

175.

УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ

АСТРОНОМИЯ • ВЫПУСК 8

ТОЧНОСТЬ
орбит комет и УСЗ

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ ЛАТВИЙСКОЙ ССР

Латвийский ордена Трудового Красного Знамени
государственный университет им. Петра Стучки

АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ

ЛАТВИЙСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО
УНИВЕРСИТЕТА
ИМ. ПЕТРА СТУЧКИ

ТОМ 175

АСТРОНОМИЯ
ВЫПУСК 8

ТОЧНОСТЬ ОРБИТ КОМЕТ

И ИСЗ



Latvijas
Universitātes
BIBLIOTĒKA

РЕДАКЦИОННО-ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ОТДЕЛ ЛГУ ИМ. П. СТУЧКИ



Настоящий сборник научных статей является восьмым отдельным изданием, посвященным вопросам астрономии в ученых записках Латвийского государственного университета. В будущем по астрономии в ученых записках ЛГУ предполагается издавать ежегодно сборник статей. Он будет посвящен специальным вопросам по изучению вращения Земли, небесной механики и строению астрономических инструментов. В настоящем сборнике рассмотрены вопросы о построении подвижных барьеров ИСЗ, т.е. нахождении области неба, по которой перемещая с определенной скоростью искатель, в его поле зрения с большой вероятностью появится изображение спутника. В двух случаях удалось построить барьеры, а именно, во первых - в случае ошибочной средней аномалии и, во-вторых, на основе наблюдений ИСЗ в одном прохождении. Показано также, что точность фотографических позиций в основном зависит от особенностей изображения комет.

УДК 521.24

3

К. А. Штейнс
Л. К. Лауценекс

О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ ИСЗ

В настоящее время много международных работ по космической геодезии ведется на основе фотографических наблюдений ИСЗ. Необходимо огромное количество наблюдений, и поэтому с обработкой фотопленки запаздывают. Во многих случаях эпоха определения элементов орбиты ИСЗ на значительный промежуток времени отстает от даты, на которую производится прогнозирование появления ИСЗ и поэтому часто случается, что ИСЗ не появляется в указанном эфемеридой месте. Определение новых элементов орбит для лучшего прогнозирования затруднительно, т.к. обработка фотопленок запаздывает, и среди опубликованных позиций много ошибочных. Организация определения надежных эфемерид намного упростилась бы, если определения элементов орбит осуществлялись по наблюдениям одной станции наблюдений ИСЗ. В настоящей статье рассмотрен вопрос о точности определения элементов орбит ИСЗ на основе наблюдений одной станции, или, что то же самое, на наблюдений нескольких станций, находящихся на одинаковой широте. Особенности использования наблюдений только одной станции заключаются в том, что, в случае небольших топоцентрических расстояний до спутника, с одной станции можно наблюдать лишь небольшую дугу орбиты, причем эта часть дуги видна снова при следующих прохождениях спутника.

§ 1. Постановка вопроса

Для простоты предположим, что элементы орбит определены на основе трех фотографических наблюдений спутника, например, по $\alpha(t_1), \delta(t_1), \alpha(t_2), \delta(t_2)$ и $\alpha(t_3), \delta(t_3)$, где α, δ — прямое восхождение и склонение, t — время. Будем считать, что точность измерений сферических координат не зависит от направления координаты, а время фиксировано точно. Для вариации элементов $\Delta i, \Delta \Omega, \Delta \omega, \Delta n, \Delta M_0, \Delta$ используем соотношения Эккерта-Брауэра [1]:

$$\Delta \vec{r} = (\Delta \vec{i} + \Delta \vec{\Omega} + \Delta \vec{\omega}) \times \vec{r} + \dot{\vec{r}} \left(\frac{\Delta M_0}{n} + t \frac{\Delta n}{n} + K \frac{\Delta e}{ne} \right) + \vec{r} \left(-\frac{2}{3} \frac{\Delta n}{n} + H \frac{\Delta e}{e} \right), \quad (1)$$

$$H = \frac{r+p-2a}{p}, \quad K = \frac{r+p}{p} \frac{r\dot{r}}{a^2 n}, \quad p = a(1-e^2),$$

где $\Delta \vec{i}, \Delta \vec{\Omega}, \Delta \vec{\omega}$ — элементарные вращения орбиты, соответственно, вокруг линии узлов, нормали к плоскости экватора и нормали к плоскости орбиты; $\vec{r}(x, y, z)$ — радиус-вектор спутника относительно центра инерции Земли, a — большая полуось орбиты, e — эксцентриситет, M — средняя аномалия, n — среднесуточное движение. Радиус-вектор спутника относительно наблюдателя

$$\vec{\rho} = \vec{r} - \vec{R},$$

где $\vec{R}(X, Y, Z)$ — радиус-вектор наблюдателя относительно центра инерции.

Следуя Д.К.Куликову и Ю.В.Батракову [2], $\Delta \vec{r}$ проецируем на единичный вектор вдоль видимой орбиты \vec{j}_6 и на поперечное направление \vec{j}_9 :

$$\vec{j}_9 = \frac{\vec{\rho} \times \dot{\vec{\rho}}}{\rho v}, \quad \vec{j}_6 = \vec{j}_6 \times \frac{\vec{\rho}}{\rho}, \quad (2)$$

где v — топоцентрическая трансверсальная скорость спутника. Отделим величины, характеризующие движение спутника, от величин, характеризующих положение наблюдателя на Земле:

$$\int v \vec{j}_g = \vec{G}_r + \vec{G}_R - \vec{r} \times \dot{\vec{R}} - \vec{R} \times \dot{\vec{r}}, \quad (3)$$

$$\int^2 v \vec{j}_g = (\vec{r} - \vec{R})^2 (\dot{\vec{r}} - \dot{\vec{R}}) - [(\vec{r} - \vec{R})(\dot{\vec{r}} - \dot{\vec{R}})] (\vec{r} - \vec{R}), \quad (4)$$

где \vec{G}_r и \vec{G}_R - секторные скорости; \vec{G}_r - величина постоянная. Условные уравнения

$$\int^2 v \Delta g = (\vec{j}_g \Delta \vec{r}) \int v, \quad (5)$$

$$\int^3 v \Delta G = [\vec{j}_g \Delta \vec{r} + v \Delta t] \int^2 v \quad (6)$$

можно представить в следующем виде;

$$\begin{aligned} \int^2 v \Delta g = & [\vec{G}_r \times (\Delta \vec{l} + \Delta \vec{\Omega}) + \vec{G}_R \times (\Delta \vec{l} + \Delta \vec{\Omega} + \Delta \vec{\omega})] \vec{r} - \\ & - (\Delta \vec{l} + \Delta \vec{\Omega}) [\vec{r}(\vec{r} \dot{\vec{R}}) - \dot{\vec{R}} r^2 + \vec{R}(\vec{r} \dot{\vec{r}}) - \dot{\vec{r}}(\vec{r} \vec{R})] - \\ & - \Delta \vec{\omega} [-\dot{\vec{R}} r^2 + \vec{R}(\vec{r} \dot{\vec{r}})] + \dot{\vec{r}} \vec{G}_R \left(\frac{\Delta M_0}{n} + t \frac{\Delta n}{n} + K \frac{\Delta e}{ne} \right) + \\ & + \vec{r} \vec{G}_R \left(-\frac{2}{3} \frac{\Delta n}{n} + H \frac{\Delta e}{e} \right) + \dot{\vec{R}} \vec{G}_r \left(\frac{\Delta M_0}{n} + t \frac{\Delta n}{n} + K \frac{\Delta e}{ne} \right) + \\ & + \vec{R} \vec{G}_r \left(\frac{2}{3} \frac{\Delta n}{n} + H \frac{\Delta e}{e} \right), \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int^3 v \Delta G = & (\Delta \vec{l} + \Delta \vec{\Omega} + \Delta \vec{\omega}) \{ \vec{r} \times [(\vec{r} - \vec{R})^2 (\dot{\vec{r}} - \dot{\vec{R}}) - \\ & - [(\vec{r} - \vec{R})(\dot{\vec{r}} - \dot{\vec{R}})] (\vec{r} - \vec{R})] + \left(\frac{\Delta M_0}{n} + t \frac{\Delta n}{n} + K \frac{\Delta e}{ne} \right) \cdot \\ & \cdot \{ (\vec{r} - \vec{R})^2 [\dot{\vec{r}}^2 - \dot{\vec{r}} \dot{\vec{R}}] - (\vec{r} - \vec{R})(\dot{\vec{r}} - \dot{\vec{R}}) [(\vec{r} \dot{\vec{r}}) - (\vec{R} \dot{\vec{r}})] \} + \\ & + \left(-\frac{2}{3} \frac{\Delta n}{n} + H \frac{\Delta e}{e} \right) \{ (\vec{r} - \vec{R})^2 [(\vec{r} \dot{\vec{r}}) - (\vec{r} \dot{\vec{R}})] - \\ & - (\vec{r} - \vec{R})(\dot{\vec{r}} - \dot{\vec{R}}) [r^2 - (\vec{R} \vec{r})] \}. \quad (8) \end{aligned}$$

На основе формул (7+8) видно, что поправку $\frac{\Delta n}{n}$ можно определить сколько угодно точно. Действительно, в формулах (7) и (8) при $\frac{\Delta n}{n}$ имеется множитель t (время) который неограниченно растет, наблюдая спутник при неограниченном количестве витков. Коэффициенты при остальных вариациях являются ограниченными величинами, которые на всех витках принимают примерно одинаковые значения, если наблюдения ведутся с одной станции только на восходящей или только на нисходящей ветви. Поправки $\frac{\Delta n}{n}$, Δe ... определяются на основе условных уравнений (7+8) для трех моментов времени $t_1=0, t_2, t_3$. Точность поправок определяется величиной определителя системы (7+8). Моменты времени t_2 и t_3 можно подобрать такими, чтобы определитель системы (7+8) принял бы произвольно большое значение. Из-за ограниченности остальных коэффициентов миноры столбца коэффициентов при $\frac{\Delta n}{n}$ будут ограниченными величинами. Следовательно, их частные при надлежащем выборе t_2 и t_3 будут стремиться к нулю, что и требовалось доказать. Практически использовать очень удаленные по времени наблюдения невозможно, так как закон трения со стороны атмосферы неизвестен. Поправку $\frac{\Delta n}{n}$ наиболее точно можно определить по достаточно удаленным во времени наблюдениям. Таким образом, при определении $\frac{\Delta n}{n}$ вполне можно использовать наблюдения одной станции и получить очень точные значения.

§ 2. К р у г о в а я о р б и т а

Для простоты рассмотрим движение спутника по окружности, считая, что наблюдатель неподвижен. Если в уравнения (7) и (8) подставить $e=0$, то коэффициенты при ΔM_0 и $\Delta \omega$ станут равными, а задача неопределенной. Если, кроме того, предположить $\Delta e=0$, то получим условные уравнения для круговой задачи. Условия неподвижности Земли следующие

$$\vec{R} = \text{const}, \quad \dot{\vec{R}} = 0, \quad \ddot{\vec{R}} = 0$$

Условные уравнения для круговой орбиты, в предположении

неподвижной Земли, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \int \delta^2 v \Delta g = & [(\vec{\sigma}_r \times \frac{\Delta \vec{l}}{\Delta l}) \vec{r} + \frac{\Delta \vec{l}}{\Delta l} \dot{\vec{r}} (\vec{r} \vec{R})] \Delta l + \\ & + [(\vec{\sigma}_r \times \frac{\Delta \vec{\Omega}}{\Delta \Omega}) \vec{r} \times \frac{\Delta \vec{\Omega}}{\Delta \Omega} \dot{\vec{r}} (\vec{r} \vec{R})] \Delta \Omega + \vec{R} \vec{\sigma}_r (-\frac{2}{3} \frac{\Delta n}{n}), \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} v \delta^3 \Delta G = & - \frac{\Delta \vec{l}}{\Delta l} (\vec{r} \times \vec{R}) (\vec{R} \dot{\vec{r}}) \Delta \vec{r} + \frac{\Delta \vec{\Omega}}{\Delta \Omega} \vec{\sigma}_r [(\vec{r} - \vec{R})^2 - \\ & - \frac{\Delta \vec{\Omega}}{\Delta \Omega} (\vec{r} \times \vec{R}) (\vec{R} \dot{\vec{r}})] \Delta \Omega + [(\vec{r} - \vec{R})^2 \dot{\vec{r}}^2 + (\vec{R} \dot{\vec{r}})^2] (\frac{\Delta M_0}{n} + \\ & + t \frac{\Delta n}{n}) + (-\frac{2}{3} \frac{\Delta n}{n}) (\vec{R} \dot{\vec{r}}) [\vec{r}^2 - (\vec{R} \dot{\vec{r}})]. \end{aligned} \quad (8a)$$

В предыдущем параграфе было показано, что $\frac{\Delta n}{n}$ можно определить с любой точностью. Поэтому будем считать, что $\frac{\Delta n}{n} = 0$. Поправки Δl , $\Delta \Omega$ определим на основе двух наблюдений, симметричных относительно точки сближения, по уравнению для Δg и ΔM_0 - по уравнению для ΔG из наблюдений в точке сближения. Направим ось x по линии узлов ($\Omega=0$), а ось z - на северный полюс. В таком случае координаты спутника $\vec{r}(x, y, z)$ и координаты Земли $\vec{R}(X, Y, Z)$ определяются по формулам

$$\begin{aligned} x &= a \cos u, & X &= R \cos \varphi \cos s, \\ y &= a \cos i \sin u, & Y &= R \cos \varphi \sin s, \\ z &= a \sin i \sin u, & Z &= R \sin \varphi, \end{aligned}$$

где φ - географическая широта, s - угол между восходящим узлом и меридианом. Для точки сближения u_0 имеем

$$X \sin u_0 - Y \cos i \cos u_0 - Z \sin i \cos u_0 = 0.$$

Следовательно, для точки сближения

$$\begin{aligned} (\vec{r} \vec{R}) &= a [X \cos(u_0 + \Delta u) + Y \cos i \sin(u_0 + \Delta u) + \\ & + Z \sin i \sin(u_0 + \Delta u)] = a R \cos \Delta u \cos s, \end{aligned} \quad (9)$$

где d — угловое расстояние между точкой сближения и наблюдателем. Следовательно,

$$(\vec{r}\vec{R}) = -\rho a \sin \Delta u (\vec{r}\vec{R}). \quad (10)$$

Учитывая (7), (8а) и (9) имеем следующие условные уравнения для определения Δi , $\Delta \Omega$ и ΔM_0 :

$$\begin{cases} \alpha^2 n [\alpha - R \cos \Delta u \cos d] [\sin u_1 \Delta i - \sin i \cos u_1 \Delta \Omega] = \xi^2 v \delta g_1, \\ \alpha^2 n [\alpha - R \cos \Delta u \cos d] [\sin u_2 \Delta i - \sin i \cos u_2 \Delta \Omega] = \xi^2 v \delta g_2, \\ \alpha^2 n \cos i \Delta \Omega + \alpha^2 n \Delta M_0 = \xi_{min} a n \delta \theta \end{cases} \quad (11)$$

Выразим Δi и $\Delta \Omega$ через ошибки наблюдений из первых двух условных уравнений. Приближенно имеем [3]:

$$\Delta i = \frac{\xi^2 v \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \varphi}{\sin i}\right)^2}}{\alpha^2 n [\alpha - R \cos \Delta u \cos d] \sin \Delta u} (\delta g_2 - \delta g_1). \quad (12)$$

Из формулы (12) следует, что ошибка определения Δi изменяется примерно обратно пропорционально длине дуги и почти не зависит от того, проходит или не проходит спутник вблизи зенита. Зенитные наблюдения дают несколько лучшие результаты, т.к. в этих случаях ξ имеют несколько меньшие значения и практически можно наблюдать более длинную дугу. Особенно хорош для определения i случай $i \approx \varphi$. Наблюдения на нисходящих и восходящих ветвях лучше, чем на ветвях одного типа. Аналогично имеем:

$$\Delta \Omega = \frac{\sin \varphi \xi^2 v (\delta g_2 - \delta g_1)}{\sin^2 i \alpha^2 n [\alpha - R \cos \Delta u \cos d] \sin \Delta u}. \quad (13)$$

Для определения узла наиболее выгодными являются станции, размещенные на экваторе.

Ошибка ΔM_0 оцениваем по третьему уравнению системы (11). Если наблюдения проведены с места с большой широтой, то ошибка определения $\Delta \Omega$ получается большой, однако вследствие малого множителя $\cos i$ она мало влияет на точность определения ΔM_0 . Следовательно, ΔM_0 определяется достаточно точно. Наши включения о том, что на основе наблюдений с мест с одинаковой широтой нельзя достаточно точно определить $\Delta \Omega$, совпадают с практикой [4].

§ 3. Построение подвижного барьера. Пример.

Если спутник наблюдался в одном прохождении на одной станции на сравнительно короткой дуге, то элементы его орбиты можно определить весьма неуверенно, несмотря на большую точность наблюдений $\pm 5''$. Покажем, каким образом можно предвидеть появление спутника через сравнительно большой промежуток времени на этой же станции, на той же самой ветви витка. Для этого построим подвижный барьер, т.е. кривую на небе, при перемещении по которой объектива искателя с определенной скоростью через его поле зрения пройдет изображение спутника. Подвижный барьер построим для точек сближения, для которых имеют место следующие условные уравнения:

$$\alpha^2 n [\alpha - R \cos \alpha] [\sin u_0 \Delta i - \cos u_0 \sin i \Delta \Omega] + \vec{R} \vec{G}_r \left(-\frac{2}{3} \frac{\Delta \eta}{n} \right) = \varrho_{\text{min}}^2 \Delta \varrho,$$

$$\cos i \Delta \Omega + \Delta M_0 + \tan \frac{\varphi}{\alpha} \Delta \vartheta = \frac{\varrho_{\text{min}}}{\alpha} \Delta \vartheta. \quad (7+8) \delta$$

При следующих появлениях ИСЗ на той же самой ветви витка, в уравнениях (7б) и (8б) неизменными останутся α и $|\vec{G}_r|$, а если $i - \varphi \gg 0$, то также и u_0 . Рассмотрим именно этот случай. Величины ϱ_{min} , $\vec{R} \vec{G}_r$, t, d будут меняться. При определении предварительных элементов по одному прохождению $\Delta n, \Delta i, \Delta \Omega, \Delta M_0$ определены так, чтобы имели место следующие условия:

$$|\alpha^2 n [\alpha - R \cos \alpha] [\sin u_0 \Delta i - \sin i \cos u_0 \Delta \Omega] + \\ + \vec{R} \vec{\sigma}_r \left(-\frac{2}{3} \frac{\Delta n}{n}\right)| \leq \xi_{mn}^2 \alpha n \Delta g_0,$$

$$|\cos i \Delta \Omega + \Delta M_0 + t \Delta n| \leq \frac{\xi_{mn}}{\alpha} \Delta G_0,$$

причем Δg_0 , ΔG_0 достаточно считать в три раза большими, чем средние ошибки наблюдений. Для действительного значения Δn имеют место следующие неравенства

$$|\sin u_0 \Delta i - \cos u_0 \sin i \Delta \Omega| \leq \frac{\xi_{mn}^2 \Delta g_0}{\alpha (\alpha - R \cos \alpha)}, \quad (14)$$

$$|\cos i \Delta \Omega + \Delta M_0| \leq \frac{\xi_{mn} \Delta G_0}{\alpha}. \quad (15)$$

При всех прохождении через точки сближения той же самой ветви витка имеют место аналогичные соотношения (14) и (15). Так как отношения $\xi_{mn}^2 / \alpha (\alpha - R \cos \alpha)$ и ξ_{mn} / α

меняются при переходе с одного витка на другой мало, т.е. никак не больше чем на один порядок, а следовательно, если значение Δn было бы хорошо известным, то предвидеть появление спутника было бы возможным. Так как Δn точно неизвестно, то следует для различных значений Δn подыскивать значения Δi , $\Delta \Omega$, ΔM_0 так, чтобы имели место неравенства (7б) и (8б). В многомерном пространстве вектор $\Delta n, \Delta i, \Delta \Omega, \Delta M_0$ при изменении Δn будет описывать непрерывную кривую. Если узловые точки будут подсчитаны достаточно часто, то можно считать, что среди значений Δn имеется также действительное значение Δn . Для этого значения и соответствующих значений Δi , $\Delta \Omega$, ΔM_0 будут иметь место неравенства (14) и (15), т.е. при перемещении, согласно траектории многомерного пространства, объектива искателя через его поле зрения пройдет изображение спутника, если поле зрения объектива на порядок больше утроенной средней ошибки наблюдений.

