

**ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ**  
**АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР**

---

**ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ՍՏՂՍՈՒՑՈՒՄԻ ՀԱՂՈՐԳՈՒՄՆԵՐ**  
**СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ**

XXXII

Պատասխանատու խմբագիր Վ. Հ. ՀԱՄԱՐՉՈՒՄՅԱՆ  
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

Э. С. Парсамян

## ПОЛЯРИМЕТРИЯ И КОЛОРИМЕТРИЯ ТУМАННОСТИ NGC 2245

Диффузная туманность NGC 2245 (фото 1) внешне напоминает кометарную туманность NGC 2261. Первые исследователи туманности Хаббл [1] и Пинс [2] высказали предположение о том, что сходство с NGC 2261 не только внешнее. Например, они допускали, что туманность должна быть переменной. Однако в последующей литературе нет упоминаний о переменности туманности или ядра. Последующие исследователи причисляли ее к обычным отражательным туманностям [3], [4]. Интерес к ней возник в связи с работой Г. А. Гурзадяна [5], где он также причисляет NGC 2245 к кометарным туманностям.

Типичные кометарные туманности обычно связаны с переменными звездами типа RW Возничего и сами являются переменными (яркость, структура). Туманность NGC 2245, насколько можно судить по репродукциям снимков за 1954, 1957 и 1959 годы, не является переменной, во всяком случае она не является переменной типа NGC 2261. Спектр LkH<sub>2</sub> 215, ядра туманности NGC 2245, изучался многими авторами. По определению Хаббла [6] ядро спектрального типа В1; Сенфорд определил его как А0 [7]. Наиболее полное описание спектра звезды приведено в работе Хербига [3]. В 1953 г. на Ликской обсерватории и независимо на обсерватории в Тонанцингла [8] в спектре LkH<sub>2</sub> 215 была обнаружена эмиссионная линия H<sub>α</sub>. Линия H<sub>β</sub>, частично запыленная эмиссией, по наблюдениям нескольких лет меняет свою структуру. Кроме эмиссионных и абсорбционных линий водорода в спектре звезды были обнаружены линии HeI, FeII и линия K. По определению Хербига, ядро туманности имеет спектр от раннего до среднего типа В с оболочкой.

Первые наблюдения спектра туманности были сделаны Хабблом, по которым спектр долгое время считался непрерывным. Однако щелевые спектрограммы, полученные на Ликской обсерватории в 1950 г. [3], выявили ряд абсорбционных линий водорода, исключая  $H_{\beta}$ , которая отсутствует совсем. Хербиг отмечает некоторое подобие между спектром звезды и туманности. Туманность NGC 2245 не единственный случай ассоциирования кометарной туманности со стационарной звездой раннего типа. Так, кометарная туманность, известная в списках Хаббла по координатам  $\alpha = 6^h 3^m 1$  и  $\delta = 18^{\circ} 42'$  [6], связана со звездой В5е—В9е [3]. Являются ли эти туманности истинно кометарными или же сходство чисто внешнее? С целью возможного выяснения этого вопроса мы провели колориметрические и поляриметрические измерения туманности NGC 2245.

### § 1. КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Наблюдательный материал для колориметрии и поляриметрии туманности NGC 2245 был получен на 70 см мени-

Таблица 1

| №  | Дата         | Фильтр | Длительность экспозиции в минутах | Сорт пластинки |
|----|--------------|--------|-----------------------------------|----------------|
| 17 | 30.XI.59 г.  | УФС—1  | 60                                | Кодак О—аО     |
| 32 | 2.XII.59 г.  | .      | 20                                | .".            |
| 22 | 1.XII.59 г.  | .      | 15                                | .".            |
| 23 | 1.XII.59 г.  | .      | 30                                | .".            |
| 34 | 2.XII.59 г.  | .      | 2                                 | .".            |
| 35 | 1.XII.59 г.  | ЖС—18  | 80                                | Кодак О—аG     |
| 43 | 23.XII.59 г. | .      | 15                                | .".            |
| 78 | 5.I.60 г.    | .      | 10                                | .".            |

сковом телескопе Абастуманской обсерватории в период декабрь 1959 г.—январь 1960 г. Снимки туманности были получены методом двухэтажной кассеты в трех цветах. Звездные величины вфокальных изображений стандартных звезд определялись посредством сравнения со звездами скопления Плеяд. Пластинки измерялись на микрофотометре „Шнелл“

С

В

З



Ю

Фото 1

с диафрагмой, вырезающей на изображении туманности площадь в  $130\mu^2$ . В каждом луче измерялись 2—3 пластинки. Данные о снимках приведены в табл. 1.

Таблица 2

Монохроматические поверхностные яркости туманности NGC 2245

| У  | Х  | V'                  | B'-V'               | U'-B'               | У  | Х  | V'                  | B'-V'              | U'-B'               |
|----|----|---------------------|---------------------|---------------------|----|----|---------------------|--------------------|---------------------|
| 5  | 14 | 24 <sup>m</sup> .65 | +0 <sup>m</sup> .47 | -0 <sup>m</sup> .59 | 10 | 11 | 22 <sup>m</sup> .70 | 0 <sup>m</sup> .32 | -0 <sup>m</sup> .64 |
|    | 15 | 23.85               | 0.27                | -0.59               |    | 12 | 22.70               | 0.18               | -0.82               |
|    | 16 | 23.55               | 0.67                | -0.79               |    | 13 | 22.40               | 0.14               | -0.76               |
| 6  | 17 | 23.66               | 0.32                | -0.71               | 11 | 14 | 22.16               | 0.17               | -0.78               |
|    | 12 | 23.56               | 0.49                | -0.64               |    | 15 | 22.12               | 0.34               | -0.78               |
|    | 13 | 23.30               | 0.36                | -0.82               |    | 16 | 22.34               | 0.42               | -0.60               |
|    | 14 | 23.53               | 0.36                | -0.51               |    | 17 | 22.52               | 0.60               | -0.52               |
|    | 15 | 23.60               | 0.54                | -0.54               |    | 18 | 23.18               | 0.51               | -0.60               |
| 7  | 16 | 23.71               | 0.19                | -0.87               | 12 | 19 | 23.40               | 0.49               | -0.31               |
|    | 17 | 23.67               | 0.23                | -0.53               |    | 9  | 23.98               | 0.55               | -                   |
|    | 18 | 23.91               | 0.45                | -0.65               |    | 10 | 23.22               | 0.50               | -0.42               |
|    | 11 | 23.75               | 0.11                | -0.85               |    | 11 | 22.51               | 0.14               | -0.71               |
|    | 12 | 23.32               | 0.49                | -0.73               |    | 12 | 22.29               | 0.16               | -0.75               |
|    | 13 | 23.17               | 0.21                | -0.70               |    | 13 | 22.03               | 0.24               | -0.84               |
|    | 14 | 22.84               | 0.49                | -0.56               |    | 14 | 21.73               | 0.31               | -0.83               |
| 8  | 15 | 23.57               | 0.12                | -0.58               | 13 | 15 | 21.59               | 0.32               | -0.83               |
|    | 16 | 23.77               | 0.11                | -0.54               |    | 16 | 21.94               | 0.44               | -0.71               |
|    | 17 | 23.06               | 0.86                | -0.90               |    | 17 | 22.13               | 0.55               | -0.58               |
|    | 10 | 23.59               | 0.31                | -0.68               |    | 18 | 22.86               | 0.46               | -0.35               |
|    | 11 | 23.45               | 0.19                | -0.64               |    | 19 | 23.06               | 0.68               | -0.11               |
|    | 12 | 22.87               | 0.45                | -0.83               |    | 20 | 23.43               | 0.70               | -0.33               |
|    | 13 | 23.01               | 0.31                | -0.60               |    | 9  | 23.82               | 0.21               | -0.43               |
|    | 14 | 22.58               | 0.46                | -0.48               |    | 10 | 23.00               | 0.63               | -0.85               |
| 9  | 15 | 22.92               | 0.36                | -0.56               | 13 | 11 | 22.23               | 0.68               | -1.11               |
|    | 16 | 23.17               | 0.38                | -0.77               |    | 12 | 21.75               | 0.33               | -0.87               |
|    | 17 | 23.23               | 0.35                | -0.67               |    | 13 | 21.52               | 0.34               | -0.53               |
|    | 18 | 23.46               | 0.38                | -0.48               |    | 14 | 21.28               | 0.35               | -0.82               |
|    | 9  | 23.30               | 0.86                | -0.67               |    | 15 | 21.19               | 0.40               | -0.85               |
|    | 10 | 23.31               | 0.12                | -0.48               |    | 16 | 21.55               | 0.42               | -0.80               |
|    | 11 | 22.89               | 0.40                | -0.58               |    | 17 | 22.06               | 0.57               | -0.64               |
|    | 12 | 22.70               | 0.64                | -0.83               |    | 18 | 22.54               | 1.00               | -0.72               |
|    | 13 | 22.54               | 0.47                | -0.81               |    | 19 | 23.28               | 0.58               | -0.55               |
|    | 14 | 22.38               | 0.52                | -0.71               |    | 11 | 22.06               | 0.85               | -0.09               |
| 10 | 15 | 22.59               | 0.54                | -0.69               | 13 | 12 | 21.24               | 0.33               | -0.39               |
|    | 16 | 22.85               | 0.52                | -0.79               |    | 15 | 21.00               | 0.40               | -0.92               |
|    | 17 | 22.82               | 0.74                | -0.73               |    | 16 | 21.46               | 0.32               | -0.83               |
|    | 18 | 23.45               | 0.56                | -0.87               |    | 17 | 22.13               | 0.23               | -0.67               |
|    | 9  | 23.74               | 0.31                | -0.55               |    | 18 | 22.53               | 0.73               | -0.47               |
|    | 10 | 23.35               | 0.19                | -0.69               |    | 19 | 22.77               | 0.80               | -0.48               |

Полученная фотометрическая система с помощью уравнений цвета привелась к системе U, B, V, в отличие от которой нашу систему обозначим через U', B', V'.

Уравнения цвета, связывающие нашу систему с системой  $U, V, V'$ , следующие:

$$B - V = 0^m.08 + 0.76 (B' - V') \quad (1)$$

$$U - V = 0^m.02 + 0.69 (U' - V') + 0.05 (B' - V') \quad (2)$$

В результате измерений были получены монохроматические поверхностные яркости по изображению туманности (табл. 2 и 3). В первых двух столбцах табл. 2 и 3 приведены прямоугольные координаты, выраженные в целых

Таблица 3

Монохроматические поверхностные яркости „зеркального изображения“

| у  | х     | V'                 | B' - V'           | U' - V'            | у     | х  | V'                 | B' - V'           | U' - V'            |
|----|-------|--------------------|-------------------|--------------------|-------|----|--------------------|-------------------|--------------------|
| 16 | 9     | 23 <sup>m</sup> 24 | 0 <sup>m</sup> 61 |                    | 17    | 9  | 22 <sup>m</sup> 91 | 0 <sup>m</sup> 84 |                    |
|    | 10    | 22.44              | 0.53              |                    |       | 10 | 22.37              | 0.60              |                    |
|    | 11    | 21.62              | 1.04              | -0 <sup>m</sup> 05 |       | 12 | 22.59              | 1.02              |                    |
|    | 12    | 21.36              | 0.70              | -0.16              |       | 13 | 22.77              | 0.78              | -0 <sup>m</sup> 37 |
|    | 16    | 22.91              | 0.48              | -0.22              |       | 14 | 22.75              | 0.47              | -0.98              |
|    | 17    | 22.68              | 0.24              | -0.26              |       | 15 | 22.86              | 0.46              | -0.76              |
|    | 18    | 23.60              | 0.42              |                    |       | 16 | 23.61              | 0.67              |                    |
|    | 19    | 23.78              | 0.66              |                    |       | 18 | 9                  | 23.77             | 0.72               |
| 20 | 23.70 | 0.72               |                   | 14                 | 23.71 |    | 0.72               | -0.88             |                    |
|    |       |                    |                   | 15                 | 23.77 |    | 0.58               |                   |                    |

числах. При этом единица соответствует 11.4 на пластинке. Среднеквадратичная ошибка измерений поверхностных яркостей равна  $\pm 0^m.08 - 0^m.10$ . Интегральные яркости туманности определялись отдельно для яркой половины и слабой, которую по аналогии с NGC 2261 назовем „зеркальным изображением“ (табл. 4).

При определении монохроматической интегральной яркости туманности измерялось неодинаковое количество точек, поэтому для определения интегральных показателей цвета приходилось выбирать максимальное количество общих точек в трех цветах. В последних двух столбцах табл. 4 приведены вычисленные таким путем показатели цвета.

В каждой точке туманности были определены показатели цвета  $B' - V'$  и  $U' - V'$ . Показатель  $B' - V'$  повсеместно по туманности положителен. На рис. 1 приведен график зависимости  $\overline{B' - V'}$  от  $r$ , где  $\overline{B' - V'}$  — показатель цвета ту-

Таблица 4

| NGC                      | U                  | B                  | V                  | B-V                | U-B                |
|--------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| 2245                     | 12 <sup>m</sup> 09 | 12 <sup>m</sup> 82 | 11 <sup>m</sup> 78 | +0 <sup>m</sup> 37 | -0 <sup>m</sup> 32 |
| „зеркальное изображение“ | —                  | 14.82              | 14.36              | -0.42              | —                  |

манности, усредненный по сечениям, перпендикулярным большой оси туманности. Из рис. 1 видно, что наблюдаются некоторые колебания, однако определенной тенденции к увеличению или уменьшению показателя цвета с расстоянием нет. Нет зависимости и между  $U' - B'$  и  $B' - V'$  по всей туманности. В случае отражательной туманности, какой считают NGC 2245 многие исследователи, казалось должно было быть некоторое уменьшение  $U' - B'$  с увеличением  $B' - V'$ .



Рис. 1

На рис. 2 приведены графики зависимости  $B' - V'$  и  $U' - B'$  от  $B'$ , которые дают некоторую характеристику

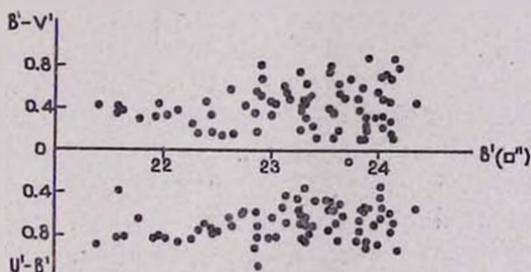


Рис. 2

спектрального распределения в туманности. В среднем получается постоянство  $B' - V'$  и  $U' - B'$  с  $B'$ .

По измеренным интенсивностям в произвольных единицах были построены графики зависимости  $\ln \bar{I}$  от  $r$ , где  $\bar{I}$  — усредненные интенсивности, определенные следующим образом: в туманности были проведены концентрические дуги окружностей с центром в звезде и с радиусом  $r$ . Так как

интенсивность в туманности падает к краям, в средней части туманности была выбрана область сравнительно равномерного распределения интенсивностей. В этой области ин-

тенсивности по дугам усреднялись. Было выбрано семь дуг, в результате чего мы имели 7 точек (рис. 3). Прямые, проведенные по этим точкам, описываются уравнением:

$$\ln I_{\lambda} = \ln I_{\lambda_0} - kr \quad (3)$$

## § 2. ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Для исследования поляризации туманности NGC 2245 были получены две серии снимков через поляриод. Первая серия была получена посредством двухэтажной кассеты через поляриод I, вторая через поляриод II. Полоса пропускания первой серии наблюдений была  $4000\text{Å} < \lambda < 7000\text{Å}$ , а

второй  $4000\text{Å} < \lambda < 5000\text{Å}$ . Туманность снималась при трех положениях поляриода 0, 60 и 120°, что позволило определить как степень поляризации, так и положение плоскости колебаний электрического вектора. В табл. 5 приведены данные относительно измеренных пластинок.

Таблица 5

| №  | Дата         | Длительность экспозиции в минутах | Положение поляриода | Сорт пластинки | Поляриод |
|----|--------------|-----------------------------------|---------------------|----------------|----------|
| 54 | 26.XII.59 г. | 60                                | 0°                  | Кодак O-aF     | I        |
| 55 | 26.XII.59 г. | 60                                | 60                  | .              | I        |
| 56 | 26.XII.59 г. | 60                                | 120                 | .              | I        |
| 75 | 5.1.60 г.    | 60                                | 0                   | Кодак O-aO     | II       |
| 76 | 5.1.60 г.    | 60                                | 60                  | .              | II       |
| 77 | 5.1.60 г.    | 60                                | 120                 | .              | II       |

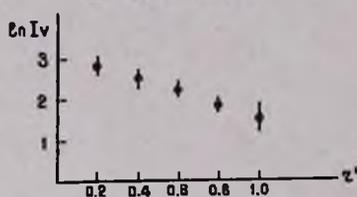
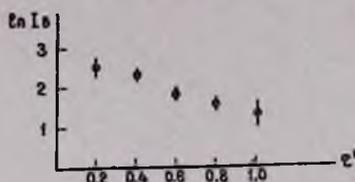
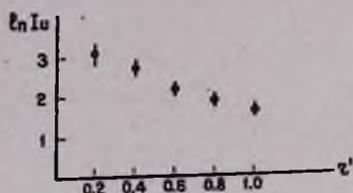


Рис. 3

Пластинки измерялись на фотометре „Шнелл“ с диафрагмой в  $130\mu$  в тех же точках, что и яркости при колориметрических измерениях. На рис. 4 и 5 схематически даны картины поляризации по двум сериям. Как видно, поляризация во внутренних областях туманности радиальная, к границам туманности радиальный характер нарушается. Особенно это заметно в „зеркальном изображении“ туманности.

Средняя степень поляризации по первой серии равна 14%, по второй—11%. Максимальная степень поляризации по сериям равна 31 и 28% соответственно. Среднее значение позиционного угла равно  $70^\circ$ .

### § 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Показатели цвета в известной степени характеризуют спектральное распределение. Только для нескольких кометарных туманностей они определены. Ниже, в табл. 6, приведены для сравнения известные нам показатели цвета кометарных туманностей.

Таблица 6

| NGC  | B—V       | U—B       | CI        | Автор |
|------|-----------|-----------|-----------|-------|
| 2261 |           |           | $-0^m 50$ | [9]   |
| 2261 | $+0^m 52$ | $-0^m 30$ |           | [10]  |
| 2261 | +0.49     | -0.71     |           | [11]  |
| 2245 | $+0.37$   | $-0.32$   |           |       |
| B10  |           |           | -0.15     | [12]  |
| B10  | +0.67     | -0.90     |           | [10]  |
| B214 |           |           | $+1.04$   | [12]  |

Как видно из приведенных данных, показатели цвета кометарных туманностей получались положительными, за исключением двух случаев. В первом случае (NGC 2261) снимки в фотографической и фотовизуальной областях были получены Э. Е. Хачикяном с промежутком в 5 месяцев, в течение которого туманность NGC 2261 могла изменить свою яркость. В случае B10 показатель цвета, измеренный Коллинзом, страдает тем недостатком, что учет фона неба про-

изводился не исходя непосредственно из измеряемой пластинки, а из измерений других пластинок. Поэтому в данном случае предпочтение следует отдавать электрофотометрическим измерениям Джонсона [10], т. е.  $B_{10}$ , по-видимому, имеет положительный показатель цвета.

