

PĒTERA STUČKAS LATVIJAS VALSTS UNIVERSITĀTE
ЛАТВИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. ПЕТРА СТУЧКИ

**ZINĀTNISKIE RAKSTI
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ**

Sējums LXVIII Том

RIGĀ 1964 РИГА

PĒTERA STUČKAS LATVIJAS VALSTS UNIVERSITĀTE
ЛАТВИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. ПЕТРА СТУЧКИ

ZINĀTNISKIE RAKSTI
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ

Sējums LXVIII Том

ЛАТВИЙСКОЕ ГАЗЕТНО-ЖУРНАЛЬНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
RĪGĀ 1964 РИГА

Ответственный редактор:
доктор физико-математических наук
К. А. ШТЕЙНС

5/

740-2-65

ASTRONOMIJA

2. rakstu krājums

АСТРОНОМИЯ

Выпуск 2

К. А. ЦИРУЛИС

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА РЕГИСТРАЦИИ МОМЕНТОВ ПРОХОЖДЕНИЯ ЗВЕЗД

Фотоэлектрическая установка, сконструированная в Астрономической обсерватории Латвийского государственного университета, собрана по мостовой схеме. В каждом плече моста имеется один фотоэлектронный умножитель и четырехкаскадный усилитель постоянного тока. Усилитель первого плеча построен на лампах L_3, L_1, L_6, L_7 I ($1/2$ 6Н1П), L_9 II ($1/2$ 6Н1П), а второго плеча L_4, L_2, L_5, L_7 II ($1/2$ 6Н1П), L_9 I ($1/2$ 6Н1П). Регистрировать момент целесообразно при полном световом балансе, т. е. когда звезда, проходя через зеркальную решетку, одинаково освещает оба фотоумножителя. В этот момент якорь балансного реле P_1 находится в нейтральном положении. Для обеспечения точной регистрации моментов прохождения звезд балансное реле P_1 нельзя нагружать большими токами печатающего хронографа, поэтому контакты балансного реле подключены к сетке лампы L_{10} . Тогда через контакты реле P_1 проходят токи в несколько микроампер. Для размыкания тока хронографа используется реле P_4 . Для исследования запаздывания реле P_4 сигналы от часов через реле P_2 можно подать на реле P_4 .

Балансировка усилителей производится следующим образом. Между катодами лампы L_7 включен микроамперметр на $200 \mu\text{A}$ с нулевой точкой в середине шкалы; чувствительность микроамперметра можно изменять, подключая при помощи переключателя PK_1 добавочные сопротивления. В положении кнопочного переключателя $KП_1$ в положении 1 один усилитель выключен, потенциометр P_1 устанавливает стрелку микроамперметра на нуль. Возвратив $KП_1$ в исходное положение, кнопочный переключатель $KП_2$ ставится в положение 1 и при помощи потенциометра P_3 стрелка микроамперметра устанавливается на нуль. Переключив $KП_2$ в положение 2, с помощью потенциометра P_2 производится окончательная балансировка. Балансировка обеспечивает симметричность обоих каскадов усилителей. При прохождении звезд через зеркальную решетку потенциометрами P_4 и P_5 регулируются

одинаковые отклонения стрелки микроамперметра в одну и другую сторону, что соответствует одинаковому усилению фотоумножителей. Общая регулировка напряжения питания фотоумножителей производится потенциометром Π_6 .

Для определения запаздывания неоновая лампа \mathcal{L}_{20} одевается на объектив пассажного инструмента и при помощи специальной шторки закрывается один из фотоумножителей. При замкнутом КП_5 на реле \mathcal{P}_3 подаются секундные импульсы. В момент, когда реле \mathcal{P}_3 зажжет неоновую лампочку \mathcal{L}_{20} , срабатывают лампа \mathcal{L}_{11} и реле \mathcal{P}_4 , и на ленте хронографа получается первый отпечаток. Далее световой поток проходит через тракт усилителя и реле \mathcal{P}_1 , от которого в свою очередь срабатывают лампы \mathcal{L}_{10} , \mathcal{L}_{11} , реле \mathcal{P}_4 , и на ленте получается второй отпечаток. Разница между первым и вторым отпечатком и есть время запаздывания. Равномерность отклонения стрелки микроамперметра регулируется потенциометром Π_2 . Можно также пользоваться неоновой лампочкой \mathcal{L}_{12} , причем лампочка должна загораться через одинаковые промежутки времени. Аналогичным способом определяется запаздывание второго усилителя.

Блок питания усилителя собран по схеме с электронной стабилизацией напряжения, что обеспечивает высокую стабильность напряжения питания анодных цепей усилителей.

KOPSAVILKUMS

K. CIRULIS.

FOTOELEKTRISKA IEKĀRTA ZVAIGŽŅU CAURIEŠANAS MOMENTU REĢISTRĒŠANAI

Dots apraksts un shēma fotoelektriskai iekārtai, kas registrē zvaigžņu cauriešanas momentus.

SUMMARY

K. CIRULIS.

A PHOTOELECTRIC DEVICE FOR REGISTRATION OF STAR TRANSIT

A description and circuit diagram is given for a Photoelectric Device for Star Transit.

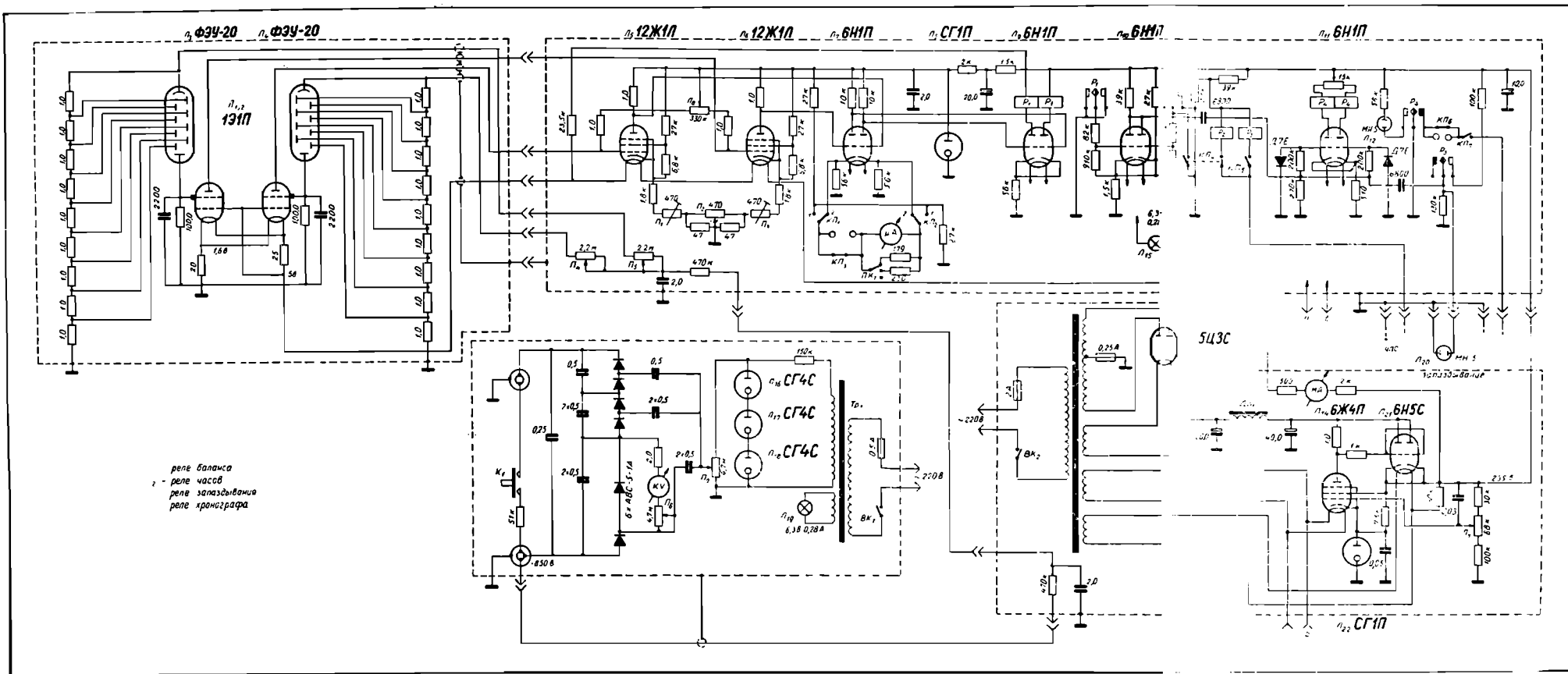


Схема фотovoltaической установки

К. А. ШТЕЙНС и Л. Ф. РОЗЕ

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА С ДВУМЯ НЕЗАВИСИМЫМИ ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИМИ КОНТУРАМИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ МОМЕНТОВ ПРОХОЖДЕНИЙ

§ 1. КРАТКИЙ ОБЗОР ДЕЯТЕЛЬНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СЛУЖБЫ ВРЕМЕНИ ЛГУ

Регулярные астрономические наблюдения поправок часов в Службе времени Астрономической обсерватории Латвийского государственного университета начаты в 1951 году. Участие в сети Единой службы времени Советского Союза резко изменило характер научной деятельности обсерватории по сравнению с предыдущим периодом [1]. Международный Геофизический год (1957—1958), в котором Астрономическая обсерватория ЛГУ принимала участие по теме: «Определение точного времени и долгот», способствовал дальнейшему росту научной активности. Начиная с конца 1956 года пополнился личный состав обсерватории, было приобретено новое оборудование, начато строительство.

К настоящему времени Служба времени АО ЛГУ укреплена кадрами и имеет современную аппаратуру. Имеется пассажный инструмент АПМ-10, кварцевые часы фирмы *Rohde & Schwarz* и современная аппаратура для приема сигналов точного времени. Павильон пассажного инструмента расположен над камерой для хранения часов на высоте 3 м над землей. Фундамент инструмента упирается непосредственно на стену камеры, которая является круглым железобетонным цилиндром с внутренним диаметром 5,5 м, образующей 15 м, толщиной стен около 1 м. На $\frac{6}{7}$ цилиндр погружен в землю. Такая постройка обеспечивает весьма большую устойчивость пассажного инструмента.

С 1959 г. прием радиосигналов точного времени производится на осциллографе [2]. В среднем точность приема и хранения времени по данным бюллетеней «Эталонное время» характеризуется ср. квадратической ошибкой $\pm 0^{\circ},0002$.

Служба времени АО ЛГУ в перспективе имеет возможность при определении поправок часов достичь результатов наилучших служб времени мира. До сих пор из Служб времени Советского Союза с этой задачей справились лишь Служба времени Главной Астрономической обсерватории АН СССР в Пулкове (П) и Служба времени Центрального научно-исследовательского института геодезии, аэрофото- съемки и картографии в Москве (Мг). В таблице 1 даются вариации лично-инструментальных ошибок наилучших служб времени по данным бюллетеней «Эталонное время» за 1962 год. Эти данные получены, вычитая от ежемесячного значения Δ их среднее арифметическое за год.

Таблица 1

Вариация лично-инструментальных ошибок в 1962 г. (в $0^{\circ},001$)

Месяц Обс.												
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
П	-10	-7	-2	-5	-4	-1	+4	+7	+4	+4	+5	+6
Мг	-8	-8	-5	-1	-2	-6	-3	+2	-3	+6	+10	+12
З	-8	-7	-3	-4	-4	+3	+2	+4	+4	+4	+2	+4

3 — Служба времени Зикавейской обсерватории Академии наук Китайской Народной Республики (среднее из результатов наблюдений на визуальном и фотоэлектрическом пассажных инструментах и на астролябии Данжона).

Данные таблицы 1 показывают, что службы времени П, руководимая Н. Н. Павловым, и Мг, руководимая В. Э. Брандом, а также Служба времени Зикавейской обсерватории З дают весьма близкие результаты с точностью до нескольких миллисекунд. Это свидетельствует о том, что точность наилучших фотоэлектрических пассажных инструментов в настоящее время достигла порядка $\pm 0^{\circ},001$.

Упомянутые службы времени также являются передовыми по внутренней сходимости наблюдений, характеризуемыми средней квадратической ошибкой наблюдения одной звезды ϵ_{u*1} . Наилучшие результаты в 1962 году имели: П ($\pm 0^{\circ},015$) и З ($\pm 0^{\circ},019$). Несколько большее значение величины ϵ_{u*1} имеет Мг ($\pm 0^{\circ},025$). Упомянутые службы времени выделяются отличной радиотехнической и астрометрической постановкой фотоэлектрического способа регистрации моментов прохождения звезд*

* О результатах анализа лучших служб времени СССР было доложено на XXIII научно-методической конференции ЛГУ, состоявшейся в марте 1963 г.

Опыт лучших служб времени указывает на то, что и Служба времени АО ЛГУ, чтобы повысить точность астрономических наблюдений, должна перейти на фотоэлектрический способ регистрации звездных прохождений. Для этого имеются необходимые условия. В 1958 году был получен пассажный инструмент АПМ-10 № 580003 с фотоэлектрической установкой АФМ-5 заводского производства. Однако фотоэлектрическая установка, выпущенная в экспериментальном порядке, оказалась непригодной для регистрации звездных прохождений, и все усилия привести ее в рабочее состояние успехов не имели. Поэтому было решено создать новую фотоэлектрическую установку, частично используя узлы и детали установки АФМ-5.

В настоящей статье описаны особенности фотоэлектрической установки, изготовленной инженером АО ЛГУ К. А. Цирулисом, и дается соответствующая теория запаздывания.

§ 2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ДВУХТАКТНОЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ КОНСТРУКЦИИ К. А. ЦИРУЛИСА

Для успешной работы любой фотоэлектрической установки регистрации моментов прохождения звезд должны быть удовлетворены следующие требования:

- 1) уверенная регистрация как ярких, так и слабых звезд из программы наблюдений;
- 2) достаточная устойчивость параметров, влияющих на регистрацию моментов прохождения звезд;
- 3) наличие теории запаздывания регистрируемых сигналов;
- 4) возможность с помощью вспомогательных приборов исследовать процессы, происходящие в фотоэлектрической установке.

Рассмотрим, как соответствует этим требованиям фотоэлектрическая установка, разработанная К. А. Цирулисом [3].

1. Для успешного использования списка звезд, составленного в Главной Астрономической обсерватории АН СССР в Пулкове для всех Служб времени Советского Союза, необходимо, по крайней мере, иметь возможность при средних атмосферных условиях наблюдать звезды до шестой величины. На пассажном инструменте АПМ-10 с фотоэлектрической установкой К. А. Цирулиса можно регистрировать моменты прохождения звезд до седьмой фотографической звездной величины. Это достигнуто при наличии фотоумножителей ФЭУ-20 посредственного качества, чувствительность которых составляет 5 ампер на люмен. Исследования показали, что точность регистрации прохождения не зависит от

яркости регистрируемой звезды в пределах 2^m — 7^m . Звезды ярче 2^m не регистрируются.

2. Для обеспечения высокой точности регистрации среднего момента прохождения звезды фотоэлектрическая установка не должна иметь значительного дрейфа рабочей точки, т. е. в течение некоторого времени не должны изменяться параметры составных элементов (как фотокасида, так и каскадов усиления). Из всевозможных причин, по-видимому, самое вредное влияние при этом оказывает изменение окружающей температуры, которое сопровождается изменением относительной влажности.

На всех известных нам фотоэлектрических установках моменты появления и моменты исчезновения звезды следуют друг за другом через равные интервалы времени порядка 1,5—4 сек и регистрируются на одних и тех же местах характеристических кривых ламп. Вредное влияние дрейфа рабочей точки минимальное, если установка отрегулирована в нормальном режиме, т. е. вблизи него происходит самое крутое изменение токов. Следовательно, правильная методика наблюдений может значительно снизить требования к постоянству параметров фотоэлектрической установки. В случае нормального режима минимальными будут и влияния различных помех, шумов ламп, фона переменного тока и дрожания звезд.

Главная особенность фотоэлектрической установки К. А. Цирулиса состоит в том, что она имеет две совершенно одинаковые ветви для фотоумножителей прямого и отраженного света, на выходе которых находится трехпозиционное поляризованное реле. Так как сопротивления, емкости, параметры и режимы ламп одинаковы в обеих ветвях схемы, то моменты регистрации не должны зависеть от систематического или случайного одновременного изменения соответствующих параметров в каскадах обеих ветвей. Так как температура и влажность примерно одинаково влияют на одинаковые сопротивления, то можно считать, что фотоэлектрическая установка К. А. Цирулиса должна работать весьма устойчиво. При испытаниях было установлено, что установка, построенная К. А. Цирулисом, иногда имеет небольшой дрейф рабочей точки, однако это не может влиять на точность регистрируемых моментов звездных прохождений.

3. Пионером фотоэлектрической регистрации моментов звездных прохождений следует признать Б. Штремгрена [4]. В 1925 г. он сделал первую вполне удачную попытку фотоэлектрическим путем зарегистрировать момент прохождения звезды; им же даны основы теории запаздывания.

Первые успешные систематические наблюдения звезд

и определения поправок часов фотоэлектрическим методом проведены Н. Н. Павловым [5]. Им также основательно разработана теория запаздывания регистрации моментов прохождения звезд. Дальнейшим успешным шагом в развитии фотоэлектрического метода была введенная Н. Н. Павловым зеркальная визирная решетка, устраняющая вредное влияние фона неба [6]. Н. Н. Павлов оба фотоумножителя (как тот, на который падает прямое изображение, так и тот, на который падает изображение, отраженное зеркальной решеткой) включил в один общий электрометрический усилитель таким образом, чтобы фототок вдвое увеличился. Противофазность сигналов в схеме Н. Н. Павлова обеспечивается тем, что у одного из фотоумножителей сигнал снимается, как обычно, с анода, а у другого — с последнего динода. Ввиду значительно худшей изоляции динода по сравнению с изоляцией анода усиление фотоумножителей уменьшается. Этот недостаток можно исключить посредством сложных операций, которые часто ведут к порче фотоумножителей. Поэтому В. Б. Сухов и Ю. П. Платонов предложили ввести два отдельных электрометрических усилителя с последующим преобразованием фаз [7]. В фотоэлектрической установке К. А. Цирулиса сложение токов от фотоумножителей прямого и отраженного изображения по сути дела происходит при помощи трехпозиционного реле, включенного после последних каскадов усиления. Не меняя идею К. А. Цирулиса, можно произвести сложение токов и на выходе, используя для записи формы кривой тока любое регистрирующее устройство.

Запаздывание в основном определяется постоянной времени контура электрометрической лампы. Разработанная Н. Н. Павловым теория запаздывания [5] дает зависимость силы тока омического сопротивления через сопротивление входа как функцию времени и постоянной времени входа. В случае зеркальной решетки и при условии, что постоянные времени входа обоих контуров фотоумножителей одинаковы, при сложении получается вдвое больший ток, чем для одного фотоумножителя. При таких условиях теория, разработанная Н. Н. Павловым, имеет место также для случая фотоумножителей с зеркальной решеткой по схеме В. Б. Сухова и Ю. П. Платонова. В установке К. А. Цирулиса постоянные времени входа электрометрических усилителей прямого и отраженного изображения несколько различаются. Следовательно, становится необходимым обобщение теории Н. Н. Павлова. При малых различиях постоянных времени теории запаздывания для схемы В. Б. Сухова и Ю. П. Платонова, с одной стороны, и К. А. Цирулиса, с другой, должны быть одинаковыми. Надо отметить, что необходимо учесть

влияние трехпозиционного поляризованного реле на выходе фотоэлектрической установки по схеме К. А. Цирулиса.

4. На фотоэлектрической установке К. А. Цирулиса имеется возможность выполнять некоторые вспомогательные исследования. К ней можно подключить восьмишлейфовый осциллограф для записи кривой тока, которая снимается с последнего каскада усиления. Это позволяет получить кривую тока с весьма большой амплитудой.

Для исследования кривой тока вблизи точки срабатывания реле, т. е. нормального режима, по просьбе авторов настоящей статьи к установке было приспособлено реле, которое включает осциллограф на $0^{\circ},1$ раньше момента срабатывания реле и выключает его на $0^{\circ},1$ после него, что дает возможность значительно экономить фотопленку осциллографа.

§ 3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЗАПАЗДЫВАНИЯ

При определении запаздывания регистрации звезд хорошим приближением является гипотеза, согласно которой считается, что фототок i_{Φ} изменяется по синусоидальному закону, т. е. согласно формулам:

1 — появление звезды

$$-\frac{s}{2} < t_{12} < \frac{s}{2}, \quad i_{\Phi} = \frac{1}{2} i_0 \left(1 + \sin \frac{\pi t_{12}}{s} \right); \quad (1)$$

2 — прохождение звезды

$$\frac{s}{2} < t_{12} < T - \frac{s}{2}, \quad i_{\Phi} = i_0; \quad (2)$$

3 — исчезновение звезды

$$-\frac{s}{2} < t_{34} < \frac{s}{2}, \quad i_{\Phi} = \frac{1}{2} i_0 \left(1 - \sin \frac{\pi t_{34}}{s} \right); \quad (3)$$

4 — звезда закрыта

$$\frac{s}{2} < t_{34} < T - \frac{s}{2}, \quad i_{\Phi} = 0. \quad (4)$$

Здесь s — диаметр диска изображения звезды, выраженный во времени его прохождения через край щели, i_0 — максимальное значение фототока, T — время прохождения звезды через щель. При $t=0 \cdot i_{\Phi} = \frac{1}{2} i_0$, следовательно, время t отсчи-

тывается от моментов прохождения центра диска звезды через края щели.

Согласно Н. Н. Павлову [5]:

$$1. \quad i_1 = \frac{1}{2} i_0 \left\{ 1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{\pi\theta}\right)^2} \left[\left(\frac{s}{\pi\theta}\right)^2 \sin \frac{\pi t_{12}}{s} - \frac{s}{\pi\theta} \cos \frac{\pi t_{12}}{s} - \frac{e^{-\frac{s}{2\theta}} - e^{\frac{s}{2\theta} - \frac{T}{\theta}}}{1 + e^{-\frac{T}{\theta}}} \cdot e^{-\frac{t_{12}}{\theta}} \right] \right\}; \quad (5)$$

$$2. \quad i_2 = i_0 \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{\pi\theta}\right)^2} \frac{\cos h \frac{s}{2\theta}}{1 + e^{-\frac{T}{\theta}}} e^{-\frac{t_{12}}{\theta}} \right\}; \quad (6)$$

$$3. \quad i_3 = \frac{1}{2} i_0 \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{\pi\theta}\right)^2} \left[\left(\frac{s}{\pi\theta}\right)^2 \sin \frac{\pi t_{34}}{s} - \frac{s}{\pi\theta} \cos \frac{\pi t_{34}}{s} - \frac{e^{-\frac{s}{2\theta}} - e^{\frac{s}{2\theta} - \frac{T}{\theta}}}{1 + e^{-\frac{T}{\theta}}} \cdot e^{-\frac{t_{34}}{\theta}} \right] \right\}; \quad (7)$$

$$4. \quad i_4 = \frac{i_0}{1 + \left(\frac{s}{\pi\theta}\right)^2} \frac{\cos h \frac{s}{2\theta}}{1 + e^{-\frac{T}{\theta}}} e^{-\frac{t_{34}}{\theta}} \quad (8)$$

где i_1, i_2, i_3, i_4 — силы тока в сопротивлении входа электрометрической лампы при появлении (1), прохождении (2), исчезновении (3) и закрытии (4) звезды. t_{12} — запаздывание при появлении или прохождении, а t_{34} — запаздывание при исчезновении или закрытии звезды. В установке К. А. Цирулиса, которая предназначена для АПМ-10, постоянные времени входов для обоих фотоумножителей подобраны таким

образом, что запаздывание следует вычислять по формулам (5) и (7).

Так как в фотоэлектрической установке К. А. Цирулиса имеются два независимых входных контура, то непосредственно применить к ней теорию запаздывания, разработанную Н. Н. Павловым, невозможно.

