

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Том VII

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

1

МОСКВА · 1969

УДК 550.388.2

Т. К. Бреус

ОБ ИСТОЧНИКАХ НАГРЕВА ОБЛАСТИ E

На основании результатов ракетных измерений электронной температуры во время солнечного затмения рассчитывается удельная мощность тепловых источников, нагревающих область E . Оценивается мощность возможных источников тепла и сравнивается с рассчитанной на основании экспериментальных данных об электронной температуре.

В ряде теоретических работ [1—4], в которых рассматривается тепловой баланс электронного и ионного газов в ионосфере, основным источником нагрева считаются быстрые фотоэлектроны, возникающие при ионизации атмосферы солнечным коротковолновым излучением.

Эксперименты, проводившиеся на ракетах, запущенных в Форте Черчилль (Канада, геомагнитные координаты $68^\circ N$, 333°) в различные моменты солнечного затмения 20 июля 1963 г. [5], а также измерения во время затмения 12 ноября 1966 г. в южной Бразилии [6], выявили интересную особенность в поведении области E , не согласующуюся с этими представлениями. А именно, электронная температура на высотах < 160 км практически не изменялась во время затмения, хотя к концу затмения интенсивность падающих на область E рентгеновского и ультрафиолетового излучений Солнца возросла соответственно примерно на 80 и 90% по сравнению с интенсивностью в максимальной фазе.

Аналогичный эффект был также выявлен в работе [7] в результате сопоставления данных измерения электронных температур на ракетах, запущенных в одно и то же местное время с о-ва Уоллопс (геомагнитная широта $\sim 50^\circ N$) в апреле 1963 г. и во время затмения 20 июля 1963 г. [8]. На основании анализа результатов этих экспериментов в [7] был сделан вывод, что солнечное излучение не является основным источником нагрева области E и что здесь могут действовать другие источники нагрева, такие, например, как электрические поля динамо-области.

Отмечалось также, что возможным дополнительным источником нагрева в области E на высоких широтах может быть взаимодействие потоков электронов с атмосферой [9]. По оценкам, сделанным в [9], для объяснения высоких ночных температур электронов в области E , измеренных на ракетах в Форте Черчилль, нужны потоки электронов с энергией порядка $0,5$ — 2 кэв и средней мощностью 1 — 3 эрг/см²·сек.

Заметим, что указанные выше эксперименты проводились либо в относительно высоких широтах ($\geq 50^\circ$ геомагнитной широты), либо в области Бразильской аномалии, где особенно велики эффекты, связанные с воздействием корпускулярных потоков на атмосферу. Наблюдений суточных вариаций температуры электронов на низких и средних широтах в области E чрезвычайно мало. Однако в ряде работ [8—12] отмечалось, что для объяснения разницы ночных значений температур электронов и нейтральных частиц в области E и F на средних широтах приходится предполагать существование некоторых дополнительных источников тепла. Интенсивность этих источников в средних широтах может составлять $\sim 30\%$ от

интенсивности нагревающей область E части коротковолнового излучения Солнца, причем вклад дополнительных источников в разогрев области E растет с ростом широты [12]. Предполагалось, что такой разогрев могут создавать электрические поля [10, 11]. Подобных оценок мощности тепловых источников в области E или измерений воздействия электрических полей и корпускулярных потоков на атмосферу пока еще не очень много. В связи с этим представляет интерес количественно оценить мощность некоторых источников нагрева области E и сравнить ее с мощностью, требующейся для поддержания высоких или постоянных температур в области E при отсутствии солнечного излучения.

В настоящей работе такие оценки проводятся на основании результатов измерений температуры и концентрации электронов при помощи зондов Ленгмюра на ракетах, запущенных в Форте Черчилль во время затмения 20 июля 1963 г. [5], и поэтому их следует относить к специфическим

условиям в ионосфере (высокие широты, Бразильская аномалия). Можно считать, однако, что дополнительные источники тепла такой же природы имеются и на средних широтах, но обладают меньшей интенсивностью.

