сводятся к интегральному уравнению для функции источника

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau} K(|t - \tau|) B(t) dt + g(\tau). \quad (1)$$

Оптическая толща слоя τ_0 , вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния λ , ядро $K(y)$ и свободный член $g(\tau)$, определяющий мощность источников, считаются здесь известными. Контур линии излучения описывается формулой

$$I(\tau_0, \theta, x) = \int_0^{\tau} B(\tau) \alpha(x) e^{-\alpha(x)\tau \sec \theta} \sec \theta d\tau. \quad (2)$$

Интенсивность может быть найдена и непосредственно, без вычисления функции источника. Это можно сделать, пользуясь методами В. В. Соболева и В. А. Амбарцумяна, что является большим их достоинством. Соответствующие формулы для предельных значений оптических толщ при полном перераспределении энергии по частотам в элементарном акте рассеяния выведены В. В. Ивановым [4]. Следует заметить, что в этом случае точное решение задачи для слоя конечной толщины едва ли возможно, поскольку ядро имеет очень сложный вид

$$K(y) = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) dx \right]^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha^2(x) E_1[\alpha(x)y] dx.$$

Решение уравнения (1) не исчерпывает задачи. Целью теории диффузии излучения является определение свойств излучения, анализ их изменения в процессе диффузии и выяснение характера взаимосвязи со средой. Эта проблема очень сложна в математическом отношении (см., например, [4, 5]). Представляет интерес исследовать ее матричным методом.

В данной статье ограничимся приближенным решением задачи для слоя конечной толщины в случае полного перераспределения энергии по частотам в элементарном акте рассеяния излучения. Результаты представим в виде матриц, удобных для вычисления на электронной машине.

Для представления уравнений (1) и (2) в матричной форме интегралы разобьем на суммы интегралов. Это эквивалентно разбиению всего слоя на ряд тонких слоев (исходная операция в [1]). Примем, что функция источника внутри каждого слоя постоянна, то есть может быть вынесена за знак интеграла. Слои следует взять различной толщины с тем, чтобы при небольшом их числе m можно было учесть характерные изменения функции $B(\tau)$. Аналогичным образом, эмиссионный контур разбивается в шкале частот на n неравных интервалов.

Введем следующие обозначения [6]

$$a_{ik} = \frac{\lambda}{2} \int_{\tau_{k-1}}^{\tau_k} K \left(\left| t - \frac{\tau_{l-1} + \tau_l}{2} \right| \right) dt, \quad (3)$$

$$c_{jk} = \int_{\tau_{k-1}}^{\tau_k} a(x_j) e^{-a(x_j)\tau \sec \theta} \sec \theta d\tau, \quad i, k = 1, 2, \dots, m, \\ j = 1, 2, \dots, n.$$

Численные значения этих коэффициентов известны. Подставляя (3) в преобразованные уравнения (1) и (2), получим

$$B_i = \sum_{k=1}^m a_{ik} B_k + g_i, \quad (4)$$

$$I_j = \sum_{k=1}^m c_{jk} B_k. \quad (5)$$

Интенсивность здесь обозначена через I_j , поскольку при постоянных τ_0 и θ она является функцией безразмерной частоты x_j . Будем считать, что g_i и B_i равны значениям $g(r)$ и $B(r)$ в середине каждого слоя i .

Если g_j известны, то, в результате решения системы m линейных алгебраических уравнений (4), можно найти m значений функции источников B_i . Подставляя их в систему (5), получим n значений ординат I_j контура линии. Эта схема использовалась, например, при вычислении поля излучения в протуберанцах [7].

Представим (4) и (5) в виде матричных уравнений

$$\left(\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1m} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{m1} & a_{m2} & \dots & a_{mm} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} B(\tau_1) \\ B(\tau_2) \\ \vdots \\ B(\tau_m) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} g(\tau_1) \\ g(\tau_2) \\ \vdots \\ g(\tau_m) \end{bmatrix} = 0,$$

$$\begin{bmatrix} I(x_1) \\ I(x_2) \\ \vdots \\ I(x_n) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & \dots & c_{1m} \\ c_{21} & c_{22} & \dots & c_{2m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ c_{n1} & c_{n2} & \dots & c_{nm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B(\tau_1) \\ B(\tau_2) \\ \vdots \\ B(\tau_m) \end{bmatrix} = 0.$$

Пользуясь обозначениями [8]

$$A = \| a_{ik} - \delta_{ik} \|_m^m, \quad B = \begin{bmatrix} B(\tau_1) \\ B(\tau_2) \\ \vdots \\ B(\tau_m) \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} g(\tau_1) \\ g(\tau_2) \\ \vdots \\ g(\tau_m) \end{bmatrix}, \quad I = \begin{bmatrix} I(x_1) \\ I(x_2) \\ \vdots \\ I(x_n) \end{bmatrix}, \\ C = \| c_{jk} \|,$$

запишем эти уравнения в сокращенной форме

$$\begin{aligned} AB + G &= 0, \\ I - CB &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь A — квадратная матрица порядка m , C — прямоугольная с размерами $n \times m$, B и G — столбцевые порядка m , I — столбцевая матрица порядка n , δ_{ik} — символ Кронекера: $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$, $\delta_{ik} = 1$ при $i = k$. Элементы матриц A и C вычисляются по формулам (3).

Очевидно, что если известна матрица B , (6) может служить для вычисления I и G . Если же известна матрица G , то для определения B и I нужно найти матрицу, обратную A (см. ниже) и тогда

$$B = -A^{-1}G, \quad (7)$$

$$I = -CA^{-1}G. \quad (8)$$

Если матрица C квадратная и ее определитель не равен нулю, то возможно решение обратной задачи — по контуру наблюдаемой спектральной линии найти распределение источников энергии в среде. Примем указанные условия и, сохранив прежнее обозначение матрицы C , запишем (8) в окончательном виде

$$\begin{aligned} I &= TG, \\ G &= T^{-1}I, \end{aligned} \quad (9)$$

где $T = -CA^{-1}$. Пользуясь определением обратной матрицы $T^{-1}T = TT^{-1} = \|\delta_{ik}\|$, и учитывая некоммутативность остальных матриц, найдем (см. [8], стр. 23) $T^{-1} = (-CA^{-1})^{-1} = -AC^{-1}$.

Заметим, что уравнениям (6) — (9) можно сопоставить векторные уравнения. Например, если A является оператором

$$A = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} \dots \left\{ K(|t - \tau|) - \frac{\lambda}{2} \delta(t - \tau) \right\} dt,$$

то уравнение (1) в векторной форме имеет следующий вид

$$AB + G = 0,$$

где B и G — векторы. Оператору A отвечает матрица A . Обратной матрице соответствует оператор резольвенты

$$A^{-1} = \int_0^{\tau_0} \dots \{ \Gamma(|\tau - t|) + \delta(\tau - t) \} dt.$$

Полученные выражения (9) являются точными решениями прямой и обратной задачи в том случае, если слой τ_0 разбит на бесконечное

число слоев, то есть, если $m = n = \infty$. На практике следует ограничиться небольшим числом слоев.

Приведем пример вычисления I и G по формулам (9). Рассмотрим случай, когда матрицы T и T^{-1} определены для слоя оптической толщины $\tau_0 = 1$, разбитого на пять равных частей при пяти значениях безразмерной частоты (0, 0.2, 0.4, 0.8, 1.2) и $\sec \theta = 1$.

Вычислим контур линии I , считая известным распределение источников энергии. Пусть, например, каждый элемент столбцевой матрицы G равен единице, тогда

$T \cdot 10^6$	задано G	получено I
$\begin{bmatrix} 311137 & 293971 & 263993 & 227339 & 184278 \\ 272527 & 263224 & 241016 & 211290 & 174193 \\ 179986 & 182122 & 174042 & 158841 & 136188 \\ 086055 & 090711 & 090062 & 085290 & 075893 \\ 029108 & 031365 & 031798 & 030740 & 027938 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1.000 \\ 1.000 \\ 1.000 \\ 1.000 \\ 1.000 \end{bmatrix}$	$= \begin{bmatrix} 1.280718 \\ 1.162250 \\ 0.831179 \\ 0.428011 \\ 0.150949 \end{bmatrix}$

Найти правильное решение обратной задачи труднее, оно оказывается неустойчивым. В качестве элементов матрицы I возьмем, например, округленные до 0.01 элементы полученной матрицы. Казалось бы, что элементы искомой матрицы G будут также близки к единице, однако в действительности некоторые из них превышают тысячу:

T^{-1}	задано I^*	получено G^*
$\begin{bmatrix} -04350 & 10123 & -015587 & 027131 & -032141 \\ 15304 & -42239 & 086128 & -180272 & 232227 \\ -20659 & 68513 & -172660 & 401142 & -538947 \\ 12422 & -50645 & 151526 & -378272 & 522763 \\ -02805 & 14620 & -050663 & 133770 & -189110 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1.28 \\ 1.16 \\ 0.83 \\ 0.43 \\ 0.15 \end{bmatrix}$	$= \begin{bmatrix} 0082 \\ -0598 \\ 1373 \\ -1324 \\ 0473 \end{bmatrix}$

Контрольные вычисления показали, что если I взять с 8 значащими цифрами и в T^{-1} удержать 3 цифры после запятой, то элементы G будут отличаться от единицы менее, чем на 1%.

Неопределенность в вычислении G не является особенностью данного метода. Физическая сущность задачи такова, что распределение источников энергии в слое можно варьировать в широком диапазоне, не изменяя (в пределах ошибок фотометрии) контура линии. Поскольку точное решение неустойчиво, придется ограничиться приближенным, вводя дополнительное условие, исключающее „отрицательные“ источники энергии. Это составит предмет отдельной статьи.

Остановимся теперь на методе вычисления матриц

$$T = -CA^{-1},$$

служащих для определения контура линии при заданных источниках энергии. Можно показать (см. например [9]), что

$$a_{ik} = \frac{1}{2} |N_{12}(|\tau_i - t_{k-1}|) - N_{12}(|\tau_i - t_k|)|, \quad i \neq k$$

$$a_{ii} = \left[1 - N_{12} \left(\left| \frac{t_i - t_{i-1}}{2} \right| \right) \right], \quad i, k = 1, 2, \dots, m,$$

где τ_i, t_{k-1}, t_k — оптические толщи в центре линии, отсчитываемые от граничной плоскости до центра слоя i и до ближней и дальней границ слоя k . Таблицы функции

$$N_{12} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} E_2(\tau e^{-x^2}) dx$$

опубликованы [10]. Однако при составлении матрицы A значения $N_{12}(\tau)$ мы вычисляли заново, поскольку это оказалось менее трудоемким, чем находить по таблицам коэффициенты a_{ik} для каждого τ_0 .

Обратная матрица A^{-1} определялась по методу Шрейдера [11], а именно использовалась формула

$$A^{-1} = \tilde{A}_{m-1} \lambda^{-1} \Lambda_{m-1},$$

где $\tilde{A}_{m-1}$ — матрица, транспонированная к матрице A_{m-1} . Матрицы

$$A_{m-1} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1m} \\ a_{21}^{(1)} & a_{22}^{(1)} & \dots & a_{2m}^{(1)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{m1}^{(m-1)} & a_{m2}^{(m-1)} & \dots & a_{mm}^{(m-1)} \end{bmatrix} \quad \Lambda_{m-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ a_{21}^{(1)} & 1 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{m1}^{(m-1)} & a_{m2}^{(m-1)} & \dots & 1 \end{bmatrix}$$

имеют взаимно ортогональные строки согласно условиям

$$a_{ik}^{(l)} = a_{ik}^{(l-1)} - p_i^{(l)} a_{ik}^{(l-1)}, \quad p_i^{(l)} = \frac{\sum_{k=1}^m [a_{ik}^{(l-1)}]^2}{\sum_{k=1}^m a_{ik}^{(l-1)} a_{ik}^{(l-1)}}, \quad \begin{matrix} l = 1, 2, \dots, m-1 \\ k = 1, 2, \dots, m, \\ i = l+1, l+2, \dots, m. \end{matrix}$$

Элементы диагональной матрицы

$$\lambda^{-1} = \begin{bmatrix} \lambda_{11}^{-1} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \lambda_{22}^{-1} & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \lambda_{mm}^{-1} \end{bmatrix}$$

удовлетворяют соотношению

$$\lambda_{ii} = \sum_{k=1}^m a_{ik}^2.$$

Умножая A^{-1} на матрицу C , элементы которой определяются формулой (3), получим матрицу T .

Оценим точность вычислений. Вследствие приближенной замены интегральных уравнений (1—2) матричными (9) и в результате ошибок округлений при вычислении матрицы A^{-1} , элементы t_{ik} матрицы T определены с некоторой погрешностью ε , то есть

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2.$$

Очевидно, что

$$\varepsilon_2 \leq \|M\|_1 = \|E - A^{-1} A\|_1 = \max_i \sum_k |p_{ik}|, \quad i, k = 1, 2, \dots, m,$$

где E — единичная матрица, $\|M\|_1$ — первая норма матрицы M .

Величина погрешности ε_1 зависит от $g(\tau)$. Найдём ее для случая равномерного распределения источников возбуждения в среде. Составим матрицы

$$I_1 = \begin{bmatrix} I_1(x_1) \\ I_1(x_2) \\ \vdots \\ I_1(x_m) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} & \cdots & t_{1m} \\ t_{21} & t_{22} & \cdots & t_{2m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ t_{m1} & t_{m2} & \cdots & t_{mm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{bmatrix},$$

$$I_2 = \begin{bmatrix} I_2(y_1) \\ I_2(y_2) \\ \vdots \\ I_2(y_{2m}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} & \cdots & t_{1,2m} \\ t_{21} & t_{22} & \cdots & t_{2,2m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ t_{2m,1} & t_{2m,2} & \cdots & t_{2m,2m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{bmatrix}$$

причем

$$y_{2p-1} = x_p, \quad x_{p+1} > y_{2p} > x_p, \quad p = 1, 2, \dots, m.$$

Тогда

$$\varepsilon_1 = \|L\|_1 = \max_k |L_k|, \quad k = 1, 2, \dots, m.$$

Здесь

$$L = \begin{bmatrix} l_1 \\ l_2 \\ \vdots \\ l_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1(x_1) \\ I_1(x_2) \\ \vdots \\ I_1(x_m) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} I_2(y_1) \\ I_2(y_2) \\ \vdots \\ I_2(y_{2m-1}) \end{bmatrix}.$$

Таким образом

$$\varepsilon \leq \max_i |l_k| + \max_i \sum_k |p^{ik}|, \quad i, k = 1, 2, \dots, m.$$

В конце статьи приведены матрицы T для $\tau_0 = 1, 2, \dots, 10, 20, \dots, 100$ ($i = 1, \sec \theta = 1, \alpha(x) = e^{-x}$). Область интегрирования разбивалась на 14 интервалов (см. рис. 1). Для безразмерной частоты x выбраны следующие значения: 0, 0.2, 0.4, $\dots$, 2.6 ($\tau_0 = 1 - 10$); 0, 0.25, 0.50 $\dots$, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0 ($\tau_0 = 20 - 100$). Эти матрицы позволяют рассчитывать не только профиль линии при $\theta = 0$, но и при

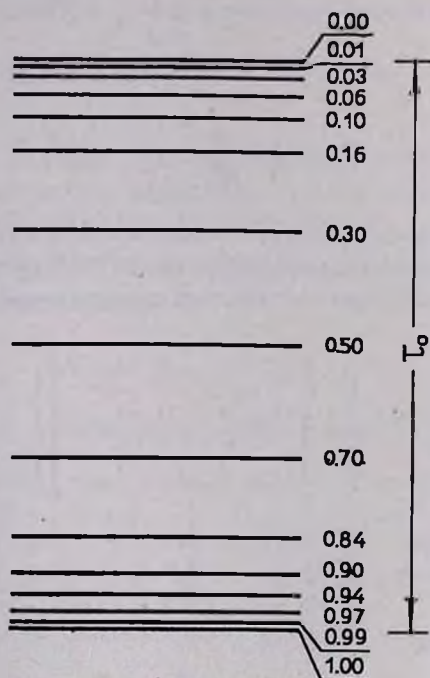


Рис. 1.

любом другом значении θ . При этом, как видно из (2), частоты x , к которым будут относиться получаемые значения интенсивности, связаны с указанными только что значениями соотношением $e^{-x} = e^{-x^2} \cos \theta$.

Погрешность при определении контура линии $I(\tau_0, \theta, x)$ в случае равномерного распределения источников возбуждения в среде и $\theta = 0$ не превышает 5—20 единиц четвертой значащей цифры для $\tau_0 = 1-10$ и 5—10 единиц третьей значащей цифры для $\tau_0 = 20-100$. Численные значения элементов t_{ik} представлены в форме $s \cdot 10^n$, где $0.1 \leq s < 1$.

τ	0.05	0.20	0.45	0.80	1.30	2.30
$g(\tau)$	335—1	253—1	180—1	134—1	96—2	62—2
x	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.00
$I(\tau_0, x)$	847—1	848—1	853—1	861—1	868—1	863—1

Таблица 1

4.00	6.00	7.70	8.70	9.20	9.55	9.80	9.95
46—2	46—2	62—2	96—2	134—1	180—1	253—1	335—1
1.2	1.4	1.6	1.8	2.00	2.2	2.4	2.6
811—1	680—1	486—1	293—1	151—1	687—2	280—2	104—2

Например, число 1516 — 1 следует читать $0.1516 \cdot 10^{-1} = 0.01516$. Вычисления выполнены на ЭВМ М-20 Института кибернетики АН УССР.

Для того, чтобы показать, как пользоваться данными таблицами, рассчитаем для протуберанца, имеющего вид тонкого листа расположенного перпендикулярно к поверхности Солнца, контур линии H_{α} ($\tau_0 = 10$, $w = 0.3$). В этом случае источники возбуждения в протуберанце распределены, как показано в [9], по закону

$$g(\tau) = g'(\tau) + g'(\tau_0 - \tau), \quad (10)$$

где

$$g'(\tau) = \frac{w}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} i(x) e^{-x^2} E_2(e^{-x^2} \tau) dx,$$

$i(x)$ — контур фраунгоферовой линии H_{α} в спектре фотосферы. Из рис. 1 видно, что значения $g(\tau)$ нужно задать для оптических глубин, приведенных в первой строке табл. 1. Выбирая соответствующую матрицу $T(\tau_0 = 10)$, и умножая ее на столбцевую матрицу G (ее элементы, вычисленные согласно (10), даны во второй строке табл. 1), получим искомый контур линии (четвертая строка табл. 1). Он показан на рис. 2.

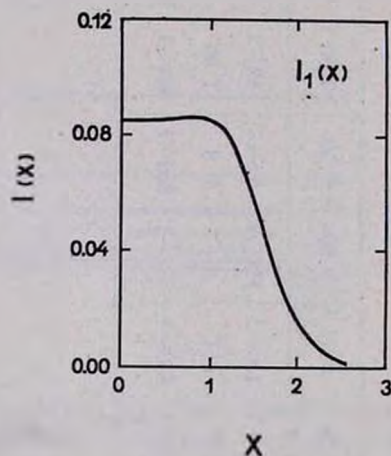


Рис. 2.

В заключение заметим, что использование элементарных приемов матричного метода позволило нам записать решение очень сложной задачи в простейшем виде. Вероятно матричное представление является естественным описанием процесса диффузии излучения. Наша

задача заключалась в составлении матриц T , которые служат для определения контура линии по известному распределению источников возбуждения в среде. Вычисление контура сводится к операции умножения квадратной матрицы на столбцовую.

Астрономическая обсерватория
Киевского университета
ГАО АН УССР

THE MATRIX EQUATIONS OF THE DIFFUSION OF RADIATION. I

N. A. YAKOVKIN, R. I. KOSTIK

A matrix notion of the equations of a diffusion of radiation in a plane layer of finite depth is given.

The tables are presented, permitting by an elementary way to calculate a profile of emission line from a given distribution of sources without a function of source determination.

A Doppler coefficient of absorption and a complete energy redistribution on frequencies in an elementary scattering act are accepted.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. М. Биберман, ЖЭТФ, 17, 416, 1947; 19, 584, 1949.
2. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, № 1—2, 1944.
3. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956. (см. также S. Ueno, Ap. J., 126, 413, 1957).
4. В. В. Иванов, Астрон. ж., 39, 1020, 1962.
5. Д. И. Нагурнер, Вестн. АГУ, № 1, 1964.
6. Г. И. Мирчук, Методы расчета ядерных реакторов, ГИЛАтомНТ, М., 1961, 109.
7. Н. А. Яковкин, М. Ю. Зельдина, Астрон. ж., 41, 914, 1964.
8. Ф. Р. Гинтмахер, Теория матриц, ГИТТЛ, М., 1953.
9. Н. А. Яковкин, М. Ю. Зельдина, Вопросы астрофизики, 5, Наукова думка, Киев, 1966.
10. В. В. Иванов, В. Т. Щербаков, Астрофизика, 1, 31, 1965.
11. Ю. А. Шрейдер, ДАН СССР, 76, 5, 1951.

МАТРИЦЫ CA^{-1}

$$\tau_0 = 1$$

1516—1	3064—1	4630—1	6187—1	9227—1	2111	0	2808	0	2471	0	1489	0	5688—1	3556—1	2531—1	1614—1	7809—2
1463—1	2958—1	4474—1	5985—1	8940—1	2051	0	2741	0	2424	0	1467	0	5614—1	3513—1	2502—1	1597—1	7729—2
1314—1	2659—1	4032—1	5410—1	8116—1	1877	0	2540	0	2277	0	1393	0	5366—1	3369—1	2405—1	1537—1	7447—2
1095—1	2222—1	3379—1	4554—1	6874—1	1608	0	2215	0	2025	0	1259	0	4893—1	3087—1	2210—1	1416—1	6872—2
8460—2	1719—1	2625—1	3554—1	5399—1	1278	0	1796	0	1678	0	1062	0	4173—1	2646—1	1903—1	1222—1	5941—2
6031—2	1228—1	1881—1	2558—1	3909—1	9364—1	1340	0	1278	0	8225—1	3265—1	2082—1	1502—1	9675—2	4711—2		
3958—2	8074—2	1240—1	1692—1	2598—1	6281—1	9122—1	8847—1	5777—1	2313—1	148—1	1072—1	6923—2	3375—2				
2388—2	4876—2	7500—2	1026—1	1581—1	3849—1	5651—1	5549—1	3662—1	1476—1	9482—2	6880—2	4450—2	2172—2				
1323—2	2705—2	4165—2	5709—2	8818—2	2156—1	3188—1	3156—1	2098—1	8490—2	5466—2	3973—2	2572—2	1256—2				
6746—3	1379—2	2125—2	2916—2	4510—2	1106—1	1642—1	1634—1	1090—1	4425—2	2853—2	2075—2	1345—2	6570—3				
3166—3	6474—3	9980—3	1370—2	2121—2	5205—2	7748—2	7730—2	5171—2	2102—2	1356—2	9869—3	6397—3	3127—3				
1369—3	2800—3	4317—3	5927—3	9179—3	2255—2	3360—2	3357—2	2248—2	9143—3	5901—3	4296—3	2785—3	1362—3				
5460—4	1117—3	1722—3	2365—3	3662—3	8999—3	1342—2	1341—2	8989—3	3657—3	2360—3	1719—3	1114—3	5448—4				
2009—4	4110—4	6337—4	8703—4	1348—3	3313—3	4941—3	4940—3	3311—3	1347—3	8697—4	6333—4	4106—4	2008—4				

3378-1	6878-1	1044 0	1394 0	2061 0	4633 0	5855 0	4746 0	2605 0	9223-1	5525-1	3790-1	2338-1	1102-1
3272-1	6668-1	1014 0	1356 0	2012 0	4546 0	5790 0	4728 0	2608 0	9262-1	5555-1	3814-1	2354-1	1110-1
2970-1	6070-1	9273-1	1248 0	1867 0	4279 0	5567 0	4643 0	2601 0	9311-1	5607-1	3860-1	2387-1	1127-1
2521-1	5173-1	7954-1	1080 0	1633 0	3823 0	5128 0	4411 0	2529 0	9174-1	5559-1	3844-1	2385-1	1128-1
1992-1	4106-1	6357-1	8709-1	1334 0	3192 0	4433 0	3951 0	2329 0	8583-1	5243-1	3646-1	2272-1	1077-1
1456-1	3014-1	4696-1	6488-1	1005 0	2457 0	3521 0	3247 0	1968 0	7372-1	4541-1	3177-1	1988-1	9454-2
9791-2	2033-1	3183-1	4427-1	6922-1	1721 0	2531 0	2402 0	1490 0	5663-1	3514-1	2472-1	1553-1	7403-2
6023-2	1253-1	1969-1	2752-1	4331-1	1090 0	1634 0	1583 0	1000 6	3843-1	2398-1	1694-1	1067-1	5099-2
3386-2	7055-2	1111-1	1558-1	2462-1	6243-1	9475-1	9314-1	5956-1	2305-1	1444-1	1023-1	6460-2	3090-2
1741-2	3631-2	5727-2	8042-2	1274-1	3246-1	4964-1	4921-1	3170-1	1232-1	7740-2	5491-2	3472-2	1662-2
8210-3	1713-2	2704-2	3801-2	6030-2	1540-1	2365-1	2355-1	1523-1	5937-2	3733-2	2651-2	1678-2	8034-3
3559-3	7428-3	1173-2	1649-2	2619-2	6697-2	1030-1	1028-1	6665-2	2601-2	1637-2	1163-2	7361-3	3526-3
1421-3	2966-3	4684-3	6589-3	1046-2	2678-2	4123-2	4120-2	2673-2	1044-2	6569-3	4669-3	2956-3	1416-3
5233-4	1092-3	1725-3	2427-3	3854-3	9865-3	1520-2	1519-2	9858-3	3850-3	2424-3	1723-3	1091-3	5225-4

$$\tau_0 = 3$$

5327-1	1091	0	1658	0	2203	0	3222	0	7105	0	8595	0	6559	0	3374	0	1133	0	6585-1	4397-1	2643-1	1219-1
5171-1	1061	0	1616	0	2154	0	3164	0	7027	0	8583	0	6604	0	3414	0	1149	0	6687-1	4468-1	2687-1	1240-1
4728-1	9740-1	1495	0	2010	0	2987	0	6768	0	8495	0	6695	0	3515	0	1192	0	6961-1	4661-1	2807-1	1297-1	
4064-1	8423-1	1305	0	1778	0	2685	0	6263	0	8183	0	6695	0	3607	0	1239	0	7283-1	4898-1	2959-1	1369-1	
3269-1	6822-1	1068	0	1475	0	2269	0	5461	0	7471	0	6394	0	3561	0	1246	0	7389-1	5000-1	3035-1	1408-1	
2443-1	5128-1	8105-1	1133	0	1772	0	4394	0	6280	0	5623	0	3244	0	1158	0	6938-1	4729-1	2886-1	1344-1		
1679-1	3541-1	5639-1	7962-1	1262	0	3204	0	4748	0	4419	0	2630	0	9569-1	5787-1	3973-1	2437-1	1138-1				
1053-1	2229-1	3568-1	5072-1	8113-1	2096	0	3189	0	3055	0	1863	0	6878-1	4192-1	2894-1	1783-1	8349-2					
6006-2	1274-1	2046-1	2921-1	4701-1	1228	0	1901	0	1857	0	1151	0	4293-1	2631-1	1823-1	1126-1	5286-2					
3117-2	6619-2	1065-1	1525-1	2463-1	6476-1	1012	0	1001	0	6267-1	2352-1	1446-1	1005-1	6220-2	2922-2							
1478-2	3140-2	5059-2	7254-2	1174-1	3097-1	4870-1	4843-1	3050-1	1149-1	7076-2	4923-2	3050-2	1434-2									
6424-3	1365-2	2201-2	3158-2	5115-2	1352-1	2132-1	2128-1	1343-1	5068-2	3124-2	2175-2	1348-2	6341-3									
2568-3	5460-3	8803-3	1263-2	2047-2	5416-2	8552-2	8543-2	5401-2	2040-2	1258-2	8762-3	5433-3	2555-3									
9461-4	2011-3	3243-3	4656-3	7545-3	1997-2	3154-2	3153-2	1995-2	7535-3	4648-3	3238-3	2008-3	9443-4									

$$\tau_0 = 4$$

7306—1	1502	0	2282	0	3011	0	4345	0	9404	0	1097	1	8008	0	3940	0	1273	0	7248—1	4743—1	2792—1	1264—1
7103—1	1463	0	2230	0	2955	0	4288	0	9360	0	1103	1	8118	0	4010	0	1298	0	7392—1	4839—1	2849—1	1290—1
6525—1	1352	0	2080	0	2788	0	4105	0	9182	0	1116	1	8410	0	4209	0	1370	0	7819—1	5125—1	3021—1	1369—1
5657—1	1182	0	1841	0	2510	0	3775	0	8747	0	1114	1	8736	0	4480	0	1474	0	8460—1	5554—1	3287—1	1491—1
4612—1	9724—1	1536	0	2131	0	3282	0	7913	0	1065	1	8791	0	4669	5	1565	0	9057—1	5992—1	3555—1	1617—1	
3507—1	7455—1	1193	0	1682	0	2646	0	6626	0	9414	0	8201	0	4535	0	1554	0	9097—1	6066—1	3620—1	1653—1	
2458—1	5259—1	8497—1	1214	0	1943	0	5017	0	7460	0	6815	0	3913	0	1371	0	8118—1	5458—1	3277—1	1502—1		
1570—1	3374—1	5489—1	7916—1	1282	0	3385	0	5204	0	4930	0	2917	0	1041	0	6220—1	4211—1	2542—1	1169—1			
9081—2	1957—1	3198—1	4639—1	7574—1	2028	0	3187	0	3093	0	1868	0	6752—1	4062—1	2764—1	1674—1	7719—2					
4758—2	1027—1	1683—1	2449—1	4017—1	1084	0	1727	0	1701	0	1040	0	3789—1	2290—1	1563—1	9490—2	4381—2					
2268—2	4900—2	8039—2	1172—1	1927—1	5226—1	8381—1	8322—1	5125—1	1875—1	1137—1	7765—2	4722—2	2182—2									
9886—3	2137—2	3508—2	5120—2	8428—2	2291—1	3686—1	3675—1	2271—1	8330—2	5051—2	3456—2	2103—2	9723—3									
3957—3	8556—3	1405—2	2051—2	3379—2	9192—2	1482—1	1480—1	9162—2	3363—2	2040—2	1397—2	8502—3	3931—3									
1459—3	3154—3	5180—3	7564—3	1246—2	3392—2	5471—2	5468—2	3387—2	1244—2	7549—3	5169—3	3146—3	1455—3									

$$\tau_0 = 5$$

9299—1	1917	0	2906	0	3804	0	5411	0	1151	1	1303	1	9229	0	4406	0	1383	0	7756—1	4996—1	2891—1	1288—1	
9048—1	1871	0	2847	0	3745	0	5361	0	1151	1	1318	1	9392	0	4495	0	1412	0	7920—1	5102—1	2952—1	1315—1	
8338—1	1737	0	2672	0	3565	0	5194	0	1146	1	1354	1	9862	0	4764	0	1502	0	8430—1	5434—1	3145—1	1401—1	
7273—1	1530	0	2392	0	3256	0	4966	0	1119	1	1390	1	1052	1	5189	0	1650	0	9291—1	6002—1	3479—1	1551—1	
5988—1	1274	0	2027	0	2820	0	4335	0	1044	1	1381	1	1104	1	5631	0	1820	0	1033	0	6704—1	3900—1	1743—1
4618—1	9930—1	1604	0	2278	0	3595	0	9061	0	1277	1	1084	1	5773	0	1910	0	1096	0	7172—1	4196—1	1882—1	
3292—1	7137—1	1167	0	1685	0	2715	0	7103	0	1057	1	9482	0	5273	0	1788	0	1039	0	6862—1	4042—1	1821—1	
2138—1	4661—1	7692—1	1122	0	1837	0	4935	0	7644	0	7162	0	4125	0	1429	0	8395—1	5587—1	3311—1	1497—1			
1254—1	2743—1	4551—1	6689—1	1105	0	3020	0	4805	0	4635	0	2736	0	9620—1	5699—1	3815—1	2271—1	1030—1					
6629—2	1453—1	2419—1	3570—1	5931—1	1638	0	2647	0	2599	0	1558	0	5528—1	3292—1	2212—1	1321—1	6001—2						
3177—2	6973—2	1163—1	1720—1	2865—1	7955—1	1297	0	1286	0	7771—1	2773—1	1656—1	1115—1	6667—2	3032—2								
1389—2	3050—2	5089—2	7536—2	1258—1	3501—1	5731—1	5710—1	3466—1	1240—1	7414—2	4998—2	2991—2	1361—2										
5567—3	1223—2	2041—2	3024—2	5050—2	1408—1	2309—1	2305—1	1401—1	5021—2	3004—2	2027—2	1213—2	5523—3										
2053—3	4510—3	7530—3	1116—2	1864—2	5197—2	8531—2	8527—2	5189—2	1860—2	1113—2	7510—3	4497—3	2047—3										

