Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 1 — 1964

Н. И. КОЖЕВНИКОВ, В. Д. КУЗЬМИНЫХ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ФАКЕЛАХ

Рассмотрены различные способы задания функции источника факела. Показано, что функция источника факела должна иметь перегиб в точке, соответствующей некоторому значению оптической глубины τ. На основе наблюдательных данных [1, 1а, 2, 3] и предложенной модели функции источника произведен расчет зависимости температуры факела от оптической глубины для различных длин волн. Найдено, что отклонения температуры факела от температуры фотосферы имеют систематический ход с изменением λ.

Изучение распределения температуры внутри факелов является одной из задач построения модели этих образований на Солнце. Решение задачи зависит от правильного выбора функции источника $B_f(\tau)$.

В. Д. Кузьминых [1, 1а] на собственном наблюдательном материале исследовал применимость некоторых представлений функции источника к построению эмпирической модели факела. Исследование проводилось для трех участков спектра λ 4081,6, λ 5096,5; λ 8855,6 Å. Для сравнения мы приводим ряд результатов этого исследования. Развивая соображения, высказанные в [1, 1а], авторы поставили следующую задачу: 1) исследовать применимость использования для $B_f(\tau)$ не только представлений, рассмотренных в [1, 1а], но и ряда других; 2) попытаться отыскать для $B_f(\tau)$ функцию, наиболее удовлетворяющую данным наблюдений; 3) в качестве первого применения этой функции исследовать распределение с оптической глубиной температуры в факелах по данным наблюдения изучения факелов в различных длинах волн.

При построении эмпирических моделей факелов в работах [9, 10, 11, 5] использовался небольшой наблюдательный материал (около десяти факелов). Естественно, это приводило к неуверенности в подборе функции источника и не позволяло произвести сравнение вычисленных и наблюденных интенсивностей факелов. Поэтому трудно судить, как хорошо представляют выбранные для построения моделей факелов функции источника используемый при этом наблюдательный материал.

Интенсивность выходящего излучения факела определяется следующей формулой:

$$I_{f,\lambda}(0, \mu) = \int_0^\infty B_{f,\lambda}(\tau) e^{-\tau\lambda/\mu} \frac{d\tau_\lambda}{\mu}, \tag{1}$$

где $B_{f,\lambda}(\tau)$ — функция источника, τ_λ — оптическая глубина для длины волны λ, $\mu = \cos\theta$. Уравнение (1) можно рассматривать как интегральное уравнение относительно функции $B_{f,\lambda}(\tau_\lambda)$. Задача определения $B_{f,\lambda}(\tau_\lambda)$ решается просто, если известно точное функциональное задание $I_{f,\lambda}(0, \mu)$ как функции от μ и λ. В этом случае представляем $B_{f,\lambda}(\tau_\lambda)$ в виде ряда

$$B_{f,\lambda}(\tau_\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} a_{n,\lambda}\tau_\lambda^n \frac{1}{n!}, \tag{2}$$

а $I_{f,\lambda}$ (0, μ) в виде ряда

$$I_{f,\lambda}(0, \mu) = \sum_{n=0}^{\infty} b_{n,\lambda}\mu^n. \tag{3}$$

Подставляя (2) и (3) в (1), получаем

$$\sum_{n=0}^{\infty} b_{n,\lambda}\mu^n = \sum_{n=0}^{\infty} a_{n,\lambda}\mu^n. \tag{4}$$

Коэффициенты $a_{n,\lambda}$ находятся как коэффициенты при одинаковых степенях μ.

Все же применение этого метода мало эффективно. Во-первых, потому что наблюдения дают только табличное задание функции $I_{f\lambda}$ (0, μ), во-вторых, — значения $I_{f\lambda}$ (0, μ) для малых величин μ известны очень плохо. Поэтому отыскание коэффициентов $a_{\mu,\lambda}$ приходится производить двумя методами: в виде решения системы N-линейных уравнений относительно ограниченного числа коэффициентов $a_{n,\lambda}$

$$I_{f,\lambda}(0, \mu_i) = \sum_{n=0}^{N} a_{n,\lambda}\mu_i^n \tag{5}$$

и представляя $B_f(\tau)$ в виде определенной функции, параметры которой определяются условием (1). (После подстановки этой функции в (1) интегрирование производится в конечном виде.) И в том и в другом случае мы накладываем на $B_f(\tau)$ определенное ограничение, так как фактически задаем вид этой функции.

