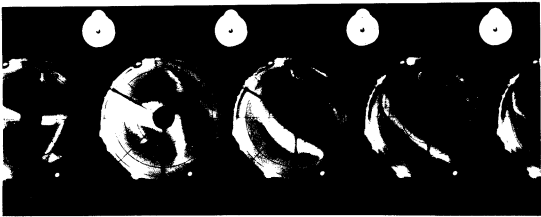


STAT

ТЕХНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
и инструкция по эксплуатации
фотографической камеры С-180
и спектральной камеры С-180-S

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2



Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

В программе Международного геофизического года большое место занимает изучение полярных сияний. Арктика и значительная часть Антарктики покрыты сетью станций, фотографирующих весь небосвод в одни и те же моменты времени. Многие из этих станций отстоят друг от друга на расстоянии 400—500 км и расположены так, что при благоприятных атмосферных условиях на двух-трех станциях будут получаться фотографии одних и тех же сияний, фиксирующие их пространственное положение.

Одновременно с фотосъемкой полярных сияний на ряде станций будут проводиться спектрографирование, наблюдение радиолокационных отражений от сияний, фотографическое измерение яркостей и некоторые другие, более специальные исследования.

Столь широкая программа исследований понадобилась потому, что изучение сияний перспективно для понимания физической сущности процессов в ионосфере и в случае успеха приведет к созданию методов прогноза ее состояния или даже откроет пути активного воздействия человека на верхние слои атмосферы и условия распространения в них радиоволн.

Принципиальная основа конструкции камер С-180 и С-180-С разработана исходя из опыта использования аналогичных приборов в Мурманске зимой 1949—50 г.г., описанного в Докладах АН СССР т. 102, № 3, 1955 г. В эту принципиальную основу были внесены, однако, существенные усовершенствования.

Вместо выпуклого зеркала в камере С-180 применена анаберрационная комбинация двух сферических зеркал — выпуклого и вогнутого, в результате чего, во-первых, удалось уменьшить кружок рассеяния практически до уровня определяемого абберациями светосильного объектива фотокамеры и стало поэтому целесообразным применение 35-миллиметровой киноплетки; во-вторых, в промежутке между зеркалами оказалось действительное изображение небосвода, и это дало возможность сконструировать спектральный прибор С-180-С, сочетающий в себе разрешающую силу щелевого спектрографа с минимальными светопотерями и 180-градусным угловым охватом бесщелевого спектрографа.

Другим принципиальным усовершенствованием является командный прибор камеры С-180, контролируемый контактным хронометром и поэтому обеспечивающий в случае надобности высокую точность синхронизации работы всех станций.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр
Краткая характеристика и основные данные камер С-180 и С-180-S	3
1. Назначение камер С-180 и С-180-S	3
2. Принцип работы	3
3. Основные данные фотокамеры С-180	4
4. Основные данные спектральной камеры	4
5. Основные данные зенитной камеры	5
Часть первая	
ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ КАМЕРА С-180	6
I. Оптическая схема фотокамеры С-180	6
II. Фотокамера	8
1. Конструкция фотокамеры	8
2. Кассета	10
3. Фокусирующая кассета	10
4. Крепление фотокамеры	11
5. Обогревательное устройство	11
III. Электрическая схема	11
1. Блок-схема командного прибора	11
2. Работа командного прибора с различными хронометрами	12
3. Блок поправки хронометра	14
4. Работа на коротких выдержках	14
5. Блок шаговых искателей (ШИ)	15
6. Задание программы	16
7. Система сигнализации и контроля	17
8. Обогрев зеркал	19
9. Питание командного прибора	19
10. Работа с сенситометром	19
11. Конструктивное оформление КП	20
IV. Зенитная фотокамера	20

Часть вторая	
ЭКСПЛУАТАЦИЯ КАМЕРЫ С-180	22
I. Укладка, транспортировка и распаковка прибора	22
II. Наладка оптической системы	22
III. Включение и проверка командного прибора	23
IV. Установка головки	25
V. Работа с фотокамерой	26
1. Зарядка кассеты	26
2. Разрядка кассеты	27
3. Зарядка фотокамеры	27
4. Фокусировка фотокамеры	27
VI. Съемка полярных сияний	27
VII. Уход за фотографической камерой	29
1. Оптическая система	29
2. Электросхема	30
3. Чистка камеры	30
Часть третья	
СПЕКТРАЛЬНАЯ КАМЕРА С-180-S	32
I. Оптическая система камеры С-180-S	32
II. Фотоприставка	35
III. Особенности электрической схемы С-180-S	36
Часть четвертая	
ЭКСПЛУАТАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ КАМЕРЫ	38
I. Юстировка оптики	38
II. Съемка спектров полярных сияний и работа с фотоприставкой	38
III. Уход за спектральной камерой	39
1. Оптическая система	39
2. Фотоприставка	40
Приложение № 1. Характерные неисправности установок С-180 и С-180-S	41
Приложение № 2. Перечень обозначений на иллюстрациях	46
Приложение № 3. Перечень иллюстраций	—

КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ КАМЕР С-180 и С-180-S

Назначение С-180 и С-180-S

Обе камеры предназначены для исследования полярных сияний. Этими приборами оснащена сеть советских полярных станций во время Международного геофизического года (1957-1958 гг.).

Принцип работы

Принцип работы камеры заключается в следующем: лучи от небесного свода падают на выпуклое сферическое зеркало. Отразившись от него, они падают на вогнутое сферическое зеркало, расположенное над выпуклым. В фокусе верхнего зеркала получается действительное изображение небесного свода.

В С-180 это изображение непосредственно фотографируется фотокамерой через коллимационную линзу.

В спектральной камере С-180-S в плоскости изображения поставлена щель, находящаяся в фокусе коллиматорного объектива. Параллельный пучок лучей после коллиматора попадает на дифракционную решетку; полученный спектр фотографируется фотокамерой.

Камера С-180 имеет угол зрения 180° и позволяет на одном кадре получать изображение всего небосвода, включая линию горизонта. Общий вид прибора показан на рис. 1.

Спектральная камера С-180-S позволяет получать на каждом снимке спектра дуги вертикала длиной 180° (вертикалом называется большой круг небесной сферы, проходящий через две диаметрально противоположные точки горизонта и зенит). Головка прибора проектируется для установки щели в любом вертикале. Общий вид прибора показан на рис. 2.

Управление работой фотокамеры — автоматического действия с дистанционным управлением, осуществляемым от командного прибора (рис. 3), находящегося в лабораторном помещении и связанного с камерой многожильным кабелем. Командный прибор запускается контактным хронометром 6-MX, дающим полусекундные замыкания через 5 сек (предусмотрена также возможность работы с обычным односекундным хронометром). Командный прибор обеспечивает одно- или десятиминутную периодичность повторения заданной программы съемки; при определенном задании программы — двух- или пятиминутную периодичность. Командный прибор может управлять двумя фотокамерами по двум независимым программам. Он имеет различные цепи питания от источников постоянного тока (аккумуляторов и анодных батарей) с напряжениями 6,3; 24; 36; 80 и 300 вольт.