Интегральный показатель цвета „зеркального изображения“ туманности NGC 2245 мало отличается от такового у основной туманности. Этот факт свидетельствует о том, что форма туманности (биполярная, с разной яркостью обеих половин) не зависит от внешних факторов, как например, от распределения поглощающего вещества вокруг туманности, в противном случае мы должны были бы иметь гораздо больший показатель цвета для „зеркального изображения“.

2. Некоторый интерес представляет вопрос о зависимости между  $B'-V'$  и  $B'$  (рис. 2). В исследованной туманности  $B'-V'$  оказывается в среднем постоянным, так же как и в случае NGC 2261. В работе [11] для сравнения приводится подобная зависимость для трех различных типов туманностей. Сходство между NGC 2261 и NGC 2245 не подлежит сомнению.

3. Полученные из наблюдений прямые (рис. 3) в пределах ошибок имеют одинаковые наклоны, что может свидетельствовать об отсутствии селективного поглощения в туманности. Любопытно сравнить это с данными для NGC 2261.

Однако показатель цвета звезды Lk H<sub>2</sub> 215 свидетельствует о большом покраснении излучения звезды. По определению Сирса и Хаббла [13] показатель цвета звезды равен  $0^m.50$ , по нашим определениям (октябрь 1961 г.) в интернациональной системе

$$C_{I_3} = 0^m.41, \text{ а } C_{I_7} - C_{I_3} = \pm 0^m.03.$$

При таком показателе цвета общее поглощение в визуальных лучах может быть порядка  $1^m-2^m$  [3]. Звезда имеет оболочку. Если эта оболочка плотная, то некоторая доля в покраснении звезды принадлежит ей. Оценка вели-

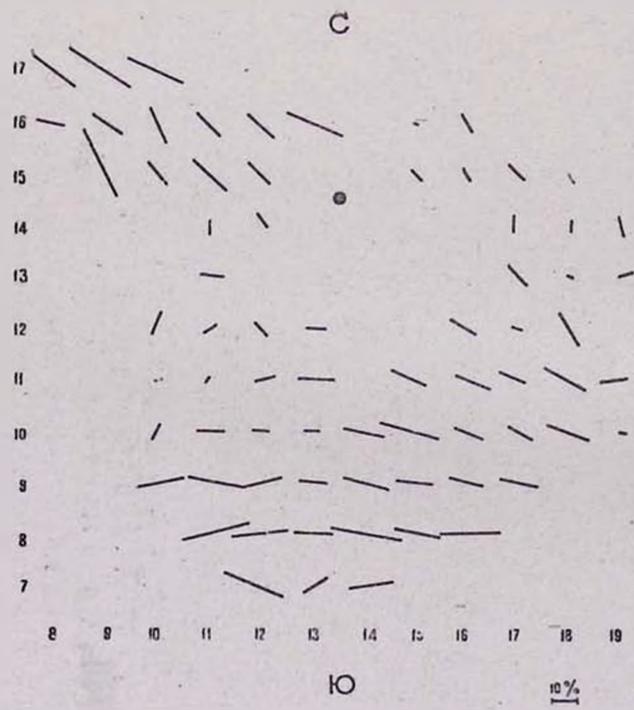


Рис. 4

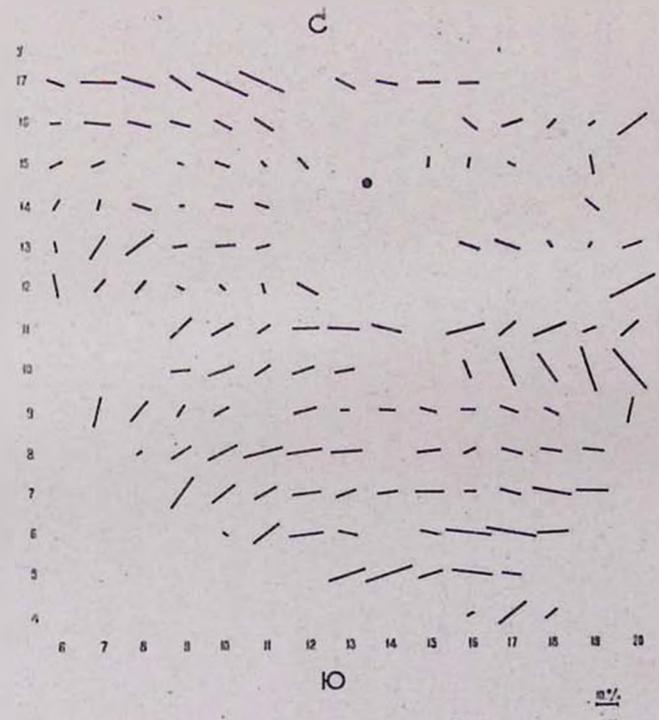


Рис. 5

чины покраснения, вызванной оболочкой различной толщины у разных подтипов звезд Ве, показывает, что эта величина мала.

Хабблом [6] и позднее Струве и Стори [14] для туманности NGC 2245 было проверено Хаббловское соотношение.

Результаты этих авторов сильно отличаются друг от друга. Так, по данным Хаббла, это соотношение для этой туманности выполняется, а по Струве и Стори для его выполнения звезда должна быть на пять звездных величин ярче. По паломарским картам получается нарушение в три звездные величины. По всей вероятности, соотношение Хаббла в туманности нарушается. Против механизма отражения как основного механизма свечения в туманности свидетельствует и следующий факт: если бы туманность вокруг звезды имела сферическое распределение, то в этом случае имело бы смысл сравнить интегральную яркость звезды и туманности, но так как туманность имеет конусообразную форму и только часть излучения звезды падает на нее, то мы должны сравнить только эту долю излучения звезды с интегральной яркостью туманности. Между яркостью туманности и звезды в случае полного отражения получается следующая связь

$$m_T - m_s = -5 \lg \sin \frac{\alpha}{4}, \quad (4)$$

где  $m_T$  и  $m_s$  интегральные яркости туманности и звезды,  $\alpha$ —угол раствора кометарной туманности. Если туманность поглощает часть света, то должно выполняться неравенство:

$$m_T - m_s \geq -5 \lg \sin \frac{\alpha}{4}, \quad (5)$$

равенство может иметь место только при чистом рассеянии. В случае NGC 2261 и NGC 2245, относительно которых у нас есть данные, имеет место обратное неравенство. Так, для NGC 2261 мы должны иметь в случае отражения при  $\alpha = 60^\circ$   $m_T - m_s > 2^m 95$ , а в случае NGC 2245 при  $\alpha = 100^\circ$   $m_T - m_s > 1^m 90$ , в то время как для NGC 2261 при средних значениях  $m_T$  и  $m_s$  наблюдения дают  $m_T - m_s \approx 0^m 40$ , а для NGC 2245  $m_T - m_s = 1^m 60$ . Следует отметить, что в качес-

стве  $\alpha$  здесь подставлена проекция угла раствора на плоскость, перпендикулярную лучу зрения. Истинный же угол меньше этой величины. Это обстоятельство усиливает приведенное выше неравенство.

Приведенные наблюдательные факты говорят против механизма отражения как единственного механизма свечения в туманности.

Проведем некоторое сравнение основных колориметрических результатов в туманностях NGC 2245 и NGC 2261. Для этих туманностей общими являются следующие свойства:

1.  $B - V$  положительная величина,
2.  $B - V$  не зависит от  $B$ ,
3. Нарушается Хаббловское соотношение,
4. Нарушается неравенство (5).

В основном обе туманности имеют одинаковые свойства, за исключением переменности, что определяется ядром. Большой показатель цвета звезды можно объяснить, если допустить, что здесь, как и в NGC 2261, механизм свечения оболочки звезды и туманности одинаковый. Об этом же может свидетельствовать и подобие спектров звезды и туманности.

Для объяснения свечения кометарных туманностей Г. А. Гурзаян выдвинул гипотезу синхротронного излучения в туманности [5].

Поляриметрические измерения, как и колориметрические, не противоречат вышеназванной гипотезе. Так, по этой гипотезе кометарные туманности, так же как и отражательные, должны иметь радиальную поляризацию с нарушением радиальности к периферии туманности.

Такое явление наблюдается как в случае NGC 2261, так и в случае NGC 2245. Особенно это заметно в „зеркальном изображении“. Спектр релятивистских электронов характеризуется показателем  $\gamma$ , который, исходя из величины  $B - V$  [15], для туманности NGC 2245 приблизительно равен 3.

Таким образом связь с кометарными туманностями характерна не только для некоторых звезд типа RW Возничего, но и для более ранних звезд типа В.

В заключение мне приятно выразить благодарность директору Абастуманской обсерватории Е. К. Харадзе за гостеприимство и предоставленную мне возможность работы на 70 см телескопе.

Է. Ս. ՊԱՐՍԱՄՅԱՆ

NGC 2245 ՄԻԳԱՄԱՍՈՒԹՅԱՆ ԲԵՎԵՌԱԶԱՓՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ  
ԳՈՒՆԱԶԱՓՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ա փ ու մ

NGC 2245 միգամածության գունաչափական և բևեռաչափական ուսումնասիրությունը վկայում է այն մասին, որ նա մի շարք հատկանիշներով (գույնի բաշխումը, բևեռացման բնույթը և այլն) նման է NGC 2261 գիսավորածև միգամածությանը: Այդ իրատը հաստատում է այն տեսակետը, որի համաձայն NGC 2245 միգամածությունը պատկանում է գիսավորածև միգամածությունների դասին: Հետևաբար գիսավորածև միգամածությունները կարող են կապված լինել ոչ միայն որոշ RW Aur տիպի աստղերի, այլ նաև վաղ տիպի B աստղերի հետ:

E. S. PARSAMYAN

THE POLARIMETRY AND COLORIMETRY  
OF THE NEBULA NGC 2245

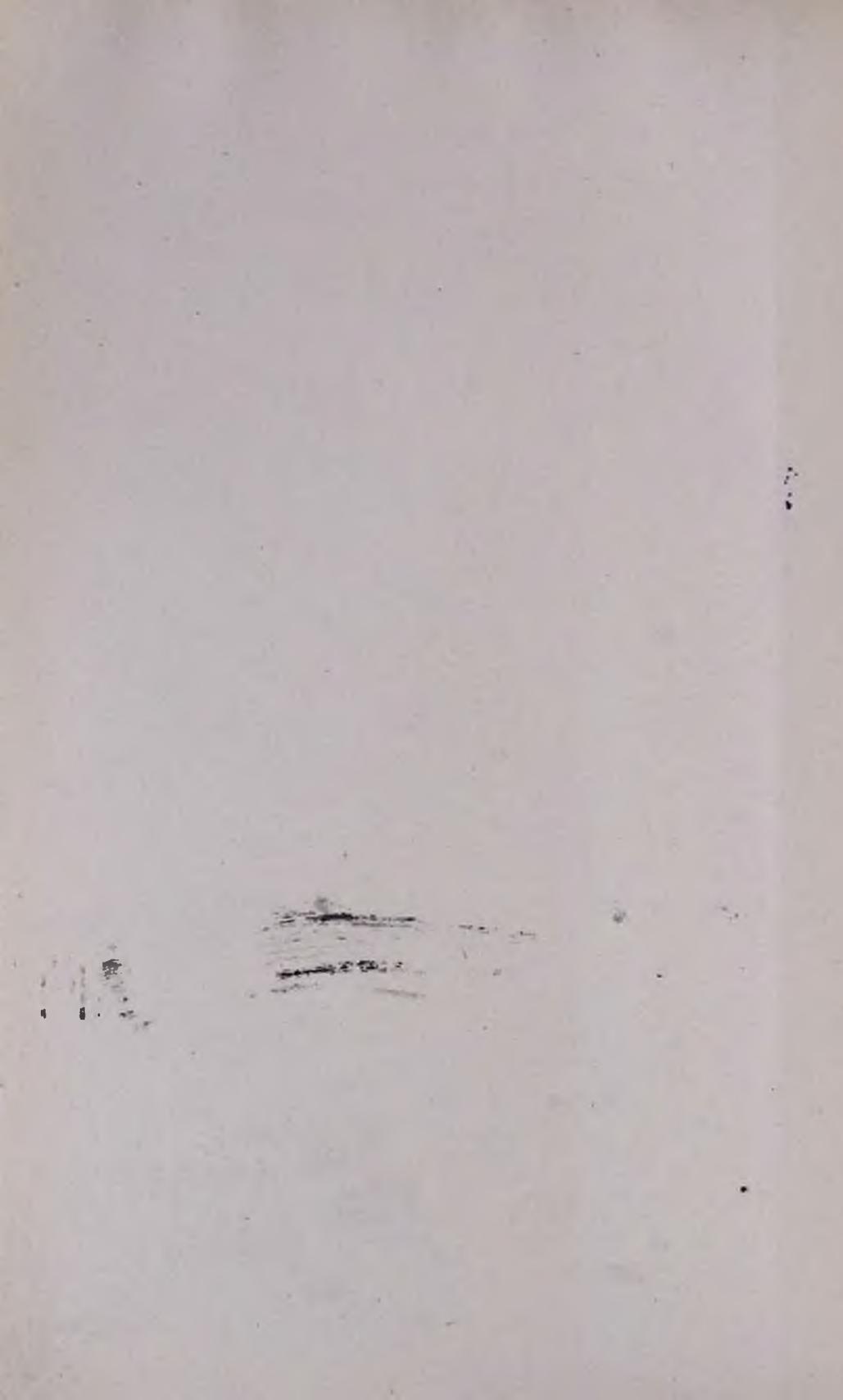
S u m m a r y

The investigation of the nebula NGC 2245 shows, that in some respects (color distribution, the character of polarisation, etc.) it is similar to cometary nebula NGC2261. This fact confirms the suggestion, that nebula NGC 2245 belongs to the group of cometary nebulae. Consequently, cometary nebulae can be connected not only with some stars of RW Aur type, but with early B type stars also.

Լ Ի Ե Ր Ա Տ Ր Ա

1. *E. P. Hubble*, *Ap. J.*, **44**, 196, 1916.
2. *F. G. Pease*, *Ap. J.* **51**, 276, 1919.
3. *G. H. Herbig*, *Contrib. Lick obs. Ser.* **11**, **98**, 1960.
4. *Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер*, *Известия КрАО*, **12**, 64, 1960.
5. *Г. А. Гурзadyн*, *Сообщения Еюраканской обсерватории*, **27**, 73, 1959.
6. *E. P. Hubble*, *Ap. J.* **56**, 162, 400, 1922.
7. *R. F. Sanford*, *Ap. J.* **52**, 13, 1920.
8. *G. Gonzalez and G. Gonzalez*, *Bol. Obs. Tonanzintla y Takubaya*, **14**, 19, 1956.
9. *Э. Е. Хачикян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, **25**, 67, 1958.
10. *H. M. Johnson*, *P.A.S.P.*, **72**, 10, 1960.
11. *Э. С. Парсямян*, *Сообщения Еюраканской обсерватории*, **30**, 51, 1962.
12. *O. C. Collins*, *Ap. J.* **16**, 529, 1937.
13. *F. H. Seares and E. P. Hubble*, *Ap. J.* **52**, 8, 1920.
14. *O. Struve and H. Story*, *Ap. J.* **84**, 203, 1936.
15. *М. А. Аракелян*, *ДАН АрмССР, сер. физ.-мат.*, **29**, 35, 1959.





Э. С. Парсамян

ПОЛЯРИМЕТРИЯ И КОЛОРИМЕТРИЯ ТУМАННОСТИ  
NGC 2247

DA-522A

Туманность NGC 2247 (фото 1), находящаяся на не-  
большом угловом расстоянии от туманности NGC 2245, име-  
ет почти сферическую форму, причем яркость довольно  
сильно падает с удалением от центральной звезды. В спи-  
сках Хаббла она считается отражательной туманностью [1].  
Такого же мнения придерживаются и другие исследователи  
[2], [3]. Интерес к ней возник в связи с высказанным Г. А.  
Гурзадяном предположением о том, что NGC 2247 наряду с  
NGC 2245 может быть кометарной туманностью, у которой  
большая ось направлена по лучу зрения. Такому пред-  
положению способствовал тот факт, что обе туманности на  
снимках, произведенных с помощью объективной призмы,  
имеют подобные спектры [4]. Спектры туманности NGC 2247  
показали наличие сильного непрерывного фона. К сожален-  
ию, ничего не известно о присутствии линий в туманности  
вследствие отсутствия щелевых спектрограмм.

Туманность связана со звездой HD 259431, которая  
подвержена некоторым спектроскопическим изменениям, не  
влияющим, однако, на ее общую яркость. По определению  
Хаббла звезда спектрального типа В3—В5, а по Моргану,  
Коде и Уитфорду типа В6ре [5].

В настоящей работе приведены результаты полярими-  
трического и колориметрического исследования туманности  
NGC 2247. Снимки были сделаны на 70 см менисковом те-  
лескопе Абастуманской обсерватории.

## § 1. ПОЛЯРИМЕТРИЯ

Для определения степени и плоскости поляризации были обработаны две серии снимков, полученных с помощью двухэтажной кассеты, через полярионд. Первая серия была сделана на пластинках Кодак O-aF+ полярионд I, вторая на пластинках Кодак O-aO+ полярионд II. Полоса пропускания в первой комбинации была  $4000 \text{ \AA} < \lambda < 7000 \text{ \AA}$ , во второй  $4000 \text{ \AA} < \lambda < 5000 \text{ \AA}$ . Методика измерений, а также данные об измеренных пластинках приводятся в табл. 4 [6].

Результаты поляризационных измерений приводятся на рис. 1 (серия 1) в виде карты, где длина линий пропорциональна степени поляризации, а направление этой линии ха-

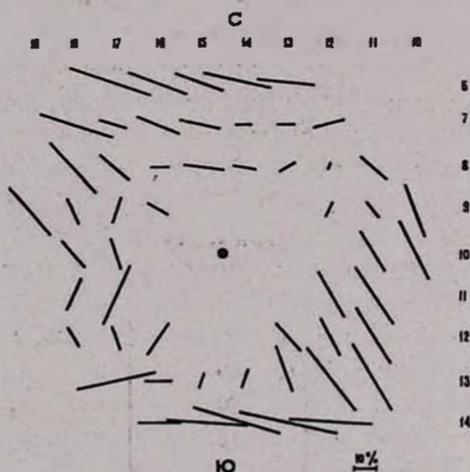


Рис. 1

актеризует плоскость колебаний электромагнитного вектора. Средняя степень поляризации по первой серии наблюдений равна  $22\%$ , по второй— $16\%$ . Максимальная поляризация по двум сериям равна  $45$  и  $38\%$ . Средние позиционные углы для двух серий равны  $66$  и  $48^\circ$  соответственно. По измерениям Хильтнера степень поляризации звезды равна  $0.8\%$ ,  $\theta_E = 106^\circ$  [7].

Полученные результаты показывают, что туманность имеет не строго радиальную поляризацию.

На рис. 2 приводится зависимость степени поляризации от расстояния по 2-й серии, откуда видно, что степень поляризации возрастает с расстоянием от ядра. Такая картина может наблюдаться и в кометарной туманности при допущении синхротронной природы излучения [4].