Поскольку вид $B_f(\tau)$ нам неизвестен, то применение в качестве функции источника полиномов конечной степени дает тем лучшие результаты, чем более высокую степень полинома мы взяли. Однако точность определения коэффициентов a_n с большим номером n невелика. Грубо говоря, для удовлетворительного применения представления $B_f(\tau)$ в виде полинома n-й степени необходимо знание величин $I_f(\mu)$ с точностью до n-й значащей цифры. Вместе с тем при вычислении $I_f(\mu)$ по найденному полиному n-й степени для $B_f(\tau)$, неточность в величинах коэффициентов a_n сказывается мало, так как $\mu \ll 1$.

Приведем несколько примеров.

Для длины волны λ 8855,6 Å была вычислена функция источника $B_f(\tau)$ с использованием различных представлений. Величины интенсивности $I_f(\mu)$ (в абсолютных единицах) факела брались из [1, 2], величины $B_f(\tau)$ также выражались в абсолютных единицах.

Результаты вычислений функции $B_f(\tau)$ и $I_f(\mu)_b$:

1. Функция $B_f(\tau)$ представлена в виде полинома третьей степени

$$B_f = 0{,}64 + 2{,}92\tau - 1{,}54\tau^2 + 0{,}22\tau^3,$$

$$I_f(\mu)_b = 0{,}64 + 2{,}92\mu - 3{,}08\mu^2 + 1{,}33\mu^3,$$

$I_f(\mu)_b$ обозначает интенсивность выходящего по направлению μ излучения факела, вычисленную в предположении, что функция источника факела представлена соответствующим полиномом. Величины $B_f(\tau)$ и $I_f(\mu)_b$ выражены в единицах $10^{14}\ \frac{эрг}{см^2 \cdot сек} \cdot \frac{1}{стрд}$.

2. Функция источника представлена полиномом четвертой степени

$$B_f(\tau) = 1{,}00 + 0{,}81\tau + 0{,}4\tau^2 - 0{,}267\tau^3 + 0{,}033\tau^4,$$

$$I_f(\mu)_b = 1{,}00 + 0{,}81\mu + 0{,}8\mu^2 - 1{,}6\mu^3 + 0{,}8\mu^4.$$

3. Функция источника представлена полиномом пятой степени

$$B_f(\tau) = 0{,}97 + 0{,}97\tau - 1{,}649\tau^2 + 3{,}652\tau^3 - 1{,}678\tau^4 + 0{,}1794\tau^5,$$

$$I_f(\mu)_b = 0{,}97 + 0{,}97\mu - 3{,}298\mu^2 - 21{,}913\mu^3 - 40{,}269\mu^4 + 21{,}533\mu^5.$$

4. Функция источника представлена полиномом шестой степени

$$B_f(\tau) = 0{,}97 + 0{,}96\tau - 3{,}931\tau^2 + 10{,}252\tau^3 - 6{,}565\tau^4 + 1{,}373\tau^5 - 0{,}085\tau^6,$$

$$I_f(\mu)_b = 0{,}97 + 0{,}96\mu - 7{,}862\mu^2 + 61{,}511\mu^3 - 157{,}570\mu^4 + 164{,}732\mu^5 - 60{,}937\mu^6.$$

На рис. 1 приведено сравнение вычисленных $I_f(\mu)_b$ (штрихованные линии) и наблюденной (сплошная линия) интенсивностей факела для $\lambda 8855{,}6$ Å. По оси абсцисс отложены величины μ, по оси ординат—$I_f(\mu)$ $\left(\text{в единицах } 10^{14}\ \frac{эрг. (\Delta\lambda = 1\mu\ см)}{см^2 \cdot сек \cdot стрд}\right)$. На всех рисунках цифры около кривых обозначают номера представлений $B_f(\tau)$; для удобства обозрения кривые с разными номерами сдвинуты относительно друг друга; масштаб по оси ординат сохранен. Как видно из рис. 1, лучше всего совпадают с $I_f(\mu)$ величины $I_f(\mu)_b$, вычисленные в предположении, что $B_f(\tau)$ описывается полиномами пятой и шестой степеней. Эти представления хорошо передают характерную особенность $I_f(\mu)$ — перегиб в точке $\mu \approx 0{,}55$. (Этот же перегиб имеется на кривых $I_f(\mu)$, определенных для других λ.) Однако для $B_f(\tau)$ полиномы высоких степеней оказываются совершенно неудовлетворительными. На рис. 2 по оси абсцисс отложены величины τ, по оси ординат — $B_f(\tau)$ $\left(\text{в единицах } 10^{14}\ \frac{эрг\ (\Delta\lambda = 1\ см)}{см^2 \cdot сек \cdot стрд}\right)$. Из рис. 2 видно, что $B_f(\tau)$, вычисленное с помощью представлений 3 и 4, принимает отрицательные значения при $\tau \approx 3{,}5$, что не имеет физического смысла. Здесь сказывается требование к высокой точности определения $I_f(\mu)$.

