

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ГЕОМАГНЕТИЗМ  
И  
АЭРОНОМИЯ

Том VIII

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

2

---

МОСКВА • 1968

УДК 551.510.53

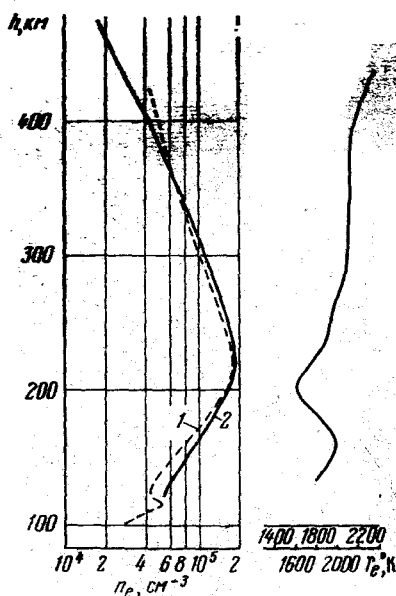
## ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРАЛЬНОЙ И ИОНИЗИРОВАННОЙ СОСТАВЛЯЮЩИХ АТМОСФЕРЫ НА ВЫСОТАХ 100—500 км, ИЗМЕРЕННЫЕ ВО ВРЕМЯ ПОЛЕТОВ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ РАКЕТ

К. И. Грингауз, Г. Л. Гдалевич, В. А. Рудаков, Н. М. Шютте

Сопоставляются данные одновременных измерений концентрации и температуры электронов и поглощения ультрафиолетового излучения Солнца. Приведены профили концентрации и температуры электронов, значения потоков солнечного излучения в трех спектральных поддиапазонах. Оценены значения скорости ионообразования, эффективного коэффициента рекомбинации, приток тепла к электронному газу.

Осенью 1965 г. во время пусков геофизических ракет были проведены эксперименты по изучению верхних слоев атмосферы. В частности, одновременно измерялись электронная концентрация  $n_e$  при помощи дисперсионного радиоинтерферометра, температура электронов  $T_e$  и концентрация  $n_e$  — зондовыми методами и поглощение ультрафиолетового излучения Солнца — при помощи анализатора фотоэлектронов. Измерения проводились на высотах 100—500 км 20.IX и 1.X при зенитных расстояниях Солнца  $\sim 82$  и  $80^\circ$  соответственно. Траектории ракет были близки к вертикальным. В итоге получены сведения не только об ионизированной, но и о нейтральной компонентах атмосферы. Некоторые предварительные результаты этих экспериментов и условия их проведения описаны ранее [1].

В настоящем сообщении полученные результаты приводятся более полно и сопоставляются. На фиг. 1 показаны зависимости электронной концентрации от высоты, полученные 20.IX 1965 г. как методом дисперсионного интерферометра (кривая 1), так и зондовым методом (кривая 2). Видно, что полученные различными методами высотные распределения электронной концентрации имеют аналогичный характер. По данным зондовых измерений значения электронной концентрации были несколько меньше, чем по данным интерферометра. Поэтому значения  $n_e$ , приведенные на кривой 2, были нормированы к значению  $n_e$



Фиг. 1

в максимуме кривой 1. Зондовая кривая 2 получена по данным трех плоских зондов: одноэлектродного (зонд Лэнгмюра), двухэлектродной и трехэлектродной электронных ловушек. На фиг. 1 приведено также полученное при помощи зонда Лэнгмюра высотное распределение электронной температуры  $T_e$ . Значения  $T_e$  усреднены в пределах высотных интервалов  $\sim 50$  км. Точность определения  $T_e$  составляет  $\pm 100^\circ \text{C}$ ; в этих пределах значения  $T_e$  по данным трех зондов совпадают [2].

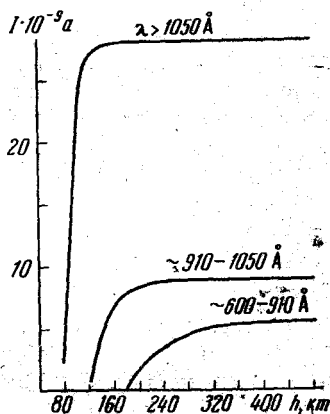
Из температурной кривой отчетливо видна тенденция роста  $T_e$  с высотой от  $\sim 1800$  до  $2400^\circ \text{K}$ , хотя зависимость температуры от высоты и имеет немонотонный ход. Разница полученных на различных высотах значений  $T_e$  превышает, как видно из фиг. 1, возможные ошибки измерений и, вероятнее всего, обусловлена истинным характером распределения  $T_e$  с высотой.

