

ИНТЕРКОСМОС

Некоторые результаты научных экспериментов на ракетах
„Вертикаль 1 и 2“ и на спутниках „Интеркосмос 2 и 5“

Издано в

АН ГДР

Институт Электроники

Редакционная коллегия:

Ю. Рустенбах, К-Х. Бишофф, Д. Фин.

1974

Н. М. ШОТТЕ

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА ПРИ ПОМОЩИ АНАЛИЗАТОРА ФОТО-
ЭЛЕКТРОНОВ НА РАКЕТАХ ВЕРТИКАЛЬ I И II

В экспериментах на высотных геофизических ракетах сведения о поглощении ультрафиолетового излучения Солнца в верхней атмосфере получались по результатам измерения фотоэмиссии на различных высотах [1]. Условия и методика измерений на ракетах типа Вертикаль подробно описаны в [2]. Там же приведены примеры вольтамперных характеристик для высот $\sim 90-150$ км.

На рис.1 приведены высотные зависимости интегрального фототока при движении ракеты как вверх (точки), так и вниз (кружочки). Видно, что по мере подъема ракеты плотность фототока возрастала до $\sim 3,85$ а/см² (28.XI.1970 - Вертикаль I) и $\sim 3,6$ а/см² (20.III.1971 - Вертикаль II). При этом, на высотах больших 80 км изменение фототока с высотой при подъеме и при спуске ракеты практически одинаково. Для сравнения характера поглощения интегрального солнечного излучения в атмосфере во время экспериментов 28.XI.70 и 20.III.71 гг. на рис.2 приведены высотные зависимости фототоков насыщения в относительных единицах,

нормированные к своим значениям в вершине траектории ракеты. Сравнение этих зависимостей указывает на то, что 28.XI.70 г. на высотах 130-320 км имело место более интенсивное по сравнению с 20.III.71 г. поглощение излучения, т.е., что на этих высотах состав и плотность атмосферы во время описываемых экспериментов были существенно различны. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что 28.XI.70 г. регистрация фототока началась с высот ~40 км и закончилась при спуске ракеты на высотах ~50 км. Поскольку трудно предположить, что на высоты $h < 60+70$ км может проникнуть солнечное излучение с длинами волн $\lambda < 1800 \text{ \AA}$, то вероятнее всего, что наблюдаемый на этих высотах фотоэффект обусловлен излучением с $\lambda > 1800 \text{ \AA}$. Как известно, "красная граница" фоточувствительности платины лежит в районе $2600-2700 \text{ \AA}$ [3,4]. При этом если для $\lambda < 1000 \text{ \AA}$ наблюдается относительная чувствительность квантового выхода фотоэмиссии к поверхностным загрязнениям, то вблизи "красной границы" фототоки могут изменяться в 50-500 раз даже при незначительных изменениях состояния поверхности [3,5,6]. Поэтому можно полагать, что состояние поверхности фотокатода анализатора фотоэлектронов, использовавшегося 28.XI.70 г., способствовало относительно большей по сравнению с другими экспериментами [1] чувствительности к более длинноволновому излучению. К сожалению, для

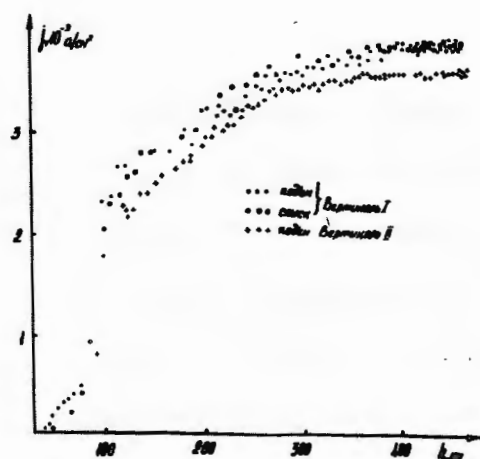


Рис. 1.