Необходимо заметить, что истинная яркость факела зависит от самого факела, т. е. от фазы развития, в которой он находится, его величины и т. д. Поэтому яркости факелов, определенные для одного и того же значения μ, всегда будут несколько различаться между собой. Следовательно, условие точного определения коэффициентов Q_n (с большим номером n) никогда не будет иметь места; другими словами, применение полиномов высоких степеней для функции $B_f(\tau)$ ограничено не в силу недостаточной точности определения величин $I_f(\mu)$, а в силу реальных различий яркостей факелов.

Таким образом, представление $B_f(\tau)$ в виде полиномов третьей и четвертой степеней не может быть принято, так как оно плохо согласуется с наблюденными величинами $I_f(\mu)$. Представление $B_f(\tau)$ полиномами пятой и шестой степеней не может быть принято, так как дает результаты, не имеющие физического смысла.

Перейдем к представлению $B_f(\tau)$ в виде задания конкретной функции. Различными авторами большей частью применяются функции, обычно использующиеся при построении моделей фотосферы. Приведем результаты наших вычислений функции источника для λ 8855,6 Å, произведенные с помощью этих функций (обозначения те же), см. также [1,а].

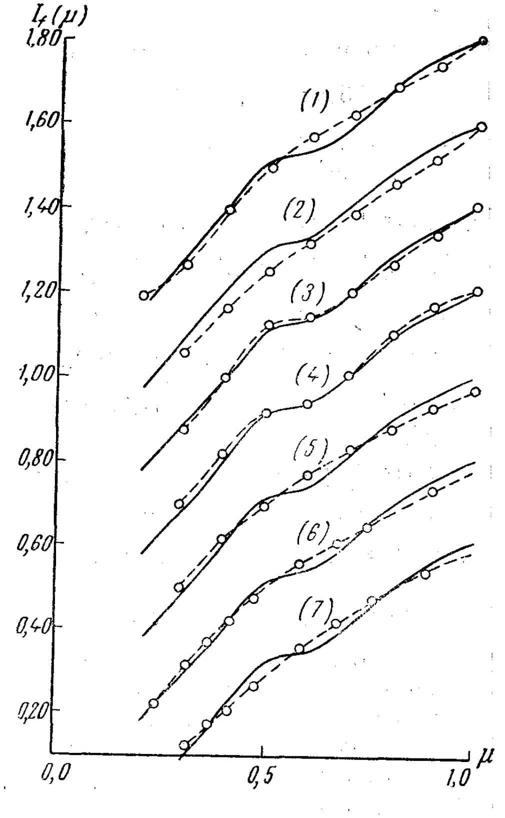


Рис. 1

5. Представление $B_f(\tau)$ с помощью логарифмической функции

$$B_f(\tau) = 2{,}0101 + 0{,}4022 \ln \tau,$$

$$I_f(\mu)_b = 1{,}7747 + 0{,}4022 \ln \mu.$$

6. Представление $B_f(\tau)$ с помощью интегрально-показательной функции

$$B_f(\tau) = 2{,}1983 + 0{,}0974\tau - - 1{,}6723\, \mathcal{E}_2(\tau),$$

$$I_f(\mu)_b = 2{,}1983 + 0{,}0974\mu - - 1{,}6723 \left[1 - \mu \ln \left(1 + \frac{1}{\mu}\right)\right].$$

7. Представление $B_f(\tau)$ с помощью корня квадратного из величин τ

$$B_f(\tau) = 0{,}6623 + 1{,}3058 \sqrt{\tau},$$

$$I_f(\mu)_b = 0{,}6623 + 1{,}3058 \sqrt{0{,}785\mu}.$$

На рис. 1 приведено сопоставление наблюдений $I_f(\mu)$ и вычисленных $I_f(\mu)_b$; на рис. 2 представлены зависимости $B_f(\tau)$. Как видно из рис. 1, представление $B_f(\tau)$ с помощью указанных функций не удовлетворительно, так как и $I_f(\mu)_b$ плохо передает особенности наблюдений зависимости $I_f(\mu)$ от μ. Очевидно, что поведение функции источника факела не такое же, как поведение функции источника фотосферы.