Наибольшее удаление съемочной части камеры от командного прибора (длина соединительного кабеля) — 90 м.
Фотокамера заряжается перфорированной 35-мм кинопленкой; за- пленки в кассете — приблизительно на 3.000 кадров (60 м)
Привод камеры — электрический, имеет 2 скорости.
Выдержки — 0,2 сек; любые в пределах от 0,5 до 4,5 сек; кратные 1/2 сек в пределах от 5 сек до 10 мин.

Оптическая система прибора с заключенной в термостат камерой (головка прибора) устанавливается на высокой треноге. Для работы в условиях низких температур фотокамера и сферические зеркала имеют обогрев.

Связь между наблюдателями у пульта и у головки прибора осуществляется при помощи телефона.

Для стандартизации полученных снимков в комплект фотографического варианта камеры введен сенситометр типа ФСР-4, затвор которого сделан так, что может управляться командным прибором С-180. Сенситометр позволяет осуществлять стандартизацию снимков шкалами точечных и поверхностных яркостей, которые впечатываются в начале или конце киноленты.

На спектральной камере С-180-S для стандартизации и получения системы длин волн в каждый кадр автоматически через ступенчатый ослабитель впечатывается спектр неона.

В комплект некоторых камер входят фотокамеры, дающие обычные снимки области неба близ зенита (рис. 22) и являющиеся дополнением к прибору С-180, у которого эта часть поля зрения закрывается верхним зеркалом.

Для гиперсенситивизации (повышение чувствительности) пленки путем предварительной подсветки в комплекте имеется специальная фотоприставка. Фотоприставка вместе с гальванометром позволяет регистрировать изменения вертикальной составляющей земного магнитного поля.

Фотоприставка может служить также фиксатором моментов срабатывания камер С-180, С-180-S и синхронизированных с ними установок атмосферных станций и т. п.).

Основные данные фотокамеры С-180

Угол поля зрения — 180°, у зенита кружок диаметром 22° закрыт правой верхней частью зеркала.

Диаметр изображения небосвода на пленке — 20 мм; эквивалентное фокусное расстояние оптической системы — 7,65 мм; светосила оптической системы — 1:1,5; разрешающая способность — не ниже 15; вес прибора в упаковке — около 550 кг.

Основные данные спектральной камеры

Спектр — дифракционный;
Интервал длин волн 3800–6500 ангстрем.
Дифракционная решетка (реплика) — размером 60 × 50 мм.
900 нтр/мм отражает не менее 60% энергии в спектр 1 порядка при 6180 ангстрем.

Максимальная ширина щели спектрографа — 10 мм; фокусное расстояние объектива камеры — 52,5 мм.

Светосила объектива камеры — 1:1,5.
Дисперсия — 260 ангстрем/мм.
Разрешающая способность — на пределе деления желтой линии натрия — не ниже 6 ангстрем.
Вес прибора в упаковке — около 700 кг.

Основные данные зенитной фотокамеры

Светосила объектива 1:1,5.
Фокусное расстояние объектива — 52,5 мм.
Поле зрения — 22°.
Вес в упаковке около 80 кг.

Часть первая

ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ КАМЕРА С-180

I. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ФОТОКАМЕРЫ С-180

Оптическая схема прибора показана на рис. 4.

Лучи, идущие от небесного свода, попадают на выпуклое сферическое зеркало 1, имеющее отверстие в центре.

Отразившись от него, лучи попадают на вогнутое сферическое зеркало 2, которое создает действительное изображение небесного свода на расстоянии 183 мм от своей вершины. Это изображение находится в фокальной плоскости коллимационной линзы 3, которая параллелизует лучи так, что объектив фотокамеры 4 фокусируется на бесконечность.

Объектив строит изображение небесного свода на киноплёнке. В кадровом окне фотокамеры установлена впечатывающаяся в кадр контактным методом сетка, состоящая из концентрических окружностей, нанесённых через 15°, и перекрестия под углом 90°. Сетка эта служит для грубого определения на негативе зенитных расстояний.

Диаметр выпуклого сферического зеркала 450 мм, оптический диаметр 398 мм, диаметр отверстия 45 мм, радиус кривизны 373 мм.

Диаметр вогнутого сферического зеркала 202 мм, оптический диаметр 197 мм, радиус кривизны 291 мм. Оба зеркала изготовлены моллированием. Их поверхность покрыта алюминиевым отражающим слоем с химически стойким покрытием, обеспечивающим большую механическую прочность зеркальной поверхности.

Диаметр коллимационной линзы 50 мм, фокусное расстояние 350 мм. Объектив фотокамеры «Юпитер-3» представляет собой семилинзовый астигмат со светосилой 1 : 1,5, фокусным расстоянием 52,5 мм и рабочим отрезком (расстоянием от опорного торца объектива до киноплёнки) 28,8 мм. Разрешающая способность объектива в центре поля зрения 35 штрихов/мм, на краю 20 штрихов/мм.

Поверхности коллимационной линзы и линза объектива просветлены. Радиусы кривизны выпуклого и вогнутого зеркал подобраны так, чтобы исправить все aberrации третьего порядка (за исключением дисперсии) до уровня aberrаций объектива «Юпитер-3». Выпуклое зеркало лежит в оправе головки на войлочной прокладке 5 (рис. 5) и является одновременно верхней крышкой термостатической камеры, в которой помещена фотокамера. Зеркало удерживается от сдвига и центрируется при помощи фасонного проволоочного кольца, которое в свою очередь стопорится винтами 6, расположенными по окружности оправы зеркала.

Под зеркалом находятся пять обогревателей 7, два терморегулятора 8. Г-образная стойка оправы коллимационной линзы 9.

Коллимационная линза закрепляется в оправе гайкой, а сверху на нее навинчивается кольцо с войлочной прокладкой 10, плотно прижимающейся к внутренней поверхности зеркала и создающей необходимую герметичность полости термостата.

Оправа верхнего зеркала крепится к основанию головки при помощи трех стоек 11 (рис. 6). Зеркало закрепляется резьбовым кольцом. Сверху оно закрыто крышкой 13 с обогревателем и терморегулятором (рис. 7).

В нерабочем состоянии оба зеркала наглухо закрываются крышкой 12 (рис. 7), предохраняющими зеркала от проникновения снега, воды и пыли. Кроме того, на головку надевается чехол.

На нижней стороне основания головки прибора (рис. 8) помещены выключатели обогрева зеркал, закрываемые крышкой, розетки для включения отметчиков «север-юг» 14 и переносной лампочки 15, а также штепсельный разъем 16 для подвода питания и управляющих фотокамерой импульсов. Здесь же крепится фотокамера, на которую надевается крышка термостата (рис. 9).

На основании головки на уровне оправы большого зеркала установлены отметчики «север-юг» 17 (рис. 6).

Отметчики представляют собой небольшие коллиматоры, относящие на бесконечность диафрагмы с матовыми стеклами, освещенные лампочками. Изображения отметчиков получаются в диаметрально противоположных точках на снимках: небосвода. При установке головки линзия, соединяющая отметчики, совмещается с плоскостью магнитного меридиана. Таким образом, точки, которые создают на негативе отметчики, позволяют правильно ориентировать снимок относительно стран света. Командный прибор обеспечивает определенную периодичность яркости вспышек каждого из отметчиков, что позволяет в дальнейшем расшифровать снимки (см. описание электрической схемы).