Фотоэлектрическая установка регистрации моментов прохождения звезд К. А. Цирулиса имеет зеркальную решетку, следовательно, момент появления (1) прямого изображения (n) совпадает с моментом исчезновения (3) отраженного изображения (o). Момент срабатывания реле на выходе определяется режимом токов обоих фотоумножителей, следовательно, нам необходимо знать силу тока i_{1n} фотоумножителя, на который падает прямое изображение (n) в случае появления звезды (1) и силу тока i_{3o} фотоумножителя, на который падает отраженное изображение (o) в случае исчезновения звезды (3), или наоборот, т. е. i_{3n} и i_{1o} . Запаздывание в первом случае обозначим через t_1 , а во втором случае через t_2 . Так как момент появления прямого изображения совпадает с моментом исчезновения отраженного изображения, то при использовании формул (5) и (7) будем считать в первом случае $t_{12} = t_{34} = t_1$, а во втором случае $t_{12} = t_{34} = t_2$.

Если бы усиления токов фотоумножителей, соответствующих прямому (n) и отраженному (o) изображениям, были одинаковы и инерция поляризованного реле на выходе отсутствовала, то запаздывание регистрации моментов прохождения звезд в фотоэлектрической установке К. А. Цирулиса определялось бы на основе следующих равенств: $i_{1n} = i_{3o}$ и $i_{3n} = i_{1o}$. Однако усиление токов неодинаково, и пружина реле имеет некоторое напряжение. Кроме того, имеем возможность через реле пропускать постоянный ток. Поэтому имеем

$$a_n i_{1n}(t_1) + p = a_o i_{3o}(t_1) + \Delta r. \quad (9)$$

$$a_n i_{3n}(t_2) = a_o i_{1o}(t_2) + p + \Delta r, \quad (10)$$

где p — некоторая положительная величина, характеризующая добавочную силу тока, которая необходима для преодоления напряжения пружины реле на выходе фотоэлектрической установки, а a_n и a_o — коэффициенты усиления трактов соответственно прямого и отраженного фотоумножителей, Δr — разность силы постоянного тока катушек реле. Запаздывание последующих каскадов следует учесть общеизвестным приемом.

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПОЛЯРИЗОВАННОГО РЕЛЕ

В фотоэлектрической установке К. А. Цирулиса на выходе имеется трехпозиционное поляризованное реле типа РП5 с дифференциальной схемой магнитной цепи. Якорь реле этого типа подвешивается на стальной ленте сравнительно малого сечения. Усиление пружины определяется законом Гука. Рамка с якорем и неподвижные контакты собираются отдельно. Постоянный магнит залит в общий корпус. Число витков рабочих обмоток одинаково.

Магнитный поток системы Φ_M реле типа РП5 [8] можно считать системой с постоянным потоком постоянного магнита. Действительно, электромагнитная энергия реле запасается в двух обмотках. Постоянный магнит включен последовательно с якорем. Его магнитное сопротивление велико по сравнению с остальными магнитными сопротивлениями, и поэтому значение усилия находится на основании теории для системы с постоянным потоком Φ_M .

Реле точно отрегулировано в трехпозиционном режиме, т. е. при отсутствии токов через рабочие витки ($i_1 = i_2 = 0$) якорь находится посередине между зазорами электромагнита. Давление на контакты определяется, во-первых, силой, которая воздействует на якорь со стороны поляризующего источника, во-вторых, со стороны усиления возвратной пружины (в нашем случае эти усилия не зависят от силы тока), в-третьих, давление определяется рабочим усилием, перемещающим подвижную систему.

В нашем случае рабочее усилие пропорционально силе тока. Следовательно, в момент, когда якорь освободится от контакта, в соответствующей рабочей катушке сила тока будет на некоторую постоянную величину больше, чем в другой катушке, т. е. величина p в формуле (8) есть величина постоянная. Величина p может быть определена двумя способами. Во-первых, при помощи соответствующего потенциометра можно менять силу тока Δr , проходящего через катушки поляризованного реле, и на амперметре отсчитывать разность силы тока в соответствующих обмотках реле, при которой якорь переходит от одного контакта к другому ($2p$). На этом же амперметре при наблюдениях звезд можно отсчитать $a_n i_0$. Во-вторых, основной параметр реле можно найти при определении запаздывания по прямоугольным сигналам, записывая соответствующие силы тока на восьмишлейфовом осциллографе. Оба метода дали сходные результаты.

§ 5. ПОПРАВКИ ЗА РАЗНОСТЬ ПОСТОЯННЫХ ВРЕМЕНИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ КОНТУРОВ И ЗА «ИНЕРЦИЮ» РЕЛЕ

В настоящем параграфе рассмотрим случай нормального режима, который в нашем случае характеризуется условием

$$t_1 = t_2 = t_N \quad (11)$$

Введем функцию

$$F(\Theta, t) = \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{\pi\Theta}\right)^2} \left[\left(\frac{s}{\pi\Theta}\right)^2 \sin \frac{\pi t}{s} - \frac{s}{\pi\Theta} \cos \frac{\pi t}{s} - \frac{e^{-\frac{s}{2\Theta}} - e^{\frac{s}{2\Theta} - \frac{T}{\Theta}}}{1 + e^{-\frac{T}{\Theta}}} e^{-\frac{t}{\Theta}} \right]. \quad (12)$$

Используя функцию (12), а также равенства (9) и (10), для нормального режима имеют место следующие уравнения:

$$1 + F(\Theta_n, t_N) = \frac{a_o}{a_n} \frac{i_{o0}}{i_{n0}} [1 - F(\Theta_o, t_N)] - \frac{2p}{a_n i_{n0}} + \frac{2\Delta r}{a_n i_{n0}}, \quad (13)$$

$$1 - F(\Theta_n, t_N) = \frac{a_o}{a_n} \frac{i_{o0}}{i_{n0}} [1 + F(\Theta_o, t_N)] + \frac{2p}{a_n i_{n0}} + \frac{2\Delta r}{a_n i_{n0}}, \quad (14)$$

где a_n, a_o — коэффициенты усиления соответствующих трактов, i_{o0}, i_{n0} — максимальные значения фототоков соответствующих фотоумножителей, p — постоянная, характеризующая необходимую силу тока для преодоления напряжения пружины реле на выходе фотоэлектрической установки, Δr — разность силы постоянного тока катушек реле.

После исключения из уравнений (13) и (14) величины $\frac{a_o}{a_n} \frac{i_{o0}}{i_{n0}}$ имеем:

$$F(\Theta_n, t_N) + F(\Theta_o, t_N) = -\frac{2p}{a_n i_{n0}} + \frac{2\Delta r}{a_n i_{n0}} F(\Theta_o, t_N). \quad (15)$$

Введем следующие обозначения:

$$\Theta = \frac{\Theta_o + \Theta_n}{2}, \quad (16)$$

$$\Delta = \frac{\Theta_o - \Theta_n}{2}. \quad (17)$$

Согласно (15) с точностью до Δ^2 имеем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}[F(\Theta + \Delta, t_N) + F(\Theta - \Delta, t_N)] &= F(\Theta, t_N) + \frac{\partial^2 F}{\partial \Theta^2} \cdot \frac{\Delta^2}{2} = \\ &= -\frac{\rho}{a_n i_{n0}} + \frac{\Delta r}{a_n i_{n0}} F(\Theta_0, t_N). \end{aligned} \quad (18)$$

Если сопротивления и емкости обоих контуров подысканы так, что постоянные времени входа Θ_0 и Θ_n одинаковы и напряжение пружины реле столь ничтожное, что им можно пренебречь, то (18) принимает следующий вид:

$$F(\Theta, t_N) = 0. \quad (19)$$

Это значит, что теория запаздывания регистрации моментов для фотоэлектрической установки К. А. Цирулиса в случае одинаковых постоянных времени и при отсутствии инерции реле согласуется с соответствующей теорией, разработанной Н. Н. Павловым.

В случае, когда $\Delta r = 0$ и членом с множителем Δ^2 можно пренебречь, поправка за напряжение пружины реле

$$\Delta t_p = -\frac{\frac{\rho}{a_n i_{n0}}}{\frac{\partial F}{\partial t_N}} \quad (20)$$

Из (12) следует

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t_N} &= \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{\pi\Theta}\right)^2} \left[\frac{s}{\pi\Theta} \cos \frac{\pi t_N}{s} + \frac{1}{\Theta} \sin \frac{\pi t_N}{s} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\Theta} \frac{e^{-\frac{s}{2\Theta}} - e^{-\frac{s}{2\Theta} - \frac{\tau}{\Theta}}}{1 + e^{-\frac{\tau}{\Theta}}} e^{-\frac{t_N}{\Theta}} \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

С достаточной точностью в выражении (21) можем считать

$$t_N = \Theta. \quad (22)$$

Член $\frac{\partial F}{\partial t_N}$ является функцией аргументов Θ , δ , T и s , где Θ — среднее арифметическое значение постоянных вре-

мени, δ — склонение наблюдаемой звезды, T — время прохождения центра звезды через щель, s — диаметр наблюдаемой звезды в единицах времени.

Между этими величинами имеют место соотношения:

$$T = T_{\vartheta} \sec \delta, \quad (23)$$

$$s = s_{\vartheta} \sec \delta, \quad (24)$$

где T_{ϑ} — средняя ширина щели решетки или промежутка между щелями, выраженная в единицах времени прохождения центра экваториальной звезды, s_{ϑ} — диаметр изображения экваториальной звезды в единицах времени.

Для нашей установки $T_{\vartheta} = 1^{\circ},436$.

Нами были вычислены значения члена $\frac{\partial F}{\partial t_N}$ для значений $\Theta = 0^{\circ},17$; $0^{\circ},20$ и $0^{\circ},23$ и значений $s_{\vartheta} = 1^{\circ},0$; $1^{\circ},2$; $1^{\circ},4$ и $1^{\circ},6$ через каждые 5° склонения от 0° до 80° . Результаты вычислений даны в таблице 2.

Таблица 2

$\frac{\partial F}{\partial t}$ в зависимости от δ при разных значениях Θ и s_{ϑ}

δ	$\Theta=0^{\circ},17$				$\Theta=0^{\circ},20$				$\Theta=0^{\circ},23$			
	$s_{\vartheta}=1^{\circ},0$	$1^{\circ},2$	$1^{\circ},4$	$1^{\circ},6$	$1^{\circ},0$	$1^{\circ},2$	$1^{\circ},4$	$1^{\circ},6$	$1^{\circ},0$	$1^{\circ},2$	$1^{\circ},4$	$1^{\circ},6$
0°	2,79	2,40	2,09	1,86	2,69	2,33	2,05	1,82	2,59	2,26	2,00	1,78
5°	2,78	2,39	2,09	1,85	2,68	2,32	2,04	1,81	2,58	2,25	1,99	1,77
10°	2,76	2,37	2,07	1,84	2,66	2,30	2,02	1,80	2,56	2,23	1,97	1,76
15°	2,72	2,33	2,04	1,80	2,62	2,27	1,99	1,77	2,53	2,20	1,94	1,73
20°	2,66	2,28	1,99	1,76	2,57	2,22	1,94	1,73	2,48	2,16	1,90	1,69
25°	2,58	2,20	1,92	1,70	2,50	2,15	1,89	1,67	2,41	2,10	1,84	1,64
30°	2,48	2,12	1,84	1,63	2,41	2,07	1,81	1,61	2,33	2,02	1,77	1,58
35°	2,37	2,02	1,75	1,55	2,30	1,98	1,73	1,53	2,24	1,93	1,70	1,50
40°	2,23	1,90	1,64	1,46	2,18	1,86	1,63	1,44	2,12	1,83	1,60	1,42
45°	2,08	1,77	1,53	1,35	2,05	1,74	1,51	1,34	1,99	1,71	1,49	1,32
50°	1,91	1,62	1,40	1,23	1,88	1,60	1,39	1,22	1,84	1,57	1,37	1,21
55°	1,72	1,46	1,26	1,11	1,70	1,44	1,25	1,10	1,67	1,42	1,24	1,09
60°	1,52	1,28	1,10	0,97	1,50	1,27	1,09	0,96	1,48	1,25	1,09	0,96
65°	1,30	1,09	0,94	0,82	1,28	1,08	0,93	0,82	1,27	1,07	0,93	0,82
70°	1,06	0,88	0,76	0,67	1,05	0,88	0,76	0,66	1,04	0,88	0,76	0,66
75°	0,80	0,67	0,58	0,51	0,80	0,67	0,58	0,51	0,80	0,67	0,58	0,50
80°	0,54	0,42	0,39	0,34	0,54	0,45	0,39	0,34	0,54	0,45	0,39	0,34

Соотношение $\frac{p}{a_n i_{r0}}$ является функцией яркости звезды.

С помощью микрогальванометра была оценена величина p ,

которая постоянна при данной регулировке реле, и $a_n i_{n0}$ для звезд разных яркостей. Значения члена $\frac{p}{a_n i_{n0}}$ табулировались в зависимости от яркости звезд, выраженных в фотографических величинах m_ϕ , так как цветочувствительность фотоумножителя ближе к фотографической, чем к визуальной. Результаты даны в таблице 3.

Таблица 3
Значения члена $\frac{p}{a_n i_{n0}}$ в зависимости от m_ϕ

m_ϕ	$\frac{p}{a_n i_{n0}}$	m_ϕ	$\frac{p}{a_n i_{n0}}$
0,0	0,0000	4,0	0,0032
0,5	0,0000	4,5	0,0051
1,0	0,0002	5,0	0,0081
1,5	0,0003	5,5	0,0129
2,0	0,0005	6,0	0,0204
2,5	0,0008	6,5	0,0324
3,0	0,0013	7,0	0,0511
3,5	0,0020	7,5	0,0772

Поправка за «инерцию» трехпозиционного реле для звезд седьмой величины при склонениях 75° может достичь $0^s,1$. При недостаточно точной оценке яркости наблюдаемой звезды, которая может произойти вследствие изменения атмосферных условий или из-за других причин, регистрируемые моменты могут быть искажены.

Для устранения влияния уравнения яркости по предложению Н. Н. Павлова усилитель был дополнен еще одним каскадом усиления, аналогичным предыдущему*. Это уменьшило соотношение $\frac{p}{a_n i_{n0}}$ примерно в 50 раз и дало возможность практически пренебречь поправкой за «инерцию» трехпозиционного поляризованного реле.

В случае, когда $\Delta r \neq 0$ наиболее сильно влияет разность постоянных времени фотометрических контуров.

Пренебрегая эффектом напряжения пружины реле и Δ^2 из уравнения (12) получаем поправку за разность постоянных времени фотометрических контуров

* О теории запаздывания установки было доложено на Совещании работников службы времени и частоты СССР, состоявшемся 27—29 ноября 1963 г. в Менделеево.

$$\Delta t_N = - \frac{\frac{\Delta r}{a_n i_{n0}}}{1 - \frac{\Delta r}{a_n i_{n0}}} \Delta. \quad (25)$$

Если действует только фотоумножитель, на который падает прямое изображение, то $\frac{\Delta r}{a_n i_{n0}} = \frac{1}{2}$ и формула (25) дает $\Delta t_n = -\Delta$. Как показывает опыт, напряжение фотоумножителей возможно легко отрегулировать таким образом, чтобы $\Delta r = 0$. Однако имеются случаи, когда при наведении трубы на звезду интенсивность прямого и отраженного изображения сильно отличаются и необходимо вводить постоянный ток в одно плечо усилителя, чтобы добиться нормального режима. Постоянный ток следует вводить также, чтобы добиться нормального режима для ярких и слабых звезд. Учитывая сказанное следует считать желательным, чтобы $\Delta < 0,002$, что практически легко осуществить.

§ 6. ВЫБОР ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

Фотоэлектрическая установка Службы времени Латвийского государственного университета построена на фотоумножителях ФЭУ-20. Отрицательным явлением в фотоумножителях и следовательно в ФЭУ-20 является дробление тока. Чем чувствительнее фотоумножитель и чем меньше дробление тока, тем меньше разброс при регистрации моментов прохождений звезд и тем более слабые звезды можно зарегистрировать. Относительно чувствительности и дробления тока фотоумножители бывают весьма различного качества. Однако и в одном и том же самом фотоумножителе чувствительность катода в разных точках различна, поэтому необходимо найти наиболее чувствительное место на катоде. У нас были трудности при выборе наилучшего положения фотоумножителей. Во-первых, изображение пути звезды на катоде занимает весьма значительное место, а именно 1,6 мм перед кульминацией и 1,6 мм после кульминации звезды. Расстояние между следами равнялось 3,2 мм. Длина катода ФЭУ-20 примерно 10 мм. Таким образом, хотя путь изображения звезды свободно помещается на катоде, практически не было возможности использовать наилучшее место на катоде, т. к. места с максимальной чувствительностью имеют весьма малые размеры. Столь невыгодный вариант схемы Фабри был выбран на заводе. Во-вторых, фотоумножители укреплены таким

образом, что не было возможности менять наклон фотоумножителей, нельзя было менять и расстояние фотоумножителей от линзы и т. д. Перемещение фотоумножителя при отыскивании наилучшего места на катоде фиксировалось очень неточно. В таблице 4 приведены данные исследований двух фотоумножителей, которые использовались при наблюдениях. Эти данные получены при освещении фотоумножителя неоновой лампочкой, которая отрегулирована таким образом, что ее яркость соответствует блеску звезды шестой величины. Исследования фотоумножителей при их освещении звездой также проводились, но оказались менее удачными вследствие фона неба.

Таблица 4

Полож. фотоумнож.	Фотоумнож. (н) Амплитуда.	Полож. фотоумнож.	Фотоумнож. (о) Амплитуда.
9,6 мм	0	6,0 мм	60
8,6 мм	0	5,0 мм	70
7,0 мм	0	4,0 мм	120
5,0 мм	10	3,5 мм	150
3,5 мм	30	3,0 мм	140
2,0 мм	80	2,0 мм	120
1,0 мм	110	1,0 мм	70
0,0 мм	80	0,0 мм	40

§ 7. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ГОЛОВКА

Пассажный инструмент не является абсолютно твердым телом, и его части (труба, оси и т. д.) вследствие силы тяжести подвергаются значительной деформации. Поэтому положение визирной линии в теле инструмента нельзя считать строго фиксированным. Согласно закону Гука, чем больше вес данной части, тем большему изгибу она подвергается. Некоторые авторы, например Г. П. Пильник [9], считают, что кроме упругих деформаций имеются также и значительные неупругие, которые имеют весьма неопределенную природу, причем они сказываются тем больше, чем тяжелее данная часть. Г. П. Пильник проделал весьма большую работу по исследованию причин неупругих деформаций в пассажном инструменте АПМ-1 и возможностей их устранения. Он установил, что одной из причин неупругих деформаций является ненадежность в креплении соответствующих частей инструмента и люфты между ними. Для устранения вышеупомянутых недостатков Г. П. Пильник советует избавиться от большого веса микрометра. Согласно Г. П. Пильнику, вынос основных деталей микрометра далеко к концу оси является

существенным недостатком в конструкции пассажного инструмента. Такой точки зрения придерживаются, как нам известно, В. Э. Брандт и другие исследователи, которые устранили угомянутые недостатки.

У нас не было возможности уменьшить вес на концах оси пассажного инструмента, и мы ограничились исследованием вопроса о том, имеются ли в нашем пассажном инструменте также и неупругие деформации, которые не исключаются при перекладке инструмента в лагерах. Правда, нам не удалось добиться необходимой точности $\pm 0^{\circ},001$, но с точностью до $\pm 0^{\circ},01$ мы можем смело утверждать, что, хотя в нашем пассажном инструменте имеются весьма большие деформации, вызывающие изменения визирной линии, они имеют упругую природу, и их влияние на определение поправок часов исключается при перекладке инструмента в лагерах.

Рассмотрим проделанные нами опыты и полученные результаты. Исследования деформаций в пассажном инструменте были поставлены следующим образом. Вместо зеркальной решетки был помещен крест из паутинной нити, который сбоку освещался небольшой лампочкой. Лучи света электрической лампочки проходили через призму и объектив и отражались от зеркала. Положение отраженного изображения креста нитей относительно втулки измерялось при помощи микрометра, который был прочно связан с втулкой. Чтобы избежать температурных деформаций, лампочка включалась только в момент наведения подвижных нитей микрометра на изображение креста нитей. Наиболее трудным оказалось прочно закрепить зеркало перед объективом, что и естественно, т. к., чтобы устранить те незначительные недостатки, которые имеются в креплении частей пассажного инструмента, необходимо закрепить зеркало более надежно, чем сделан сам пассажный инструмент. В окончательном варианте мы укрепили зеркало от трубки АТ-1 непосредственно на оправе объектива. Зеркало крепко прижималось к оправе объектива с помощью жестких пружин. Регулировка положения зеркала происходила при помощи станиолевой фольги, которая помещалась между зеркалом и оправой. Несмотря на довольно прочное закрепление зеркала, нам кажется, что те небольшие отступления от упругих деформаций, которые были нами установлены, могут быть приписаны не пассажному инструменту, а недостаточно жесткому креплению зеркала. Поэтому мы считаем, что нами установлен некоторый предел, по крайней мере, до которого имеют место упругие деформации.

В таблице 5 в единицах деления микрометра даны ре-

зультаты измерений деформаций в зависимости от зенитного расстояния по обе стороны от зенита.

Таблица 5

Полож. круга \ z	z						
	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
S	0	2,8	3,2	14,1	22,7	38,5	43,6
N	0	-0,4	6,0	10,3	24,1	35,1	44,0

Каждое число получалось как среднее арифметическое из 10 наведений со средней квадратической ошибкой ± 1 . Наибольшее отклонение *S* от *N* в 3,8 единиц вполне может быть объяснено ошибками наведений. Данные в таблице 5 приводятся для случая без добавочной нагрузки. Измерения сделала С. Плауде.

Когда на конец оси инструмента, где должна находиться фотоголовка, был подвешан груз в 3 кг, деформации стали следующими (см. таб. 6).

Таблица 6

Полож. круга \ z	z						
	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
S	0	0,6	8,0	18,0	32,0	44,2	63,8
N	0	0,4	9,6	23,6	34,6	46,2	64,4

В этом случае максимальное отклонение, правда, несколько больше (5,6 единицы), однако среднее арифметическое из отклонений в первом случае 2,5 ед., а при нагрузке 3 кг — 2,3 ед. Подобных измерений было проделано очень много, однако никаких преимуществ для данных в случае без нагрузки по сравнению со случаем с нагрузкой мы не могли установить. Так как единица деления показания микрометра для зенитных звезд равна 0°,004, а для экваториальных 0°,002, то среднее значение несогласия между *S* и *N* не больше 0°,01. Хотя нам не удалось подтвердить результаты Г. П. Пильника, т. е. показать, что при более тяжелой фотоэлектрической головке неупругие деформации больше, однако мы это утверждение не отрицаем. По нашему мнению, это может иметь место и для нашего пассажного инструмента, однако точность наших измерений слишком мала, чтобы установить это. Причиной более сильных неупругих деформаций для более тяжелой фотоголовки является большая инертность более

тяжелой фотоголовки, которая может вызвать скачкообразные смещения одной детали инструмента относительно другой. Однако при осторожном обращении с инструментом этого можно избежать и, таким образом, удовлетвориться конструкцией фотоголовки, какой она была выпущена заводом. Чтобы избежать явления скачкообразного смещения, на конец оси пассажного инструмента был одет стальной цилиндр, к которому прикреплялась фотоголовка за исключением зеркальной решетки. Таким образом мы добились уменьшения изгиба оси и уменьшили возможность скачкообразного смещения визирной решетки.

В заключение предоставляем вниманию читателя таблицу 7, из которой видно, что с точностью до ошибок измерений изменения в направлении визирной линии подчиняются закону $a_0(1 - \cos z)$.