В качестве примера рассмотрим наблюдения близкого ИСЗ, 18 авг. 1969 г., полученные с помощью камеры АФУ-75 на Рижской станции наблюдения при одном прохождении. Интервал времени наблюдения около $2^m,5$, что соответствует примерно 8° геоцентрической дуги орбиты. Для четырех значений $\alpha(\Delta n)$ были определены значения $e, i, \Omega, \omega, M_0$ методом минимизации функции $Q_m = \sum (\Delta \alpha^2 \cos^2 \delta + \Delta \delta^2)$ [5]. Соответствующие значения Q_m и элементов даны в таблице 1. Применение метода минимизации

Т а б л и ц а 1

Конечные системы элементов, сгруппированные по возрастающим значениям большой полуоси

Элемент	I	II	III	IV
a	1.0831327	1.1050002	1.1134928	1.1178247
e	0.0195014	0.0021315	0.0073755	0.0108952
i	1.2900865	1.2898553	1.2898089	1.2895443
Ω	4.8690220	4.8697131	4.8700428	4.8696726
ω	4.1240874	2.7394069	1.3564847	1.1936187
M_0	3.2700180	4.6545685	6.0370260	6.1983614
Q_m	$0.0385 \cdot 10^{-6}$	$0.0015 \cdot 10^{-6}$	$0.0183 \cdot 10^{-6}$	$0.1270 \cdot 10^{-6}$
$\omega + M_0$	1.1109201	1.1107901	1.1103254	1.1087948
r	1.1040278	1.1051409	1.1055536	1.1057241
u	1.1060564	1.1065467	1.1067086	1.1069286

в этом случае оправдывает себя, т.к. требуемая точность для элементов невелика. Метод минимизации требует сравнительно много машинного времени при точных определениях элементов орбит. С четырьмя системами элементов были вычислены координаты и моменты появления спутника на следующий день 19.08.69 г. и на 20.08.69 г. В соответствующих точках сближения построены для 19.08.69 г. и 20.08.69 г. подвижные барьеры /см.рис.1 и рис.2/ Действительная орбита спутника была известна. Вычисле-

ния показали, что кривая подвижного барьера пересекает действительную орбиту в тот момент, когда в точке пересечения находится изображение спутника, что и видно из таблиц 3 и 4. Из таблицы 3 видно также, что объектив исследателя следует перемещать медленно. Таким образом, показано, что теория, развитая для круговой орбиты без учета относительного движения, применима к реальным наблюдениям.

Т а б л и ц а 2

Интервалы изменения элементов

Элемент	Δa	Δe	Δi	$\Delta \Omega$	
Изменения	0.0347	0.0174	0.0005	0.0010	
Элемент	$\Delta \omega$	ΔM_0	$\Delta(\omega + M_0)$	Δr	Δu
Изменения	2.9305	2.9283	0.0021	0.0017	0.0009

Т а б л и ц а 3

Точки прогнозирования на кривой азимут-высота

Дата	Интервал времени	Азимут	Высота
19.08.69	43 ^m .2	292.2	57.6
	17.4	127.9	71.8
	8.9	129.3	55.6
		138.8	49.1
20.08.69	1 ^h 28.7	292.4	59.1
	35.0	134.5	37.6
	17.9	141.9	25.6
		146.1	21.6

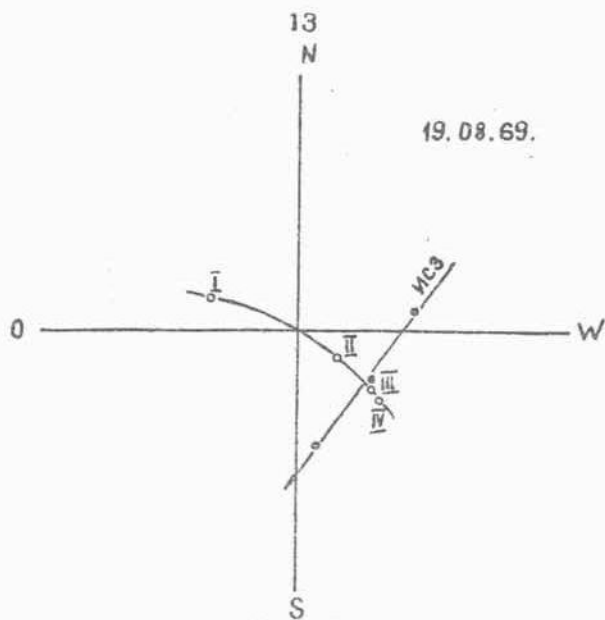


Рис. 1

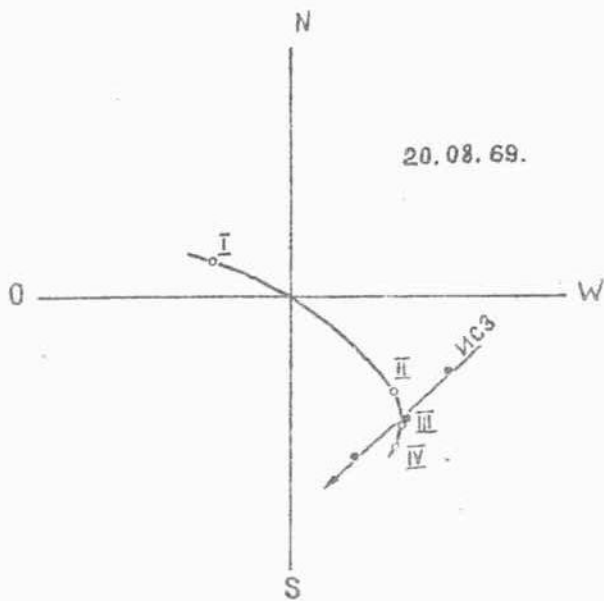


Рис. 2

Эфемериды

Дата	Азимут	Высота
19.08.69	126°.0	57°.0
20.08.69	138.0	27.0

Л и т е р а т у р а

1. W.Eckert and D.Brouwer. A.J. 46, 1937.
2. Д.К.Куликов и Ю.В.Батраков. Бюлл.ИТА, том УП, №7/90/, 554, 1960.
3. К.А.Штейнс, Л.Ф.Рове. Уч.записки ЛГУ, т.38, вып.1, 1960.
4. Л.К.Лауцениекс. См.настоящий сборник, стр.62.
5. Л.К.Лауцениекс. Уч.записки ЛГУ, т.137, вып.5,39, 1970.

К. А. Ш т е й н с , Л. К. Л а у д е н м е к с

О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ ИСЗ

Анализ задачи движения ИСЗ по круговой орбите в предположении неподвижной Земли показывает, что на основе наблюдений одной станции достаточно точно определяются наклонность плоскости орбиты к экватору, среднесуточное движение и начальное значение угла орбиты. Для точного определения долготы узла необходимы наблюдения станции, находящейся на экваторе. Доказано, что по наблюдениям в одном прохождении можно построить надежный подвижный барьер для той же самой станции для прохождений на той же самой ветви витка. Область подвижного барьера, т.е. область на небе, по которой следует перемещать поле зрения искателя с заданной скоростью, оценена по невязкам условных уравнений для улучшения элементов орбит. Иллюстр.: 2, табл.: 4, библиогр.: 5 назв.

К о р з а в и л к у м с

K. A. Š t e i n s , L. K. L a u s e n i e k s

PAR ZMF ORBĪTU APRĒĶINĀŠANAS PRECIZITĀTI

Analizējot ZMF riņķveida kustību nekustīga novērotāja gadījumā, parādīts, ka, izmantojot vienas stacijas novērojumus, precīzi iespējams noteikt orbītas plaknes slīpumu leņķi pret ekvātoru, diennakts vidējo kustību un sākmērtību orbītas leņķim. Lai noteiktu precīzi mēzģļa garumu, nepieciešami izmantot stacijas novērojumus, kas atrodas uz ekvātorā. Pierādīts, ka pēc viena saugājiena novēroju-

mlem var uzkonstruēt kustīgu barjeru šai pašai stacijai priekš tā paša zara. Barjeras apgabals, t.i., apgabals pie debess, pa kuru pēc noteikta likuma jāpārviesto meklētāja redzes lauks, novērtēts pēc elementu uzlabošanas nosacījuma vienādojuma nesaitēm.

S u m m a r y

K. Š t e i n s , L. L s u c e n i e k s

ON THE ACCURACY OF THE SATELLITE ORBIT

DETERMINATION

It is shown from the analysis of the satellite's motion in circular orbit in the case of fixed position of the Earth that the accuracy of the inclination to equator mean diurnal motion and orbit angle determined from the observations of one satellite tracking station is sufficient. For determination of the precise value of the longitude of ascending node observation from the station located near the equator is necessary. The possibility predict the ephemeris in kind of mobile barrier for satellite tracking station is proved in the case when the observations from the same station obtained in one transit. The size of the area of mobile barrier is evaluated analysing the equations of condition for differential correction of orbits.

УДК 521.24

ЗК

К. А. Штейнс
Л. К. Лауцениекс

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОДВИЖНОГО БАРЬЕРА ПРИ ПРОГНОЗИРОВАНИИ ПОВЛЕНИЯ СПУТНИКА

П о с т а н о в к а в о п р о с а

Несмотря на то, что вычисление эфемерид спутника происходит с точностью $\pm 0,1$ и при вычислении учитываются все основные факторы, влияющие на движение спутника, нередко случается, что спутник не появляется в заданный момент времени в предвиденном месте на небе. Причина неправильного прогнозирования появления ИСЗ в основном одна - незнание достаточно точных мгновенных элементов орбиты. Здесь существенную роль играют атмосферное сопротивление и неточность теории движения. Если наблюдателю не удалось засечь спутник по заданной эфемериде, он должен в том же самом прохождении или же в следующем прохождении найти спутник на небе и засечь его координаты. Он должен, исходя из некоторых предположений, предвидеть место и время появления спутника. Так как эфемериду спутника определяют 12 параметров, то наблюдатель должен предположить, что один или некоторые из них неправильны и сообразить, как предполагаемая неточность повлияет на появление спутника. Рассуждения должны происходить на основе теории, учитывая, что эфемериды не верны. В настоящей статье решены задачи, способствующие принятию быстрых решений, которые, в случае удачи, по нашему мнению, могут привести к отысканию потерянного спутника. Полученные нами результаты имеют прибли-



Latvijas
Universitātes
BIBLIOTĒKA

женный характер. Для их применения необходимы данные об эфемериде, оказавшейся неверной.

В общем виде задача состоит в следующем. Для значений параметров, определяющих положение спутника, известны их интервалы изменений. Они определяют при прохождении спутника некоторую подвижную область на небесной сфере, в которой может находиться спутник. Если поле зрения искателя меньше такой области, то следует камеру перемещать так, чтобы можно было просмотреть всю эту область. Поиск спутника можно осуществлять, когда камера находится в покое или с движущейся камерой. Если поиск осуществляется при неподвижном положении камеры, то для того, чтобы осмотреть по возможности большую часть подвижной области, надо начать наблюдение в предлагаемой точке восхода, а потом перевести искатель на точку захода. Таким образом можно осмотреть подвижную область на $1 - \frac{v}{v'}$ большую, где v, v' — скорости перемещения спутника и визирной линии искателя по небу, если считать, что направление движения спутника известно. Если же просмотр ведется с движущейся камерой, то на скорость перемещения камеры налагаются некоторые условия, ибо при большой скорости движения невозможно отличить спутник от звезд. Поперечное колебательное движение искателя должно быть выбрано так, чтобы промежуток времени, в течение которого звезды проходят через поле зрения, был значительно большим, примерно в три раза больше, чем соответствующий промежуток времени для спутника. В таком случае просмотренный участок неба увеличится на $1/6$ часть по сравнению с участком неба, просмотренным при неподвижной камере. С этой точки зрения колебательное движение камеры мало эффективно. Наши замечания относятся к отысканию спутников с почти неизвестными элементами. На практике следует отыскивать спутники, элементы орбит которых приближенно известны. В таком случае часто бывает, что один из элементов орбиты гораздо хуже известен, чем остальные. Если неизвестна в основном одна степень свободы движения спутника, то поиски спутника с движущейся камерой весьма эффективны. Область неба, осматриваемую

подвижным телескопом, будем называть подвижным барьером.

В виду сложности вышеизложенной проблемы в настоящей статье учтена только неточность четырех элементов орбиты. Наклон плоскости орбиты спутника i и большая полуось a во времени мало меняются. Это объясняется малыми возмущениями потенциала Земли на i , а также тем, что сила трения действует в плоскости орбиты. В настоящей статье предполагается, что i и a являются заранее достаточно хорошо известными и постоянными величинами. Это предположение значительно упрощает выкладки и подсчеты. В настоящей статье подвижный барьер строится для точки, в которой спутник мог бы иметь наименьшее зенитное расстояние. Рассматриваются три метода построения подвижного барьера, а именно: 1) графический метод, в котором график строится на основе данных эфемериды для проекций спутника на поверхность земного эллипсоида, 2) метод малого круга, где предполагается, что спутник движется по небсводу по малому кругу, и 3) метод, в котором используется приближенная формула для определения угла орбиты $u = v + \omega$. Неточность этой формулы несущественна, т.к. полученная из нее точка находится также недалеко от орбиты спутника.

§ 1. О п р е д е л е н и е к о о р д и н а т т о ч к и с б л и ж е н и я

Аппроксимируем дугу, описанную ИСЗ вокруг Земли в промежутке времени $|t - t_0| < \epsilon$, где ϵ — достаточно малая величина, эллипсом с постоянными элементами и законом движения

$$M = M_0 + n(t - t_0), \quad (1)$$

где n — среднее движение, M_0 — средняя аномалия в момент t_0 , t — время в сутках.

Для определения топоцентрического расстояния до спутника ϱ имеем следующую формулу

$$\varrho^2 = r^2 + R^2 - 2rR \{ \cos u \cos \varphi_e \cos(S - \Omega) + \sin u [\cos \varphi_e \cos i \sin(S - \Omega) + \sin \varphi_e \sin i] \}, \quad (2)$$

где φ_0 - широта места, S - местное звездное время, Ω - долгота восходящего узла, R , r - радиусы-векторы до наблюдателя и спутника, u - угол между r и линией узлов.

Минимальное расстояние определяется согласно условию

$$\frac{d\varrho^2}{dv} = 0,$$

где v - истинная аномалия. Следовательно,

$$\frac{\partial \varrho^2}{\partial u} + \frac{\partial \varrho^2}{\partial r} \frac{dr}{dv} + \frac{\partial \varrho^2}{\partial S} \frac{dS}{dv} = 0. \quad (3)$$

Вследствие малости эксцентриситета орбиты спутника и его быстрого вращения величины $\frac{dr}{dv}$ и $\frac{dS}{dv}$ являются малыми величинами, поэтому в первом приближении решается уравнение

$$-\sin u \cos \varphi_0 \cos(S - \Omega) + \cos u [\cos i \cos \varphi_0 \sin(S - \Omega) + \sin \varphi_0 \sin i] = 0$$

и, следовательно,

$$\operatorname{tg} u = \frac{\cos i \cos \varphi_0 \sin(S - \Omega) + \sin i \sin \varphi_0}{\cos \varphi_0 \cos(S - \Omega)}. \quad (4)$$

Для оценки точности u учтем малые члены формулы (4), т.е. для Δu_1 рассмотрим следующее приближение

$$\frac{\partial^2 \varrho^2}{\partial u^2} \Delta u_1 + \frac{\partial^2 \varrho^2}{\partial u \partial S} \frac{\partial S}{\partial u} \Delta u_1 + \frac{\partial \varrho^2}{\partial r} \frac{dr}{dv} + \frac{\partial \varrho^2}{\partial S} \frac{dS}{dv} = 0. \quad (5)$$

Так как при составлении $\frac{\partial \varrho^2}{\partial S}$ единичный вектор $\frac{\vec{R}}{R}$ поворачивается на 90° , а \vec{R} примерно параллелен \vec{r} , то производная есть малая величина первого порядка. Производная

$$\frac{\partial \varrho^2}{\partial r} = 2r - 2R \cos(\vec{R}, \vec{r})$$

есть также малая величина первого порядка, т.к. $r \approx R$, $\cos(\vec{R}, \vec{r}) \approx 1$. Следовательно, Δu_1 есть малая величина второго порядка, и во многих рассуждениях можно основываться на формулу (4). Покажем, что с точностью до величин второго порядка включительно условие $\frac{d\varphi^2}{dv} = 0$ представляет также точку кульминации спутника. Для этого рассмотрим формулу для определения зенитного расстояния

$$\cos z = \frac{r^2 - R^2 - \varphi^2}{2R\varphi} \quad (6)$$

Условие максимума $\cos z$ дает

$$\frac{d\varphi^2}{dv} = \frac{2\varphi^2}{r^2 - R^2 + \varphi^2} \frac{dr^2}{dv} \quad (7)$$

Правая часть (7) ввиду малости φ и ϵ является малой величиной второго порядка.