В эксперименте по изучению фотоэмиссии при помощи анализатора фотоэлектронов с платиновым фотокатодом измерялась зависимость фототока от потенциала на анализирующей сетке. Условия и методика измерений были описаны в [3]. Регистрация фототока начиналась примерно с высоты 80 км и по мере подъема ракеты плотность фототока насыщения, соответствующего положительному относительно фотокатода потенциалу анализирующей сетки, возрастала от  $3 \cdot 10^{-10}$  до  $4 \cdot 10^{-9} \text{ а/см}^2$ . Естественно предположить, что наблюдаемое по мере подъема ракеты увеличение фототока обусловлено уменьшением поглощения ультрафиолетового излучения Солнца в верхних слоях атмосферы.

Анализ формы вольтамперных характеристик позволил сделать выводы о спектральном составе зарегистрированного излучения. Значения интегрального (по спектру) коэффициента поглощения солнечного излучения на высотах 100—500 км приведены в [1].

Форма вольтамперных характеристик анализировалась путем сопоставления экспериментальных характеристик с градуировочными характеристиками, полученными в лабораторных условиях, как это делалось в [4]. В результате установлено, что зарегистрированный фототок обусловлен в основном солнечным излучением в диапазоне длин волн  $\lambda \geq 600 \text{ \AA}$ . Градуировочные кривые позволили приблизительно разделить зарегистрированное излучение на поддиапазоны с длинами волн  $\lambda \sim 600-910$ ,  $\sim 910-1050$  и  $> 1050 \text{ \AA}$ . Вблизи вершины траектории ракеты фототоки, обусловленные излучением указанных областей, относятся как  $12,5 : 21 : 66,5$  соответственно (фиг. 2, на которой показано изменение фототоков с высотой). Видно, что поглощение ультрафиолетового излучения в области высот 100—500 км существенно различно для разных спектральных интервалов. На больших высотах  $\sim 450-200 \text{ км}$  поглощается в основном спектральная область  $\sim 600-910 \text{ \AA}$ . Ниже 240 км начинается поглощение  $\sim 910-1050 \text{ \AA}$ , ниже 120 км поглощается только излучение с  $\lambda > 1050 \text{ \AA}$ .

По полученным данным о поглощении оценена концентрация нейтральных частиц  $n$  в диапазоне высот  $\sim 100-450 \text{ км}$ . При этом рассматривалась трехкомпонентная модель атмосферы, т. е. предполагалось, что основными составляющими верхней атмосферы, обусловившими поглощение ультрафиолетового излучения, является атомарный кислород, молекулярный кислород и молекулярный азот. При выборе значений сечений поглощения для  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$  использованы экспериментальные данные, приведенные в [5—7]. Для атомарного кислорода использовались теоретические расчеты Далгарно и др. [8]. Поскольку в данном случае плотность определялась по поглощению указанных спектральных поддиапазонов, а не отдельных монохроматических линий, для которых сечения поглощения могли бы быть выбраны более или менее однозначно, приходилось принимать некое эффективное значение сечения поглощения  $\sigma_{\text{эфф}}$  для каждого рассматриваемого спектрального поддиапазона. При этом, очевидно, точность вычисления



Фиг. 2

концентрации нейтральных частиц  $n$  в основном определяется точностью выбора этого эффективного сечения поглощения. Максимальная ошибка в определении  $n$  за счет неопределенности выбора  $\sigma_{\text{эфф}}$  не превышает для  $O_2$  и  $N_2$  фактора 2—3, а для атомарного кислорода составляет  $\sim 20\%$ , ибо для  $N_2$  и  $O_2$  эффективное сечение поглощения  $\sigma_{\text{эфф}} = \frac{\sum \sigma_{\lambda} I_{\text{сол}}}{\sum I_{\text{сол}}}$  (где  $\sigma_{\lambda}$  — сечение поглощения рассматриваемого компонента для излучения с длиной волны  $\lambda$ ;  $I_{\text{сол}}$  — интенсивность солнечного излучения с длиной волны  $\lambda$  в верхней атмосфере) отличается от  $\sigma_{\text{min}}$  и  $\sigma_{\text{max}}$  в пределах рассматриваемых спектральных поддиапазонов не более, чем в 2—3 раза, а для  $O$  — не более чем на  $20\%$  \*.