Таблица 7

z								На- грузка
	0°	30°	45°	60°	75°	90°		
О	0	0,6	4,6	14,2	23,8	35,4	44,8	0 кг
С	0	1,6	6,2	13,5	23,0	34,2	46,1	
О	0	0,8	5,6	14,5	25,7	40,1	52,0	
С	0	1,8	7,0	15,3	26,2	38,8	52,3	2 кг
О	0	1,4	7,2	18,6	32,5	44,4	59,2	3 кг
С	0	2,0	8,1	17,7	30,2	44,7	60,3	

Данные табл. 7 получены на основе измерений К. Штейна и С. Плауде. Сравнивая эти данные, мы еще раз убеждаемся, что с той точностью измерений, какая была у нас, т. е. не больше $0^{\circ},01$, нельзя утверждать, что тяжелая фотоголовка хуже легкой. С другой стороны, ошибки, не превышающие $0^{\circ},01$, тем более учитываемая, что они имеют случайный характер, нас вполне устраивают.

§ 8. ЗЕРКАЛЬНАЯ РЕШЕТКА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

Служба времени Латвийского государственного университета получила от оптического завода зеркальную решетку, подобную той, которая описана в работе В. Б. Сухова и Ю. П. Платонова [7]. Со временем решетка загрязнилась, а при ее чистке была повреждена и ее нельзя было использовать для определения точного времени. Поэтому была заказана новая зеркальная решетка, однако, чтобы избежать от загрязнения, слой серебра был покрыт с двух сторон

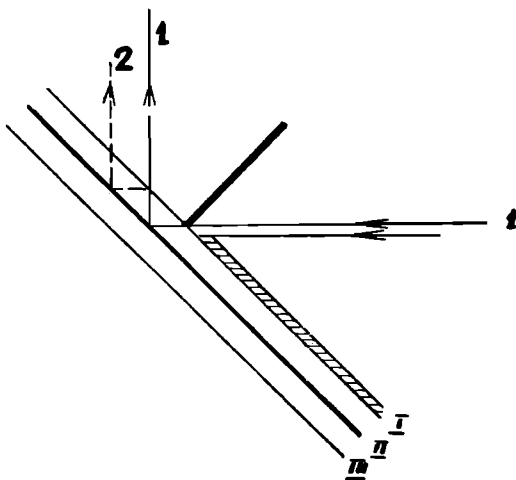
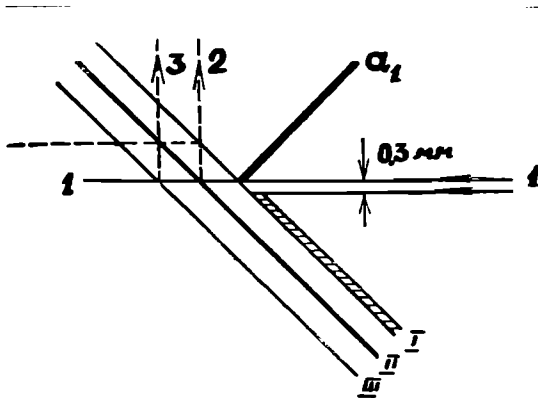


Рис. 1а и 1б.

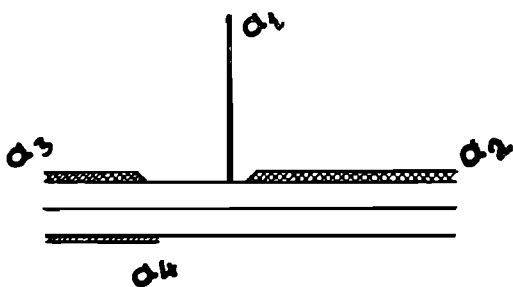


Рис. 2.

стеклом. Это обстоятельство заставило разработать новую систему экранировки зеркальной решетки. Рассмотрим, как эта проблема была решена в нашей Службе времени. На рис. 1 и 2 дана схема зеркальной решетки, которая с двух сторон покрыта стеклом. Когда луч от звезды падает на прозрачную часть решетки (рис. 1а), ложное изображение (2) остается незакрытым, и, попадая на несоответствующий фотоумножитель, уменьшает рабочую силу тока. Когда луч от звезды падает на зеркальную часть решетки (рис. 1б), закрываются все ложные изображения. Схема экранировки показана на рис. 2. Применение решетки, покрытой с двух сторон стеклом, несомненно уменьшает рабочую силу тока, т. к., кроме ложного изображения, падающего на несоответствующий фотоумножитель, имеется рассеивание света на поверхности стекла.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Штейн, Уч. зап. Латв. гос. унив., том 38, вып. 1, 107, 1960.
2. Ю. А. Скрин и К. А. Цирулис, Уч. зап. Латв. гос. унив., том 38, вып. 1, 21, 1960.
3. К. А. Цирулис, Уч. зап. Латв. гос. унив., том 68, вып. 2, 5, 1964.
4. В. Strömberg, Astron. Nachr. 226, N 5406, 1926.
5. Н. Н. Павлов, Труды ГАО в Пулкове, том 59, 1946.
6. Н. Н. Павлов, Труды 12-й Астрономической конф. СССР, 245, 1957.
7. В. Б. Сухов и Ю. П. Платонов, Изв. ГАО в Пулкове, т. 21, вып. 2, № 161, 52, 1958.
8. И. Е. Декабрун, Электромагнитные поляризованные реле и преобразователи, Москва 1959.
9. Г. П. Пильник, Сообщения ГАИШ № 127, 3, 1963.

KOPSAVILKUMS

K. ŠTEINS un L. ROZE.

FOTOELEKTRISKĀ IEKĀRTA AR DIVĀM NEATKARĪGĀM FOTOKASKĀDĒM ZVAIGŽŅU KULMINĀCIJAS MOMENTU REĢISTRĀCIJAI

Laika dienesta astronomisko novērojumu precizitātes paaugstināšanai jāievieš fotoelektriskā zvaigžņu kulminācijas momentu reģistrācija. Analizēta fotoelektriskā iekārta ar divām neatkarīgām kaskādēm. Momentu reģistrācija notiek, kad fotostrāvas no tiešā un atstarotā zvaigznes attēla ir apmēram vienādas. Darbā apskatīta šādas iekārtas momentu reģistrēšanas nokavešanās teorija. Formulas (20) un (25) dod korekcijas reģistrētā momenta vidējai aritmētiskai nozīmei. Šī korekcija ir

funkcija no abu fotokaskādu laika konstanšu starpības un strāvas starpības releja tinumos reģistrācijas momentā.

Instrumentam piestiprinātā fotoelektriskās iekārtas daļa ar savu svaru izsauc sistēmas liekšanos. Izpētīta šīs liekšanās ietekme uz momentu reģistrāciju. Aplūkotas lietotā spoguļa režģa īpatnības.

SUMMARY

K. ŠTEINS and L. ROZE.

A PHOTOELECTRIC DEVICE WITH TWO INDEPENDENT PHOTOCASCADES FOR REGISTRATION OF STAR TRANSIT

When the star transits the slits of the mirror grating the moments of the appearance and disappearance are registered. To eliminate different errors it is more expedient to use in the reduction the arithmetic means from the both moments and to register the moments when the currents in both photocascades at the input of the electrometric tubes are equal (§ 2).

In § 3 is presumed that the variation of the photocurrent of a star proceeds according to sinusoidal law.

The formulae (20) and (25) give the corrections which must be added to the arithmetic mean of registered moment. These corrections are a function of the difference between the time constant of both photocascades at the input of the electrometric tubes and of the differences between the currents in the relay windings.

The flexure of axis due to the weight of the unit of device directly attached to the transit instrument and its influence on the accuracy of the registration of moments is investigated. The description of the mirror grating is given.

М. К. АБЕЛЕ

ПРОЕКТ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ЗЕНИТНОЙ ТРУБЫ

§ 1. Идею применения фотоэлектрической регистрации в отражательной зенитной трубе впервые высказал Регер [1]. Он предложил у фотографической зенитной трубы (ФЗТ) заменить подвижную каретку с фотопластинкой на неподвижную пластинку со щелями (т. н. визирную решетку), за которой расположен фотоэлемент. Визирная решетка жестко скреплена с оправой объектива — ротором. Схематически это показано на рис. 1, где плоскость рисунка совпадает с фокальной плоскостью объектива. Поскольку в фокальной плоскости точка зенита представляет собой отражение второй главной точки объектива от ртутного горизонта, то при переключке инструмента (повороте ротора) эта точка не меняет своего положения в фокальной плоскости. Для простоты

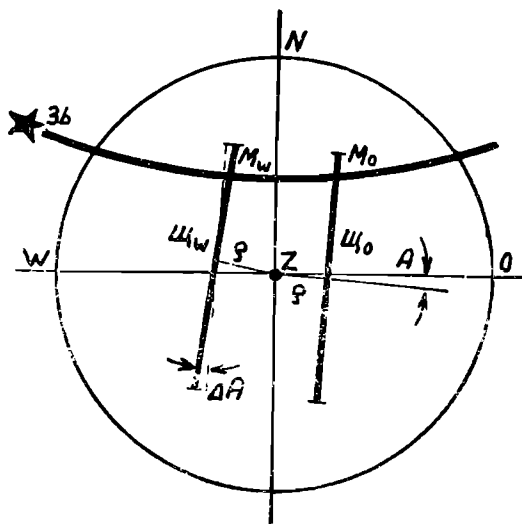


Рис. 1.

на рис. 1 показана лишь одна щель (в двух положениях ротора) \mathcal{W}_0 — до перекладки и \mathcal{W}_w — после перекладки. Расстояние щели до зенита ϱ не меняется при перекладке.

Перемещаясь по фокальной плоскости, звезда (Z_b) до перекладки пересекает щель в точке M_0 , а после перекладки — в точке M_w , и при помощи фотоэлектрической установки регистрируются соответствующие моменты пересечения t_0 и t_w .

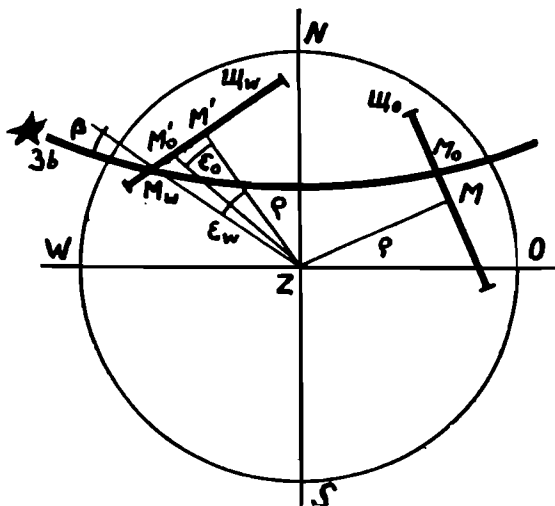


Рис. 2.

По сравнению с ФЗТ, предложенный Регером вариант регистрации обладает следующими недостатками:

1. Инструмент нельзя использовать для определения широты, а лишь для определения точного времени.

2. По наблюдениям одной звезды нельзя определить момент прохождения, так как средний момент прохождения

$\bar{t} = \frac{1}{2}(t_0 + t_w)$ надо исправить согласно азимуту инструмента.

Азимут следует определить также из наблюдений.

Как у ФЗТ, так и в этом случае требуется весьма большая точность перекладки. Чтобы ошибка определения момента прохождения звезды была меньше $\pm 0,001$ ($z_k = 20^\circ$), необходимо повернуть ротор на 180° с точностью, не менее $\pm 1,5''$

Указанные недостатки можно обойти при наблюдениях звезд на равной высоте. Тогда положение ротора выбирается таким, чтобы звезда пересекала щель недалеко от точки, в которой проектируется зенит на среднюю щель решетки (рис. 2).

Свет от звезды, выходя из второй главной точки объектива O_2 и отражаясь от ртутного горизонта в точке B , попадает в щель Щ , за которой расположен фотоумножитель. Расстояние от щели до второй главной точки объектива равно ρ . Определим зависимость зенитного расстояния щели z от наклона i в момент наблюдения.

Из треугольника $OB\text{Щ}$ имеем

$$\operatorname{tg} z = \frac{\cos i}{\frac{F}{\rho} - \sin i} \quad (3)$$

где F — фокусное расстояние объектива. При $\sin i = \frac{F}{\rho}$ зенитное расстояние минимальное, а изменение наклона на $\pm 7'$ меняет зенитное расстояние на $0''{,}005$. Визирную решетку следует расположить на $\frac{\rho^2}{F}$ ниже второй главной точки объектива, тогда при сравнительно грубой ориентации ротора наклон последнего не будет влиять на зенитное расстояние.

§ 2. КОНСТРУКЦИЯ

В мастерских Пулковской обсерватории В. Г. Шрейбером для фотоэлектрической зенитной трубы был отшлифован однолинзовый объектив диаметром 250 мм, фокусное расстояние которого 17,5 м. Объектив изготовлен из стекла К8 и имеет в средней части толщину 33 мм. Вторая главная точка объектива находится внутри стекла, 0,27 мм от выпуклой поверхности. Как показал расчет, применяя желтый светофильтр ЖС-16 перед катодом фотоумножителя, система пропускает примерно 50% падающего света звезды спектрального класса F0, и полуширина изображения, обусловленная хроматической aberrацией, составляет 2,5.

Линза объектива 1 и линза поля фотоумножителя 2 соприкасаются и могут быть склеены по площадке 6 для исключения взаимных перемещений (рис. 4). На нижнюю плоскую сторону линзы поля предполагается нанести визирную решетку 3, состоящую из 100 щелей шириной 0,5 мм промежутками 0,5 мм. За визирной решеткой находится поворачивающаяся диафрагма 4 для прикрытия нерабочих участков решетки. Диафрагма имеет щель, по которой перемещается звезда.

Диафрагма поворачивается на угол β , равный позиционному углу перемещения звезды.

Телескоп будет установлен в часовом подвале Службы времени Латвийского государственного университета (рис. 5). Стальная труба пройдет через два отсека часового подвала. Верхнюю часть трубы закроет ротор 4, а к нижней части

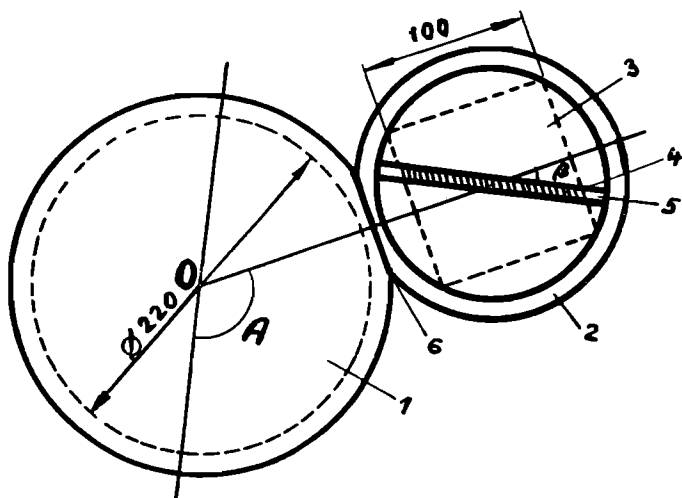


Рис. 4.

будет приварена плита 16, на которой расположен ртутный горизонт 15. Так как в трубе возникнет большой градиент температуры, то для исключения рефракции предполагается выкачивать воздух вакуумным насосом 8. Для обеспечения герметизации ротор будет помещен в масляной ванне 5, а под линзы будут подложены резиновые подкладки, которые более равномерно распределят по окружности силу давления воздуха. Верхняя часть трубы будет защищена ширмой 17, внутри которой создается воздушный поток. К ширме будет прикреплен мотор для вращения ротора.

§ 3. ФОТОКАСКАД

В фотоэлектрической зенитной трубе предполагается применить фотокаскад с суммированием фототока, схема которого приведена на рис. 6. При положении переключателя Π в положении 1 ток от фотоумножителя поступает на вращающуюся щетку A коммутатора K . Вторая щетка заземлена. К 1 и 3 секторам коммутатора подключен конденсатор C_1 , а к 2

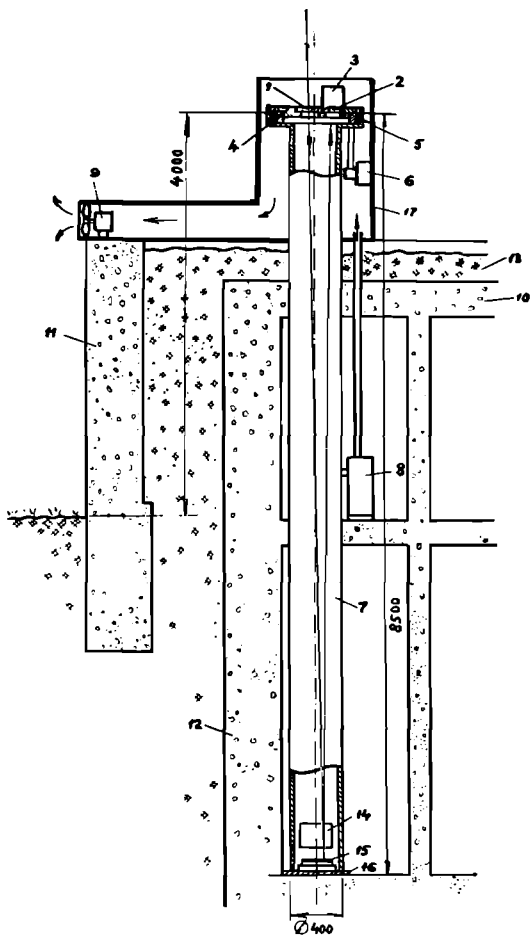


Рис. 5.

и 4 — C_2 . Можно применять и большее количество накапливающих конденсаторов, но тогда необходим коммутатор с большим числом секторов.

Коммутатор делает один оборот за время прохождения звезды через щель и промежуток между щелями T . Хронограф срабатывает в момент, когда щетка A попадает на контакт 5 и замыкает его.

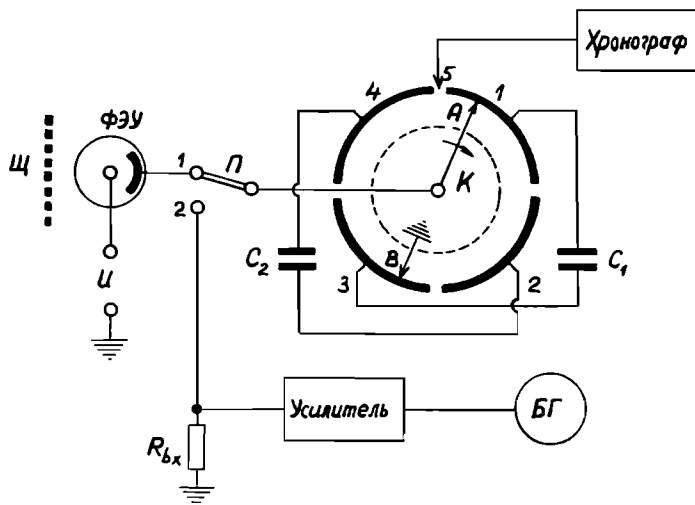


Рис. 6.

Предположим, что изменение фототока i при прохождении звезды через решетку выражается следующей формулой:

$$i = i_0 + \frac{1}{2} I \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{t - t_0}{T} + \varphi \right) \right], \quad (4)$$

где i_0 — темновой ток, I — амплитуда фототока, φ — начальная фаза тока в момент замыкания контакта 5 при $t = t_0$. Из формулы 4 следует, что мы рассматриваем случай, когда диаметр изображения равен ширине щели; когда фототок достигает максимального значения $i_0 + I$, звезда находится в середине щели. В течение одного оборота коммутатора на конденсаторах C_1 и C_2 накапливаются заряды q_1 и q_2 . Так как щетка A попадает через время $\frac{T}{2}$ поочередно на противоположные обкладки конденсатора, то

$$q_1 = \int_{t_0}^{t_0 + \frac{1}{4} T} i(t) dt - \int_{t_0 + \frac{1}{2} T}^{t_0 + \frac{3}{4} T} i(t) dt = \frac{IT}{2\pi} (\cos \varphi - \sin \varphi),$$

$$q_2 = \int_{t_0 + \frac{1}{4} T}^{t_0 + \frac{1}{2} T} i(t) dt - \int_{t_0 + \frac{3}{4} T}^{t_0 + T} i(t) dt = -\frac{IT}{2\pi} (\cos \varphi + \sin \varphi). \quad (5)$$

За время прохождения звезды по решетке, состоящей из n щелей, заряды конденсаторов достигают значений Q_1 и Q_2 :

$$Q_1 = \frac{IT_n}{2\pi} (\cos \varphi - \sin \varphi),$$

$$Q_2 = \frac{IT_n}{2\pi} (\cos \varphi + \sin \varphi), \quad (6)$$

где $T_n = nT$ время прохождения звезды по решетке. При таком способе наблюдений при использовании одного фотоумножителя, если предположить $i = \text{const}$, то темневой ток исключается.

По величине зарядов можно определить начальную фазу φ :

$$\text{tg } \varphi = \frac{Q_2 + Q_1}{Q_2 - Q_1} \quad (7)$$

и моменты, когда фототок достигает максимального значения, т. е.

$$t = t_0 + T \left(\frac{\varphi}{2\pi} \pm m \right). \quad m = 0, 1, 2,$$

То обстоятельство, что моменты определяются с точностью до периода T , не вносит больших затруднений при обработке, если координаты звезды известны.

В случае применения четырех накапливающих конденсаторов формула для определения φ принимает вид:

$$\text{tg } \varphi = \frac{Q_4 - Q_1 + 0,414(Q_3 - Q_2)}{Q_3 + Q_2 + 0,414(Q_1 + Q_4)}. \quad (8)$$

Для измерения Q переключатель Π переводится в положение 2. Через сопротивление входа R_{bx} измерительного усилителя конденсаторы последовательно разряжаются. К вы-

ходу усилителя можно подключить баллистический гальванометр БГ. Если $R_{\text{вх}}C \ll \tau_2$, где τ_2 — период колебаний гальванометра, то отклонение светового луча гальванометра пропорционально величине заряда на конденсаторе. Небольшие различия емкостей C_1 и C_2 не будут существенно влиять на отсчет. При чувствительности фотоумножителя в 10 А/люмен за время прохождения звезды 8 зв. величины по визирной решетке на конденсаторах образуются заряды порядка 10^{-8} кулона. При использовании достаточно чувствительного гальванометра заряды такого порядка могут быть измерены непосредственно или после весьма небольшого усиления. Погрешность измерения зарядов равна $\pm 1\%$ от максимального значения, что соответствует ошибке момента прохождения порядка $\pm 0,001$.

Формулы (7) и (8) выведены исходя из предположения, что фототок меняется по синусоидальному закону. Если диаметр изображения звезды станет во много раз меньше ширины щели, то характер изменения фототока приблизится к прямоугольным импульсам. Нами было подсчитано, что погрешность при использовании формулы (7) не больше $\pm 0,007 T$, а при использовании формулы (8) — $\pm 0,0009 T$. Когда диаметр звезды равен половине ширины щели, ошибки приблизительно в два раза меньше. Как показал расчет, при ширине щели $0,5 \text{ мм}$ для нашего объектива форма фототока мало отличается от синусоиды и следует ожидать, что предложенная нами теория даст необходимую точность.

Применение фотокаскада с накоплением фототока позволит определить момент прохождения звезд без запаздывания. Флюктуации фототока также будут лучше усредняться, поскольку используется вся кривая изменения фототока, а не некоторое пороговое значение, при котором срабатывает регистрирующий прибор [2]. Это имеет большое значение в применении к отражательной зенитной трубе, где программа состоит в среднем из звезд 7 зв. величины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reeger W., *Astronomische Nachrichten*. Band 272, 49—65. 1941.
2. Павлов Н. Н. Труды ГАО. Серия II, том 59, 1964.

KOPSAVILKUMS

M. ĀBELE.

FOTOELEKTRISKĀ ZENITA TĀLSKATA PROJEKTS

Parādīts, ka fotoelektrisko zenita tālskatu var izmantot laika un platuma noteikšanai, ja novēro zvaigznes pie viena un tā

paša zenitattāluma. Paredzēts pielietot fotoelektrisku kaskādi ar strāvas integrāciju. Kā jaunā zenīta tālskata fundamenta tiks izmantots LVU Laika dienesta pulksteņu pagrabs.

