

АКАДЕМИЯ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
ИМАМ-ХАНСКИЙ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

На правах рукописи

КАРМЕЛИК АННА ИВАНОВНА

УДК 523.46-355

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ
АММИАКА λ 6450 μ и МЕТАНА λ 6800 μ
В СПЕКТРЕ САТУРНА
И ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЕГО АТМОСФЕРЫ

01.03.03 - геофизика и физика
Солнечной системы

Д и с с е р т а ц и я
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физ.-мат. наук
МОРОЗЕНКО А.В.

Имаха - 1990

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
Глава I. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ САТУРНА	10
1.1. Лабораторные исследования аммиака	10
1.2. Аммиак на Сатурне	22
1.3. Теоретические и лабораторные исследования тонкой структуры полос поглощения метана	36
1.4. Исследование полосы поглощения метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ в спектре Сатурна и в лабораторном спектре	41
Глава 2. ОПИСАНИЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНОГО МАТЕРИАЛА И МЕТОДИКИ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ	49
2.1. Наблюдательный материал	49
2.2. Характеристические кривые	49
2.3. Исследование инструментального профиля	53
2.4. Методика поисков линий планетного спектра	58
2.5. Проведение уровня непрерывного спектра	78
2.6. Определение эквивалентных ширины	80
Глава 3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ	85
3.1. Исследование полосы поглощения аммиака $\lambda 6450 \text{ \AA}$	85
3.2. Структура полосы поглощения метана 6800 \AA в спектре Сатурна	110
Глава 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ САТУРНА	129
4.1. Выбор модели атмосферы	129
4.2. Вращательная температура на уровне формирования.. линий поглощения аммиака	138
4.3. Давление на уровне формирования линий поглощения	

	Стр.
алюминия и метана	164
4.4. Определение объемной концентрации алюминия и метана	203
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	207
ЛИТЕРАТУРА	210
ПРИЛОЖЕНИЕ	223

В В Е Д Е Н И Е

Актуальность. Атмосфера Сатурна исследовалась как наземными средствами, так и с помощью космических аппаратов "Вояджер-1,2". В настоящее время удовлетворительно изучена зависимость температуры от высоты (температурный профиль) его верхних слоев атмосферы, определены основные параметры облачных частиц. Что же касается химического состава атмосферы Сатурна, то достоверно определены содержания лишь трех основных составляющих - водорода, гелия и метана. Доказательства же присутствия газообразного аммиака в атмосфере Сатурна были получены сравнительно недавно. Поэтому настоящая диссертация, посвященная изучению временной структуры полосы поглощения NH_3 на $\lambda = 6450 \text{ \AA}$, а также определению его относительной концентрации и некоторых физических характеристик облачного слоя на уровне формирования этих линий, является актуальной.

Цели работы являются:

1. Изучить структуру полосы поглощения аммиака $\lambda 6450 \text{ \AA}$ в спектре Сатурна.
2. Определить интенсивности наиболее сильных депрессий (линий) этой полосы и интегрально по полосе в целом для центра видимого диска Сатурна.
3. Изучить структуру полосы поглощения метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ и определить интенсивности наиболее сильных линий метана в трех точках диска Сатурна.
4. Определить физические параметры верхних слоев атмосферы Сатурна: температуру, давление, концентрации частиц аммиака и метана, (относительную концентрацию частиц аммиака и метана), оптическую толщину надоблачной атмосферы в линиях полосы поглощения метана.

Общая работа.

1. Впервые в спектре Сатурна зарегистрировано около 150 линий полосы поглощения азотка $\lambda 6450 \text{ \AA}$ (по крайней мере, более 100 из них не вызывает сомнения), из которых своё отождествление в лабораторном спектре газа и определены интенсивности 19 линий азотка.

2. Впервые определена вертикальная температура, давление, влажность и относительная концентрация азотка на уровне формирования отдельных линий поглощения азотка.

3. Впервые определены концентрации метана и давление на уровне образования линий полосы поглощения метана 6800 \AA .

На книгу выносятся:

1. Методика поиска слабых линий поглощения, находящаяся на уровне нуля.

2. Данные о структуре полос поглощения азотка 6450 \AA и метана 6800 \AA .

3. Данные об интенсивности линий азотка и метана излучающей полосы поглощения.

4. Данные о значениях параметров верхней атмосферы Сатурна на уровне образования линий полос поглощения азотка $\lambda 6450 \text{ \AA}$ - вертикальной температуры, давления и относительной концентрации азотка и метана.

Структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения.

Во введении кратко обосновывается постановка задачи, её актуальность и пути её решения.

В первой главе дан обзор работ, посвящённых проблеме обнаружения азотка на Сатурне, показывающих их противоречивость. В час-
т работ получены убедительные результаты о его наличии в атмосфе-

Сатурна, а в другой - столь же убедительно доказано об его от-
сутствии. Для подробный анализ результатов наблюдений полоси по-
глощения аммиака в нижней области спектра на $\lambda = 6450 \text{ \AA}$ ($\tilde{\nu} =$
 15637 cm^{-1}), доказательства присутствия которой в спектре Сатурна
были получены сравнительно недавно. Здесь же дан обзор эксперимен-
тальных и теоретических работ, посвящённых изучению этой полоси
поглощения аммиака. В полосе поглощения метана.

Вторая глава посвящена описанию и исследованию наблюдатель-
ного материала, используемого в работе -- спектрограмм Сатурна и
Луны как стандарта сравнения. Исследован интродуцированный профиль
спектрографа. Описана методика записи индивидуальных спектрограмм
и их обработки с целью поиска слабых линий поглощения планетного
спектра. Рассмотрены возможные доплеровские эффекты смещения ли-
ний в спектре Сатурна. Приведена точность определения длин волн
линий планетного спектра. Описаны методы проведения уровня непре-
рывного спектра и контроля точности определяемых интенсивностей
планетных линий. Описан критерий проверки на наличие "глубоко сиг-
нальных" элементов среди обнаруженных линий планетного спектра.
Приведены таблицы длин волн обнаруженных линий аммиака полоси
 $\lambda 6450 \text{ \AA}$ и метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ в спектре Сатурна.

В третьей главе приведены основные результаты наблюдений:
1) данные по интенсивностям "красной" и "синей" компонент и интег-
рально всей полоси поглощения аммиака $\lambda 6450 \text{ \AA}$ для центра диска
Сатурна, полученные по 16 спектрограммам; проведено их сравнение
с результатами других авторов; 2) данные по структуре полоси
 NH_3 $\lambda 6450 \text{ \AA}$. Проведен анализ сравнения с лабораторным спект-
ром аммиака и спектром Киптера в области этой полоси поглощения.
Показано, что практически все линии, обнаруженные в спектре Сатур-
на, по-видимому, принадлежат аммиаку. Высказано предположение,

Во всех этих случаях могут находиться линии водорода в коротковолновом
полосе водорода $\lambda 6420 \text{ \AA}$ и метана - в длинноволновом $\lambda 6320 \text{ \AA}$. Дана расфигуровка линий по колебательному K и вра-
щательному J квантовым числам согласно теоретической работы
Брайда и Никольса [106]. Приведены интенсивности и символы их
распределения 19 линий азотки. Приведены усреднённые контуры 8 ли-
ний азотки для центра диска Сатурна. В данной главе приведён
анализ структуры полосы поглощения метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$, в которой
найдено около 60 линий метана. Проведено их сравнение с лабора-
торными спектрами этой полосы. Дан анализ соответствия этой
структуры с отождествляемым полосой как $5\nu_3 \text{ CH}_4$. Приведены интен-
сивности и указаны усреднённые контуры трёх линий метана для
центра ($\mu_0 = 1$) и усреднённой краевой зоны диска: восток-запад
($\mu_0 = 0.75$). Показано, что имеет место заметное падение интен-
сивности линий к краю диска планеты.

В четвёртой главе обосновывается выбор применяемых моделей
атмосферы Сатурна. Приведена методика определения вращательной
температуры $T_{вр}$ в модели полубесконечного слоя планеты с приме-
нением метода Соболева построения кривых роста. При этом использо-
валась индикаторная расфигуровка облачного слоя, полученная в ГАО
СССР Бугаенко и др. Путём сравнения интенсивностей II линий
азотки с известной расфигуровкой по квантовым числам J и K .
Известными лабораторными интегральными сигналами и полученными ли-
ниями получены 54 комбинации $T_{вр}$ и их символы. Здесь же описан ста-
тистический метод нахождения среднего значения температуры (дру-
гие величины) и приведено среднее значение температур $131 \pm 20 \text{ K}$.
В рамках этой модели описан метод определения давления P , относи-
тельной концентрации азотки и приведены их значения. Здесь также
приведены значения плотности газообразного азотки, его объёмной

концентрации и парциального давления. В этой главе описана методика учёта инструментального контура.

На основании полученных данных об интенсивностях линий метана в полосе поглощения $\lambda 6800 \text{ \AA}$ на диске Сатурна (центр-край) в рамках двухлучевой модели определены давление, объёмная концентрация метана и оптическая толщина надоблачной атмосферы в этих линиях.

Предложено, что полоса метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ формируется практически в общем слое планеты, а влиянием надоблачной атмосферы можно пренебречь.

В заключении сформулированы итоги работы и намечены перспективные направления исследования атмосферы Сатурна методами спектрофотометрии.

К работе дано приложение, в котором приводятся некоторые рисунки и таблицы.

Основные результаты диссертации изложены в семи публикациях:

1. Аврамчук В.В., Карманжик А.М. Исследование поглощения метана в линии 6450 \AA в спектре Сатурна. I. Наблюдения. // Астрометрия и астрофизика. - 1984. - Вып. 51. - С.51-56.

2. Аврамчук В.В., Карманжик А.М. Исследование полосы поглощения метана в линии 6450 \AA в спектре Сатурна. II. Количественный анализ наблюдений. // Астрометрия и астрофизика. - 1984. - Вып.52. - С.30-37.

3. Аврамчук В.В., Карманжик А.М., Назаров В.М. О поглощении метана в линии 6800 \AA в спектре Улитера и Сатурна. I. // Астрометрия и астрофизика. - 1980. - Вып. 42. - С.26-36.

4. Карманжик А.М. Тонкая структура полосы поглощения метана в линии 6450 \AA в спектре Сатурна. // Астром. циркуляр.-1983. - В.1253. - С.5-6.

5. Карманжик А.М. Об условиях формирования линии полосы поглощения CH_4 в линии 6800 \AA в спектрах Улитера и Сатурна. - Киев,

1989. - 41 с. - Деп. в ВИНИТИ 01.12.89, № 7177-В89.

6. Кармалюк А.И. Об условиях формирования линии полосы поглощения CH_4 вблизи 6800 \AA в спектрах Анитера и Сатурна. // Космонавтика и физика небесных тел АН УССР. - 1990. - 6, № 2. - С.65.

7. Кармалюк А.И., Аврамчук В.В. Спектральные параметры атмосферы Сатурна, определенные по полосе поглощения метана 645.0 нм. - Киев, 1990. - 40 с. - Деп. в ВИНИТИ 14.02.90, № 850-В90.

В совместной работе 3 диссертант принимала равное участие с другими соавторами. В совместных работах 1,2,7 диссертант полностью провела всю обработку и интерпретацию наблюдаемого материала, принимала участие в постановке задачи.

Апробация работы. Результаты диссертации докладывались на Республиканской конференции молодых учёных (Киев, 1985 г.), на Боровских чтениях (Киев, 1979 г.), на Всесоюзном семинаре рабочей группы по исследованию атмосфер планет-гигантов (Алма-Ата, 1980 г.) на научном семинаре Института физики АН УССР (г.Киев, 1984 г.) и неоднократно - на научных семинарах отдела физики планет ГАО АН УССР (г.Киев).

Научное и практическое значение работы. Полученные в диссертации результаты по наблюдению полос поглощения метана 6450 \AA и метана 6800 \AA являются необходимой предпосылкой для построения корректных физических моделей атмосферы Сатурна. Полученные данные также могут быть полезными при планировании и проведении космических экспериментов по прямому зондированию атмосфер планет-гигантов.

Объём и структура диссертации: Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка использованной литературы, содержит 100 страниц машинописного текста, иллюстрируется 69 рисунками и 35 таблицами. Список литературы содержит 135 наименований.

Глава I. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ САТУРНА

Пионером в области спектрофотометрических исследований планет-гигантов был Слайфер В. [116]⁸⁹, открывший значительное число молекулярных полос поглощения в спектральном диапазоне λ 4000-10000 Å, которые Вильдтом [131]⁶⁷ были отождествлены, в основном, со спектром метана. Это отождествление впоследствии было подтверждено спектральными с высоким разрешением наблюдениями Данхема [73-75]¹⁶⁻²⁸. Кроме метана были отождествлены полосы поглощения аммиака и водорода.

Ниже мы приводим результаты существующих исследований поглощения аммиаком в спектре Сатурна, а также метаном в полосе λ 6800 Å. Кроме того, дадим краткую сводку результатов лабораторных исследований этих полос поглощения.

I.1. Лабораторные исследования аммиака

В основном электронном состоянии молекула аммиака имеет пирамидальное строение и относится к точечной группе C_{3v} . Такой симметрии соответствуют 4 нормальных состояния колебаний - 4 основные частоты. Два из этих колебаний (ν_1 и ν_2) являются полностью симметричными невырожденными a_1 колебаниями, а ν_3 и ν_4 - дважды вырожденными e -колебаниями. Молекула аммиака имеет богатый спектр поглощения и простирается от далёкой ИК-области спектра до $\lambda = 4750$ Å [84, 105]^{37, 51}.

Герцберг [84] отождествил приблизительно 20 деталей этого спектра. В видимой и ближней ИК-области спектра согласно [105]¹ находятся полосы, представленные в табл. I.

Как увидим ниже, в видимой области спектра легко наблюдается только полоса поглощения NH_3 на $\lambda = 6450$ Å, доказательства

Таблица I. Полосы поглощения NH_3 в видимой и ИК-областях спектра [105]

$\bar{\nu}$	вак., cm^{-1}	λ , μ	Обозначение	λ , μ
Наблюдаемые	Вычисленные			
1	2		3	4
629	-	-	2 $\nu_2 (+) - \nu_2 (-)$	158983
932	-	-	$\nu_2 (+)$	107295
968	-	-	$\nu_2 (-)$	103306
1597	-	-	2 $\nu_2 (+)$	63617
1627	1627	-	ν_4	61463
1910	-	-	2 $\nu_2 (-)$	52356
2384	-	-	3 $\nu_2 (+)$	41946
2440	2443	-	$\nu_1 - \nu_2 (-)$	40933
2472	2479	-	$\nu_1 - \nu_2 (+)$	40453
2539	2545	-	$\nu_2 (+) + \nu_4$	39386
2586	2581	-	$\nu_2 (-) + \nu_4$	38670
2895	-	-	3 $\nu_2 (-)$	34542
3217	3227	-	2 ν_4	31085
3337	3336	-	ν_1	29357
3444	3444	-	ν_3	29036
4176	4134	-	$\nu_2 (+) + 2 \nu_4$	23946
4216	4170	-	$\nu_2 (-) + 2 \nu_4$	23719
4295	4293	-	$\nu_1 + \nu_2 (+)$	23263
4320	4329	-	$\nu_1 + \nu_2 (-)$	23148
4417	4408	-	$\nu_2 (+) + \nu_3$	22640
4435	4444	-	$\nu_2 (-) + \nu_3$	22548
4956	4963	-	$\nu_1 + \nu_4$	20178
5053	5045	-	$\nu_3 + \nu_4$	19790
6013	6004	-	$\nu_2 (+) + \nu_3 + \nu_4$	16631

Таблица I (окончание)

1	2	3	4
6036	6039	$V_2 (-) + V_3 + V_4$	16567
6608	6617	$V_3 + 2 V_4$	15133
6700	6762	$V_1 + V_3$	14925
6860	6818	$2 V_3$	14599
7665	7667	$2 V_2 (+) + V_3 + V_4$	13046
7899	7830	$5 V_4$	12660
8177	8175	$2 V_1 + V_4$	12229
8460	8393	$2 V_3 + V_4$	11820
9760	9635	$3 V_1$	10246
10105	10123	$3 V_3$	9896
11364	11232	$3 V_1 + V_4$	8800
12609	12599	$4 V_1$	7931
13610	13611	$4 V_1 + V_2$	7348
13810	13816	$5 V_1 - V_4$	7241
14235	14225	$4 V_1 + V_4$	7025
15440	15437	$5 V_1$	6478
16055	16042	$4 V_1 + V_3$	6229
16500	16464	$3 V_1 + 2 V_3$	6061
16500	16528	$5 V_3$	6061
16500	16523	$6 V_1 - V_4$	6061
16935	19974	$4 V_1 + V_2 (+) + V_3$	5905
17080	17062	$5 V_1 + V_4$	5855
18150	18152	$6 V_1$	5510
19020	19120	$7 V_1 - V_4$	5258
19765	19780	$6 V_1 + V_4$	5059
20645	20743	$7 V_1$	4844

отсутствия которой в спектре Сатурна были получены сравнительно недавно. Поэтому более подробно остановимся на результатах её изучения. Лабораторные и теоретические исследования были начаты Ваднером [48]¹⁵ ещё в 1930 году. Он отождествил полосу λ 6450 Å с четвертым обертоном фундаментальной частоты на 3 мм и обозначил её как $5\nu_1$. В этой полосе было отождествлено 57 вращательных линий, которые были приписаны R-, P- и Q-ветвям.

В 1932 году Инг и Гудн [105] высказали предположение, что полоса поглощения NH_3 на $\lambda = 6450$ Å является суперпозицией обертона $5\nu_1$ и ряда комбинационных полос: $4\nu_1 + \nu_3$, $3\nu_1 + 2\nu_3$ и т.д.

Наиболее фундаментальным исследованием полос поглощения аммиака в видимом и ближнем ИК-участке спектра явилась работа Чао [62]²¹. В 1936 году он получил лабораторный спектр аммиака при давлении 14 мм рт. ст. в области спектра 0,6–1,0 мм с дисперсией 2,6 Å/мм. В области полосы λ 6450 Å он обнаружил 162 вращательные линии (табл. 2).

На основании теоретических расчетов структуры полосы он подтвердил вывод Инга и Гудна [105]⁵¹ о том, что эта полоса является суперпозицией ряда полос поглощения аммиака. К такому же выводу пришел в 1945 году Герцберг [64]³⁷.

Однако, в 1972 году Мак-брайд и Никольз [105, 106]^{51, 52} на основе своих лабораторных исследований спектра аммиака с высоким спектральным разрешением (0,043 Å) при давлении 0,39 атм пришли к выводу, что подавляющее большинство вращательных линий (106 из 120) полосы поглощения 6450 Å принадлежат обертому $5\nu_1$ и дали их расшифровку по квантовым числам J и K (табл. 3). Кроме того, выполненные ими расчеты показали, что из энергетических соображений в данной области спектра не могут находиться никакие комбинационные полосы аммиака.

Таблица 2. Линии, обнаруженные в лабораторном спектре Тао [62]

$\bar{\nu}$ в cm^{-1}						
15263.8w ¹⁵³	47.6w ¹⁵³	37.6S	511 23.4m ¹⁵⁴	52.5S	154 97.1S	155 31.7w
68.6w	15349.3w	30.6S	25.1m	53.7w	99.6S	32.6w
72.3m	15351.3w	34.2m	26.2w	55.5m	501.5m	33.4w
89.4w	55.1S	15395.0w	27.6m	57.5m	62.3w	34.8S
94.6w	54.3S	15395.9w	28.6m	58.7w	63.5w	35.3m
95.9w	55.7w	97.2m	15429.4S	59.9m	66.3S	39.0S
300.2m	56.5w	38.3w	15431.5m	62.7S	68.2S	41.1m
02.2w	58.5s	401.5w	32.4w	15464.3w	10.2S	43.9w
04.2w	61.9m	02.8m	35.8w	15466.0m	12.5S	45.7w
07.5w	63.0m	04.4S	34.7w	66.9m	15514.4m	48.4m
10.4w	64.8m	05.5w	35.9w	72.3m	15518.4w	49.6w
16.4w	65.9m	08.2S	37.6w	73.5w	16.9S	15552.2m
17.2w	67.2w	09.1w	38.1m	74.4m	17.6m	15555.3w
20.2w	68.2m	10.0w	39.4w	77.8m	18.9S	57.8w
20.7w	69.4w	11.1w	40.2m	78.9m	20.0w	59.3w
24.3w	70.4w	12.2w	41.2S	80.4S	22.0w	65.5w
26.4w	72.4w	13.9m	42.8m	85.4m	22.7w	69.3w
158 29.7m	157 76.4S	156 15.1m	154 44.5S	88.9S	156 23.9w	157 70.4w
31.8m	78.7w	16.5w	46.8S	89.9S	25.2w	75.4w
36.2m	80.3S	17.6m	47.3w	91.0w	26.4S	76.1w
39.3m	83.9S	18.4w	48.8w	92.3w	28.3S	83.0w
41.4w	85.6m	20.0S	49.9S	93.3S	29.7S	89.3w
42.4w	86.6w	21.6w	50.8m	94.5w	30.8w	915.5w
						15635.2w

Примечание: S - сильная, m - средней интенсивности, w - слабая линии.

Таблица 2. Показатели δ_2 и δ_1 для различных значений ν_1 и ν_2 при $\nu_1 = \nu_2 = \nu$ и $\nu_1 = \nu_2 = \nu$
 коэффициента [106].

	δ_2					δ_1				
	0	1	2	3	4	1	2	3	4	5
0 +	15449.9	15482.5	15494.3	15526.6	15535.4	15429.8	15431.8	15432.6	14434.0	15434.9
1 -		470.7	493.3	512.9	525.0	441.7	444.0	446.5	446.9	447.2
2 +		482.5	504.5	526.3	546.1		440.4	442.6	444.0	444.5
3 -			501.4	524.0	545.3		428.8	430.2	430.8	431.8
4 +			489.5	510.4	533.3			427.6	428.8	429.8
5 -				507.6	529.9			441.5	441.5	442.6
				526.4	543.3				439.6	441.5
					539.1				426.6	427.6
					526.6					426.6
										437.9

Table 2. (continued)

	$\bar{\nu}^{\text{a}} P (y'', K''), \text{ cm}^{-1}$					$\bar{\nu}^{\text{b}} R (y'', K''), \text{ cm}^{-1}$				
	1	2	3	4	5	6	2	3	4	5
0 +	15413.7	15390.5	15363.1	15354.2	15347.3	15317.2	15413.2	15427.6	15416.2	15430.8
1 -		390.5	372.2	355.1	333.6	316.4		339.7	400.3	401.2
		402.8	383.1	366.0	347.0	323.5		412.0	413.2	413.2
2 +			370.5	364.9	345.0	326.6			385.9	386.3
			363.0	351.0	333.0	314.2			383.1	384.0
3 +				348.8	329.7	311.0				364.4
				361.9	342.7	324.0				376.5
4 -					340.4	321.6				
					326.3	307.9				
5 +						304.3				
						317.2				

Таблица 3 (окончание)

$\bar{D}^{\circ} Q(\gamma'', K''), \text{ см}^{-1}$			
2	3	4	5
15455.3		15462.6	
	15448.6		15449.9
	462.6	462.6	462.6
	474.5	475.5	477.8
		483.9	483.9
		477.8	477.8
			483.9
			502.8

В работе Гивера и др. [80]³³ сообщается, что Дюно и Абе, по-
лучив высокочастотный спектр алюминия при давлении 0.08 атм.
вблизи полосы 6450 Å обнаружили около 300 линий поглощения.
Проверка по квантовым числам γ и K была выполнена не для
всех линий. При этом для части линий расшифровка совпадала с дан-
ными работы [105]⁵¹. Дюно и Абе считают расшифровку, приведенную
в работе [106]⁵², не вполне корректной и снова высказывают предпо-
ложение о присутствии в этой области спектра комбинационных полос
алюминия.

Таким образом, в настоящее время отождествление полосы поглощения ал-
юминия λ 6450 Å не является однозначным. Что же касается расшиф-
ровки отдельных линий по квантовым числам γ и K , то она при-
ведена только в работе [106]⁵² в предположении, что все линии при-
надлежат обертопу $5V_1$.

Теперь кратко остановимся на работах по определению интег-
ральной силы поглощения линий и их полуширин в лабораторных усло-

В 1966 году Рэнк и др. [115]⁵⁷ получили лабораторный спектр
поглощения алюминия на 6450 Å с разрешением 0.027 Å в моде-
ли 44 м при четырёхкратном прохождении света. Были измерены
силы ряда линий S_0 и их лоренцовские полуширины γ_0 при
помощи в результате столкновений с молекулами водорода.

В 1970 году Месон [104]⁵⁰ определял силы для 31 линии этой по-
лосы при стандартных лабораторных условиях и высоком спектральном
разрешении (0.075 Å).

В 1975 году Гивер и др. [80]³³ проанализировали лабораторные фото-
метрические исследования спектра алюминия в области λ 6475 Å с
разрешением 0.038 Å при давлениях 0.019, 0.061, 0.25, 0.37, 0.50
атм. Спектр, полученный при давлении 0.061 атм, который ока-

Таблица 4. Лабораторные значения силы S_0 (см·км·амга)⁻¹ и полуширины $2\gamma_0$ (см·амга)⁻¹ линии эмиссии полосы λ 6450 Å.

λ	Мессон [104] ⁵⁰		Рэнк и др. [115] ⁵¹		Гивер и др. [90] ⁵²		АНТОНОВ и др. [6] ⁵³	
	T-300 К		T-300 К		T-394 К		T-394 К	
	S_0	$2\gamma_0$	S_0	$2\gamma_0$	S_0		S_0	
	2	3	4	5	6		7	
2.6	2.64	-	-	-	-	-	-	-
3.3	1.65	-	-	-	-	-	-	-
7.1	1.43	-	-	-	-	-	-	-
7.7	5.14	-	-	-	-	-	-	-
9.91	-	-	-	-	-	-	3.96 ± 0.09	-
1.4	1.99	-	-	-	-	-	-	-
1.9	1.79	-	-	-	-	-	-	-
2.5	1.83	-	-	-	-	-	-	-
3.79	2.00	-	3.8	0.262	3.80 ± 0.19	-	-	-
4.56	1.53	0.273	3.8	0.178	3.53 ± 0.43	-	-	-
4.63								
5.53	3.86	0.300	5.2	0.136	6.01 ± 0.39	-	-	-
6.36	3.00	0.237	5.6	0.164	5.49 ± 0.29	-	-	-
6.41								
7.15	1.58	-	4.0	0.322	3.53 ± 0.29	3.43 ± 0.03	-	-
8.5	1.90	-	-	-	-	-	-	-
9.19	-	-	1.4	0.302	1.56 ± 0.16	1.42 ± 0.35	-	-
9.92	-	-	-	-	6.43 ± 0.42	6.32 ± 0.12	-	-
11.02	1.92	-	3.6	0.140	5.63 ± 0.42	-	-	-
11.12								
12.12	-	-	1.5	0.164	1.94 ± 0.19	1.94 ± 0.01	-	-

Таблица 4 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
6452.54	2.04	-	4.1	0.154	4.83 ± 0.33	-
6452.60						
6454.06	-	-	-	-	1.73 ± 0.09	1.92 ± 0.05
6454.36	1.43	-	-	-	2.98 ± 0.16	3.03 ± 0.06
6455.84	1.22	-	-	-	2.58 ± 0.19	2.60 ± 0.03
6457.12	3.25	0.273	4.5	0.178	4.36 ± 0.39	5.13 ± 0.08
6459.08	-	-	1.3	0.213	2.03 ± 0.39	-
6460.50	0.85	-	1.9	0.158	2.09 ± 0.17	-
6465.37	1.95	0.318	3.6	0.176	3.96 ± 0.25	-
6465.42						
6467.45	-	-	-	-	1.40 ± 0.07	-
6469.62	1.8	-	1.8	0.125	2.80 ± 0.21	-
6469.64						
6470.66	1.41	-	-	-	2.95 ± 0.18	-
6470.71						
6471.99	-	-	-	-	5.43 ± 0.47	-
6474.24	-	-	-	-	4.02 ± 0.36	-
6478.3	1.1	-	-	-	-	-
6479.24	-	-	2.5	0.066	4.69 ± 0.25	-
6479.30						
6488.24	-	-	2.9	0.144	4.25 ± 0.59	-
6489.86	1.63	0.315	3.3	0.156	4.52 ± 0.36	-
6490.33	0.93	-	1.7	0.114	2.24 ± 0.32	-
6490.45						
6495.65	-	-	-	-	3.63 ± 0.10	-
6495.70						

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
100.73	-	-	-	-	2.97 ± 0.19	-
100.02	-	-	-	-	4.40 ± 0.24	-
101.61	-	-	-	-	2.65 ± 0.36	-
100.97	-	-	-	-	2.41 ± 0.18	-

ни гораздо сложнее, чем при более высоких давлениях, авторы
предлагали для измерения интегральных сил 23 линии. Пока это
самое полное лабораторное исследование полосы аммиака 6450 \AA ,
которое опубликовано.

В 1978 году Антонов и др. [6], исследовав спектр этой полосы
аммиака методом внутррезонаторной лазерной спектро-
метрии (ВРАС) с разрешением 0.032 \AA при различных давлениях, оп-
ределили интегральные силы для девяти линий достаточно простой
структуры.

В табл. 4 приведена сводка лэмбтовской оценки интегральных сил
в удвоенных значениях полуширины γ_0 линий полосы аммиака NH_3
 6450 \AA .

1.2. Аммиак на Сатурне

Проблеме обнаружения полос поглощения аммиака на Сатурне по-
священо значительное число работ, но результаты противоречивы.
В части работ получены убедительные результаты о их наличии, а в
другой - столь же убедительно доказано их отсутствие. Ниже попы-
таемся вкратце проанализировать эти работы.

В 1932 году Данкен [73-75] получили спектрограммы Шпитера в
красной области спектра в фокусе куде 3-футового (2.54-м) рефлек-
тора обсерватории Маунт-Вильсон с дисперсией 5.6 \AA/мм и Сатурна
на 15-футовом Литровском призматном спектрографе с дисперсией
около 12 \AA/мм . Отметим, что Вильдт [131], основываясь на лабора-
торных исследованиях Бедлера [48], отождествил линии полосы NH_3
 6450 \AA со спектром газообразного аммиака, а именно с четвертым
обертоном фундаментальной частоты ν_1 , т.е. с $5 \nu_1$. Использо-
ванное Данкеном разрешение оказалось достаточным, чтобы разрешить

вращательную структуру полосы аммиака в областях $\lambda\lambda$ 6450-6500 Å. Так как лабораторный спектр аммиака, полученный Бедне-¹³[48] не обладав достаточным разрешением, то для сравнения мы получили в лабораторных условиях спектр аммиака с разрешением в 10 раз лучшим, чем при наблюдениях. В спектре Киптера он обнаружено отождествили 30 линий аммиака в области полосы λ 6450 Å и 10 линий в области полосы λ 7300 Å. По его данным спектр Сатурна в красной области похож на спектр Киптера, но все указанные линии аммиака значительно слабее. Интенсивности этих двух полос аммиака на Сатурне составляют около 0,3 их интенсивности на Киптере. Это позволяло прийти к выводу, что содержание аммиака на Сатурне не превышает 2 м-эты.

В 1964 году Гивер и Спинрад ^{32, 34}[79, 81] на 120-дюймовом телескопе Ликской обсерватории получили спектрограмму Сатурна с дисперсией 0,8 Å/мм, на которой отчетливо была видна полоса поглощения аммиака 6450 Å. Ее интенсивность составляла $0,15 \pm 0,06$ от интенсивности этой же полосы в спектре Киптера.

В сентябре-октябре 1969 года Бугаенко и др. ^{4, 5}[13, 14] в течение четырех ночей проводили наблюдения Сатурна в спектральном диапазоне $\lambda\lambda$ 4700-7200 Å на дифракционном спектрометре в фокусе системы 122-сантиметрового рефлектора Красной астрофизической обсерватории. Спектральное разрешение составляло 9,8 Å. Исходная ось ориентировалась вдоль центрального меридиана в южном полушарии Сатурна. Для исключения фраунгоферовых линий в спектре Сатурна с той же аппаратурой и при тех же условиях наблюдений производилось также спектры центра диска Солнца. После исключения фраунгоферовых линий разброс точек в непрерывном спектре не превышал 1%. В результате усреднения 20 сканов Сатурна, кроме ряда полос метана, была зарегистрирована полоса поглощения аммиака

6450 Å и определена её интенсивность. Средняя эквивалентная ширина составляла $\overline{W} = 2.51 \pm 0.30$ Å и при протяжении четырёх измерений её значение менялось от 2.7 до 1.5 Å. Средняя остаточная интенсивность в центре полосы равнялась 0.960.

В сентябре-октябре 1970 г. эти авторы [10³] продолжили программу исследований Сатурна с той же аппаратурой. Входная щель спектрометра была заменена на круглую зеркальную диафрагму. Методы наблюдений и измерений остались прежними. На Сатурне измерялись центральная и краевая области диска. В результате усреднения спектров планеты, авторы подтвердили наличие депрессии в области $\lambda = 6450$ Å и довольно уверенно определили значения её эквивалентной ширины $\overline{W} = 2.4 \pm 0.2$ Å в центре и 2.7 ± 0.3 Å в краевой области диска. Там же приведена запись спектра Сатурна, выполненная в 1971 году. Эквивалентная ширина полосы составляла 2.0 Å. Широкая депрессия в области $\lambda \lambda 7500-8500$ Å, по мнению авторов, возможно является результатом наложения полос поглощения метана CH_4 $\lambda 7830$ Å и аммиака $\lambda 7980$ Å, а поэтому к её отождествлению следует относиться осторожно.

Наблюдения Сатурна в радиодиапазоне также указывают на наличие в его атмосфере газообразного аммиака. Так в 1970 году Риксон и Янг [134⁷⁰] сообщили о регистрации сильной инверсионной полосы аммиака на 1.25 см. Было показано хорошее согласие измеренного спектра Сатурна в области инверсионной резонансной полосы NH_3 $\lambda = 1.25$ см с теоретическим спектром атмосферы, в которой присутствует газообразный аммиак (около 5 см-атм). Тем самым было показано, что аммиак является одним из главных поглощающих агентов в радиодиапазоне. Количественная оценка относительного содержания аммиака в атмосфере Сатурна была затем получена Кузьминым и др. [27⁹] в 1972 году. Они использовали наблюдаемый спектр ар-

ной температуры Сатурна, полученный по многочисленным радио-
метрическим измерениям других последователей. В этом спектре
температура $T_g \approx 2$ слабо зависит от длин волн и диа-
метр $\lambda \leq \lambda_k \approx 3$ см и быстро растёт на более длинных волнах.
Предположение модели теплового излучения самой планеты (посколь-
ку Сатурна не было обнаружено источников нетеплового радиоизлуче-
ния), такой вид спектра будет иметь место, если поглощающий
излучения газ - в данном случае аммиак, находится в состоянии насыщения
в уровне выхода излучения с длиной волны λ_k и имеет постоян-
ное относительное содержание ниже этого уровня. От относительного
содержания аммиака в подоблачном слое зависит длина волны выхо-
да излучения λ_k , а также вид спектра для $\lambda > \lambda_k$. Исходя из этого,
был проведён расчёт усреднённой по диску яркостной температуры
нового радиоизлучения Сатурна в сантиметровых и дециметровых
диапазонах волн для разных относительных содержаний аммиака. Расчёт
проводился в предположении, что основными компонентами атмосферы
Сатурна являются молекулярный водород и гелий, а аммиак - ма-
жорант, а также, что на уровне вершины облачного слоя,
высшей за нулевой уровень, температура и давление соответствен-
но равны 100 К и 1 атм. Наилучшее согласие расчётов с радиометро-
метрическими измерениями имелось место при относительном содержании
аммиака в подоблачной атмосфере Сатурна, равном $(3 + 5) \cdot 10^{-5}$.
Этот показатель соответствует глубине уровня начала конденсации (ни-
жняя граница аммиачных облаков).

В 1973 году Эндрюс и др. [77] в фокусе куде 2.7-х метрового
телескопа обсерватории Мак-Дональд получили ряд сканов Мите-
Сатурна и Титана с низким и высоким спектральным разрешением
вместе полосы NH_3 λ 6450 Å. Цель располагалась вдоль цент-
рального меридиана планет. Полоса NH_3 λ 6450 Å, имеющая большую

интенсивность на спектральных разрезах Лунтера, полученных с разрешением (2.5 \AA) была также видна и на отдельных разрезах шириной 0.3 \AA для Сатурна. Спектры с высоким спектральным разрешением (0.3 \AA) были получены в области пяти линий аммиака: $\lambda\lambda 6446.4$, 6447.2 , 6454.1 , 6452.6 и 6457.1 \AA , которые в лабораторном спектре Лунтера имеют высокую интенсивность. Для сравнения при тех же условиях наблюдений авторы получали также спектры Солнца, Венеры, Марса и кольца Сатурна. Оказалось, что в спектре Сатурна также присутствовали и не блендировались две линии: $\lambda\lambda 6447.2$ и 6457.1 \AA , что дало возможность определить их эквивалентные ширины, равные 5^{+3}_{-2} м\AA и $10^{+3}_{-1} \text{ м\AA}$, соответственно. Более слабые линии $\lambda\lambda 6452.6$ и 6452.6 \AA в спектре не проявились.

Применяя расшифровку линий, данную в [106] и лабораторные спектры линий Майсона [104], авторы получили для Сатурна оценки содержания N_2 . Оказалось, что при анализе отдельных линий и по всему диску в целом, были получены различные оценки содержания NH_3 : $0.6^{+0.6}_{-0.4}$ м-аммиак и 2.5 ± 1 м-аммиак, соответственно.

22-27 ноября 1974 и 22-27 января 1976 гг. Вудман и др. [133] сфокусировали 2.7-х метрового телескопа обсерватории Мак-Дональд спектры Сатурна в области $\lambda\lambda 5400-6500 \text{ \AA}$ с дисперсией 1 \AA/mm . Для сравнения использовались спектрограммы Луны и кольца Сатурна. В спектре Сатурна очень четко была видна лишь одна полоса NH_3 $\lambda 6450 \text{ \AA}$. Слабая же полоса NH_3 $\lambda 5520 \text{ \AA}$ наблюдалась только в спектре Лунтера. В оценках эквивалентных ширины для той же самой части диска в разные даты, а также в разных широтах и в центре диска наблюдается хорошее согласие (см. табл. 5). На заходящем лимбе поглощение почти в два раза слабее, чем в центре диска. Эквивалентная ширина полосы NH_3 $\lambda 6450 \text{ \AA}$ в спектре Сатурна

Автор	Дата наблюдения	Название observatoria и инструмента	Дисперсия, разрешение	Результаты поправок спектра	Основные величины, полученные в работе
1	2	3	4	5	6
Дангем [73-75]	1932	Маунт Вильсон, фокус куле 100-дюймового рефлектора	12 Å/мм	Обнаружено 30 линий в полосе 6450 Å и 39 - в полосе 7300 Å	$N\lambda = 2$ и-эти
Спирит, Милч, Трейлон [119]	17.05.62	Маунт Вильсон, фокус куле 100-дюймового рефлектора	2.8 Å/мм	Не обнаружено следов полосы NH ₃ λ 6450 Å	$N\lambda = 0.2$ и-эти
Спирит [116]	7.06.62	Маунт Паломар, фокус куле 200-дюймового рефлектора	3.3 Å/мм	- " -	
Гивер [79]	18.09.64	Линзовая observatoria, фокус куле 120-дюймового рефлектора	2 Å/мм	Зарегистрирована полоса NH ₃ λ 6450 Å	$\frac{J_{H\gamma}}{J_{H\beta}} = 0.15 \pm 0.06$
Гивер и Спирит [81]					

1	2	3	4	5	6
Ринсон Уэлч [134] 70	Май, июль, сентябрь 1963	Радиотриометрическая обсерватория на лот Крик, 20-футовый инв- лиметровый радиотеле- скоп		Зарегистрирована поло- са на $\lambda = 1.25$ см (инверсионная)	Расчитана $T_{\text{эф. изм.}} = 100 \text{ K}$
Койлер, Кришеник, Слик [66, 91] 24, 47	Ноябрь 1969	Мауна Кеа	23.3 μ	Полоса $\lambda = 1.55$ мм не обнаружена	$N_{\text{с}} = 0.2$ м-эти
Бугаенко, Галкин, Морозенко [13, 14] 4, 5	Сентябрь, ноябрь 1969	КРАО, фокус пэсмига 122-см рефлектора	3.8 μ	Зарегистрирована поло- са NH_3 λ 6450 μ	$\bar{W} = 2.51 \pm 0.30 \mu$ $R = 0.960$ $\bar{W}_{\text{в.}} = 2.7 \pm 1.3 \mu$
Бугаенко, Галкин, Морозенко [10] 5	Сентябрь- октябрь 1970 Сентябрь 1971	КРАО, фокус пэсмига 122-см рефлектора	3.8 μ	Зарегистрирована поло- са NH_3 λ 6450 μ	$\bar{W}_{\text{ц.}} = 2.4 \pm 0.2 \mu$ $\bar{W}_{\text{в.}} = 2.7 \pm 0.3 \mu$ $\bar{W} = 2.0 \mu$

1	2	3	4	5	6
Куршанг [66] 21	Декабрь 1970	Мауна Кеа	5.5 λ /мм	Полоса NH_3 λ 6450 λ не обнаружена	$N_c = 0.7$ м-екв
Эндренац, Оуэн, Буд- мен [77]	Октябрь 1974	Мак-Дональд, куде 2.7-м телескопа	3.5 λ	Зарегистрирована по- лоса NH_3 λ 6450 λ	$W = 1.0 \pm 0.3$ λ $N_c = 2.5 \pm 1$ м-екв
Оуэн и др. [113]	Октябрь 1974	Маунт Паломар, фокус куде 200-дюймового рефлектора, турье- интерферометр	4.35 λ	Полоса $\lambda = 1.56$ мм не обнаружена	$N_c = 0.15$ м-екв
Будмен, Трейтол, Оуэн [133]	27.11.74 28.11.74 28.01.76	Мак-Дональд, фокус куде 2.7-м телескопа	4 λ	Зарегистрирована по- лоса NH_3 λ 6450 λ	$W = 1.54 \pm 0.21$ λ $W = 1.54 \pm 0.21$ λ $W = 1.46 \pm 0.21$ λ
--	--	--	--	--	$W_{B.I.} = 1.37 \pm 0.12$ λ $W_{C.} = 1.54 \pm 0.12$ λ $W_{S.I.} = 1.78 \pm 0.03$ λ
--	--	--	--	--	$N_c = 2 \pm 0.5$ м-екв
					$\frac{W_{NH_3}}{W_{NH_2}} = 3 \pm 5$

1	2	3	4	5	6
Смит. Мейс. Кохран	23.03.77	Кауза Леа, фокус куле 2.24-и телескопа, Фурье-интерферометр	6.12 Å	Зарегистрированы ли- нии: λ) 6451.1, 6457.2, 6460.5 Å	✓ П. 6451.1 = 3.021 Å γ = 170 ± 30 мÅ ✓ В. Л. 6451.1 = 3.021 Å ✓ 6451.1 = 5.121.2 мÅ № = (0.446) н-эти
[117] 50	05.01.73	Май-Домпид, фокус куле 2.7-и телескопа с уменьшенным эледе спектрографа		и др.	
Абельсон [44] 10	12.11.80	"Домшвер-1", Фурье- интерферометр	4.3 см ⁻¹	Зарегистрирована полю- са $\bar{\nu} = 201 \text{ см}^{-1}$ (λ = 50 мкм)	$\frac{N_{Mn_2}}{N_{H_2}} = 2 \cdot 10^{-4}$
Лейни и др. [32] 35					
Лейни и др. [53] 26	26.06.61	"Домшвер-2", Фурье- интерферометр			

Примечание: В.Л. - восточный лес, П. - центр леса, З.Л. - западный лес, В.П. - южный лес.

Таблица 6. Представление системных термов линий полос метана
 фундаментальных частот и их обертонов [64] ²³

	Система термов	Фактор спина g
0	A	5
1	F	1
2	E + F	1
3	A + 2F	11/7 = 1.571
4	A + E + 2F	13/9 = 1.444
5	E + 3F	1
6	2A + E + 3F	21/13 = 1.615
7	A + E + 4F	19/15 = 1.267
8	A + 2E + 4F	21/17 = 1.235
9	2A + E + 5F	27/19 = 1.421
10	2A + 2E + 5F	29/21 = 1.381
11	A + 2E + 6F	27/23 = 1.174
12	3A + 2E + 6F	37/25 = 1.480
13	2A + 2E + 7F	35/27 = 1.296
14	2A + 3E + 7F	37/29 = 1.276
15	3A + 2E + 8F	43/31 = 1.387

в 10 раз меньше, чем на Икитере. Содержание NH_3 составляет 0,5 м-атм. и согласуется с предыдущим результатом авторов [77]²⁰ от 23 марта 1977 г. Смит и др. [117]⁵⁹ на 2,24-х метровом телескопе обсерватории Мауна Кеа с помощью Фурье-интерферометра на длине волны на Икитере и Сатурне деталь $\lambda = 6451.1 \text{ \AA}$ полосы NH_3 6450 \AA . Для сравнения результатов также проводились наблюдения в южной области и южного полюса Сатурна, и центральной области Южного полюса Икитера. 5-6 января 1978 г. на обсерватории Мак-Дональд, используя эшелле-спектрограф, они провели дополнительные наблюдения Икитера и Сатурна вдоль центрального меридиана в области линии поглощения $NH_3 \lambda 6450 \text{ \AA}$. Эффективное спектральное разрешение составляло 120 м \AA для Сатурна и 80 м \AA для Икитера. В этом районе ставилась задача не только обнаружения линии поглощения аммиака, но и изучение распределений их интенсивности по диску, а также выявление возможных временных вариаций. Для этого авторы получили несколько спектров Икитера и Сатурна в области полосы $NH_3 \lambda 6450 \text{ \AA}$ и по ним выбрали линии, наименее подверженные смешиванию теллурическими и флуориферными линиями. Такому треско-ванию, по мнению авторов, отвечает линия $NH_3 \lambda 6451.1 \text{ \AA}$, хотя она имеет сложный контур. Отметим, что эта линия не имеет отом-щения по квантовым числам J и K в теоретическом спектре Рунд-Брайда и Никольца [106]⁶². Авторы измерили профиль детали $NH_3 \lambda 6451.1 \text{ \AA}$ и определили её эквивалентную ширину. Оказалось, что её интенсивность не изменялась от выбора положения цели на диске планеты, но увеличилась почти вдвое за две последующие да-та наблюдений, разделенные промежутком времени 10 месяцев. По их мнению, на последний результат мог сильно повлиять выбор уровня непрерывного спектра, поэтому нет оснований сделать однозначный вывод о наличии значительных временных вариаций интенсивности

поглощения аммиака на Сатурне.

В работе [117]⁵⁹ были обнаружены также линии $\lambda\lambda$ 6457.1, 6458.0 Å и некоторые другие, длины волн которых не указываются.

Присутствие газообразного аммиака на Сатурне подтверждено в последующих наблюдениях, проведенных с борта космических аппаратов "Вояджер-1", "Вояджер-2", достигших своего наибольшего сближения с Сатурном соответственно, 12 ноября 1980 и 26 августа 1980 гг.

Инфракрасные спектры Сатурна с разрешением 4.3 см^{-1} , полученные при помощи ИК-спектрометра IRIS [44,82]^{10,35} четко зафиксировали вращательную полосу аммиака на $\tilde{\nu} = 200 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \approx 50 \text{ мкм}$).

По этой полосе было оценено относительное содержание аммиака в атмосфере (по объёму) равное $2 \cdot 10^{-4}$. Газообразный аммиак проявляется также и на $\tilde{\nu} = 1000 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \approx 10 \text{ мкм}$), но из-за сильной линии фосфина, расположенной в этой области спектра, количественные оценки по этой полосе не делались.

Слабые линии аммиака на $\lambda = 50 \text{ мкм}$ были также зафиксированы в инфракрасных спектрах, полученных с борта космического аппарата "Вояджер-2" [83]³⁶.

Наряду с этими работами, указывающими на наличие полос поглощения аммиака в спектре Сатурна, имеется ряд работ противоположного толка.

В 1962 году Минчем было получено несколько высокодисперсных спектрограмм Сатурна. Одна спектрограмма с дисперсией 2.8 Å/мм была получена на 100-дюймовом телескопе обсерватории Маунт-Вильсон и две спектрограммы с дисперсией 3.3 Å/мм на 20-дюймовом телескопе обсерватории Маунт-Паломар. Анализ этих спектрограмм, выполненный Спинрадом и др. [119]⁶¹ и Спинрадом [118]⁶⁰, указывал на отсутствие каких-либо заметных следов линий поглощения аммиака в атмосфере на $\lambda \approx 6450 \text{ Å}$.

В 1965 году Суэн [111]⁶⁴ в результате анализа, основанного на

в области $\lambda \lambda 7750-8300 \text{ \AA}$ в спектре Уинтера с лабораторными спектрами, пришел к выводу, что полоса поглощения аммиака $\lambda = 7920 \text{ \AA}$ blendруется слабой полосой поглощения метана 7840 \AA . Так как в спектрограммах Сатурна полосы поглощения H_2 значительно сильнее, чем в спектре Уинтера, то он высказал предположение о возможности ошибочного отождествления крива сильных полос метана в спектре Сатурна с аммиаком. Тем самым Оуэн [1] опять поставил под сомнение наличие этого газа в атмосфере Сатурна.

Последующие поиски полосы $\text{NH}_3 6450 \text{ \AA}$ в спектре Сатурна, проведенные Крикшенком [66]²⁴, также оказались безуспешными. Сравнение спектров Сатурна, полученных в декабре 1970 г. с дисперсией 4.5 \AA/мм на обсерватории Мауна Кеа, с лабораторными спектрами Уинтера не обнаружило никаких следов аммиака. На основании этого Крикшенк получил верхнюю границу содержания аммиака в атмосфере Сатурна равную 0.7 м-атм . Подобное сравнение инфракрасного спектра на $\tilde{\nu} = 6400 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 1.56 \text{ мм}$), полученного в декабре 1969 г. Койпером и др. [66, 91]^{24, 24} с разрешением 10 см^{-1} , также не показало присутствия линий аммиака в спектре Сатурна и не более низкую оценку верхней границы содержания аммиака, равную 0.2 м-атм .

Анализируя высокодисперсные (6 \AA/мм) спектрограммы Сатурна, полученные в 1969 г. Ибрагимовым в фокусе куде 2-метрового телескопа ИАО АН АзербССР, Аврамчук и др. [2, 22, 23]^{6, 7} также пришли к выводу о "фотометрической неопределимости" аммиака в спектре Сатурна.

В 1977 г. Оуэн и др. [113]⁵⁶ исследовали спектры Уинтера и Сатурна в области полосы аммиака $\lambda 1.56 \text{ мм}$, полученные в декабре 1974 г. на обсерватории Маунт-Паломар с применением Фурье-

спектрометра [82]⁴² с разрешением 0.09 и 0.20 см⁻¹. Для сравнения использованы спектры Луны и Солнца, а также лабораторные спектры аммиака, полученные авторами при трёх температурах 183, 188 и 295 К и серии низких давлений. В спектре Сатурна была обнаружена ни одна из 100 линий полосы аммиака NH₃ 1.66 мкм, имеющихся в спектре Киптера, верхний предел содержания аммиака в спектре Сатурна был определён в 0.15 м-атм, в то время как для Киптера эта величина составляла 7.5 ± 2.5 м-атм.

Сводка основных результатов поисков газообразного аммиака в спектре Сатурна приведена в табл. 5.

Итак, как видно из этого обзора, проблема аммиака на Сатурне довольно запутана. Сейчас уже нет сомнений в его присутствии. Тем не менее, представляет интерес, что в некоторые периоды на спектрограммах с довольно высоким разрешением его не было обнаружено. Какова причина? Во временных изменениях количества аммиака, физических свойствах облачного слоя или в чём-нибудь другом?

В 1965 году Гивер [79]³² высказывал предположение о значительных вариациях температуры в атмосфере планеты, объясняющее явление исчезновения и появления аммиака на высокодисперсных спектрограммах Сатурна за разные годы наблюдений. Эту мысль подтвердили Бугаенко и др. [14]⁵ на основании работы [81]³⁴, в которой полученные Гивером и Спиррадом по квадрупольным полосам водорода оценочные температуры изменяются от 103 ± 20 К по данным за 1962 год (полоса NH₃ λ 6450 Å не наблюдалась) до 126 ± 30 К по данным за 1964 год (полоса наблюдалась). А поскольку температура верхних слоёв атмосферы аммиака и температуре насыщенных паров аммиака, то небольшие её изменения сильно влияют на количество газообразного аммиака в атмосфере, что и находит своё отражение в переменных интенсивностях полос аммиака в спектре планеты. Нам кажется это объяснение правдоподобным.

1.3. Теоретические и лабораторные исследования тонкой структуры полос поглощения метана

Метан - третий по содержанию газ в атмосфере Сатурна и наи-
более хорошо изученный.

Как известно, молекула метана CH_4 имеет форму тетраэдра
и, следовательно, обладает симметрией сферического типа. При та-
кой структуре возможны четыре фундаментальные частоты: $\nu_1 = 2915 \text{ см}^{-1}$
 $\nu_2 = 1520 \text{ см}^{-1}$ - спектрально-неактивные и $\nu_3 = 3014 \text{ см}^{-1}$ и
 $\nu_4 = 1304 \text{ см}^{-1}$ - спектрально-активные, которые проявляются в ин-
фракрасной области спектра [45, 84]. В обширном исследовании Слай-
фера [45, 46], которое включало изучение спектров Митера, Сатур-
на и Урана и Нептуна, дана классификация наблюдаемых полос погло-
щения метана в обозначениях этих четырех фундаментальных колеба-
тельных частот. Правда, как отметил Герцберг [84], обозначения
этих полос, данных Аделем и Слайфером [45], а также другими исследо-
вателями, плохо согласовывались с наблюдаемыми длинами волн и
со своими предварительными обозначениями. После этого свои расшиф-
ровки некоторых полос метана предложили также Кросс и др. [83].
Они исследовали спектры Митера с высоким разрешением, позволяв-
шим разрешать структуру некоторых полос и привели списки обнару-
женных линий в полосах метана в областях $\lambda \lambda 6200, 7250, 8420$
 8620 \AA . Однако, лабораторные исследования этих полос не позво-
лило осуществить расшифровку их тонкой структуры. Частично это
объясняется тем, что вращательные уровни активных частот ν_3 и ν_4
подвержены корриолисовому возмущению, приводящему к расщеплению
вращательных линий, тем самым ещё больше усложняющим структуру
полос поглощения метана. Исключение составляет обертоном метана
 ν_3 , который имеет относительно простую структуру и расположен
в длинноволновой ИК-области спектра ($\lambda \approx 1.1 \text{ мкм}$). Кроме того, интен-

ность и структура этого обертона хорошо изучена и в лабораторных условиях и теоретически, что существенно облегчает интерпретацию результатов наблюдений.

Теоретические исследования полос поглощения метана были начаты Вильсоном [132]⁶⁸ и Яном [87]³⁸, которые показали, что сложная энергетическая структура низкочастотного фундаментального колебания ν_4 молекулы метана может быть объяснена на основании тетраэдрической модели молекулы.

Ян [87]³⁸ разработал теорию корриолова возмущения вращательных уровней трёхкратно вырожденного низкочастотного колебания ν_4 достаточно близко расположенными вращательными уровнями двукратно вырожденного инфракрасно-неактивного колебания ν_2 . Он указал на важную роль корриолова возмущения в спектрах многоатомных молекул. Это дало ему возможность точно определить тонкую структуру расщеплённых в результате корриолова взаимодействия вращательных уровней колебания ν_4 вплоть до вращательного квантового числа $J = 10$ и на этом основании построить синтетический энергетический спектр, который хорошо согласовался с наблюдениями.

Файльде и Ян [84]²³ воспользовались результатами работы [87]³⁸ и вычислили теоретический инфракрасный спектр колебания ν_4 . При расчётах было принято предположение о том, что результирующее корриолово возмущение, действующее на вращательные уровни, незначительно и не изменяет интегральной интенсивности линий. Они показали, что если не рассматривать корриолова расщепления линий, то их рассчитанная интенсивность зависит от трёх факторов: от амплитуды перехода или суммы квадратов матричных элементов электрического момента основного состояния; от статистического веса первоначального (основного) энергетического уровня, который

делается вращением и вырожденностью ядерного спина; от большого фактора. Для молекулы типа сферического волчка, к которой принадлежит метан, амплитуды переходов для линий R-, Q- и S-ветвей равны $(2J+3)/(2J+1)$, 1 и $2J-1/2+1$, соответственно, и степень вырождения основного уровня равняется $(2J+1)^2$. Поскольку все основные вращательные уровни с вращательными квантовыми числами J могут быть выражены системными термами (представлений) A, E и F группы T (табл. 6), веса ядерных спинов которых равны соответственно 5, 2 и 3, то фактор ядерного спина J -вращательного уровня равняется:

$$g_J = \frac{aA + bE + cF}{2J+1} = \frac{5a + 2b + 3c}{2J+1} \quad (1.1)$$

Используя эти формулы, можно вычислить относительные силы линий для разных температур. Чайльдс и Ян вычислили их для лабораторной температуры $T = 296$ К. Они также показали, что интегральная сила линии распределяется между A-, E- и F-компонентами вращательного представления пропорционально весам ядерного спина, соответствующим этим представлениям, т.е. как 5:2:3.