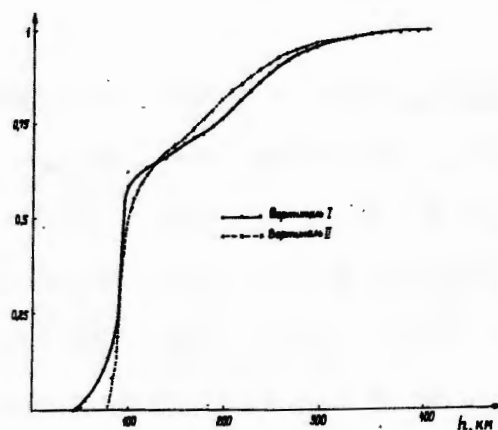


Рис. 2.

$\lambda > 1500 \text{ \AA}$ в лабораторных условиях практически невозможно с достаточной степенью точности проверить квантовую эффективность для необезгаженных и неочищенных фотокатодов. Косвенным подтверждением справедливости выказанного предположения может служить тот факт, что при спуске ракеты 28.XI.70 г. на одних и тех же высотах в области 40–80 км фототоки были существенно ниже, чем при подъеме. За время полета ракеты фотокатод в какой-то мере обезгазился и его квантовая эффективность к длинноволновому излучению, соответственно, упала [3,7].

Различные высотные зависимости фотоэмиссии для описываемых экспериментов указывают на имевшее место различное высотное распределение плотности нейтральных частиц в верхней атмосфере. Для определения высотных зависимостей концентраций нейтральных частиц требуется знание спектрального поглощения солнечного излучения.

С целью получения данных о спектральном поглощении солнечного излучения были проанализированы зарегистриро-

занные во время полета ракет вольтамперные характеристики [2].

Во время эксперимента 28.XI.70 г. было зафиксировано около 200 вольтамперных характеристик. Вблизи вершины траектории ракеты, где скорость ее мала, обрабатывалась каждая третья характеристика. Всего же для этого эксперимента было обработано около 120 вольтамперных характеристик. Для эксперимента 20.III.1971 г. было обработано 80 характеристик. Примеры полученных вольтамперных характеристик на различных высотах приведены на рис.3. Можно от-

метить, что хотя для одних и тех же высот интенсивности фототоков насыщения мало отличались друг от друга, энергетические распределения фотоэлектронов в области максимальных энергий фотоэлектронов были существенно иными. Именно, во время измерений на Вертикали II максимальная энергия фотоэлектронов не превышала 6,5 - 7 эв, тогда как на Вертикали I, вне области поглощения солнечного излучения наблюдались фотоэлектро-

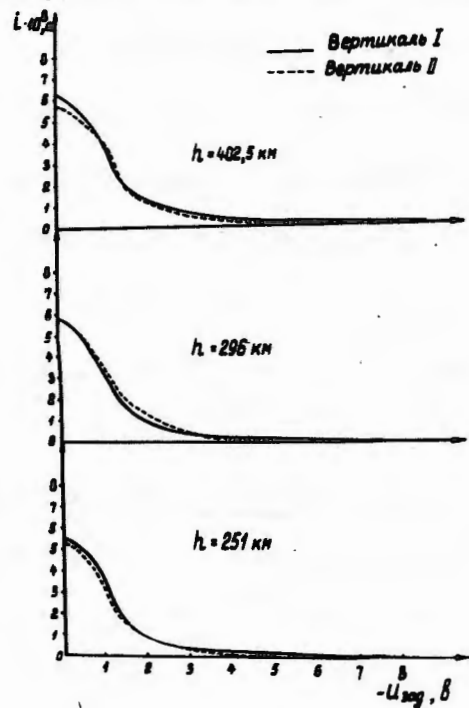


Рис. 3.

ны, энергия которых была больше 8 эв. Поскольку измерения проводились не с одним и тем же фотоэмиттером, то причиной наблюдаемого различия могут служить два фактора: изменение распределения спектральной интенсивности солнечного излучения и неодинаковая спектральная чувствительность использовавшихся фотоэмиттеров. Для анализа спектральной интенсивности зарегистрированного излучения проводилось сопоставление этих вольтамперных характеристик с градуировочными [2]. В результате были выделены приблизительно следующие интервалы длин волн: от мягких рентгеновских лучей до $\sim 600 \text{ \AA}$, $\lambda 600-900 \text{ \AA}$, $\lambda 900-1100 \text{ \AA}$, $\lambda 1100-1350 \text{ \AA}$ и $\lambda > 1350 \text{ \AA}$ (от 1350 \AA до красной границы фотокатода). Интенсивность солнечного излучения в вершине траектории ракеты для выделенных участков спектра приведена в таблице I.

