

В конечном счете может быть окажется, что пояс ярких звезд вызван действием светлых облаков, а в симметричной по отношению к галактическому экватору области неба такого явления не имеется. Ясно, что после этого картина Местной Системы получит очень простое объяснение. Если это так, то тогда космическое поглощение не является единственной причиной, обуславливающей картину Местной Системы, как это было показано в одной из наших работ<sup>5</sup>. Для более обширного исследования требуется иметь почти сплошную спектральную классификацию Млечного Пути до 14-ой зв. величины, охватывающую зону  $b = \pm 15^\circ$ , но это—задача будущего.

Май, 1941.

ЛИТЕРАТУРА: LITERATURE:

1. Mt. Wils. Contr. No. 427, 1931.
2. Upps. Ann. V; Ann. Bosscha—Sterrenw., vol. V. 5e Ged., 1939.
3. Upps. Ann. I, No. 1, 1939.
4. Publ. Astr. Inst. Univ. of Amsterd., No. 3, 1933.
5. Бюлл. Абаст. Обс. № 4, p. 27, 1940.

THE DISTRIBUTION OF STARS OF DIFFERENT SPECTRAL CLASSES IN DARK AND BRIGHT REGIONS OF THE MILKY WAY.

M. A. VASHAKIDZE

(Summary)

In this work the results of the counts of stars in dark and bright regions of the Milky Way in connection with their spectral classes are given. The attention has been paid to the stars of earlier spectral classes.

Bergedorfer Spectral Durchmusterung B. V. I. II. Henry Draper Catalogue and Henry Draper Extension were used for counts. On the whole, we have counted 21 pairs of areas: the results are given in Tables II and III.

The counts show that in bright regions the stars of earlier types are more numerous than in the dark regions.

This phenomenon accounts for the presence of a dark cloud and in the case of its absence—for the spiral form of the Milky Way. The latter case is similar to extragalactic nebulae Sc, in the arms of which the stars of earlier spectral types have also been discovered.

The curves show the dependence of the percentage of stars in bright and dark regions on stellar magnitude.

The bifurcation of the curves marks the beginning of a bright or a dark cloud. If, however, the distance of the dark region is determined according to Wolf's (or to some other) method, and the bifurcation of our curves begins at a shorter distance, it means that the bifurcation is caused by the influence of bright region, i. e. the star-cloud is nearer than the beginning of dark region.

In order to carry out a more extensive investigation, the most detailed spectral classification of the Milky Way to the 14-th magnitude is required.

Май, 1941.

О СООТНОШЕНИИ ФАЗ ИЗМЕНЕНИЯ РАДИУСОВ ХРОМОСФЕР И ФОТОСФЕР ЦЕФЕИД

О. А. МЕЛЬНИКОВ

Многочисленные исследования распределения энергии в спектрах звезд типа F—G указывают на то, что это распределение, примерно, соответствует таковому для черного тела.

С этой точки зрения весьма важной представляется работа Cox'a<sup>1</sup>, показывающая, что распределение энергии в спектрах цефеид соответствует распределению энергии в нормальных звездах (того же спектрального класса), а следовательно, на основании вышесказанного, мало уклоняется от распределения черного тела\*. Работа W. Becker'a и W. Strohmeier'a<sup>2</sup>, подводящая итог большой экспериментальной работе по весьма долгопериодическим цефеидам, содержит весьма точные кривые блеска для трех длин волн, а также кривые цветовых температур для двух областей спектра. Теоретической обработке этого материала посвящены работы W. Becker'a<sup>3</sup>. Последний, исходя из основного экспериментального факта—соотношения фаз между кривой блеска и кривой лучевых скоростей—считает радиусы фотосферы в минимуме и максимуме блеска равными и имеющими среднее значение. Это предположение дало возможность написать формулу для амплитуды в звездных величинах\*\* в следующем виде:

$$A(\lambda) = m - M = +2.5 \log_{10} e \cdot \frac{1}{\lambda} \left( \frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T} \right). \quad (1)$$

В общем же виде формула такова:

$$A(\lambda) = m - M = -5 \log \frac{r}{R} + 2.5 \log_{10} e \cdot \frac{1}{\lambda} \left( \frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T} \right) \quad (2)$$

Сравнение амплитуд, вычисленных по определенным цветовым температурам по формуле (1), с наблюдаемыми значениями амплитуд показало, что последние получаются примерно в два раза меньшими (табл. II).

Этот результат, по мнению Becker'a, указывает на большие отклонения излучения фотосфер цефеид от излучения черного тела.

\* Подробнее об этом см. ниже.

\*\* Малыми и большими латинскими буквами мы будем обозначать значение физических величин в минимуме и максимуме блеска, соответственно ( $m, M$ —звездные величины,  $r, R$ —радиусы и  $t, T$ —температуры).



Наблюдения дают значение  $\left(\frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T}\right)_{col}$ , вычисленное из цветовых температур, и значение  $\left(\frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T}\right)_{rad}$ , вычисленное из амплитуд. Первое дает разности обратных цветовых температур, а второе — разности обратных температур излучения. В случае, если бы цефеиды излучали как черные тела, цветовая температура и температура излучения должны были бы совпадать. Следовательно, должны были бы совпадать и их обратные разности. Этого как раз и не обнаружено по материалам Becker'a (op. cit.).

Полученные обратные разности температур дали нелинейную зависимость\*

$$\frac{C_2}{T_F} = \varphi\left(\frac{C_2}{T_S}\right) \quad (3)$$

Получив температуры излучения, (которые в дискуссии Becker'a совпадали с эффективными), Ве́скер вычислил по формуле (2) изменение радиуса фотосферы для каждой из фаз. Сравнив изменение радиуса фотосферы  $\frac{r}{R}$  с изменением радиуса хромосферы ( $r-R$ ) (которое было получено в результате интегрирования кривой лучевых скоростей), Ве́скер нашел, что обе кривые совпадают по фазе. Тем самым была решена труднейшая теоретическая проблема цефеид — разность фаз кривых изменения радиусов фотосфер и хромосфер цефеид. Ранее считалось, что кривая изменения радиусов хромосфер на четверть периода опережает, по фазе, таковую для фотосфер, что как бы противоречило пульсационной теории цефеид. Такой критерий пульсационной теории был предложен независимо W. Baade<sup>4</sup> и K. F. Bottlinger<sup>5</sup>.