§2. Подвижный барьер в случае ошибочных M и Ω для прогнозирования появления спутников

В эфемеридах для спутников, предложенных М.К.Абеле, даются азимут и высота для кульминации спутника, соответствующий момент времени и радиус малого круга β , по которому движется спутник по видимой части небесной сферы. В эфемеридах спутников, издаваемых Smithsonian Astrophysical Observatory, даются моменты и координаты точек, где спутник пересекает экватор, $u = u(t)$ и соответствующие экваториальные координаты. По этим данным можно легко найти приближенный момент, азимут и высоту для кульминации спутника в данном месте наблюдения. Эфемериды, предложенные М.К.Абеле более удобны, однако эфемериды проекций спутника на поверхность эллипсоида Земли имеют то преимущество, что в них

в очень сжатой форме представлены все места Земной поверхности, где можно наблюдать данный спутник в указанный промежуток времени. Рассмотрим на конкретном примере прогнозирование появления спутника, согласно эфемериде проекций спутника на Землю, по двум вариантам вычислений, т.е. а/ графический метод или метод линейной интерполяции, б/метод малого круга. Метод линейной интерполяции можно рассматривать как метод получения ориентировочных данных для более точных методов. В качестве примера рассмотрим эфемериду спутника 6606601 Паргос 1 согласно данным Smithsonian Astrophysical Observatory на 22 января 1971 г., которая вычислена по следующим элементам

$$\begin{aligned}
 T_0 &= 1971 \text{ I } 25,317396 \\
 \omega &= 348^{\circ},6486 - 0^{\circ},84498(T-T_0), \quad i = 85^{\circ},4718, \\
 \Omega &= 76^{\circ},7023 - 0^{\circ},13771(T-T_0), \quad e = 0,107692 - \\
 &\quad - 0,0000073(T-T_0), \\
 a &= 10562,961 \text{ км}, \quad M = 0,02547 + 7,996958(T-T_0) + \\
 &\quad + 0,0000494(T-T_0)^2,
 \end{aligned} \quad (8)$$

M дано в оборотах.

Эфемерида задается в следующей форме:

1971 г., январь 22						
T	λ	μ	φ	ΔT	$\Delta \lambda$	/в милях/ K
1 ^h 37 ^m 7	68 ^o 32	0 ^o	0 ^o 00	0 ^o 0	0 ^o 00	1931
4 37.9	113.51	15	15.01	6.1	0.30	1960
7 38.0	158.70	30	30.00	12.3	0.43	2026
10 38.2	203.88	45	44.94	18.7	0.08	2127
13 38.4	249.07	60	59.79	25.3	35 8.41	2259
16 38.6	294.25	75	74.38	32.2	351.37	2416
19 38.8 [*]	339.44	90	85.40	39.5	279.91	2587
22 38.9 [*]	24.63	105	74.38	47.2	208.54	2763
		120	59.78	55.8	201.80	2932
		135	44.92	63.8	200.59	3078
		150	29.99	72.6	200.86	3191
Заход в тень 14		165	15.00	81.6	201.71	3257
Выход из тени 42		180	0.00	90.8	202.77	3271

В эфемериде 22 января не приведены данные для южного полушария и звездочкой отмечены места, где можно на-

блюдают спутник. Величины φ , ΔT , $\Delta \lambda$, h являются функциями u . Следовательно, для каждого значения u можно найти $\lambda + \Delta \lambda$ и $T + \Delta T$. Чтобы отличить широту и долготу места наблюдений от широты и долготы места, в которое проецируется спутник, первые обозначаем через φ_0 , λ_0 , вторые φ и λ . Рассмотрим три случая:

1) прохождение спутника через место вблизи экватора, где сферическую координатную сеть перенесем на плоскость в виде прямоугольной сетки с равным масштабом по осям λ и φ ,

2) прохождение спутника через место средних широт, где сферическую координатную сеть перенесем на плоскость также в виде прямоугольной сетки, однако масштаб по оси λ уменьшим в $\cos \varphi$,

3) прохождение спутника через полярную область, где сферическую координатную сеть перенесем на плоскость в виде сети полярной системы координат.

В первом случае координаты места наблюдений пусть будут $\varphi_0 = 5^\circ$, $\lambda_0 = 226^\circ$, во втором — $\varphi_0 = 57^\circ$, $\lambda_0 = -24^\circ$ /Рига/, в третьем — $\varphi_0 = 85^\circ$, $\lambda_0 = 305^\circ$. Для этих случаев соответствующие графические построения представлены на рис. 1, 2 и 3. Для Риги рассматривается предпоследнее прохождение спутника 22 января, т.е. $T = 19^h 36^m 8$, а для остальных двух — последнее прохождение. Условия тени не рассматривались. Азимут точки сближения отсчитывается непосредственно по чертежу, а зенитное расстояние определяется по формуле (11). При отыскании точки сближения предполагалось, что спутник перемещается параллельно поверхности Земли. Точность графического метода небольшая. В конкретном случае точность результатов графического метода можно установить, сравнивая их с результатами более точных методов /см. табл. 1/. Чтобы уменьшить размер чертежа и увеличить точность, для второго случая /для места с $\varphi_0 = 53^\circ 88'$, $\lambda_0 = 338^\circ 8'$ / были вычислены координаты φ и $\Delta \lambda$ по следующим формулам

$$\sin \varphi' = \sin i \sin u, \quad \operatorname{tg} \Delta \lambda' = \cos i \operatorname{tg} u, \quad (9)$$

Полученное значение φ' (9) является геоцентрическим. Следует перейти на географическую широту. Учтем, что

высота спутника h . Имеем [1]

$$\operatorname{tg} \varphi' = (0.993277 + 10^{-6} \cdot 0.0011h) \operatorname{tg} \varphi. \quad (10)$$

Т а б л и ц а 1

Графический метод			Метод малого круга	
Точка рис.	A(SWN)	Z	A(SWN)	Z
$\varphi_0 = 5^\circ$ масштаб 1			$\varphi_0 = 5^\circ$	
P _{1,1}	15°	12°	15°.6	12°.0
P _{2,1}	178°	21°	177°.4	22°.0
P _{3,1}	95°	1°	95°.5	2°
$\varphi_0 = 85^\circ$			$\varphi_0 = 85^\circ$	
P _{1,2}	88°	36°	90°.7	35°.6
P _{2,2}	190°	1°	186°.2	0
P _{3,2}	270°	35°	269°.9	34°.1
$\varphi_0 = 57^\circ$ / масштаб 0.5/			$\varphi_0 = 57^\circ$	
P _{1,4}	8°	31°	11°.6	31°.5
P _{2,4}	27°	10°	27°.8	10°.0
P _{3,4}	162°	7°	161°.5	8°.0
P _{4,4}	93°	3°	95°.2	4°
P _{5,4}	93°	16°	98°.1	18°.0

Пояснения к таблице. A - азимут, Z - зенитное расстояние.

Формула для φ в нашем случае дает примерно на 0°02 меньше значения, чем дано в эфемериде. Полученное значение $\Delta\lambda$ следует исправить на эффект вращения Земли за промежуток времени ΔT .

Рассмотрим построение подвижного барьера, т.е. как следует перемещать искатель, чтобы найти спутник

в точке сближения. Предположим, что спутник движется по своей орбите медленнее, чем предвидится по эфемерида, и появится на небесводе с опозданием. За это время станция наблюдений вместе с Землей переместится на восток. Рассмотрим отдельно вышеприведенные три случая.

1. Если станция находится на экваторе, то вследствие вращения Земли будет меняться зенитное расстояние точки кульминации, а азимут останется неизменным.

2. Если станция находится на средних широтах, но $i - \varphi \gg 0$, то вследствие вращения Земли, азимут точки кульминации останется неизменным. Значения зенитного расстояния для подвижного барьера определяют, меняя значения расстояния от места наблюдения до точки сближения пропорционально $\Delta t \sec \varphi$, где Δt — промежуток времени.

3. Если $i - \varphi \approx 0$, то, как видно из рис. 3, где полярная область представлена полярной системой координат, с перемещением Земли могут сильно меняться как азимут, так и зенитное расстояние точки кульминации. Очевидно, что для прогнозирования в этом случае желательны более точные подсчеты.

В качестве примера рассмотрим движение спутника Пагеос в марте и в мае 1972 года. Как в эфемеридах Смитсоновской обсерватории, так и в эфемеридах Института теоретической астрономии АН СССР, которые были вычислены на основе элементов Смитсоновской обсерватории, неправильно предвиделось появление Пагеоса. Согласно эфемериде ИТА на 23 марта в точке сближения в Риге спутник должен был находиться в $23^{\text{h}} 49^{\text{m}} 4$ и иметь азимут 269.5 (N05) и высоту 86.2 . В виду того, что наклон плоскости орбиты к экватору у этого спутника $i = 86.5$ азимут точки сближения при небольших зенитных расстояниях должен быть около 270° или 90° градусов. Отметим, что вблизи $Z = 0$ азимут определяется неуверенно. Наблюдения показали, что спутник появился с опозданием примерно на 14 минут, при том азимут по сравнению с предвиденным не изменился, а высота точки сближения была 81° . Для определения зенитного расстояния учтем, что рассто-

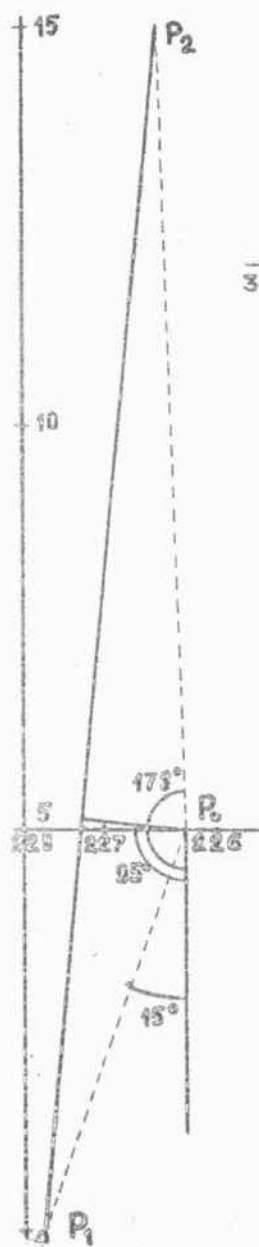


FIG. 1

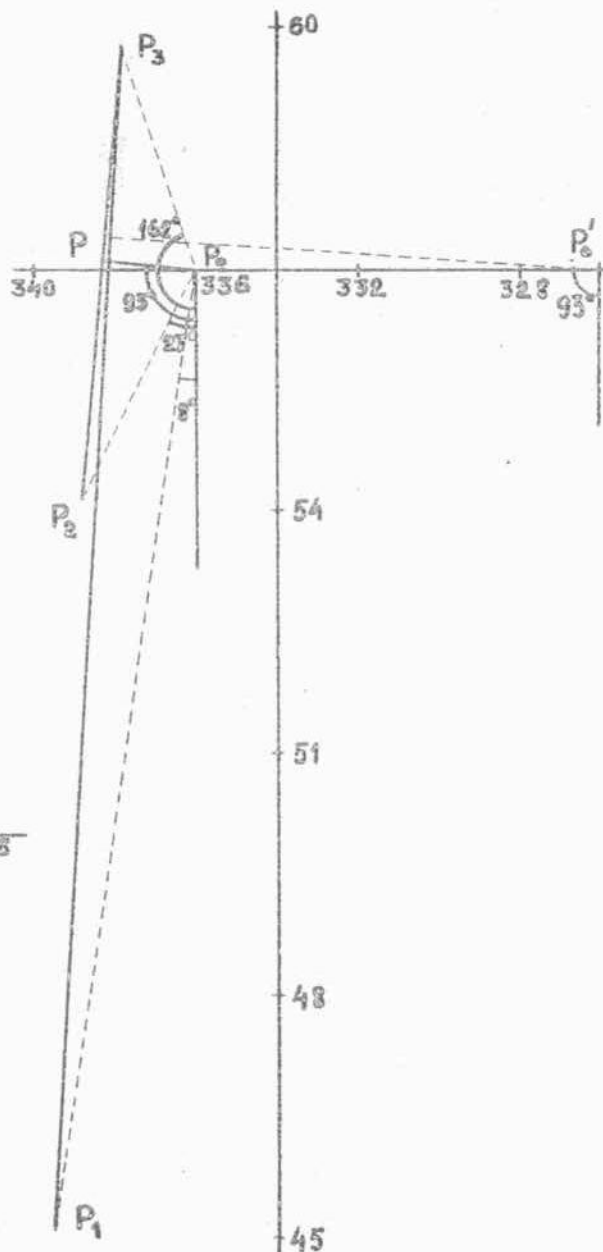


FIG. 2

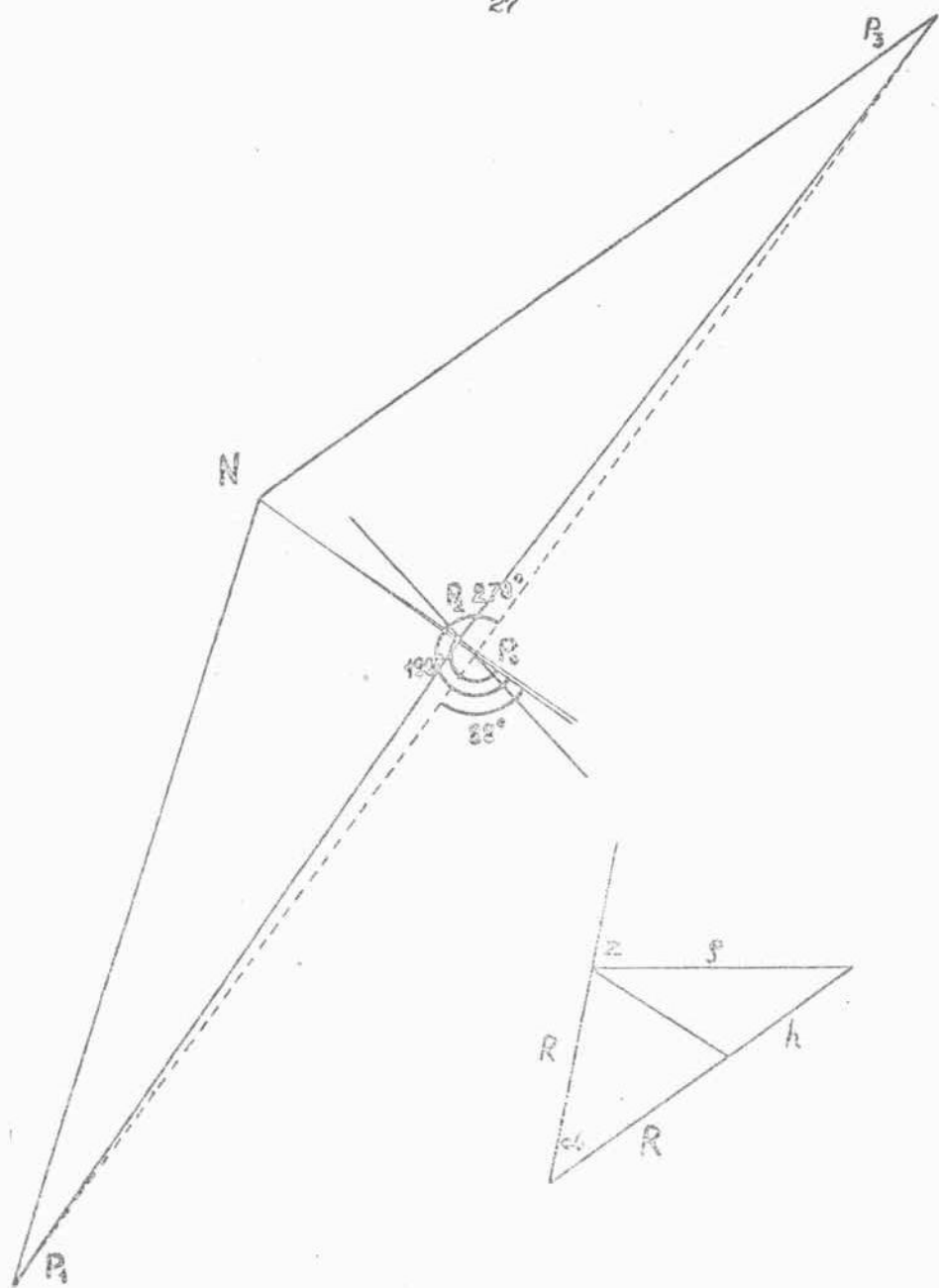


Рис. 3

яние от точки сближения до места наблюдения изменилось на 1.8° . Следовательно, учитывая, что высота спутника $h = 4500$ км имеем

$$\Delta Z = 4.3, \quad Z = 8^\circ.$$

Более точные вычисления показывают, что азимут изменился на 3° , однако при столь малых значениях это практически незаметно. Зенитное расстояние $Z = 7.8^\circ$. Полученное прекрасное совпадение результатов вычислений с данными наблюдений подтверждает представление, что главной ошибкой при прогнозировании является незнание значения $M(Z)$. Нами было исследовано также, как влияют ошибки эксцентриситета e и элемента ω на положение точки сближения. Оказалось, что изменения ω на $\pm 2^\circ$ и $\Delta e = \pm 0.01$ не вносят заметных изменений в положении точки сближения.

Следует отметить, что при больших зенитных расстояниях столь простые рассуждения при построении подвижного барьера невозможны и следует проводить соответствующие вычисления.

В основе графического метода лежит замена сферы на плоскость. С увеличением расстояний на поверхности Земли между наблюдателем и проекцией пути спутника на поверхность Земли увеличивается погрешность, и становятся менее точными приведенные заключения. Чем больше высота спутника, тем с больших расстояний он виден. Чтобы оценить, на каких расстояниях можно одновременно с поверхности Земли наблюдать спутник, учтем, что надежные наблюдения можно осуществить при $Z \leq 60^\circ$. Если угловое расстояние между двумя местами на Земле обозначить через α , то

$$\operatorname{tg} Z = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha - \frac{R}{R+h}} \quad (11)$$

и, следовательно, для крайних расстояний имеем

$$\operatorname{tg} 60^\circ = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha - \frac{R}{R+h}}$$

В таблице 2 даны $h = h(\alpha)$; h - в километрах, α - в градусах.

Т а б л и ц а 2

α	h	α	h	α	h
3°	210	11°	940	19°	2040
4	280	12	1050	20	2220
5	360	13	1170	21	2400
6	450	14	1300	22	2590
7	540	15	1430	23	2800
8	630	16	1570	24	3020
9	730	17	1720	25	3250
10°	830	18°	1880	26°	3500

Основная ошибка предложенного нами графического метода возникает из замены сферической сети координат на плоскую прямоугольную сеть.