Попытаемся определить те условия, которым должна удовлетворять функция $B_f(\tau)$, и произведем ее расчет в первом приближении. Определить $B_f(\tau)$ довольно просто. При сопоставлении графиков функции $I_f(\mu)$ для разных λ (рис. 3, сплошные линии) заметим, что все линии имеют перегиб около точки μ=0,55. Эту особенность в поведении $I_f(\mu)$ легко установить и в измерениях других авторов (например, [4, 5]). На рис. 1 а приведена зависимость $I_f(\mu)$ от μ, построенная по данным [4, 5]. Кривые, соответствующие λ 3700 Å и λ 5100 Å, построены по данным [5], кривые λ 3900 Å и λ 5000 Å — по данным [4]. Величины $I_f(\mu)$ даны в произвольных единицах.

Рассмотрим отношение

$$\delta_\lambda(\mu) = \frac{I_{f,\lambda}(\mu) - \alpha_\lambda - \beta_\lambda \mu}{I_{f,\lambda}(0{,}55) - \alpha_\lambda - \beta_\lambda 0{,}55}, \qquad (6)$$

где α_λ и β_λ определяются тем, что: 1) прямая $y(\mu) = \alpha_\lambda + \beta_\lambda \mu$ проходит через точку $[y = I_{f,\lambda}(1),\ \mu = 1]$; 2) $\delta_\lambda(0{,}20) = 0{,}5$. Величины $\delta_\lambda(\mu)$ для различных λ приведены в табл. 1.

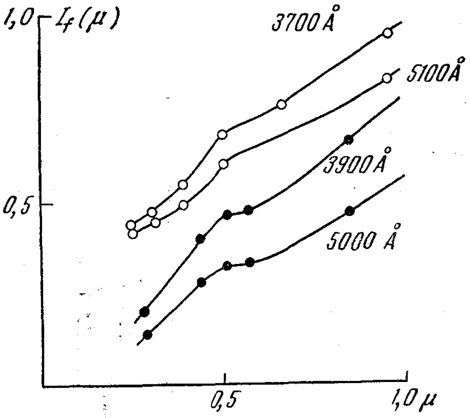


Рис. 1a

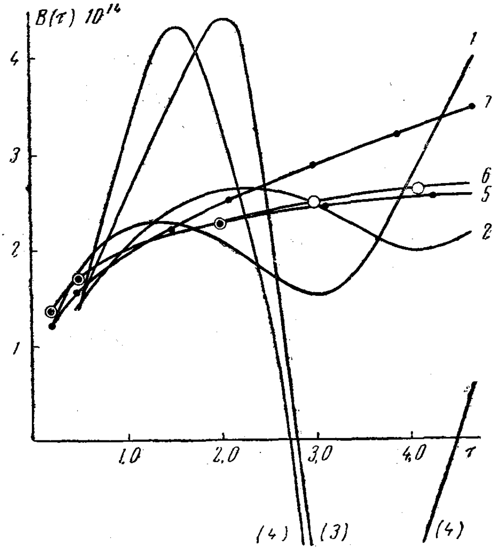


Рис. 2

Таблица 1

λ (Å)	μ								
	0,25	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,0
4951,8	0,50	0,52	0,69	1,00	0,79	0,51	0,34	0,20	0,0
5096,5	0,50	0,53	0,70	1,00	0,80	0,53	0,35	0,20	0,0
4795,5	0,50	0,52	0,69	1,00	0,79	0,53	0,33	0,24	0,0
8855,6	0,50	0,54	9,75	1,00	0,72	0,52	0,36	0,18	0,0
12380,0	0,50	0,57	0,73	1,00	0,75	0,50	0,32	0,18	0,0
21033,9	0,50	0,57	0,75	1,00	0,75	0,54	0,30	0,16	0,0