2-390

1130	0	2335	0	3527	0	4575	0	6414	0	1343	1	1487	1	1032	1	4825	0	1481	0	8208	-1	5220	-1	2975	-1	1306	-1
1100	0	2281	0	3461	0	4516	0	6377	0	1349	1	1509	1	1052	1	4926	0	1513	0	8380	-1	5329	-1	3037	-1	1333	-1
1016	0	2125	0	3267	0	4332	0	6241	0	1360	1	1569	1	1113	1	5242	0	1611	0	8930	-1	5678	-1	3236	-1	1420	-1
8901	-1	1884	0	2952	0	4007	0	5941	0	1354	1	1645	1	1209	1	5783	0	1787	0	9923	-1	6316	-1	3602	-1	1581	-1
7382	-1	1584	0	2533	0	3528	0	5405	0	1299	1	1688	1	1310	1	6459	0	2024	0	1130	0	7221	-1	4129	-1	1815	-1
5758	-1	1251	0	2038	0	2908	0	4594	0	1163	1	1623	1	1344	1	6926	0	2220	0	1253	0	8067	-1	4637	-1	2046	-1
4166	-1	9138	-1	1511	0	2198	0	3560	0	9410	0	1398	1	1233	1	6659	0	2192	0	1254	0	8149	-1	4718	-1	2091	-1
2747	-1	6068	-1	1014	0	1495	0	2465	0	6723	0	1047	1	9701	0	5454	0	1838	0	1065	0	6982	-1	4070	-1	1811	-1
1632	-1	3620	-1	6089	-1	9050	-1	1510	0	4202	0	6750	0	6472	0	3743	0	1284	0	7505	-1	4954	-1	2903	-1	1296	-1
8707	-2	1936	-1	3269	-1	4884	-1	8199	-1	2310	0	3780	0	3700	0	2178	0	7552	-1	4441	-1	2944	-1	1731	-1	7747	-2
4195	-2	9342	-2	1581	-1	2367	-1	3988	-1	1131	0	1869	0	1850	0	1100	0	3838	-1	2264	-1	1505	-1	8865	-2	3972	-2
1839	-2	4098	-2	6940	-2	1041	-1	1757	-1	4995	-1	8299	-1	8263	-1	4937	-1	1728	-1	1021	-1	6795	-2	4006	-2	1796	-2
7382	-3	1645	-2	2788	-2	4183	-2	7065	-2	2012	-1	3350	-1	3345	-1	2003	-1	7018	-2	4151	-2	2764	-2	1630	-2	7313	-3
2724	-3	6071	-3	1029	-2	1544	-2	2609	-2	7435	-2	1239	-1	1238	-1	7422	-2	2603	-2	1540	-2	1026	-2	6051	-3	2714	-3

$$\tau_0 = 7$$

1331	0	2753	0	4142	0	5301	0	7354	0	1520	1	1655	1	1135	1	5226	0	1575	0	8641—1	5436—1	3057—1	1323—1	
1296	0	2692	0	4072	0	5266	0	7333	0	1532	1	1683	1	1158	1	5334	0	1607	0	8816—1	5545—1	3118—1	1350—1	
1199	0	2516	0	3862	0	5086	0	7239	0	1559	1	1764	1	1229	1	5678	0	1710	0	9381—1	5898—1	3316—1	1435—1	
1054	0	2242	0	3517	0	4755	0	6989	0	1579	1	1881	1	1350	1	6303	0	1903	0	1045	0	6570—1	3694—1	1598—1
8789—1	1900	0	3050	0	4247	0	6476	0	1550	1	1981	1	1498	1	7177	0	2190	0	1207	0	7610—1	4286—1	1856—1	
6917—1	1517	0	2489	0	3562	0	5626	0	1427	1	1971	1	1595	1	7979	0	2487	0	1384	0	8784—1	4971—1	2160—1	
5067—1	1124	0	1877	0	2746	0	4464	0	1190	1	1762	1	1527	1	8034	0	2574	0	1452	0	9306—1	5304—1	2315—1	
3389—1	7577—1	1281	0	1903	0	3158	0	8727	0	1364	1	1250	1	6873	0	2260	0	1292	0	8363—1	4802—1	2106—1		
2038—1	4579—1	7798—1	1171	0	1968	0	5566	0	9014	0	8590	0	4877	0	1635	0	9448—1	6160—1	3557—1	1566—1				
1097—1	2472—1	4229—1	6383—1	1081	0	3101	0	5129	0	5005	0	2899	0	9842—1	5725—1	3751—1	2175—1	9596—2						
5314—2	1199—1	2056—1	3114—1	5295—1	1530	0	2560	0	2531	0	1482	0	5067—1	2959—1	1944—1	1130—1	4991—2							
2336—2	5277—2	9058—2	1373—1	2340—1	6785—1	1142	0	1136	0	6694—1	2296—1	1344—1	8841—2	5142—2	2274—2									
9388—3	2121—2	3643—2	5528—2	9429—2	2738—1	4620—1	4611—1	2723—1	9358—2	5480—2	3608—2	2100—2	9288—3											
3466—3	7833—3	1346—2	2042—2	3485—2	1013—1	1711—1	1709—1	1011—1	3475—2	2036—2	1341—2	7804—3	3452—3											

$$\tau_0 = 8$$

1532	0	3172	0	4750	0	6043	0	8234	0	1684	1	1812	1	1234	1	5518	0	1665	0	9065	-1	5648	-1	3139	-1	1341	-1
1493	0	3105	0	4677	0	5992	0	8232	0	1701	1	1846	1	1259	1	5731	0	1698	0	9241	-1	5757	-1	3199	-1	1367	-1
1383	0	2909	0	4455	0	5823	0	8189	0	1746	1	1945	1	1339	1	6095	0	1804	0	9813	-1	6111	-1	3394	-1	1450	-1
1218	0	2604	0	4084	0	5497	0	8003	0	1793	1	2099	1	1480	1	6777	0	2007	0	1092	0	6795	-1	3773	-1	1611	-1
1020	0	2220	0	3576	0	4972	0	7538	0	1797	1	2259	1	1670	1	7810	0	2329	0	1270	0	7919	-1	4401	-1	1880	-1
8088	-1	1789	0	2953	0	4235	0	6678	0	1696	1	2316	1	1834	1	8935	0	2716	0	1493	0	9361	-1	5223	-1	2237	-1
5988	-1	1342	0	2260	0	3323	0	5412	0	1453	1	2143	1	1826	1	9372	0	2929	0	1633	0	1033	0	5805	-1	2497	-1
4056	-1	9174	-1	1566	0	2344	0	3908	0	1092	1	1711	1	1552	2	8356	0	2685	0	1518	0	9709	-1	5498	-1	2377	-1
2467	-1	5613	-1	9667	-1	1463	0	2476	0	7106	0	1159	1	1097	1	6124	0	2010	0	1150	0	7415	-1	4225	-1	1835	-1
1340	-1	3058	-1	5293	-1	8064	-1	1376	0	4011	0	6698	0	6516	0	3719	0	1238	0	7134	-1	4625	-1	2647	-1	1152	-1
6525	-2	1492	-1	2589	-1	3958	-1	6785	-1	1994	0	3374	0	3330	0	1925	0	6457	-1	3737	-1	2431	-1	1394	-1	6081	-2
2877	-2	6583	-2	1144	-1	1751	-1	3010	-1	8880	-1	1512	0	1504	0	8745	-1	2946	-1	1709	-1	1113	-1	6393	-2	2790	-2
1158	-2	2650	-2	4607	-2	7060	-2	1214	-1	3590	-1	6131	-1	6117	-1	3568	-1	1204	-1	6991	-2	4558	-2	2619	-2	1144	-2
4276	-3	9791	-3	1703	-2	2610	-2	4491	-2	1329	-1	2272	-1	2270	-1	1326	-1	4477	-2	2600	-2	1696	-2	9749	-3	4257	-3

1734	0	3592	0	5350	0	6738	0	9057	0	1836	1	1963	1	1332	1	6007	0	1753	0	9480	-1	5858	-1	3219	-1	1359	-1
1691	0	3518	0	5275	0	6695	0	9075	0	1859	1	2001	1	1359	1	6123	0	1786	0	9658	-1	5967	-1	3279	-1	1384	-1
1568	0	3303	0	5045	0	6543	0	9090	0	1921	1	2116	1	1445	1	6502	0	1894	0	1023	0	6320	-1	3472	-1	1465	-1
1384	0	2968	0	4654	0	6230	0	8983	0	1997	1	2304	1	1601	1	7225	0	2103	0	1136	0	7008	-1	3848	-1	1623	-1
1163	0	2544	0	4108	0	5699	0	8585	0	2037	1	2522	1	1829	1	8382	0	2451	0	1325	0	8179	-1	4492	-1	1895	-1
9269	-1	2066	0	3429	0	4922	0	7740	0	1967	1	2655	1	2060	1	9801	0	2912	0	1585	0	9830	-1	5415	-1	2288	-1
6925	-1	1567	0	2658	0	3924	0	6396	0	1727	1	2534	1	2125	1	1066	1	3255	0	1795	0	1123	0	6230	-1	2644	-1
4744	-1	1085	0	1869	0	2814	0	4709	0	1330	1	2085	1	1870	1	9878	0	3106	0	1739	0	1100	0	6152	-1	2625	-1
2918	-1	6716	-1	1169	0	1782	0	3031	0	8815	0	1445	1	1361	1	7471	0	2405	0	1363	0	8703	-1	4899	-1	2100	-1
1598	-1	3691	-1	6458	-1	9919	-1	1704	0	5040	0	8488	0	8231	0	4633	0	1514	0	8656	-1	5560	-1	3144	-1	1351	-1
7823	-2	1811	-1	3177	-1	4898	-1	8456	-1	2525	0	4314	0	4252	0	2427	0	8002	-1	4596	-1	2962	-1	1679	-1	7233	-2
3458	-2	8012	-2	1408	-1	2175	-1	3764	-1	1129	0	1943	0	1931	0	1110	0	3675	-1	2116	-1	1366	-1	7756	-2	3343	-2
1394	-2	3230	-2	5680	-2	8780	-2	1521	-1	4572	-1	7894	-1	7874	-1	4541	-1	1507	-1	8684	-2	5611	-2	3188	-2	1375	-2
5151	-3	1194	-2	2100	-2	3248	-2	5629	-2	1693	-1	2928	-1	2925	-1	1689	-1	5610	-2	3234	-2	2091	-2	1188	-2	5125	-3

$\tau_0 = 10$

1937	0	4011	0	5942	0	7408	0	9827	0	1979	1	2110	1	1429	1	6392	0	1839	0	9886	-1	6063	-1	3298	-1	1376	-1
1889	0	3931	0	5866	0	7373	0	9868	0	2007	1	2151	1	1458	1	6513	0	1873	0	1007	0	6173	-1	3357	-1	1400	-1
1753	0	3700	0	5631	0	7243	0	9945	0	2086	1	2280	1	1548	1	6904	0	1983	0	1065	0	6527	-1	3549	-1	1480	-1
1549	0	3336	0	5224	0	6952	0	9926	0	2191	1	2498	1	1718	1	7659	0	2196	0	1178	0	7216	-1	3921	-1	1635	-1
1305	0	2873	0	4645	0	6426	0	9612	0	2270	1	2773	1	1977	1	8911	0	2560	0	1374	0	8413	-1	4571	-1	1905	-1
1046	0	2348	0	3913	0	5619	0	8805	0	2237	1	2986	1	2273	1	1059	1	3082	0	1663	0	1022	0	5563	-1	2322	-1
7873	-1	1798	0	3070	0	4545	0	7408	0	2009	1	2932	1	2420	1	1188	1	3551	0	1940	0	1202	0	6587	-1	2760	-1
5450	-1	1259	0	2187	0	3310	0	5552	0	1582	1	2482	1	2203	1	1142	1	3519	0	1953	0	1224	0	6760	-1	2848	-1
3388	-1	7882	-1	1384	0	2124	0	3630	0	1068	1	1761	1	1647	1	8906	0	2814	0	1583	0	1001	0	5572	-1	2359	-1
1870	-1	4369	-1	7721	-1	1194	0	2062	0	6187	0	1050	1	1015	1	5639	0	1812	0	1028	0	6546	-1	3662	-1	1555	-1
9202	-2	2155	-1	3820	-1	5934	-1	1030	0	3123	0	5384	0	5299	0	2990	0	9697	-1	5531	-1	3536	-1	1984	-1	8441	-2
4080	-2	9562	-2	1698	-1	2643	-1	4602	-1	1402	0	2436	0	2419	0	1376	0	4483	-1	2564	-1	1642	-1	9226	-2	3930	-2
1646	-2	3860	-2	6859	-2	1069	-1	1863	-1	5688	-1	9919	-1	9892	-1	5645	-1	1844	-1	1056	-1	6768	-2	3805	-2	1622	-2
6087	-3	1428	-2	2538	-2	3955	-2	6900	-2	2108	-1	3682	-1	3679	-1	2102	-1	6873	-2	3938	-2	2525	-2	1420	-2	6054	-3

$\tau_0 = 20$

[illegible]

605	0	121	1	159	1	169	1	196	1	430	1	487	1	329	1	134	1	313	0	161	0	927	-1	449	-1	160	-1
586	0	119	1	160	1	173	1	201	1	442	1	500	1	338	1	138	1	321	0	165	0	949	-1	460	-1	163	-1
531	0	114	1	161	1	183	1	219	1	483	1	542	1	365	1	149	1	346	0	178	0	102	0	496	-1	176	-1
450	0	103	1	159	1	195	1	248	1	565	1	630	1	421	1	171	1	397	0	204	0	117	0	569	-1	202	-1
356	0	870	0	147	1	198	1	277	1	693	1	794	1	525	1	212	1	491	0	252	0	145	0	701	-1	249	-1
264	0	679	0	123	1	181	1	282	1	811	1	105	1	718	1	290	1	669	0	343	0	197	0	952	-1	337	-1
179	0	478	0	912	0	143	1	241	1	791	1	121	1	942	1	405	1	959	0	496	0	287	0	139	0	495	-1
105	0	285	0	559	0	908	0	160	1	573	1	994	1	881	1	414	1	103	1	544	0	320	0	157	0	563	-1
492	-1	135	0	268	0	443	0	800	0	298	1	552	1	526	1	262	1	670	0	361	0	215	0	106	0	384	-1
186	-1	512	-1	102	0	170	0	310	0	117	1	223	1	219	1	112	1	292	0	158	0	947	-1	472	-1	171	-1
587	-2	162	-1	324	-1	540	-1	988	-1	376	0	722	0	718	0	371	0	969	-1	528	-1	316	-1	158	-1	572	-2
381	-3	105	-2	210	-2	351	-2	643	-2	245	-1	473	-1	473	-1	245	-1	642	-2	351	-2	210	-2	105	-2	380	-3
148	-4	408	-4	817	-4	136	-3	250	-3	952	-3	184	-2	184	-2	952	-3	250	-3	136	-3	817	-4	408	-4	148	-4
348	-6	960	-6	192	-5	320	-5	587	-5	224	-4	432	-4	432	-4	224	-4	587	-5	320	-5	192	-5	960	-6	348	-6

$$\tau_0 = 40$$

814	0	158	1	198	1	202	1	232	1	542	1	613	1	411	1	167	1	363	0	185	0	106	0	497-1	167-1	
789	0	157	1	201	1	208	1	239	1	557	1	628	1	421	1	171	1	372	0	190	0	108	0	508-1	171-1	
719	0	152	1	207	1	224	1	261	1	604	1	677	1	453	1	184	1	400	0	204	0	116	0	546-1	184-1	
615	0	141	1	212	1	247	1	301	1	704	1	779	1	519	1	210	1	456	0	233	0	133	0	623-1	210-1	
492	0	123	1	204	1	265	1	354	1	881	1	974	1	641	1	258	1	560	0	285	0	162	0	763-1	257-1	
368	0	982	0	179	1	257	1	385	1	110	2	132	2	871	1	347	1	750	0	381	0	217	0	102	0	343-1
254	0	709	0	138	1	214	1	355	1	119	2	170	2	124	2	512	1	112	1	569	0	324	0	152	0	512-1
154	0	441	0	888	0	145	1	255	1	955	1	160	2	136	2	619	1	141	1	736	0	425	0	202	0	684-1
757-1	219	0	448	0	746	0	136	1	536	1	979	1	917	1	449	1	107	1	567	0	332	0	160	0	544-1	
294-1	853-1	176	0	295	0	542	0	219	1	416	1	407	1	206	1	499	0	268	0	158	0	764-1	262-1			
938-2	273-1	563-1	949-1	175	0	714	0	137	1	136	1	700	0	171	0	922-1	546-1	264-1	906-2							
611-3	178-2	368-2	621-2	115-1	469-1	906-1	906-1	458-1	114-1	619-2	367-2	178-2	610-3													
237-4	691-4	143-3	241-3	446-3	182-2	352-2	352-2	182-2	446-3	241-3	143-3	691-4	237-4													
558-6	163-5	336-5	567-5	105-4	428-4	828-4	828-4	428-4	105-4	567-5	336-5	163-5	558-6													

$$\tau_0 = 50$$

102	1	194	1	233	1	233	1	269	1	655	1	728	1	486	1	199	1	414	0	210	0	118	0	545	-1	175	-1
993	0	193	1	237	1	240	1	276	1	671	1	745	1	498	1	203	1	423	0	214	0	121	0	557	-1	179	-1
911	0	190	1	249	1	260	1	301	1	725	1	800	1	534	1	218	1	454	0	230	0	130	0	597	-1	192	-1
785	0	180	1	262	1	293	1	350	1	837	1	915	1	608	1	248	1	515	0	261	0	147	0	678	-1	218	-1
634	0	161	1	263	1	328	1	423	1	105	2	113	2	745	1	303	1	628	0	318	0	180	0	826	-1	266	-1
478	0	131	1	238	1	334	1	487	1	137	2	154	2	100	2	403	1	833	0	421	0	238	0	109	0	351	-1
334	0	966	0	189	1	291	1	476	1	159	2	211	2	147	2	598	1	124	1	624	0	352	0	161	0	518	-1
208	0	620	0	127	1	207	1	364	1	139	2	222	2	182	2	814	1	175	1	898	0	512	0	237	0	765	-1
106	0	319	0	667	0	112	1	204	1	836	1	149	2	137	2	670	1	151	1	792	0	459	0	215	0	699	-1
419	-1	128	0	269	0	455	0	843	0	356	1	664	1	646	1	329	1	759	0	404	0	236	0	111	0	363	-1
135	-1	413	-1	872	-1	148	0	276	0	118	1	223	1	222	1	115	1	267	0	143	0	838	-1	396	-1	130	-1
887	-3	271	-2	572	-2	974	-2	182	-1	777	-1	149	0	149	0	776	-1	181	-1	971	-2	571	-2	270	-2	884	-4
344	-4	105	-3	222	-3	378	-3	706	-3	302	-2	578	-2	578	-2	302	-2	706	-3	378	-2	222	-3	105	-3	344	-4
810	-6	247	-5	523	-5	890	-5	166	-4	710	-4	136	-3	136	-3	710	-4	166	-4	890	-5	523	-5	247	-5	810	-6

$$\tau_0 = 60$$

123	1	227	1	266	1	264	1	308	1	765	1	835	1	557	1	230	1	467	0	234	0	131	0	593	-1	184	-1
120	1	228	1	272	1	271	1	316	1	783	1	854	1	569	1	235	1	477	0	239	0	134	0	606	-1	188	-1
110	1	227	1	288	1	294	1	342	1	842	1	915	1	609	1	252	1	510	0	255	0	144	0	648	-1	201	-1
960	0	219	1	310	1	336	1	396	1	965	1	104	2	690	1	285	1	577	0	289	0	162	0	732	-1	227	-1
782	0	200	1	321	1	387	1	488	1	120	2	128	2	841	1	346	1	700	0	350	0	197	0	888	-1	275	-1
594	0	166	1	301	1	412	1	586	1	160	2	172	2	112	2	455	1	921	0	461	0	259	0	117	0	361	-1
418	0	125	1	246	1	374	1	603	1	198	2	245	2	165	2	672	1	135	1	673	0	377	0	170	0	526	-1
265	0	817	0	170	1	276	1	486	1	186	2	283	2	224	2	987	1	204	1	103	1	583	0	264	0	819	-1
138	0	434	0	924	0	155	1	286	1	119	2	206	2	187	2	910	1	198	1	103	1	590	0	270	0	845	-1
563	-1	178	0	382	0	650	0	122	1	525	1	964	1	931	1	478	1	107	1	562	0	326	0	151	0	474	-1
184	-1	582	-1	125	0	214	0	404	0	176	1	330	1	327	1	171	1	388	0	205	0	119	0	553	-1	174	-1
121	-2	383	-2	826	-2	142	-1	267	-1	117	0	222	0	222	0	117	0	267	-1	141	-1	824	-2	382	-2	120	-2
470	-4	149	-3	321	-3	550	-3	104	-2	456	-2	862	-2	862	-2	456	-2	104	-2	550	-3	321	-3	149	-2	470	-4
110	-5	350	-5	755	-5	129	-4	244	-4	107	-3	203	-3	203	-3	107	-3	244	-4	129	-4	755	-5	350	-5	110	-5

$$\tau_0 = 70$$

144	1	260	1	297	1	294	1	348	1	872	1	937	1	624	1	260	1	522	0	259	0	144	0	642	-1	192	-1
140	1	261	1	304	1	302	1	357	1	891	1	957	1	637	1	266	1	533	0	264	0	147	0	655	-1	196	-1
130	1	263	1	325	1	328	1	384	1	955	1	102	2	680	1	284	1	568	0	282	0	157	0	699	-1	209	-1
114	1	259	1	356	1	376	1	443	1	109	2	116	2	767	1	320	1	640	0	317	0	177	0	787	-1	236	-1
934	0	240	1	378	1	443	1	549	1	134	2	141	2	929	1	386	1	773	0	383	0	214	0	949	-1	284	-1
715	0	204	1	365	1	490	1	682	1	181	2	189	2	123	2	507	1	101	1	501	0	280	0	124	0	372	-1
506	0	155	1	306	1	461	1	736	1	234	2	274	2	180	2	738	1	146	1	723	0	403	0	178	0	534	-1
324	0	103	1	217	1	352	1	620	1	235	2	340	2	260	2	114	2	230	1	115	1	641	0	285	0	854	-1
174	0	564	0	122	1	205	1	381	1	159	2	268	2	239	2	116	2	248	1	127	1	720	0	324	0	979	-1
722	-1	236	0	515	0	882	0	167	1	724	1	131	2	126	2	649	1	144	1	744	0	428	0	194	0	590	-1
238	-1	780	-1	171	0	294	0	560	0	247	1	457	1	451	1	239	1	535	0	279	0	162	0	735	-1	224	-1
157	-2	516	-2	113	-1	195	-1	373	-1	165	0	309	0	309	0	165	0	372	-1	195	-1	113	-1	514	-2	157	-2
612	-4	201	-3	440	-3	759	-3	145	-2	643	-2	120	-1	120	-1	643	-2	145	-2	759	-3	440	-3	201	-3	611	-4
144	-5	472	-5	104	-4	179	-4	341	-4	151	-3	283	-3	283	-3	151	-3	341	-4	179	-4	104	-4	472	-5	144	-5

$$\tau_0 = 80$$

165	1	291	1	328	1	326	1	390	1	975	1	104	2	690	1	290	1	580	0	284	0	158	0	691	-1	201	-1
161	1	293	1	336	1	334	1	399	1	995	1	106	2	703	1	296	1	592	0	290	0	161	0	705	-1	205	-1
150	1	298	1	361	1	361	1	429	1	106	2	113	2	749	1	315	1	630	0	309	0	172	0	751	-1	218	-1
132	1	298	1	400	1	415	1	491	1	120	2	127	2	842	1	354	1	708	0	347	0	193	0	843	-1	245	-1
109	1	281	1	435	1	497	1	609	1	148	2	154	2	102	2	426	1	850	0	417	0	231	0	101	0	294	-1
840	0	243	1	432	1	567	1	775	1	199	2	204	2	133	2	556	1	111	1	543	0	301	0	132	0	383	-1
598	0	187	1	371	1	552	1	871	1	267	2	299	2	194	2	801	1	159	1	775	0	430	0	188	0	546	-1
387	0	127	1	268	1	435	1	765	1	283	2	394	2	292	2	126	2	254	1	124	1	692	0	303	0	880	-1
212	0	708	0	155	1	262	1	488	1	202	2	333	2	291	2	141	2	300	1	151	1	850	0	376	0	110	-0
897	-1	302	0	669	0	115	1	220	1	953	1	170	2	162	2	840	1	185	1	947	0	542	0	242	0	712	-1
299	-1	101	0	224	0	388	0	748	0	330	1	604	1	596	1	317	1	710	0	366	0	210	0	943	-1	278	-1
198	-2	671	-2	150	-1	259	-1	501	-1	222	0	412	0	412	0	222	0	499	-1	258	-1	149	-1	668	-2	198	-2
771	-4	261	-3	581	-3	101	-2	195	-2	865	-2	160	-1	160	-1	865	-2	195	-2	101	-2	581	-3	261	-3	771	-4
181	-5	614	-5	137	-4	237	-4	458	-4	204	-3	378	-3	378	-3	204	-3	458	-4	237	-4	137	-4	614	-5	181	-5

$$\tau_0 = 90$$

186	1	321	1	360	1	358	1	433	1	107	2	113	2	753	1	318	1	640	0	311	0	172	0	741	-1	210	-1
182	1	325	1	368	1	367	1	442	1	110	2	115	2	767	1	325	1	652	0	317	0	175	0	756	-1	214	-1
170	1	333	1	396	1	395	1	474	1	117	2	123	2	816	1	345	1	693	0	336	0	186	0	803	-1	227	-1
150	1	337	1	442	1	453	1	539	1	132	2	138	2	914	1	386	1	776	0	376	0	208	0	898	-1	254	-1
125	1	323	1	490	1	548	1	666	1	160	2	166	2	110	2	462	1	928	0	450	0	249	0	107	0	304	-1
969	0	284	1	500	1	642	1	863	1	215	2	219	2	143	2	601	1	120	1	584	0	322	0	139	0	394	-1
694	0	221	1	439	1	647	1	101	2	297	2	320	2	207	2	859	1	171	1	828	0	457	0	197	0	557	-1
452	0	152	1	324	1	523	1	918	1	330	2	442	2	320	2	137	2	275	1	133	1	736	0	317	0	897	-1
252	0	864	0	191	1	324	1	607	1	248	2	399	2	344	2	166	2	351	1	174	1	976	0	425	0	121	0
109	0	376	0	843	0	146	1	281	1	121	2	213	2	202	2	105	2	231	1	117	1	664	0	292	0	837	-1
365	-1	127	0	286	0	497	0	967	0	424	1	770	1	758	1	406	1	911	0	465	0	266	0	118	0	337	-1
244	-2	848	-1	191	-1	334	-1	651	-1	288	0	530	0	529	0	287	0	649	-1	332	-1	190	-1	844	-2	242	-2
948	-4	330	-3	744	-3	130	-2	253	-2	112	-1	206	-1	206	-1	112	-1	253	-2	130	-2	744	-3	330	-3	947	-4
223	-5	776	-5	175	-4	306	-4	596	-4	263	-3	485	-3	485	-3	263	-3	596	-4	306	-4	175	-4	776	-5	223	-5

$$\tau_0 = 100$$

207	1	351	1	391	1	392	1	477	1	117	2	123	2	816	1	347	1	702	0	338	0	186	0	793	-1	219	-1
202	1	356	1	400	1	400	1	486	1	119	2	125	2	831	1	353	1	715	0	344	0	189	0	808	-1	223	-1
190	1	367	1	431	1	430	1	519	1	127	2	133	2	882	1	375	1	758	0	365	0	201	0	857	-1	236	-1
169	1	375	1	484	1	492	1	588	1	142	2	148	2	985	1	418	1	846	0	408	0	224	0	956	-1	263	-1
141	1	366	1	545	1	598	1	723	1	172	2	178	2	118	2	498	1	101	1	485	0	267	0	114	0	314	-1
110	1	326	1	569	1	717	1	947	1	230	2	233	2	152	2	645	1	130	1	626	0	344	0	147	0	404	-1
794	0	258	1	511	1	743	1	114	2	324	2	340	2	219	2	916	1	184	1	884	0	485	0	207	0	570	-1
520	0	178	1	383	1	617	1	108	2	377	2	487	2	344	2	147	2	295	1	142	1	778	0	331	0	911	-1
294	0	103	1	231	1	392	1	737	1	296	2	467	2	396	2	189	2	402	1	197	1	110	1	472	0	131	0
129	0	458	0	104	1	180	1	350	1	149	2	259	2	244	2	127	2	281	1	141	1	797	0	346	0	965	-1
438	-1	156	0	356	0	622	0	122	1	530	1	956	1	939	1	504	1	114	1	577	0	328	0	143	0	400	-1
293	-2	105	-1	239	-1	420	-1	825	-1	362	0	663	0	662	0	361	0	822	-1	418	-1	238	-1	104	-1	292	-2
114	-3	408	-3	931	-3	163	-2	321	-2	141	-1	258	-1	258	-1	141	-1	321	-2	163	-2	931	-3	408	-3	114	-3
268	-5	959	-5	219	-4	384	-4	756	-4	331	-3	608	-3	608	-3	331	-3	756	-4	384	-4	219	-4	959	-5	268	-5

К ТЕОРИИ КОГЕРЕНТНОГО СИНХРОТРОННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

С. А. КАПЛАН

Поступила 22 октября 1966

Рассчитывается интенсивность излучения системы моноэнергетичных релятивистских электронов в плазме с учетом их реабсорбции. Определены условия, при которых роль мазер-эффекта синхротронного излучения оказывается значительной. Предполагается, что небольшие по размеру источники интенсивного радиоизлучения в переменных квазарах являются областями нейтральной точки магнитного поля.

В работе [1] для интерпретации радиоизлучения переменных квазаров и небольших, но очень интенсивных деталей в Крабовидной туманности был предложен механизм когерентного синхротронного излучения типа „мазер-эффекта“. Как было показано в [1], при наличии инверсии в функции распределения релятивистских электронов по энергиям ($d(N(E)/E^2)/dE > 0$) и достаточно плотной плазмы имеет место отрицательная реабсорбция (то есть возможен „мазер-эффект“) в некотором интервале частот вблизи

$$\nu_m \approx \left(0.24 \frac{\nu_L^3}{\nu_H} \frac{E}{mc^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где ν_L — плазменная и ν_H — гиро-частоты электронов основной плазмы. Применяя этот механизм к анализу излучения деталей Крабовидной туманности и переменных квазаров, В. В. Железняков [1] сделал ряд предположений, сводящихся, в сущности, к требованию наибольшей эффективности этого механизма (максимум излучения приходится на частоту (1), плотность энергии релятивистских частиц по порядку величины равна плотности энергии магнитного поля и т. д.). Однако при этом в [1] получились очень большие значения концентрации электронов основной плазмы и их очень высокие температуры, что вряд ли имеет место в реальных условиях.

В настоящей работе мы также применим механизм синхротронного когерентного излучения к анализу возможности действия этого механизма в условиях квазаров или Крабовидной туманности, но будем при этом исходить из заданных значений плотности основной плазмы, которые на основании имеющихся данных предполагаются в этих объектах. Кроме того, здесь мы дадим метод определения значения „отрицательной оптической толщины“, при которой наступает „мазер-эффект“ для данного значения энергии релятивистских электронов. В работе [1] для этой величины принято значение, равное — 100 для любой энергии электронов. Наконец, мы приведем элементарный метод определения параметров синхротронного излучения в плазме.

1. *Коэффициенты излучения и поглощения для синхротронного механизма в холодной плазме.* Как известно, коэффициент синхротронного излучения в плазме выражается через интеграл от функций Макдональда и не может быть записан в виде простой формулы. Однако мы хотим здесь обратить внимание на очень простую аппроксимационную формулу для коэффициента синхротронного излучения релятивистского электрона в плазме:

$$p(\nu, E) = \sqrt{3} \frac{e^2 H}{mc^2} x^{1/3} \xi(x) \exp \left\{ -x \left[1 + \left(\frac{\varepsilon}{x} \right)^2 \right]^{3/2} \right\}, \quad (2)$$

где использованы обозначения

$$x = \frac{\nu}{\nu_c} = \frac{2\nu}{3\nu_H} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2, \quad \varepsilon = \frac{2\nu_L}{3\nu_H} \frac{mc^2}{E}, \quad (3)$$

а $\xi(x)$ — медленно меняющаяся функция, значения которой для случая $\varepsilon = 0$ даны в таблице.

x	0.0	0.3	1.0	10.0
$\xi(x)$	2.15	1.82	1.78	1.95

При $x \gg 10$ асимптотический ход этой функции $\xi(x) \rightarrow \sqrt{\pi/2} x^{-1/2}$. Поскольку при $x > 10$ коэффициент излучения все равно очень мал, а влияние среды заметно лишь при малых x , то при астрофизических требованиях к точности расчетов в данной задаче вполне можно пренебречь изменением $\xi(x)$ и принять эту величину равной $\bar{\xi} = 2$.

С помощью (2) нетрудно найти и явное выражение для коэффициента поглощения в расчете на один релятивистский электрон:

$$k(\nu, E) = \frac{c^2}{4\pi\nu^2} \frac{1}{E^2} \frac{d}{dE} [E^2 p(\nu, E)] = \frac{c^2 p(\nu, E)}{4\pi\nu^2 E} \zeta(x, \varepsilon), \quad (4)$$

где безразмерная функция $\zeta(x, \varepsilon)$ определена равенством

$$\zeta(x, \varepsilon) = \frac{4}{3} + x \left[1 + \left(\frac{\varepsilon}{x} \right)^2 \right]^{1/2} \left[2 - \left(\frac{\varepsilon}{x} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Отсюда сразу следует, что при $\varepsilon/x \gg 1$ и $x \ll 1$ имеет место отрицательная реабсорбция $\zeta(x, \varepsilon) < 0$ при $\varepsilon^3/x^2 \gg 1/3$. Максимальное абсолютное значение коэффициента реабсорбции в области $\zeta < 0$ легко найти благодаря явному выражению (4) и (5). Оказывается, что при этом $\varepsilon^3 x^2|_{\nu=\nu_m} = 2.26$, что по (3) приводит к следующей формуле для частоты ν_m , где коэффициент отрицательной реабсорбции экстремален:

$$\nu_m = \left(0.29 \frac{\nu_L^3}{\nu_H} \frac{E}{mc^2} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Близость численных значений (6) и (1) показывает, что расчеты с выражением (2) обладают вполне достаточной для нас точностью.

Определим полное излучение одного релятивистского электрона в области отрицательной реабсорбции:

$$\begin{aligned} w_{\text{отр. реаб.}} &= \int_0^{\nu_p} p(\nu, E) d\nu = 3\sqrt{3}\pi\bar{\varepsilon} \frac{e^2}{c} \nu_H^2 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \int_0^{x_p} x^{1/2} e^{-\varepsilon^2/x^2} dx = \\ &= \frac{2\pi\bar{\varepsilon} e^2}{\sqrt{3}c} \nu_L^2 \int_{1/3}^{\infty} e^{-y} \frac{dy}{y^{3/2}} \simeq 0.625 \frac{e^2}{c} \nu_L^2, \end{aligned} \quad (7)$$

где ν_p и x_p определены условием $\varepsilon^3/x^2 = 1/3$.

Величина (7) очень мала по сравнению с полным излучением релятивистского электрона в вакууме

$$w_0 = \frac{8\pi^2}{3} \frac{e^2}{c} \nu_H^2 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (8)$$

Для полного излучения релятивистского электрона в плазме при условии $\varepsilon \gg 1$ в работе [2] была получена асимптотическая формула

$$\frac{w_*}{w_0} = \frac{9\sqrt{3}}{8} \varepsilon e^{-3\sqrt{3}\varepsilon/2} \left\{ 1 + \frac{7}{9\sqrt{3}} \frac{1}{\varepsilon} + \dots \right\}. \quad (9)$$

Таким образом, заметная часть излучения релятивистского элек-

трона приходится на область отрицательной реабсорбции только тогда, когда ε настолько велико, что экспоненциальный множитель в (9) компенсирует релятивистский множитель $(E/mc^2)^3$ в (8) и (9). Ниже мы увидим, что „мазер-эффект“ для синхротронного излучения имеет место при $\varepsilon \lesssim 1$, то есть при $\omega_{отр. реабс.} \ll \omega_1$. Заметим также, что излучение в области отрицательной реабсорбции меньше ионизационных потерь релятивистского электрона в той же плазме:

$$-\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{иониз.}} = 2 \pi^2 \bar{z}^2 \Lambda \frac{e^2}{c} v_L^2 \quad (10)$$

по крайней мере на три порядка. Здесь $\bar{z}^2$ — средний квадрат заряда ионов, Λ — кулоновский логарифм, который в космических условиях достигает значений порядка нескольких десятков. Отсюда, кстати, следует, что рассматриваемый механизм излучения будет эффективен, если коэффициент усиления по порядку величины не меньше 10^4 .