В этой, а также более ранней работе Чайльдса [63], была так же исследована с разрешением 0.5 см^{-1} полоса метана, расположенная в области $\bar{\nu} = 9050 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \approx 1.1 \text{ мкм}$), и показано, что её структура похожа на структуру полосы ν_3 , расположенной на $\bar{\nu} = 1500 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \approx 3.3 \text{ мкм}$). Чайльдс [63] отождествил её как $3\nu_3$. В лабораторном спектре хорошо наблюдалась R-ветвь, в которой автор дал обозначения квантовых чисел J -линий, хотя нормальное измерение, в основном, не было разрешено.

Теория, разработанная Чайльдсом и Яном [64] для полосы ν_3 , справедлива также для полосы $3\nu_3$ и впоследствии была использована авторами для её изучения.

Более тщательные лабораторные измерения полос $3\nu_3$ провели Галле и Фоке [102]⁴⁹ в 1968 году. Они получили лабораторный спектр с разрешением 0.06 см^{-1} при низком давлении и температуре 294 К . В спектре наблюдалась тонкая структура вращательных линий R -ветви. Авторы определяли длины волн отдельных компонент этих линий R -ветви с точностью до 0.05 см^{-1} и, основываясь на спектральной работе Вильсона [132]⁶⁸, вычисляли значения вращательных квантовых чисел J , а также отождествляли тип симметрии A_2 , E , F_1 и F_2 для компонент тонкой структуры каждой линии. Эти обозначения согласовывались с обозначениями, принятыми в работах Чайльда [63]²², Оуэна [110]⁵³, Уолкера и Хейса [129]⁶⁶.

Количественная интерпретация спектров планет с высоким разрешением требует точного знания сил и полуширин линий полос поглощения метана. Поэтому в 1970 году Марголис [99]⁴⁶ продолжил свои исследования полосы поглощения метана $3\nu_3$. Лабораторные спектры этой полосы были получены при температуре $T = 295 \pm 1 \text{ К}$, давлении $p = 500 \text{ тор}$ и длине пути прохождения света от 8 до 160 метров. В этих условиях Марголис измерил интегральные силы восьми линий R -ветви ($J = 0 + 7$) и полуширины отдельных линий $R(0)$ и $R(1)$, измеренных водородом, которые оказались равными $\lambda_0 = 0.087 \pm 0.005 \text{ см}^{-1}$.

В своей следующей работе Марголис [100]⁴⁷ получил лабораторный спектр этой же полосы при более высоком спектральном разрешении (низком (75 тор) давлении, что дало возможность автору уточнить длины волн компонент тонкой структуры линий и их относительные интенсивности. Он определял также полуширины линий, не распадающихся на компоненты, и показал, что их полуширины мало зависят от величины вращательного квантового числа J и наиболее близки к полуширинам линий $R(0)$ и $R(1)$. Марголис экспериментальным

был введен зависимость значений полуширины и величины расщепления
отдельные компоненты линий R-ветви от давления. Была уста-
влена линейная зависимость величин расщепления линий от давле-

$$\Delta V = \Delta V^0 + \alpha P \quad (1.2)$$

ΔV^0 - расщепление при нулевом давлении.

В лабораторных исследованиях [59, 99, 100] также показано, что
предельное интегральной интенсивности линий орбит компонент
тонкой структуры, выраженной системой термов A, E и F,
компоненты приблизительно как 5:2:3, что и было предсказано в
работе Чайльда и Ли [64].

Известно также ряд работ по изучению лоренцовских полуширин
линий различных полос поглощения метана [115, 126-128] при стан-
дартных лабораторных условиях P и T. В 1966 году Рэнк и др.
[115] определили полуширины нескольких линий полос метана $2V_3$
и V_3 с $\lambda = 1.67$ мкм, среднее из которых при расширении водородом
составляет $0.075 \text{ см}^{-1}/\text{атма}$. Затем в результате детальных исследова-
ний с высоким разрешением $0.1-0.5 \text{ см}^{-1}$, проведенных Варанази
[126], Варанази и Тейвани [128] для полос V_3 и $2V_3$, было по-
казано, что полуширины линий с $J = 0 \leftarrow 17$ для этих полос, а так-
же $3V_3$ и V_4 практически постоянны в пределах ошибок для различ-
ных температур и расширяющих газов: водорода, гелия и кислорода.
Полуширины обнаруживают зависимость от вращательного квантового
числа J только для случаев самоуширения и расширения азотом
или воздухом. Варанази [126] показал, что в случае уширения в
процессе столкновений с водородом $\gamma_0 = 0.075 \pm 0.004 \text{ см}^{-1}$, гели-
ем $\gamma_0 = 0.048 \pm 0.002 \text{ см}^{-1}$, кислородом $\gamma_0 = 0.044 \pm 0.002 \text{ см}^{-1}$.
В случае самоуширения γ_0 изменяется от 0.065 см^{-1} для R(0) до
 0.078 см^{-1} для R(17).

Те же выводы подтвердились и в следующей работе Баранаи и [127]⁶⁴. Там же показано, что полуширины линий с разницей γ расширения в процессе столкновения с водородом в гелии пока- зывают зависимость от температуры вида $T^{-1/2}$. Для полуширин ли- ний полученных в результате самоуширения, зависимость от темпе- ратуры имеет вид: $\gamma \sim T^{-2/3}$.

Лабораторные исследования полосы $3\nu_3$ сделали возможным её обнаружение в спектре Сатурна.

Научные полосы метана $3\nu_3$ C_{H_4} в спектре Сатурна проводи- мости одновременно и независимо Трайтоном [124]⁶², Бергстра- [56]¹⁷, Бергом и др. [55]¹⁶.

1.4. Исследование полосы поглощения метана λ 6800 Å в спектре Сатурна и в лабораторном спектре

Во время изучения тонкой структуры полосы поглощения метана в спектре Ингера, а затем и Сатурна, возникал также вопрос о наличии обертонов более высоких порядков основной колеба- тельной частоты ν_3 в спектрах планетных атмосфер.

В 1966 году Оуэн [112]⁵⁵ сообщил об открытии в спектре Урана на λ 6800 Å новой полосы поглощения метана, структура кото- рой достаточно хорошо разрешалась даже при умеренной дисперсии (Å/мм). Отметим, что впервые эта полоса, неразрешённая на де- лительном пути 5.5 мм-атм, полученном ещё в 1950 году Койпером [89]⁴⁰. [112]⁵⁵ исследовал две спектрограммы Урана, полученные в апре- ле 1966 года в 84-дюймовом фокусе куде обсерватории Кит Пик, а также одну спектрограмму Урана, полученную немного раньше Койпе- ром. На всех спектрограммах Урана в области λ 6800 Å была видна хорошо выраженная серия линий поглощения, длины волн которых Оуэн

линии с точностью $\pm 0.2 \text{ \AA}$. Основывалась на астрометрической работе Деминского и Кигрема [69]²⁵, предсказывавшей приблизительное положение оборотов в спектре:

$$\tilde{\nu} = 3085n - 66n^2 \text{ (см}^{-1}\text{)} \quad (I.3)$$

Отождествил полосу с четвертым оборотом частоты ν_3 . Следующий важный довод в пользу такого отождествления основан на ярком чередовании серии линий, среднее расстояние между которыми оказалось равным $11.2 \pm 1.0 \text{ см}^{-1}$, что неплохо согласуется с указанным средним расстоянием. Оуэн отождествил одну из ветвей детали полосой с Q-ветвью, а шесть линий серии с R-ветвью частоты $5\nu_3 \text{ CH}_4$. Но в то же время он сделал оговорку о правдоподобности своего отождествления, поскольку оно было основано на мере с низким разрешением.

Полоса $\lambda 6800 \text{ \AA}$ была также зафиксирована на спектрограммах Юра и Сатурна, полученных с дисперсией 6 \AA/мм на обсерватории Мональд [112]⁵⁵. На спектрограммах Кинтера очень слабо видны ветвь и линия R(4). На спектрограммах Сатурна были четко видны Q-ветвь и линии R(3) и R(4).

Укрепленно мысли, что отождествление полосы метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ с ν_3 верно, содействовал тот факт, что ряд последователей [57]¹⁸, пользуясь этим отождествлением, по высокорешающим спектрограммам определили вращательную температуру Урана, равную в среднем 100 K , что хорошо согласуется с ее определением по квадратным линиям водорода [76, 94]^{29, 43}. Эти авторы не нашли ни одного несоответствия с отождествлением Оуэна.

В отличие от Урана, в спектре которого полоса $\lambda 6800 \text{ \AA}$ довольно сильная, а поэтому неплохо изучена, спектры Сатурна в области этой полосы детально почти не изучались. Можно отметить несколько работ [2, 22-24, 49, 76]^{1, 6-8, 14, 29}, в которых приведены некото-

сдвиги о структуре и интенсивности линий полосы СН₄
600 Å в спектре Сатурна. Ибрагимов [22] исследовал её по де-
спектрограммам планеты, полученным в сентябре 1969 г. с диа-
метром 6 Å/мм в фокусе купол 2-метрового телескопа Шемахинской
обсерватории АН АзербССР. Спектральное разрешение составляло
0,24 Å. Цель спектрографа ориентировалась по центральному
меридиану и вдоль экватора планеты. Для сравнения были получены
и спектрограммы Луны и Венеры. В спектре Сатурна зареги-
стрированы R-, Q- и P-ветви. Q-ветвь оказалась самой силь-
нейшей в полосе, а в её крыльях чётко были выделены две ком-
поненты. Среди семи линий, несколько совпадающих по длинам волн с
линиями R-ветви Оуэна [112], Ибрагимов обнаружил две не-
идентифицируемые компоненты. В области P-ветви он зарегистриро-
вал компонент (табл. 7) и отметил также дублетную структуру не-
которых компонент R- и P-ветвей.

Затем Аврамчук и др. [2], переработав спектрограммы, получен-
ные Ибрагимовым [22], обнаружили раздвоенность ряда компонент по-
скольку, что также наблюдалось и на высокодисперсных спектрограммах
(1/мм) Урана, полученных в ШАО АН АзербССР Давудовым. Они оце-
нили значения полуширины линии R(0)- и Q-ветви и определили
значения эквивалентных ширины в трёх точках диска планеты
(табл. 8), что позволило сделать заключение о том, что интензив-
ность поглощения метана убывает к краю диска Сатурна.

Экренец и Оуэн [29], исследовав высокодисперсные спектро-
граммы Сатурна с разрешением 0,015 Å, полученные в 1973 году на
обсерватории Мак-Дональд, также оценили значения экви-
валентной ширины линии λ 6818,8 Å (иногда обозначение в спектре
в как R(0)) равное $W = 15_{-2}^{+3}$ мÅ и полуширины $2\gamma = 0,048$ Å.

В мае-июне 1980 г. Бейнс и др. [49] на 2,2-м телескопе обсер-

рис. 7. Перечень линий, обнаруженных в полосе CH_4 6800 Å в спектре Сатурна [22]

Длина волны λ , Å		
P-ветвь	Q-ветвь	R-ветвь
6852.1	6826.8	6818.8
6846.8	6824.3	6816.3
6835.2	6822.0	6811.7
6831.5		6808.0
6829.6		6806.2
		6803.1
		6797.0
		6794.5
		6789.2

длин Мауна Кеа с применением Гурье-интерферометра, дающим спектральное разрешение 0.1 Å, провели наблюдения части полосы на λ 6800 Å (авторы обозначили эту полосу как 6815 Å) в экваториальной области диска Сатурна. Для сравнения при тех же условиях был получен спектр Луны. В спектре Сатурна четко выделяются четыре детали: линии метана на $\lambda = 6814.6$ и 6818.9 Å и соседние линии $\lambda\lambda$ 6815.04 и 6820.4 Å. С целью выделения чистых линий депрессий, запись спектра Сатурна была разделена на запись спектра Луны, в результате чего в области $\lambda\lambda$ 6812 - 6825 Å минимально был выделен ряд линий метана низкой интенсивности, присутствие которых в планетном спектре затруднительно из-за перекрытия солнечными линиями.

Авторы определяли значения эквивалентных ширины линий $\lambda\lambda$

Линии излучения элементов в спектре звезд и планетарных туманов

реальной меридиан)

λ. Å	Автор	W. mÅ						2γ. Å			R
		ИЭ	ИМ	СИ	БЭ	БМ	СМ	ИМ	БМ	СМ	
6818.8	Аврамчук и др. [2,22] ^{1,6}	26	27 ± 7	24	0.40	0.33 ± 0.07	0.28	0.055	0.066 ± 0.008	0.059	0.059
	Закрепкин, Оуэн [76] ^{2,9}	-	15 ⁺³ ₋₂	-	-	0.088 ^{+0.007} _{-0.006}	-	-	-	-	-
	Бойс и др. [49] ¹⁴	-	32 ± 5	-	-	-	-	-	-	-	-
6814.6	Бойс и др. [49] ¹⁴	-	13 ± 3	-	-	-	-	-	-	-	-
Q-ветвь Аврамчук 6822.0- и др. [2] ² 6826.8		63	110	99	-	-	-	0.042	0.070	0.053	0.053

6813.9 и 6814.6 Å равны, соответственно, 32 ± 5 и 13 ± 3 мÅ.
В табл. 8 приведены значения эквивалентных ширины W и ин-
тегралы $\int I_{\lambda}$ для линий полосы λ 6800 Å в спектре Сатурна, определен-
ные авторами.

Что не является лабораторных исследований полосы метана
6800 Å, то они были начаты только в 1976 году Луцием и Оуэном
[95], получивших при стандартных условиях в большом пути про-
хождения света (4.92 км-атм) спектр с разрешением 0.012 Å. В спек-
тре были четко зарегистрированы семь линий, которые авторы ото-
ждествили с R-ветвью ($J = 0 + 6$) и одну депрессию - с Q-ветвью
пределами длин волн самых интенсивных членов расщепления ли-
нии (см. табл. I4a). В лабораторном спектре депрессии, предикции
Q-ветви и линиями R(0), R(1) и R(2) обнаруживают сложную
структуру. В то же время для линий с $J \geq 3$ не наблюдается нор-
мально расщепления. Это противоречит теоретическим и лаборатор-
ным исследованиям, проведенным рядом авторов [59, 64, 99-101] для
основных частот и их обертонов, в которых линии R-ветви
предельными квантовыми числами $J = 0, 1$ должны быть синглет-
ны, а с $J \geq 3$ - подвержены нормальному расщеплению. Проведен-
ный в данной работе анализ расстояний между соседними линиями об-
наружил нерегулярность их расположения, что также несовместимо с
отождествлением как членов R-ветви обертона $5\nu_3$. Авторами
[95] не смогли объяснить этот факт ^{в рамках} существующих энергетических
данных о взаимодействиях уровней.

Наиболее сильным фактором против отождествления полосы мета-
на λ 6800 Å с обертоном $5\nu_3$ авторы считают распределение интен-
сивности среди линий, приписанных R-ветви. Расчеты показали,
что при больцмановском распределении при комнатной температуре,
в лабораторном спектре линия с предельным квантовым числом $J = 6$

линии наблюдаться. В то же время должны присутствовать линии в коротковолновой области, но ограничение с длиной, имеющей номер члена $J = 6$, что на самом деле не имеет места. Кроме того, в лабораторном спектре, как и в планетном, максимум интенсивности линий имеет место при малых значениях J .

Таким образом, у авторов работы [95]⁴⁴ возникло сомнение в возможности отождествления полосы $\lambda 6800 \text{ \AA}$ с четвертым обертоном частоты ν_3 , т.е. с $5\nu_3$. Для проверки своего предположения Лутц и Суэн, воспользовавшись относительными теоретическими силами линий, обозначенными как $R(0)$, $R(1)$, $R(2)$, и их эквивалентными ширинами при лабораторных условиях, получили значение лабораторной вращательной температуры, которое оказалось равным 25 К, что неверно.

Приняв во внимание все обнаруженные противоречия, авторы пришли к заключению о неверности предварительного отождествления этой Суэном [112]⁵⁵. К аналогичному выводу пришли также Гергмань и др. [58]¹⁹ на основании изучения распределения интенсивности в серии деталей полос поглощения метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ в лабораторном спектре.

Однако Галфенд и др. [78]²¹, анализируя внешний вид спектров Юпитера и Нептуна в области полосы поглощения метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$, полученные с помощью интерферометра Фабри-Перо, дающим разрешение 0.7 \AA , пришли к выводу, что хотя часть линий в этой полосе могут и неверно отождествлена Суэном, однако отождествление Юсом как $5\nu_3$ - верно.

В лабораторном исследовании полосы $\lambda 6800 \text{ \AA}$, проведенном Юсом в 1982 году [49]¹⁴ при давлении $P = 0.389$ бар, температуре $T = 296$ К и количестве газа равном 0.147 км-атм, в области очень интенсивной линии $\lambda 6818.9 \text{ \AA}$ автор обнаружил восемь отдельных

малой интенсивности. Это также несовместимо с отождествлением этой полосы, как $5 \nu_3$. Но в данной работе автор не даёт лабораторного спектра.

Таким образом, на основании лабораторных исследований [49, 50, 55, 56] ^{44, 45} достаточно справедливо установлено, что первоначально отождествление, проведенное Оуэном, по-видимому, является правильным. Однако какое-либо другое отождествление данной полосы не предложено не было.

Итак, из проведенного обзора видно, что полоса поглощения λ 6450 Å и метана на λ = 6800 Å в спектре Сатурна изучена ещё недостаточно. Поэтому мы попытаемся восполнить этот пробел на основе нашего наблюдательного материала изучить тонкую структуру полосы поглощения азидина λ 6450 Å и метана λ 6800 Å, анализировать полученные данные и попытаться их проинтерпретировать.

2. ОПИСАНИЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНОГО МАТЕРИАЛА И МЕТОДИКИ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ

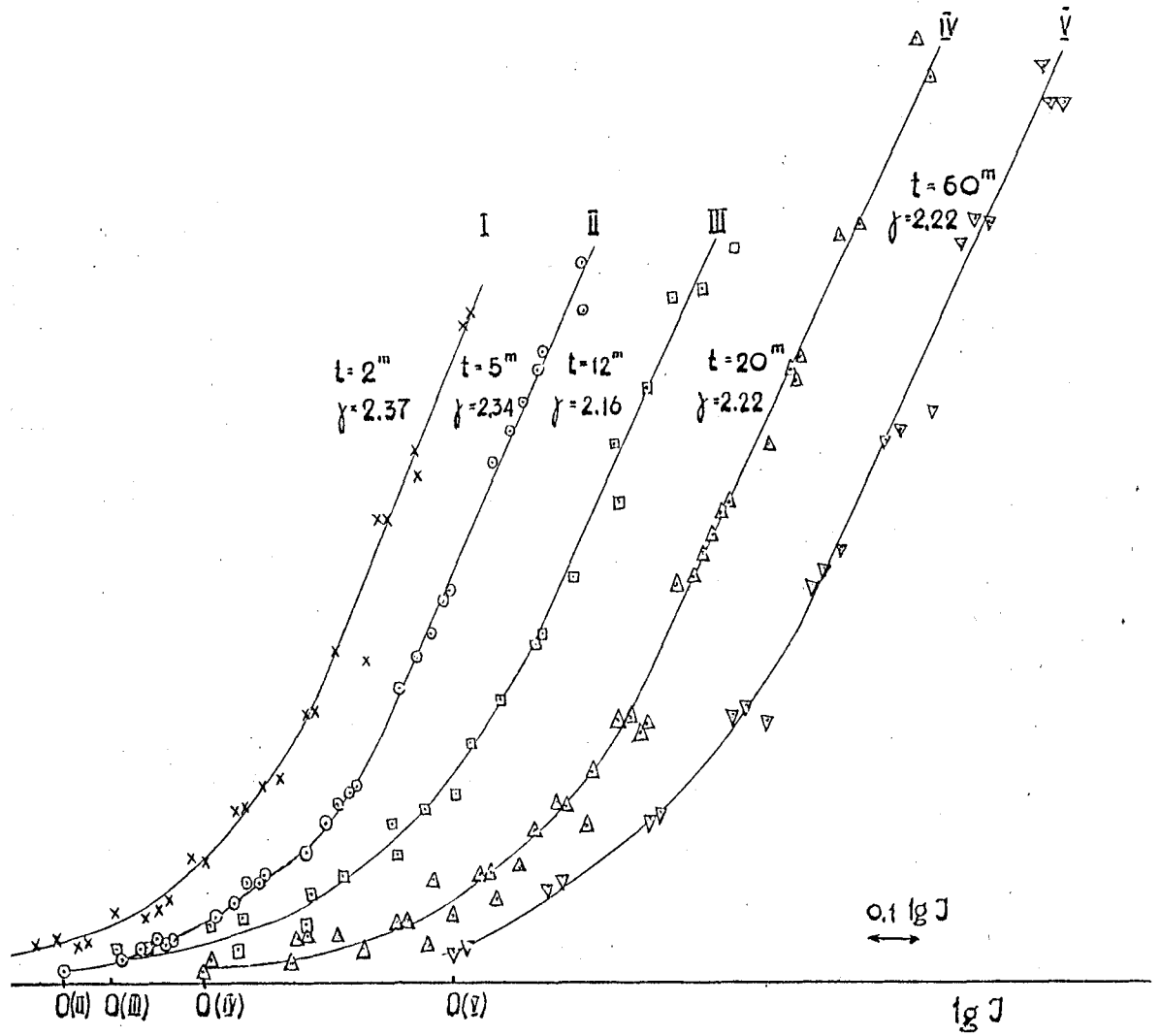
2.1. Наблюдательный материал

Для обработки мы использовали спектрограммы Сатурна, полученные в 1969 и 1971 годах И.Б.Морозимовым в фокусе куде 2-метрового рефлектора Шемухинской астрофизической обсерватории АН Азерб. Использовалась камера с фокусным расстоянием $f = 1400$ мм, дающая во втором порядке дисперсию $6 \text{ \AA}/\text{мм}$. Спектральное разрешение в зависимости от ширины щели составляло 0.16 и 0.24 \AA , пространственное разрешение - около $3''$. При наблюдениях щель ориентировалась вдоль экватора и центрального меридиана планеты. Наблюдательный материал был получен на плёнке А - 700. На рис. III (вложение) дана кривая спектральной чувствительности этой эмульсии. В качестве стандартного спектра сравнения использовались спектрограммы Луны, полученные в период наблюдений Сатурна с тем же спектральным разрешением и на той же плёнке. Ввиду того, что в период наблюдений Сатурна было получено всего три спектрограммы Луны, мы использовали также и спектрограмму, полученную 13/14 августа 1974 года, обладающую хорошим качеством и разрешением. При калибровке, как правило, впечатывался шестиступенчатый ослабитель с экспозицией 5-6 минут. К сожалению, на многих спектрограммах ослабитель не был впечатан. В табл. III (Приложение) приведены основные характеристики наблюдательного материала.

2.2. Характеристические кривые

Как видно из табл. III, спектры планеты и калибровочного ослабителя были получены с различными экспозициями, а некоторые спектрограммы Сатурна вообще не были калиброваны. Поэтому, прежде

приступить к обработке наблюдательного материала, мы попытались изучить изменение вида характеристической кривой в зависимости от экспозиции в пределах от 2 до 60 минут, от пластинки к пластинке и от периода к периоду наблюдений. Для проверки закона взаимозаменяемости мы провели следующую работу. На плёнке А-700 были получены спектры калибровочного ослабителя с экспозициями 12, 20, 60 минут. На микрофотометре МФ-4 мы провели их записи в трёх дисперсиях. Для исключения возможных локальных неоднородностей эмульсии для каждой экспозиции мы построили по три характеристические кривые для близких длин волн. После этого методом графика по шкале логарифма пропускания ослабителя проводили совмещение этих трёх кривых. Такая совмещённая характеристическая кривая принималась за усреднённую кривую для данной экспозиции. Это и показано на рис. 1а. Как видно из этого рисунка, на характеристической кривой имеет место довольно большой разброс точек, что затрудняет уверенно проводить их аппроксимацию. Поэтому, для совмещения характеристических кривых с различными экспозициями, проводили также их совмещение (рис. 1б). Как видно из этого рисунка, хотя в общем и имеет место разброс точек на характеристической кривой, но какой-либо систематической зависимости от экспозиции не наблюдается. Поэтому мы можем заключить, что если для плёнки А-700 и существует нарушение закона взаимозаменяемости в пределах экспозиций 2-60 минут, то его эффект меньше ошибок измерения. Это дало нам основание пользоваться при обработке спектрограмм Сатурна записями шкалок, полученными с меньшими экспозициями. Далее по всем имеющимся шкалам на спектрограммах строились характеристические кривые в областях длин волн 6430 и 6800 Å, которые являются центрами молекулярных полос поглощения аммиака и гана, исследуемых в настоящей работе. К сожалению, оказалось,

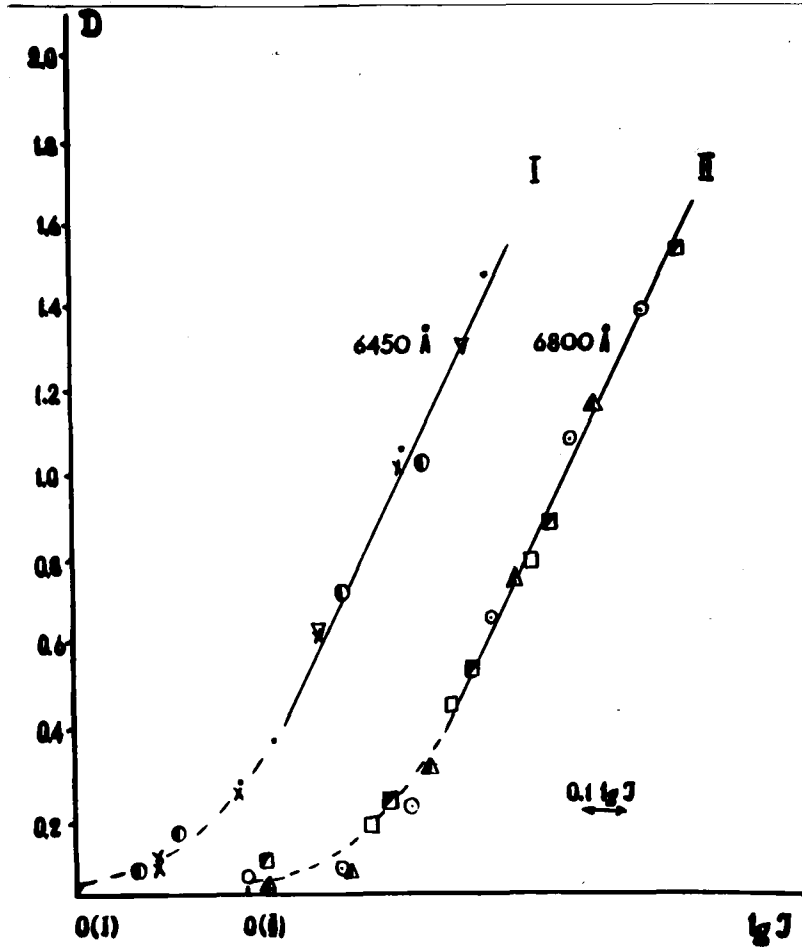


г. Ia. График усреднённых характеристических кривых для разных экспозиций.

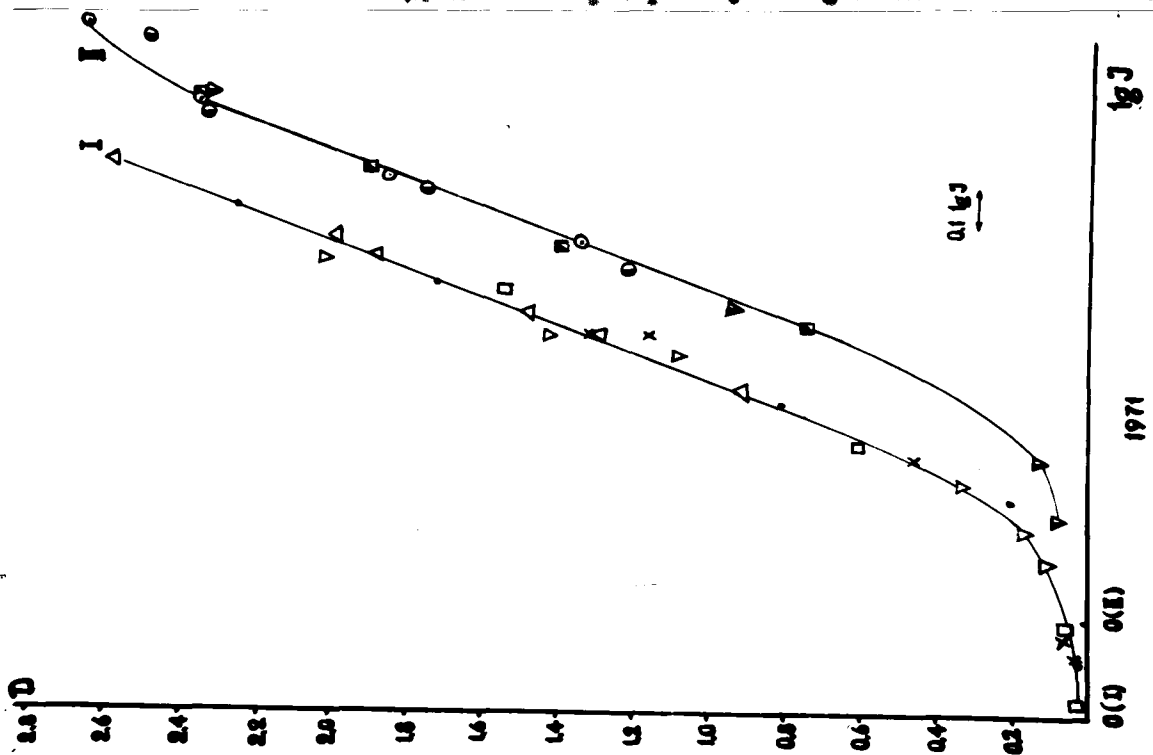
на большинстве спектрограмм не вое ступеньки ослабителя име-
годные для обработки почернения. Поэтому в некоторых слу-
приходилось строить характеристическую кривую по 3-4 сту-
ям. Для получения более надёжных характеристических кривых
проведено усреднение за каждый период наблюдений в обеих об-
ж длин волн (рис. 2а, 2б). Как видно на этих рисунках, за-
ж отличий в виде характеристических кривых от даты к дате и
спектральных областей не наблюдается, но отчётливо видно изме-
е от периода наблюдения к периоду. Первое объясняется видом
ей чувствительности фотозульсии (рис. III). Поэтому для обра-
е мы использовали усреднение по всему участку длин волн 6450-
в \AA характеристических кривых для данного периода наблюдений.
показало исследование рабочих диапазонов плотностей на всех
етрограммах, используемых в работе, то все они лежат на линей-
частях характеристических кривых (рис. 3а, 3б), проведённых
ально уверенно.

2.3. Исследование инструментального профиля

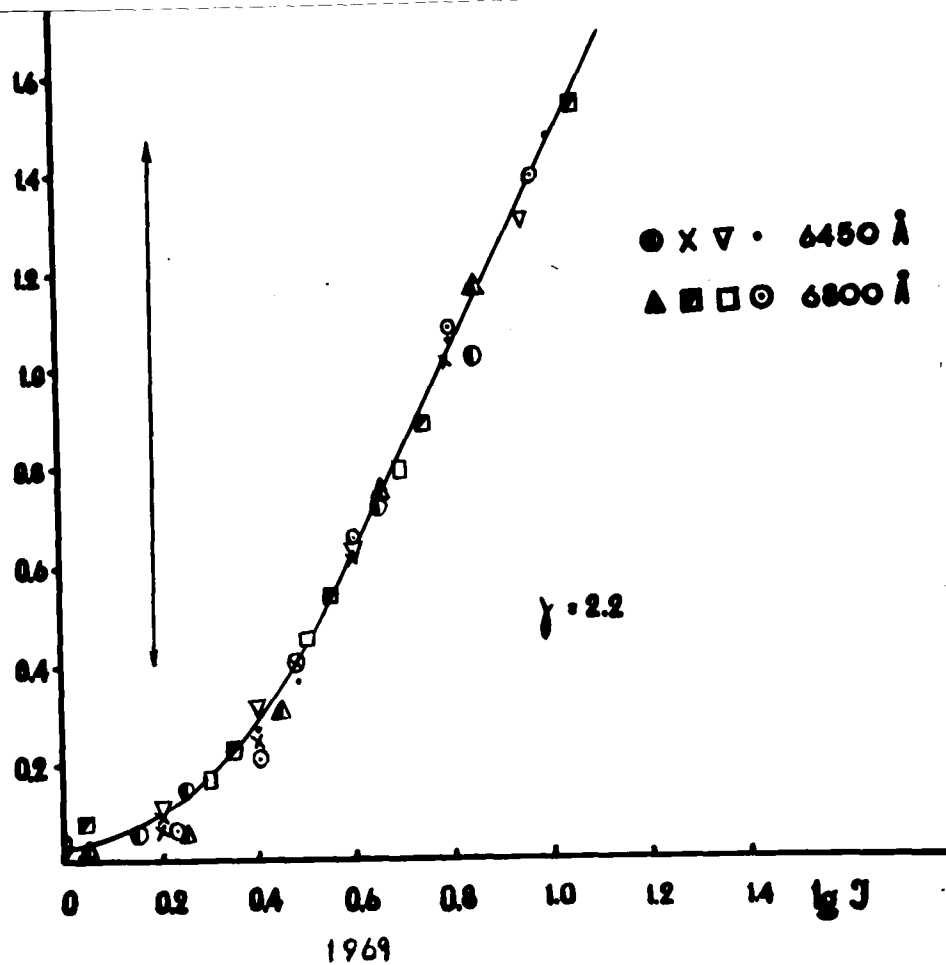
Для определения ширины инструментального профиля спектрогра-
нами производилось фотографирование на плёнку А-700 линий нео-
5975.53 и 6030.00 \AA , которые отличаются чрезвычайно малыми
отвенными полуширинами (меньше 0,03 \AA). Входные ширины щели
етрографа были выбраны те же, что и при наблюдениях планеты,
0,01 и 0,15 мм. Для каждой ширины щели фотографировался
стр неона при разных экспозициях. Для получения инструменталь-
е профиля эти спектры были записаны на микрофотометре МР-4,
ем были построены профили этих линий (см., например, рис. 4а,
е, которые, учитывая их малые собственные полуширины, можно
ать инструментальными профилями. Средняя ширина инструмен-



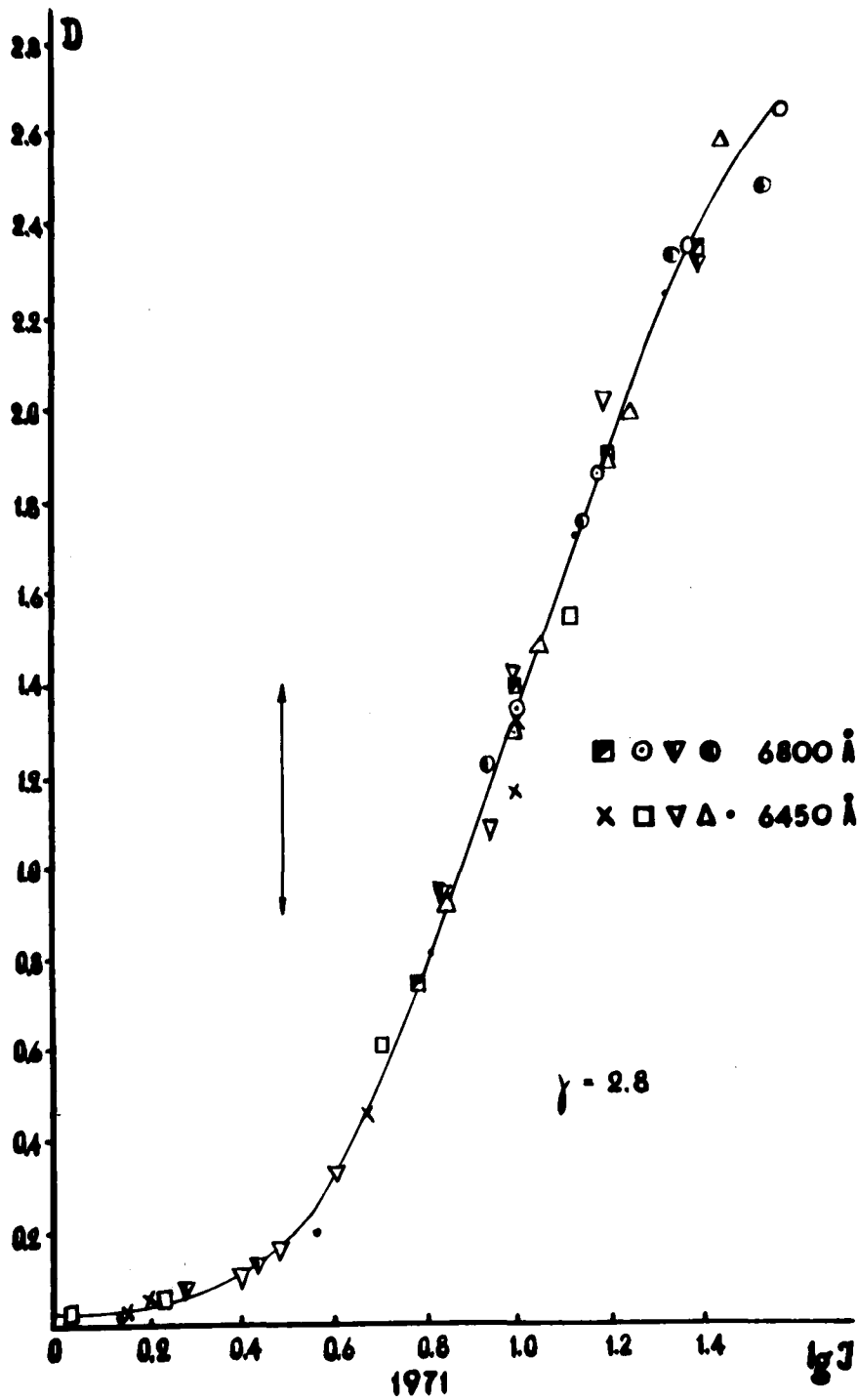
2a. Усредненные характеристические кривые для областей 6450 Å и 6800 Å для спектрограмм, полученных в 1969 г.



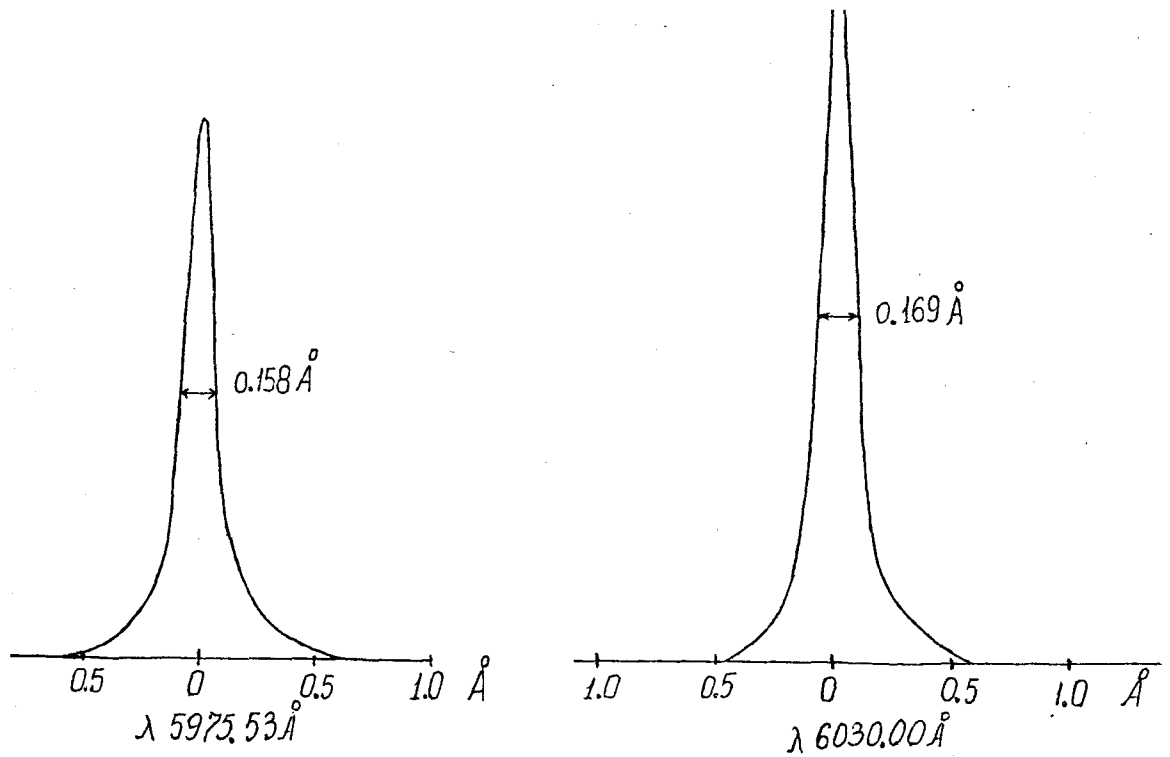
2б. Усредненные характеристические кривые для областей 6450 Å и 6800 Å для спектрограмм, полученных в 1971 г.



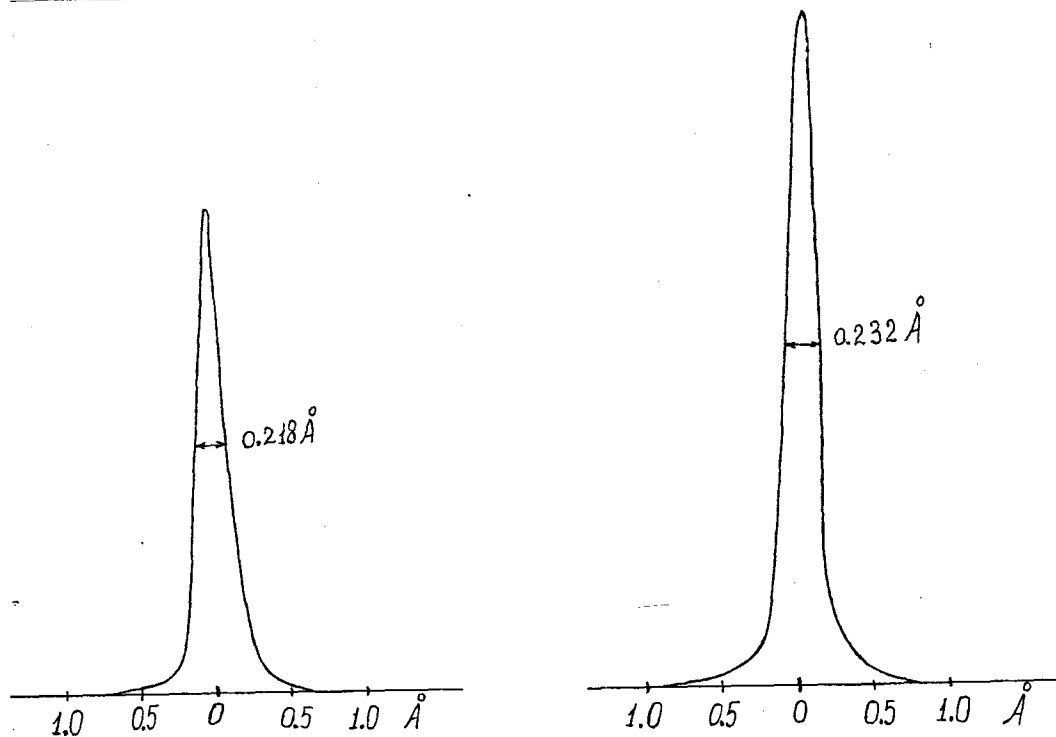
За. Характеристическая кривая, используемая для спектрограмм, полученных в 1969 г.



Ю. Характеристическая кривая, используемая для спектрограммы, полученных в 1971 г.



4a. Профили линий неона 5975.53 \AA и 6030.00 \AA при ширине входной щели спектрографа 0.1 мм.



4б. Профили линий неона 5975.53 \AA и 6030.00 \AA при ширине входной щели спектрографа 0.15 мм.

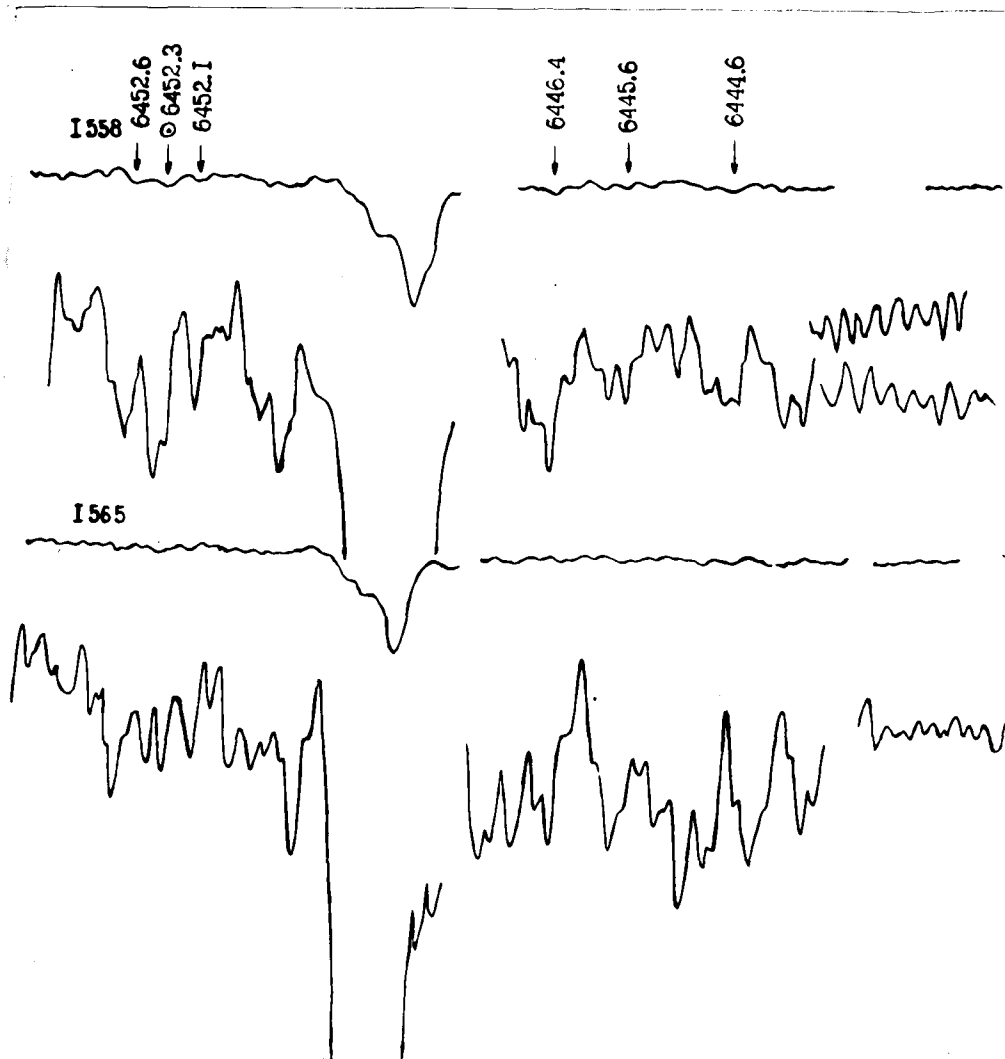
Эта контура линий $\lambda\lambda$ 5975.53 и 6030.00 Å при ширине щели составляет 0.163 Å, при 0.15 мм - 0.225 Å. Почти те же значения были получены при рассмотрении контуров запрещённых линий серфенового кислорода $\lambda\lambda$ 6283.796 и 6384.538 Å, являющихся узкими. Таким образом, с достаточной степенью точности можно считать, что ширина инструментального профиля при ширине щели спектрографа 0.10 и 0.15 мм равны теоретическим значениям 0.15 и 0.225 Å, соответственно.

2.4. Методика поисков линий планетного спектра

Как уже говорилось выше, используемые нами спектрограммы ранее уже обрабатывались Аврамчуком и Ибрагимовым [2]. Они привели к выводу, что линии поглощения алюминия на этих спектрограммах отсутствуют, а лишь тот факт, что фотографический метод не даёт достаточно высокую точность для обнаружения этих линий поглощения. Следовательно, перед нами стояла задача проверить, отождествить и попытаться измерить параметры линий поглощения, глубины которых лишь ненамного превышают уровень шума, а иногда находятся и под ним. Эту задачу мы решили как на основе выбора методики записи индивидуальных спектрограмм, так и в процессе их обработки.

Все спектрограммы Сатурна и Луны записывались в почерченных микрофотометре МФ-4 ГАО АН УССР. Хотя этот микрофотометр позволяет проводить запись в интенсивностях, но мы специально выбирались в плотностях. Дело в том, что при записи в интенсивности характеристическая кривая представляется 15 точками, между которыми идёт линейная аппроксимация. Естественно, что это понижает точность обработки спектрограмм. Поэтому ради увеличения

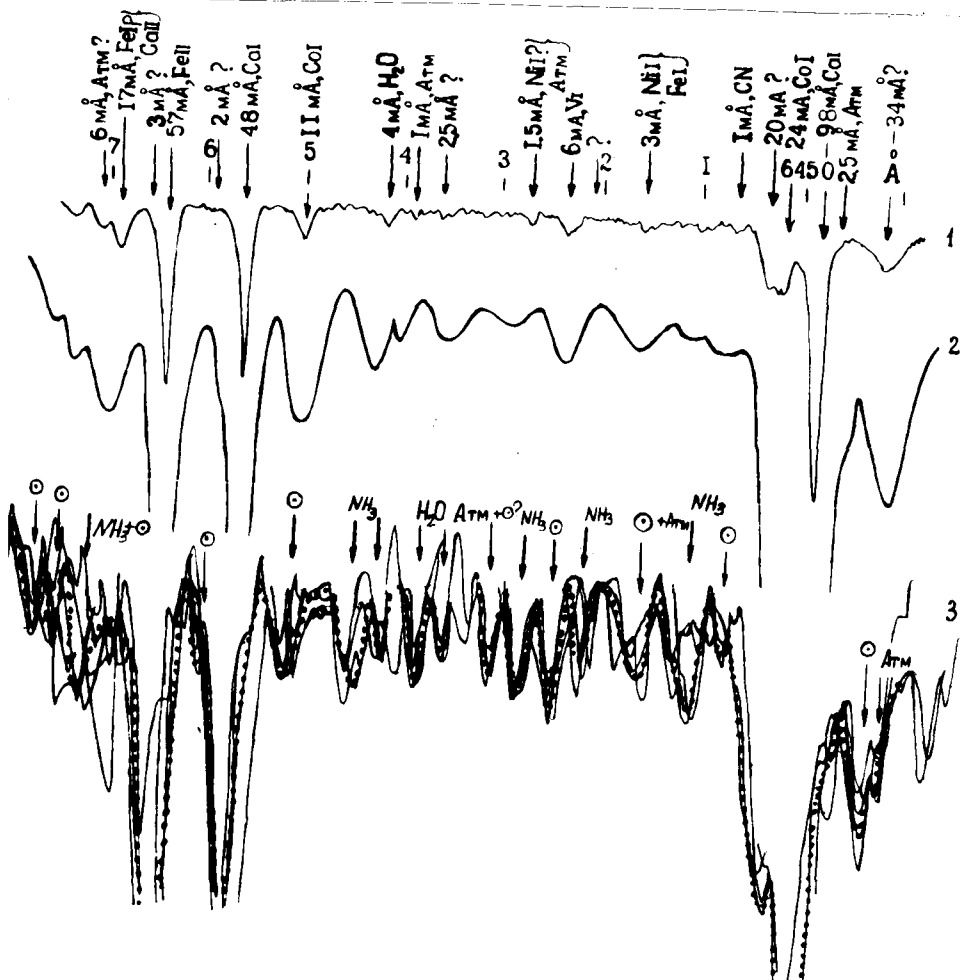
измерений мы сознательно пошли на увеличение объёма
записи. При записи шель микрофотометра выбиралась такой, что
ширина спектрального разрешения спектрограммы, т.е. соот-
ветствующая $0,15 \text{ \AA}$. Для уменьшения площади зерна фотомульски
при записи полосы эмиссии 6450 \AA вместо шели мы выбрали
такой, так что проводилась запись усреднённого практиче-
скому меридиональному или экваториальному разрезу диска
планеты. При записи спектрограмм для меридианного направления
микрофотометра выставлялась параллельно Фраунгоферовым ли-
ниям для экваториального направления - с учётом того факта,
что ширина планетарных линий в два раза меньше наклона Фраунго-
феровых линий. Но из-за слабости эмиссионных линий в спектре Сатурна эф-
фект, полученного в результате применения высокой шели, оказа-
лся недостаточным для уверенного их обнаружения. Поэтому,
чтобы выявить депрессии планетного спектра и свести к минимуму
погрешности отсчётов с ленты самописца, запись фона мы прово-
дили с введённым нейтральным фильтром, а Сатурна - с выведенным.
Таким образом мы добивались, чтобы запись спектра планеты была близка
к фону. На такой записи чётко были видны даже слабые деп-
рессии. При этом соответственно увеличивался и уровень шума.
Чтобы исключить возможность отождествления неоднородностей фото-
мульски со слабыми планетными линиями, на уровне записи спектра
также записывался также уровень "шума". На рис. 5 приведены
два записи одного и того же участка спектрограммы с неразог-
нутым и разогнутым масштабом записи, а также запись шума. Для
оценки мы вычислили глубины линий равной интенсивности, полу-
чили разными методами. Они оказались равными в пределах ошибок
измерений. Применяя метод графического усреднения записей спек-
тральных зерен фотомульски можно значительно уменьшить или



В. Пример записей одного и того же участка спектрограммы с неразогнутым и разогнутым масштабом записей, справа - запись шума.

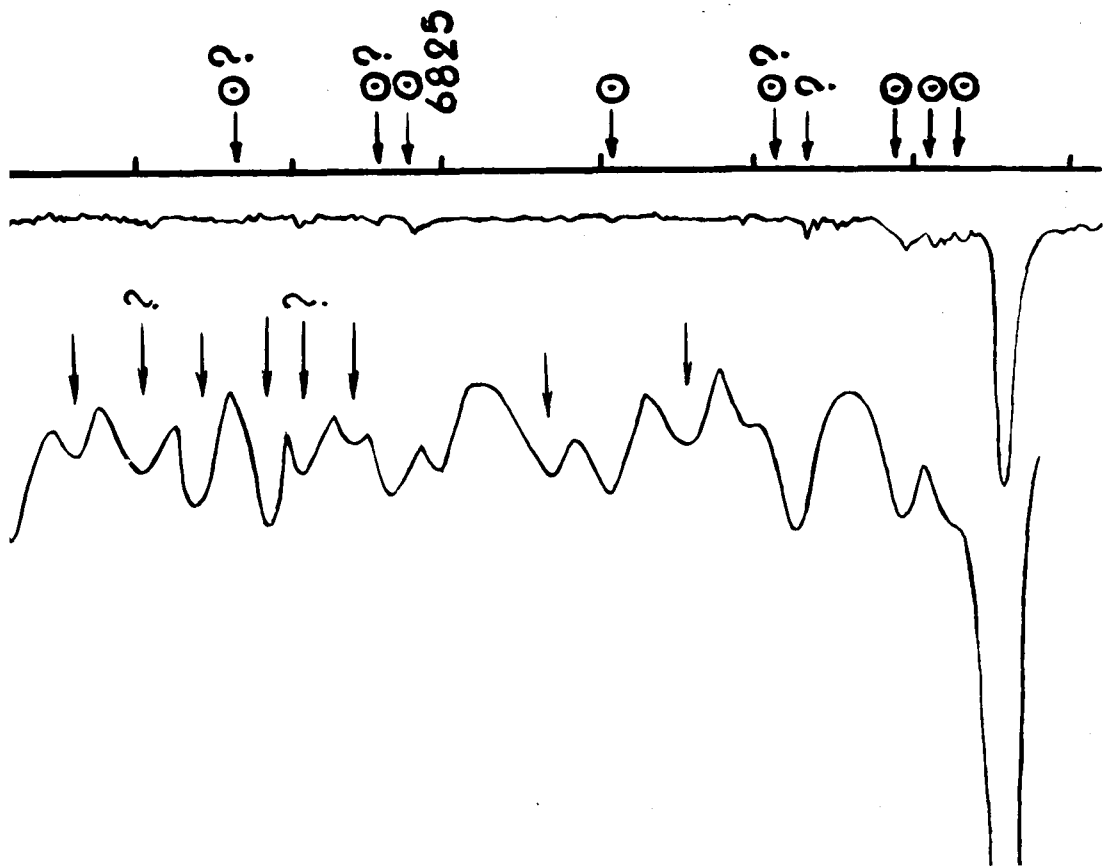
считать совсем, поскольку на любой спектральный участок будет падать в среднем одинаковое число разбросов шума с положительной и отрицательной амплитудой. При этом должно соблюдаться условие равенства интенсивностей реверсных фраунгоферовых (необращенных планетным поглощением) линий во всех усредняемых спектральных участках, занесенных в интенсивностях. Как было сказано выше, в участках изучаемых нами участков спектра Сатурна и Луны плотности шума попадали на линейную часть характеристической кривой. Это нам позволяло проводить графическое усреднение не интенсивностей, а почернений, что существенно уменьшило объем работы по обработке планетных линий. Для такого усреднения все спектрограммы записывались в одинаковом масштабе. Это достигалось следующим образом. При записи спектрограмм Сатурна, варьируя положение ослабляющего клина, мы добивались, чтобы в среднем глубины нескольких реверсных сравнительно сильных фраунгоферовых линий, почернение в которых также попадало на линейный участок характеристической кривой, на всех регистрограммах имели одинаковую глубину. Такое графическое усреднение проводилось для каждого периода наблюдений раздельно. На рис. 6 показан фрагмент усредненных записей спектра Сатурна в области полосы поглощения аммиака 6450 \AA . Подобным образом были усреднены также записи спектрограмм Луны (там же). Не исключено также, что даже на усредненных записях спектра Сатурна есть "ложные" депрессии, вызванные флуктуациями шума. Чтобы их исключить, мы оценили глубины "линий" в фоне (флуктуаций шума) на уровне записи спектра планеты. Оказалось, что в среднем они превышают 0.01. Поэтому при изучении планетного поглощения мы брали в расчет те депрессии, глубины которых в среднем были меньше 0.03.