Однако, дальнейшие исследователи не усматривали в наличии разности фаз существенного противоречия. Считалось, что хромосфера, находящаяся в переменном поле излучения, ведет себя иначе, чем глубокие слои атмосферы, пульсирующие адиабатически.

В связи с этим, объяснение видимого наличия разности фаз кривых изменения радиуса фотосферы и хромосферы (в случае, если расчеты радиуса фотосферы ведутся по цветовым температурам) уклонением излучения цефеид от излучения черного тела, является весьма интересным.

Правда, при этом появляется новая теоретическая проблема: почему же кривая блеска находится в фазе с изменением производной от радиуса фотосферы, а не в фазе с изменением самого\*\* радиуса?

В связи с этим нам казалось весьма интересным обработать материал Ве́скера (op. cit.) иным способом. Дело в том, что, приравняв радиусы в минимуме и максимуме блеска, мы тем самым как бы «сдвигаем» кривую изменения радиуса фотосферы до ее совпадения по фазе с таковой для хромосферы. Ведь равенство радиусов в максимуме и есть следствие, получающееся из наблюдаемой кривой лучевых скоростей. Если исходить из этого, то, конечно, иного результата, чем совпадение фаз изменения радиусов хромосферы и фотосферы (являющегося следствием исходного допущения), нельзя получить.

\* Нуль-пункт кривой был фиксирован по значениям  $T_{col}$  и  $T_{rad}$  для солнца.

\*\* При этом в максимуме блеска мы должны были бы наблюдать минимальный радиус и наоборот.

При этом допущении член в формуле (2), зависящий от отношения радиусов, целиком войдет в разность  $\left(\frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T}\right)_{rad}$ , дав тем самым фиктивное уклонение  $T_{col}$  от  $T_{rad}$ .

Аналогичные выводы об уклонении излучения цефеид от такового для черного тела были сделаны Соx'ом<sup>6</sup>. Однако, E. H. Blexsley<sup>7</sup> показал, что наблюдения Соx'a, наоборот, после введения члена, зависящего от отношения радиусов, приводят к выводу, что излучение цефеид не уклоняется от излучения черного тела.

Амплитуды монохроматических кривых блеска для двух длин волны могут быть записаны в виде:

$$A_1 = m_1 - M_1 = -5 \log \frac{r}{R} + 2.5 \log_{10} e \cdot \frac{1}{\lambda} \left( \frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T} \right) \quad (4)$$

$$A_2 = m_2 - M_2 = -5 \log \frac{r}{R} + 2.5 \log_{10} e \cdot \frac{1}{\lambda} \left( \frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T} \right).$$

Величины

$$A_T = A_1 + 5 \log \frac{r}{R} \quad (5)$$

$$A'_T = A_2 + 5 \log \frac{r}{R}$$

будут представлять из себя амплитуды, вызванные лишь температурным колебанием. Именно эти амплитуды, а не наблюдаемые  $A_1$  и  $A_2$ , должны совпадать с вычисленными по формуле (1).

Член  $5 \log \frac{r}{R}$  может быть определен из наблюдений, если нам известны монохроматические амплитуды для двух длин волны. Добавляя его к наблюдаемым амплитудам, мы получаем величины  $A'_T$  и  $A''_T$ , приведенные в табл. I.

ТАБЛИЦА I TABLE

Звезда Star	$A_1 = A_{337}$	$A_2 = A_{410}$	$A'_T = A_1 + 5 \log \frac{r}{R}$	$A''_T = A_2 + 5 \log \frac{r}{R}$	$A'_T$	$A''_T$	$[A'_T]$
SU Cas	0.34	0.61	0.75	1.02	0.70	0.98	1.19
DT Cyg	0.23	0.42	0.53	0.72	0.35	1.01	1.01
SZ Tau	0.31	0.60	0.81	1.10	0.70	1.09	1.38
RT Aur	0.66	1.11	1.26	1.71	1.23	1.56	1.91
SU Sgr	0.59	0.98	1.09	1.48	1.10	1.56	1.86
Y Aur	0.55	1.16	1.71	2.32	1.27	2.56	2.99
$\alpha$ UMi	0.09	0.18	0.25	0.34	0.23	0.34	0.32
T Vul	0.60	1.02	1.18	1.60	0.92	1.59	1.99
$\delta$ Cep	0.69	1.13	1.23	1.67	1.05	1.56	1.96
Y Sgr	0.65	1.13	1.35	1.83	1.19	1.71	2.31
$\eta$ Aql	0.55	1.13	1.63	2.21	1.56	2.09	2.51
W Gem	0.64	1.10	1.29	1.75	1.23	1.68	1.94
S Sge	0.68	1.40	2.01	2.73	1.58	3.17	3.47
$\zeta$ Gem	0.56	0.96	1.12	1.52	0.96	1.69	1.85
RX Aur	0.51	0.98	1.32	1.79	0.95	1.98	2.34
X Cyg	0.72	1.53	2.26	3.07	2.09	3.47	3.82
Y Oph	0.55	0.94	1.15	1.54	1.17	1.71	1.83
T Mon	0.93	1.76	2.32	3.15	2.11	3.90	4.21

Средние значения  
Mean values

1.29      1.75      1.13      1.87      (2.16)



В первом столбце приведено название звезды, во втором и третьем — наблюдаемые амплитуды для  $\lambda=557$  м $\mu$  и  $\lambda=410$  м $\mu$ , в четвертом и пятом — амплитуды, вычисленные лишь изменением температуры. Амплитуды  $A_1$  и  $A_2$  были исправлены за эффект полос и линий поглощения по работе акад. Г. А. Шайна<sup>8\*</sup>.

Через градиенты мы ввели те же поправки и в цветовые температуры для  $\lambda=410$  м $\mu$ <sup>\*\*</sup>. Эти поправки особенно существенны для переменных, меняющих с фазой спектральный тип.

В шестом и седьмом столбцах таблицы I мы приводим температурные амплитуды, вычисленные из цветовых температур. Амплитуда  $A_T'$ , стоящая в восьмом столбце вычислена из цветовых температур для  $\lambda=410$  м $\mu$ , не исправленных за эффект линий и полос поглощения. При составлении табл. I мы использовали все 18 цефеид списка Вебера. Точные амплитуды и температуры определялись Вебером лишь для 8 цефеид.