Поскольку, как видно из фиг. 2, для высот, больших 120 км, имело место поглощение только в двух спектральных поддиапазонах, для этих высот можно было определить концентрацию только двух компонент нейтральной атмосферы. Поэтому нейтральные молекулы рассматривались как одна компонента с эффективным сечением  $\sigma_{\text{эфф}} = \frac{\sum \sigma_j n_j}{n}$ , где  $\sigma_j$  — эффективное сечение поглощения  $j$ -й компоненты в рассматриваемом спектральном интервале,  $n_j$  — концентрация  $j$ -й компоненты,  $n = n(O_2) + n(N_2)$ . Согласно имеющимся сведениям о составе нейтральных компонент, отношение концентраций  $N_2$  и  $O_2$  меняется на высотах 120—300 км от 4 до 10 [7, 9]; эффективное сечение поглощения для суммы  $N_2$  и  $O_2$  при этом меняется не более чем на  $10\%$ . Таким образом, суммарная концентрация  $O_2$  и  $N_2$  определяется сравнительно хорошо.

Значения  $n$ , вычисленные для высот 400—150 км, менялись от  $10^8$  до  $10^{11}$  см<sup>-3</sup> соответственно. Имея изменение концентрации  $n$  с высотой и аппроксимируя отдельные участки этого высотного распределения экспонентой, можно определить высоты однородной атмосферы  $H$ . Зная среднюю массу нейтральных частиц  $\bar{m}$ , можно определить их температуру  $T_g$ , соответствующую принятому выше составу атмосферы. На фиг. 3 показаны значения  $T_g$ , полученные для 20.IX и 1.X (для подъема и спуска ракет  $T_g$  совпадают). Видно, что на высотах 200—400 км температура возрастает от  $\sim 700^\circ$  К до  $\sim 1100^\circ$  К; выше 300 км атмосфера практически изотермична.

Ранее было упомянуто, что фототоки, обусловленные излучением спектральных областей I  $\sim 600$ —910 Å, II  $\sim 910$ —1050 Å и III  $> 1050$  Å, вблизи вершины траектории ракеты относятся, как 12,5 : 24 : 66,5. Используя известные значения квантового выхода платины [10] и пренебрегая поглощением ультрафиолета на больших высотах, мы определили абсолютные значения потоков солнечного излучения  $\Phi$  для первых двух спектральных поддиапазонов:  $\Phi_I = 0,6$ ,  $\Phi_{II} = 1$  эрг·см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup>. Сравнение полученных значений потоков с результатами измерений Хинтерреггера [7, 11] показало, что они совпадают в пределах фактора 1,5, т. е. по существу в пределах неопределенности квантового выхода платины. По результатам измерений поглощения коротковолнового солнечного излучения и по вычисленным значениям  $n$  найдена скорость ионообразования  $q$ . Использование при этом соотношения, справедливого для монохроматического излучения, вполне оправдано, так как для  $\lambda < 950$  Å квантовый выход для платины не зависит от длины волны, а для области  $\lambda \approx 1100$ —950 Å среднее значение квантового выхода отличается от предельных не более чем в  $\sim 1,2$  раза [10, 11].

Кривая относительных значений  $q(h)$ , полученная для 20.IX, показана на фиг. 4. Верхняя часть кривой обусловлена излучением  $\sim 600$ —910 Å, а нижняя  $\sim 910$ —1050 Å. Наша кривая  $q(h)$  отличается от кривых, полу-

\* Зависимость  $\sigma_{\text{эфф}}$  от высоты за счет изменения состава в наших расчетах не учитывалась, так как по сделанным оценкам эта зависимость оказалась несущественной.

концентрации нейтральных частиц  $n$  в основном определяется точностью выбора этого эффективного сечения поглощения. Максимальная ошибка в определении  $n$  за счет неопределенности выбора  $\sigma_{\text{эфф}}$  не превышает для  $O_2$  и  $N_2$  фактора 2—3, а для атомарного кислорода составляет  $\sim 20\%$ , ибо для  $N_2$  и  $O_2$  эффективное сечение поглощения  $\sigma_{\text{эфф}} = \frac{\sum \sigma_{\lambda} I_{\infty\lambda}}{\sum I_{\infty\lambda}}$  (где  $\sigma_{\lambda}$  — сечение поглощения рассматриваемого компонента для излучения с длиной волны  $\lambda$ ;  $I_{\infty\lambda}$  — интенсивность солнечного излучения с длиной волны  $\lambda$  в верхней атмосфере) отличается от  $\sigma_{\text{min}}$  и  $\sigma_{\text{max}}$  в пределах рассматриваемых спектральных поддиапазонов не более, чем в 2—3 раза, а для  $O$  — не более чем на  $20\%$  \*.