СКОРОСТЬ ПРИТОКА ТЕПЛА К ЭЛЕКТРОННОМУ ГАЗУ НА ВЫСОТАХ 110—190 км

На рис. 1 приведены высотные профили электронной температуры $T_e(h)$, полученные во время четырех пусков ракет

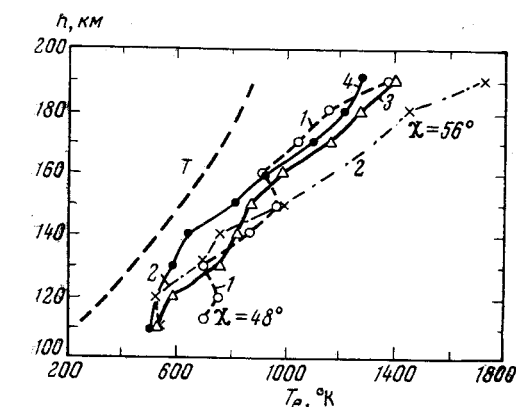


Рис. 1

в Форте Черчилль. Кривая 1 соответствует максимальной фазе затмения, 2 — концу затмения. Точность измерений T_e была $\pm 100^\circ$ К. Видно, что изменения температуры на высотах < 160 км лежат в пределах этой ошибки. Для расчета притока тепла, определяющего высотные профили 1 и 2, воспользуемся уравнением баланса тепла для электронного газа, которое в общем случае имеет вид

$$C \frac{dT_e}{dt} = Q - L + \frac{d}{dz} \left(K_{\parallel} \sin^2 I \frac{dT_e}{dz} \right). \quad (1)$$

Здесь $C = \frac{3}{2} n_e k$ — теплоемкость электронного газа (n_e — электронная концентрация, k — постоянная Больцмана), L — скорость потерь энергии при соударениях с нейтральными (для области E — O_2 , N_2 и O) и заряженными частицами; K_{\parallel} — теплопроводность вдоль магнитной силовой трубки, I — магнитное наклонение, Q — интересующая нас скорость притока тепла к электронам от источников иных, чем теплопроводность.

Скорость потерь L (эв/см³·сек) за счет соударений можно определить из следующих выражений [13]:

$$\begin{aligned} L_{N_2} &= 1,77 \cdot 10^{-19} n_e n(N_2) [1 - 1,24 \cdot 10^{-4} T_e] T_e (T_e - T), \\ L_{O_2} &= 1,21 \cdot 10^{-18} n_e n(O_2) [1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}] T_e^{1/2} (T_e - T), \\ L_O &= 3,74 \cdot 10^{-18} n_e n(O) T_e^{1/2} (T_e - T), \end{aligned} \quad (2)$$

$$L_{\text{ион}} = (7,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-6} n_e n_i \frac{T_e - T_i}{A_i T_e^{3/2}},$$

где $n(X)$ — парциальные концентрации нейтральных компонент, T_i и T —

температуры ионов и нейтральных частиц, которые на анализируемых высотах равны ($T = T_i$), A_i — атомная масса ионов в а.е.м.

Теплопроводность электронного газа в ионосфере на высотах, где велика концентрация нейтральных частиц, определяется согласно [4] выражением

$$K_{\parallel} = \frac{7,7 \cdot 10^5 T_e^{5/2}}{1 + 3,22 \cdot 10^4 \cdot \frac{T_e^2}{n_e} \sum n(X) \bar{Q}_D}, \quad (3)$$

где \bar{Q}_D — сечение взаимодействия электронов с нейтральными частицами.

Очевидно, что для нахождения L и K_{\parallel} требуется знать концентрации $n(X)$ и температуры T , которые в эксперименте 20 июля не измерялись.

Поэтому расчет проводился с использованием значений, взятых из модели CIRA-1965 для индекса солнечной активности $S = 100$ [14] (см. рис. 1, штриховая линия). Были рассчитаны скорости потерь L и приток тепла за счет теплопроводности (уравнение (1) — последний член в правой части) для двух запусков — в максимуме затмения (кривая 1, рис. 1) и в конце затмения (кривая 2, рис. 1). Приток тепла за счет теплопроводности, как и следовало ожидать на основании теоретических расчетов (например, [4]), на высоте 110 км мал и составляет всего 1% от значений L ; на больших высотах он растет, но остается $\leq 30\%$ на высотах 180—190 км. Для двух близких по времени запусков (в 21^h05^m и 21^h15^m, соответственно, кривые 2 и 3 на рис. 1) оценивался нестационарный член в уравнении (1). Он оказался на один, а на низких высотах на два порядка меньше L .