В табл. II мы приводим сравнение средних из 18 (вычисленных из цветовых температур) и средних наблюдаемых амплитуд (с поправкой за изменение радиусов), полученных в настоящей работе, с результатами Вебера.

ТАБЛИЦА II TABLE

Автор Author	Набл. Obs.	Выч. Calc.	Набл. Obs.	Выч. Calc.	Выч. Calc.
Вебер	0,58	1,10	1,06	2,10	—
Мельников	1,29	1,13	1,75	1,87	(2,16) <sup>***</sup>
	$\lambda=557$ м $\mu$		$\lambda=410$ м $\mu$		

Из табл. II мы видим, что в пределах ошибок наблюдения (учитывая, что поправки за линии и полосы поглощения были введены на основании исследования нормальных звезд) амплитуды, вычисленные и наблюдаемые (с поправкой за изменение радиусов) совпадают одна с другой.

Отсюда можно сделать вывод, что излучение цефеид мало уклоняется от излучения черного тела. Для большей убедительности, получив из наблюдаемых амплитуд — с поправкой, равной  $5 \log \frac{r}{R}$  — значения  $\left(\frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T}\right)_{rad}$ , мы построили зависимость по формуле (3).

Построение этой зависимости аналогично построению характеристической кривой фотографической пластинки и описано в работе Вебера<sup>9</sup>.

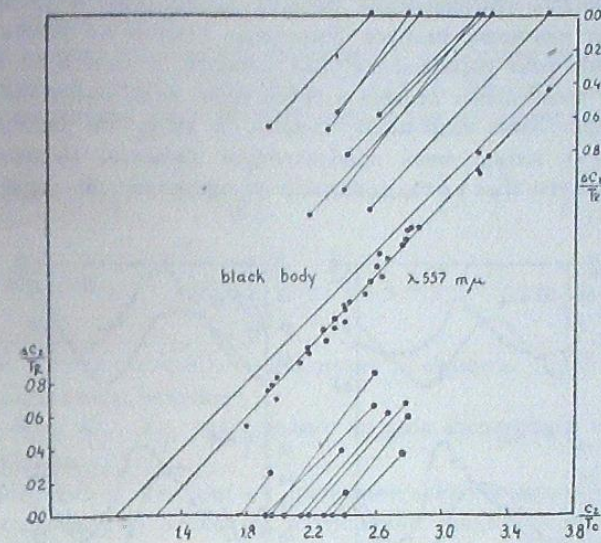
Зависимость (3) для  $\lambda=5570$  и  $\lambda=4100$ , соответственно, приведена на черт. 1 и черт. 2, откуда видно, что она получается прямолинейной и параллельна таковой для черного тела. Нуль-пункт прямой произволен. Его можно фиксировать по значениям  $T_c$  и  $T_r$  для Солнца. Этот нуль-пункт вряд ли удовлетворяет случаю цефеид, атмосферы которых заметно отличаются от атмосферы Солнца. Однако, нуль-пункт

\* Соответствующие поправки приведены также в работе А. Gunther'a (A. N. 269, p. 144, 1939).

\*\* В области  $\lambda=557$  м $\mu$  нет сильных линий, поэтому поправки введены не были.

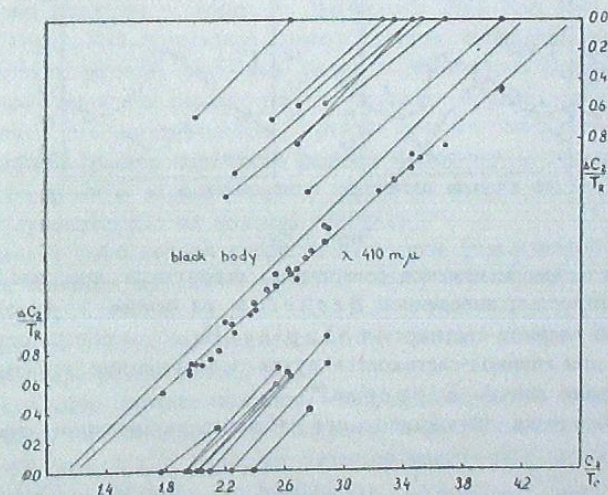
\*\*\* Среднее, не исправленное за эффект линий.

зависимости (3) нам не существенен, так как при вычислении радиусов по формуле (2) он исключается.



Черт. 1 Fig.

Пользуясь<sup>10</sup> наблюдаемой зависимостью, мы вычислили температуры излучения по цветовым температурам, а затем вычислили и относительные изменения радиуса фотосферы (по формуле аналогичной (2)). На черт. 3 мы показываем изменения радиуса



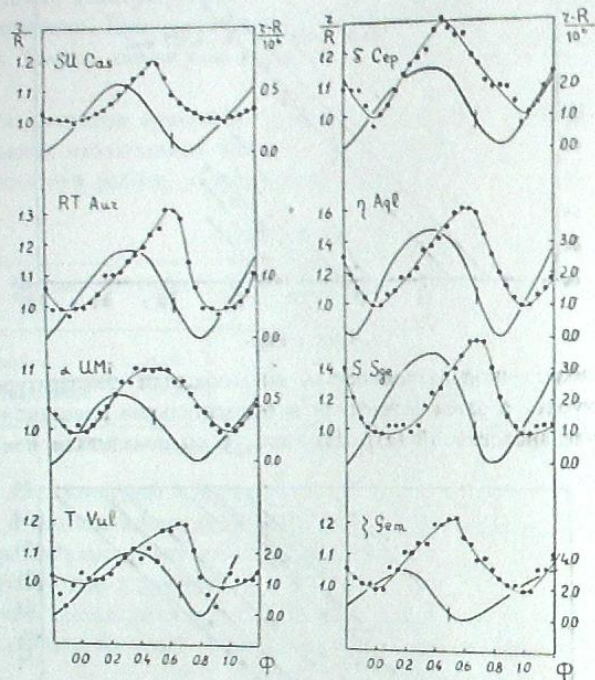
Черт. 2 Fig.

фотосферы (линия с точками) и хромосферы (сплошная линия) в зависимости от фазы. В значениях  $(r-R)$  не учтена поправка за усреднение по диску звезды, о чем речь идет ниже.



В этих расчетах мы опирались только на восемь звезд, для которых цветовая температура определялась непосредственно, а не через показатель цвета.