Таблица I

Дата эксперимента	Спектральн. обл., $\Delta \lambda \text{ \AA}$	Фототок насыщения 10^{-9} а
28.XI.1970	$\lambda < 600$	$4 \pm 0,2$
	600-900	$7 \pm 0,2$ $-0,5$
	900-1100	$14 \pm 0,3$
	1100-1350	$14 \pm 0,5$ $-1,0$

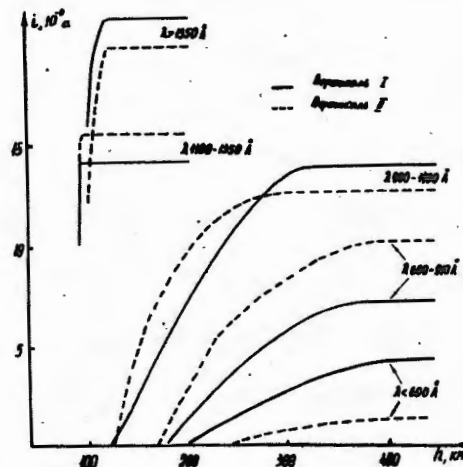
20.УШ.1971	$\lambda < 600$	$1,15 \pm 0,1$
	600-900	$10 \pm 0,5$
	900-1100	$12^{+1}_{-0,5}$
	1100-1350	$15,4 \pm 1$

Из табл. I видно, что для $\lambda < 900 \text{ \AA}$ наблюдалось некоторое перераспределение спектральных фототоков. Хотя интегральная фотоэмиссия для $\lambda < 900 \text{ \AA}$ оставалась практически одинаковой, однако для области $\lambda 900-600 \text{ \AA}$ 20.УШ.71 г. фототоки были почти вдвое выше чем 28.ХІ.70 г. В то же время для $\lambda < 600 \text{ \AA}$ 20.УШ.71 г. фотоэмиссия была, наоборот, в несколько раз меньше.

Как известно, квантовый выход платины, использовавшейся в качестве материала фотоэмиттера в диапазоне длин волн $\sim 900-400 \text{ \AA}$ можно считать практически неизменным [9-11]. Наблюдавшееся в некоторых случаях [10,11] уменьшение квантовой эффективности для $\lambda < 600 \text{ \AA}$ не превышает 4%. Если предположить, что для описываемых экспериментов имело место максимальное расхождение спектральных характеристик фотоэмиттеров, то оказывается, что в диапазоне $\lambda < 900 \text{ \AA}$ относительная интенсивность солнечного излучения с $\lambda < 600 \text{ \AA}$ 28.ХІ.70 г. была примерно в полтора раза выше, чем 20.УШ.71 г.

На рис.4 показаны высотные зависимости фототоков, обусловленных излучением $\lambda < 600 \text{ \AA}$, $\lambda 600-900 \text{ \AA}$, $\lambda 900-1100 \text{ \AA}$ и $\lambda > 1100 \text{ \AA}$.

Рис. 4



Как и ранее [1] излучение для $\lambda > 1100 \text{ \AA}$ поглощалось на высотах $h < 120 \text{ км}$. Напомним, что энергетические распределения эмиттированных фотоэлектронов для $\lambda_{\text{зр}} = 1216 \text{ \AA}$ и $\lambda_{\text{зр}} = 1607 \text{ \AA}$, практически аналогичны [2] и различаются лишь в области энергий, соответствующей фотоэлектронам с максимальной энергией. На высотах $h > 120 \text{ км}$, где отсутствует поглощение излучения с $\lambda > 1100 \text{ \AA}$ и где в связи с уменьшающейся скоростью ракеты регистрируется большое число вольтамперных характеристик, излучение спектральных областей $\lambda 1100-1350 \text{ \AA}$ и $\lambda > 1350 \text{ \AA}$ было разделено без особых затруднений. Однако на высотах $h < 120 \text{ км}$, где начинается поглощение излучения с $\lambda > 1100 \text{ \AA}$, по виду вольтамперных характеристик выделить спектральные участки