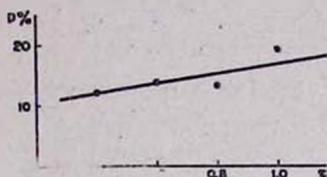


Рис. 2

## § 2. КОЛОРИМЕТРИЯ

Туманность NGC 2247 измерялась в трех цветах  $U'$ ,  $B'$ ,  $V'$ , которые приводились к системе  $U$ ,  $B$ ,  $V$ .

Обработка и методика измерений такая же, как и в случае NGC 2245 [6]. Среднеквадратическая ошибка одного измерения равнялась  $\pm 0^m.08$ . Данные об измеренных пластинках приведены в табл. 1.

Таблица 1

| №  | Дата           | Фильтр | Длительность экспозиции в минутах | Сорт пластинки |
|----|----------------|--------|-----------------------------------|----------------|
| 17 | 30. XI. 59 г.  | УФС—1  | 60                                | Кодак O—aO     |
| 25 | 1. XII. 59 г.  | "      | 90                                | "              |
| 32 | 30. XII. 59 г. | "      | 20                                | "              |
| 22 | 1. XII. 59 г.  | —      | 15                                | "              |
| 23 | 1. XII. 59 г.  | —      | 30                                | "              |
| 12 | 30. XI. 59 г.  | ЖС—18  | 60                                | Кодак O—aG     |
| 35 | 2. XII. 59 г.  | "      | 80                                | "              |
| 43 | 23. XII. 59 г. | "      | 15                                | "              |

Интегральные величины туманности в трех цветах приведены в табл. 2. Следует отметить, что область, которую удалось измерить в лучах  $V$ , гораздо меньше, чем в лучах  $U$  и  $B$  вследствие недостаточно удачно выбранной экспозиции.

Таблица 2

| NGC  | U                  | B                  | V                  |
|------|--------------------|--------------------|--------------------|
| 2247 | 11 <sup>m</sup> 13 | 12 <sup>m</sup> 41 | 12 <sup>m</sup> 16 |

Монохроматические поверхностные яркости измерялись в тех же точках, что и поляризация (табл. 3). В первых двух столбцах табл. 3 приведены прямоугольные координаты, выраженные в целых числах. При этом единица соответствует 11".4 на пластинке. Интегральные показатели цвета, определенные по общим измеренным точкам, имеют следующие значения:  $B - V = +0^m 34$ ,  $U - B = -0^m 50$ . На рис. 3 приводятся показатели цвета в зависи-

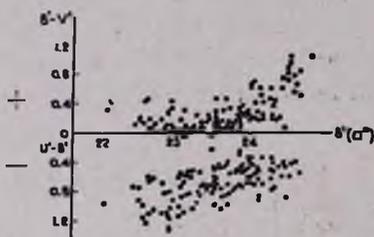


Рис. 3

мости от яркости  $B$ . Из приведенного видно, что к границе туманности показатель цвета  $B - V$  увеличивается, а  $U - B$  уменьшается. Наблюдаемая картина, по-видимому, свидетельствует о пылевой природе туманности. Об этом же свидетельствует и изменение

поверхностной яркости с расстоянием от звезды в трех цветах. Почти сферическая форма туманности NGC 2247 позволила разбить ее на концентрические окружности, каждая из которых отстояла от предыдущей на  $0'.2$ . Поверхностные яркости усреднялись по окружностям. Падение поверхностной яркости в туманности можно представить в виде  $\bar{I}_\lambda = \frac{I_{\lambda_0}}{r^n}$ , где  $\bar{I}_\lambda$  — усредненная

яркость по окружности,  $r$  — относительное расстояние от звезды. Величина  $n$  для лучей  $U$ ,  $B$ ,  $V$  принимает значение 1.77, 1.40, 1.34 со среднеквадратичной ошибкой  $\pm 0.05$ . Шайн, Газе и Пикельнер ранее для отражательных туманностей, в том числе и для NGC 2247, в визуальных лучах нашли  $n \approx 3/2$  [2].

Таблица 3

Монохроматические поверхностные яркости туманности NGC 2247

| Y  | X     | V'                   | B'-V'               | U'-B'                | Y     | X     | V'                   | B'-V'               | U'-B'                |       |
|----|-------|----------------------|---------------------|----------------------|-------|-------|----------------------|---------------------|----------------------|-------|
| 4  | 5     | 24 <sup>m</sup> . 18 |                     |                      | 7     | 6     | 24 <sup>m</sup> . 18 | 0 <sup>m</sup> . 49 | -0 <sup>m</sup> . 56 |       |
|    | 5     | 24.18                |                     |                      |       | 7     | 23.91                | 0.35                | -0.52                |       |
|    | 6     | 24.05                |                     |                      |       | 8     | 23.66                | 0.40                | -0.70                |       |
|    | 7     | 24.18                |                     |                      |       | 9     | 23.58                | 0.23                | -0.74                |       |
|    | 8     | 24.18                |                     |                      |       | 10    | 23.48                | 0.14                | -0.79                |       |
|    | 9     | 23.88                | 0 <sup>m</sup> . 71 |                      |       | 11    | 23.25                | 0.07                | -0.87                |       |
|    | 10    | 23.74                | 0.72                | -0 <sup>m</sup> . 42 |       | 12    | 22.94                | 0.04                | -0.92                |       |
|    | 11    | 23.56                |                     |                      |       | 13    | 22.64                | 0.25                | -1.11                |       |
|    | 12    | 23.70                | 0.58                | -0.50                |       | 14    | 22.66                | 0.17                | -1.11                |       |
|    | 13    | 23.64                | 0.31                |                      |       | 15    | 22.61                | 0.33                | -1.19                |       |
|    | 14    | 23.40                | 0.60                | -0.40                |       | 16    | 22.80                | 0.31                | -1.07                |       |
|    | 15    | 23.36                | 0.68                | -0.44                |       | 17    | 23.05                | 0.24                | -0.93                |       |
|    | 16    | 23.58                | 0.95                | -0.62                |       | 18    | 23.09                | 0.45                | -0.71                |       |
|    | 17    | 23.62                | 0.91                | -0.43                |       | 19    | 23.44                | 0.28                | -0.71                |       |
|    | 18    | 23.58                | 0.79                |                      |       | 20    | 23.66                | 0.49                | -0.93                |       |
|    | 19    | 23.62                | 0.89                |                      |       | 21    | 23.82                | 0.59                | -0.60                |       |
|    | 20    | 23.86                | 0.81                |                      |       | 22    | 23.92                |                     |                      |       |
|    | 21    | 23.82                | 0.76                |                      |       | 8     | 6                    | 24.05               | 0.54                 |       |
|    | 22    | 23.74                | 1.22                |                      |       |       | 7                    | 23.74               | 0.41                 |       |
|    | 23    | 23.78                | 1.04                |                      |       |       | 8                    | 23.54               | 0.36                 | -0.56 |
|    | 9     |                      |                     |                      |       |       | 9                    | 23.38               | 0.16                 | -0.63 |
|    | 10    | 23.90                | 0.17                | -0.57                |       |       | 10                   | 23.15               | 0.06                 | -0.83 |
| 11 | 23.70 | 0.29                 | -0.35               | 11                   | 22.84 |       | 0.10                 | -1.02               |                      |       |
| 12 | 23.82 | 0.18                 | -0.87               | 12                   | 22.33 |       | 0.11                 | -0.74               |                      |       |
| 13 | 23.80 | 0.05                 | -0.52               | 13                   | 21.78 |       | 0.34                 | -0.99               |                      |       |
| 14 | 23.69 | 0.17                 | -0.63               | 14                   | 21.41 |       | 0.53                 | -1.14               |                      |       |
| 15 | 23.64 | 0.25                 | -0.46               | 15                   | 22.22 |       | 0.52                 | -1.20               |                      |       |
| 16 | 23.67 | 0.30                 | -0.50               | 16                   | 22.15 | 0.42  | -1.17                |                     |                      |       |
| 17 | 23.82 | 0.20                 | -0.60               | 17                   | 22.63 | 0.27  | -1.13                |                     |                      |       |
| 18 | 20.85 | 0.26                 | -0.64               | 18                   | 23.15 | 0.08  | -1.05                |                     |                      |       |
| 19 | 24.18 | -0.07                | -0.49               | 19                   | 23.24 | 0.29  | -0.78                |                     |                      |       |
| 6  | 6     | 23.96                | 0.65                | -0.40                | 20    | 23.36 | 0.65                 | -0.34               |                      |       |
|    | 7     | 23.96                | 0.35                | -0.41                | 21    | 23.68 | 0.79                 | -0.89               |                      |       |
|    | 8     | 23.95                | 0.15                | -0.52                | 9     | 6     | 24.05                |                     |                      |       |
|    | 9     | 23.71                | 0.23                | -0.52                |       | 7     | 23.70                |                     |                      |       |
|    | 10    | 23.59                | 0.10                | -0.45                |       | 8     | 23.59                | 0.14                | -0.56                |       |
|    | 11    | 23.32                | 0.21                | -0.64                |       | 9     | 23.21                | 0.12                | -0.73                |       |
|    | 12    | 23.27                | 0.16                | -0.79                |       | 10    | 22.76                | 0.11                | -0.83                |       |
|    | 13    | 23.26                | 0.18                | -0.75                |       | 11    | 22.44                | 0.13                | -1.00                |       |
|    | 14    | 23.21                | 0.22                | -0.77                |       | 12    | 21.73                | 0.25                | -0.96                |       |
|    | 15    |                      |                     | -0.84                |       | 16    | 21.65                | 0.27                | -0.80                |       |
|    | 16    | 23.38                |                     | -0.73                |       | 17    | 22.59                | 0.07                | -1.12                |       |
|    | 17    | 23.42                |                     | -0.87                |       | 18    | 23.00                | 0.03                | -1.01                |       |
| 18 | 23.52 | 0.33                 | -0.71               | 19                   | 23.31 | 0.06  | -0.71                |                     |                      |       |
| 19 | 23.72 | 0.24                 | -0.66               | 20                   | 23.66 | 0.24  | -0.77                |                     |                      |       |
| 20 | 23.93 | 0.19                 | -0.72               | 21                   | 24.10 | 0.19  | -0.78                |                     |                      |       |
| 21 | 24.06 |                      |                     | 22                   | 24.40 | 0.07  | -0.47                |                     |                      |       |
|    |       |                      |                     | 23                   | 24.18 | 0.58  |                      |                     |                      |       |

Продолжение табл. 4

| Y  | X  | V'                   | B'-V'               | U'-B                 | Y     | X  | V'                   | B'-V'               | U'-B'                |       |       |
|----|----|----------------------|---------------------|----------------------|-------|----|----------------------|---------------------|----------------------|-------|-------|
| 10 | 8  | 23 <sup>m</sup> . 52 | 0 <sup>m</sup> . 60 | -0 <sup>m</sup> . 90 | 13    | 13 | 22 <sup>m</sup> . 48 | 0 <sup>m</sup> . 07 | -0 <sup>m</sup> . 62 |       |       |
|    | 9  | 23.56                | 0.16                | -0.98                |       | 14 | 22.34                | 0.18                | -0.75                |       |       |
|    | 10 | 22.75                | 0.59                |                      |       | 15 | 22.48                | 0.17                | -0.67                |       |       |
|    | 11 | 22.52                | 0.42                | -1.3                 |       | 16 | 22.77                | 0.07                | -0.68                |       |       |
|    | 16 | 21.30                | 0.70                |                      |       | 17 | 23.17                | 0.02                | -0.83                |       |       |
|    | 17 | 22.16                | 0.45                | -1.26                |       | 18 | 23.49                | -0.01               |                      |       |       |
|    | 18 | 22.91                | 0.16                | -1.13                |       | 19 | 23.66                | 0.06                |                      |       |       |
|    | 19 | 23.32                | 0.30                | -1.05                |       | 20 | 23.77                | 0.09                |                      |       |       |
|    | 20 | 23.69                | 0.29                | -0.74                |       | 21 | 24.04                | 0.04                |                      |       |       |
|    | 21 | 23.88                | 0.44                | -0.77                |       | 14 | 7                    | 23.91               | 0.24                 |       |       |
|    | 22 | 24.05                | 0.24                | -0.35                |       |    | 8                    | 23.70               | 0.29                 |       |       |
|    | 11 | 6                    | 24.20               | 0.19                 |       |    | -0.46                | 9                   | 23.57                | 0.15  | -0.39 |
|    |    | 7                    | 23.66               | 0.45                 |       |    | -0.12                | 10                  | 23.50                | -0.03 | -0.24 |
|    |    | 8                    | 23.63               | 0.17                 |       |    | -0.54                | 11                  | 23.20                | 0.04  | -0.52 |
| 9  |    | 23.28                | 0.20                | -0.57                | 12    |    | 23.16                | 0.04                | -0.62                |       |       |
| 10 |    | 23.04                | 0.08                | -0.69                | 13    |    | 23.15                | -0.07               | -0.57                |       |       |
| 11 |    |                      |                     |                      | 14    |    | 23.09                | 0.03                | -0.61                |       |       |
| 16 |    |                      |                     |                      | 15    |    | 23.21                | 0.02                | -0.54                |       |       |
| 17 |    | 22.61                | 0.11                | -1.05                | 16    |    | 23.20                | -0.06               | -0.58                |       |       |
| 18 |    | 23.07                | 0.01                | -0.89                | 17    |    | 23.48                | 0.05                | -0.75                |       |       |
| 19 |    | 23.53                | 0.01                | -0.76                | 18    |    | 23.65                | -0.01               |                      |       |       |
| 20 |    | 23.70                | 0.15                | -0.74                | 19    |    | 23.74                | 0.09                |                      |       |       |
| 21 |    | 23.92                | 0.24                | -0.35                | 20    |    | 23.86                | 0.22                |                      |       |       |
| 22 |    | 24.18                | 0.16                | -0.52                | 15    | 8  | 23.66                | 0.20                |                      |       |       |
| 12 |    | 6                    | 24.18               |                      |       |    | 9                    | 23.50               | 0.15                 |       |       |
|    | 7  | 23.82                |                     |                      |       | 10 | 23.51                | 0.17                |                      |       |       |
|    | 8  | 23.54                | 0.29                | -0.26                |       | 11 | 23.44                | 0.13                | -0.70                |       |       |
|    | 9  | 23.57                | 0.02                | -0.46                |       | 12 | 23.45                | 0.08                | -0.51                |       |       |
|    | 10 | 23.24                | 0.43                | -0.96                |       | 13 | 23.48                | 0.08                | -0.48                |       |       |
|    | 11 | 23.10                |                     | -0.49                |       | 14 | 23.39                | 0.13                | -0.55                |       |       |
|    | 12 |                      |                     | -0.60                |       | 15 | 23.43                | 0.09                | -0.60                |       |       |
|    | 16 | 22.32                | 0.20                | -0.93                |       | 16 | 23.61                | -0.09               | -0.50                |       |       |
|    | 17 | 22.93                | 0.00                | -0.81                |       | 17 | 23.55                | 0.02                | -0.70                |       |       |
|    | 18 | 23.31                | 0.01                | -0.81                |       | 18 | 23.64                | 0.13                | -0.78                |       |       |
|    | 19 | 23.64                | 0.07                | -0.83                |       | 19 | 23.81                | 0.07                | -0.50                |       |       |
|    | 20 | 23.75                | 0.11                | -0.49                |       | 20 | 24.02                |                     |                      |       |       |
|    | 21 | 23.83                | 0.45                | -0.63                |       | 16 | 10                   | 23.71               | 0.16                 |       |       |
|    | 22 |                      |                     | -0.48                | 11    |    | 23.65                | 0.11                |                      |       |       |
| 24 |    |                      | -0.34               | 14                   | 23.61 |    | 0.16                 |                     |                      |       |       |
| 13 | 7  | 24.05                | 0.03                |                      | 15    |    | 23.67                | 0.08                |                      |       |       |
|    | 8  | 23.65                | 0.20                | -0.30                | 16    |    | 23.71                | 0.09                |                      |       |       |
|    | 9  | 23.59                | 0.08                | -0.46                | 17    |    | 23.72                |                     |                      |       |       |
|    | 10 | 23.32                | 0.01                | -0.55                | 18    |    | 23.83                |                     |                      |       |       |
|    | 11 | 23.06                | 0.02                | -0.74                | 19    |    | 24.05                | -0.02               |                      |       |       |
|    | 12 | 22.72                | 0.01                | -0.62                | 20    |    | 23.87                | -0.04               |                      |       |       |

В туманности NGC 2247 Хаббловское соотношение выполняется [1], однако если предположить, что NGC 2247 кометарная туманность, то лишь при  $\alpha \leq 60^\circ$ , где  $\alpha$  — проекция угла раствора кометарной туманности на плоскость, перпендикулярную лучу зрения, соотношение Хаббла нарушается. В то же время неравенство  $m_T - m_B > -5 \lg \sin \frac{\alpha}{4}$ , которое в случае кометарных туманностей NGC 2261 и NGC 2245 нарушается [6], в данном предположении сохраняется.

Связанная с туманностью звезда HD 259431 изучалась Хильтнером [7]. Проведенные им фотоэлектрические измерения показали, что звезда имеет показатели цвета  $B - V = +0^m.28$  и  $U - B = -0^m.51$ .

Используя эти данные, мы можем определить разность цвета  $(B - V)_{\text{тум}} - (B - V)_{\text{зв}}$ . В среднем получается величина  $+0^m.06$ , но в отдельных точках эта разность доходит до  $-0^m.35$ .

Приведенные результаты свидетельствуют в пользу пылевой природы туманности NGC 2247.

Է. Ս. ՊԱՐՍԱՄՅԱՆ

NGC 2247 ՄԻԳԱՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲԵՎԵՆԻԱԶԱՓՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ  
ԳՈՒՆԱԶԱՓՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

*Կատարված է NGC 2247 միգամածության գունաչափական և բևեռաչափական հետազոտությունը: Արդյունքները վկայում են NGC 2247 միգամածության փոշային բնույթի օգտին:*

E. S. PARSAMYAN

THE POLARIMETRY AND COLORIMETRY  
OF THE NEBULA NGC 2247

S u m m a r y

Polarimetric and colorimetric investigation of the nebula NGC 2247 has been carried out. The results speak in favour of NGC 2247 being a reflection type nebula.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *E. P. Hubble*, *Ap. J.*, **56**, 162, 1922.
2. *Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер*, *Известия КраО*, **12**, 64, 1954.
3. *G. H. Herbig*, *Contrib. Lick Obs. Ser. II*, **89**, 1960.
4. *Г. А. Гурздян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, **27**, 73, 1953.
5. *W. W. Morgan, A. D. Code and A. E. Whitford*, *Ap. J. Suppl. Ser.* № 14, **41** 2, 1956.
6. *Э. С. Парсмян*, *Сообщение Бюраканской обсерватории*, **30**, 51, 1962.
7. *W. A. Hiltner*, *Ap. J. Suppl.* **2**, 389 (№ 24), 1956.