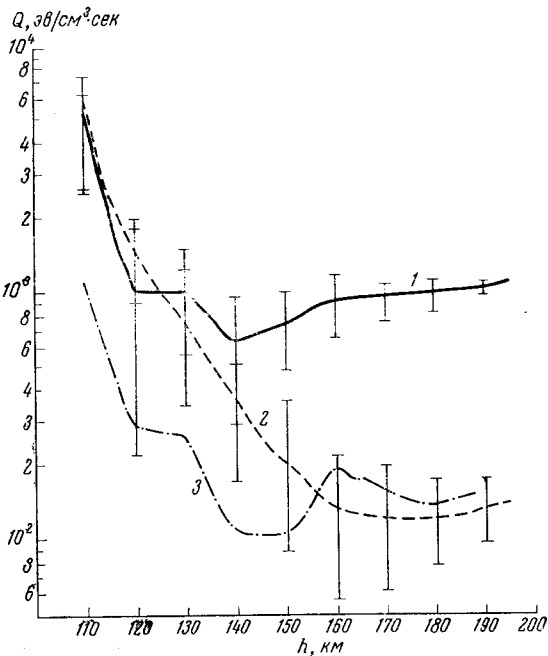


Рис. 2

Таким образом, можно считать, что во всем исследуемом интервале высот приток тепла определяется локальными источниками нагрева, т. е.

$$Q = L. \quad (4)$$

На рис. 2 приведено высотное распределение рассчитанной таким образом удельной мощности источников нагрева Q (кривые 1 и 2) для температурных кривых 1 и 2 рис. 1 соответственно. Вертикальной чертой показаны пределы значений Q , определяемые ошибкой измерений T_e ($\pm 100^\circ \text{K}$ в анализируемом эксперименте). Они всюду превышают величину притока тепла вследствие теплопроводности, поэтому последняя не учитывалась. Заметим, что изменение рассчитанных значений Q из-за отклонений T_e на $\pm 100^\circ \text{K}$ примерно на порядок больше, чем возможные изменения Q за счет любых, даже максимальных вариаций модели нейтральной атмосферы на высотах области E (например, соответствующих изменению плотности нейтральных частиц в 2—3 раза и нейтральной температуры на $50\text{—}100^\circ \text{K}$, допустимых в моделях CIRA-1965 [14] и модели [15]).

Из рис. 2 видно, что на высотах < 150 км Q мало изменяется во время затмения, а на высотах более 160 км Q возрастает к концу затмения на 75—80% по сравнению со значениями Q в максимальной фазе.

СОЛНЕЧНОЕ КОРОТКОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ИСТОЧНИК ТЕПЛА В ОБЛАСТИ E

Естественно прежде всего оценить вклад солнечного ультрафиолетового и рентгеновского излучений в разогрев ионосферы на исследуемых высотах.

Будем считать, как это делается, например, в работах [1, 16, 17], что

$$Q = \varepsilon q, \quad \varepsilon = \kappa E, \quad (5)$$

где ε — часть средней кинетической энергии E фотоэлектронов, переходящая в тепловую (εv), κ — средняя эффективность передачи тепла к электронному газу, а q — скорость фотоионизации ($\text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$), пропорциональная интенсивности солнечного излучения I и концентрации нейтральных частиц.

Поскольку с изменением зенитного расстояния Солнца [18] E изменяется мало, а вариациями концентрации нейтральных частиц на анализируемых высотах практически можно пренебречь (см., например, CIRA-1965 [14]), Q должно быть примерно пропорционально I .

Будем считать, что интенсивность ультрафиолетового излучения во время солнечного затмения пропорциональна видимой площади солнечного диска. Тогда в момент получения температурного профиля (кривая 1) на высотах 150—200 км она должна была уменьшиться на 90—85% [5]. Интенсивность рентгеновского излучения, как свидетельствуют проводившиеся измерения, в этот период уменьшилась на несколько меньшую величину ($\sim 78\%$), поскольку источником рентгеновского излучения является солнечная корона. Выше было показано, что Q уменьшилось в результате затмения на высотах > 160 км на 75—80%, т. е. пропорционально уменьшению интенсивности ультрафиолетового и рентгеновского излучений. Это позволяет считать, что разогрев области E на высотах более 160 км определяется солнечным коротковолновым излучением.