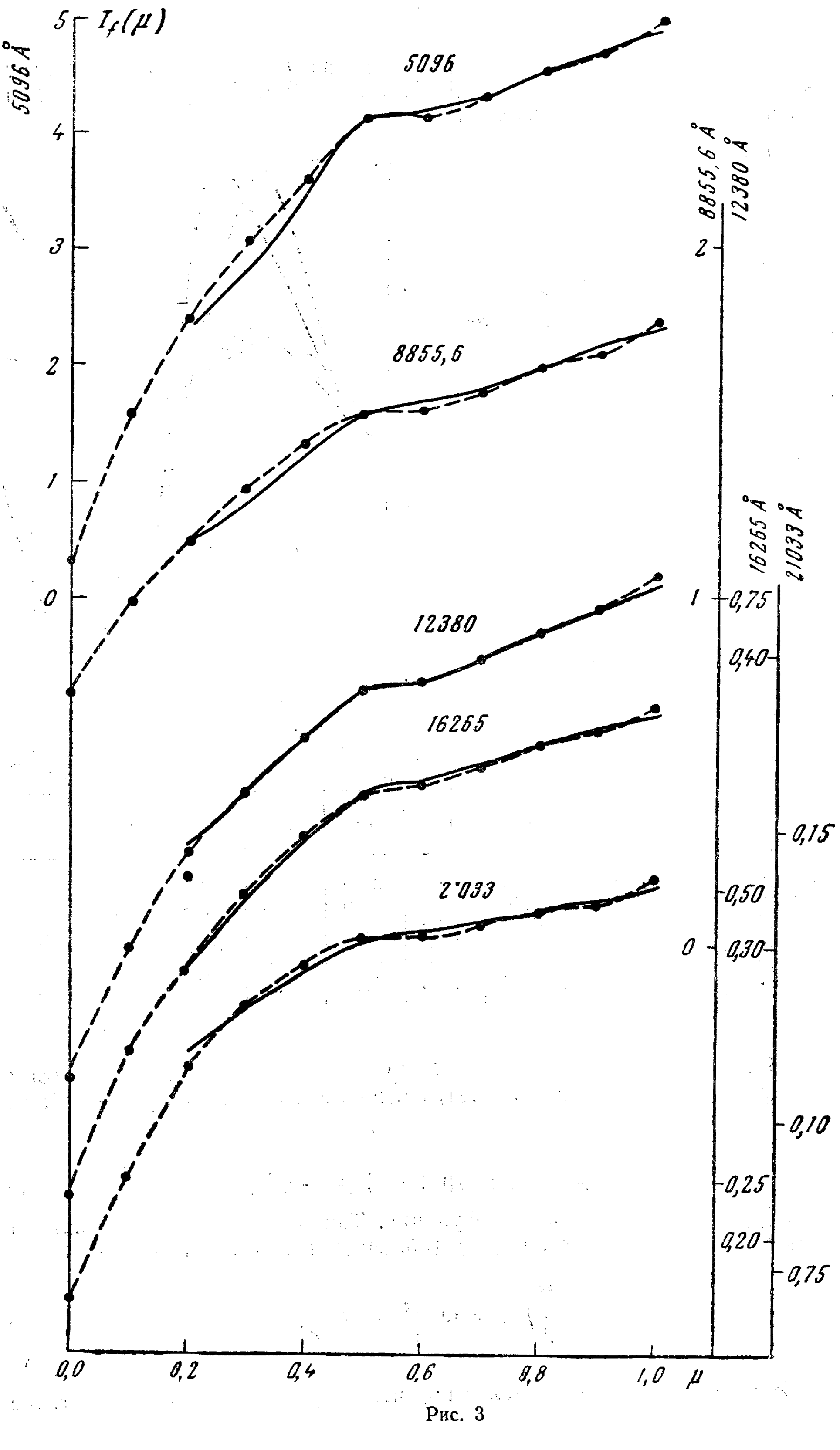
Из табл. 1 видно, что все кривые $I_{f,\lambda}(\mu)$ в первом приближении подобны друг другу. Поэтому функцию $I_{f,\lambda}(\mu)$ можно записать в следующей общей форме:

$$I_{f,\lambda}(\mu) = a_\lambda + b_\lambda \mu + d_\lambda \sqrt{\mu} + c_\lambda F(\mu), \tag{7}$$

где $F(\mu)$ — общая для всех λ функция. Таким образом, наша задача сводится к отысканию такой $f(\tau)$ (общей для всех λ), чтобы

$$\int_0^\infty f(\tau)\, e^{-\tau\mu} \frac{d\tau}{\mu} = F(\mu). \tag{8}$$

Используем то обстоятельство, что $I_f(\mu)$ имеет перегиб в точке



$I_f(\mu)$
5096 Å
8855,6 Å
12380 Å
16265 Å
21033 Å
5096
8855,6
12380
16265
2'033
5
4
3
2
1
0
2
1
0
0,75
0,40
0,50
0,30
0,25
0,20
0,15
0,10
0,75
0,0
0,2
0,4
0,6
0,8
1,0
μ