В таблице 3 даны отношения метрических длин дуг крайних широт, в зависимости от их расстояния ω / по меридиану /, φ - обозначает среднюю широту. При помощи данных таблиц 2 и 3 легко оценить точность графического метода. В таблице не даны отношения, если ошибка в масштабе превышает 20%.

Построенные графики и сделанные заключения недостаточно точны. Перейдем теперь к методу малого круга, т.е. к уточнению результатов, полученных графическим методом с целью определения параметров для наблюдений на камерах типа АДУ. Для этого найдем по эфемериде или по формулам (9) значения φ и λ соответственно трем значениям ω . Два значения ω подберем таким образом, чтобы они примерно соответствовали наибольшему зенитным расстояниям, при которых желательно и возможно производить наблюдения, а третье значение ω возьмем примерно для точки кульминации. Значения ΔT и h можно проинтерполировать по данным эфемериды и получить значения с точностью последнего знака эфемериды,

Таблица 3

$\alpha \backslash \varphi$	0°	15°	30°	45°	60°	75°
3°	1.00	.98	.97	.95	.90	.80
4	1.00	.98	.96	.93	.88	
5	1.00	.97	.95	.91	.85	
6	0.99	.97	.93	.89	.81	
7	0.99	.96	.92	.87		
8	0.99	.95	.91	.85		
9	0.99	.95	.90	.83		
10	0.98	.94	.88	.81		
11	0.98	.93	.87			
12	0.98	.92	.86			
13	0.97	.91	.84			
14	0.97	.90	.83			
15	0.97	.90	.82			
16	0.96	.89	.80			
17	0.96	.88				
18°	0.95	.87				

т.к. разности меняются достаточно плавно. Азимут можно найти по формуле / φ лежит против A / [2]

$$- \operatorname{ctg} A = \frac{\operatorname{tg} \varphi \cos \varphi - \cos \alpha \sin \varphi}{\sin \alpha}$$

а zenithное расстояние по (11). Описанный выше выбор позиций выгоден для определения углового радиуса малого круга $90 - \beta$, по которому с большей точностью движется спутник по небосводу [4]. Условие движения спутника по малому кругу можно записать в следующем виде

$$\sin \beta = \sin z_i \cos A_i \sin z_o \cos A_o + \sin z_i \sin A_i \sin z_o \sin A_o + \cos z_i \cos z_o, \quad (12)$$

где z_i , A_i и Z_0, A_0 - зенитное расстояние, азимут спутника и полюса малого круга соответственно. Для определения трех неизвестных A_0 , Z_0 и β необходимо иметь три уравнения / $i = 1, 2, 3$ /. Относительно вспомогательных переменных

$$x = \operatorname{tg} z_0 \cos A_0, \quad y = \operatorname{tg} z_0 \sin A_0$$

имеем следующую систему линейных уравнений

$$\begin{aligned} (\sin z_3 \cos A_3 - \sin z_2 \cos A_2)x + (\sin z_3 \sin A_3 - \sin z_2 \sin A_2)y = \\ = \cos z_2 - \cos z_3 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\sin z_1 \cos A_1 - \sin z_2 \cos A_2)x + (\sin z_1 \sin A_1 - \sin z_2 \sin A_2)y = \\ = \cos z_2 - \cos z_1. \end{aligned}$$

Азимут A_0 полюса малого круга определяется по формуле

$$\operatorname{tg} A_0 = y/x, \quad (13)$$

а зенитное расстояние

$$\operatorname{tg} z_0 = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (14)$$

Для определения β можно использовать одну из формул (12). Построение барьера в методе малого круга происходит так же, как и в графическом методе. Сопоставление результатов, полученных по графическому методу и методу малого круга дано в таблице 1. В таблице 1 не даны значения β . Для $\varphi = 57^\circ$ и $\lambda = 326^\circ$ нами получено $\beta = 0,35$, а при $\varphi = 57^\circ$, $\lambda = 316^\circ$ имеем $\beta = 2,95$.

§ 4. Подвижный барьер в случае ошибочных M_0 , Ω , ω , ϵ для прогнозирования появлений спутников

В основе предлагаемого метода минимального расстояния лежит определение $u = \nu + \omega$ для точки кульминации /минимального расстояния/ по формуле (4), которая, как показано в § 1, весьма точна. Угол орбиты u по формуле (4) определяется для ряда значений $S - \Omega$, т.е. предполагается, что значение $S - \Omega$ известно весьма неточно. Широта места φ_0 , наклон плоскости орбиты спутника к экватору i и большая полуось орбиты спутника a известны достаточно точно. Остальные элементы известны только приближенно и заданы их области изменения. По значениям u и $S - \Omega$ можно найти угол между радиус-векторами R и r , т.е.

$$\cos \alpha = \cos u \cos \varphi_0 \cos(S - \Omega) + \sin u [\cos \varphi_0 \cos i \sin(S - \Omega) + \sin \varphi_0 \sin i], \quad (15)$$

а затем азимут спутника в точке сближения, т.е. кульминации [5]

$$\operatorname{tg} A = \frac{\cos \varphi_0 [\sin(S - \Omega) \cos u - \cos(S - \Omega) \cos i \sin u]}{\sin \varphi_0 \cos \alpha - \sin i \sin u} \quad (16)$$

Зенитное расстояние можно определить по формуле (6), притом

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos(u - \omega)} \quad (17)$$

Подвижным барьером переменных M_0 и Ω называем область неба, на которую следует направлять движущийся искатель в случае ошибочных M_0 и Ω . Чтобы обобщить найденный подвижный барьер на переменные M_0 , Ω , ω , ϵ , следует в формуле (17) варьировать e и ω . Для каждого положения $S - \Omega$ будем иметь поправки ΔA и Δz в зависимости от Δe и

$\Delta\omega$. Прямоугольнику $e_0 + \delta e$, $e_0 - \delta e$, $\omega_0 + \delta\omega$, $\omega_0 - \delta\omega$ соответствует четырехугольник $A_0 + \delta A$, $A_0 - \delta A$, $z_0 + \delta z$, $z_0 - \delta z$, т.е. внутренние точки этих четырехугольников соответствуют друг другу, если связь между δA и δz , с одной стороны, и переменными δe , $\delta\omega$, с другой стороны, является линейной с постоянными коэффициентами. Общая площадь четырехугольников определяет область на небе, где следует отыскивать спутник в соответствующие моменты $S - \Omega$. В нашем случае ΔA величина вырожденная, а поэтому внутренние точки не образуют четырехугольников и точки лежат на прямых.

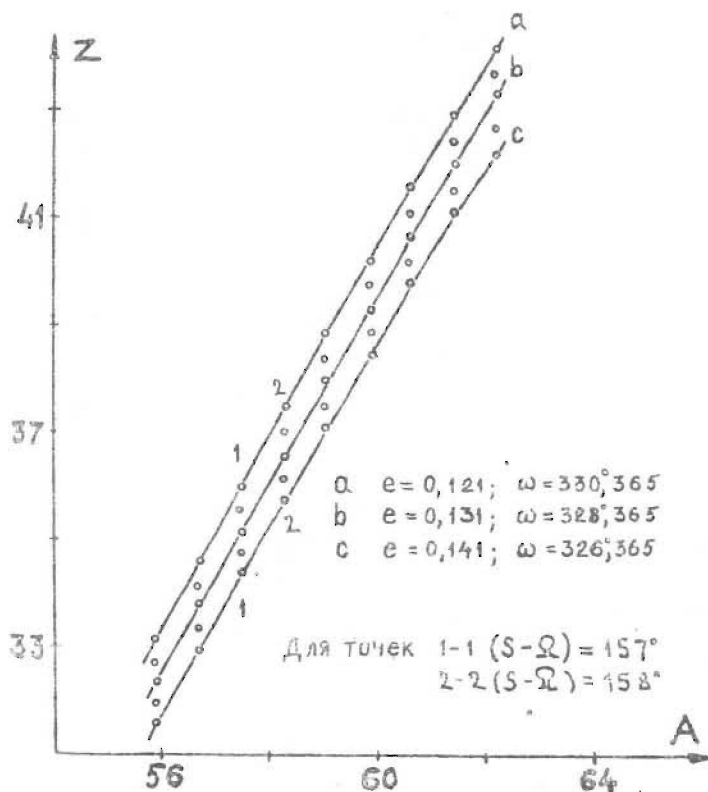


Рис. 4

В эфемеридах, предложенных М.К.Абеле, дается момент кульминации. В эфемеридах, где даются проекция спутника на эллипсоид Земли, $S-\Omega$, естественно, не приводится, однако в случае необходимости его легко определить из условия равенства пары ω и $S-\Omega$, полученных по данным эфемериды и формулы (4).

Рассмотрим для примера подвижный барьер, определенный методом минимального расстояния, на 13 ноября 1971 года для спутника 6604401 на Рижской станции наблюдений ИСЗ. На рис. 4 представлена область по азимуту и азимутному расстоянию, где может находиться точка сближения /точка кульминации/, и соответствующие значения $S-\Omega$. Ввиду малой зависимости положения точки сближения от $S-\Omega$ построенный барьер практически легко осуществить. На основе барьера переменного $D=S-\Omega$, данного на рис. 4, можно построить конкретные барьеры переменных Ω , ω , e , а переменную M_c включить в момент, который определяет ориентацию камеры.

Л и т е р а т у р а

1. Астрономический ежегодник СССР. Москва, 1962.
2. С.А.Казаров. Курс сферической астрономии. Москва, 1935.
3. Ю.В.Батраков. Булл. ИТА, 7, 7, /90/, 1960.
4. М.Дьягил, Я.Ванасто. А.И., 37, 1087, 1960.
5. А.С.Соткина. Булл. ИТА, том УШ, 2, 153, 1961.

Р е з ю м е

К. А. Ш т е й н о , Д. К. Л а у ц е н м е к с

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОДВИЖНОГО БАРЬЕРА ПРИ
ПРОГНОЗИРОВАНИИ ПОЯВЛЕНИЯ СПУТНИКА

Подвижным барьером называется такая область неба, на которой в поле зрения перемещаемого по ней с определенной скоростью искателя в заданный интервал времени с достаточно большой вероятностью появится изображение спутника. Пределы области определяются неточностью элементов орбит. Момент появления не прогнозируется. В работе построен барьер в случае, если ошибочна средняя аномалия. Появление прогнозируется для точки кульминации. Рассмотрены три метода. В графическом методе используются приближенные эфемериды спутника, где даны координаты проекции спутника на эллипсоид Земли и его высоты над Землей. В методе малого круга предполагается, что спутник движется по малому кругу небесной сферы, и прогнозируется также значение радиуса малого круга. Метод минимального расстояния основывается на формулах определения минимального расстояния между спутником и наблюдателем в случае круговой орбиты и неподвижной Земли. В этом методе также оценивается влияние ошибки эксцентриситета и долготы перигея на положение возможных точек кульминации.

Иллюстр.: 4, табл.: 3, обложка: 5 назв.

K o p s a v i l k u m s

K. Š t e i n s, L. L a u c e n i e k s

KUSTĪGAS BARJERAS IZMANTOŠANA PAVADOŅU
PARĀDĪŠANĀS PROGNOZĒŠANĀ

Par kustīgu barjeru sauca debess sfēras apgabalu, pa kuru ar noteiktu ātrumu pārvietojot tālskatu, tē redzes laukā parādās ar lielu varbūtību pavadoņa attēls. Parādīšanās moments netiek prognozēts. Darbē konstruēta barjera gadījumā, ja kļūdaina patiesā anomālija. Pavadoņa parādīšanās tiek prognozēta tā iespējamā kulminācijas punktā. Apskatītas trīs metodes. Grafiskā metodē tiek izmantotas aptuvenas efemerīdas, kurās dotas pavadoņu projekcijas uz Zemes, elipsoīdu un pavadoņu augstumi virs Zemes. Mazā riņķa metodē pieņem, ka pavadoņa kustība pa debess sfēras mazo riņķi un prognozē arī šī riņķa rādiusa vērtību. Minimālā attāluma metode balstās uz tuvināšanas argumenta sprāķināšanas formulas kulminācijas momentam nekustīgas Zemes un riņķa orbītas gadījumam. Šai metodei tiek novērtētas arī parīgoja loņķa attāluma un ekscentricitātes kļūdu iespāids uz iespējamāiem kulminācijas punkta slēvokļiem.

S u m m a r y

K. Š t e i n s , L. L a u c e n i e k s

THE METHOD OF MOBILE BARRIER FOR PREDICTIONS
OF THE SATELLITE APPEARING

The mobile barrier is a limited area of the sky where at the definite interval of time with predicted velocity the telescope is moved for most possible meeting the appearing of the satellite. The size of this area is the function of the errors of the elements of orbit. In the article the mobile barrier is discussed in the case when the mean anomaly is wrong. The appearing of the satellite in the point of culmination is predicted. Three methods are discussed. The approximate ephemeris of the satellite is used in the graphical method. In the method of the small circle is admitted that the satellite is moving in the celestial small circle. The radius of the small circle is predicted too. The method of the minimum distance is based on the determination of the minimum distance between the observer and the satellite in the case of both the circular orbit and the fixed position of the Earth. The place of the point of culmination affected by the error of both the eccentricity and the longitude of the perigee is discussed in the third method too.

УДК 521.7

И К

К. А. Штейнс
Л. В. Дивина
И. А. Ревина

О ВЫЯВЛЕНИИ НЕГРАВИТАЦИОННЫХ СИЛ В ДВИЖЕНИИ КОМЕТ

Часть 1. Анализ ошибок наблюдений

Измеренные геоцентрические экваториальные координаты кометы α_k, δ_k искажены ошибками измерений, особенно из-за неопределенности точки, на которую наводят крестиком компаратора. С другой стороны, вследствие негравитационных сил, которые в классической теории не учитываются, наблюдаемые экваториальные координаты не совпадают с вычисленными координатами. Отделить эти ошибки трудно и поэтому негравитационные силы мало известны. Попытки обнаружить негравитационные силы в движениях комет делались давно. Для нескольких комет были найдены коэффициенты вексового ускорения χ . В работах С. Г. Маковера для кометы Энке за 1947-1957 гг. коэффициент χ оценен в $12''$ [1]. И. Сёканина [2-3] развил метод, в котором для данной кометы определялись элементы орбиты на основе небольших дуг. По систематическому изменению обратной величины большой полуоси орбиты кометы делалось заключение о величине негравитационных сил. Б. Марсден [4] ввел добавочные силы в уравнения движения кометы, однако не пришел к окончательным заключениям об аналитическом виде негравитационных сил. Согласно Б. Марсдену, негравитационные силы действуют преимущественно в плоскости орбиты кометы перпендикулярно радиус-вектору Солнце-комета,

т.е. в направлении \vec{T} . Составляющая по нормали к плоскости орбиты кометы \vec{W} негравитационных сил отсутствует. До тех пор, пока природа негравитационных сил неизвестна, естественно вопрос о негравитационных силах, на основе наблюдений комет, исследовать по двум схемам. Во-первых, можно движение комет представлять согласно классической теории и исследовать О-С и выяснить вопрос, можно ли движение данной кометы представить без учета негравитационных сил. В настоящей статье предложено исследовать некоторые новые эффекты в О-С экваториальных координат комет. Во-вторых, исходя из физических представлений или просто формально учитывая в движении комет гипотетически введенные силы, выяснить значения параметров, характеризующих гипотетические силы. Анализ О-С, полученных с учетом негравитационных сил и полученные значения параметров, характеризующих гипотетические силы, должен выяснить их реальность. Этим вопросам будут посвящены следующие части настоящей работы.

§ 1. Вывод формул для определения основных направлений

Займемся выводом формул для определения основных направлений, вдоль которых следует ожидать наибольшие или наименьшие флуктуации α_k и δ_k . Это, очевидно, \vec{S} , \vec{T} и \vec{W} ($-\vec{S} = \vec{T} \times \vec{W}$). Весьма просто определить видимое направление касательной к орбите \vec{T} .

Рассмотрим экваториальную систему координат со следующими единичными векторами осей координат: \vec{i} /в направлении λ /, \vec{k} /в направлении северного полюса/ и $\vec{j} = \vec{k} \times \vec{i}$. Радиус-вектор Солнце-Земля в этой системе координат имеет следующий вид

$$-\vec{R} = R \cos \delta_s \cos \alpha_s \vec{i} + R \cos \delta_s \sin \alpha_s \vec{j} + R \sin \delta_s \vec{k}, \quad (1)$$

где R - расстояние от Солнца до Земли, а α_s , δ_s - экваториальные координаты Солнца.

Радиус-вектор Земля-комета имеет следующий вид

$$\vec{S} = \varrho \cos \delta_k \cos \alpha_k \vec{i} + \varrho \cos \delta_k \sin \alpha_k \vec{j} + \varrho \sin \delta_k \vec{k}. \quad (2)$$

Следует определить на сфере, описанной вокруг Земли, видимые направления \vec{S} , \vec{T} , \vec{W} , т.е. направления проекций этих векторов на плоскость, перпендикулярную \vec{S} . Определим проекции на круг равных склонений и круг склонений. Соответствующие орты $\vec{\alpha}$ и $\vec{\delta}$ определяются по следующим формулам

$$\vec{\alpha} = \frac{\begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} & \frac{\partial \varrho}{\partial \delta_k} & \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} \\ \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} & \frac{\partial \varrho}{\partial \delta_k} & \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} \end{vmatrix}}{\left| \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} \frac{\partial \varrho}{\partial \delta_k} \right|} = -\sin \alpha_k \vec{i} + \cos \alpha_k \vec{j}, \quad (3)$$

$$\vec{\delta} = \frac{\begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} & \frac{\partial \varrho}{\partial \delta_k} & \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} \\ \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} & \frac{\partial \varrho}{\partial \delta_k} & \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} \end{vmatrix}}{\left| \frac{\partial \varrho}{\partial \alpha_k} \frac{\partial \varrho}{\partial \delta_k} \right|} = -\sin \delta_k \cos \alpha_k \vec{i} - \sin \delta_k \sin \alpha_k \vec{j} + \cos \delta_k \vec{k}. \quad (4)$$

Интересующие нас направления можно представить следующими формулами с точностью до численного множителя

$$\vec{S} = (\varrho \cos \delta_k \cos \alpha_k - R \cos \delta_0 \cos \alpha_0) \vec{i} + (\varrho \cos \delta_k \sin \alpha_k - R \cos \delta_0 \sin \alpha_0) \vec{j} + (\varrho \sin \delta_k - R \sin \delta_0) \vec{k}, \quad (5)$$

$$\vec{W} = \sin i \sin \Omega \vec{i} - \sin i \cos \Omega \vec{j} + \cos i \vec{k}, \quad (6)$$

где i - наклонность плоскости орбиты, Ω - долгота узла в экваториальной системе координат.