Поскольку, как видно из фиг. 2, для высот, больших 120 км, имело место поглощение только в двух спектральных поддиапазонах, для этих высот можно было определить концентрацию только двух компонент нейтральной атмосферы. Поэтому нейтральные молекулы рассматривались как одна компонента с эффективным сечением  $\sigma_{\text{эфф}} = \frac{\sum \sigma_j n_j}{n}$ , где  $\sigma_j$  — эффективное сечение поглощения  $j$ -й компоненты в рассматриваемом спектральном интервале,  $n_j$  — концентрация  $j$ -й компоненты,  $n = n(O_2) + n(N_2)$ . Согласно имеющимся сведениям о составе нейтральных компонент, отношение концентраций  $N_2$  и  $O_2$  меняется на высотах 120—300 км от 4 до 10 [7, 9]; эффективное сечение поглощения для суммы  $N_2$  и  $O_2$  при этом меняется не более чем на  $10\%$ . Таким образом, суммарная концентрация  $O_2$  и  $N_2$  определяется сравнительно хорошо.

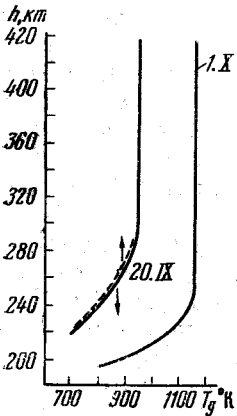
Значения  $n$ , вычисленные для высот 400—150 км, менялись от  $10^8$  до  $10^{11}$  см $^{-3}$  соответственно. Имея изменение концентрации  $n$  с высотой и аппроксимируя отдельные участки этого высотного распределения экспонентой, можно определить высоты однородной атмосферы  $H$ . Зная среднюю массу нейтральных частиц  $\bar{m}$ , можно определить их температуру  $T_g$ , соответствующую принятому выше составу атмосферы. На фиг. 3 показаны значения  $T_g$ , полученные для 20.IX и 1.X (для подъема и спуска ракет  $T_g$  совпадают). Видно, что на высотах 200—400 км температура возрастает от  $\sim 700^\circ\text{K}$  до  $\sim 1100^\circ\text{K}$ ; выше 300 км атмосфера практически изотермична.

Ранее было упомянуто, что фототоки, обусловленные излучением спектральных областей I  $\sim 600$ —910 Å, II  $\sim 910$ —1050 Å и III  $> 1050$  Å, вблизи вершины траектории ракеты относятся, как 12,5 : 21 : 66,5. Используя известные значения квантового выхода платины [10] и пренебрегая поглощением ультрафиолета на больших высотах, мы определили абсолютные значения потоков солнечного излучения  $\Phi$  для первых двух спектральных поддиапазонов:  $\Phi_I = 0,6$ ,  $\Phi_{II} = 1$  эрг·см $^{-2}$  сек $^{-1}$ . Сравнение полученных значений потоков с результатами измерений Хинтерреггера [7, 11] показало, что они совпадают в пределах фактора 1,5, т. е. по существу в пределах неопределенности квантового выхода платины. По результатам измерений поглощения коротковолнового солнечного излучения и по вычисленным значениям  $n$  найдена скорость ионообразования  $q$ . Использование при этом соотношения, справедливого для монохроматического излучения, вполне оправдано, так как для  $\lambda < 950$  Å квантовый выход для платины не зависит от длины волны, а для области  $\lambda \approx 1100$ —950 Å среднее значение квантового выхода отличается от предельных не более чем в  $\sim 1,2$  раза [10, 11].