SUMMARY

M. ABELE.

THE PROJECT OF A PHOTO-ELECTRIC ZENITH TUBE

It is shown that a Photo-electric Zenith Tube may be used in determining latitude and time by observing the same star at nearly equal zenith distances east and west of the zenith. A photo-electric cell for integration of current will be used. As a foundation of the new Zenith Tube the clock's cellar of the Latvian State University Time Service will be used.

К. А. ШТЕЙНС

ЭВОЛЮЦИЯ ОРБИТ КОМЕТ

До настоящего времени в изучении физики комет и их орбит достигнуты большие успехи, однако все еще нет единого мнения о происхождении комет. Для решения этого вопроса необходимо изучать строение комет и процессы, которые происходят в ядрах комет при их прохождении вблизи Солнца. Необходимо продолжать тщательное определение элементов орбит комет, т. к. соответствующий материал является единственным критерием правильности многих выводов космогонии комет. Представляет интерес также изучение возмущений со стороны звезд и больших планет на движение комет, изучение диффузии комет, дезинтеграции, условий их открытия и т. д.

§ 1. КОМЕТНОЕ ОБЛАКО ООРТА

Определение первоначальных орбит комет показывает, что существуют кометы, которые пришли из очень далеких областей Солнечной системы. Так например, комета 1898 VIII пришла из области, находящейся на расстоянии 200 000 *a. e.* от Солнца, а 1902 III — 400 000 *a. e.* от Солнца. Статистика элементов орбит комет показывает, что примерно у 30% орбит большие полуоси имеют очень большие значения. Эти кометы, которые подвержены возмущениям со стороны звезд, будем называть почти параболическими кометами. Вопрос о происхождении этих комет нам остается неясным. Мы считаем, что эту проблему следует решать в теории происхождения Солнечной системы. Действительно, исследования Рассела показывают, что орбиты долгопериодических комет не имеют тенденции к концентрации вблизи орбит планет, т. е., что они возникли очень давно. Исследования распределения элементов орбит почти параболических и долгопериодических комет показывают, что элементы распределяются более или менее равномерно. Небольшие отклонения от равномерного распределения, которые установлены Оппенгеймом и Витковским, могут быть объяснены селекцией открытия комет.

Если допустить, что эти отклонения реальны, то они с одинаковым успехом объясняются как при помощи гипотезы Литтлтона, так и гипотезы кометного облака Оорта, т. к. в обоих случаях кометы подвергаются возмущениям со стороны звезд. Относительно образования почти параболических комет мы можем сказать следующее: гипотезы образования облака при взрыве гипотетической планеты или при извержении комет из планет нам кажутся искусственными. Более правдоподобным нам представляется возникновение кометного облака при образовании Солнечной системы, как предположил Б. Ю. Левин [1].

§ 2. ВОЗМУЩЕНИЯ СО СТОРОНЫ ЗВЕЗД НА ДВИЖЕНИЕ КОМЕТ

Должен быть некоторый источник, пополняющий число комет, орбиты которых имеют малые перигельные расстояния q , т. к., находясь вблизи Солнца, кометы очень быстро гибнут в его лучах, а силы притяжения Юпитера и остальных планет быстро рассеивают почти параболические кометы в межзвездное пространство. Литтлтон [2] считает, что кометы рождаются на очень больших расстояниях от Солнца при встречах Солнечной системы с межзвездными пылевыми облаками. Таким образом, в гипотезе Литтлтона источником пополнения комет с малыми q является непосредственно сам процесс образования комет. В гипотезе образования Солнечной системы, в гипотезе взрыва гипотетической планеты и в гипотезе извержения пополнение почти параболических комет с малыми q может происходить только при помощи возмущения со стороны звезд на движение комет.

Возмущения со стороны звезд на движение комет исследовались в работах [3], [4], [5], [6] по двум схемам, а именно, предполагалось, что возмущающая звезда перемещается относительно Солнца равномерно по прямой с весьма большой скоростью, или что звезда относительно Солнца не перемещается. В обоих случаях определяются изменения перигельного расстояния q .

Схема, согласно которой звезда относительно Солнца перемещается по прямой с весьма большой скоростью, исследуется статистическими методами. Согласно этим методам находится среднее изменение квадрата скорости за определенный промежуток времени в зависимости от расстояния кометы от Солнца. Осреднение ведется по массам звезд и скоростям звезд, а также по сферическим координатам ближайших точек на прямой, по которой движется звезда. На основе этих данных получается, что при значении величины большой полуоси в 10 000 *а. е.* перигельное расстояние в течение одного

прохождения изменяется на 1 а. е. , а при $a=5000 \text{ а. е.}$ — на $0,1 \text{ а. е.}$; схема неподвижной звезды дает большие изменения.

В результате рассмотрения этих схем получается, что в зависимости от знака возмущений со стороны звезд комета может быть как выведена, так и, спустя известное время, введена в область, где она постепенно разрушается, одновременно испытывая сильные возмущения со стороны планет. Вне этой области, оставаясь на значительном расстоянии от Солнца, комета в течение долгого времени практически сохраняет свои запасы газов.

Несмотря на некоторые достижения в вопросе изучения возмущений со стороны звезд на движение комет, остается неясным, которая гипотеза верна: гипотеза Литтлтона или гипотезы, предполагающие, что кометы возникли вблизи Солнца, образовав затем кометное облако.

Гипотеза Литтлтона нам кажется неприемлемой, т. к., если допустить так называемую песочную модель, то кометы, проходя вблизи Солнца, должны рассыпаться на части, чего не наблюдается.

§ 3. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ДИФФУЗИИ КОМЕТ

При исследованиях эволюции орбит комет не имеют значения, в результате какой из двух упомянутых причин пополняется класс комет с малыми q , т. к. в обоих случаях пополнение происходит за счет комет, пришедших из областей, находящихся на очень больших расстояниях от Солнца. Это (согласно Оорту), так называемые новые кометы, имеющие большие запасы газов и впервые подходящие близко к Солнцу.

Диффузия комет состоит в следующем. Допустим, что кометы по параболе впервые приближаются к Солнцу. Как показали вычисления И. В. Галибиной [7] на основе методики, разработанной С. Г. Маковым [8] 50% комет в дальнейшем движутся по эллипсам, а остальные 50% комет навсегда удаляются из Солнечной системы. При следующем прохождении оставшихся комет вероятность удаления их составляет уже только 40%, большинство остальных продолжает двигаться по эллипсам меньших размеров.

Описанный процесс накопления малых возмущений для данной кометы у долгопериодических комет имеет случайный характер. С уменьшением больших полуосей орбит комет диффузия должна прекратиться, т. к. кометы разрушаются в лучах Солнца и процесс накопления перестает быть случайным — начинают действовать классические законы Лап-

ласа и Пуассона, согласно которым вековые изменения больших полуосей орбит комет a отсутствуют.

Определим нижний предел для большой полуоси a_m , до которого имеет место диффузия комет. Предположим, что Юпитер является основным возмущающим телом, а Сатурн и остальные планеты вносят случайные возмущения. Тогда изменения порядка $0,0001 a. e.^{-1}$ будем считать случайными. Можно принять, что возмущения случайны, если период обращения кометы определен с точностью до ± 3 года, т. к. за это время Юпитер перемещается на достаточно большое расстояние по своей орбите и величина возмущений Δa^{-1} в следующем прохождении может намного измениться по сравнению с той, которая получилась бы, если бы возмущений со стороны Сатурна в первом прохождении не было.

В этом случае мы имеем:

$$P = a^{3/2} = z^{-3/2}, \quad \delta P = -3/2 z^{-5/2} \delta z, \\ \delta P = 3, \quad \delta z = 0,0001,$$

следовательно $a_m = 53 a. e.$ Значит значение $a_m = 40 a. e.$, которое применялось в наших работах, вполне приемлемо.

Теорию диффузии развили Вурком [9], Оорт [4], Литтлтон [10], Кендалл [11] и Уиппл [12]. Вурком рассмотрел нестационарный процесс, однако он не учел дезинтеграцию комет. Оорт учел дезинтеграцию комет, однако рассмотрел только стационарный процесс. Нами был рассмотрен как стационарный, так и нестационарный процессы с учетом дезинтеграции. Литтлтон и Кендалл уделяли особое внимание математически строгому учету выхода гиперболических комет из Солнечной системы. Уиппл исследовал превращение почти параболических комет в короткопериодические посредством диффузии, учитывая, что кометы имеют разный потенциальный возраст, не разделяя процесс эволюции орбит комет на отдельные этапы в зависимости от значения большой полуоси орбиты кометы a . В отличие от остальных исследователей мы учли, что дезинтеграция комет зависит от расстояния комет до Солнца.

Основное уравнение диффузии представляет собой уравнение баланса (изменение общего числа долгопериодических комет с данным a в течение определенного промежутка времени равно разности числа комет, проходящих через перигелий за этот промежуток времени до и после изменения большой полуоси минус число комет, которые дезинтегрировались в течение этого промежутка времени). Соответствующее уравнение представляет собой дифференциальное уравнение в частных производных.

У Оорта и у остальных исследователей, с одной стороны, и у нас, с другой, постановка вопроса при исследовании диффузии отличается. У Оорта коэффициент дезинтеграции не зависит от перигельного расстояния орбиты кометы q , это значит, что все кометы при возникновении имеют одинаковые запасы газов и при прохождении через перигелий теряют одинаковое количество газов. У нас коэффициент пропорцио-



Рис. 1. Эволюция орбит комет: при диффузии меняются только большие полуоси орбит комет.

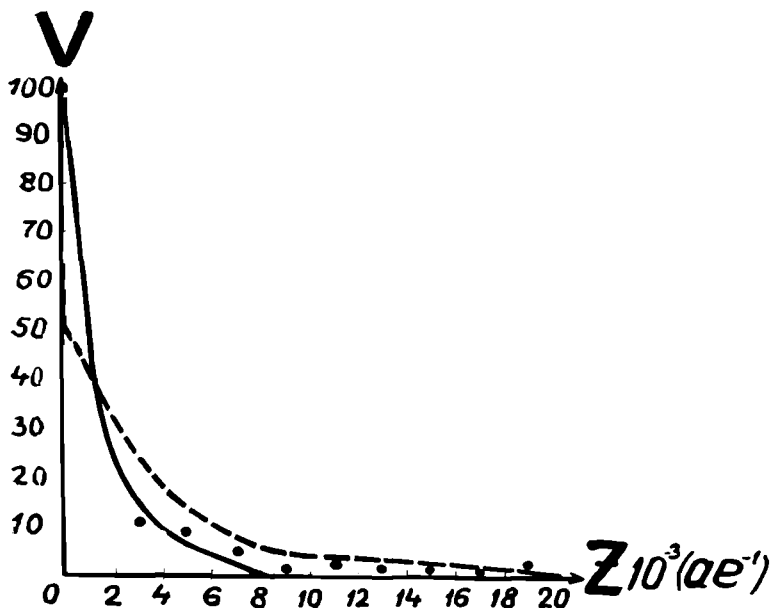


Рис. 2. Число комет ν ($q=1$ а. е.) в зависимости от значения обратной величины большой полуоси орбиты кометы $a=z^{-1}$. Сплошная кривая соответствует потенциальному возрасту комет в 7 об.; пунктирная кривая — потенциальному возрасту в 60 об. Кружками отмечены данные наблюдений. Учитывались кометы, открытые с 1700 г., у которых $0,75$ а. е. $< q < 1,25$ а. е. Масштаб для ν не определен.

нальности в формуле потенциального возраста $T=ca$ зависит от q . Более того, мы учитываем, что возмущения со стороны планет изменяют практически только большие полуоси орбит почти параболических комет и не изменяют перигельные расстояния q . Поэтому мы можем рассматривать поток долгопериодических комет с данным значением q , который возник из потока новых комет с данным q вследствие диффузии (рис. 1).

На рис. 2 показаны теоретические кривые, соответствующие потенциальному возрасту 7 и 60 об. Решение уравнения диффузии согласуется с наблюдениями, если учесть, что кометы имеют различные первоначальные запасы газов.

Пусть имеются две группы комет. Диффузия в этих группах происходит независимо. Пусть потенциальный возраст комет первой группы при $q=1$ а. е. есть 7 об., а у второй — 60 об. В таком случае мы уже имеем законы распределения этих групп по $z=a^{-1}$. Они показаны на рис. 2. Закон распределения по z комет обеих групп вместе получим, суммируя соответствующим образом обе кривые. Легко понять, что подбирая интенсивность потоков этих групп, мы сумеем получить кривую распределения, которая хорошо согласуется с наблюдениями.

§ 4. ЗАКОНЫ ДИФFUЗИИ КОМЕТ

Ортом [4] был установлен закон, названный нами первым законом диффузии, и который заключается в том, что вследствие диффузии комет орбиты с меньшими a имеют и меньшие наклонности i , т. е. они концентрируются к плоскости орбиты Юпитера. Первый закон подтверждается данными, которые показаны в следующей таблице 1 [13].

Таблица 1

Средняя полуось в а. е.	3,6	6,4	11,6	17,8	45	460	2000—∞
% орбит с обратным движением	0	20	33	22	16	41	50

Перейдем теперь к исследованиям вопроса о зависимости диффузии от перигельного расстояния орбит комет. Рассмотрим эмпирическое распределение комет по a в зависимости от q для комет, подлежащих диффузии. Из таблицы 2 видно, что в промежутке $0,1 < q < 0,3$ а. е. имеются только две кометы с малыми значениями a , а именно, кометы с номерами 386 и 117 [14]. Таким образом, для q , находящимся в интервале

Таблица 2

$a(a. e.)$	Δz	$0,1 < q < 0,3 a. e.$	$0,9 < q < 1,1 a. e.$
40—50	0,005		620
50—67	0,005		286, 447, 613, 664
67—100	0,005	386	254, 430
100—200	0,005	117	563, 638
200—2000	0,005		162, 300, 277, 404, 344, 557, 343, 338, 419, 243, 301
>2000, пар., гип.		26 шт.	51 шт.

(0,1 $a. e.$, 0,3 $a. e.$), на 26 почти параболических орбит имеются только две кометы с малым значением a , т. е. с большим значением z . Из представленной таблицы видно, что при q около 1 $a. e.$ мы имеем гораздо больше комет с малым значением a , а именно, на 26 почти параболических комет имеем 10 комет с малым a , т. е. в 5 раз больше. Таким образом доказан второй закон диффузии, который состоит в следующем: вследствие диффузии, орбиты, имеющие большие перигельные расстояния, имеют в среднем меньшие эксцентриситеты, т. е. меньшие значения больших полуосей. Чтобы придать закону математический вид, было вычислено среднее значение z как функция от q . Эти значения были сравнены с наблюдениями (см. рис. 3). Получено прекрасное совпадение теории с наблюдениями.

Укажем теперь на те физические причины, из-за которых при $q \approx 0,2 a. e.$ имеются только две кометы с малыми значениями a , а при $q \approx 1 a. e.$ их сравнительно много. Рассуждение начнем с того момента, когда в Солнечную систему входят несколько почти параболических комет. 50% из них при первом прохождении удаляются из Солнечной системы. У орбит остальных комет уменьшаются большие полуоси орбит; Δz в среднем равно $\Delta z = 0,0005 a. e.^{-1}$. Следовательно, чтобы имелась комета с a (40—67 $a. e.$), она должна много раз пройти через Солнечную систему. При $q \approx 1 a. e.$ это возможно, а при $q \approx 0,2 a. e.$ невозможно, т. к. при $q \approx 0,2$ кометы через несколько прохождений окончательно разрушаются в лучах Солнца. При $q \approx 5,2 a. e.$ разрушение комет в лучах Солнца происходит очень медленно, поэтому там в 10 раз больше комет с малыми значениями a , чем при $q = 1 a. e.$ (по сравнению с числом почти параболических комет). Это и есть третий закон диффузии, который заключается в том, что вследствие диффузии в потоке комет с данным q содержится тем больше новых комет, чем меньше перигельные расстояния q их орбит. Так, для комет с $q = 1 a. e.$, новые кометы состав-

ляют по Оорту [4] примерно 30%, а в потоке комет с $q=4,5$ *а. е.* по нашим подсчетам новых комет 3%—5%. Чтобы выяснить влияние учета диффузии при определении распределения элементов орбит короткопериодических комет и при определении относительного количества короткопериодических комет следует рассматривать фиктивный случай, когда потоки новых комет с $q=1$ *а. е.* и $q=4,5$ *а. е.* одинаково интенсивны.

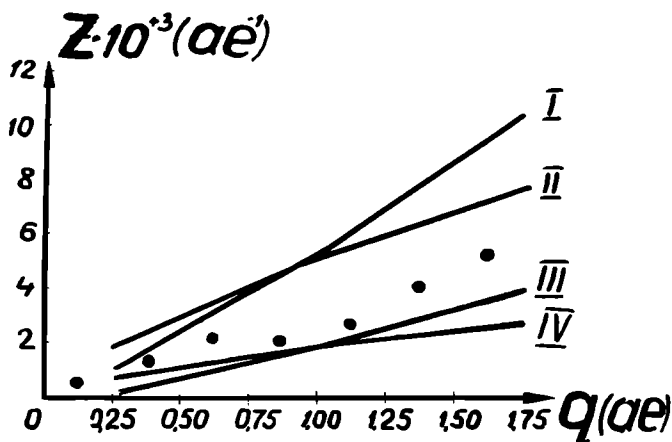


Рис. 3. Зависимость среднего значения обратной величины большой полуоси от расстояния перигелия орбиты кометы. Кружками отмечены данные наблюдений. Учитывались кометы, открытые с 1700 г., у которых $a > 40$ *а. е.* Сплошные кривые показывают теоретическую зависимость для различных вариантов.

На основе третьего закона диффузии следует, что вследствие диффузии при этом предположении поток всех комет с $q=4,5$ *а. е.* в 5—10 раз интенсивней, чем поток всех комет с $q=1$ *а. е.*

Соответствующие выводы можно представить в виде математических формул. Зависимость дезинтеграции комет от q , т. е. зависимость потенциального возраста от q , в наших работах выводилось на основе теории Б. Ю. Левина о выделении вещества из ядра кометы [15].

§ 5. ЗАХВАТ КОМЕТ С УЧЕТОМ ДИФФУЗИИ КОМЕТ

Перейдем к применению открытых нами законов диффузии к проблеме захвата комет. Диффузия и захват комет, по существу, два различных процесса. Диффузии подлежит любая комета, вероятность этого процесса равна единице.

Захват происходит только при тесных сближениях комет с Юпитером, что бывает весьма редко. Согласно гипотезе захвата, короткопериодические кометы получаются из почти параболических путем больших возмущений при тесных сближениях с Юпитером. Так как во времена Г. А. Ньютона, Каландро и Рассела диффузия комет не была известна, то считали, что захватываются почти параболические кометы, и считали, что скорости этих комет распределены на сфере действия Юпитера равномерно. Это показано на следующем рисунке (рис. 4). Теперь, когда открыты законы диффузии, мы знаем, что на сфере действия Юпитера скорости сконцентрированы в направлении движения Юпитера, и, следовательно, подсчеты Г. А. Ньютона и С. К. Всехсвятского неправильны.

Отличие в ориентации и форме орбит почти параболических комет и орбит основного потока долгопериодических комет, которое образовалось в результате диффузии комет, характеризуется первым и вторым законами диффузии. Таким образом, в отличие от Ньютона и других исследователей, рассматривавших равномерное распределение скоростей для потока почти параболических комет, следует рассматривать поток долгопериодических комет, в котором орбиты преимущественно имеют малые наклонности и перигелии которых концентрируются вдоль орбиты Юпитера. Это, грубо говоря, кометы с $q \approx 5 \text{ а. е.}$, т. е. невидимые кометы. Для подсчета захвата невидимых комет пригоден так называемый вариант учета индивидуальных свойств движения комет. Этот вариант был разработан нами в 1958 г. путем преобразования гидродинамического варианта по идее акад. В. Г. Фесенкова [16] и его результаты сравнены с наблюдениями. Мы получили [17], [18] очень хорошее совпадение для теоретического и эмпирического распределений элементов орбит короткопериодических комет, однако при этом оставалось неясным, т. к. тогда не были известны законы диффузии, почему гидродинамический вариант требуется исправлять, учитывая индивидуальные свойства движения комет.

Рассматривались также и другие варианты определения распределения элементов орбит короткопериодических комет в случае больших возмущений. Исследование нескольких вариантов необходимо, т. к. о распределении орбит комет, подлежащих захвату, т. е. о распределении орбит невидимых комет, мы имеем весьма неточные сведения. С другой стороны, подсчет видимого распределения элементов захваченных комет требует данных об условиях открытия комет, которые плохо известны. Сравнивая результаты, полученные

в разных вариантах, а также в процессе вычислений, мы убедились в следующем:

Во-первых, вариант, учитывающий индивидуальные свойства движения комет, хорошо представляет видимое распределение орбит короткопериодических комет. В настоящее время этот вариант правильнее называть вариантом, учитывающим диффузию комет.

Во-вторых, основной причиной отсутствия короткопериодических комет с обратными движениями является то, что эти кометы возникают из числа долгопериодических, орбиты которых имеют малые перигельные расстояния, т. е. возникают из видимых долгопериодических комет. Согласно второму и третьему законам диффузии, среди долгопериодических комет, попадающих в сферу действия Юпитера, видимые долгопериодические кометы практически не встречаются и поэтому не встречаются и короткопериодические кометы с обратными движениями и малыми перигельными расстояниями.

В-третьих, уменьшение числа короткопериодических комет с возрастанием больших полуосей их орбит объясняется селекцией открытия этих комет, т. к. перигельные расстояния орбит этих комет находятся вне зоны видимости.

В-четвертых, объяснить видимое распределение орбит короткопериодических комет захватом только параболических (т. е. новых) комет нельзя. На это указывает то, что вариант, основывающийся на формулах выделения газа, которая предложена Б. Ю. Левиным, в сочетании с гидродинамическим вариантом захвата параболических комет без учета диффузии дает неудовлетворительные результаты.

Следует отметить, что для определения большой полуоси орбит короткопериодических комет безразлично, происходит ли захват параболических ($z=0$) или долгопериодических комет ($z < 0,03 a. e.^{-1}$).

§ 6. КРИТИКА ПОДСЧЕТОВ ЗАХВАТА КОМЕТ БЕЗ УЧЕТА ДИФФУЗИИ

В литературе высказаны самые различные мнения о правильности гипотезы захвата и соответствующие заключения сопровождаются подсчетами. Г. А. Ньютон, Калландро, Рассел, Вурком, Оорт, Уиппл и др. считали, что гипотеза захвата верна, хотя соответствующая математическая теория недостаточно развита. С. К. Всехсвятский — самый последовательный противник гипотезы захвата. Он проделал ряд вычислений и пришел к заключению, что гипотеза захвата

неправильна. Возражения С. К. Всехсвятского в основном сводятся к следующему [13], [19]:

1. Известное число короткопериодических комет, даже если учесть вероятность открытия, оказывается бóльшим, чем это должно следовать согласно представлениям о захвате (см. табл. 3).

2. Нельзя объяснить отсутствие необходимого числа комет с периодами меньше, например, ста лет, которых должно быть гораздо больше, чем наблюдается, если исходить из числа комет группы Юпитера (см. табл. 3) Число преобразованных орбит должно возрастать пропорционально a^2 , тогда как действительное распределение ничего подобного не показывает.

3. Отсутствие обратных движений среди комет группы Юпитера является фатальным для гипотезы захвата.

4. Гипотеза захвата не объясняет все более частые открытия комет с малыми эксцентриситетами.

Таблица 3

Наблюденные и теоретические числа комет с периодом меньше данного

Период в годах	9	30	100	1000	Параболы и гиперболы
набл.	61	75	86	124	536
теор.	61	294	1440	21 900	10^{10}

Эти проблемы рассматривали также Г. А. Ньютон и Рассел, однако они пришли к заключению, что гипотеза захвата верна. В настоящее время, когда известны законы диффузии комет, спор о справедливости гипотезы захвата можно решить, уточнив соответствующие подсчеты.

Распределение комет по a С. К. Всехсвятский подсчитывал по формуле Рассела

$$W = ca^2q, \quad (1)$$

где W — вероятность того, что комета после прохождения будет иметь большую полуось меньше a и перигельное расстояние — меньше q , c — некоторая постоянная.