Рис. 3

$\bar{\mu}=0{,}55$. Покажем, что $B_f(\tau)$ также должна иметь перегиб в некоторой точке $\tau=\tau^*$, т. е. $B_f(\tau)$ удовлетворять следующим условиям:

$$\frac{\partial^2 B_f(\tau)^*}{\partial \tau^2}=0, \quad \int_0^\infty \frac{\partial^2 B_f(\bar{\mu}t)}{\partial \mu^2} t^2 e^{-t}\,dt=0. \tag{9}$$

Для функции $I_f(\mu)$ имеем

$$\frac{\partial^2 I_f(\bar{\mu})}{\partial \mu^2}=0, \ \bar{\mu}=0{,}55. \tag{10}$$

Произведем замену переменных в интеграле соотношения (1), положим, что $\tau=\mu t$. Тогда для $\dfrac{\partial^2 I_f(\mu)}{\partial \mu^2}$ получаем

$$\frac{\partial^2 I_f(\mu)}{\partial \mu^2}=\int_0^\infty \frac{\partial^2 B_f(\mu t)}{\partial \mu} t^2 e^{-t}\,dt. \tag{11}$$

Согласно (10), величина $\displaystyle\int_0^\infty \frac{\partial^2 B_f(\bar{\mu}t)}{\partial \mu^2} t^2 e^{-t}$ равна нулю. Так как $t^2e^{-t}\geqslant 0$, то это возможно только в том случае, если $\dfrac{d^2 B_f(\tau)}{d(\tau)^2}$ равно нулю в точке $\tau=\tau^*$. Справа и слева от этой точки $\dfrac{d^2 B_f(\tau)}{d(\tau)^2}$ должно иметь разные знаки.

Итак, в качестве функции источника $B_f(\tau)$ для факела необходимо использовать только те функции, которые имеют по крайней мере одну точку перегиба. Отсюда следует, что применение для $B_f(\tau)$ функций типа $\ln\tau$, $\sqrt{\tau}$, $\mathscr{E}_2(\tau)$ возможно только в качестве первого приближения.

После ряда проб мы остановились на следующем табличном задании $f(\tau)$ (см. табл. 2). Это задание следует рассматривать как определенную степень приближения, поскольку оно не учитывает ряда свойств $I_{f,\lambda}(\mu)$ (например, положение точки перегиба этой функции слабо, но все же зависит от λ).

Приведем результаты применения соотношения (7) к описанию функции источника $B_f(\tau)$ и к вычислению входящей радиации $I_f(\mu)_b$ факела для ряда длин волн:

$$\lambda\,5096{,}5\,\text{Å} \quad B_f(\tau)=0{,}3+2{,}63\,\tau+2{,}256\sqrt{\tau}+18{,}3\,f(\tau),$$
$$I_f(\mu)_b=0{,}3+2{,}63\,\mu+2{,}0\sqrt{\mu}+18{,}3\,F(\mu).$$

$$\lambda\,8855{,}6\,\text{Å} \quad B_f(\tau)=0{,}72+0{,}55\,\tau+0{,}564\sqrt{\tau}+3{,}0\,f(\tau),$$
$$I_f(\mu)_b=0{,}72+0{,}55\,\mu+0{,}50\sqrt{\mu}+3{,}0\,F(\mu).$$

$$\lambda\,12\,380\,\text{Å} \quad B_f(\tau)=0{,}335+0{,}225\,\tau+0{,}2256\sqrt{\tau}+1{,}33\,f(\tau),$$
$$I_f(\mu)_b=0{,}335+0{,}225\,\mu+0{,}20\sqrt{\mu}+1{,}33\,F(\mu).$$

$$\lambda\,16\,265\,\text{Å} \quad B_f(\tau)=0{,}214+0{,}066\,\tau+0{,}1128\sqrt{\tau}+0{,}6\,f(\tau),$$
$$I_f(\mu)_b=0{,}214+0{,}066\,\mu+0{,}10\sqrt{\mu}+0{,}6\,F(\mu).$$

$$\lambda\, 21\,033{,}9\,\text{Å} \quad B_f(\tau) = 0{,}079 + 0{,}12\tau + 0{,}0564\sqrt{\tau} + 0{,}18 f(\tau),$$

$$I_f(\mu)_b = 0{,}079 + 0{,}012\mu + 0{,}05\sqrt{\mu} + 0{,}18 F(\mu).$$

Таблица 2

τ	0,0	0,25	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00
$f(\tau)$	0,0	0,03	0,09	0,08	0,0	−0,13	−0,18	−0,18	−0,17
τ	2,25	2,50	2,75	3,00	4,00	—	—	—	—
$f(\tau)$	−0,12	−0,10	−0,06	−0,03	0,00	—	—	—	—