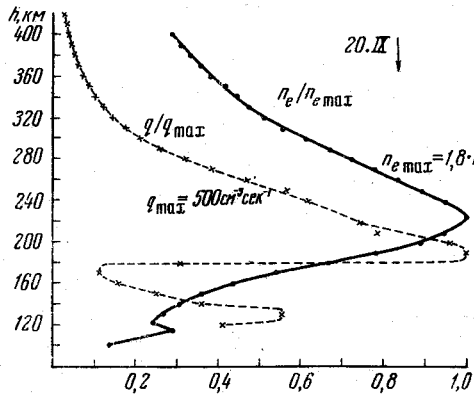
Кривая относительных значений  $q(h)$ , полученная для 20.IX, показана на фиг. 4. Верхняя часть кривой обусловлена излучением  $\sim 600$ —910 Å, а нижняя  $\sim 910$ —1050 Å. Наша кривая  $q(h)$  отличается от кривых, полу-

\* Зависимость  $\sigma_{\text{эфф}}$  от высоты за счет изменения состава в наших расчетах не учитывалась, так как по сделанным оценкам эта зависимость оказалась несущественной.

ченных для полного спектра [7, 12, 13], наличием резкого минимума в области 140—190 км. Можно полагать, что этот минимум объясняется тем, что при построении графика не был учтен вклад излучения с  $\lambda < 600 \text{ \AA}$ , для которого максимум скорости ионообразования, согласно расчетам Ватанабе и Хинтереггера, в это время суток [12] приходится как раз на указанные высоты. Полученные зависимости  $q(h)$  хорошо согласуются для рассматриваемых спектральных поддиапазонов с расчетными данными [12, 13]



Фиг. 3



Фиг. 4

и с экспериментальными данными группы Хинтереггера, приводившей спектральные измерения до высот 235 км [7]. Сопоставляя полученные значения скорости ионообразования для высот, больших 250 км, с теоретическими расчетами [12, 13], можно сделать вывод, что на этих высотах ионизация обусловлена в основном излучением  $\sim 600\text{--}910 \text{ \AA}$ .

На высотах, меньших 120 км, скорость ионообразования за счет излучения  $\lambda > 1050 \text{ \AA}$  оказалась равной  $\sim 10^{-3} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ . Полученные высотные зависимости скорости ионообразования были сопоставлены со значениями электронной концентрации. На фиг. 4 также приведена кривая относительных значений  $n_e$ , нормированных, как и значения  $q$ , к максимальному значению. Видно, что максимум  $n_e$  лежит на 25 км выше максимума  $q$ . Спад кривой  $n_e(h)$  над главным максимумом ионизации происходит медленнее, чем спад кривой  $q(h)$ . Заметим, что на положении главного максимума кривой  $q(h)$  неучтенное излучение в области  $\lambda < 600 \text{ \AA}$  влияет мало. Однако спад кривой  $q(h)$  выше максимума, вероятно, был бы менее резким, если бы поглощение этой спектральной области было учтено. То, что  $n_{e \text{ max}}$  расположен выше  $q_{\text{max}}$  свидетельствует об уменьшении эффективного коэффициента рекомбинации с высотой. Если считать для этих высот  $\alpha_{\text{эфф}} \approx q/n_e$ , то из разницы высот, соответствующих  $n_{e \text{ max}}$  и  $q_{\text{max}}$ , следует, что в области 200—230 км эффективный коэффициент рекомбинации уменьшается примерно вдвое. Такой вывод об уменьшении эффективного коэффициента рекомбинации на этих высотах согласуется и с видом высотной зависимости  $T_e$ , так как увеличение электронной температуры (см. фиг. 1) должно, по-видимому, сопровождаться уменьшением коэффициента  $\alpha_{\text{эфф}}$  [14].

Вблизи 130 км кривая  $q(h)$  имеет второй максимум. На кривой  $n_e$  также наблюдается второй максимум, но на высоте  $\sim 115 \text{ км}$ . По-видимому, это несовпадение вызвано ростом эффективного коэффициента рекомбинации с высотой в этой области. Расхождение вторых максимумов этих кривых на малых высотах не могло быть вызвано тем, что излучение с  $\lambda < 600 \text{ \AA}$  не учитывалось, так как, согласно расчетным данным Ватанабе и Хинтереггера, излучение с  $\lambda < 600 \text{ \AA}$  должно было лишь увеличить высоту располо-