оков,
 λ 1100-1350 Å и $\lambda > 1350$ Å невозможно. Для области λ 1100-1350 Å, как известно, примерно 90% излучения определяется излучением в линии $\lambda_{\gamma-\delta}$, для которого эффективное сечение поглощения молекулярным кислородом, являющимся основным источником поглощения солнечного излучения на этих высотах, составляет $\sim 1 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. Для $\lambda > 1350$ Å эффективное сечение поглощения оказывается более, чем на два порядка выше. Поэтому при обработке результатов было принято, что при поглощении излучения с $\lambda > 1100$ Å первоначально превосходит поглощение излучения в области λ 1350-1800 Å, для которого эффективное сечение поглощения составляет $\sim 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, затем уже λ 1100-1350 Å ($\sigma_{\text{эфф}} \sim 1 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$) и наконец - $\lambda > 1800$ Å, которое на высотах $h < 60$ км эффективно поглощается озоном.

глоща-
еские
=1216 Å
ются
нам
отсут-
изи
льшее
альных
без
е на-
вольт-
и

Из сравнения рис. 4 с данными работы [1] следует, что 28.XI.70 г. поглощение излучения λ 1100-900 Å начинается на существенно больших высотах. Поскольку этот диапазон длин волн поглощается только молекулярными компонентами атмосферы, то это является указанием на наличие больших концентраций O_2 и N_2 на высотах $h > 250$ км.

Для получения сведений о концентрации нейтральных частиц в верхней атмосфере как и ранее использовались приведенные выше данные о поглощении излучения различных спектральных интервалов.

$$\Phi(\lambda_1 - \lambda_2, h) = \Phi_0(\lambda_1 - \lambda_2) \exp \left[- \sum_{j=1}^n \tilde{\sigma}_{j, \text{эфф}}^n(\lambda_1 - \lambda_2, h) N_j(h) \right] \quad (1)$$

где $\Phi(\lambda_1 - \lambda_2, h)$ - интегральный поток фотонов в диапазоне длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$ на высоте h .

$\tilde{\sigma}_{j, \text{эфф}}^n(\lambda_1 - \lambda_2)$ - эффективное сечение поглощения излучения в данном интервале длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$ на высоте h для частиц $j^{\text{го}}$ сорта.

$\Phi_0(\lambda_1 - \lambda_2)$ - интегральный поток фотонов в диапазоне длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$ вне области атмосферного поглощения излучения

$N_j(h)$ - число частиц $j^{\text{го}}$ - сорта в столбе сечением см^2 на высоте h .

При оценке $N_j(h)$ рассматривалась трехкомпонентная модель атмосферы, для которой основными компонентами являются O , O_2 и N_2 .

Обозначив $\sum_{j=1}^n \tilde{\sigma}_{j, \text{эфф}}^n(\lambda_1 - \lambda_2, h) N_j(h)$ через τ и используя для простоты записи следующую нумерацию для выделенных спектральных поддиапазонов: I - $\lambda < 600 \text{ \AA}$, II - $\lambda 600 - 900 \text{ \AA}$, III - $\lambda 900 - 1100 \text{ \AA}$, IV - $\lambda 1100 - 1350 \text{ \AA}$, V - $\lambda 1350 - 1800 \text{ \AA}$, имеем:

$$\tau(I, h) = \ln \frac{\Phi_0(I)}{\Phi(I, h)} \quad ; \quad \tau(II, h) = \ln \frac{\Phi_0(II)}{\Phi(II, h)} \quad \dots$$