Из черт. 3 видно, что изменение радиуса хромосферы в среднем на четверть периода опережает изменение радиуса фотосферы. Отсюда мы делаем вывод, что уже давно наблюдаемый факт расхождения фаз остается в силе и по материалу Вескега. Поведение хромосферы цефеид в переменном поле излучения отлично от поведения фотосферы. Здесь надо иметь, однако, в виду, что расчеты, сделанные по формулам (1) и (2), имеют лишь приближенный характер. Несомненным является только то, что расчеты Вескега, сделанные на основании тех же формул, не подтверждаются.



Черт. 3 Fig.

С этой точки зрения кажется совершенно непонятным хорошее согласие кривой «период-светимость», выведенной Вескегом на основе «пульсационных параллаксов», с кривой «период-светимость» Shapley. На возможность определения нуля-пункта соотношения «период-светимость» путем использования пульсационных параллаксов было указано еще А. Kipper'ом<sup>10</sup>.

Процесс получения «пульсационных» абсолютных величин очень прост. Из формулы

$$\log \frac{r}{R} = -0.2(m-M) + 2.5 \log_{10} e \cdot \frac{1}{\lambda} \left( \frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T} \right) \quad (6)$$

мы получаем значение отношения  $\frac{r}{R}$  радиуса фотосферы в минимуме блеска к радиусу в максимуме блеска. Интегрированием кривой лучевых скоростей мы получаем

разность  $(r-R)$  радиусов хромосферы в километрах\*. Если фазы изменения радиусов фотосферы и хромосферы совпадают, то простое вычисление дает радиусы для двух предельных фаз кривой блеска.

В прежних работах приходилось пренебрегать смещением фазы максимального радиуса хромосферы в сторону опережения. (Вескег, как уже указывалось, неправильно получил совпадение фаз). Простое вычисление по формулам:

$$M_{\max} - M_{\odot} = -5 \log \frac{R}{R_{\odot}} + 2.5 \log_{10} e \cdot \frac{1}{\lambda} \left( \frac{C_2}{T} - \frac{C_2}{T_{\odot}} \right) \quad (7)$$

$$M_{\min} - M_{\odot} = -5 \log \frac{Z}{R_{\odot}} + 2.5 \log_{10} e \cdot \frac{1}{\lambda} \left( \frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T_{\odot}} \right)$$

дает абсолютную величину цефеиды в максимуме и минимуме блеска, откуда и получаем среднюю абсолютную величину.

Величины  $M_{\odot}$ ,  $R_{\odot}$ ,  $T_{\odot}$  представляют из себя абсолютную величину, радиус и температуру Солнца.

Средние абсолютные величины мы сравниваем с полученными непосредственно из кривой «период-светимость» Shapley, и тем самым определяем нуль-пункт последней. В расчетах Вескега совпадение двух абсолютных величин получилось очень хорошее. Однако, это совпадение объясняется произвольностью сделанных допущений.

Как известно, ввиду наличия светового давления и ряда других эффектов, пульсация хромосферы не может в полной мере отражать пульсацию фотосферы. (Вопрос частично разобран в работе E. Bodson'a *Bul. Soc. Roy. des Sc. de Liège*. Nos. 8, 9, 10, 1937). Интегрирование кривой лучевых скоростей не дает изменения радиуса хромосферы равного изменению радиуса фотосферы. Поэтому и «пульсационные параллаксы» не могут сколько-нибудь надежно отражать действительность. Но даже если считать, что интегрирование кривой лучевых скоростей дает изменение радиуса хромосферы (равное изменению радиуса фотосферы), то надо иметь в виду, что наблюдаемую лучевую скорость нужно исправить за ряд эффектов.

Наиболее существенные из них два эффекта.

1. Поправка к наблюдаемой скорости пульсации (представляющей из себя значение скорости, проинтегрированное по всему диску звезды), для перехода к действительной.

2. Поправка за счет возможного изменения амплитуды пульсации с высотой в хромосфере, для перехода к фотосфере.

На существование первого эффекта, который совершенно очевиден, было указано в ряде работ, как, например, Н. Shapley и S. Nicholson'a<sup>11</sup>, Н. Sp. Jones'a<sup>12</sup>, К. Lundmark'a<sup>13</sup>; наиболее детально вопрос был рассмотрен I. A. Getting'ом<sup>14</sup>. Ниже мы приводим его выводы.

$$* r - R = \int_T^t V_r dt,$$

где  $T$  и  $t$  время минимального и максимального радиуса.



Если лучевую скорость центра тяжести звезды  $V_m$  определить следующим образом:

$$V_m = \frac{1}{T} \int_0^T V_r dt \quad (8)$$

то скорость пульсации  $v_r$  получится из разности  $(V_r - V_m)$ , уменьшенной на фактор  $a$ :

$$v_r = a (V_r - V_m).$$

Фактор  $a$  дает возможность учесть скорости, направленные под углом  $\theta$  к лучу зрения, а также учесть закон потемнения к краю диска звезды.

Закон изменения интенсивности по диску звезды дается теорией лучистого равновесия:

$$\frac{J(\theta, \theta)}{J(\theta, 0)} = 1 - \alpha + \alpha \cos \theta. \quad (10)$$

Среднее значение  $v_r \cos \theta$  по лучу зрения равно

$$\bar{v}_r = \frac{\iint (v_r \cos \theta) J(\theta) \cos \theta d\omega}{\iint J(\theta) \cos \theta d\omega}. \quad (10)$$

Подставляя значение  $d\omega$  через  $d\theta$  и интегрируя, получаем:

$$\bar{v}_r = v_r \left[ \frac{4 - \alpha}{6 - 2\alpha} \right]. \quad (12)$$

Или численно:

$$v_r = \frac{24}{16} \bar{v}_r, \quad \alpha = 0 \text{ для интенсивности, равной во всех направлениях,}$$

$$v_r = \frac{24}{17} \bar{v}_r, \quad \alpha = 2/5 \text{ для лучистого равновесия,}$$

$$v_r = \frac{24}{18} \bar{v}_r, \quad \alpha = 1 \text{ для закона Lambert'a}$$

Мы приняли в дальнейшем значение  $a = \frac{24}{17}$ , справедливое для теории лучистого равновесия. Однако, результирующий эффект сравнительно мало зависит от принятой гипотезы.

На существование второго эффекта, т. е. эффекта изменения амплитуды пульсации в зависимости от высоты в хромосфере, указания были даны в работах школы Мичиганского университета, возглавляемой Curtiss'ом. Основная идея метода была изложена в статье W. C. Rufus'a<sup>15</sup>.