Для исключения фраунгоферовых и теллурических линий, а так-



В. Фрагмент усреднённых записей спектра Сатурна в области полосы NH_3 $\lambda 6450 \text{ \AA}$ - 3, 2 - Луна, 2 - спектр Солнца согласно [107]. Точками показан усреднённый спектр.

предельная длина волны обнаруженных планетных линий, попользовавшись записью спектра Луны и данными солнечного атласа Миннарта и [107]. Для удобства сравнения с последним мы стремились, и масштаб записи по спектру Сатурна и Луны соответствовал масштабу в атласе [107] (рис. 6). Сравнение записей спектра Луны Миннаром показало, что в спектре Луны, как фраунгоферовые, так и теллурические линии (кроме линии водяного пара), в основном, имеют одинаковую интенсивность. Кроме указанных в атласе Миннарта и [107] и зафиксированных в работе Мура [108], в спектре Луны в области полосы поглощения метана 6800 \AA наблюдается значительное количество неотображаемых линий малой интенсивности (см. рис. 9). Восьмью из них мы признали принадлежащими теллурическому спектру. Интенсивности на теллурических линиях водяного пара испытывают большие вариации (рис. 8). Подвержена временным вариациям также и другая часть неотображаемых линий, указанных в спектре Солнца [107], по-видимому, вследствие чего в таблицах [108] не приведены их интенсивности. Так как Луна наблюдалась только в темные ночи, то для сравнения спектров Луны со спектрами Сатурна интенсивности теллурических линий в сериях признали минимальными. Такому требованию отвечала спектрограмма Луны 2445, полученная в 1974 году, отличавшаяся хорошим качеством статической картины спектра, так что на ней было сделано несколько разрезов, которые затем усреднялись отдельно от остальных для Луны. Сравнивая усредненные записи Луны и Сатурна, накладывая, присущие только планетному спектру. Как видно из рис. 10, 19 в табл. 10, 14, большая часть планетных линий поглощения в или иной мере маскируется теллурическими и фраунгоферовыми линиями. Те линии, которые сильно маскировались интенсивными теллурическими линиями в области, мы, как правило, не рассмотрели



7. Фрагмент записи спектра Луны в области полосы поглощения метана 6800 \AA . Стрелками указаны неотражённые линии.

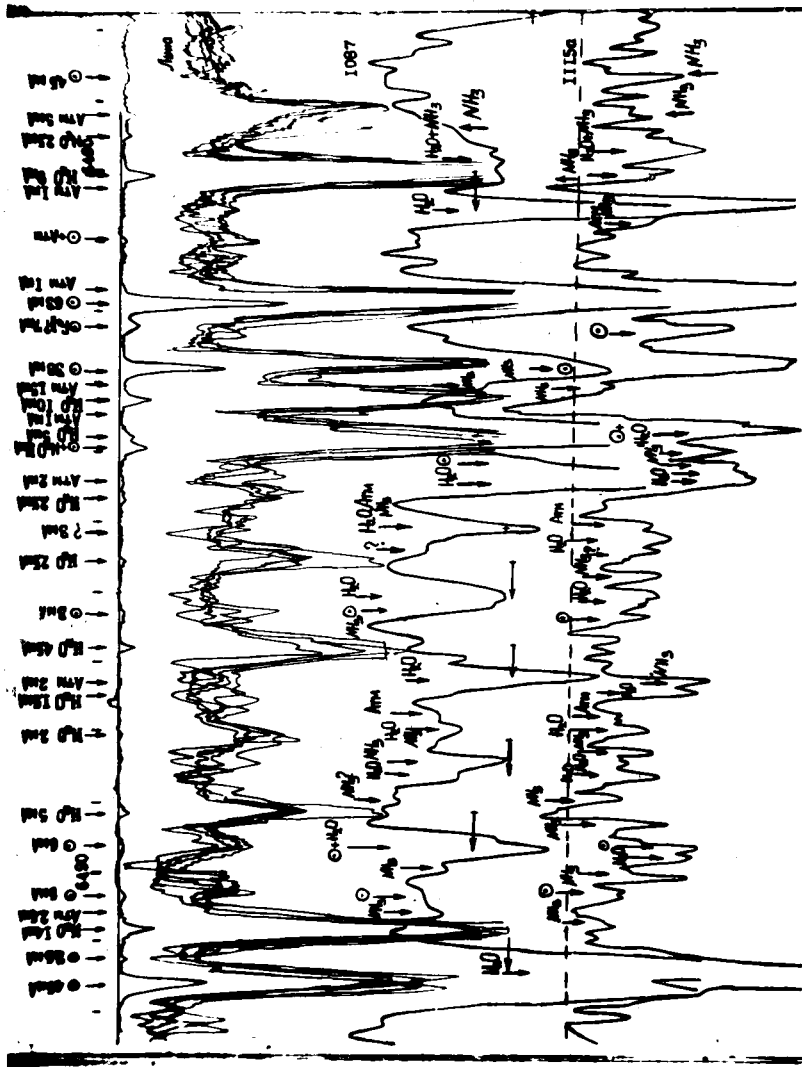
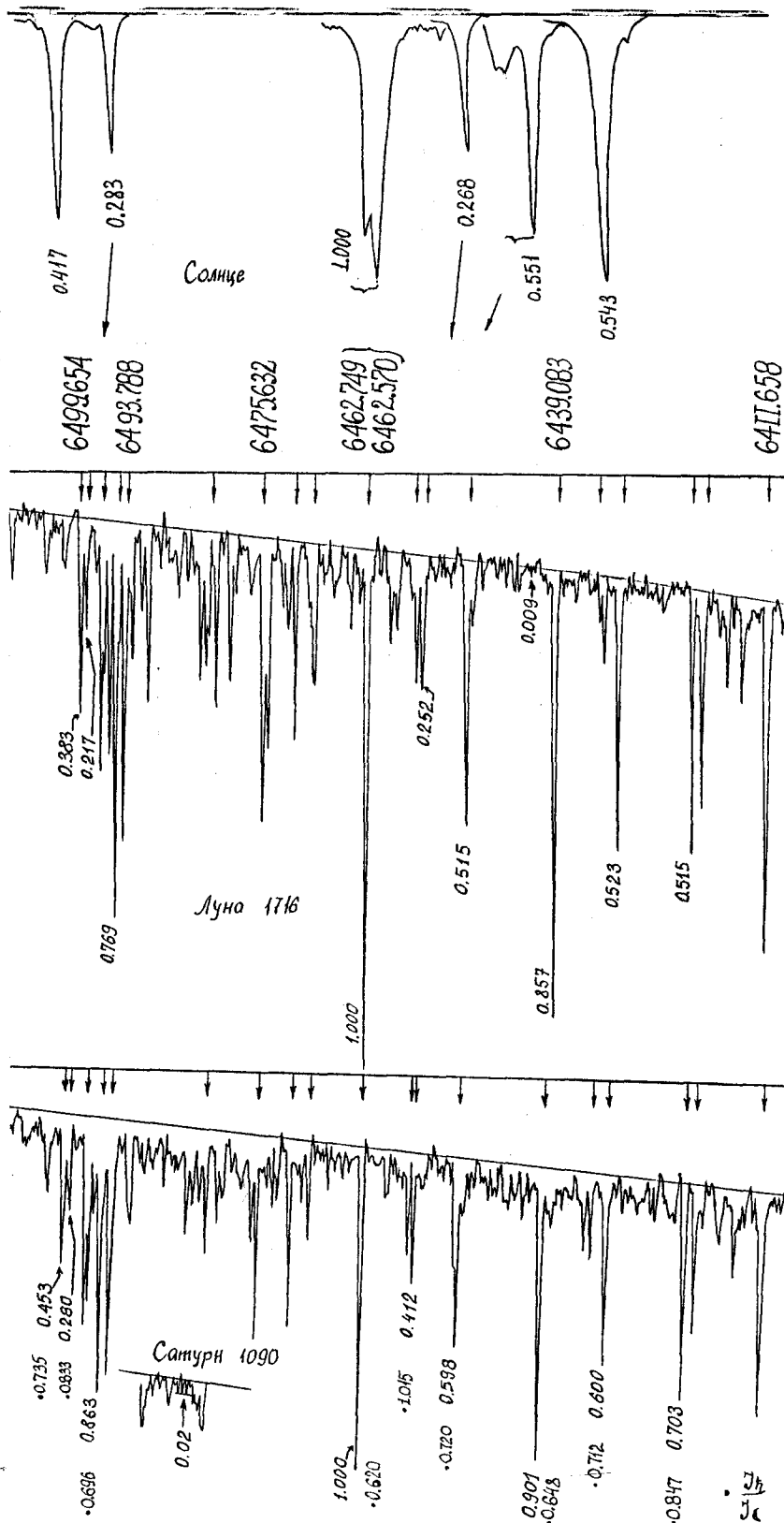
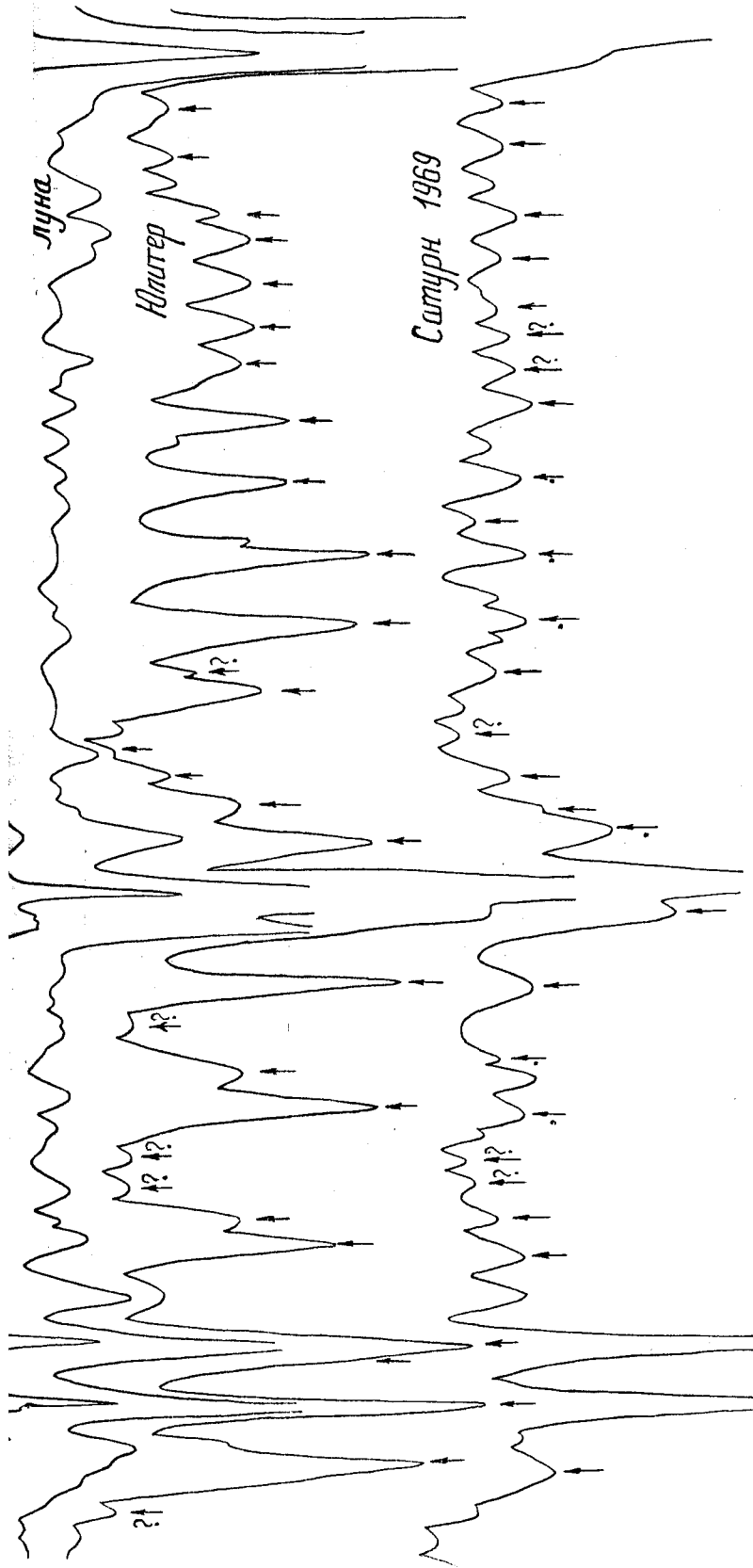


Рис. 6. Фрагмент спектра Луны в Сатурна в области волесы положены выделена. Стрелками показано доплеровское смещение Солнечной линии относительно теллурической, пунктиром - уровень непрерывного спектра.

ли. Это относится в основном к спектрограмме В 1087, интен-
сивность линий воды на которой очень сильна. На остальных спектро-
граммах интенсивность, в основном, того же порядка, что и в
этом спектре Миннарта [107]. Те же депрессии, которые можно
предположить в том, что они являются результатом блекирования
эфферных и планетных линий, дополнительно исследовались.
Исследование велось следующим образом. В спектрах Луны и Солнца выбра-
ны фраунгоферовых линий малой интенсивности, находящихся в
указанном интервале длин волн и определяли отношение их интен-
сивностей. Потом для тех же фраунгоферовых линий находили отноше-
ния интенсивностей в спектре Сатурна и Солнца (из атласа Миннарта
[107]). Таким же образом находили отношения интенсивностей
в спектрах Сатурна, Луны и Солнца. Те депрессии в спектре
В, для которых такие отношения были больше, чем для Луны,
почти равную двух-трёхкратному отношению нулев, приписыва-
емому эффекту блекирования солнечных линий планетными (см. рис.
10). В результате использования описанной методики графическо-
го сравнения спектров Сатурна нам удалось выделить довольно
чётко линии азота [4,24,26]. На рис. 10а, 10б показаны усред-
ненные спектрограммы Сатурна за 1969 и 1971 годы. На тех же
рисунках для сравнения также показаны усреднённые спектро-
граммы Луны и Солнца согласно [107]. Некоторые
линии азота на данных рисунках не отмечены из-за того,
что они блекированы очень сильными солнечными линиями (например,
 $\text{NH}_3 \lambda 6500.02 \text{ \AA}$). Но эти линии, равно как и другие, обнару-
жены, чётко прослеживаются на записях полос, выполненных
тем же масштабом (см. рис. II, 2II). Для дополнительной проверки
идентификации мы использовали тот упомянутый выше
факт, что на спектрограммах Сатурна, полученных при ориентации



9. Поиск линий планетного спектра в случае блендирования их фраунгоферовыми линиями. Здесь указано отношение интенсивностей линий в спектрах Солнца, Луны и Сатурна.



а

Рис. 10. Спектр Сатурна в области полос поглощения аммиака 6450 Å: (1969 г.) - а, 1971 г. - б. Стрелками указаны линии аммиака.

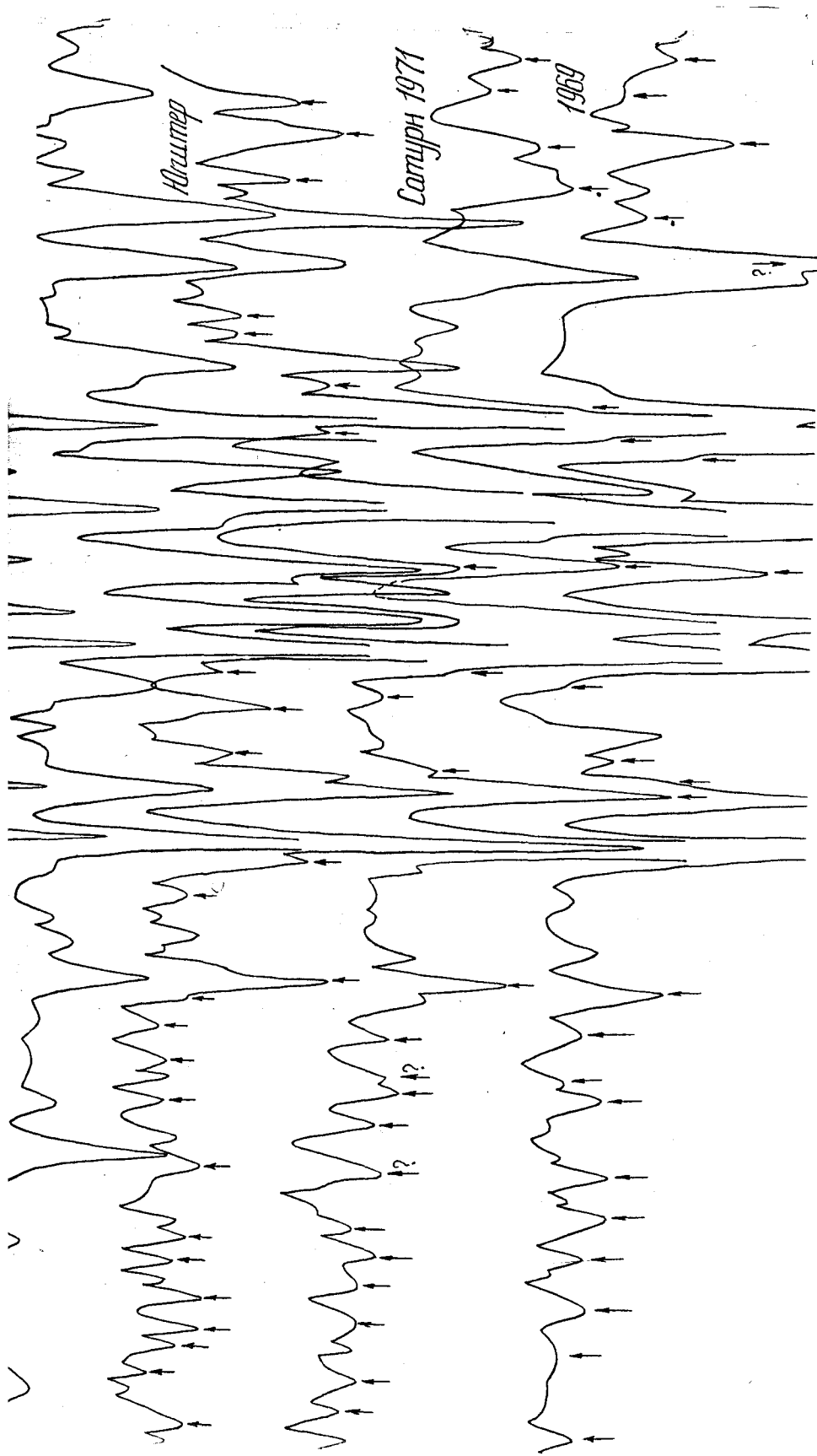


Рис. 106. Продолжение

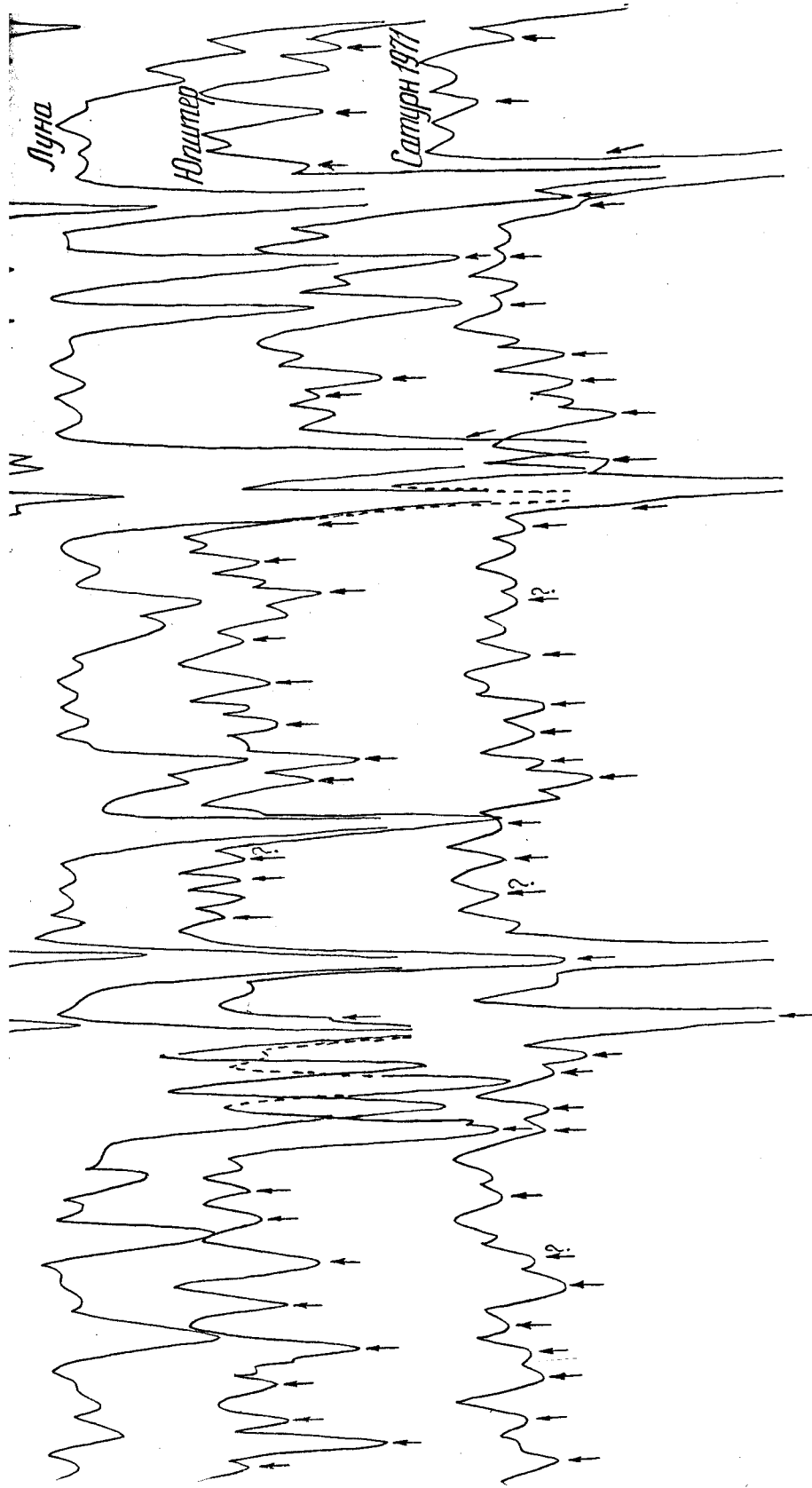


Рис. 106. Продолжение

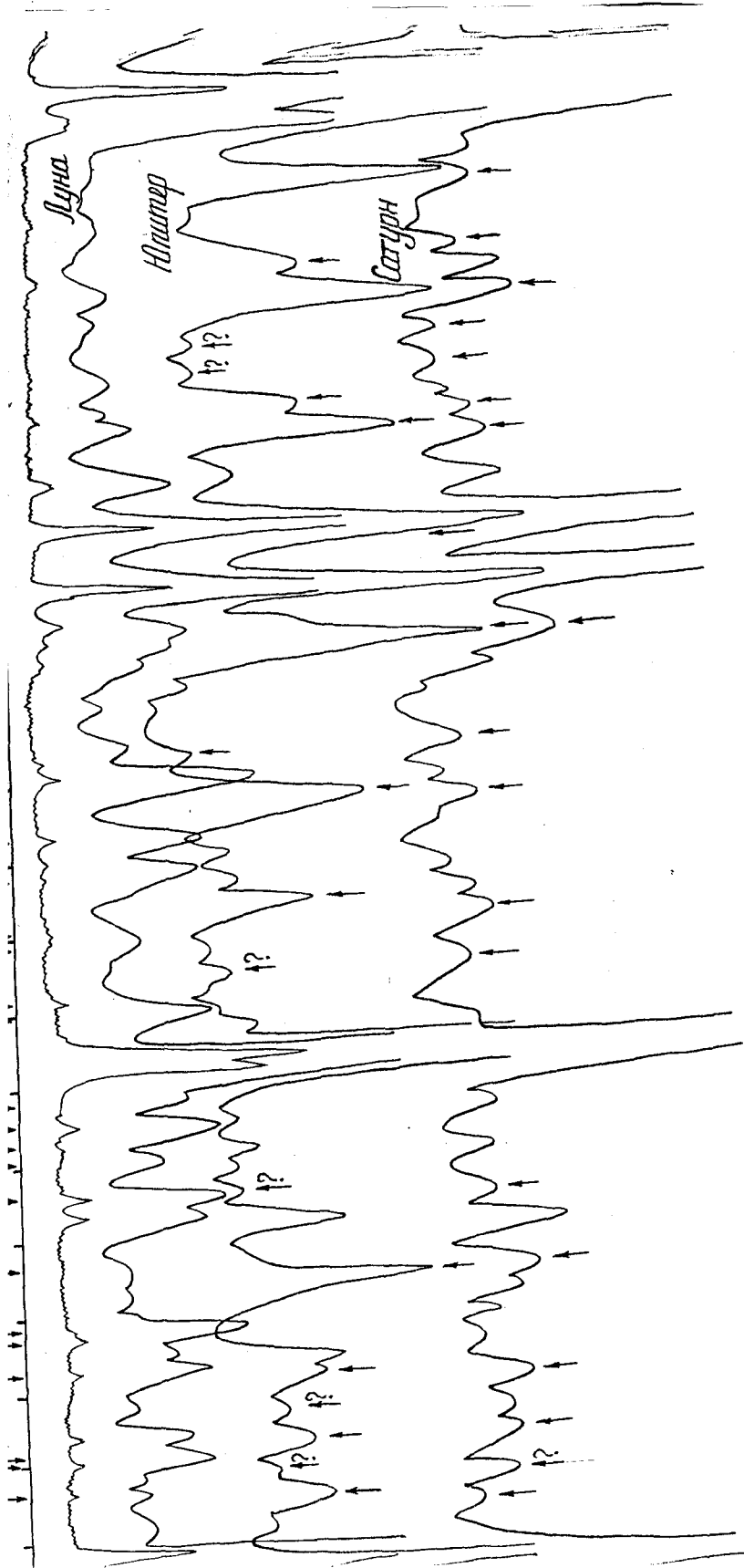


Рис. 106. Продолжение

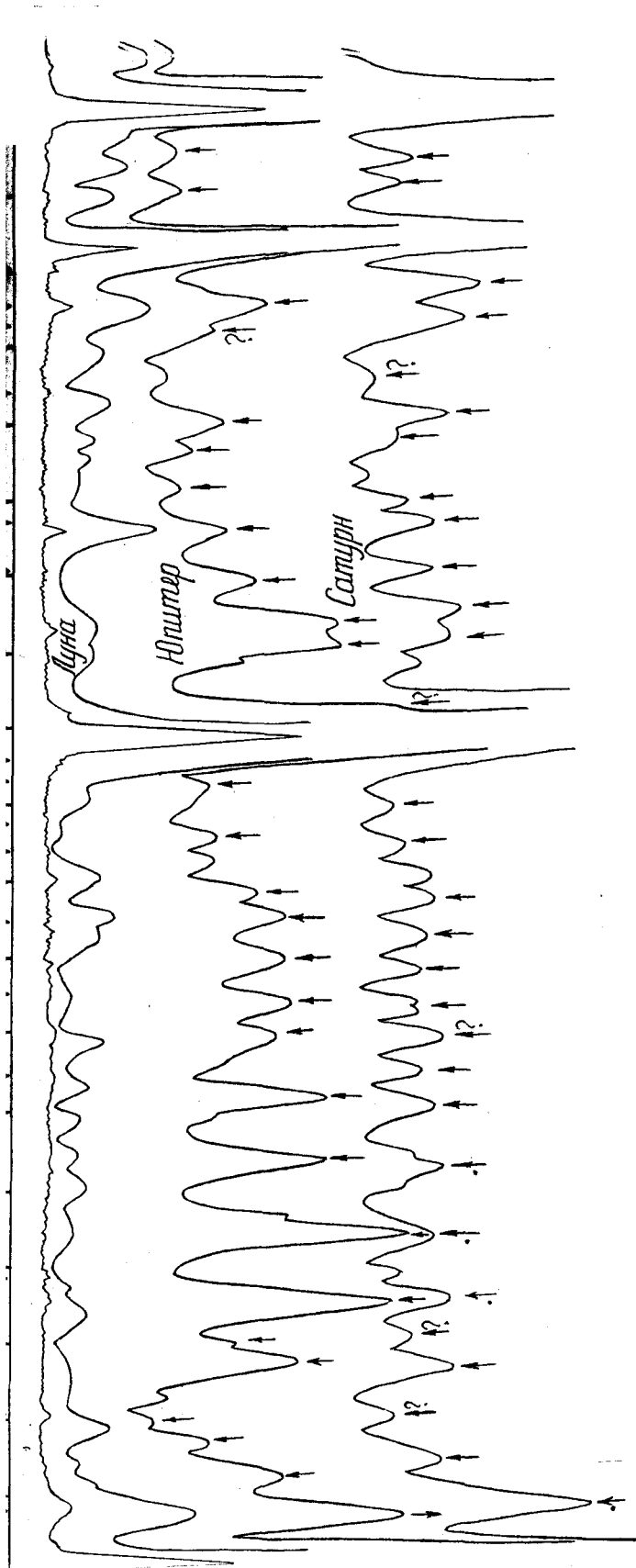
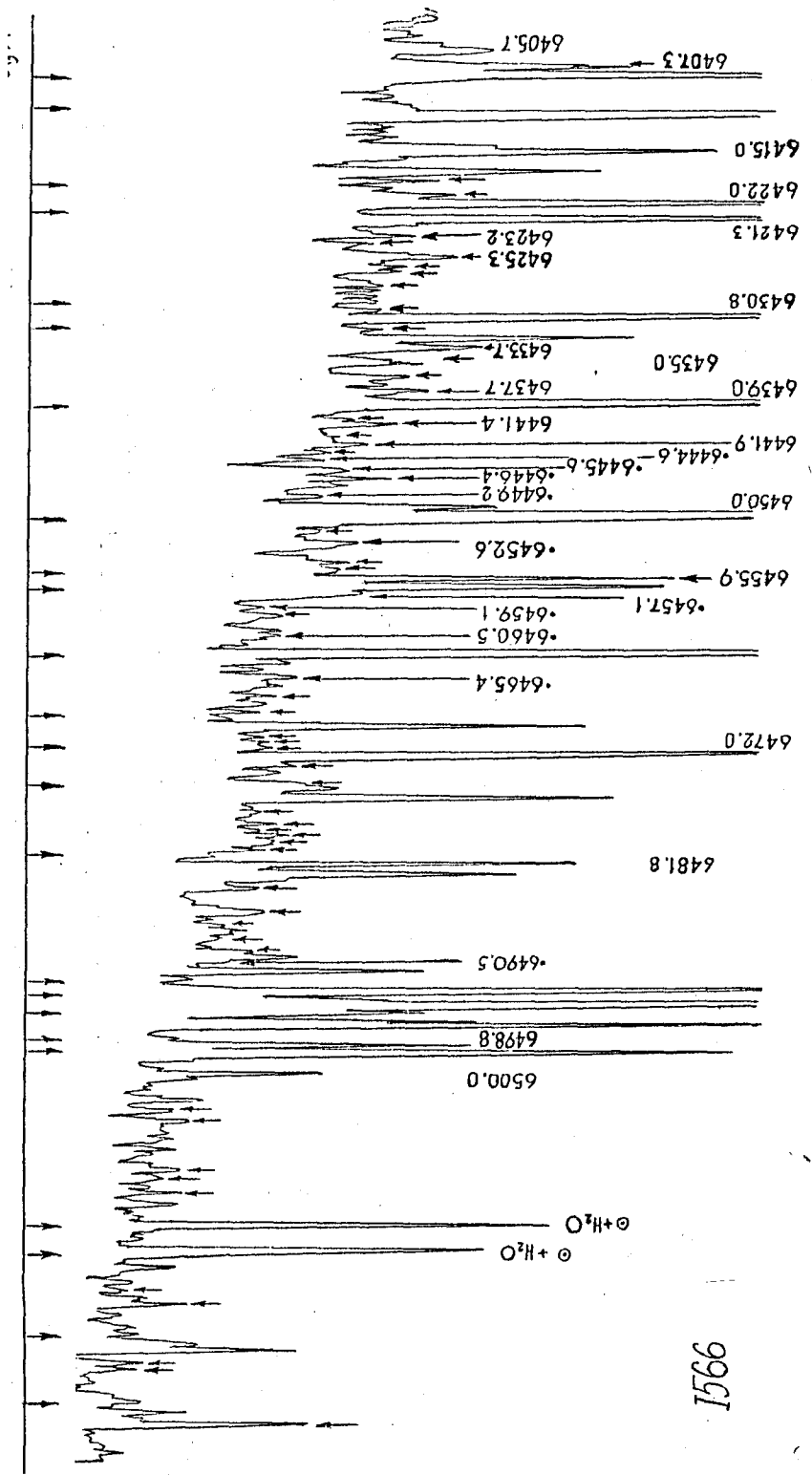


Рис. 106. Окончание



1566

спектрографа вдоль экватора планеты, теллурические линии на Земле, а планетные имеют меньший наклон по отношению к фраунговым линиям. Поэтому для некоторых спектрограмм делались отдельные снимки в центре спектрограммы и на её краях. Для уточнения правильности отождествления планетных линий во всех случаях мы проводили отождествление линий по отдельным записям спектрограмм.

Рассмотрим теперь возможные эффекты доплеровского смещения, обусловленные движением Сатурна относительно Земли и Солнца. При этом необходимо учесть для правильного отождествления линий планетного спектра и определения их длин волн. Здесь следует выделить два вида доплеровских смещений. Первое обусловлено движением (удалением) планеты к Земле и Солнцу, а второе - вращением планеты вокруг своей оси.

В период наблюдений Сатурна в 1969 году он приближался к Земле. Из-за этого все линии в исследуемых участках полос поглощения аммиака λ 6450 Å и метана λ 6800 Å в спектре Сатурна смещены соответственно на величину приблизительно 0.52 и 0.60 Å в коротковолновую область спектра по отношению к теллурическим линиям, а в 1971 году - на 0.58 и 0.60 Å в длинноволновую, т.е. что Сатурн отдалялся от Земли. Так как это смещение одинаково сказывается на линиях поглощения, формируемых в атмосфере планеты, и на фраунгоферовых линиях в отражённом Сатурном солнечном свете, выбранных в качестве куль-пункта, то доплеровское смещение из-за приближения или удаления Сатурна от Земли необходимо учитывать только при исключении теллурических линий. Оно не сказывается на точности определения длин волн аммиачных или метановых линий поглощения, которое проводилось по реперным фраунговым линиям. Что же касается теллурических линий, то они сме-

в спектральные области противоположные доплеровским смещению-пункта, т.е. в 1969 году они смещены в длинноволновую область на величины 0.52 и 0.55 Å, а в 1971 году - в коротковолновую 0.58 и 0.60 Å, соответственно, в областях полос азбана и в (см. рис. 8, 10а, 10б, 11, 21, 19). С учётом вышесказанного на каждой регистраграмме мы отмечаем положение теллурических и также неотождествлённых в атласе Миншарта линий. При этом предположили, что последние могут быть как солнечными, так и титаническими. Иная картина будет при движении Сатурна относительно Солнца. С одной стороны, из-за приближения планеты к Солнцу период наблюдений будет иметь место одинаковое для всех теллурических смещение длин волн планетных линий в фиолетовую область спектра. Но как показывали расчёты, оно не превышает 0.01 Å для 1969 года и 0.008 Å для 1971 года, т.е. гораздо меньше точности линий. С другой стороны, из-за быстрого вращения планеты вокруг своей оси восходящий край диска приближается к Солнцу, а западный - удаляется. Поэтому на восходящем крае диска планетные линии будут смещены относительно фраунгоферовых линий в коротковолновую область спектра, а на западном - в длинноволновую. Соответственно, теллурические линии будут смещены относительно фраунгоферовых в длинноволновую область на восходящем крае диска и в коротковолновую - на западном. Этот эффект отсутствует для центра диска планеты на центральном (для Солнца) меридиане. Так как азимутальный угол Сатурна для наблюдателя с Земли мал (не больше 10°), то эффект вращения планеты будет практически нулевым и на западном меридиане для наблюдателя с Земли. Поэтому на спектральных линиях Сатурна, полученных при ориентации цели спектрографа на центральный меридиан, не будет иметь места смещение нулевой длины волн. В случае обработки спектрограмм, полученных при

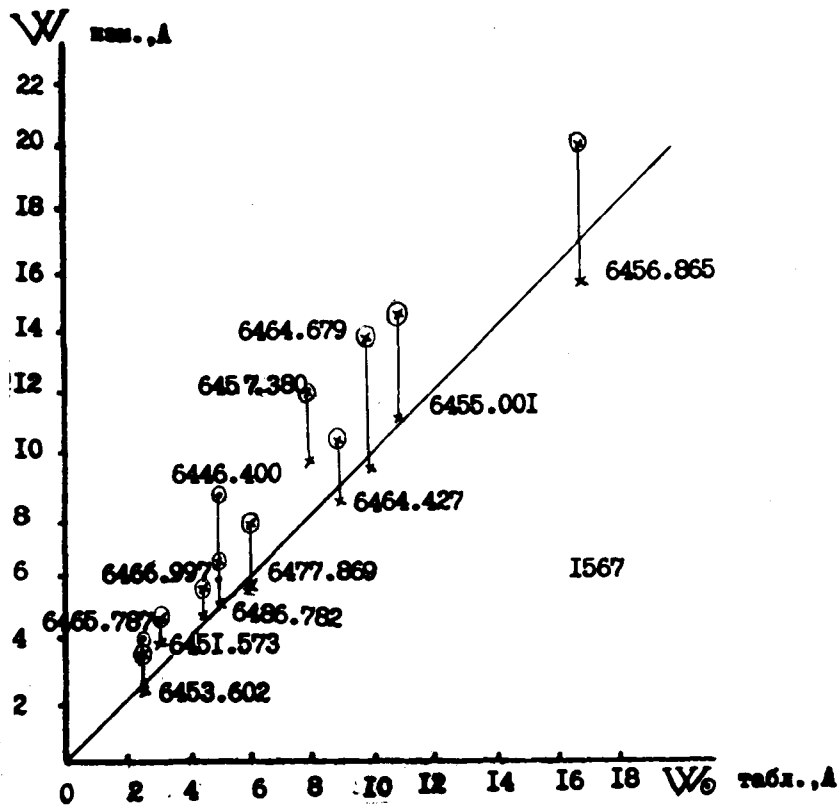
Если цели спектрографа вдоль экватора планеты степень смещения нуля-пункта будет зависеть от симметричности расположения микрофотометра относительно центрального меридиана планеты. Если строго симметрична, то доплеровское смещение различных западного и восточного лимбов приведёт только к расщеплению линий поглощения. Однако, если симметрия будет нарушена, то иметь место ещё и смещение нуля-пункта. Мы предположили, что в выставлении цели микрофотометра допустима асимметричность $1/6$ ширины спектрограммы. Это приводит к доплеровскому смещению около 0.1 \AA . Итак, при определении длины волны линий поглощения атмосферных газов Сатурна по данным о положении фраунгоферовых линий ожидаемая максимальная погрешность из-за доплеровского смещения не будет превышать 0.14 \AA .

Если бы лента самописца двигалась идеально равномерно, то деления для волн линий поглощения атмосферных газов можно было бы масштаб записи определить по положению каких-либо фраунгоферовых линий. Однако, с одной стороны, из-за неравномерности движения ленты самописца, а с другой стороны из-за влияния дефектов фотоэмульсии, приводящих к смещению центра фраунгоферовой линии, такой способ определения масштаба записи является неудовлетворительным. Поэтому масштаб определяли следующим путём. В изучаемом диапазоне длин в спектрограмме выбиралось некоторое количество фраунгоферовых линий, равномерно покрывающих этот диапазон. Для различных линий этих линий определяли масштаб. В качестве рабочего использовалось среднее значение масштаба. Оказалось, что оно было равно с погрешностью $\pm 0.1 \text{ \AA}$. Поэтому следует ожидать, что волны молекулярных линий поглощения в атмосфере Сатурна, координируемые по спектрограммам для центрального меридиана

линии определены с погрешностью $\pm 0.1 \text{ \AA}$, а для экваториальной - $\pm 0.14 \text{ \AA}$ (здесь учтён вышеупомянутый эффект вращения диска).

2.5. Проведение уровня непрерывного спектра

Для нахождения параметров линий поглощения необходимо провести уровень непрерывного спектра, что всегда связано с большими трудностями. Мы проводили непрерывный спектр в областях поглощения аммиака $\lambda 6450 \text{ \AA}$ и метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$, используя соляной атлас Миннарта [107]. Для этого на записи спектра Сатурна были участки, свободные от фраунгоферовых и теллурических линий с различной и средней интенсивностями, а по возможности - вообще поглощения, выходящие на уровень непрерывного спектра и проводили непрерывный спектр таким же образом (по шкалам интенсивности и средние уровни шума), как и в спектре Солнца (рис. 6, 8). Таким образом, мы ограничились определением параметров линий поглощения (эквивалентных ширины, полуширины и глубины) относительно фактической непрерывного спектра. Для контроля правильности проведения уровня непрерывного спектра на всех регистрограммах Сатурна определяем эквивалентные ширины ряда незандерованных фраунгоферовых линий, сравнивая их по интенсивности с линиями аммиака и метана ($3-15 \text{ m\AA}$), и сравнивали их с табличными значениями радиуса Мура [108]. На рис. 12 для примера показан график такой зависимости для двух уровней непрерывного спектра. Если точно следовать вышеописанной методике, то обычно для всех фраунгоферовых линий разной интенсивности в спектре Сатурна имеется небольшое согласие с табличными значениями эквивалентных ширины, давая отклонения в обе стороны. Это происходит, в основном, за счёт влияния на фотомультипликатор, хотя не исключено блецирование очень слабы-



12. График зависимости интенсивности фраунгоферовых линий, согласно работы [108] и в планетном спектре.

представленным в атласе Миннарта теллурическими линиями, очень слабым планетным поглощением. Для фраунгоферовых, а также, и для планетных линий, интенсивность которых составляет 6-15 мА, ошибка в определении эквивалентных ширины не превышает 20%. Из очень слабых линий порядка 4-1 мА можно сказать, что при фотомульсии, интенсивность которых около 1 мА, так что в определении интенсивностей линий в некоторых случаях может достигать 50-100%. Если в среднем ряд слабых фраунгоферовых (порядка планетных линий) обнаруживал какую-либо закономерную зависимость или к зависимости эквивалентных ширины по сравнению табличными значениями, то уровень непрерывного спектра соответственно понижали или повышали.

1.6. Определение эквивалентных ширины

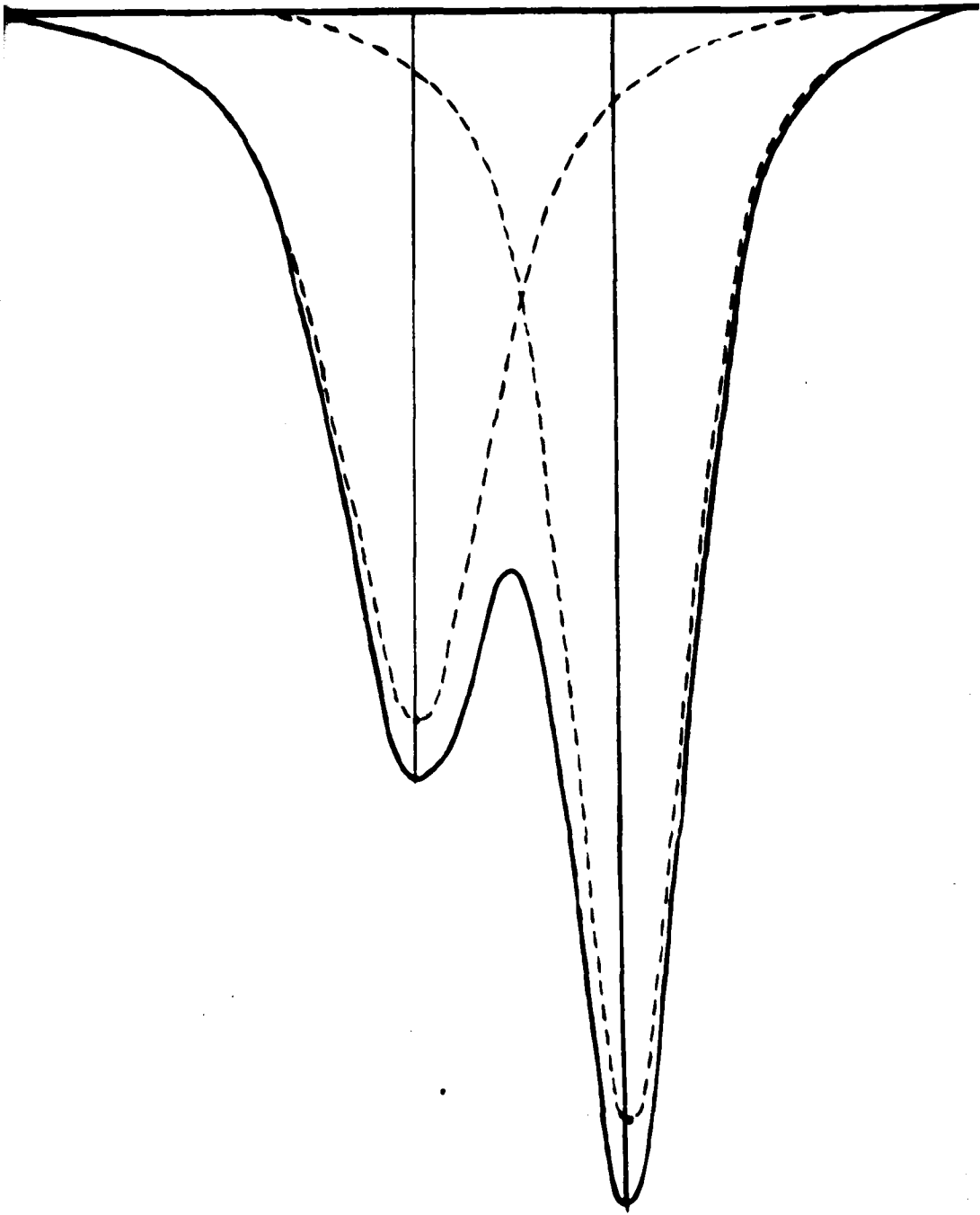
Как говорилось выше, почти все линии, принадлежащие атмосферным полосам поглощения азотки и метана, в разной степени проявились фраунгоферовыми и теллурическими линиями, что учтено двумя путями. Если имело место блендирование центральных частей линий, так что их нельзя разделить, то из общей эквивалентной ширины депрессии вычиталась эквивалентная ширина фраунгоферовой линии, зафиксированной в атласе Мура [108]. При основываясь на графиках зависимостей значений эквивалентных ширины солнечных линий, полученных из спектрограмм планеты и табличных значений [108], показывающих хорошую сходимость (2), предполагалось, что выполняется условие равенства эквивалентных ширины фраунгоферовых линий в планетном спектре и в атласе [108]. Если блендирование происходило таким образом, что можно было разделить, то разделение производилось построением эквивалентных контуров блендирующихся линий относительно

тра (см. рис. 13). Если такое блецирование производилось
графической (кроме линий водяного пара) или линейной водяного па-
ра в тех случаях, когда тщательное исследование записи обнаружи-
ло низкую интенсивность, равную (например, почти все спек-
тры за 1971 год) или сравнующую с данными из атласа Шенарта,
эквивалентная ширина, полученная вышеуказанным образом, приме-
нялась в качестве её верхней границы и оценкам параметров, полу-
ченных с их использованием, придавался меньший вес.

Значения эквивалентных ширины линий атласа, определённые по
линейным спектрограммам (см. табл. 12), обладают существенно вы-
соким разбросом, из которого из-за малости их интенсивностей вы-
текают фотометрические ошибки (проведение уровня непре-
рывного спектра, уровень шума отдельных спектрограмм) и блециро-
вание. Кроме того, на этом разбросе, безусловно, также могут ска-
заться временные вариации интенсивности аналитического поглощения
(1.2, 3.1), но их выявление не входило в поставленную задачу
в ограниченной наблюдательного материала. Поэтому влияние
этих вариаций не учитывалось в данной работе и наша экспери-
ментальная задача сводилась к нахождению средних оценок эквива-
льных ширины и полуширины:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum x_i \quad (2.1)$$

x_i - текущий элемент, n - количество элементов. В некото-
рых случаях для отдельных линий азота и метана средние эквива-
льные ширины мы также определяли по усреднённым графически про-
ведённым отдельным контурам линий, приведённым в интенсивностях (см.
3.2), что обнаруживало хорошее согласие в пределах ошибок
реши. Кроме средних значений определяемых величин, в данной
работе также приведены наиболее вероятные значения средней квад-



13. Пример разделения блендирующихся линий.

ной ошибки одного измерения σ и среднее квадратичное отклонение среднего арифметического $\sigma_{\bar{x}}$, которые задаются, соответственно, формулами:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n-1}} \quad (2.2)$$

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (2.3)$$

Некоторые найденные значения эквивалентных ширин и полуширин могут быть сомнительными (грубо ошибочными), то они подлежат проверке на совместимость с остальными элементами (значениями) с использованием так называемого τ -критерия [30]. Сущность заключается в следующем. Если x_i - сомнительный элемент выборки, по которой подсчитывались среднее значение \bar{x} и среднее квадратическое отклонение одного измерения σ , то величина τ :

$$\tau = \frac{|x_i - \bar{x}|}{\sigma} \quad (2.4)$$

является максимальным относительным отклонением, имеет специфическое распределение, которое зависит только от объема выборки (числа членов n). Квантили τ_{1-p} этого распределения при $n > 10$, где p - уровень значимости, обычно принимаемый равным 0.05 зафиксированы [30]. Согласно τ -критерию, крайнее выходящее значение - "слишком высокое" или "слишком низкое" принимается как грубо ошибочное, при уровне значимости p , если

$$\frac{|x_i - \bar{x}|}{\sigma} > \tau_{1-p} \quad (2.5)$$

Если сомнение вызвали два или три элемента выборки, то они также подлежат τ -проверке по схеме, описанной там же [30]. Как и в случае проверки значений эквивалентных ширин и полуширин, грубо

них элементов оказалось немного и вызваны они в одном случае или вспышкой, дефектами фотопластины, а в других случаях, минутными вариациями блещущими теллурическими линиями. Не была также вариация интенсивности самых цветных линий.

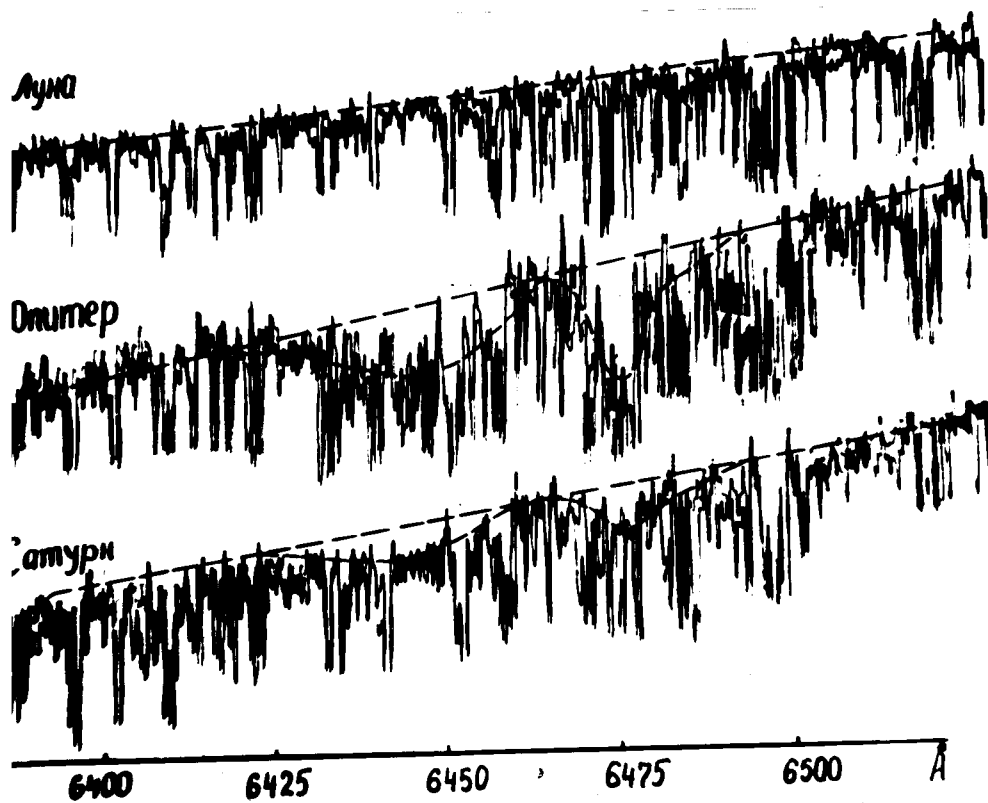
У "грубо обработаных" элементов или вышедших из выборки, делавшихся с оговорками (см. 3.1).