Р. Х. Оганесян

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД ТИПА Ве

В течение 1957—1960 гг. нами были проведены спектрофотометрические наблюдения семи звезд типа Ве на 10" телескопе АСИ-5 Бюраканской астрофизической обсерватории. Было получено 76 годных для обработки спектрограмм на пластинках „Agfa Blau“, „Agfa Panchromatishe“ и „Kodak Оа-Е“ и примерно столько же спектрограмм  $\alpha$  Лиры для стандартизации и калибровки негативов.

Данные об этих звездах и количество обработанных спектрограмм в каждом наблюдательном сезоне приведены в табл. 1. Судя по наблюдениям многих исследователей, эти звезды обладают интересными особенностями.

Таблица 1

| Название звезды | $\alpha_{1950}$                                    | $\delta_{1950}$ | $m_{pr}$ | Sp     | Количество наблюдений по годам |      |      |      |
|-----------------|--|-----------------|----------|--------|--------------------------------|------|------|------|
|                 |  |                 |          |        | 1957                           | 1958 | 1959 | 1960 |
| $\chi$ Oph      | 16 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup> 07 <sup>s</sup> ,3 | -18°20'41"      | 4.5--5.0 | B3e    | —                              | —    | 7    | 10   |
| 66 Oph          | 17 57 47.1   | +04 22 11       | 4.81     | B3ne   | —                              | 5    | 6    | 8    |
| 67 Oph          | 17 58 08.4   | +02 55 56       | 3.92     | cB5e   | —                              | 4    | —    | —    |
| 55 Cyg          | 20 47 14.0   | +45 55 40       | 4.89     | cB3e   | 4                              | 5    | —    | —    |
| f' Cyg          | 20 58 07.4   | +47 19 30       | 4.86     | B0ne 6 | 3                              | 2    | —    | —    |
| $\nu$ Cyg       | 21 15 51.6   | +34 41 10       | 4.42     | B3ne   | 4                              | 3    | 1    | —    |
| $\pi$ Aqr       | 22 22 43.4   | +01 07 23       | 4.64     | B1ne   | 2                              | 2    | 4    | —    |

$\gamma$  Змееносца. У этой звезды в довольно широких интервалах изменяется как спектрофотометрический градиент, так и скачок интенсивности у предела бальмеровской серии.

Клеминшо [1] обнаружил переменность лучевых скоростей и ширин водородных линий, а также изменения структуры линий в спектре.

В 1932 году Струве и Свингс [2], измеряя ширины линий водорода в спектре этой звезды, обнаружили, что они уменьшаются с ростом номера линии. Предполагается, что у этой звезды имеется стратифицированная оболочка.

По измерениям ряда авторов [3, 4, 5] цвет  $\gamma$  Змееносца

даже после учета межзвездного поглощения остается аномально красным, а бальмеровский скачок имеет отрицательное значение.

В 1957 году эту звезду наблюдала Купо [6]. Она пришла к выводу, что в интервале  $\lambda$  3800—6500 А распределение энергии невозможно представить посредством двух значений спектрофотометрического градиента по причине наличия депрессии непрерывного спектра в фотографической области с минимумом в  $\lambda$  300 А. На рис. 1 приведены кривые  $\Delta \lg I (1/\lambda)$  из наших наблюдений (крестики) и из работы Купо (кружки). Из рисунка видно, что наши наблюдения 1959—1960 гг. не указывают на наличие депрессии у

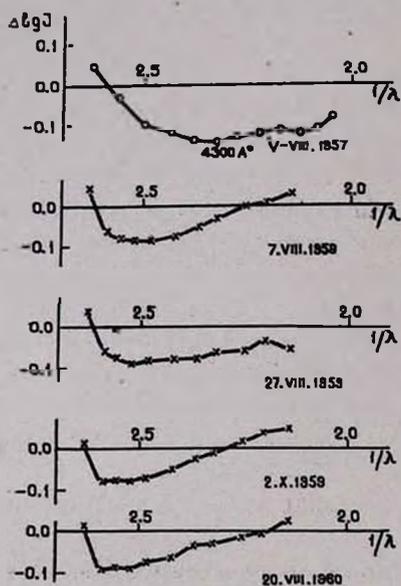


Рис. 1. Кривые для  $\gamma$  Змееносца по измерениям автора (крестики) и Купо (кружки)

Նկ. 1. Կորեքը  $\gamma$  Օձակըի համար ըստ հեղինակի (խչիք) և ըստ Կուպոի (ըրջանիկիներ) շեփուճիները

$\lambda$  4300 А. Вместе с тем спектрофотометрические градиенты в интервале  $\lambda$  3700—4900 А хорошо представляются одной прямой.

66 *Змееносца*. Исследование линейчатого спектра этой звезды впервые было произведено Бальмером [7]. На спектрограммах, полученных в 1921—22 гг.,  $H_{\beta}$  была широкой слабой линией поглощения с двумя эмиссионными компонентами, а в 1924 г. следов эмиссии в линии  $H_{\beta}$  уже не было. Спектрограммы, полученные в 1934 г. на обсерватории Маунт Вилсон [8], показывают очень сильную эмиссию в  $H_{\alpha}$ , а на спектрограммах, полученных в 1937 г. Слетебеком [9] на перкинских сине-фиолетовых пластинках, не было никакого следа эмиссии. В 1942 г. по наблюдениям Свингса и Струве линия  $H_{\beta}$  отсутствовала совсем (как в эмиссии, так и в поглощении), а  $H_{\gamma}$  присутствовала в виде слабой линии поглощения [10]. В 1947 г. на спектрограммах, полученных на Маунт Вилсон [11], линия  $H_{\alpha}$  стала очень слабой, а в 1948 г. по сообщению Мичайки [12] в сине-фиолетовой области спектра эмиссионные линии отсутствовали. На спектрофотограммах Перкинской обсерватории [9] 10 мая 1953 года линия  $H_{\beta}$  имеет две эмиссионные компоненты, в то время как  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$  присутствуют в виде слабых линий поглощения. Через месяц (9 июня) линия  $H_{\gamma}$  была в эмиссии и очень интенсивной.

Наблюдения Ракоториджими и Эрман [13] показывают, что спектральный класс 66 *Змееносца*, определенный методом Рожа, колеблется в пределах В2—В6 со средним значением В3V. Они отмечают также уменьшение интенсивности бальмеровских эмиссионных линий в спектре 1955 г. На снимках за июнь—июль 1957 г. наблюдаются слабые линии поглощения.

На наших же спектрограммах, полученных 10 и 15 августа 1958 г., были обнаружены следы эмиссии в линии  $H_{\alpha}$ ; скачок интенсивности у предела бальмеровской серии стал меньше, чем у нормальной звезды того же типа.

В период 1959—1960 гг. линия  $H_{\alpha}$  стала довольно яркой, а скачок интенсивности у предела бальмеровской серии менялся до  $-0^m.2$ , т. е. соответствовал звездам типа В2. Изменились и абсолютные спектрофотометрические градиенты звезды в исследованном интервале.

67 *Змееносца*. Наблюдательные данные, полученные нами для этой звезды в 1958 г., характеризуют ее как нормальный гигант типа В5; по-видимому, в этот период вокруг звезды газовой оболочки не было или она была очень слабой. По этой причине наблюдения этой звезды в последующий период не продолжались.

55 *Лебедя*. После учета межзвездного поглощения, по данным ряда авторов [3, 4, 5, 14], звезда остается аномально красной. Этот вывод подтверждается и нашими наблюдениями. Величина бальмеровского скачка интенсивности по нашим наблюдениям хорошо совпадает с данными Цой Дяй О, полученными в 1954 г. [5].

γ *Лебедя*. Ранние наблюдения этой звезды, охватывающие период 1904—1927 гг., проводились Кертисом [15], согласно которому в 1904 г. наблюдалась сильная водородная эмиссия, которая со временем ослабла и вновь усилилась в 1927 году.

Непрерывный спектр был изучен рядом авторов [3, 4, 5, 14, 16]. Из этих работ видно, что бальмеровский скачок изменяется в узких пределах от  $-0.04$  до  $+0.05$ . Изменения спектрофотометрических градиентов также малы.

δ *Лебедя*. На спектрограммах, полученных 16 сентября 1946 г.,  $H_{\alpha}$  была видна в виде яркой эмиссионной линии с очень слабым минимумом в центре [11]. В сентябре 1948 г. Мичайка [12] обнаружил слабый эмиссионный компонент на широкой абсорбционной линии  $H_{\beta}$ , а Мак-Лафлин сообщает [10], что в течение большого промежутка времени не было обнаружено заметных изменений в спектре этой звезды.

На спектрограммах, полученных нами в 1957—1959 гг., хорошо видно влияние газовой оболочки на непрерывный спектр после бальмеровского скачка, а линия  $H_{\alpha}$  в эти годы была в эмиссии.

π *Водолея*. Эта звезда была исследована Мак-Лафлиным [17], обратившим внимание на переменность относительных интенсивностей компонентов двойных эмиссионных линий водорода. До 1924 г. интенсивности эмиссионных компонентов были одинаковыми и переменность лучевых скоростей не наблюдалась. Затем наступили значительные из-

менения: амплитуды лучевых скоростей достигли 150 км/сек для центрального поглощения и 200 км/сек для краев эмиссии  $H_3$ . С 1935 г. по 1943 г. лучевые скорости и интенсивность эмиссии уменьшились. В 1950 г. практически не было никакой эмиссии. Новая фаза активности началась в 1956 г.

В период наших наблюдений (1957–1959 гг.) линия  $H_2$  была в эмиссии, а бальмеровский скачок был отрицательным.

### § 1. ОБРАБОТКА СПЕКТРОГРАММ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Микрофотограммы спектров всех исследуемых звезд и звезды сравнения ( $\alpha$  Лиры) были получены с помощью саморегистрирующего микрофотометра Бюраканской обсерватории. Для учета атмосферной экстинкции использовались средние данные о прозрачности атмосферы в Бюракане (в августе и сентябре) в 1954 г., полученные М. А. Аракеляном [18]. Обработка материалов производилась по общей методике, принятой в Бюракане [19].

Для параметров непрерывного спектра звезды сравнения  $\alpha$  Лиры были использованы следующие значения:

$$\varphi_1 = 1.14 \pm 0.05 \text{ для области } 3650\text{--}4600 \text{ \AA}$$

$$\varphi_2 = 1.43 \pm 0.08 \text{ для области } 3200\text{--}3650 \text{ \AA},$$

полученные Барье и Шалонжем [3].

Для получения спектрофотометрических градиентов исследуемых звезд были выбраны 19 точек на микрофотограммах: 10 точек в области  $3650 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 4750 \text{ \AA}$  и 9 точек в области  $3200 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 3650 \text{ \AA}$ .

В табл. 2 приведены результаты наших наблюдений, где в последних трех столбцах даны соответственно вычисленные средние значения скачка интенсивности у предела бальмеровской серии, значения абсолютных спектрофотометрических градиентов и их среднеквадратические ошибки.

В табл. 3 приведена сводка результатов всех спектрофотометрических наблюдений исследуемых звезд, полученных разными авторами за различные годы.

Из данных табл. 2 и 3 видно, что величины спектрофотометрических градиентов исследуемых звезд значитель-

Таблица 2

| Звезда    | Дата наблюдения  | Число наблюдений | D                  | $\varphi_1$       | $\varphi_2$     |
|-----------|------------------|------------------|--------------------|-------------------|-----------------|
| γ Oph     | 28.6.1959        | 2                | $-0.032 \pm 0.012$ | $0.78 \pm 0.01$   | $1.59 \pm 0.15$ |
|           | 7.8.1959         | 2                | $-0.039 \pm 0.001$ | $1.43 \pm 0.01$   | $\pm$           |
|           | 27.8.1959        | 1                | $-0.033$           | $1.24 \pm 0.04$   | $1.86 \pm 0.14$ |
|           | 2.9.1959         | 2                | $-0.042 \pm 0.003$ | $1.92 \pm 0.05$   | $1.69 \pm 0.01$ |
|           | 20.5.1960        | 2                | $-0.010 \pm 0.01$  | $1.41 \pm 0.03$   | $1.84 \pm 0.14$ |
|           | 28.6.1960        | 2                | $0.000 \pm 0.001$  | $1.48 \pm 0.20$   | $1.83 \pm 0.06$ |
|           | 20.8.1960        | 6                | $-0.05 \pm 0.01$   | $1.90 \pm 0.08$   |                 |
|           | 66 Oph           | 10.8.1958        | 3                  | $0.103 \pm 0.008$ | $0.95 \pm 0.06$ |
| 15.8.1958 |                  | 2                | $0.099 \pm 0.007$  | $1.10 \pm 0.04$   | $1.06 \pm 0.04$ |
| 28.6.1959 |                  | 2                | $0.08 \pm 0.01$    | $0.83 \pm 0.12$   | $1.21 \pm 0.23$ |
| 6.8.1959  |                  | 2                | $0.08 \pm 0.02$    | $1.57 \pm 0.23$   | $1.68 \pm 0.04$ |
| 7.8.1959  |                  | 1                | $0.11 \pm 0.01$    | $0.89 \pm 0.01$   | $1.53 \pm 0.03$ |
| 27.8.1959 |                  | 1                | $0.12 \pm 0.01$    | $1.01 \pm 0.05$   | $1.18 \pm 0.12$ |
| 28.6.1960 |                  | 2                | $0.11 \pm 0.01$    | $0.89 \pm 0.07$   | $0.80 \pm 0.18$ |
| 20.8.1960 |                  | 6                | $0.12 \pm 0.02$    | $1.14 \pm 0.01$   | $0.88 \pm 0.15$ |
| 67 Oph    | средний для 1958 | 4                | $0.17 \pm 0.01$    | $0.90 \pm 0.13$   | $1.19 \pm 0.15$ |
| 55 Cyg    | средний для 1957 | 4                | $0.085 \pm 0.006$  | $1.42 \pm 0.20$   | $1.26 \pm 0.16$ |
|           | средний для 1958 | 5                | $0.094 \pm 0.005$  | $1.55 \pm 0.30$   | $1.46 \pm 0.10$ |
| f' Cyg    | 23.8.1957        | 2                | $-0.014 \pm 0.011$ | $0.93 \pm 0.13$   | $1.01 \pm 0.05$ |
|           | 29.8.1957        | 2                | $0.022 \pm 0.001$  | $0.87 \pm 0.08$   | $0.84 \pm 0.08$ |
|           | 20.9.1957        | 2                | $0.003 \pm 0.003$  | $0.88 \pm 0.07$   | $1.16 \pm 0.01$ |
|           | 12.8.1958        | 2                | $0.004 \pm 0.004$  | $0.94 \pm 0.19$   | $1.21 \pm 0.01$ |
|           | 15.8.1958        | 1                | $0.000$            | $1.17$            | $1.36$          |
|           | 7.8.1959         | 2                | $0.005 \pm 0.002$  | $0.91 \pm 0.07$   | $1.60 \pm 0.02$ |
| o Cyg     | 23.8.1957        | 2                | $0.091 \pm 0.014$  | $0.92 \pm 0.06$   | $1.39 \pm 0.04$ |
|           | 20.9.1957        | 2                | $0.082 \pm 0.010$  | $0.93 \pm 0.11$   | $1.08 \pm 0.04$ |
|           | 12.8.1958        | 2                | $0.10 \pm 0.030$   | $1.09 \pm 0.10$   | $0.86 \pm 0.03$ |
|           | 15.8.1959        | 1                | $0.113$            | $0.92$            | $0.99$          |
|           | 7.8.1959         | 1                | $0.14$             | $0.95$            | $1.82$          |
| π Aqr     | 29.8.1957        | 2                | $-0.022 \pm 0.007$ | $0.86 \pm 0.18$   | $1.00 \pm 0.10$ |
|           | 16.8.1958        | 2                | $-0.030 \pm 0.010$ | $1.00 \pm 0.02$   | $0.95 \pm 0.02$ |
|           | 7—10.8.1959      | 4                | $-0.030 \pm 0.006$ | $1.06 \pm 0.12$   | $1.22 \pm 0.12$ |



но больше, чем у нормальных звезд того же типа, а скачки интенсивности у предела бальмеровской серии соответственно меньше.

Из табл. 2 следует, ввиду больших изменений  $D$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , что у  $\gamma$  и 66 Змееносца в данный период наблюдений имеются изменения физического характера. Переменность этих звезд подтверждается также работами вышеупомянутых авторов.

У звезд 55,  $f'$  и  $\delta$  Лебеда и у  $\pi$  Водолея больших изменений в параметрах спектра не наблюдается (табл. 2). Следует считать, что в отличие от звезд  $\gamma$  и 66 Змееносца эти звезды находятся в более спокойном состоянии.

## § 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ

То обстоятельство, что величина бальмеровского скачка у исследуемых звезд (за исключением 67 Змееносца) получилась меньше, а спектрофотометрические градиенты — больше, чем у нормальных звезд того же спектрального типа, свидетельствует о том, что у этих звезд имеется газовая оболочка или протяженная атмосфера.

Поскольку газовые оболочки прозрачны для излучения в видимой области спектра, то фотосферическое излучение звезд в этой области спектра проходит через оболочку без изменения. С другой стороны оболочка сама излучает. Мы наблюдаем сумму излучений этих двух объектов — оболочки и звезды. Но так как в спектре газовой оболочки скачок интенсивности у предела бальмеровской серии имеет отрицательный знак, то в результате наблюдаемая величина скачка уменьшается по сравнению со звездами, не имеющими оболочек. Эти соображения можно использовать для определения электронной температуры и плотности в оболочке. Такая попытка была предпринята раньше В. Г. Горбачкиным для интерпретации явлений, наблюдаемых у  $\gamma$  Кассиопеи [20].

Из наблюдений мы получили спектрофотометрические температуры двух областей спектра и величину бальмеровского скачка. Если нам известна также поверхностная тем-

пература звезды, то можно определить электронную температуру и электронную плотность оболочки по уравнениям, приведенным в [20]. При решении этих уравнений для звезд различных спектральных типов были приняты следующие значения поверхностной температуры [21]:

В0 29 000°K; В1 28 000°K; В3 25 000°K

Радиус звезды определялся по формуле:

$$M_v = -0.08 - 5 \lg r_0 + \frac{29\,500}{T}.$$

Для каждого наблюдения нами были определены электронные температуры  $T_e$  и электронные плотности  $n_e^0$  исследуемых звезд. В табл. 4 приведены осредненные по всем наблюдениям значения этих величин  $\bar{T}_e$  и  $\bar{n}_e^0$ .

При определении параметров расширяющейся оболочки обычно принимают, что плотность в атмосфере меняется обратно пропорционально квадрату радиуса. Поскольку в атмосферах горячих звезд почти все атомы ионизованы, то

$$n^+ = n_2 = n_e^0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^2,$$

где  $n_e^0$  — число свободных электронов в  $см^3$  на нижней границе атмосферы. По найденным значениям  $n_e^0$  и  $r_0$  было определено количество материи  $\bar{M}$ , выбрасываемой из звезды за год. При этом принималось, что скорость расширения оболочки равна 100 км/сек [22].

Нами сделана попытка определить электронную плотность на внутренней границе оболочки, исходя из несколько иного предположения, а именно, что мы имеем дело не с расширяющейся газовой оболочкой, когда  $n_e \sim r^{-2}$ , а со стационарной оболочкой с изменяющейся по экспоненциальному закону плотностью материи, т. е.

$$n_e = n_e^0 e^{-\beta(r-r_0)} \quad (1)$$

где  $\beta$  — некоторый параметр, характеризующий быстроту уменьшения плотности по высоте атмосферы.