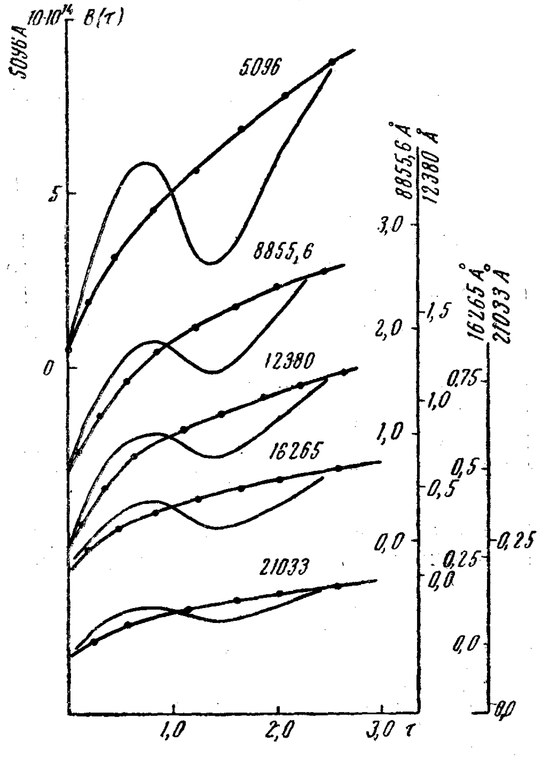


Рис. 4

Величина интеграла $F(\mu)$ была определена путем численного интегрирования. На рис. 3 приведено сопоставление $I_{f,\lambda}(\mu)_b$ (пунктирные кривые) с $I_{f,\lambda}(\mu)$ (сплошные кривые). Около каждой кривой указана длина волны λ, для которой она построена. Для всех кривых использована одна и та же ось абсцисс, на которой отложена величина μ, оси ординат различны. По оси ординат отложены величины $I_{f,\lambda}(\mu)$ в единицах $10^{14}\frac{\text{эрг}\,(\Delta\gamma = 1\,\text{см})}{\text{см}^2\cdot\text{сек}\cdot\text{стрд}}$. Из рис. 3 видно, что использованное представление для $B_f(\tau)$ дает достаточно удовлетворительное описание характерных особенностей зависимости интенсивности излучения факела от его положения на диске Солнца.

На рис. 4 представлены результаты вычислений $B_{f,\lambda}(\tau)$ и $B_{0,\lambda}(\tau)$. Функции источника $B_{0,\lambda}(\tau)$ фотосферы (кривые с точками) строились по данным о распределении яркости на солнечном диске [6, 7], перевод этих данных в абсолютные единицы осуществлялся на основе работ [8]. Из рис. 4 следует, что в области от $\tau=0$ до $\tau\approx 1$ факелы горячее фотосферы, в области $1<\tau<2{,}5$ факелы холоднее окружающей фотосферы. То, что $B_{f,\lambda}(\tau)=B_{0,\lambda}(\tau)$ при $\bar{\tau}=1$, для всех λ отнюдь не является следствием выбора функции $B_f(\tau)$ в виде (8). Значение τ определяется функциями $B_f(\tau)$ и $B_0(\tau)$. В табл. 3 приведены результаты вычисления температур T_f и T_0 в факеле и фотосфере для различных величин τ; а также значение разности ΔT температур факела и фотосферы.