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

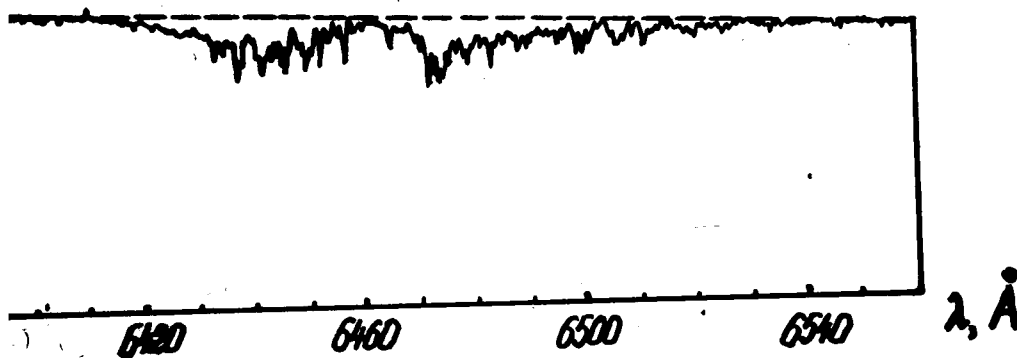
3.1. Исследование полосы поглощения аммиака NH_3

λ 6450 Å

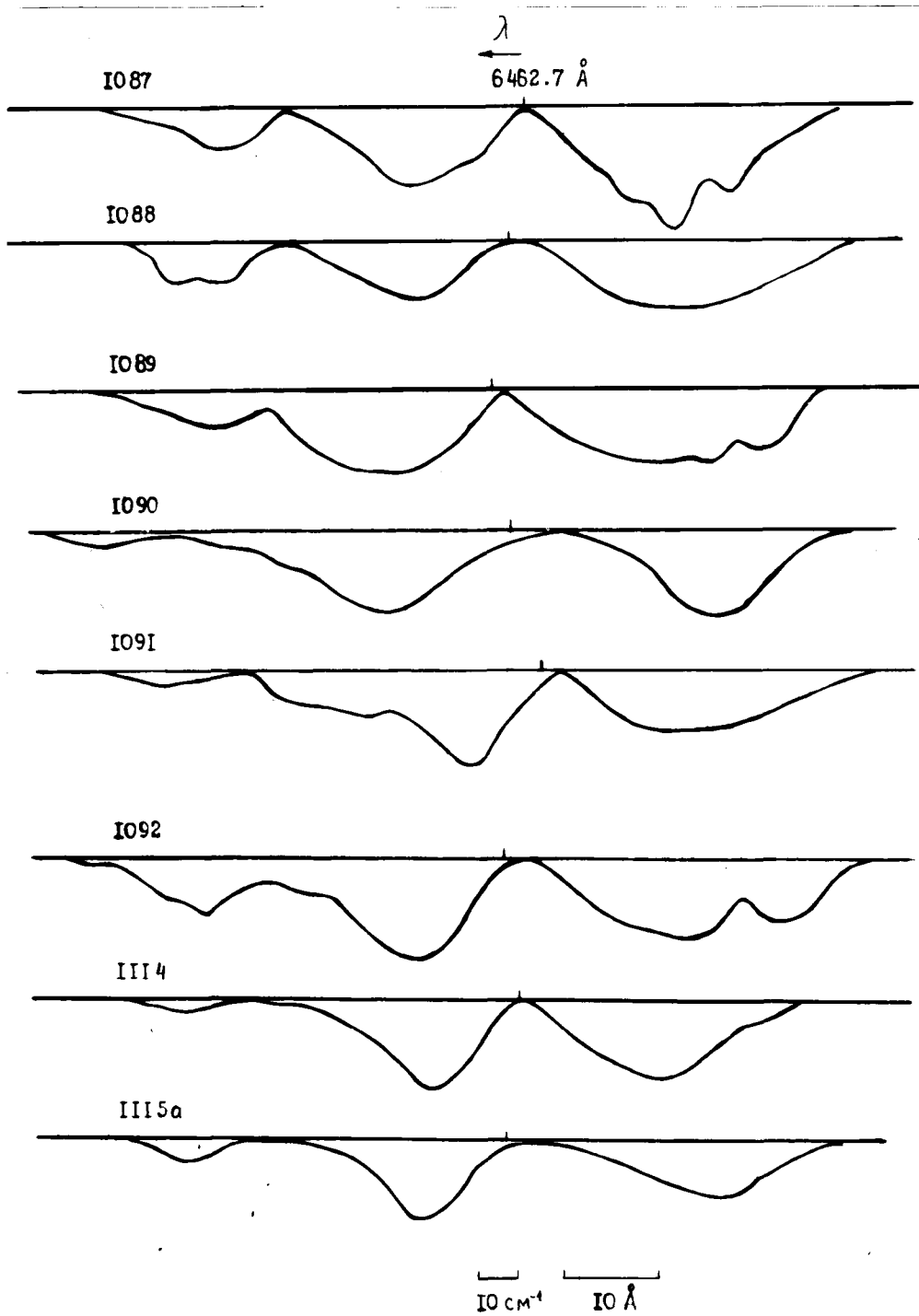
На рис. 14, 15 показаны записи спектрограмм Луны, Юпитера и Сатурна в области λ 6415–6530 Å, полученные с высокой целью фотометра, а также лабораторного спектра аммиака [80], взятого при низкой депрессии и температуре $T = 294$ К. На рис. 16а приведены контуры нормированной полосы NH_3 λ 6450 Å, снятые за все даты наблюдений, а на рис. 16в – их усреднённо-арифметически контур. Во всех случаях полоса поглощения NH_3 состоит из двух чётких депрессий. При этом центры более "красной" депрессии в спектрах Юпитера, Сатурна и лабораторном спектре почти совпадают и расположены вблизи 6475 ± 1 Å. Центр же "синей" депрессии в спектре Сатурна определить труднее из-за значительной широты. Он находится в интервале длин волн от 6440 до 6460 Å и не обнаруживает явной зависимости от интенсивности поглощения того, "синяя" и "красная" депрессии имеют сложную структуру (см. рис. 16а, 16б, 16в). Общий вид нормированных контуров NH_3 λ 6450 Å, построенных нами, наиболее детально совпадает с записями спектра в области этой полосы, полученными нами [14, 133] и лабораторным спектром Гибера и др. [80]. Как из рис. 14–16, разность температур в атмосферах Юпитера и Сатурна и в лабораторных условиях сказывается на изменении в разности интенсивностей компонент, составляющих полосу таким образом, что при увеличении температуры имеет место более резкий сдвиг к "красной" депрессии. Отметим, что двойной характерен для параллельных вращательно-колебательных переходов. Также полоса даёт молекулы, у которых дипольный момент ко-



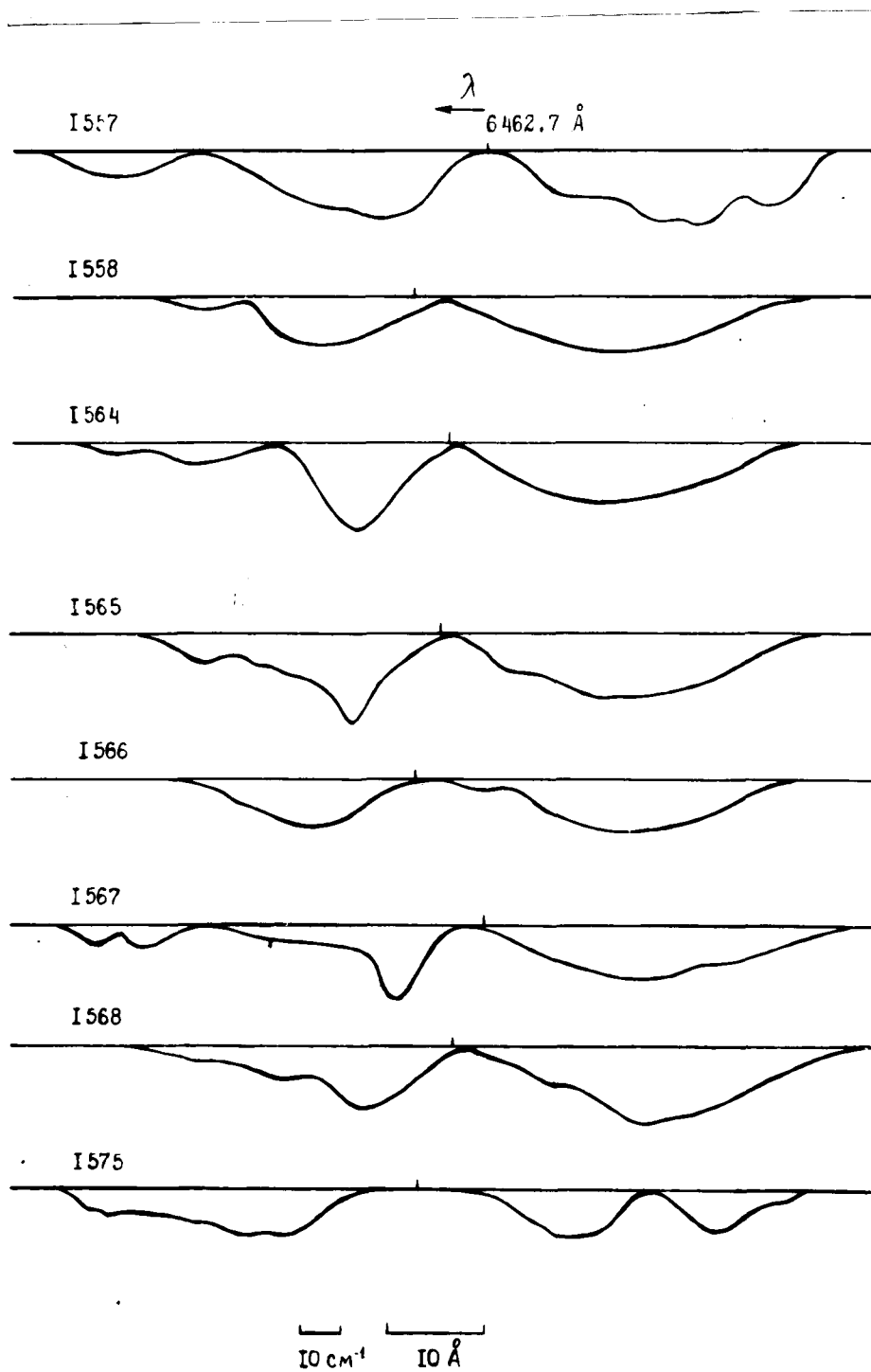
14. Запись спектрограмм Луны, Юпитера и Сатурна в области $\lambda \lambda$ 6415-6530 Å.



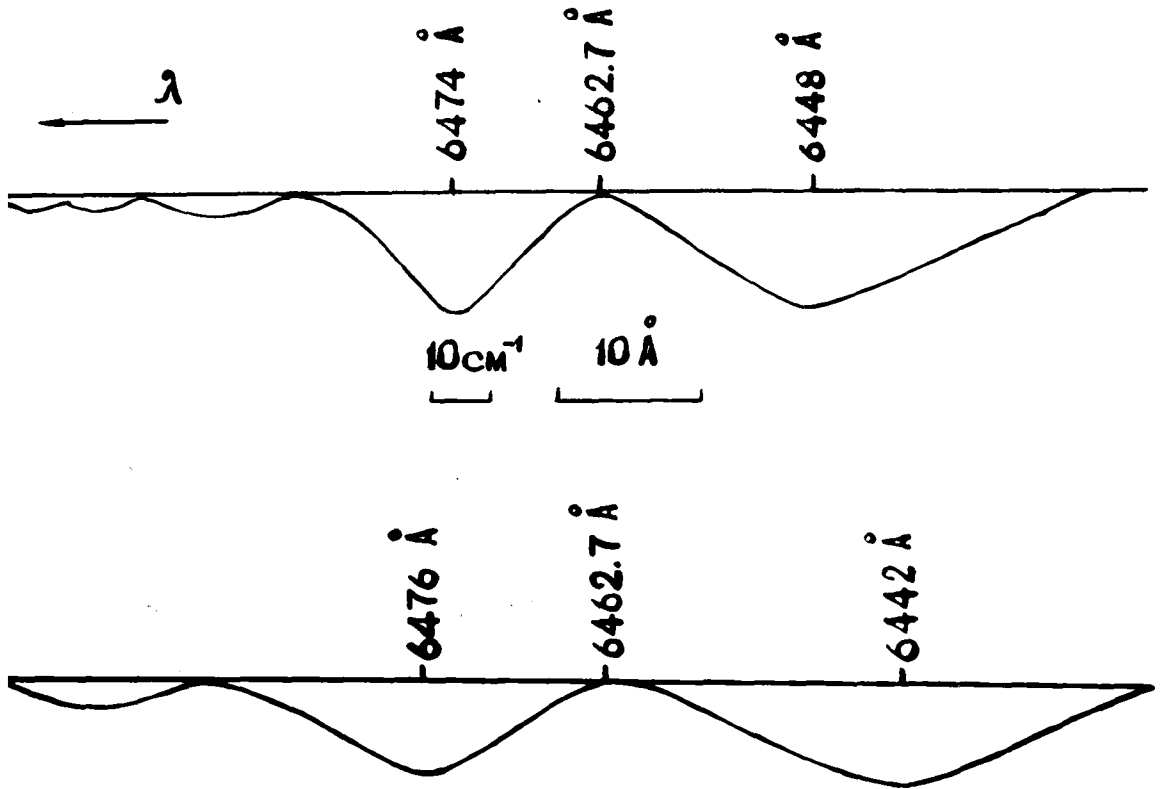
15. Лабораторный спектр алюминия в области полосы 6450 Å согласно [10].



16a. Вид нормированной полосы алмаза 6450 Å за 1969 год.



1. I 66. Вид нормированной полосы эмиссии 6450 Å за 1971 г.



16в. Усреднённые графические контуры полосы поглощения аммиака λ 6450 Å.

ального перехода направлен параллельно оси симметрии фигуры
дулы [84, 105]. Теоретическое и лабораторное изучение этой по-
выполненное Мак-Брайдом и Никользом [105], показало, что её
по дажит под более низким энергетическим пиком - в "красной"
ессии. При этом имеет место более пологий спад интенсивности
всией области, чем в синей, что и наблюдается в нашем спектре
рис. 16, 3П). Напротив, единственный пик перпендикулярных
ес (дипольный момент колебательного перехода направлен пер-
пендикулярно к оси (фигуры молекулы) имеет пологий спад интенсифи-
и в фиолетовой области спектра (см. на рис. 3П полоса $6V_1 +$
 $2V_2 + 2V_3$) [106]. Запасы спектрограмм Сатурна, которые пока-
на рис. 14, 16, было удобно использовать для проведения про-
полосы поглощения NH_3 λ 6450 Å с целью определения её эквива-
лентной ширины. При этом мы определяли эквивалентные ширины от-
но для каждой из депрессий с центрами вблизи λ 6445 и 6475 Å
тем находили эквивалентную ширину всей полосы. Кроме того,
привели значения остаточных интенсивностей "красной" и "синей"
рессий. Полученные результаты представлены в табл. 9. Там же
идены средние значения, среднеквадратичные ошибки одного из-
мера σ и среднеквадратичные ошибки среднего арифметического
измерений W и R отдельно за периоды наблюдений 1969 и
1971 гг. Из табл. 9 видно, что среднее значение эквивалентной
ширины депрессии с центром вблизи λ 6445 Å превышает среднее
значение эквивалентной ширины депрессии вблизи λ 6475 Å, полу-
емое по наблюдательному материалу за 1971 год и сравнимо за
1969 год. Напротив, средние глубины "красной" депрессии за 1969
и 1971 гг. немного выше средних глубин "синей" депрессии. Од-
нако от даты к дате и даже от спектрограммы к спектрограмме, по-
лученных в пределах одной ночи, интенсивности обеих депрессий и

та 9. Значения эквивалентных ширины и остаточных интенсивностей полос аммиака вблизи 6450 Å в спектре Сатурна

λ спектра	Орден. доли	W_{6475}° Å	R_{6475}	W_{6445}° Å	R_{6445}	W_{Σ}° Å
I087	э	0.86	0.957	1.01	0.949	1.86
I088	м	0.59	0.976	0.79	0.971	1.38
I089	э	0.97	0.966	0.91	0.968	1.88
I090	э	0.86	0.965	0.63	0.964	1.48
I091	м	0.67	0.960	0.67	0.974	1.34
I092	э	1.11	0.956	0.86	0.967	1.97
III4	э	0.65	0.961	0.66	0.967	1.31
III5a	э	0.49	0.968	0.44	0.977	0.93
I557	э	0.64	0.974	0.78	0.971	1.42
I558	э	0.40	0.980	0.67	0.978	0.97
I564	э	0.55	0.964	0.67	0.976	1.22
I565	э	0.54	0.964	0.68	0.974	1.22
I566	м	0.32	0.980	0.57	0.978	0.89
I567	э	0.40	0.970	0.59	0.978	0.99
I568	э	0.47	0.974	0.82	0.968	1.29
I575	э	0.37	0.980	0.33	0.980	0.70

Средние значения за 1969 год

$$0.77 \pm 0.07 \quad 0.965 \pm 0.002 \quad 0.75 \pm 0.06 \quad 0.967 \pm 0.003 \quad 1.52 \pm 0.13$$

$$\sigma = 0.21 \quad \sigma = 0.007 \quad \sigma = 0.18 \quad \sigma = 0.009 \quad \sigma = 0.36$$

Средние значения за 1971 год

$$0.46 \pm 0.04 \quad 0.973 \pm 0.002 \quad 0.63 \pm 0.05 \quad 0.975 \pm 0.001 \quad 1.09 \pm 0.08$$

$$\sigma = 0.11 \quad \sigma = 0.007 \quad \sigma = 0.15 \quad \sigma = 0.004 \quad \sigma = 0.23$$

отношения между ними меняются. Среднее же значение суммарно-эквивалентной ширины полосы аммиака 6450 \AA , полученное за все наблюдения 1969 года и составляющее $1.52 \pm 0.13 \text{ \AA}$ ($\sigma = 0.13 \text{ \AA}$) больше, чем за период наблюдений 1971 года ($W = 1.09 \pm 0.13 \text{ \AA}$, $\sigma = 0.23 \text{ \AA}$) на 39%. Поскольку это наблюдаемое различие не превышает ошибки по данным ряда измерений, составляющую 24%, то его можно считать реальным. Оно может быть вызвано реальными изменениями количества газообразного аммиака в атмосфере Сатурна из-за изменения температуры верхних слоев атмосферы планеты. Мы уже отмечали, что и в работе [14] в результате фотоэлектрических измерений также установлены вариации интенсивности полосы $\text{NH}_3 \lambda 6450 \text{ \AA}$ в пределах от 1.5 до 2.7 \AA ($W = 2.51 \pm 0.30 \text{ \AA}$), т.е. почти в два раза в течение 20 дней периода наблюдений в сентябре-октябре 1969 года. Среднее же значение эквивалентной ширины, определенное нами почти в тот же период, как $1.52 \pm 0.13 \text{ \AA}$ ($W = 1.57 \pm 0.17 \text{ \AA}$, $\sigma = 0.41 \text{ \AA}$) нашей оценки, но хорошо согласуется с оценками равными 1.54 и 1.5 \AA , данными в работе Вудмена и др. [133], соответственно за все наблюдения 1974 и 1976 гг. (см. табл.5). Среднее значение эквивалентной ширины, определенное нами как равное $1.14 \pm 0.08 \text{ \AA}$, 0.18 \AA , за период наблюдений 1971 года ниже оценки $W = 2.4 \pm 0.3 \text{ \AA}$, данной в работе [11] за период наблюдений сентября-октябрь 1971 года, но хорошо согласуется со значением $W = 1.0 \pm 0.3 \text{ \AA}$, полученным в работе Энкранн и др. [77] за октябрь 1973 года. Таким образом, определенные нами оценки эквивалентных ширины поглощения аммиака $\lambda 6450 \text{ \AA}$ неплохо согласуются с оценками их авторов.

Кроме того, целью данной работы было исследование структуры спектра поглощения $\text{NH}_3 \lambda 6450 \text{ \AA}$ с применением последних теоретиче-

в лабораторных работ. В спектре Сатурна во всей области распространения полосы NH_3 , λ 6450 Å нам удалось разрешить около отдельных линий аммиака (по крайней мере, наличие 100 из них вызывает сомнения), длины волн которых приведены в табл. 10. Факт присутствия линии аммиака находится под сомнением, то же не поставлен знак вопроса. Здесь также приведены длины волн линий аммиака в спектре Уинтера, согласно Кроссу и др. [88] Кроссу [106], и в лабораторном спектре, согласно работам [62, 80, 106]. Практически все линии аммиака, зафиксированные нами в спектре Уинтера, обнаружены также в спектре Сатурна (см. рис. 10, 10б). Их длины волн неплохо согласуются между собой. Имеет некоторое согласие по длинам волн и с лабораторными спектрами, в которых некоторые линии являются двойными [62, 80]. Но поскольку расстояние между их компонентами расщепления не превышает 0,7 Å, что находится за пределами разрешения нашего спектра, то эти линии наблюдаются у нас как одиночные (см. табл. 10). Следует отметить, что на месте групп линий очень малой интенсивности в спектре Гибера и др. [80] в нашем спектре проявляется более глубокие и широкие депрессии, длины волн которых неплохо согласуются с длинами волн центров этих групп. Вследствие очень малой интенсивности некоторых аммиачных линий, а также их блендирования с другими линиями, они зафиксированы не на всех спектрограммах. Поскольку, согласно лабораторным спектрам [62, 80, 106], поглощения аммиака λ 6450 Å ограничивается практически пределами 6420-6525 Å, вблизи и за которыми интенсивность линий аммиака очень слаба, а в спектре Сатурна они достаточно отчетливы (см. табл. 10 и рис. 10а, 10б), то не исключено также, что некоторые из них могут принадлежать метану в длинноволновой области водорода - в коротковолновой.

п/п	в спектре		в спектре Кингера.λ								λ	при лабораторных измерениях
	λ	Сатурна.	данная работа	Массон [104]	Кисс и др. [86]	Чео [62]	Мак-Брайд [106]	Киссон [104]	Гангер и др. [80]			
I	2	3	4	5	6	7	8	9				
1.	6417.6	6417.6			6418.27							-
2.	6418.5	6418.5			6418.56							CH
3.	6419.4	6419.4			-		6419.4				6419.3, TCI	
4.	6420.0	6420.0			-		-				-	-
5.	6421.3	6421.3			-		-				-	CH
6.	6422.5	6422.6			6422.60		-				-	CH
7.	6423.2	6423.5			-		-				-	-
8.	6423.8	6423.9			-		-				-	-
9.	6424.3	6424.4			-		-				-	TCI
10.	6425.3	6425.2			6425.25		-			6425.6		TCI
11.	6426.0	6426.2			6425.87		-			6426.8		TCI
12.	6427.3	6427.2			-			6427.3				TCI
13.	6428.0	6428.0			6428.10			6428.0				TCI
14.	6428.8	6428.7			-			6428.7		6429.0		6429.0, TCI
15.	6429.5	6429.5			6429.26			6429.7		6429.5		6429.4, TCI
16.	6429.9	6429.7			6429.75			6430.1		-		-
17.	6430.6	6430.8			6430.80			6430.7		-		TI
18.	6431.7	6431.7			6431.62			6431.8		-		TI

- 2 -

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
41.	6445.6	6445.6	6445.6	6445.6	6445.49	6445.59	6445.5	6445.6	6445.53
42.	6446.4	6446.4	6446.4	6446.4	6446.38	6446.42	6446.6	6446.4	6446.36
43.	6447.2	6447.2	6447.2	6447.2	6447.13	6447.21	6447.1	6447.2	6446.41
44.	6448.07	6448.0	6448.0	-	-	-	6448.0	-	6447.15
45.	6448.5	6448.5	6448.5	6448.5	6448.45	6448.37	6448.6	6448.5	6448.20
46.	6449.1	6449.1	6449.1	-	6449.01	6448.87	6449.2	-	6448.5, 11
47.	6450.0	6450.0	6450.0	-	6450.32	6450.00	6450.0	-	6449.19
48.	6451.1	6451.1	6451.1	6451.1	6451.04	6451.04	6451.1	6451.1	6449.92
49.	6452.1	6452.1	6452.1	6452.1	6452.02	6452.12	6452.2	6452.1	6451.02
50.	6452.6	6452.6	6452.6	6452.6	6452.51	6452.62	6452.6	6452.6	6451.12
51.	6453.17	6453.17	6453.17	-	-	6453.16	6453.2	-	6452.12
52.	6453.57	6453.57	6453.57	-	-	6453.58	6453.5	-	6452.54
53.	6454.1	6454.1	6454.1	-	6453.94	6454.04	6454.2	-	6452.60
54.	6454.3	6454.3	6454.3	6454.3	6454.32	6454.45	6454.4	6454.3	CH
55.	6455.9	6455.9	6455.9	6455.8	-	6455.90	6456.0	6455.8	-
56.	6457.1	6457.1	6457.1	6457.1	6457.11	6457.16	6457.1	6457.1	6454.06
57.	6458.6	6458.6	6458.5	-	6458.16	6458.62	6458.6	6458.17	6454.36
58.	6459.1	6459.1	6459.1	6459.0	6459.06	6459.08	6459.1	-	6455.84
59.	6460.5	6460.5	6460.5	6460.5	6460.42	6460.50	6460.5	6460.5	6457.12

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	
60.	6461.37	6461.37	6461.37	-	6461.27	6461.36	6461.2	-	6461.2, CH		
61.	6464.37	6464.3	6464.3	-	-	6464.01	6464.3	-	6464.3, CH		
						6464.51					
62.	6465.4	6465.4	6465.4	6465.4	6465.34	6465.39	6465.4	6465.4	6465.37		
									6465.42		
63.	6466.7	6466.6	6466.6	-	6466.49	6466.56	6466.5	-	6466.7		
64.	6467.5	6467.4	6467.4	-	6467.42	6467.44	6467.5	-	6467.45		
65.	6468.07	6468.0	6468.0	-	-	-	-	-	CH		
66.	6468.2	6468.3	6468.3	-	6468.27	6468.40	6468.5	-	6468.2, TUL		
67.	6469.7	6469.7	6469.7	-	6469.64	6469.65	6469.6	-	6469.62		
									6469.64		
68.	6470.7	6470.7	6470.7	6470.4	6470.65	6470.74	6470.7	6470.7	6470.66		
									6470.71		
69.	6471.3	6471.3	6471.3	-	-	6471.20	6471.3	-	A		
70.	6472.0	6472.0	6472.0	6472.0	6471.94	6472.04	6472.9	6472.0	6471.99		
71.	6472.5	6472.3	6472.3	-	6472.74	-	6472.2	-	6472.3, A		
72.	6473.0	6473.0	6473.0	-	6473.06	6473.01	6473.0	-	6473.0		
73.	6473.5	6473.6	6473.6	-	-	6473.72	6473.2	-	6473.2		
							6473.8	-	6473.7		
74.	6474.2	6474.2	6474.2	6474.2	6474.16	6474.69	6474.3	-	6474.24		
75.	6474.9	6474.9	6474.9	-	6474.78	6474.81	6474.7	-	6474.8, IA		
76.	6475.3	6475.3	6475.3	-	-	6475.15	6475.1	-	6475.1		
77.	6475.8	6475.8	6475.8	-	-	6475.69	6475.8	-	6475.9		
78.	6476.1	6476.0	6476.0	-	-	6475.9U	6476.1	-	TUL		

79.	6477.17	6477.1	-	6477.05	6477.12	6477.0	-	6477.0.A
80.	6477.5	6477.5	-	-	6477.50	6477.4	-	6477.4
81.	6477.97	6477.9	-	-	6478.07	6478.0	6477.9	6478.0.A
82.	6478.3	6478.3	-	-	6478.45	6478.3	6478.3	6478.3.A
83.	6478.9	6479.0	-	-	-	6479.0	6478.8	6478.9
84.	6479.3	6479.4	-	-	6479.84	6479.2	-	6478.24 6479.30
85.	6479.7	6479.7	-	-	8479.88	6479.6	-	6479.7
86.	6480.0	6480.07	-	-	6480.10	6480.1	-	6480.0, A
87.	6480.5	6480.4	-	-	6480.69	6480.5	-	6480.6, A
88.	6481.07	6481.3	-	-	6481.15	6481.27	-	6481.0, A
89.	6481.8	6482.0	-	-	6481.86	6481.9	-	6481.9
90.	6482.5	6482.47	-	-	6482.62	6482.8	-	6482.6, A
91.	6483.0	-	-	-	-	-	-	648 A
92.	6483.5	6483.5	-	6483.36	6483.29	6483.4	-	6483.3, IA
93.	6484.0	-	-	6484.01	6483.96	6484.1	-	6484.0
94.	6483.3	6484.3	-	-	6484.29	6484.3	-	6484.3, A
95.	6484.8	6484.9	-	-	6484.76	-	-	A
96.	6485.3	6485.3	-	-	6485.35	6485.3	-	6485.3, A
97.	6485.7	6485.5	-	6485.74	6485.85	6485.5	-	6485.9, A
98.	6486.37	-	-	6486.18	-	6486.1	-	A
99.	6486.8	6486.5	-	-	6486.57	6486.7	-	A

I	2	3	4	5	6	7	8	9
100.	6487.1	6487.0	-	-	6487.03	6487.2	-	A
101.	6487.9	6487.9	-	-	6487.87	6488.0	-	6487.9
102.	6488.2	6488.3	6488.4	6488.23	6488.26	6488.3	6488.4	6488.24
103.	6488.7	6488.7	-	6488.81	-	6488.7	-	6488.7
104.	6489.1	6489.1	-	-	6489.39	6489.4	-	A
105.	6489.9	6489.9	6489.9	6489.85	6489.86	6489.9	6489.9	6489.86
106.	6496.5	6490.5	6490.6	6490.34	6490.53	6490.5	6490.6	6490.38 6490.45
107.	6491.1	6491.1	-	-	6491.07	6491.2	-	A
108.	6491.3	-	-	-	-	6491.4	-	A
109.	6493.4	6493.4	-	-	6493.44	6493.4	-	6493.3
110.	6494.0	6494.1	-	-	6493.80	6494.3	6493.8	6494.0
111.	6495.7	6495.7	-	-	6495.67	6495.7	-	6495.65 6495.70
112.	6497.0	6497.3	-	-	6496.94	6498.9	-	6497.0
113.	6496.5	6498.5	-	-	6498.48	6498.5	-	6498.45
114.	6498.8	6498.8	-	6498.87	6498.76	6498.8	-	6498.73
115.	6500.0	6500.0	6500.1	-	6500.01	6498.9	-	6500.02
116.	6501.6	6500.6	-	-	6501.66	6501.6	-	6501.61
117.	6501.27	-	-	-	-	-	-	-
118.	6502.57	-	-	-	-	-	-	-
119.	6503.0	6503.0	-	-	-	6502.8	-	6503.0
120.	6503.3	6503.4	-	-	6503.36	6503.4	-	6503.4

I	2	3	4	5	6	7	8	9
121.	6504.2	6504.3	-	-	6504.20	-	-	-
122.	6505.0	6505.0	-	-	6505.12	6505.2	6505.06	-
123.	6505.5	6505.5	-	-	6505.55	6505.5	6505.6	-
124.	6506.0	6506.0	-	-	6506.10	6506.1	6506.0	-
125.	6506.5	6506.5	-	-	6506.56	6506.5	6506.5	-
126.	6507.8	6507.8	-	-	6507.79	6507.8	6507.8	-
127.	6509.2	6509.2	-	-	6509.23	6509.3	6509.25	-
128.	6511.0	6511.0	-	-	6511.01	6511.1	6510.97	-
129.	6511.3	6511.3	-	-	6511.52	6511.5	6511.4	-
130.	6512.4	6512.4	-	-	6512.29	6512.4	6512.25, TCU	-
131.	6513.0	6513.1	-	-	6513.14	6513.3	6513.1	-
132.	6513.8	6513.9	-	-	6513.86	6513.3	6513.9	-
133.	6514.1	6514.2	-	-	-	6514.1	-	-
134.	6517.97	6517.9	-	-	-	6418.0	6518.1, CH	-
135.	6519.17	6519.1	-	-	-	6519.0	-	-
136.	6512.37	6519.5	-	-	-	-	-	-
137.	6510.87	6520.0	-	-	-	6519.8	-	-
138.	6520.1	6520.3	-	-	-	6520.0	A. TCU	-
139.	6520.5	6520.6	-	-	6520.56	6520.97	6520.5	-
140.	6521.4	6521.3	-	-	6521.46	6521.5	6521.3	-
141.	6521.9	6521.7	-	-	-	6522.0	CH	-
142.	6522.5	6522.5	-	-	-	6522.7	CH	-
143.	6523.07	6523.07	-	-	6522.86	6522.9	CH	-

Л	2	3	4	5	6	7	9
144.	6523.77	6523.7	-	-	6523.75	6523.7	CH
145.	6524.0	6524.0	-	-	-	6523.9	-
146.	6524.3	6524.3	-	-	-	-	-
147.	6524.9	6524.9	-	-	-	6524.9	CH
148.	6525.3	6525.4	-	-	6525.29	-	Д 6525.2
149.	6525.6	6525.7	-	-	6525.50	6525.6	CH

Примечание: CH - это заметная депрессия, CH - группа слободы земли, CH - группа земли.

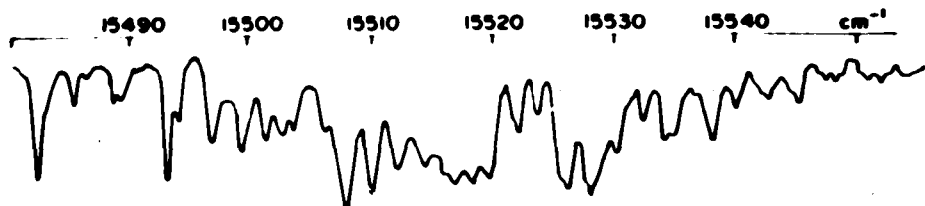
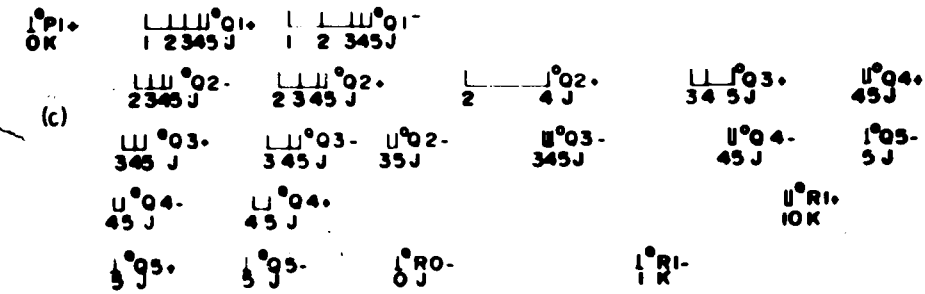
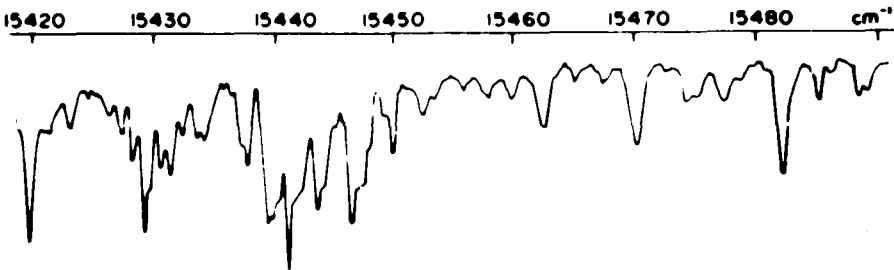
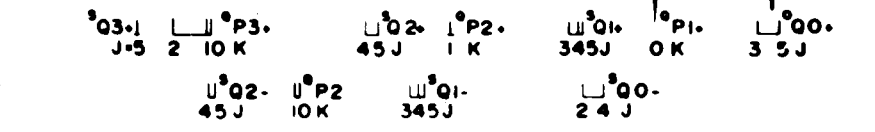
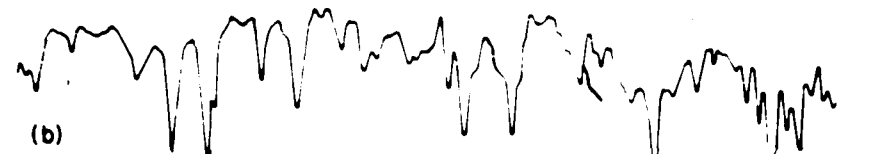
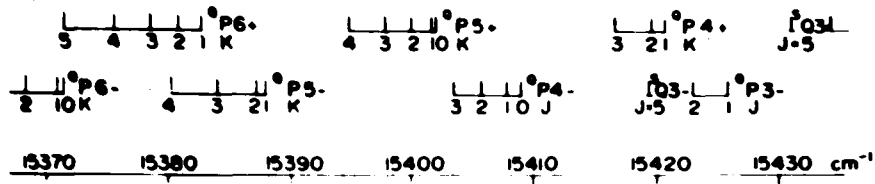
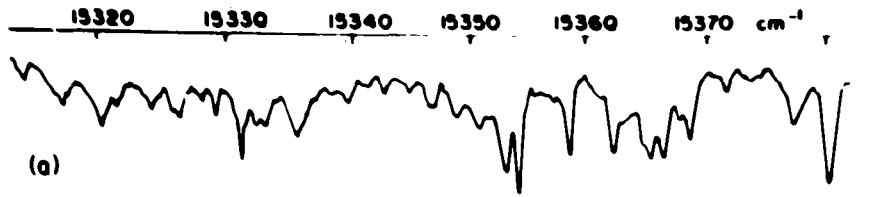
Д - депрессия.

Нарушенные нами отдельные линии эмиссии мы идентифицировали с лабораторным спектром Мак-Брайда и Никольза [106], для которого дана расшифровка 106 линий по вращательным J и колебательным K квантовым числам. Как было сказано в I.1, почти все линии полосы были отождествлены с линиями параллельных переходов, только 5 линий были приписаны перпендикулярным переходам, но для них в работе [106] не приведены.

Известно, параллельные полосы появляются у молекул с осью симметрии выше второго порядка. При этом дипольный момент не разрешенных переходов между невырожденными состояниями не только в направлении оси симметрии, совпадающей с осью J , и поэтому происходят только переходы с $\Delta K = 0$ [84]. Для каждой комбинации между собой только уровни с одинаковыми значениями K . Рассматривая определенное значение K , мы получим полосу с $\Delta J = 0, \pm 1$ подполосу с тремя простыми ветвями Q, R если $K \neq 0$. Подполоса с $K = 0$ при этом не имеет Q -ветви. Всякая полоса, в целом, образуется в результате наложения этих подполос, соответствующих различным значениям K . Если учесть взаимодействие между колебанием и вращением, то все они должны бы совпасть между собой. Но поскольку полоса поглощения $\lambda 6450 \text{ \AA}$ является четвертым обертоном основной ν_1 , то на образование её структуры большую роль играет взаимодействие между вращением и колебанием, это приводит к тому, что Q - и P -ветви различных подполос с $K = 0, 1, 2, \dots, J$ не совпадают между собой даже приблизительно и образуют ветви с различной структурой, состоящие из отдельных линий, расстояния между которыми в каждой ветви уже не равностоящие. Обыкновенно подполосе обычно приписываются следующие значения $\Delta J = 0, \pm 1$ и указывается на принадлежность к Q -, R - и P -ветвям, зна-

$\Delta K = 0, \pm 1, \pm 2$ обозначается буквами Q, R, P, S, O индексом сверху слева. В случае обозначения ${}^Q R, {}^Q Q, {}^Q P$ следует: $R -$, $Q -$ и $P -$ ветвь подполосы с $\Delta K = 0$. На основе линий в полосе $NH_3, \lambda 6450 \text{ \AA}$ накладывается условие $J \geq K$. Показатели авторов вышеупомянутой работы, $R -$, $Q -$ и $P -$ ветвям соответствуют 87 из 106 отождествленных линий. Остальные линии, как R , низкой интенсивности, были приписаны $Q -$ ветвям подполосы $\Delta K = \pm 2$ (см. табл. 3). На рис. 17 показан лабораторный спектр с расшифровка его линий согласно синтетического спектра, составленного авторами (см. табл. 3).

Вследствие симметричного свойства пирамидальной структуры молекулы аммиака, атом азота может туннельно проходить через плоскости водорода и, таким образом, происходит перевертывание молекулы, приводящий к инверсионному расщеплению верхних колебательных уровней на два составляющих подуровня: $G(K^+)$ и $G(K^-)$. Величина энергии расщепления уровней зависит от вращательных квантовых чисел J и K . Эта энергия для каждого уровня $(J, K) \leq 5$ вычислена в работах Мак-Брайда и Николья [105] (табл. II). Она возрастает с ростом J и K и находится в диапазоне от 9.8 см^{-1} для $J, K = 0$ до 14.1 см^{-1} для $J, K = 5$. Данное расщепление приводит к тому, что, кроме приведенных правил отбора для вращательных и колебательных квантовых чисел, касаясь свойства симметрии верхних уровней: $+\leftrightarrow -, +\leftrightarrow +, -\leftrightarrow -,$ где "+" и "-" относятся к полной симметрии по отношению к инверсии [105, 106]. По этому правилу выходит, что все вращательные уровни являются двойными (за исключением линий с $K = 0$ и несколько отличает интенсивности, что можно проследить по записям спектра в этой полосе (см. рис. 17). Кроме того, линии, вращатель-



17. Лабораторный спектр [106] и расшифровка его линий.

Таблица II. Инверсионная энергия расщепления уровня $(5,0,0^0,0^0)$ в см^{-1} согласно [106]

K, J'	0	1	2	3	4	5
	9.8	9.8	10.1	9.9	10.0	10.7
		11.3	10.7	11.7	12.2	11.3
			12.4	12.7	12.3	11.6
				13.1	12.8	12.7
					12.6	12.8
						14.1

числа которых $K = 0, 3n$, должны быть расщеплены на две компоненты A_1 и A_2 , статистические веса которых относятся как 2:1, приводит к некоторому различию в интенсивностях этих компонент. Такое сверхтонкое расщепление линий, не превышающее 0.07 \AA , наблюдается в лабораторных спектрах Гибера и др. [80] и Чао [62], приводящее к двойственности линий, например, $\lambda\lambda 6444.56-6444.63 \text{ \AA}$ (табл. 10).

Для отождествления линий по квантовым числам J и K согласно [5], мы первоначально отождествляли линии нашего спектра с лабораторным спектром (рис. 17) по внешнему виду, т.е. по интенсивности и расстояниям между линиями, а затем воспользовались табл. 3 [5]. При отождествлении в качестве реперных были выбраны линии типа: $\lambda\lambda 6457.1, 6500.2, 6449.92, 6452.6, 6452.1 \text{ \AA}$ и некоторые другие. В табл. 2II, 19 приведена расшифровка линий согласно [105, 106] (см. рис. 17). Как видно из этой таблицы, ряду J дана теоретически двойная или тройная расшифровка. Так, например, линия $\lambda 6457.1 \text{ \AA}$ имеет двойное обозначение: $J = 1, K=0_+$

$J = I, K = I$ -. Хотя, согласно лабораторным спектрам [62,80], эта линия является одиночной, что согласуется с второй расщепленной, в предпочтении какой-либо из них невозможно. Как будет показано в 4.2, обе расщепленные являются равносильными. К сожалению, работе Ман-Брайда и Никольза [106] известно, на наш взгляд, ряд уровней, касающихся расщепления линий этой полосы. Так, видно лабораторным спектрам [62,80], двойным линиям $\lambda\lambda$ 6452.54-60, 6444.56-6444.63, 6490.38-6490.45 Å авторами приписаны квантовые числа $K \neq 3n$, а одиночным линиям $\lambda\lambda$ 6437.5, 6501.61, 6507.75 Å - квантовые числа $K = 3$, что противоречит теории [106]. Кроме того, согласно теоретическим расчетам [106], на $\lambda = 6462$ Å должна находиться линия средней интенсивности с $J = I, K = I$, которая зафиксирована только в лабораторном спектре этих авторов, несмотря на хорошее его согласие с лабораторным спектром [62,80] и нашим спектром Сатурна. В то же время интенсивных линий $\lambda\lambda$ 6449.92, 6451.1, 6483.24, 6483.86 Å и несколько линий средней интенсивности не имеют расщепления, что указывает также Ман-Брайд и Никольз. Как видно из табл. 3, интерпретации лабораторного спектра, полученного авторами, а не нет расщепленных линий с $J, K > 5$, кроме P-ветви под-уровня с $\Delta K = 0$ (Q_P), для которой максимальное вращательное квантовое число $J = 6$. Этот факт авторы объясняют тем, что уровни с (J, K) являются уже размытыми, а не дискретными, так что из-за неидентифицируемости их невозможно разрешить. В доказательство этого приводят зависимость увеличения полуширины линий полосы в зависимости от J и K , основанную на собственных лабораторных измерениях. К сожалению, из-за ограниченного числа необлученных линий в нашем исследовании мы не смогли провести достаточно надежный анализ этой зависимости. Поэтому мы воспользовались работой Рэнна и др.

в которой приведены лабораторные значения полуширины ряда (табл. 4). В результате их анализа не выявлена зависимость ширины линий от J и K . Правда, возможно, что столь противоречивые выводы вызваны тем, что лабораторные спектры [106, 115] получены при разных исходных условиях. Что же касается присутствия слабых неотождествляемых линий в спектре полос NH_3 , то, из-за чего подвергалась сомнению правильность отождествления полос Мак-Брайдом и Никольсом с четвертым обертоном основной v_1 [80], то, на наш взгляд, заслуживает внимания следующее. В работе [106] для простоты расчета не были учтены возможные типы Ферми и Корсиноса (явления второго порядка), возникающие в обертонах высоких порядков в результате взаимодействия вращения и колебания молекул и приводящие к расщеплению уровней (см. [80]). То, возможно, что присутствие тех слабых нерасшифрованных линий, которые обнаруживаются при низких давлениях и высоких разрешениях, можно объяснить как раз этим эффектом. Если это верно, то, видимо, для объяснения их присутствия нет необходимости искать в рассматриваемой области дополнительные комбинационные полосы, вложенные в этой области. Кроме отождествления, для ряда линий также определены эквивалентные ширины и остаточные интенсивности для каждого спектра за оба периода наблюдений (см. табл. 12а, б). Там же знаком \times отмечены также ошибочные, на наш взгляд, линии, возникшие вследствие дефектов фотоэмульсии или блемдированных теллурических линз. В табл. 13 приведены усредненные значения интенсивностей линий эмиссии, их среднеквадратичные или среднего арифметического $\sqrt{\bar{I}}$ и среднеквадратичные ошибки измерения σ в предположении отсутствия возможных вариаций интенсивностей и без ошибочных элементов. Для сравнения скажем, что в работе [77] были определены эквивалентные ширины

Таблица 126. Остаточные интенсивности и их ошибки
линий эмиссии

λ	$2\sigma_1 = 0.225 \text{ \AA}$		$2\sigma_2 = 0.163 \text{ \AA}$	
	$R_0 \pm \sigma_x$	σ	$R_0 \pm \sigma_x$	σ
6444.6	0.964 ± 0.004	0.012	0.963 ± 0.003	0.010
6445.6	0.952 ± 0.004	0.012	0.953 ± 0.003	0.010
6446.4	-	-	0.948 ± 0.004	0.010
6452.1	-	-	0.970 ± 0.003	0.010
6452.6	0.952 ± 0.005	0.013	0.954 ± 0.003	0.010
6457.1	0.925	-	0.929 ± 0.003	0.010
6460.6	-	-	0.976 ± 0.005	0.015
6465.4	-	-	0.962 ± 0.007	0.018

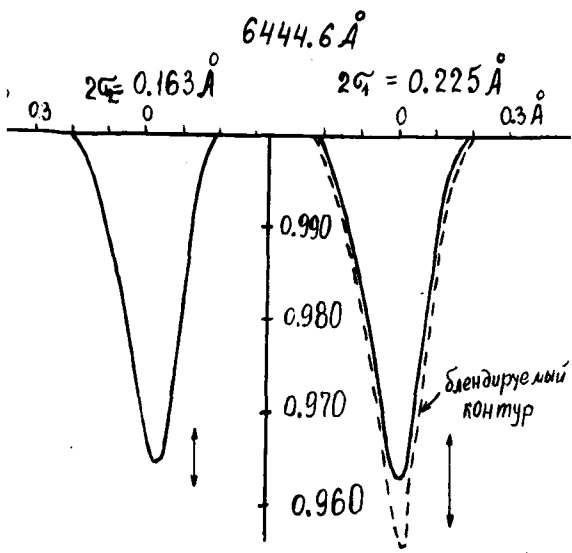
Таблица 13. Средние значения эквивалентных ширины и их ошибки
линий эмиссии полосы 6450 \AA в спектре Сатурна

λ , \AA	$W, \text{m\AA}$	σ_x	σ	№ III	λ , \AA	W	σ_x	σ
6444.6	6.7	0.2	0.8	11.	6457.1	14.0	0.3	1.3
6445.6	10.1	0.3	1.0	12.	6459.1	2.9	0.2	0.7
6446.4	12.3	0.3	1.3	13.	6460.5	3.9	0.2	0.6
6447.2	6.0	0.3	1.1	14.	6465.4	8.2	0.4	1.5
6449.2	3.8	0.5	1.7	15.	6470.7	7.1	0.3	1.0
6451.1	6.9	0.4	1.6	16.	6472.0	11.3	0.8	2.5
6452.1	3.8	0.3	1.0	17.	6474.2	10.3	0.4	1.7
6452.6	10.7	0.2	1.0	18.	6479.3	6.7	0.5	1.8
6454.1	4.1	0.1	0.5	19.	6490.5	4.2	0.4	1.3
6454.3	4.7	0.2	0.8					

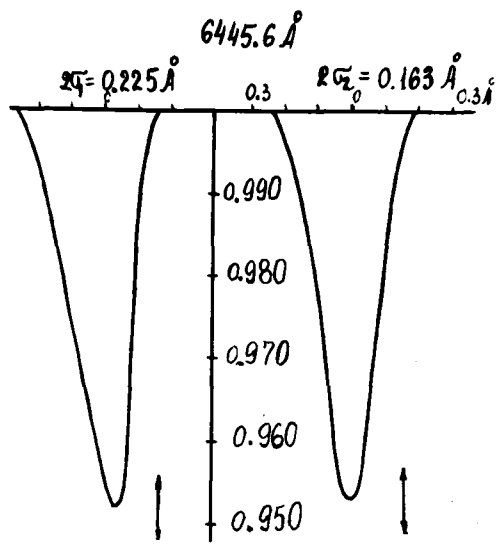
Для линий $\lambda\lambda$ 6447.2 и 6457.1 Å, соответственно равные 10^{+3}_-2 мÅ (см. табл. 5), которые хорошо согласуются с наименьшими значениями (см. табл. 13). Имеется неплохое согласие этих значений эквивалентной ширины W и полуширины γ , определенных нами для линии NH_3 λ 6451.1 Å и равных $W = 6.9$ мÅ и 0.208 Å, с результатом работы Смита и др. [112], данных оцен- $W = 3 + 5$ мÅ и $\gamma = 0.170 - 0.250$ Å. Остальные оценки эквивалентных ширины линий аммиака полосы 6450 Å, определенные для Сатурна, являются пока единственными. На рис. 18а-ж приведены усредненные графическим методом контуры практически несближенных линий аммиака $\lambda\lambda$ 6444.6, 6445.6, 6452.1, 6452.6, 6452.1 Å; блендированных фраунгоферовых линий аммиака 6444.6, 6446.4 Å; а также линий аммиака $\lambda\lambda$ 6460.5, 6465.4 Å, чисто блендированных теллурических линиями. Эквивалентные ширины линий аммиака, определенные по усредненным контурам, не согласуются с табличными значениями их средних значений за этот период наблюдений.

3.2. Структура полосы поглощения метана 6800 Å в спектре Сатурна

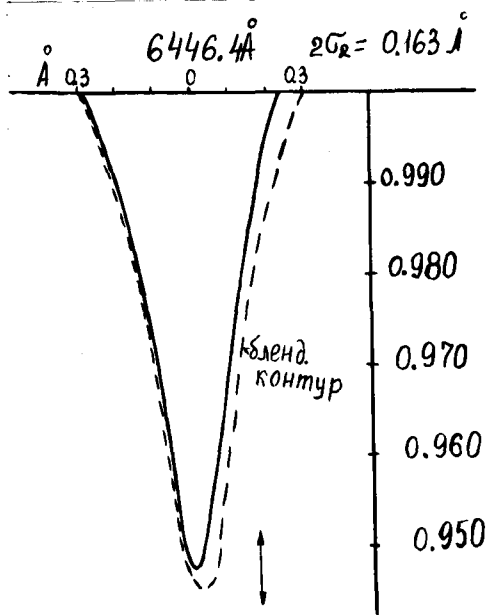
В полосе метана 6800 Å нами был исследован интервал длин $\lambda\lambda$ 6770-6860 Å. Выбор именно такого интервала объясняет и вид полосы метана в спектре Урана [40], полученного с разрешением 1.6 Å (см. рис. 5II) (см. Приложение). Как видно из рис. 19, на котором даны типичные записи спектрограмм Луны и Сатурна, а также спектр на согласно [107], в указанной области спектра Сатурна, помимо фраунгоферовых и теллурических линий, наблюдаются многочисленные депрессии. Все они, если исходить из имеющихся лабораторных данных [50, 58, 96, 96] и результатов исследований спектра Урана [40,



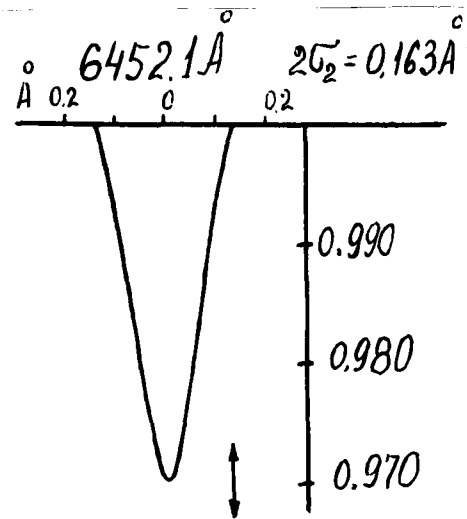
а



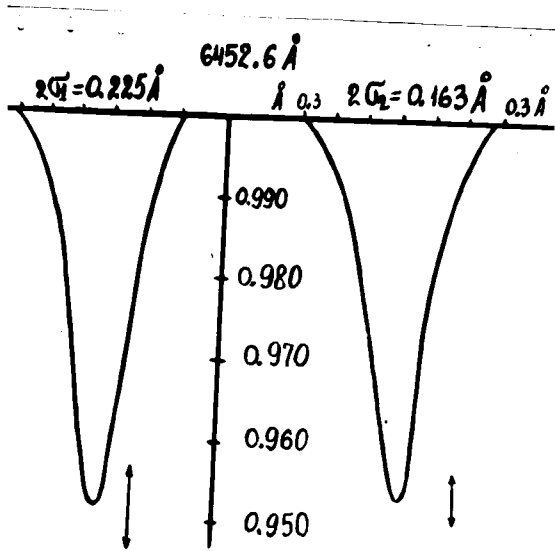
б



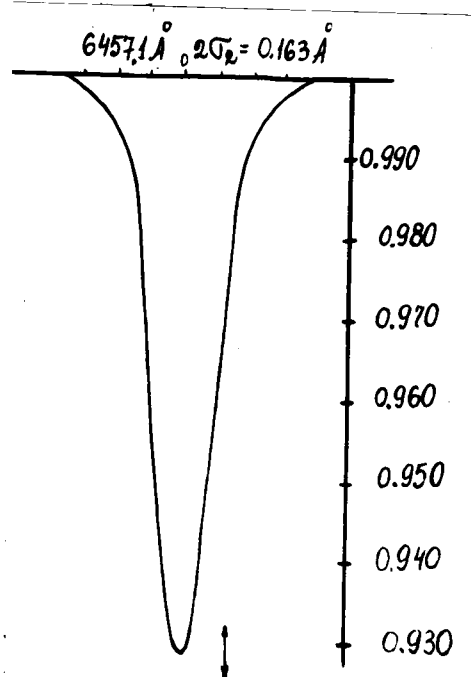
в



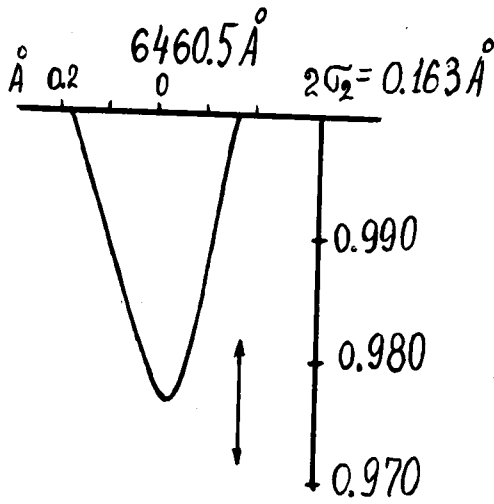
г



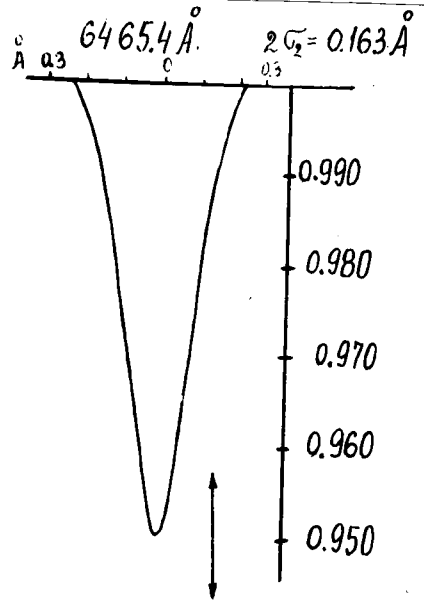
g



m



z



e

[78, 112], по-видимому, принадлежат метану. Во всяком случае, газы, входящие в состав атмосферы планеты, в данной области себя не проявляют. В табл. 14 приводим значения длин волн тех абсорбционных деталей полосы метана, наличие которых вызывает у нас сомнения, а также нескольких депрессий, наличие которых неуверенно из-за блещирования теллурического спектра относятся также линии, которых нет в атласе [107, 108]) и отсутствующих в атласе Миннарта [107] линиях (см. рис. 7, табл. 14 возле них поставлен знак вопроса. Здесь не указаны волны линий метана, определённые другими авторами в спектре [40, 52, 57, 78, 112], а в табл. 14а - в лабораторном спектре [60]. Как видно из этих таблиц, в нашем спектре имеется ряд хорошо согласующихся по длинам волн с центрами депрессий в спектрах Урана и в лабораторном спектре [57, 78, 95, 96] и отстоящих от Урана [112] с линиями R-ветви с $J = 0 + 6$. Кроме того, в спектре Сатурна находится ещё ряд линий, наиболее представленных в спектре Урана, полученном Белтоном в [52] в областях R- и Q-ветвей. Отметим, что в [52] приведены спектры Урана (разрешение 0.3 \AA), освобождённая от атмосферных и теллурических линий методом разделения ускоренной спектральной Урана на запись Солнца (рис. 6II). Поскольку мы привели длины волн только центров депрессий, приписанных компонентам R-ветви, согласно Оуэну [112], то для полного сравнения этого спектра с нашим, мы определяли по рис. 6II длины волн всех остальных депрессий. Со спектром [52] у нас имеется хорошее согласие по длинам волн и интенсивностям депрессий, в нашем спектре не обнаружено нескольких линий низкой интенсивности. Следует отметить, что в нашем спектре зарегистрирована серия линий $\lambda \lambda 6784.3, 6785.0, 6786.7, 6787.2 \text{ \AA}$ (три послед-

та I4. Структура полосы поглощения метана λ 6800 Å
в спектре Сатурна

Длина волны в спектре Сатурна, Å	Длина волны в спектре Урана, Å				
	Балтон, Хейс [52]	Теддаль, Харитонова [40]	Оуэн [112]	Бергстраль [57]	Галфенд и др. [78]
2	3	4	5	6	7
6784.3	-	6784.8			
6785.0	+				
6786.7	+				
6787.2	+				
6788.2	+				
6789.7	+	6790.0	6789.6 R(6)?		
6790.7	+				
6793.2	+				
6789.8	+		6793.7R(5)		
6794.3	+	6795.0			
6795.7	+				
6796.4	+				
6797.3	+				
6798.5	+				
6798.9	+		6798.9R(4)		
6799.7	+	6799.4			
6800.8	+				
6803.2	+	6803.6			
6804.2	+			6804.00	6804.00
6804.7	+	6805.0	6804.7R(3)		
6807.0	+	6807.1			
6807.9	+				
6803.3?	+				
6810.0	+	6809.8	6810.7R(2)	6810.15	6810.15
6811.3	+	6811.0			
6812.0	+				
6813.0?	+				
6814.6	+			6814.75	6814.75
6815.1	+				
6815.6	+		6815.4R(1)		

на 14. (Окончание)

2	3	4	5	6	7
6816.0	+	6816.0			
6816.9	+	6817.1			
6817.5	+				
6818.0	+				
6818.2	+				
6818.6	+				6818.80
6818.8	+			6818.8	
6819.2	+				
6819.5	+?		6819.6R(0)		
6820.2	+	6820.0			
6821.9	+				
6823.57	-				
6823.8	+				
6824.2	+				
6826.7	+				
6825.2	+				
6826.7	+				
6827.07	+	6827.1			
6829.8	+				
6830.37		6830.0			
6831.4					
6831.8		6832.0			
6833.07					
6833.4					
6834.2					
6835.2					
6837.5					
6839.7		6840.0			
6846.8		6845.0			
6848.8		6850.0			
6850.8					
6851.3					
6852.2		6852.0			
6853.2					
6853.8					
6856.1		6856.0			