Таблица 4

| Звезда        | $\bar{T}_e$ | $r_0$ с.м            | $n_e^0$ с.м <sup>-3</sup> | $\bar{M}/M_\odot$   |
|---------------|-------------|----------------------|---------------------------|---------------------|
| $\lambda$ Oph | 12500       | $3.3 \cdot 10^{11}$  | $2.2 \cdot 10^{12}$       | $1.1 \cdot 10^{-6}$ |
| 66 Oph        | 9 800       | $2.3 \cdot 10^{11}$  | $2.5 \cdot 10^{12}$       | $4.4 \cdot 10^{-7}$ |
| 55 Cyg        | 13 200      | $13.5 \cdot 10^{11}$ | $0.8 \cdot 10^{12}$       | $5.2 \cdot 10^{-6}$ |
| f' Cyg        | 11 000      | $2.9 \cdot 10^{11}$  | $2.8 \cdot 10^{12}$       | $8.2 \cdot 10^{-7}$ |
| v Cyg         | 9 400       | $3.0 \cdot 10^{11}$  | $2.0 \cdot 10^{12}$       | $6.4 \cdot 10^{-7}$ |
| $\pi$ Aqr     | 20 800      | $5.5 \cdot 10^{11}$  | $3.4 \cdot 10^{12}$       | $3.5 \cdot 10^{-6}$ |

Для определения  $\beta$  воспользуемся выражением бальмеровского скачка

$$D = D_* + \lg \frac{1 + \frac{E_{+2}^{06}}{E_{+1}^*}}{1 + \frac{E_{-2}^{06}}{E_{-1}^*}}, \quad (2)$$

где  $E_{+1}^*$  и  $E_{+2}^{06}$  интенсивности звезд и оболочек соответственно до бальмеровского скачка,  $E_{-1}^*$  и  $E_{-2}^{06}$  те же величины, но после скачка;  $D_*$  — величина скачка при отсутствии оболочки.

Поскольку оболочка прозрачна для собственного излучения за границей субординатных серий, количество энергии, излучаемой всей оболочкой в частоте  $\nu$ , будет равно:

$$E_\nu^{06} = 4\pi z_\nu \int_{r_0}^{\infty} n_e n^+ (1 - \omega) r^2 dr, \quad (3)$$

где  $\omega$  — фактор дилуции, а множитель  $(1 - \omega)$  введен для учета излучения оболочки, падающего на звезду.

Предполагается, что оболочка полностью ионизована, т. е.  $n_e = n^+$ . Тогда, подставляя значение  $n_e$  из (1) в (3) и производя интегрирование, приближенно получим:

$$E_\nu^{06} = 4\pi z_\nu e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} n_e^{0+} \frac{1}{8\beta^2} (3\beta^2 r_0^2 + 4\beta r_0 + 2), \quad (4)$$

где

$$z_j = \frac{2^7 \pi^3}{(6\pi)^{3/2}} \left(\frac{m}{kT_e}\right)^{1/2} \frac{e^0}{c^3 m^2} \left(1 + 2 \frac{h\nu_{1c}}{kT_e} \sum_{i=j}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{h\nu_{1c}}{kT_e}}\right) \quad (5)$$

причем  $j = 2$ , когда  $\nu > \nu_{2c}$  и  $j = 3$ , когда  $\nu < \nu_{2c}$ .

С помощью (4), а также формулы

$$E_\nu^* = 4 \pi^2 r_0^2 \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_e}} - 1} \quad (6)$$

найдем для  $\Delta D = D - D_0$  из (2):

$$1 - 10^{\Delta D} = 0.331 \cdot 10^{-36} \frac{n_e^{0a}}{r_0^2} \Phi [P_2(T_e) (e^{\frac{h\nu_{2c}}{kT_e}} - 1) \cdot 10^{\Delta D} - P_3(T_e) (e^{\frac{h\nu_{2c}}{kT_e}} - 1)] \quad (7)$$

где обозначено

$$\Phi = \frac{1}{\beta^2} (3 \beta^2 r_0^2 + 4\beta r_0 + 2), \quad (8)$$

$$P_j(T_e) = \frac{1}{T_e^{j/2}} e^{-\frac{h\nu_{2c}}{kT_e}} \left(1 + \frac{3.2 \cdot 10^5}{T_e} \sum_{i=j}^{10} \frac{1}{i^3} e^{\frac{h\nu_{1c}}{kT_e}}\right) \quad j = 2, 3 \quad (9)$$

В уравнении (7) присутствуют два неизвестных  $n_e^0$  и  $\beta$ . Величина же  $\Delta D$  берется из наблюдений. Поэтому, давая различные значения  $n_e^0$ , можно определить  $\beta$ . Такие вычисления, выполненные графическим способом, осуществлены для  $\chi$  Змееносца. Результаты приведены в табл. 5.

Таблица 5

| $n_e^0$ см <sup>-3</sup> | 10 <sup>10</sup>         | 10 <sup>11</sup>         | 10 <sup>12</sup>         | 10 <sup>13</sup>         | 10 <sup>14</sup>       |
|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|------------------------|
| $\beta$ см <sup>-1</sup> | 4.88 · 10 <sup>-14</sup> | 2.38 · 10 <sup>-13</sup> | 1.35 · 10 <sup>-12</sup> | 2.24 · 10 <sup>-11</sup> | 2.1 · 10 <sup>-9</sup> |

ления, выполненные графическим способом, осуществлены для  $\chi$  Змееносца. Результаты приведены в табл. 5.

Положив  $\beta = 10^{-11}, 3 \cdot 10^{-11}$  и  $10^{-10}$  см<sup>-1</sup>, мы определили из уравнения (7)  $n_e^0$  для всех исследуемых звезд. Результаты приведены в табл. 6.

Таблица 6

| Звезда       | $\beta=10^{-10} \text{ см}^{-1}$ |                      | $\beta=3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1}$ |                      | $\beta=10^{-11} \text{ см}^{-1}$ |                      |
|--------------|----------------------------------|----------------------|--|----------------------|----------------------------------|----------------------|
|              | $n_e^0$                          | $M/M_\odot$          | $n_e^0$                                  | $M/M_\odot$          | $n_e^0$                          | $M/M_\odot$          |
| $\gamma$ Oph | $2.3 \cdot 10^{13}$              | $2.9 \cdot 10^{-10}$ | $1.2 \cdot 10^{13}$                      | $5.8 \cdot 10^{-10}$ | $6.1 \cdot 10^{12}$              | $1.3 \cdot 10^{-9}$  |
| 66 Oph       | $1.0 \cdot 10^{13}$              | $0.6 \cdot 10^{-10}$ | $5.2 \cdot 10^{12}$                      | $1.3 \cdot 10^{-10}$ | $2.5 \cdot 10^{12}$              | $3.2 \cdot 10^{-10}$ |
| 55 Cyg       | $7.5 \cdot 10^{12}$              | $1.5 \cdot 10^{-9}$  | $4.1 \cdot 10^{12}$                      | $2.8 \cdot 10^{-9}$  | $2.3 \cdot 10^{12}$              | $5.1 \cdot 10^{-9}$  |
| $f$ Cyg      | $9.4 \cdot 10^{12}$              | $0.9 \cdot 10^{-10}$ | $4.7 \cdot 10^{12}$                      | $1.8 \cdot 10^{-10}$ | $2.4 \cdot 10^{12}$              | $4.2 \cdot 10^{-10}$ |
| $\nu$ Cyg    | $9.9 \cdot 10^{12}$              | $1.1 \cdot 10^{-10}$ | $5.2 \cdot 10^{12}$                      | $2.1 \cdot 10^{-10}$ | $2.6 \cdot 10^{12}$              | $4.8 \cdot 10^{-10}$ |
| $\pi$ Aqr    | $2.4 \cdot 10^{13}$              | $8.1 \cdot 10^{-10}$ | $1.3 \cdot 10^{13}$                      | $1.6 \cdot 10^{-9}$  | $6.9 \cdot 10^{12}$              | $3.2 \cdot 10^{-9}$  |

Зная  $n_e^0$  и  $\beta$ , можно определить количество материи в оболочке по формуле:

$$M = 4\pi \int_{r_0}^{\infty} \rho(r) r^2 dr = 4\pi m_H n_e^0 \int_{r_0}^{\infty} e^{-\beta(r-r_0)} r^2 dr$$

После интегрирования получим:

$$M = 4\pi m_H n_e^0 \frac{1}{\beta^3} (\beta^2 r_0^2 + 2\beta r_0 + 2).$$

Вычисленные по этой формуле массы оболочек исследуемых звезд также приведены в табл. 6.

Мы видим, что сделанные предположения о значениях  $\beta$  приводят к разумным значениям электронной плотности. Поэтому можно принять, что они близки к действительности. Но при этих значениях  $\beta$  мы имеем чрезвычайно медленное убывание плотности атмосферы с высотой, т. е. наличие *протяженной атмосферы*. Не удивительно поэтому, что получающиеся при  $\beta = 10^{-11} \text{ см}^{-1}$  значения  $n_e$  того же порядка, что и в табл. 4, т. е. получающиеся при другом варианте строения протяженной атмосферы.

Заместим, что при наших вычислениях не было сделано никаких предположений относительно природы сил, обуславливающих механическое равновесие атмосферы.

В одном частном случае, однако, когда указанное равновесие обусловлено упругостью газов, т. е. температурой атмосферы звезды  $T$  и ускорением силы тяжести на поверхности звезды  $g_0$ ,

$$\beta_{\kappa} = \frac{mg_0}{kT}$$

Используя известные данные  $g_0$  и  $T$  для звезд различных спектральных классов, будем иметь:

$$\beta_{\kappa} = 2.3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-1} \text{ для класса В0}$$

$$\beta_{\kappa} = 2.7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-1} \text{ " " В1}$$

$$\beta_{\kappa} = 4.0 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-1} \text{ " " В3}$$

Сравнивая это с результатами, найденными выше ( $\beta \sim 10^{-11} \text{ см}^{-1}$ ), видим, что в нашей „стационарной“ атмосфере электронная плотность падает с высотой гораздо медленнее, чем можно было ожидать в случае барометрического закона. Отсюда мы приходим к следующему выводу:

а) либо в атмосферах этих звезд действуют дополнительные силы, повышающие упругость атмосферы, аналогично тому, как это имеет место в солнечной хромосфере,

б) либо атмосфера не является стационарной, а расширяется с определенной скоростью.

Таким образом, результаты вычислений  $n_e^0$  оказались одинаковыми как при гипотезе расширяющей оболочки, так и при стационарной оболочке, когда выбрано разумное значение  $\beta$ . Поэтому судить о динамическом состоянии атмосферы, исходя только из спектрофотометрических параметров звезды, мы в данном случае не можем; для этого требуются дополнительные данные. В качестве таких данных может служить ширина эмиссионных линий в спектре звезды. Если эта ширина окажется настолько малой, что становится трудно говорить о расширении оболочки, то приходится возвратиться к первому из вышесделанных выводов, т. е., что мы имеем дело с практически нерасширяющейся или квазистационарной оболочкой. Равновесие этих оболочек может быть обусловлено силами упругости только частично.

При выполнении настоящей работы большую помощь оказал проф. Г. А. Гурзадян. Пользуясь случаем, выражаю ему свою глубокую благодарность.

Ռ. Խ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Be ՏԻՊԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ԱՍՏՂԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐՈՑՈՏՈՄԵՏՐԻԿ  
ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

1957—1960 թթ. ԱՍԻ-5 10" դիտակի միջոցով կատարվել են Be սպեկտրալ դասի 7 աստղի սպեկտրոֆոտոմետրիկ դիտումներ: Բալմերյան թռիչքի երկու կողմերում որոշված սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտները զգալի չափով ավելի մեծ են, քան բալմերյան թռիչքը՝ փոքր նույն սպեկտրալ դասին պատկանող նորմալ B աստղերի համեմատությամբ: Այդ հանգամանքը ցույց է տալիս, որ Be աստղերը շրջապատված են գազային թաղանթով կամ ունեն ձգված մթնոլորտ: Ուսումնասիրված աստղերի սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտները և բալմերյան թռիչքի մեծությունները (Աղյուսակ 2) օգտագործվել են թաղանթի ներքին հիշում էլեկտրոնային խտությունը, էլեկտրոնային ջերմաստիճանը և մեկ տարում աստղից արտահոսած նյութի քանակությունը որոշելու համար՝ Վ. Գ. Գորբացկու կողմից ստացված բանաձևերի օգնությամբ [20]: Ընդունված է, որ գազային թաղանթը լայնանում է, քան նյութի խտությունը նրա ներսում՝ պեպի կյւրնկնում է  $n_e \sim r^{-2}$  օրենքով: Ստացված արդյունքները բերված են աղյուսակ 4:

Աշխատանքում փորձ է արված թաղանթի ներքին կյւրում էլեկտրոնային խտությունը որոշել նաև ստացիոնար թաղանթի դեպքի համար, կրթ նյութի խտությունը ընկնում է  $n_e \sim e^{-\beta(r-r_0)}$  օրենքով: Օգտագործելով բալմերյան թռիչքի մեծությունը ստացվել է մի առնչություն էլեկտրոնային խտության և  $\beta$  գործակցի միջև: Հաշվումները ցույց են տալիս, որ  $\beta = 10^{-11}$  սմ<sup>-1</sup> արժեքի դեպքում (աղյուսակ 6)  $n_e$  ստացվում է նույն կարգի, ինչ որ լայնացող թաղանթների դեպքում, կրթ  $n_e \sim r^{-2}$ : Համեմատելով աղյուսակ 6 արդյունքները բարոմետրիկ օրենքի հետ տեսնում

ենք. որ էլեկտրոնային խտությունը ընկնում է շատ դանդաղ: Ստացված սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտները և բալմերյան թուլքի մեծությունները համեմատված են մի շարք հեղինակների տարբեր ժամանակներում ստացած արդյունքների հետ (աղյուսակ 3):

R. H. HOVHANESEAN

## A SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF SOME Be TYPE STARS

### S u m m a r y

The spectrophotometric observations of seven Be type stars were made on 10" telescope-spectrograph during the 1957—60. The spectrophotometric gradients obtained above and below the Balmer discontinuity are noticeably greater, and Balmer discontinuity is smaller than those of normal B stars. It means that Be stars are surrounded with gaseous envelope or have got extended atmosphere. Received Balmer discontinuities and spectrophotometric gradients (table 2) were used for the determination of the electron density at the inner boundary of envelope, of electron temperature and of amount of the matter (ejected) by Gorbatsky's formula. It is supposed that the gaseous envelope extends and the matter density in it decreases by  $n_e \sim r^{-2}$  law. The obtained results are given in table 4. We determine also the electron density at the inner boundary of the envelope for the stationary envelope case  $n_e \sim e^{-\beta(r-r_0)}$ .

Using the Balmer discontinuity a relation was obtained between the electron density and  $\beta$  coefficient. Calculations show that for  $\beta=10^{-11} \text{ cm}^{-1}$  (table 6)  $n_e$  has the same order as in expanding envelope with  $n_e \sim r^{-2}$ . Comparing the results of table 6 with the barometric law we see that electron density decreases very slowly. The comparison of the new spectrophotometric gradients and Balmer discontinuities with the results of other author's is given (table 3).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *C. I. Clemenshaw*, *Ap. J.*, **83**, 487, 1936.
2. *O. Struve and P. Swings*, *Ap. J.*, **75**, 161, 1932.
3. *D. Barbier, D. Chalonge*, *Ann. d'Ap.* **4**, 31, 1941.
4. *D. Chalonge, L. Divan*, *Ann. d'Ap.* **15**, 13, 1952.
5. *Цой Дяй О*, *Астрономический журнал*, **33**, 506, 1956.
6. *И. Р. Купо*, *Астрономический журнал*, **38**, 825, 1959.
7. *H. F. Balmer*, *P.A.S.P.* **38**, 248, 1926.
8. *P. Merrill, G. Burwell*, *Ap. J.*, **98**, 153, 1943.
9. *A. Slettebak*, *Ap. J.*, **119**, 460, 1954.
10. *P. Swings and O. Struve*, *Ap. J.*, **97**, 194, 1943.
11. *P. Merrill and G. Burwell*, *Ap. J.*, **110**, 387, 1949.
12. *G. R. Miczalka*, *AN* **277**, 32, 1949.
13. *D. Rakotoarijmy et R. Herman*, *Mém. Sos. roy. sci. Liege* **20**, 204, 1958.
14. *Л. В. Мирзоян*, *Астрономический журнал*, **30**, 153, 1953.
15. *R. Curtiss*, *M. N.* **88**, 205, 1925.
16. *Н. Л. Иванова*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, **24**, 26, 1954.
17. *Mc Laughlin*, *A. J.*, **64**, 340, 1959.
18. *М. А. Аракелян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, **21**, 1957.
19. *Л. В. Мирзоян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, **7**, 1951.
20. *В. Г. Горбацкий*, *Астрономический журнал*, **26**, 307, 1949.
21. *Э. Р. Мустель*, *Успехи астрономических наук*, **3**, 155, 1947.
22. *В. В. Соболев*, *Движущиеся оболочки звезд*, Изд. ЛГУ, 1947.

**Р. А. Саакян**

## **О ПРИЛИВАХ И ОТЛИВАХ**

### **ВВЕДЕНИЕ**

Цель настоящей работы показать, что при объяснении приливных явлений на Земле до сих пор учитывались не все силы, действующие на точки поверхности Земли. Показано [2], что вследствие криволинейного движения центра Земли и наличия скорости точек Земли относительно центра Земли в движении точки Земли относительно центра Земли возникает добавочное ускорение, что не учтено в классических теориях приливов. В работе показано, что это добавочное ускорение в экваториальных областях Земли гораздо больше, чем приливные ускорения Луны и Солнца.

В уравнениях динамической теории приливов не учтено добавочное ускорение, возникающее от того, что частица земного океана имеет скорость относительно точки равновесия, а последняя в пространстве имеет криволинейное движение. Вычисления показывают, что им нельзя пренебречь по сравнению с приливными ускорениями от Луны и Солнца. Эти добавочные ускорения имеют периоды изменения, равные периодам звездных суток и звездных полусуток.

Согласно классическим теориям (статической и динамической), лунные приливы должны иметь период 12 ч. 35 минут, а солнечные — 12 час., а максимумы должны совпадать с кульминацией Луны и Солнца. Однако в большинстве мест полная вода не совпадает с кульминацией Луны, а обычно опаздывает на некоторый промежуток времени. При этом изменяются величины максимумов и минимумов.

воды. Опоздание момента полных вод по сравнению с моментом кульминации объясняется трением воды о дно океана. Но вряд ли этим можно полностью объяснить указанное явление, так как это опоздание изменяется.

Как известно, приливы в атмосфере проявляются в периодических колебаниях атмосферного давления, а также в периодических изменениях некоторых свойств высоких слоев атмосферы.

Амплитуды колебания оказываются во много раз большими величинами, чем должны быть по статической теории приливов. Современная теория не дала этому объяснения.