Обозначим через $\hat{\chi}$ угол между ортом круга равных склонений и проекцией вектора \vec{S} . Имеем

$$\operatorname{ctg} \hat{\chi} = \frac{\vec{S} \vec{\alpha}}{S \alpha} = \frac{\cos \delta_0 \sin \delta_k \cos(\alpha_k - \alpha_0) - \cos \delta_k \sin \delta_0}{\cos \delta_0 \sin(\alpha_k - \alpha_0)}. \quad (7)$$

Формулу (?) можно легко получить, рассматривая сферический треугольник $\odot P_* K$ и учитывая, что большой круг $\odot K$ есть проекция \vec{S} .

Обозначим через $\hat{\psi}$ угол между ортом круга равных склонений и проекцией вектора \vec{W} .

Имеем

$$\operatorname{ctg} \hat{y} = \frac{\vec{W} \vec{\delta}}{\vec{W} \vec{\alpha}} = \frac{\sin i \sin \delta_K \sin(\alpha_K - \Omega) + \cos i \cos \delta_K}{-\sin i \cos(\alpha_K - \Omega)} \quad (8)$$

Обозначим через \hat{z} угол между ортом круга равных склонений и проекцией вектора \vec{T} .

Имеем

$$\operatorname{ctg} \hat{z} = \frac{\vec{\delta}(\vec{S} \times \vec{W})}{\vec{z}(\vec{S} \times \vec{W})} = \frac{\varrho \sin i \cos(\alpha_K - \Omega) + R \Delta_1}{\varrho [\sin i \sin \delta_K \sin(\alpha_K - \Omega) + \cos i \cos \delta_K] + R \Delta_2}, \quad (9)$$

где

$$\Delta_1 = \begin{vmatrix} \sin \delta_0 \cos \alpha_0 & \sin \delta_0 \sin \alpha_0 - \cos \delta_0 \\ \sin i \sin \Omega & -\sin i \cos \Omega \cos i \\ \cos \delta_0 \cos \alpha_0 & \cos \delta_0 \sin \alpha_0 \sin \delta_0 \end{vmatrix}, \quad \Delta_2 = \begin{vmatrix} \sin \alpha_K & -\cos \alpha_K & 0 \\ \sin i \sin \Omega & -\sin i \cos \Omega \cos i \\ \cos \delta_0 \cos \alpha_0 & \cos \delta_0 \sin \alpha_0 \sin \delta_0 \end{vmatrix}.$$

Касательная к орбите кометы определяется вектором \vec{T} , определяемым по формуле

$$c\vec{T} = \frac{d\vec{r}}{dE} = \frac{dx}{dE} \vec{i} + \frac{dy}{dE} \vec{j} + \frac{dz}{dE} \vec{k}, \quad (10)$$

где c — некоторая постоянная, E — эксцентрисическая аномалия. E определяется из уравнения Кеплера

$$E - e \sin E = M = n(t - t_0). \quad (11)$$

Производные от экваториальных гелиоцентрических координат определяются по формулам

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dE} &= -P_x a \sin E + Q_x a \sqrt{1 - e^2} \cos E, \\ \frac{dy}{dE} &= -P_y a \sin E + Q_y a \sqrt{1 - e^2} \cos E, \\ \frac{dz}{dE} &= -P_z a \sin E + Q_z a \sqrt{1 - e^2} \cos E, \end{aligned} \quad (12)$$

где α - большая полуось, e - эксцентриситет,

$$\begin{vmatrix} P_x & Q_x & R_x \\ P_y & Q_y & R_y \\ P_z & Q_z & R_z \end{vmatrix} = X(\varepsilon) Z(\Omega) X(i) Z(\omega), \quad (13)$$

где X и Z матрицы поворота вокруг осей x и z , соответственно, ε - угол наклона экватора к эклиптике, i - наклон плоскости орбиты к эклиптике, Ω - долгота восходящего узла, ω - угол между перигелием и линией узлов. Угол наклона касательной определяется формулой

$$\operatorname{tg} \hat{\omega} = \frac{\vec{\alpha} \frac{d\vec{r}}{dE}}{\vec{r} \frac{d\vec{r}}{dE}}. \quad (14)$$

Используя формулы

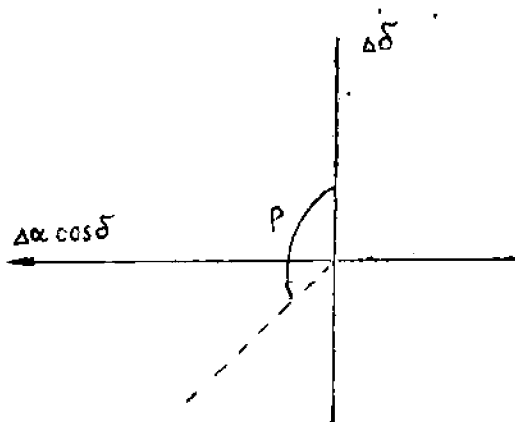
$$\begin{aligned} x &= P_x \alpha (\cos E - e) + Q_x \alpha \sqrt{1 - e^2} \sin E, \\ y &= P_y \alpha (\cos E - e) + Q_y \alpha \sqrt{1 - e^2} \sin E, \\ z &= P_z \alpha (\cos E - e) + Q_z \alpha \sqrt{1 - e^2} \sin E. \end{aligned} \quad (15)$$

легко проверить результаты, полученные по формуле (7).

§ 2. Основы анализа $\Delta \alpha_k \cos \delta_k$ и $\Delta \delta_k$

В классической небесной механике считается, что единственными силами, которые влияют на движение кометы, являются силы притяжения со стороны Солнца и планет. На основе этого допущения получены хорошие результаты, т.е. разность между наблюдаемыми позициями $\alpha_k^{(i)}$, $\delta_k^{(i)}$ и позициями, полученными по теории в одном обороте кометы вокруг Солнца $\Delta \alpha_k^{(i)} \cos \delta_k^{(i)}$, $\Delta \delta_k^{(i)}$, не превышает $\pm 10''$. Невязки объясняются ошибками измерений позиций, а также ошибками каталогов звезд. Однако некоторую часть этих невязок можно приписать неточности теории, т.е. при выделении газа из ядра комета получает добавочный импульс, который в теории не учитывается.

Анализ случайных величин $\Delta\alpha_k^{(i)} \cos\delta_k^{(i)}$, $\Delta\delta_k^{(i)}$ можно проводить с разных точек зрения. Например, можно предположить, что соответствующая двумерная случайная величина распределена по нормальному закону с определенным коэффициентом корреляции. Однако мы в праве считать более сложного распределения, т.е. наибольшая ошибка возникает из-за наведения креста компаратора на фотометрический центр тяжести кометы, которая имеет сложную структуру. Эту ошибку следует отделить от эффекта негравитационных сил. По совокупности $\Delta\alpha_k^{(i)} \cos\delta_k^{(i)}$ и $\Delta\delta_k^{(i)}$ можно определить как более ненадежное направление. Ядро кометы, вообще говоря, вращается, и внезапный взрыв не обязательно должен происходить в момент, когда соответствующая точка поверхности ядра направлена к Солнцу, т.е. неизвестно направление импульса [5]. Учитывая сложность процесса возникновения негравитационного импульса, анализ величины $\Delta\alpha_k^{(i)} \cos\delta_k^{(i)}$, $\Delta\delta_k^{(i)}$ должен проводиться по возможности с более общей точки зрения. Мы анализируем дисперсии проекций соответствующих точек $P_k(\Delta\alpha_k^{(i)} \cos\delta_k^{(i)}, \Delta\delta_k^{(i)})$ на различные направления на небесной сфере.



Координаты проекции точек $P_k(\Delta\alpha_k \cos \delta_k, \Delta\delta_k)$ определялись по формуле

$$z = \Delta\delta_k \cos \rho + \Delta\alpha_k \cos \delta_k \sin \rho \quad (16)$$

для следующих значений позиционного угла $\rho = 10i$ ($i=0, 1, 2, \dots, 17$). Те значения ρ , для которых дисперсия имеет экстремальные значения, сравнены с направлениями $\vec{S}, \vec{T}, \vec{W}, \vec{U}$ и сделаны соответствующие заключения. По установленным направлениям с экстремальным значением дисперсии или по другим соображениям предполагалось, что в некотором направлении имеется систематическая погрешность. Численно по условным уравнениям определялось численное значение предполагаемой погрешности. Так исследовалась возможность определить систематическую часть ошибки наведения креста нитей по прямому восхождению и ошибки перемещения центра тяжести кометы относительно центра фотометрической плотности вдоль оси симметрии головы.

§ 3. О применении квадратичного полинома

Для анализа $O - C$ необходимо иметь наиболее вероятные их значения. Наиболее вероятными значениями будем считать невязки, полученные по окончательным орбитам комет. В публикациях по определению окончательных орбит даются лишь значения $\Delta\alpha_k \cos \delta_k$ и $\Delta\delta_k$, полученные на основе предварительных элементов. Кроме того, даются $O - C$ для нормальных мест перед улучшением орбит и после улучшения орбит. Используя равенства этих невязок, можно определить наиболее вероятные значения $O - C$ для каждого наблюдения. Эта задача связана с составлением нормальных мест, что, как правило, в публикациях не описывается, не обосновывается. Рассмотрим условия аппроксимации выражений $\Delta\alpha_k \cos \delta_k$ и $\Delta\delta_k$ квадратичным полиномом времени

$$\begin{aligned} \Delta \alpha_{\kappa} \cos \bar{\delta}_{\kappa} &= a_0 + a_1(t-t_0) + a_2(t-t_0)^2, \\ \Delta \bar{\delta}_{\kappa} &= b_0 + b_1(t-t_0) + b_2(t-t_0)^2, \end{aligned} \quad (17)$$

где $a_0, a_1, a_2, b_0, b_1, b_2$ — некоторые постоянные. Предположим, что гелиоцентрические эклиптикальные прямоугольные координаты кометы x, y, z разложены в ряд по степеням промежутка времени θ

$$\begin{aligned} x &= x_0 F(\theta) + x'_0 G(\theta), \\ y &= y_0 F(\theta) + y'_0 G(\theta), \\ z &= z_0 F(\theta) + z'_0 G(\theta), \end{aligned} \quad (18)$$

$$F(\theta) = 1 - \frac{1}{2} u_0 \theta^2 - \frac{1}{6} u'_0 \theta^3 - \frac{1}{24} (u''_0 - u_0^2) \theta^4 - \dots$$

$$G(\theta) = \theta - \frac{1}{6} u_0 \theta^3 - \frac{1}{12} u'_0 \theta^4 + \dots,$$

где

$$\theta = k(t-t_0), \quad k = 0.017202099,$$

$$u = r^{-3}, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad \frac{du}{d\theta} = u'.$$

Если координаты места наблюдений обозначим через $-x'_0, -y'_0, -z'_0$, то прямое восхождение α_{κ} и склонение $\bar{\delta}_{\kappa}$ кометы можно определить по следующим формулам

$$\operatorname{tg} \alpha_{\kappa} = \frac{y + y'_0}{x + x'_0}, \quad (19)$$

$$\operatorname{tg} \bar{\delta}_{\kappa} = \frac{z + z'_0}{\sqrt{(x + x'_0)^2 + (y + y'_0)^2}}.$$

Если имеем две близкие системы элементов, то им соответствуют две мало отличающиеся друг от друга системы начальных значений $x_{01}, y_{01}, z_{01}, x'_{01}, y'_{01}, z'_{01}$ и $x_{02}, y_{02}, z_{02}, x'_{02}, y'_{02}, z'_{02}$. Этим системам соответствуют мало отличающиеся, для одного и того же момента времени, сферические координаты $\alpha_1(t), \bar{\delta}_1(t)$ и $\alpha_2(t), \bar{\delta}_2(t)$. Так как числи-

тель выражений

46

$$\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2) = \frac{\operatorname{tg}\alpha_1 - \operatorname{tg}\alpha_2}{1 + \operatorname{tg}\alpha_1 \operatorname{tg}\alpha_2} \quad (20)$$

мал, то ряд

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg}\alpha_1 - \operatorname{tg}\alpha_2}{1 + \operatorname{tg}\alpha_1 \operatorname{tg}\alpha_2} \quad (21)$$

быстро сходится, и сравнительно легко установить, при каких значениях $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ можно учитывать только первые два или только линейные члены в разложении $\Delta\alpha$. Например, чтобы получить $\Delta\alpha$ с точностью до $\pm 0''1$ следует иметь $\Delta\alpha \leq 4''$.

Так как на практике условие $\Delta\alpha \leq 4''$ всегда выполняется, то

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \frac{\operatorname{tg}\alpha_1 - \operatorname{tg}\alpha_2}{1 + \operatorname{tg}\alpha_1 \operatorname{tg}\alpha_2} + \frac{1}{3} \left[\frac{\operatorname{tg}\alpha_1 - \operatorname{tg}\alpha_2}{1 + \operatorname{tg}\alpha_1 \operatorname{tg}\alpha_2} \right]^3 \quad (22)$$

Числитель

$$\operatorname{tg}\alpha_1 - \operatorname{tg}\alpha_2 = A(y_1 - y_2) + B(x_1 - x_2), \quad (23)$$

где

$$A = \frac{1}{x_1 + x'_1}, \quad B = \frac{y_2 + y'_2}{(x_1 + x'_1)(x_2 + x'_2)}$$

в основном определяет порядок величины $\Delta\alpha$. Согласно (18) имеем

$$\operatorname{tg}\alpha_1 - \operatorname{tg}\alpha_2 = A \{ F(\theta)(y_{01} - y_{02}) + G(\theta)(y'_{01} - y'_{02}) \} + B \{ F(\theta)(x_{01} - x_{02}) + G(\theta)(x'_{01} - x'_{02}) \}. \quad (24)$$

Очевидно, что $F(\theta)$ и $G(\theta)$ определяют, можно ли с достаточной точностью представить выражения в фигурных скобках квадратичными полиномами времени. Чтобы это выяснить, следует выяснить, можно ли отбросить члены

с множителями θ^3 и θ^4 . Приближенно это можно оценить следующим образом. Пусть, например, систематическая часть $\Delta\alpha$ не больше $10''$ и желаемая точность ± 0.1 . Это значит, что необходима точность 1%. Если члены $\frac{1}{6}u'_0\theta^3$ и $\frac{1}{6}u_0\theta^2$ по сравнению с 1 меньше 1%, то квадратичное представление возможно. Коэффициенты А и В также являются функциями времени и должны представляться достаточно быстро сходящимися степенными рядами времени. В них входят координаты Земли, которые с точностью до 1% представляются, как видно из формул для G и F, квадратичными рядами при условии $|t-t_0| < 20$ дней. В случае оценки представления координат Земли квадратичным полиномом следует сравнивать с единицей выражение $\frac{1}{6}u'_0\theta^3$, т.к. элементы орбиты Земли точно известны. Сравнение $\frac{1}{6}u_0\theta^2$ с единицей необходимо в случае, если $x_{10}-x_{20}=0$ и $y_{10}-y_{20}=0$ или $z_{10}-z_{20}=0$. Это легко установить, т.к. в этом случае $\Delta\alpha$ или $\Delta\delta$ должно расти примерно от нуля прямо пропорционально времени. Представление функций F и G квадратичными членами зависит от величин u_0 , u'_0 и θ . При $e \approx 0$ величина $u'_0 \approx 0$. При $e = 1$ имеем

$$u'_0 = -3r_0^{-4} \frac{\sqrt{2q}}{2q} \sin v_0, \quad (25)$$

Можно предположить следующие общие рассуждения. $\Delta\alpha_k \cos \delta_k$ и $\Delta\delta_k$ являются элементарными функциями координат Земли и кометы. Своим образом координаты Земли и кометы являются функциями $F(\theta)$ и $G(\theta)$. Если $F(\theta)$ можно представить с необходимой точностью квадратичным полиномом, а $G(\theta)$ считать пропорциональным времени во всех элементарных операциях, необходимых для определения невязок, то $\Delta\alpha_k \cos \delta_k$ и $\Delta\delta_k$ можно представить с необходимой точностью квадратичным полиномом.

Для оценки возможности аппроксимации $\Delta\delta$ квадратичным полиномом нам кажутся подходящими следующие формулы

$$\frac{z_1 + z'_0}{\sqrt{(x_1 + x'_0)^2 + (y_1 + y'_0)^2}} - \frac{z_2 + z'_0}{\sqrt{(x_2 + x'_0)^2 + (y_2 + y'_0)^2}} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{(x_1 + x'_c)^2 + (y_1 + y'_c)^2}} + [(z_1 + z'_c) - (z_2 + z'_c)] \frac{\sqrt{(x_1 + x'_c)^2 + (y_1 + y'_c)^2}}{\sqrt{(x_2 + x'_c)^2 + (y_2 + y'_c)^2}} \quad (26)$$

Для более тщательного исследования возможности представления $\Delta\alpha\cos\delta$ и $\Delta\delta$ квадратичным полиномом следовало подсчитать $x_{c1} - x_{c2}$, $y_{c1} - y_{c2}$, $z_{c1} - z_{c2}$, $x'_{c1} - x'_{c2}$, $y'_{c1} - y'_{c2}$, $z'_{c1} - z'_{c2}$. Однако более просто составить заново нормальные места послеулучшения элементов орбиты, т.к. аппроксимация квадратичным полиномом разрешима, если $\Delta\alpha\cos\delta$ и $\Delta\delta$ достаточно малы. Что касается роли возмущений со стороны больших планет, то оценка допустимости аппроксимации квадратичным полиномом может быть сделана также согласно разложениям координат по степеням времени, при этом коэффициенты должны быть определены на основе дифференциальных уравнений возмущенного движения. Отметим, что представление возмущений квадратичным полиномом всегда легко проверить, т.к. возмущения подсчитываются не по наблюдениям, а теоретически.

Из вышеизложенного следует, что выявление негравитационных импульсных сил возможно только на основе очень большого числа наблюдений, полученных в течение нескольких недель на основе предварительных невязок или на основе невязок, распределенных на большом отрезке времени, полученных по окончательной орбите.

§ 4. Исследование 0 - C для орбиты кометы Юрлова - Ахмарова - Хасселя /1939 III/

Комета 1939 III была открыта 15 апреля 1939 г. советскими астрономами-любителями И.В.Ахмаровым и С.Н.Юрловым. Позже эта же комета независимо была обнаружена Хасселем /Норвегия/. Систематические наблюдения кометы начались с 18 апреля 1939 г. и продолжались до 27 мая 1939 г. Комета была открыта и наблюдалась после прохождения через перигелий и за период систематических наблюдений описала гелиоцентрическую дугу в 67. Ре-

лиоцентрический радиус-вектор изменился от 0.55 до 1.15. Окончательную орбиту с учетом возмущений от пяти больших планет определил Л.М. Белоус [6]. Его результаты положены в основу нашего анализа.