2. Синхротронное излучение системы моноэнергетических электронов. Рассмотрим некоторый однородный объем плазмы размером R и предположим, что в этом объеме имеются также распределенные однородно релятивистские электроны с энергией E и концентрацией N_c . Будем пренебрегать дисперсией энергий электронов. Тогда оптическая толщина для синхротронной реабсорбции находится сразу по (2) и (4).

$$\tau_\nu = k(\nu, E) N_c R = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \frac{e N_c R}{H} \left(\frac{3\nu_H}{2\nu_L} \right)^5 \xi(x) \zeta(x, \varepsilon) \frac{\varepsilon^5}{x^{5/2}} \times \\ \times \exp \left\{ -x \left[1 + \left(\frac{\varepsilon}{x} \right)^2 \right]^{3/2} \right\}. \quad (11)$$

Интенсивность излучения в частоте ν на границе области находится по очевидной формуле:

$$I_\nu = \frac{p(\nu, E)}{4\pi k(\nu, E)} (1 - e^{-\tau_\nu}) = \frac{\nu^2 E}{c^3 \zeta(x, \varepsilon)} (1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (12)$$

Интегрируя выражение (12) по всем частотам, мы получим полное излучение системы моноэнергетических релятивистских электронов в плазме, идущее с единицы площади поверхности источника:

$$J_0 = \int_0^\infty I_\nu d\nu = \frac{4}{9} \frac{m \nu_L^5}{\nu_H^2 \varepsilon^5} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \int (1 - e^{-\tau_\nu}) \frac{x^2 dx}{\zeta(x, \varepsilon)}. \quad (13)$$

Для определения влияния плазмы и реабсорбции на синхротронное излучение выражение (13) следует сравнить с полным излучением с квадратного сантиметра поверхности источника в отсутствие плазмы и реабсорбции

$$J_0 = \frac{w_0}{4\pi} N_c R = \frac{2\pi}{3} \frac{e^2}{c} v_H^2 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 N_c R. \quad (14)$$

Для среды с малой оптической толщиной $J/J_0 = w_1/w_0$ (см. (9)) всегда меньше единицы. Учет реабсорбции еще больше уменьшает эту величину, но если становится существенным „мазер-эффект“ в области отрицательной реабсорбции, то возможно и $J > J_0$. Значения отношения

$$\frac{J}{J_0} = \frac{9\sqrt{3}}{16\pi} \frac{\bar{\xi}}{\tau_0 \varepsilon^5} \int_0^{\infty} (1 - e^{-\tau_x}) \frac{x^2 dx}{\zeta(x, \varepsilon)}, \quad (15)$$

как функции величины ε и

$$\tau_0 = \frac{4\pi e N_c R}{3\sqrt{3} H} \left(\frac{3v_H}{2v_L} \right)^{\frac{5}{\bar{\xi}}} \quad (16)$$

были вычислены на БЭСМ-2. Результаты приведены на рис. 1, где нанесены зависимости отношения J/J_0 от ε при разных заданных значениях τ_0 . Смысл этих кривых следующий.

Пусть у нас есть система моноэнергетических электронов с заданной концентрацией N_c в замкнутой плазменной области. С течением времени из-за синхротронного излучения или других потерь энергия электронов уменьшается и их суммарное излучение с поверхности также уменьшается, во-первых, из-за уменьшения E и, во-вторых, из-за увеличения оптической толщины. Второе изменение и описывается кривыми рис. 1, так как при изменении энергии величина τ_0 не меняется.

По мере уменьшения энергии релятивистских электронов увеличивается относительная доля синхротронного излучения в интервале отрицательной реабсорбции. Наряду с увеличением оптической толщины это приводит к появлению „мазер-эффекта“, если концентрация релятивистских электронов достаточно велика (то есть велико τ_0).

Из рис. 1 видно, что при $\tau_0 < 600$ концентрация релятивистских электронов настолько мала, что „мазер-эффект“ невозможен. При $600 < \tau_0 < 1000$ „мазер-эффект“ уже заметен, но при этом усиление излучения еще невелико. Наконец, при $\tau_0 \geq 1500$ „мазер-эффект“ в области отрицательной реабсорбции способен дать усиление синхротронного излучения на несколько порядков. При $\tau_0 > 3000$ машина выходит

на „авост“. Чем больше τ_0 , тем при больших энергиях наступает усиление излучения. Следует обратить внимание на очень резкий переход в область синхротронного когерентного излучения по мере очень небольшого изменения энергии. Как только при заданной концен-

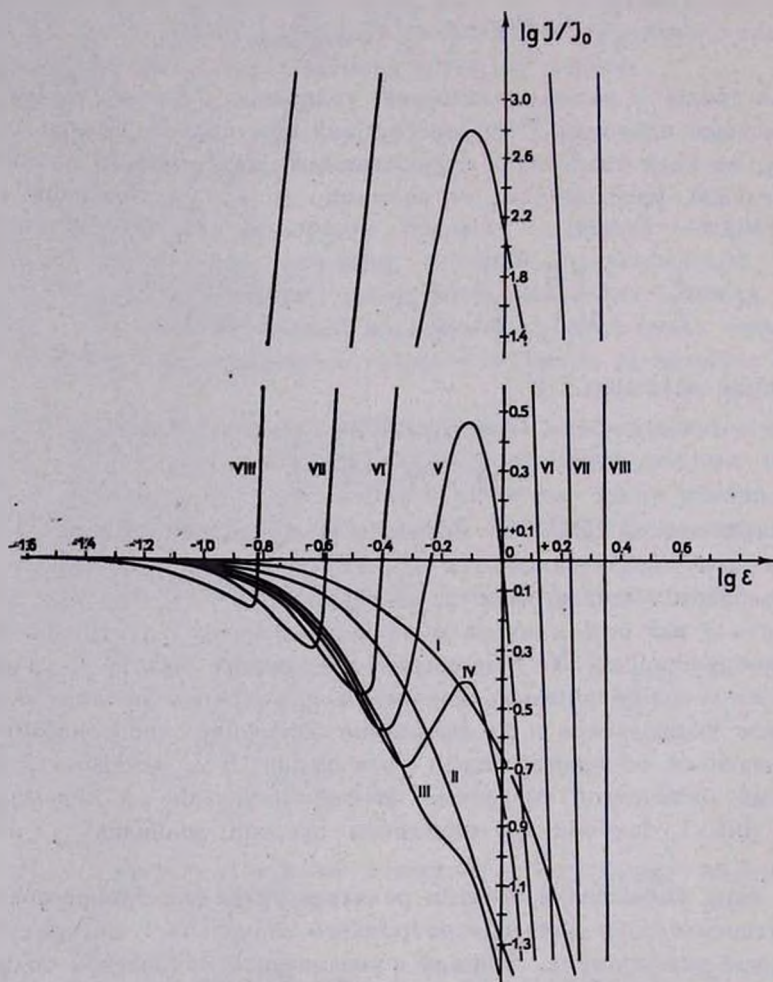


Рис. 1. Зависимость интенсивности полного синхротронного излучения системы моноэнергетических электронов от оптической толщины и энергии электронов. Обозначения: I. $\tau_0 = 1$; II. $\tau_0 = 100$; III. $\tau_0 = 600$; IV. $\tau_0 = 800$; V. $\tau_0 = 1000$; VI. $\tau_0 = 1500$; VII. $\tau_0 = 3000$; VIII. $\tau_0 = 10\,000$, где $\tau_0 = 4.6 \cdot 10^4 RH^4 N_C^{1/2} N_e^{1/2}$; $s = 2.1 \cdot 10^{-3} N_C^{1/2} mc^2 / HE$.

трации энергия электронов „подходит“ к порогу наступления „мазер-эффекта“ — излучение резко возрастает. Разумеется, определить ин-

интенсивность когерентного излучения в этой области можно только при помощи нелинейной теории.

Предельные условия для „мазер-эффекта“ синхротронного излучения (наименьшая концентрация и энергия релятивистских электронов)

$$\tau_0 = 1500, \quad \varepsilon = 0.4, \quad (17)$$

что в сочетании с (16) и (3) дает

$$N_e > \frac{N_e^{1/2}}{30 H^1 R} \quad \frac{E}{mc^2} \geq 5.3 \cdot 10^{-3} \frac{N_e^{1/2}}{H}. \quad (18)$$

Подставляя вторую формулу (18) в (1), находим нижний предел частоты, при которой возможен „мазер-эффект“ синхротронного излучения:

$$\nu_m = 0.63 \frac{\nu_L^2}{\nu_H} = 18 \frac{N_e}{H}. \quad (19)$$

Таким образом, при заданных значениях N_e и H усиление интенсивности синхротронного излучения „мазер-эффектом“ имеет место на частоте (19), если концентрация релятивистских электронов и их энергия удовлетворяет равенству (18) и на больших частотах, если концентрация релятивистских частиц больше. Надо отметить, что первое неравенство (18) достаточно сильное в смысле требования к концентрации релятивистских электронов — в космических условиях оно выполняется не часто.

Характер когерентного синхротронного излучения может быть определен только путем решения соответствующей нелинейной задачи. Качественные оценки показывают, что подобное излучение должно быть почти монохроматичным — нечто вроде линии с центральной частотой, близкой к ν_m . Впрочем, если область излучения неоднородна, то спектр синхротронного когерентного излучения может быть и более широким. При этом надо, однако, потребовать, чтобы когерентное излучение, возникшее в одной области, не было бы поглощено в соседней области, что накладывает жесткие ограничения на конфигурацию всей системы.

3. Гипотеза о нейтральной области как источнике интенсивного радиоизлучения. Рассмотрим несколько примеров небольших интенсивных радиоисточников.

Так называемый локальный источник в Крабовидной туманности [3] дает интенсивное излучение ($I_\nu \sim 10^{-6} \text{ эрг см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ цз}^{-1} \text{ стер}^{-1}$) на частоте порядка $3 \cdot 10^7 \text{ цз}$. Размер источника $\sim 10^{15} \text{ см}$. Максималь-

ная электронная концентрация в волокнах Крабовидной туманности порядка $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. При этих значениях N_e и ν_m получаем из (19) величину магнитного поля, при котором возможен „мазер-эффект“: $H = (18 \cdot 3 \cdot 10^3) \cdot (3 \cdot 10^7) = 2 \cdot 10^{-3} \text{ э}$. Это соответствует среднему значению магнитного поля в этой туманности, хотя можно было бы ожидать, что в волокнах магнитное поле несколько больше.

Используя (18) при полученных значениях N_e и H находим: $N_C \geq 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $E_{mc^2} \approx 140$. Итак, если через волокно проходит поток релятивистских электронов с концентрацией 10^3 частиц в куб. см. и энергией около 70 Мэв , то они создадут в волокне „мазер“ на синхротронном излучении и могут дать очень большую интенсивность радиоизлучения. Однако, существование потока релятивистских частиц в Крабовидной туманности с такими параметрами представляется маловероятным. Можно уменьшить N_C , увеличив концентрацию N_e и поле H . Например, увеличив обе эти величины на два порядка (при сохранении ν_m) мы уменьшим требуемую N_C на три порядка (это следует сразу из (18)). При этом уменьшится на порядок и энергия E . В сущности, так и было сделано в [1]. Однако существование в Крабовидной туманности областей с концентрацией и магнитным полем на два порядка большими их значений даже в наиболее плотных наблюдаемых областях кажется также маловероятным. Но даже при этих условиях все равно требуется концентрация релятивистских частиц на много порядков большая, чем средняя концентрация соответствующих частиц в Крабовидной туманности. Наконец заметим, что источник в Крабовидной туманности существует в виде постоянного объекта достаточно долго, а рассматриваемый механизм излучения по существу является сильно переменным — его интенсивность должна заметно меняться за время порядка светового размера источника. В силу всех этих причин кажется маловероятным объяснение радиоизлучения деталей Крабовидной туманности синхротронным когерентным механизмом.

Рассмотрим теперь типичный квазар с переменным излучением в миллиметровом диапазоне. Примем здесь $\nu_m \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ ц}$ и $R \approx 10^{17} \text{ см}$. Предполагаемая максимальная плотность в квазарах порядка $N_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$. Тогда для H находим: $H \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ э}$. Хотя прямых измерений или оценок значений магнитного поля в квазарах нет, все же можно думать, что средняя величина магнитного поля там много больше (это следует из оценок по интенсивности синхротронного излучения в оптическом диапазоне, из оценок кинетической энергии наблюдаемых в квазарах облаков и т. п.).

Используя полученное значение H , находим необходимую концентрацию релятивистских электронов и их энергию: $N_c \approx 2.5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ и $E \approx 450 \text{ Мэв}$. Эти значения тоже очень велики. Увеличив на порядок величины N_c и H , можно уменьшить получаемое значение N_c на полтора порядка и E на полпорядка. Комбинация величин: $N_c \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, $N_c \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, $H \approx 0.6 \text{ э}$ и $E \approx 150 \text{ Мэв}$ кажется более приемлемой.

Таким образом, наиболее благоприятны условия для появления синхротронного „мазер-эффекта“ — наличие плотных областей с небольшим значением магнитного поля, но с большим количеством релятивистских частиц. В связи с этим напомним, что, как показал С. И. Сыроватский [4], в областях вблизи нейтральной точки возможная динамическая диссипация магнитного поля, при которой значительная часть электронов плазмы приобретает релятивистские энергии.

Поэтому мы можем предположить, что небольшие по размеру, но очень интенсивные источники миллиметрового излучения в квазарах представляют собой области вблизи нейтральной точки, где значительная часть магнитной энергии при динамической диссипации превратилась в энергию релятивистских частиц и где из-за малости магнитного поля возможен синхротронный „мазер-эффект“. Количественный анализ этой гипотезы требует более развитой теории динамической диссипации.

В заключение выражаю благодарность Г. А. Семенову и Н. С. Петрухину за помощь при численных расчетах и В. В. Железнякову за предоставление возможности ознакомиться с работой [1] до ее опубликования.

Научно-исследовательский радиофизический
институт при Горьковском Госуниверситете

ON THE THEORY OF COHERENT SYNCHROTRON RADIATION OF COSMICAL SOURCES

S. A. KAPLAN

The intensity of radiation of a system of monoenergetic relativistic electrons in plasma is calculated. The reabsorption is taken into account. The conditions are found in which the maser-effect of synchrotron radiation is considerable. The hypothesis is put forward that the small intense radio sources in quasars are the regions surrounding the neutral point of magnetic field.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Железняков, Астрон. ж., 44, № 1, 1967,
2. В. В. Железняков, В. Ю. Трахтенгерц, Астрон. ж., 42, 1005, 1965.
3. В. С. Артюх, В. В. Виткевич, В. И. Власов, Г. Л. Кафаров, Л. И. Матвеевко, Астрон. ж., 43, 18, 1966.
4. С. И. Сыроватский, Астрон. ж., 43, 340, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 2

ДЕКАБРЬ, 1966

ВЫПУСК 4

О ЗАВИСИМОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ ОТ ВИДА ИХ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЧАСТЕЙ

Г. М. ТОВМАСЯН

Поступила 24 июня 1966

Сравнение результатов радио и оптического исследований 98 галактик с перемычкой показало, что интенсивное радиоизлучение имеет место в тех случаях, когда в галактиках имеются звездообразные ядра или когда в центральной части галактик имеются следы взрывных процессов.

Исследование центральных областей галактик с перемычкой (SB) показало, что имеются большие различия в их внешнем виде, так же как в яркости и резкости ядер [1 — 3]. Эти свойства центральных областей в известной степени коррелированы с морфологическим подтипом галактики. Оказалось, что в некоторых галактиках подтипов SBa и SBb, а иногда и SBc существуют довольно яркие, так называемые звездообразные ядра, которые по бюраканской классификации оцениваются баллами 5 и 4. Обычно же у большинства галактик SBa и SBb яркость *непрерывно* растет при приближении к центру, где и достигает максимума. Интересно, что такая ситуация имеется в центральной части всех исследованных нами галактик подтипа SB0. Все такие галактики оцениваются баллом 3. Если в этих галактиках и имеются звездообразные ядра, то их светимость настолько мала, что на наших снимках они не выделяются на фоне центрального сгущения. В галактиках, обозначаемых баллом 1, распределение яркости по перемычке является грубо говоря равномерным, или же имеется весьма пологий максимум. Галактики, у которых имеется заметная, но не резкая концентрация в центре, оцениваются баллом 2. На снимках с короткой экспозицией в центрах галактик этой группы наблюдается слабое сгущение неправильной формы. Оказалось что баллы 1 и 2 имеют

чаще всего галактики SBc. Наряду с этим были обнаружены галактики с расщепленными ядрами, которые мы обозначили через 2s.

Существующие различия внешнего вида и яркости ядер имеют, очевидно, эволюционное значение, и представлялось возможным, что некоторые фазы развития ядер могут сопровождаться интенсивным радиоизлучением. Для выяснения этого были предприняты радионаблюдения около сотни галактик с перемычкой. Результаты наблюдений изложены в [4]. Радиоизлучение с мощностью, превышающей $0.1 \cdot 10^{-26} \text{ ватт м}^2 \text{ гц}^{-1}$ на частоте 1410 мц было обнаружено от 21 из исследованных 98 галактик. При этом примечательно, что источники радиоизлучения обычно заметно меньше оптических размеров соответствующих галактик и в пределах точности измерений (± 1.5 или ± 1.0) совпадают с центрами этих галактик.

В настоящей работе производится сопоставление результатов исследований, выполненных радио и оптическими методами.

1. Рассмотрим распределение галактик с обнаруженным у них радиоизлучением по морфологическим подтипам галактик. В табл. 1 приведено распределение исследованных обоими методами 98 галактик по морфологическим подтипам с указанием количества галактик, от которых было обнаружено радиоизлучение. (Галактики подтипов SBc,

Таблица 1

	SB0	SBa	SBb	SBc
N_r	16	27	28	27
$N_{\text{ри}}$	0	5	4	12

SBd и SBm объединены в подтип SBc). Из рассмотрения этой таблицы следует, что галактики SB0 не обладают измеримым радиоизлучением и что радиоизлучение чаще всего встречается у галактик типа SBc. Однако такой вывод является несколько преждевременным, поскольку в приведенной таблице не учтены расстояния галактик, которые могут иметь определенное воздействие на полученное распределение. Для учета эффекта расстояния необходимо знание радиальных скоростей галактик, которые, к сожалению, известны только у 58 из исследованных 98 галактик.

На диаграмме рис. 1 проставлены галактики соответствующих подтипов с известным модулем расстояния*. Галактики, от которых обнаружено радиоизлучение, обозначены черными кружками, диаметр которых соответствует мощности радиоизлучения. Галактики без измеримого радиоизлучения обозначены белыми кружками. Рассмотрение диаграммы показывает, что отсутствие радиоизлучения у SB0 галактик реально и не является результатом избирательности наблюдательного материала. Часть же галактик SBc с радиоизлучением расположена ближе, чем, очевидно, и объясняется их большая частота. В подтипах же SBb и особенно SBa галактики с обнаруженным радиоизлучением распределены по расстояниям почти одинаково с галактиками без радиоизлучения.

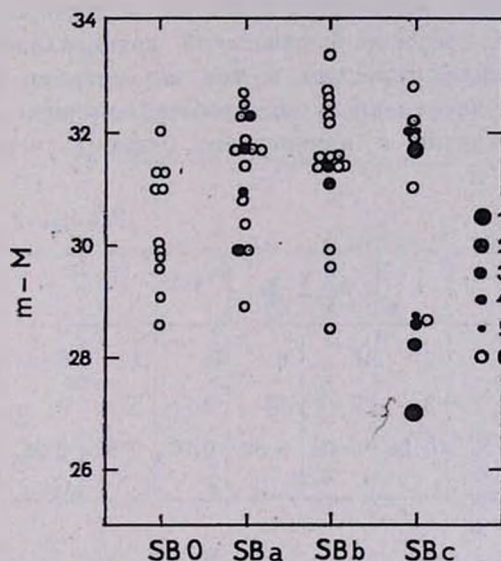


Рис. 1. Распределение галактик разных морфологических подтипов с наличием и отсутствием радиоизлучения в зависимости от модуля расстояния. Черными кружками обозначены галактики с обнаруженным радиоизлучением. Диаметры кружков обозначают интервалы радиовеличин в следующем порядке: 1. $11.5 < m_{21} < 12.0$, 2. $12.0 < m_{21} < 12.5$, 3. $12.5 < m_{21} < 13.0$, 4. $13.0 < m_{21} < 13.5$, и 5. $13.5 < m_{21} < 14.0$. Белыми кружками обозначены галактики без обнаруженного радиоизлучения с $m_{21} > 14.0$.

* За исключением двух близких галактик, NGC 55 и NGC 1313, модули расстояния всех остальных галактик рассчитаны по их известным красным смещениям при постоянной Хаббла, равной 75 км/сек/мпс . Для NGC 55 и NGC 1313 приняты значения модуля расстояния, приводимые де Вокулером [5, 6].

Таким образом с определенностью можно сказать, что если SB0 галактики и обладают радиоизлучением, то мощность этого радиоизлучения намного меньше, чем у галактик других морфологических подтипов. С другой стороны, если исключить из рассмотрения SB0 галактики и близко расположенные галактики других подтипов, скажем с модулем расстояния, меньшим 29, то можно заметить, что галактики с радиоизлучением почти в одинаковой мере встречаются среди галактик остальных подтипов SBa, SBb и SBc. Следовательно морфологический подтип галактики мало что говорит для объяснения наличия у нее радиоизлучения.

2. Исследуем теперь вопрос зависимости наличия радиоизлучения от вида центральных частей галактик.

В табл. 2 указаны количества галактик в группах по типам их центральных частей, согласно бюраканской пятибалльной классификации, а также количества галактик в тех же группах с измеренным радиоизлучением. В последней строке таблицы приведены относительные количества галактик с измеренным радиоизлучением в каждой группе.

Таблица 2

	1	2	2a	3	4	5
N_r	12	15	6	46	11	8
$N_{рн}$	2	7	5	0	5	2
$N_{рн}/N_r$	0.16	0.46	0.80	0.00	0.45	0.25

Из таблицы следует, что радиоизлучение наиболее часто встречается у галактик с расщепленными ядрами. Довольно часто оно имеется у галактик с оценками 4 и 5, обладающих звездообразными ядрами, и у галактик с оценкой 2. И примечательно, что радиоизлучение не обнаружено ни от одной из 46 галактик с оценкой 3.

В табл. 3 приведены средние интегральные фотографические величины галактик с наличием радиоизлучения и без него для различных групп галактик. В скобках указаны соответствующие количества галактик. Из табл. 3 можно видеть, что причиной отсутствия измеримого радиоизлучения у галактик с оценкой 3 не может являться их большая удаленность, поскольку галактики со звездообразными ядрами, обладающие радиоизлучением, имеют почти такое же среднее значение

интегральной фотографической величины. Согласно данным по всем 134 исследованным галактикам [3] средние значения интегральных величин галактик с оценками 3, 4 и 5 почти не отличаются друг от друга: $12^m.3$, $12^m.2$ и $12^m.4$ соответственно, что также указывает на отсутствие значительной селекции наблюдательных данных.

Таблица 3

Оценки	1	2	2s	3	4	5
$\bar{m}_{1/2}$ (без р. и.)	12.5(10)	12.4(8)	11.0(1)	12.0(46)	12.3(6)	12.6(6)
$\bar{m}_{1/2}$ (с р. и.)	10.4(2)	11.2(7)	11.0(5)	—	12.1(5)	11.9(2)

На рис. 2 представлена диаграмма, аналогичная диаграмме рис. 1 с тем, однако, отличием, что по оси абсцисс вместо морфологических

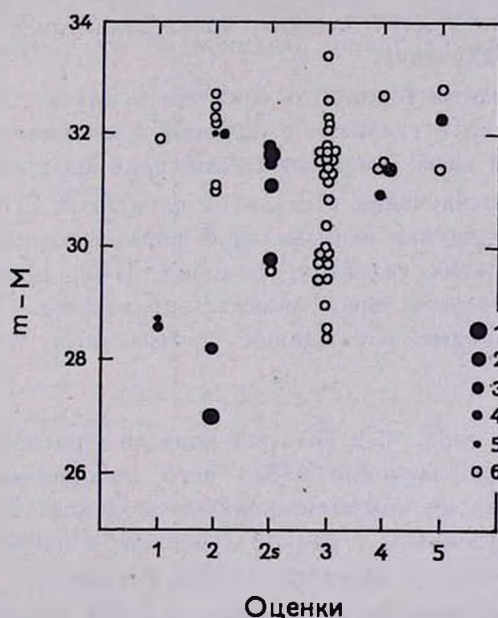


Рис. 2. Распределение галактик с наличием и отсутствием радиоизлучения и имеющих различную структуру центральных частей в зависимости от модуля расстояния. Обозначения те же, что и на рис. 1.

подтипов галактик проставлены оценки их центральных частей. Как и диаграмма рис. 1, эта диаграмма составлена при использовании только

58 из 98 исследованных галактик. Из диаграммы рис. 2 очевидно, что галактики с оценкой 3 расположены не дальше, чем, скажем, галактики групп с оценками 2s, 4 и 5. С другой стороны, галактики с оценкой 1 и часть галактик с оценкой 2, от которых обнаружено радиоизлучение, расположены заметно ближе других галактик. Это говорит о том, что радиоизлучение у последних слабое и оно обнаружено лишь из-за близости этих галактик.

Интересно, что бóльшая видимая фотографическая яркость галактик с расщепленными ядрами (см. табл. 3) не обусловлена их близостью. Очевидно это абсолютно несколько более яркие галактики.

Таким образом, мы приходим к выводу о том, что наличие радиоизлучения у галактик больше зависит от вида центральных частей галактик, чем от морфологического подтипа галактик.

Отсутствие радиоизлучения у SB0 галактик, имеющих исключительно оценки 3, так же, как и у многих SBa и SBb галактик с такой же оценкой объясняется, вероятно, тем, что в этих галактиках ядро очень слабо и ничем не проявляет себя. Точно так же радиоизлучение очень слабое у галактик с оценкой 1, где также не обнаруживается следов ядер. Только у двух близких, ярких галактик с такой оценкой обнаружено радиоизлучение.

Полученные факты говорят о том, что в случае звездообразных и расщепленных ядер и галактик с оценкой 2 мы имеем дело с активной фазой развития ядра, сопровождаемой радиоизлучением.

Наличие радиоизлучения у галактик с оценкой 2, в центре которых наблюдается сгущение неправильной формы позволяет предположить, что в ядрах этих галактик, подобно M82, произошел взрыв. Однако, мощность взрыва здесь значительно меньше. Были бы очень интересны спектральные наблюдения центральных частей этих галактик.

3. Рассмотрим табл. 4, в которой показано распределение галактик с наличием радиоизлучения и без него по оценкам центральных частей галактик и по их морфологическому подтипу. В числителе показано количество галактик с радиоизлучением, а в знаменателе общее количество исследованных галактик данной группы.

Мы видим, что активная фаза развития ядра (присутствие радиоизлучения) мало зависит от морфологического подтипа галактики. Звездообразные и расщепленные ядра с радиоизлучением почти в одинаковой мере встречаются во всех галактиках от SBa до SBc. Активность ядра и его развитие происходит, по-видимому, самостоятельно, независимо от морфологического подтипа галактики.

Таблица 4

тип \ балл	1	2	2s	3	4	5
SB0	0/0	0/0	0/0	0/16	0/0	0/0
SBa	0/0	0/1	2/2	0/18	2/4	1/2
SBb	0/2	1/4	1/2	0/12	2/4	0/4
SBc	2/10	6/10	2/2	0/0	1/3	1/2

4. Уже из диаграммы рис. 2 можно было заключить, что имеются различия между радиоизлучательными способностями галактик с различной структурой их центральных частей. Например, галактики, имеющие звездообразные ядра с баллом 5, являются более мощными радиоизлучателями, чем галактики с баллом 1. Различие между радиоизлучательными способностями галактик различных групп становится более очевидным при рассматривании радиоиндексов ($R = m_i - m_{pg}$) галактик. Известно, что радиоиндекс имеет большие отрицательные

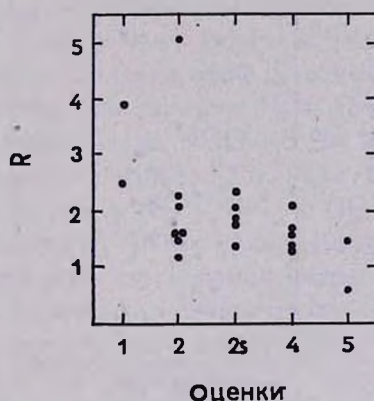


Рис. 3. Распределение радиоиндексов галактик с радиоизлучением в зависимости от вида их центральных частей.

значения (около 8—10) у радиогалактик и равен в среднем $+3.0$ на частоте 1410 мк для нормальных галактик [7].

Радиоиндексы на частоте 1410 мк для исследованных нами галактик определены в работе [4] и для галактик различных групп представлены на рис. 3. В табл. 5 приведены средние значения радиоиндексов для галактик различных групп. Для галактик с баллом 2 дано

среднее значение радиоиндекса для 6 галактик. Радиоиндекс седьмой галактики, NGC 55, равный +5.1, сильно отличается от всех остальных и потому исключен при составлении таблицы.

Таблица 5

балл	1	2*	2	4	5
$\bar{R}$	3.2	1.9	1.7	1.6	1.0

Очевидно большое различие радиоиндексов. Если для галактик, обозначаемых баллом 1, радиоиндекс равен в среднем радиоиндексу обычных нормальных галактик, то для галактик с баллом 5, имеющих звездообразные ядра, средний радиоиндекс на две единицы меньше и, следовательно, мощность радиоизлучения у них на порядок больше. У галактик, обозначаемых баллами 4 и 2 и у галактик с расщепленными ядрами радиоиндекс имеет промежуточное значение.

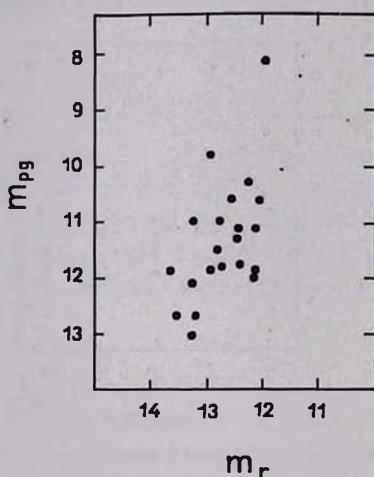


Рис. 4. Диаграмма зависимости мощности радиоизлучения от интегральной яркости галактик.

5. На рис. 4 по оси абсцисс отложены радиовеличины, а по оси ординат фотографические величины исследованных галактик. Рассмотрение рисунка показывает, что более яркие галактики обладают несколько более мощным радиоизлучением.

6. Спектральные индексы определены в основном только у галактик с оценками 1, 2 и 2s. Из галактик с оценками 4 и 5 только у двух имеются измеренные спектральные индексы [4]. Это сильно затрудняет проведение сравнения спектральных индексов между различными группами галактик. С большой оговоркой можно заключить, что средние спектральные индексы групп заметным образом не отличаются друг от друга. Существенно при этом, что в пределах каждой группы, по примеру групп с оценками 2 и 2s, имеется большой разброс значений спектральных индексов.

7. Для 30 из исследованных нами 98 галактик имеются данные об эмиссионных линиях в каталогах радиальных скоростей галактик [8, 9]. Из них только у четырех галактик, NGC 55, 1365, 1808 и 3351 имеются сильные эмиссионные линии. У трех из этих галактик обнаружено радиоизлучение. Из остальных 26 галактик без сильных эмиссионных линий только у NGC 1097 обнаружено радиоизлучение. Это галактика, у которой спектр не соответствует ее морфологическому подтипу — она более ранний, и цвет центральных частей более голубой, чем для обычных галактик того же типа [10]. Радиоизлучение этой галактики более подробно обсуждено в работе [11]. Детальное изучение спектра NGC 1097 [12], показало, что в нем имеются эмиссионные линии, обнаруживаемые именно в ядерной области этой галактики. В той же работе сообщается об эмиссионных линиях ядра NGC 1365. Об обнаружении сильных эмиссионных линий у ядра NGC 613, от которого обнаружено радиоизлучение, сообщается в работе [13]. Там же сообщается, что эмиссионные линии наблюдаются у NGC 1300 и NGC 7479, от которых не обнаружено радиоизлучения. Очень слабые эмиссионные линии имеются у NGC 5921, радиоизлучение которой очень трудно было бы обнаружить, из-за очень близкого, сравнительно сильного источника радиоизлучения. Есть лишь очень слабые следы эмиссионных линий у NGC 1398 и их нет вовсе у NGC 4643 [13, 14]. Обе галактики не обладают измеримым радиоизлучением.

Таким образом можно сказать, что имеется вполне определенная корреляция между наличием ярких эмиссионных линий в спектрах ядерных областей галактик и их радиоизлучением.

8. *Заключение.* Проведенное исследование позволяет прийти к следующим выводам. В центральных частях некоторых галактик SB имеются источники нетеплового радиоизлучения. Наличие радиоизлучения и его мощность определенным образом зависят от структуры центральных частей галактик и прежде всего от присутствия в галактиках ядер в той или иной фазе их развития. Интенсивное радиоизлу-

чение имеется: а) в случае ярких звездообразных ядер, б) в тех случаях, когда в ядрах галактик имели место, вероятно, взрывные процессы или же в) когда в результате активных процессов ядро галактики расщеплено на отдельные части. Интенсивное радиоизлучение отсутствует у тех SB галактик, ядро которых в оптических лучах неразличимо на фоне центральных частей галактики.

Тот факт, что случаи радиоизлучения встречаются во всех морфологических подтипах SB галактик (за исключением SB0 галактик) говорит о том, что прохождение ядра через фазу активности имеет место в каждом из морфологических подтипов галактик. Правда, формы активности ядра различны в различных подтипах. Звездообразные ядра чаще встречаются в подтипах SBa и SBb. Ситуации с оценкой 2, свидетельствующие о взрывах относительно малых масштабов в основном имеются в галактиках подтипа SBc.

Заметим, что средний радиондекс двух галактик подтипа SBa с расщепленными ядрами равен $+1.6$, а для таких же галактик подтипов SBb и SBc радиондекс в среднем на 0.5 больше. Создается такое впечатление, что имеющие место процессы в случае SBa галактик сопровождаются более мощным радиоизлучением.

Из восьми галактик с баллом 5 только в двух случаях зарегистрировано радиоизлучение. Это говорит, вероятно, о том, что в звездообразных ядрах активная фаза с радиоизлучением длится недолго. Радиоизлучение длится, по-видимому, дольше, причем с меньшей интенсивностью, в галактиках с баллами 4 и 2. Более долго радиоизлучение имеет место при расщеплении ядер. В семи случаях из восьми расщепленных ядер мы наблюдаем радиоизлучение. Следовательно, механизм, поддерживающий радиоизлучение здесь действует в течение всего процесса деления ядер.

Полученные факты, говорящие о том, что более мощные процессы происходят в звездообразных ядрах с баллом 5, позволяют предполагать, что такие ядра являются, по-видимому, более молодыми образованиями по сравнению с ядрами галактик типа 2. В последнем случае мощность активных процессов меньше и они длятся дольше. А поскольку галактики со звездообразными ядрами чаще встречаются в подтипе SBa, а галактики с баллом 2 в подтипе SBc, то можно думать, что это не случайно и что галактики SBa являются более молодыми системами по сравнению с SBc галактиками.