Целую серию сообщений опубликовали J. A. Aldrich, R. H. Curtiss, D. W. Lee и W. C. Rufus<sup>16</sup> в 1924 г.

Список звезд, для которых исследовался указанный эффект, приведен в следующей табличке:

Звезда Star	Автор Authority
$\delta$ Cephei	T. S. Jacobsen <sup>17</sup> , R. M. Petrie <sup>18</sup> .
$\eta$ Aquilae	F. Henroteau <sup>19</sup> , D. W. Lee <sup>20</sup> , W. C. Rufus <sup>21</sup> .
$\xi$ Geminorum	F. Henroteau <sup>22</sup> , V. Th. Hase <sup>23</sup> , W. C. Rufus <sup>24</sup> .
RT Aurigae	R. M. Petrie <sup>25</sup> .
T Monocerotis	R. F. Sanford <sup>26</sup> .
S Sagittae	J. A. Aldrich <sup>27</sup> .
W Sagittarii	R. H. Curtiss <sup>28</sup> .

Дифференциальные смещения отдельных линий были обнаружены также W. S. Adams и R. Sanford'ом<sup>29</sup> и в самое последнее время W. S. Adams'ом<sup>30</sup>, на спектрограммах с большой дисперсией.

Порядок величины самого эффекта весьма ненадежен, достаточно сказать, что для ряда звезд зависимость амплитуды пульсации от высоты в хромосфере вообще не была обнаружена<sup>22, 23</sup>. Правда, несколько иная обработка материала тех же исследователей все-таки показывает иногда указанную зависимость (W. C. Rufus<sup>31</sup>).

При современном состоянии вопроса мы можем считать, что эффект находится в пределах ошибок наблюдений для спектрографов с умеренной дисперсией. Одновременно, однако, приходится принять, что имеется несомненное увеличение амплитуды пульсации с высотой в хромосфере цефеид. Имеется также запаздывание кривых, отнесенных к более высоким уровням в хромосфере, относительно более низких. Вопрос о запаздывании был детально разобран Б. В. Кукаркиным<sup>32</sup>. При этом тот же эффект запаздывания кривых, отнесенных к более высоким уровням фотосферы, был обнаружен и при исследовании кривых блеска (Б. В. Кукаркин<sup>33</sup>). Этот вопрос, наряду с вопросом увеличения амплитуды пульсации с высотой в хромосфере, имеет весьма существенное значение. Для объяснения разности фаз изменения радиусов хромосферы и фотосферы в виде постепенного перехода от более низких слоев к высоким, мы должны были бы наблюдать обратный эффект\*. Кривые скоростей, отнесенные к более высоким слоям в хромосфере, должны были бы опережать кривые, отнесенные к более низким слоям.

Нас сейчас будет интересовать, главным образом, зависимость амплитуды лучевой скорости от высоты в хромосфере. Совершенно ясно, что, ввиду малости и ненадежности наблюдаемого эффекта, нельзя считать, что он целиком компенсирует несомненный эффект усреднения скорости по диску звезды. В работе же Becker'a (op. cit.) сделано именно такое допущение. Мы считаем более целесообразным, на современном уровне развития наблюдательных средств, считаться лишь с эффектом усреднения скорости по диску звезды, тем более, что мы берем скорость среднюю по всем линиям. Это диктуется еще и тем, что при исследовании зависимости амплитуд лучевых скоростей от высоты в хромосфере, принимаются высоты, полученные для хромосферы Солнца во время затмения. Современные наблюдения звезд  $\xi$  Aurigae,  $\varepsilon$  Aurigae и VV Cephei показывают, что для сверхгигантов, каковыми являются и цефеиды, эти высоты совершенно непригодны.

\* С этой точки зрения наблюдения кривых лучевых скоростей по линиям отдельных элементов имеет весьма существенное значение. В дальнейшем, как указал R. H. Curtiss (op. cit.), подчитав теоретически эффект светового давления, можно будет получить «чистую» пульсацию хромосферных слоев. Последняя должна отличаться от простых сжатий и расширений ядра цефеиды, пульсирующего адиабатически.



Из наблюдаемой кривой лучевых скоростей, умноженных на  $\frac{24}{17}$ , мы получаем значение разности радиусов ( $r-R$ ). Из фотометрических данных мы получаем относительные радиусы для максимума и минимума.

Пренебрегая различием фаз, мы получаем максимальные и минимальные радиусы восьми цефеид, для которых температуры известны достаточно точно.

Используя цветовые температуры (на такую возможность было уже указано в начале), мы получаем по формулам (7) средние абсолютные величины восьми цефеид. Данные мы приводим в табл. III

ТАБЛИЦА III TABLE

Звезда Star	$\log P$	$\frac{r-R}{10^6}$	$\frac{r}{R}$	$\bar{M}$ Мельников	$\bar{M}$ Becker	$\bar{M}$ Shapley
SU Cas	0.29	0.78	1.19	+1.0	-2.0	-0.9
RT Aur	0.57	2.06	1.32	-0.7	-2.3	-1.5
$\alpha$ UMi	0.60	0.72	1.07	-1.1	—	-1.5
T Vul	0.65	2.82	1.17	-2.0	-2.2	-1.8
$\delta$ Cep	0.73	3.69	1.19	-2.6	-3.3	-2.0
$\eta$ Aql	0.86	4.75	1.65	-0.1	-3.9	-2.4
S Sge	0.92	5.15	1.57	-0.5	—	-2.6
$\zeta$ Gem	1.01	4.72	1.21	-2.6	-4.4	-3.0

В первом столбце дано название звезды, во втором — логарифм периода, в третьем и четвертом значение  $\frac{r-R}{10^6}$  и  $\frac{r}{R}$ , в пятом — средние абсолютные величины, полученные указанным методом, в шестом — средние абсолютные величины из результатов Вебера (если лучевую скорость увеличить на  $\frac{24}{17}$ ) и в седьмом — средние визуальные абсолютные величины из кривой «период-светимость» Шэпсли.

Наблюдения Вебера относятся к эффективной длине волны  $\lambda = 557$  м $\mu$ . Систематические различия, возникающие при сравнении абсолютных величин вследствие того, что эта длина волны не совпадает с визуальной, весьма невелики (как показано в работе Вебера).