Поскольку излучение поддиапазонов I и II поглощается

всеми тремя компонентами, поддиапазона III - только молекулярными компонентами, а IV и V - в основном, молекулярным кислородом, то высотные зависимости τ могут быть представлены как

$$\left. \begin{aligned} \tau(I, h) &= \sigma_{O_2}^n(I, h) N_{O_2}(h) + \sigma_{O_2}^n(I, h) N_{O_2}(h) + \sigma_{N_2}^n(I, h) N_{N_2}(h); \\ \tau(II, h) &= \sigma_{O_2}^n(II, h) N_{O_2}(h) + \sigma_{O_2}^n(II, h) N_{O_2}(h) + \sigma_{N_2}^n(II, h) N_{N_2}(h); \\ \tau(III, h) &= \sigma_{O_2}^n(III, h) N_{O_2}(h) + \sigma_{N_2}^n(III, h) N_{N_2}(h); \\ \tau(IV, h) &= \sigma_{O_2}^n(IV, h) N_{O_2}(h); \\ \tau(V, h) &= \sigma_{O_2}^n(V, h) N_{O_2}(h). \end{aligned} \right\} (2)$$

Следует помнить, что использовавшаяся методика определения поглощения для спектральных участков IV и V позволяет рассматривать профили O_2 на высотах $\sim 70-120$ км как приближительные.

Совместная система из трех уравнений для определения всех трех компонент практически могла быть решена только для интервала высот $\sim 200-300$ км (см. рис. 4).

Однако, проведенный анализ показал, что точность полученных высотных зависимостей "спектральных" фототоков недостаточна для совместного решения такой системы трех

уравнений. Поэтому применялся метод исследовательного рассмотрения уравнений (2). На высотах $h > 120$ км молекулярные компоненты рассматривались суммарно, как одно целое $/O_2 / + /N_2 / = /M /$, характеризующаясь эффективным средневзвешенным сечением поглощения:

$$\sigma_{M^{\text{эфф}}}^n(\lambda_1 - \lambda_2, h) = \sum_{j=1}^2 \sigma_{j^{\text{эфф}}}^n(\lambda_1 - \lambda_2, h) n_j(h) / n(h); \quad n(h) = \sum_{j=1}^2 n_j(h) \dots (3)$$

где n_j - число частиц j -го сорта в см^3 .

На тех же высотах, где $\tau(\bar{m}, h) = 0$, все три компоненты рассматривались как одно целое $/\Sigma / = /M / + /O /$.

При оценке $\sigma_j^{\text{эфф}}(\lambda_1 - \lambda_2)$ для рассматриваемых спектральных интервалов использовались значения $\sigma_j^{\text{эфф}}(\lambda)$, приведенные в [12]: $\sigma_{j^{\text{эфф}}}(\lambda_1 - \lambda_2, h) = \frac{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma_j(\lambda, h) \Phi_0(\lambda)}{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_0(\lambda)}$.

Сведения о распределении спектральной интенсивности солнечного излучения были взяты из работы [13]. Для атомарного кислорода учитывались экспериментальные данные [14, 15].

Для определения концентраций всех трех компонент по полученным значениям $/M /$ и $/\Sigma /$ необходимо знать высотные зависимости $\alpha = \frac{[N_2]}{[O_2]}$ и $\beta = \frac{[O]}{[O_2] + [N_2]}$. Для этого полученные для высот 200-350 км экспериментальные значения отношения β сравнивались с соответствующими значениями этого отношения по данным Стандартной атмо-

сентября 1966 г. для различных температур. После этого вы-
бралась те модельные высотные зависимости отношения
 α и β , которые наилучшим образом отвечают эксперимен-
тальным величинам на высотах 200-350 км. Выбранные таким
образом зависимости $\alpha(h)$ и $\beta(h)$ и использовались для
определения $[O]$, $[O_2]$ и $[N_2]$ из полученных высотных
зависимостей $[M]$ и $[\Sigma]$.

Система уравнений (2) с поиском требуемых значений
 $\alpha(h)$ и $\beta(h)$ решалась с помощью ЭВМ типа БЭСМ-4. Зна-
чения $N_j(h)$ получены через каждые 10 км. При определе-
нии числа частиц в $см^3$ рассматривалась плоская модель
атмосферы, для которой изменение отношения высоты над
поверхностью Земли к расстоянию по лучу принималось
пропорциональным косинусу зенитного расстояния.