Интересно, что в случаях наблюдений активных фаз развития ядер галактик, сопровождаемых радиоизлучением, в спектрах ядер этих галактик довольно часто наблюдаются интенсивные эмиссионные линии. Примечательно, что в работе [13] для объяснения поведения спектральных линий при переходе от ядер галактик к их диску выска-

зывается предположение, что линии обусловлены, вероятно, нетепловым возбуждением.

В заключение автор считает своим долгом выразить признательность В. А. Амбарцумяну за большой интерес при выполнении настоящей работы и ценную дискуссию.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE CORRELATION OF THE RADIO EMISSION OF BARRED GALAXIES WITH THE APPEARANCE OF THEIR CENTRAL PARTS

H. M. TOVMASSIAN

The comparison of the optical and radio observations of 98 barred galaxies showed that the intense radio emission from galaxies is observed in cases of the presence of starlike nuclei in galaxies or in cases when there are evidences of explosions in the central parts of galaxies.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Т. Каллоляян, Г. М. Товмассян, Сообщ. Бюр. обс., 36, 31, 1964.
2. Г. М. Товмассян, *Астрофизика*, 1, 197, 1965.
3. Г. М. Товмассян, *Астрофизика*, 2, 317, 1966.
4. H. M. Tovmassian, *Austr. J. Ph.*, 19, 1966, (в печати).
5. G. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, 133, 405, 1961.
6. G. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, 137, 720, 1963.
7. D. S. Mathewson, J. M. Rome, *Austr. J. Ph.*, 16, 360, 1963.
8. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage, *A. J.*, 61, 97, 1956.
9. N. U. Mayall, A. de Vaucouleurs, *A. J.*, 67, 363, 1962.
10. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 3, 1963.
11. H. M. Tovmassian, *Austr. J. Ph.*, 19, 565, 1966.
12. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 132, 30, 1960.
13. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 135, 694, 1962.
14. N. U. Mayall, *IAU Symposium № 5, Cambridge, 1958, p. 23.*

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 2

ДЕКАБРЬ, 1966

ВЫПУСК 4

КОЛОРИМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ NGC 6946. I

Ф. БЁРНГЕН*, А. Т. КАЛЛОГЛЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН, Дж. А. ЭЙНАТЯН

Поступила 6 октября 1966

Приводятся результаты детального двухцветного фотометрического исследования спиральной галактики NGC 6946. Дается карта распределения поверхностной яркости и цвета по галактике. Размеры использованной диафрагмы — 7.5×7.5 .

Построены кривые распределения яркости и цвета по concentрическим кольцам вокруг ядра галактики (рис. 1). Наблюдается интенсивное посинение галактики от центра к краю. Галактика содержит около 60—70 ярких звездных ассоциаций. Приводятся фотометрические данные о звездобразном ядре и одной из ярких ассоциаций.

NGC 6946 является галактикой типа Sc, видимой почти анфас (фото 1, 2). В ней имеются многочисленные сгущения, большинство которых является звездными ассоциациями. Галактика имеет маленькое яркое ядро, из которого выходят два мощных спиральных рукава со многими разветвлениями. На концах главных спиральных рукавов галактики имеются два ярких голубых образования, в противоположных направлениях от ядра.

Замечательной особенностью NGC 6946 можно считать появление в ней трех Сверхновых звезд в интервале времени всего в 31 год [1—3]. Отметим, что к настоящему времени известно всего 5 галактик, где Сверхновые наблюдались трижды.

NGC 6946 находится на низкой галактической широте с $b = +11^\circ$. Картина распределения поглощающей материи в этой области довольно запутанная. По этой причине Хаббл не смог однозначно решить вопрос принадлежности NGC 6946 к местной системе галактик. Однако после работы Бааде [4] стало ясно, что NGC 6946 находится вне

* Обсерватория имени Карла Шварцшильда АН ГДР.

пределов местной системы. Модуль расстояния, согласно Бааде, равняется $26^m.8 - 26^m.9$ в новой шкале расстояний.

NGC 6946 наблюдалась также в радиодиапазоне на частоте 158 мк. По Брауну и Азарду [5] радиоиндекс источника, исправленный за наклонение галактики и приведенный к галактическому полюсу, равняется $+0.9$. В этой работе величина поглощения взята $1^m.1$. Однако при общем поглощении в $2^m.3$ по [6] значение радиоиндекса окажется больше $+2^m$.

Как показал ряд работ, выполненных в Бюраканской обсерватории (см., например, [7, 8]), путем сплошной детальной фотометрии можно получить полное и надежное представление о распределении яркости и цвета в галактиках, имеющих сложную структуру, каким является NGC 6946. Вместе с тем, детальная фотографическая фотометрия отличается большой трудоемкостью, что, к сожалению, ограничивает число галактик, изучаемых этим методом.

Детальная колориметрия NGC 6946 осложняется еще и тем, что из-за ее низкой галактической широты на ее изображение проектируется большое число звезд фона. Однако при детальной фотографической фотометрии влияние этих звезд можно учесть с большей точностью, чем, например, при применении фотоэлектрического метода.

В настоящей работе приводятся результаты сплошной колориметрии NGC 6946 в двух цветах.

1. *Наблюдательный материал и методика наблюдений.* Снимки NGC 6946 в двух цветах были получены одним из авторов (Э. Х.) на двухметровом телескопе Таутенбургской обсерватории в его шмидтовской системе. Сведения об использованных пластинках приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата наблюдений	Экспозиция (в мин.)	Сорт пластинки	Фильтр
22.VII.1963	30	Agfa Astro-Platten Spezial	GG-13
25.VII.1963	36	"	GG-13
25.VII.1963	120	Agfa Astro-Platten Panchrom	GG-11
2.VIII.1963	115	"	GG-11

Наблюдения галактики велись методом двухэтажной кассеты. Для этой цели с одного края кассеты было введено плоско-параллельное нейтральное стекло с известной кривой пропускания. Толщина стекла 5.45 мм, что обеспечивает равномерное распределение почернения по внефокальным изображениям звезд. Поглощение в стекле учитывалось

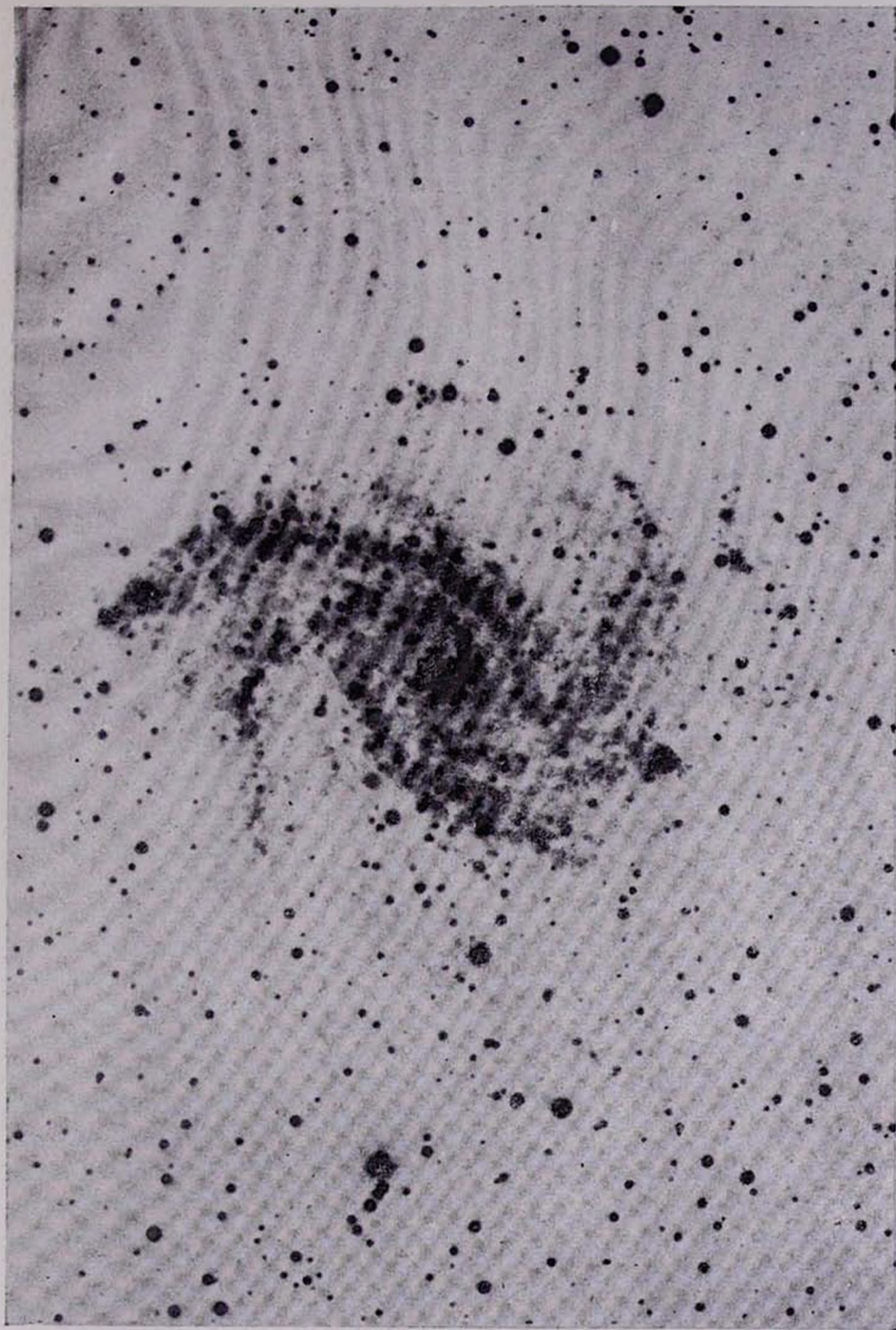


Фото 1. NGC 6946. Север сверху, восток слева. Масштаб $1 \text{ мм} \approx 6''$.
Снимок в синих лучах.

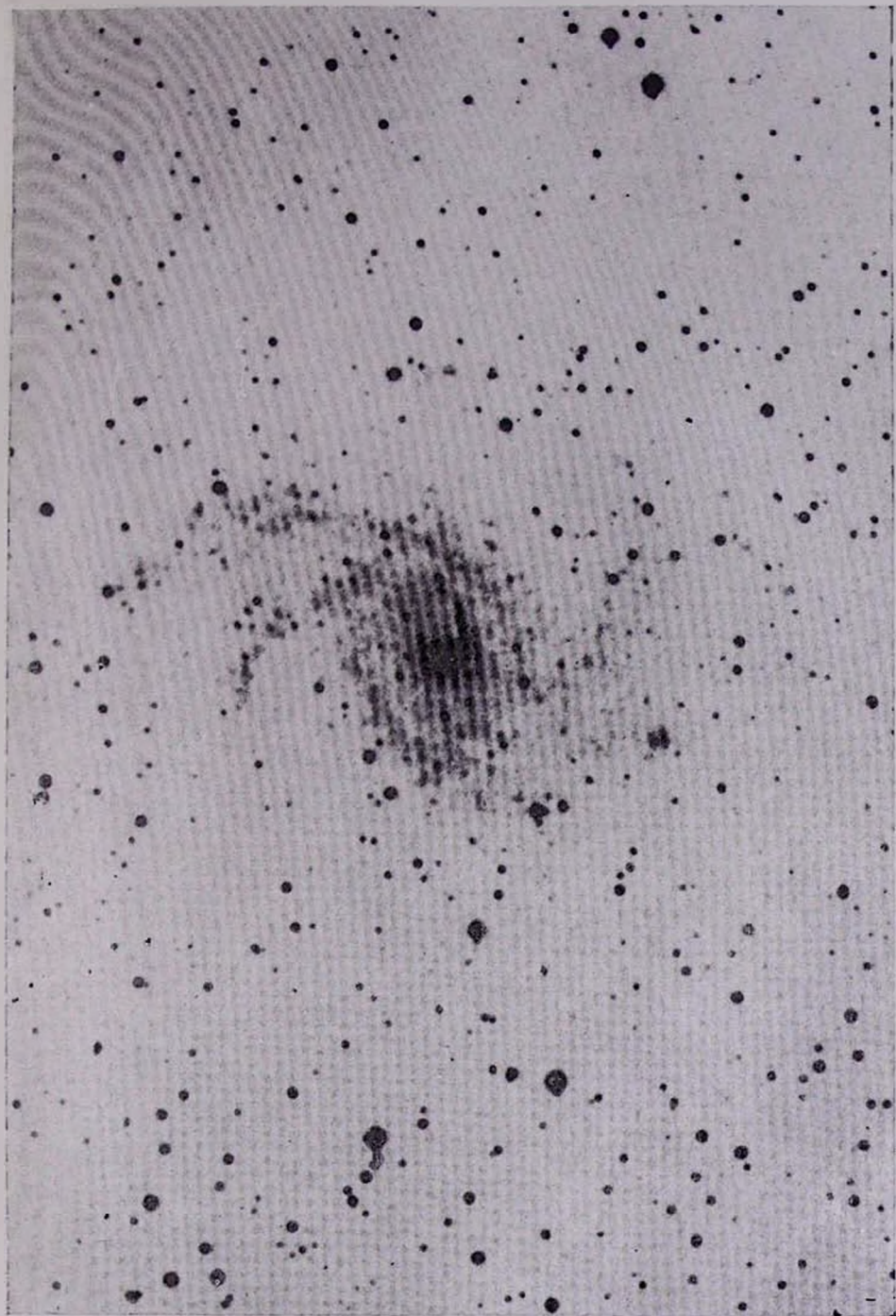


Фото 2. NGC 6946. Север сверху, восток слева. Масштаб $1 \text{ мм} \approx 6''$.
Снимок в желтых лучах.

по его кривой пропускания. В синих лучах эта поправка около $0^{\text{m}}14$, а в желтых $0^{\text{m}}12$.

Звездные величины внефокальных звезд сравнения были определены путем сравнения их фокальных изображений с фокальными изображениями звезд Северного полярного ряда. Для этой цели специально были получены 7—8 пар снимков в каждом цвете. Среднеквадратическая ошибка определения звездных величин звезд сравнения оказалась $\pm 0^{\text{m}}05$.

Измерения изображения галактики велись на объективном микрофотометре методом сплошной фотометрии. Исползованная диафрагма фотометра вырезает на пластинке квадрат со стороной в 0.15 мм или при масштабе таутенбургского телескопа около $7''.5$.

Как уже было отмечено, измерение NGC 6946 затрудняется присутствием многочисленных проектированных звезд нашей Галактики. Все эти звезды в ходе измерений были исключены из окончательных результатов.

Среднеквадратическая ошибка измерений поверхностных яркостей оказалась $\pm 0^{\text{m}}06$.

Наша цветовая система была определена стандартным способом на специально полученных пластинках. В результате были найдены следующие уравнения

$$B = B_{\tau} - 0.13 (B - V) \quad (1)$$

$$V = V_{\tau} + 0.20 (B - V). \quad (2)$$

Из этих двух уравнений получаем:

$$B - V = 0.752 (B - V)_{\tau}. \quad (3)$$

Индекс „ τ “ относится к таутенбургской цветовой системе.

2. Интегральная звездная величина и показатель цвета галактики. Результаты измерений (значения B_{τ} и $B_{\tau} - V_{\tau}$) приводятся в виде карты распределения яркости и цвета в нашей цветовой системе. В синих лучах измерено около 2500 площадок, а число общих площадок в синих и желтых лучах около 2000. В действительности было измерено почти в два раза больше площадок с целью надежного определения границ галактики на наших снимках.

Предельная поверхностная яркость в синих лучах достигает $24^{\text{m}}3$, а в желтых лучах до $22^{\text{m}}9$ с кв. секунды дуги.

На карте распределения каждая пара чисел относится к области с размерами $7''.5 \times 7''.5$ и дает поверхностную яркость в звездных величинах и цвет. Сверху и слева карты указаны прямолинейные координаты центров измеренных площадок в секундах дуги. Направ-

ление осей экваториальных координат отмечено на карте. Для более точной ориентировки крестиком отмечены положения некоторых звезд.

К сожалению, из-за первоначального неудачного выбора начала координат ядро галактики не попадает целиком в отдельную диафрагму. Поэтому центральная часть галактики на карте особо не выделяется по яркости. Измерение ядра галактики произведено отдельно на тех же снимках.

Пустые квадраты на карте относятся к областям проектированных звезд или к областям, яркость которых ниже предельной.

На основании данных карты распределения путем суммирования яркостей отдельных площадок были вычислены интегральные звездные величины в обоих цветах для разных площадей суммирования. Полученные данные, вместе с данными других авторов, приведены в табл. 2.

Таблица 2

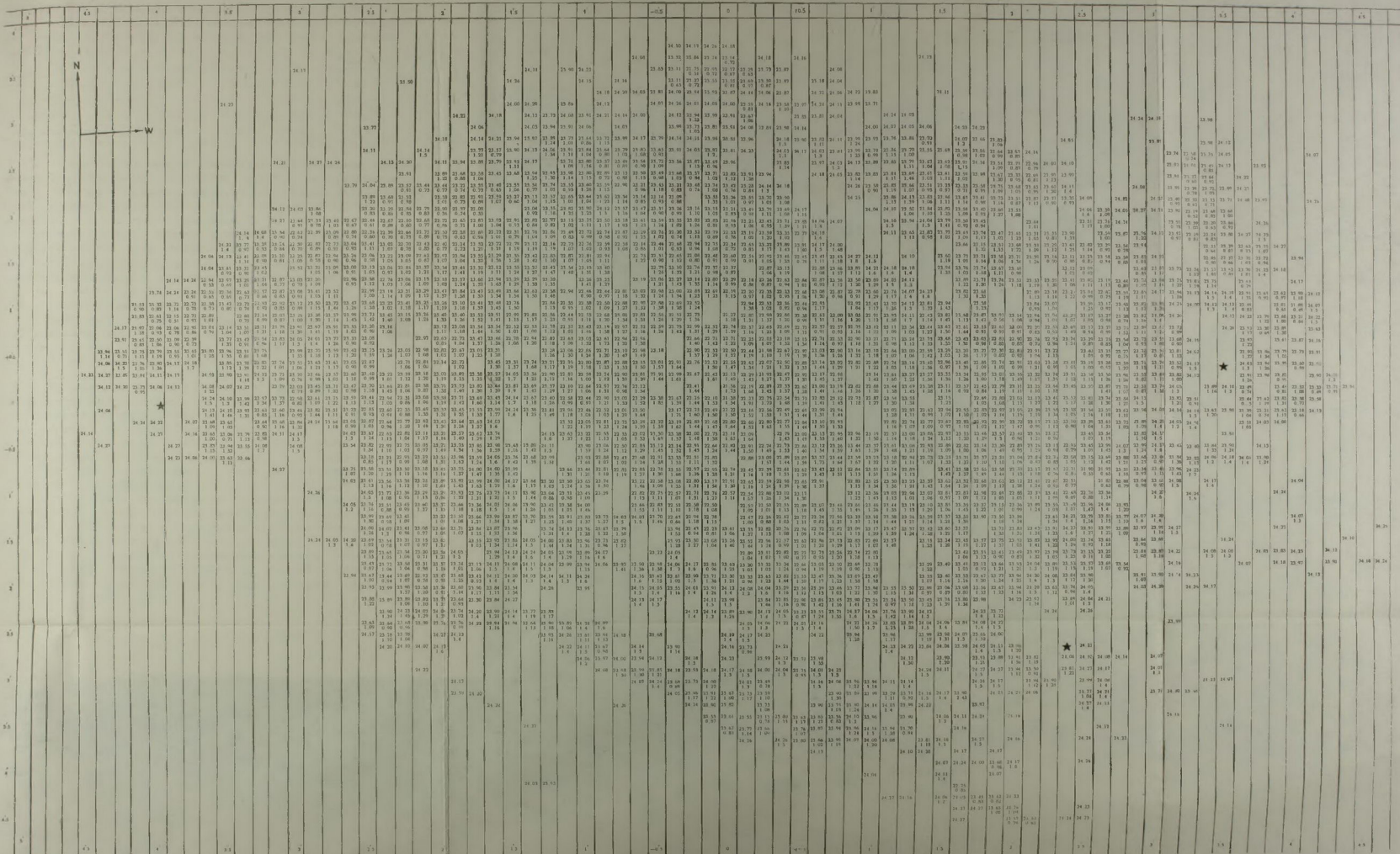
Авторы	B	$B-V$	Размеры
Петтит [9]	$10^m 33$	$+0^m 80$	$5' 7$
Стеббинс и Уитфорт [10]	11.1	0.88	3.6
Холмберг [11]	9.77	0.83	14.4 12.6
Бёрнген и др. (настоящая статья)	11.38	0.94	3.6
"	10.46	0.86	30 кв. минут
"	10.31		37 кв. минут

Во втором и третьем столбцах таблицы приведены интегральные звездные величины и показатели цвета в лучах B , V . Редукция к этой системе произведена по уравнениям, приведенным в [12]. В последнем столбце приведены размеры измеренных областей галактики. В нашем случае поверхностные яркости и показатели цвета измерены вплоть до расстояния $4' - 4'.3$ от ядра. Однако внутри этого радиуса имеется много областей, которые из-за низкой поверхностной яркости или ввиду проектирования на них звезд фона не измерялись. Поэтому в последних двух строчках табл. 2 приводится общая площадь только измеренных площадей.

При сравнении данных таблицы следует иметь в виду возможные ошибки, возникающие из-за трудностей полного учета влияния многочисленных проектированных звезд. Учет влияния этих звезд на интегральную яркость и, возможно, на цвет галактики особенно затруднителен при фотовольтметрических наблюдениях. Этим можно объяснить некоторые расхождения, имеющиеся в данных табл. 2.

Как уже отмечалось выше, NGC 6946 обладает маленьким ярким ядром. Оно было измерено нами круглой диафрагмой с диаметром

КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ И ЦВЕТА ПО ГАЛАКТИКЕ NGC 6946



около $10''$. Той же диафрагмой было измерено западное яркое сгущение, о котором речь шла выше. Измерению восточного яркого сгущения помешала близлежащая звезда. Полученные данные приводятся в табл. 3 в лучах B, V .

Таблица 3

Объект	$B/\square''$	B	$B-V$	M
Ядро	20^m77	16^m05	$+1^m23$	-13^m0
Западное сгущение	21.38	16.65	+0.41	-12.4

Во втором столбце таблицы приводится поверхностная яркость объекта с кв. секунды дуги, в третьем — видимые интегральные величины, в четвертом — показатели цвета, не исправленные за галактическое поглощение, а в последнем столбце — абсолютные величины, исправленные за галактическое поглощение по [6]. Как видно из таблицы, западное сгущение по яркости сравнимо с ядром галактики. И по абсолютной величине, и по показателю цвета это сгущение является очень яркой звездной ассоциацией (при учете избытка цвета в 0^m6 [6] в направлении галактики). Линейные размеры ассоциации около 180 пс. Сравнение этой ассоциации с ассоциациями в М 51 и М 101 [13] показывает, что она по яркости уступает лишь одной ассоциации в М 101.

На специально полученных пластинках, любезно предоставленных С. Г. Искударян, ядро галактики оценивается баллом „4“ согласно классификации ядер, разработанной в Бюракане [14]. Напомним, что баллом „4“ оцениваются звездоподобные ядра.

3. Распределение яркости и цвета. На основании данных карты распределения построены кривые распределения яркости и цвета по концентрическим кольцам вокруг ядра галактики (рис. 1). На рисунке по оси абсцисс отложены расстояния средин колец от ядра. Ширина каждого кольца равна примерно $22''$. По оси ординат отложены средние поверхностные яркости по кольцам и соответствующие показатели цвета, приведенные к лучам B, V . Яркость и цвет центральной части (начальная точка с $r = 0$ на рис. 1) взяты из табл. 3.

На рис. 1 видно, что яркость по галактике при удалении от центра сначала резко падает, а затем с некоторыми небольшими скачками медленно убывает к периферийным частям галактики. Наличие вторичного минимума на расстоянии $50''$ можно объяснить большим удельным весом спиральных рукавов в соответствующем кольце. Очевидно, что в случае галактик, подобных NGC 6946, со многими сгущениями, разветвлениями и поглощающей материей, трудно ожидать плавного из-

менения яркости и цвета. Как видно из рис. 1, в распределении цвета также наблюдаются некоторые иррегулярности.

Часть этих флюктуаций яркости и цвета объясняется присутствием многочисленных ассоциаций, число которых в галактике достигает до 60—70. При сплошной фотометрии галактики ассоциации в большинстве случаев не попадали в центр диафрагмы, поэтому труд-

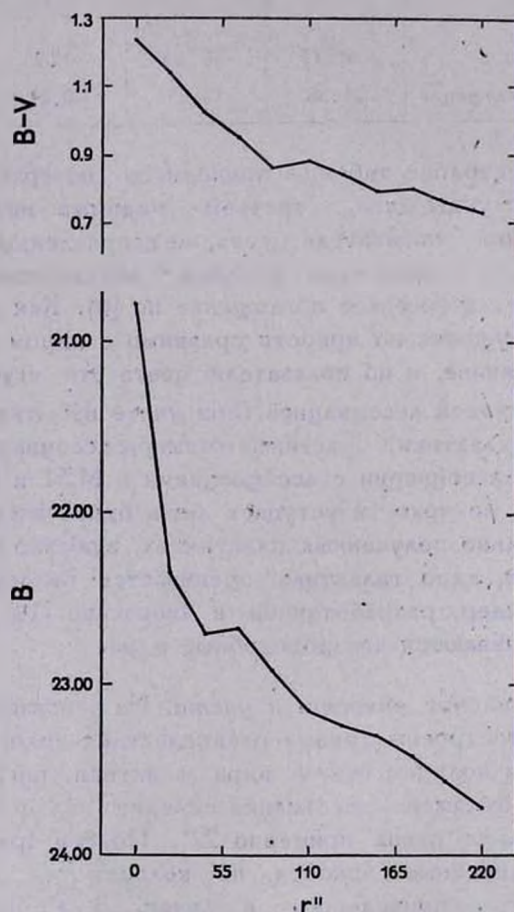


Рис. 1. Распределение яркости и цвета по концентрическим кольцам вокруг ядра.

но произвести точный учет влияния ассоциаций на распределение яркости и цвета галактики. Исследование ассоциаций предполагается выполнить отдельно, во второй части работы.

Однако существует интенсивное посинение галактики от центра к краю. На периферии показатель цвета достигает до $+0^m.7$, то есть он по сравнению с центром уменьшается на $0^m.5$. Интересно, что тако-

го порядка изменение показателя цвета было получено Б. Е. Маркьяном в случае M 101 [7] и NGC 5194 [15].

На рис. 2 и 3 приводится распределение яркости и цвета в нашей цветовой системе, по двум взаимно перпендикулярным разрезам. Направление разрезов указано на рисунках. По оси абсцисс отложено расстояние точки от центра галактики, по оси ординат — их поверхностные яркости и показатели цвета. На кривых хорошо выявля-

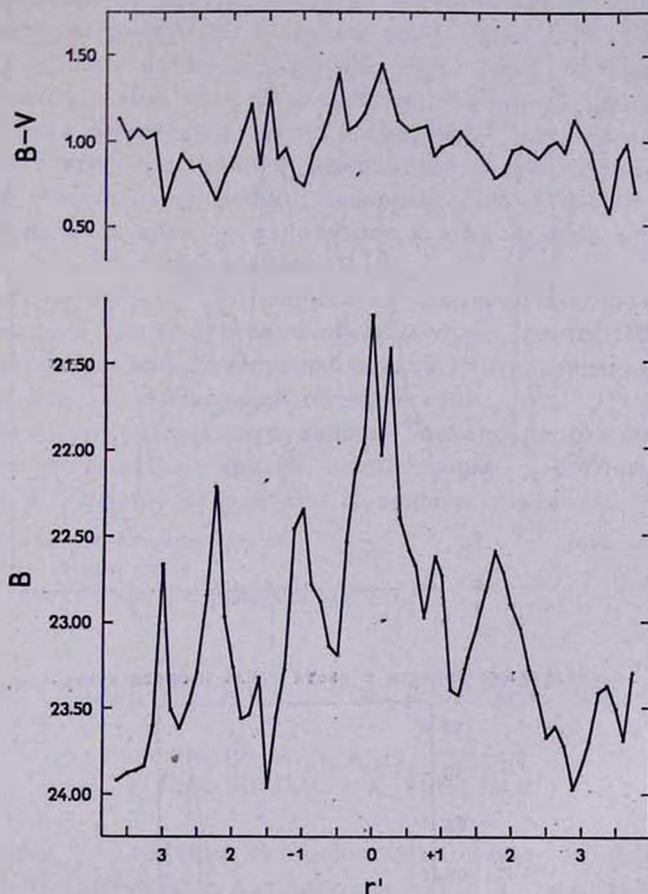


Рис. 2. Распределение яркости и цвета вдоль разреза восток—запад.

ется сложная структура галактики. Помимо этого, увеличение яркости в основном сопровождается убыванием показателя цвета. Этим областям соответствуют спиральные рукава галактики с их ассоциациями. По этим кривым также заметно посинение галактики к краю.

В настоящее время, после ряда бюраканских работ, можно утверждать, что посинение спиральных галактик к краю (в частности, в

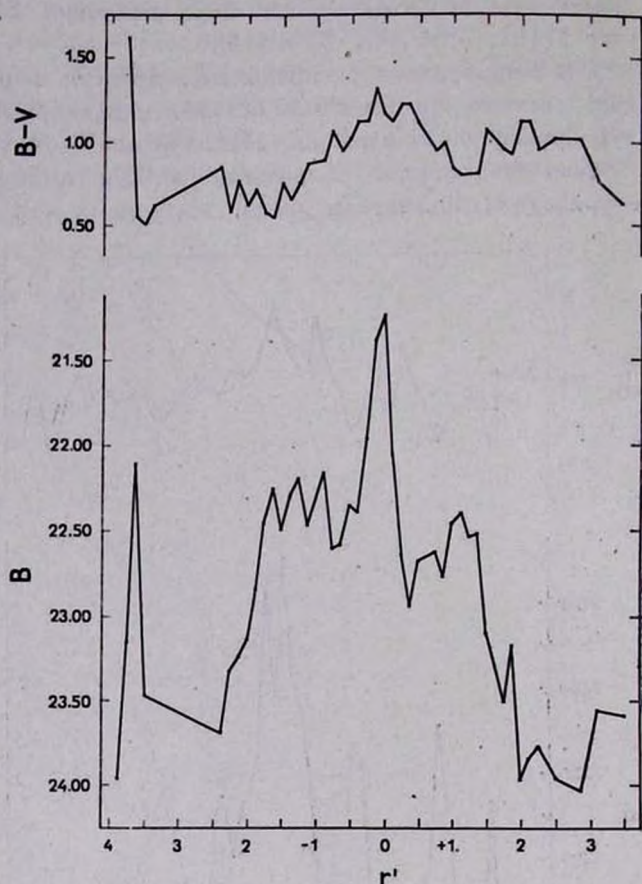


Рис. 3. Распределение яркости и цвета вдоль разреза север—юг.

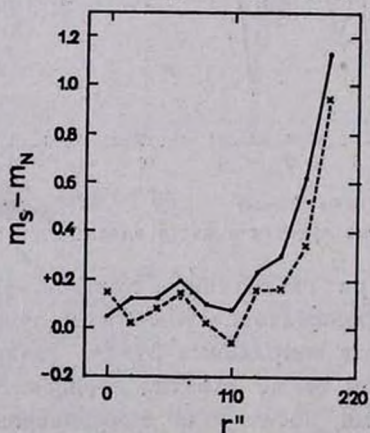


Рис. 4. Разница яркостей северных и южных полуколед с удалением от ядра.

случае галактик типа Sc) является распространенным явлением. При этом интервал изменения цвета от центра к краю достигает значительных величин — до $0^m5 - 0^m6$.

На рис. 4 приводится диаграмма, на оси ординат которой отложена разница яркостей северного и южного полуколец, выраженная в звездных величинах. Использованы данные тех же колец, что и на рис. 1. Расстояние от центра отложено по оси абсцисс. Сплошная кривая соответствует цвету B , а пунктирная — цвету V . Как видно из рисунка, обе кривые почти параллельны друг другу. Особенность кривых заключается в том, что до расстояния около $2'$ яркости обоих полуколец почти равны друг другу в пределах неизбежных флуктуаций; начиная с этого расстояния, выявляется резкая асимметрия между северной и южной половинами: северная половина галактики постепенно становится ярче по отношению к южной. При этом эта разница доходит до 1^m в обоих лучах.

Один из авторов (Э. Х.) выражает глубокую благодарность АН ГДР и директору Таутенбургской обсерватории доктору Н. Рихтеру за предоставленную возможность наблюдать на универсальном 2-х метровом телескопе Таутенбургской обсерватории.

Авторы признательны сотрудникам Таутенбургской обсерватории Ф. Янгу за вычисление кривой пропускания плоско-параллельной пластинки и В. Хёгнеру за удачные фотокопии галактик.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Обсерватория имени Карла Шварцшильда АН ГДР

THE COLORIMETRY OF GALAXY NGC 6946. I.

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGHIAN,
E. Y. KHACHIKIAN, J. A. EYNATIAN

The results of a detailed two-color photometry investigation of spiral galaxy NGC 6946 with a diaphragm 7.5×7.5 are presented. The chart of distribution of surface brightness and color-index all over the galaxy is given.

A curve of distribution of brightness and color for concentric rings around the nucleus of galaxy is constructed (Fig. 1). The color of galaxy becomes blue toward the edges.

There are about 60—70 stellar associations in NGC 6946. Some photometrical data on the nucleus and one of brightest association are given.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. W. Ritchey, Publ. A.S.P., 29, 211, 1917.
2. F. Zwicky, Ap. J., 96, 28, 1942.
3. N. U. Mayall, Publ. A.S.P., 60, 266, 1948.
4. W. Baade, Ap. J., 88, 294, 1938.
5. R. H. Brown, C. Hazard, M. N., 122, 479, 1961.
6. А. С. Шаров, Астрон. ж., 10, 900, 1963.
7. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 24, 3, 1958.
8. Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян, Астрофизика, 1, 38, 1965;
2, 53, 1966.
9. E. Pettit, Ap. J., 120, 413, 1954.
10. J. Stebbins, W. Whitford, Ap. J., 86, 247, 1937..
11. E. Holmberg, Medd. Lund Ap. Obser., Ser. 11, № 136, 1958.
12. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Reference Catalogue of Bright Galaxies.
13. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 26, 3, 1959.
14. А. Т. Каллоглян, Г. М. Товмасян, Сообщ. Бюр. обс., 36, 31, 1964.
15. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюр. обс., 25, 15, 1958.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 2

ДЕКАБРЬ, 1966

ВЫПУСК 4

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СТА 21 И СТА 102 В МЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Р. Д. ДАГКЕСАМАНСКИЙ, Т. В. ШАБАНОВА

Поступила 8 сентября 1966

С помощью полотна Восток-Запад ДКР-1000 измерены плотности потоков СТА 21 и СТА 102 на частоте 86 мц (3.5 м). Обсуждаются спектры этих источников радионизлучения.