Комета была снята на нормальном астрографе в Пудкове. Фотометрические измерения проводили И.П.Брейдо, Н.М.Бронникова, К.П.Ермошина. Наблюдатели отметили следующий вид ядра: Деллерс /Ликская obs./ 19 апр. звездообразное ядро $D = 5'$, $r = 15\%$.

По Шмитту /Алжир/ 23 мая комета имела несомненно центральное сгущение. Из сказанного следует, что условия наведения креста компаратора на фотометрический центр тяжести у этой кометы были весьма хорошими и что направление хвоста совпадало с радиус-вектором Солнце-комета. Л.М.Белоус из 399 наблюдений исключил 41. Он отмечает, что часть исключенных являлись явно ошибочными, а часть произведена в неблагоприятных условиях, что в отдельных случаях отмечается самими наблюдателями в примечаниях к наблюдениям. Следует отметить, что достаточно точные фотографические наблюдения получаются при длинных экспозициях и в случае очень короткого фокусного расстояния объектива. Относительно грубо ошибочных наблюдений отметим следующее. Среди них имеются как фотографические, так и визуальные. Из 13 фотографических наблюдений, которые получены в Нортгемтоне (США) Девисом, исключены были 6. Пять фотографических наблюдений были исключены из 16 снятых в Лейдене. Однако из Лейдена представлено не одно, а несколько наблюдений, из которых большинство являлись вполне удовлетворительными. Эти два случая и наблюдения с длинной экспозицией в большой мере исчерпывают исключенные фотографические наблюдения. Следует отметить, что в статье Л.М.Белоуса имеется сравнительно много опечаток. В таблице 1 представлены наиболее вероятные значения $O - C$, которые определены нами на основе данных Л.М.Белоуса для нормальных мест, как перед, так и после улучшения орбит. В связи с тем, что у кометы $C = 0,5$, представить предварительные значения $O - C$ квадратичным полиномом невозможно.

Т а б л и ц а 1

№ п.п.	1939г. Т.Ц	Наиболее вероятные 0-С		№ п.п.	1939г. Т.Ц	Наиболее вероятные 0-С	
		$\Delta \alpha$	$\Delta \delta$			$\Delta \alpha$	$\Delta \delta$
	апрель						
1.	18.82465	+0. ^s 01	-4. ⁿ 5	32.	20.85065	+0. ^s 22	+9. ⁿ 8
2.	18.83382	+0.25	+0.1	33.	20.86190	+0.19	+1.7
3.	18.85111	-0.19	-0.6	34.	20.86610	-0.04	+0.7
4.	18.86438	-0.52	-2.0	35.	20.86708	+0.13	+1.2
5.	18.87888	-0.04	-3.5	36.	20.86824	-0.04	+0.8
6.	18.95139	+0.04	+1.0	37.	20.87358	-0.09	-5.9
7.	19.11032	-0.23	+1.8	38.	20.88707	+0.02	-2.2
8.	19.19072	-0.10	+2.2	39.	20.90535	-0.09	-3.2
9.	19.78889	-0.40	-0.3	40.	20.90991	+0.01	+0.4
10.	19.80882	-0.26	-1.8	41.	20.93282	+0.65	-5.0
11.	19.82180	+0.26	-2.1	42.	20.84910	+0.51	-6.7
12.	19.82944	+0.10	+1.8	43.	20.97642	-0.28	-1.2
13.	19.83193	-0.61	-9.6	44.	21.00573	+0.58	-1.6
14.	19.83299	-0.48	-1.8	45.	21.03163	+0.09	+2.3
15.	19.83498	+1.01	+2.5	46.	21.15111	+0.12	+3.7
16.	19.87039	+0.06	+2.7	47.	21.66582	-0.52	+1.1
17.	19.88519	+0.08	0.0	48.	21.74834	-0.20	-3.4
18.	19.89116	+0.12	+1.8	49.	21.78535	+0.33	+2.8
19.	19.94234	-0.56	-5.7	50.	21.79444	+0.22	+0.7
20.	19.94837	-0.40	-3.6	51.	21.79470	-0.26	-3.2
21.	20.03873	-0.15	+1.2	52.	21.79666	+0.07	-0.2
22.	20.03987	+0.09	+1.7	53.	21.80508	+0.83	-3.1
23.	20.04216	+0.04	+0.7	54.	21.81534	-0.45	-1.5
24.	20.06535	+0.12	+1.3	55.	21.81884	-0.26	-1.5
25.	20.07058	+0.01	+1.8	56.	21.82535	-0.17	+7.7
26.	20.16120	-0.09	+1.8	57.	21.82715	-0.36	+8.2
27.	20.19122	-0.06	+0.7	58.	21.83039	+0.10	-7.6
28.	20.56338	+0.27	+2.1	59.	21.83181	-0.10	-4.8
29.	20.83667	+0.25	-0.9	60.	21.83449	+0.22	-2.1
30.	20.84238	+0.13	+4.8	61.	21.83479	-0.02	+1.7
31.	20.84464	+0.13	-1.0	62.	21.83612	-0.32	+2.9

№ п.п.	1939г. Т.И	Наиболее вероятные 0-С		№ п.п.	1939г. Т.И	Наиболее вероятные 0-С	
		$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$			$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$
63.	21.84154	-0.31	-3.2	96.	22.85635	-0.14	+2.4
64.	21.84891	+0.55	-3.6	97.	22.85702	+0.25	-3.4
65.	21.85802	+0.35	-2.7	98.	22.86528	+0.29	+8.5
66.	21.85998	-0.16	-1.8	99.	22.87933	+0.10	+1.7
67.	21.86215	+0.20	+0.4	100.	22.90686	+0.13	-1.4
68.	21.86597	-0.50	+6.2	101.	22.90790	+0.34	-0.8
69.	21.86666	+0.14	+1.4	102.	22.90877	-0.02	-2.3
70.	21.86680	-0.48	-2.6	103.	23.08098	+0.09	+2.3
71.	21.86714	-0.18	-2.8	104.	23.67482	-0.68	+0.9
72.	21.86873	+0.05	-0.9	105.	23.80729	-0.18	-1.1
73.	21.87087	+0.26	-0.4	106.	23.82111	-0.17	-10.4
74.	21.87093	-0.09	-1.3	107.	23.82252	+0.38	-2.8
75.	21.90492	+0.22	+4.4	108.	23.82828	-0.19	+0.1
76.	22.05392	+0.13	+2.1	109.	23.82991	-0.05	+0.5
77.	22.0682	+0.08	+3.7	110.	23.83119	-0.18	-1.8
78.	22.07188	-0.01	-2.9	111.	23.85567	-0.08	-1.4
79.	22.08500	+0.06	-0.1	112.	23.85763	-0.03	-4.2
80.	22.16517	-0.07	+3.3	113.	23.86122	+0.01	-1.2
81.	22.65276	-0.42	+2.2	114.	23.88368	-0.27	-7.4
82.	22.78854	-0.09	+1.7	115.	23.91728	+0.01	-0.4
83.	22.80243	+0.42	-3.4	116.	24.80417	+0.55	+1.4
84.	22.80966	+0.19	+3.4	117.	24.83056	+0.41	-2.6
85.	22.81111	+0.10	-1.6	118.	24.85772	-0.32	-1.1
86.	22.81306	+0.02	-0.7	119.	24.86041	-0.01	-0.3
87.	22.81468	+0.36	-4.1	120.	24.87975	-0.13	+0.9
88.	22.82178	-0.63	-2.5	121.	25.08443	+0.13	+2.7
89.	22.82456	-0.26	+1.2	122.	25.08446	+0.18	+2.3
90.	22.82743	-0.16	+6.0	123.	25.79557	+0.19	+0.1
91.	22.82897	-0.54	-0.3	124.	25.80131	+0.17	-0.6
92.	22.83148	+0.16	-10.3	125.	25.81333	+0.07	+3.8
93.	22.83271	-0.64	+1.0	126.	25.81458	-0.13	-1.5
94.	22.83750	+0.46	+2.1	127.	25.81695	+0.04	+0.6
95.	22.84999	-0.37	+6.9	128.	25.81704	+0.24	-0.7

№ п.п.	1939г. Т.И	Наиболее вероятные 0-С		№ п.п.	1939г. Т.И	Наиболее вероятные 0-С	
		Δd	$\Delta \delta$			Δd	$\Delta \delta$
129.	25.82146	+0.06	+2.6	162.	27.86214	-0.10	0.0
130.	25.82960	-0.02	+2.5	163.	27.86575	-0.06	0.0
131.	25.83056	+0.08	-0.7	164.	27.87482	+0.78	+2.8
132.	25.83524	+0.02	+2.6	165.	28.44439	-0.05	+1.2
133.	25.83769	-0.02	+2.8	166.	28.44578	+0.03	+0.9
134.	25.83851	-0.06	-4.9	167.	28.44717	0.00	-2.0
135.	25.84563	+0.02	+1.9	168.	28.77385	-0.02	-0.8
136.	25.90479	-0.02	+0.8	169.	28.87708	+0.02	-2.3
137.	25.91213	-0.06	-3.6		май		
138.	25.92346	-0.12	-0.2	170.	1.14315	-0.49	+1.5
139.	25.95688	+0.11	+5.8	171.	1.79199	-0.68	-2.3
140.	26.79464	+0.33	-6.2	172.	1.81793	-0.13	+1.8
141.	26.79464	+0.33	-5.4	173.	1.82549	-0.16	+1.7
142.	26.79597	+0.28	-6.5	174.	1.83282	0.00	-2.3
143.	26.80507	+0.45	-2.2	175.	1.83310	-0.02	-4.7
144.	26.81285	+0.26	-1.7	176.	1.83664	+0.10	-1.4
145.	26.82919	-0.12	+0.3	177.	1.83840	-0.04	+0.1
146.	26.84283	-0.11	+0.9	178.	1.83859	-0.26	+4.3
147.	26.84744	-0.05	+0.7	179.	1.83859	-0.31	+3.1
148.	26.86508	-0.23	-0.4	180.	1.84046	-0.04	-0.9
149.	26.86508	+0.16	+2.1	181.	1.84419	-0.52	+0.5
150.	26.87607	-0.59	+3.7	182.	1.84549	+0.37	-1.1
151.	26.87607	+0.31	-0.9	183.	1.85004	0.00	+1.2
152.	26.88333	-0.09	-2.0	184.	1.85069	-0.19	-2.5
153.	27.50260	+0.11	-1.1	185.	1.85659	-0.03	+1.3
154.	27.50492	-0.06	+2.6	186.	1.86310	+0.05	+1.6
155.	27.50360	+0.07	+0.3	187.	1.86703	-0.17	+0.1
156.	27.78762	+0.09	-3.1	188.	1.88125	+0.23	-5.4
157.	27.80245	+0.77	-5.2	189.	1.89167	+0.34	-5.9
158.	27.83751	-0.30	-2.0	190.	2.09719	-0.03	+5.4
159.	27.84514	-0.15	-7.7	191.	2.85583	-0.10	-1.1
160.	27.84694	+0.03	-4.9	192.	2.85925	+0.15	-1.2
161.	27.85668	-0.16	-1.6	193.	2.85925	-0.03	+2.1

№ п.п.	1939г. Т.И	Наиболее вероятные		№ п.п.	1939г. Т.И	Наиболее вероятные	
		0-С Δα	Δδ			0-С Δα	Δδ
194.	2,86358	+0.28	-1.6	228.	5,79779	+0.22	-0.9
195.	2,86358	-0.60	-3.7	229.	5,81947	-0.18	0.0
196.	2,91070	-0.18	-1.3	230.	5,82902	+0.04	+1.3
197.	3,14641	-0.02	-1.3	231.	5,82917	-0.14	+0.2
198.	3,15811	+0.01	+0.4	232.	5,83931	+0.08	+1.8
199.	3,44757	-0.04	-1.4	233.	5,84980	+0.07	+1.8
200.	3,44896	+0.20	+0.9	234.	6,04236	+0.51	-2.0
201.	3,45035	+0.03	+1.1	235.	6,05619	+0.02	+1.4
202.	3,45174	-0.01	+0.5	236.	6,08942	-0.02	+1.5
203.	3,83918	-0.06	+0.1	237.	6,11171	-0.11	+2.3
204.	3,90040	-0.17	-0.4	238.	6,83900	+0.11	+2.6
205.	4,44757	-0.13	0.0	239.	6,85046	+0.02	+2.6
206.	4,44896	-0.02	+2.2	240.	6,85233	+0.05	-4.0
207.	4,45243	+0.20	+0.9	241.	7,09944	-0.04	+1.2
208.	4,46563	-0.02	+0.9	242.	7,83333	-0.17	+0.2
209.	4,81389	-0.09	+1.4	243.	7,88441	-0.12	-0.5
210.	4,81808	+0.09	+2.1	244.	7,89006	-0.14	-3.1
211.	4,82104	-0.07	-3.5	245.	7,90397	-0.18	-0.9
212.	4,82358	-0.05	+1.3	246.	8,79905	+0.82	-7.9
213.	4,82366	+0.07	+1.1	247.	8,82028	-0.01	+1.3
214.	4,82847	+0.01	-0.7	248.	8,82998	-0.06	+0.9
215.	4,82895	+0.02	+0.3	249.	8,83152	+0.13	+0.2
216.	4,84796	+0.06	-0.3	250.	8,83611	-0.25	-0.8
217.	4,84979	-0.01	+3.3	251.	8,85892	-0.02	+0.7
218.	4,85655	+0.13	+8.3	252.	8,85929	+0.19	-0.4
219.	4,85846	-0.06	-3.1	253.	8,86539	+0.20	-0.4
220.	4,85941	+0.04	-0.5	254.	8,86796	+0.18	+1.1
221.	4,86713	+0.05	-0.1	255.	8,87131	+0.17	+0.2
222.	4,87169	+0.32	-2.0	256.	8,89171	-0.20	-0.2
223.	4,88443	-0.52	+1.7	257.	9,45278	+0.14	+2.1
224.	5,44688	-0.14	+2.2	258.	9,45486	+0.37	+1.1
225.	5,44827	+0.08	+1.0	259.	9,45694	-0.08	+0.7
226.	5,44966	+0.07	+0.7	260.	9,81769	-0.04	+1.5
227.	5,45104	-0.13	+0.5	261.	9,82177	+0.03	+1.0

№ п.п.	1939г. Т.ц	Наиболее вероятные 0-С		№ п.п.	1939г. Т.ц	Наиболее вероятные 0-С	
		Δa	$\Delta \delta$			Δa	$\Delta \delta$
262.	9,83146	+0,08	+0,4	295.	12,86075	+0,11	-0,8
263.	9,83425	-0,21	+4,3	296.	12,87066	+0,38	-3,8
264.	9,83431	-0,07	+0,5	297.	12,88358	+0,13	+1,4
265.	9,83542	+0,16	-2,2	298.	13,06930	+0,16	-0,3
266.	9,85086	-0,06	-0,2	299.	13,84111	-0,15	-3,0
267.	9,85639	-0,02	-0,6	300.	13,88102	-0,20	-0,9
268.	9,86211	-0,01	-0,2	301.	13,88102	-0,23	+2,0
269.	9,86559	+0,20	+4,8	302.	14,83917	+0,02	+0,3
270.	9,86559	-0,15	-6,5	303.	15,82917	-0,21	-5,0
271.	9,89200	-0,31	-1,5	304.	15,83095	0,00	-0,1
272.	10,44583	+0,10	+2,5	305.	15,83182	-0,07	-3,9
273.	10,44792	+0,20	+1,0	306.	15,83407	+0,03	-0,7
274.	10,45000	+0,28	+1,5	307.	15,83719	+0,07	-1,4
275.	10,82395	+0,03	+0,1	308.	15,84623	-0,07	-0,4
276.	10,83280	-0,02	+0,3	309.	15,85398	-0,11	-0,3
277.	10,83289	+0,09	+0,4	310.	15,86133	-0,13	-0,4
278.	10,84120	0,00	+1,1	311.	16,10720	0,00	-0,4
279.	10,84757	+0,18	+4,1	312.	16,82442	-0,02	-0,3
280.	10,85329	+0,03	+0,6	313.	16,82778	+0,16	-1,1
281.	10,87748	-0,11	+3,9	314.	16,82858	-0,02	-0,3
282.	11,06982	-0,12	+0,1	315.	16,83273	-0,02	-0,2
283.	11,83154	-0,03	+0,8	316.	16,84346	-0,26	-3,9
284.	11,84377	+0,08	+0,2	317.	16,84466	-0,20	-1,0
285.	11,84757	-0,07	+0,3	318.	16,87882	-0,20	+0,3
286.	12,06726	+0,53	-1,4	319.	17,08389	+0,27	-1,4
287.	12,11664	+0,08	+0,3	320.	17,45104	+0,09	+0,8
288.	12,81269	+0,51	+0,8	321.	17,45382	-0,11	+3,5
289.	12,82589	+0,13	-0,8	322.	17,83242	+0,08	+0,5
290.	12,82604	+0,11	+0,2	323.	17,85920	-0,07	-3,1
291.	12,83039	+0,03	+0,1	324.	17,88715	-0,53	+1,0
292.	12,83573	+0,04	-0,1	325.	18,06796	-0,17	+1,2
293.	12,84341	+0,12	-1,3	326.	18,86910	-0,14	+1,5
294.	12,84416	+0,16	+2,2	327.	19,45035	+0,10	+0,5

№ п.п.	1939г. Т.Ц.	Наиболее вероятные 0-С	
		$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$
328.	19.45313	+0.29	+0.6
329.	19.45591	+0.08	+0.1
330.	19.81255	+0.36	-0.8
331.	20.09763	-0.15	-0.5
332.	20.10185	-0.13	-0.3
333.	20.45174	-0.14	+1.7
334.	20.45452	-0.12	+3.0
335.	20.45729	-0.27	0.0
336.	20.83045	-0.19	+1.5
337.	20.83701	-0.10	+0.5
338.	20.84359	-0.08	+0.7
339.	20.86659	-0.06	+3.4

По наиболее вероятным значениям 0 - С определялись ошибки одного наблюдения в зависимости от угла ρ . Результаты в относительных единицах представлены в таблице 2. 18 - 23 апреля комета находилась близко к Солнцу; тогда несколько хуже наблюдались склонения. 11 - 20 мая, когда комета находилась на сравнительно больших расстояниях от Солнца, значительно точнее определялись склонения, чем при восхождении. Было проверено, что

это правило имеет место как для фотографических, так и для визуальных наблюдений. Точность наблюдений кометы Юрлова - Ахматова - Хасселя быстро возрастает с удалением кометы от Солнца. Это видно из таблицы 3, где даны в относительных единицах минимальные значения ошибки одного наблюдения δ и соответствующие значения поправочного угла. Минимальные значения уменьшаются от $3^m.4$ до $1^m.8$. Нам были определены значения углов \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} , $\hat{\omega}$. Из данных таблицы 2 следует, что в апреле и в начале мая нет надежных экстремальных направлений. В конце мая резко выделилось направление с максимальной ошибкой измерений, это направление совпадает с направлением хвоста, т.е. с направлением Солнце - комета. Следует предполагать, что на точность определения позиций влияет неравномерная освещенность неба, однако вычисления показывают, что 0-С свободны от ошибок вида квадратичного полинома по каждой координате. Таким образом установлено, что наиболее вероятные значения 0 - С подпадают некоторым систематическим изменением, однако их

Т а б л и ц а 2

р	18-23 апреля	23-28 апреля	1-11 мая	11-20 мая
0	1,1	1,2	1,0	1,0
10	1,1	1,1	1,0	1,0
20	1,1	1,1	1,0	1,0
30	1,1	1,1	1,0	1,1
40	1,0	1,0	1,0	1,2
50	1,0	1,0	1,0	1,2
60	1,0	1,0	1,0	1,3
70	1,0	1,0	1,1	1,4
80	1,0	1,0	1,1	1,4
90	1,0	1,0	1,1	1,5
100	1,0	1,0	1,1	1,4
110	1,0	1,1	1,2	1,4
120	1,1	1,1	1,2	1,4
130	1,1	1,1	1,2	1,3
140	1,1	1,1	1,1	1,2
150	1,1	1,1	1,1	1,2
160	1,1	1,2	1,1	1,1
170	1,1	1,2	1,1	1,0

Т а б л и ц а 3

	18-23 апреля	23-28 апреля	1-11 мая	11-20 мая
σ	1,9	1,5	1,3	1,0
р	90	70	30	0

средние значения удовлетворяют теории без учета гравитационных сил.