Полученные зависимости концентраций нейтральных
частиц показаны на рис.5.

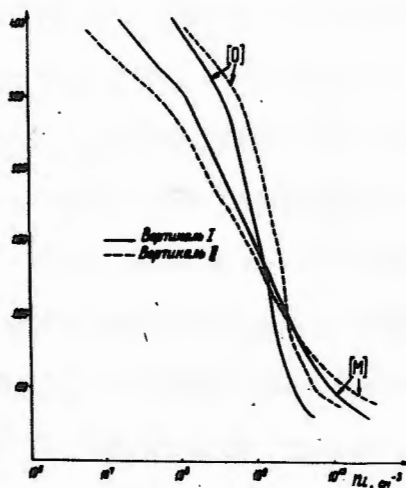


Рис. 5

Видно, что на высотах 130–400 км общая концентрация нейтральных частиц изменялась примерно от $5 \cdot 10^{10}$ до $1,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. При этом концентрация атомарного кислорода начинает превышать концентрацию молекулярных частиц только на высотах больших 200 км.

Концентрация молекулярного кислорода O_2 изменяется на высотах 80–200 км от $4 \cdot 10^{13}$ до $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Следует отметить, что наибольшее изменение концентрации O_2 с высотой происходило в области 105–90 км. Сравнение полученных значений $n(O_2)$ на высотах 90–75 км с результатами измерений, проведенных с помощью Лайман - δ - фотометра, свидетельствуют о их хорошем согласии [2,16].

На рис.6 показаны рассчитанные значения средней молекулярной массы $\bar{m} = \frac{\sum_{j=1}^n m_j n_j}{\sum_{j=1}^n n_j}$, высоты однородной атмосферы $H = \kappa T_g / \bar{m} g$ и температуры нейтрального газа T_g . Из рисунка видно, что значения $\bar{m}(h)$ 28.XI.70 были существенно выше. Температура нейтрального газа T_g монотонно возрастает до 230–240 км. Выше - атмосфера практически изотермична. Эксперимент 28.XI.70 г. характеризуется довольно высокими значениями T_g , достигающими 1350°К.

Из сравнения данных о нейтральном составе для данных экспериментов, следует, что относительная концентрация молекулярных частиц 28.XI.70 г. была существенно выше

чем 20.УШ.71 г.

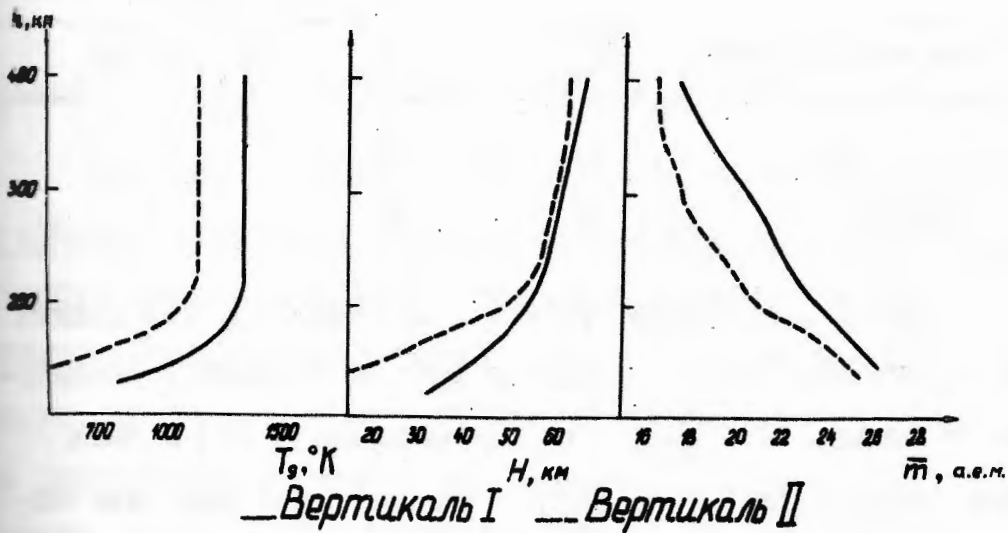


Рис.6

К сожалению, пока трудно однозначно оценить возможные причины наблюдавшегося изменения нейтрального состава верхней атмосферы. Можно предположить, что одной из причин увеличения концентрации молекулярных частиц могла быть несколько большая солнечная и геомагнитная активность во время ноябрьского эксперимента 1970 г. (см. таб-

лицу II, в которой приведены для описываемых экспериментов среднемесячные \bar{R}_z и ежедневные R_z значения относительного числа солнечных пятен и усредненные величины суммы K-индексов).