Вот уже несколько лет радиоисточники СТА 21 и СТА 102 привлекают к себе внимание многих радиоастрономов. Во-первых, в спектрах обоих радиоисточников наблюдаются максимумы на очень высоких частотах ($\approx 500 - 1000$ мц). Во-вторых, оба радиоисточника имеют очень малые угловые размеры. Так, согласно измерениям на волне 21 см, их угловые диаметры меньше 0.1 [1]. И, наконец, есть указания на то, что радиоисточник СТА 102, который удалось отождествить с квазизвездным объектом с красным смещением $z = \Delta\lambda/\lambda = 1.037$ [2,3], обнаруживает переменность на частоте 920 мц [4].

Вследствие указанных выше особенностей спектров, оба радиоисточника оказываются чрезвычайно слабыми объектами в метровом диапазоне волн. Именно поэтому до настоящего времени не было измерений потоков этих источников на частотах ниже 178 мц. В то же время такие измерения могли бы пролить свет на природу этих интересных источников. Ввиду этого была предпринята попытка измерения плотностей потоков СТА 21 и СТА 102 на частоте 86 мц ($\lambda = 3.5$ м) с помощью полотна Восток-Запад крестообразного радиотелескопа Физического института АН СССР (ДКР-1000). Антенна и аппаратура описаны ранее в [5]. Постоянная времени $\tau = 5$ сек. Так как оба радиоисточника почти незаметны в одиночной записи, то проводилось усреднение серии записей, после чего определялось отношение плотностей потоков исследуемых источников к калибровочным.

За период с 12 по 27 февраля 1966 г. было получено 8 записей прохождения через диаграмму направленности антенны радиостанции СТА 21 совместно с ЗС 79, который был принят в качестве калибровочного. Усредненные за 8 дней, эти записи представлены на рис. 1.

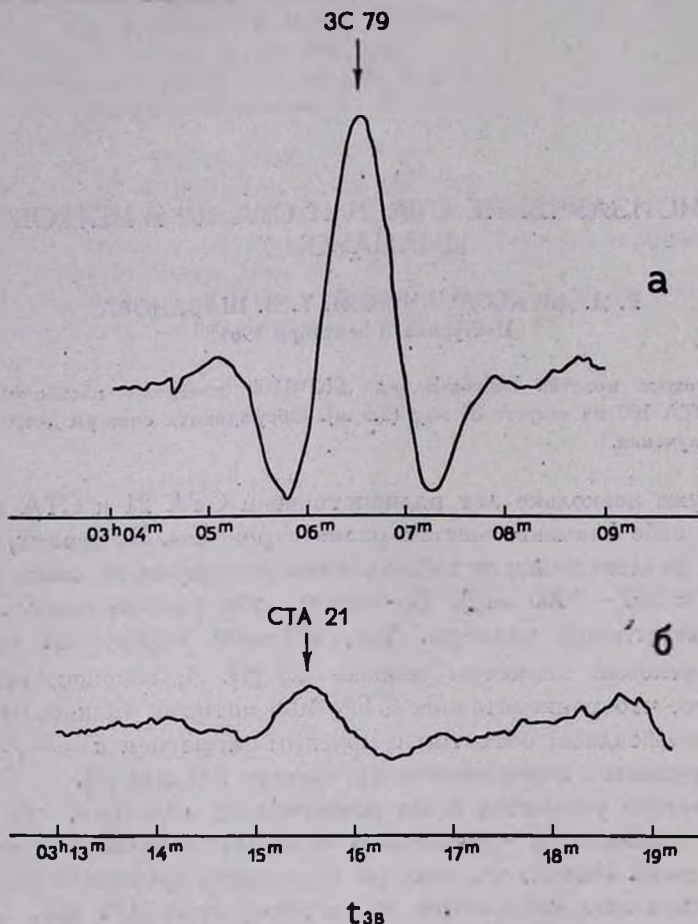


Рис. 1. Усредненные по 8 записям кривые прохождения СТА 21 и ЗС 79.

Отношение плотностей потоков $x = S_{\text{СТА}21}/S_{\text{ЗС}79}$ определялось из решения системы условных уравнений

$$a_k x + y = b_k \quad (k = 1, 2, \dots, 35). \quad (1)$$

Здесь b_k — амплитуда записи СТА 21 в момент t_k , а a_k — амплитуда записи калибровочного источника ЗС 79 в соответствующие мо-

менты времени. При этом считалось, что уход „нуля“ за время записи источника ничтожно мал. Неизвестная y определяется абсолютными положениями „нулей“ в записях исследуемого и калибровочного источников.

Для составления системы (1) необходимо знание прямых восхождений обоих источников (точнее разности между ними). Согласно [6], были приняты следующие значения:

$$\alpha_{\text{СТА 21}}(1950.0) = 03^{\text{h}}16^{\text{m}}09^{\text{s}}.2$$

и

$$\alpha_{\text{ЗС 79}}(1950.0) = 03^{\text{h}}07^{\text{m}}11^{\text{s}}.6.$$

Эти значения α с точностью до ошибок измерений ($\pm 2^{\text{s}}$ для ЗС 79 и $\pm 5^{\text{s}}$ для СТА 21) совпадают с прямыми восхождениями, соответствующими максимумам в записях этих источников.

Решение системы (1) дает отношение плотностей потоков $x = S_{\text{СТА 21}}/S_{\text{ЗС 79}} = 0.138 \pm 0.020$ и, следовательно, при плотности потока ЗС 79 равной $(51 \pm 5) \times 10^{-26} \text{ ватт/м}^2\text{ц}$ (см. [5]), получаем:

$$S_{\text{СТА 21}} = (7.0 \pm 1.3) \times 10^{-26} \text{ ватт/м}^2\text{ц}.$$

Окончательная ошибка включает в себя ошибку в определении плотности потока калибровочного радиоисточника.

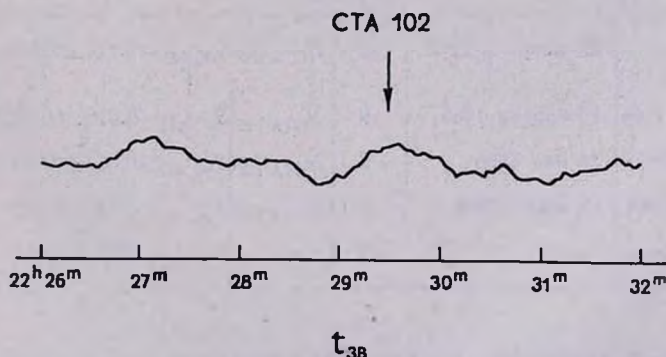


Рис. 2. Кривая прохождения СТА 102, усредненная по 9 записям первой серии наблюдений (15 февраля — 9 марта 1966 г.).

К настоящему времени проведено 4 серии наблюдений радиоисточника СТА 102. На рис. 2 представлена кривая прохождения СТА 102 через диаграмму антенны, полученная после усреднения 9 записей первой серии наблюдений. Обработка каждой серии осуществлялась так же, как обработка записей СТА 21. Прямое восхождение

СТА 102 принималось равным прямому восхождению квазизвездного объекта, с которым он отождествлен [2]:

$$\alpha_{\text{СТА 102}}(1950.0) = 22^{\text{h}}30^{\text{m}}07^{\text{s}}.5.$$

В качестве калибровочного радиоисточника был выбран источник ЗС 442. Плотность потока ЗС 442 определялась по отношению к ЗС 84. Она соответствует максимальному отклонению в записи ЗС 442 и из-за конечных размеров этого источника может оказаться несколько меньше своего истинного значения. Это, однако, никак не должно сказаться на точности определения плотности потока СТА 102, так как источник ЗС 442 служил лишь хорошо прокалбированным стандартом. Принимая, согласно [5], $S_{\text{ЗС 84}} = (131 \pm 5) \times 10^{-26} \text{ ватт/м}^2\text{ц}$, мы получили $S_{\text{ЗС 442}} = (41 \pm 4) \times 10^{-26} \text{ ватт/м}^2\text{ц}$.

Таблица 1

Даты начала и конца серии	Средний момент	Число записей	Отношение плотностей потоков	Плотности потоков
СТА 21				
12 — 27 февраля 1966	18 февраля 1966	8	$S_{\text{СТА 21}}/S_{\text{ЗС 79}} = 0.138 \pm 0.020$	7.0 ± 1.3
СТА 102				
15 февраля — 9 марта 1966	28 февраля 1966	9	$S_{\text{СТА 102}}/S_{\text{ЗС 442}} = 0.110 \pm 0.018$	4.5 ± 0.9
3 — 22 апреля 1966	13 апреля 1966	9	$S_{\text{СТА 102}}/S_{\text{ЗС 442}} = 0.070 \pm 0.035$	2.9 ± 1.5
19 — 29 мая 1966	24 мая 1966	8	$S_{\text{СТА 102}}/S_{\text{ЗС 442}} = 0.074 \pm 0.025$	3.0 ± 1.1
14 — 23 июля 1966	19 июля 1966	7	$S_{\text{СТА 102}}/S_{\text{ЗС 442}} = 0.110 \pm 0.018$	4.5 ± 0.9
среднее по всем сериям	7 мая	33	$S_{\text{СТА 102}}/S_{\text{ЗС 442}} = 0.095 \pm 0.011$	3.9 ± 0.6

В табл. 1 приведены результаты измерений плотностей потоков СТА 21 и СТА 102 для каждой серии наблюдений, а также среднее значение плотности потока СТА 102 по всем сериям. Там же указаны даты начала и конца серий, число записей в серии и средние моменты, соответствующие каждой из них. Из табл. 1 видно, что плотность потока СТА 102 несколько меняется от одной серии наблюдений к другой. Однако, нам представляется, что делать какие-либо выводы из этого факта пока преждевременно, так как число серий еще недостаточно и тем более, что плотности потоков в каждой серии откло-

няются от среднего значения не более, чем на величину своей средней квадратической ошибки. При определении среднего значения плотности потока СТА 102 данные каждой серии наблюдений брались с весом обратно пропорциональным ошибке в серии.

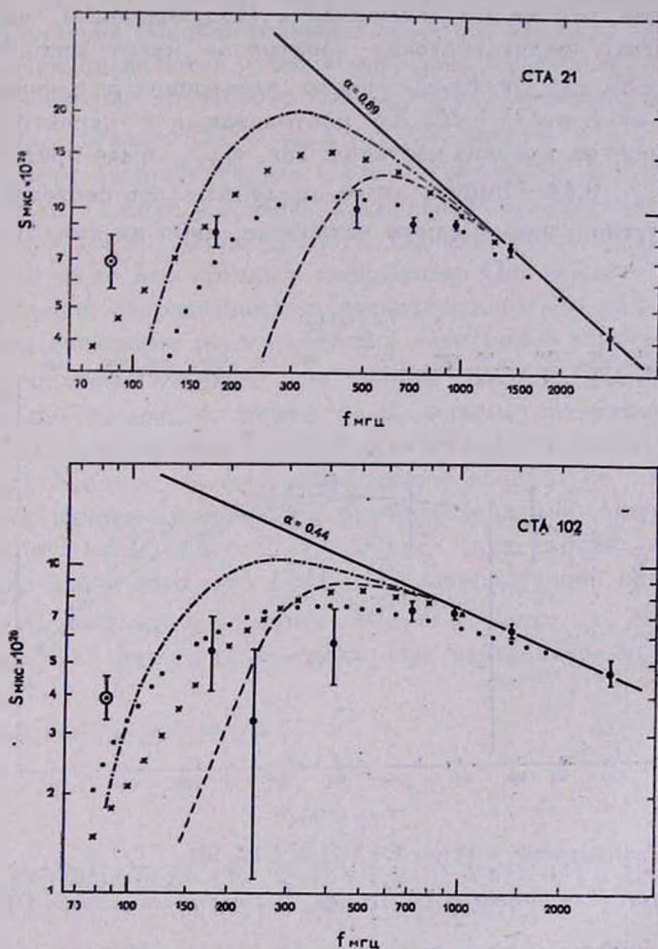


Рис. 3. Спектры СТА 21 и СТА 102

● — данные [7], ○ — результаты настоящей работы.

Расчетные спектры для случаев:

— — — синхротронного самопоглощения,

××× — теплового поглощения внутри источника,

— · — — теплового поглощения вне источника,

..... — отклонения показателя преломления среды, в которой излучают электроны от 1.

Спектры радиоисточников СТА 21 и СТА 102, построенные по данным [7] и результатам настоящей работы, приведены на рис. 3. Там же нанесены спектры, рассчитанные для некоторых механизмов, которые могут обуславливать низкочастотный „завал“ в спектрах источников радиоизлучения. При построении теоретических спектров предполагалось, что механизм излучения синхротронный, что энергетический спектр релятивистских электронов имеет вид $N(E)dE = K \cdot E^{-(2\alpha+1)}dE$, где $N(E)dE$ — число электронов в единице объема с энергиями от E до $E + dE$, K — постоянная, а α — спектральный индекс источника, на высоких частотах. Так, $\alpha_{\text{СТА 21}}$ было принято равным 0.89, а $\alpha_{\text{СТА 102}}$ — 0.44. Помимо этого предполагалось постоянство физических параметров либо в самом источнике, либо на пути от источни-

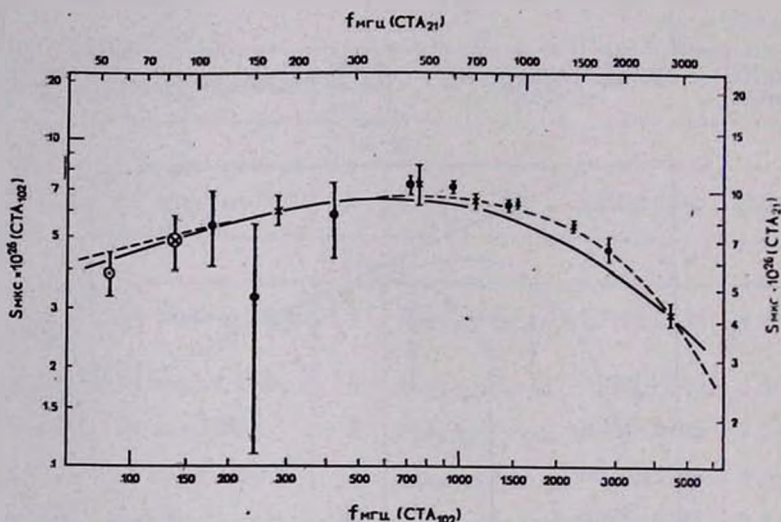


Рис. 4. Совмещенные спектры СТА 21 и СТА 102

×, ○ — плотности потоков СТА 21; ●, ○ — плотности потоков СТА 102.

— — спектр излучения, рассчитанный для случая обрыва в степенном энергетическом спектре релятивистских электронов,
 ---- — спектр излучения релятивистских электронов с энергией E_0 .

ка до наблюдателя (однородные модели). Эти предположения, конечно, очень грубы. Однако, расхождения расчетных спектров с экспериментальными точками так велико, что небольшими поправками в предполагаемых моделях исправить положение невозможно. По-видимому, ра-

зумно было бы предположить наличие в источниках протяженного гало, которое в основном ответственно за излучение на низких частотах.

Обращает на себя внимание удивительное подобие спектров исследуемых источников. На рис. 4 оба спектра представлены вместе, при этом оси координат сдвинуты у одного источника по отношению к другому. На наш взгляд этот рисунок свидетельствует о том, что природа излучения обоих источников очень близка. Если предположить, что источники отличаются лишь мощностью излучения и относительный сдвиг спектров по частоте вызван эффектом красного смещения, то принимая, согласно [3], $z_{\text{СТА 102}} = 1.037$, найдем $z_{\text{СТА 21}} = 2.24$. При этом мощность радиоизлучения СТА 21 окажется в 4 раза больше, чем у СТА 102 (в модели вселенной с нулевой космологической постоянной и $q_0 = +1$ (см., например, [3])). Однако, сдвиг по частоте может быть вызван не только красным смещением. Он может быть объяснен также различной напряженностью магнитного поля и различными энергетическими спектрами релятивистских электронов в источниках.

В заключение отметим, что спектр радиоизлучения, подобный изображенному на рис. 4, может быть вызван сравнительно крутым обрывом в энергетическом спектре релятивистских электронов (сплошная кривая). Более того, он превосходно совпадает со спектром излучения совокупности электронов с распределением по энергиям близким к δ -образному — $N(E) dE = K \delta(E - E_0) dE$ (пунктирная кривая). При этом можно найти параметр $E_0^2 H$, характеризующий излучение. Для СТА 102, он оказывается равным $360 \text{ Мэв}^2 \text{ гаусс}$, а для СТА 21 — $110(1+z) \text{ Мэв}^2 \text{ гаусс}$, где z — пока еще неизвестное красное смещение СТА 21.

Физический институт АН СССР

THE RADIOEMISSION OF THE CTA 21 AND CTA 102 SOURCES IN THE METRE RANGE

R. D. DAGKESAMANSKY, T. V. SHABANOVA

The flux densities of CTA 21 and CTA 102 at 86 mc/s (3.5 m) have been measured with East-West arm DKR — 1000. The spectra of these radio sources are discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. L. Adge, H. Gent, O. B. Slee, A. D. Frost, H. P. Palmer, B. Rowson, *Nature*, 208, 275, 1965.
2. A. Sandage, J. D. Wyndham, *Ap. J.*, 141, 328, 1965.
3. M. Schmidt, *Ap. J.*, 141, 1295, 1965.
4. Г. Б. Шоломицкий, *Астрон. ж.*, 42, 673, 1965.
5. В. С. Артюх, В. В. Виткевич, Р. Д. Дагкесаманский, *Астрон. ж.*, (в печати).
6. E. B. Fomalont, T. A. Matthews, D. Morris, J. D. Wyndham, *Ap. J.*, 69, 772, 1964.
7. K. I. Kellerman, "A compilation of radio source flux densities", *Observations of the Owens Valley Radio Observatory*, 1964 (preprint).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 2

ДЕКАБРЬ, 1966

ВЫПУСК 4

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1963 г.

1. НАБЛЮДЕНИЯ В 1964 и 1965 гг. НЕБУЛЯРНАЯ СТАДИЯ

В. Т. ДОРОШЕНКО

Поступила 24 июля 1966

Проведено спектральное исследование Новой Геркулеса 1963 г. по спектрам, полученным в 1964 и 1965 гг. Показано, что доля излучения звезды в наблюдаемом непрерывном спектре очень велика, тогда как доля непрерывного излучения, вносимая оболочкой, незначительна. Анализ непрерывного и линейчатого спектра приводит к следующим значениям физических параметров: плотность оболочки $n_e = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$; электронная температура оболочки $T_e = 11\,500^\circ \text{ К}$; температура звезды $T_* > 50\,000^\circ \text{ К}$; коэффициент дилуции $W \sim 2 \cdot 10^{-13}$; масса оболочки $M_{ob} = 8 \cdot 10^{27} = 4 \cdot 10^{-6} M_\odot$.

В данной работе сообщаются результаты спектрофотометрического исследования Новой Геркулеса 1963 г. на основе материала, полученного в 1964 и 1965 гг.

1. Наблюдательный материал был получен Э. А. Дибаям, В. И. Есиповым и В. Т. Дорошенко на дифракционном спектрографе, установленном в касегреновском фокусе 50" рефлектора Южной станции ГАИШ в диапазоне $4000 \text{ \AA} - 6000 \text{ \AA}$ с двумя различными дисперсиями — $140 \text{ \AA/мм}$ и $300 \text{ \AA/мм}$. В августе и сентябре 1965 г. спектры Новой в той же спектральной области были получены на дифракционном спектрографе с электронно-оптическим преобразователем на том же телескопе. В этом случае применялась дисперсия $270 \text{ \AA/мм}$. За две ночи (23 24 IV — 65 и 24 25 VIII — 65 г.) имеются наблюдения области спектра, содержащей H_α . В качестве звезд сравнения были выбраны следующие звезды спектрального класса A0: HD 92586, 168602, 188035, 228081. Новая наблюдалась в следующие даты:

Таблица 1

Дата	Звезда	Эксп.	Дисперсия (А/мм)	Сорт пленки	Наблюдатель
11—12 марта 1964 г.	Новая HD 92586	60 ^m 20 ^m	140	A—650	Э. А. Дибай
12—13 июля "	Новая HD 168502	3 ^h 20 ^m 12 ^m	"	A—600	"
13—14 июля "	Новая	2 ^h 00 ^m	"	A—650	"
1—2 сентября "	Новая HD 168602	2 ^h 15 ^m 10 ^m	"	A—650	"
30 сент.—1 окт. "	Новая HD 188035	2 ^h 20 ^m 10 ^m	"	A—650	"
26—27 октября "	Новая HD 228081	2 ^h 30 ^m 10 ^m	"	A—650	Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко.
23—24 апреля 1965 г.	Новая HD 92586	1 ^h 30 ^m 10 ^m	300	A—700	Э. А. Дибай.
20—21 мая "	Новая HD 92586	1 ^h 15 ^m 10 ^m	"	A—650	"
24—25 мая "	Новая	40 ^m	"	A—650	"
21—22 августа "	Новая HD 188035	20 ^m 1 ^m	270	103 аД	Э. А. Дибай, В. И. Есипов.
22—23 " "	Новая	20 ^m	"	"	" "
24—25 " "	Новая	20 ^m	"	"	" "
21—22 сентября "	Новая HD 188035	20 ^m 1 ^m	"	"	" "

По имеющимся спектрограммам были определены относительные интенсивности, эквивалентные ширины линий и распределение энергии в непрерывном спектре исследуемой Новой.

Интенсивности линий, приведенные в табл. 3, найдены с учетом поглощения в земной атмосфере, спектральной чувствительности аппаратуры и межзвездного поглощения для Новой и для выбранных звезд сравнения следующим образом:

а) Для учета влияния атмосферного поглощения была использована зависимость прозрачности атмосферы от длины волны, опреде-

ленная для Южной станции ГАИШ в сентябре-октябре 1964 г. и любезно предоставленная в наше распоряжение Е. Б. Костяковой.

б) Учет спектральной чувствительности аппаратуры проведен на основе абсолютного распределения энергии в спектре „средней“ звезды A0V, $V = 0^m00$ [1], отклоняющегося от распределения энергии отдельных звезд A0 в области $\lambda > 3700 \text{ \AA}$ не более, чем на 10%.

в) Межзвездное поглощение для Новой принято, согласно [2], равным $A_v = 0^m64$. Поглощение для HD 168602, HD 188035 и HD 92586 было определено по избыткам цвета и равно 0^m18 , 0^m21 и $< 0^m06$ соответственно, причем наблюдаемые цвета этих звезд были получены фотоэлектрически на камере 640 мм в КрАО Э. А. Витриченко и В. Т. Дорошенко, а нормальные цвета были взяты из работы [3]; для HD 228081 поглощение, определенное по избыткам цвета В-звезд в данном направлении, $A_v < 0^m45$.

Таблица 2

Звезда	N Her 1963	HD 168602	HD 188035	HD 92586	HD 228081
A_v	0^m64	0^m21	0^m18	$< 0^m06$	$< 0^m45$

Средняя ошибка одного определения относительных интенсивностей линий по спектрам, полученным за соседние даты (12/13 VII и 13/14 VII 64 г.), составляет 15—20% при предположении, что реальными изменениями интенсивностей линий за эти даты можно пренебречь. Если предположить далее, что эквивалентные ширины линий в период с 20 по 25 мая 1965 г. меняются незначительно, то можно оценить ошибку в определении эквивалентных ширин линий по спектрам, полученным 20/21 V, 22/23 V и 24/25 V 1965 г. Она составляет в среднем 10—15%, исключая линии $H\beta$ и N_1 , N_2 , для которых более точное определение эквивалентных ширин затруднительно из-за недодержки непрерывного спектра в этой области.

Опыт работы с электронно-оптическими преобразователями на Южной станции ГАИШ и в КрАО показал, что эквивалентные ширины линий можно измерять с точностью до 10—15%, ибо недостатки, свойственные ЭОП (дисторсия, неравномерная чувствительность экрана ЭОП и др.), одинаково влияют как на непрерывный спектр, так и на линию. Указанные недостатки ЭОП затрудняют изучение непрерывного спектра. Поэтому распределение энергии в спектре Но-

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1963

Дата	6583 [NII]	6563 H _γ	6548 [NII]	5755 [NII]	5007 [OIII]	4959 [OIII]	4861 H _β	4686 HeII	4641 NIII	4607 [NII]	4363 [OIII]	4340 H _γ	4100 H _γ + [NII]	4070 CIII	3970 H _γ + [NIII]	3889 H _γ	3869 [NIII]	3760 OIII	3727 [OII]
11/12 III—64				73.3			100	57.5	90.5	17.7	123	37.0	72.6	16.5	20.7	20.2	33.8		
12/13 VII—64							100	64.5	91.5	22.3	91.5	43.4	122	20.2	44.2	36.0	35.8		
13/14 VII—64				44.6			100	82.2	113	19.7	79.0	45.7	—	15.0	33.5	27.5	37.3	57.5	38.0
1/2 IX—64				61.0		1260	100	110	143	27.8	112	53.5	114	39.7	48.0				
30 IX/1 X—64				49.0		1330	100	81.0	101	39.2	123	59.0	91	—	43.2				
26/27 X—64							100	77.5	111	35.0	111	62.7	92.5	25.6					
23/24 IV—65	156	224	67.5				100	65.2	79.5		64.5	18.4	88.5	30.6					
20/21 V—65						1275	100	81.5	107	35.8	44.3	29.2	67.5	27.1					
24/25 V—65					1720	690	—	81.5	93.2		64.5	27.5	67.5	22.4					

Таблица 4

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ (А) НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1963

Дата	5755 [NIII]	4959 [OIII]	4861 H ₂	4685 HeII	4541 NIII	4607 NII	4363 [OIII]	4340 H _T	4100 H _ε + NIII	4070 CIII	3970 H _δ + [NeIII]	3889 H _γ	3869 [NeIII]
11/12 III—64	279		154.4	88.2	130.8	17.4	160.0	32.7	90.9	21.5	23.8	27.3	44.7
12/13 VII—64			—				100:	44.3	91.5	14.2	—		
13/14 VII—64	48.5		54.0	42.2	59.5	10.8	36.0	21.0	—	6.0	11.4:	9:	12.3
1/2 IX—64	85.0	2700	63.0	46.2	58.7	12.0	44.0	20.7	38.4	12.9	16.5		
30IX/1 X—64	83.3	1730	174:	47.4	53.7	20.4	48.2	22.2	30.0		—		
26/27 X—64			225:	65.0	77.6	22.8	57.8	32.3	35.6	6.4	—		
23/24 IV—65			71.5	20.4	22.2		12.0	4.7	20.4	8.2	—		
20/21 V—65		968:	80.4:	37.8	46.8	15.0	12.6	8.4	14.4	6.0	—		
22/23 V—65		523	—	34.2	31.8	—	21.6	—			—		
24/25 V—65		390	—	34.8	32.4	—	17.4	7.2	14.4	4.8	—		
21/22 VIII—65			20.2	10.1	11.1	—	7.6	10.4			—		
22/23 VIII—65			13.6	6.0	11.4	—	8.2:	6.6:	19.6		—		
24/25 VIII—65			20.2	21.6	23.4		11.4	5.3			—		
21/22 IX—65			19.1	10.4	16.9		12.0			—			

вой Геркулеса 1963 г. изучалось нами только по спектрам, полученным с дифракционным спектрографом без ЭОП.

Эквивалентные ширины линий, как видно из табл. 4, уменьшаются с течением времени. Лучше всего это можно проследить на примере линии He II 4686, эквивалентная ширина которой определена наиболее уверенно (рис. 1). Поэтому мы сочли возможным усреднить W_λ , с учетом их точности, в следующих трех интервалах времени наблюдений:

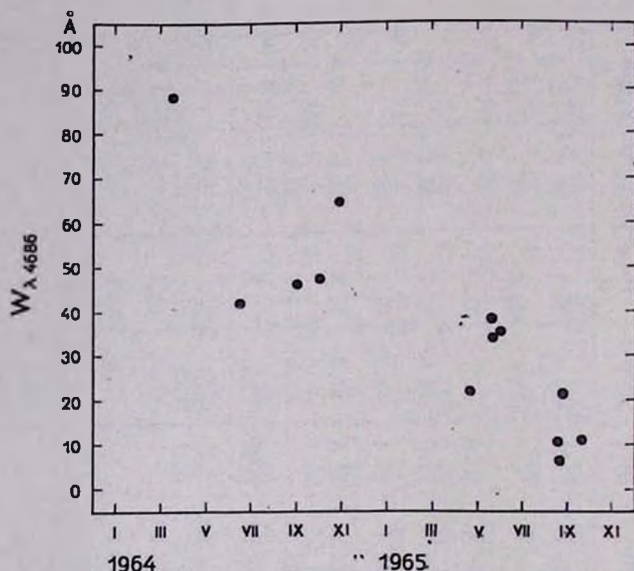


Рис. 1. Изменение эквивалентной ширины линии He II 4686 со временем.

март-октябрь 1964 г., апрель-май 1965 г. и август-сентябрь 1965 г. Определенные таким образом средние W_λ использовались при определении температуры звезды.

2. Электронная температура и плотность оболочки были получены из отношений интенсивностей небулярных и авроральных линий ионов [OIII] и [NII]:

$$\begin{cases} \frac{I_{4959+5007}}{I_{4363}} = f_1(n_e, T_e) \\ \frac{I_{0583+6548}}{I_{5755}} = f_2(n_e, T_e). \end{cases} \quad (1)$$

Поскольку в нашем распоряжении не было одновременных оценок интенсивностей всех линий, входящих в уравнения (1) (см. табл. 3),

то мы брали простые средние значения из относительных интенсивностей этих линий. Уравнения (1) решены при помощи графиков, приведенных в работе [5]. Это решение для отношений средних интенсивностей

$$\frac{\bar{I}_{4363} [\text{OIII}]}{\bar{I}_{4959+5007} [\text{OIII}]} = 0.02 \text{ и } \frac{\bar{I}_{5755} [\text{NII}]}{\bar{I}_{6583+6548} [\text{NII}]} = 0.25 \text{ показано на рис. 2.}$$

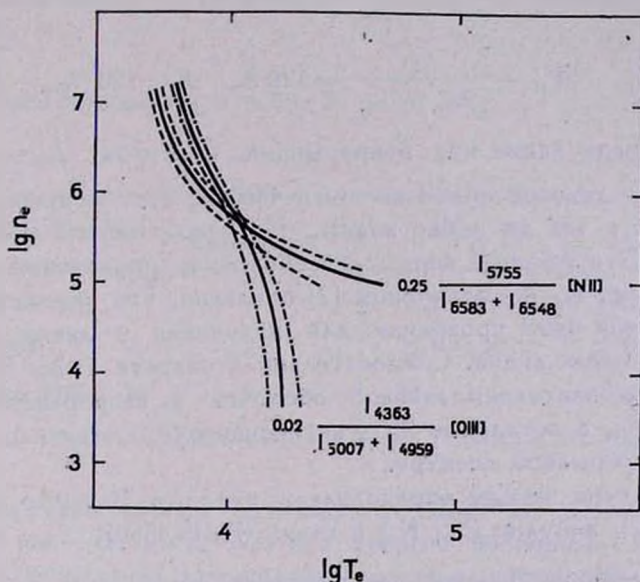


Рис. 2. Определение n_e и T_e по наблюдаемым отношениям интенсивностей линий [OIII] и [NII].

Как видно из рисунка, системе уравнений (1) удовлетворяют следующие значения n_e и T_e :

$$n_e = 4 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$$

$$T_e = 11\,500^\circ \text{ K.}$$

Пунктирные кривые на рис. 1 дают представление об ошибках в определении n_e и T_e , связанных с неточностью в определении интенсивностей линий.

Зная n_e и T_e , можно воспользоваться сделанными в [5] расчетами непрерывного излучения водородной плазмы при свободно-свободных переходах электронов, при рекомбинациях электронов и протонов и двухквантовых переходах $2s-1s$, чтобы определить теоретическую эквивалентную ширину линии $H\beta$, которая, согласно [5], составляет

$\sim 2240 \text{ \AA}$ при $n_e = 4 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 11\,500^\circ \text{ К}$. Наблюдаемая эквивалентная ширина линии H_β в 1964 г. в среднем была $\sim 120 \text{ \AA}$. Сравнивая эти значения W_{H_β} , можно определить вклад излучения оболочки в наблюдаемый непрерывный спектр. В самом деле,

$$\text{теоретическая } W_{H_\beta} = \frac{S}{I_{\text{гвз.}}} = 2240 \text{ \AA}, \quad S = 2240 I_{\text{гвз.}} \quad (2)$$

$$\text{наблюдаемая } W_{H_\beta} = \frac{S}{I_{\text{гвз.}} + I_{\text{зв.}}} = 120 \text{ \AA}, \quad S = 120 (I_{\text{гвз.}} + I_{\text{зв.}}), \quad (3)$$

где S — площадь линии над непрерывным спектром, $I_{\text{гвз.}}$ — непрерывное излучение газовой оболочки при $\lambda 4861 \text{ \AA}$, $I_{\text{зв.}}$ — непрерывное излучение звезды в той же длине волны. Из уравнений (2—3) находим: $18 I_{\text{гвз.}} = I_{\text{зв.}}$. Эти расчеты верны для оболочки, прозрачной для излучения в линиях. А. А. Боярчуком [2] показано, что уже летом 1963 г. оболочка Новой была прозрачна для излучения в линии H_β , а тем более и остальных линий. Следовательно в области линии H_β в 1964 г. интенсивность излучения газовой оболочки в непрерывном спектре составляла 5%, а остальные 95% интенсивности составляло излучение звезды в непрерывном спектре.

Температура звезды определялась методом Занстра по линиям водорода (H_β), небулия (N_1 , N_2) и гелия ($\text{He II } 4686$).

а) В уравнении Занстра для водорода при $\tau_{cl} \gg 1$

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \sum_l \frac{x_l^3}{e^{x_l} - 1} A_l, \quad (4)$$

где $x_0 = \frac{h\nu_0}{kT_*}$, $x_l = \frac{h\nu_l}{kT_*}$, ν_0 — частота предела серии Лаймана.

$A_l = \frac{E_l}{\nu_l \left(\frac{\partial E_*}{\partial \nu} \right)_l}$, суммирование в правой части производится по всем

линиям данной серии, включая и континуум. В данном случае наблюдалась всего одна линия водорода H_β , свободная от блендирования и достаточно интенсивная. Учет всех остальных линий и континуума был

проведен с помощью величины $q_1 = \frac{\sum_{l=2}^{\infty} c_{in} \cdot n_e \cdot n^+}{n_1 \cdot A_{l2}}$, вычисленной Занстра [7]. Величина q_1 есть отношение числа рекомбинаций на все

уровни, начиная со второго, к числу рекомбинаций на i -тый уровень. Для $H\beta$ $q = 11.0$ при $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$. Температура звезды подсчитывалась по формуле

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \frac{x^3}{e^x - 1} \cdot 11.0 \cdot \frac{W_{H\beta}}{\lambda_{H\beta}}, \quad (5)$$

где $x = \frac{h \nu_{H\beta}}{kT_e}$.