жения второго максимума на кривой  $q(h)$ , т. е. увеличить расхождение высот  $h_{n_e \max}$  и  $h_{q \max}$  [12]. Из наблюдаемого соотношения между высотами  $h_{n_e \max}$  и  $h_{q \max}$ , учитывая, что  $\alpha_{\text{эфф}} \sim q/n_e^2$ , следует, что в районе 100—140 км эффективный коэффициент рекомбинации увеличивается примерно в 2 раза. Таким образом, в районе 140—200 км в высотном ходе эффективного коэффициента рекомбинации наблюдается излом, который можно было ожидать на основании теоретических соображений [15]. Детальное изменение эффективного коэффициента в области высот 100—200 км не могло быть надежно определено в связи с тем, что истинные значения  $q$  на этих высотах неизвестны. Оценка значений эффективного коэффициента рекомбинации в диапазоне высот 100—200 км, исходя из уравнения баланса ионизации для этих высот:  $dn_e/dt = q - \alpha_{\text{эфф}} n_e^2$ , показала, что  $\alpha_{\text{эфф}}$  меняется от  $2 \cdot 10^{-8}$  до  $10^{-8} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$  соответственно. При этих оценках значения  $dn_e/dt$  и  $n_e^2$  брались по экспериментальным данным, полученным нами при подъеме и спуске ракеты.

Для высот 200—400 км было также произведено вычисление эффективного коэффициента рекомбинации. При этом в уравнении баланса ионизации для этих высот  $dn_e/dt = q - \beta_{\text{эфф}} n_e - \text{div}(n_e \bar{v})$  член  $dn_e/dt$  был приравнен нулю, так как в пределах точности определения электронной концентрации в нашем эксперименте разность значений  $n_e$  при подъеме и спуске ракеты на одинаковых высотах в интервале 200—400 км была практически равна нулю. На фиг. 5 показаны значения  $\beta_{\text{эфф}}$ , вычисленные в предположении, что  $\text{div}(n_e \bar{v})$  равна нулю (кривая 1, точки). Кроме того, были вычислены значения  $\beta_{\text{эфф}}$  в предположении, что член  $\text{div}(n_e \bar{v})$  определяется только вертикальной диффузией согласно выражению

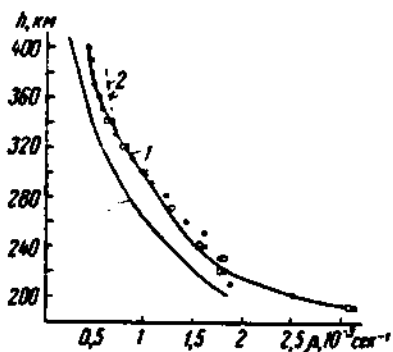
$$\text{div}(n_e \bar{v}) = \frac{2kTg}{mnv} \sin^2 I \left( \frac{d^2 n_e}{dh^2} + \frac{3dn_e}{2Hdh} + \frac{n_e}{2H^2} \right)$$

(где  $v$  — частота соударений;  $I$  — магнитное наклонение) и что это уравнение диффузии справедливо до высот  $\sim 400$  км (кривая 2, кружки). Левая сплошная кривая соответствует теоретическим значениям эффективного коэффициента рекомбинации, вычисленным согласно выражению [14].

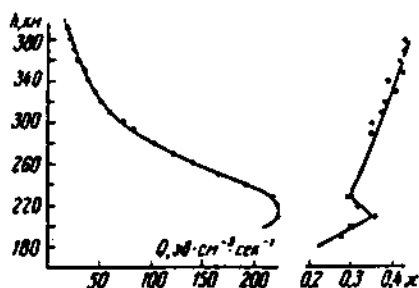
На больших высотах полученные экспериментальные значения коэффициента рекомбинации хорошо совпадают с теоретическими. Ниже 300 км они начинают значительно расходиться. Эта разница может быть вызвана неучтенным нами при расчете членом движения в уравнении баланса ионизации. Наибольшая разница между теоретической и экспериментальной кривыми наблюдается на высотах  $\sim 230$  км, т. е. вблизи максимума электронной концентрации, что позволяет считать, что именно здесь в уравнении баланса ионизации наиболее заметно влияние члена движения заряженных частиц. По разнице теоретических и экспериментальных кривых был оценен член движения в уравнении баланса ионизации:  $\text{div}(n_e \bar{v}) \sim \sim 10 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$  для  $h = 400$  км,  $\text{div}(n_e \bar{v}) \sim 10^2 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$  для  $h = 200$  км.