Для грубой установки головки по азимуту служит визир 18 (рис. 5), установленный параллельно линии отметчиков. Основание головки устанавливается горизонтально по установленному на нем 15° сферическому уровню. Оправы зеркал и отметчики центрированы на заводе, стойки оправы верхнего зеркала заштифованы сверху и снизу, и весь узел, состоящий из основания головки с оправой большого зеркала, трех стоек и оправы верхнего зеркала разборке не подлежит.

Головка устанавливается на треноге, основание головки имеет три прилива 19 (рис. 6) для соединения с распорками треноги. Каждое из таких соединений является двойным шаровым шарниром, обеспечивающим необходимую подвижность. Шаровой шарнир закрепляется двумя болтами 20 (рис. 6). Для прочного закрепления треноги на фундаменте каждая нога ее заканчивается специальным башмаком. Каждая распорка изготовлена из 2 труб, соединенных распорками, прикрепленные другим концом к фундаменту. На одной из ног треноги установлена переходная коробка с телефонном (рис. 21). К ней подходит 24-жильный кабель от командного прибора. От переходной коробки кабели идут на головку прибора и зенитную камеру. Все соединения осуществляются при помощи штепсельных разъемов. К головке прилагаются 5 светофильтров: 3 серых и 2 цветных. Серые светофильтры имеют кратность 3,10 и 30. Желтый светофильтр сделан из стекла ЖС-18, $\lambda_{\text{пр}}=5100$ ангст., $\lambda_{\text{к}}=6000$ ангст.

оранжевый светофильтр (стекло ОС-12) имеет $\lambda_{пр} = 5500$ ангст. и $\lambda_{проп} = 6500$ ангст. ($\lambda_{пр}$ — минимальная длина волны, пропускаемая данным светофильтром; $\lambda_{проп}$ — длина волны максимального пропускания).

II. ФОТОКАМЕРА

Фотокамера рассчитана для работы на 35-мм перфорированной стандартной кинолентке с зарядкой ее в кассету.

В движение фотокамера приводится электродвигателем типа Д-12ТФ. Напряжение питания 26-28 вольт, сила потребляемого тока 2,5 ампера, ток постоянный, режим работы импульсный или непрерывный, число оборотов в минуту — 13000.

Фотокамера имеет две скорости. Внутри фотокамеры расположены часы типа «Победа», фотографирующиеся рядом с изображением неба, вода, диаметр изображения минутного пояса циферблата на пленке 3,8 мм.

Кассета фотокамеры съемная, заряжается в темном помещении. Запас пленки в кассете 60 м. Прерывистое движение пленки осуществляется грейфером с односторонним захватом без контргрейфера. Угол раскрытия обтюратора — 120°. Для фокусировки фотокамеры применяется специальная фокусирующая кассета, которая устанавливается вместо обычной кассеты, и фокусировка производится визуально через ее окуляр по матовому стеклу.

Выдержки и количество снимков задаются командным прибором. Фотокамера термостатирована, что обеспечивает бесперебойную работу при низких температурах (до —60°).

1. Конструкция фотокамеры

Корпус фотокамеры 21 (рис. 10) представляет собой литую коробку, внутри которой смонтированы механизмы фотокамеры. На наружной стенке корпуса со стороны объектива размещены: головка обтюратора 23 (рис. 11), объектив 24, шестерни фокусировки 25 и диафрагмирования 26, коробка с часами 27, обогревателем и терморегулятором 22 (рис. 10), шестерня завода часов 28 (рис. 11), контакт головки обтюратора 29, терморегулятор системы обогрева камеры 30. Внутри корпуса находятся: грейферный механизм, обтюратор, коробка скоростей и обогреватель.

На боковой стенке снаружи (рис. 12) имеется ласточкин хвост 33 для крепления фотокамеры в головке. На противоположной стенке укреплены валки 34 диафрагмирования и фокусировки объектива (один внутри другого) с маховичками 32 и 31 (рис. 11), снабженными делениями. На третьей стенке укреплен валик завода часов 35 (рис. 12).

К корпусу винтами крепится крышка, с наружной стороны которой помещаются: кнопка замка кассеты 36 (рис. 12), маховичок перевода скоростей 37, кнопка 39 непосредственного управления электродвигателем, штепсельный разъем 40 (ШР) для подачи управляющих импульсов, напряжения питания электродвигателя и обогревателей, электродвигатель 38 с редуктором 41 и кулачковым механизмом с контактами 42.

На рис. 12 виден также трек 43 с грейфером 44.

Рассмотрим кинематическую схему камер (рис. 13). Вращение от электродвигателя 45 через муфту 46 и червяк 47 передается на редуктор, понижающий число оборотов. Редуктор состоит из червяка 47, червячного колеса 48, пары конических 49 и 50 и пары цилиндрических шестерен

51 и 52. Далее, через шестерни 53 и 54 вращение передается на коробку скоростей.

Первичный вал коробки с шестернями 54 и 55 может передвигаться в осевом направлении рычагом, связанным с маховичком переключения скоростей. При этом шестерни 53 и 54 всегда находятся в зацеплении. Вторичный вал через шестерни 56 и 57 приводит в действие обтюратор и шайбу грейфера, сообщающую последнему возвратно-поступательное движение. Через червяк 58, червячное колесо 59 и шестерню 60 вторично вал коробки скоростей связан с механизмом кассеты (его работа описана в разделе «Кассета»).

В положении, показанном на рис. 13, шестерня обтюратора приводится во вращение по пути: 53-54-55-56-57.

Передвигая первичный вал и вводя в зацепление шестерни 54 и 61 (шестерни 55 и 56 при этом расцепляются), получаем следующую схему передачи усилия: 53-54-61-56-57. При этом передаточное число изменяется в отношении 1 : 2.

Таким образом, мы получаем возможность изменять скорость вращения обтюратора. В одном случае при поступлении на электродвигатель от КП импульса тока длительностью 0,5 сек обтюратор совершает поворот на 180° (I скорость), во втором — на 360° (II скорость). Отметим, что при переключении скоростей обтюратор должен быть закрыт, а риска на нем должна совпадать с риской на треке; в противном случае нарушится нормальная работа механизма.

Крестовина грейфера имеет две шаровые выкладки, скользящие по торцевой поверхности шайбы грейфера. Последняя не является плоской и состоит из выступающей части, плавно переходящей в более пониженную часть.

Размеры и положение выступающей части шайбы грейфера подобраны таким образом, что при рабочем ходе грейфера левая шаровая выкладка попадает в пониженную часть торцевой поверхности шайбы грейфера. Вследствие этого грейфер поворачивается вокруг направляющих, зубья грейфера входят в перфорацию пленки и протягивают ее на один кадр. Наоборот, при холостом ходе грейфера (в обратном направлении), правая шаровая выкладка крестовины грейфера попадает на выступающую часть шайбы грейфера, левая шаровая выкладка — в пониженную часть. Тогда грейфер, поворачиваясь вокруг направляющих, выходит из перфорации пленки и поднимается вверх. В этот момент секторный вырез обтюратора открывает кадровое окно и происходит экспонирование пленки. Во время поворота обтюратора через специальную оптическую систему фотографируется изображение часов.