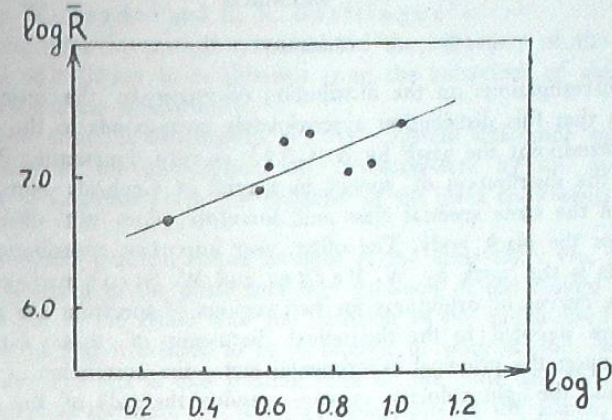
Из табл. III мы получаем, что отклонения абсолютных величин от кривой «период-светимость» Шэпсли велики. В случае Вебера  $\Delta \bar{M}$  равно -1.1 зв. величины (среднее из шести звезд). В нашем случае  $\Delta \bar{M}$  равно +0.9 зв. величины (среднее из восьми звезд). Учет изменения амплитуды кривой лучевых скоростей с высотой улучшил бы результаты Вебера и, наоборот, ухудшил бы наши результаты.

При вычислениях мы, как и Вебер (op. cit.) пользовались следующими значениями величин для Солнца:  $\frac{C_2}{T_1} = 2.37$ ,  $M_{\odot} = +4.73$ ,  $R_{\odot} = 0.695 \cdot 10^6$  км.

Расчеты, приведенные выше, показывают, что «пульсационные параллаксы» действительно не могут иметь сколько-нибудь надежный, реальный смысл.

На черт. 4 мы приводим зависимость логарифма среднего радиуса цефеид от логарифма периода, полученную в настоящем исследовании. Однако, этот «средний

радиус», вследствие неадекватности основных физических предпосылок, так же как и средний радиус, полученный в работе Вебера, мы считаем фиктивным.



Черт. 4 Fig.

В заключение я хочу выразить благодарность сотрудникам Абастуманской Астрофизической Обсерватории и директору Обсерватории Е. К. Харалдзе за ту дружественную обстановку, в которой протекало настоящее исследование за время моего пребывания на горе Капобили.

Капобили—Пулково  
Ноябрь, 1940.

## ЛИТЕРАТУРА: LITERATURE:

1. A. N. 256, p. 21, 1935.
2. Zs. f. Aph. B. 19, H. 4/5, p. 249, 1940.
3. Zs. f. Aph. B. 19, H. 4/5, p. 269, 1940; ib. p. 289.
4. A. N. 228, p. 359, 1928.
5. A. N. 232, p. 3, 1928.
6. Op. cit.
7. A. N. 260, p. 161, 1936.
8. M. N. Vol. 94, No. 7, p. 642, 1934.
9. Op. cit.
10. A. N. 241, p. 249, 1931.
11. Mt. Wils. Comm. No. 63, 1919.
12. M. N. Vol. 91, No. 6, p. 608, 1931.
13. Lund Medd., (1), 128, 1931.
14. M. N. Vol. 95, No. 2, p. 139, 1934.
15. P. A. XXXII, p. 22, 1924.
16. Ib.
17. L. O. V. XII, p. 138, 1926.
18. Publ. Mich. Obs. VI, No. 3, p. 37, 1934.
19. J. Can. R. A. S. 19, p. 81, 1925.
20. Publ. Mich. Obs. IV, No. 8, p. 109, 1932.
21. Publ. Mich. Obs. IV, No. 7, p. 101, 1932.
22. Publ. Dom. Obs. Ottawa, IX, No. 4, p. 119, 1927.
23. Изв. Га. Астр. Обс. в Пулкове, XI, No. 105, стр. 345, 1929.
24. Publ. Mich. Obs. IV, No. 11, p. 151, 1932.
25. Publ. Mich. Obs. V, No. 3, p. 9, 1932.
26. Aph. J. 66, p. 170, 1927.
27. Publ. Mich. Obs. IV, No. 5, p. 75, 1932.
28. P. A. S. P. Vol. 38, p. 148, 1926.
29. P. A. S. P. Vol. 42, p. 203, 1930.
30. P. A. S. P. Vol. 52, p. 385, 1940.
31. P. A. XXXIX, p. 20, 1931.
32. Ver. St. V. No. 3 (51), p. 70, 1936.
33. Ver. St. V. No. 2 (50), p. 42, 1936.



## ON THE PHASES OF VARIATION OF RADII OF THE CHROMOSPHERES AND PHOTOSPHERES OF CEPHEIDS

O. A. MELNIKOV

(Summary)

Numerous investigations on the distribution of energy in the spectra of stars of F-G type prove that this distribution approximately corresponds to the black body.

From this standpoint the work by A. Cox<sup>1</sup> is very important. The author has pointed out that the distribution of energy in spectra of Cepheids corresponds to that in normal stars of the same spectral class and, therefore, does not differ greatly from the distribution for the black body. The other, very important contribution to the knowledge on Cepheids is the work by W. Becker and W. Strohmeier<sup>2</sup>. In this work the most accurate curves of brightness for two regions of spectrum are given. W. Becker's works<sup>3</sup> are devoted to the theoretical discussion of these data. The author, basing his work upon the principal experimental fact,—the correlation of phases between the light curve and the light velocity curve—considers the radii of the photosphere at the minimum and maximum of brightness to be equal and having a mean value. This assumption enabled him to write a formula for the amplitude in stellar magnitudes; (1) and (2)\*.

The comparison of amplitudes calculated after the definite color temperatures by means of the formula (1) with the amplitude values observed, showed that the latter were almost twice as little (Table II).

According to Becker this fact is indicative of a great deviation of the photospheric radiation of Cepheids from that of the black body.

The observations produced the values:  $\left(\frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T}\right)_{col}$ , calculated from color temperatures and  $\left(\frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T}\right)_{rad}$ , calculated from amplitudes. The former gives the differences of inverse color temperatures and the latter—the differences of inverse temperatures of radiation. If the Cepheids radiated as black bodies the color temperature and the radiation temperature would coincide. Consequently their inverse differences would coincide too. That is just what is lacking in Becker's work (op. cit.).

The obtained inverse differences of the temperatures show a non-linear dependence (3). Having obtained radiation temperatures (which, according to Becker's discussion, coincided with the effective temperatures), Becker calculated the variation of the radius of the photosphere for each of the phases by the formula (2).