Ряд явлений в земных приливах невозможно объяснить приливообразующими силами  $F_1$  и  $F_2$  Луны и Солнца. Силами  $F_1$  и  $F_2$  Луны и Солнца невозможно объяснить образование больших волн с периодом 23.93 часа, что составляет звездные сутки, а также большие амплитуды изменения давления атмосферы и большие амплитуды изменения уровня моря в разных местах Земли, особенно в тех местах, где наблюдаются сильные морские течения.

Помимо приливообразующих сил Луны и Солнца есть и другие силы, в том числе рассматриваемые в настоящей статье добавочные силы, которые, соединяясь с  $F_1$  и  $F_2$ , вызывают сложные явления приливов и отливов.

Если бы Земля вращалась вокруг своей оси как абсолютно твердое тело, то вследствие вращения Земли вокруг своей оси и криволинейного движения Земли в пространстве не образовались бы приливные волны; но Земля имеет гидросферу и атмосферу, у которых линейные скорости частиц разные. Точно так же твердая часть Земли не является абсолютно твердой, отсюда следует, что под действием добавочных ускорений будут образовываться приливные волны, а также периодические изменения давления воздуха и деформации "твердых" частей Земли.

Морские течения суть поступательные движения значительных масс воды в морях и океанах. Эти течения вызываются главным образом действием силы трения между водой и воздухом, движущимся над поверхностью моря.

Различают периодические, почти периодические и непериодические морские течения. Периодическими являются приливо-отливные течения.

Совершенно постоянных течений вод и ветров не существует. Скорость и устойчивость поверхностных течений меняются в зависимости от изменения вызывающих их сил. Так на некоторых участках наиболее мощных течений (Гольф-стрим, Игольное течение) скорость может достигать 150—190 км в сутки, обычно она держится в пределах 16—32 км в сутки. Скорость второстепенных течений значительно меньше.

По закону Ньютона ускорение от внешнего тела выражается в виде:

$$g^1 = \frac{GM}{r^2}, \quad (1)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная,  $M$  — масса центрального тела, а  $r$  — расстояние точки от центра центрального тела.

Предполагается, что приливное явление на Земле происходит от разницы ускорений точек, находящихся в центре и на поверхности Земли. Ускорение от Луны, вызывающее приливное явление, имеет поэтому вид:

$$F = \frac{GM}{r_1^3} \bar{r}_1 - \frac{GM}{r_2^3} \bar{r}_2, \quad (2)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — расстояния указанных точек от Луны,  $\bar{r}$  — вектор. В частности, когда направление  $\bar{r}_1$  и  $\bar{r}_2$  совпадают, из (2) приближенно имеем:

$$F = \frac{2GMa}{r^3}, \quad (3)$$

где  $a$  — радиус Земли,  $r$  — расстояние между центрами Земли и Луны (Солнца).

Составляющие ускорения  $F$  по вертикали и горизонтали, происходящие вследствие притяжения Луны (Солнца), выражаются через:

$$F_\delta = \frac{3GMa}{r^3} \left( \cos^2 z - \frac{1}{3} \right). \quad (4)$$

$$F_2 = \frac{3GMa}{r^3} \sin 2z, \quad (5)$$

где  $z$  — зенитное расстояние Луны (Солнца).

### § 1. СТАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПРИЛИВОВ

Согласно статической теории приливов, в каждый данный момент океан, покрывающий твердую Землю, находится в равновесии под действием сил тяжести и приливных сил, происходящих от Луны и Солнца. Из этого допущения следует, что свободная поверхность воды примет форму поверхности уровня:

$$V(x, y, z) = \text{const},$$

где  $V$  — потенциал всех сил, действующих на жидкость.

Согласно этой теории [1], высота приливов определяется:

$$h = -\frac{1}{g} (V_1 + V_2), \quad (6)$$

где

$$V_1 = -gH_1 \left( \cos^2 z_1 - \frac{1}{3} \right), \quad V_2 = -gH_2 \left( \cos^2 z_2 - \frac{1}{3} \right),$$

$$H_1 = \frac{3m_1 a^4}{2MD_1^3}, \quad H_2 = \frac{3m_2 a^4}{2MD_2^3}, \quad (7)$$

$z_1$  — зенитное расстояние Луны,  $z_2$  — зенитное расстояние Солнца,  $m_1$  — масса Луны,  $m_2$  — масса Солнца,  $M$  — масса Земли,  $a$  — средний радиус Земли,  $D_1$  — расстояние между Землей и Луной,  $D_2$  — расстояние между Землей и Солнцем,  $g$  — ускорение тяжести Земли.

Из (4), (5), (6) и (7) видно, что формула (6) содержит в себе потенциалы только вертикальных компонентов приливообразующих ускорений  $F_1$  и  $F_2$ .

Иными словами в статической теории роль играют только вертикальные компоненты приливообразующих ускорений.

По формулам сферической тригонометрии имеем: •

$$\begin{aligned}\cos z_1 &= \sin \varphi \sin \delta_1 + \cos \varphi \cos \delta_1 \cos t_1, \\ \cos z_2 &= \sin \varphi \sin \delta_2 + \cos \varphi \cos \delta_2 \cos t_2,\end{aligned}\quad (8)$$

где  $\delta_1$  — склонение,  $t_1$  — часовой угол луны,  
 $\delta_2$  — склонение,  $t_2$  — часовой угол Солнца,  
 $\varphi$  — широта места наблюдения.

Рассматривая формулы (6), Лаплас [1] указал, что  $\cos^2 z_1$  и  $\cos^2 z_2$  содержат в себе периодические члены с периодами, равными звездным суткам и звездным полусуткам. Но как показывают формулы (8), в формуле (6) такие члены имеют малую амплитуду.

Между тем, наблюдения показывают, что в морских приливах есть волны с периодами, близкими к периодам звездных суток и звездных полусуток, амплитуда которых достигает амплитуды лунных приливов. Как увидим ниже, эти периодические члены, т. е. приливные волны с периодами, близкими к периодам звездных суток и звездных полусуток, имеют совершенно другое происхождение.

Отметим, что при выводе формул Ньютона и Бернулли предполагается, что угловая скорость вращения точки вокруг оси вращения Земли остается постоянной, а также не учитываются гидродинамические явления, неизбежно возникающие при появлении приливных волн.

Как известно, статическая теория не может объяснить многие явления. Так, по статической теории в сизигии моменты полных вод должны совпадать с моментами совместного прохождения Солнца и Луны через меридиан места, а на самом деле, за редкими исключениями, в сизигии полная вода везде случается позднее на несколько часов (прикладной час).

Суточные неравенства, по теории, должны выражаться во всех местах той же параллели одинаковой величиной, а на самом деле этого нет.

По статической теории самая высокая полная вода должна была бы случаться в дни сизигий, тогда как в большей части мест она опаздывает.

Эти факты говорят о недостаточности статической теории приливов.

## § 2. ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПРИЛИВОВ

Эта теория рассматривает приливы как явление динамическое, т. е. принимает во внимание движение частиц воды, вызываемое приливообразующими силами  $F_1$  и  $F_2$  Луны и Солнца. Динамическая теория считает, что приливы являются результатом волновых движений, которые описываются уравнениями:

$$\begin{aligned}\frac{dV_x}{dt} &= X - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial P}{\partial x}, \\ \frac{dV_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial P}{\partial y}, \\ \frac{dV_z}{dt} &= Z - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial P}{\partial z},\end{aligned}\quad (9)$$

где  $\gamma$  — плотность воды,  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  — компоненты объемной силы,  $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$  — компоненты скорости,  $P$  — гидростатическое давление.

Если на воду действуют горизонтальные компоненты приливообразующих сил  $F_1$  и  $F_2$  и сила притяжения, то уравнения (9) приводятся к виду:

$$\begin{aligned}\frac{dV_x}{dt} &= X - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad \frac{dV_x}{dt} = X - g \frac{\partial z'}{\partial x}, \\ \frac{dV_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial P}{\partial y}, \quad \frac{dV_y}{dt} = Y - g \frac{\partial z'}{\partial y}, \\ g &= \frac{1}{\gamma} \frac{\partial P}{\partial z}, \quad \frac{\partial z'}{\partial t} = h_1 \left( -\frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_x}{\partial x} \right).\end{aligned}\quad (10)$$

где  $z'$  — ордината точки от состояния равновесия,  $h_1$  — глубина воды,  $X$ ,  $Y$  — компоненты суммы приливообразующих сил  $F_1$  и  $F_2$  по горизонтальным осям  $x$  и  $y$ .

Уравнения (10) решены Эри [1] в частных случаях. Допустив, что по направлению земной параллели существует узкий канал и на точку действуют только приливообразующие силы Луны и сила тяжести, он получил из системы (10) для расстояния точки от точки равновесия:

$$\begin{aligned} \xi = & \frac{agH_1 \sin 2\delta_1 \sin \varphi \cos^2 \varphi}{c^2 - a^2 n^2 \cos^2 \varphi} \sin (nt - \psi) + \\ & + \frac{agH_1 \cos^2 \delta_1 \cos^3 \varphi}{4 (c^2 - a^2 n^2 \cos^2 \varphi)} \sin 2 (nt - \psi), \end{aligned} \quad (11)$$

а для значения  $z'$

$$\begin{aligned} z' = & \frac{c^2 H_1^2 \sin 2\delta_1 \sin 2\varphi \cos (nt - \psi)}{2 (c^2 - a^2 n^2 \cos^2 \varphi)} + \\ & + \frac{c^2 H_1^2 \cos^2 \delta_1 \cos^3 \varphi}{2 (c^2 - a^2 n^2 \cos^2 \varphi)} \cos 2 (nt - \psi), \end{aligned} \quad (12)$$

где  $t$  — время,  $c = gh_1$ ,  $\psi$  — географическая долгота,  $n$  — угловая скорость лунных суток, а остальные величины имеют прежние значения.

Эри рассматривал также схему, согласно которой вдоль земного меридиана существует узкий канал и на точку действуют приливообразующие силы  $F_1$ ,  $F_2$  Луны и Солнца и сила тяжести. Он решил уравнения (10) и получил значения расстояния точки от точки равновесия и значения  $z'$ .

Итак, согласно каналовой теории, высоты приливных волн являются следствием периодических движений океана под действием приливообразующих сил  $F_1$  и  $F_2$  Луны и Солнца.

Разумеется, что периодические движения вод под действием сил  $F_1$  и  $F_2$  играют роль в образовании приливных волн, однако только этими движениями невозможно объяснить все явления приливов.

По динамической теории получается, что, если глубины морей одинаковы, то суточное неравенство должно пропасть. Однако почти везде есть суточное неравенство.

Из этого следует, что динамическая теория, в которой нет суточного неравенства, так же далека от истины, как и стагическая теория.

Общий недостаток статической и динамической теорий приливов заключается в том, что эти теории при объяснении приливного явления не учигывают добавочную силу, возникающую вследствие одновременного вращения Земли вокруг своей оси и криволинейного движения центра Земли.

в пространстве, а также—добавочную силу  $S_1$  (см. ниже). Выясняется, что благодаря этим движениям на каждую точку Земли действуют добавочные силы, являющиеся причиной больших членов с периодами, равными периодам звездных суток и звездных полусуток.

§ 3. О ДОБАВОЧНОМ УСКОРЕНИИ, ВОЗНИКАЮЩЕМ  
ВСЛЕДСТВИЕ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ ВОКРУГ СВОЕЙ ОСИ  
И КРИВОЛИНЕЙНОГО ДВИЖЕНИЯ ЦЕНТРА ЗЕМЛИ

Д. Г. Дарвин [4] считает, что при обращении Земли около общего центра системы Земля—Луна центробежная сила в каждой точке на поверхности или внутри Земли равна центробежной силе, действующей на центр Земли. Отсюда он заключает, что обращение Земли вокруг общего центра системы Земля—Луна или вокруг Солнца никаких дополнительных приливных ускорений не вызывает.

Однако он не учитывал, что одновременно Земля вращается вокруг своей оси, т. е. точки поверхности имеют скорость относительно центра Земли, а центр Земли имеет криволинейное движение.

Поскольку точки поверхности Земли имеют скорость относительно центра Земли, происходящую от вращения Земли вокруг своей оси, а центр Земли имеет криволинейное движение с угловой скоростью  $\bar{\omega}$ , то точка поверхности относительно центра Земли получает добавочное ускорение.

Нами показано [2], что когда центр некоторой двойной системы имеет криволинейное движение, тогда относительное ускорение одного из тел равно:

$$f_1 = - \frac{G(m_1 + m_2)}{r^3} \bar{r} + F + S,$$

где  $m_1$  и  $m_2$  — массы компонентов двойной системы,  $r$  — расстояние между компонентами,  $F$  — приливообразующая сила притяжения,  $S$  — добавочная сила:

$$S = 2 [\bar{u} \bar{\omega}] + [\bar{\omega} [\bar{r} \bar{\omega}]] + \left[ \bar{r} \frac{d\bar{\omega}}{dt} \right], \quad (13)$$

где  $\bar{\omega}$  — угловая скорость криволинейного движения центра двойной системы,  $\bar{u}$  — относительная скорость двойной систе-

мы в естественной координатной системе траектории центра тяжести [2],  $\bar{r}$  — расстояние между центрами компонентов двойной системы.

Точно так же мы можем утверждать, что вследствие вращения точки Земли вокруг оси вращения и криволинейного движения центра Земли на каждую точку Земли действует добавочная сила, подобная выражаемой формулой (13).

#### § 4. ОБ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ КРИВОЛИНЕЙНОГО ДВИЖЕНИЯ ЦЕНТРА ЗЕМЛИ

Уравнение движения центра Земли относительно неподвижной точки в инерциальной координатной системе согласно закону Ньютона будет:

$$\frac{d^2\bar{r}}{dt^2} = -\frac{Gm\bar{r}_1}{r_1^3} - \frac{GM}{R^3}\bar{R} \quad (14)$$

где  $r_1$  — расстояние центра Земли от центра Луны,  $R$  — расстояние между центрами Земли и Солнца,  $m$  и  $M$  массы Луны и Солнца соответственно.

Считая приближенно  $|\bar{r}_1| = \text{const}$ ,  $|\bar{R}| = \text{const}$  из (14), имеем:

$$\frac{d^3\bar{r}}{dt^3} = -\frac{Gm\bar{v}_1}{r_1^3} - \frac{GM\bar{v}_2}{R^3}, \quad (15)$$

где

$$\bar{v}_1 = \frac{d\bar{r}_1}{dt}, \quad \bar{v}_2 = \frac{d\bar{R}}{dt} \quad (16)$$

Угловой скоростью криволинейного движения центра Земли мы будем считать скорость изменения направления главной нормали траектории центра Земли в инерциальной системе, т. е. мы имеем:

$$\bar{\omega} = \frac{d\bar{n}}{dt}, \quad (17)$$

где  $\bar{n}$  — единичный вектор по направлению главной нормали кривой движения центра Земли.

Согласно формулам Френе [3]:

$$\frac{d\tau}{ds} = \frac{n}{\rho}, \quad \frac{dn}{ds} = -\frac{\tau}{\rho} - \frac{\beta}{\rho_1}, \quad \frac{d\beta}{ds} = \frac{n}{\rho_1} \quad (18)$$

где  $\tau$ ,  $n$ ,  $\beta$  — единичные векторы по направлениям касательной, главной нормали и бионормали соответственно,  $s$  — дуга кривой,  $\rho$  и  $\rho_1$  — радиусы кривизны и кручения кривой.

Из (18) находим:

$$\left(\frac{dn}{ds}\right)^2 = \frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\rho_1^2} \quad (19)$$

но  $ds = v dt$ , следовательно из (17) и (19) имеем:

$$\omega = v \sqrt{\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\rho_1^2}} \quad (20)$$

Таким образом модуль  $\omega$  определяется через (20).

По [3] радиусы кривизны и кручения кривой определяются через:

$$\frac{1}{\rho^2} = \frac{\vec{r}'^2 \vec{r}''^2 - (\vec{r}' \vec{r}'')^2}{r'^6} \quad (21)$$

$$\frac{1}{\rho_1} = -\frac{(\vec{r}' \vec{r}'' \vec{r}''')}{r'^2 r''^2 - (\vec{r}' \vec{r}'')^2} \quad (22)$$

где  $\vec{r}' = \vec{v}$  — скорость,  $\vec{r}'' = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$ ,  $\vec{r}''' = \frac{d^3 \vec{r}}{dt^3}$  — кривой движения центра Земли,  $(\vec{r}' \vec{r}'' \vec{r}''')$  — смешанное произведение,  $(\vec{r}' \vec{r}'')$  — скалярное произведение.

Из формул (14), (15), (20), (21) и (22) приближенно имеем:

$$\omega^2 = \frac{r''^2 \sin^2(\vec{v} \vec{r}'')}{v^2} + \left\{ \frac{G^2 m M [\vec{R} \vec{v}_1] \cos([\vec{R} \vec{v}_1], \vec{v})}{R^3 r_1^3 r''^2 \sin^2(\vec{v}, \vec{r}'')} + \frac{G^2 M^2 \vec{v} [\vec{R} \vec{v}_1]}{R^6 v r''^2 \sin^2(\vec{v}, \vec{r}'')} \right\}^2 \quad (23)$$

где  $[\vec{R} \vec{v}_1]$  — векторное произведение векторов  $\vec{R}$  и  $\vec{v}_1$ .

Нами будет показано, что сила  $S$  играет значительную роль в образовании приливных волн земного океана. Наблюдения показывают, что амплитуда сезонной приливной волны мала. Но поскольку  $\omega$  входит в  $S$ , то сезонная приливная волна в числе других причин должна образоваться и благодаря присутствию в  $\omega$  члена  $\sin^2(\bar{v}, \bar{r}'')$ . Отсюда можно заключить, что амплитуда изменения  $\sin^2(\bar{v}, \bar{r}'')$  мала.

Считая  $v$  большой величиной, из (23) находим

$$\omega = \frac{\bar{v} G^2 m M [\bar{R} \bar{v}_1]}{v R^3 r_1^3 r''^2 \sin^2(\bar{v}, \bar{r}'')} + \frac{G^2 M^2 \bar{v} [\bar{R} \bar{v}_2]}{v R^6 r''^2 \sin^2(\bar{v}, \bar{r}'')} \quad (24)$$

Из (24) видно, что  $\omega$  в соединении имеет максимальное значение, а в квадратуре — минимальное, ибо в соединении угол между  $\bar{R}$  и  $\bar{v}_1$  равен почти  $90^\circ$ , а при квадратуре он равен почти  $6^\circ$ . Отсюда следует, что при квадратуре Луна на угловую скорость криволинейного движения Земли мало влияет, а при соединении ее влияние значительное.

Обозначив угол между  $[\bar{R} \bar{v}_2]$  и  $\bar{v}$  через  $x$ , а угол между  $\bar{v}$  и  $\bar{r}''$  через  $y$  и пренебрегая в формуле (24) первым членом по сравнению со вторым, находим:

$$\omega = \frac{G^2 M^2}{R^3 r''^2} \frac{\cos x}{\sin^2 y} v_2 \quad (25)$$

Положив приближенно

$$\bar{r}'' = -\frac{GM}{R^2}, \quad (26)$$

находим:

$$\omega = \frac{v_2}{R} \frac{\cos x}{\sin^2 y} \quad (27)$$

Но  $\frac{v_2}{R}$  приближенно равняется угловой скорости движения Земли вокруг Солнца. Обозначив ее через  $\omega_c$ , находим:

$$\omega = \omega_c \frac{\cos x}{\sin^2 y} \quad (28)$$

Таким образом получается, что при большом  $v$  величина  $\omega$  зависит от  $\omega_c$  и от направления  $\bar{v}$ .