Формула (1) имеет место при достаточно больших значениях a , т. к. ca^2 в известной формуле Г. А. Ньютона при достаточно больших значениях a является главным членом. Множитель q получен на основе гипотезы Г. А. Ньютона, которая заключается в том, что абсолютные скорости параболических комет распределены равномерно, что, строго говоря, имеет место только для параболических комет. Однако

эту формулу можно применять также и для комет с меньшими значениями a , т. к. при небольших возмущениях q практически не меняется, а значительно меняется только a . В этой формуле не учитывается, что захват происходит не из параболических, а также из долгопериодических комет, скорости которых не распределены равномерно в пространстве, т. к. имеет место очень интенсивная дезинтеграция комет, зависящая от перигельного расстояния орбит комет. Таким образом, учет условий видимости при помощи множителя q по формуле Рассела неверен, т. к. не учитывает первый и третий законы диффузии.

С. К. Всехсвятский по формуле (1) определял также общее количество комет по сравнению с количеством комет группы Юпитера. В работе 1952 г. [19] он подставлял меньшие значения для $a = P^{2/3}$, а в 1958 г. [13] он подставил для a значение равное $[50 \cdot 10^6]^{2/3}$ и получил, что 61 комете с периодом обращения меньшим 9 лет должно соответствовать общее количество комет 10^{10} . Ясно, что, подставляя для a еще большие значения, он получил бы сколь угодно большое общее количество комет. С. К. Всехсвятский ошибся и получил, что из сферы действия комет выходит больше комет, чем вошло. Общее количество комет следует определить, учитывая, что из сферы действия Юпитера выходит столько же комет, сколько их вошло. Так поступил Г. А. Ньютон.

Г. А. Ньютон получил [20], что из 10^9 комет, которые входят в сферу, описанную вокруг Солнца с радиусом, равным расстоянию от Солнца до Юпитера, после захвата 126 комет имеют период обращения P меньше половины периода обращения Юпитера ($1/2 P_1$), 839 комет имеют $P < P_1$ и т. д. Из 839 комет 257 будут иметь наклон меньше 30° , и только у 51 кометы наклон больше 150° . Эти данные не подтверждаются данными наблюдений. Это несоответствие Г. А. Ньютон, Рассел и другие объясняли тем, что кометы, у которых орбиты стали эллиптическими, после первого прохождения снова могут неоднократно попасть в сферу действия Юпитера и количество комет с малыми a увеличится. Калландро доказал ряд теорем, из которых отметим следующую [21]: «Кометы с малыми периодами обращения встречаются преимущественно с прямыми движениями и малыми наклонностями, что очень усиливается, если учитывать последующие встречи с планетой». На основе этой и подобных теорем Рассел [21] считал, что гипотеза захвата может объяснить данные наблюдений, если учесть, что кометы при сближениях с большими телами делятся на несколько частей. Подробные вычисления Рассел не проводил, т. к. сделать это по теоремам Калландро не

возможно. После открытия законов диффузии подсчеты Г. А. Ньютона можно исправить согласно законам диффузии и получить численную оценку совпадения этих подсчетов с данными наблюдений.

§ 7. ОСНОВНОЙ ПУТЬ ЭВОЛЮЦИИ ОРБИТ КОМЕТ И УЧЕТ УСЛОВИЯ ВИДИМОСТИ

Чтобы исправить классические подсчеты за влияние диффузии комет, необходимо выяснить следующие два вопроса:

1. Как влияют в зависимости от a условия видимости на открытие комет. С этим тесно связан вопрос об эволюции орбит комет при тесных сближениях комет с Юпитером.

2. Какое влияние имеет то обстоятельство, что по направлению движения Юпитера в сферу действия Юпитера входит гораздо большее число комет, чем это предполагали Г. А. Ньютон, С. К. Всехсвятский и др. (рис. 4).

Рассмотрим эти два вопроса. Мы уже отмечали, что в случае диффузии комет значительно меняются только большие полуоси орбит комет. Это следует из основных уравнений небесной механики. Уравнение для $z=a^{-1}$ имеет следующий вид:

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{2m_1}{k\sqrt{p_1}} \left(e_1 S_1 \sin v_1 + \frac{p_1}{r} T_1 \right), \quad (2)$$

где e_1 — эксцентриситет, p_1 — параметр эллипса, m_1 — масса Юпитера, k — постоянная тяготения, S_1 — составляющая ускорения по радиусу-вектору r , T_1 — составляющая ускорения по перпендикуляру к радиусу-вектору в сторону приращение истинной аномалии v_1 , t — время. Подобное уравнение имеется также для q . Следовательно, изменения z и q одинакового порядка. Так как для долгопериодических комет $z=a^{-1} \approx 0$, то сравнительно малые изменения z сильно изменяют a .

Подобное явление происходит в случае прохождения комет через сферу действия Юпитера. При сравнительно малых возмущениях (когда относительная скорость в момент вступления кометы в сферу действия Юпитера не направлена точно на Юпитер), комета в сфере действия Юпитера перемещается по гиперболе с большим эксцентриситетом. При выходе из сферы действия относительная скорость мало изменяет свое направление по сравнению с направлением в момент вступления в сферу действия. Следовательно, наиболее вероятным случаем при прохождении кометы через сферу действия

является тот, когда векторы скоростей до и после захвата почти равные. Учитывая сказанное, из формулы

$$v^2 = k^2 \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)$$

и формулы для определения q следует, что при достаточно больших значениях a при прохождении через сферу действия

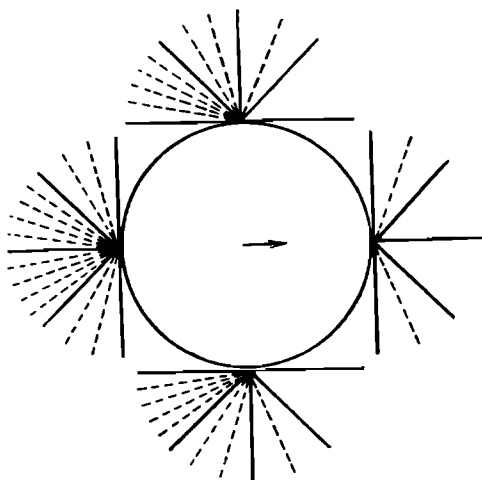


Рис. 4. Распределение векторов абсолютных скоростей комет на сфере действия Юпитера. Сплошные линии показывают вектора скоростей в гипотезе Ньютона, пунктирные — при учете диффузии. Вектор в центре сферы действия показывает направление движения Юпитера.

с наибольшей вероятностью меняется только a . Если a^{-1} одного порядка с $2r^{-1}$, то изменения a будут того же порядка, что и изменения q . Таким образом мы установили, что при достаточно больших значениях a наиболее вероятно изменение самого a , а остальные элементы меняются гораздо меньше, в то время как при малых значениях a все элементы орбит меняются примерно одинаково.

Чтобы показать, что при выяснении вопроса об эволюции орбит комет мы основывались на правильных предположениях, рассмотрим подсчеты Леверье для кометы Лекселя [20]. Комета Лекселя открыта в 1770 г. Она имела тесные сближения с Юпитером в 1767 г. и 1779 г. Леверье показал, что комета до 1770 г. не наблюдалась потому, что перигельное

расстояние орбиты кометы было слишком большим ($q \approx 3,0 \text{ а. е.}$). При тесном сближении в 1767 г. орбита кометы претерпела большие изменения, абсолютное значение скорости кометы изменилось от 0,47 до 0,25 в единицах $\left(\frac{v}{k}\right) \text{ а. е.}$

При столь большом изменении (\vec{v}) все элементы также сильно изменились: a было 4,6 а. е., стало 3,15 а. е.; q было 3,0 а. е., стало 0,7 а. е.; i было 34° , стало 2° и ω было 334° , стало 356° , (см. табл. 4), и комета стала доступна для наблюдений. При следующем тесном сближении Леверье считал невозможным точно подсчитать элементы орбиты кометы после захвата и поэтому рассмотрел несколько вариантов. Как видно из таблицы 4, если скорость v изменяется мало, то a^{-1} и q также меняются сравнительно мало. Кроме того, из таблицы видно, что изменения a от $+60 \text{ а. е.}$ через ∞ до -59 а. е. происходят при сравнительно малых изменениях v и при малых изменениях q (v меняется на 3%). Таким образом, вычисления Леверье полностью подтверждают наши заключения о том, что при достаточно больших a наиболее вероятно изменение самого a , а остальные элементы меняются гораздо меньше, в то время как при малых значениях a все элементы орбит меняются примерно одинаково.

На основе этого утверждения Рассел выводил свою формулу, однако она получилась неправильной из-за того, что он не учитывал законы диффузии.

Таблица 4

Элементы орбиты кометы Лекселя 1767—1779 гг.

$a(\text{а. е.})$		$q(\text{а. е.})$				
4,6	0,47	3,0	34°	334°		1767
3,15	0,25	0,7	2°	356°		1770
2,91	0,20	0,4	3°	1°		1779
3,13	0,25	0,6	11°	10°		1779
3,78	0,35	1,3	16°	26°		1779
8,9	0,52	4,2	19°	110°		1779
60	0,61	5,2	18°	159°		1779
-59	0,63	5,4	17°	188°		1779

Кометы с $P \approx 100$ лет эволюционируют из почти параболических, не меняя своих элементов, кроме a . Следовательно, они не могут иметь q в пределах от 0 а. е. до 1 а. е., так как эти кометы гибнут в лучах Солнца очень быстро (см. табл. 2). Большинство комет с $P \approx 100$ лет имеют большие значения q , т. е. примерно 5 а. е., следовательно, почти все кометы с $P \approx 100$ лет не видны. Кометы с $P \approx 100$ лет могут возник-

нуть также посредством больших возмущений, однако это мало вероятно, т. к. большинство долгопериодических комет имеют $i \approx 0^\circ$ и $q \approx 5$ а. е., а из таких комет не смогут получиться кометы с малыми q , у которых $P \approx 100$ лет, т. к. в случае больших возмущений у этих комет происходит вращение линий аспид. Таким образом, возражение Всехсвятского § 6 п. 2 не имеет ни малейшего основания, если учесть быструю дезинтеграцию комет. Это подтвердили также и наши вычисления. Максимум комет при $a = 3,4$ а. е. объясняется тем, что кометы, которые возникли посредством захвата и имеют a меньше 3,6 а. е., все без исключения находятся в сфере видимости.

Перейдем теперь к выяснению вопроса о том, что дает тот факт, что скорости комет, подлежащих захвату на расстоянии 5 а. е. от Солнца, распределены не равномерно, а по направлению движения Юпитера. Этот вопрос был рассмотрен Г. А. Ньютоном, Калландро и акад. В. Г. Фесенковым. К подобным заключениям можно прийти при помощи следующих элементарных рассуждений.

Предположим, что параболическая комета входит в сферу действия Юпитера по направлению его движения. Относительная скорость \vec{BC} получается, если из параболической скорости вычесть переносную скорость (скорость Юпитера) \vec{AB} (рис. 5). В момент выхода кометы из сферы действия Юпитера относительная скорость по модулю равна $|\vec{BC}|$ и может иметь любое направление, следовательно, конец вектора относительной скорости будет находиться где-то на сфере, описанной вокруг точки B с радиусом BC . Абсолютная скорость после выхода кометы из сферы действия равна вектору, соединяющему точку A с точкой на сфере радиуса CB . Таким образом видно (рис. 5), что у всех рассматриваемых нами комет после захвата $a^{-1} > 0$ и скорости образуют небольшие углы со скоростью Юпитера, т. е. плоскости орбит мало наклонены относительно плоскости Юпитера ($i < 25^\circ$). Если скорость параболических комет образуют небольшие углы со скоростью Юпитера, то абсолютные скорости после захвата представляются векторами, соединяющими точку A с точками, находящимися на сфере, описанной вокруг точки B с радиусом BD . Следовательно, после захвата мы опять имеем только кометы прямого движения, а гиперболические кометы, вектор скорости которых кончается на части сферы $DCGH$, не видны, так как у них q имеет сравнительно большое значение. Таким образом, мы приходим к следующему заключению: Если комета попадает в сферу действия Юпитера по направлению

движения Юпитера и ее скорость образует небольшие углы со скоростью Юпитера, то среди видимых комет после захвата имеются только эллиптические кометы прямого движения. Так как первый и третий законы диффузии показывают, что по сравнению с подсчетами Г. А. Ньютона и С. К. Всехсвятского на сферу действия попадает гораздо больше комет по направлению движения Юпитера, скорость которых образует небольшие углы со скоростью Юпитера, то в действительности имеется гораздо больше комет с малыми значениями a и прямым движением, чем это подсчитали Г. А. Ньютон и С. К. Всехсвятский.

Из приведенного анализа видно также, что среди комет, которые получаются после захвата из параболических, входящих в сферу действия по движению Юпитера, находятся кометы группы Юпитера. На это указывает также знаменитый пример Тиссерана. Он показал, что если параболическая комета, перемещаясь в направлении движения Юпитера, обгоняет его и подходит к Юпитеру на расстояние порядка $0,01 a. e.$, то орбита кометы превращается в эллипс с афелием на орбите Юпитера, большой полуось примерно $3,2 a. e.$, эксцентриситетом $e=0,64$, перигелийным расстоянием $q=1,1 a. e.$ Оказывается, что кометы с примерно такими орбитами составляют около 70% всех короткопериодических комет.

Мы всегда утверждали, что при $q \approx 5 a. e.$ долгопериодические кометы практически не видны. Это утверждение полностью подтверждается статистикой элементов орбит комет. Известно 26 комет, у которых $q > 2,3 a. e.$ Среди этих комет есть 13 параболических. Из остальных 13 комет 10 или гиперболических, или с $a > 20\,000 a. e.$ Только 3 кометы имеют несколько меньшие значения a , т. е. $a \approx 2000 a. e.$ Следовательно, при $q > 2,3 a. e.$ мы наблюдаем только почти параболические кометы, которые в первый или во второй раз подошли достаточно близко к Солнцу. Это заключение подтверждается тем, что средняя абсолютная яркость комет с $q > 2,3 a. e.$ на 2^m ярче, чем у остальных комет. Долгопериодические кометы с $q > 2,3 a. e.$ не видны, т. к. они для этого слишком слабы.

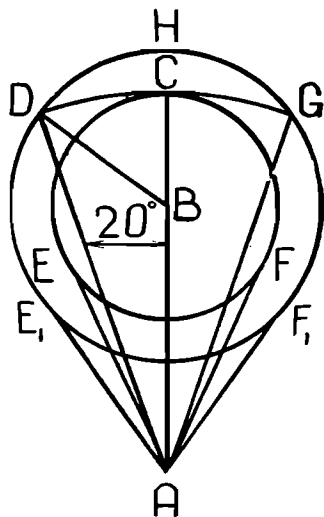


Рис. 5. Диаграмма скоростей.

§ 8. ИСПРАВЛЕНИЕ ПОДСЧЕТОВ Г. А. НЬЮТОНА ЗА ДИФФУЗИЮ КОМЕТ

В § 7 мы качественно выяснили, что учет диффузии комет сводит на нет все возражения С. К. Всехсвятского против гипотезы захвата. Можно проделать приближенные вычисления, исправляя подсчеты Г. А. Ньютона, и показать, что гипотеза захвата достаточно хорошо объясняет данные наблюдений. Мы уже отметили, что Г. А. Ньютон получил следующее соотношение между параболическими кометами и кометами, у которых период обращения меньше $1/2 P_1$; P_1 , $3/2 P_1, \dots$

$$10^9 : 126 \quad 839 \quad 1701 \quad 2670$$

где P_1 — период обращения Юпитера вокруг Солнца. В этом ряду следует сделать следующие поправки. Г. А. Ньютон подсчитал число почти параболических комет, входящих в единицу времени в сферу, описанную вокруг Солнца радиусом $5,2 \text{ а. е.}$, а мы хорошо наблюдаем долгопериодические кометы только до $1,3 \text{ а. е.}$ Это видно из статистики элементов орбит комет, т. к. число наблюдаемых долгопериодических комет с $q > 1,3 \text{ а. е.}$ резко уменьшается, в действительности же их количество увеличивается. Из-за этого эффекта видимости и учитывая гипотезу Г. А. Ньютона о равномерном распределении скоростей почти параболических комет число 10^9 должно быть уменьшено в $5,2 \cdot 1,3 = 4$ раза. Следовательно

$$k_1 = \frac{1}{4}.$$

Короткопериодические кометы несколько раз проходят через сферу видимости, и поэтому их открыть легче. Так, комета Понса—Виннеке была потеряна и вновь открыта только после 7 оборотов. Комета де Вико—Свифта не наблюдалась в течение нескольких десятков прохождений. Следовательно, долгопериодическую комету в 5—10 раз легче открыть, чем долгопериодическую. За эффект многократного прохождения число 10^9 следует уменьшить в

$$k_2 = \frac{1}{5}.$$

Надо учесть также то, что следует сравнивать не число короткопериодических и долгопериодических комет, а число долгопериодических комет с числом погибших короткопериодических комет, т. к. нет основания считать, что число короткопериодических комет в настоящее время меняется.

За время от 1700 г. погибло примерно 20% короткопериодических комет, следовательно

$$k_3 = \frac{1}{5}.$$

Итак, после исправления числа 10^9 за условия видимости и за эффект накопления короткопериодических комет приблизительно имеем, что на каждые 10^4 долгопериодических комет должна быть только одна комета группы Юпитера. Однако в действительности на каждые 10 долгопериодических комет наблюдается одна комета группы Юпитера. Примерно к такому же результату пришли Г. А. Ньютон и Рассел. Это несогласие они объясняли эффектом многократных прохождений комет через сферу действия Юпитера и делением комет.

В настоящее время в подсчетах Г. А. Ньютона следует учитывать также диффузию комет. Захват происходит не только из почти параболических комет, а также из долгопериодических, которые получают из-за диффузии комет. Как видно из табл. 2 и как следует из третьего закона диффузии, долгопериодических комет с $q \approx 5$ а. е. в 5—10 раз больше, чем с $q \approx 1$ а. е. Следовательно,

$$k_4 = \frac{1}{10}.$$

Согласно первому закону диффузии долгопериодические кометы главным образом являются кометами с прямым движением. Из табл. 1 видно, что долгопериодических комет с прямым движением в 5 раз больше, чем с обратным движением. В § 7 мы доказали, что из комет с прямым движением и $q \approx 5$ а. е. возникают кометы группы Юпитера, следовательно

$$k_5 = \frac{1}{5}$$

Долгопериодические кометы легче захватываются Юпитером и становятся короткопериодическими, чем почти параболические, следовательно

$$k_6 = \frac{1}{2}.$$

Вурком доказал, что почти все короткопериодические кометы, у которых $a < 10$ а. е., проходят стадию комет группы Юпитера. Следовательно, захват должен быть подсчитан

для расширенной группы Юпитера, т. е. для $a < 10$ а. е. Тогда приблизительно имеем

$$k_7 = \frac{1}{10}.$$

Если исправить общее число комет 10^9 за все факторы, то получим

$$10^9 k_1 k_2 k_3 k_4 k_5 k_6 k_7 = 10^4,$$

это значит, что на каждые 10 долгопериодических комет получается одна комета группы Юпитера. Это совпадает с наблюдениями. Ясно, что наш подсчет является только приближенным.

С теми же значениями k_i нетрудно подсчитать относительное количество гиперболических комет с малыми значениями $|a|$. Мы имеем:

$$k_1 k_2 k_3 k_5 k_6 k_7 = 10^{-4},$$

т. е. гиперболические кометы с малыми значениями $|a|$ в 10^4 раз труднее открыть, чем короткопериодические, т. к. гиперболические кометы не имеют тенденции к уменьшению q (k_1); при захвате они не проходят по несколько раз через Солнечную систему (k_2); не накапливаются (k_3); малые углы скоростей комет со скоростью Юпитера не способствуют захвату в гиперболические (k_5); уменьшение v не способствует захвату, даже наоборот, ухудшает захват (k_6); и наконец, для гиперболических комет не имеет места теорема Вуркома (k_7).

Подобным образом можно показать, что кометы с $P \approx 100$ лет имеют малую вероятность быть открытыми. Действительно,

$$50 k_1 k_4 k_5 k_7 \approx 40^{-1},$$

т. е. комет с $P \approx 100$ лет должно быть в 40 раз меньше, чем комет группы Юпитера, т. к. комет с $P \approx 100$ лет согласно теории примерно в 50 раз больше, чем с $P = 12$ лет, однако при захвате комет с $P \approx 100$ лет они не все попадают в сферу видимости (k_1), они не возникают из комет с $q \approx 5$ а. е. (k_4 , k_5) и для этих комет не имеет места теорема Вуркома (k_7). Таким образом мы показали, что возражения С. К. Всехсвятского § 6 п. 1, 2 несостоятельны, если учесть диффузию комет.

Отсутствие обратных движений среди комет группы Юпитера (п. 3) было достаточно хорошо объяснено Г. А. Ньютоном и Калландро. Здесь мы только несколько уточним подсчеты Г. А. Ньютона. Согласно Ньютону [20] отношение

числа комет с прямым и обратным движением равно 5 : 1. С. К. Всехсвятский [22] учел условия видимости и получил $n : o = 8 : 1$. Однако как Г. А. Ньютон, так и С. К. Всехсвятский не учли тот факт, что захватываются не только почти параболические, но, главным образом, долгопериодические кометы с $a \approx 40$ а. е., которые подлежат диффузии. Так как для долгопериодических комет с $a \approx 40$ а. е. имеем $n : o = 5 : 1$ (см. табл. 1) и захват комет с прямым движением приводит снова к прямому движению, то $n : o = (5 \cdot 8) : 1 = 40 : 1$, т. е. если в подсчетах Всехсвятского учесть диффузию комет, то на 40 комет с прямым движением получается только одна комета с обратным движением. Однако это соотношение еще на много улучшает, если учесть теорему Калландро.

Нами разработан метод для определения числа захваченных комет в течение некоторого промежутка времени [23].

Метод заключается в следующем. Предполагается, что независимо от значения q на 1 а. е.³ имеется одинаковое количество перигелиев новых комет, и соответствующее значение определяется на основе наблюдений. Учитывается, что плотность комет с $q = 5$ а. е. вследствие диффузии примерно в 10 раз больше, чем с $q = 1$ а. е. Предполагается, что короткопериодические кометы образуются из долгопериодических, перигелии орбит которых находятся в торе, описанном вокруг орбиты Юпитера. Радиус сечения тора равен 0,043 а. е. Это значение получено на основе теории. Оно соответствует наблюдениям, т. к. мы знаем, что у 60% комет d заключено в интервале $[0; 0,16$ а. е.]. Согласно первому закону диффузии, вероятность захвата определяется по формуле $\Delta h = 2\pi R$, где Δh — длина отрезка орбиты кометы, заключенного в торе, R — радиус орбиты Юпитера. Предполагается, что открыть параболические кометы в 10 раз труднее, чем кометы группы Юпитера, которые совершают несколько десятков оборотов вокруг Солнца. Результаты, полученные этим методом, также показывают, что теория захвата может объяснить относительное количество короткопериодических комет.