§ 5. Исследование $O - C$
 для орбиты кометы
 Шайн - Комас - Соля

В ночь с 21 на 22 марта 1925 г. академик Г.А.Шайн в Симеизе открыл комету 1925 У1. В ночь на 23 марта, не зная еще об открытии Г.А.Шайна, комету обнаружил на фотографической пластинке Комас - Соля в Барселоне в обсерватории Фабра. Общий промежуток, в течение которого наблюдалась комета, составляет 713 дней, а именно с 22 марта 1925 г. по 4 марта 1927 г. Всего наблюдениями охвачено 83 ночи. В момент открытия комета имела вид круглого размытого пятна диаметром D около одной минуты дуги. Было замечено слабое ядро, которое временами исчезало. Следует отметить, что были зафиксированы значения диаметра кометы, достигавшие двух минут. Комета имела иногда несколько овальную форму, причем ее западная сторона была более размыта, чем восточная. Орбита кометы Шайн - Комас - Соля близка к параболической и отличается своим большим перигелийным расстоянием. Гелиоцентрическое расстояние во время наблюдений изменилось мало, от 4.2 до 4.5 астрономических единиц. Наиболее вероятные значения $O - C$ для кометы Шайн - Комас - Соля нами были определены аналогично § 4-му на основе данных В.В.Сакк и Д.К.Куликова [7]. Для кометы Шайн - Комас - Соля наблюдаются следующие закономерности.

1. С уменьшением диаметра точность по направлению с наименьшей ошибкой увеличилась /с $3''$ на $2''$ /.
2. С приближением кометы на небе к Солнцу точность по направлению с наибольшей ошибкой уменьшилась от $4''$ до $6''$.
3. Направление с наибольшей ошибкой измерений совпадает примерно с направлением Солнце-комета, что видно из данных, помещенных в таблице 4. Это, очевидно, объясняется тем, что овальная сторона кометы была размыта. Наведение креста нитей на фотометрический центр тяжести головы кометы для кометы Шайн - Комас - Соля

Т а б л и ц а 4

ρ	1925г. март 22-31	1925г. апрель 10-20	1925г. апрель 20-30	1925г. май 10-20
0	1,0	1,2	1,0	1,0
10	1,0	1,1	1,0	1,1
20	1,0	1,1	1,0	1,3
30	1,0	1,1	1,1	1,6
40	1,1	1,0	1,1	2,0
50	1,1	1,0	1,1	2,3
60	1,2	1,0	1,2	2,6
70	1,2	1,0	1,2	2,8
80	1,2	1,0	1,2	3,0
90	1,3	1,0	1,3	3,1
100	1,3	1,1	1,2	3,0
110	1,3	1,1	1,2	2,9
120	1,3	1,1	1,2	2,8
130	1,2	1,2	1,2	2,5
140	1,2	1,2	1,1	2,2
150	1,1	1,2	1,1	1,8
160	1,1	1,2	1,0	1,5
170	1,1	1,2	1,0	1,2

было затруднительным, т.к. голова имела овальную форму с размытыми краями. В связи с этим условные уравнения для улучшения элементов орбиты были дополнены членом, представляющим равномерное перемещение иверяемого центра по видимому направлению Солнце-комета. Соответствующие коэффициенты представлены в таблице 5. Вычисления показали, что не имеется для кометы Шайн -Комас-Солд перемещения фотометрического центра относительно центра инерции.

$N_{\text{н}}$	$10^2 \sigma_{T_1}$	$10^2 \sigma_{T_2}$	$10^2 \sigma_{T_2}$	σ_T	$10^4 q^{-1} \delta q$	$10^4 \sigma_e$	α	β	$-P$
1	+0.04237	-0.00411	+2.56666	+0.65936	-1.46682	+2.51546	-0.9122	-147.52045	+0.60790
2	+0.01522	-0.00402	+2.39819	+0.64342	-0.96758	+2.19625	-0.9383	-130.62958	+0.14270
3	-0.01012	+0.00410	+2.12517	+0.58688	-0.53828	+1.67843	-0.9359	-106.89796	-0.31072
4	-0.01562	+0.00767	+0.93618	+0.26205	-0.13719	+0.56879	-0.9203	-79.34773	-0.20030
5	-0.07006	+0.03293	+0.89697	+0.25374	+0.03085	-0.36618	-0.9753	-55.86575	+0.35306
6	-0.09916	+0.07675	+1.15476	+0.31786	+0.37945	-0.90179	-0.7572	-86.91186	+0.01946
7	-0.06188	+0.13708	+1.14771	+0.27789	+0.95037	-1.07612	+0.9602	+172.14521	-1.89025
8	-0.02549	+0.19177	+1.12200	+0.19237	+1.19086	-1.29909	-0.6775	-303.71009	-3.32031
9	+0.04229	+0.17609	+1.02678	+0.13009	+1.19112	-0.27969	+0.9570	+504.60752	-4.88342
1	+0.11582	+2.56724	+0.00506	+0.11150	-0.32566	+0.40549	+0.4096	+66.24027	-0.01000
2	+0.24909	+2.41065	+0.02425	+0.10921	-0.36696	+0.33393	+0.3458	+48.14208	+0.26888
3	+0.36403	+2.13777	+0.03636	+0.10291	-0.35254	+0.26073	+0.3523	+40.23950	+0.54666
4	+0.23040	+0.92566	+0.01471	+0.04625	-0.14540	+0.09133	+0.3912	+33.72904	+0.31056
5	-0.55030	+0.73501	+0.02497	+0.04483	+0.08152	-0.06217	+0.22224	+12.73920	+0.39222
6	+0.33444	+0.81149	+0.03878	+0.04676	+0.22547	-0.11036	+0.6532	+74.97467	+0.31250
7	+0.97148	+0.65783	-0.03635	+0.02148	+0.11512	-0.07013	+0.2793	+50.07306	+0.79445
8	+1.13602	+0.05127	+0.02744	-0.00040	+0.11094	+0.19037	+0.7355	+329.71037	+0.66033
9	+1.04968	-0.03927	-0.03555	-0.00791	-0.01429	+0.14223	+0.2901	+152.93409	+1.07000

1. С.Г.Маковер и С.И.Лучич. Бюлл.ИТА, том 1X, №4 /107/, 224, 1963.
2. Z.Sekanina. Bull. of the astr.Inst. of Czechoslov., vol. 19, N 6, 351, 1968.
3. Z.Sekanina. Bull. of the Astr.Inst. of Czechoslov., vol.19, N 6, 343, 1968.
4. B.G.Marsden. Astron.Journal, vol.74, N 5, p.720, 1969.
5. P.Stumpf. Mitteilungen, serie A, Astron.Rechen Inst., Heidelberg, N 32, 1967.
6. Л.М.Белоус. Бюлл.ИТА, том УП, № 9 /92/, 713, 1960.
7. В.В.Сакк и Д.К.Куликов. Бюлл.ИТА, том 1У, № 9 /62/, 431, 1951.

Р е з ю м е

К. А. Ш т е й н с
Л. В. Д и в и н а
И. А. Р е в и н а

О ВЫЯВЛЕНИИ НЕГРАВИТАЦИОННЫХ СИЛ В ДВИЖЕНИИ КОМЕТ. ЧАСТЬ 1. АНАЛИЗ ОШИБОК НАБЛЮДЕНИЙ

Даны формулы для нахождения направлений с экстремальными флуктуациям измерений позиций, т.е. для направлений Солнце-комета, для перпендикулярного направления и направления, перпендикулярного плоскости орбиты кометы. Анализ невязок комет Юрлова-Ахмарова-Насселя и Шайна-Кома-Соля показывает, что на некоторых интервалах времени существуют направления с максимальными значениями невязок, которые, примерно, совпадают с направлением Солнце-комета. Показано, что у кометы Шайна-Кома-Соля нет перемещения фотометрического центра плотности относительно центра инерции кометы. Иллюстр.: 1, табл.: 5, библиогр.: 7 назв.

K o p s a v i l k u m s

K. Š t e i n s , L. D i v i n a , I. R e v i n a
 PAR NĒGRAVITĀCIJAS SPĒKU IESPAIDU KOMĒTAS
 KUSTĪBĀ I DAĻĀ NOVĒROJUMU KĻŪDU ANALĪZE

Darbē izvestas formulas virzienu aprēķināšanai, kuras sagaidāmas maksimālās pozīciju mērīšanas kļūdas, proti, virzienam Saule-komēta, perpendikulāram virzienam un virzienam, kas perpendikulārs orbītas plaknei. Analizējot nesaites Jurlova-Ahmarova-Haseļa un Šaina-Koma-Solas komētām, konstatēts, ka dažos laika intervālos reāli eksistē virziens ar maksimālām nesaitēm, kas apmierin sakrīt ar virzienu Saule-komēta. Parādīts, ka Šaina-Koma-Solas komētai fotometriskais blīvuma centrs nav pārvietojies pret inerces centru.

S u m m a r y

K. Š t e i n s , L. D i v i n a , I. R e v i n a
 ON THE INFLUENCE OF NONGRAVITATIONAL
 FORCES IN THE MOTION OF COMETS

In the article is given formula to find the directions of extreme fluctuations of measured positions i.e. the direction Sun-comet, perpendicular direction and direction perpendicular to the plane of comet's orbit. The analysis of the errors of positions both the comet Jurlov-Ahmarov-Hassel and comet Shine-Coma-Sola show that at some intervals of time the direction with maximum errors is approximately near to the direction Sun-comet. It is shown that the photometric density center of comet Shine-Coma-Sola is not displaced from the center of inertia.

УДК 521.31

Л. К.

Л. К. Лауцениекс

О ТОЧНОСТИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ИСЗ НА РИЖСКОЙ СТАНЦИИ НАБЛЮДЕНИЯ

Успешное определение орбит ИСЗ возможно только в том случае, если среди используемых наблюдений не содержатся грубо ошибочные; они должны исключаться из дальнейшего использования. В некоторой степени вопрос о выключении грубо ошибочных наблюдений решен в работе [1]. Предварительно судить о грубо ошибочных наблюдениях возможно по таблице, составленной по видимой скорости ИСЗ на небесной сфере, т.е.

$$\frac{\Delta \delta_i}{\Delta t_i} = \frac{\sqrt{(\alpha_{i+1} - \alpha_i)^2 \cos^2 \frac{\delta_i + \delta_{i+1}}{2} + (\delta_{i+1} - \delta_i)^2}}{t_{i+1} - t_i}$$

где $i = 1, \dots, n-1$ и n — общее число наблюдений, а также таблицы первых и последующих разностей этих скоростей. Имеются также случайные ошибки измерений и вычислений.

Ниже мы попытались дать оценку точности наблюдений по их совокупности. Как примеры приведены результаты наблюдений, полученные камерой АДУ-75, на Рижской станции наблюдения в режимах компенсации и обтюлятора.

§ 1. Вычисление орбиты ИСЗ

Характеристика систем координат, употребляемых при обработке наблюдений ИСЗ для целей космической геодезии, дана в работах [2, 3, 4, 5].

На Рижской станции наблюдения ИСЗ для получения сферических экваториальных координат ИСЗ по снимкам на камерах типа АФУ-75 используется Смитсоновский звездный каталог [12]. Следовательно, сферические экваториальные координаты ИСЗ получаются в небесной системе координат, т.е. в виде средних координат на эпоху 1950.0. Моменты времени привязываются к эталонному времени.

Так как мы будем использовать наблюдения ИСЗ на короткий интервал времени — наиболее выгодными будут координаты, отнесенные к экватору и точке равноденствия в момент наблюдения, т.е. к середине интервала времени T_0 , на котором сосредоточены наблюдения. Для этого мы ввели поправки на прецессию и нутацию от эпохи 1950.0 до эпохи T_0 с помощью формул в работе [3].

Истинное звездное время, необходимое для вычисления прямоугольных экваториальных координат наблюдательной станции, берется для начала даты наблюдения из Астрономического ежегодника на данный год.

Для вычисления орбиты ИСЗ по оптическим наблюдениям мы применяем метод минимизации. Минимизация суммы квадратов разностей между вычисленными и наблюдаемыми величинами, т.е.

$$Q = \sum_{i=1}^n [\cos^2 \delta_i (\Delta \alpha_i)^2 + (\Delta \delta_i)^2]$$

ведется методом оврага и методом Флетчера-Пауэлла [6, 7] по программам, составленным сотрудниками вычислительного центра Латвийского госуниверситета им. П. Стучки на фортране для вычислительной машины GE - 415 [8, 9].

Алгоритм вычисления сферических экваториальных координат по элементам эллиптической орбиты с учетом вековых возмущений дан в одной из наших предыдущих работ [10]. При переходе к вычислениям на GE - 415 была использована возможность учесть также короткопериодические возмущения по формулам, данным в работе [4]. Остальные возмущения не учтены, поскольку они плохо поддаются точному учету.

Укажем, что точность результата непосредственно связана с быстротой счета метода, т.е. время счета уве-

личивается при увеличении требуемой точности. К сравнению метода оврага с модифицированным методом Флетчера-Пауэлла отметим, что последний ведет быстрее к результату, а метод оврага дает возможность вычисления вести с большей точностью. Объясняется это тем, что модифицированный метод Флетчера - Пауэлла требует вычисления градиента, а последний определяется вблизи минимума функционала с большими погрешностями.

Вычисление орбиты ИСЗ по данным оптических наблюдений мы считаем законченной, если, во-первых, для Q достигнута требуемая точность /около $2''0 - 3''0$ / и, во-вторых, достигнуто изменение элементов, не ведущее к уменьшению функционала Q . Практика показывает, что в случаях, когда не используются наблюдения с грубыми ошибками, функционал достигает приемлемого значения, т.е. $2'' - 3''$ по каждой координате. В случаях, когда в наблюдения входят грубые ошибки, иногда их трудно выявить, функционал достигает минимума сравнительно далеко отстоящего от требуемой точности. В последнем случае рекомендуется тщательный пересмотр данных наблюдений с целью выявления этих ошибок.

Наблюдения, после исправления грубых ошибок, содержат еще неизбежные случайные ошибки, и мы не можем гарантировать, что при достижении требуемого значения минимума функционала Q , элементы орбиты будут безошибочны. Для оценки ошибок элементов мы потребовали, чтобы значения функционала Q лежали в пределах $9Q_{\min}$, так как наиболее вероятные ошибки наблюдений лежат в интервале 3σ по каждой координате, где Q_{\min} - полученный нами минимум функционала Q . Таким образом, ошибки элементов ΔE_i вычисляются из соотношения

$$Q[E_i \pm \Delta E_i] \leq 9Q_{\min}, \quad i=1, 2, \dots, 6, \quad (*)$$

где E_i - элементы, соответствующие Q_{\min} .

Величина Q_{\min} непосредственно характеризует среднее квадратическое отклонение наблюдений. Составляющие функционала Q при достигнутом критерии точности есть отклонения каждого наблюдения от среднего значения

§ 2. Примеры 65

Приведенная выше методика была применена к наблюдениям, полученным на Рижской станции наблюдения при Астрономической обсерватории Латвийского госуниверситета им. П. Стучки на фотографической камере АЛУ-75 в режимах обтюратора и компенсации.

Т а б л и ц а 1

t_{UT}	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$
$17^{\text{h}}10^{\text{m}}10^{\text{s}}.1347$	$06^{\text{h}}22^{\text{m}}26^{\text{s}}.84$	$27^{\circ}25'06''.42$
15.1341	56.36	49 25.54
20.1334	23 26.14	28 13 53.60
12 10.1396	36 13.23	37 15 46.70
15.1395	53.86	40 25.97
$17^{\text{h}}12^{\text{m}}20^{\text{s}}.1394$	$06^{\text{h}}37^{\text{m}}34^{\text{s}}.88$	$38^{\circ}05'07''.20$

Для установления точности наблюдений в режиме обтюратора использовались наблюдения ИСЗ Пагеос-А. Метод минимизации к наблюдениям Пагеос-А с 9 февраля 1971 года /см. таблицу 1/ с учетом вековых и короткопериодических возмущений /случай а / приводил к величине $Q_{\text{min}} = 0.17375 \cdot 10^{-8}$ /в радианах/, что соответствует среднеквадратической ошибке по одной координате $2''.2$, с учетом только вековых возмущений /случай б /, соответственно, получены величины $0.17529 \cdot 10^{-8}$ и $2''.4$. Значения разностей элементов, полученные для случаев а/ и б/, приведены в таблице 2.

В таблицах 3 и 4 приведены отклонения каждого наблюдения от вычисленных с системой элементов E_i /по α и δ соответственно/.

Сравнение результатов, представленных в таблицах 3 и 4 показывает, что учет короткопериодических возмущений уменьшает разности между наблюдаемыми вычисленными значениями наблюдаемых величин. При учете ве-

Т а б л и ц а 2

элемент	изменения
a	$0,063374 \cdot 10^{-3}$
e	$0,061578 \cdot 10^{-3}$
i	$0,071499 \cdot 10^{-3}$
Ω	$0,336851 \cdot 10^{-3}$
ω	$0,025563 \cdot 10^{-3}$
M_0	$0,002746 \cdot 10^{-3}$

Т а б л и ц а 3

/случай а/

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$
1,6	5,3
0,4	-2,5
-2,4	-2,9
-0,6	-2,7
1,0	-1,0
0,2	3,7

Т а б л и ц а 4

/случай б/

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$
1,6	5,4
0,4	-2,5
-2,5	-2,9
-0,6	-2,8
1,1	-1,0
0,2	3,7

ковых и короткопериодических возмущений мы получаем меньшее значение функционала Q , чем при учете только вековых возмущений.