Выдержка фотографирования часов всегда одинакова (при данной скорости протягивания пленки) и не зависит от программы съемки, задаваемой командным прибором. Экспозиция часов определяется временем подсветки, которая включается и выключается кулачковым прерывателем 42 (рис. 12).

Оптическая система для фотографирования часов состоит из двух прямоугольных призм и специального объектива, смонтированных в небольшой коробке на передней стенке камеры. Внутри этой коробки имеются две лампочки для освещения часов. Фотографирование часов производится во время поворота обтюратора.

О работе контактов и кнопки будет сказано в описании электриче-

ском слеме. При отрицательных температурах автоматически включается электрообогрев камеры и часов.

Терморегуляторы рассчитаны таким образом, что включают электрообогрев при температуре 0°C и выключают при $+10^{\circ}\text{C}$.

2. Кассета

Кассета (рис. 14) состоит из нижней крышки 62, плато 63 и верхней крышки 64.

Нижняя крышка закрывает кинематическую часть кассеты, расположенную на внутренней стороне плато. На нижней крышке смонтированы контакты сигнализации перемотки пленки.

С наружной стороны плато установлены: подающая бобина 65, принимающая бобина 66 и колесика 67. С внутренней стороны плато размещаются шестерни механизма кассеты и стопорная собачка. Собачка стопорит и тем самым предотвращает его самопроизвольное движение после зарядки кассеты. При вставлении кассеты в камеру собачка освобождает механизм.

Верхняя крышка предохраняет пленку в кассете от засветки. Крепится она с помощью трех застежек 68, благодаря чему может быть легко снята при зарядке и разрядке кассеты.

На верхней крышке помещается счетчик метража 69 неэкспонированной пленки в кассете. Чтобы надеть верхнюю крышку на заряженную пленочную кассету, необходимо счетчик установить на отметку 60 м, иначе ролик счетчика 70, расположенный с внутренней стороны верхней крышки, упрутся в рулон с пленкой и крышка не закроется.

В передней части крышки имеется зуб, который, западая в перфорацию, фиксирует правильное положение сетки пленки после зарядки кассеты. При вставлении кассеты в камеру пленка сходит с зуба.

Работает механизм кассеты следующим образом: при вставлении в фотокамеру шестерня кассеты 71 (рис. 13) входит в зацепление с шестерней фотокамеры 60, которая при работе электродвигателя передает движение кассетной шестерне, а она в свою очередь приводит в движение лентопротяжные барабаны 72 и 73, транспортирующие пленку.

Одновременно движение передается через паразитку 74 на шестерню 75, на оси которой сидит принимающая бобина. Связь оси шестерни с бобиной осуществляется через фрикцион. Передаточное число от механизма камеры на принимающую бобину подобрано таким образом, чтобы даже в начале работы, когда на принимающей бобине имеется значительное количество пленки и она имеет наименьший диаметр, окружная скорость ее была бы больше скорости барабана, протягивающего пленку. Вследствие этого пленка на участке от барабана до принимающей бобины всегда находится под натяжением. Проскальзывание принимающей бобины на фрикционе относительно оси шестерни погашает разницу в числах оборотов шестерни и принимающей бобины. Подающая бобина сидит на оси тоже фрикционно. Таким образом, пленка на участке между барабаном и подающей бобиной все время находится под натяжением.

3. Фокусирующая кассета

Для фокусировки объектива приходится фокусирующая кассета (рис. 16), вставляемая на место обычной кассеты. При этом плоскость

матового стекла 76 становится в плоскость изображения объектива и прижимается пружинами к треку камеры.

Изображение на матовой поверхности рассматривается через микроскоп, имеющий следующие параметры:

- увеличение микроскопа $5,4^{\times}$,
- разрешающая способность около $0,01\text{ мм}$,
- диаметр поля зрения 30 мм ,
- диаметр выходного зрачка 6 мм .

Окуляр фокусируется маховичком 77 по имеющемуся на матовом стекле перекрестию и закрепляется зажимным винтом 78.

4. Крепление фотокамеры

Конструкция деталей крепления позволяет производить быструю и удобную съемку и установку камеры, не нарушая произведенной ранее фокусировки.

Фотокамера крепится на кронштейне 79 (рис. 8), в котором имеется паз под ласточкин хвост, винтом с барашком 80 и Г-образным прижимом 81.

5. Обогревательное устройство

В обогревательное устройство входят:

- обогреватели,
- терморегуляторы,
- термостатическая камера.

Для обеспечения термоизоляции фотокамеры на нее надевается термостатическая камера (рис. 9), которая плотно прижимается к основанию головки четырьмя замками. Термостатическая камера представляет собой металлический кожух, выложенный изнутри пенопластом для теплоизоляции.

При фокусировке фотокамеры, смене кассет, заводе часов, изменении диафрагмы, осмотре аппарата и т. д. термостатическая камера снимается.

Полость большого зеркала соединяется с термостатической камерой, образуя единый термостат. Обогрев его осуществляется обогревателями фотокамеры и 5-ю обогревателями 7 (рис. 5) большого зеркала, имеющими выключатель 82 (рис. 8) на нижней стороне основания головки. Все обогреватели работают от напряжения 24 в. Терморегуляторы включают обогреватели при температуре 0°C и выключают при $+10^{\circ}\text{C}$.

III. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СХЕМА

1. Блок-схема командного прибора

Принципиальная электросхема фотокамеры С-180 и С-180-S дана на рис. 31. Пунктиром обозначены узлы, не входящие в состав С-180-S.

Командный прибор (рис. 3) обеспечивает автоматическую работу фотокамеры по заданной программе. Прибор рассчитан на эксплуатацию при комнатной температуре. На вход командного прибора (КИП) через каждые 5 сек при замыкании контактов хронометра поступают импульсы тока длительностью $1/2$ сек. При использовании хронометра, дающего

замыкание каждую секунду, в КП необходимо включать блок преобразования односекундных импульсов в 5-секундные.

При неточном ходе хронометра включается блок поправки хронометра. Общий вид хронометра МХ 6 показан на рис. 30.

Импульсы от хронометра, поступающие на обмотку секундного шагового искателя (ШИС), передвигают подвижный контакт каждого раз на одну ламель. Работа ШИС циклична с периодом в одну минуту. Напряжение от ШИС подается на минутный шаговой искатель (ШИМ) таким образом, что последний передвигается на одно положение при каждом цикле работы ШИС, т. е. один раз в минуту. Работа ШИМ также циклична с периодом 10 минут. Импульсы от шаговых искателей через мощное оконечное реле и распределительную коробку поступают на фотокамеру и управляют ее работой. Каждый импульс вызывает открытие или закрытие фотоаппарата. Систему напряжения с тех или иных ламелей ШИС и ШИМ, можно задать фотокамере необходимую программу работы.