Результаты приведены в табл. 5.

Таблица 5

Время наблюдений	Число наблюдений	$W_{H\beta}$	T_e
март-октябрь 1964 г.	5	$121 \pm 27.5 \text{ \AA}$	$29\,000 \pm 1500^\circ \text{K}$
апрель-май 1965 г.	2	72.5 ± 4.6	$26\,500 \pm 500$
август-сентябрь 1965 г.	4	18.3 ± 1.7	$21\,000 \pm 500$

б) Температура звезды оценивалась также по линиям небулия N_1 и N_2 . Так как считалось, что вся энергия свободных электронов тратится на возбуждение запрещенных линий и из всех запрещенных линий в видимой области учитывались лишь N_1 и N_2 ($\lambda 5007$, $\lambda 4959$), то полученные температуры можно рассматривать как нижний предел. Далее отметим, что так как N_2 в спектрах иногда была нормально экспонирована, а N_1 почти всегда была передержана, то мы пользовались отношением $W_{N_1} : W_{N_2} = 3 : 1$.

Таблица 6

Время наблюдений	Число наблюдений	W_{N_2}	T_e
сентябрь-октябрь 1964 г.	2	$2053 \pm 457 \text{ \AA}$	$36\,500 \pm 1500^\circ \text{K}$
апрель-май 1965 г.	4	559 ± 151	$29\,000 \pm 1000$

в) Методом Занстра можно оценить температуру звезды еще и по линии $\text{HeII } 4686$. При условии, что все излучение за пределом основной серии HeII поглощается оболочкой ($\tau_{\text{HeII}} \gg 1$), температуру звезды можно оценить по формуле

$$\int_{4x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \frac{x^3}{e^x - 1} \cdot q \cdot A_{4686} \quad (6)$$

$$x = \frac{h \nu_{4686}}{k T_*}$$

Величина q , учитывающая ненаблюдаемые линии He II, подсчитана Занстра и Аллером [7]. С изменением T_* величина q меняется незначительно, поэтому можно взять для наших расчетов $q = 9.8$, вычисленную при $T_* = 20\,000^\circ \text{K}$.

Таблица 7

Время наблюдений	Число наблюдений	$W_{\text{He II } 4686}$	T_*
март-октябрь 1964 г.	5	$57.7 \pm 6.6 \text{ \AA}$	$73\,200 \pm 1000^\circ \text{K}$
апрель-май 1965 г.	4	32.1 ± 3.6	$68\,500 \pm 1000$
август-сентябрь 1965 г.	4	12.1 ± 3.2	$61\,500 \pm 1500$

Занстровские температуры для других Новых определялись, как правило, для переходного периода и начала небулярной стадии, как, например, у N Per 1901 г. [24], у N Lac 1936 г. [25], N Lac 1950 г. [26] и др. Эти температуры растут по мере развития Новой звезды от максимума блеска до небулярной стадии. Рассматриваемая нами Новая Геркулеса 1963 г. находится в поздней небулярной стадии, вблизи минимума блеска. Этот этап развития Новых пока еще плохо изучен. Как отмечает Б. А. Воронцов-Вельяминов [13], о температурах Новых в этой стадии ничего не известно, но есть указания на падение температур при приближении Новых к минимуму блеска [4]. Как видно из табл. 5—7, занстровские температуры звезды падают с течением времени. Это, по-видимому, связано с тем, что оптическая толща за границей серии Лаймана и за границей основной серии He II уменьшается с расширением оболочки. Поэтому температуры получаются все более заниженными. Температуры, найденные по линиям водорода, получились ниже температур, определенных по линиям He II, потому, видимо, что $\tau_{\text{He II}} \gg \tau_{\text{H}}$. Как мы увидим далее, это обстоятельство подтверждается распределением энергии в непрерывном спектре Новой.

3. Распределение энергии в непрерывном спектре Новой с марта 1964 г. по май 1965 г. было получено обычным способом с учетом влияния межзвездного и атмосферного поглощения и спектральной чувствительности аппаратуры. Выше (п. 2) было показано, что непрерывное излучение в области линии $H\beta$ в 1964 г. создавалось в основном звездой ($> 95\%$) и в существенно меньшей степени оболочкой ($\leq 5\%$). Распределение энергии в непрерывном спектре Новой сравнивалось с распределением энергии в излучении абсолютно черного тела с температурой $T = 50\,000^\circ\text{K}$ и $80\,000^\circ\text{K}$. Как можно видеть из рис. 3,

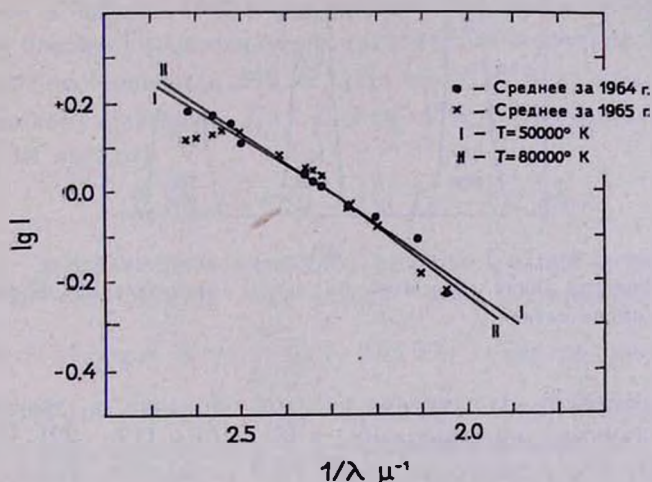


Рис. 3. Сравнение распределения энергии в непрерывном спектре Новой Геркулеса 1963 г. с распределением энергии в излучении черного тела с $T = 50\,000^\circ\text{K}$ и $T = 80\,000^\circ\text{K}$. Точками указано среднее распределение энергии в спектре Новой в 1964 г. Крестиками указано среднее распределение энергии в спектре Новой в 1965 г. Все спектры совмещены у $\lambda\,4340\text{ \AA}$.

распределение энергии в спектре Новой соответствует очень горячей звезде с $T \sim 50\,000^\circ\text{K} - 80\,000^\circ\text{K}$. Однако точное определение спектрофотометрической температуры в данном случае невозможно, ибо наклон функции Планка для этих температур меняется незначительно. Тот факт, что занстровские температуры, определенные по линиям водорода, значительно меньше спектрофотометрической, можно объяснить незначительной оптической толщиной туманности за границей серии Лаймана ($\tau_{cL} \ll 1$).

4. Контуры свободных от блендирования линий, приведенные на рис. 4, имеют центральный провал и относительная высота двух компонентов у линий различных элементов различна. Это обстоятельство

было замечено летом 1963 г. и, по всей вероятности, свидетельствует о существовании неоднородностей в оболочке.

Ширина эмиссионных линий, определенная по половине интенсивности, дает скорость несколько меньшую 1000 км/сек. На рис. 5.

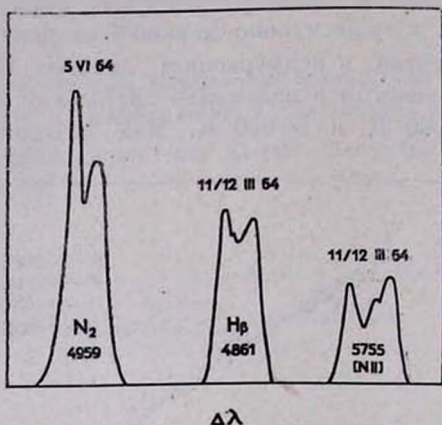


Рис. 4. Контуры линий. Масштаб по оси λ произвольный. Коротковолновая сторона расположена слева.

приводится скорость расширения главной оболочки в зависимости от времени по данным, опубликованным в [8—10] и [19—22]. И. Андрия [10] отмечает, что с марта по июнь 1963 г. ширина эмиссионных линий была постоянна и соответствовала 2000 км/сек. Эта величина ха-

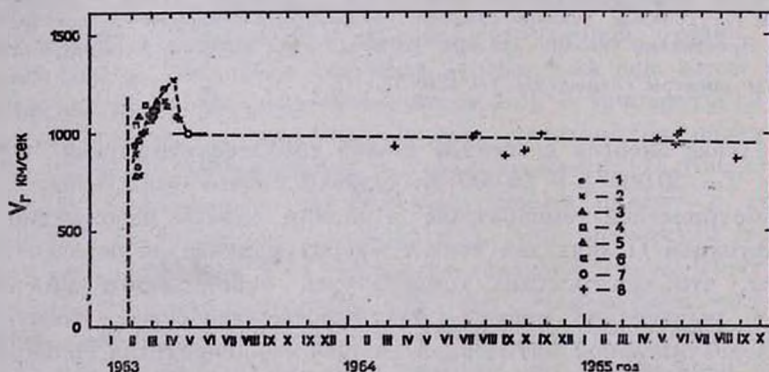


Рис. 5 Скорость расширения главной оболочки. Данные по линиям поглощения главной оболочки: 1. А. Batten [9], 2. D. B. McLaughlin [8], 3. G. Chincarini, L. Rosino [19], 4. М. Я. Орлова, М. Г. Родригеса [20], 5. Е. Б. Костяковой и др. [21], 6. L. F. Ahlmark, K. A. Clement [22]. Данные по ширине эмиссионных линий: 7. Y. Andrillat [10], 8. В. Т. Дорошенко.

рактирует ширину контура линии, а для значения лучевой скорости нужно взять половину, то есть $V_r = 1000$ км/сек. На рисунке данные Андрия отмечены кружком.

5. Если принять в среднем скорость расширения оболочки $V_r = 1000$ км/сек, то радиус оболочки, вычисленный для августа 1965 г. по формуле $R_{об} = V_r \cdot t$, будет равен 7.9×10^{13} см.

Наблюдения блеска Новой Геркулеса 1963 г., проведенные В. Т. Дорошенко на 40-см рефракторе Южной станции ГАИШ показывают, что в августе 1965 г. звезда почти вернулась к своему первоначальному блеску. Принимая ее эффективную температуру $T_{eff} = 50\,000^\circ\text{K}$, расстояние до Новой $r = 640$ пс, [2], $m_{pv} = 15^m 0$ и $\Delta m_{бол.}$, соответствующую данному значению T_{eff} , равной $4^m 6$, [11], можно оценить радиус фотосферы звезды,

$$\lg R_{фот.} = 8.52 - 2 \lg T_{eff} - 0.2 M_{бол.},$$

где $R_{фот.}$ выражается в единицах радиуса Солнца и равен $0.08 R_\odot = 5.4 \times 10^9$ см. Знание $R_{об}$ и $R_{фот.}$ дает возможность оценить коэффициент дилуции $W = \frac{R_{фот.}^2}{4 R_{об.}^2} \sim 2 \times 10^{-13}$. Теперь, вводя в уравнение

Занстра (4) оптическую толщу атмосферы, мы получим следующее уравнение для определения τ_{cL} , считая его малым:

$$T_{cL} = \left(\frac{T_{H\beta}}{T_{ист.}} \right)^3 \frac{f(T_{H\beta})}{f(T_{ист.})},$$

где
$$f(T_{ист.}) = \int_{x_0(T_{ист.})}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx, \quad x_0(T_{ист.}) = \frac{h \nu_0}{k T_{ист.}},$$

$$f(T_{H\beta}) = \int_{x_0(T_{H\beta})}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx, \quad x_0(T_{H\beta}) = \frac{h \nu_0}{k T_{H\beta}},$$

ν_0 — частота предела серии Лаймана, $T_{H\beta}$ — температура звезды, определенная по линии $H\beta$, $T_{ист.}$ — истинная температура звезды. При $T_{H\beta} = 25\,000^\circ\text{K}$, $T_{ист.} = 50\,000^\circ\text{K}$ получаем $\tau_{cL} = 0.16$.

Зная n_e , T_e , $T_{ист.}$, τ_{cL} , W , можно оценить плотность нейтральных атомов в оболочке по формуле ионизации для общего случая:

$$\frac{n^+}{n_1} n_e = W \cdot \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{(2\pi m_e k T_*)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{n_{e0}}{k T_*}} e^{-\tau_{eL}}$$

$$n_e = 4 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$$

$$T_e = 11\,500^\circ \text{ K}$$

$$T_* = 50\,000^\circ \text{ K}$$

$$W = 2 \times 10^{-13}$$

$$\tau_{eL} = 0.16.$$

Подсчеты при указанных выше значениях физических параметров дают плотность нейтральных атомов в оболочке $n_1 = 1.7 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Эта величина позволяет оценить толщину оболочки, ее объем и, в конечном счете, массу оболочки следующим образом. Оптическая толщина оболочки за границей серии Лаймана $\tau_{eL} = n_1 \cdot k_\nu \cdot H$. При вычисленных выше значениях τ_{eL} и n_1 и $k_\nu = 6 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ (k_ν — коэффициент атомного поглощения за границей серии Лаймана) H — толщина оболочки — будет равна $1.6 \times 10^{13} \text{ см}$.

Тогда объем оболочки с радиусом, равным $7.9 \times 10^{13} \text{ см}$, и определенной выше толщиной равен $V = 1.26 \times 10^{48} \text{ см}^3$.

Масса оболочки

$$M_{об} = m_H \cdot n_e \cdot V = 8 \times 10^{27} \text{ г} = 4 \times 10^{-6} M_\odot.$$

Для сравнения можно указать, что массы оболочек 10 Новых, определенные И. М. Копыловым [15] заключены в пределах от $5 \times 10^{28} \text{ г}$ до 10^{30} г . Масса оболочки N Лас 1936 г., оцененная Ш. Г. Горделадзе [16], — $5 \times 10^{28} - 10^{29} \text{ г}$; масса оболочки N Ріс 1925, приведенная в [13], равна $6.4 \times 10^{28} \text{ г}$, а массы оболочек 5-ти ярких Новых, исследованных Пейн-Гапошкиной и Гапошкиным [12], — $10^{27} - 10^{28} \text{ г}$. Масса оболочки N Нег 1934, подсчитанная Гротрианом [14], равна $7.7 \times 10^{27} \text{ г}$, а Э. Р. Мустель [17] считает, что масса оболочки этой Новой равна $5 \times 10^{30} \text{ г}$; с другой стороны, В. В. Соболев [18] оценил массу оболочки N Нег 1934 равной $2.3 \times 10^{28} \text{ г}$. Что касается массы оболочки Новой Геркулеса 1963 г., то по оценкам С. П. Маран [23] она получилась равной $8 \times 10^{28} \text{ г}$.

Заключение. Имеющаяся единственная спектрограмма Новой Геркулеса 1963 г. до вспышки [6] указывает, что Новая была спектрального класса О или раннего типа В, то есть свидетельствует о высокой температуре звезды. Полученные нами результаты показывают, что в стадии, близкой к минимуму блеска, температура звезды также

очень высока ($\geq 50\,000^\circ\text{K}$). Весьма вероятно, что по своим физическим свойствам Новая после вспышки не отличается от Новой до вспышки. По полученным параметрам ($M_v = 5^m 7$, $T_* \geq 50\,000^\circ\text{K}$ и $R_{\text{фот.}} = 0.06 R_\odot$) Новая Геркулеса 1963 попадает в область горячих субкарликов на диаграмме спектр — светимость, что согласуется с общепринятыми представлениями о Новых.

Выражаю глубокую благодарность Э. А. Дибая и В. И. Есипову за предоставление наблюдательного материала, Б. А. Воронцову-Вельяминову, Е. Б. Костяковой и А. А. Боярчуку за полезные советы в процессе работы.

Государственный астрономический институт
им. Штернберга

THE SPECTROPHOTOMETRY OF NOVAE HER 1963.

I. 1964 AND 1965 YEARS OBSERVATIONS. A NEBULAR STAGE

V. T. DOROSHENKO

The spectral investigation of Novae Her 1963 by the spectra obtained in 1964 and 1965 is carried out. It is shown, that a part of star emission in the observed continuous spectrum is very large, whereas a part of a continuous emission, taken by a shell is no considerable.

The analysis of a continuous and linear spectrum leads to following datas for the physical parameters: the density of shell $n_e = 4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$; the electron temperature of shell $T_e = 11\,500^\circ\text{K}$; the temperature of star $T_* \geq 50\,000^\circ\text{K}$; the coefficient of dilution $W \sim 2 \cdot 10^{-13}$; the mass of shell $M_{\text{sh}} = 8 \cdot 10^{-7} g = 4 \times 10^{-8} M_\odot$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, В. П. Архипова, О. Д. Докучаева, Астрон. ж., 42, 4, 1965.
2. Т. М. Барташ, А. А. Боярчук, Изв. КРАО, 33, 173, 1965.
3. А. С. Шаров, Астрон. ж., 40, 900, 1963.
4. D. B. McLaughlin, Ap. J., 117, 279, 1953.
5. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, Изв. КРАО, 29, 291, 1963.
6. C. B. Stephenson, R. B. Herr, Publ. A. S. P., 75, 253, 1963.
7. H. Zanstra, Bull. Astron. Inst. Netherl., 15, N. 503, 237, 1960.
8. D. B. McLaughlin, A. J., 68, 541, 1963.
9. A. Batten, J. RAS Canada, 58, N 6, 1963.
10. Y. Andrillat, Ann. d' Astrophys, 27, 486, 1964.
11. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИИЛ, М., 1960, 216.

12. *S. Garoschkin, C. Payne-Garoschkin*, Н. С., 445, 1942.
13. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Газовые туманности и Новые звезды, М.-Л., Изд. АН СССР, 1948.
14. *W. Grotjan*, Zs. f. Ap., 13, 215, 1937.
15. *И. М. Копылов*, Изв. КрАО, 10, 200, 1953.
16. *Ш. Г. Горделадзе*, Изв. ГАО АН УССР, 1, 67—84, 1953.
17. *Э. Р. Мустель*, Сообщ. ГАИШ, № 41, 1950.
18. *В. В. Соболев*, Труды 4-го совещания по вопросам космогонии, М., 1955, 71.
19. *G. Chinkartini, L. Rosino*, Ann. d' Astrophys., 27, 469, 1964.
20. *М. Я. Орлов, М. Г. Родригес*, А. Ц., № 238, 1963.
21. *Е. Б. Костякова, В. С. Аведисова, О. Д. Докучаева*, А. Ц., № 235, 1963.
22. *L. F. Ahlmark, K. A. Clement*, Archiv für Astroph., 3, № 26, 1964.
23. *S. P. Maran*, A. J., 70, 143, 1965.
24. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Астрон. ж., 23, 286, 1946.
25. *A. McKellar*, Publ. Dom. Astroph. Obs. Victoria, 6, 347, 1937.
26. *G. Larsson Leander*, Stockholm. Ann., 18, N. 4, 1954.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 2

ДЕКАБРЬ, 1966

ВЫПУСК 4

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗДЫ SS ЛЕБЕДЯ

Р. А. БАРТАЯ

Поступила 10 октября 1966

На основе спектральных наблюдений, проведенных в 1964—65 гг., выполнено спектрофотометрическое исследование звезды SS Лебедя. Наблюдениями охвачены три большие вспышки. Представлены кривые изменений монохроматических величин блеска ΔB , ΔU , цвета $\Delta(U - B)$ и эквивалентных ширины эмиссионных линий. Дана характеристика изменений общего вида спектра и кривых распределения относительной энергии в непрерывном спектре в зависимости от фазы блеска. Приведены сравнения с электрофотометрическими измерениями. Изложен вывод о том, что в минимуме блеска постоянно имеется спектр звезды G, сопровождаемый характеристиками, присущими как бы газовой оболочке—эмиссионными линиями и ультрафиолетовой эмиссией. При вспышке, имеющей, несомненно, тепловую природу и приписываемой компоненту G [3], а не B [4], характеристики, свойственные звезде типа G, постепенно переходят в таковые для более ранней звезды dA или, возможно, даже dB. При этом, ввиду сильного повышения блеска звезды, мы наблюдаем эффект, в котором постепенно все более доминируют характеристики звезды dA — dB, в максимуме же только они и остаются.

Хорошо известен интерес к звезде SS Лебедя, отличающейся особенностями изменений ее блеска и спектра. Они достаточно подробно описаны в недавно появившихся работах К. К. Чуваева [1] и Л. В. Мирзояна и Н. Л. Каллоглян [2] и потому мы не будем здесь задерживаться на них. Напомним лишь, что данная звезда, принадлежа к типу U Блинецов, по характеру распределения энергии в непрерывном спектре и переменности блеска, подобна звездам типов T Тельца и UV Кита [3, 4], а это делает особенно интересным ее исследование.

Надо сказать, что рассматриваемую звезду довольно широко исследовали со дня открытия, и ныне продолжается ее изучение, но, при всем этом, до сих пор не проводилось более или менее система-

Таблица 7

№№	№ негатива	Дата	Юлианские дни	Экспозиция (в минутах)	Среднее зенит- ное расстояние
1	2	3	4	5	6
		1964	2438...		
1	4148	12—13. VII	589.451	20	5°
2	4154	13—14. VII	590.485	25	3
3	4164	15—16. VII	592.326	20	37
4	4174	3—4. VIII	611.352	15	16
5	4183	5—6. VIII	613.416	10	1
6	4191	7—8. VIII	615.369	5	7
7	4193		423	10	4
8	4201	8—9. VIII	616.356	3	15
9	4202		365	5	6
10	4206		465	5	15.
11	4210	9—10. VIII	617.346	5	13
12	4223	10—11. VIII	618.344	3	13
13	4224		353	2	10
14	4233	11—12. VIII	619.346	3	11
15	4236		401	2	1
16	4243	12—13. VIII	620.326	2	16
17	4244		335	3	14
18	4245		351	20	10
19	4247		399	5	1
20	4248		412	15	4
21	4297	27—28. IX	666.290	8	5
22	4310	7—8. X	676.262	40	5
23	4315	8—9. X	677.224	60	3
24	4327	9—10. X	678.251	19	4
25	4359	14—15. X	683.355	10	35
26	4366	15—16. X	684.399	2	46
27	4367		405	5	48
28	4434	2—3. XI	702.156	5	3
29	4437		180	5	3
30	4443	3—4. XI	703.163	10	0
31	4444		174	6	2
32	4445	3—4. XI	703.182	4	4
33	4461	4—5. XII	734.196	15	30
34	4462		211	10	35
35	4478	5—6. XII	735.143	20	16
36	4479		162	13	22

1	2	3	4	5	6
		1965			
37	4772	30—31.VII	972.408	20	5°
38	4781	31—1.VIII	973.391	35	7
39	4782		416	25	2
40	4786	1—2.VIII	974.386	40	7
41	4798	3—4.VIII	976.440	60	5
42	4799		479	40	17
43	4801	7—8.VIII	980.485	40	22
44	4805	8—9.VIII	981.496	1	27
45	4806		501	3	28
46	4824	22—23.VIII	995.393	35	6
47	4828	23—24.VIII	996.371	50	2
48	4829		414	60	12
49	4838	26—27.VIII	999.406	60	12
50	4839		450	50	28
51			2439...		
51	4848	27—28.VIII	000.421	60	18
52	4849		467	60	31
53	4858	28—29.VIII	001.439	60	25
54	4859		486	60	37
55	4870	31—1.IX	004.366	44	6
56	4875	2—3.IX	006.392	50	14
57	4876		436	60	28
58	4897	6—7.IX	010.474	50	40
59	4898		518	60	52

тических и непрерывных спектральных наблюдений, которые позволили бы проследить за изменениями спектральных характеристик в зависимости от переменности монохроматического блеска, выражающей изменения непрерывного спектра, независимо от влияния эмиссионных линий [4, 5]. Именно этой цели и служит наше исследование.

Наблюдательный материал. Наблюдения получены в 1964—1965 гг. с помощью 70-см менискового телескопа в комбинации с 8-градусной предобъективной призмой (дисперсия 166 Å/мм около H_γ ; предел спектра с коротковолновой стороны около 3500 Å).

За 36 ночей наблюдения получено 59 спектрограмм (табл. 1), главным образом, на фотопластиках Кодак ОаО и лишь в пяти слу-

чаях на Агфа-Астро, для фотографического и близкого ультрафиолетового участков (λ 4900—3500); только в двух случаях использованы Кодак ОаF (№№ 4245, 4248), для визуального и фотографического участков (λ 6600 — 3800).

За время наших наблюдений звезда испытала три вспышки (рис. 2). Несмотря на наши старания, ни одна из них, быть может за исключением первой, не перекрыта наблюдениями в достаточной степени. Впрочем, если судить по фазам блеска и допустить, что в одной и той же фазе больших изменений в спектре от вспышки к вспышке ожидать нельзя (что справедливо, как увидим это дальше), то можно считать, что три различные вспышки, вместе взятые, удовлетворительно перекрывают все фазы полного развития вспышки.

Общая характеристика спектра. На рис. 1 представлены микрофотограммы спектров, относящихся к разным фазам вспышки № 1. Там же показана для иллюстрации область между H_α и H_β .

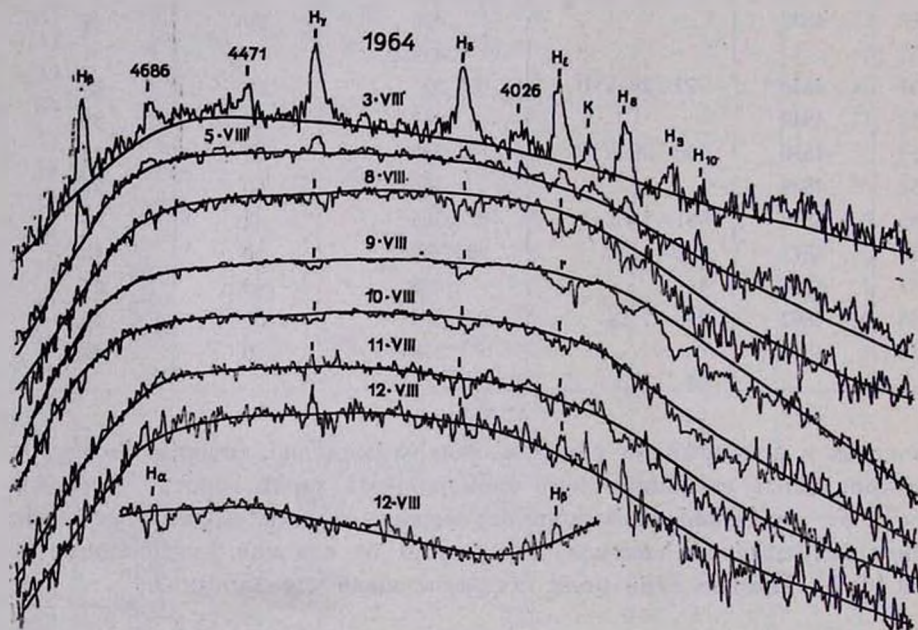


Рис. 1.

Заметим, что соответствующий ночи 9.VIII спектр в фотографической части передержан, но в ультрафиолетовой части в нем хорошо представлены характерные для максимума широкие водородные линии поглощения, ввиду чего мы сочли целесообразным привести также и его.

Как это следует из рис. 2, наблюдаемые нами максимумы нельзя считать однотипными. Интересно знать, зависит ли вид спектра от типа максимума. На этот вопрос мы не можем ответить прямо, ввиду того, что вспышки № 2 и № 3 с этой точки зрения недостаточно перекрыты наблюдениями, но если судить вообще по спектрам, относящимся к одним и тем же фазам и по изменениям, которые испытал спектр на восходящей и нисходящей ветвях первого максимума, можно считать, что мы не должны ждать заметных изменений, зависящих от типа максимума. Как мы увидим впоследствии, на то же самое указывают также и кривые распределения энергии в непрерывном спектре. Надо думать, что если изменения такого характера существуют, а естественно считать, что они действительно существуют [4], они мало заметны или не всегда присутствуют.

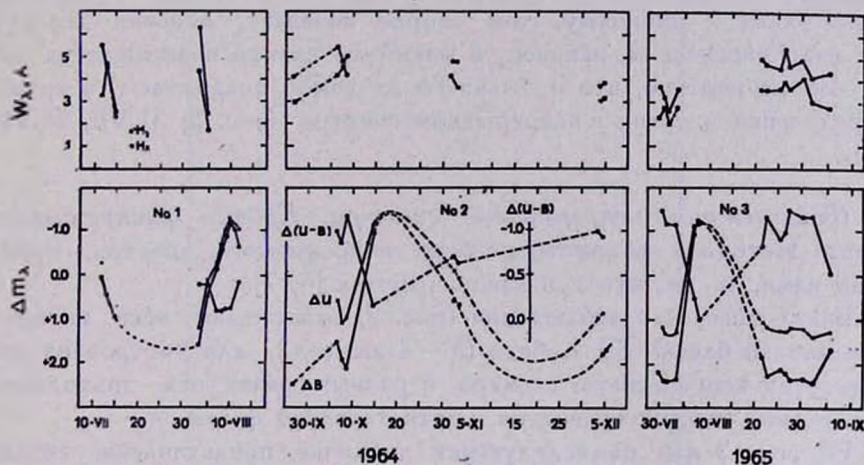


Рис. 2.

Таким образом, изменения, которые испытывает спектр звезды от минимума к максимуму, в общих чертах имеют следующий характер.

В минимуме наблюдаются весьма широкие диффузные эмиссионные линии, принадлежащие H, He I (λ 4026, λ 4471), He II (λ 4686) и Ca II (K). Оговоримся, что в спектре заметны и другие более или менее слабые эмиссионные линии. Как только начинается вспышка (восходящая ветвь каждой из наблюдаемых нами вспышек продолжается приблизительно 5—6 суток), интенсивность эмиссионных линий на восходящей ветви первых двух суток (рис. 1; 3.VIII, 5.VIII, 1964) быстро падает; затем появляются весьма широкие линии поглощения,

сопровожаемые эмиссией в центре (рис. 1; 8.VIII, 1964). Очевидно, эти эмиссии в центре представляют собой остаточные вершины эмиссионных линий, присущих минимуму блеска. В данном случае эмиссионные линии узки и резки. Чем ближе к максимуму, тем уже и резче становится линия эмиссии и, следовательно, она почти полностью уступает место линии поглощения. Но мы должны заметить здесь же, что в то же самое время ослабевает и линия поглощения и в максимуме (рис. 1; 10.VIII, 1964) спектр напоминает нам спектр типа Ве, с тем однако различием, что коротковолновый участок раньше начинает ослабевать и при большей градации, чем это имеет место обычно для звезд Ве. Это хорошо видно и на соответствующей кривой энергии (рис. 4; 10.VIII, 1964; звезда сравнения B5). На нисходящей ветви почти полностью повторяется хотя и в обратном порядке картина, характерная для восходящей ветви: линия поглощения с эмиссией на середине, чем ближе к минимуму, тем скорее исчезает, эмиссия делается шире и интенсивнее и, наконец, в минимуме спектр возвращается точно к той же картине, что и была. То же самое показывают и кривые распределения энергии в непрерывном спектре (рис. 5; 31.VII, 28.VIII, 1965).

Фотометрия непрерывного спектра. Кривые распределения энергии. Методика фотометрирования непрерывного спектра, примененная нами, та же, что и в наших работах [6, 7].

Ввиду того, что наблюдения (рис. 2) охватывают весь интервал переменности блеска SS Лебеда (3—4 зв. вел.), для построения кривой энергии непрерывного спектра в разных фазах нам приходилось брать разные звезды сравнения, соответственно фазам.

На рис. 3 и в нижеследующей табличке представлены звезды, использованные нами в этих целях. Спектральные классы для этих звезд определены нами же, а звездные величины взяты по КATALOGU AGK₂. Окончательно все значения приведены к звезде α (B5).

1. α 42°4189 9 ^m .6 B5	6. f 43°4024 8 ^m .5 F5
2. b F5	7. g 42 4197 8.8 B8
3. c 43 4022 B8	8. k B2
4. d 43 4030 8.8 F0	9. l F2
5. e 43 4034 9.2 B9	10. m G5

Следует заметить что при обработке каждой спектрограммы в качестве звезд сравнения применялись по крайней мере 2—4 звезды, а окончательно брались средние из приведенных к α значений

каждой из них. Это давало нам возможность осуществлять некоторый контроль редукции отдельных звезд к звезде *a* и, одновременно, избегать других возможных погрешностей. Среди последних могла быть и та, которая обусловлена присутствием в спектре SS Лебеда избыточного ультрафиолетового излучения, делающего спектр почти одинаковой интенсивности в фотографическом и ультрафиолетовом участках.

Среди обычных звезд выбор такой звезды, которая подходила бы как для фотографического, так и ультрафиолетового участка, весьма



Рис. 3.

затруднен (если звезда не более ранняя, чем тип B3). Только комбинируя разные звезды, удастся получить требуемое [6].

Табл. 2 содержит данные, характеризующие распределение энергии в непрерывном спектре SS Лебеда по отношению к звезде B5 (рис. 3; звезда *a*).

На рис. 4, 5, 6 представлены кривые энергии для разных фаз блеска. Каждая из них представляет собой среднюю из 2—3 наблюдений.