§ 9. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ПОЧТИ КРУГОВЫХ ОРБИТ

Накопление малых возмущений и единичные большие изменения элементов орбит почти параболических комет не могут привести к образованию эллипсов с малыми эксцентриситетами, если возмущающим телом является только Юпитер. Это видно из критерия Тиссерана. Раньше считалось, что существование комет с почти круговыми орбитами указывает на несостоятельность теории захвата. Нам удалось

доказать, что это не так [24]. Рассмотрим коротко эту проблему. Если короткопериодические кометы возникли из долгопериодических путем захвата и на движение их не влияли никакие посторонние эффекты, то, согласно исследованиям Шульхофа [20], движение комет подчиняется не только критерию Тиссерана, но и сохраняются постоянными минимальные рас-

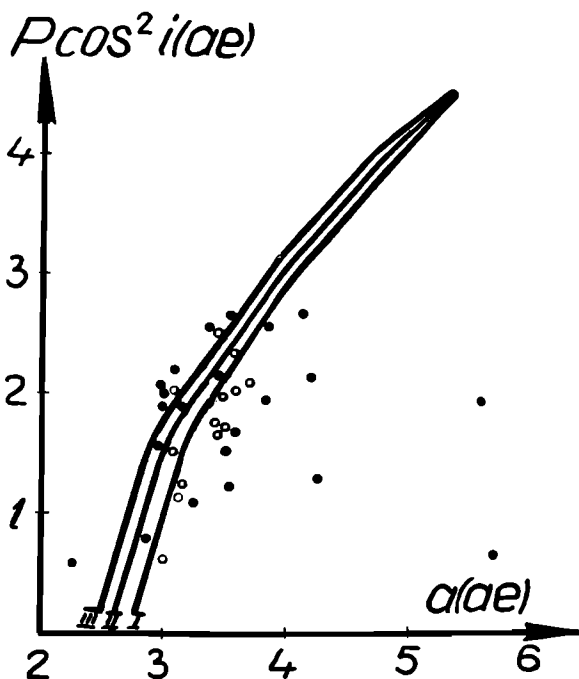


Рис. 6. Распределение комет относительно кривых предельного критерия Тиссерана. Точки, находящиеся над кривыми I и II, показывают собой 11 кометы с аномальными элементами орбит. Среди них имеются только две (кружки), у которых $d < 0,16 a. e.$

стояния между орбитами короткопериодических комет и орбитой Юпитера. Обозначим эти расстояния через d . Если это так, то легко можно найти кометы, на которые действовало только притяжение Юпитера и которые подвергались большим возмущениям. Это кометы с малыми значениями d .

Примерно у 60% всех короткопериодических комет $d < 0,16 a. e.$, а интервал $0,16 < d < 0,7 a. e.$ покрывается более или менее равномерно.

Оказывается, что среди комет с $d < 0,16 a. e.$ нет таких, которые не подчиняются критерию Тиссерана, т. е. нет комет с круговыми орбитами. Более того, легко убедиться, что их орбиты получились путем эволюции тех почти параболических орбит, перигелии которых находились вблизи орбиты Юпитера (рис. 6). Таким образом, при помощи критерия Тиссерана нам удалось доказать справедливость законов диффузии.

Можно предположить, что кометы группы Сатурна относительно кривых предельного критерия расположены так же, как и кометы группы Юпитера. Тогда весьма легко подсчитать, что кометы группы Сатурна находятся вне сферы видимости, т. к. у них $q \geq 2,8 a. e.$, и что кометы группы Сатурна пересекают орбиту Юпитера. Таким образом, короткопериодические кометы с круговыми орбитами возникли путем двойного захвата. Сначала они были захвачены Сатурном, а потом Юпитер их направил в сферу видимости. Это подтверждается непосредственными вычислениями А. В. Фокина [25].

§ 10. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ ЭВОЛЮЦИИ КОМЕТ

Как мы видели, следует рассматривать несколько этапов эволюции комет.

Первый этап — образование кометного облака Оорта.

Второй этап — направление почти параболических комет кометного облака посредством возмущающего действия со стороны звезд в зону планет Солнечной системы.

Третий этап — диффузия комет, т. е. накопление малых возмущений при удалении некоторого числа комет в межзвездное пространство. Диффузия комет, которая является диффузией с поглощающим барьером, зависит от двух причин — от возмущающего действия со стороны Юпитера и дезинтеграции комет. При достаточно малых значениях большой полуоси орбит комет статистическая теория накопления малых возмущений больших полуосей должна перерасти в соответствующую теорию классической небесной механики с учетом дезинтеграции комет в зависимости от q . Здесь мы имеем дело с классическими теоремами Лапласа и Пуассона, согласно которым вековые изменения больших полуосей отсутствуют. Согласно нашим исследованиям, теорию диффузии комет можно применять начиная с параболических орбит до эллиптических, большие полуоси орбит которых не меньше $40 a. e.$

Четвертый этап — большие возмущения комет и перемещение комет из одной группы в другую. Мы рассмотрели

статистику больших возмущений в случае, если комета один раз проходит через сферу действия Юпитера. Вурком [7] качественно рассмотрел теорию больших возмущений, если при переходе от класса долгопериодических в класс короткопериодических комета несколько раз проходит через сферу действия Юпитера. Мы это учли, используя понятие расширенной группы комет Юпитера. Большое значение имеет осцилляция перигельных расстояний короткопериодических комет, т. е. изменение перигельных расстояний при умеренных возмущениях, которые меняют перигельные расстояния сразу на несколько астрономических единиц. Вопрос об осцилляции перигельных расстояний очень важен, так как за счет этого процесса многие кометы ошибочно считались погибшими. Статистическая теория больших и умеренных возмущений только начинает развиваться. Пионерами этих важных работ следует считать Вуркома [9], Е. И. Казимирчак-Полонскую [26] и Уиппла [12]. В основе этой теории лежат исследования Шульхофа о постоянстве минимальных расстояний между орбитами этих комет и орбитой Юпитера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Ю. Левин, *Природа*, сентябрь, № 9, 1960.
2. Lyttleton R. A. *The comets and their origin*, Cambridge 1953.
3. В. Г. Фесенков, *А. Ж.* 28, вып. 2, 98, 1951.
4. J. H. Oort, *Bull. Astron. Inst. of Netherl.* 408, 891, 1950.
5. К. А. Штейнс, *А. Ж.* 32, вып. 3, 282, 1955.
6. К. А. Штейнс и С. Я. Стуре, *А. Ж.* 39, 506, 1962.
7. И. В. Галибина, *Бюл. ИТА*, 6, 82, 1958.
8. С. Г. Маковер, *Бюл. ИТА*, 6, 77, 1956.
9. A. Woerkom, *Bull. Astron. Inst. of Netherl.* 399, 445, 1948.
10. I. M. Hammersley and R. Lyttleton, *Proc. 4th Berkeley Sympos. Math. Stat. and Probability* 1960, vol. 3, pp. 17—78, 229—244, 1961.
11. D. G. Kendall, *Proc. 4th Berkeley Sympos. Math. Stat. and Probability* 1960, vol. 3, 99—120, 121—147, 1961.
12. F. L. Whipple, *Astronomical Journal*, 67, No 1296, 1, 1962.
13. С. К. Всехсвятский, «Физические характеристики комет», Москва 1958.
14. J. G. Porter, *Catalogue of Cometary Orbits*, *Memoirs of the British Astronomical Association*, vol. 39, No. 3, 1961.
15. Б. Ю. Левин, *А. Ж.* 20, № 4, 37, 1943.
16. В. Г. Фесенков, *Метеорная материя в межпланетном пространстве*, Москва 1947.
17. К. А. Штейнс, *А. Ж.*, т. 34, 1957.
18. К. А. Штейнс, *А. Ж.*, т. 36, 1959.
19. С. К. Всехсвятский, *А. Ж.*, т. 29, 63, 1952.
20. К. Д. Покровский, «Происхождение периодических комет», т. 1, Юрьев 1901.
21. H. N. Russel, *Astronomical Journal*, vol. 33, Nr. 7, 48, 1920.
22. С. К. Всехсвятский, О. И. Бабичи и В. В. Казютинский, *А. Ж.*, т. 39, 473, 1958.

23. К. А. Штейнс, А. Ж., т. 38, 304, 1961.
 24. К. А. Штейнс, А. Ж., т. 39, 915, 1962.
 25. Фокин А. В., Бюл. ИТА АН СССР, 7, № 2, 113—119, 1958.
 26. Е. И. Казимирчак-Полонская, Тр. ИТА, вып. VII, 1961.

KOPSAVILKUMS

K. STEINS.

КОМЕТУ ОРБИТУ ЕВОЛҮЦИЈА

Darbā dots kritisks pārskats par svarīgākiem pētījumiem kometu orbitu evolūcijas problēmā (§§ 1, 2, 3, 5, 6, 9).

§ 4 tiek diskutēti sekojoši kometu difūzijas likumi.

1. Saskaņā ar kometu difūziju kometu orbitām ar mazākām lielo pusašu vērtībām ir mazākas nolieces, t. i., šīs orbitas koncentrējas ap Jupitera orbitas plakni.

2. Saskaņā ar kometu difūziju kometu orbitām ar lielākiem periheliu attālumiem vidēji ir mazākas ekscentricitātes, t. i., mazākas lielās pusasis.

3. Saskaņā ar kometu difūziju jauno kometu ir jo vairāk, jo mazāki ir orbitu periheliu attālumi.

§ 7 ir parādīts, ka visvarbūtīgākais process ir tas, kurā mazo perturbāciju rezultātā kometai, ejot vairākkārtīgi caur Saules sistēmu, mainās tikai orbitas lielā pusass.

§ 8 aprēķināta varbūtība, kā no garperioda kometām rodas īsperioda kometas Jupitera pievilkšanas spēka rezultātā. Attiecīgie aprēķini izdarīti, balstoties uz Ņūtona hipotezi un ņemot vērā difūzijas likumus. Konstatēta teorētisko aprēķinu un novērojumu datu laba saskaņa.

SUMMARY

K. STEINS.

THE EVOLUTION OF COMETARY ORBITS

In the present paper a critical review is given of the more important previous investigations concerning the evolutions of cometary orbits (§§ 1, 2, 3, 5, 6, 9).

The § 4 deals with the following laws of diffusion of comets.

1. Owing to the diffusion of comets, the orbits having smaller values of semi-major axis, have also smaller inclinations, i. e. these orbits concentrate near the orbital plane of Jupiter.

2. Owing to diffusion the orbits having greater perihelion distances on the average have smaller excentricities, i. e. smaller values of the semi-major axes.

3. Owing to diffusion there are the more new comets with given q , the smaller the perihelion distances q of the orbits.

§7 shows that the most probable process is that at which small perturbations by Jupiter during successive passages of comets through the Planetary System changed only the semi-major axis.

In §8 the probability of capture is calculated owing to perturbations by Jupiter of short period comets from long-period orbits. The calculations are made on the basis of H. A. Newton's hypothesis. The laws of diffusion are also taken into consideration. There is a good accordance between theoretical calculations and observational data.

Ю. Л. ФРАНЦМАН

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЙ ЗВЕЗД О-АССОЦИАЦИИ ОРИОНА И В-АССОЦИАЦИИ СКОРПИОНА-ЦЕНТАВРА

Изучение собственных движений звезд в ассоциациях имеет исключительное значение для звездной космогонии, главным образом с точки зрения расширения ассоциаций, которое было предсказано В. А. Амбарцумяном [1]. Как показали исследования многих авторов [2—7], действительно, закономерности собственных движений звезд, входящих в некоторые ближайшие к нам ассоциации, можно интерпретировать как расширение этих ассоциаций. Однако некоторые исследователи [8—9] ставят под сомнение далеко идущие выводы о расширении звездных ассоциаций. Большие трудности исследования движений звезд обуславливаются неточностью и малым количеством наблюдательного материала, особенно это относится к более далеким ассоциациям. В связи с большим значением этого вопроса очень желательно получить какие-либо дополнительные данные, которые или подтвердили бы, или опровергли утверждение относительно расширения ассоциаций.

§ 1. Одним из доводов против предположения о расширении ассоциаций служит тот факт, что для одной из ближайших и хорошо изученных — ассоциации Ориона при рассмотрении собственных движений звезд, входящих в нее, общее расширение не было обнаружено. На некоторые явления, которые могут быть объяснены с точки зрения расширения ассоциации Ориона, указывалось в работах Г. А. Гурздяна [10—12]. В трудах [13—14] утверждалось, что расширяется область непосредственно вокруг трапеции Ориона. П. П. Паренаго [15] указывал, что звезды трапеции Ориона расходятся, однако Г. В. Ахундова [16] на основании определенных ею собственных движений звезд вокруг трапеции Ориона никаких систематических движений типа расширения не обнаружила ни для самой трапеции, ни для окружающих ее звезд. Из приведенного видно, сколь противоречивы мнения разных авторов по этому вопросу.

Если стать на точку зрения образования звезд в ассоциациях и последующего их разбегания, то трудности в определении расширения ассоциации Ориона можно объяснить тем, что в данном случае, по-видимому, мы имеем несколько центров расширения, на что указывали В. А. Амбарцумян [17], Г. А. Гурзадян [18], П. П. Паренаго [15].

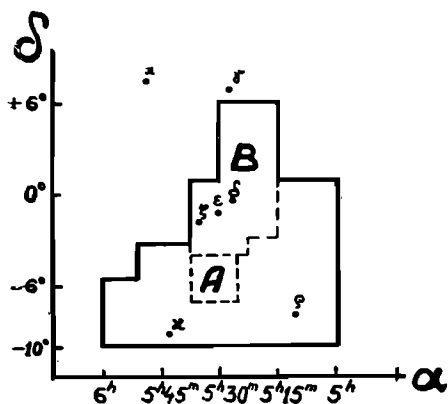


Рис. 1.

К. Штейн и М. Абеле [19] считают, что звезды в ассоциации Ориона продолжают рождаться и в настоящее время, притом в очень большом объеме пространства, чем и объясняются трудности изучения закономерностей собственных движений звезд.

Большинство авторов ограничивали свои исследования ассоциации Ориона только областью вокруг трапеции Ориона и открытого звездного скопления NGC 1981. Эту область в 1954 году исклю-

чительно подробно исследовал П. П. Паренаго [15]. Однако В. А. Амбарцумян [17] указал, что вся ассоциация занимает много больший объем, чем непосредственно вокруг трапеции Ориона и открытого звездного скопления NGC 1981. П. П. Паренаго [20] указал границы ассоциации Ориона, которые на рис. 1 показаны сплошной линией. В нашей работе, помимо области, исследованной П. П. Паренаго в его вышеупомянутой работе [15] (на рисунке обозначена буквой А) рассматривается и участок вокруг пояса Ориона (обозначен буквой В). Кроме того, в большинстве работ, посвященных расширению звездных ассоциаций, рассматриваются звезды спектральных классов только до В3—В5. Однако, как известно (в частности, на это не раз указывал В. А. Амбарцумян [21]) в ассоциации входят и звезды более поздних подклассов, и если принять гипотезу об образовании звезд в ассоциациях, то, по-видимому, звезды образуются не только как звезды О, но и как звезды подклассов В0, В1, В2 и т. д., даже как В9, А0. Поэтому, в отличие от других авторов, при исследовании ассоциации Ориона мы использовали звезды до спектрального класса В9, в некоторых случаях даже до А0. Это, конечно, увеличивает возможность включить звезды фона, не принадлежащие к ассоциации, но, с дру-

гой стороны, количество рассматриваемых звезд сильно увеличивается.

Данные о собственных движениях звезд вокруг трапеции Ориона взяты из работы П. П. Паренаго. Были использованы звезды до спектрального класса А0, которые П. П. Паренаго считал принадлежащими к группировке туманности Ориона. Для звезд вокруг пояса Ориона собственные движения брались из работы Н. М. Артюхиной и Д. К. Каримовой [22]. Были использованы звезды до спектральных классов В9 включительно, т. к., по утверждению П. П. Паренаго [20], только 30% звезд А0 соответствующих звездных величин принадлежат к ассоциации Ориона. Несколько звезд, входящих в эту область, были взяты и из работы П. П. Паренаго [15] из таблицы 176, для этих звезд там приведены собственные движения. Движения звезд в обеих указанных областях рассматривались отдельно, т. к. они разделены, по-видимому, не только пространственно, но и по своим свойствам. Были определены средние квадратические отклонения σ собственных движений звезд в обеих группировках по каждой координате. Средние квадратические отклонения собственных движений звезд группы А и группы В, исправленные за влияние ошибок определения собственных движений, приводятся в таблице 1. В скобках указано количество звезд.

Т а б л и ц а 1

	σ_{α}	σ_{δ}	
область А	0"0031	0"0043	(84)
область В	0"0071	0"0058	(115)

Данные таблицы показывают, что среднее квадратическое отклонение собственных движений звезд, находящихся вокруг пояса Ориона, почти в 2 раза больше, чем вокруг трапеции Ориона. Если принять расстояние до ассоциации равным 400 парсек, то для области А среднее квадратическое отклонение собственных движений равно в среднем по обеим координатам 7 км/сек, а для области В — 13 км/сек. Отсюда видно, что имеет смысл рассматривать обе области отдельно друг от друга.

Рассмотрим сначала область А. Мы разделили звезды, входящие в область А, на 3 группы по склонению согласно тому, как звезды спектральных классов О—А0, принадлежащие к ассоциации Ориона, группируются в пространстве. В таблице 2 приводятся соответственно номер группы по порядку, границы по склонению, средние квадратические отклонения σ собственных движений по прямому восхождению и склонению, исправленные за влияние ошибок определения

собственных движений, среднее значение σ по обеим координатам и среднее значение σ в км/сек, принимая расстояние до группировки равным 400 парсек.

Таблица 2

	δ	σ_{α}			σ (км/сек)
I	$-4^{\circ} 15'$	0"0042	0"0060	0"0051	9,7
	$-5^{\circ} 00'$				
II	$-5^{\circ} 00'$	0"0016	0"0032	0"0024	4,6
	$-5^{\circ} 45'$				
III	$-5^{\circ} 45'$	0"0030	0"0033	0"0031	5,9
	$-6^{\circ} 45'$				

Для группы II в непосредственной близости вокруг трапеции Ориона на площади в $\frac{1}{4}$ квадратных градуса Стренд [14] вновь определил собственные движения многих звезд и пришел к выводу, что большинство векторов скоростей звезд направлено в стороны из некоторого центра. Нами были рассмотрены собственные движения звезд к северу от трапеции (группа I) вокруг открытого звездного скопления NGC 1981. У этих звезд дисперсия собственных движений больше, чем у звезд двух других групп, и, следовательно, относительные ошибки собственных движений меньше. Собственные движения звезд этой части ассоциации показаны на рис. 2 стрелками (исключено общее собственное движение этих звезд, которое равно: $\mu_{\alpha} = -0"003$, $\mu_{\delta} = -0"001$). Рисунок показывает, что скорости большей части звезд направлены в сто-

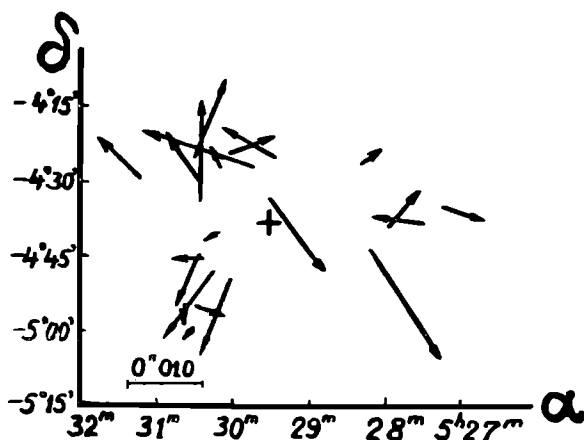


Рис. 2.

роны из некоторой центральной части группировки. Было вычислено среднее значение проекции вектора скорости звезды на прямую, соединяющую принятый центр со звездой. Оно оказалось равным $(7,5 \pm 2,8)$ км/сек. Ошибки здесь и дальше — средние квадратические.

Теперь рассмотрим область вокруг пояса Ориона (область В). На рисунке 3 показано распределение на небес-

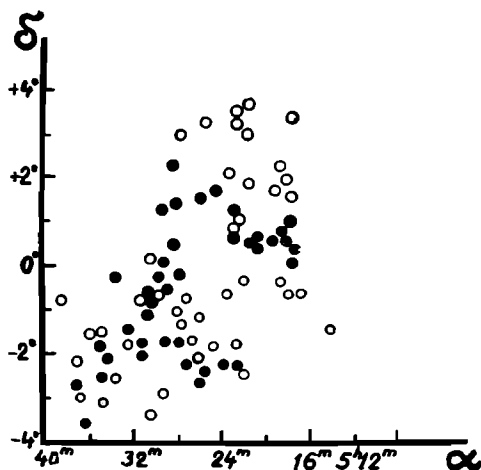


Рис. 3.

ной сфере звезд области пояса Ориона, принадлежащих к ассоциации. Черными кружками показаны звезды с собственным движением $\mu \geq 0''012$, а светлыми — с $\mu \leq 0''007$. Намечается некоторая закономерность во взаимном распределении этих звезд: звезды с большими собственными движениями группируются в двух областях — к северу и к югу от экватора, отдельно от большинства звезд с меньшими собственными движениями. Основываясь на видимом разделении группировки звезд (в особенности звезд с большими собственными движениями) вокруг пояса Ориона на 2 части, собственные движения звезд каждой части рассматривались отдельно. Подобным образом ассоциацию Ориона разделил и В. Шенайх [23], основываясь на особенностях диаграммы Герцшпрунга—Рессела для каждой области.

Обозначим северную часть группировки вокруг пояса Ориона через B_1 , а южную — B_2 . На рисунке 4 показаны собственные движения звезд этой группировки, у которых $\mu \geq 0''012$, причем скорости большинства звезд ориентированы по радиусам-векторам этих звезд, направленных из двух

центров. Если стать на точку зрения расширения ассоциаций, то звезды, которые не показывают направленного движения из центра, по-видимому, можно считать не принадлежащими к ассоциации, и случайно в нее включенными. Однако при вычислениях были использованы все звезды. Вычисленное среднее значение проекций векторов скоростей звезд (с $\mu \geq 0''012$) на прямую, соединяющую принятый центр со

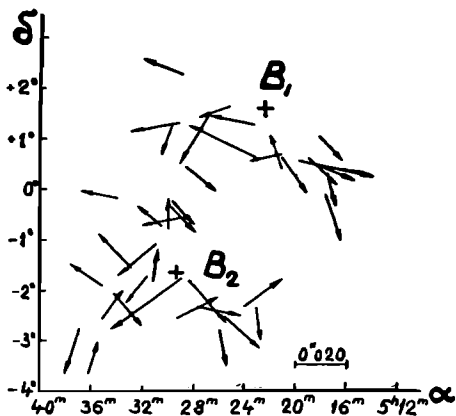


Рис. 4.

звездной дугой для части группировки B_1 равно $(17,2 \pm \pm 7,1)$ км/сек, а для B_2 $(10,1 \pm 6,0)$ км/сек.

Определялись также скорости расширения в секундах дуги на градус для всех звезд, как это обычно делается при определении расширения ассоциаций, однако ошибки определения получились столь большими, что пришлось признать, что полученная картина, по-видимому, не соответствует предположению о радиальном расхождении

звезд, составляющих ассоциацию, с почти одинаковой скоростью из небольшого первоначального объема. Можно предположить, что звезды образуются не сразу и к тому же в сравнительно большом объеме, и их разбегание происходит не одинаково во всех направлениях. Однако, основываясь на полученной скорости расширения, был оценен возраст каждой из трех групп звезд. Для звезд около скопления NGC 1981 получен возраст $3 \cdot 10^4$ лет, для группы B_1 $1,5 \cdot 10^6$ лет и для группы B_2 $6 \cdot 10^6$ лет. Конечно, такие оценки являются весьма приближенными, т. к. процесс расширения по-видимому очень сложен, и мы его не знаем. Все же можно сделать вывод, что группировка звезд вокруг трапеции Ориона и открытого звездного скопления NGC 1981 много моложе, чем вокруг пояса Ориона. На исключительную молодость звезд трапеции (порядка нескольких десятков тысяч лет) указывал П. П. Паренаго. В работе В. Шенайха также делается вывод (на основании особенностей диаграммы Герцшпрунга—Рессела для каждой группировки), что звезды вокруг трапеции значительно моложе, чем в окрестностях пояса Ориона.