Таблица II

Дата эксперимента	\bar{R}_z	R_z	ΣK -индекс,
28.XI.70	95	89	12
20.III.71	60	82	8

Однако, с другой стороны, казалось бы, что должен был в какой-то мере проявиться сезонный эффект: увеличение отношения $\frac{[O]}{[M]}$ в зимнее время [17]. Если даже предположить, что ранее утро и вторая половина августа могут и не характеризоваться четкими сезонными изменениями нейтрального состава, то для эксперимента конца ноября следовало бы ожидать относительного увеличения концентрации атомарного кислорода. В то же время мы видим, что абсолютные концентрации молекулярных частиц летом были выше, чем зимой. Пока нет окончательной ясности, каков высотный диапазон сезонных изменений нейтрального состава верхней атмосферы, а также механизм этих изменений, нельзя, по-видимому, сказать, что-либо определенное по поводу наблюдающихся структурных изменениям нейтрального газа. Тем более, что в данном случае

Сезонные изменения происходят на фоне изменений солнечной активности.

По полученным данным об интенсивности потоков солнечного излучения и определенным значениям $n_j(h)$ оценилась скорость ионообразования $q(h)$:

$$q(h) = \sum_{\lambda_1 - \lambda_2} \left[\left[\sum_{j=1}^n \sum_{j \neq \text{эфф}} \epsilon_j^i(\lambda_1 - \lambda_2, h) n_j(h) \right] \Phi_0(\lambda_1 - \lambda_2) \exp \left[- \sum_{j=1}^n \sum_{j \neq \text{эфф}} \epsilon_j^n(\lambda_1 - \lambda_2, h) N_j(h) \right] \right] \quad (4)$$

Отметим, что в используемом нами методе измерения и анализа солнечного излучения коротковолновая граница регистрируемых длин волн определяется спектральной чувствительностью фотоэммитера. К сожалению здесь имеет место фактор некоторой неопределенности. Однако, исходя из результатов лабораторных измерений квантового выхода лампы [8-II] и имеющихся представлений о наиболее вероятном распределении спектральной интенсивности солнечного излучения [12,13] можно, по-видимому, считать, что коротковолновая граница чувствительности анализатора фотоэлектронов лежит в районе $\sim 400 \text{ \AA}$.

Полученные по результатам измерений величины $q_{\lambda > 400 \text{ \AA}}(h)$ показаны на рис.7. Для нахождения значений $q_{\text{полн}}$, обусловленных всем спектром солнечного излучения, по данным об интенсивности излучения в области $\lambda < 400 \text{ \AA}$ [12,13] определялось поглощение излучения в диапазоне $\lambda 400 - 1 \text{ \AA}$ и вычислялись значения $q_{\lambda < 400 \text{ \AA}}(h) =$

$= \sum_{\lambda_1-\lambda_2} q(\lambda_1-\lambda_2, h)$. Как и следовало ожидать учет дополнительного излучения изменил вид высотной зависимости $q(h)$ только на высотах $h < 200$ км. На высотах $h > 200$ км вклад этого излучения в ионизацию верхней атмосферы составляет $\sim 50\%$. Приведенные значения $q(h)$ очевидно несколько меньше истинных, поскольку при их оценках не учитывался вклад в ионизацию жесткого рентгеновского и корпускулярного излучений.