Having compared the variation of the radius of the photosphere  $\frac{r}{R}$  with that of the radius of the chromosphere  $(r-R)$ ,—the latter obtained as a result of integration of the velocity curve,—Becker has found that both curves coincide in their phases. Thus, the most complicated theoretical problem of Cepheids has been solved. Formerly, it had

\* Small and capital letters denote physical values at the minimum and maximum of brightness:  $m$ —stellar magnitudes;  $r$ ,  $R$ —radii, and  $t$ ,  $T$ —temperatures, respectively.

been assumed that the curve of variation of radii of chromospheres exceeded that of the photospheres for a quarter of a period. This assumption seemed to be contradictory to the pulsation theory of Cepheids. Such a criterion of pulsation theory was suggested independently by W. Baade<sup>4</sup> and K. F. Bottlinger<sup>5</sup>.

However, the other investigators considered the behaviour of the chromosphere in the variable field of radiation to be different from the behaviour of deep layers of the atmosphere, which pulsate adiabatically.

In connection with the explanation of the apparent difference of phases of variation curves of radii of the photosphere and chromosphere by the fact of the deviation of radiation of Cepheids from the radiation of the black body seems to be of a great interest.

A new theoretical problem comes to light at the same time, vis., what is the cause of the light curve being in the phase with the variation of the radius derivative of the photosphere and not in the phase with the variation of the radius itself?

On account of that it seemed to us of interest to work at the data by Becker in a different way. The fact is that treating radii at the time of their maximum and minimum brightness as identical, we «displace» the curve of the radius variation of the photosphere up to its coincidence with that for the chromosphere. But the equality of radii at their maximum and minimum is the effect, resulting from the velocity curve observed. If we base upon this fact, no other result than the coincidence of the phases of radii variation of the chromosphere and of the photosphere, can be obtained.

According to this assumption, the term (in the formula (2)) depending upon the ratio of radii will become a part of the difference  $\left(\frac{C_2}{t} - \frac{C_2}{T}\right)_{rad}$  thus producing a fictitious deviation of  $T_{col}$  and  $T_{rad}$ .

Similar conclusions on the deviation of radiation of Cepheids from that for the black body have been drawn by A. N. Cox<sup>6</sup>.

However, E. H. Blexsley<sup>7</sup> has pointed out that, on the contrary, observations made by Cox, on the introduction of a term depending upon the ratio of radii, lead to the conclusion that the radiation of Cepheids does not deviate from that of the black body.

The amplitudes of monochromatic brightness curves for two wave-lengths may be recorded as (4).

The values (5) are amplitudes caused only by temperature fluctuations. These very amplitudes, and not  $A_1$  and  $A_2$  observed, must agree with the values calculated by the formula (1).

The term  $5 \log \frac{r}{R}$  may be determined on observations, if we know the monochromatic values for two wave-lengths. Adding this term to the amplitudes observed, we obtain values  $A_1^t$ ,  $A_2^t$ , listed in Table I.

In the first column the name of the star is given; in the second and third—the values of amplitudes observed for  $\lambda=557 \text{ m}\mu$  and  $\lambda=410 \text{ m}\mu$ ; and in the fourth and fifth—the amplitudes, caused only by the fluctuations of temperature. The values  $A_1$  and  $A_2$  were liberated from the influence of bands and absorption lines according to G. A. Shajn's work<sup>8</sup>.



We have made the same corrections in color-temperatures for  $\lambda=410$  m $\mu$  also. These are particularly important for the variables, changing their spectral type with the phase.

In the sixth and seventh columns of Table I we give the temperature amplitudes, calculated from color temperatures. The value  $A_T$ , given in the eighth column, was calculated from color temperatures for  $\lambda=410$  m $\mu$ , that had not been liberated from the influence of absorption lines and bands. For the Table I, we used all 18 Cepheids of the Becker's list. The exact amplitudes and temperatures have been determined by Becker only for 8 Cepheids.

In Table II we compare the means from 18 (calculated from color temperatures) and the mean observed values (corrected for variation of radii), obtained by us, with the data by Becker.

Table II shows that within the limit of observation errors the values calculated and those observed agree with each other.

Hence we may infer that the radiation of Cepheids deviates little from that of the black body.

The dependence (3) is shown graphically in Fig. 1 and Fig. 2, from which it may be seen that it appears rectilinear and is parallel to that for the black body. The zero-point is hardly satisfactory for those Cepheids, the atmosphere of which differs greatly from the atmosphere of the Sun. However, the zero-point of the dependence (3) is not essential for us, as when calculating the radii after the formula (2) it is excluded.

We have calculated the radiation temperatures after the color temperatures and then the relative variations of the photospheric radius (the formula similar to the formula (2)). The variations of the photospheric radius (the dotted line), as well as of the radius of the chromosphere, are shown in Fig. 3.

In the above calculations we have based only upon eight stars, the color temperature of which has been determined directly and not through the color-index.

It may be seen from Fig. 3 that the variation of the radius of chromosphere exceeds that of the photosphere, on an average, for a quarter of a period. Hence, we come to the conclusion that the fact of divergence of phases that had been observed long time ago, was confirmed by Becker's data.

The behaviour of the chromosphere of Cepheids in the variable field of radiation differs from that of the photosphere. However, it should be kept in mind that calculations performed after the formulae (1) and (2) are approximate. The fact is that Becker's own calculations, made after the same formulae, have not been confirmed.

What seems to be quite puzzling from this point of view, is the full agreement of the curve «period-luminosity», calculated by Becker on the basis of «pulsation-parallaxes», with the curve «period-luminosity» offered by Shapley.

The possibility of determining a zero-point of «period-luminosity» correlation by means of pulsation parallaxes had been mentioned by A. Kipper<sup>10</sup>.

The process of obtaining «pulsation» absolute values is very simple. From the formula (6) we derive the value of the ratio  $\frac{r}{R}$  of the photospheric radius at its mini-

um brightness to the radius at the maximum brightness. By integrating the velocity curve, we obtain the difference ( $r-R$ ) of the radii of the chromosphere in kilometers\*.

If the phases of variation of photospheric and chromospheric radii and the variations of the radii themselves coincide—a simple calculation will produce the radii for two extreme phases of the brightness curve.