На рис. 4 представлены кривые энергии для разных фаз восходящей ветви вспышки № 1, вблизи максимума. Глубокий минимум, непосредственно относящийся к данному максимуму, нами не наблю-

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ 100 ($\Delta \lg I_{\lambda} + 1.0$)

I/λ Дата	2.06	2.14	2.22	2.30	2.38	2.44	2.48	2.52	2.55	2.57
1964										
12. VII		99	100	99	100	100	101	102	101	102
13. VII		77	79	82	86	90	90	90	90	92
15. VII		69	65	62	60	59	59	60	60	58
3. VIII	46	40	39	37	35	34	33	33	35	37
5. VIII	82	85	83	82	82	82	79	79	79	80
7. VIII	107	105	105	106	106	103	101	100	99	100
8. VIII	120	120	122	123	126	126	125	125	125	125
9. VIII	133	137	135	136	139	139	139	139	139	138
10. VIII		147	146	147	151	151	150	151	152	153
11. VIII	136	140	140	141	143	143	142	144	144	145
12. VIII	125	126	126	126	130	128	130	130	130	130
27. IX	19	5	1	0	0	2	5	7	8	13
7. X		53	40	38	35	36	38	40	41	43
8. X			26	22	19	20	21	26	28	31
9. X		21	16	14	12	11	14	17	21	27
14. X							135	136	129	125
15. X	137	133	135	137	140	142	142	142	142	143
2. XI	82	76	76	76	77	78	78	78	78	80
3. XI	76	73	72	72	74	75	76	77	77	78
4. XII	32	25	24	21	20	23	25	27	29	31
5. XII	44	38	34	28	26	28	30	33	35	37
1965										
30. VII	17	9	10	10	10	12	13	14	15	18
31. VII	17	9	4	3	3	5	8	12	15	20
1. VIII	11	5	2	2	2	4	6	6	8	12
3. VIII	15	8	6	4	4	7	8	9	11	13
7. VIII	140	134	133	133	135	139	139	141	141	140
8. VIII	148	147	146	145	144	145	146	146	147	146
22. VIII	35	28	26	23	21	25	27	29	32	35
23. VIII	15	10	7	6	8	10	14	16	19	22
26. VIII	22	15	12	12	12	15	17	21	24	26
27. VIII	21	11	9	8	8	10	12	17	19	22
28. VIII	10	4	2	2	4	6	9	12	16	18
31. VIII	4	4	3	3	2	4	8	11	14	17
2. IX	11	1	0	0	1	4	7	11	13	17
6. IX	31	28	26	26	27	28	29	31	32	34

$\Delta \lg I_{\lambda} = \lg I_{\lambda} (\text{SS Cyg}) - \lg I_{\lambda} (\text{BD } 41^{\circ}4189 - \text{B5})$

2.60	2.63	2.65	2.67	2.69	2.72	2.74	2.76	2.79	2.82	2.84
104	105	108	110	111	112	112				
59										
43	47	48	49	49	53	52	52			
82	87	88	90	93	96	97	99			
100	104	105	107	109	111	110	107	102		
124	125	126	127	126	127	127	128			
137	137	138	139	138	139	141	141	145		
152	154	155	154	154	153	152	150	146	142	139
148	151	153	157	161						
130	132	135	138	139	140	142	143	148		
21										
51	57	60	63	65	70	75	76	78		
39	44	46	47	49	54	56	58	60	62	61
35	43	48	50	52	58	61	60	61	62	64
124	126	128	128	128	127	127	124	122	121	
141	143	144	144	144	143	143	140			
84	88	92	95	96	102	104	105	108	112	114
81	85	88	90	92	96	97	102	106	108	
37	44	47	50	52	58	60	62	63		
40	47	52	54	55	60	64	66	70	76	78
24	29	30	32	34	35					
27	32	34	38	42	48	50	53	57	61	64
16	20	24	27	29	34	43	47	50		
17	23	27	30	32	40	45	48	49	50	51
140	139	139	139	141	138	141	139	138	131	128
144	143	143	144	144	145	143				
40	44	46	48	50	54	54	54	55	54	55
28	34	38	40	42	48	50	53	58	61	62
32	36	38	40	42	45	46	47	47	48	45
30	34	36	39	40	44	45	45	47	49	48
24	29	32	36	39	45	49	51	56	58	57
25	32	36	38	41	45	47	49	52		
22	27	32	34	36	40	42	42	42	47	
36	38	40	41	43	44	44	44	44	47	47

дался, как это видно из рис. 2. С этой точки зрения лучше представлена вспышка № 3. На рис. 5 представлены кривые энергии, соответствующие этой последней, для разных фаз. Здесь же для сравнения представлена кривая энергии одной из звезд сравнения m (G6) относительно звезды α (B5).

Для иллюстрации на рис. 6 представлены кривые энергии по спектрам, полученным в одну и ту же ночь (12.VIII.1964), но на разных фотопластинках (Кодак ОаF и Кодак ОаО). Они соответствуют фазе вблизи максимума на нисходящей ветви вспышки № 1. Данные, получаемые по обеим фотопластинкам, находятся, как видим, в хоро-

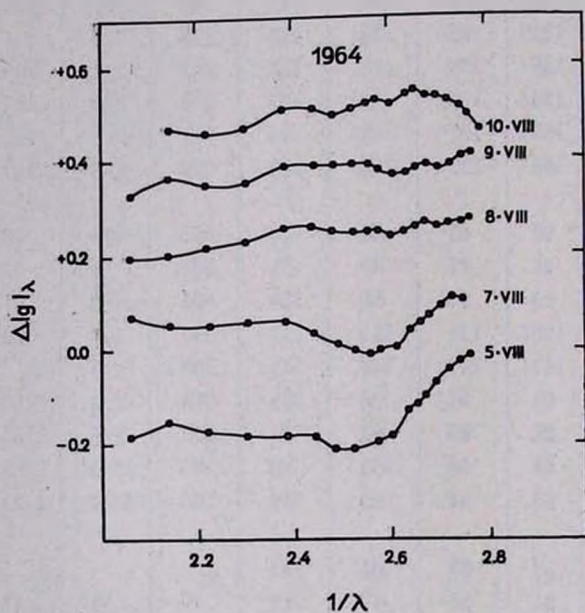


Рис. 4.

шлем согласии между собой и позволяют нам иметь единое представление о характере распределения энергии в визуальном, фотографическом и ультрафиолетовом участках.

Как это следует из указанных рисунков, в минимуме, судя по фотографическому участку, звезда относится к классу G (рис. 5), а по ультрафиолетовому—начиная от $\lambda^{-1} \approx 2.4$ обнаруживает избыточное излучение. При этом это последнее резко возрастает в зависимости от длины волны. Тут же заметим, что для данной вспышки (№ 3) кривые энергии, соответствующие минимуму, до и после вспышки, почти точно повторяют друг друга (рис. 5; 31.VII, 28.VIII, 1965).

Если рассмотреть кривые энергии, соответствующие табл. 2, увидим, что вообще, в одной и той же фазе блеска они по своему виду повторяются.

Интенсивность избыточного ультрафиолетового излучения постепенно уменьшается при росте блеска звезды (вернее говоря, блеск звезды в фотографическом участке растет значительно быстрее, чем в ультра-

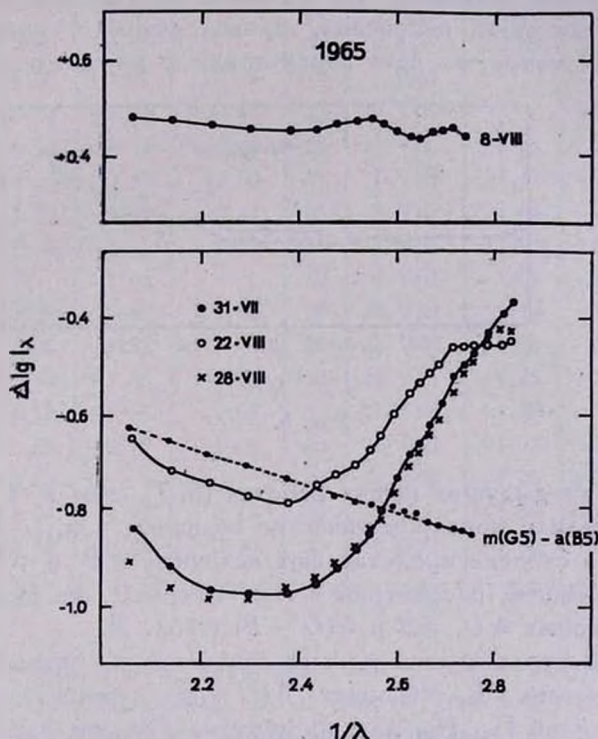


Рис. 5.

фиолетовом), а в максимуме оно почти вовсе и не заметно [2]. Более того, в максимумах 10.VIII.1964 и 8.VIII.1965 мы наблюдаем как бы даже падение интенсивности в ультрафиолете. Это следует рассматривать как реальное явление; подобное же наблюдается и при непосредственном рассматривании спектров, как об этом сказано и выше. Если считать, что в максимуме мы имеем дело со спектром типа dA или даже dB (рис. 1; 9 и 10.VIII, 1964), то наблюдаемый эффект находит простое объяснение.

Кривые монохроматического блеска. Эквивалентные ширины эмиссионных линий. Исследование изменений, происходящих в спек-

трах звезд с эмиссионными линиями, не может быть полным и даже удовлетворительным, если при этом не будет рассматриваться переменность монохроматического блеска звезды, свободного от непосредственного влияния эмиссионных линий на непрерывный спектр. Правда, монохроматические величины не определяются с той точностью, которая желательна; они менее точны, чем фотографические и, тем более, фотозлектрические величины, но зато они получаются синхронно со спектром и выражают изменения, происходящие в яркости самого непрерывного спектра, то есть характеризуют именно последний.

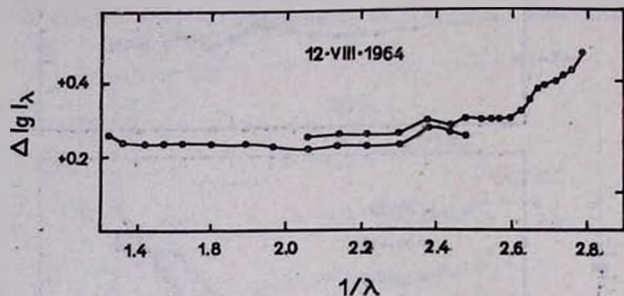


Рис. 6.

Как и в предыдущих наших работах [6, 7], так и в данном случае, мы определили монохроматические величины Δm_{4340} , Δm_{3850} , которые в какой-то степени представляют величины ΔB и ΔU в системе UBV . В дальнейшем, рассматривая наш материал, мы будем говорить просто о величинах ΔU , ΔB и $\Delta(U-B)$ (табл. 3).

На рис. 2 представлены кривые изменения во времени монохроматических величин ΔB , ΔU , цвета $\Delta(U-B)$ и эквивалентных ширин эмиссионных линий H_γ , H_δ , для промежутка времени наших наблюдений. Тут же заметим, что эквивалентные ширины эмиссионных линий (табл. 4) выражены в единицах непрерывного спектра звезды сравнения α .

Как видно из этого рисунка, амплитуда наблюдаемого изменения блеска составляет в цвете B $3^m 8$, что как сказано ранее, охватывает, вообще, весь интервал переменности звезды SS Лебеда. В этом отношении наши спектральные наблюдения полнее других [4, 5].

Если принять во внимание, что для звезды сравнения $m_{pg} = 9.6$, можем допустить, что в течение времени наших наблюдений фотографическая величина менялась в интервале $8.4 - 12.1$.

Требуется подчеркнуть то обстоятельство, что амплитуда вспышки в цвете B 1^m больше, чем в цвете U .

Таблица 3

№№	Дата	Δm_{3650}	Δm_{4340}	$\Delta(U-B)$	№№	Дата	Δm_{3650}	Δm_{4340}	$\Delta(U-B)$
	1964					1964			
1	12.VII	-0.30	+0.02	-0.32	19	3.XI	+0.08	+0.70	-0.62
2	13.VII		+0.45		20	4.XII	+1.00	+1.97	-0.97
3	15.VII		+0.95		21	5.XII	+0.90	+1.80	-0.90
4	3.VIII	+1.20	+1.57	-0.37		1965			
5	5.VIII	+0.08	+0.45	-0.37	22	30.VII		+2.25	
6	7.VIII	-0.25	-0.15	-0.10	23	31.VII	+1.25	+2.42	-1.17
7	8.VIII	-0.68	-0.58	-0.10	24	1.VIII	+1.42	+2.45	-1.03
8	9.VIII	-1.02	-0.90	-0.12	25	3.VIII	+1.38	+2.40	-1.02
9	10.VIII	-1.30	-1.17	-0.13	26	7.VIII	-1.02	-0.82	-0.20
10	11.VIII		-1.02		27	8.VIII	-1.08	-1.12	+0.04
11	12.VIII	-1.05	-0.65	-0.40	28	22.VIII	+1.15	+1.92	-0.77
12	27.IX		+2.52		29	23.VIII	+1.25	+2.35	-1.10
13	7.X	+0.62	+1.55	-0.93	30	26.VIII	+1.35	+2.20	-0.85
14	8.X	+1.10	+1.95	-0.85	31	27.VIII	+1.38	+2.30	-0.92
15	9.X	+0.98	+2.14	-1.16	32	28.VIII	+1.28	+2.45	-1.17
16	14.X	-0.68			33	31.VIII	+1.32	+2.42	-1.10
17	15.X	-1.07	-0.92	-0.15	34	2.IX	+1.50	+2.58	-1.08
18	2.XI	-0.10	+0.60	-0.70	35	6.IX	+1.40	+1.85	-0.45

$\Delta(U-B)$ меняется в интервале $0.0 \div -1.2$ и эти изменения коррелируют с блеском звезды. Если учесть, что для звезды сравнения B5 $U-B = -0.56$ (эта звезда действительно является звездой главной последовательности, судя по всем ее спектральным характеристикам), и пренебречь влиянием межзвездного поглощения, для $U-B$ получим следующий интервал переменности: $-0.56 \div -1.76$.

Иную картину показывают электрофотометрические наблюдения [1]. В частности, амплитуда изменения $U-B$ намного меньше ($-0.6 \div -1.0$) и в то же время почти не обнаруживает корреляции с переменностью блеска. Действительно, если пренебречь спадом на кривой $U-B$ (покраснением) в моменты быстрых усиления блеска, на которое указывает К. К. Чуваев, приписывая его запаздыванию ультрафиолетового излучения относительно фотографического при тепловом излучении, $U-B$ почти сохраняет свою величину, в пределах небольших колебаний, в ходе изменения блеска звезды как на восходящей, так и на нисходящей ветви вспышки ([1], рис. 2).

Таблица 4

№№	Дата	$W_{\lambda} (A)$				
		H_{β}	H_{γ}	H_{δ}	H_{ϵ}	H_{ζ}
	1964					
1	12. VII		5.50	3.20	2.40	1.90
2	13. VII		4.50	4.60	4.00	4.53
3	15. VII		2.50	2.10	1.50	0.65
4	3. VIII	6.85	6.30	4.30	3.50	2.20
5	5. VIII	5.80	2.40	1.60	1.40	0.70
6	27. IX	6.00	4.15	3.00	1.75	1.60
7	7. X		5.50	4.20	3.75	2.75
8	8. X		4.85	4.60	3.40	2.00
9	9. X	7.00	5.05	4.20	4.20	3.00
10	2. XI	6.11	4.78	4.08	4.20	2.62
11	3. XI	6.48	4.79	3.58	4.12	2.77
12	4. XII	3.70	3.65	2.98	2.60	1.42
13	5. XII	5.92	3.82	3.10	3.08	1.75
	1965					
14	30. VII	4.32	3.58	2.22	2.34	1.49
15	31. VII	3.83	3.09	2.69	2.41	1.84
16	1. VIII	5.32	2.52	1.86	2.56	1.05
17	3. VIII	4.94	3.49	2.64	2.36	1.38
18	22. VIII	7.08	4.72	3.44	3.18	2.13
19	23. VIII	5.17	4.45	3.39	3.14	1.79
20	26. VIII	4.96	4.28	3.44	2.72	1.84
21	27. VIII	5.38	5.11	3.68	3.40	2.24
22	28. VIII	6.42	4.42	3.38	2.83	1.65
23	31. VIII	5.32	4.66	3.87	3.91	2.27
24	2. IX	4.44	3.92	2.78	2.71	1.70
25	6. IX	4.66	4.07	2.52	2.10	1.58

Причину этого явления мы должны искать в том, что при электрофотометрических измерениях мы не наблюдаем непосредственно за происходящими изменениями в непрерывном спектре — он искажен влиянием эмиссионных линий.

Надо иметь в виду, что эти искажения сильнее в цвете B , чем в U , так как интенсивность линий серии Бальмера, которые имеют доминирующее влияние, при переходе к высшим членам заметно падает. Поэтому получаемые результаты в цвете B должны больше

различаться между собой, чем в цвете U . К этому присовокупляется еще то, что искажение в U остается в большей или меньшей степени также и при спектральных наблюдениях, в то время как в цвете B они вовсе исключаются.

В максимуме блеска, когда эмиссионные линии почти вовсе незаметны и, следовательно, отсутствует их влияние на B и U , результаты электрофотометрических измерений совпадают со спектральными (-0.6 ; -0.56), а в минимуме, когда интенсивность эмиссионных линий максимальна, результаты также максимально различны (-1.0 ; -1.7). Это последнее указывает на то, что эмиссионные линии при электрофотометрических измерениях больше усиливают именно фотографический участок, нежели ультрафиолетовый, и тем самым некоторым образом компенсируют ультрафиолетовый избыток.

По этой же причине, амплитуда изменений как B , так и $U - B$, представляется нам довольно уменьшенной (в какой-то степени это касается также и U , разумеется), а изменения $U - B$ не могут быть в заметной корреляции с переменностью блеска.

Как видно из рис. 2 и табл. 4, интенсивность эмиссионных линий в минимуме меняется и вообще не остается постоянной для взятой фазы блеска.

Выводы. Выявленные характеристики кривых распределения энергии в непрерывном спектре, наряду с общими свойствами спектра, приводят нас к выводу о том, что в минимуме мы постоянно имеем дело со спектром звезды G , вместе с сопутствующим ему спектром, характерным как бы для газовой оболочки — с эмиссионными линиями и ультрафиолетовой эмиссией. При вспышке, которая носит несомненно тепловой характер, почему и должна приписываться G -составляющей [3], а не B [4] (так как иначе мы должны были бы наблюдать в максимуме излучение звезды более горячей, чем B , чего нет в действительности), характеристики звезды G постепенно переходят в таковые для более ранней звезды, в частности, для звезды dA или, возможно, даже dB . При этом растет также и блеск, вследствие чего мы постепенно наблюдаем эффект, в котором доминирующее значение имеют характеристики звезды $dA - dB$. В максимуме же мы имеем дело только с этой последней (экспозиция для фотографирования звезды, которая требуется в минимуме продолжительностью в 40 минут, в максимуме ограничивается всего лишь двумя минутами), а из характеристик оболочки наблюдаются только верхушки эмиссионных линий, которые, как сказано, иногда заметны даже и в максимуме внутри линий поглощения, и, возможно, остаточная эмиссия в бальмеровском континууме, которой, быть может, и вызвано некоторое по-

вышение интенсивности коротковолновой части спектра вблизи максимума. В зависимости от амплитуды вспышки они могут и не наблюдаться.

Флуктуации блеска в минимуме, на которые указывают электрофотометрические наблюдения и которые, согласно этим наблюдениям, носят характер нетеплового излучения подобно излучению звезд типов Т Тельца и UV Кита [4], не могут быть, естественно, доступны обнаружению при спектральных наблюдениях, требующих продолжительные — до 40 минут — экспозиции. Ведь флуктуации, о которых идет речь, продолжают в редких случаях максимум до 30 минут, а вообще они менее продолжительны.

Поэтому пока еще нельзя сказать с полной уверенностью, насколько обусловлены эти флуктуации в действительности переменностью интенсивности непрерывного спектра и не искажен ли этот эффект ощутимым образом эмиссионными линиями и эмиссией в балмеровском континууме. Разумеется, для звезды G5 вполне можно ожидать, наряду со значительными возгораниями чисто теплового характера, присутствия небольших вспышек нетепловой природы. Однако, роль последних в том избыточном ультрафиолетовом излучении, которое почти всегда наблюдается нами в минимуме, не может быть значительной. Нужно думать, что в минимуме мы имеем дело с некоторым постоянным источником избыточного ультрафиолетового излучения. В противном случае, при малоактивных минимумах мы вовсе не смогли бы наблюдать избыточную ультрафиолетовую эмиссию.

Заметим, что, как стало известно нам из частного сообщения Г. А. Гурзаяна, ему удалось, исходя из им же ранее предложенных соображений об одном возможном механизме свечения вспыхивающих звезд [8], найти механизм возбуждения эмиссионных линий у холодных звезд без нагрева атмосферы самой звезды. Именно при очень слабых вспышках, когда амплитуда колебания блеска практически равна нулю, обязательно появляются эмиссионные линии.

В заключение автор с благодарностью отмечает ценное участие Е. К. Харадзе в обсуждении статьи.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF
SS CYGNI

R. A. BARTAYA

The spectral observations carried out by the author in 1964 and 1965 are used for a spectrophotometric investigation of SS Cyg and in particular of three intensive flares of this star. The light curves of monochromatic magnitudes ΔB , ΔU , and of the colour $\Delta(U-B)$ and values of the equivalent widths of emission lines are given. A general characteristics of the variations of spectrum and of relative energy distribution in continuous spectrum dependent on the phase are given. The results are compared with electrophotometer measurements. It is shown that at the minimum of light we have the G-star spectrum attended by the features characteristic to the gas shell-bright lines and ultraviolet emission. At the time of flare, which undoubtedly has a thermal nature, and is ascribed to the component G [3], and not to the B [4], the characteristics pertaining to a G-star, are changed little by little by those belonging to the earlier star dA or, possibly, to dB.

As a consequence of the strong increase of the star brightness, we observe an effect in which the features of a dA—dB star begin to dominate; at the maximum only these features are present.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. К. К. Чузаев, Изв. КрАО, 28, 141, 1962.
2. Л. В. Мирзоян, Н. Л. Каллоляян, Астрофизика, 1, 385, 1965.
3. В. Г. Горбачук, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, М., 1963, 329.
4. М. С. Zuckermann, Ann. d' Astrophys., 24, 431, 1961.
5. F. Hinderer, Astr. Nachr., 277, 193, 1949.
6. Е. К. Харидзе, Р. А. Бартая, Бюлл. Абастум. астрофиз. обс., № 30, 3, 1964.
7. Е. К. Харидзе, Р. А. Бартая, Астрофизика, 1, 405, 1965.
8. Г. А. Гурзидян, Астрофизика, 1, 319, 1965.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 2

ДЕКАБРЬ, 1966

ВЫПУСК 4

НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ СЕЛЕКЦИЯ И СТАТИСТИКА ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ СИСТЕМ.

1. УЧЕТ СЕЛЕКЦИИ

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 13 августа 1966

Для учета наблюдательной селекции в статистике визуально-двойных систем предлагается разбить все системы на группы по значениям двух параметров, не зависящих от расстояния. Первый параметр — разность величин компонентов, второй параметр зависит от видимой величины главной звезды m и от углового разделения компонентов ρ . Показано, что при отсутствии селекции по значениям m и ρ наблюдаемое распределение значений m у систем некоторой группы должно соответствовать равномерному распределению систем в пространстве. Сравнение с этим распределением наблюдаемого распределения, искаженного селекцией, позволяет оценить эффект селекции. Вводится понятие веса системы, определенного так, что сумма весов систем данного типа соответствует числу этих систем в единице объема в окрестности Солнца.

На примере систем с известными спектральными классами или цветами двух компонентов показано, что системы, кратности большей 2, встречаются чаще, чем чистые двойные системы. Это относится к системам, у которых абсолютная величина главного компонента заключена в интервале $-2^m < M < +7^m$.

Результаты статистики с учетом селекции визуально-двойных систем с известными спектральными классами двух компонентов будут изложены во второй части этой работы.

1. *Введение.* В настоящее время принято считать, что компоненты одной двойной системы формируются из вещества с одинаковым химическим составом, причем почти одновременно. Поэтому результаты статистики двойных систем могут быть с удобством использованы для проверки космогонических гипотез.

Среди визуально-двойных систем для статистики наиболее интересны те, у которых известны элементы орбит, спектральные классы компонентов (Sp_1 и Sp_2), цвета (C_1 и C_2), звездные величины главных компонентов (m) и разности величин (Δm). Число систем с известными

ми элементами орбит уже превысило 500. Однако у большинства их либо не известны спектральные классы (цвета) каждого компонента, либо отсутствуют точные данные о разностях величин.

Ниже будут рассмотрены системы с известными значениями Sp_1 , Sp_2 , (C_1, C_2) , m и Δm (элементы орбит обычно неизвестны). Это системы из неопубликованного сводного каталога автора (см. [1]). Каталог включает все те системы из каталога разностей величин Валленквиста, [2], для которых из различных источников до 1964 года включительно удалось найти сведения о спектральных классах или цветах обоих компонентов. Спектральные классы и цвета были приведены к одним и тем же системам (MK и UBV).

Полный учет селекции в статистике подобных систем еще не производился. Отчасти это объясняется тем, что до недавнего времени число систем с известными спектральными классами каждого компонента было невелико.

Еще в 1924 году Эпик выполнил фундаментальную работу по статистике визуально-двойных систем [3]. Были рассмотрены системы с известными спектральными классами главных компонентов. Истинное число звезд данного типа получалось путем деления наблюдаемого их числа на коэффициент p („coefficient of perception“). Предполагалось, что этот коэффициент зависит от „меры трудности“ обнаружения системы, s . Для последней величины принято эмпирически установленное выражение: $s = \Delta m - 4 \lg p$, где p — угловое расстояние компонентов. Строго теоретически это выражение не было обосновано. Распределение значений характеристик строились отдельно для звезд различных спектральных классов; звезды делились на гигантов и карликов.

Ниже излагается другой способ учета наблюдательной селекции.

2. *Способ учета селекции.* Учет селекции необходим при переходе от статистики *наблюдаемых* систем к статистике *всех* систем данного типа, содержащихся в определенном объеме пространства.

Селекция, в частности, проявляется в том, что наибольшая звездная величина m главного компонента, при которой система еще обнаруживается, зависит от Δm и углового расстояния между компонентами p .

Чем меньше Δm , тем больше m и, при прочих равных условиях, больше объем пространства, в котором возможно обнаружение системы. Это рассуждение справедливо и в том случае, когда речь идет о системах не просто обнаруженных, но и с измеренными спектральными классами.

Зависимость $\tilde{m}$ от ρ более сложная. Существуют верхняя и нижняя границы значений ρ , за пределами которых системы обнаружить невозможно. Нижняя граница зависит от применяемого телескопа, верхняя же граница обычно определяется известным критерием Айткена. Нижняя граница зависит еще от Δm .

Если используется наблюдательный материал, полученный несколькими наблюдателями, на разных телескопах и в течение длинного ряда ночей, то приходится еще учитывать, что величина $\tilde{m}$ не постоянна, а распределена по некоторому закону, не известному заранее.

Большинство систем с измеренными спектральными классами близко к Солнцу и распределено в пространстве равномерно. Пусть α — проекция линейного расстояния между компонентами на картинную плоскость. При отсутствии селекции наблюдаемое распределение систем с фиксированными M , Δm и α по видимым звездным величинам главного компонента m соответствовало бы распределению звезд в пространстве с постоянной плотностью. В этом случае выполнялось бы соотношение

$$N(m) = k 10^{0.6 m}, \quad (1)$$

где $N(m)$ — число звезд ярче m и равномерно распределенных в пространстве, k — постоянная.

Пусть $N'(m)$ — соответствующее число наблюдаемых звезд. Из-за селекции $N'(m) < N(m)$. Множитель ξ , такой что

$$N'(\tilde{m}) \xi = N(\tilde{m}),$$

позволяет учесть селекцию по видимым величинам m . Его можно определить, имея наблюдаемое значение $N'(\tilde{m})$ и постоянную k в (1). Оценку последней получим, используя приближенное равенство $N(m) \approx N'(m)$, выполняющееся при достаточно малых m .

При этом важно, чтобы при исследовании функции $N'(m)$ рассматривались однородные группы систем. Условие однородности не выполняется, если функцию $N'(m)$ определять сразу для всех систем. Тогда при увеличении m , и, следовательно, при увеличении расстояний все чаще будут встречаться системы с большими значениями α ; в то же время системы с малыми значениями α , начиная с определенного расстояния, не встретятся вовсе. Кроме того максимальное расстояние, на котором еще возможно обнаружение системы, зависит от M и Δm .

Поэтому даже при отсутствии селекции по m распределение систем, образующих неоднородную группу, не будет равномерным в пространстве.

Рассмотрим диаграмму $\lg \rho - m$ для систем с одинаковыми значениями Δm . Покажем, что системы, расположенные на какой-нибудь прямой с уравнением

$$\lg \rho + 0.2 m = C, \quad (3)$$

где C — некоторая постоянная, образуют однородную группу.

Из соотношений

$$a = \rho r, \quad \lg r = 0.2(m - M) + 1, \quad (4)$$

где r — расстояние до системы в парсеках, следует

$$\lg \rho + 0.2 m = \lg a + 0.2 M - 1, \quad (5)$$

или

$$\lg \rho + 0.2 m = C,$$

где

$$C = \lg a + 0.2 M - 1. \quad (6)$$

Рассматривая (3) и (6), приходим к выводу, что если система с фиксированными значениями a и M удаляется от наблюдателя, она остается на прямой (3).

Рассмотрим теперь всевозможные пары значений a и M ($\Delta m = \text{const}$), удовлетворяющие уравнению (6) при $C = \text{const}$. При отсутствии селекции по m , каждой паре a и M будут соответствовать наблюдаемые системы, равномерно распределенные в пространстве, причем при всех $m < \bar{m}$ будет выполняться закон (1). При этом коэффициент k будет свой для каждой пары a и M . Для систем со всевозможными a и M , удовлетворяющими соотношению (6), распределение значений m также подчиняется закону типа (1). В этом можно убедиться, суммируя равенства (1) при различных значениях k и учитывая, что величина $\bar{m}$ одна и та же.

Заметим, что все эти системы принадлежат одной и той же прямой (3) на диаграмме $\lg \rho - m$.

Итак, можно принять, что у систем, попавших на прямую (3), распределение значений m , если оно не искажено селекцией, должно подчиняться закону (1).

Пусть число $\bar{m}$ таково, что при $m < \bar{m}$ наблюдаемое распределение m согласуется с законом (1). Обозначим ξ_c вероятность того, что система с фиксированным значением C (см. (3) и (6)) и $m < \bar{m}$ будет замечена и измерена наблюдателем. Очевидно, $\xi_c < 1$, так как при

$\bar{m} < m < \tilde{m}$ часть систем наблюдатель не заметит или не измерит. В этом и заключается селекция по значениям m .

Имеем

$$\xi_c = \frac{N'_c(\tilde{m})}{N_c(\tilde{m})}, \quad (7)$$

где $N'_c(\tilde{m})$ — число наблюдаемых систем при $m < \tilde{m}$, $C = \text{const}$; $N_c(\tilde{m})$ — истинное число систем при том же условии.

Используя равенства

$$N'_c(\bar{m}) = k 10^{0.6\bar{m}}, \quad (8)$$

$$N_c(\tilde{m}) = k 10^{0.6\tilde{m}}, \quad (9)$$

получаем

$$N_c(\tilde{m}) = N'_c(\bar{m}) 10^{0.6(\tilde{m}-\bar{m})}. \quad (10)$$

Последнее выражение подставим в (7):

$$\xi_c = \frac{N'_c(\tilde{m})}{N'_c(\bar{m})} \cdot 10^{0.6(\bar{m}-\tilde{m})}. \quad (11)$$

Пусть M — абсолютная величина главного компонента системы с фиксированными значениями C и Δm . Обозначим через $\tilde{r}$ максимальное расстояние, на котором наблюдатель может еще обнаружить и измерить эту систему. Очевидно, значение $\tilde{r}$ соответствует предельной величине $\tilde{m}$. Отсюда получим максимальный объем пространства, в котором можно обнаружить систему:

$$V_c = \omega 10^{0.6(m-M)+3}, \quad (12)$$

где ω — величина, зависящая от размеров области неба.

Найдем объем пространства V'_c такой, что если бы были обнаружены все имеющиеся в нем системы (с фиксированными M , Δm и C), то их число было бы равно наблюдаемому числу систем во всем объеме V_c . Объем V'_c определяется, следовательно, так, чтобы отношение последнего числа к V'_c соответствовало истинной пространственной плотности звезд рассматриваемого типа.

Имеем очевидное равенство:

$$V'_c = \xi_c V_c, \quad (13)$$

или, используя (11) и (12),

$$V'_c = \omega \frac{N'_c(\bar{m})}{N'_c(\bar{m})} \cdot 10^{0.6(\bar{m}-M)+3}. \quad (14)$$

Припишем теперь каждой системе, которая наблюдалась, вес, равный $1/V'_c$. Этот вес зависит от M , Δm и C , или, иначе говоря, от M , Δm и α . Если теперь требуется определить пространственную плотность систем, главный компонент которых имеет спектральный класс A0, то достаточно найти сумму весов всех таких систем: $\sum_{(i)} (1/V'_c)_i$. Эта сумма равна искомой плотности. Аналогично определяется пространственная плотность систем с любой другой характеристикой.

Оценку величины ω в (12) найти трудно, так как необходимо учитывать, что разные участки неба исследованы не одинаково тщательно. Поэтому пространственную плотность систем будем определять с точностью до постоянного множителя, выбранного произвольно. Соответственно, будут рассматриваться только нормированные к единице распределения характеристик систем.

Учитывая сказанное, вес ω системы с данными значениями M , Δm и C определим так:

$$\omega = \alpha_c \beta_M, \quad (15)$$

где

$$\alpha_c = \frac{N'_c(\bar{m})}{N'_c(\bar{m})} \cdot 10^{4-0.6\bar{m}}, \quad (16)$$

$$\beta_M = 10^{0.6M}. \quad (17)$$

Хотя селекция зависит от значений α , M и Δm , для вывода величины α_c достаточно разбиения систем на группы только по двум характеристикам: Δm и C . В этом достоинство предлагаемого способа учета селекции. Достоинство его и в том, что определив однажды веса всех рассматриваемых систем, можно переходить к построению распределения систем по значениям *любой* характеристики. Для этого достаточно просуммировать веса соответствующих систем.

Для учета селекции можно было бы использовать метод, применяющийся при выводе средней звездной плотности в окрестности

Солнца (см. [4]). Объем пространства разбивается на части сферами убывающего радиуса и с центрами в Солнце. Далее определяется наблюдаемая звездная плотность в каждом из полученных сферических колец и находится предел этой плотности при устремлении средних радиусов колец к нулю. Для применения этого метода к двойным системам последние следует вначале разбить на группы по значениям трех характеристик: M , Δm и α ; затем предельную плотность (после разбиения систем на группы еще и по расстояниям) следует определять для каждой из таких групп. Однако с увеличением числа групп уменьшается надежность окончательного результата, так как увеличивается значение случайных флуктуаций чисел звезд в группах. В то же время нельзя ограничиться разбиением систем на группы по значениям только двух характеристик. Распределения значений M , Δm и α , вообще говоря, взаимно связаны, а наблюдаемое распределение систем по значениям этих характеристик еще зависит от расстояния. В результате, предельные плотности систем при $M = \text{const}$ и $\Delta m = \text{const}$ и произвольных значениях α (разбиение систем по двум характеристикам: M и Δm) будут соответствовать средним значениям α , зависящим от M и Δm . То есть распределение систем по значениям M и Δm будет искажено неучтенной селекцией по значениям α .

По аналогичной причине нельзя ограничиться разбиением систем на группы по значениям одной характеристики.

3. *Учет селекции.* Для использования формулы (15) необходимо знать абсолютную величину главного компонента. Для ее определения использовались данные о спектрах звезд, а если имелась возможность, то и данные о динамических или тригонометрических параллаксах систем.

Известно, что если абсолютная величина звезды определяется из спектральных данных, то наиболее надежный результат получается при классе светимости V. В дальнейшем рассматриваются только те системы, у которых один из компонентов имеет класс светимости V. Для обеспечения однородности материала это правило соблюдалось и для систем с известными параллаксами. При отсутствии данных о классе светимости звезды абсолютная величина оценивалась по приближенному параллаксу и видимой величине; если расстояние по вертикали от звезды до главной последовательности на диаграмме $Sp - M$ при этом не превышало 1^m в ту или другую сторону, то звезде приписывался класс светимости V. Рассматривались *визуальные* абсолютные величины. Данные о главной последовательности взяты из [4].

Из 735 систем упоминавшегося ранее каталога автора было отобрано 424 системы с одним из компонентов на главной последователь-

ности. 12 систем, которые по данным различных авторов оказались оптическими двойными, были исключены.