та 14а. Сравнение структуры полосы поглощения метана
в спектре Сатурна, лабораторном и синтетическом

Длина волны линии, Å				
спектр Сатурна	лабор. спектр Лутца и Оуэна [95, 96]	лабор. спектр Бейнса [50]	спектр синтет. Беркетраля [57]	
6819.5	6819.4	6819.38		
6819.2	6819.12	6819.15		
6818.8	6818.85	6818.82	6818.8	
6818.6	6818.46	6818.61		
6815.6	6815.6			
6815.1	6815.2			
6814.6	6814.6		6814.8	
	6810.66			
	6810.46			
	6810.15		6810.3	
6810.0	6809.88		6809.9	
6809.37	6809.68			
6804.7			6804.9	
6803.2			6803.2	
			6802.8	
6799.7			6799.8	
6798.9			6799.2	
6798.5			6798.5	
			6797.7	

Как видно на записи спектра Урана [52], см. табл. I4), не видно в лабораторном спектре [95,96] (см. рис.20). Собираем себе внимание тот факт, что расстояния между соседними линиями в "красном" крыле линии рядом полосе метана 6650 Å не такие же, что и в полосе 6800 Å. Поэтому, на наш взгляд, мало смысла предположение, что несколько первых линий этого, приписанных полосе 6650 Å, на самом деле могут принадлежать к полосе 6800 Å с квантовыми числами $J > 8$. Тогда это могло бы способствовать в пользу отождествления полосы с частотой $5\nu_3$. В спектре Сатурна, так же, как и в лабораторном [96], и в спектре Урана [52], содержится значительно большее количество спектральных деталей, чем в синтетическом спектре в линии $R(0) - R(4)$, рассчитанном Бергстрамом [57] в отношении расшифровки этой полосы как $5\nu_3$ (см. табл. I4, I4a, II, 23a, 23b, 24). Для сравнения на этом же рисунке показаны участки синтетического и лабораторного спектров [95,96]. Тототную расшифровку по квантовым числам этих слабых линий практически невозможно. Но, исходя из вида синтетического в [57] в области R-ветви, в которой расстояние между отдельными членами тонкой структуры J-компонент не меньше 0.5 Å, замечать, что часть отождествленных линий является мультиплетом расщепленной линией с $J \geq 2$. В частности, из рис. 22 хорошо видно, что абсорбционная деталь полосы метана, которая при центральном разрешении принималась Суэном за Q-ветвь $5\nu_3$, имеет сложную структуру и хорошо согласуется по длине с лабораторным спектром. Что же касается линий, расшифрованных как $R(0)$ и $R(1)$, которые по теории [64,87] должны быть линиями, то на рис. 21, 23a, 23b, 24 отчетливо видно, что они имеют сложную структуру. Так же, как и в лабораторных спектрах

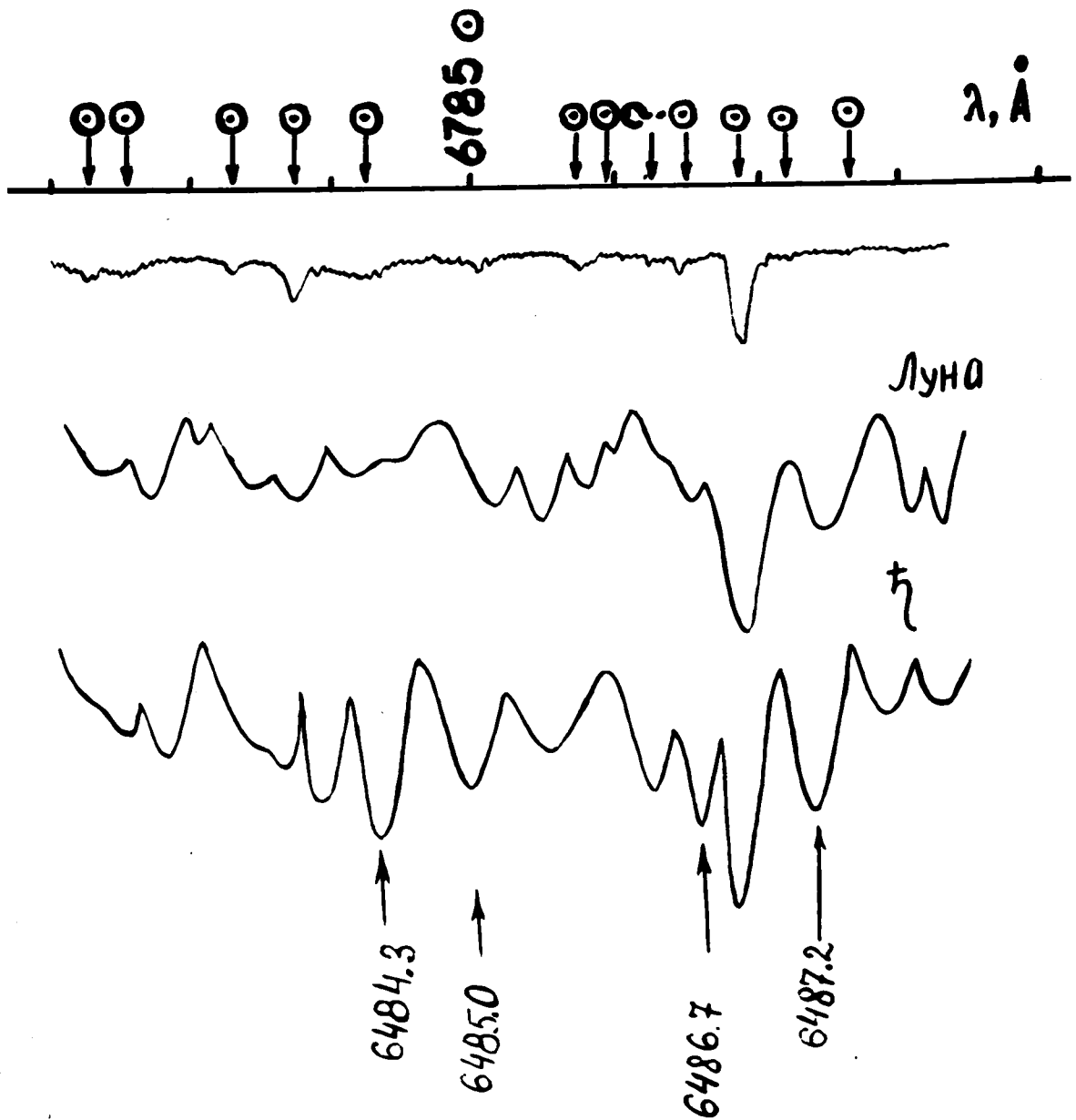
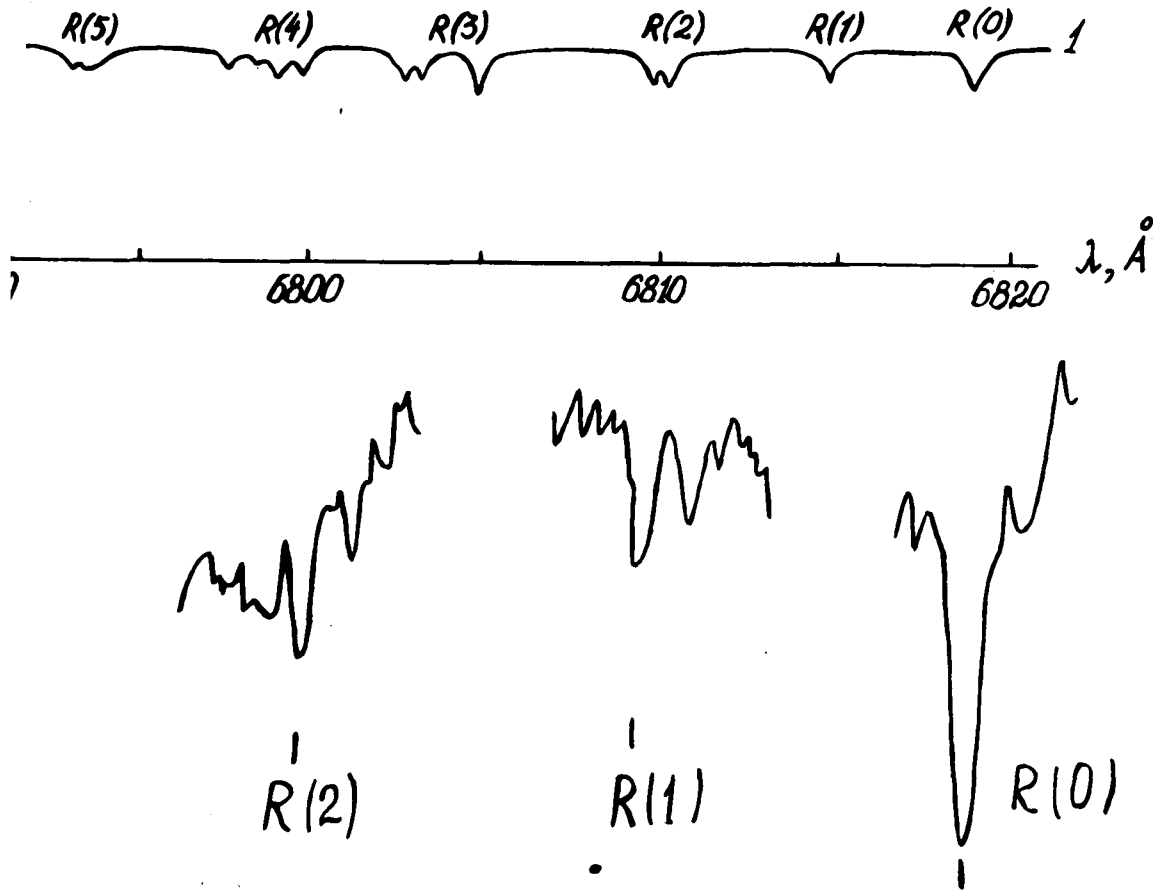
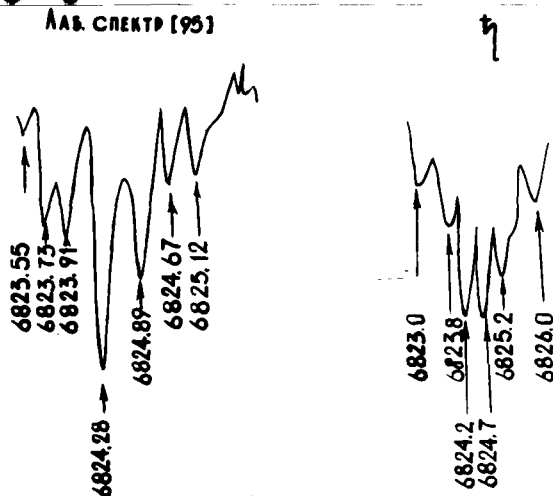


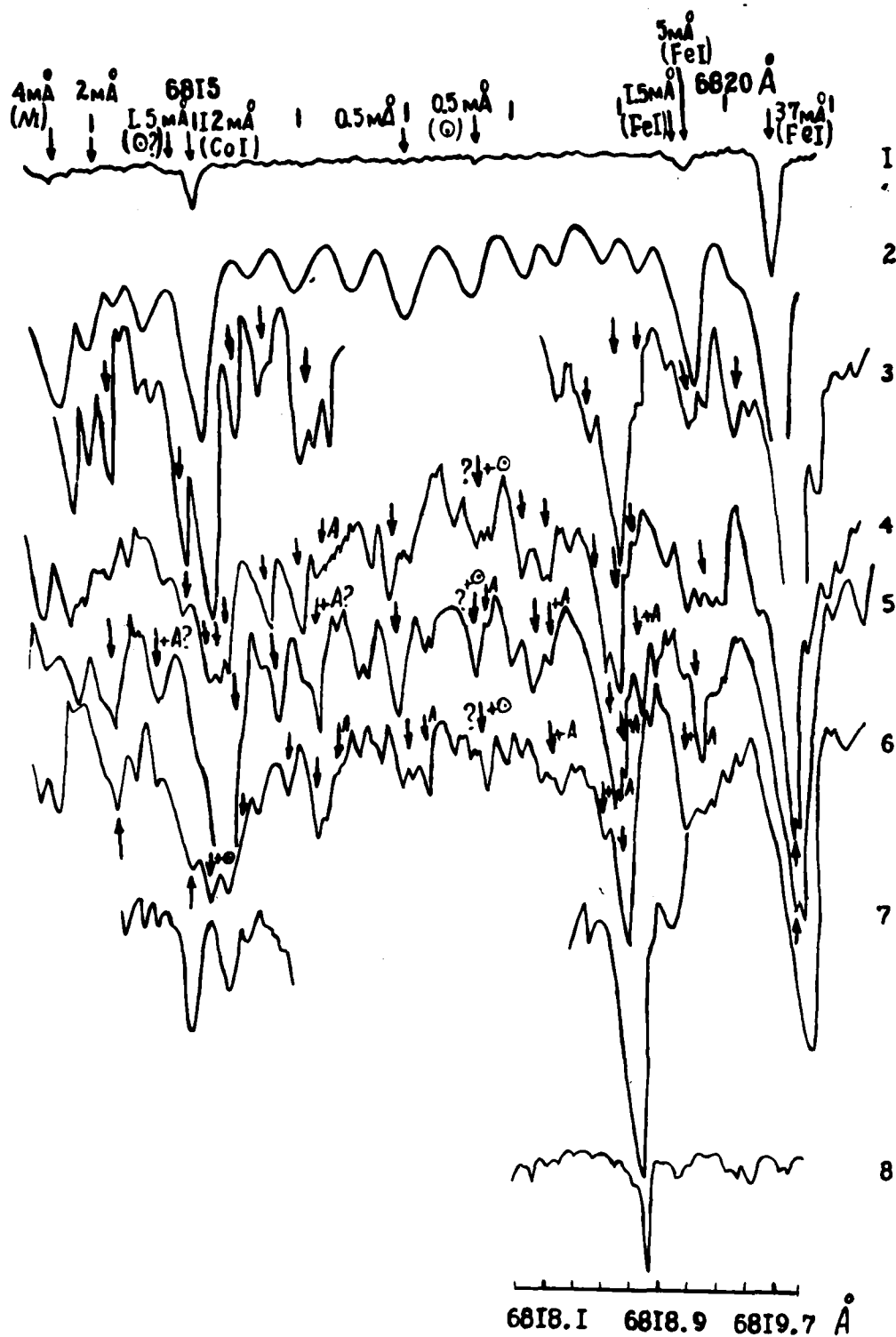
Рис. 20. Фрагмент спектра Сатурна в области полосы поглощения метана 6800 \AA с предполагаемой расширенной линией $6 \leq J \leq 8$. Отмечено положение центров линий $J = 7$ ($\lambda = 6788.5 \text{ \AA}$) и $J = 8$ ($\lambda = 6783.3 \text{ \AA}$). При этом принято, что среднее расстояние между линиями R-ветви составляет 5.2 \AA [112].



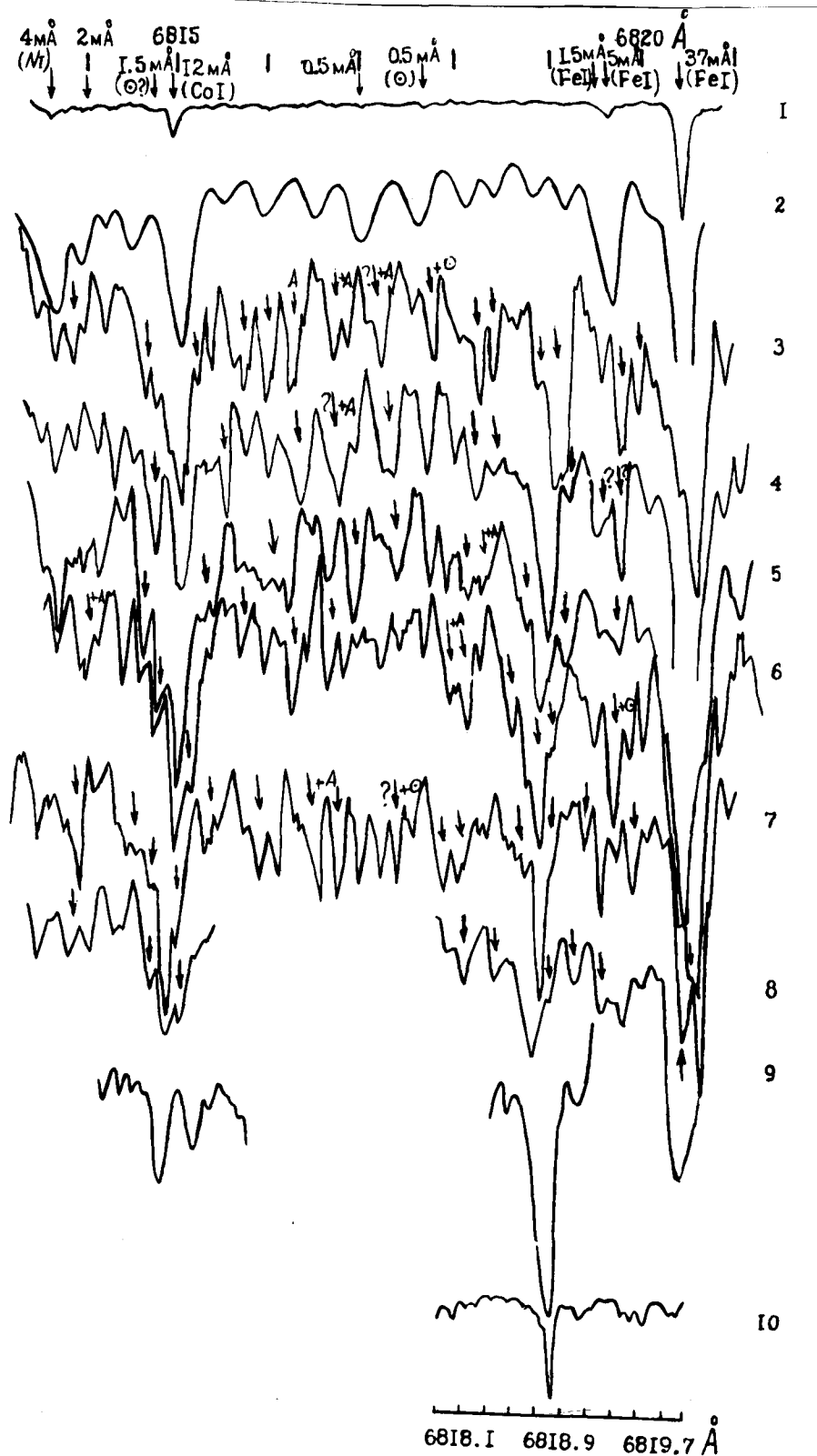
21. Синтетический спектр полосы метана 6800 Å, рассчитанный Бергстремом [57] - 1 и лабораторный спектр согласно Оуэну - 2.



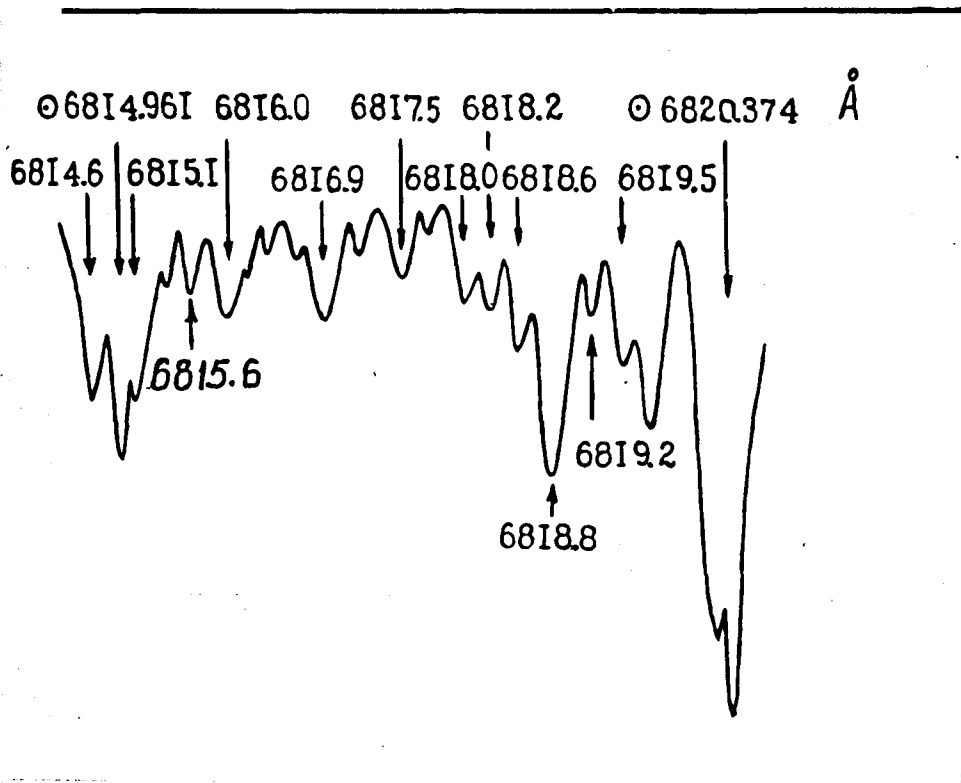
22. Спектр метана в области Q-ветви полосы $5 \nu_3$, полученный в результате усреднения спектрограмм Сатурна.



23а. Спектр полосы поглощения метана 6800 Å на диске Сатурна 3-6, Луны - 2, Солнца - 1, лабор. спектр 7 [95], 8 - [49,50].



236. Спектр полоси поглинання метана 6815 \AA на диску Сатурна 3-7, Луни - 2, Сонця - 1, лабор. спектр 9 - [35], 10 - [49,50].



24. Спектр Сатурна в области линий R(0) и R(1)
волос поглощения метана 6800 Å.

], так и в спектре Сатурна, освобождённом от Фраунгоферовых и теллурического поглощения [49], кроме центральной компоненты $\lambda 6814.6 \text{ \AA}$, приписанной $\gamma = I$, нами были выделены ещё две очень низкой интенсивности: 6815.1 и 6815.6 \AA (см. рис. 24). Линия $\lambda 6814.6 \text{ \AA}$, приписанная $R(I)$, лежит в крыле Фраунгоферовой линии кобальта $\lambda 6814.961 \text{ \AA}$ ($\Delta\lambda = 12 \text{ м\AA}$) и блендируется слабой неизвестной в солнечном спектре линией 6814.83 ($\Delta\lambda = 1.5 \text{ м\AA}$), которая является солнечной. В противном случае, если эта линия является теллурической, вследствие доплеровского смещения линия метана $\lambda 6814.6 \text{ \AA}$ ею не блендируется. Среди слабых компонент метана в области линии $R(0)$ и $R(I)$ заметно выделяется интенсивности линия поглощения метана $\lambda 6816.0 \text{ \AA}$. Что же касается её отождествления, то можно, по-видимому, лишь сказать, что она является одной из γ -компонент R -ветви обертона $5V_3/4$. Не исключено также, что она относится к линии $R(I)$. Линия $\lambda 6814.6 \text{ \AA}$ к тому же меньше других блендируется Фраунгоферовыми и теллурическими линиями. Так, на спектрограммах за 1971 г. она может быть блендирована (полностью или в крыльях) слабой неизвестной теллурической линией $\lambda 6816.5 \text{ \AA}$, интенсивность которой порядка $0,5 \text{ м\AA}$ и практически не блендирована за 19 год (очень слабая теллурическая линия $\lambda 6815.5 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda \leq 1 \text{ м\AA}$). У линии CH_4 $\lambda 6818.8 \text{ \AA}$, приписанной $\gamma = 0$, чётко фиксируются дополнительные составляющие: с красной стороны - 6819.2 \AA и синей - очень слабая депрессия 6818.6 \AA , незначительно искажающие контур центральной линии, а также более отдалённые линии 6819.5 и 6819.8 \AA . Положение их в спектре хорошо согласуется с лабораторными данными [49, 50, 95]. Как видно из рис. 23а, 23б, в области приписанной линии $R(0)$ находятся четыре слабые теллурические линии $\lambda 6818.1, 6818.5, 6818.8, 6819.1 \text{ \AA}$, интенсивное-

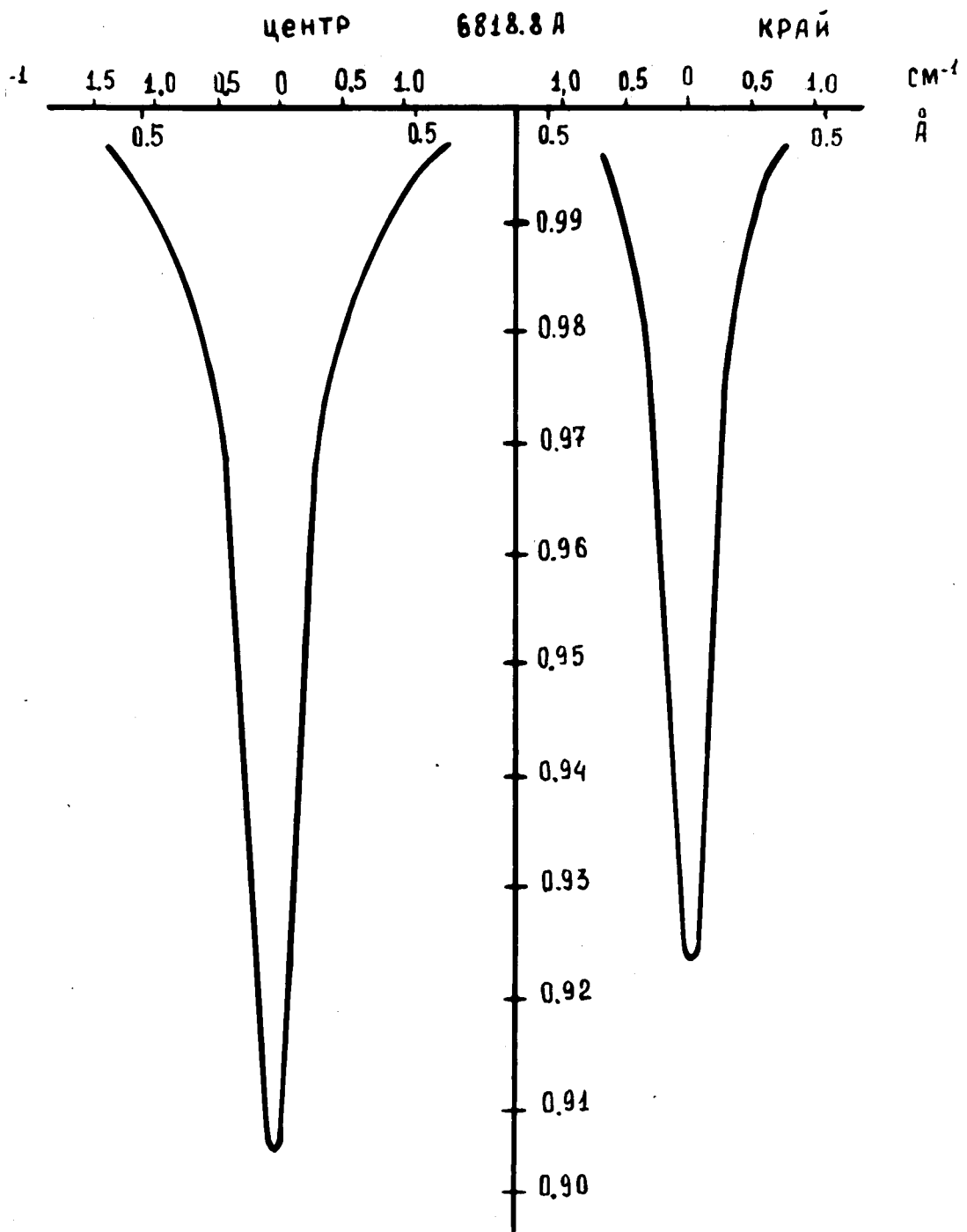
спектры лежат в пределах от 0,5 до 1,0 мк. Хотя они не указаны в атласе Миннхарта [107], но отчетливо видны в спектре сравнения. Вследствие доплеровского смещения красное крыло линии λ 6818,5 Å (спектры за 1969 год) не блендируется совсем (спектры за 1971 год). Поэтому в красном крыле депрессия λ 6819,2 Å в красном крыле линии λ 6818,8 Å (по дате наблюдений мы также приписали метановому происхождению). Кроме того, что теллурическая линия λ 6818,1 Å почти в два раза сильнее теллурической линии λ 6818,5 Å, более пологий спад интенсивности в одной стороне контура линии CH_4 λ 6818,8 Å в спектре за 1969 год можно было бы полностью приписать теллурическому происхождению. Но этот же спад интенсивности в спектрах за 1971 год, когда блендированном очень слабой теллурической линии λ 6818,1 мк ($W \angle 0,5$ мк) следует пренебречь, можно объяснить бо-
лее слабым, чем в красном крыле линии CH_4 λ 6818,8 Å метановым происхождением. Эти выводы несколько подтверждаются рис. 23а, 23б, на которых приведены лабораторные спектры [50,95], полученные с го-
раздо большими, чем в нашей работе разрешением. На основании спек-
тральной структуры линий, приписанных $R(0)$ и $R(1)$, и также возмож-
ного существования линий с $J \geq 6$, напрашиваются два вывода:
1) на регулярную структуру полосы $5\frac{1}{2}$ накладывается ещё одна по-
луоса, так что полоса λ 6800 Å является комбинационной; 2) по-
луоса λ 6800 Å является чистым обертоном, но сложность её структуры
вызвана расщеплением уровней, возникшим вследствие возмущений,
иных место в обертонах высоких порядков.

Кроме того, за оба сезона наблюдений мы определили средние значения интенсивностей наиболее сильных и менее блендированных линий метана λ 6818,8 и λ 6816,0 Å в трёх точках диска Сатурна и менее блендированной линии λ 6814,6 Å в центре диска Сатурна

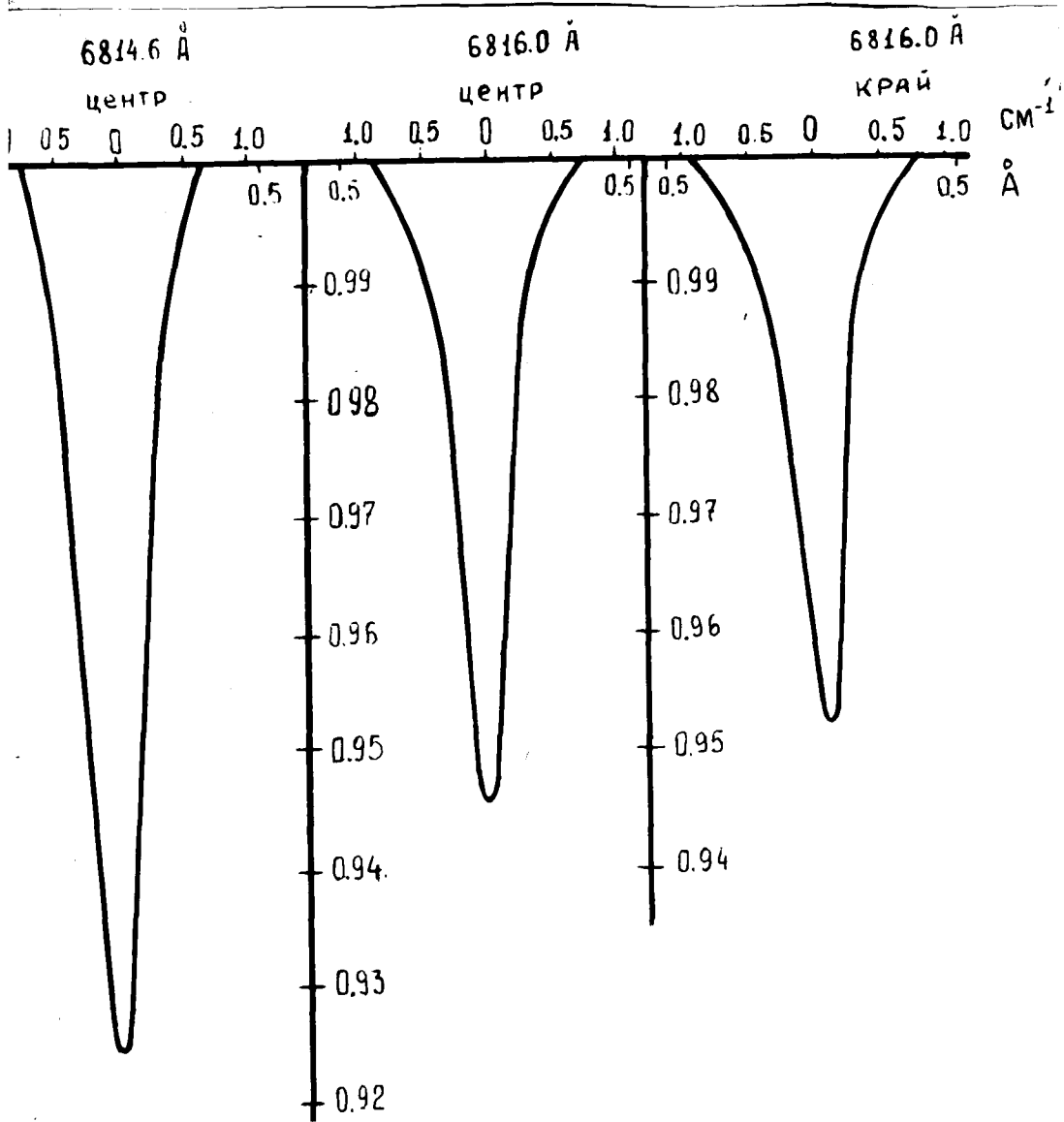
, табл. 15). Эквивалентная ширина линии метана λ 6818.8 Å в центре диска составляет 32 ± 5 мÅ, на краю - 23 ± 5 мÅ, обнаруживая заметное уменьшение к краю. Соответственно уменьшается и глубина линии. Аналогичным характером изменения интенсивности по диску обладает также и линия метана λ 6816.0 Å (табл. 15). Определённое нами значение эквивалентной ширины для λ 6818.8 Å в центре диска Сатурна заметно выше, чем приведённое в работах [2,22] по аналогичным спектрограммам, в два раза выше, чем величина, приведённая Энкренц и Оуэном [76] при спектральном разрешении 0.015 Å и совпадает с величиной, определённой Бейнсом [49] при спектральном разрешении 0.1 Å (см. табл. 15). По-видимому, такой разброс эквивалентной ширины при достаточном спектральном разрешении свидетельствует в пользу временных вариаций интенсивности этой полосы. Что же касается линий λ 6816.0 и 6814.6 Å, то их интенсивности определены нами ранее. На рис. 25а, 25б приведены усреднённые графическим методом по спектрограммам за оба сезона наблюдений контуры линии λ 6818.8 и 6816.0 Å в центре диска Сатурна ($\mu = 1$) и его внешней краевой зоне ($\mu = 0.75$) и контуры линии 6814.6 Å в центре диска.

Волны λ 6300 Å в спектре Сатурна

Спектральные линии	Положение на экране	Интенсивность линии	Наблюдаемые поправки		
Длина волны λ	Угол от центра диска	Эквивалентная ширина, Å	Остаточная интенсивность, $R_{\nu 0}$		
λ	в градусах	Å	$\chi \cdot \text{cm}^{-1}$		
			$\chi \cdot \lambda$		
6318.8	R (0) центр диска	32.0 ± 5.0	0.905 ± 0.010	0.255 ± 0.033	0.118 ± 0.016
	$5 \frac{1}{2}$ CH_4 большая край диска	23.0 ± 5.0	0.924 ± 0.010	0.253 ± 0.030	0.111 ± 0.014
6316.3	- центр диска	13.0 ± 2.0	0.945 ± 0.010	0.222 ± 0.030	0.103 ± 0.015
	большая край диска	10.0 ± 2.0	0.952 ± 0.010	0.199 ± 0.031	0.092 ± 0.015
6314.6	R (1) центр диска	22.0 ± 5.0	0.923 ± 0.010	0.255 ± 0.030	0.118 ± 0.016
	$5 \frac{1}{2}$ CH_4				



26. Усреднённые графическим методом наблюдаемые контуры
линий метана.



ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ САТУРНА

Изученные нами данные о линиях поглощения аммиака и метана позволяют определить некоторые характеристики верхних слоев атмосферы Сатурна, в которых происходит формирование этих линий. Прежде, чем это сделать, необходимо задать модель атмосферы.

1. Выбор модели атмосферы

Реальные атмосферы планет могут быть описаны набором некоторого количества параметров, зависящих от функции высоты. Сюда в первую очередь необходимо отнести: давление, температуру и объемные доли газовых составляющих атмосферы; спектральные значения показателя преломления облучаемых частиц и функции рассеяния их по размерам. Изменение давления, а следовательно, плотности газа с высотой довольно хорошо описывается барометрической формулой, единственным параметром которой — высотой атмосферы, однозначно определяется химический состав и температура атмосферы. Зависимость температуры от высоты неплохо изучена на основе данных о спектральной зависимости теплового излучения в молекулярных полосах поглощения (см., например, [61, 97, 123]) и данных о радиопросвечивании [44, 125]. Более сложную роль представляет аэрозольная составляющая. Исходя из эмпирических расчетов [93, 130], в атмосфере Сатурна могут существовать конденсационные облака, образующие до трех ярусов, и более всего, имеющие различные функции распределения частиц по размерам. Изучаемый нами спектр диффузно-отраженного излучения формируется на некотором эффективном уровне в этой сложной

но-аэрозольной среде. В настоящее время при анализе спектроскопических наблюдательных данных использовалось несколько моделей вертикальной структуры атмосферы, которые, по мнению их создателей, наиболее надёжно описывали механизм формирования молекулярных полос поглощения. Остановимся на них более подробно.

Модель отрезанного слоя - простейшая модель формирования линии. В этой модели предполагается, что всё наблюдаемое в пре планетного поглощения в молекулярных полосах и линиях происходит только в чистом газе, однородном, оптически тонком по радиальной компоненте слое атмосферы планеты, который расположен вращающимся покровом. Облачный слой рассматривается как диффузующая солнечный свет подстилающая поверхность, от свойств которой непосредственно не зависит поглощение [43].

В таком случае величина остаточной интенсивности в линии поглощения должна быть равна:

$$R_{\nu}(M, M_0) = e^{-\tau_{\nu} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{M_0} \right)} \quad (4.1)$$

M_0 и M - косинусы углов падения и отражения света; τ_{ν} - оптическая компонента оптической толщины в частоте, равная $\tau_{\nu} = N \cdot K_{\nu}$, так что N - объём газа, выраженное в единицах гесметровой высоты столба газа при стандартном давлении 1 атм; K_{ν} - коэффициент поглощения на данной частоте. В этой модели имеется верхний предел объёма газа в надоблачном слое. Как следует из формулы (4.1), в такой модели глубина линии и, следовательно, её эквивалентная ширина должны увеличиваться к краю диска планеты. Однако полученные в настоящее время результаты ряда авторов [1, 19, 23, 29, 33, 47, 86, 119] показали, что поглощение к краю диска растёт, а убывает или остаётся почти постоянным. Для объяснения наблюдаемого уменьшения интенсивности поглощения к краю дис-

многие некоторые автору предлагали различные модификации простого отращения, которые не выдерживали критики с точки зрения фотометрических и физических свойств планеты [22,33,39,41,44]. Так, в 1953 году Гесс [85], для объяснения эффекта неомонотонного уменьшения интенсивности поглощения метана в парсе СН₄ от центра диска к полюсам планеты, полученного из анализа лучших наблюдений, предположил, что верхняя граница облачного слоя возмущается к полюсам Сатурна относительно центра диска на μ . Такое объяснение автора основано на том факте, что воледействие большого притока солнечной энергии в центре диска, испаряющегося из кристаллов которого состоит облака, происходит боковой интенсивности и верхняя граница облачного слоя понижается. Однако затем показал Сквайрс [120], для реализации гипотезы Гесса необходимо, чтобы планета получала солнечную энергию на два раза больше. Поэтому для объяснения указанного эффекта Сквайрс выдвинул, что поверхность облачного слоя имеет кучагоподобную форму, возмущающуюся на 20-30 км над основанием. Вследствие этого, что глубина проникновения света в центре планеты и на краях различна, а именно, в центре диска свет проникает до основания нижнего облака, а на краю он экранируется выступами, поглощая свет к краям диска должно уменьшаться. Однако эта гипотеза не выдерживает наблюдательных данных, поскольку в этом случае должно бы наблюдаться незначительное потемнение к краю [33]. Поэтому гипотезу предложил Блэрном [47,60] для Юпитера, Сатурна и Урана, в которой предполагается, что облачный слой состоит из вертикальных слоев квадратного сечения повторяющих структуру ионных потоков. В противоположность модели баннерных облаков, в которой вариации эквивалентных ширин по диску могут отличаться в 2-3 раза, в модели Блэрнома зависимость от широты выра-

делаю. Как показали расчёты [47,60], при этом распределение интенсивности поглощения от центра диска к краю носит сложный характер, как уменьшаясь, так и увеличиваясь к краю. Эта гипотеза имеет теми же недостатками, что и предыдущие. Поэтому более точной оказалась модель атмосферы, учитывающая рассеяние света прореже, которая наиболее детально была разработана Шароновым в 1968 году [43].

Модель полубесконечного газово-аэрозольного слоя.

С точки зрения такой модели атмосфера планеты представляет полубесконечный однородный слой, состоящий из поглощающего и рассеивающего аэрозоля, которые равномерно перемешаны. Наименьшая линия или полоса поглощения образуется в результате совместного действия непрерывного поглощения и многократного рассеяния аэрозолями и молекулярного резонансного рассеяния и поглощения газом. Величина остаточной интенсивности $R_v^0(\mu, \mu_0)$ в этой линии выражается через коэффициент яркости в непрерывном спектре R_v и в частоте линии ρ_v следующим образом:

$$R_v^0(\mu, \mu_0) = \frac{\rho_v(\mu, \mu_0, \gamma(\alpha), \omega_v)}{\rho_c^0(\mu, \mu_0, \gamma(\alpha), \omega_c)} \quad (4.2)$$

где $\gamma(\alpha)$ - индикатриса рассеяния в облачном слое; ω_v и ω_c - вероятности однократного рассеяния или вероятности выживания кванта в слое или линии поглощения в непрерывном спектре, соответственно в то же время:

$$\omega_v = \frac{\sigma_0}{\sigma_0 + \alpha + \alpha \nu} \quad (4.3)$$

$$\omega_c = \frac{\sigma_0}{\sigma_0 + \alpha} \quad (4.4)$$

α и $\alpha \nu$ - объёмные коэффициенты поглощения в непрерывном

гре и полосе, соответственно, а σ_0 - суммарный объёмный коэффициент рассеяния газа σ_g и аэрозоля σ_a :

$$\sigma_0 = \sigma_g + \sigma_a \quad (4.5)$$

Из уравнений (4.3) и (4.4) можно легко получить относительно (по сравнению с объёмным коэффициентом рассеяния) концентрация газа:

$$\frac{n_g}{\sigma_0} = \frac{\sigma_0}{\sigma_0 \cdot kv} = \left(\frac{1}{\omega_v} - \frac{1}{\omega_e} \right) \cdot \frac{1}{kv} \quad (4.6)$$

kv - коэффициент поглощения газа на 1 молекулу.

Таким образом, интенсивность линии или полосы, в зависимости от положения на диске, определяется как концентрацией поглощающего газа в единице объёма среды, так и свойствами аэрозоля: индексом рассеяния, альбедо однократного рассеяния и объёмным коэффициентом рассеяния. Такая модель довольно хорошо согласуется с данными о распределении яркости по диску в непрерывном спектре. По попытка сравнения наблюдаемых интенсивностей довольно сильного поглощения метана и водорода в спектре планеты с рассчитанным индексом яркости по диску модели однородного рассеивающего шара к выводу о необходимости учёта чистого газового надоблачного слоя атмосферы. Такая простейшая неоднородная (двухслойная) модель атмосферы предполагает, что формирование линий и полоскулярного поглощения происходит, как внутри однородного бесконечного облачного слоя в процессе многократного рассеяния аэрозоля, так и во внешнем надоблачном слое, где доминирует является резонансное поглощение в газе, а рассеяние в газе в длинноволновой области спектра пренебрежимо мало. Этот надоблачный слой можно описать такими параметрами: поглощающей и рассеивающей составляющими оптической толщины τ_v и τ_s , средней температурой T_1 и давлением P_1 надоблачного

ного слоя. Полубесконечный газозерозольный слой характеризуется температурой T_2 , давлением P_2 , индексом преломления n_2 , коэффициентом рассеяния $\chi(\lambda)$, альбедо однократного рассеяния в непрерывном спектре ω_c и в линии поглощения ω_v и отношением объема коэффициента рассеяния газа σ_g к суммарному объёмному коэффициенту рассеяния σ_0 :

$$\beta' = \frac{\sigma_g}{\sigma_g + \sigma_a} = \frac{\sigma_g}{\sigma_0} \quad (4.7)$$

Используя формулу (4.6), и также условие равенства индексов преломления газа и облачного слоя:

$$\chi_g = \frac{\tau_v}{\tau_0} \frac{\sigma_g'}{kV} \quad (4.8)$$

$$\tau_0 = \tau_v + \tau_s \quad (4.9)$$

где τ_v - составляющая оптической толщины надоблачного слоя, обусловленная истинным поглощением в газе, τ_s - рассеивающая составляющая оптической толщины чисто газовой надоблачной атмосферы. Выражение (4.7) для β' примет вид:

$$\beta' = \left(\frac{1}{\omega_v} - \frac{1}{\omega_c} \right) \frac{\tau_s}{\tau_v} \quad (4.10)$$

Получив значение β' по формуле (4.10), коэффициент рассеивающей компоненты газового слоя оптической толщиной можно определить по наблюдаемому распределению яркостного тора по диску планеты. Определив из наблюдений на определенной длине волны λ_0 величину τ_s , её значение для других волн, можно рассчитать по формуле:

$$\tau_s^R(\lambda) = \tau_s(\lambda_0) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-4} \quad (4.11)$$

на распределение остаточной интенсивности линии или волосм по положению на случай опозиции, когда $\mu = \mu_0$, может быть вычислено

формула:

$$R_v(\mu_0) = \frac{\rho_v(\mu_0) e^{-2\tau_0/\mu_0} + 0,1875(1 - e^{-2\tau_0/\mu_0 \tau_s}) \tau_0}{\rho_c(\mu_0) e^{-2\tau_s/\mu_0} + 0,1875(1 - e^{-2\tau_s/\mu_0})} \quad (4.12)$$

$\rho_v(\mu_0)$ и $\rho_c(\mu_0)$ - коэффициенты яркости облачного слоя в
 1 для полосы поглощения и в непрерывном спектре, соответствен-

Как показано в [19, 71], для $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ - $\tau_s = 0,029$; для
 7000 \AA - $\tau_s = 0,012$, т.е. $\tau_s \ll 1$. Тогда выражение (4.12)
 красной области спектра можно упростить [18]:

$$R_v(\mu_0) = \frac{\rho_{v\infty}(\mu_0)}{\rho_{c\infty}(\mu_0)} e^{-\frac{2\tau_v}{\mu_0}} \quad (4.13)$$

показали расчеты тех же авторов, такое упрощение приводит к
 значительным погрешностям в определении оптической толщины
 диаметра:

$$\frac{\Delta \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{\omega_{v0}} - \frac{1}{\omega_c} = \beta \nu_0 \quad (4.14)$$

нежных для центра полосы поглощения. В двухлучевой модели
 формы остаточная интенсивность может как уменьшаться, так и
 гиваться к краю диска в зависимости от плотности облака и
 ним оптической толщи надоблачной атмосферы. Из 8 неизвестных
 ний, содержащихся в рассмотренной самой простой двухлучевой
 и, значение индикатрисы $\chi(\alpha)$ можно определить из поляриза-
 ных наблюдений. Если имеются высокоточные наблюдения яркост-
 юнтура линии по диску от центра к краю, то по ним можно оп-
 нить остальные параметры, хотя это является довольно сложной
 кой.

Некоторые авторы применяют более сложные модели атмосферы.

Данкельсон и Томпсон [67] в 1969 году предложили четырехлучевую-

модель атмосферы, применённую к Адитеру, которую они также
явля двухслойной. На рис. 7П показана структура этой модели,
состоящая из верхнего однородного (аerosольного) слоя конечной
толщины τ_c и нижнего полубесконечного облачного слоя, разделённого
чисто газовым промежуточным слоем с содержанием газа в нём N_B . Над
этим слоем находится чисто газовый слой с содержанием газа N_A .
При этом предполагается, что верхний облачный слой состоит из кри-
сталлов льда аммония NH_3 , а нижний - из облаков сульфата аммония
 N_4HS , лежащих над облаками из кристаллов водяного льда. В мо-
дели, предложенной Даниэльсоном и Томаско [67], должны быть зада-
ны параметры, характеризующие облачные и газовые слои: значе-
ния T и D в двух газовых слоях, содержание газа в двух газовых
слоях, коэффициент рассеяния $\chi(\alpha)$ и альbedo однократного рассе-
яния в непрерывном спектре в двух aerosольных слоях и оптическая
толщина τ_c верхнего облака. В рамках этой модели, как показали
исследования Ханта [68], в зависимости от параметров облаков и газа
можно наблюдать более сложную картину изменения интенсивности
излучения по диску планеты, чем в двухслойной модели.

Похожую неоднородную модель, разработанную на основании изме-
рений в полосе H_2 , CH_4 , NH_3 в спектрах Сатурна, в 1977 году предло-
жил Майер [97]. В этой модели (рис. 8П) самый верхний слой - опти-
чески тонкий чисто газовый с оптической толщиной ω_A , под ним ле-
жит слой aerosольных поглощающих частиц конечной оптической толщи-
ны ω_B . Ниже идёт слой льда из замерзших кристаллов аммония опти-
ческой толщины ω_c , нижняя граница которого соседствует с однород-
ным полубесконечным aerosольным слоем. Распределение интенсивности
поглощения по диску в этой модели повторяет распределение в
двухслойной модели. Как и в предыдущей модели, здесь содержится
меньше неизвестных параметров, чем в простейшей двухслойной моде-

Эти параметры нельзя определить однозначно. Поэтому применение более сложных моделей строения атмосферы всецело зависит от возможности распределенности в вычислительных параметрах, на них лежит, несомненно.

Исходя из требования, чтобы модель атмосферы не только, по возможности, точнее описывала процесс формирования мезоциклонического вихря, но и содержала минимальное число параметров, значения которых можно определить по имеющимся наблюдательным данным, мы и использовали модель однородного полубесконечного газового слоя [43]. При этом мы исходили из следующих соображений:

1) Из нашего наблюдательного материала, касающегося изучения вихря, мы смогли получить более или менее уверенные данные только из центра диска. Это автоматически вынуждает нас использовать двойную модель.

2) В работах [17, 29, 35-37] было показано, что доминирующей причиной формирования полосы поглощения аммиака NH_3 λ 6450 Å не только в атмосфере Сатурна, но и в атмосфере Юпитера является облачная, а вклад чисто газового надоблачного слоя пренебрежительно мал.

3) Иначе обстоит дело с полосами поглощения метана. Здесь помимо в надоблачном слое играет существенную роль, особенно у высоких полос поглощения [17, 19, 28, 29, 37, 39, 41]. Однако для слабых полос поглощения, остаточная интенсивность которых больше 0.3, значащая компонента оптической толщины τ в атмосфере Сатурна составляет всего несколько тысячных [17, 19]. Поэтому и для линий поглощения метана полосы λ 6800 Å, остаточная интенсивность которых больше 0.9, также следует ожидать, что роль надоблачного газового слоя в её формировании пренебрежительно мала.

1) Линии поглощения азотки в спектре Сатурна, анализ кото-
рых еще предстоит проводить, очень слабые, а зачастую ещё сильнее
привычны теллурическим и фраунгоферовым линиям. Поэтому,
при на всю тщательность обработки наблюдательного материала,
переступил эти линии (остаточная интенсивность, контур ли-
ний) с большими погрешностями. Учитывая сказанное в 2)
эти погрешности намеренно значительно превосходят величину
в надобного газового слоя в формировании участков на
поглощения.

1.2. Вращательная температура на уровне

формирования линий поглощения азотки

Определение вращательных температур атмосфер планет на осно-
вании анализа тонкой структуры молекулярных полос поглощения, на-
зываемых в их спектрах, было начато в 1965 году Оуэном [IIO, III].
В исследовании он использовал спектры Ашера в области
третьего обертона фундаментальной частоты метана ν_3 , полученные
им в 1955 году и собственные лабораторные измерения этой
полосы при разных температурах. Используя уже известную из
работы зависимость (см. I.3) относительной интегральной
интенсивности вращательных линий S_j с известным вращательным
числом j от болоуновского фактора, являющегося функцией тем-
пературы, Оуэн теоретически рассчитал и задебюлировал зависимости
относительных интенсивностей линий R-ветви полосы $3\nu_3$ метана
от температуры. Далее он находил наилучшее согласие наблюдённых
относительных интенсивностей линий в спектре планеты с теоретиче-
скими. Полученная при таком сравнении температура принималась за
температуру атмосферы планеты. Кроме того, он сравнивал теорети-
ческие зависимости интенсивностей линий с лабораторными измерени-

полученных при данной температуре. Это дало автору возможность оценить точность использованного метода. Описанный инфракрасный метод определения температур является довольно чувствительным, но для его практического использования необходимо сделать лабораторные измерения спектра поглощения исследуемого газа в большом наборе разных температур, поэтому он не имеет претензий на универсальность.

Более удобный метод предложил Балтон [51,52,129], использовавший его для определения температур Кинтера по полосе метана. В этом методе предполагается, что в первом приближении эквивалентные ширины линий или компонент их тонкой структуры пропорциональны теоретическим интенсивностям:

$$W'(\gamma) = \eta S_0 \frac{N(2\gamma+1)^2 g_\gamma A_\gamma}{Q(T)} e^{-\gamma(\gamma+1)Bhc/kT} \quad (4.15)$$

η - фактор возмущения массы; N - содержание газа; g_γ и A_γ - соответственно, фактор ядерного спина (см. ф-лу (1.1)) и амплитуды перехода; S_0 - интегральная интенсивность полосы при нормальных условиях, т.е. $T = 273$ К, $P = 1$ атм.; $Q(T)$ - функция распределения по вращательным состояниям, выраженная выражением:

$$Q(T) = \sum_j (2j+1)^2 g_j e^{-j(j+1)Bhc/kT} \quad (4.16)$$

Формула (4.15) учитывает насыщение сильных линий. Для каждой измеряемой линии с заданным членом γ по ф-ле (4.15) строилась кривая роста в функции T . Входя в эти кривые с измеренными эквивалентными ширинами W , определялась правая часть уравнения (4.15). Тогда вращательная температура определялась графически по пересечению кривой, полученной в результате нанесения значений

$[W/A_\gamma g_\gamma (2\gamma+1)^2]$ в функции $\gamma(\gamma+1)$. Расчёты Балтона показа-

в рамках модели отражающего слоя и полубесконечной атмосферы полученные значения взаимных температур имеют приближенно одинаковые значения. Этот же вывод был затем подтвержден в работе [16].