На рис. 5 дан график зависимости средней величины ΔT (для горячей и холодной областей факела в отдельности) как функции от длины волны λ. На рис. 5 представлена также зависимость от длины волны λ

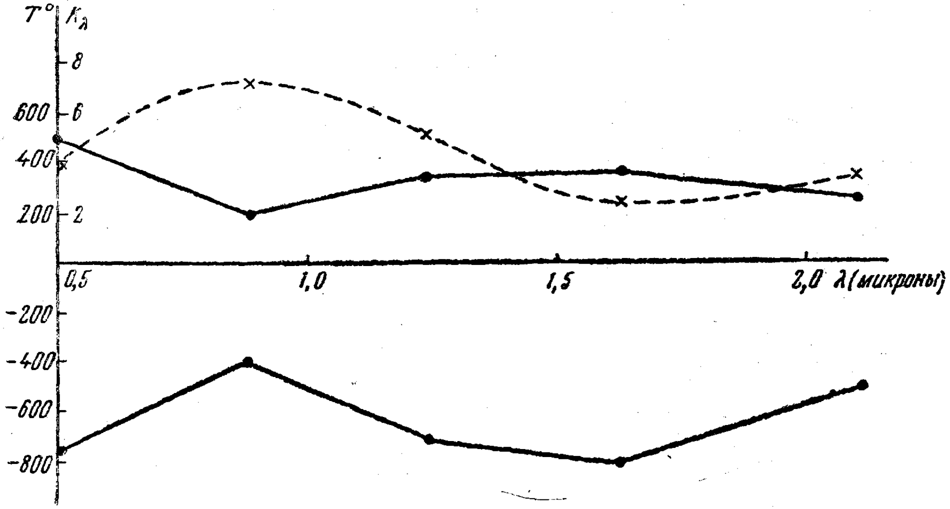


Рис. 5

Таблица 3

$\bar{\lambda}$(Å)		τ									
		0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,25	1,50	1,75	2,0	2,5
5096,5	T_f	5808	6447	6845	6902	6669	6083	5943	6479	6874	7552
	T_0	5424	5902	6236	6430	6637	6844	7012	7171	7335	7651
	ΔT	+384	+545	+609	+472	+32	−761	−1069	−692	−461	−99
8855,6	T_f	5966	6268	6693	6827	6787	6467	6467	6754	7136	7500
	T_0	5852	6153	6432	6675	6790	6508	7136	7279	7411	7500
	ΔT	+114	+215	+261	1172	−3	−41	−669	−525	−275	0,0
12380	T_f	4966	5960	6335	6485	6330	5958	5958	6340	6780	7625
	T_0	4616	5560	5958	6187	6320	6629	6845	7132	7275	7625
	ΔT	+350	+390	+377	+298	+10	−671	−887	−792	−495	0,0
16265	T_f	5832	6432	6928	7019	6819	6280	6238	6498	6890	7820
	T_0	5574	6086	6441	6680	6820	7014	7212	7392	7546	7820
	ΔT	+258	+342	+487	+339	−1	−732	−974	−903	−656	0,0
21033	T_f	5446	5978	6302	6430	6244	5912	5890	6170	6508	7217
	T_0	5103	5575	5912	6116	6244	6362	6564	6762	6860	7217
	ΔT	+343	+403	+390	+341	0,0	−450	−674	−592	−352	0,0

коэффициента поглощения k_λ радиации отрицательными ионами водорода (величина k_λ дана в произвольных единицах для $T=5040°$ — штриховая линия). Как видно из рис. 5, изменение ΔT в общем ковариантно изменению k_λ, это дает основание полагать, что колебания величины перегрева и охлаждения факела (вычисленные для различных λ) определяются в основном поглощением радиации отрицательными ионами водорода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузьминых В. Д. Сообщения ГАИШ, № 133, 1963.

1а. Кузьминых В. Д. «Астрономический журнал», **39**, 965, 1962.

2. Кузьминых В. Д., Ситник Г. Ф. «Астрономический журнал», **40**, 954, 1963.

3. Кузьминых В. Д. «Астрономический журнал», **39**, 965, 1962.

4. Крат Т. В. «Астрономический журнал», **24**, 327, 1947.

5. Лившиц М. А. «Астрономический журнал», **40**, 38, 1963.

6. Peyturaux R. Ann. d Aph., **18**, 25, 34, 1955.

7. Pierce A. K. Aph. J., **120**, 221, 1954.

8. Ситник Г. Ф. Сообщения ГАИШ, № 113, 19, 1961.

9. Waldmeier M. Z. Astrophys., **26**, 147, 1949.

10. Reichel M. Z. Astrophys., **33**, 79, 1953.

11. Rogerson I. B. Ir., Aph. J., **134**, No. 2, 331, 1961.

Поступила в редакцию
27. 5 1963 г.

ГАИШ