The former investigators had to disregard the displacement of the phase of the maximum radius of chromosphere. (Becker as it has already been noted, obtained the coincidence of phases in the wrong way). The simple calculation based on the formulae (7) gives an absolute magnitude of a Cepheid at its maximum and minimum brightness whence we obtain the mean absolute magnitude.

We compare the mean absolute magnitudes with those obtained directly from the Shapley's «period-luminosity» curve, and thus we determine the zero-point of the latter. The agreement of two absolute magnitudes in Becker's calculations seems to be quite satisfactory. However, this is due to the arbitrary assumptions made by him.

As it is known, owing to the light pressure and to many other effects, the pulsation of the chromosphere cannot fully reverberate the pulsation of the photosphere. Integration of the velocity curve does not give any variation of the chromospheric radius equal to the variation of the photospheric radius. Therefore, the «pulsation parallaxes» also cannot be relied upon.

But even if we assume that the integration of the velocity curve produces the displacement of the radius of the chromosphere (equal to that of the radius of the photosphere), we should keep in mind that the radial velocity observed has to be corrected for a series of effects.

The following two effects are the most essential:

1. The correction to the velocity of pulsation observed (representing the value of velocity, integrated along the stellar disk) for obtaining the actual velocity.
2. The correction for the possible variation of the pulsation amplitude with height in the chromosphere for passing over to the photosphere. The existence of the first, quite an evident effect has been pointed out by H. Shapley and S. Nicholson<sup>11</sup>, H. Sp. Jones<sup>12</sup> and K. Lundmark<sup>13</sup>.

I. A. Getting<sup>14</sup> has discussed this question in detail. His conclusions are given below.

If we determine the radial velocity of the centre of gravity of a star  $V_m$  by (8), the velocity of pulsation  $V_r$  will be derived from the difference ( $V_r-V_m$ ), multiplied by the factor «a» [(9)]. This factor enables us to take into account the velocities directed to the vision ray at the angle  $\theta$ , as well as the law of darkening towards the limb of the stellar disk.

The theory of radiative equilibrium gives the law of variation of intensity towards the limb of the stellar disk [(10), (11), (12)].

\*  $r-R = \int_T^t V_r dt$ , where  $T$  and  $t$  is the time of the minimum and maximum radii.



In numerical values we obtain:

$$v_r = \frac{24}{26} \bar{v}_r, \alpha = 0 \text{ for the intensity equal in all directions.}$$

$$v_r = \frac{24}{17} \bar{v}_r, \alpha = 3/5 \text{ for radiative equilibrium.}$$

$$v_r = \frac{24}{18} \bar{v}_r, \alpha = 1 \text{ for Lambert's law.}$$

We have accepted the value  $\alpha = \frac{24}{17}$  true for the theory of radiative equilibrium. However, the resulting effect depends upon the adopted hypothesis in a comparatively small degree.

The existence of the second effect has been pointed out in the Contributions of the Michigan University. The fundamental idea of the method in question has been stated in the work by W. C. Rufus<sup>19</sup>.

The list of stars, for which the above effect has been investigated, is given on the page 87.

The differential displacements of individual lines have been also detected by W. S. Adams and R. Sanford<sup>29</sup> and, quite recently on spectrograms with great dispersion,—by W. S. Adams<sup>30</sup>.

At the present state of the problem, we may consider, that the effect is within the observation errors for spectrographs with moderate dispersion. However, we have also to admit that there exists a certain increase of the pulsation amplitude with the height in the chromosphere of Cepheids. There exists also a retardation of curves, attributed to higher levels in the chromosphere. This problem has been fully discussed by B. V. Kukarkin<sup>32</sup>. The same effect of retardation of curves, attributed to higher levels of the photosphere, has been also detected when investigating light curves (B. V. Kukarkin<sup>33</sup>). This problem, as well as the problem of increasing the pulsation amplitude with the height in the chromosphere is of a considerable importance. In order to explain the difference of phases of variation of the chromospheric and photospheric radii, as passing gradually from the lower to high layers, we should have observed the inverse effect. The velocity curves, attributed to the higher layers in the chromosphere would have exceeded the curves of the lower layers.

Now the dependence of the amplitude of radial velocity upon the height in the chromosphere is of a certain interest for us. It is quite evident that due to the insignificance and unreliability of the observed effect, we cannot consider it as entirely compensating the indubitable effect of taking the mean velocity for the stellar disk. Just the same assumption has been made by Becker (op. cit.). We think it more expedient to take into account the latter effect only; all the more so, because the heights obtained for the Sun are used when investigating the dependence of amplitudes.

The observations of stars  $\zeta$  Aurigae,  $\varepsilon$  Aurigae and VV Cephei show that for supergiants these heights are quite useless.

From the curve of radial velocities, multiplied by  $\frac{24}{17}$ , we obtain the value of difference of radii ( $r-R$ ).

From the photometrical data we obtain the relative radii for the maximum and minimum.

Disregarding the differences of phases, we obtain the maximum and minimum radii of eight Cepheids (the temperatures of which are known with sufficient exactness).

Using color temperatures (such a possibility has already been pointed out before), we obtain by formulae (7) mean absolute magnitudes of eight Cepheids. Table III contains these data.

The observations made by Becker refer to the effective wave-lengths  $\lambda = 557 \mu$ . Systematic differences, arising when comparing the absolute magnitudes due to the fact that the effective wave-length does not coincide with the visual, are not great (Becker).

From Table III we see that the deviations of absolute magnitudes from the «period-luminosity» curve of Shapley are considerable. In the case of Becker:  $\Delta \bar{M} = 1^m 1$  (the mean from six stars). In our case  $\Delta \bar{M} = +0^m 9$  (the mean from eight stars). The calculation of variation of amplitude of radial velocity curves with height would improve the data obtained by Becker and, vice versa, would deteriorate ours.

In our calculations we, like Becker (op. cit.), have used the following values for the Sun:

$$\frac{C_2}{T_r} = 2.37, M_{\odot} = +4.73, R_{\odot} = 0.695 \cdot 10^6 \text{ km.}$$

The above calculations show that the «pulsation parallaxes» cannot have any reliable or actual importance.

In Fig. 4 we show the dependence of the logarithm of the mean radius of Cepheids upon the logarithm of the period, obtained in the present investigation. However, we consider this «mean radius», as well as that obtained by Becker as fictitious, due to the unreliable fundamental physical principles.

Mount Kanobili—Pulkovo

November, 1940.