Система сигнализации и контроля позволяет следить за напряжением в токах в различных цепях прибора, контролировать работу затвора фотокамеры, отсчитывать число снятых кадров и общую продолжительность работы нуля, а также отмечать на снятых кадрах направление «север-юг».

КП обеспечивает одновременную работу двух фотокамер по независимым программам.

Кроме того, импульсы, вырабатываемые КП, используются для управления сенситометром и фотоустановкой. Они также могут служить для синхронизации работы других установок (ионосферных и радиолокационных станций).

Связь между наблюдателями, находящимися у фотокамеры и в помещении у КП, осуществляется при помощи телефона.

Рассмотрим теперь подробно работу отдельных узлов командного прибора.

2. Работа командного прибора с различными хронометрами

При разомкнутых контактах хронометра якорь поляризованного реле Р₁ 83 (рис. 18) находится в левом положении, так как через его обмотку с выводами 3-4 и сопротивление R₂ проходит ток от источника питания реле. При замыкании контактов хронометра, подключенного к контактам К₁, К₂, ток проходит через обмотку 1-2 реле Р₁ и ограничительное сопротивление R₁. Так как сопротивление R₁ меньше сопротивления R₂, то ток в обмотке 1-2 больше тока в обмотке 3-4, что заставляет якорь реле занять правое положение.

Для предохранения контактов хронометра от обгорания включена шунтирующая искрогасительная цепочка R₃ С₁. Наибольший допустимый ток через контакты хронометра — 5 ма.

Рассмотрим режим работы командного прибора, когда используется 5-секундный хронометр без введения поправки на неточность его хода и когда фотокамера установлена на длительные выдержки (скорость II). При этом переключатель В₁ ставится в положение «5 сек» В₂ — в положение «без поправки», а В₃ ставится в положение «длинные». При этом цепи накала Л₁ и Л₂ разомкнуты и ламповые схемы не работают.

Если контакты Я и П в реле Р₁ замкнулись, то через обмотку 3-4 реле Р₂ пойдет ток, что вызовет его срабатывание. При этом через замкнутые контакты 3-4 группы IV Р₂ на обмотку У₁ ШИС будет подано напряжение от источника питания шаговых искателей. Выключатель

«Пуск» (В₄) должен быть включен. Импульс, поданный на У₁, заставляет подвижный контакт ШИС переместиться на одну ламель. При необходимости получить 5-секундные замыкания во внешней цепи может быть использована розетка Ш₁, связанная с контактами 1-2 IV Р₂.

При отсутствии 5-секундного хронометра может быть использован хронометр, дающий замыкание каждую секунду. В этом случае В₁ ставится в положение «1 сек». Цепь накала лампы Л₁ 84 (рис. 18) окажется замкнутой (положения В₂ и В₃ остаются прежними). При этом Р₁ срабатывает каждую секунду.

Первый импульс тока, прошедший через контакты Я и П реле Р₁ и нормально-замкнутые контакты 1-2 II реле Р₂, вызывает срабатывание реле Р₂. Замыкаются контакты 3-4 IV Р₂, благодаря чему ток через обмотку Р₂ продолжает идти и тогда, когда контакты Я и П в Р₁ уже разомкнулись. При срабатывании Р₂ замыкаются его контакты 2-3 II, в результате чего конденсатор С₁ 85 (рис. 18) начинает заряжаться по цепи: плюс источника анодного питания, сопротивления R₁ и R₂, контакты 3-2 II Р₂, конденсатор С₁, минус источника анодного питания. Лампа Л₁ типа 6Н15П (оба триода включены параллельно) работает как усилитель тока (катодный повторитель).

Пока напряжение на С₁ не достигло величины, достаточной для зажигания стабилivolта 86 (рис. 18) типа СГ-2С, автоматическое смещение на сетке Л₁ создается за счет падения напряжения на сопротивлениях обмотки реле Р₂ (выводы 1-2). В результате этого лампа Л₁ оказывается неполностью открытой и ток, проходящий через нее, недостаточен для срабатывания Р₂.

Р₂ является сопротивлением утечки. Цепочка зарядки R₁, R₂ и С₁ подбирается таким образом, чтобы напряжение на пластинах конденсатора, достаточное для зажигания стабилivolта, достигалось через 4,7 секунды после начала заряда, т. е. после замыкания первого импульса секундного хронометра.

Подбор времени заряда С₁ осуществляется переменным сопротивлением R₁, выведенным под шлиц и отрегулированным на заводе. Таким образом, вследствие «залипания» реле Р₂ схема не чувствительна к импульсам, приходящим от хронометра во вторую, третью и четвертую секунды.

При загорании стабилivolта Л₁ конденсатор С₁ разряжается по цепи: положительная пластина конденсатора, стабилivolт, сопротивление R₁, отрицательная пластина. На сетке Л₁ создается положительный потенциал за счет падения напряжения на R₁, открывающий лампу, анодный ток увеличивается и, проходя через обмотку Р₂, вызывает его срабатывание.

Цепь разряда С₁, регулирующаяся сопротивлением R₁, подбирается таким образом, что лампа Л₁ остается полностью открытой в течение 1/2 сек, т. е. такого же промежутка времени, как и продолжительность замыкания контактов хронометра. Сопротивление R₁ выведено под шлиц на шасси.

При срабатывании Р₂ замыкаются контакты 3-4 IV и через переключатель В₂, находящийся в положении «без поправки», на обмотку У₁ ШИС подается напряжение питания и ШИС срабатывает, как и в предыдущем случае, при использовании 5-секундного хронометра. Одновременно с замыканием 3-4 IV реле Р₂ размыкаются контакты 1-2 II,

в результате чего цепь обмотки P_2 обесточивается и контакты 3—4 IV P_1 размыкаются.

По окончании импульса тока через лампу контакты P_2 возвращаются в исходное положение и схема, придя в первоначальное состояние, становится вновь чувствительной к импульсам от хронометра.

Так как описанный цикл длится 5 сек и во время цикла схема нечувствительна к сигналам от хронометра, поступающим каждую секунду, то ШИС будет срабатывать 1 раз в 5 сек, что и требуется для нормальной работы.

3. Блок поправки хронометра

Так как не рекомендуется переводить стрелки хронометра, а срабатывание схемы (начало и конец выдержки) должно происходить во многих случаях в моменты времени, определенные с точностью $\pm 0,5$ сек, как это предусмотрено инструкцией по наблюдению полярных сияний, поправка на неточность хода хронометра вводится непосредственно в КП, для чего используется вторая ламповая схема.

В этом случае переключатель B_2 ставится в положение «с поправкой», переключатель B_1 стоит в положении, соответствующем применяемому хронометру, переключатель B_3 остается в положении «длинные». Через замкнутые контакты 1—3 переключателя B_2 на лампу Л₂ 89 (рис. 18) подается напряжение накала.

Схема поправки хронометра аналогична рассмотренной выше схеме преобразования отсекундных импульсов и работает с тем отличием, что продолжительность цикла работы может регулироваться оператором при помощи R_2 90 (рис. 18), выведенного на переднюю панель пульты.

Рассматриваемая схема является схемой задержки сигналов и вносит поправку в том случае, если хронометр спешит в пределах 5 сек.