На рис. 2 (кривая 3) показано распределение по высоте мощности источников нагрева области E в период максимальной фазы затмения, полученное в предположении, что единственными источниками нагрева были рентгеновское и ультрафиолетовое излучения Солнца. Расчет проводился следующим образом. Считалось, что профиль I (рис. 2) определяется на всех высотах только солнечным коротковолновым излучением. Для этого профиля и скоростей ионизации q_1 , рассчитанных для той же модели нейтральной атмосферы (CIRA-1965, $S = 100$), по формуле (5) был получен высотный ход ε_1 для зенитного расстояния Солнца $\chi = 56^\circ$ (см. кривую 2 рис. 1), а затем высотный ход κ с привлечением известных данных о средней энергии фотоэлектронов E [18]. Далее, по значениям κ и E для зенитного угла Солнца $\chi = 48^\circ$ (см. кривую 1 рис. 1) [18] вновь оценивались значения ε_2 на всех анализируемых высотах; значения ε_2 умножались на скорости ионизации q_2 , соответствующие данному зенитному расстоянию и интенсивностям ионизирующего излучения, уменьшенным на 80—90%. Высотный ход произведения $\varepsilon_2 q_2$ приведен на рис. 2 штрихпунктирной линией и представляет собой верхний предел значения притока тепла к области E в максимальной фазе затмения, обусловленный солнечным излучением ($Q_{\text{солн. изл.}}$).

Описанная выше процедура оценки величины $Q_{\text{солн. изл.}}$ в максимуме затмения была необходима для того, чтобы избежать произвольного выбора величины ε и κ , точные значения которых до настоящего времени неизвестны. Имеются различные теоретические оценки этих параметров

[17, 19, 20], экспериментальные же данные относятся к другой области высот [16] и могут существенно отличаться, поскольку здесь они обусловлены ионизирующим излучением в другом спектральном диапазоне.

Очевидно, что разность величин Q , определяемых кривыми 2 и 3 рис. 2, дает нижний предел мощности некоторого дополнительного источника тепла, необходимого в области E на высотах $\sim 100-150$ км для обеспечения баланса (рис. 3). Таким образом, интегральная мощность этого источника (считая по средним значениям доверительного интервала на графике рис. 3) должна быть больше $3,5 \cdot 10^9$ эв/см³·сек, т. е. больше, чем $5 \cdot 10^{-3}$ эрг/см²·сек.

ДРУГИЕ ИСТОЧНИКИ ТЕПЛА В ОБЛАСТИ E

Теперь рассмотрим, какие из предполагаемых дополнительных источников тепла могут обеспечить разогрев области E во время затмения.

а) Разогрев за счет динамо-токов. Действие полей динамо-области должно проявляться в основном на высотах 100—120 км. Удельная мощность джоулевых потерь определяется соотношением

$$W = \mathbf{jE}, \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E},$$

где \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля, \mathbf{j} — вектор плотности тока, σ — тензор диэлектрической проницаемости. Поскольку мы рассматриваем конкретный эксперимент в Форте Черчилль (угол наклона геомагнитной силовой линии 84°), выберем систему координат так, чтобы вертикальная ось z была направлена вдоль магнитного поля. Тогда выражения для расчета джоулевых потерь энергии примут вид

$$W = \sigma_0 E_{\parallel}^2 + \sigma_1 E_{\perp}^2,$$

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m\nu}, \quad \sigma_1 = \sigma_0 \frac{\nu^2}{\nu^2 + \omega_H^2}$$

где ν — частота соударений электронов с нейтральными частицами ($\nu \sim 5,4 \cdot 10^{-10} T_e^{1/2}$ [21]), ω_H — ларморовская частота электронов, в области высот 100—200 км равная $\sim 8 \cdot 10^6$ сек⁻¹, E_{\perp} и E_{\parallel} — поперечная и продольная компоненты электрического поля.

Из теоретических оценок E_{\parallel} [22] и измерений E_{\parallel} в зоне полярных сияний при отсутствии видимого сияния [23] следует, что $E_{\parallel} \sim 10^{-7} \div 10^{-8}$ в/см.

Если предположить, что дополнительный разогрев на высоте 110—120 км определяется только токами динамо-области, воспользоваться приведенными выше данными о величинах E_{\parallel} , а для расчета σ_0 и σ_1 использовать данные эксперимента и принятую нами модель нейтральной атмосферы, то можно оценить требующуюся для дополнительного разогрева величину E_{\perp} . Было найдено, что значения E_{\perp} должны составлять примерно $3 \cdot 10^{-4}$ в/см. Эта величина превышает значения $E_{\perp} \sim 10^{-5}$ в/см, полученные в ряде работ из расчетов токов динамо-области на высоких широтах (например, [24, 25]). По измерениям во время полярных сияний E_{\perp} могут достигать значений $10^{-3} \div 10^{-4}$ в/см (например, [26]). Однако в период проведения эксперимента, а также в течение предыдущих суток не происходило сколько-нибудь значительных возмущений на Солнце, а также не наблюдалось магнитных и ионосферных возмущений в исследуемом