По разностям величин Δm системы были разделены на 6 групп; каждая из групп делилась на подгруппы в зависимости от значений параметра C . Подавляющее большинство систем вошло в первые четыре группы с $\Delta m < 4^m$. Значение весового множителя α_c (см. (16)) определялось отдельно для каждой подгруппы. Значения α_c в подгруппах малочисленных групп для уменьшения случайных флуктуаций сглаживались. Значения α_c при $\Delta m > 4^m$ прямо не определялись, так как число систем оказалось небольшим. Эти значения находились путем экстраполяции значений α_c , полученных при $\Delta m < 4^m$. Величина $\bar{m}$ в (16) с увеличением Δm уменьшалась от 7^m до 4^m ; она зависела и от параметра C . Значение $\bar{m}$ выбиралось таким, чтобы при $m < \bar{m}$ выполнялся закон (1).

Результаты собраны в табл. 1, где $C = \lg a + 0.2 M - 1 = \lg \rho + 0.2 m$, a выражено в а. е., ρ — в сек. дуги.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ВЕСОВОГО МНОЖИТЕЛЯ α_c

$\Delta m \backslash C$	0.0—0.99	1.0—1.99	2.0—2.99	3.0—3.99	4.0—4.99	5.0—5.99
0.80—1.19	1.7	5.6	17.8	45	(126)	(350)
1.20—1.59	0.80	2.5	8.0	20	(55)	(140)
1.60—1.99	0.45	1.2	4.1	8.9	(25)	(63)
2.00—2.39	0.28	0.68	2.5	5.0	(14)	(28)
2.40—2.79	0.20	0.42	1.4	3.2	(7.1)	(17)
2.80—3.19	0.18	0.32	1.0	2.0	(4.4)	(10)
3.20—	0.16	0.28	0.80	1.6	(3.2)	(6.3)

Как и следовало ожидать, α_c увеличивается с ростом Δm . Уменьшение α_c при увеличении C понятно, если принять во внимание равенство (3). При фиксированном m увеличение C сопровождается увеличением ρ ; при этом системы обнаруживать и измерять легче, следовательно вес уменьшается.

По данным табл. 1 с помощью формулы (15) был вычислен вес w каждой системы.

Применение формулы (15) оправдано в двух различных случаях:

- 1) истинное распределение систем в пространстве равномерное;
- 2) истинное число систем в единице объема, начиная с некоторого расстояния, убывает, но не зависит от направления.

В последнем случае использование формулы (15) равносильно приведению пространственной плотности систем к той плотности, которая должна наблюдаться в окрестности Солнца.

При $M > 2^m$ наблюдаемые системы близки к Солнцу и их галактическая концентрация не заметна.

Это подтверждается тем, что процент систем при $|b| \leq 30^\circ$ среди всех систем не зависит от абсолютной величины:

интервал значений M	процент систем при $ b \leq 30^\circ$
2—3	42
3—4	44
4—5	40
> 5	46

В среднем этот процент равен 43 ± 1.3 , что немного меньше 50 — ожидаемого значения при одинаковой видимой плотности звезд во всех направлениях. Получается, что системы с известными спектральными классами как бы избегают располагаться в низких галактических широтах. Это можно объяснить только неодинаковой изученностью различных областей неба. Так как при $M > +2^m$ здесь нет зависимости от абсолютной величины, то учет селекции с помощью формулы (15) не приведет к ошибкам в *нормированных* распределениях различных характеристик систем.

При $M < +2^m$ концентрация систем к галактической плоскости уже заметна. Веса w этих систем были увеличены в x раз, где

$$x = \left(\frac{n_b}{n} \right) / \left(\frac{n'_b}{n'} \right),$$

n' и n — соответственно числа всех систем при $M > 2^m$ (n') и в данном интервале абсолютных величин (n); n'_b и n_b — числа таких же систем, но при $|b| \leq |b|$.

Множитель x как бы приводит наблюдаемое число систем к такому числу, которое было бы при отсутствии уменьшения звездной плотности с удалением от галактического экватора. В действительности изменяются не числа систем, а веса.

В промежутке $0^m < M < 2^m$ принято $\bar{b} = 30^\circ$. При $M < 0$ использованы меньшие значения $\bar{b}$: от 30° до 5° при увеличении расстояний

систем от 100 пс до 300 пс и более. Значения x заключались в интервале от 1 (при $r < 100$ пс) до 15 (при $r > 300$ пс). Наибольшая галактическая концентрация систем обнаружена при $-2^m < M < 0^m$. При $M < -2^m$ концентрация меньше.

4. *Роль кратных систем.* Часто визуально-двойная система в действительности состоит из трех и более компонентов. По данным А. Н. Дейча, [4, 5], тройные системы составляют 18% от числа двойных систем.

Системы с известными спектральными классами нескольких компонентов изучены значительно лучше других систем, поэтому у них можно ожидать большего процента тройных, четверных и т. д. систем (за счет выявления, в частности, спектрально-двойных звезд). Соответствующие данные для различных интервалов расстояний в сфере радиусом в 100 пс приводятся в табл. 2. При увеличении расстояний процент

Таблица 2

ЧИСЛА СИСТЕМ ДВОЙНЫХ (n_2), ТРОЙНЫХ (n_3) И ВСЕХ СИСТЕМ БОЛЬШЕЙ КРАТНОСТИ (n_k)

M	Расстояние в пс	n_2	n_3	n_k
-2— +1	0—50	2	1	4
	50—100	11	11	4
+1— +4	0—20	3	6	3
	20—40	15	12	5
	40—70	35	20	12
	70—100	34	9	4
	0—10	2	2	6
+4— +7	10—20	3	4	2
	20—30	12	4	6
	30—50	17	7	3
	50—100	17	4	2

тройных систем уменьшается. На малых расстояниях этот процент приблизительно одинаков при любых значениях M в интервале $-2^m < M < +7^m$. Суммируя числа табл. 2 в первых двух интервалах расстояний при всех значениях M , получаем: $n_2 = 36$ и $n_3 = 36$ (n_2 и n_3 — числа двойных и тройных систем). Отсюда находим: $n_3/n_2 = 1.00 \pm 0.23$ (указана средняя ошибка). Это почти в 5.5 раз больше,

чем получено в [4] и [5]. В том, что этот результат не слишком занижен, можно убедиться рассмотрев значения n_2 и n_3 при меньших расстояниях от Солнца. Суммируя числа табл. 2 в первых интервалах расстояний, получаем: $n_2 = 7$ и $n_3 = 8$.

Аналогично получим оценку снизу для отношения n_k/n_2 (n_k — число всех систем кратности больше 3): $n_k/n_2 = 1.9 \pm 0.87$. При этом в табл. 2 рассматривались только первые интервалы расстояний.

Таким образом, системы кратности, большей 2, при $-2^m < M < +7^m$ встречаются чаще, чем чистые двойные системы.

Согласно [4] среди систем ближе 5 пс от Солнца имеется 9 двойных и 2 тройных, то есть $n_3/n_2 = 0.22$. Средняя абсолютная визуальная величина главных компонентов этих систем близка к $+10^m$. Отличие найденного выше процента тройных систем от последнего результата объясняется, вероятно, различием абсолютных величин.

При статистических исследованиях системы кратности больше 2 рассматриваются нами совместно с двойными системами. Полное исключение таких кратных систем невозможно, так как среди систем, которые сегодня считаются двойными, наверняка имеются системы большей кратности. Число последних по всей вероятности значительно больше той оценки, которая была получена выше, так как не учитывались очень слабые, еще не обнаруженные компоненты.

В рассмотренных нами тройных и четверных системах обычно известны спектральные классы (цвета) только двух самых ярких компонентов; при статистике они рассматривались как двойная система.

Результаты статистики визуально-двойных систем содержатся во второй части настоящей работы.

Псковский педагогический институт

OBSERVATIONAL SELECTION AND STATISTICS OF THE VISUAL DOUBLE SYSTEMS.

I. CONSIDERATION OF THE SELECTION

B. I. FESSENKO

To take into account the observational selection in statistics of the visual double systems a division of all systems on groups according to values of two parameters not depending on the distances is proposed. The first parameter is the difference of the apparent magnitudes of components. The second parameter depends on the apparent magnitude of primary star (m) and on the angular separation of components (p). That the apparent distribution of the values m in systems of any group

should correspond to the uniform distribution of the systems in space if the selection on values m and ρ is absent is proved. By comparison of this distribution with apparent distribution distorted with selection the effect of selection may be estimated.

Conception of the weight of the system is introduced. The sum of the weights for systems of any class is equal to the density of these systems in the neighbourhood of the Sun.

Systems with known spectral types or colours of two components are examined. Multiple systems constitute the most part of all systems including the pure double systems if absolute magnitude of primary star is varied from -2^m to $+7^m$.

The second part of this work contains some other results on the statistics of visual double systems.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. И. Фесенко, Труды АО ЛГУ, (в печати).
2. А. Wallenquist, Ann. Uppsala Astr. Obs., v. 4, № 2, 1954.
3. E. J. Öpik, Tartu Publ., 25, № 6, 1924.
4. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. II, ГИФМЛ, М., 1962.
5. А. Н. Дейч, Изв. ГАО в Пулково, 23, в. 1, № 171, 1962.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 2

ДЕКАБРЬ, 1966

ВЫПУСК 4

РЕЦЕНЗИИ

Теория звездных спектров. Редакционная коллегия: В. В. Соболев (отв. редактор), В. Г. Горбачкий, В. В. Иванов. Изд. „Наука“, 1966.

Рецензируемая книга составлена из лекций и докладов, прочитанных на летней школе молодых астрофизиков и физиков, которая была организована Астрономическим советом АН СССР и Ленинградским университетом и проходила в июне 1964 года в Пушкине под Ленинградом.

Книга состоит из пяти разделов. В первом разделе „Физические процессы, связанные с образованием спектров“ дается обзор некоторых результатов, полученных за последнее время в теории элементарных процессов рассеяния и излучения. В статье С. Э. Фриша кратко описываются экспериментальные методы определения вероятностей переходов и эффективных сечений; затем проводится сравнение теории свечения разреженной плазмы с экспериментом на примере свечения неона при низких давлениях. Статья А. П. Юдаса и Я. И. Визбарайте посвящена расчету энергетических уровней атомов с применением аппарата неприводимых тензорных операторов и волновых функций, найденных на основе векторной модели. Наконец, в статье Г. Ф. Друкарева даются основы квантовомеханической теории атомных переходов. Разграничиваются методы, дающие правильный порядок величины сечений, и более точные, позволяющие выявить тонкие особенности зависимости сечений от параметров, например, резкие максимумы и минимумы.

Во втором разделе изложены основные вопросы теории переноса излучения. В статье В. В. Соболева излагается одна из наиболее разработанных частей современной теории диффузии излучения — теория

многократного рассеяния света в изолированной спектральной линии в предположении полного перераспределения по частоте. Выведены уравнения переноса излучения и равносильное ему интегральное уравнение. Получается простое приближенное решение этого уравнения, а для случая полубесконечной среды — и точное решение. В статье В. В. Иванова эти результаты применяются к решению задачи об определении степени возбуждения в слое газа с равномерно распределенными в нем источниками излучения. Главное внимание здесь обращено на физический смысл результатов. Для случаев большой оптической толщины слоя и малой доли истинного поглощения получены простые приближенные формулы для степени возбуждения атомов и выходящего излучения.

Остальные статьи этого раздела относятся к вопросам, разработанным гораздо меньше. В статье В. А. Амбарцумяна рассматриваются нелинейные задачи, возникающие при изучении многократного рассеяния света на атомах с тремя уровнями, чем и вызывается нелинейность. Для решения этой задачи применяется принцип инвариантности, а также другой метод, называемый автором методом самосогласованных оптических глубин. В статье И. Н. Минина решены некоторые нестационарные задачи теории переноса и дано применение к изучению свечения тесных двойных звезд и звезд после отрыва их оболочек. Наконец, в статье Р. В. Амбарцумяна изучена задача о диффузном отражении от слоя, в котором частицы могут размножаться.

В третьем и четвертом разделах излагаются основные вопросы теории спектров стационарных и нестационарных звезд и туманностей. В статье В. В. Соболева описаны методы расчета моделей звездных атмосфер, а в статьях А. К. Колесова и В. Г. Буславского приведены результаты расчетов моделей и непрерывного спектра белых карликов и звезд поздних классов главной последовательности. Методы определения химического состава звезд на основе моделей их атмосфер даются в статье А. А. Боярчука. Теория образования спектров нестационарных звезд, имеющих протяженные и движущиеся оболочки, изложена В. Г. Горбадким, а вопрос о точности методов определения физических условий в таких оболочках — А. А. Боярчуком.

Непосредственно не относящиеся к теме книги, но тесно связанные с ней вопросы о спектрах межзвездной среды и радиоизлучении планетарных туманностей освещены в статьях С. А. Каплана и Ю. Н. Парийского. Наконец, в последнем разделе „Спектры небесных тел в далеком ультрафиолете“, написанном Г. А. Гурзadianом, дается обзор соответствующих наблюдательных данных и их качественная интерпретация.

Таким образом, в одной книге изложены вопросы образования спектров небесных тел, в основном звезд, от элементарных процессов до сравнения теории с наблюдениями. Книга написана авторами, внесшими значительный вклад в излагаемую теорию. Некоторые из результатов публикуются здесь впервые. В ряде статей освещаются и те стороны проблемы, которые обычно считаются известными и в журнальных статьях, предназначенных для специалистов, опускаются. Недостатком книги является слабая связь между статьями различных авторов.

Книга „Теория звездных спектров“ может служить пособием для студентов старших курсов университетов и аспирантов, дополнением к учебникам по теоретической астрофизике. Вместе с тем книга представляет интерес и для научных работников — астрофизиков и физиков-спектроскопистов.

Д. И. НАГИРНЕР

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“, ТОМ 2, за 1966 год

<i>Амбарцумян В. А.</i> Г. Арп, Атлас пекулярных галактик	373
<i>Аракелян С. Н.</i> (см. <i>Маржарян Б. Е.</i>)	53
<i>Барталя Р. А.</i> Спектрофотометрическое исследование звезды SS Лебедя . . .	467
<i>Белякина Т. С.</i> Фотоэлектрические наблюдения AG Dra 1965 г.	115
<i>Бёртвен Ф., Каллооглян А. Т., Хачикян Э. А., Эйнатян Дж. А.</i> Колориметрия галактики NGC 6946. I	431
<i>Боярчук А. А.</i> Переменная звезда AG Dra	101
<i>Вартанян Ю. Л.</i> Модель расширяющегося сверхплотного небесного тела . .	45
<i>Гермоленова Т. А.</i> О диффузии излучения в сферической оболочке, окружающей точечный источник	251
<i>Гидалевиц Е. Я.</i> К вопросу о столкновении газово-пылевых облаков	297
<i>Горбачук В. Г., Колесов А. К.</i> Модели внешних слоев горячих звезд главной последовательности	273
<i>Гурзадян Г. А.</i> Физическая природа непрерывной эмиссии у нестационарных звезд	217
<i>Гусейнзаде А. А.</i> Электроспектрофотометрия эмиссионных линий $\lambda\lambda$ 4686, 5421 HeII затменно-двойной звезды Вольф-Райе 444 Лебедя = HD 193576	325
<i>Даикесаманский Р. Д., Шабанова Т. С.</i> Радиоизлучение СТА 21 и СТА 102 в метровом диапазоне	443
<i>Дорошенко В. Т.</i> Спектрофотометрия Новой Геркулеса 1963. I	451
<i>Дорошкевич А. Г.</i> Гравитационная неустойчивость анизотропных однородных решений	37
<i>Енибарян Н. Б.</i> Об одной задаче нелинейного переноса излучения	31
<i>Енибарян Н. Б.</i> Нестационарная диффузия излучения в плоско-параллельном слое	197
<i>Енибарян Н. Б.</i> Диффузное отражение от нестационарной среды	267
<i>Зайцев В. В., Каплан С. А.</i> Нетепловое радиоизлучение, генерируемое когерентными плазменными волнами	169

<i>Иванов В. В. (см. Нагирнер Д. И.)</i>	5
<i>Иванов В. В., Нагирнер Д. И. Перенос резонансного излучения в бесконечной среде. II.</i>	147
<i>Ильмас М. Э. (см. Лууд Л. С.)</i>	205
<i>Казарян М. А. Две новые планетарные туманности</i>	371
<i>Каллоляян А. Т. (см. Бёрнвен Ф.)</i>	431
<i>Каплан С. А. (см. Зайцев В. В.)</i>	169
<i>Каплан С. А. К теории когерентного синхротронного излучения космических радиохоточников.</i>	409
<i>Караченцев И. Д. Отношение виртуальной массы к светимости и нестационарность различных систем галактик</i>	81
<i>Караченцев И. Д. Некоторые статистические характеристики сверхскоплений галактик</i>	307
<i>Колесов А. К. (см. Горбачкий В. Г.)</i>	273
<i>Костик Р. И. (см. Яковкин Н. А.)</i>	379
<i>Курочка Л. Н. Эффект Доплера и предельно разрешаемая линия серни Бальмера</i>	131
<i>Латышев И. Н. Зависимость период-радиус для классических цефеид</i>	355
<i>Лукацкая Ф. И., Полищук Г. А. Автокорреляционный и спектральный анализ блеска SS Cyg, Z Cam, RU Peg</i>	345
<i>Лууд Л. С., Ильмас М. Э. Спектр AG Пегаса в 1965 г.</i>	205
<i>Малумян В. Г. О завале спектра радиоизлучения источника Кассиопея—А.</i> . .	128
<i>Маркарян Б. Е., Оганесян Э. Я., Аракелян С. Н. Детальная фотометрия и колориметрия шести спиральных галактик в области скопления Virgo</i> . .	53
<i>Мирзоян А. В. К вопросу об интерпретации вспыхивающих звезд</i>	121
<i>Нагирнер Д. И., Иванов В. В. Перенос резонансного излучения в бесконечной среде. I.</i>	5
<i>Нагирнер Д. И. (см. Иванов В. В.)</i>	147
<i>Нагирнер Д. И. Теория звездных спектров</i>	497
<i>Оганесян Э. Я. (см. Маркарян Б. Е.)</i>	53
<i>Парсаян Э. С. О поляризации света туманности IC 446</i>	369
<i>Полищук Г. А. (см. Лукацкая Ф. И.)</i>	345
<i>Санамян В. А. Об одной возможности изменения интенсивности галактических источников радиоизлучения</i>	124
<i>Соболев В. В. Число рассеяний при диффузии фотонов I.</i>	135
<i>Соболев В. В. Число рассеяний при диффузии фотонов. II.</i>	239
<i>Томасян Г. М. О возможном взрыве в NGC 3955</i>	236
<i>Томасян Г. М. Ядра южных галактик с перемычкой</i>	317

<i>Товмасын Г. М.</i> О зависимости радиоизлучения галактик с переменной от вида их центральных частей	419
<i>Фесенко Б. И.</i> Наблюдательная селекция и статистика визуально-двойных систем. I.	485
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. Бёрнсен Ф.)	431
<i>Шибанова Т. В.</i> (см. Дагкесаманский Р. С.)	443
<i>Шулов О. С.</i> О переменности поляризации λ Лиры	339
<i>Эйнатян Дж. А.</i> (см. Бёрнсен Ф.)	431
<i>Яковкин Н. А., Костик Р. И.</i> Матричные уравнения диффузии излучения. I	379

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“ ТОМ 2, за 1966 год

В ы п у с к 1

Перенос резонансного излучения в бесконечной среде. I.	5
<i>Д. И. Нацирнер, В. В. Иванов</i>	
Об одной задаче нелинейного переноса излучения	31
<i>Н. Б. Емибарян</i>	
Гравитационная неустойчивость анизотропных однородных решений	37
<i>А. Г. Дорошkevич</i>	
Модель расширяющегося сверхплотного небесного тела . . .	45
<i>Ю. А. Вартамян</i>	
Детальная фотометрия и колориметрия шести спиральных галактик в области скопления Virgo	53
<i>Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян</i>	
Отношение виргальной массы к светимости и нестационарность различных систем галактик	81
<i>И. Д. Караченцев</i>	
Переменная звезда AG Dra	101
<i>А. А. Боярчук</i>	
Фотовольтрические наблюдения AG Dra 1965 г.	115
<i>Т. С. Белякина</i>	
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
К вопросу об интерпретации вспыхивающих звезд	121
<i>Л. В. Мирзоян</i>	
Об одной возможности изменения интенсивности галактических источников радиоизлучения	124
<i>В. А. Санамян</i>	
О завале спектра радиоизлучения источника Кассиопея-А . .	128
<i>В. Г. Малумян</i>	
Эффект Допплера и предельно разрешаемая линия серии Бальмера	131
<i>Л. Н. Курочка</i>	

В ы п у с к 2

Число рассеяний при диффузии фотонов. I.	135
<i>В. В. Соболев</i>	
Перенос резонансного излучения в бесконечной среде II.	147
<i>В. В. Иванов, Д. И. Нацирнер</i>	
Нетепловое излучение, генерируемое когерентными плазменными волнами	169
<i>В. В. Зайцев, С. А. Каплан</i>	
Нестационарная диффузия излучения в плоско-параллельном слое	197
<i>Н. Б. Емибарян</i>	

Спектр AG Пегаса в 1965 г.	Л. С. Лудл, М. Э. Ильмас	205
Физическая природа непрерывной эмиссии у нестационарных звезд	Г. А. Гурзадян	217

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О возможном взрыве в NGC 3955	Г. М. Товмсян	236
---	---------------	-----

В ы п у с к 3

Число рассеяний при диффузии фотонов. II	В. В. Соболев	239
О диффузии излучения в сферической оболочке, окружающей точечный источник	Т. А. Гермогенова	251
Диффузное отражение от нестационарной среды	Н. Б. Енгибарян	267
Модели внешних слоев горячих звезд главной последовательности	В. Г. Горбацкий, А. К. Колесов	273
К вопросу о столкновении газово-пылевых облаков	Е. Я. Гидалевич	297
Некоторые статистические характеристики сверхскоплений галактик	И. Д. Караченцев	307
Ядра южных галактик с перемычкой	Г. М. Товмсян	317
Электроспектрофотометрия эмиссионных линий $\lambda\lambda$ 4686, 5411 He II затменно-двойной звезды Вольф-Райе 444 Лебеда = HD 193576	А. А. Гусейнзаде	325
О переменности поляризации β Лирь	О. С. Шулов	339
Автокорреляционный и спектральный анализ кривых блеска SS Cyg, Z Cam, RU Peg	Ф. И. Лукацкая, Г. А. Полищук	345
Зависимость период—радиус для классических цефеид	И. Н. Латышев	355

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О поляризации света туманности IC 446	Э. С. Парсмян	369
Две новые планетарные туманности	М. А. Казарян	371

РЕЦЕНЗИИ

Г. Арп, Атлас пекулярных галактик	В. А. Амбарцумян	373
---	------------------	-----

В ы п у с к 4

Матричные уравнения диффузии излучения. I.	Н. А. Яковкин, Р. И. Костик	379
К теории когерентного синхротронного излучения космических радионисточников	С. А. Каплан	409
О зависимости радиоизлучения галактик с перемычкой от вида их центральных частей	Г. М. Товмсян	419
Колориметрия галактики NGC 6946. I.	Ф. Бёртлен, А. Т. Каллолян, Э. Е. Хачикян, Дж. А. Эйнтанян	431

Радиовлучение СТА 21 и СТА 102 в метровом диапазоне <i>Р. Д. Даикесаманский, Т. В. Шабалова</i>	443
Спектрофотометрия Новой Геркулеса 1963. I. <i>В. Т. Дорошанко</i>	451
Спектрофотометрическое исследование звезды SS Лебедя . . . <i>Р. А. Бартя</i>	467
Наблюдательная селекция и статистика визуально-двойных систем. I. <i>Б. И. Фесенко</i>	485
РЕЦЕНЗИИ	
Теория звездных спектров <i>Д. И. Нагирнер</i>	497

INDEX OF AUTHORS

<i>Ambartsumian V. A.</i> H. Arp Atlas of peculiar galaxies	373
<i>Arakelian S. N.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	53
<i>Bartaga R. A.</i> The spectrophotometric investigation of SS Cygni	467
<i>Belyakina T. S.</i> The photoelectric observation of AG Dra 1965	115
<i>Börnngen F., Kalloghlian A. T., Khachikian E. Y., Eynattian J. A.</i> The colorimetry galaxy NGC 6946. I.	431
<i>Boyarchuk A. A.</i> The variable star AG Dra	101
<i>Dugkesamansky R. D., Shabanova T. V.</i> The radioemission of the CTA 21 and CTA 102 sources in the metre range	443
<i>Doroshenko V. T.</i> The spectrophotometry of Novae Her 1963. I.	451
<i>Doroshkevitch A. G.</i> A gravitational instability of anisotropic homogeneous solutions	37
<i>Eynattian J. A.</i> (see <i>Börnngen F.</i>)	431
<i>Fesenko B. I.</i> The observational selection and statistics of the visual double systems. I.	485
<i>Germogenova T. A.</i> The diffusion of radiation in a spherical layer around a point source	251
<i>Gidalevitch E. J.</i> On the question of collisions of gas-dust clouds	297
<i>Gorbatzky V. G., Kolesov A. K.</i> Models of outer layers of main sequence hot stars	273
<i>Gurzadian G. A.</i> The physical nature of the continuous emission in the non-stable stars	217
<i>Guseinzade A. A.</i> Electrospectrophotometry of the $\lambda\lambda$ 4686, 5411 HeII emission lines of the eclipsing binary Wolf-Raye V 444 Cyg=HD 193576	325
<i>Hovhannissian E. Y.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	53
<i>Ilmas M. E.</i> (see <i>Luud L. S.</i>)	205
<i>Ivanov V. V.</i> (see <i>Nagtrner D. I.</i>)	5
<i>Ivanov V. V., Nagtrner D. I.</i> Transfer of resonance radiation in infinite medium. II	147

<i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Börngen F.</i>)	431
<i>Kaplan S. A.</i> (see <i>Zaitzev V. V.</i>)	169
<i>Kaplan S. A.</i> On the theory of coherent synchrotron radiation of cosmical sources	409
<i>Karachentsev I. D.</i> The virial mass-luminosity ratio and the instability of the different systems of galaxies	81
<i>Karachentsev I. D.</i> Some statistical characteristics of superclusters of galaxies	307
<i>Kazarian M. A.</i> Two new planetary nebulae	371
<i>Khachiklian E. Y.</i> (see <i>Börngen F.</i>)	431
<i>Kolesov A. K.</i> (see <i>Gorbatzky V. G.</i>)	273
<i>Kostik R. I.</i> (see <i>Yakovkin N. Y.</i>)	379
<i>Kurochka L. N.</i> The Doppler-effect and the limitly admitted line of Balmer series	131
<i>Latyshev I. N.</i> Period-radius relation for classic cepheids	355
<i>Lukatskaya F. I., Polischuk G. A.</i> Autocorrelative and spectral analysis of light curves of SS Cyg, Z Cam and RU Peg	345
<i>Lud L. S., Ilmas M. E.</i> Spectrum of AG Pegasi in 1965	205
<i>Malumtan V. H.</i> On the break of the frequency spectrum of the radio source Cassiopeia A	128
<i>Markarian B. E., Hovhannisian E. Y., Arakeltian S. N.</i> A detailed photometry and colorimetry of six spiral galaxies in the field of Virgo cluster	53
<i>Mirzoyan L. V.</i> On the question of interpretation of flare stars	121
<i>Nagirner D. I., Ivanov V. V.</i> Transfer of resonance radiation in infinite medium. I	5
<i>Nagirner D. I.</i> (see <i>Ivanov V. V.</i>)	147
<i>Nagirner D. I.</i> The theory of stellar spectra	497
<i>Parsamian E. S.</i> On polarization of light in the nebula IC 446	369
<i>Polischuk G. A.</i> (see <i>Lukatskaya F. I.</i>)	345
<i>Sanamian V. A.</i> On one possibility of the variation of the intensity of galactic radio sources	124
<i>Schabanova T. V.</i> (see <i>Dagkesamansky R. D.</i>)	443
<i>Sculov O. V.</i> On the polarization variability of β Lyrae	339
<i>Sobolev V. V.</i> Number of scattering of diffusing photons. I	135
<i>Sobolev V. V.</i> Number of scattering of diffusing photons. II	239
<i>Toumassian H. M.</i> On the probable explosion in the NGC 3955	236
<i>Toumassian H. M.</i> The nuclei of southern barred galaxies	317
<i>Toumassian H. M.</i> On the correlation of the radio emission of barred galaxies with the appearance of their central parts	419
<i>Vartanian Y. L.</i> The model of an expanding superdense celestial body	45

<i>Yakovkin N. A., Kostik R. I.</i> The matrix equations of a diffusion of radiation. I	379
<i>Yengibarian N. B.</i> On one problem of the radiation non-linear transfer . . .	31
<i>Yengibarian N. B.</i> Non-stationary diffusion of radiation in plane-parallel layer	197
<i>Yengibarian N. B.</i> The diffuse reflection from a non-steady medium	267
<i>Zaitsev V. V., Kaplan S. A.</i> Non-thermal radio emission, generated by coherent plasma waves	169

CONTENTS

Number 1

Transfer of resonance radiation in infinite medium	<i>D. I. Nagtner, V. V. Ivanov</i>	5
On one problem of the radiation non-linear transfer	<i>N. B. Yengibartan</i>	31
A gravitational instability of anisotropic homogeneous solutions	<i>A. G. Doroshkevich</i>	37
The model of an expanding superdense celestial body	<i>Y. L. Vartanian</i>	45
A detailed photometry and colorimetry of six spiral galaxies in the field of Virgo cluster	<i>B. E. Markarian, E. Y. Hovhannissian, S. N. Arakelian</i>	53
The virial mass-luminosity ratio and the instability of the different systems of galaxies	<i>I. D. Karatchentsev</i>	81
The variable star AG Dra	<i>A. A. Bogarchuk</i>	101
The photoelectric observations of AG Dra 1965	<i>T. S. Belyakina</i>	115

NOTES

On the question of interpretation of flare stars	<i>L. V. Mtrzoyan</i>	121
On one possibility of the variation of the intensity of galactic radio sources	<i>V. A. Sanamian</i>	124
On the break of the frequency spectrum of the radio source Cassiopeia-A	<i>V. H. Malumian</i>	128
The Doppler-effect and the limitly admitted line of Balmer series	<i>L. N. Kurochka</i>	131

Number 2

Number of scattering of diffusing photons. I.	<i>V. V. Sobolev</i>	135
Transfer of resonance radiation in infinite medium. II.	<i>V. V. Ivanov, D. I. Nagtner</i>	147
Non-thermal radio emission, generated by coherent plasma waves	<i>V. V. Zaitsev, S. A. Kaplan</i>	169

Non-stationary diffusion of radiation in plane-parallel layer	<i>N. B. Yengibartan</i>	197
Spectrum of AG Pegasi in 1965	<i>L. S. Luud, M. E. Ilmas</i>	205
The physical nature of the continuous emission in the non-stable stars	<i>G. A. Gurzadian</i>	217

NOTES

On the probable explosion in NGC 3955	<i>H. M. Tovmassian</i>	236
---	-------------------------	-----

Number 3

Number of scattering of diffusing photons. II.	<i>V. V. Sobolev</i>	239
The diffusion of radiation in a spherical layer around a point source	<i>T. A. Germogenova</i>	251
The diffuse reflection from a non-steady medium	<i>N. B. Yengibartan</i>	267
Models of outer layers of main sequence hot stars	<i>V. G. Gorbatzky, A. K. Kolesov</i>	273
On the question of collisions of gas-dust clouds	<i>E. J. Gidalevich</i>	297
Some statistical characteristics of superclusters of galaxies	<i>I. D. Karachentsev</i>	307
The nuclei of southern barred galaxies	<i>H. M. Tovmassian</i>	317
Electrospectrophotometry of the $\lambda\lambda$ 4686, 5411 He II emission lines of the eclipsing binary Wolf-Raye V 444 Cygnus=HD 193576 . . .	<i>A. A. Guselnzade</i>	325
On the polarization variability of β Lyrae	<i>O. S. Shulov</i>	339
Autocorrelative and spectral analysis of light curves of SS Cyg, Z Cam and RU Peg	<i>F. I. Lukatskaya, G. A. Polischuk</i>	345
Period-radius relation for classic cepheids	<i>I. N. Latyshev</i>	355

NOTES

On polarization of light in the nebula IC 446	<i>E. S. Parsamian</i>	369
Two new planetary nebulae	<i>M. A. Kazarian</i>	371

REVIEW

H. Arp, Atlas of peculiar galaxies	<i>V. A. Ambartsumian</i>	373
--	---------------------------	-----

Number 4

The matrix equations of a diffusion of radiation. I.	<i>N. A. Yakovkin, R. I. Kostik</i>	379
On the theory of coherent synchrotron radiation of cosmical sources	<i>S. A. Kaplan</i>	409

On the correlation of the radio emission of barred galaxies with the appearance of their central parts	<i>H. M. Tovmassian</i>	419
The colorimetry of galaxy NGC 6946. I. <i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian, E. Y. Khachtkian, J. A. Egnatlian</i>		431
The radio emission of the CTA 21 and CTA 102 sources in the metre range <i>R. D. Dagkesamunsky, T. V. Shabanova</i>		443
The spectrophotometry of Novae Her 1963.I.	<i>V. T. Doroshenko</i>	451
The spectrophotometric investigation of SS Cygni	<i>R. A. Bartaya</i>	467
The observational selection and statistics of the visual double systems. I. <i>B. I. Fessenko</i>		485
REVIEW		
The theory of stellar spectra	<i>D. I. Nagirner</i>	497

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 04795. Подписано к печати 30/XII 1966 г. Тираж 840 экз. Изд. 2763. Заказ 390.
 Формат бумаги 70×108¹/₁₆. Печ. 8,25 л. Бум. л. 4,25. Усл. печ. л. 11,6.
 Уч. изд. лист. 8,06.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Баренамутян, 24.

CONTENTS

THE MATRIX EQUATIONS OF A DIFFUSION OF RADIATION. I. <i>N. A. Yakovkin, R. I. Kostik</i>	379
ON THE THEORY OF COHERENT SYNCHROTRON RADIATION OF COS- MICAL SOURCES <i>S. A. Kaplan</i>	409
ON THE CORRELATION OF THE RADIO EMISSION OF BARRED GALA- XIES WITH THE APPEARANCE OF THEIR CENTRAL PARTS <i>H. M. Tovmassian</i>	419
THE COLORIMETRY OF GALAXY NGC 6946. I. <i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian, E. Y. Khachikian, J. A. Eynattian</i>	431
THE RADIO EMISSION OF THE CTA 21 AND CTA 102 SOURCES IN THE METRE RANGE <i>R. D. Dagkesamansky, T. V. Shabanova</i>	443
THE SPECTROPHOTOMETRY OF NOVAE HER 1963. I. <i>V. T. Doroshenko</i>	451
THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF SS CYGNI <i>R. A. Bartaya</i>	467
THE OBSERVATIONAL SELECTION AND STATISTICS OF THE VISUAL DOUBLE SYSTEMS. I. <i>B. I. Fessenko</i>	485
REVIEW	
THE THEORY OF STELLAR SPECTRA <i>D. I. Nagirner</i>	497