## § 5. О ПРИЛИВНЫХ ВОЛНАХ ОКЕАНА

Как мы отметили выше, ни статическая теория, ни Каналовая теория приливов не могут исчерпывающим образом решить задачу образования приливов на Земле. Однако для того, чтобы выяснить роль добавочного ускорения, мы введем его как в статическую, так и в динамическую теорию приливов.

Для избежания ошибок статическую теорию приливов мы применим в естественной координатной системе траектории центра Земли. Эта координатная система в данной задаче называется основной координатной системой [2]. Обозначим угловую скорость основной координатной системы через  $\bar{\omega}$ , а угловую скорость вращения Земли через  $\bar{\omega}_1$  (относительно неподвижной координатной системы), тогда угловая скорость вращения Земли относительно основной координатной системы будет:  $\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}$ .

Если считать, что в каждый момент точка в основной координатной системе вращается с постоянной угловой скоростью  $\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}$ , то действующая сила на эту точку выразится:

$$-\frac{Gm_0}{r^2} \bar{r} + F_1 + F_2 + S + (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega})^2 a_1. \quad (29)$$

где  $a_1 = r \cos(\bar{r}, \bar{a}_1)$ ,  $m_0$  — масса Земли,  $r$  — расстояние от точки поверхности до центра Земли,  $a$  — расстояние от точки поверхности до оси вращения ( $\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}$ ).

Между тем в существующей теории считается, что на точку Земли действует сила:

$$-\frac{Gm_0}{r^2} \bar{r} + F_1 + F_2 + \omega_1^2 a \quad (30)$$

Примем, что поверхность воды имеет форму поверхности уровня:

$$V(x, y, z) = \text{const}, \quad (31)$$

где  $V$  потенциал силы (29).

Выше мы отметили, что в статической теории пренебрегается влияние на точку поверхности горизонтальных компонентов возмущающих сил и учитывается только влияние на эту точку вертикальных компонентов этих сил. Таким образом мы считаем  $V$  потенциалом вертикального компонента силы (29), где направление вертикали есть направление силы:  $-\frac{Gm_0}{a_0^3} \bar{a}_0 + (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega})^2 \bar{a}_{1(0)}$ ,  $\bar{a}_0$  — расстояние точки равновесия от центра Земли,  $\bar{a}_{1(0)}$  — расстояние точки равновесия от оси  $(\bar{\omega}_1 - \bar{\omega})$ .

Мы можем написать:

$$V = V_0 + V_2 = \text{const}, \quad (32)$$

где  $V_2$  — есть потенциал силы<sup>1</sup>:  $F_1 + F_2 + S$ ,

$$V_0 \text{ — потенциал силы: } -\frac{Gm_0}{r^3} r + (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega})^2 \bar{a}_1 \quad (33)$$

Из (32) находим:

$$V_0 - V_0^{(0)} = -V_2 + \text{const}, \quad (34)$$

откуда

$$h = -\frac{V_2}{g} + \text{const}, \quad (35)$$

$$\text{где } g = -\frac{Gm_0}{a_0^3} \bar{a}_0 + (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega})^2 \bar{a}_{1(0)},$$

$h$  — высота приливной волны.

Из (35) следует, что  $h$ , вообще говоря, имеет те периоды изменения, что имеют силы  $F_{1b}$ ,  $F_{2b}$ ,  $S_b$ .

При вышеотмеченном условии скорость точки поверхности относительно центра Земли в основной координатной системе выразится:

$$\dot{u} = [\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}, \bar{a}_1] = (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}) \bar{a}_1 = (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}) r \cos \gamma, \quad (35a)$$

где  $\gamma$  — угол между  $r$  и  $\bar{a}_1$ .

Мы можем считать, что за сутки  $\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}$  не изменяется и сила ускорения Земли для точки равновесия есть:

<sup>1</sup> Об этом потенциале смотри ниже.

$$g = -\frac{G m_0 \bar{a}_0}{\bar{a}_0^3} + (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega})^2 \bar{a}_0.$$

Если на точку поверхности действовали бы только силы  $F_{1b}$ ,  $F_{2b}$ ,  $S_b$ ,  $-\frac{G m_0 \bar{r}}{r^3} + (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega})^2 \bar{a}$ , то высота приливных

волн приближенно определялась бы по формуле (35), однако на точку поверхности действуют и горизонтальные силы, которые играют роль в образовании приливных волн. Мы теперь займемся учетом влияния в явлениях приливов горизонтальных сил.

Для выявления приливных волн, возникающих вследствие влияния горизонтальных компонентов приливообразующих сил, напишем уравнение движения частицы относительно точки равновесия, находящейся на Земле в системе, вращающейся с угловой скоростью траектории точки равновесия, т. е. относительно основной координатной системы [2].

Уравнение точки поверхности (A) относительно неподвижной точки будет:

$$\frac{d^2 \bar{r}_3}{dt^2} = -\frac{GM}{R^3} \bar{R} - \frac{Gm}{r_1^3} \bar{r}_1 - g - f_1 - \frac{1}{\gamma} \text{grad } P, \quad (36)$$

а уравнение точки B (точки равновесия) относительно неподвижной точки будет:

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = -\frac{GM}{R_1^3} \bar{R}_1 - \frac{Gm}{r_2^3} \bar{r}_2 - \omega_1^2 \bar{a}_1 - f_2, \quad (37)$$

где  $R$  и  $R_1$  — расстояния от точки A и от центра Земли (от точки O) до центра Солнца,  $r_1$  и  $r_2$  — расстояния от точек A и O до центра Луны,  $f_1$  и  $f_2$  — ускорения, вызванные остальными телами,  $M$  и  $m$  — массы Солнца и Луны соответственно.

Обозначим угловую скорость движения точки B через  $\omega'$ . Тогда уравнение движения точки A относительно точки B в основной координатной системе будет:

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = -g + \omega_1^2 \bar{a} + F_1 + F_2 - \frac{1}{\gamma} \text{grad } P + S_1 + F_3, \quad (38)$$

где

$$S_1 = 2 [\bar{u}' \bar{\omega}'] + [\bar{\omega}' [\bar{r} \bar{\omega}']] + \left[ \bar{r} \frac{d\bar{\omega}'}{dt} \right], \quad (39)$$

$$F = f_2 - f_1$$

$\bar{u}'$  — относительная скорость в основной координатной системе, представляющая собой скорость морского течения на Земле.

Угловая скорость естественной координатной системы траектории точки равновесия относительно неподвижной системы есть  $\bar{\omega}'$ . Следовательно, в основной системе угловая скорость вращения Земли будет:

$$\bar{\omega}_2 = \bar{\omega}_1 - \bar{\omega}' \quad (40)$$

$\bar{\omega}'$  определяется через:

$$\bar{\omega}' = v \sqrt{\frac{1}{\rho_2^2} + \frac{1}{\rho_1^2}}, \quad (41)$$

где

$$\frac{1}{\rho_1^2} = \frac{g_1^2 \sin^2(g_1 \bar{v})}{v^4}, \quad \frac{1}{\rho_2^2} = \frac{\rho_1^2 \left( v g_1 \frac{dg_1}{dt} \right)}{v^4} \quad (42)$$

$\bar{v}$  — скорость точки равновесия,

$$g_1 = -\frac{GM}{R^3} \bar{R} - \frac{Gm}{r_2^3} \bar{r}_2 - \omega_1^2 \bar{a} \quad (43)$$

$$\frac{dg_1}{dt} = -\frac{GM}{R^3} \bar{v}_2 - \frac{Gm}{r_2^3} \bar{v}_1 - \omega_1^2 \bar{v} \quad (44)$$

$$\bar{v}_2 = \frac{d\bar{R}}{dt}, \quad \bar{v}_1 = \frac{d\bar{r}_2}{dt}, \quad \bar{u} = \frac{d\bar{a}}{dt}$$

При дифференцировании мы считали  $|R| = \text{const}$ ,  $|r_2| = \text{const}$ .

Из (43) имеем приближенно для экваториальной части Земли

$$g_1 = -\omega_1^2 \bar{a} \quad (43a)$$

Если вместо  $\frac{1}{\rho_2^2} + \frac{1}{\rho_1^2}$  брать  $\frac{1}{\rho_1^2}$ , из (41) находим

$$\omega' = \frac{g_1 \sin(g_1 \bar{v})}{v},$$

откуда, учитывая (43а), получим:

$$\omega' = \frac{\omega_1^2 a \sin(g_1 \bar{v})}{v}, \quad (41а)$$

где  $\sin(g_1 \bar{v})$  имеет период изменения звездных суток, ибо направление  $\bar{v}$  не изменяется, а направление  $\bar{a}$  изменяется, имея период изменения звездных суток.

Считая  $v = 250 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ ,  $a = 6400 \text{ км}$ ,  $\omega_1 = \left( \frac{2\pi}{\text{сутки}} \right)$ ,

$\max \sin(g_1 \bar{v}) = 1$  из (41а), находим

$$\omega'_{\max} = \frac{\omega_1^2 a}{v} = 4.4 \frac{1}{\text{лет}}.$$

Тогда для  $S_1$  в тах имеем:

$$S_1 = 2 [\bar{u}' \bar{\omega}'] = 2 u' \omega' = 8.8 u',$$

откуда, при  $u' = 8 \frac{\text{км}}{\text{час}}$ , получим:

$$S_1 = 0.0042 \frac{a \cdot e.}{\text{лет}^2}.$$

Эта грубая оценка говорит о том, что  $S_1$  есть величина порядка величин  $F_1$  и  $F_2$ . Следовательно, она должна играть роль в образовании приливных волн.

Из (43) имеем приближенно:

$$g_1 = -\omega_1^2 \bar{a} - \frac{GM}{R^3} \bar{R} \quad (43в)$$

При большом  $v$  имеем:

$$\omega' = \frac{v}{\rho_2} \quad (41в)$$

Из (42) находим:

$$\frac{1}{\rho_2} = \frac{v^4}{g_1^2 \sin^2(g_1 \bar{v})} \cdot \frac{\left( \bar{v} g_1 \frac{dg_1}{dt} \right)}{v^6},$$

$$\frac{1}{\rho_2} = \frac{\bar{v} \left| g_1 \frac{dg_1}{dt} \right|}{g_1^2 \bar{v}^2 \sin^2(g_1 \bar{v})} = \frac{\frac{dg_1}{dt} \cos x \sin \gamma}{g_1 \bar{v} \sin^2 y}, \quad (42a)$$

где  $\gamma$  — угол между  $g_1$  и  $\frac{dg_1}{dt}$ ,

$x$  — угол между  $\bar{v}$  и  $\left| g_1 \frac{dg_1}{dt} \right|$ ,  $y$  — угол между  $g_1$  и  $\bar{v}$ .

Подставив в (42a)

$$\frac{dg_1}{dt} = -\frac{GM}{R^3} \bar{v}_2 - \omega_1^2 \bar{u},$$

находим:

$$\frac{1}{\rho_2} = \frac{\left| \frac{GM}{R^3} \bar{v}_2 + \omega_1^2 \bar{u} \right|}{V \left| \omega_1^2 \bar{a} + \frac{GM}{R^3} \bar{R} \right|} \frac{\cos x \sin \gamma}{\sin^2 y}.$$

откуда

$$\omega' = \frac{\left| \frac{GM}{R^3} \bar{v}_2 + \omega_1^2 \bar{u} \right|}{\left| \omega_1^2 \bar{a} + \frac{GM}{R^3} \bar{R} \right|} \frac{\cos x \sin \gamma}{\sin^2 y}.$$

Тогда для экваториальной части Земли имеем:

$$\omega' \approx \frac{u \cos x}{a \sin^2 y} \approx \omega_1 \frac{\cos x}{\sin^2 y} \quad (41c)$$

Следовательно, для значения  $S_1$  имеем приближенно:

$$S_1 = 2 [\bar{u} \omega'] = 2 \omega_1 u \frac{\cos x}{\sin^2 y} \sin \alpha,$$

при  $u = 20 \frac{\text{км}}{\text{день}}$  находим:

$$S_{1 \max} = 0,16 \frac{\cos x}{\sin^2 y} \frac{a.e.}{\text{лет}^2}.$$

Величина  $\sin^2 y$  имеет период изменения звездных полусуток, так как  $\bar{a}$  изменяет направление, имея период, рав-

ным периоду звездных суток, а  $\bar{v}$  почти не изменяет направление.

$\cos x$  есть почти постоянная величина, ибо  $[\bar{a} \bar{u}]$  направлен перпендикулярно к плоскости экватора Земли, а  $\bar{v}$  не изменяет направление.

$S_1$  не направлена к центру Земли, она имеет компонент по горизонтали Земли, что может играть роль в образовании приливных волн.

Из уравнения (38) надо определить высоту приливной волны, происходящей вследствие влияния горизонтальных компонентов приливообразующих сил.

Но точно решить уравнение (38) трудно. Кроме этого надо учитывать, что по динамической теории в образовании приливных волн играют роль и свободные поступательные волны и морские течения.

Учитывая, что в образовании приливных волн играют роль силы  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $S$  и  $S_1$ , исходя из уравнений (35), (38) и учитывая результаты приближенных решений Эри, можно высоты приливных волн искать в качестве ряда:

$$h = c + \sum a_k \cos(\omega_k t + \epsilon_k), \quad (45)$$

где  $\omega_k$  может получить значения:  $\omega_3$ ,  $2\omega_3$ ,  $n$ ,  $2n$ ,  $4n$ ,  $n_1$ ,  $2n_1$ ,  $4n_1$ ,  $n_2$ ,  $2n_2$ ,  $2n_3$ ,  $2n_4$ ,  $4n_4$  и т. д.,  $\omega_3$  — угловая скорость звездных суток,  $n$  — угловая скорость лунных суток,  $n_1$  — угловая скорость солнечных суток,  $n_2$  — угловая скорость вращения Луны вокруг Земли,  $n_3$  — угловая скорость вращения Земли вокруг Солнца,  $n_4$  — угловая скорость лунно-солнечных суток (переменная) и т. д.

Отмеченные периоды изменения высот приливных волн главным образом объясняются тем, что силы ускорения  $S$ ,  $S_1$ ,  $F_1$ ,  $F_2$  имеют такие периоды изменения.

О периодах изменения ускорения  $S$  см. ниже.

#### § 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТА $S$ ПО ВЕРТИКАЛИ

Имеем для точки на экваторе Земли  $S \approx 2[\bar{u} \bar{\omega}] = 2\omega u \sin(\bar{\omega}, \bar{u})$ , где  $S$  находится в плоскости, перпен-

дикулярной  $\bar{\omega}$ . Эту плоскость обозначим через  $N$ . Величина  $\sin(\bar{\omega}, \bar{u}) = \sin \alpha$  имеет переменный период изменения, ибо направление  $\bar{\omega}$  изменяется, притом медленно и неравномерно, а направление  $\bar{u}$  тоже изменяется, причем быстро и почти равномерно, имея период изменения, равный периоду звездных суток. Следовательно, период изменения  $\sin(\bar{\omega}, \bar{u})$  будет отличаться от периода, равного половине периода звездных суток. Такие переменные периоды мы будем называть периодами лунно-солнечных суток, полусуток и т. д. соответственно.

Обозначим угол между  $n$  и  $[\bar{\omega}, \bar{u}] = p$  через  $\Theta$ . Тогда компоненты  $S$  по  $n$  и  $\tau$  будут приближенно:

$$\begin{aligned} S_n &= 2 \omega n \sin \alpha \cos \Theta, \\ S_\tau &= 2 \omega n \sin \alpha \sin \Theta. \end{aligned} \quad (46)$$

Очевидно, что  $\Theta$  имеет период изменения, близкий к периоду звездных суток, ибо 1)  $p$  и  $n$  находится в плоскости  $N$ , 2)  $n$  в этой плоскости изменяется очень медленно, так как оно перпендикулярно  $\tau$ , а  $\tau$  направлено по скорости  $\bar{v}$ , которая очень мало изменяет свое направление, потому что  $\bar{v} = \bar{v}_2 + \bar{v}_3$ , где  $v_2 \ll v_3, v_3$  — скорость Солнца относительно инерциальной системы Вселенной, которая почти не изменяет свое направление, 3) период изменения  $p$  равен периоду звездных суток.

Таким образом получается, что изменения  $n$  (или  $\bar{\omega}$ ) главным образом совершаются за счет изменения плоскости  $N'$ , т. е. за счет изменения соприкасающейся плоскости кривой движения центра Земли.

Компонент  $S$  по вертикали данной точки Земли будет:

$$S_b = S_n \cos z + S_\tau \cos z_3, \quad (47)$$

где  $z$  — зенитное расстояние  $n$ ,  $z_3$  — зенитное расстояние  $\tau$ ,

$$\begin{aligned} \cos z &= \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, \\ \cos z_3 &= \sin \varphi \sin \delta_3 + \cos \varphi \cos \delta_3 \cos t_3, \end{aligned} \quad (48)$$

$\delta_3$  — склонение,  $t_3$  — часовой угол направления  $\tau$ ,  $\varphi$  — широта

места наблюдения,  $\delta$  — склонение направления  $n$ ,  $t$  — часовой угол направления  $n$ , что имеет переменный период изменения, близкий периоду лунно-солнечных суток, а значение  $\delta$  изменяется медленно, что зависит от значений  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  (часовые углы и склонения Луны и Солнца соответственно).  $\cos z_3$  имеет период изменения, равный периоду звездных суток, так как направление  $\tau$  почти не изменяется.

Из формул (46), (47) и (48) находим приближенно:

$$S_b = 2 \omega n \sin \alpha \cos \Theta (\sin \tau \sin \delta + \cos \tau \cos \delta \cos t) + 2 \omega n \sin \alpha \sin \Theta \cos z_3 \quad (49)$$

Из значения  $S_b$  следует, что  $S_b$  имеет следующие периоды изменения:

а) лунно-солнечные периоды изменения 1)  $\sin \alpha$  имеет переменный период изменения, равный  $\frac{1}{2}$  периода лунно-солнечных суток, максимумы при  $90^\circ$ , минимумы при  $z = 90^\circ + \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — угол между плоскостями  $N$  и экватора Земли. 2)  $\cos t$  имеет переменный период изменения, равный периоду лунно-солнечных суток.

б) Звездные периоды изменения.

1)  $\sin \Theta \cos z_3$  имеет период изменения, близкий к половине периода звездных суток.

2)  $\sin z_3$ ,  $\cos \Theta$  имеют период изменения, близкий к периоду звездных суток.

Кроме этих периодов изменения,  $S_b$  имеет и другие периоды изменения, зависящие от членов  $\left[ \frac{d\omega}{dt} r \right] \cdot [\bar{\omega} [\bar{\omega} r]]$  и от других величин, входящих в  $S_b$ .