§ 2. До сих пор при решении вопроса о расширении ассоциаций изучались главным образом О-ассоциации, и непо-

нятно, почему почти совершенно не рассматривались В-ассоциации. Между тем неоднократно указывалось, что из-за различных причин в ассоциациях могут и не встречаться звезды спектральных классов O—B2. Этими причинами могут быть: а) образование звезд в ассоциации прекратилось, и звезды ранних спектральных классов перешли в более поздние; б) в настоящее время в ассоциации образуются звезды более поздних спектральных классов. Такие ассоциации, в которые не входят звезды спектральных классов O—B2, носят название В-ассоциаций. Ближайшая к нам ассоциация Скорпиона—Центавра, находящаяся на расстоянии всего 170 парсек, по утверждению В. А. Амбарцумяна [21]—типичная В-ассоциация. Собственные движения звезд, принадлежащих к этой ассоциации, рассмотрел Ф. Бертье [24]. Он

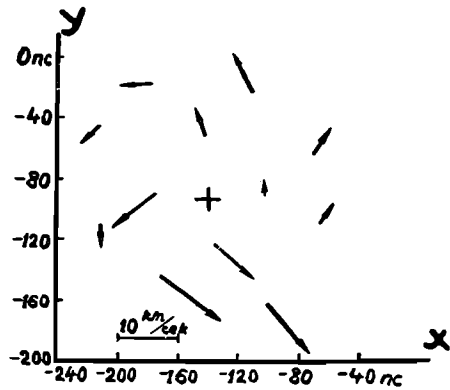


Рис. 5.

столкнулся с большими трудностями, т. к. внутренние собственные движения звезд оказались всего порядка 1 км/сек. В работе О. Эггена [25] приводятся пространственные положения и скорости ближайших В-звезд в галактической системе координат. Это сделало возможным рассмотреть непосредственно скорости звезд, а не их проекции. Нами были выбраны 73 звезды из работы Эггена, которые можно считать членами ассоциации Скорпиона-Центавра. В плоскости, перпендикулярной к галактической, никаких закономерностей в движении звезд не было обнаружено. В галактической плоскости были замечены две интересные особенности: направленность скоростей звезд по радиусам-векторам в направлении от центра и вращательное движение звезд вокруг центра группировки против часовой стрелки. На рис. 5 хорошо видны эти закономерности. На осях отложены координаты звезд в галактической системе координат с центром в Солнце. Ось X направлена от центра Галактики, ось Y — в направлении галактического вращения. Область была разделена на 12 частей (4 вокруг центра и 8 — во внешней части). Каждая стрелка показывает среднюю скорость и направление движения всех звезд, которые попали в данную часть. Скорость разбегания звезд и угловая скорость вращения всей группировки

ровки вокруг центра определялись посредством решения методом наименьших квадратов уравнений вида:

$$\begin{aligned}v_x &= \omega r \cos \delta - v \sin \delta; \\v_y &= \omega r \sin \delta - v \cos \delta,\end{aligned}$$

где v_x, v_y — компоненты скоростей звезд в галактической плоскости, ω — угловая скорость всей системы звезд, v — компонента скорости, направленная от центра группировки, r — расстояние звезды от центра, δ — угол между осью X и радиусом-вектором звезды. Получены следующие результаты:

$$\begin{aligned}\omega &= (1,40 \pm 0,49) 10^{-15} \text{ сек}^{-1} \\v &= (2,9 \pm 1,0) \text{ км/сек.}\end{aligned}$$

Период вращения звезд вокруг центра равен $1,4 \cdot 10^8$ лет.

Очень приближенно можно уподобить вращение звезд вращению твердого тела и оценить массу звезд скопления по формуле:

$$M = \frac{a^3 \omega^2}{G}$$

где a — расстояние от центра, G — постоянная тяготения. Масса получается равной $5,5 \cdot 10^{38}$ г, что составляет $2,8 \cdot 10^5$ масс Солнца. Плотность звезд получается равной 0,4 звезды на куб. парсек, что примерно в 4 раза превышает плотность звезд в околосолнечном пространстве.

На основании скорости разбегания звезд v , принимая радиус ассоциации равным 110 парсек, оценивался возраст ассоциации. Он оказался равным $3,5 \cdot 10^7$ лет (у Бертье $2 \cdot 10^7$ лет). Сравнительно большой (для ассоциаций) возраст, большие размеры и тенденции к уменьшению концентрации звезд к центру может свидетельствовать о том, что образование звезд в ассоциации прекратилось и звезды ранних спектральных классов перешли в более поздние.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Астрон. ж., 26, № 1, 3, 1949.
2. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., XI, 3, 1953.
3. A. Blaauw, W. W. Morgan, Ap. J., 117, 256, 1953.
4. Н. М. Артюхина, Труды ГАИШ, 27, 203, 1956.
5. Н. М. Артюхина, Астрон. ж., 31, № 3, 264, 1954.
6. И. И. Копылов, ДАН СССР, 90, № 6, 975, 1953.
7. К. А. Штейнс и М. К. Абеле, Астрон. ж., 35, № 1, 82, 1958.
8. А. И. Лебединский и О. В. Хорошева, Астрон. ж., 33, № 1, 54, 1956.

9. И. И. Копылов, *Астрон. ж.*, **35**, № 3, 390, 1958.
10. Г. А. Гурзадян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, **IV**, 1949.
11. Г. А. Гурзадян, *ДАН СССР*, **64**, № 6, 787, 1949.
12. Г. А. Гурзадян, *ДАН Арм. ССР*, **10**, № 4, 153, 1949.
13. Вань Лай, Чжоу Цзу-и, Цзян Юнь-фен, Чень Цзинь-тянь, *Acta Astronomica Sinica*, **7**, № 2, 145, 1959.
14. K. Aa. Strand, *Ap. J.*, **128**, № 1, 14, 1958.
15. П. П. Паренаго, *Труды ГАИШ*, **25**, 1954.
16. Г. В. Ахундова, *Известия ГАО*, **XXI**, № 1, 83, 1957.
17. В. А. Амбарцумян, *Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд, Москва, 1952.*
18. Г. А. Гурзадян, *ДАН Арм. ССР*, **10**, № 1, 9, 1949.
19. К. Штейнс и М. Абеле, *Ученые записки Латв. Гос. университета*, **28**, № 4, 145, 1959.
20. П. П. Паренаго, *Астрон. ж.*, **33**, № 3, 444, 1956.
21. В. А. Амбарцумян, *Труды второго совещания по вопросам космогонии, Москва, 1953, стр. 9.*
22. Н. М. Артюхина и Д. К. Каримова, *Астрон. ж.*, **36**, № 1, 121, 1959.
23. В. Шенайх, *Астрон. цирк.*, № 252, 1963.
24. F. C. Bertiau, *Ap. J.*, **128**, № 3, 533, 1958.
25. O. I. Eggen, *Royal Obs. Bull.*, № 41, 1961.

KOPSAVILKUMS

J. FRANCMANIS.

ORIONA O-ASOCIĀCIJAS UN SKORPIONA-CENTAURA B-ASOCIĀCIJAS ZVAIGŽŅU KUSTĪBU DAŽAS IPATNĪBAS

§ 1. apskatītas Oriona asociācijas zvaigžņu īpatnējās kustības. Izmantotas O un B spektra klasu zvaigznes, ieskaitot B9 (dažreiz A0). Ir parādīts, ka apgabalā B zvaigžņu īpatnējo kustību vidējais kvadrātiskais novirziens ir gandrīz divreiz lielāks nekā zvaigznēm apgabalā A (zīm. 1). Apgabalā A zvaigžņu īpatnējo kustību vektoru lielākā daļa vērsta virzienā no centra (zīm. 2).

Zvaigznes apgabalā B sadalās divās grupās — B₁ un B₂ (zīm. 4), katrā grupā zvaigžņu īpatnējo kustību viduvētie vektori vērsti virzienā no centra. Oriona trapeces zvaigžņu grupējums un zvaigžņu kopa NGC 1981 ir daudz jaunāki par zvaigznēm ap Oriona jostu.

§ 2. apskatīti Skorpiona-Centaure B-asociācijas zvaigžņu telpiskie ātrumi. Galaktikas plaknē konstatētas sekojošas īpatnības: zvaigžņu viduvēto ātrumu vektori vērsti prom no centra un zvaigznes atrodas rotācijas kustībā ap centru (zīm. 5). Aprēķināts zvaigžņu kopas leņķiskais ātrums un zvaigžņu izklišanas ātrums, kā arī novērtēta zvaigžņu kopas masa.

SUMMARY

J. FRANCMAN.

SOME PROPERTIES OF THE STELLAR MOTIONS IN THE ORION O-ASSOCIATION AND IN THE SCORPIUS-CENTAURUS B-ASSOCIATION

The proper motions of stars of early spectral types including B9 (sometimes A0) in the Orion association are considered in § 1. It is shown that the average square deflection of the proper motion in region B (fig. 1) is almost twice that of region A. Analysis of the proper motions of stars in region A shows that they are receding from the common centre.

In region B there are two groups of stars (B_1 and B_2 in fig. 4) having real connection between them. The proper motions of stars in each group show that they are receding from one point.

The group of stars around Orion trapezium and star cluster NGC 1981 are younger than that around ζ , ϵ , δ Ori.

In § 2 peculiar space velocities of stars in Scorpius-Centaurus B-association are discussed. It is shown that the peculiar motions of the stars are not of random nature. There is preferential motion receding from the centre and rotation around it (fig. 5) in the projection on galactic plane.

Angular velocity and speed of expansion are determined, also mass of the cluster is estimated.

К. А. ШТЕЙНС и Э. Я. КАУПУША

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЕРЕВЬЕВ ВЕТРУ

Для экспериментального измерения силы трения ветра относительно деревьев в нашей обсерватории была сконструирована специальная коляска (см. рис. 1, 2, 3). Дерево, которое предполагалось исследовать, спиливалось и укреплялось на коляске, колеса которой находились на рельсах. Сила трения между колесами коляски и рельсами предварительно измерялась динамометром в отсутствие ветра. Горизонтальность рельсов перед каждым измерением проверялась при помощи точного уровня. В дальнейшем направление рельсов по возможности совмещалось с направлением ветра. При измерении натяжения динамометром одновременно фиксировалось направление и скорость ветра. Однако в нашем распоряжении не было точного прибора для измерения направления ветра, поэтому соответствующие поправки в показаниях на динамометре из-за непараллельности направления рельсов и ветра не учтены. Для измерения силы ветра анемометр устанавливался на высоте примерно 4 м, отсчеты делались с помощью зрительной трубы в тот же момент времени как и отсчеты на динамометре. В некоторых случаях анемометр устанавливался на высоте 2 м. Измерения проводились с деревьями сравнительно большого размера — березы высотой метров 20, сосны — метров 10, однако в опытах использовались только верхушки. Измерения произведены с 5 деревьями (1 сосна, 2 березы, 2 ели). Измерения проводились на открытом месте (на холме и ровном месте).

Измерения производились в окрестностях города Мадоны (участвовали доц. К. А. Штейнс, научные сотрудники обсерватории Э. Я. Каупуша и Л. Ф. Розе).

Известно, что сопротивление воздуха пропорционально площади L проекции движущегося тела на плоскость, перпендикулярную к направлению его движения. Чтобы установить эту закономерность в случае сопротивления деревьев ветру, было измерено сопротивление сосны, высота которой $H=7$ м,



Рис. 1. Измерение силы сопротивления сосны ветру.



Рис. 2. Измерение силы сопротивления ели ветру.

диаметр ствола $d=20$ см, диаметр основания кроны $D=2,8$ м, высота кроны $h=4,3$ м. Площадь сечения $L=6$ м². После этого была спилена часть дерева у основания (2,8 м). Площадь сечения L стала равной 2,8 м². Соответствующие результаты измерения сопротивления показаны на рис. 4. На

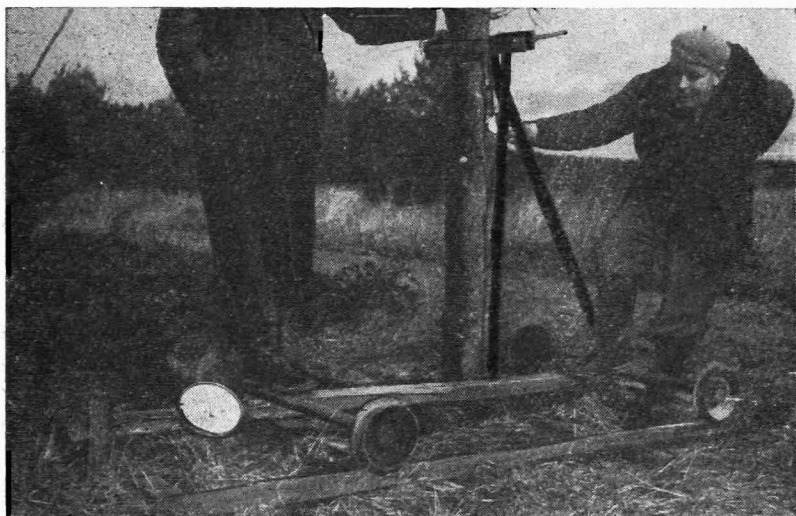


Рис. 3. Коляска с динамометром для измерения силы сопротивления деревьев ветру.

оси абсцисс отложена скорость ветра v в единицах м/сек, а на оси ординат — сила сопротивления сосны (P) на один квадратный метр в килограммах в случае $L=6$ м² (черные точки) и $L=2,8$ м² (кружки). Очевидно, что классическая формула для силы сопротивления

$$F=k_1Lv^2 \quad (1)$$

имеет место только в отношении к площади сечения L , но не для скорости ветра v . Как видно из рис. 4 и 6, более правильной является формула

$$F=kLv, \quad (2)$$

где k — некоторая постоянная. Для сосны $k=0,6$ кг/сек м⁻³.

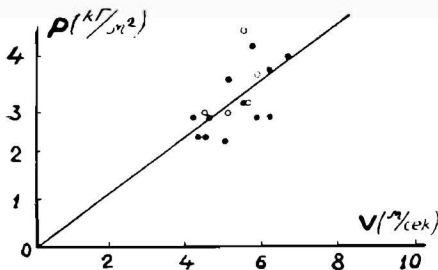


Рис. 4. Зависимость $P=P(v)$ для сосны.

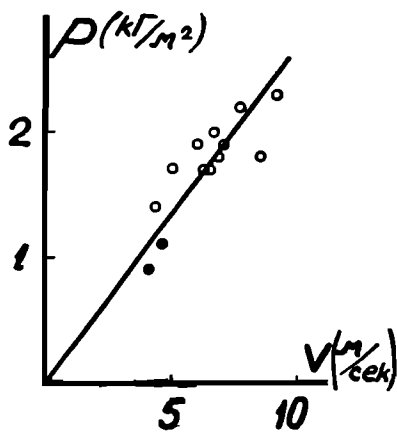


Рис. 5. Зависимость $P=P(v)$
для ели.

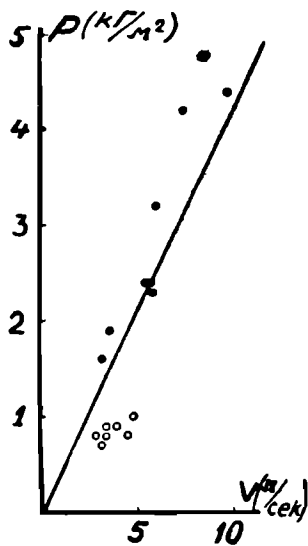


Рис. 6. Зависимость $P=P(v)$
для березы.

Были также проведены измерения с двумя елями, одна из которых показана на рис. 2. Приводим для этих елей характеризующие их данные: $H=6,2$ м, $d=12$ см, $D=2,6$ м, $h=5$ м, $L=11$ м² (кружки); $H=7$ м, $d=12$ см, $h=5,8$ м, $D=1,7$ м, $L=8$ м² (точки). Соответствующие данные измерений показаны на рис. 5. Для этих елей $k=0,25$ кг/сек м⁻³.

Измерялось сопротивление двух берез, длинной и короткой. Для более длинной березы $H=20$ м, $d=19$ см, $D=2,6$ м, $h=5,5$ м, $L=12$ м². У этой березы ветви и листья плотно заполняют крону. Другая береза — небольшая, и ветви довольно редкие ($H=8,3$ м, $d=10$ см, $D=2$ м, $h=6$ м, $L=12$ м²). Данные измерений большей березы представлены кружками, меньшей — точками; $k=0,4$ кг/сек м⁻³. Очевидно, что значения P для одного и того же вида деревьев могут различаться, однако не больше чем на $\pm 50\%$ от среднего значения.

В заключение. этого параграфа на основе приведенных измерений сделаем следующее заключение:

1) сопротивление деревьев ветру пропорционально скорости ветра и площади проекции кроны на плоскость, перпендикулярную направлению движения ветра.

2) Коэффициент сопротивления k зависит от вида дерева и от его размеров, однако среднее значение $k=0,4$ кг/сек м⁻³ удовлетворительно ($+50\%$) характеризует сопротивление любого дерева.

K O P S A V I L K U M S

K. ŠTEINS un E. KAUPUŠA

PAR KOĶU PRETESTĪBU VĒJAM

Izmērīts pretestības spēks priedei, 2 eglēm un 2 bērziem pie dažādiem vēja ātrumiem. Noskaidrots, ka pretestības spēks proporcionāls vēja ātrumam un lapotnes šķērsriezuma laukumam, kas perpendikulārs vēja virzienam. Viena kvadrātmetra laukuma pretestība $k=0,4$ kg sec m⁻³.

S U M M A R Y

K. ŠTEINS and E. KAUPUŠA

ABOUT WIND RESISTANCE OF TREES

The resistance power of a pine-tree, 2 fir-trees and 2 birch-trees is measured at different velocities of wind. It is stated that the resistance power is proportional to the velocity of the wind and to the area of the section of foliage perpendicular to the wind direction. The resistance of 1 sq m area is $k=0,4$ kg sec m⁻³.

Э. Я. КАУПУША

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ВЛИЯНИИ ИЗМЕНЕНИЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ НА СКОРОСТЬ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Как известно, имеются три вида изменений скорости вращения Земли: вековое замедление, неправильные флуктуации и периодические колебания.

Вековое замедление и периодические колебания с периодами год и полгода сравнительно хорошо изучены. Поправка за годовые и полугодовые члены, которые отражают сезонные изменения, может быть представлена в следующем виде [1]:

$$u = 0^{\circ},022 \sin 2\pi t - 0^{\circ},017 \cos 2\pi t - 0^{\circ},007 \sin 4\pi t + \\ + 0^{\circ},006 \cos 4\pi t, \quad (1)$$

где t — доля года. Сезонные изменения впервые весьма надежно определил Н. Стойко [2].

Существование неправильных флуктуаций скорости вращения Земли было найдено главным образом из сравнения орбитального движения Луны и вращения Земли. Однако при этом не были открыты изменения скорости, которые происходят в течение короткого времени. Данжон [3] установил увеличение продолжительности суток порядка $0,7$ м/сек в течение короткого отрезка времени в июле 1959 г. Н. Н. Павлов и А. П. Челомбитко [4] установили наличие короткопериодических флуктуаций скорости вращения Земли вокруг оси. К. Штейнс и Э. Каупуша [5] рассмотрели упомянутую работу Н. Н. Павлова и установили, что флуктуациям соответствуют изменения поправок часов в несколько тысячных долей секунды в сутки.

Вековое замедление вращения Земли объясняется действием приливного трения. Часть сезонных изменений обусловлена приливами в земной коре, которые вызываются Солнцем. Остальная часть годовых колебаний обусловлена ветром, на что впервые указал Мунк и Миллер [6]. Наиболее глубоко этот вопрос изучили Н. Н. Парийский [7] и О. С. Берлянд [8]. В настоящее время можно считать установленным, что колебания с периодом в один год можно объяснить влиянием циркуляции

атмосферы на вращение Земли. Согласно Д. Брауэру [9] причину случайных вариаций скорости вращения Земли следует искать в турбулентных движениях в ядре Земли. В настоящей статье приводятся некоторые замечания по поводу возможности объяснения случайных вариаций скорости вращения Земли изменениями циркуляции атмосферы. В § 1 определяется мгновенный обмен моментами количества движения между Землей и атмосферой из-за трения воздуха относительно Земли по данным измерений во время МГГ 16 VIII и 25 XII 1957 г. и 15 I 1958 г. и приводятся вычисленные соответствующие изменения скорости вращения Земли $\frac{\delta\omega}{\delta t}$, которые могли

быть вызваны этим трением. Основываясь на данных, полученных в § 1, обсуждается возможность объяснения случайных скачков $\delta\omega$ влиянием ветра § 2.

§ 1. Вычисление влияния циркуляции атмосферы на скорость вращения Земли основывается на законе сохранения момента количества движения для системы атмосфера + Земля, который имеет следующий вид:

$$L_3 + L_a = I_3\omega + L_a = C, \quad (2)$$

где I_3 — момент инерции Земли относительно оси вращения, а ω — угловая скорость вращения Земли.

Так как момент количества движения Земли L_3 на много больше момента количества движения атмосферы L_a , то

$$-\frac{\delta L_a}{L_3} = \frac{\delta\omega}{\omega}. \quad (3)$$

Оценивалась та часть мгновенного обмена моментами количества движения между Землей и атмосферой, которая возникает из-за трения воздуха относительно Земли в некоторые моменты времени, и не учитывалась та часть, которая возникает из-за наличия разности давления на противоположные стороны горных хребтов.

Оценку можно произвести по формуле:

$$\frac{\partial L_a}{\partial t} = \int_{(S)} r \cos \varphi \tau_\lambda dS, \quad (4)$$

где r — расстояние элемента поверхности dS от центра Земли, φ — широта элемента поверхности, τ_λ — проекция напряжения силы трения на параллель, положительная в сторону востока. Интегрирование производится по поверхности Земли S ,

относительно которой происходит трение ветра. τ_λ определяется по формуле

$$\tau_\lambda = k\rho u \sqrt{u^2 + v^2}, \quad (5)$$

где ρ — плотность воздуха, k — коэффициент трения ветра, u — проекция скорости ветра на параллель, v — проекция скорости ветра на меридиан.

Значения для u и v нами взяты из синхронных измерений мгновенной скорости и направления ветра в масштабе Земного шара в приземном слое атмосферы на высоте 15 м. Эти данные взяты из материалов МГГ, которые содержат синоптические наземные наблюдения на метеорологических станциях и морские наблюдения на кораблях, т. е. из форм № 1, 2, 2в. В наших вычислениях использованы наблюдения примерно 2300 наземных и морских станций всего Земного шара.

При интегрировании поверхность Земли была разделена на площади размером $10^\circ \times 10^\circ$ каждая. Так как $\cos\varphi$ в интервале $\varphi [\pm 80^\circ; \pm 90^\circ]$ мал, то при интегрировании эти значения исключались. При определении скорости ветра в соответствующих площадках $10^\circ \times 10^\circ$ имелись некоторые трудности. Если в площадке находилось несколько метеорологических станций, тогда в качестве скорости ветра в данной площадке бралась средняя из скоростей, зарегистрированных на отдельных станциях, а если там вообще скорость не была измерена, то в качестве скорости ветра в этой площадке бралась средняя из скоростей в соседних площадках. Для площадок, в которых имелась суша, почти всегда были синхронные наблюдения мгновенной скорости и направления ветра. Значительно хуже обстояло дело с площадками, в которых имелись только моря и океаны — для этих площадок часто наблюдений не было. Нами были подсчитаны значения интеграла (4) только для трех произвольно выбранных моментов (для 16 августа, 25 декабря 1957 г. и 15 января 1958 г. в нуль часов по Всемирному времени). Для этих моментов данные о мгновенных скоростях и направлениях ветра отсутствуют для 37% площадок в северном полушарии. Значение коэффициента трения ветра взято 0,015 для суши и 0,002 для океанов.