Рассмотренный выше приближенный метод Балтона применен авторами (см., например, [57]) для определения температуры по полосам метана. Он удобен тем, что может быть использован при известной интегральной силе полосы) даже тогда, когда нет лабораторные интегральные интенсивности отдельных линий наиболее распространенное получение метод определения температур, предложенный Марголюсом и Фоксом [102, 103] и использован авторами для определения температуры Лингера по полосе метана ν_3 . Некоторые его элементы приведены и нами, поэтому остановимся на нем более подробно. Если интегральную интенсивность S (интегральный коэффициент поглощения), образующуюся в результате прохождения света через данное количество поглощающего газа Ng (м-атм)⁻¹ задать известным выражением:

$$S = \int K\nu d\nu \quad (4.17)$$

$K\nu$ - коэффициент поглощения в частоте ν , то эквивалентная на этой линии в модели отражающего слоя равна:

$$W = \int (1 - e^{-K\nu Ng}) d\nu \quad (4.18)$$

Выражение (4.18) является уравнением кривой роста. Если $K\nu Ng \ll 1$, то имеет место линейная зависимость поглощения от количества поглощающего газа: $W = S Ng$. Этот случай осуществляется для слабонасыщенных линий и компонент их тонкой структуры, если они не перекрываются. Если же линии сильные или имеет место перекрытие компонент тонкой структуры линий, то коэффициент поглощения в ли-

дет равен: $Kv = \sum Kvi$, где индекс i равен числу компо-
 нент. Контур линии принимался лоренцовским, так что коэффициент
 линии выражался уравнением:

$$Kvi = Si \gamma_n \pi^{-1} [(v - Voi)^2 + \gamma_n^2]^{-1} \quad (4.19)$$

Si и Voi - относительные интенсивности и центральные частоты
 соответственно; γ_n - заданная полуширина линии. Не имея воз-
 можности определить полуширины γ_n отдельных линий, авторы при-
 няли их равными и задали интервал их возможных значений. Для ка-
 ждого значения γ_n из этого интервала, заданная пропускная $\sum Si Kgi$
 уравнением (4.18), авторами получали набор кривых
 $W = f(Sj Ng)$ для каждой линии. Входя с полученными из на-
 блюдений значениями эквивалентных ширины в кривые роста, они [102,
 103] получили значения $Sj Ng$. В то же время теоретические шири-
 ны задаются выражением:

$$Sj Ng = Z(T)^{-1} F(\gamma) e^{-Bhc(\gamma+1)/kT} \quad (4.20)$$

T - абсолютная вращательная температура, частичная функция
 $Z(T)$ и фактор $F(\gamma)$ вычисляются для каждой J -линии [102, 103].
 и считать количество поглощающего газа Ng постоянным, послед-
 ственное уравнение может быть представлено выражением:

$$\ln [Sj F(\gamma_n) / Sj_n F(\gamma)] = (Bhc/kT) [J_n(J_n+1) - J(J+1)] \quad (4.21)$$

Углов наклона прямой, полученной из графика зависимости значения
 $[Sj F(\gamma_n) / Sj_n F(\gamma)]$ в функции $[J_n(J_n+1) - J(J+1)]$ даёт определе-
 ние температуры. Данный метод использовался во многих работах для
 определения температуры Энтера [51, 52, 59, 92, 93, 129] и Сатурна
 [56, 124] по полосе метана $3 \sqrt{3}$ (см. табл. 31). Рассмотренный
 метод определения температур, как и предыдущий, удобен тог-
 да когда отсутствуют лабораторные интенсивности линий. Для мето-

Для того чтобы было возможно знать также интегральную интенсивность по-
 Как было уже сказано в главе I, для полосы поглощения аммиака
 λ 6450 Å определены лабораторные интегральные силы линий,
 вследствие чего процесс определения температур упрощается. Вслед-
 стствие того, что наблюдаемое поглощение в спектрах планет-гигантов
 происходит в основном в довольно плотных слоях атмосферы, где до-
 минирует в формировании профилей линий является ударное расши-
 рение в процессе столкновений, коэффициент поглощения в линии ам-
 миака может быть описан лоренцовским профилем:

$$\Delta\nu = \frac{N_g S(T, J, K)}{N_0 \pi \gamma_L} \cdot [1 + (\Delta\nu/\gamma_L)^2]^{-1} \quad (4.22)$$

N_0 - число Ломонта; N_g - число молекул поглощающего газа
 см^{-2} ; $S(T, J, K)$ - интегральная интенсивность линии с vibra-
 цией J и колебательным K квантовым числом в нижнем соо-
 бщении при температуре T ; $\Delta\nu$ - частотный интервал, отсчитыва-
 емый от центра линии с частотой ν_0 ; γ_L - лоренцовская полу-
 ширина линии при температуре T . С учётом этого уравнения, выра-
 жение для $\beta\nu$ из (4.14) примет вид:

$$\beta\nu = N_g S(T, J, K) (N_0 \pi \sigma_0 \gamma_L)^{-1} [1 + (\Delta\nu/\gamma_L)^2]^{-1} \quad (4.23)$$

Пусть мы имеем две линии аммиака с известной расщеплённой
 квантовым числом J и K , которые формируются в облачном
 при почти одинаковых условиях. Тогда для отношения поглоще-
 ния в центрах этих линий, исходя из уравнения (4.23), получим:

$$\frac{\beta\nu_0^{(1)}}{\beta\nu_0^{(2)}} = \frac{S^{(1)}(T, J, K)}{S^{(2)}(T, J, K)} \cdot \frac{\gamma_L^{(2)}(T)}{\gamma_L^{(1)}(T)} \quad (4.24)$$

Это время интегральная сила линии азотика, характеризующаяся
 квантовыми числами J и K при температуре T , формально мо-
 жет записана [53,54,84,121]:

$$I_{JK} = \frac{8\pi^3}{3hc} \nu_{JK} \frac{N g_{NH_3}}{Q_z(T)} g_{JK} e^{-E_{JK}/kT} A_{JK} (1 - e^{-hc\nu_{JK}/kT})^{-1} C \cdot F(J,K) \quad (4.25)$$

ν_{JK} - центральная частота линии с вращательным J и колеба-
 тельным K квантовыми числами; $N g_{NH_3}$ - число молекул NH_3 в
 поле зрения; C - нормирующая константа полосы, не зависящая от тем-
 пературы; $F(J,K)$ - корректирующий фактор, учитывающий враще-
 тельно-колебательное взаимодействие, и обычно принимаемый за 1;

$e^{-hc\nu_{JK}/kT}$ - множитель, учитывающий вынужденное излучение;
 A_{JK} - статистический вес основного состояния, равный [53,54]:

$$\begin{cases} g_{JK} = 2(2J+1) & \text{если } K^+ = 0, \dots, 2n \text{ и } J \text{ - чётное } (a^-), \\ & J \text{ - нечётное } (b^-); \\ g_{JK} = (2J+1) & \text{если } K^+ \neq 0, K^+ = 1, 2, 3, \dots, n; \\ g_{JK} = 0 & \text{если } K^+ = 0 \text{ и } J \text{ - чётное } (s^+), J \text{ - нечётное } (a^+). \end{cases} \quad (4.26)$$

Здесь a^+ и a^- обозначают соответственно чётные и нечётные ан-
 симметричные вращательные уровни энергии молекулы. Символы s^+ и
 s^- обозначают соответственно симметричные чётные и нечётные вра-
 щательные уровни энергии молекулы. $E(J,K)$ - энергия основного
 состояния, которая с учётом инверсионной энергии расщепления
 линий E_{inv} , равна [105,106]:

$$E_{JK} = hc \left\{ [B J(J+1) + (A-B)K^2] \pm \frac{1}{2} E_{inv} \right\} \quad (4.27)$$

Значения E_{inv} для линий с вращательным J и колебательным K
 квантовыми числами даны в табл. II; A и B - вращательные постоян-
 ные, которые для молекулы азотика соответственно равны 5.93 и
 265 см^{-1} согласно [105,106], вторая энергетическая постоянная
 = 1.43883 $\text{см} \cdot \text{град}$. Q_z - функция распределения молекул газа по

равным состоянием равна:

$$Q_z = \sum_{JK} g_{JK} e^{-E_{JK}/kT} \quad (4.28)$$

величина, принадлежащего к тетраэдрическому типу молекул, Q_z выведена в работах [84, 132]:

$$Q_z = \sum_{JK} g_{JK} e^{-E_{JK}/kT} \sqrt{\frac{\pi}{B^2 A}} \left(\frac{kT}{hc}\right)^3 \left[1 + \frac{1}{12} \left(1 - \frac{B}{A}\right) \frac{Bhc}{kT} + \frac{7}{480} \left(1 - \frac{B}{A}\right)^2 \times \left(\frac{Bhc}{kT}\right) + \dots \right] \quad (4.29)$$

при расчётах [84] инверсионная энергия расщепления уровней не учитывалась, так что выражение энергии основного состояния принимает вид:

$$E_{JK} = hc [BJ(J+1) + (A-B)K^2] \quad (4.30)$$

Ввиду во внимание тот факт, что значение инверсионной энергии относительно невелико, мы вправе предположить, что её учёт не приводит к сколько-нибудь значительным поправкам к выражению (4.29). В малых величин $B/T \ll 1$, особенно место при температурах верхнего слоя атмосферы планеты $T = 100-300$ К, выражение (4.29) примерно равно классической величине [84]:

$$Q_{z \text{ клас.}} = \sqrt{\frac{\pi}{B^2 A}} \left(\frac{kT}{hc}\right)^3 = 1.02718 \sqrt{\frac{T^3}{B^2 A}} \quad (4.31)$$

g_{JK} - факторы Хенла-Лондона, значения которых приведены в табл. согласно [53, 54], не зависят от T . Для ветвей ${}^R R$, ${}^R Q$ и ${}^R R$ и $K = 0$, фактор g_{JK} удваивается.

Таким образом, для данной линии отношение её интегральных интенсивностей, заданных формулой (4.25), при двух разных температурах T и T_0 может быть выражено уравнением:

$$\frac{I(T)}{I(T_0)} = \frac{Q(T_0)}{Q(T)} e^{-\frac{E_{JK}}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)} \frac{\left(1 - e^{-\frac{hc \nu_{JK}}{kT}}\right)}{\left(1 - e^{-\frac{hc \nu_{JK}}{kT_0}}\right)} \quad (4.32)$$

в 16. Факторы Ленга-Лондона A_{JK} , согласно [53,54]

$K'-K''$	$J'-J''$	$A_{JK}(J'', K'')$
0	-1	$(J^2 - K^2) / J(2J+1)$
0	0	$K^2 / J(J+1)$
0	+1	$[(J+1)^2 - K^2] / (J+1)(2J+1)$
-1	-1	$(J-1+K)(J+1) / 4J(2J+1)$
-1	0	$(J+1-K)(J+K) / 4J(J+1)$
-1	+1	$(J+2-K)(J+1-K) / 4(J+1)(2J+1)$
+1	-1	$(J-1-K)(J-K) / 4J(2J+1)$
+1	0	$(J+1+K)(J-K) / 4J(J+1)$
+1	+1	$(J+2+K)(J+1+K) / 4(J+1)(2J+1)$

Из того, что множитель $(1 - e^{-hc\nu_{JK}/kT})$ фактически равен 1 для температур порядка 100-300 К и $\nu = 15500 \text{ см}^{-1}$, то это уравнение может быть упрощено:

$$\frac{S(T)}{S(T_0)} = \frac{Q(T_0)}{Q(T)} e^{-\frac{E_{JK}}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)} \quad (4.33)$$

и после несложных преобразований с учётом формулы (4.33) выражение (4.24) приобретает вид:

$$\ln \left[\frac{\beta \nu_0^{(1)}}{\beta \nu_0^{(2)}} \right] + \ln \left[\frac{\chi_L^{(1)}(T)}{\chi_L^{(2)}(T)} \right] + \ln \left[\frac{S_2(T_0)}{S_1(T_0)} \right] + \frac{E_{JK}^{(2)} - E_{JK}^{(1)}}{kT_0} = \frac{E_{JK}^{(2)} - E_{JK}^{(1)}}{kT} \quad (4.34)$$

выражение, в котором имеется одно неизвестное, удобно использовать для определения температуры. Исходящие в него параметры $\beta \nu_0$ и χ_L можно получить двумя путями:

1) Построить теоретические контуры линий, согласуясь с экспериментом. Полученные при этом значения $\beta \nu_0$ и χ_L подставить

решение (4.34).

2) Выразить лоранцовские полуширины линий γ_{μ} через полуширины γ_0 , определённые при лабораторных условиях (температура T_0 и давление P_0):

$$\gamma_{\mu} = \gamma_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \frac{P}{P_0} \quad (4.35)$$

и определить по кривым роста, построенным теоретически.

Поскольку линии эмиссии являются очень слабыми, для построения кривых роста мы пользовались методом Соболева [31,32], учитывая рассеяние света. Обратим внимание на его сущность. Как говорилось, для построения кривой роста необходимо вычислить значения эквивалентных ширин. Эквивалентная ширина линии, формируемая в атмосфере планеты, выражается уравнением:

$$W(\mu_0, \mu) = \int_0^{\infty} [1 - R_0(\mu_0, \mu)] dV \quad (4.36)$$

Согласно Соболеву [31], при выполнении условий $1 - \omega_e \ll 1$ и $\omega_0 \ll 1$, коэффициенты яркости ρ_0 и ρ_e можно разложить в ряд по степеням $\sqrt{1 - \omega_0}$ или $\sqrt{1 - \omega_e}$, ограничившись лишь нулевым и первым членами. Тогда для коэффициента яркости в непрерывном спектре:

$$\rho_e(\mu_0, \mu) = \rho_0(\mu_0, \mu) - 4 \sqrt{\frac{1 - \omega_e}{3 - x_1}} U_0(\mu_0) U_0(\mu) \quad (4.37)$$

$\rho_0(\mu_0, \mu)$ и $U_0(\mu_0)$ - коэффициент яркости и функция, через которую можно определить коэффициент пропускания полубесконечной сферы в случае чистого рассеяния ($\omega_e = 1$), причём величина μ_0 считается удовлетворяющей условию:

$$2 \int_0^1 U_0(\mu_0) \cdot \mu d\mu = 1 \quad (4.38)$$

где в формулу (4.37) параметр χ_1 представляет собой коэффициент разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Виря, т.е.:

$$\chi_1 = \frac{3}{2} \int_0^\pi \chi(\alpha) \cos \alpha \sin \alpha d\alpha \quad (4.39)$$

А выражение для эквивалентной ширины линии примет вид:

$$W(\mu_0, \mu) = Q C(\mu_0, \mu) \quad (4.40)$$

$$Q = \int_0^1 (\sqrt{1-\omega v} - \sqrt{1-\omega c}) dV \quad (4.41)$$

где $C(\mu_0, \mu)$ зависит только от индикатрисы рассеяния и μ :

$$C_S(\mu_0, \mu) = \frac{4}{\sqrt{3-\chi_1}} \cdot \frac{U_0(\mu) U_0(\mu)}{f_0(\mu_0)} \quad (4.42)$$

и новые обозначения [31, 32, 36]:

$$b = \frac{\alpha v_0}{\sigma_a + \alpha} \quad (4.43)$$

$$p = \frac{b \omega c}{(1+b)(1-\omega c)} = \frac{\omega c - \omega v_0}{1-\omega c} \quad (4.44)$$

αv_0 и ωv_0 - соответствуют центру линии, величина Q принята:

$$Q = 2\gamma_\mu \sqrt{(1+b)(1-\omega c)} f(p) \quad (4.45)$$

γ_μ - лоренцовская полуширина линии; $f(p)$ - функция Соболева, где:

$$f(p) = \sqrt{1+p} \left[K\left(\sqrt{\frac{p}{1+p}}\right) - E\left(\sqrt{\frac{p}{1+p}}\right) \right] \quad (4.46)$$

Γ и E - полные эллиптические интегралы. В работе [31] она
 дана для части значений ρ (см. также табл. 17). Тогда с
 помощью формулы (4.46) уравнение (4.40), являющееся выражением
 скорости роста, можно записать в виде:

$$W/\gamma_L = 2C_s f(\rho) \sqrt{(1+\beta)(1-w_c)} = \quad (4.47)$$

$$W/\gamma_L = 2C_s f(\rho) \sqrt{(1-w_c)w_c/\beta v_0}$$

учитывая слабые линии $w_{v_0} \approx w_c$, так что на основании формул
 (4.43) и (4.44) можно считать $\beta \ll 1$, $\rho \ll 1$. Тогда согласно [31]
 функция Q из ф-лы (4.45) примет вид:

$$Q = \frac{\pi}{2} \gamma_L \frac{\ell}{\sqrt{1-w_c}} \quad (4.48)$$

При построении кривой роста в качестве независимого параметра
 можно пользоваться выражением для βv_0 (4.14), соответствующего
 слабым линиям. Из ф-л (4.14, 4.43, 4.47, 4.48) видно, что кривая
 роста для слабых линий является линейной:

$$\frac{W}{\gamma_L} = \frac{\pi}{2} \frac{\beta v_0 \cdot w_c}{\sqrt{1-w_c}} \quad (4.49)$$

При построении кривой роста необходимо также выбрать индикатрису
 рассеяния, в общем случае которая имеет вид:

$$X(\lambda) \text{ обл. слоя} = X_R(\lambda)\beta' + X_a(\lambda)(1-\beta') \quad (4.50)$$

$X_R(\lambda)$ и $X_a(\lambda)$ - индикатрисы рассеяния газа и аэрозоля, со-
 ответственно. По данным работ [9,19,71], в длинноволновой области
 спектра ($\lambda \geq 0,6$ мкм) для атмосферы Сатурна параметр $\beta' \ll 0,01$,
 позволяет при расчётах использовать индикатрису рассеяния,
 считанную по формулам для для полученных по поляризационным из-
 мерениям характеристик облачных частиц, т.е. не учитывать рассея-
 ние в индикатрису рассеяния [8,12,15,20,28,32,72,109]. В результа-
 те анализа спектральных фазовых кривых поляризации для центра
 диска Сатурна [9,10,11,24] в предположении модели однородной по-

17. Значения функции Соболева

w_{v0}	P	f (P)	$\frac{N}{n}$	w_{v0}	P	f (P)
0.9907	0.0109	0.0086	16.	0.975	1.717	1.1619
0.9906	0.0217	0.0170	17.	0.970	2.261	1.4796
0.9905	0.0326	0.0254	18.	0.965	2.804	1.7840
0.9904	0.0435	0.0340	19.	0.960	3.348	2.0762
0.9903	0.0544	0.0424	20.	0.955	3.891	2.3598
0.9902	0.0652	0.0509	21.	0.950	4.435	2.6288
0.9901	0.0761	0.0592	22.	0.945	4.978	2.8947
0.9900	0.0870	0.0664	23.	0.940	5.522	3.1521
0.9895	0.1413	0.1093	24.	0.935	6.065	3.3939
0.989	0.1957	0.1505	25.	0.930	6.609	3.6481
0.988	0.3043	0.2305	26.	0.925	7.152	3.8775
0.987	0.4130	0.3094	27.	0.920	7.696	7.1158
0.986	0.5217	0.3874	28.	0.915	8.239	7.3487
0.985	0.6307	0.4636	29.	0.910	8.783	4.6740
0.980	1.174	0.8246	30.	0.905	9.326	4.7884

таблица 18. Кривая роста, рассчитанная по формуле (4.47)

w_{v0}	$\lg\left(\frac{w}{\bar{x}}\right)$	$\beta_{v0} \cdot 10^{-3}$	$\lg \beta_{v0}$	$\frac{N}{n}$	w_{v0}	$\lg\left(\frac{w}{\bar{x}}\right)$	$\beta_{v0} \cdot 10^{-3}$	$\lg \beta_{v0}$
0.9907	-2.022	0.09	-4.059	11.	0.9880	-0.590	2.85	-2.546
0.9906	-1.724	0.19	-3.723	12.	0.9870	-0.462	3.87	-2.412
0.9905	-1.549	0.29	-3.536	13.	0.9860	-0.364	4.90	-2.310
0.9904	-1.422	0.39	-3.406	14.	0.9850	-0.286	5.93	-2.227
0.9903	-1.326	0.50	-3.305	15.	0.9800	-0.035	11.11	-1.954
0.9902	-1.247	0.60	-3.224	16.	0.9750	-0.115	16.34	-1.787
0.9901	-1.181	0.70	-3.156	17.	0.9700	0.221	21.63	-1.666
0.9900	-1.133	0.80	-3.096	18.	0.9650	0.304	26.97	-1.569
0.9895	-0.915	1.31	-2.882	19.	0.9600	0.373	32.37	-1.490
0.9890	-0.776	1.82	-2.739	20.	0.9550	0.427	37.82	-1.422

вращающейся атмосферы, состоящей из сферической формы облачных
 частиц, подчинённых нормально-логарифмическому закону распреде-
 ления по размерам, в работах [15, 29, 72] были определены такие
 эмпирические характеристики, как значение действительной части
 показателя преломления света, лежащее в пределах $1.33 < n < 1.44$,
 геометрический радиус $r_0 = 1.0 \pm 0.2$ мкм и дисперсия логариф-
 ма радиуса $\sigma^2 = 0.120 \pm 0.002$. Приняв модель облачного слоя
 Юпитера, состоящего из частиц со средним геометрическим радиусом
 около 1 мкм и действительной частью показателя преломления около
 1.4, тем же были рассчитаны коэффициенты X_n разложения инди-
 катрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра для $n = 16$ в ди-
 фференциальном виде для длины волны $\lambda = 0.50-1.20$ мкм:

$$X(\alpha) = \sum_{n=0}^n x_n P_n(\cos \alpha) \quad (4.51)$$

α - угол рассеяния.

Так как для данной индикатрисы рассеяния для $\lambda \approx 0.64$ мкм
 $x_1 = 2.16$ согласно [15] в опознании $U_0(1) = 1.276$ и
 $U_1(1,1,0) = 1.225$, то на основании ф-лы (4.42) значение
 $U_2(1,1,0) = 5.801$. Необходимое для построения кривой роста зна-
 чение альbedo однократного рассеяния в непрерывном спектре ω_c
 получено из графика зависимости коэффициента яркости центра
 диска ρ_c от альbedo однократного рассеяния, построенного по дан-
 ным той же работы для данной индикатрисы рассеяния (см. рис. 26).
 Приняв для коэффициента яркости центра диска Сатурна в непрерыв-
 ном спектре вблизи $\lambda = 0.64$ мкм значение $\rho_c = 0.72$, которое явля-
 ется средним за период наших наблюдений в 1963-1971 гг. согласно
 Ютан [7, 18, 36, 42], для альbedo однократного рассеяния в непре-
 рывном спектре мы нашли значение $\omega_c = 0.3308 \pm 0.0002$. Таким
 образом, у нас есть все данные, необходимые для построения кривой

(табл. 18). График линейной части этой кривой приведен на рис. 27. Ранее было показано, что эквивалентные ширины линий выходят на линейной части кривой роста. Принимая во внимание также то, что эти линии формируются на одном и том же уровне энергии и температур, а также ϕ -лу (4.35), мы можем ур-ние (4.49) записать следующим:

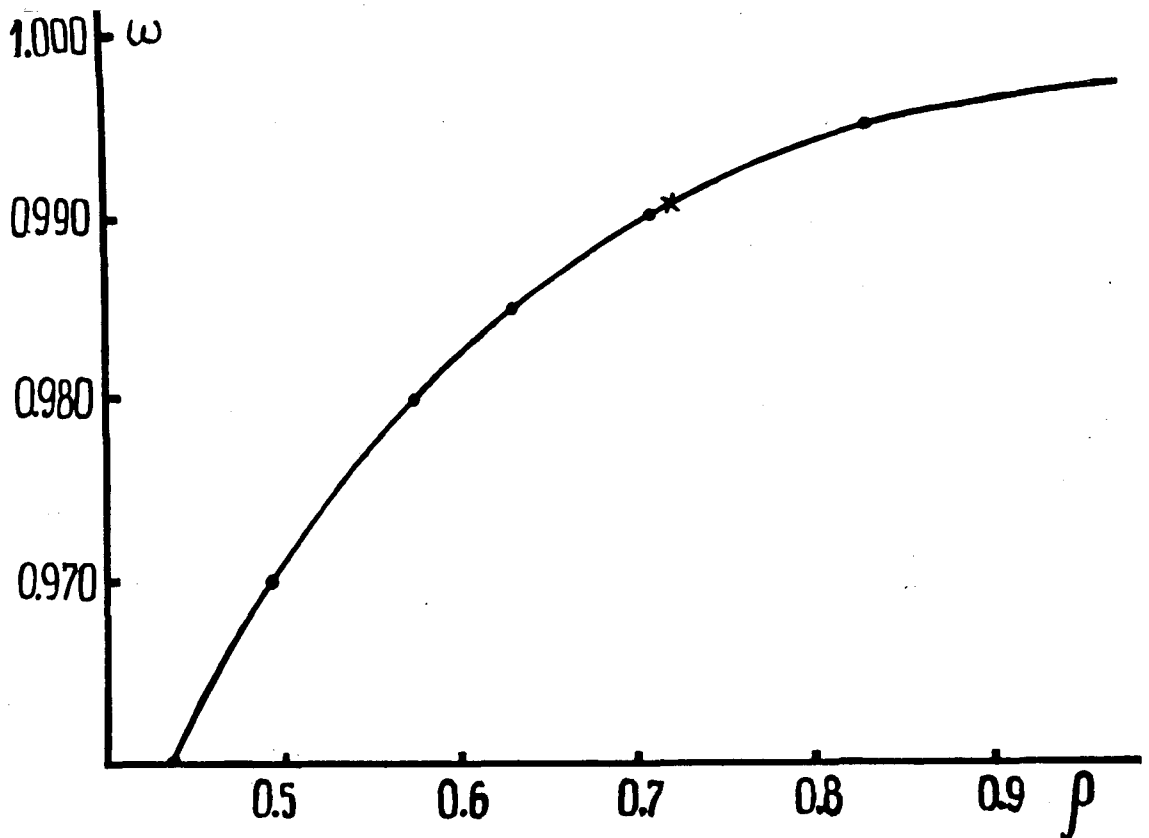
$$\lg\left(\frac{W}{\gamma_0}\right) = f(\lg B\nu_0) \quad (4.52)$$

Ур-ние (4.34) для определения температур сводится к следующему:

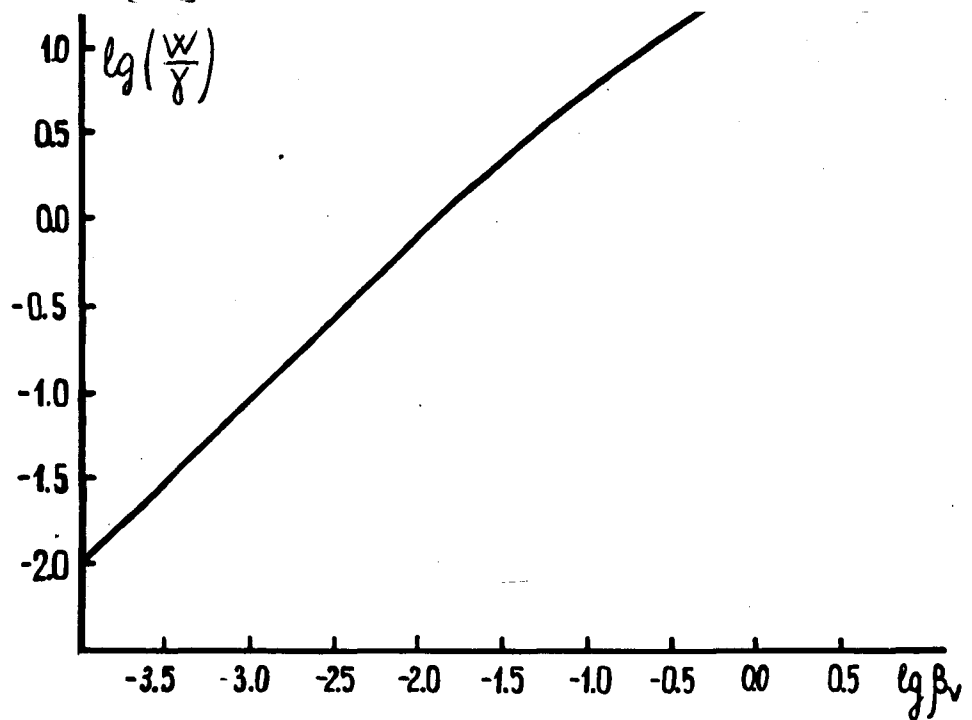
$$\ln\left[\frac{B\nu_0^{(1)}}{B\nu_0^{(2)}}\right] + \ln\left[\frac{\gamma_0^{(1)}(T_0)}{\gamma_0^{(2)}(T_0)}\right] + \ln\left[\frac{S_2(T_0)}{S_1(T_0)}\right] + \frac{E_{JK}^{(2)} - E_{JK}^{(1)}}{KT_0} = \frac{E_{JK}^{(2)} - E_{JK}^{(1)}}{KT} \quad (4.53)$$

Эта замена позволяет для вычисления температур использовать данные, для которых известны только их наблюдаемые эквивалентные ширины W и лабораторные полуширины γ_0 , но неизвестны истинные полуширины. Таким образом, подставив все необходимые величины в формулу (4.53), мы определяли значения вращательных температур для всего сочетания из двух любых линий. Для этого мы использовали двадцать линий азота (на рис. 10а они отмечены точкой): по две линии с единственной расшировкой по вращательным J и колебательным K квантовым числам и три - с кратной (см. табл. 19). Значения интегральных сил линий $S(T_0)$ и их полуширин γ_0 были взяты из работ Ренка и др. [115] и Мессона [104]. В табл. 4, 19 указаны необходимые для вычисления температур по ϕ -ле (4.53) данные: расшировка линий по квантовым числам J и K ; ионная энергия расщепления E_{inv} ; значения лабораторных интегральных сил линий $S(T_0)$ и их полуширин γ_0 согласно [104, 115]; истинные значения эквивалентных ширины линий W и их средне-арифметические ошибки σ_w ; $\lg\left(\frac{W}{2\gamma_0}\right)$, а также полученные из кривой

№ III	$\lambda, \text{Å}$	$\sqrt{N} \pm \sigma_N$ MA	Расшифровка J K	$2 \sigma \cdot S(\sigma)HO^{\circ}$ (cur-atom) - I	$S(\sigma)HO^{\circ}$ (cur-M-I atom) - I	E_{inc} cm ⁻¹	$lg(\frac{N}{2\sigma \cdot 1.9})$ lg BVO
1.	6444.6	6.7 ± 0.8	^g R : J = 3, K = 1 ₊	0.165	3.5	-11.7	-1.1876
2.	6445.6	10.1 ± 1.0	^g R : = 3, = 2 ₋	0.126	4.6	-12.7	-0.8947
3.	6446.4	12.3 ± 1.3	^g R : = 3, = 3 ₊	0.162	4.0	-13.1	-0.8690
4.	6449.2	3.8 ± 1.7	^g R : = 2, = 2 ₊	0.281	1.3	+12.4	-1.6678
5.	6452.1	3.8 ± 1.0	^g R : = 2, = 0 ₋	0.152	1.4	-10.1	-1.4027
6.	6452.6	10.7 ± 1.0	^g R : = 2, = 1 ₊	0.143	3.8	-10.7	-0.9262
7.	6457.1	14.0 ± 1.3	^g R : = 1, = 0 ₊	0.165	4.2	+ 9.0	-0.8706
8.	6459.1	2.9 ± 0.7	^g R : = 1, = 1 ₋	0.198	1.7	+11.3	-1.6254
9.	6460.5	3.9 ± 0.6	^g G : = 5, = 3 ₋	0.147	1.8	+13.1	-1.3726
10.	6465.4	8.2 ± 1.5	^g G : = 5, = 3 ₊	0.163	3.3	-12.7	-1.1013
11.	6490.5	4.2 ± 1.3	^g P : = 4, = 2 ₊	0.106	1.6	+12.3	1.2056
			^g P : = 4, = 3 ₊			-12.8	-3.349
			^g P : = 3, = 3 ₊			-12.6	-3.080
			^g P : = 3, = 3 ₊			+12.3	
			^g P : = 4, = 3 ₊			-12.8	
			^g P : = 3, = 3 ₊			-13.1	
			^g P : = 2, = 1 ₋			+10.7	-3.185



26. График зависимости коэффициента яркости центра диска Сатурна от альbedo однократного рассеяния для $\lambda = 0.64$ мкм согласно [15].



27. График кривой роста, построенный по методу Соболева [31].

ответствующие им значения $lg \beta_{\nu_0}$.

В табл. 20 приведены средние значения температур $T_{\text{ар}}$ и их квадратические ошибки $\sigma_{T_{\text{ар}}}$, вычисленные для 54 сочетаний Π линий для средних эквивалентных ширины W и их среднеквадратических ошибок σ_W с использованием интегральных интенсивностей и полуширин линий при лабораторных условиях $T_0 = 300$ К и $P = 1$ атм согласно Ранку и др. [115]. Средние значения температур для всех кратных расщеплений также были найдены. Как видно из таблицы, значения температур, вычисленные с привлечением линии 6457.1 \AA с расщеплениями $J = 1, K = 0_+$ и $J = 1, K = 1_-$ дают две значения температур, так что отдать предпочтение какой-либо расщеплению затруднительно. Поэтому средние температуры, вычисленные с их привлечением, мы разделили на две группы: с расщеплением $J = 1, K = 0_+$ - "а" и с $J = 1, K = 1_-$ - "б". Остальные линии с кратной расщепленной в зависимости от расщепления довольно существенно отличаются между собой температурой. Нам казалось целесообразным отдать предпочтение температурам, полученным из сочетаний довольно сильных линий с единичной расщепленной: $\lambda\lambda 6444.6, 6446.6, 6446.4, 6452.6$ и 6457.1 \AA , дающим их средние значения, вычисленные около 130 К. Примерно такую же температуру дают сочетания слабых линий с единичной расщепленной: $\lambda\lambda 6460.5, 6453.1, 6451.2 \text{ \AA}$. Поэтому это значение температуры и выбрано в качестве эталонного для определения "верной" расщепленной линии. Руководствуясь правилом, для линии 6465.4 \AA "верной" является расщепленная с $J = 3, K = 3_+$, а для линии 6459.1 \AA - $Q; J = 4, K = 4_-$.

Учитывая то, что линии различной интенсивности формируются на разных эффективных глубинах в облачном слое, а также имеют разные погрешности измерения их интенсивности (более интенсивные линии измерены с меньшей погрешностью), для определения

Таблица 20. Средние значения вращательных температур $T_{вр}$.

Ком- блн.	Прим.	T_i, K	σ_{T_i}, K	p_i	$a - T_i$	$p_i(a - T_i)$	$p_i(a - T_i)^2$
2	3	4	5	6	7	8	9
1-7	а	129	19.994	24.791	-1	-24.791	24.791
	б	132	20.098	24.536	2	49.072	98.144
2-7	а	129	21.266	22.111	-1	-22.111	22.111
	б	132	21.336	21.844	2	43.688	87.378
6-7	а	125	53.795	3.425	-5	-17.123	85.615
	б	134	54.987	3.307	4	13.230	52.918
3-7	а	126	30.002	11.110	-4	-44.439	177.555
	б	131	30.285	10.903	1	10.903	10.903
10-7	а	132	45.404	4.851	2	9.702	19.404
	б	137	45.713	4.785	7	33.498	234.486
1-2		130	134.900	0.549	0	0	0
1-6		131	29.733	11.312	1	11.312	11.312
1-3		133	55.970	3.192	3	9.577	28.730
1-10		125	63.920	2.448	-5	-12.238	61.188
2-6		131	34.475	8.414	1	8.414	8.414
2-3		136	85.208	1.377	6	8.264	49.584
2-10		122	93.523	1.143	-8	-9.146	73.171
6-3		128	62.632	2.549	-2	-5.098	10.197
6-10		141	104.774	0.911	11	10.020	110.224
1-9		125	94.945	1.109	-5	-5.547	27.733
1-5		130	60.036	2.774	0	0	0
1-11		131	83.904	1.420	1	1.420	1.420
1-4		127	82.498	1.469	-3	-4.406	13.223
1-8		140	221.558	0.204	10	2.037	20.371
2-9		118	201.981	0.245	-12	-2.941	35.297
2-5		131	77.882	1.649	1	1.649	1.649

та 20. (Продолжение)

2	3	4	5	6	7	8	9
2-II		I3I	113.286	0.779	1	0.779	0.779
2-4		I26	102.757	0.947	-4	-3.788	15.153
2-8		I35	110.403	0.820	5	4.102	20.511
6-9		I35	58.946	2.878	5	14.390	71.951
6-6		I40	821.307	0.015	10	0.148	1.482
6-II		I32	394.264	0.064	2	0.129	0.257
6-4		53	618.420	0.028	-77	-2.013	155.027
6-8		I33	41.345	5.850	3	17.550	52.649
9-6		I34	112.270	0.793	4	3.173	12.694
9-II		I36	168.739	0.351	6	2.107	12.644
9-4		I28	193.314	0.563	-2	-1.125	2.251
9-8		I31	87.854	1.296	1	1.296	1.296
9-10		I25	190.569	0.275	-5	-1.377	6.884
9-7	a	I31	32.772	9.311	1	9.311	9.311
	б	I35	32.976	9.196	5	45.982	229.909
9-3		I51	227.688	0.193	31	5.9735	185.368
5-7	a	I41	100.658	0.987	11	10.857	119.423
	б	I35	102.585	0.980	5	4.800	23.936
5-3		I26	146.019	0.456	-4	-1.826	7.303
5-II		I27	784.176	0.016	-3	-0.049	0.146
5-4		I01	603.772	0.628	-23	-0.803	23.301
5-8		I32	59.803	2.796	2	5.592	11.185
5-10		I41	206.520	0.234	11	2.579	28.370
7-II	a	I27	104.391	0.917	-3	-2.753	3.259
	б	I34	106.669	0.896	4	3.582	14.329
7-4	a	I35	231.379	0.186	5	0.932	4.658
	б	I45	233.700	0.183	15	2.746	41.196

Табл. 20. (Окончание)

2	3	4	5	6	7	8	9
7-8	a	I31	29.887	11.423	I	11.423	11.423
	б	I33	29.706	11.332	3	33.936	101.988
3-II		I25	254.656	0.154	-5	-0.771	3.865
3-4		II9	166.096	0.362	-11	-3.987	43.860
3-8		I42	71.521	1.955	I2	23.459	281.512
II-4		II2	401.984	0.062	-18	-1.114	20.150
II-8		I33	75.752	1.743	3	5.228	15.684
II-10		I48	380.151	0.069	18	1.246	22.420
4-8		I29	74.551	1.799	-1	-1.799	1.799
4-10		I29	204.966	0.238	-1	-0.238	0.238
8-10		I29	66.255	2.278	-1	-2.278	2.278

повышенных значений $T_{\text{вр}}$ все ошибки температур мы разбили на группы: I - температуры, определенные по сочетаниям сильнейших с длинами волн $\lambda\lambda$ 6444.6, 6445.6, 6452.6, 6457.1, .4, 6465.4 Å (Q , $y = 3$, $K = 3$), с количеством комбинаций $n = 14$; II - по сочетаниям из слабых линий: 6460.5, 6452.1, .5, 6449.2, 6459.1 Å ($n = 10$); III - по сочетаниям из всех λ . Несмотря на это, как видно из табл. 19 и 20, ошибки определения средних температур в первой группе, для которой, в принципе, ошибки определений все же должны быть меньше, на самом деле гораздо превышать ошибки из II группы. Эти случаи являются отягом точности метода. Как видно из уравнений (4.27) и (4.53), две линии, входящие в комбинацию, имеют также сочетания квантовых чисел y и K и $E_{\text{инт}}$, что энергии основных состояний линий лишь незначительно отличаются между собой, ошибка оп-

величины $T_{гр}$ может быть очень высокой. Следовательно все вышесказанное указывает, что наш ряд средних температур является неравноточным. Поэтому для оценки среднего значения температуры мы воспользуемся методом обработки неравноточных измерений с введением их весов, указывающих на различную степень доверия [30]. Малочислом судья этого метода. Пусть имеется ряд, состоящий из n измерений x_i с их среднеквадратическими ошибками σ_i , описанным классическим методом теории ошибок. В классическом методе теории ошибок, обобщенном на случай неравноточного ряда измерений, вместо обычной среднеарифметической (ф-ла (2.1)) рассматривают средневзвешенную:

$$\bar{x} = \frac{1}{P} \sum_{i=1}^n p_i x_i \quad (4.54)$$

где средней ошибкой одного измерения (ф-ла (2.2)) рассматривают среднюю ошибку единицы веса:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n p_i (x_i - \bar{x})^2} \quad (4.55)$$

вместо средней ошибки среднего арифметического (ф-ла (2.3)) - среднюю ошибку средневзвешенного:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{P}} = \sqrt{\frac{1}{P(n-1)} \sum_{i=1}^n p_i (x_i - \bar{x})^2} \quad (4.56)$$

оценке средневзвешенного значения температуры \bar{T}_0 состоит из двух операций. Сначала по ф-лам:

$$p_i = \frac{\sigma^2}{\sigma_i^2}, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (4.57)$$

находятся веса и определяется их сумма:

$$P = \sum_{i=1}^n p_i \quad (4.58)$$

находясь весом средневзвешенного. Произвольную величину σ -

на ошибку веса до уравнивания, для удобства вычислений принята 100. Затем по рабочей ф-ле:

$$\bar{T}_0 = \bar{x} = \frac{1}{P} \sum_{i=1}^n p_i (T_i - a) + a \quad (4.59)$$

получается средневзвешенное значение измеренной величины \bar{T}_0 и по (4.56) - средняя ошибка средневзвешенного до уравнивания. Произвольную величину a для удобства вычислений приняли в 130, что "на глаз" близко к средневзвешенной температуре. По рабочей ф-ле:

$$\sigma^* = \sqrt{\frac{1}{n-1} \left[\sum_{i=1}^n p_i (T_i - a)^2 - p (\bar{T}_0 - a)^2 \right]} \quad (4.60)$$

получается средняя ошибка единицы веса после уравнивания и по (4.56) - средняя ошибка средневзвешенного $\sigma_{\bar{x}}^*$ после уравнивания:

$$\sigma_{\bar{x}}^* = \frac{\sigma^*}{\sqrt{p}} \quad (4.61)$$

оказывается, что $\sigma_{\bar{x}} > \sigma_{\bar{x}}^*$, то принято считать, что причинами отклонения случайная и за окончательное значение средней ошибки средневзвешенного принимается средняя арифметическая этих ошибок: $\frac{1}{2} (\sigma_{\bar{x}} + \sigma_{\bar{x}}^*)$, так что результат записывается в виде:

$$T_0 = \bar{x} \pm \frac{1}{2} (\sigma_{\bar{x}} + \sigma_{\bar{x}}^*) \quad (4.62)$$

но $\sigma_{\bar{x}} < \sigma_{\bar{x}}^*$, то за окончательное значение средней ошибки средневзвешенного принимается $\sigma_{\bar{x}}^*$, так как это различие, вызвано наличием систематических ошибок внутри ряда измерений T_i . Окончательный результат тогда записывается в виде:

$$T_0 = \bar{x} \pm \sigma_{\bar{x}}^* \quad (4.63)$$

где малые выборки эти результаты записываются в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} P\left[\bar{x} - \kappa \cdot \frac{1}{2}(\sigma_{\bar{x}} + \sigma_{\bar{x}}^*)\right] \leq T_0 \leq P\left[\bar{x} + \kappa \cdot \frac{1}{2}(\sigma_{\bar{x}} + \sigma_{\bar{x}}^*)\right] &= \psi(\kappa) \\ P(\bar{x} - \kappa \sigma_{\bar{x}}^*) \leq T_0 \leq P(\bar{x} + \kappa \sigma_{\bar{x}}^*) &= \psi(\kappa) \end{aligned} \right. \quad (4.64)$$

$\psi(\kappa)$ - интеграл вероятности или надёжность для значений $\kappa = 1, 2, 3$ соответственно равны 0.683, 0.955 и 0.997 при $n \geq 50$ (других значений n функция $\psi(\kappa)$ за tabулирована [30]); $\bar{x} \pm \kappa \cdot \frac{1}{2}(\sigma_{\bar{x}} + \sigma_{\bar{x}}^*)$ и $\bar{x} \pm \kappa \sigma_{\bar{x}}^*$ - доверительные интервалы, в которых лежат истинные значения вычисляемых величин T_0 с указанной выше надёжностью. В табл. 20 приведены все необходимые данные для вычисления средневзвешенных температур \bar{T}_0 и их ошибок по формулам (4.54)-(4.60). В табл. 21 приведены средневзвешенные значения температур для трёх групп сочетаний линий, как было описано выше, и их ошибки. Оказалось, что во всех случаях $\sigma_{\bar{x}} > \sigma_{\bar{x}}^*$, что причина расхождения средних ошибок до и после уравнивания случайная и за окончательное значение средних ошибок средневзвешенных принята среднеарифметическое этих средних ошибок. Как видно из табл. 21, не обнаружено различий в температурах, определённых по сильным и слабым линиям, что можно трактовать как слабое отличие в физических условиях атмосферы Сатурна на уровне формирования этих линий. Средневзвешенные значения температур \bar{T}_0 , вычисленные при двух расширенных линиях 6457.1 \AA , различаются между собой на 2-3 К. Хотя, если следовать теории [105, 106], этой парной линии больше пойдёт расширение 6R_j , $j = 1$, $K = 1$ (случай "б"), в качестве окончательного значения средневзвешенной температуры мы приняли их среднее: $T_0 = 131 \pm 20 \text{ К}$ при степени достоверности 0.997. Представляет интерес хотя бы приблизительная оценка ошибки определения вращательной температуры, возникающая из-за неопределённости данных об S_0 и γ_0 . Предположим, что их погрешность равна 10%. Тогда с учётом этих погрешностей, как видно из

20а, 21, где приведены средние и средневызенные температуры (обозначены \bar{m}), ошибки их определения в два раза выше, чем этого учёта. При этом значения средневызенных температур лишь приближены.

Мы также вычислили значения температур, используя лабораторные данные Мессона [104] (см. табл. 4), но средние их значения в существенно более широкий разброс, поэтому мы их здесь не даём. Средневызенные значения температур, определённые в случае, хорошо согласовались с приведёнными выше значениями. В то же время, для определения температуры $T_{\text{вр}}$, мы также воспользовались упомянутым ранее методом, когда в уравнение (4.34) можно ввести значения β_{v0} и γ_{v} , полученные из сравнения вычисленных теоретически контуров с наблюдаемыми (см. 4.3, табл. 24). Вычисления таким образом средние температуры дают сходные с приведёнными в табл. 20 значениями, но ошибки их определения при этом, во, в основном, ниже ошибок, вычисленных с учётом 10% погрешностей в S_0 и γ_0 (см. табл. 20а), что вполне объяснимо погрешностями определения $W \cdot \beta_{\text{v0}} \cdot \gamma_{\text{v}}$. В качестве примера приведём несколько значений температур, определённых этим способом (табл. 22). Для получения надёжных значений средних температур помощью этого способа необходимо располагать контурами практически необлендрованных линий, что сужает область его применения. К настоящему времени единственная температура для Сатурна получена только по слабым линиям полосы поглощения метана (см. табл. 3II), которая формируется в более высоких слоях, чем слабые линии NH_3 в 150μ , полученная на основании спектроскопических данных. До сих пор лишь Тейфаль [35], исходя из теоретических соображений,

табл. 20а. Средние значения температур $T_{вр.}$ и их погрешностей σ при ошибках в определении S_0 и δ_0 , составляющих 10%.

Пункт	Прим.	T, K	$\sigma_{T, K}$	p_i	$a - T_i$	$p_i(a - T_i)$	$p_i(a - T_i)^2$
1-7	а	129	38.142	6.874	-1	-6.874	6.874
	б	132	38.340	6.803	2	13.606	27.211
2-7	а	129	43.779	5.218	-1	-5.218	5.218
	б	132	44.045	5.155	2	10.310	20.619
5-7	а	125	113.833	0.772	-5	-3.859	19.293
	б	134	115.831	0.745	4	2.981	11.925
3-7	а	128	60.104	2.788	-4	-11.073	44.290
	б	131	55.960	3.195	1	3.195	3.195
10-7	а	132	72.913	1.881	2	3.762	7.524
	б	137	63.083	2.513	7	17.590	123.131
1-2		130	251.650	0.158	0	0	0
1-6		131	56.371	3.147	1	3.147	3.147
1-3		133	102.368	0.954	3	2.863	8.589
1-10		125	98.485	1.031	-5	-5.155	25.775
2-6		131	70.813	1.994	1	1.994	1.994
2-3		136	167.063	0.358	6	2.150	12.899
2-10		122	148.791	0.452	-8	-3.614	28.909
6-3		128	125.217	0.638	-2	-1.276	2.551
6-10		141	168.109	0.354	11	3.892	42.816

Таблица 21. Значения средневзвешенных температур \bar{T}_0 и их ошибок

	\bar{T}_0	σ_T	σ_T^*	Средняя ошибка	Надежность $\psi(K)$
	129.2	10.09	0.70	5.4	0.664
				10.8	0.933
				16.2	0.990
				20.0	0.995
	131.8	10.14	0.65	5.4	0.664
				10.8	0.933
				16.2	0.990
				20.0	0.995
	131.2	31.44	0.97	16.2	0.657
				32.4	0.923
				48.6	0.985
				64.8	0.997
	130.0	7.96	0.45	4.2	0.683
				8.4	0.955
				12.6	0.997
				20.0	0.999
	132.0	7.98	0.43	4.2	0.683
				8.4	0.955
				12.6	0.997
				20.0	0.999
	129.3	19.39	0.75	10.1	0.664
				20.1	0.933
				30.2	0.990
	131.9	19.07	0.78	9.9	0.664
				19.9	0.933
				29.8	0.990

рис. 22. Температуры $T_{\text{вр.}}$ (с привлечением наблюдений в линии ν_0 и ν).

Длина волны, Å	$T_{\text{вр.}}$, К $\pm \sigma$	
	1969	1971
6444.6 - 6452.6	156 \pm 55	121 \pm 37
6445.6 - 6452.6	140 \pm 61	102 \pm 47
6444.6 - 6487.1	а) 116 \pm 19	а) 105 \pm 18
	б) 118 \pm 19	б) 108 \pm 18
6457.1 - 6460.5		а) 152 \pm 62
		б) 156 \pm 62

учки оценки температуры, на основании наблюдательных данных в линии и др. [77] по интенсивности линии поглощения аммиака 6457.1 Å в спектре Сатурна. Он нашёл, что полученной им оценке плотности насыщенного пара аммиака $3.3 \cdot 10^{-9}$ г·см⁻³ должна соответствовать температура около 125 К. Как видим, эта оценка температуры хорошо согласуется с нашей.

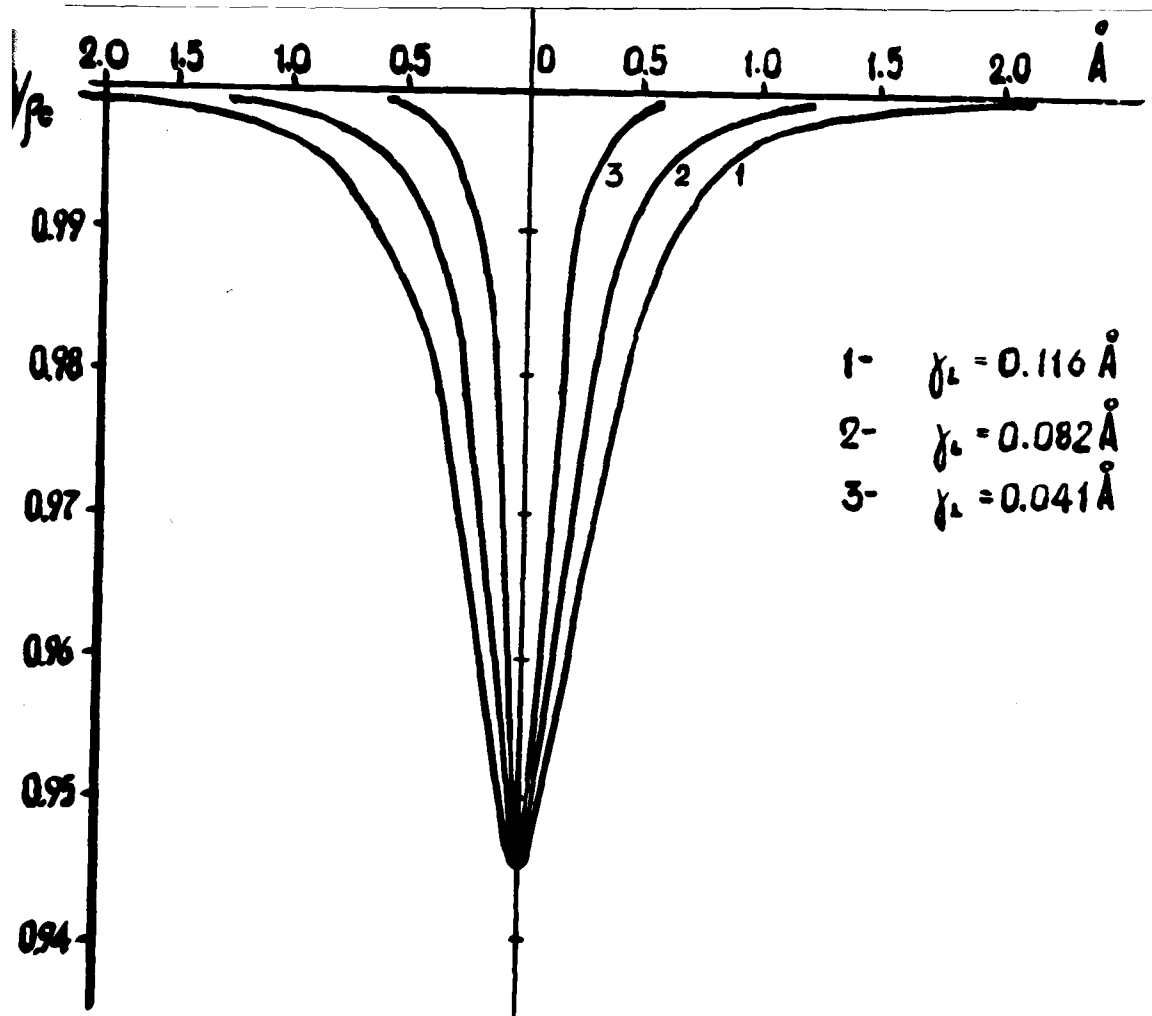
4.3. Давление на уровне формирования линии поглощения аммиака и метана

Давление на уровне формирования линии поглощения аммиака в линии 6450 Å. По наблюдённым усреднённым контурам восьмой линии аммиака (см. рис. 18а-г) мы попытались оценить давление на указанном уровне формирования указанных линий в облачном слое в модели полусферического газово-аэрозольного слоя. Сравняя полуширину линии, получаемую из наблюдений с полушириной

теоретически рассчитанного контура можно определить давление, используя ф-лу (4.35). Как уже говорилось в 4.1-4.2, форма контура линии поглощения, формируемой в процессе многократного рассеяния в газо-аэрозольной среде, определяется не только формулой коэффициента поглощения, но также и индикатрисой рассеяния среды $\chi(\alpha)$, и альбедо однократного рассеяния в непрерывном спектре. Кроме того, теоретический контур линии показан ещё инструментальным контуром спектрографа. Поэтому для определения давления в атмосфере Сатурна на уровне формирования линий поглощения азота мы выбрали следующий метод. Предполагая известными индикатрисой рассеяния $\chi(\alpha)$ и альбедо однократного рассеяния в непрерывном спектре $\omega_c = 0.9908 \pm 0.0002$ и полагая контур линии лоренцевским, задаём разные значения параметра β_{v0} для центра линий. В результате

$$\beta_v = \frac{\beta_{v0}}{1+a^2} \quad (4.65)$$

при $a = \Delta\nu/\gamma_L$, то, задавая также разные значения лоренцевских полуширин γ_L по ф-ле (4.14), рассчитываем соответствующие набору ω_v . Далее, пользуясь графиком зависимости ρ от ω (см. в. 26), для этих значений ω_v находим соответствующие им значения интенсивности диффузно-отражённого излучения β_v . Для коэффициента отражения в непрерывном спектре, как уже говорилось в 4.2, принято значение $\rho_c = 0.72$. Тогда в модели однородной кубосферической атмосферы контур линии может быть вычислен с помощью выражения (4.2). Таким образом, для каждого значения β_{v0} имеем набор теоретических контуров линий, соответствующих разным значениям атмосферного давления. На рис. 28 для примера показаны теоретические контуры линий для $\beta_{v0} = 2.3 \cdot 10^{-3}$. Здесь в качестве полуширин γ_L принимались величины, выраженные в единицах



28. Теоретический контур линии лазера, построенный для $\beta_{\nu_0} = 2.3 \cdot 10^{-3}$.