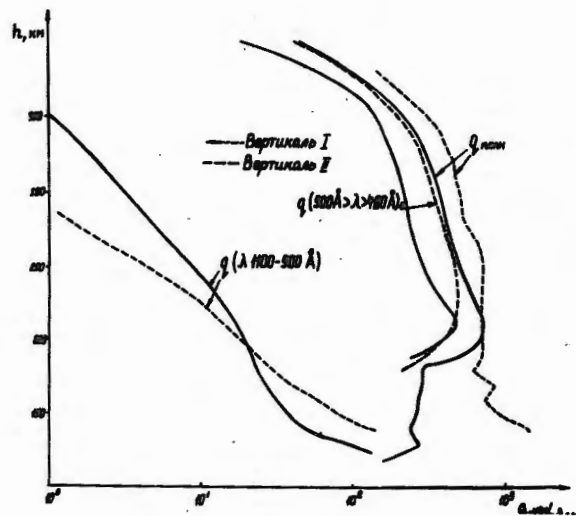


Рис. 7

На рис. 7 обращает внимание факт существенно различных высотных зависимостей $q(h)$ для данных экспериментов. Если 28.XI.70 г. на высоте $h \sim 210$ км наблюдался довольно острый максимум скорости ионизации, то 20.III.71 эта величина практически не менялась в диапазоне 190-260 км. Кроме того, увеличение абсолютных значений концентраций молекулярных частиц на высотах $h < 180$ км привело к существенно большим значениям $q(h)$ на этих высо-

тах.

Подводя итог, можно сказать, что проведенные на ракетах Вертикаль I и II измерения поглощения ультрафиолетового излучения Солнца с помощью анализаторов фотоэлектронов показали:

а) интенсивность интегрального ультрафиолетового излучения вне области поглощения изменяется незначительно (в пределах экспериментальной точности);

б) температура нейтрального газа 28.XI.70 г. составляла $1350 \pm 100^\circ\text{K}$, а 20.III.71 - $1150 \pm 100^\circ\text{K}$;

в) причины наблюдавшихся изменений в структуре интегральной атмосферы пока трудно объяснить в свете представлений о вариациях нейтрального состава.

Дальнейший анализ этих результатов должен быть проведен в ближайшее время.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. К.И.Грингауз, Г.Л.Гдалевич, В.А.Рудаков, Н.М.Шотте. Геоманг. и аэрон., УШ, 2, 224, 1968.
2. Л.Мартини, Н.М.Шотте, К.И.Грингауз, Б.Шарк, Космич. исслед., X, 2, 255, 1972.
3. H.E.Hinteregger, K.Watanabe. J.Opt.Soc.Am., 43, 7, 604, 1953.
4. L.Arker, E.Taft, J.Dickey. Phys.Rev., 74, 10, 1462, 1948.
5. H.E.Hinteregger. Phys.Rev., 96, 2, 538, 1954.
6. N.Wainfan, W.C.Walker, G.L.Weissler. J.Appl.Phys., 24, 10, 1318, 1953.
7. Y.E.G.Wheaton. J.Opt.Soc.Am., 54, 10, 1287, 1964.
8. N.Wainfan, W.C.Walker, G.L.Weissler. J.Appl.Phys., 24, 1318, 1953.
9. W.C.Walker, N.Wainfan, G.L.Weissler. J.Appl.Phys., 26, 1366, 1955.
10. R.B.Cairns, J.A.R.Samson. J.Opt.Soc.Am., 56, 1568, 1966.
11. G.R.Cook, P.H.Metzger. J.Chem.Phys., 41, 321, 1964.
12. H.E.Hinteregger, L.A.Hall, G.Schmidtke. Space Res., V, 1175, 1965.
13. H.E.Hinteregger. Ann.Géophys., 26, 547, 1970.
14. R.B.Cairns, J.A.R.Samson. Phys.Rev., 139, 5A, A1403, 1965.

15. R.E.Huffman, J.C.Larrabee, Y.Tanaka. Phys.Rev.Let.,
16, 23, 1033, 1966.
16. И.Мартини, Н.Шютте. Настоящий сборник.
17. H.G.Маур, К.К.Махажан. J.Geophys.Res., 76, 4, 1017,
1971.

Шютте.

ОСМЕЧ.

, 7,

1462,

ys.,

64.

ys.,

ys.,

1568,

1964.

Res.,

A1403,