#### § 7. О ПОТЕНЦИАЛАХ СИЛ $F_{1b}$ , $F_{2b}$ , $S_b$

Из формулы (4) видно, что потенциалы сил  $F_{1b}$ ,  $F_{2b}$  будут:

$$V_3 = \frac{3}{2} \frac{Gm_1 a_0^2}{D_1^3} \left[ \cos^2 z_1 - \frac{1}{3} \right], \quad V_4 = \frac{3}{2} \frac{Gm_2 a_0^2}{D_2^3} \left[ \cos^2 z_2 - \frac{1}{3} \right] \quad (50)$$

соответственно.

Из формулы (49) получим потенциал силы  $S_b$ :

$$V_3 = a_0^2 \omega (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}) \cos \varphi \sin \alpha [\cos z \cos \Theta + \sin \Theta \cos z_3], \quad (50a)$$

где все обозначения имеют прежние значения.

$$a = a_0 \cos \varphi, \quad u = a (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}) = a_0 (\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}) \cos \varphi.$$

Очевидно, что вертикал в данной точке не направлен по  $\bar{a}_0$  ввиду существования ускорения  $(\bar{\omega}_1 - \bar{\omega})^2 \bar{a}_1$ , но при вычислении сил  $F_{1b}$ ,  $F_{2b}$ ,  $S_b$  и их потенциалов мы для простоты вычисления считаем, что вертикал направлен по  $\bar{a}_0$ .

### § 8. О СКОРОСТЯХ ВОД ОКЕАНА, ВОЗНИКАЮЩИХ ВСЛЕДСТВИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИЛИВООБРАЗУЮЩИХ СИЛ $F_1$ , $F_2$

Мы выше видели, что когда действующие силы являются силами притяжения Земли и приливообразующими силами уравнения гидродинамики пишутся в форме (10). Эти формулы можно написать для сил  $F_{1r}$ ,  $F_{2r}$  отдельно, откуда и определить скорость движения вод океана. Из решения Эри частного случая уравнений (10), когда считается, что по параллели и меридиану Земли есть узкие каналы, получается, что скорость воды есть периодическая функция от времени с периодами, равными периодам лунных суток, лунных полусуток, лунного полумесяца и т. д. Из этого результата можно предполагать, что скорость периодических движений вод, возникающих под действием приливообразующих сил  $F_1$ ,  $F_2$ , будет периодической функцией от времени с периодами, равными периодам лунных суток, лунных полусуток, солнечным суткам, солнечным полусуткам, лунно-солнечным суткам, лунно-солнечным полусуткам,  $1/4$  лунно-солнечных суток, лунному полумесяцу, полугоду и т. д.

В образовании приливных волн значительную роль могут играть те течения вод, скорость которых направлена по параллели Земли. Поэтому надо в основном учитывать скорости таких течений.

Обозначим скорость этих периодических течений через  $\Delta \bar{v}$ , компоненту скоростей остальных течений по параллели Земли через  $\bar{u}_1$ , тогда скорость вод по параллели Земли относительно оси вращения будет:

$$\bar{u} = \bar{u}_0 + \bar{u}_1,$$

$$\text{где } \bar{u}_1 = \bar{u}_1 + \Delta v, \bar{u}_0 = [\bar{\omega}_2 \bar{a}]. \quad (51)$$

$\bar{\omega}_2$  — угловая скорость вращения Земли в основной координатной системе.

### § 9. ОБСУЖДЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ ПРИЛИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Из (28) имеем

$$\omega \simeq 6 \frac{\cos x}{\sin^2 y} \frac{1}{\text{лет}}$$

Мы выше показали, что  $\sin y$  мало отличается от единицы, отсюда следует, что  $\cos x$  тоже мало отличается от единицы. Следовательно, принимая  $\frac{\cos x}{\sin^2 y} = 1$ , находим:

$$\omega = 6 \frac{1}{\text{лет}}$$

Имеем  $S \simeq 2 \omega u = 12 u$ , отсюда,

$$\text{при } u = 0,4 \frac{\text{км}}{\text{сек}}, \text{ получим} \quad (52)$$

$$S_{\max} = 0,96 \frac{\text{а.е.}}{\text{лет}^2}$$

Приливообразующее ускорение  $F_2$  Солнца в максимуме будет:

$$F_{2\max} = \frac{2GMa}{R^3} = 0,0032 \frac{\text{а.е.}}{\text{лет}^2}. \quad (53)$$

а приливообразующее ускорение Луны  $F_1$  в максимуме будет:

$$F_{1\max} = \frac{2Gma}{r^3} = 0,007 \frac{\text{а.е.}}{\text{лет}^2} \quad (54)$$

Из (52), (53) и (54) находим:

$$S_{\max} = 96 (F_{1\max} + F_{2\max}). \quad (55)$$

Выражение (55) получено для экватора Земли, а для остальных мест  $S$  будет меньше и приближенно:

$$S_2 = S \cos \varphi, \quad (56)$$

где  $\varphi$  — широта места.

Минимальное значение  $S$  будет при минимуме угла  $\alpha = \rightarrow (\bar{\omega} \bar{u}) = 90^\circ - 23^\circ 30' = 66^\circ 30'$ , так как  $\bar{\omega}$  приблизительно перпендикулярна к плоскости эклиптики, а  $\bar{u}$  есть скорость точки поверхности Земли относительно оси вращения Земли. Тогда имеем:

$$|S_{\min}| = |S_{\max}| \sin 66^\circ 30',$$

где

$$|S_{\max}| = 2 |(\bar{\omega} \bar{u})| = \omega u$$

Легко видеть, что угол между  $S_{\max}$  и  $\bar{a}$  равен  $23^\circ 30'$ , а угол между  $S_{\min}$  и  $\bar{a}$  равен  $0^\circ$ , где  $\bar{a}$  — радиус параллельного круга Земли.

Следовательно, угол между  $\bar{r}$  и  $S_{\max}$  будет  $\varphi - 23^\circ 30'$ , а угол между  $\bar{a}$  и  $S_{\min}$  будет  $\varphi$ .

Тогда компоненты  $S_{\max}$  и  $S_{\min}$  по вертикали Земли будут:

$$S_{\max b} = |S_{\max}| \cos (\varphi - 23^\circ 30'),$$

$$S_{\min b} = |S_{\min}| \cos \varphi = |S_{\max}| \cos \varphi \sin 66^\circ 30'$$

Амплитуда изменения  $S_b$  выразится

$$A_{S_b} = |S_{\max}| [\cos (\varphi - 23^\circ 30') - \cos \varphi \sin 66^\circ 30']$$

При  $\varphi = 23^\circ 30'$ , находим:

$$A_{S_b} = 0.152 \frac{\text{а. е.}}{\text{лет}^2} \quad (a)$$

Для максимального значения амплитуды изменения силы  $F_{1b}$  Луны получим:

$$A_{F_{1b}} = 0.010 \frac{\text{а. е.}}{\text{лет}^2} \quad (b)$$

Из (a) и (b) находим:

$$\frac{A_{S_b}}{A_{F_{1b}}} = 15$$

Эта грубая оценка показывает, что ускорение  $S$  в приливных явлениях Земли должно играть значительную роль.

Во время сизигий моменты полных вод могут не совпадать с моментом кульминации Луны и Солнца, ибо период изменения ускорений  $S$  и  $S_1$  различается от периодов приливных ускорений  $F$  и  $F_1$  Луны и Солнца. Той же причиной объясняется то, что в ряде мест самые большие полные воды не бывают во время сизигий, а бывают позже или раньше его.

Суточное неравенство во всех местах той же параллели может не быть одинаково, ибо из значения  $S$  и  $S_1$  этого не следует. На экваторе может быть суточное неравенство полных вод, ибо из значения  $S$  и  $S_1$  следует возможность такого явления.

Из значений ускорений  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $S$  и  $S_1$  следует, что близ экватора Земли иногда могут образоваться очень большие приливные волны, ибо в этих частях Земли скорость точки поверхности относительно оси вращения Земли большая величина, и максимумы разных волн по временам могут совпадать, что и подтверждается наблюдением. Это вытекает как из статической, так и из динамической теорий.

Но имея в виду, что условия на Земле отличаются от принятых этими теориями, в действительности волны могут не быть настолько большими.

Согласно статической теории, в образовании приливных волн играют роль только вертикальные компоненты приливообразующих сил, особенно добавочной силы  $S$ , а вертикальные компоненты приливообразующих сил  $F_1$  и  $F_2$  Луны и Солнца играют второстепенную роль.

Выше мы пришли к выводу, что ускорение  $S$  в статической теории приливов и отливов играют главную роль. С другой стороны, в динамической теории роль играют силы  $F_1$ ,  $F_2$  и  $S_1$ . Но учитывая, что в обеих теориях для образования приливных волн особое значение имеют местные условия, трудно теоретически предусмотреть высоту приливных волн.

Добавочные ускорения  $S$  и  $S_1$  имеют периоды, близкие к периодам звездных суток и звездных полусуток, а в

выражениях  $S = 2 [\bar{u}_0 \bar{\omega}]$  и  $S_1 = 2 [\bar{u}_1 \bar{\omega}']$  векторы  $\bar{\omega}$  и  $\bar{\omega}'$  составляют друг с другом острый угол, равный приблизительно  $23^\circ 30'$ . Следовательно, морские волны, образовавшиеся под воздействием сил  $S$  и  $S_1$  и имеющие такие периоды изменения, суммируются, когда  $\bar{u}_0$  и  $\bar{u}_1$  имеют одинаковые направления и отнимаются, когда они имеют противоположные направления.

Следовательно, в отдельных случаях, когда в морских течениях участвует много вод и скорость  $\bar{u}_1$  велика, а напряжение  $\bar{u}_1$  совпадает с направлением  $\bar{u}_0$ , высоты полных вод может быть большой. Но когда  $\bar{u}_0$  и  $\bar{u}_1$  имеют противоположные направления, то тогда в результате получаются волны меньшей амплитуды.

Наблюдения подтверждают эти заключения. Сравнение карт морских течений и приливов показывают, что там, где  $\bar{u}_0$  и  $\bar{u}_1$  имеют одинаковые направления, там бывают полные воды с большими высотами, а там, где  $\bar{u}_0$  и  $\bar{u}_1$  имеют противоположные направления, там высоты приливов меньше. Так, например, по берегу северо-восточной части Лагинской Америки, где бывает южно-пассатное (экваториальное) морское течение, у которого  $\bar{u}_1$  направлено на запад, высоты приливов меньше, чем вдоль южно-восточной части Лагинской Америки, где есть более слабое морское течение, но где направление  $\bar{u}_1$  совпадает с направлением  $\bar{u}_0$ .

В Аравийском море по берегу Индии, где  $\bar{u}_0$  и  $\bar{u}_1$  совпадают, высоты волн достигают 12 м. В проливе Ламанш, где  $\bar{u}_0$  и  $\bar{u}_1$  тоже совпадают, высоты волн достигают 15 м. А по берегу Канады, где действует сильное морское течение Гольфстрим и где  $\bar{u}_0$  и  $\bar{u}_1$  совпадают, высота приливной волны достигает 18 м.

По западному берегу материков, где  $\bar{u}_0$  и  $\bar{u}_1$  имеют противоположные направления, высота волн не превышает 5—6 м, а по восточному берегу, где  $\bar{u}_0$  и  $\bar{u}_1$  имеют одно направление, высота волн достигает 15—18 метров.

Учитывая, что периоды волн, образующихся под воздействием приливных сил  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $S$  и  $S_1$ , не совпадают, а

также то, что их значения изменяются со временем, причем значения  $S$  и  $S_1$  изменяются нерегулярно. можно сказать, что высоты полных и малых вод, а также промежутки между полными и малыми водами будут изменяться, причем это изменение не будет иметь регулярного характера.

Мы выше отметили, что высоты полных и малых вод, а также последовательные промежутки между этими водами изменяются. Из изложенного следует, что волны, образованные под воздействием сил  $S$  и  $S_1$ , должны иметь менее регулярный характер, чем те, которые образуются под воздействием сил  $F_1$  и  $F_2$  Луны и Солнца. Очевидно, что момент полных вод этих волн может не совпадать с моментом кульминации Луны или Солнца.

Высоты приливов в разных местах Земли будут разными, ибо они зависят от широты места.

1. В уравнениях динамической теории следует учитывать добавочное ускорение, возникающее оттого, что частица земного океана движется относительно точки равновесия, а последняя в пространстве имеет криволинейное движение. Это добавочное ускорение имеет период изменения, равный периоду звездных суток и звездных полусуток. Вычисления показывают, что им нельзя пренебречь по сравнению с приливным ускорением от Луны и Солнца.

2. В классической статической теории приливов не учтено добавочное ускорение, происходящее оттого, что частица земного океана вращается вокруг оси вращения Земли, которая имеет криволинейное движение. Отсюда следует, что эта задача решена неполностью.

Вычисления показывают, что это ускорение в экваториальных частях Земли вообще больше, чем приливообразующие ускорения  $F_1$  и  $F_2$  Луны и Солнца. В приливном явлении на поверхности Земли добавочные ускорения играют важную роль.

3. Приливные волны, имеющие периоды, близкие к звездным суткам и полусуткам, образуются главным образом под воздействием добавочных ускорений, в которых есть составляющие ускорения, имеющие периоды, близкие к периодам звездных суток и звездных полусуток.

4. Несовпадение момента самых больших полных вод с момента сизигий главным образом объясняется тем, что добавочные ускорения имеют периоды изменения, которые не совпадают с периодами наблюдаемого обращения светила (Луны и Солнца) вокруг Земли.

5. Морские течения также влияют на явление приливов и отливов. Те морские течения, которые направлены на восток, усиливают приливные явления. Об этом свидетельствует существование больших приливных волн в тех местах океанов, где есть сильные морские течения, направленные на восток.

II. Հ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

ՄԱԿԸՆԹԱՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԵՎ ՏԵՂԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու է մ

Մակընթացութեան դինամիկ տեսութեան համադրումների մեջ հաշվի չի առնված լրացուցիչ արագացումը, որը առաջանում է Երկրագնդի մասնիկի և համադրակշռման կետի հարաբերական շարժման ու համադրակշռման կետի տարածութեան մեջ կորագիծ շարժման հետևանքով: Այլ արագացումը առաջացնում է պարբերութիւններ, որոնք մոտ են աստղալին օրվան և աստղալին կետօրվան: Հաշվումները ցույց են տալիս, որ Լուսնի և Արեգակի մակընթացալին արագացումների համեմատութեամբ, այդ արագացումը չի կարելի արհամարհել:

Օվկիանոսների վրա կատարվող մակընթացալին երևույթների խնդրի լուծման ժամանակ Նյուտոնի, Բևանուլլիի, և այլ գիտնականների կողմից, հարաբերական շարժման համադրման մեջ հաշվի չի առնված լրացուցիչ արագացումը, որը առաջանում է Երկրագնդի կենտրոնի կորագիծ շարժման հետևանքով:

Հաշվումները ցույց են տալիս, որ այդ արագացումը Երկրագնդի հասարակածալին գոտում ընդհանրապես ավելի մեծ է քան Լուսնի և Արեգակի մակընթացալին արագացումները: Հետազոտութիւնները ցույց են տալիս, որ Երկրագնդի մակերևութի վրա կատարվող մակընթացալին երևույթների մեջ լրացուցիչ արագացումները կատարում են զգալի դեր:

Ամենարարձը ջրերի և Լուսնի ու Արեգակի համատեղ կուլմիանցիայի մոմենտների չհամընկնումը բացատրվում է նրանով,

որ լրացուցիչ արագացումները ունեն փոփոխման պերիոդներ. որոնք չեն համընկնում լուսաստուների ներկրագնդի շուրջը դիտվող պտտման պերիոդների հետ:

Մակընթացային ալիքները, որոնք ունեն ամսլիտուդային փոփոխման պերիոդներ մոտիկ աստղային օրվա և աստղային կեսօրվա, առաջանում են լրացուցիչ արագացումների շնորհիվ. որոնցում կան բաղադրիչ արագացումներ, որոնք ունեն փոփոխման պարբերություններ մոտիկ աստղային կեսօրվա և աստղային օրվա պարբերություններով:

Ծովային հոսանքները նույնպես ազդում են մակընթացային և տեղատվության երևույթների վրա: Այն ծովային հոսանքները, որոնք ուղղված են դեպի արևելք, ուժեղացնում են մակընթացային երևույթները: Այդ մասին են վկայում մակընթացային մեծ ալիքները այն տեղերում, որտեղ կան ուժեղ ծովային հոսանքներ ուղղված դեպի արևելք:

R. A. SAAKYAN

## ON TIDES AND EBBS

### S u m m a r y

In the equations of the dynamic theory of tides the additional acceleration is not taken into account which is due to the motion of a particle of the Earth relative to the equilibrium point and the curvature of the trajectory of motion of the equilibrium point. This acceleration has variable periods, approximating to the sidereal day and half a sidereal day. Calculations show that this acceleration, compared to the tide accelerations caused by the Moon and the Sun, cannot be neglected.

Calculations have shown that this acceleration at the equator of the Earth is greater than the tide acceleration caused by the Moon and the Sun. The investigation shows that the additional accelerations in the tide phenomena on the Earth's surface play a considerable role.

The noncoincidence of joint culmination moments of the Moon and the Sun with the highest tides is explained by the fact that the additional accelerations have variable periods which do not coincide with the periods between that culminations.

Sea currents too influence the tides. The currents to the east strengthen the tides. We see greater waves of high tides in the places where the stronger streams are directed to the east.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *И. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе*, Теоретическая гидромеханика 1955, М., 524, 530, 531.
2. *Р. А. Саакян*, *Астрономический журнал*, **39**, 931, 1962.
3. *С. П. Фиников*, *Дифференциальная геометрия*, 126, 130, 135, М. 1936.
4. *Д. Г. Дарвин*, *Прилипы и родственные им явления в солнечной системе*, М.—П. 1923.
5. *Ю. М. Шокольский*, *Океанография*, Л. 1959.
6. *Н. Н. Зубов*, *Динамическая океанология*, М.—Л. 1947.
7. *Большая Советская Энциклопедия*, Т. 34, 512, М. 1955.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

էջ

|   |    |
|---|----|
| Է. Ս. Պարսամյան—NGC 2243 միգամածության բևեռաչափություն և գունաչափություն . . . . .    | 3  |
| Է. Ս. Պարսամյան—NGC 2247 միգամածության բևեռաչափություն և գունաչափություն . . . . .    | 17 |
| Ռ. Խ. Հովհաննիսյան—Be տիպի մի քանի աստղերի սպեկտրոֆոտոմետրիկ հետազոտություն . . . . . | 23 |
| Ռ. Հ. Սահակյան—Մահընթացությունների և տեղափոխությունների մասին . . . . .               | 41 |

CONTENTS

|   |    |
|---|----|
| <i>E. S. Parsamyan</i> —The polarimetry and colorimetry of the nebula NGC 2245 . . . . .      | 3  |
| <i>E. S. Parsamyan</i> —The polarimetry and colorimetry of the nebula NGC 2247 . . . . .      | 17 |
| <i>R. H. Hovhannesyan</i> —A spectrophotometric investigation of some Be type stars . . . . . | 25 |
| <i>R. A. Saakyan</i> —On tides and ebbs . . . . .   | 41 |