параметры инструментального контура $\sigma_2 = 0.0815 \text{ \AA}$. Полученные в этом образе теоретические контуры редуцировались к виду, совпадающему с инструментальным контуром. Предполагая, что инструментальный контур имеет вид $\exp(-x^2/2\sigma^2)$, где x - расстояние от центра линии в долях полуширины, мы искали теоретический контур $R(\nu-x)$ при помощи свёртки вида:

$$R_{\nu} \sim \frac{1}{\rho_c} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\nu-x) \exp(-x^2/2\sigma^2) dx \quad (4.66)$$

параметра σ мы приняли величины равные полуширинам инструментального контура $\sigma_1 = 0.1125 \text{ \AA}$ и $\sigma_2 = 0.0815 \text{ \AA}$. В табл. 23 приведены результаты вычисления контуров спектральных линий для ряда значений $\beta_{\nu 0}$ и полуширин линий γ_{ν} , выраженных в единицах полуширины инструментального контура. Задавая разные значения $\beta_{\nu 0}$ и γ_{ν} , мы добивались наилучшего согласия вычисленных контуров с наблюдаемыми. Такое согласие усреднённых контуров линий (см. рис. 29а-в) было получено при значениях $\beta_{\nu 0}$ и γ_{ν} , приведённых в табл. 24, что даёт для средневзвешенного значения давления $P = 1.2 \pm 0.4 \text{ атм}$ (см. табл. 24а). При этих вычисленных полуширинах линия азота γ_0 принималась равной согласно лабораторным измерениям Рэнка и др. [115] при $T_0 = 300 \text{ K}$, а за $T = 131 \pm 1 \text{ K}$ согласно нашим данным. На рис. 30 приведено сравнение теоретического контура с наблюдаемым, полученным по единственной спектральной линии $\lambda 1090$ (1969 год), но практически неабсорбированной линией азота $\lambda 6457.1 \text{ \AA}$, поэтому мы считали возможным учитывать также параметры, определённые и по этой линии. Как видно из табл. 24а, давление, вычисленное по линии азота в спектре Са за 1969 год то же, что и за 1971 год. Отметим, что по данным измерений космических аппаратов "Вояджер-1,2" были построены

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0.9	0.9716	0.9748	0.9822	0.9891	0.9933	0.9955	0.9970	0.9985	0.9995		
1.0	0.9725	0.9753	0.9820	0.9888	0.9931	0.9955	0.9969	0.9985	0.9995		
1.1	0.9733	0.9758	0.9819	0.9885	0.9930	0.9954	0.9969	0.9984	0.9994		
1.3	0.9746	0.9766	0.9818	0.9885	0.9925	0.9958	0.9987	0.9998			
1.5	0.9757	0.9774	0.9819	0.9885	0.9921	0.9955	0.9987	0.9998			
1.8	0.9758	0.9782	0.9821	0.9885	0.9916	0.9955	0.9987	0.9998			
2.1	0.9774	0.9788	0.9824	0.9885	0.9912	0.9953	0.9987	0.9998			
2.3	0.7	0.9515	0.9576	0.9701	0.9809	0.9876	0.9921	0.9972	0.9972		
0.8	0.9529	0.9581	0.9698	0.9805	0.9874	0.9919	0.9972	0.9972			
0.9	0.9542	0.9587	0.9695	0.9797	0.9870	0.9916	0.9972	0.9972			
1.0	0.9554	0.9593	0.9693	0.9793	0.9866	0.9915	0.9971	0.9971			
1.1	0.9566	0.9600	0.9692	0.9789	0.9863	0.9912	0.9971	0.9971			
1.2	0.9578	0.9607	0.9691	0.9781	0.9857	0.9907	0.9970	0.9970			
1.5	0.9599	0.9625	0.9693	0.9781	0.9851	0.9904	0.9970	0.9970			
1.7	0.9611	0.9635	0.9696	0.9781	0.9849	0.9902	0.9969	0.9969			
1.8	0.9616	0.9638	0.9698	0.9781	0.9845	0.9899	0.9968	0.9968			
2.0	0.9623	0.9644	0.9702	0.9781	0.9849	0.9902	0.9968	0.9968			
2.5	1.2	0.9535	0.9570	0.9661	0.9781	0.9849	0.9902	0.9968	0.9968		
1.3	0.9545	0.9577	0.9661	0.9781	0.9849	0.9902	0.9968	0.9968			
1.5	0.9562	0.9590	0.9664	0.9781	0.9849	0.9902	0.9968	0.9968			

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
	1.7	0.9581	0.9600	0.9667		0.9834		0.9927	0.9964		
	1.8	0.9589	0.9604	0.9669		0.9832		0.9926	0.9964		
	2.0	0.9600	0.9611	0.9673		0.9829		0.9924	0.9963		
2.7	1.0	0.9484	0.9531	0.9646		0.9817		0.9930	0.9965		
	1.2	0.9509	0.9547	0.9643		0.9840		0.9927	0.9964		
	1.3	0.9524	0.9554	0.9643		0.9837		0.9926	0.9963		
	1.5	0.9544	0.9567	0.9645		0.9831		0.9924	0.9963		
	1.7	0.9557	0.9578	0.9649		0.9825		0.9922	0.9962		
	1.8	0.9561	0.9583	0.9651		0.9822		0.9920	0.9961		
	2.0	0.9569	0.9590	0.9655		0.9818		0.9918	0.9960		
	2.2	0.9575	0.9594	0.9658		0.9815		0.9916	0.9959		
3.0	1.6	0.9363	0.9456	0.9629		0.9853		0.9927	0.9961		
	1.8	0.9404	0.9470	0.9619		0.9849		0.9927	0.9960		
	1.0	0.9436	0.9487	0.9613		0.9841		0.9925	0.9959		
	1.1	0.9449	0.9495	0.9612		0.9837		0.9924	0.9957		
	1.2	0.9462	0.9503	0.9612		0.9833		0.9922	0.9956		
	1.3	0.9474	0.9512	0.9612		0.9830		0.9921	0.9956		
	1.5	0.9494	0.9527	0.9615		0.9822		0.9918	0.9956		
	1.7	0.9509	0.9539	0.9619		0.9822		0.9919	0.9956		
	1.8	0.9515	0.9544	0.9621		0.9822		0.9919	0.9955		
	2.0	0.9524	0.9552	0.9625		0.9823		0.9917	0.9955		

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2.2	0.9530	0.9557	0.9584	0.9611	0.9638	0.9665	0.9692	0.9719	0.9746	0.9773	0.9800
3.5	1.1	0.9362	0.9414	0.9469	0.9523	0.9577	0.9631	0.9685	0.9739	0.9793	0.9847
	1.3	0.9389	0.9433	0.9479	0.9525	0.9571	0.9617	0.9663	0.9709	0.9755	0.9801
	1.5	0.9410	0.9451	0.9492	0.9534	0.9576	0.9618	0.9660	0.9702	0.9744	0.9786
	1.6	0.9421	0.9459	0.9496	0.9534	0.9572	0.9610	0.9648	0.9686	0.9724	0.9762
	1.7	0.9429	0.9465	0.9499	0.9534	0.9569	0.9604	0.9639	0.9674	0.9709	0.9744
	1.8	0.9436	0.9471	0.9504	0.9537	0.9570	0.9603	0.9636	0.9669	0.9702	0.9735
	2.0	0.9447	0.9480	0.9511	0.9541	0.9571	0.9601	0.9631	0.9661	0.9691	0.9721
	2.3	0.9457	0.9489	0.9519	0.9548	0.9577	0.9606	0.9635	0.9664	0.9693	0.9722
	2.5	0.9461	0.9492	0.9521	0.9549	0.9577	0.9605	0.9633	0.9661	0.9689	0.9717
4.0	0.7	0.9249	0.9302	0.9355	0.9408	0.9461	0.9514	0.9567	0.9620	0.9673	0.9726
	0.8	0.9264	0.9311	0.9357	0.9403	0.9449	0.9495	0.9541	0.9587	0.9633	0.9679
	0.9	0.9280	0.9321	0.9361	0.9401	0.9441	0.9481	0.9521	0.9561	0.9601	0.9641
	1.0	0.9295	0.9332	0.9368	0.9404	0.9440	0.9476	0.9512	0.9548	0.9584	0.9620
	1.3	0.9303	0.9364	0.9421	0.9477	0.9533	0.9589	0.9645	0.9701	0.9757	0.9813
	1.6	0.9367	0.9405	0.9441	0.9477	0.9513	0.9549	0.9585	0.9621	0.9657	0.9693
	2.0	0.9380	0.9413	0.9445	0.9477	0.9509	0.9541	0.9573	0.9605	0.9637	0.9669
	2.2	0.9386	0.9419	0.9451	0.9483	0.9515	0.9547	0.9579	0.9611	0.9643	0.9675

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
4.1	0.8	0.9203	0.9287	0.9483	0.9671	0.9796	0.9868	0.9908	0.9948			
	0.9	0.9223	0.9298	0.9490	0.9684	0.9791	0.9865	0.9907	0.9947			
	1.0	0.9242	0.9309	0.9461	0.9657	0.9786	0.9862	0.9905	0.9947			
	1.1	0.9260	0.9321	0.9444	0.9651	0.9781	0.9859	0.9904	0.9946			
	1.2	0.9277	0.9333	0.9445	0.9644	0.9774	0.9855	0.9902	0.9946			
5.0	0.7	0.9040	0.9147	0.9386	0.9604	0.9708	0.9735					
	0.8	0.9053	0.9159	0.9361	0.9597	0.9707	0.9735					
	0.9	0.9086	0.9171	0.9377	0.9591	0.9706	0.9735					
	1.0	0.9108	0.9184	0.9375	0.9583	0.9704	0.9735					
	1.3	0.9164	0.9222	0.9375		0.9591	0.9651	0.9651				
	1.5	0.9192	0.9245	0.9375		0.9581	0.9687	0.9687	0.9946			
	1.7	0.9217	0.9263	0.9380		0.9572	0.9657	0.9657	0.9946			

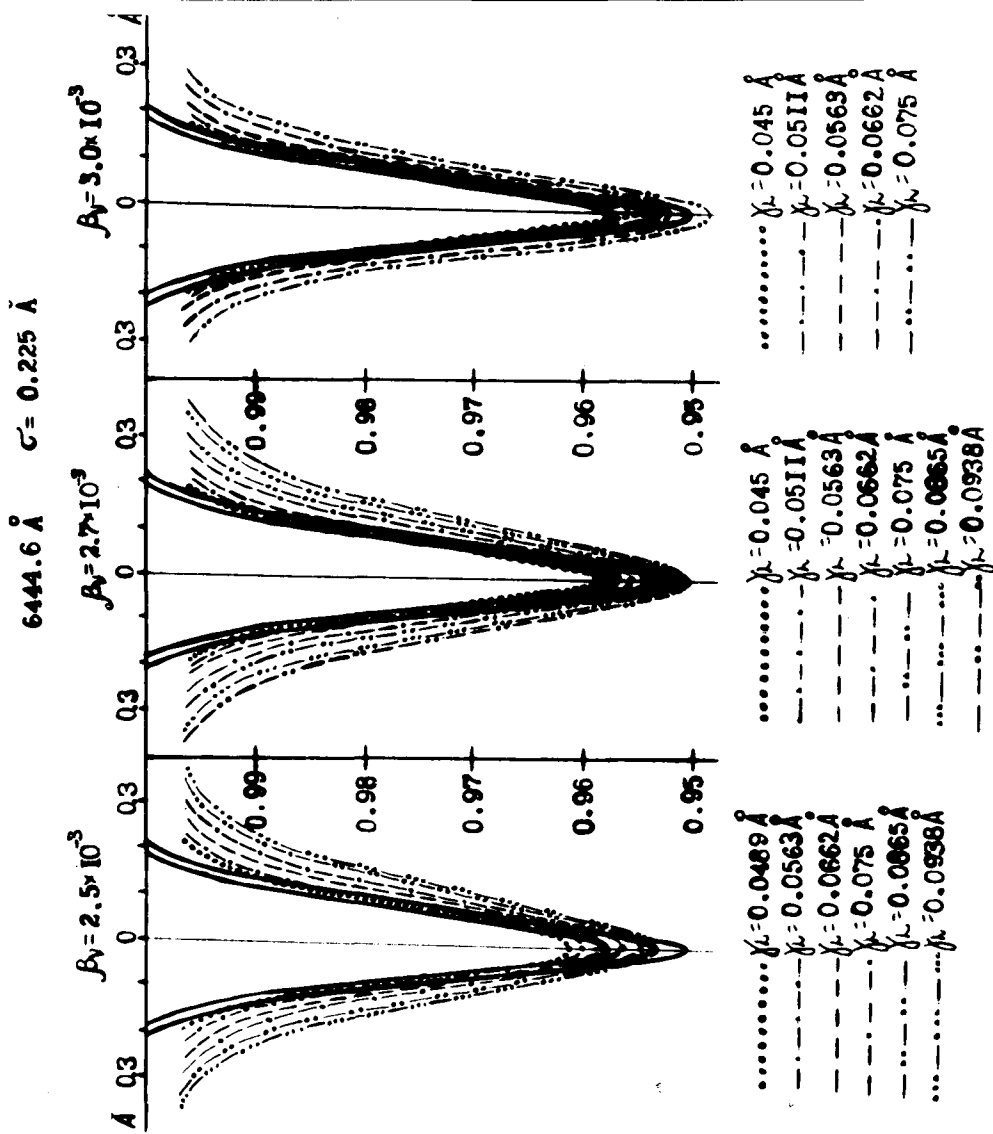
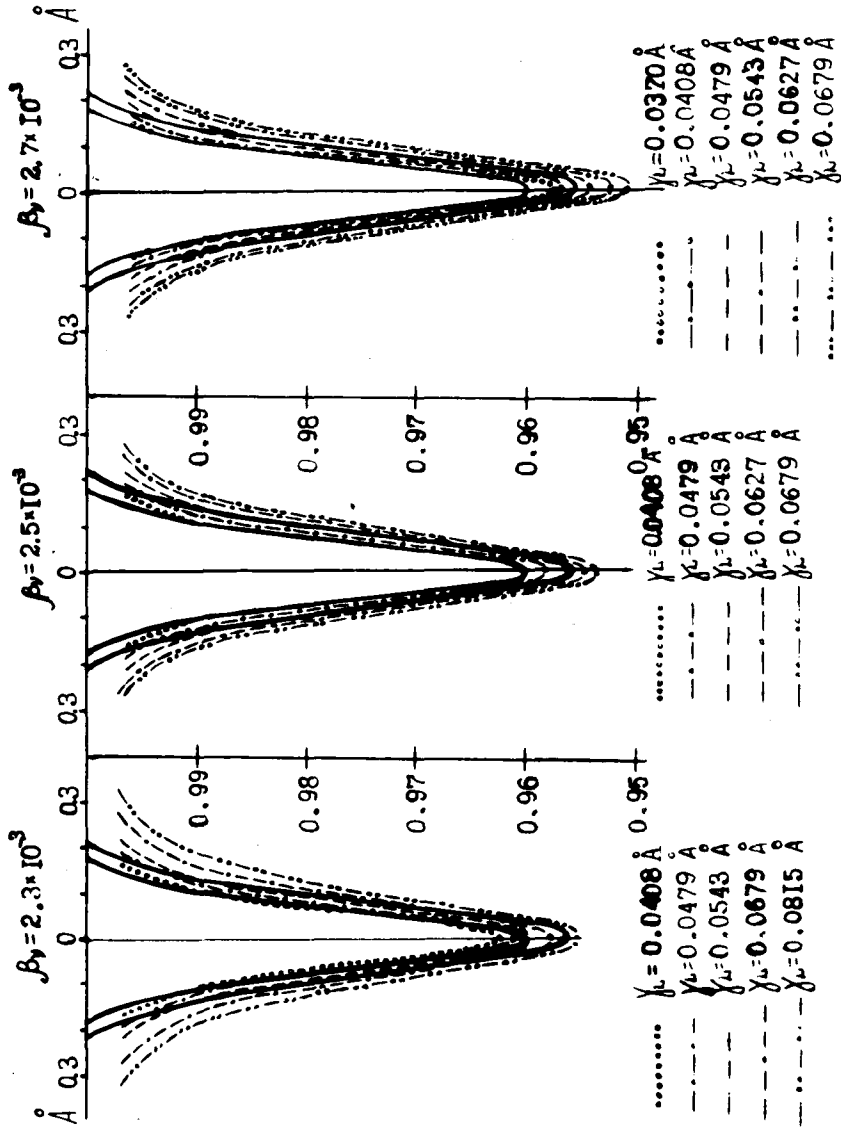
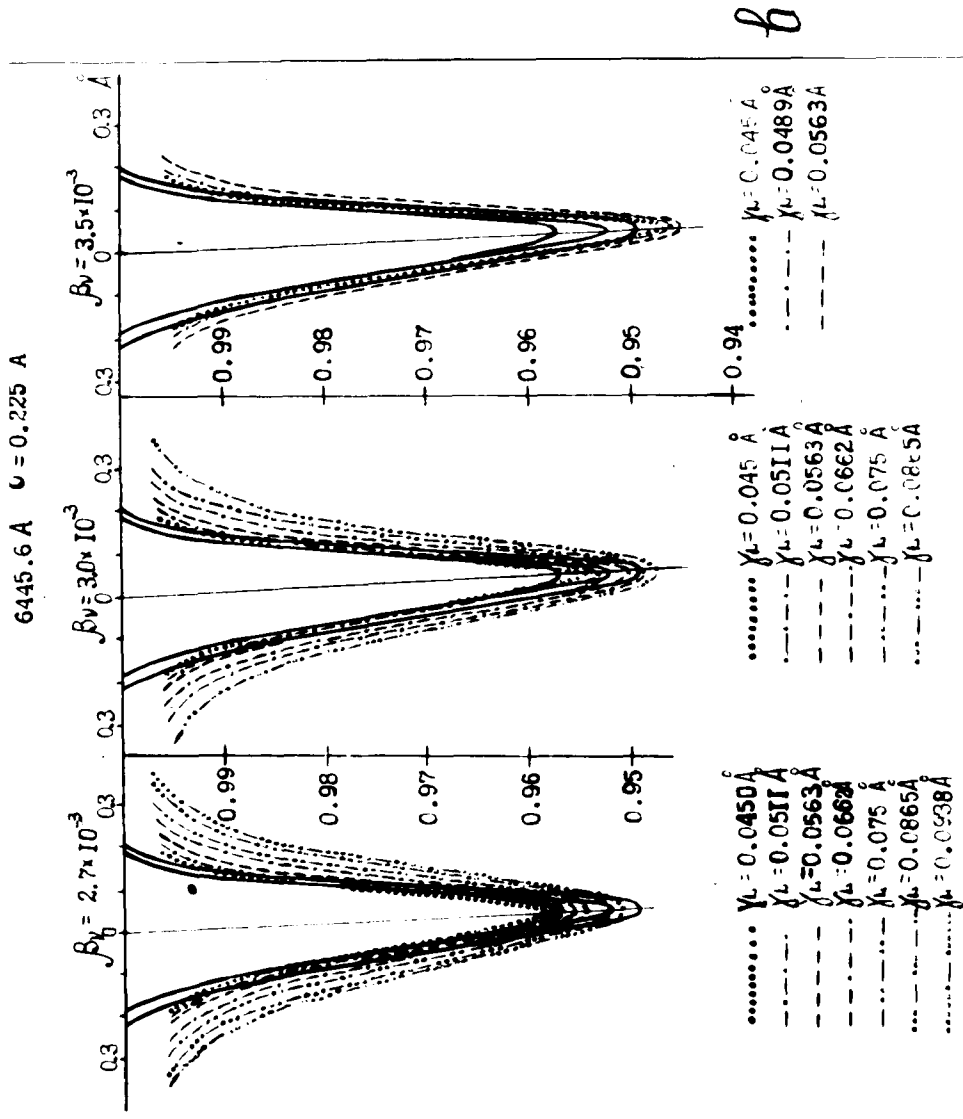


Рис. 29а-в. Примеры сравнения теоретически вычисленных контуров линий вальмана с усреднёнными наблюдениями в спектре Сатурна.

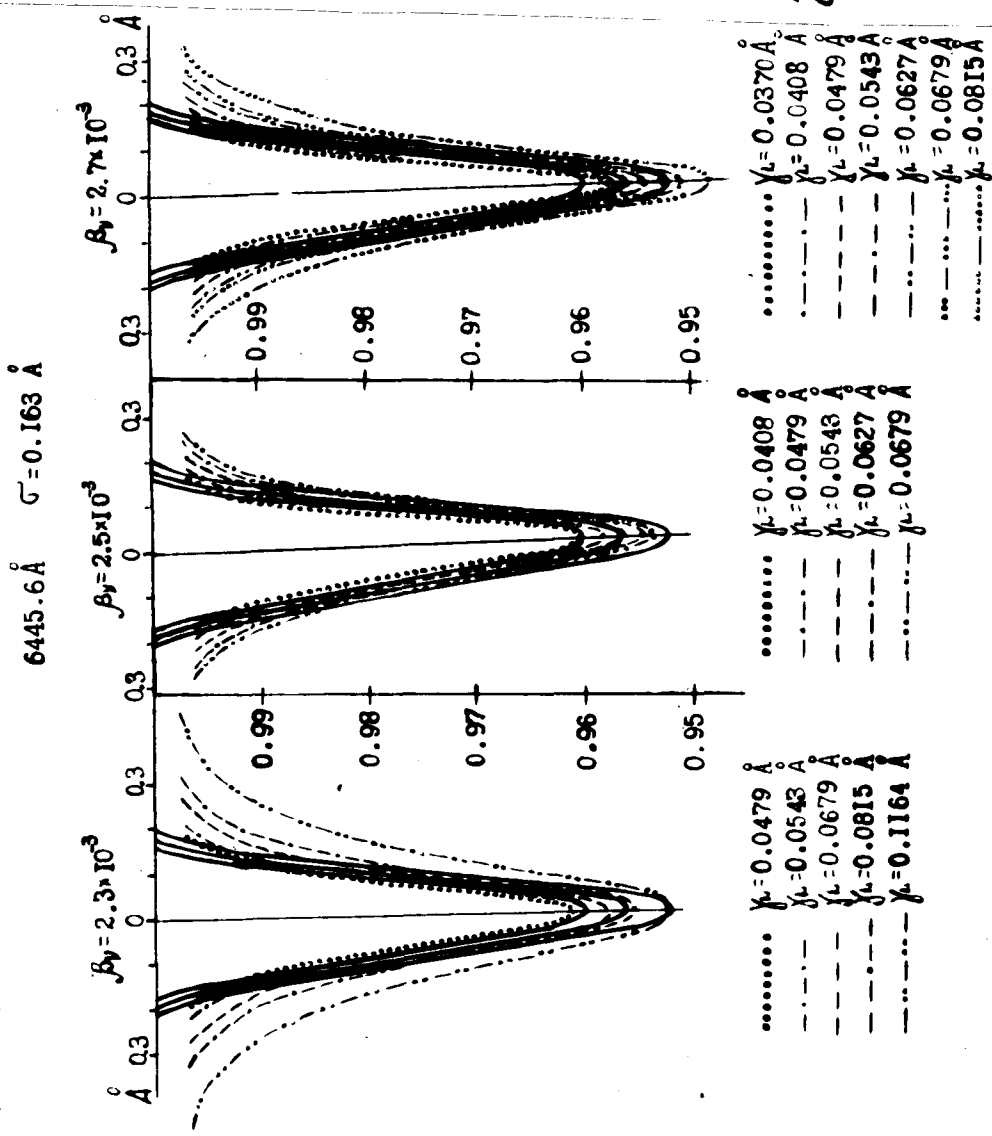
6444.6 Å $G=0.163$ Å



σ

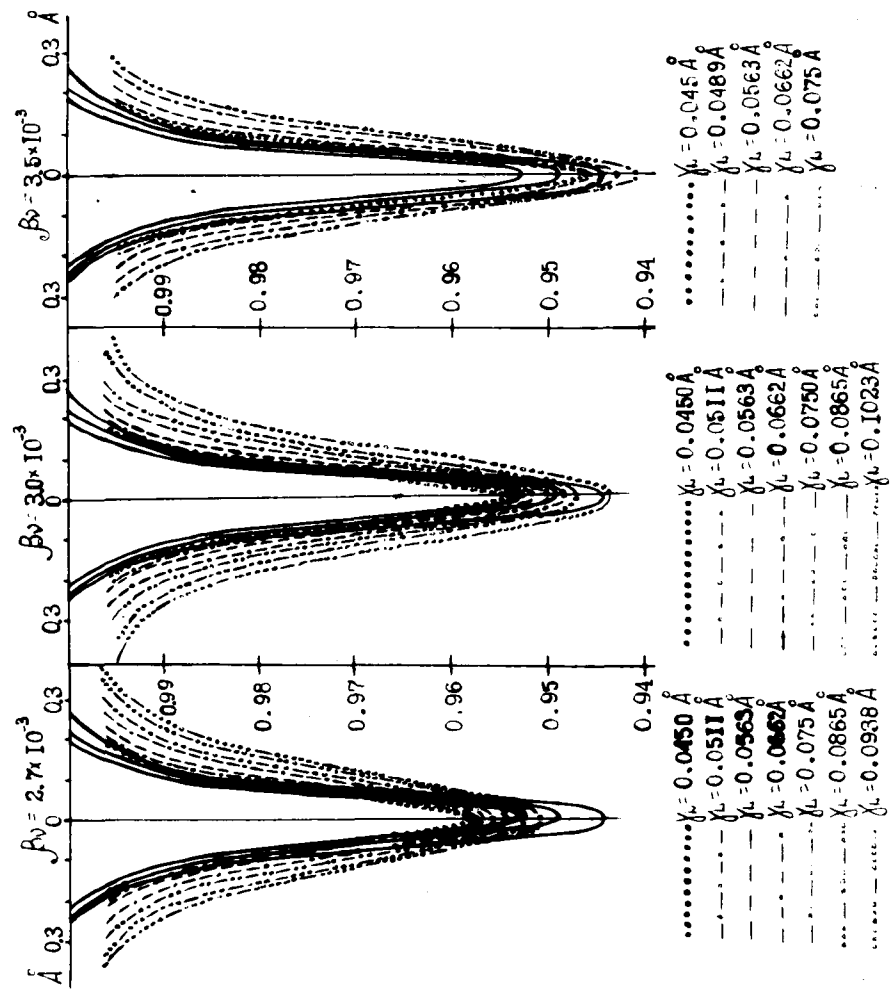


b

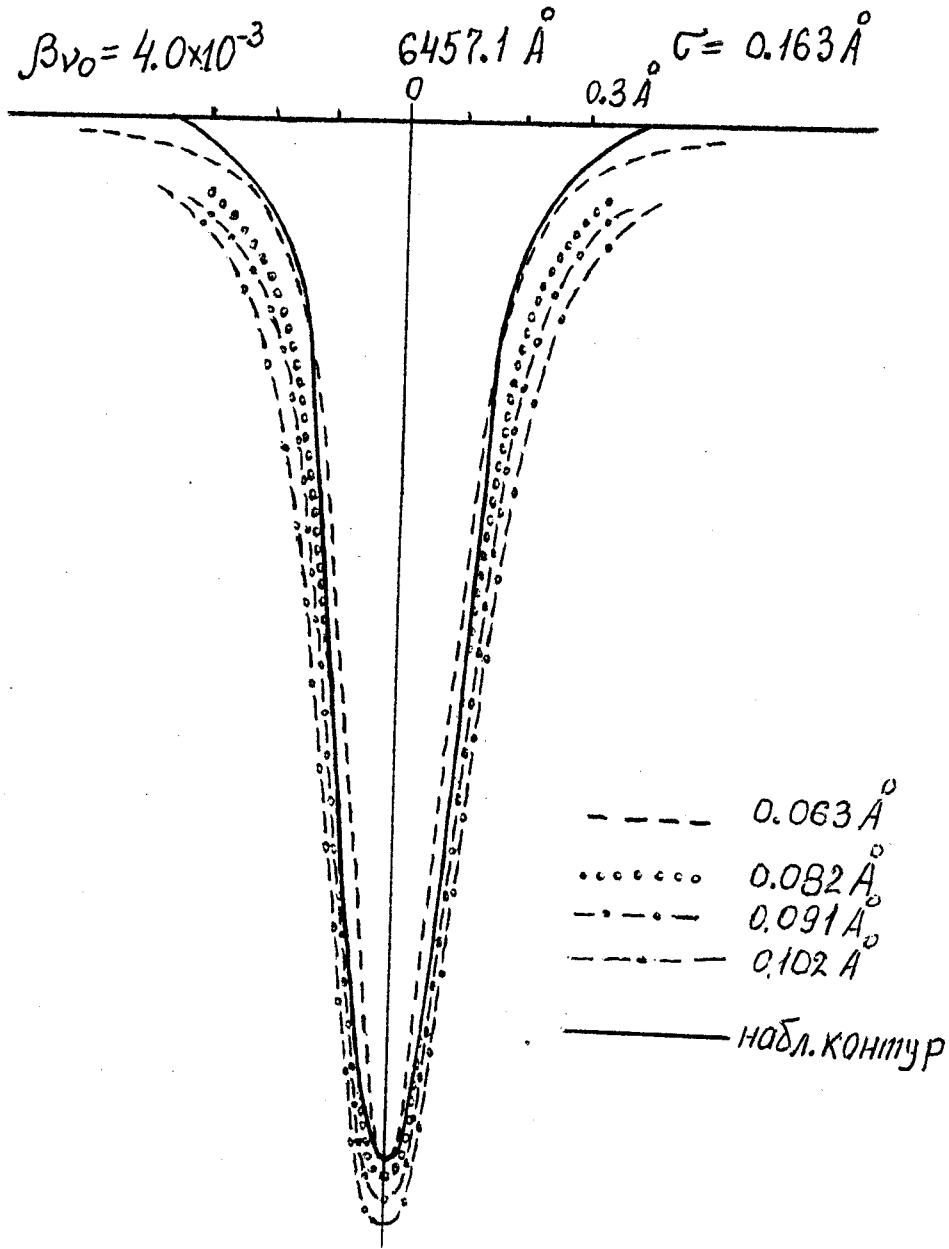


2

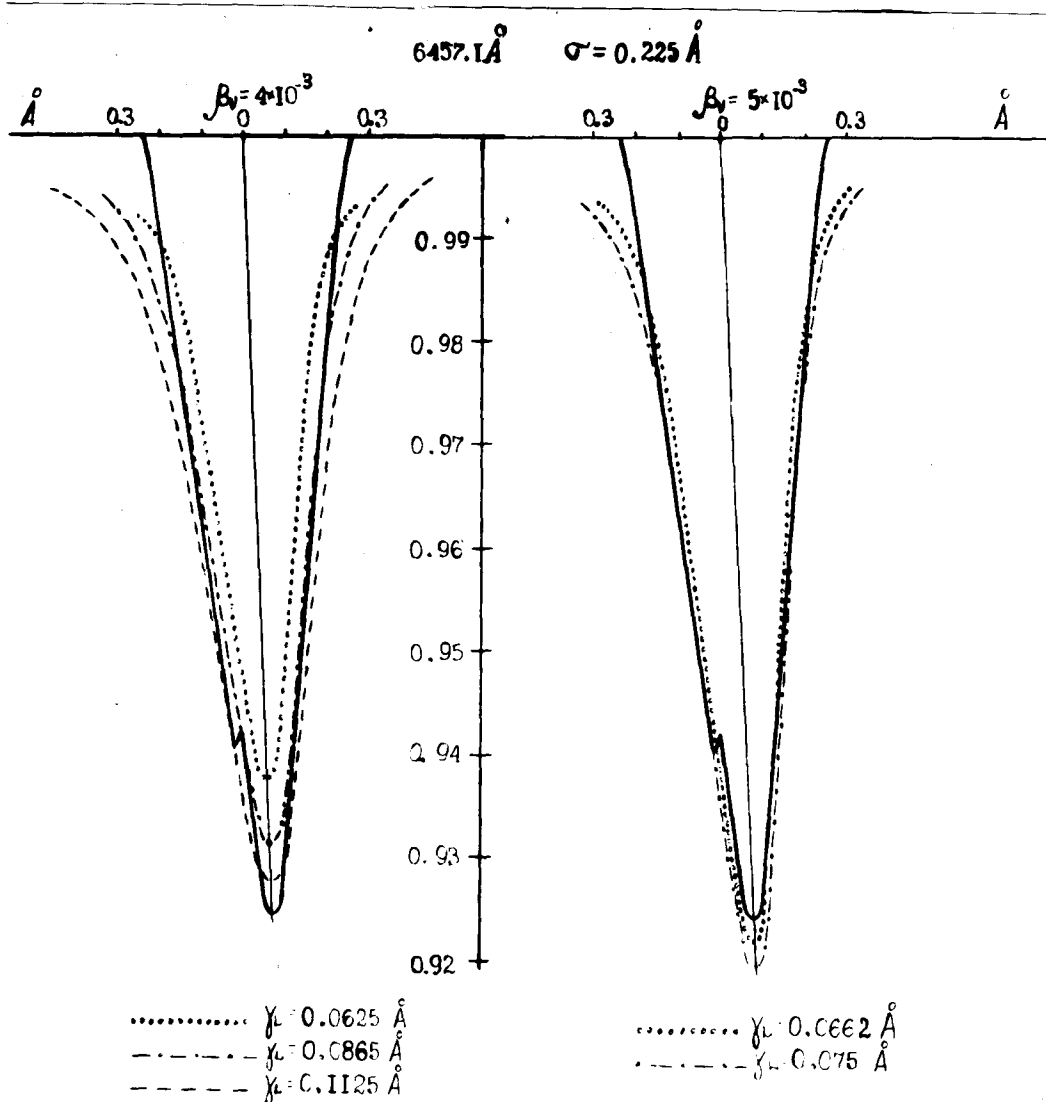
6452.6 Å $\sigma = 0.225 \text{ \AA}$



g



з



30. Сравнение теоретически вычисленных контуров линии аммиака $\lambda 6457.1 \text{ \AA}$ с наблюдаемым в спектре Сатурна в 1090.

Линии спектра с пересечением. Давление P. концентрации N_{NH_3} и относительная

концентрация N_{NH_3} / N_{CH_4}

$\lambda, \text{Å}$	Дата.	$\beta_{10} \cdot 10^{-3}$	$\beta_2 \cdot \text{Å}$	$\beta_2 \cdot \text{cm}^{-1}$	P. атм	$N_{NH_3} \cdot 10^{15}, \text{cm}^{-3}$	$\frac{N_{NH_3} \cdot 10^{-2}}{N_{CH_4}}$
6444.6	1969	2.8 ± 0.2	0.1081 ± 0.0103	0.2803 ± 0.0248	1.04 ± 0.13	1.973 ± 0.616	2.236 ± 0.742
	1971	2.3 ± 0.2	0.0972 ± 0.0114	0.2340 ± 0.0275	0.94 ± 0.13	1.456 ± 0.470	1.651 ± 0.566
6445.6	1969	3.3 ± 0.3	0.1013 ± 0.0113	0.2437 ± 0.0271	1.28 ± 0.17	1.515 ± 0.478	1.718 ± 0.576
	1971	2.7 ± 0.3	0.1189 ± 0.0170	0.2861 ± 0.0409	1.50 ± 0.24	1.456 ± 0.640	1.650 ± 0.729
6446.4	1971	3.0 ± 0.2	0.1482 ± 0.0279	0.3566 ± 0.0671	1.55 ± 0.31	2.116 ± 0.636	2.399 ± 0.836
6452.1	1971	1.4 ± 0.2	0.1106 ± 0.0148	0.2657 ± 0.0354	1.16 ± 0.18	1.849 ± 0.580	2.095 ± 0.700
6452.6	1969	3.5 ± 0.2	0.0979 ± 0.0146	0.2351 ± 0.0351	1.09 ± 0.18	1.465 ± 0.470	1.660 ± 0.519
	1971	2.9 ± 0.2	0.1284 ± 0.0197	0.3084 ± 0.0473	1.43 ± 0.24	1.592 ± 0.426	1.804 ± 0.533
6457.1	1969	5.0 ± 0.2	0.1412 ± 0.0177	0.3387 ± 0.0423	1.36 ± 0.20	2.320 ± 0.617	2.630 ± 0.761
	1971	4.0 ± 0.2	0.1442 ± 0.0188	0.3458 ± 0.0451	1.39 ± 0.21	1.895 ± 0.510	2.148 ± 0.628
6460.5	1971	1.4 ± 0.2	0.1284 ± 0.0198	0.3076 ± 0.0474	1.39 ± 0.24	2.051 ± 0.705	2.324 ± 0.842
6465.4	1971	2.7 ± 0.3	0.1358 ± 0.0272	0.3250 ± 0.0651	1.32 ± 0.28	2.104 ± 0.731	2.365 ± 0.872

профилю зависимости температуры от давления [38,82,83,122]. Согласно этого профиля, температуре $131 \text{ K} \pm 20 \text{ K}$ соответствует давление $0.85 \pm 0.38 \text{ атм}$, т.е. в пределах ошибок определения согласуются с нашей оценкой.

Давление на уровне формирования линий полосом поглощения метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ и оптическая толщина надоблачной атмосферы Сатурна.

Для линий метана мы располагаем наблюдательными данными не только для центра диска, но и для его ускоренной краевой зоны - востока ($\mu_0 = 0.75$). Как видно из таблицы 15, для Сатурна наблюдается слабое уменьшение интенсивности к краю диска, более сильно выраженное для линии $R(0)$. Поэтому, для анализа распределения интенсивности линий по диску, мы использовали простейшую двухслойную модель атмосферы. Как было показано в 4.1, даже в случае этой простейшей модели при известных индексированном рассеянии (см. Φ -ку 4.50) и альбедо однократного рассеяния в непрерывном спектре ω_c , неизвестными являются ещё шесть параметров: τ_v - толщина надоблачной атмосферы, параметр $\beta_{v0} = \frac{\alpha_{v0}}{\sigma_0}$, температура и давление на верхней границе облачного слоя T_1 и P_1 и на уровне формирования линий поглощения в облачном слое (T_2 и P_2). Следовательно, используя только наблюдательные данные для линий поглощения метана, мы не в состоянии их определить. Поэтому были сделаны следующие допущения:

1) Как уже было показано ранее в 4.1, для линий поглощения метана полосом $\lambda 6800 \text{ \AA}$, остаточная интенсивность которых больше 0.9, роль надоблачного чистого газового слоя в их формировании пренебрежимо мала. Тогда выражение (4.13) для остаточной интенсивности $R_v(\mu_0)$ на случай оппонента сведётся к следующему:

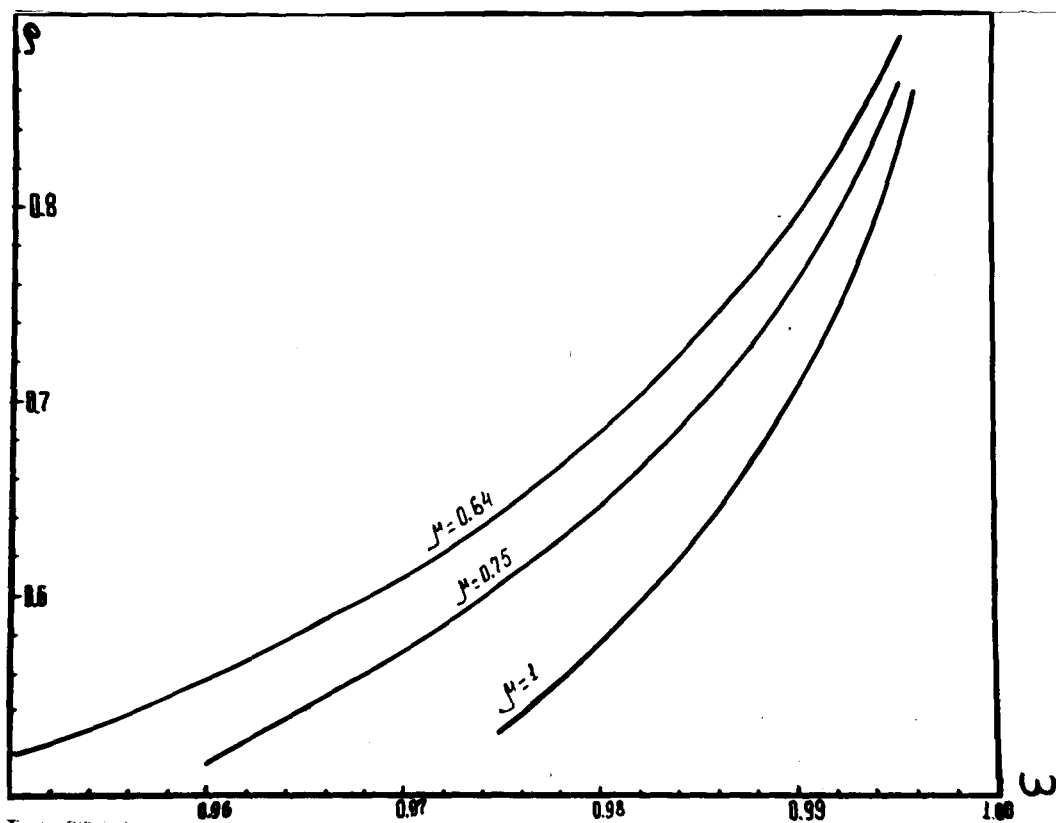
$$R_v(\mu_0) = R_{v\infty}(\mu_0) \quad (4.67)$$

то позволяет для определения давления по линиям метана использо-

ту же методку, что и при определении атмосферного давления линиям азота, но с одним уточнением: после определения значений β_{ν_0} и γ_{ν} в модели однородного полубесконечного слоя для центра диска, варьируя величину τ_0 надоблачной атмосферы, следует добиваться наилучшего согласия расчётов с наблюдениями и на поверхности диска.

2) Так как линии поглощения метана волны 6800 Å слабые и точность измерения их интенсивностей низкая, а также учитывая неопределённость в их отождествлении по квантовому числу J , то это не позволяет достоверно оценить вращательную температуру. Поэтому значение температуры T_2 мы будем брать из работ [82, 83], полученных при помощи космических аппаратов "Вояджер-1, 2". Согласно [82], для уровня надоблачной атмосферы с давлением $P_1 = 100$ мбар соответствует температура $T_1 = 85$ К, внутри облачного слоя с давлением $P_2 = 138$ бар температура составляет $T_2 = 160$ К. Соответственно, согласно данным "Вояджер-2" [83] надоблачной атмосфере с давлением 70 мбар соответствует температура 82 К и уровень в внутривлачном слое с давлением 1.18 бар - температура 143 К. При выборе T_1 и P_1 , T_2 и P_2 мы находили из физически обоснованного предположения, что до точки инверсии, выше которой вкладом атмосферы в формирование линий поглощения можно пренебречь, значения $T_1 < T_2$, $P_1 < P_2$.

Значение альbedo однократного рассеяния в непрерывном спектре $\omega_c = 0.9945 \pm 0.0002$ определено по графику зависимости коэффициента яркости $\rho(I)$ от ω для $\lambda = 0.7$ мкм согласно [15] (см. рис. 31) для данной геометрии рассеяния. При этом для коэффициента яркости в центре диска в непрерывном спектре принято значение $\rho(I) = 0.81$, как среднее за период наших наблюдений. Вычисление теоретических контуров метановых линий, как и азотных,



ис. 31. Зависимость коэффициента яркости $\rho(\mu)$ от альбедо однократного рассеяния ω для $\lambda = 0.7$ мкм.

сводилось в предположении лоренцовской зависимости коэффициента поглощения χ_{ν} . В табл. 25 приведены результаты вычисления кривых инструментальным профилем контуров спектральных линий набора значений $\beta_{\nu 0}$ и полуширин χ_{ν} , выраженных в единицах ширины инструментального контура $\frac{\chi_{\nu}}{K}$, где K приняты равными 1.0; 1.1 и т.д. Варьируя значение $\beta_{\nu 0}$ и χ_{ν} , мы добились наилучшего согласия вычисленных контуров с наблюдаемыми в центре диска. Такое согласие было получено при значениях $\beta_{\nu 0}$ и χ_{ν} , представленных в таблице 26. После этого были рассчитаны контуры линий на краю диска для $M_0 = 0.75$. Согласно работе [82], для $\omega_c = 0.9945$ при $M_0 = 0.75$ коэффициент яркости $P(M_0) = 51$. В таблице 25 также приведены вычисленные теоретические контуры для края диска Сатурна. Теоретические контуры линий, с тем надоблачной атмосферой, вычислялись по ф-ле (4.13) для $\mu = 1$ и $M_0 = 0.75$ и приведены в таблице 25. При этом, поскольку вклад надоблачной атмосферы в формирование контуров линий поглощения метана небольшой ($\chi_H = 0.0132 + 0.0135 \text{ см}^{-1}$ согласно [82, 83]), то её значение будем принимать известным, а вклад облачного слоя в формирование контуров линий будет уточняться. Варьируя значения $\beta_{\nu 0} \leq \beta_{\nu 0 \infty} \cdot \chi_{\nu} \geq \chi_{\nu \infty}$ и $T_{\nu 0} \geq 0$ добивались наилучшего согласия теоретических контуров с наблюдаемыми. Значения $\beta_{\nu 0}$, χ_{ν} и $T_{\nu 0}$, соответствующие этим требованиям, приведены в табл. 26. Оказалось, что имеет место лучшее согласие наблюдаемых контуров в центре и на краю диска, если при этом $T_{\nu 0}$ не превышает 04 (см. рис. 32а-в, табл. 26). Определив значения χ_{ν} и используя данные по температурам внутри облачного слоя T_2 равные $\pm 20 \text{ К}$ согласно [4, 24, 26], 143 и 160 К согласно [82, 83], мы получили значения P_2 на уровне формирования линий поглощения метана в облачном слое. При этом полуширинам всех линий, согласно

Таблица 25. Теоретические контуры линий поглощения метана 6800 Å в спектре Сатурна, полученные инструментальным профилем

$\lambda_0 \cdot 10^{-3}$	κ \ X	0.0	0.5	1.0	2.0	3.0	4.0	
	1	2	3	4	5	6	7	8
1.9								
$\lambda_0 = 1,$	0.8	0.9461	0.9517	0.9545	0.9639	0.9911	0.9955	
$\lambda_0 = 0$	1.0	0.9487	0.9531	0.9541	0.9633	0.9910	0.9953	
	1.2	0.9510	0.9546	0.9639	0.9826	0.9909	0.9952	
	1.4	0.9529	0.9580	0.9640	0.9820	0.9908	0.9949	
<hr/>								
$\lambda_0 = 1,$	0.8	0.9386	0.9516	0.9644	0.9839	0.9911	0.9955	
$\lambda_0 = 0.004$	1.0	0.9411	0.9529	0.9641	0.9833	0.9910	0.9953	
	1.2	0.9434	0.9544	0.9638	0.9826	0.9909	0.9952	
	1.4	0.9453	0.9567	0.9639	0.9820	0.9908	0.9949	
<hr/>								
$\lambda_0 = 0.75,$	0.8	0.9542	0.9588	0.9696	0.9889	0.9931	0.9953	
$\lambda_0 = 0$	1.0	0.9564	0.9600	0.9692	0.9863	0.9929	0.9953	
	1.2	0.9582	0.9613	0.9691	0.9857	0.9927	0.9953	
	1.4	0.9598	0.9625	0.9693	0.9851	0.9925	0.9952	
<hr/>								
$\lambda_0 = 0.75,$	0.8	0.9440	0.9587	0.9696	0.9889	0.9931	0.9953	
$\lambda_0 = 0.004$	1.0	0.9462	0.9598	0.9691	0.9863	0.9929	0.9953	
	1.2	0.9480	0.9610	0.9690	0.9857	0.9927	0.9953	
	1.4	0.9496	0.9621	0.9692	0.9851	0.9925	0.9952	
<hr/>								
2.2								
$\lambda_0 = 1,$	1.0	0.9419	0.9467	0.9590	0.9810	0.9896		
$\lambda_0 = 0$	1.1	0.9432	0.9476	0.9589	0.9806	0.9897		
	1.2	0.9444	0.9484	0.9588	0.9802	0.9897		
	1.3	0.9455	0.9492	0.9589	0.9792	0.9896		
	1.4	0.9465	0.9499	0.9589	0.9796	0.9893		
	1.5	0.9474	0.9506	0.9591	0.9791	0.9893		

Таблица 25. (Продолжение)

	1	2	3	4	5	6	7	8
$\rho = 1,$	1.0	0.9381	0.9466	0.9530	0.9580	0.9610	0.9638	
$\rho = 0.002$	1.1	0.9394	0.9475	0.9539	0.9589	0.9606	0.9637	
	1.2	0.9406	0.9483	0.9548	0.9598	0.9602	0.9637	
	1.3	0.9417	0.9491	0.9559	0.9609	0.9732	0.9636	
	1.4	0.9427	0.9497	0.9569	0.9619	0.9735	0.9633	
	1.5	0.9436	0.9504	0.9591	0.9641	0.9791	0.9633	
$\rho = 0.75,$ $\rho = 0$	1.0	0.9506	0.9546	0.9551	0.9646	0.9646	0.9922	0.9947
	1.1	0.9516	0.9553	0.9550	0.9642	0.9642	0.9921	0.9947
	1.2	0.9526	0.9560	0.9560	0.9639	0.9639	0.9920	0.9947
	1.3	0.9536	0.9563	0.9576	0.9636	0.9636	0.9919	0.9947
	1.5	0.9551	0.9572	0.9553	0.9629	0.9629	0.9916	0.9946
$\rho = 0.75,$ $\rho = 0.002$	1.0	0.9454	0.9545	0.9551	0.9646	0.9646	0.9922	0.9947
	1.1	0.9465	0.9552	0.9550	0.9642	0.9642	0.9921	0.9947
	1.2	0.9475	0.9558	0.9560	0.9639	0.9639	0.9920	0.9947
	1.3	0.9485	0.9561	0.9576	0.9636	0.9636	0.9919	0.9947
	1.5	0.9500	0.9570	0.9552	0.9629	0.9629	0.9919	0.9947
2.5								
$\rho = 1,$ $\rho = 0$	1.0	0.9350	0.9403	0.9539	0.9765	0.9681	0.9929	
	1.2	0.9377	0.9421	0.9537	0.9777	0.9680	0.9929	
	1.4	0.9400	0.9439	0.9539	0.9768	0.9678	0.9929	
$\rho = 0.75,$ $\rho = 0$	1.2	0.9473	0.9510	0.9607	0.9812	0.9906	0.9941	
	1.4	0.9493	0.9524	0.9609	0.9806	0.9904	0.9940	
3.0								
$\rho = 1,$ $\rho = 0$	0.8	0.9207	0.9398	0.9471	0.9772	0.9875	0.9914	
	1.0	0.9246	0.9415	0.9466	0.9802	0.9872	0.9913	
	1.2	0.9280	0.9432	0.9465	0.9790	0.9861	0.9910	
	1.4	0.9306	0.9449	0.9465	0.9778	0.9858	0.9908	
$\rho = 0.75,$ $\rho = 0$	1.2	0.9391	0.9433	0.9544	0.9779	0.9891	0.9932	
	1.4	0.9413	0.9427	0.9546	0.9773	0.9887	0.9931	

Таблица 25. (Продолжение)

	1	2	3	4	5	6	7	8
3.5								
$\mu_0 = 1,$	0.8	0.9093	0.9183	0.9390	0.9724	0.9855	0.9910	
$\tau_{20} = 0$	0.9	0.9115	0.9195	0.9414	0.9719	0.9854	0.9909	
	1.0	0.9135	0.9207	0.9385	0.9714	0.9854	0.9909	
	1.2	0.9173	0.9231	0.9383	0.9709	0.9850	0.9907	
	1.4	0.9203	0.9253	0.9385	0.9692	0.9844	0.9906	
$\mu_0 = 1,$	0.8	0.9057	0.9183	0.9390	0.9724	0.9855	0.9910	
$\tau_{20} = 0.002$	0.9	0.9079	0.9194	0.9414	0.9719	0.9854	0.9909	
	1.0	0.9098	0.9206	0.9385	0.9714	0.9854	0.9909	
	1.2	0.9136	0.9230	0.9383	0.9709	0.9850	0.9907	
	1.4	0.9166	0.9252	0.9385	0.9692	0.9844	0.9906	
$\mu_0 = 1,$	0.8	0.9039	0.9182	0.9390	0.9724	0.9855	0.9910	
$\tau_{20} = 0.003$	0.9	0.9060	0.9194	0.9414	0.9719	0.9854	0.9909	
	1.0	0.9080	0.9206	0.9385	0.9714	0.9854	0.9909	
	1.2	0.9118	0.9229	0.9383	0.9709	0.9850	0.9907	
	1.4	0.9148	0.9251	0.9351	0.9692	0.9844	0.9906	
$\mu_0 = 1,$	0.8	0.9021	0.9182	0.9390	0.9724	0.9855	0.9910	
$\tau_{20} = 0.004$	0.9	0.9042	0.9194	0.9414	0.9719	0.9854	0.9909	
	1.0	0.9062	0.9206	0.9385	0.9714	0.9854	0.9909	
	1.2	0.9100	0.9229	0.9382	0.9709	0.9850	0.9907	
	1.4	0.9130	0.9250	0.9384	0.9692	0.9844	0.9906	
$\mu_0 = 1,$	0.8	0.8985	0.9182	0.9390	0.9724	0.9855	0.9910	
$\tau_{20} = 0.006$	0.9	0.9006	0.9193	0.9414	0.9719	0.9854	0.9909	
	1.0	0.9026	0.9205	0.9385	0.9714	0.9854	0.9909	
	1.2	0.9064	0.9228	0.9382	0.9709	0.9850	0.9907	
	1.4	0.9093	0.9249	0.9384	0.9692	0.9844	0.9906	
$\mu_0 = 0.75,$	0.8	0.9242	0.9316	0.9487	0.9767	0.9883		
$\tau_{20} = 0$	1.0	0.9276	0.9336	0.9482	0.9760	0.9884		
	1.2	0.9307	0.9356	0.9481	0.9751	0.9887		
	1.4	0.9332	0.9374	0.9484	0.9741	0.9893		

Анна 25. (Продолжение)

	1	2	3	4	5	6	7	8
) = 0.75,) = 0.002	0.8	0.9193	0.9316	0.9487	0.9787	0.9883		
	1.0	0.9226	0.9335	0.9482	0.9780	0.9884		
	1.2	0.9257	0.9354	0.9481	0.9751	0.9887		
	1.4	0.9282	0.9372	0.9483	0.9741	0.9893		
) = 0.75,) = 0.003	0.8	0.9187	0.9315	0.9487	0.9787	0.9883		
	1.0	0.9221	0.9334	0.9482	0.9780	0.9884		
	1.2	0.9251	0.9354	0.9481	0.9751	0.9887		
	1.4	0.9278	0.9371	0.9483	0.9741	0.9893		
) = 0.75,) = 0.004	0.8	0.9143	0.9315	0.9487	0.9787	0.9883		
	1.0	0.9177	0.9334	0.9481	0.9780	0.9884		
	1.2	0.9208	0.9353	0.9480	0.9751	0.9887		
	1.4	0.9232	0.9370	0.9483	0.9741	0.9893		
) = 0.75,) = 0.006	0.8	0.9094	0.9314	0.9486	0.9787	0.9883		
	1.0	0.9128	0.9333	0.9481	0.9780	0.9884		
	1.2	0.9158	0.9351	0.9480	0.9751	0.9887		
	1.4	0.9183	0.9368	0.9482	0.9741	0.9893		
3.7								
) = 1;) = 0	0.8	0.9052	0.9147	0.9364	0.9710	0.9849	0.9906	
	1.0	0.9096	0.9171	0.9357	0.9701	0.9846	0.9906	
	1.1	0.9117	0.9211	0.9356	0.9695	0.9844	0.9904	
	1.2	0.9136	0.9248	0.9355	0.9689	0.9842	0.9903	
	1.3	0.9153	0.9258	0.9356	0.9683	0.9840	0.9903	
	1.4	0.9168	0.9267	0.9358	0.9678	0.9838	0.9902	
) = 1;) = 0.002	0.8	0.8980	0.9147	0.9364	0.9710	0.9849	0.9906	
	1.0	0.9060	0.9170	0.9357	0.9701	0.9846	0.9905	
	1.2	0.9099	0.9247	0.9355	0.9695	0.9844	0.9903	
	1.4	0.9131	0.9286	0.9358	0.9678	0.9838	0.9902	
) = 0.75;) = 0	0.8	0.9198	0.9278	0.9461	0.9753	0.9877	0.9928	
	1.0	0.9235	0.9298	0.9454	0.9745	0.9874	0.9926	

Таблица 25. (Окончание).