В случае отставания хронометра в пределах 5 сек поправка может быть получена путем перевода ШИС на 1 деление вперед, что эквивалентно замене отстающего хронометра на хронометр спешащий с последующей задержкой импульса схемой поправки, как рассмотрено выше.

Схема поправки может вносить задержку не более 4,5 сек. В случае расхождения хронометра с истинным временем на величину более 5 сек поправка вводится следующим образом: при помощи соответствующего перевода ШИС и ШИМ компенсируется доля расхождения кратная 5 сек или целой минуте; оставшаяся часть (в пределах 5 сек) компенсируется ламповой схемой. Перевод ШИС и ШИМ осуществляется с помощью кнопок «Настройка».

4. Работа на коротких выдержках

Мы рассмотрели режим работы ламповых схем в случае, когда на электродвигатель фотокамеры импульсы подаются через промежуток времени кратные 5 сек (длинные выдержки).

Для получения выдержек от $1/2$ до 4,5 сек переключатель B_2 ставится в положение «короткие», а B_3 — в положение «без поправки». При этом включается накал лампы Л₂.

Импульс от хронометра идет на ШИС при замыкании 3—4 IV реле P_2 . Одновременно этим импульсом запускается схема поправки, при срабатывании которой на ШИС поступает второй импульс через контакт

ты 3—4 IV реле P_2 , контакты 3—4 B_2 и 6—4 B_3 . Время задержки импульса регулируется при помощи R_2 .

Такая последовательная пара импульсов, подаваемая на фотокамеру, позволяет осуществить выдержки от $1/2$ до 4,5 сек (первый импульс открывает фотоаппарат, второй закрывает его). Следует отметить, что частота хода шаговых искателей при этом удваивается. Это необходимо учесть при задании программы.

Короткие выдержки в 0,2 сек можно получить также путем установки фотокамеры на 1 скорость. В этом случае открытие и закрытие фотоаппарата осуществляется за один цикл срабатывания.

5. Блок шаговых искателей (ШИ)

ШИ 91 (рис. 18) представляет собой циклическое контактное устройство последовательным замыканием ламелей.

Импульс тока, поступающий на обмотку ШИ, заставляет подвижный контакт переместиться на одно положение. В С-180 применены шаговые искатели типа ШИ-11, имеющие 4 плато (4 подвижных контакта и 4 ряда ламелей).

Все ШИ командного прибора имеют одинаковую конструкцию. На одной оси с подвижным контактом шаговых искателей находится шкала с 12 делениями, показывающими положение подвижного контакта. ШИ имеет 12 ламелей. Подвижный контакт перемещается один раз за 5 сек, что обеспечивает периодичность работы ШИС в 1 мин.

Ввиду интенсивности работы ШИС и ШИМ имеется резервный комплект шаговых искателей, включенных параллельно рабочим и вводимых в действие переключателями B_4 , B_5 и B_6 . Резервные ШИ на принципиальной электросхеме изображены неполностью, а показаны только их обмотки U_2 и U_3 и цепи включения подвижных контактов.

Для обеспечения 10-минутной периодичности работы фотокамеры имеются ШИМ. После того как ШИС совершит полный цикл работы, 12 срабатываний, ШИМ передвигается на одну ламель. Достигается это следующим образом: при переходе подвижного контакта ШИС на ламель, соответствующую нулевой секунде, на обмотку одностороннего реле P_2 подается напряжение по цепи: плюс источника питания реле, вспомогательный контакт, замкнувшийся во время срабатывания ШИС, контакты 4—2 B_4 , подвижный контакт ШИС, обмотка P_2 , R_4 , минус источника питания реле. При этом через контакты 3—4 IV P_2 к источнику питания подключается обмотка U_4 , заставляя ШИМ передвинуться на одну ламель.

Так как для ШИМ выбрана 10-минутная периодичность, а он имеет 12 ламелей, то необходимо обеспечить «перескок» через 2 ламели. Этот перескок совершается на нулевой и 5-й минуте 10-минутного интервала.

Когда подвижный контакт ШИМ находится на одной из ламелей (кроме нулевой и пятой), работа его совершается, как описано выше. Если подвижный контакт ШИМ перейдет на нулевую или пятую ламель, то через 10 сек подвижный контакт ШИС замкнет цепь: плюс источника питания реле, вспомогательные контакты на ШИС, контакты 4—2 B_4 , подвижный контакт ШИС, стоящий в положении «10 сек», нормально-замкнутый выключатель B_7 «перескок» R_4 , обмотку P_2 с выводами 3—4, подвижный контакт ШИМ, стоящий в положении, соответствующем нулевой или пятой минуте, контакты 2—4 B_5 , минус источника питания реле.

В результате этого замыкаются контакты 3—4 IV реле P_2 и этим самым подается ток на обмотку ШИМ, заставляя его подвижный контакт перейти с нулевой или пятой ламели на следующую.

Для обеспечения безотказной работы схемы перескока обмотка P_2 с выводами 1—2 включается на поддержание, чтобы предотвратить замыкание P_2 при обесточивании обмотки 3—4, что неизбежно происходит при перескоке.

Так как в данном случае ток может ответвиться от вывода 4 обмотки P_2 в сторону по цепи: обмотка P_2 , минус источника питания реле, то во избежание паразитного срабатывания P_2 и P_1 в цепи их обмоток включены ограничительные сопротивления R_4 , R_5 , R_6 по 200 ом.

Если ток проходит не более чем через одно ограничительное сопротивление, то это не сказывается на нормальной работе реле. На обмотку часового шагового искателя (ШИЧ) раз в 5 мин подается импульс через 3—4 IV реле P_2 , срабатывающего при нахождении подвижного контакта ШИМ на ламелях перескока (нулевая и пятая мин). Периодичность работы ШИЧ — 1 час. Для работы ШИЧ переключатель B_1 может быть в любом положении, кроме «Стандарт».

Перевод шаговых искателей в желаемое положение осуществляется кнопками KH_1 , KH_2 , KH_3 , выведенными на крышу командного прибора с надписями «Настройка» и замыкающими цепи питания обмоток соответствующих ШИ. При необходимости получить односторонние и пятиминутные замыкания во внешней цепи оператор может использовать выводы Ш₁ и Ш₂. С одной из ламелей ШИЧ связан электромагнитный счетчик Э₃, отмечающий общее количество часов работы прибора и КП.

6. Задание программы

Задание программы работы фотокамер сводится к заданию времени начала и конца каждой выдержки.

Рассмотрим работу I программы.

Начало и конец выдержки обуславливается подачей импульса хронометром длительностью 0,5 сек на мотор фотокамеры, причем каждый импульс последовательно вызывает открывание или закрывание фотозатвора. Замкнем с помощью выключателей какие-либо контакты ШИС и ШИМ, соответствующие моментам времени выбранной программы съемки. Когда подвижные контакты этих шаговых искателей будут находиться на ламелях, соответствующих замкнутым выключателям, на обмотку предвыходного реле P_0 будет подано напряжение по цепи: плюс источника питания реле, вспомогательные контакты ШИС, замкнутые при подаче импульса от хронометра, контакты 4—2 B_2 , подвижный контакт ШИС, ламель, замкнутый выключатель, контакты 4—2 B_2 (выключатель B_2 разомкнут), подвижный контакт I программы ШИМ, ламель, замкнутый выключатель, обмотка P_0 , минус источника питания реле.