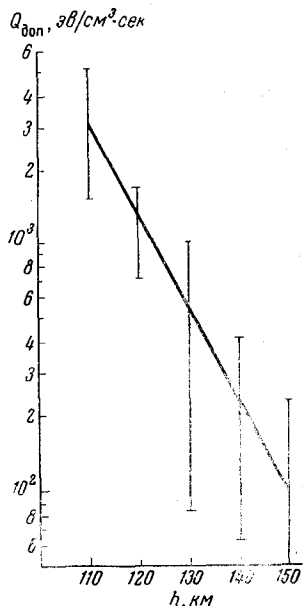


Рис. 3

районе. Для Форта Черчилль, к сожалению, не удалось воспользоваться геомагнитными данными за этот период. Но на станции Барроу, например (геомагнитные координаты $68^{\circ},5; 241^{\circ}$), дни 19 и 20 июля отмечаются как спокойные с характеристикой 0 по трехбалльной системе и $\Sigma K = 18$.

Одной из причин существования стационарных поперечных полей $\sim 10^{-3}$ в/см в узкой области широт $65-75^{\circ}$ (геомагнитных) могут быть, как это показано в [27], конвективные движения плазмы в окрестности лобовой точки магнитосферы. Соответствующая система ионосферных токов в таком случае могла бы обеспечить обнаруженный разогрев области E над Фортом Черчилль. Однако результаты [27] получены при упрощающих предположениях и, по-видимому, будут уточняться в дальнейшем.

Можно предположить, что измерения T_e в районе Бразильской аномалии вблизи геомагнитного экватора отражают влияние экваториальной электроструи на разогрев электронного газа. Однако, как известно, электроструя представляет собой очень тонкий токовый слой на высоте примерно 100 км (см., например, [28]) и при незначительной роли теплопроводности в области E трудно объяснить ее влиянием постоянство электронной температуры во время затмения на высотах вплоть до 155 км [6].

Изложенные соображения, а также наблюдения аналогичного поведения электронных температур во время затмения в более низких широтах [8] приводят к выводу, что одних только электрических полей динамо-области недостаточно для объяснения обнаруженного разогрева области E .

б) **Нагрев за счет корпускулярных потоков.** В последнее время все чаще отмечается значительная роль корпускулярных потоков в энергетическом балансе верхней атмосферы [29—31]. Величины потоков мягких электронов с энергией от одного — нескольких *кэв* до 100—200 *кэв*, измеренные в различных экспериментах в области высот 100—500 км, в том числе и во время затмения, составляют от $6 \cdot 10^{-2}$ до 1 эрг/см²·сек [30, 31]. Взаимодействие этих потоков с атмосферой может создавать дополнительный разогрев электронного газа в области E .

Известно, что электроны с энергией, превышающей 1,5—2 эв, большую часть своей энергии теряют в атмосфере на высотах 100—160 км на ионизацию и возбуждение свечения нейтральных частиц, а не посредством взаимодействия с тепловыми электронами ионосферы [3]. Поэтому можно предполагать, что доля кинетической энергии мягких электронов, переходящая в тепловую, а следовательно, и средняя эффективность передачи тепла электронному газу (κ) для этих частиц не будут превышать аналогичную величину для фотоэлектронов. Проведенные оценки для фотоэлектронов дали значения $\kappa = 0,04 \div 0,05$. При этом мощность источника тепла, определяемого потоком мягких электронов, может быть больше, чем $3 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$ эрг/см²·сек, т. е. близка к оцененной мощности дополнительного источника тепла.

ВЫВОДЫ

На основании результатов измерений электронной температуры в области E во время солнечного затмения в Форте Черчилль и на юге Бразилии можно считать:

1) что на высотах 110—150 км имеется некоторый источник тепла, мощность которого сравнима с мощностью коротковолнового излучения Солнца, считавшегося до недавнего времени основным источником нагрева во всех областях ионосферы;

2) в настоящее время однозначно определить природу этого источника не удастся, поскольку имеющиеся экспериментальные данные относятся к специфическим условиям в области E . Для принятия гипотезы о нагреве области E за счет электрических полей динамо-области нужно допустить существование полей с довольно высокими значениями напряженности.