	1	2	3	4	5	6	7	8
		1.1	0.9252	0.9308	0.9454	0.9741	0.9872	0.9925
		1.2	0.9267	0.9319	0.9453	0.9736	0.9870	0.9924
		1.3	0.9282	0.9329	0.9453	0.9731	0.9868	0.9923
		1.4	0.9295	0.9339	0.9455	0.9727	0.9866	0.9923
$\mu_0 = 0.75;$	0.8	0.9149	0.9275	0.9461	0.9753	0.9877	0.9928	
$\tau_{\omega_0} = 0.002$	1.0	0.9186	0.9297	0.9454	0.9745	0.9874	0.9926	
	1.2	0.9217	0.9317	0.9453	0.9736	0.9870	0.9924	
	1.4	0.9245	0.9337	0.9454	0.9727	0.9866	0.9923	
4.0								
$\mu_0 = 1;$	1.0	0.9033	0.9114	0.9311	0.9629	0.9837	0.9903	
$\tau_{\omega_0} = 0$	1.2	0.9075	0.9141	0.9313	0.9624	0.9833	0.9901	
	1.4	0.9111	0.9165	0.9313	0.9614	0.9828	0.9899	
	1.6	0.9137	0.9187	0.9319	0.9606	0.9823	0.9897	
$\mu_0 = 0.75,$	1.0	0.9202	0.9266	0.9424	0.9729	0.9866	0.9922	
$\tau_{\omega_0} = 0$	1.2	0.9235	0.9287	0.9424	0.9720	0.9862	0.9920	
	1.4	0.9263	0.9307	0.9427	0.9710	0.9858	0.9918	
	1.6	0.9284	0.9324	0.9432	0.9700	0.9854	0.9916	

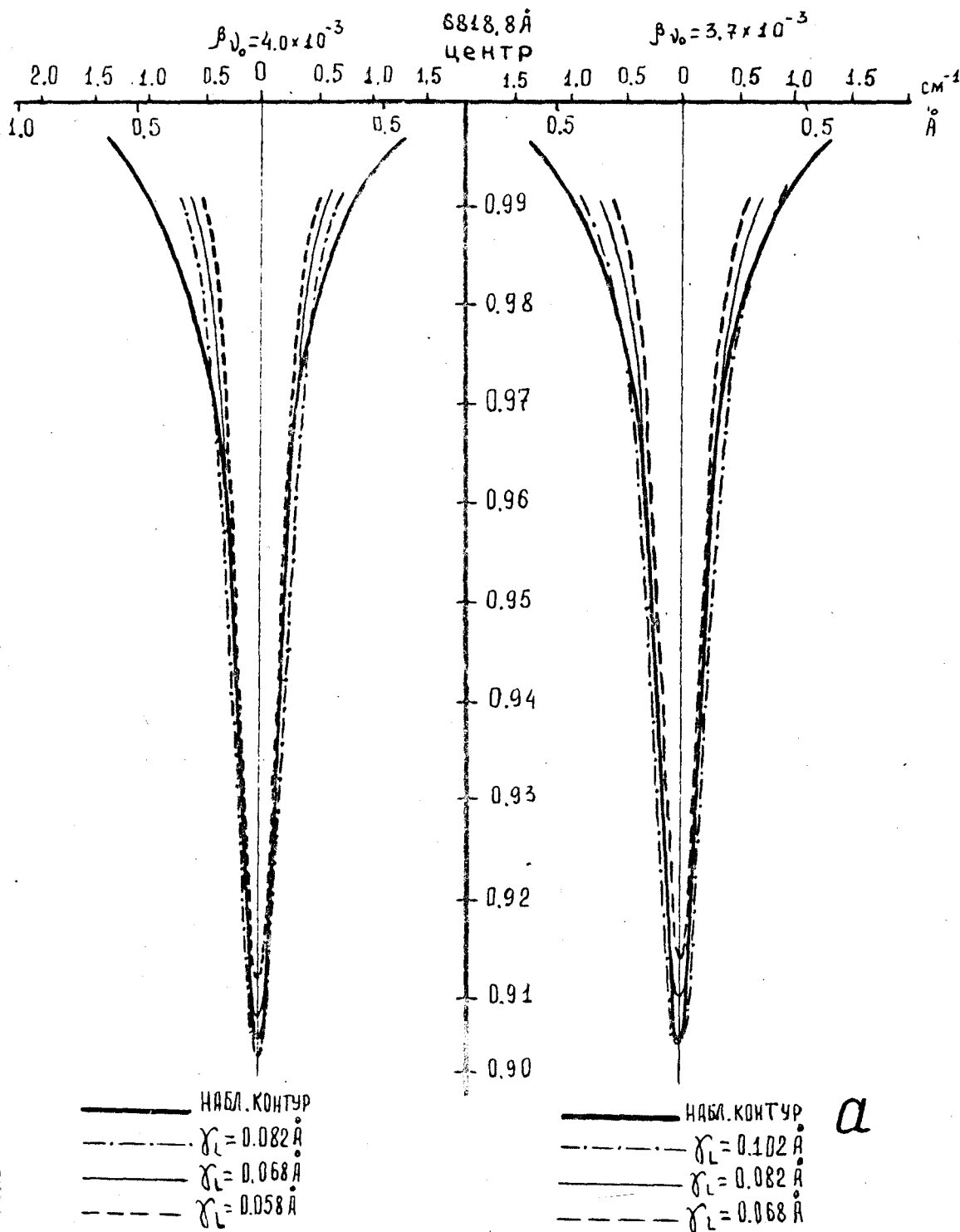
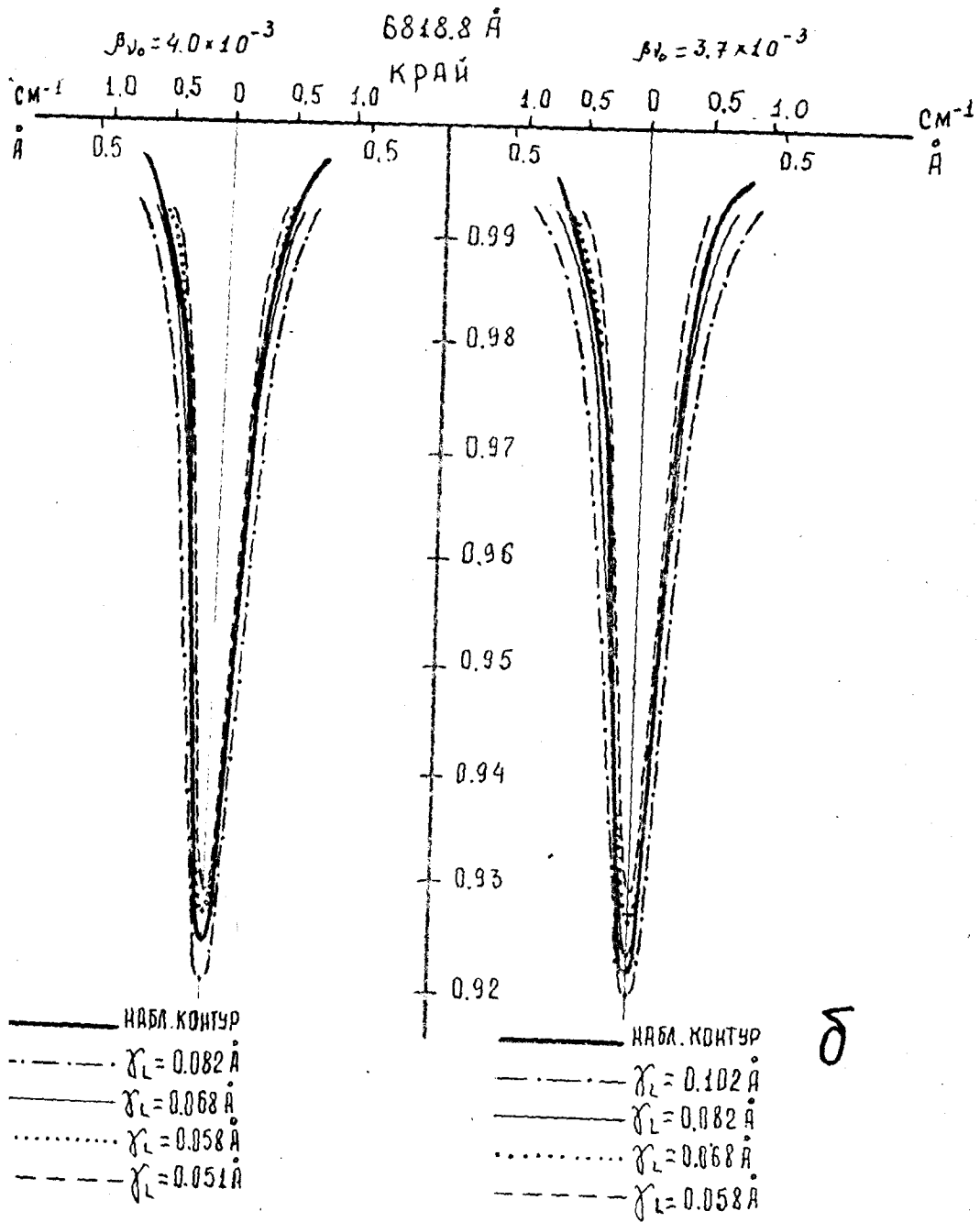
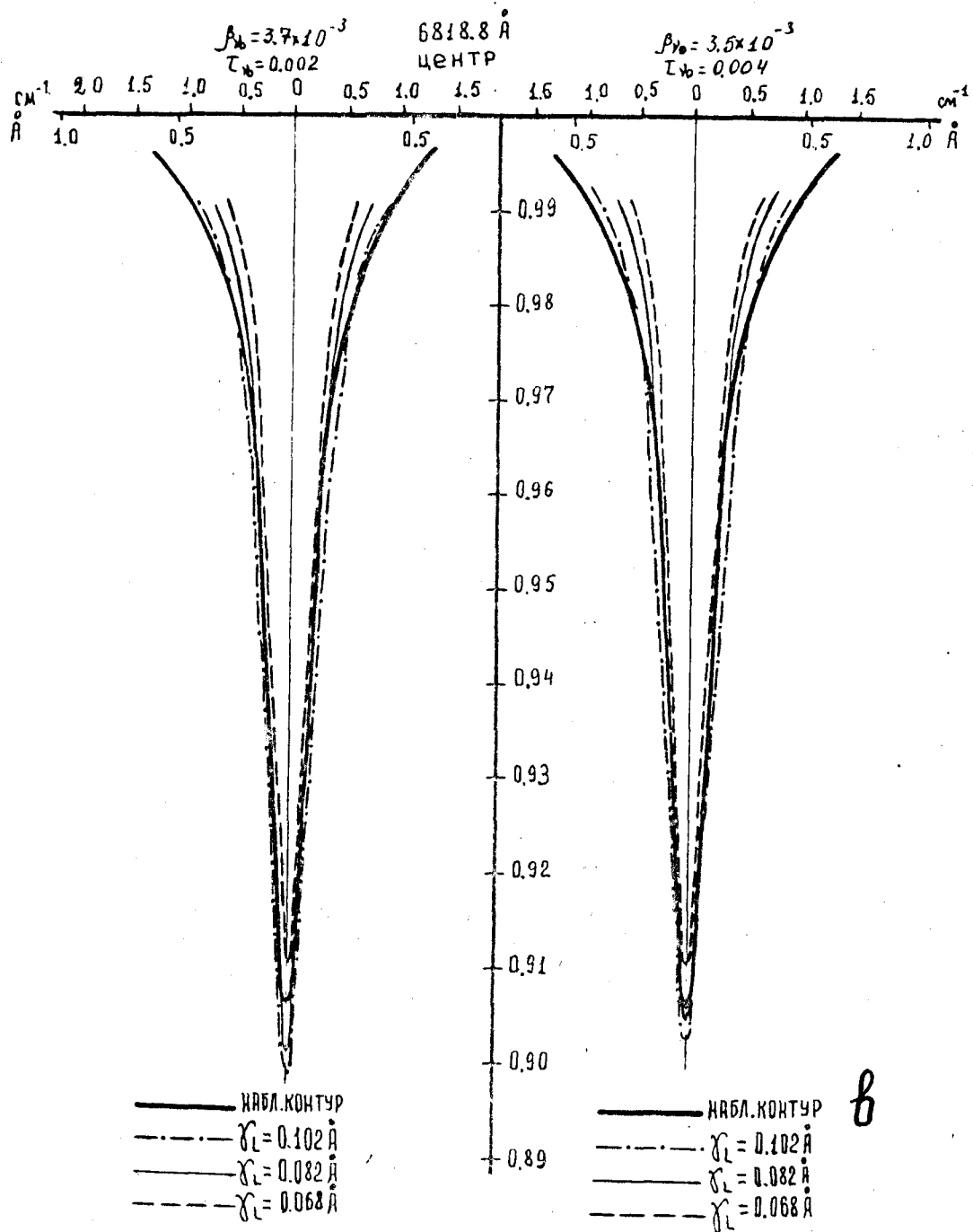
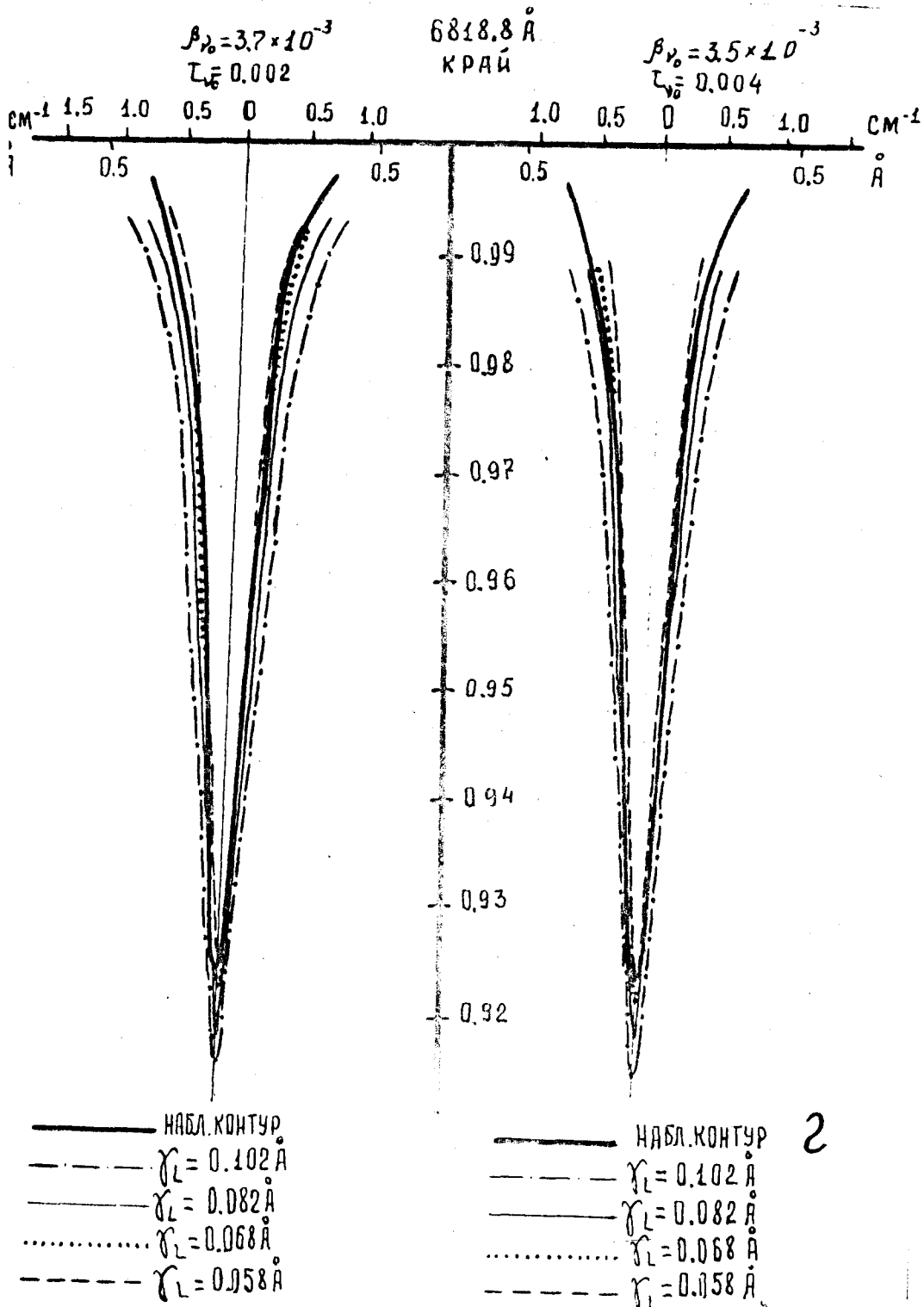
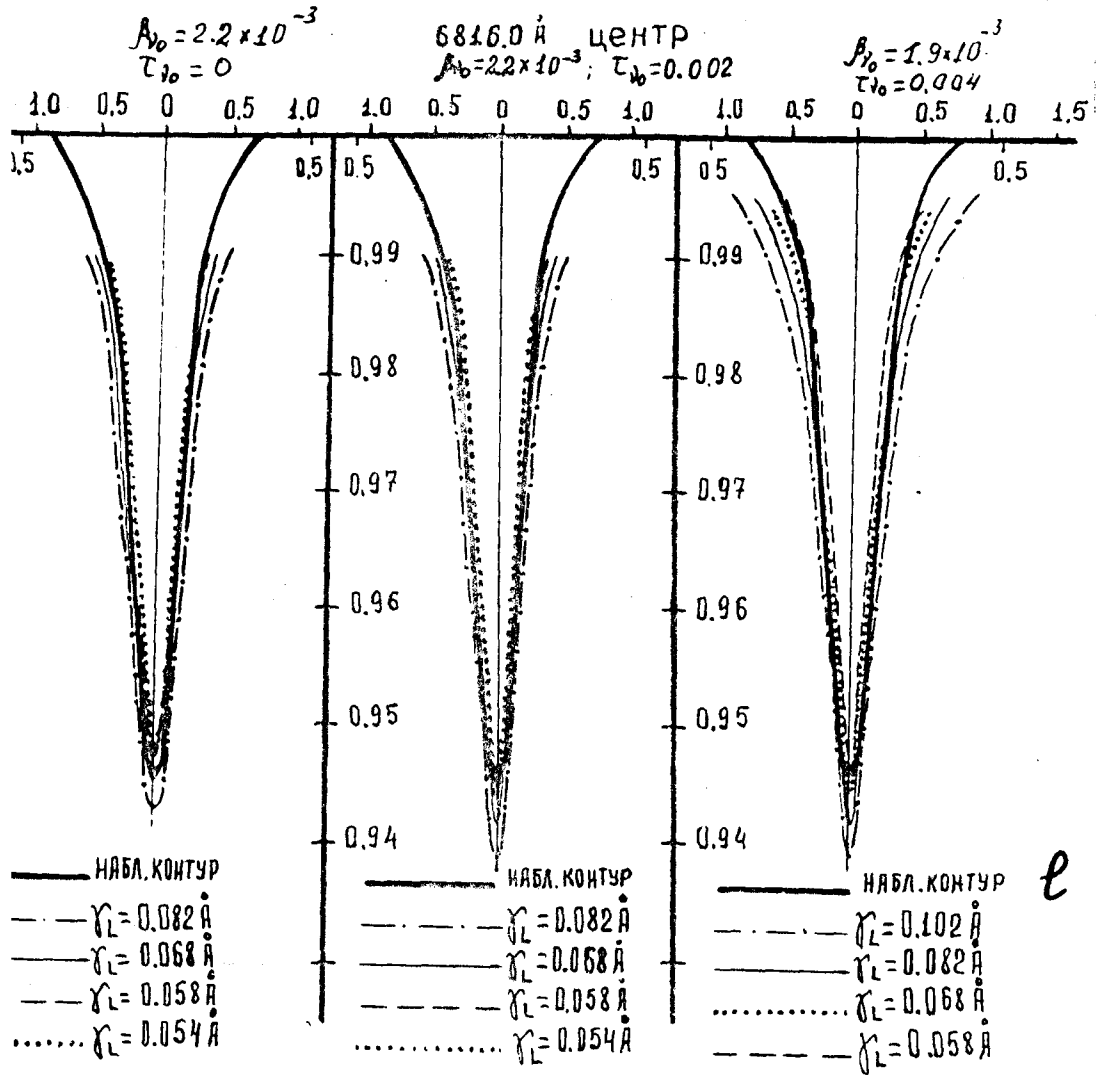


Рис. 32а-ж. Сравнение теоретически вычисленных контуров линий метана с наблюдаемыми.









e

Сигнатура и величина его радиальной асимметрии

Длина волны линии CH_4 , λ	Расположение на вращающемся диске	$T_{\nu 0}$	$B_{\nu 0} \cdot 10^{-3}$	μ , λ	μ , cm^{-1}
6818.8 R(0)	центр. часть	0	4.0	0.069 ± 0.005	0.1473 ± 0.0118
	краев. зона	0		0.066 ± 0.008	0.1419 ± 0.0172
	центр. часть	0	3.7	0.080 ± 0.012	0.1710 ± 0.0248
	краев. зона			0.073 ± 0.010	0.1559 ± 0.0204
	центр. часть	0.002	3.7	0.080 ± 0.012	0.1710 ± 0.0248
	краев. зона			0.073 ± 0.010	0.1559 ± 0.0204
6816.0 J-компонент	центр. часть	0.004	3.5	0.080 ± 0.012	0.1710 ± 0.0248
	краев. зона			0.077 ± 0.014	0.1656 ± 0.0301
	центр. часть	0	2.2	0.066 ± 0.008	0.1421 ± 0.0172
	краев. зона			0.064 ± 0.010	0.1378 ± 0.0215
	центр. часть	0.002	2.2	0.073 ± 0.010	0.1571 ± 0.0215
	краев. зона			0.064 ± 0.010	0.1378 ± 0.0215
6814.6 R(1)	центр. часть	0.004	1.9	0.077 ± 0.014	0.1657 ± 0.0301
	краев. зона			0.077 ± 0.014	0.1657 ± 0.0301
	центр. часть	0	3.5	0.069 ± 0.008	0.1486 ± 0.0129
	центр. часть			0.080 ± 0.012	0.1722 ± 0.0258

образования линий метана по оси 6800 Å в атмосфере Сатурна.

Длина волны линии CH_4 Å	Положение на визуальном диске	Пределы измер. линии λ	T_2 , К	Давление P, атм	Концентрация мо- лекулы $n_{CH_4} \cdot 10^{16}$, см ⁻³
6813.8 R(0)	центр. часть	0.077 ± 0.014	130 ± 20	1.52 ± 0.30	11.65 ± 2.95
	краев. зона	0.075 ± 0.017		1.47 ± 0.36	11.27 ± 3.09
	центр. часть	0.077 ± 0.014	143	1.60 ± 0.29	11.28 ± 2.18
	краев. зона	0.075 ± 0.017		1.55 ± 0.34	10.92 ± 2.53
6816.0	центр. часть	0.077 ± 0.014	160	1.69 ± 0.31	13.35 ± 2.58
	краев. зона	0.075 ± 0.017		1.64 ± 0.36	12.92 ± 2.99
	центр. часть	0.075 ± 0.017	130 ± 20	1.49 ± 0.36	
	краев. зона	0.073 ± 0.019		1.45 ± 0.39	
6814.6 R(1)	центр. часть	0.075 ± 0.017	143	1.56 ± 0.34	
	краев. зона	0.073 ± 0.019		1.52 ± 0.39	
	центр. часть	0.075 ± 0.017	160	1.65 ± 0.37	
	краев. зона	0.073 ± 0.019		1.60 ± 0.42	
6814.6 R(1)	центр. часть	0.077 ± 0.015	130 ± 20	1.53 ± 0.32	
			143	1.60 ± 0.31	
			160	1.69 ± 0.33	

параметр [126], приняты равным 0.072 см^{-1} для значения объёмной концентрации гелия и водорода, составляющего 11% [82]. Как видно в таблицах 26, 27, линии полосы метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ в основном формируются в облачном слое Сатурна, где среднее давление P_2 , определённое по трём линиям, составляет $1.5 \pm 0.4 \text{ атм}$ при температуре T_2 равной $131 \pm 20 \text{ К}$, а в нижнем надоблачной атмосфере можно пренебречь. При этом давление в центре диска планеты на 0.05 атм выше, чем в краевой зоне ($\mu_0 = 0.75$), хотя этот эффект находится в пределах ошибок измерений и им можно пренебречь. Вычисленное нами давление в атмосфере Сатурна находится в хорошем согласии со значением эффективного давления $P \leq 1.26 \text{ атм}$ на уровне образования линии метана $\lambda 6818.8 \text{ \AA}$, определённом в работе [76] для принятой температуры планеты равной 80 К , что при $T_2 = 131 \pm 20 \text{ К}$ должно составлять $1.66 \pm 0.12 \text{ атм}$ [25]. Оно также хорошо согласуется с эффективным давлением, составляющим $1.4 \pm 0.3 \text{ атм}$ при температуре равной $134 \pm 15 \text{ К}$, определённым по линиям R-ветви полосы метана $3V_2$ на $\lambda = 1.1 \text{ мм}$ [55]. В то же время определённые нами давления по линиям метана полосы $\lambda 6800 \text{ \AA}$ на $0.3-0.4 \text{ атм}$ выше, чем полученные из температурных профилей [82,83], т.е. они согласуются в пределах ошибок измерений.

4.4. Определение объёмной концентрации

азотана и метана

Полученные нами оценки температуры и давления дают возможность определить объёмную концентрацию газообразных азотана и метана в эффективных слоях формирования полос поглощения NH_3 $\lambda 6450 \text{ \AA}$ и CH_4 $\lambda 6800 \text{ \AA}$ в облачном слое Сатурна. На основании формул (4.14) и (4.23) для вычисления объёмной концентрации газообразного азотана получим следующее выражение:

$$N_g = \frac{j_{\omega} \pi}{S(T, j, k)} N_0 \beta_{\nu 0} \sigma_a \quad (4.68)$$

Поскольку для красной области спектра значение параметра β' (Ф-ны 4.7, 4.10), характеризующего газовой-аэрозольный слой $\beta' \ll 1$ [19, 20, 71], то, следовательно, $\sigma_a \geq \sigma_g$ и поэтому суммарный объёмный коэффициент рассеяния σ_0 в Ф-ле (4.68) заменим объёмным коэффициентом рассеяния аэрозоля σ_a . Мы приняли его равным $\sigma_a = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ согласно работе Морозовко [29]. Значения интегральной силы линий аэрозоля $S(j, k)$ вычисляли по Ф-ле (4.33), а $\beta_{\nu 0}$ взяли из табл. 24. В результате мы получили значения объёмной концентрации аэрозоля для каждой линии, приведенных в табл. 24, и их средневзвешенные значения, приведенные в табл. 24а. Как отсюда видно, средневзвешенное значение $N_{NH_3} = (1.73 \pm 1.15) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, определенное по четырем линиям аэрозоля по спектрограммам за 1969 год, практически совпадает со значением $N_{NH_3} = (1.79 \pm 0.61) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, определенном по восьми линиям за 1971 год. Этим значениям объёмных концентраций соответствуют плотности ρ газообразного аэрозоля равные $\rho = (4.87 \pm 3.25) \cdot 10^{-8} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и $(5.04 \pm 1.72) \times 10^{-8} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ соответственно за 1969 и 1971 гг. и парциальные давления равные $(3.09 \pm 2.11) \cdot 10^{-5} \text{ атм}$ и $(3.19 \pm 1.15) \cdot 10^{-5} \text{ атм}$.

Для вычисления интегральной силы $S(j, k)$ линии метана CH_4 $\lambda 6818.8 \text{ \AA}$ мы приняли, согласно Оуэну [112], что ей соответствует квантовое число $j = 0$. Тогда, с учётом того, что для молекул сферического типа, к которому относится метан, $Q(T) \sim T^{-3/2}$, согласно [84], интегральная сила линии $\lambda 6818.8 \text{ \AA}$ будет выражаться Ф-лой:

$$S(T, j) = S(T_0, j) \frac{Q(T_0)}{Q(T)} e^{-\frac{Bhc}{k} j(j+1) \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)} = S(T_0, j) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/2} \quad (4.69)$$

При этом интегральная сила линии λ 6818.8 Å при лабораторной температуре $T_0 = 296$ К принята равной $0.0312 \cdot 10^{-3} (\text{см} \cdot \text{м} \cdot \text{атм})^{-1}$, согласно работе Бейнса [49] (сумма интегральных сил центральной линии λ 6818.8 Å и её оленцирующей детали, которые невозможно разделить). Для объёмного коэффициента рассеяния в непрерывном спектре, как и в случае аммиака, принято значение $\sigma_a = 2 \cdot 10^{-6}$ [29], а β_{ν_0} были взяты из табл. 26. Значения объёмных концентраций молекул метана, определённые по одной линии CH_4 λ 6818.8 Å для центра и краевой зонн диска Сатурна ($\mu_0 = 0.75$), приведены в таблице 27. При температуре 131 ± 20 К в внутрисоблачном слое концентрация газообразного метана составляет $(11.65 \pm 2.95) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для центра и $(11.27 \pm 3.09) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для краевой зонны. Этой концентрации молекул в центре диска соответствует плотность газа метана $(3.10 \pm 0.78) \cdot 10^{-6} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и парциальное давление метана $(2.08 \pm 0.97) \cdot 10^{-3} \text{ атм}$.

Относительная концентрация аммиака по отношению к метану.

На основании формулы (4.68), согласно [20], для определения отношения концентрации аммиака к концентрации метана можно получить выражение:

$$\frac{n_{\text{NH}_3}}{n_{\text{CH}_4}} = \frac{\beta_{\nu_0}(\text{NH}_3) \sigma_a(\text{NH}_3) \alpha'_{\nu_0}(\text{CH}_4)}{\beta_{\nu_0}(\text{CH}_4) \sigma_a(\text{CH}_4) \alpha'_{\nu_0}(\text{NH}_3)} \quad (4.70)$$

где $\alpha'_{\nu_0} = \frac{S(T)}{\chi \cdot \pi}$ - удельный коэффициент поглощения в центре соответствующей линии аммиака или метана, рассчитанный на 1 молекулу. Для линий аммиака мы использовали значение β_{ν_0} , приведенное в табл. 24. Для удельных коэффициентов поглощения α'_{ν_0} были приняты значения, согласно Ренку и др. [115]. В случае метана использовались соответствующие данные для полосы поглощения в области 7250 Å, которая практически не разрешается на отдельные линии.

Для этой полосы поглощения метана для параметра σ принято значение $\sigma = 0.066$ [71]. Для удельного коэффициента поглощения метана в центре полосы CH_4 7250 \AA , согласно Денку и Синку [70], принято значение $L'_{\nu_0} = (4.02 \pm 0.46) \cdot 10^{-3} (\text{м-атм})^{-1}$. Кроме того, мы предполагаем, что $\sigma_{\text{NH}_3} \approx \sigma_{\text{CH}_4}$, поскольку линии азоткиа и рассматриваемая полоса поглощения метана расположены в спектре достаточно близко друг к другу. В результате для отдельных линий азоткиа получены значения относительных концентраций, указанные в табл. 24. В таблице 24а приведены средневзвешенные значения относительных концентраций азоткиа по отношению к метану, составленные соответственно за 1969 и 1971 годы $(1.93 \pm 1.29) \cdot 10^{-2}$ при уровне значимости 0.985 и $(1.98 \pm 0.69) \cdot 10^{-2}$ при уровне значимости 0.995. По отношению к полосе поглощения метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ на уровне образования линии CH_4 $\lambda 6818.8 \text{ \AA}$ относительная концентрация азоткиа составляет $(1.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$, согласно нашей работе [25]. Последнему результату следует придать больший вес, поскольку в этом случае полоса поглощения метана $\lambda 6800 \text{ \AA}$ и азоткиа $\lambda 6450 \text{ \AA}$ более близки по длине волны и, следовательно, предполагается о том, что $\sigma_{\text{NH}_3} \approx \sigma_{\text{CH}_4}$ более корректно, а также и потому, что эти близкие по интенсивности полосы, как следует из величин давления, определенных по ним, формируются преимущественно в одном и том же облачном слое атмосферы Сатурна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа выполнена на основе обработки шестнадцати спектрограмм Сатурна и трёх Луны, полученных с разрешением 0.16 и 0.24 Å в фокусе куде 2-метрового телескопа ШАО АН АзербССР на длине А-700 покойным Н.Б.Ибрагимовым. Исследование имеющегося спектрофотометрического материала и проведение дополнительного исследования инструментального профиля спектрографа позволило:

1. Разработать методику обнаружения слабых линий поглощения планетного спектра, интенсивность которых находится на уровне шума.

2. Оценить влияние ошибок, вызванных неоднородностью фотомульсии, эффектами селекционирования планетных линий, неточностью проведения уровня непрерывного спектра. Разработать методику контроля надёжности определения интенсивностей линий.

3. Отоздестить в спектре Сатурна около 150 линий, из которых по крайней мере 100 зафиксированы надёжно и принадлежат полосе поглощения аммиака λ 6450 Å; отоздестить около 60 линий метана в полосе поглощения λ 6800 Å. Провести исследование структуры этих полос.

4. Определить интенсивности 19-надцати линий аммиака в полосе NH_3 λ 6450 Å и интегрально полосы для центра диска. Определить интенсивности трёх линий метана полосы λ 6800 Å для центра ($\mu = 1$) и усреднённой краевой зоны ($\mu = 0.75$). Получить усреднённые контуры восьми линий аммиака для центра диска и трёх линий метана для центра и его краевой зоны.

Полученные результаты были интерпретированы в рамках двух моделей строения атмосферы планеты: полубесконечного слоя и двухслойной модели, вследствие чего определены физические параметры верхней атмосферы Сатурна:

1. Вращательная температура внутри облачного слоя на уровне формирования линий аммиака полосой поглощения λ 6450 Å, равная 131 ± 20 К. На основании хорошей согласованности ряда ($n = 54$) средних вращательных температур, полученных в результате сравнения интенсивностей одиннадцати линий аммиака с известными расщеплениями по квантовым числам J и K , можно заключить, что расщепление линий в полосе NH_3 λ 6450 Å и отождествление её как $5V_1 NH_3$ является верным.

2. Давление на уровне формирования линий аммиака, равное 1.2 ± 0.4 атм, и его парциальное давление, равное $(3.19 \pm 1.19) \times 10^{-5}$ атм.

3. Объёмная концентрация газообразного аммиака, равная $(1.79 \pm 0.61) \cdot 10^{15}$ см⁻³, и его плотность, равная $(5.04 \pm 1.72) \times 10^{-8}$ г·см⁻³.

4. Оптическая толщина надоблачной атмосферы в линиях метана полосой поглощения λ 6800 Å, не превышающая 0.004.

5. Давление на уровне образования линий метана полосы CH_4 λ 6800 Å, равное 1.5 ± 0.4 атм; объёмная концентрация метана на уровне образования линии CH_4 λ 6818.8 Å, равная $(11.65 \pm 2.95) \times 10^{16}$ см⁻³, его плотность на этом уровне, составляющая $(3.10 \pm 0.78) \times 10^{-6}$ г·см⁻³, и парциальное давление, равное $(2.08 \pm 0.97) \cdot 10^{-3}$ атм.

6. Относительная концентрация аммиака по отношению к метану, составляющая $(1.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$.

Дальнейший прогресс в области изучения атмосферы Сатурна может быть достигнут за счёт изучения молекулярных полос поглощения газов с высоким спектральным разрешением и в более широком интервале длин волн. В частности, измерения в ближайшей ИК-области, где имеются сильные полосы поглощения, позволяют зондировать атмосферу в большем диапазоне высот. Чрезвычайно полезным было бы

выполнение таких спектральных измерений в молекулярных полосах поглощения с борта космических аппаратов.

Выражаю искреннюю благодарность научному руководителю, доктору физ.-мат. наук, Морозенко А.В., который был инициатором данной работы и проявлял к ней постоянное внимание; кандидату физ.-мат. наук Дзугач Х.М. за представление соответствующих расчётов коэффициентов отражения; доктору физ.-мат. наук Яковлевскому Э.Г. за полезную дискуссию, а также сотрудникам отдела физики планет ГАО АН УССР за неоднократное обсуждение результатов работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аврамчук В.В. Спектрофотометрия полосы поглощения метана 6190 \AA на диске Сатурна. // Астрон. циркуляр. - 1967. - №452. - С.1-3.
2. Аврамчук В.В., Ибрагимов И.В., Коваль И.К. Высокодисперсные спектрограммы Впитера и Сатурна. // Циркуляр Шамах. астрофиз. обсерватории. - 1971. - № 1. - С.11-15.
3. Аврамчук В.В., Кармалюк А.И. Исследование поглощения аммиака вблизи 6450 \AA в спектре Сатурна. I. Наблюдения. // Астрометрия и астрофизика. - 1984. - Вып. 51. - С.51-56.
4. Аврамчук В.В., Кармалюк А.И. Исследование полосы поглощения аммиака вблизи 6450 \AA в спектре Сатурна. II. Количественный анализ наблюдений. // Астрометрия и астрофизика. - 1984. - Вып. 53. - С.30-37.
5. Аврамчук В.В., Кармалюк А.И., Мамазов Ш.М. О поглощении метана вблизи 6800 \AA в спектре Впитера и Сатурна. I. // Астрометрия и астрофизика. - 1986. - Вып. 42. - С.26-36.
6. Антонов В.И., Берик Л.В., Коловников В.Г. Регистрация спектров поглощения аммиака и метана в области 600-650 нм методом внутриврезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС). - Троицк, 1978. - С.22. - (Препр./ АН СССР. Ин-т спектроскопии; 2).
7. Бугаенко Л.А. Монохроматический коэффициент яркости планет-гигантов. // Астрон. вестник. - 1972. - 6, № 1. - С.13-21.
8. Бугаенко С.И. Обобщённые сферические функции в задаче Мн. // Физика атмосферы и океана. - 1976. - 12, № 6. - С.603-611.
9. Бугаенко С.И., Галкин Л.С. Поляризметрические исследования планет-гигантов. II. Фазовый ход поляризации избранных областей диска Сатурна. // Астрон. журн. - 1972. - 49, № 4. - С.837-843.
10. Бугаенко Л.А., Галкин Л.С., Мороженко А.В. Исследование молекулярного поглощения в атмосферах планет-гигантов. // Астрон.

- вестник.- 1972.-6, № 4. - С.223-227.
11. Бугаенко О.И., Галкин Л.С., Мороженко А.В. Поляриметрические исследования планет-гигантов. I. Распределение поляризации по диску Сатурна. // Астрон. журн.-1971.- 48, № 2.-С.373-379.
12. Бугаенко О.И., Галкин Л.С., Мороженко А.В. Распределение поляризации по диску Сатурна. // Астрон. циркуляр.- 1970.- № 566. - С.3-4.
13. Бугаенко Л.А., Галкин Л.С., Мороженко А.В. Спектр Минтера и Сатурна в области 4800-7500 Å. // Астрон. циркуляр.- 1970. - № 566. - С.1-2.
14. Бугаенко Л.А., Галкин Л.С., Мороженко А.В. Спектрофотометрические исследования планет-гигантов. // Астрон. журн.- 1971.- 48, № 3. - С.602-606.
15. Бугаенко О.И., Длугач Ж.И., Мороженко А.В., Яновский Э.Г. Об оптических свойствах облачного слоя Сатурна в видимом участке спектра. // Астрон. вестник.-1975.-2, № 1.- С.13-21.
16. Бугаенко Л.А., Кислик Л.М., Мороженко А.В. Структура верхних слоев атмосферы Минтера. I. Корректность интерпретации спектроскопических наблюдений. // Физика планетных атмосфер.-Киев: Наук. думка, 1981. - С.27-44.
17. Бугаенко Л.А., Кислик Л.М., Мороженко А.В. Структура верхних слоев атмосферы Минтера. II. Обилие метана и аммиака, вращательная температура и давление // Физика планетных атмосфер.- Киев: Наук. думка, 1981. - С.44-62.
18. Бдовиченко В.Д., Куратов К.С., Харитонова Г.А. Распределение поглощения метана на диске Сатурна в области спектра 0.6-1.1 мкм // Тр. астрофиз. ин-та АН КазССР.-1979.-35.- С.36-32.
19. Бидьмаченко А.И., Длугач Ж.И., Мороженко А.В. Природа опти-

- ческой неоднородности диска Сатурна.// Астрон. вестник.- 1983.- 17, № 4.- С.216-224.
20. Длугач К.М., Яновский Э.Г. Расчёт фотометрических характеристик атмосферы Киптера.// Астрометрия и астрофизика. - 1974. - Вып. 21. - С.49-61.
21. Ибрагимов Н.Б. О тонкой структуре полосы поглощения CH_4 вблизи 6800 \AA в спектре Сатурна.// Астрон. циркуляр.- 1970.- № 566. - С.4-6.
22. Ибрагимов Н.Б. Исследование планет Киптера и Сатурна на двухметровом рефлекторе ИАО.// Астрон. журн.-1974.-51, вып.1.- С.178-186.
23. Ибрагимов Н.Б., Аврамчук В.В. Исследование полос поглощения метана на диске Сатурна.// Циркуляр Шемах. астрофиз.обсерватории.- 1971.- № 12. - С.10-15.
24. Кармалык А.И. Тонкая структура полосы поглощения аммиака вблизи 6450 \AA в спектре Сатурна.// Астрон. циркуляр.- 1983.- № 1253.- С.5-6.
25. Кармалык А.И. Об условиях формирования линий полосы поглощения CH_4 вблизи 6800 \AA в спектрах Киптера и Сатурна.- Киев, 1989.-41 с.- Деп. в ВНИИТИ 01.12.89, № 7177-889.
26. Кармалык А.И., Аврамчук В.В. Физические параметры атмосферы Сатурна, определённые по полосе поглощения аммиака 645.0 нм .- Киев, 1990. - 40 с. - Деп. в ВНИИТИ 14.02.90, № 850-890.
27. Кузьмин А.Д., Наумов А.П., Смирнова Т.В. Оценка содержания аммиака в подоблачной атмосфере Сатурна по радиоастрономическим измерениям.// Астрон. вестник.-1972.-6, № 1.- С.13-21.
28. Лоскутов В.М. Об интерпретации поляризметрических наблюдений Киптера.// Астрон. журн.- 1971.-48, вып.5. - С.1046-1050.
29. Морозенко А.В. Физические свойства верхних слоев атмосферы

- Сатурна. // Астрометрия и астрофизика. - 1977. - Вып. 33. - С. 78-85.
30. Пустыльник Е.М. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. - М.: Наука, 1968. - 288 с.
31. Соболев В.В. К теории планетных спектров. // Астрон. журн. - 1972. - 49. - С. 397-405.
32. Соболев В.В. Рассеяние света в атмосферах планет. - М.: Наука, 1972. - 335 с.
33. Тейфель В.Г. Сравнение распределения поглощения в полосе CH_4 6190 \AA на дисках Юпитера и Сатурна. // Тр. астрофиз. ин-та АН КазССР. - 1967. - 9. - С. 53-62.
34. Тейфель В.Г. О расчёте глубины линий и полос поглощения на диске планеты, окруженной полубесконечной однородной атмосферой. // Астрон. вестник. - 1975. - 9, № 2. - С. 74-82.
35. Тейфель В.Г. О содержании метана и азотка в атмосфере Сатурна. // Письма в Астрон. журн. - 1976. - 2, № 12. - С. 584-588.
36. Тейфель В.Г. Оптические свойства атмосфер Юпитера и Сатурна: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. - Алма-Ата, 1980. - 28 с.
37. Тейфель В.Г. Оптические свойства и строение атмосферы Сатурна. // Астрон. вестник. - 1980. - 14, № 1. - С. 3-19.
38. Тейфель В.Г. Полярные области Юпитера в Сатурна. // Астрон. вестник. - 1985. - 19, № 1. - С. 48-63.
39. Тейфель В.Г., Харитонова Г.А. Брауновская температура и верхний предел давления во внешней атмосфере Урана. // Астрон. журн. - 1971. - 48, № 2. - С. 380-389.
40. Тейфель В.Г., Харитонова Г.А. Брауновская температура и верхний предел давления во внешней атмосфере Урана. // Астрон. журн. - 1969. - 46, № 5. - С. 1104-1114.
41. Тейфель В.Г., Харитонова Г.А. Оптические свойства и строение атмосферы Сатурна. II. Вертикальная структура аэрозольного

- слоя по данным фотографической спектрофотометрии.// Астрон. журн.-1974.-51, вып. I.- С.167-177.
42. Физические характеристики планет-гигантов./Под ред.В.Г.Тей-Феля.- Алма-Ата: Наука,1972.- 174 с.
 43. Шаронов В.В. Природа планет.- М.: Физматгиз,1958.- 552 с.
 44. Abelson Ph.H. Voyager mission to Saturn.//Science.-1981.-212, N4491.- P.131.
 45. Adel A.,Slipher V.M.On the identification of the methane bands in the solar spectra of the major planets.//Phys.Rev.Lett.- 1934.-46, N3.- P.240-241.
 46. Adel A.,Slipher V.M. The constitution of the atmospheres of the Giant Planets.//Phys.Rev.-1934.-46, N10.- P.902-906.
 47. Appleby J.F.,Blercom D.J. Absorption line studies of reflection from horizontally inhomogeneous layers.//Icarus.-1975.-24, N1.- P.51-69.
 48. Badger R.M. Absorption bands of ammonia gas in the visible.// Phys.Rev. 1930.-35, N7.- P.1038-1046.
 49. Baines K.H. Interpretation of the 6818.9 Å methane feature observed on Jupiter,Saturn,and Uranus.//Icarus.-1984.-56, N3.- P.543-559.
 50. Baines K.H.,Schempp W.V.,Smith W.H. High-resolution observations of the 6815 Å band of methane in the Major planets.//Icarus.- 1984.-56, N3.- P.534-542.
 51. Belton M.J.S. An estimate of the abundance and the rotational temperature of CH₄ on Jupiter.//Astrophys.J.-1969.-157, N1.- P.469-472.
 52. Belton M.J.S.,Hayes S.M. An estimate of the temperature and abundance of CH₄ and other molecules in the atmosphere of Uranus.//Icarus.-1975.-24, N3.- P.348-357.

53. Benedict W.S., Plyler E.K. Vibration-rotation bands of ammonia. II. The molecular dimensions and harmonic frequencies of ammonia and deuterated ammonia. // *Can. J. Phys.* - 1957. - 35, N10. - P.1235-1241.
54. Benedict W.S., Plyler E.K., Tidwell E.D. Vibration-rotation bands of ammonia. I. The combination bands $\nu_2 + (\nu_1, \nu_3)$. // *J. Res. Nat. Bur. Stand.* - 1968. - 61, N3. - P.123-147.
55. de Bergh C., Vion M., Combes M., Lecacheux J. New infrared spectra of the Jovian planets from 12000 to 4000 cm^{-1} by Fourier Transform spectroscopy. II. Study of Saturn in the $3\nu_3$ CH_4 band. // *Astron. and Astrophys.* - 1973. - 28, N3. - P.457-466.
56. Bergstralh J.T. Methane absorption in the atmosphere of Saturn: Rotational temperature and abundance from the $3\nu_3$ band. // *Icarus*. - 1973. - 18, N4. - P.605-611.
57. Bergstralh J.T. Uranian methane abundance rotational temperature and effective pressure from the 6800 \AA band. // *Astrophys. J.* - 1975. - 202, N3. - P.832-833.
58. Bergstralh J.T., Brault J.W., Margolis J.S. Laboratory measurements of the $\text{H}_2(4,0)$ quadrupole S(1) line and the 6800 \AA band of CH_4 . // *Bull. Amer. Astron. Soc.* - 1977. - 9, N3. - P.515.
59. Bergstralh J.T., Margolis J.S. Recomputation of the absorption strengths of the methane $3\nu_3$ j-manifolds at 9050 cm^{-1} . // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* - 1971. - 11, N8. - P.1235-1237.
60. Blerkom D.J. Diffuse reflection from clouds with horizontal inhomogeneities. // *Astrophys. J.* - 1974. - 166, N1. - P.235-242.
61. Caldwell J. The atmosphere of Saturn: An infrared perspective. // *Icarus*. - 1977. - 30, N4. - P.493-510.
62. Chao S.H. The photographic infrared absorption spectrum of gaseous ammonia. // *Phys. Rev.* - 1936. - 50, N1. - P.27-37.

63. Childs W.H.J. The structure of the near infrared bands of methane. I. - General survey, and new band at $11050 \overset{0}{\text{Å}}$. // Proc. Roy. Soc. London A. - 1936. - 153, N880. - P.555-567.
64. Childs W.H.J., Jahn H.A. A new Coriolis perturbation in the methane spectrum. III. Intensities and optical spectrum. // Proc. Roy. Soc. London A. - 1939. 169. - P.451-463.
65. Cochran W.D. Jupiter: An inhomogeneous atmospheric model analysis of spatial variations of the H_2 4.0 μ line. // Icarus. - 1977. - 31, N3. - P.325-347.
66. Cruikshank D.P. A search for ammonia in the atmosphere of Saturn. // Bull. Amer. Astron. Soc. - 1971. 3. - P.282.
67. Partridge R.W., Tomasko M.G. A two-layer model of the Jovian clouds. // J. Atmos. Sci. - 1969. - 26, N5. - P.889-897.
68. Delbouille L., Neven L., Roland G. Photometric atlas of the solar spectrum from 3000 to 10000. Liege: Univ. Press, 1973.
69. Dennison D.M., Ingram S.B. A new band in the absorption spectrum of methane gas. // Phys. Rev. - 1931. - 36, N9. - P.1451-1459.
70. Diek K.A., Fink U. Photoelectric absorption spectra of methane (CH_4), methane and hydrogen (H_2) mixture, and ethane (C_2H_6). // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. - 1977. - 18. - P.433-446.
71. Dlugach G.M., Moroshenko A.V., Vid'machenko A.P., Yanovitskiĭ E.G. Investigations of the optical properties of Saturn's atmosphere carried out at the Main astronomical observatory of the Ukrainian Academy of Science. // Icarus. - 1983. - 54, N2. - P.319-336.
72. Dlugach G.M., Yanovitskiĭ E.G. The optical properties of Venus and the Jovian planets. II. Methods and results of the intensity of radiation diffusely reflected from semi-infinite homogeneous atmosphere. // Icarus. - 1974. - 22, N1. - P.86-91.

73. Dunham T. Notes from pacific coast observatories Note on the Jupiter and Saturn. //Publs.Astron.Soc.Pacif. 1932. 45, N1. P.43-44.
74. Dunham T. The spectra of Venus, Mars, Jupiter and Saturn under high dispersion. //Publs Astron.Soc.Pacif. -1933. 45. - P.202-204.
75. Dunham T. Spectroscopic observations of the planets at Mount Wilson. //The atmospheres of the Earth and Planets. Chicago: Univ.Chicago press. 1932. P.301-305.
76. Eacrenas Th.,Gwen T. New observations of the hydrogen quadrupole line on Saturn and Uranus. //Astron.and Astrophys. 1948. 29, N1. P.112-114.
77. Eacrenas Th.,Gwen T.,Woodman J.H. The abundance of ammonia on Jupiter, Saturn and Titan. //Astron. and Astrophys. -1954. 37, N1. P.49-55.
78. Gelfand J.,White III R.E.,Perlowitz D.M. On the ν_2 band of methane as observed in Uranus and Neptune. //Astrophys.J. 1977. 215, N1. - P.143-145.
79. Silver L.P. High-dispersion spectrograms of Jupiter and Saturn. //Public Astron.Soc.Pacif. -1965. 77. P.126.
80. Silver L.P.,Miller J.H.,Bose R.W. A laboratory atlas of the ν_2 CH_4 absorption band at 1305 cm^{-1} with applications to Jupiter and Saturn. //Trans. 1975. 25, N1. P.34-43.
81. Silver L.P.,Spinrad H. Molecular hydrogen features in the spectra of Saturn and Uranus. //Trans. 1966. 6, N1. P.586-599.
82. Hanel R.,Gannath P.,Flasar F.M. et al. Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 1. //Science. -1981. 211, N4491. P.107-110.
83. Hanel R.,Gannath P.,Flasar F.M. et al. Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 2. //Science. -1981. 211,

44. M. S. R. (1944-45).
45. Herzberg G. Infrared and Raman Spectra of polyatomic molecules. Princeton, N.J., Macmillan Co., 1945. P. 21.
46. Hays G.L. Variations in atmospheric absorption over the surface of Jupiter and Saturn. *Astrophys. J.* 172, No. 1, 1971, p. 105.
47. Hunt G.E. Formation of spectral lines in planetary atmospheres. IV. Theoretical evidence for structure of the Jovian clouds from spectroscopic observations of methane and hydrogen peroxide. *Icarus*, 1973, 12, No. 1, p. 149.
48. Jain H.A. A new Coriolis perturbation in the methane spectrum. I. Vibrational-rotational Hamiltonian and wave function. II. Energy levels. *Proc. Roy. Soc. London*, 1938, 161, No. 3, p. 419-439.
49. King G.G., Carlson G.H., Llewellyn H.K. High dispersion spectra of Jupiter. *Astrophys. J.* 172, No. 1, 1971, p. 111.
50. Kujper H.P. Planetary and satellite atmospheres. *Univ. Progr. Ser.* 1970, 43. P. 147-170.
51. Kujper H.P. Planetary atmospheres and their origin. *Planetary atmospheres of the Earth and planets*. Chicago - G. B. Schilling, 1970. P. 1-300-400.
52. Kujper H.P., Frohlich G.P., Fink M. Letters. *Sky and Telescope* 1969, 37, No. 1, p. 51.
53. Leachman A., G. Gersh G., Gombosi H., Matfield J.F. The D_2 and H_2 , $^{13}CH_4$ ratios in the atmospheres of Jupiter and Saturn from 0.1 μ m resolution near infrared spectra. *Astrophys. and Atmosphere*, 1973, 57, No. 1, p. 123.
54. Lewis John C. The clouds of Jupiter and the CH_4 , H_2 and NH_3 , H_2S systems. *Icarus*, 1973, 12, No. 1, p. 226-242.
55. Lutz P.L. Molecular hydrogen on Uranus. Observations of the

3. O spectroscopy in Titan's atmosphere. *J. 1974*, 101, N3. - P.959-961.
4. Lide H.L., Owen T. On the QBR $\bar{\nu}$ band of methane. *Astrophys. J.* 1976, 208, N3. - P.1007-1011.
5. Lide H.L., Owen T. Erratum on the QBR $\bar{\nu}$ band of methane. *Astrophys. J.* 1977, 215, N3. - P.5101.
6. Maco W. Inhomogeneous models of the atmosphere of Saturn. *J. Geophys. Res.* 1975, 80, N3. - P.2328-2345.
7. Maffillard J.H., Gombosi M., Emergent Th., Leouchoux J. New infrared spectra of the Jovian planets from 1000 to 4000 cm^{-1} by Fourier Transform Spectroscopy. I. Study of Jupiter in the $3\nu_2$ CH_4 band. *Astron. and Astrophys.* 1973, 28, N3. - P.219-230.
8. Mangalis J.S. Measurement of the absorption strength of the methane $3\nu_2$ $\bar{\nu}$ manifold at 1300 cm^{-1} . *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 1970, 10, N3. - P.165-174.
9. Mangalis J.S. Self broadened half-width and pressure shifts for the $\bar{\nu}$ branch of manifolds of the $3\nu_2$ methane band. *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 1971, 11, N1. - P.69-77.
10. Mangalis J.S., Fox E. Infrared absorption spectrum of CH_4 at 1300 cm^{-1} . *J. Chem. Phys.* 1960, 33, N5. - P.2451-2452.
11. Mangalis J.S., Fox E. Studies of methane absorption in the Jovian atmosphere. I. Rotational temperature from the $3\nu_2$ band. *Astrophys. J.* 1968, 151, N3. - P.987-994.
12. Mangalis J.S., Fox E. Studies of methane absorption in the Jovian atmosphere. II. Abundance from the $3\nu_2$ band. *Astrophys. J.* 1968, 151, N3. - P.1007-1012.
13. Mason W.F. The abundance of ammonia in the atmosphere of Jupiter. *Astrophys. and Space Sci.* 1970, 9, - P.421-427.
14. McHale J.S.P., Nicholas B.W. The vibration-rotation spectrum of ammonia gas. *J. Chem. Phys. Pt. A and Mol. Spect.* 1972, 56.

F. 403-407.

10. McKeide J.O.P., Michelson E.W. The vibration-rotation spectrum of ammonia gas. II. A rotational analysis of the 4600 Å band. *Can. J. Phys.* 1964. 42, No. 1. P. 93-102.

11. Minnaert M., Mulders G.F.W., Houtgast J. Photometric atlas of the solar spectrum. Amsterdam: Elsevier, 1949.

12. Minnaert M., Mulders G.F.W., Houtgast J. The solar spectrum from 2000 Å to 4000 Å. *Washington*, 1961. 115 p.

13. Morozov A.I., Ivanovskii N.G. The optical properties of clouds and the diffuse glow of the atmosphere of Jupiter according to polarimetric observations. *Sov. Astron.* 1973. 15, No. 1. P. 10-11.

14. Svanberg H. Comparison of laboratory and planetary spectra. II. The spectrum of Jupiter from 4000 to 11000 Å. *Astron. J.* 1969. 74, No. 1. P. 114-115.

15. Svanberg H. Comparison of laboratory and planetary spectra. III. The spectrum of Jupiter from 2000 to 4000 Å. *Astron. J.* 1970. 75, No. 1. P. 112-113.

16. Svanberg H. Identification of the 4600 Å methane band in the spectrum of Uranus and a determination of atmospheric temperature. *Astron. J.* 1971. 76, No. 1. P. 115-116.

17. Svanberg H. The methane atmosphere of Uranus. *Astron. J.* 1972. 77, No. 1. P. 117-118.

18. Svanberg H., Mulders G.F.W., and Houtgast J. The solar spectrum. *Washington*, 1961. 115 p.

19. Svanberg H., Mulders G.F.W., and Houtgast J. The solar spectrum. *Washington*, 1961. 115 p.

20. Svanberg H., Mulders G.F.W., and Houtgast J. The solar spectrum. *Washington*, 1961. 115 p.

6. Slipher T.M. Spectrographic studies of the planets. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. - 1933. 93, No. - P. 557-568.
7. Smith W.H., Mayr W., Cochran W. Ammonia in the atmospheres of Saturn and Jupiter. Icarus. 1939. - 42, No. - P. 93-101.
8. Spivack H. Spectroscopic research on the major planets. Appl. Opt. Atmosph. Optics. 1961. 3, No. - P. 181-186.
9. Spivack H., March G., Prater L.S. Recent spectroscopic investigations of Jupiter and Saturn. Astron. J. - 1971. 67, No. - P. 607.
10. Spivack H. The equatorial climate of Jupiter. Astrophys. J. - 1971. 177, No. - P. 187-194.
11. Stiles P., Whorlow W. Studies in vibrational absorption intensities. The determination of vibrational transition moments for complex top molecules. Chem. Phys. and Biophys. Maximal. Mol. Spectrosc. 1969. - 37, - P. 239-254.
12. Stiles P., Gaulton L.A., Rharitonenko G.A. The spectral characteristics and probable structure of the cloud layer of Saturn's secondary atmosphere. Ed. by G. Bagan, P. G. Swan, H. J. Smith. Dordrecht: Holland: D. Reidel Publ. Co., 1971. - 400 p. (IAU Symposium 44).
13. Tokunaga A., Imai F. A model for the temperature inversion within the atmosphere of Saturn. Icarus. 1977. - 7, No. - P. 371-375.
14. Truitt L. Saturn: A study of the CH_4 methane band. Astrophys. J. - 1973. 181, No. - P. 679-686.
15. Tyler G.L., Bohannon V.R., Anderson J.D. et al. Radio occultation with Voyager 2 at Saturn: Atmosphere and ionosphere and the masses of Mimas, Tethys, and Iapetus. Science. 1981. 214, No. 4532. - P. 791-794.
16. Varney F. Diffraction-broadened half widths and shapes of mo

- these lines. J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1981. 11,
No. 1. P.1711-1724.
127. Vardanski P., Sarangi S., Puch L. Measurements on the infrared lines of planetary gases at low temperatures. I. ν_2 fundamental of methane. Astrophys. J. 1980. 197, No. 1. P. 977-982.
128. Vardanski P., Sarangi S., Puch L. Experimental and theoretical studies on collision broadened lines in the ν_2 -fundamental of methane. J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1982. 12, No. 1. P. 243-253.
129. Walker M.F., Hayes E. Image tube observations of ν_2 band of CH_4 in the spectrum of Jupiter. Public Astron. Soc. Calif. 1968. 73, No. 10. P. 464-471.
130. Wellenshilling S.J., Lewis J.C. Atmospheric and cloud structure of the Jovian planets. Icarus. 1973. 20, No. 1. P. 468-476.
131. Willat R. Absorptionsspektren und Atmosphären der gasigen Planeten. Veröffentlich. Sternw. Göttingen. 1932. 11. P. 131-186.
132. Wilson E.B. The statistical weights of the rotation levels of polyatomic molecules including methane, ammonia, benzene, cyclopropane and ethylene. J. Chem. Phys. 1936. 4, No. 1. P. 273-289.
133. Woodman J.H., Trafton L., Owen T. The abundance of ammonia in the atmospheres of Jupiter, Saturn, and Titan. Icarus. 1975. 22, No. 1. P. 314-320.
134. Wright A.T., Welch W.J. The millimeter wave spectrum of Saturn. Icarus. 1970. 13, No. 1. P. 162-172.
135. Кармелюк А.И. Об условиях формирования линий полосы поглощения CH_4 вблизи 6800 А в спектрах Юпитера и Сатурна. // Кинематика и физика небес. тел. АН УССР. - 1990. - 6, №2. - С.65.