Выключатель B_2 замыкается при необходимости ислучения 1-минутной периодичности или при неисправности ШИМ. В этом случае ток идет минуя ШИМ и схема работает с периодичностью, обуславливаемой лишь продолжительностью цикла работы ШИС.

При срабатывании P_0 через контакты 3—4 IV замыкается цепь питания обмотки выходного реле P_1 .

В нормальном состоянии при отсутствии импульса ток от источника питания электродвигателя через замкнутые спараллельные контакты 2—1 и 5—4, реле P_1 и 26-штирковый штепсельный разъем идет на обо-

греватели фотокамеры ОБ с последовательно подключенным к ним терморегулятором ТМ.

При срабатывании P_1 обогрев фотокамеры выключается и ток через контакты 2—3, 5—6, выключатель B_3 («Мотор I») поступает на электродвигатель фотокамеры I программы, открывая или закрывая фотозатвор и протягивая пленку. Замыкая те или иные выключатели ШИС, можно получить в течение минуты несколько различных выдержек с разными интервалами. В пределах 10-минутного интервала выбор нужных минут, в которые осуществляется съемка, производится замыканием соответствующих выключателей ШИМ.

Контакты КП электродвигателя управляются кулачком, сидящим на одной из осей редуктора, и являются блокировочными. За время импульса командного прибора кулачок поддерживает цепь питания электродвигателя замкнутой до тех пор, пока он не займет первоначального положения. Перед началом съемки для проверки работы электродвигателя или для протягивания пленки цепь питания может быть выключена минуя реле P_1 путем замыкания кнопки KH_1 «Мотор I». Выключатель B_3 служит для выключения цепи питания электродвигателя.

Вторая программа, цепь которой состоит из другого ряда контактов ШИ, реле P_0 и P_1 , работает аналогично.

Описанная электросхема позволяет задать следующие программы съемки:

- все выдержки и все промежутки между ними кратны 5 сек (I скорость электродвигателя);
- выдержки кратны 5 сек, а промежутки от 0,5 до 4,5 сек (I скорость);
- выдержки от 0,5 до 4,5 сек, а промежутки кратны 5 сек (I скорость);
- выдержки 0,2 сек, а промежутки кратны 5 сек (II скорость);
- выдержки кратны 5 сек, а промежутки 0,4 сек (II скорость).

Цепочки, состоящие из конденсаторов C_2 — C_7 сопротивлений R_7 — R_8 , R_9 являются искрогасительными и предохраняют нагруженные контакты от обгорания.

7. Система сигнализации и контроля

Для наблюдения за работой КП и управляемых им узлов предусмотрена система сигнализации и контроля: желтая лампочка «Камера» ЛН₁ для I программы и ЛН₂ — для II программы (загорается при срабатывании предвыходного реле и служит для контроля подачи импульса на фотокамеру). Она позволяет также контролировать соответствие работы шаговых искателей заданной программе. Продолжительность ее горения равна длительности импульса в этой цепи — 0,5 сек;

зеленая лампочка «Затвор» (ЛН₃ для I программы и ЛН₄ для II программы) включается контактами КП₁ (КП₂ — для второй программы), обтюратора фотокамеры и сигнализирует о том, что фотозатвор закрыт.

Цепь питания красной лампочки «Перематка» ЛН₅ (ЛН₆) замыкается через контакт КП₁ (КП₂) кассеты фотокамеры во время перемотки. Последовательно с зеленой лампочкой включены лампочки освещения часов ЛН₇ и ЛН₈ (ЛН₉ и ЛН₁₀). Напряжение накала лампочек регулируется реостатом R_{11} и R_{12} «Освещение часов» 94 и 95 (рис. 18).

Ввиду того, что на пленке высокой чувствительности изображение часов получается передержанным, лампочки зашунтированы постоянными сопротивлениями R_1 (R_2).

Напряжение накала лампочек освещения часов и зеленых лампочек 6,3 вольта, поэтому они соединены последовательно, так как питаются от 24-вольтовой цепи.

Для обеспечения постоянства хода часы снабжены обогревателями Об. (Об.) и терморегуляторами ТМ. (ТМ), поддерживающими температуру в пределах 0° до $+28^\circ\text{C}$.

Следует помнить, что перегорание зеленой лампочки всегда влечет за собой разрыв цепи освещения часов.

При замыкании КП и КП импульсы подаются на электромагнитные счетчики Э и Э соответственно для двух программ числа заснятых кадров. На диаметрально противоположных сторонах большого зеркала установлены отметчики «север—юг» с лампочками ЛН и ЛН.

Головка фотокамеры устанавливается таким образом, чтобы линия, соединяющая лампочки, находилась в плоскости магнитного меридиана. Питание к лампочкам «север—юг» подводится через реостат R_3 «Напряжение отметчиков» 96 (рис. 18), регулирующий накал обеих лампочек, и переключатель В₇, находящийся в положении «Фото».

Кроме того, последовательно с каждой лампочкой включено еще по одному реостату: R_4 («с») и R_5 («север») 97 и 98 (рис. 18). Лампочки все время горят неполным накалом.

Реостат R_3 закорачивается один раз в 5 мин контактами 2—3 П реле Р, благодаря чему лампочка «север» вспыхивает ярче. Реостат R_4 закорачивается контактами 2—3 П Р₁, причем частота повторений вспыхивания лампочки «юг» может быть выбрана один раз в 1; 5; 15 или 60 мин соответствующей установкой переключателя В₈. Отметчики «север—юг» вспыхивают в том случае, когда ШИС стоит в положении «с» по шкале искателя, а ШИМ—в положении «с» или «Ю». Лампочки ЛН₁ и ЛН₂ могут быть выключены выключателями В₉ («север») и В₁₀ («юг»).

Изображения лампочек фотографируются на пленке, а различная частота вспыхивания позволяет определять поправку часов, фотографируемых на пленке. Переключатель В₇ должен всегда находиться в положении «Фото». В положение «Спектр» он ставится при работе со спектральной камерой.

Напряжения и токи в цепях контролируются вольтметром и амперметром. Вольтметр ИП с переключателем В₁₁ может быть подключен к следующим цепям: цепь питания ШИ, цепь питания камер, отметчиков «север—юг», цепь накала лампочек, освещающих незадействованные контакты 3-го ряда (на принципиальной схеме изображен внизу). Переключатель В₁₁ при этом должен быть поставлен в положение «Стандарт», а фотозатвор фотокамеры закрыт. Таким образом, питание обмотки У₁ ШИЧ осуществляется одновременно с подачей на фотокамеру 1-й программы импульса, открывающего фотозатвор, по следующей цепи: плюс источника питания ШИ, контакты 2—3 П предвыходного реле 1-й программы Р₁, В₁₁, обмотка У₁, минус источника питания. Питание сенситометра (24 вольта постоянного тока) подается к клеммам К₁, К₂ на боковой стенке сенситометра.