Для установления точности наблюдений в режиме компенсации использовались наблюдения слабого спутника также полученные на Рижской станции наблюдения.

Соответствующие таблицам 2, 3 и 4 результаты приведены в таблицах 5, 6, 7. Значения функционала при удовлетворении поставленных нами требований получались соответственно $0,2604 \cdot 10^{-9}$; $0,3744 \cdot 10^{-9}$ или 2,6 ; 3,2.

Примеры показывают, что учет короткопериодических возмущений дает меньшее значение минимума функционала Q . В случае Пагеос-А это не так заметно потому, что у него большая полуось орбиты около 1,60 в то время как у слабого ИСЗ только 1,10.

Т а б л и ц а 5

элементы	разности
a	$0,123047 \cdot 10^{-3}$
e	$0,222922 \cdot 10^{-3}$
i	$0,205869 \cdot 10^{-3}$
Ω	$0,030283 \cdot 10^{-3}$
ω	$0,594579 \cdot 10^{-3}$
M_0	$0,037810 \cdot 10^{-3}$

Т а б л и ц а 6

/случай а/

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$
0,5	3,2
-2,9	1,4
-1,8	-2,7
-1,0	-2,5
0,6	-4,1
3,3	-2,9
5,4	1,8
-2,9	5,2

Т а б л и ц а 7

/случай б/

$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$
0,6	4,1
-2,9	2,1
-2,9	-3,7
-2,1	-3,5
0,8	-4,7
3,5	-3,5
6,6	2,3
-1,6	5,8

В таблице 8 приводятся ошибки элементов ΔE_i , удовлетворяющие соотношению (*)

Т а б л и ц а 8

	яркий ИСЗ	слабый ИСЗ
$\Delta\alpha$	$\pm 0,1$ км	$\pm 0,6$ км
Δe	0	0
Δi	0	0
$\Delta\Omega$	$\pm 4''0$	$\pm 8''0$
$\Delta\omega$	0	0
ΔM_0	0	0

С другой стороны, сравнение полученных результатов по наблюдениям в режиме компенсации /слабый ИСЗ/ и в режиме обтюлятора /яркий ИСЗ/ дает возможность утверждать, что по совокупности наблюдения в режиме обтюлятора получаются точнее, чем в режиме компенсации [11].

Л и т е р а т у р а

1. К.А.Штейнс, М.А.Дирикис, Ю.Л.Францман. О точности фотографических наблюдений ИСЗ, Бюлл. СОН ИСЗ, № 30, Москва, 1962.
2. Г.Вейс. Геодезическое использование искусственных спутников, Изд. "Недра", Москва, 1967.
3. Г.Вейс. Система отсчета стандартная земля. Изд. "Мир", Москва, 1969.
4. Е.М.Гапошкин. Определение орбит, стандартная земля. Изд. "Мир", Москва, 1969.
5. И.Д.Жонголович. Системы координат, употребляемые при изучении движения ИСЗ. Бюлл. СОН ИСЗ, № 31, 1962.
6. И.М.Гельфанд, Е.Б.Вул, С.Л.Гинабург. Метод оврагов в задачах рентгеноструктурного анализа. Изд. "Наука", Москва, 1966.
7. Fletcher R., M.J.D. Powell. A rapidly convergent descent method for minimization. Comp. J., 6, Nr. 2, 1963.
8. Автоматизированная система анализа моделей схем на языке ФОРТРАН /АСАМС/; ч.2, Описание алгоритмов и программ, /коллектив авторов/, 1972, Редакционно-издательский отдел ЛГУ им. П.Стучки, Рига.
9. Е.С.Кельман. Модифицированный алгоритм шлетчера-Пауэлла, Госфонд алгоритмов и программ.

10. Л.К.Лауцениек. Вычисление первоначальных орбит методом минимизации. Уч.записки ЛГУ им. П.Стучки, том 137, вып.5, 1970.
11. К.К.Лапушка. Новые советские фотокамеры для наблюдения искусственных спутников Земли. Наблюдения ИСЗ № 9, 1970.
12. Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalog. By the staff of Smithsonian Astrophysical Observatory, Smithsonian Inst., Washington.

Р е з ю м е

Л. К. Л а у ц е н и е к с

О ТОЧНОСТИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ИСЗ НА РИЖСКОЙ СТАНЦИИ НАБЛЮДЕНИЯ

В настоящей работе анализируется точность наблюдений, полученных на Рижской станции наблюдений при Латвийском госуниверситете им.П.Стучки с помощью камеры АФУ-75. До оценки точности наблюдений из анализа исключены грубо ошибочные наблюдения, а остальные редуцированы на моменты наблюдений за прецессию и нутацию.

Точность наблюдений характеризуется минимумом суммы квадратов разностей между наблюденными и вычисленными величинами, т.е. $\sum [(\cos \delta \Delta \alpha)^2 + (\Delta \delta)^2]$. Численно показано, что наблюдения в режиме "обтюратор" получаются точнее, чем в режиме "компенсация". Учет короткопериодических возмущений не дает существенных изменений, если наблюдения получены в коротком интервале времени.

Табл.: 8, библиогр.: 12 назв.

L. L a u c e n i e k s

PAR RĪGAS NOVĒROŠANAS STACIJAS ZMP FOTOGRAFISKO
NOVĒROJUMU PRECIZITĀTI

Darbē analizēta kameras AFU-75 novērojumu precizitāte, kas iegūti Rīgas novērošanas stacijā pie P.Stučkas Latvijas valsts universitātes. Pirms novērojumu precizitātes novērtēšanas, pirmkārt, izslēgti rupji kļūdaini novērojumi, un, otrkārt, novērojumi reducēti uz novērošanas momentiem par precīziju un nutkciņu.

Novērojumu precizitāte tiek raksturota ar novēroto un izskaitļoto lielumu starpības kvadrātu summas minimumu, t.i., $\sum [(\omega \Delta \alpha)^2 + (\Delta \delta)^2]$. Skaitliski parādīts, ka novērojumi "obturatora" režīmā ir precīzāki ($2''2$) par novērojumiem "kompensācijas" režīmā ($2''6$). Īsperioda perturbācijas dod būtiskas izmaiņas, ja novērojumi izdarīti īsā laika intervālā.

S u m m a r y

L. L a u c e n i e k s

ON THE ACCURACY OF THE PHOTOGRAPHIC OBSERVATIONS
IN THE RIGA SATELLITE TRACKING STATION

The accuracy of the photographic observations obtained with camera AFU-75 in the Riga satellite tracking station of the Latvian State University is discussed. Before estimation the data of observations must be treated and any

doubtful observation must be rejected and second coordinates must be corrected for both the precession and the nutation.

The accuracy of the observations is characterized as the minimum sum of the squared O-C $\sum [(cos \delta \Delta \lambda)^2 + (\Delta \delta)^2]$. It is proved in the article numerically that the observations made under the obturater conditions are more accurate (2^{12}) than the observations made under the compensations (2^{16}). The short periodical perturbations do not make essential effects if the observations are made at a short interval of time.

С о д е р ж а н и е

1. К.А.Штейнс, Л.К.Лауцениекс. О точности определения орбиты ИСЗ	3
2. К.А.Штейнс, Л.К.Лауцениекс. Использование подвижного барьера при прогнозировании появления спутника	17
3. К.А.Штейнс, Л.В.Дивина, И.А.Ревина. О выявлении негравитационных сил в движении комет	38
4. Л.К.Лауцениекс. О точности фотографических наблюдений ИСЗ на Рижской станции наблюдения ...	62

C o n t e n t s

1. K.Steins, L.Laucenieks. On the accuracy of the satellite orbit determination	3
2. K.Steins, L.Laucenieks. The method of mobile barrier for predictions of the satellite appearing.....	17
3. K.Steins, L.Divina, I.Revina. On the influence of nongravitational forces in the motion of comets ...	38
4. L.Laucenieks. On the accuracy of the photographic observations in the Riga satellite tracking station	62

} П р и л о ж е н и е

До 1972 года в Ученых записках Латвийского государственного университета им. П. Стучки по вопросам астрономии опубликованы следующие научные статьи сотрудников и аспирантов Астрономической обсерватории.

По вопросам определения точного времени и неравномерного вращения Земли:

1. К.А.Штейнс, Л.Ф.Розе. К вопросу об оценке точности поправок часов.
Том 38, вып. 1, 1960 г.
2. Ю.А.Скрип, К.А.Цирулис. Устройство для осциллографического сравнения кварцевых часов с радиосигналами времени.
Том 38, вып. 1, 1960 г.
3. Ю.А.Скрип, К.А.Штейнс. К вопросу о работе фотоэлектрической установки с печатающим хронографом 21-П.
Том 38, вып. 1, 1960 г.
4. М.К.Абеле. Преобразователь средней частоты в звездную.
Том 38, вып. 1, 1960 г.
5. И.М.Клетниекс. Приведение данных определений времени с 1 УИ 1957 г. по 31 XII 1959 г. к основной системе.
Том 38, вып. 1, 1960 г.
6. К.А.Цирулис. Фотоэлектрическая установка регистрации моментов прохождения звезд.
Том 68, вып. 2, 1964 г.
7. К.А.Штейнс, Л.Ф.Розе. Фотоэлектрическая установка с двумя независимыми электрометрическими контурами для регистрации моментов прохождения.
Том 68, вып. 2, 1964 г.
8. М.К.Абеле. Проект фотоэлектрической отражательной зенитной трубы.
Том 68, вып. 2, 1964 г.

9. К.А.Штейнс, Э.Я.Каупуша. К вопросу об определении сопротивления деревьев ветру.
Том 68, вып.2, 1964 г.
10. Э.Я.Каупуша. Некоторые замечания о влиянии измененной циркуляции атмосферы на скорость вращения Земли.
Том 68, вып.2, 1964 г.
11. Э.Я.Каупуша. К вопросу о распределении лесов на земном шаре.
Том 68, вып.2, 1964 г.
12. К.А.Штейнс. Об исследованиях вращения Земли Службой времени Астрономической обсерватории Латвийского Госуниверситета им.П.Стучки.
Том 96, вып.3, 1967 г.
13. К.А.Штейнс, Э.Я.Каупуша. К вопросу о выборе коэффициентов трения атмосферы о землю.
Том 96, вып.3, 1967 г.
14. Л.Ф.Рове. Исследование системы наблюдений 1964 и 1965 годов Службы времени ЛГУ.
Том 96, вып.3, 1967 г.
15. К.А.Штейнс, К.А.Цирулис, Э.Я.Каупуша. Искусственная звезда для определения запаздывания фотоэлектрического усилителя.
Том 96, вып.3, 1967 г.
16. К.А.Штейнс, Э.Я.Каупуша. О некоторых ошибках фотоэлектрической установки АО ЛГУ.
Том 96, вып.3, 1967 г.
17. К.А.Штейнс, Э.Я.Каупуша. Об основных вопросах теории запаздывания фотоэлектрических регистраций прохождения звезд.
Том 96, вып.3, 1967 г.
18. Л.Ф.Рове. Влияние наклона щелей визирной решетки на момент регистраций звездных прохождений.
Том 96, вып.3, 1967 г.

19. К.А.Штейнс, И.К.Рунгайне. О ложных импульсах фотоэлектрического устройства регистрации прохождения звезд АО ЛГУ им.П.Стучки.
Том 96, вып.3, 1967 г.
20. К.А.Штейнс. О выборе параметров при фотоэлектрической регистрации прохождения звезд.
Том 121, вып.4, 1969 г.
21. Р.К.Калнинь. Об оптимальных условиях при фотоэлектрической регистрации моментов прохождения звезд.
Том 121, вып.4, 1969 г.
22. М.К.Абеле. Объектив с увеличенной сферической аберрацией для фотоэлектрического пассажного инструмента АПМ-10.
Том 121, вып.4, 1969 г.
23. К.А.Штейнс. О методах определения запаздывания при фотоэлектрической регистрации прохождения звезд.
Том 121, вып.4, 1969 г.
24. М.К.Абеле. Фотоэлектрический отражательный зенитный телескоп для наблюдений звезд при равных высотах.
Том 121, вып.4, 1969 г.
25. М.К.Абеле, А.Ю.Рубанс. Искусственный источник света, периодически меняющий световой поток.
Том 121, вып.4, 1969 г.
26. К.А.Штейнс, М.П.Огришнь. Устройство и метод регистрации моментов прохождений звезд с учетом выбросов.
Том 148, вып.6, 1971 г.
27. Р.К.Калнинь. Влияние дрожания изображения звезд на регистрацию моментов прохождений.
Том 148, вып.6, 1971 г.
28. К.А.Штейнс. Формула для определения дисперсии моментов прохождения звезд в зависимости от их дрожания.
Том 148, вып.6, 1971 г.

29. Р.К.Калнинь. Влияние мерцания на моменты прохождения звезд.
Том 148, вып.6, 1971 г.
30. К.А.Штейнс, Р.К.Калнинь, П.П.Розенберг, О.М.Едрупс.
Об идеальном устройстве фотоэлектрической регистрации прохождения звезд.
Том 148, вып.6, 1971 г.
31. Р.К.Калнинь. О вычислении дисперсии моментов прохождения звезд.
Том 148, вып.6, 1971 г.
32. Л.Ф.Розе. фотоэлектрическая регистрация звездных прохождений и спектры наблюдаемых звезд.
Том 148, вып.6, 1971 г.
33. М.К.Абеде. Автоматизация и результаты наблюдений на фотоэлектрическом отражательном зенитном телескопе.
Том 148, вып.6, 1971 г.
34. М.П.Огриньш. Устройство для определения среднего момента прохождения звезд.
Том 169, 1972 г.
35. М.П.Огриньш. Исследование устройства для определения средних моментов прохождения звезд.
Том 169, 1972 г.
36. К.А.Штейнс, А.В.Иванов. Автоматизация пассажного инструмента.
Том 169, 1972 г.
37. К.А.Штейнс, П.П.Розенберг. О выборе звезд для определения времени фотоэлектрическим пассажным инструментом.
Том 169, 1972 г.
38. К.А.Штейнс. Об ошибке при регулировке исправительных винтов уровня.
Том 169, 1972 г.
39. Л.А.Розе. Об устойчивости горизонтальной оси пассажного инструмента АО ЛГУ.
Том 169, 1972 г.

40. Я.К.Балодис. Об автоматическом отождествлении звезд.
Том 169, 1972 г.

По вопросам небесной механики:

1. К.А.Штейнс. Упрощенный вариант пространственной круговой ограниченной задачи трех точек.
Том У1, 1952 г.
2. К.А.Штейнс. К вопросу о решении осредненных задач типа Делоне - Хилла.
Том УВ, вып.2, 1956 г.
3. К.А.Штейнс. Комбинированный способ определения полных возмущений.
Том УВ, вып.2, 1956 г.
4. К.А.Штейнс. К вопросу о влиянии сопротивления атмосферы на захват комет.
Том 20, вып.3, 1958 г.
5. К.А.Штейнс. Об одном случае применения матриц в небесной механике.
Том 28, вып.4, 1959 г.
6. К.А.Штейнс. Об основных вопросах теории захвата комет.
Том 38, вып.1, 1960 г.
7. Л.В.Рейзмань, С.М.Стуре. Существование и асимптотика решения одного вырождающегося параболического уравнения.
Том 38, вып.1, 1960 г.
8. К.А.Штейнс. Эволюция орбит комет.
Том 68, вып.2, 1964 г.
9. Л.К.Лауренсен. К решению уравнения диффузии комет.
Том 68, вып.2, 1964 г.
10. К.А.Штейнс, Н.Э.Залькалне. О наиболее вероятной эволюции орбиты кометы Даниэля 1909 IV.
Том 137, вып.5, 1970 г.

11. К.А.Штейнс, И.Э.Залькалне. О частоте соударений кометы Даниэля с малыми планетами и микропланетами.
Том 137, вып.5, 1970 г.
12. К.А.Штейнс, И.Э.Залькалне. Упрощенная формула К.А.Ньютона и оценка ее точности.
Том 137, вып.5, 1970 г.
13. Л.К.Лауцениекс. Вычисление первоначальных орбит ИСЗ методами минимизации.
Том 137, вып.5, 1970 г.
14. К.А.Штейнс, И.Э.Залькалне. Распределение величин, входящих в формулу К.А.Ньютона.
Том 137, вып.5, 1970 г.
15. К.А.Штейнс, И.Э.Залькалне. Определение минимальных расстояний между орбитами кометы и астероидов.
Том 137, вып.5, 1970 г.
16. Л.К.Лауцениекс. К вопросу об определении минимального расстояния между орбитами.
Том 148, вып.6, 1971 г.
17. И.Э.Залькалне. К вопросу об иррегулярных силах в движении комет.
Том 148, вып.6, 1971 г.
18. Л.К.Лауцениекс. Об определении элементов круговой орбиты ИСЗ методом минимизации.
Том 148, вып.6, 1971 г.

По вопросам астрофизики:

1. К.А.Штейнс. О вычисления длины волны спектральной линии по формуле Гаргмана.
Том 20, вып.3, 1958 г.
2. К.А.Штейнс. К вопросу о расширении ассоциации Цифей II.
Том 28, вып.4, 1959 г.

3. Ю.Д.Францман. Некоторые особенности движения O - ассоциации Ориона и β - ассоциации Скорпиона - Центавра.
Том 68, вып. 2, 1964 г.

По разным вопросам:

1. К.А.Штейнс. Деятельность Астрономической обсерватории Латвийского Государственного университета.
Том 38, вып. 1, 1960 г.

Ученые записки, том 175
Астрономия
Выпуск 8

ТОЧНОСТЬ ОРБИТ КОМЕТ И ИСЗ

Редактор Э.Кауцис
Технический редактор С.Плауде
Корректор С.Плауде

Редакционно-издательский отдел ЛГУ им. Петра Стучки
Рига 1973

Подписано к печати 25.12.1972 ЯТ 04327 Зак. № 1.
Ф/б 60x84/16. Бумага М. Физ.п.л. 5,0. Уч.-изд.л. 3,6
Тираж 500 экз. Цена 36 коп.

Отпечатано на ротационте, Рига-50, ул. Вейденбаума, 5
Латвийский государственный университет им. П. Стучки

32828

Хм ср!

Цена 36 коп.

44 / 1256

LATVIJAS UNIVERSITĀTES BIBLIOTĒKA



0508044006

Учен. зап. (ЛГУ им.П.Стучки), 1973, т. 175, 1-79