По экспериментальным значениям электронной концентрации и температуры  $T_e$  и вычисленным значениям температуры нейтрального газа произведена оценка притока тепла  $Q$  на высотах, больших 200 км (фиг. 6). При этом рассматривались только упругие соударения с ионами атомарного кислорода [16] и не учитывалась теплопроводность электронного газа. Тепловой поток, обусловивший наблюдаемую разность температур, оказался равным  $\sim 200 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$  на высотах  $\sim 200$  км и  $\sim 10 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$  на 400 км. Характер высотной зависимости  $Q(h)$  совпадает с другими экспериментальными данными, например, Эванса [17], хотя абсолютные значения  $Q$  у нас несколько ниже. Это вызвано высокими значениями  $T_e$ , обусловленными, по-видимому, временем проведения эксперимента.

Как было отмечено, на высотах 200—400 км поглощается в основном излучение в области  $\sim 600\text{--}910 \text{ \AA}$ , для которой средняя энергия фотона  $\sim 15,5 \text{ эв}$ . Поскольку на этих высотах основной составляющей атмосферы является атомарный кислород, потенциал ионизации которого  $\sim 13,6 \text{ эв}$ , то средняя энергия образуемых фотоэлектронов на этих высотах оказывается  $\sim 2 \text{ эв}$ , что для данных длин волны хорошо совпадает с теоретически-



Фиг. 5



Фиг. 6

ми расчетами [18]. Вычислив на основании этих данных полный поток энергии фотоэлектронов, можно оценить и долю кинетической энергии фотоэлектронов  $x$ , образованных излучением  $600\text{--}910 \text{ \AA}$ , идущую на нагрев электронного газа на этих высотах (см. фиг. 6).

Таким образом, проведенные в 1965 г. ракетные эксперименты позволили получить одновременные высотные распределения основных параметров ионосферы  $n_e(h)$ ,  $T_e(h)$ , потоков солнечного ультрафиолетового излучения и его поглощения в атмосфере. Сопоставление полученных данных позволило оценить значения эффективного коэффициента рекомбинации, приток тепла к электронному газу и другие параметры.

## ЛИТЕРАТУРА

1. K. I. Gringauz, G. L. Gdalevich, V. F. Gubsky, I. A. Knorin, V. A. Rudakov, N. M. Shutte. VII International Space Science Symposium. Vienna, May, 1966. Preprint.
2. Г. Л. Гдалевич, В. Ф. Губский, И. Д. Дмитриева. Космические исследования, 1967, 5, 456.
3. B. N. Gorozhankin, K. I. Gringauz, N. M. Shutte. VII International Space Science Symposium. Vienna, May, 1966. Preprint.
4. H. E. Hinteregger, K. R. Damon. J. Geophys. Res., 1959, 64, 961.
5. K. Watanabe. Adv. in Geophys., 1958, 5, 153.
6. J. A. R. Samson, R. B. Gairns. J. Geophys. Res., 1964, 69, 4593.
7. H. E. Hinteregger, L. A. Hall, G. Schmidtke. Space Rev., 1964, 5, 1175.
8. A. Dalgarno, R. J. W. Henry, A. L. Stewart. Planet. Space Sci., 1964, 12, 235.
9. H. Kallman-Bijl, W. Sibley. Planet. Space Sci., 1963, 11, 1379.
10. H. E. Hinteregger, K. Watanabe. J. Opt. Soc. America, 1953; 43, 604; N. Wainfan, W. Walker, G. Weissler. J. Appl. Phys., 1953, 24, 1318; H. E. Hinteregger. Phys. Rev., 1954, 96, 538.
11. H. E. Hinteregger. Space Sci. Rev., 1965, 4, 461.
12. K. Watanabe, H. E. Hinteregger. J. Geophys. Res., 1962, 67, 999.
13. Г. С. Иванов-Холодный. Геомагн. и аэрономия, 1966, 6, 332.
14. А. Д. Данилов, Г. С. Иванов-Холодный. Успехи физ. наук, 1965, 85, 259.
15. Г. С. Иванов-Холодный. Докл. АН СССР, 1966, 170, 31.
16. W. B. Hanson. Space Res., 1963, 3, 282.
17. J. V. Evans, M. Loevental. Planet. Space Sci., 1964, 12, 915.
18. T. Tohmatsu, T. Ogawa, H. Tsuruta. Rept. Ionosphere Space Res. In Japan, 1965, 19, 482.

Радиотехнический институт  
АН СССР

Статья поступила  
14 августа 1967 г.