По формуле (4) мы получили следующие значения для

1957 г. 16 августа	$-1,2 \cdot 10^{31}$ г см ² /сек ⁻¹
1957 г. 25 декабря	$+0,5 \cdot 10^{31}$ г см ² /сек ⁻¹
1958 г. 15 января	$-1,2 \cdot 10^{31}$ г см ² /сек ⁻¹

Соответствующие изменения скорости вращения Земли были определены по формуле (3), и они имеют следующие значения:

1957 г. 16 августа	$+1,8 \cdot 10^{-5}$	сек/сутки
1957 г. 25 декабря	$-0,7 \cdot 10^{-5}$	сек/сутки
1958 г. 15 января	$+1,8 \cdot 10^{-5}$	сек/сутки

Годовые члены изменения скорости вращения Земли по формуле (1) следующие:

1957 г. 16 августа	$-0,1 \cdot 10^{-5}$	сек/сутки
1957 г. 25 декабря	$-0,6 \cdot 10^{-5}$	сек/сутки
1958 г. 15 января	$-0,3 \cdot 10^{-5}$	сек/сутки

Как видно из приведенных данных, только 25 декабря 1957 г. результат вычислений совпадает с данными наблюдений. Несовпадение результатов в остальных случаях можно объяснить различными причинами, как, например, неучетом обмена моментами количества движения из-за наличия разности на противоположные стороны горных хребтов или же неполнотой данных наблюдений ветра на Земном шаре. Можно было бы привести и другие аргументы. Считая вопрос открытым, мы все же в следующем параграфе постараемся обсудить вопрос о возможности объяснения возникновения флуктуации в скорости вращения Земли влиянием изменений циркуляций атмосферы, предполагая, что флуктуации скорости вращения Земли порядка $+2 \cdot 10^{-5}$ сек/сутки.

§ 2. На основе астрономических наблюдений прохождений звезд через меридиан определяются поправки часов, или, что то же, поправки для перехода к равномерному времени t . Согласно метеорологическим данным можно определить мгновенные значения $\frac{\delta\omega}{\delta t}$. Связь между этими величинами следующая:

$$\frac{\delta^2 u}{\delta t^2} = -\frac{\delta\omega}{\delta t} \quad (6)$$

Рассмотрим следующий частный случай для флуктуации угловой скорости:

$$\frac{\delta\omega}{\delta t} = \begin{cases} a & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \\ 0 & \text{при } t_2 \leq t \leq t_3. \end{cases} \quad (7)$$

После интегрирования выражения (6) имеем следующую формулу для определения значения флуктуации поправки часов:

$$\delta u = \begin{cases} -0,5a(t-t_1)^2 & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \\ -a(t_2-t_1)\left(t - \frac{t_1+t_2}{2}\right) & \text{при } t_2 \leq t \leq t_3. \end{cases}$$

δu при $a = 1,8 \cdot 10^{-5}$ ($t_1 = 22$ марта, $t_2 = 27$ марта и $t_3 = 16$ апреля) показано на кривой сезонного изменения (рис. 1). Очевидно, что достаточно большие значения δu могут возникнуть при достаточно больших значениях $\frac{\delta \omega}{\delta t}$ или если $\frac{\delta \omega}{\delta t}$ не меняет знак в течение достаточно большого промежутка времени. Следует отметить, что при этом вид $\frac{\delta \omega}{\delta t}$ как функции времени играет малую роль. Это становится ясным, если

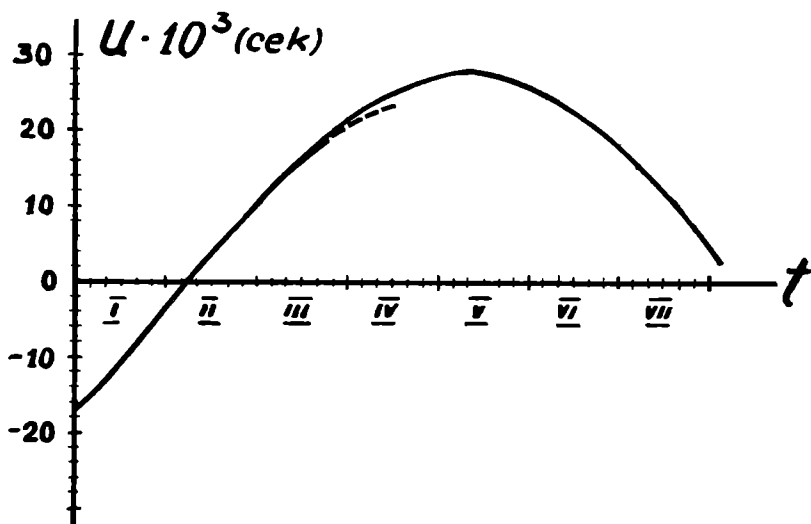


Рис. 1.

вспомнить, что первообразную, т. е. значение u , можно интерпретировать как соответствующую площадь. Легко подсчитать, что если $\frac{\delta \omega}{\delta t}$ равно $2 \cdot 10^{-5}$ в течение 5 дней, а в течение 10 дней равно нулю, то после этого имеем флуктуацию в 2 тысячных доли секунды. Следовательно, флуктуации, которые были установлены Н. Н. Павловым, вполне могут быть объяснены циркуляцией атмосферы. Для больших изменений следует предположить, что имелись особые случаи циркуляции атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Stoyko, Bull. horaire Bur. internat. heure, Sèr, 4, Nr. 16, 319—321, 1957.
2. N. Stoyko, C. r. Acad. ser. 203, 39, 1936, 205, 79, 1937.
3. Данџон А., С. г. Acad. ser. 252, 2343—2348, 1961.
4. Н. Н. Павлов, А. П. Челомбитько, Астр. цир. АН СССР № 257, 1963.
5. К. А. Штейнс и Э. Я. Каупуша, Астр. цир.
6. W. N. Munk, R. L. Miller, Tellus, 2, 93, 1950.
7. Н. Н. Парийский, Тр. геоф. инст. АН СССР № 19, 53, 1953.
8. Н. Н. Парийский и О. С. Берлянд, Тр. Геоф. инст. АН СССР № 19, 103, 1953.
9. Д. Брауэр, Астр. ж. АН СССР, т. 36, 933, 1959.

KOPSAVILKUMS

E. KAUPUŠA.

DAŽAS PIEZĪMES PAR ATMOSFĒRAS CĪRKULĀCIJAS IZMAIŅU IESPAIDU UZ ZEMES ROTĀCIJAS ĀTRUMU

No SGG sinoptiskiem datiem izrēķināts kustības daudzuma momenta apmaiņas lielums starp atmosfēru un Zemi, kas rodas atmosfēras berzes dēļ gar zemi. Diskutēts jautājums par iespēju, izskaidrot fluktuācijas Zemes rotācijas ātrumā ar atmosfēras cirkulācijas izmaiņām.

SUMMARY

E. KAUPUŠA.

SOME NOTES ON THE INFLUENCE OF THE CHANGES OF ATMOSPHERE CIRCULATION ON THE VELOCITY OF EARTH ROTATION

Some values of exchange of angular momentum between atmosphere and Earth due to the friction between atmospheric air and Earth are derived from the IGY synoptic data. A possible explanation of fluctuations in the velocity of Earth rotation by the changes of atmospheric circulation is discussed.

Э. Я. КАУПУША

К ВОПРОСУ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЛЕСОВ НА ЗЕМНОМ ШАРЕ

Обмен моментом количества движения между Землей и ее атмосферой определяется трением воздуха относительно Земли и разностью давлений на разные стороны горных хребтов. В Астрономической обсерватории Латвийского государственного университета была поставлена задача оценить обмен моментом количества движения между Землей и атмосферой, который происходит путем трения воздуха относительно Земли. Всю поверхность Земли мы разделили на элементы $10^\circ \times 10^\circ$ каждый и определили для них среднее значение коэффициента трения. Чтобы определить коэффициент трения ветра для данного элемента, надо учесть особую роль лесов в торможении ветра, поэтому нужно знать распределение лесов в каждом элементе площади. В литературе нам не удалось найти данных о распределении лесных массивов в таком виде, как они нам нужны, поэтому мы сами пытались определить площади лесов в данном элементе поверхности. Мы использовали работы [1] и [2], где имеются более или менее точные данные о количестве распределения лесов в отдельных государствах по состоянию на 1957 год. В нашей работе были использованы географические атласы [3] и [4]. Планиметром измерялась площадь каждого элемента и площадь суши в каждом элементе отдельно для каждого государства, входящего в этот элемент поверхности. Применяя к измеренным планиметром площадям государств каждого элемента данные о количестве лесов в процентах от общей площади государства или о распределении лесов по территории государства из [1] и [2], мы определили площадь лесов для государств, входящих в каждый элемент поверхности Земли. Отношение общей площади лесов государств, входящих в данный элемент поверхности, к площади всего элемента, выраженная в процентах, дает относительное количество лесов в данном элементе поверхности. Для СССР и государств Европы имелись достаточно подробные данные о распределении лесов по их территории, поэтому для тех

Покрытие лесом в каждой зоне $10^\circ \times 10^\circ$ Земного шара в %

φ																		
	$0^\circ - (-10^\circ)$	$(-10^\circ) - (-20^\circ)$	$(-20^\circ) - (-30^\circ)$	$(-30^\circ) - (-40^\circ)$	$(-40^\circ) - (-50^\circ)$	$(-50^\circ) - (-60^\circ)$	$(-60^\circ) - (-70^\circ)$	$(-70^\circ) - (-80^\circ)$	$(-80^\circ) - (-90^\circ)$	$(-90^\circ) - (-100^\circ)$	$(-100^\circ) - (-110^\circ)$	$(-110^\circ) - (-120^\circ)$	$(-120^\circ) - (-130^\circ)$	$(-130^\circ) - (-140^\circ)$	$(-140^\circ) - (-150^\circ)$	$(-150^\circ) - (-160^\circ)$	$(-160^\circ) - (-170^\circ)$	$(-170^\circ) - (-180^\circ)$
$70^\circ - 80^\circ$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
$60^\circ - 70^\circ$	3	28	42	50	59	67	34	14	51	58	77	51	45	36	19	13	2	3
$50^\circ - 60^\circ$	5	19	17	15	20	24	10	16	39	61	71	61	58	60	7	15	10	0
$40^\circ - 50^\circ$	16	20	19	3	3	0	0	0	1	0	9	8	18	25	12	0	0	0
$30^\circ - 40^\circ$	4	1	3	5	7	8	2	6	0	3	14	13	6	15	0	0	0	0
$20^\circ - 30^\circ$	0	0	0	0	0	5	2	15	20	28	19	10	1	0	0	0	0	0
$10^\circ - 20^\circ$	25	47	47	27	3	0	0	14	5	19	41	0	9	0	0	0	0	0
$0^\circ - 10^\circ$	14	55	48	14	24	0	0	1	3	8	15	26	7	0	0	0	0	0
$0^\circ - (-10^\circ)$	1	38	42	29	0	0	0	0	0	0	17	22	10	25	36	4	1	0
$(-10^\circ) - (-20^\circ)$	0	19	51	23	3	0	0	0	0	0	0	0	10	15	8	1	1	1
$(-20^\circ) - (-30^\circ)$	0	16	42	5	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	22	4	0	0
$(-30^\circ) - (-40^\circ)$	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	4	5	7	17	2	0	2
$(-40^\circ) - (-50^\circ)$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	2	2
$(-50^\circ) - (-60^\circ)$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$(-60^\circ) - (-70^\circ)$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$(-70^\circ) - (-80^\circ)$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

элементов $10^{\circ} \times 10^{\circ}$, в которые входят СССР и другие страны Европы, результаты об относительном количестве леса в элементе поверхности получились с точностью до нескольких процентов. В тех случаях, когда в работах [1] или [2] имелись сведения только о количестве лесов в государствах в процентах от общей площади этих государств и если государство занимает обширные площади, в разной степени покрытые лесами (США, Канада, Китайская НР и др.), то в этих случаях определение площади, занимаемой лесом в данном элементе поверхности $10^{\circ} \times 10^{\circ}$, затруднительно, и ошибка результата может достигать 50%. Полученные результаты неоднородны по точности. Для цели определения коэффициента трения ветра относительно леса точность полученных данных достаточна.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Я. Гурвич, Лесные ресурсы мира. Ленинградский научно-исследовательский институт лесного хозяйства. 1958 Ленинград.
2. A World Geography of Hodes-Guests. John K. Wright, Eileen M. Teelaff. New York, 1956. География лесных ресурсов Земного шара. Изд. иностранной лит., Москва 1960.
3. E. Lehmann, Weltatlas. Die Staaten der Erde und ihre Wirtschaft. Herausgegeben vom VEB Hermann Haack Geographisch-Kartographische Anstalt-Gotha.
4. F. Haefke, Atlas zur Erd- und Länderkunde. Große Ausgabe VEB Hermann Haack Geographisch-Kartographische Anstalt. Gotha 1957.

KOPSAVILKUMS

E. KAUPUŠA.

PAR MEŽU IZPLATĪBU UZ ZEMES

Sastādīta tabula par mežu izplatību katrā Zemes virsmas $10^{\circ} \times 10^{\circ}$ laukumā elementā.

SUMMARY

E. KAUPUŠA.

THE DISTRIBUTION OF WOODS ON THE EARTH

Tables of the distribution of woods on the Earth are compiled, showing it at every element of area $10^{\circ} \times 10^{\circ}$

Л. К. ЛАУЦЕНИЕК

К РЕШЕНИЮ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ КОМЕТ

В работе [1] выводится дифференциальное уравнение диффузии комет с учетом дезинтеграции

$$z^{-3/2} \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{D} \frac{\partial^2 v(z, t)}{\partial z^2} - \frac{v(z, t)}{z^{1/2} T}$$

где $z = \frac{1}{a}$, D — некоторая постоянная, а T — возраст кометы.

Предположение, что

$$T = sq^{5/2} a^{1/2},$$

приводит к уравнению вида

$$z^{-3/2} \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{D} \frac{\partial^2 v(z, t)}{\partial z^2} - cz^{-1} v(z, t), \quad (1)$$

где $c = s^{-1} q^{-5/2}$

§ 1. В отличие от работы [1], где уравнение (1) решается при граничном условии

$$v(0, t) = t^2,$$

найдем решение уравнения (1) при граничном условии

$$v(0, t) = f(t), \quad (2)$$

где $f(t)$ дважды дифференцируема функция и для второй производной $f''(t)$ существует изображение (т. е. интеграл Лапласа). Кроме того,

$$f(0) = f'(0) = 0.$$

При помощи преобразования Лапласа преобразованное уравнение, если учесть начальное условие $v(z, 0) = 0$, имеет вид

$$\frac{d^2 \bar{v}(z, p)}{dz^2} - Dpz^{-3/2} \bar{v}(z, p) - Dcz^{-1} \bar{v}(z, p) = 0, \quad (3)$$

где

$$\bar{v}(z, p) = \int_0^{\infty} e^{-pt} v(z, t) dt.$$

Для уравнения (3) имеем граничное условие

$$\bar{v}(z, p)|_{z=0} = \bar{f}(p). \quad (4)$$

Подстановки [1]

$$z = \left(\frac{\xi}{4cD} \right)^2 \quad \bar{v} = e^{\xi/c} \eta \quad (5)$$

переводят уравнение (3) в уравнение

$$\xi \frac{d^2 \eta}{d\xi^2} + (\gamma - \xi) \frac{d\eta}{d\xi} - a\eta = 0,$$

где

$$\gamma = -1, \quad a = -\frac{1}{2} + p \sqrt{\frac{D}{c}},$$

которое имеет решение [2]

$$\eta(p) = k(p) \int_0^{\infty} e^{-\tau \xi} \tau^{\alpha-1} (1+\tau)^{\gamma-\alpha-1} d\tau \quad (6)$$

или на основе формул (5)

$$\bar{v}(z, p) = k(p) e^{-2\sqrt{cDz}} \int_0^{\infty} e^{-2\sqrt{cDz} \left(\frac{\tau}{1+\tau} \right)^a} \frac{1}{\tau(1+\tau)^2} d\tau. \quad (7)$$

Как показано в [1] для формулы (4) имеем

$$v(z, p)|_{z=0} = \bar{f}(p) = \frac{k(p)}{p^2 \lambda^2 - \frac{1}{4}},$$

откуда

$$k(p) = \bar{f}(p) \left[p^2 \lambda^2 - \frac{1}{4} \right]. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), применяем формулу обращения. После замены порядка интегрирования мы получаем, что

$$v(z, t) = e^{-\mu/2} \int_0^{\infty} e^{-\mu\tau} \tau^{-3/2} (1+\tau)^{-3/2} \left\{ \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{p\tau} \tilde{f}(p) \left(p^2 \lambda^2 - \frac{1}{4} \right) e^{-p\lambda \ln \frac{1+\tau}{\tau}} dp \right\} d\tau,$$

где $\mu = 4\sqrt{cDz}$.

Учитывая свойства функции $f(t)$ получаем [3]

$$v(z, t) = \frac{e^{-\mu/2}}{\lambda} \int_0^t e^{-\mu\tau} \left(e^{\frac{t-x}{\lambda}} - 1 \right)^{-1} \left(e^{\frac{t-x}{2\lambda}} - e^{-\frac{t-x}{2\lambda}} \right) \Phi(x) dx, \quad (9)$$

где

$$\Phi(x) = \lambda^2 f''(x) - \frac{1}{4} f(x).$$

Можно проверить, что формула (9) дает требуемое решение уравнения (1) при граничном условии (2).

§ 2. Следуя методу нахождения асимптотического выражения, изложенного в [1], найдем при больших t асимптотическое выражение для решения (9), если

$$f(t) = t^n, \quad (10)$$

где $n = 2, 3, 4$

В этом случае получаем

$$v(z, t) = \frac{n!}{\lambda} e^{-\mu/2} \int_0^t e^{-\mu\tau} \left(e^{\frac{t-x}{\lambda}} - 1 \right)^{-1} \left[e^{\frac{t-x}{2\lambda}} - e^{-\frac{t-x}{2\lambda}} \right] \left[\frac{\lambda^2}{(n-2)!} x^{n-2} - \frac{1}{4n!} x^n \right] dx, \quad (11)$$

которое представляем в виде

$$v = \frac{n!}{\lambda} e^{-\mu/2} (I_1 - I_2).$$

Введем обозначение

$$f(\tau, \mu) = e^{-\mu} \left(e^{\tau/\lambda} - 1 \right)^{-1},$$

где $\tau = t - x$.

Тогда можно получить [1]

$$I_1 - I_2 = \int_0^t e^{-\tau/2\lambda} f(\tau, \mu) \left\{ \left[\frac{1}{2n!} (t-\tau)^n + \frac{\lambda}{(n-1)!} (t-\tau)^{n-1} \right] \mu (1 - e^{-\tau/\lambda})^{-2} - \left[\lambda^2 \frac{1}{(n-2)!} (t-\tau)^{n-2} - \frac{1}{4n!} (t-\tau)^n \right] \right\} d\tau. \quad (12)$$

Для оценки остаточного члена при $t \rightarrow \infty$ получим

$$\int_t^\infty e^{-\tau/2\lambda} f(\tau, \mu) \left\{ \left[\frac{1}{2n!} (t-\tau)^n + \frac{\lambda}{(n-1)!} (t-\tau)^{n-1} \right] \mu (1 - e^{-\tau/\lambda})^{-2} - \left[\frac{\lambda^2}{(n-2)!} (t-\tau)^{n-2} - \frac{1}{4n!} (t-\tau)^n \right] \right\} d\tau = O(e^{-\tau/2\lambda}), \quad (13)$$

так как при $\tau \rightarrow \infty$

$$f(\tau, \mu) \rightarrow 1.$$

Нетрудно проверить, что

$$I_1 - I_2 = A(\mu, n)t^n + B(\mu, n)t^{n-1} + \dots + O(e^{-\tau/2\lambda}) = t^n \left[A(\mu, n) + O\left(\frac{1}{t}\right) \right], \quad (14)$$

где

$$A(\mu, n) = \int_0^\infty e^{-\tau/2\lambda} f(\tau, \mu) \left[\frac{\mu}{2n!} (1 - e^{-\tau/\lambda})^{-2} + \frac{1}{4n!} \right] d\tau = \frac{A(\mu)}{2n!} \quad (15)$$

Здесь [1]

$$A(\mu) = \lambda \sqrt{\pi} \mu \left[\psi\left(\frac{1}{2}, 2, \mu\right) + \frac{1}{2} \psi\left(\frac{3}{2}, 2, \mu\right) \right] = 2\lambda \Omega(\mu). \quad (16)$$

Таким образом следует, что при больших t имеет место

$$v(z, t) = \frac{n!}{\lambda} e^{-\mu/2} (I_1 - I_2) = e^{-\mu/2} t^n \left[\Omega(\mu) + O\left(\frac{1}{t}\right) \right]. \quad (17)$$

Очевидно, что для относительного распределения

$$\frac{v(z, t)}{v(0, t)} e^{-2\sqrt{cdz}} [\Omega(4\sqrt{cdz}) + O\left(\frac{1}{t}\right)], \quad (18)$$

т. е. при больших t граничные условия вида (10) практически не играют никакой роли для относительного распределения.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Штейнс и Э. Я. Риекстыньш. К вопросу о диффузии комет I. Астр. ж., XXXVII, 6, 1960.
2. F. Tricomi. Funzioni ipergeometriche confluenti. Roma, 1954.
3. Б. А. Фукс и В. И. Левин. Функции комплексного переменного и некоторые их приложения. Госиздат тех.-теорет. лит., М, 1951.

KOPSAVILKUMS

L. K. LAUCENIEKS.

PAR KOMETU DIFŪZIJAS VIENĀDOJUMA ATRISINĀŠANU

Atrasts difūzijas vienādojuma atrisinājums pie noteikuma, ka Saules sistēmā ienākošo kometu skaits proporcionāls t^n , $n=2, 3, 4 \dots$. Atrasts asimptotisks atrisinājums lieliem laika intervāliem t .

SUMMARY

L. K. LAUCENIEKS.

ABOUT SOLUTION OF EQUATION OF COMETS' DIFFUSION

The solution is found under conditions that the number of comets entering the solar system is proportional to t^n , $n=2, 3, 4 \dots$.

The asymptotic solution for great interval of time t is given.

СОДЕРЖАНИЕ

К. А. Цирулис. Фотоэлектрическая установка регистрации моментов прохождения звезд	5
К. А. Штейнс и Л. Ф. Розе. Фотоэлектрическая установка с двумя независимыми электрометрическими контурами для регистрации моментов прохождений	7
М. К. Абеле. Проект фотоэлектрической отражательной зенитной трубы	29
К. А. Штейнс. Эволюция орбит комет	39
Ю. Л. Францман. Некоторые особенности движения O — ассоциации Ориона и B — ассоциации Скорпиона — Центавра	65
К. А. Штейнс и Э. Я. Каупуша. К вопросу об определении сопротивления деревьев ветру	75
Э. Я. Каупуша. Некоторые замечания о влиянии изменений циркуляции атмосферы на скорость вращения Земли	81
Э. Я. Каупуша. К вопросу о распределении лесов на земном шаре	87
Л. К. Лауцениек. К решению уравнения диффузии комет	91

CONTENTS

K. Cirulis. A photoelectric device for registration of star transit	5
K. Steins and L. Roze. A photoelectric device with two independent photocashades for registration of star transit	7
M. Abele. The project of a photo-electric zenith tube	29
K. Steins. The evolution of comets orbits	39
J. Francman. Some properties of the Stellar motions in the Orion O-association and in the Scorpins — Centaurus B-association	65
K. Steins and E. Kaupuša. About wind resistance of trees	75
E. Kaupuša. Some notes on the influence of the changes of atmosphere circulation on the velocity of earth rotation	81
E. Kaupuša. The distribution of woods on the earth	87
L. Lauceniek. About solution of equation of comets' diffusion	91

Подписано к печати 24 декабря 1964 г. ЯТ 19678
 Формат бумаги 60×90¹/₁₆. 6,125 физ. листов; 3,0625 бум. листов;
 5,38 уч.-изд. листов. Тираж 550 экз. Цена 38 коп.
 Отпечатано в типографии № 2 «Советская Латвия» Управления полиграфической промышленности Госкомитета СМ Латвийской ССР по печати, г. Рига, ул. Дzirnavu, 57. Зак. № 1836.

ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
12	1 снизу	$t=0. \quad i_{\phi} = \frac{\dot{1}}{2} i_0$	$t=0, \quad i_{\phi} = \frac{1}{2} i_0$
26	23 сверху	Астрономической	Астрометрической
44	1 сверху	$T = c\alpha$	$T = c\alpha^{9/2}$