Дополнительным источником нагрева области *E* могут быть потоки электронов, обнаруженные в ряде экспериментов за последние годы. Оценки мощности этого источника тепла дают значения, близкие к требуемым.

В заключение выражаю глубокую благодарность Г. С. Иванову-Холодному, Н. М. Шютте и Г. Л. Гдалевичу за полезные советы.

Дата поступления
30 мая 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. B. Hanson. *Space Res.*, 3, 282, 1963.
2. J. E. Geisler, S. A. Bowhill. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 27, 457, 1965.
3. A. Dalgarno, M. B. McElroy, R. J. Moffet. *Planet. Space Sci.*, 11, No. 5, 463, 1963.
4. P. Banks. *Electron Thermal Conductivity in the Ionosphere*. Report to Inter-Union Solar Terrest. Symp. Belgrade, 1966 (*Aeronomica Acta AN 45, 1966*).
5. L. G. Smith, C. A. Accardo, L. H. Weeks, P. J. McKinnon. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 27, 803, 1965.
6. L. G. Smith, L. H. Weeks, P. J. McKinnon. *Rocket Observations of Electron Temperature in the E-region*, Report to 10-th Plenary Meeting of COSPAR, London, July, 1967.
7. K. I. Gringauz. *Solar-Terrestrial Physics*. Academic Press, London, New York, edited by J. W. King and W. S. Newman, 1967, p. 341.
8. L. H. Brace, N. M. Spencer, G. R. Garignan, D. R. Taesch, N. Niemann. *J. Geophys. Res.*, 70, 2665, 1965.
9. J. C. G. Walker, L. H. Brace. *Langmuir Probe for a Nocturnal E-region ionisation Source at Fort Churchill*. Report to the 10-th Plenary Meeting COSPAR, London, 24—29 July, 1967.
10. Т. К. Бреус, Г. Л. Гдалевич. *Космич. исслед.*, 3, № 6, 877, 1965.
11. J. V. Evans, M. Loewenthal. *Planet. Space Sci.*, 12, 915, 1964.
12. R. E. Bourdeau. *Space Res.*, 5, 77, 1965.
13. P. Banks. *Planet. Space Sci.*, 14, No. 11, 1085, 1966.
14. COSPAR International Reference Atmosphere, 1965.
15. H. E. Hinteregger, L. A. Hall, V. G. Schmidtke. *Space Res.*, 5, 1175, 1965.
16. К. И. Грингауз, Г. Л. Гдалевич, В. А. Рудаков, Н. М. Шютте. *Геоматетизм и аэрномия*, 8, № 2, 224, 1968.
17. W. B. Hanson. *J. Geophys. Res.*, 73, 3, 1968.
18. T. Tohmatsu, T. Ogawa, H. Tsuruta. *Report of Ionosph. and Space Res. in Japan*, 19, No. 4, 482, 1965.
19. W. B. Hanson, F. S. Johnson. *Mem. Soc. Roy. Liege*, 4, 390, 1961.
20. Дж. В. Эванс. *Усп. физ. н.*, 92, вып. 2, 229, 1967.
21. Т. Обауашу. *J. Geomagn. Geoelect. Japan*, 15, 133, 1964.
22. А. В. Гуревич, Е. Е. Цеделина. *Геоматетизм и аэрномия*, 1, № 1, 34, 1961.
23. S. B. Mende. *J. Geophys. Res.*, 73, No. 3, 991, 1968.
24. K. Maeda. *J. Geomagn. Geoelect. Japan*, 7, 121, 1955.
25. Т. Обауашу, К. Маэда. *Problems of Atmospheric and Space Electricity*, ed. by S. C. Coroniti, Elsevier Publ. Co. Amsterdam — London, New York, 1965, p. 532.
26. F. S. Mozer, P. Bruston. *J. Geophys. Res.*, 72, No. 3, 1109, 1967.
27. М. В. Самохин. *Геоматетизм и аэрномия* (в печати).
28. Сб. «Физика верхней атмосферы», под ред. Ратклифа. *Физматгиз*, 1963.
29. Z. J. Bauer. In: «*Electron Density Profiles in Ionosphere and Exosphere*». Ed. by Frihagen, North-Holland Publ. Co. Amsterdam, 1966.
30. Л. А. Антонова, Г. С. Иванов-Холодный. *Space Res.*, 2, 981, 1961.
31. Г. С. Иванов-Холодный. *Докторская диссертация*, ИПГ ГУГМС, Москва, 1966.