Для удобства наблюдения за работой ШИ имеются осветительные лампочки ЛН₃, ЛН₄ и ЛН₅, включаемые выключателем В₁₂ («ОСВ. ШИ»).

8. Обогрев зеркал

В целях недопущения запотевания зеркал при работе в условиях низких температур в головку С-180 вмонтирован обогрев. Напряжение обогрева зеркал подается по 26-жильному кабелю через контакты 20 и 21 штепсельного разъема (ШР) к распределительной коробке и далее по 16-жильному кабелю через контакты 19 и 20 ШР на обогреватели большого зеркала Об. «+Об.» с последовательно включенными терморегуляторами ТМ₁ и ТМ₂, а также на обогреватель малого зеркала Об₂ и его терморегулятор ТМ. Обогрев может выключаться при помощи В₁₃ и В₁₄, расположенных на нижней стороне основания зеркала 82 (рис. 8).

Для удобства работы в ночное время в гнезда Ш₁₅ 15 (рис. 8) может быть включена переносная осветительная лампочка ЛН₆.

9. Питание командного прибора

С распределительного щитка (рис. 20) с установленными на нем плавкими предохранителями ПР-1 и ПР-8 питающее напряжение подводится к клеммам на задней стенке КП. Для реле, ШИ, сигнализации и обогрева зеркал необходим постоянный ток от аккумуляторов напряжением 24 вольта. Разделение цепей питания удобно для проверки работы КП. Для анодных цепей ламп подается питание от сухих батарей напряжением в 300 вольт.

Питание накала ламп и телефона осуществляется от источника постоянного тока напряжением 6,3 вольта. Для питания электродвигателя камеры подается постоянный ток напряжением 32—36 вольт с учетом падения напряжения в соединительном кабеле.

Во время работы корпус КП, являющийся электростатическим экраном, необходимо заземлять. Для регулировки напряжения в цепях питания анодов накалов и камер служат реостаты R_6 , R_7 и R_8 , выведенные на переднюю панель и снабженные соответствующими надписями 99, 100, 101 (рис. 18, рис. 3).

10. Работа с сенситометром

Сенситометр служит для вневидения на пленку стандартных шкал яркостей, дающих возможность при последующей фотометрической обработке негативов определять интенсивность свечения исследуемых объектов.

В сенситометрах, придаваемых к фотокамере С-180, фотозатвор изменен так, что он может управляться импульсами от КП. Перед включением сенситометра ШИЧ с помощью кнопки КН₁ устанавливается в одно из положений, соответствующих незадействованным контактам 3-го ряда (на принципиальной схеме изображен внизу). Переключатель В₁₂ при этом должен быть поставлен в положение «Стандарт», а фотозатвор фотокамеры закрыт. Таким образом, питание обмотки У₁ ШИЧ осуществляется одновременно с подачей на фотокамеру 1-й программы импульса, открывающего фотозатвор, по следующей цепи: плюс источника питания ШИ, контакты 2—3 П предвыходного реле 1-й программы Р₁, В₁₂, обмотка У₁, минус источника питания. Питание сенситометра (24 вольта постоянного тока) подается к клеммам К₁, К₂ на боковой стенке сенситометра.

При подаче импульса на обмотку У₁ подвижный контакт ШИЧ пе-

редходит на задеиствованную ламель и замыкает цепь питания обмотки реле Р_н. При этом замыкаются контакты 1—2 IV реле Р_н, в результате чего замыкается цепь питания реле сенситометра Р_с, соединенного с КП шнуром с вилками Ш_н и Ш_с.

При срабатывании реле Р_н включается цепь электромагнита Э, поднимающего заслонку сенситометра. Заслонка остается открытой до тех пор, пока с Р_н на ШИЧ не поступит следующий импульс; контакт ШИЧ передвигается на незадействованную ламель и цепь питания реле сенситометра разомкнется. Таким образом достигается равенство выдержек, даваемых сенситометром и фотокамерой при съемке.

Оптическую схему сенситометра ФСР-4, описание конструкции и правила эксплуатации можно найти в инструкции, прилагаемой к сенситометру. Лампа сенситометра питается через пульт от сети переменного тока 127—220 вольт или непосредственно от аккумуляторов с напряжением 12в. Сенситометр и его пульт изображены на рис. 29. К сенситометру прилагаются два серых 10-кратных светофильтра.

II. Конструктивное оформление КП

Командный прибор смонтирован на металлическом шасси, сверху закрытом панелью, на которую выведены органы управления и приборы контроля работы командного прибора и фотокамеры. Панель удерживается четырьмя застегками (см. рис. 16, 17, 18 и 20).

Некоторые детали командного прибора требуют для нормальной работы определенного положения. Например: счетчик работает только в горизонтальном положении, поэтому в счетчиках, поставленных в КП вертикально, заводом введена дополнительная пружина, что надо иметь в виду при смене счетчика; вольтметр и амперметр дают правильные показания только в горизонтальном положении; реле типа РПН также должны быть в горизонтальном положении, когда якорь их находится сбоку.

Таким образом, при ремонте, когда пульт находится в ненормальном положении (наклонен, повернут на бок), включать его не следует. Все соединения внутри пульта выполнены многожильным монтажным проводом в хлорвиниловой изоляции. Все провода перенумерованы в соответствии с монтажной схемой, прилагаемой к прибору.

Для присоединения командного прибора к переходной коробке и переходной коробки к головке применен кабель марки КШМ (24×1 или 16×1). Кабель, идущий от командного прибора до переходной коробки, имеет 24 жилы, от переходной коробки к головке — 16 жил.

В комплект входит также 24-жильный 3-метровый кабель для подключения фотокамеры непосредственно к КП в случае опробования фотокамеры в помещении. Все кабели присоединяются штепсельными разъемами.

При низких температурах (—20°С — —60°С) следует избегать резких и крутых перегибов кабелей во избежание нарушения целостности резиновой изоляции.

IV. ЗЕНИТНАЯ ФОТОКАМЕРА

К части приборов С-180 прилагается зенитная камера (см. рис. 2 и 22).

Зенитная камера представляет собой такую же фотокамеру, как и в головке прибора, фотографирующую область неба в зените. Она заключена в термостат. В верхней крышке термостата имеется окно 102

(рис. 22), закрытое заглушкой 103 и защитным плоскопараллельным стеклом, под которым расположен объектив камеры. Штепсельным разъемом 104 и 3-метровым кабелем зенитная камера присоединяется к крайнему правому ШР переходной коробки.

Зенитная фотокамера работает по II программе командного прибора. Обогрев полости термостата осуществляется только обогревателями фотокамеры. Зенитная фотокамера крепится на ножке прибора так, чтобы одна из стенок термостата была ориентирована по магнитному меридиану. Для этого зенитную фотокамеру нужно привинчивать к той ножке прибора, которая крепится осью, параллельной визиру.

Часть вторая

ЭКСПЛУАТАЦИЯ КАМЕРЫ С-180

УПАКОВКА, ТРАНСПОРТИРОВКА И РАСПАКОВКА ПРИБОРА

Прибор С-180 уложен в 12 ящиках (не считая хронометра). При укладке командного прибора из него во избежание самопроизвольного выпадания при транспортировке вынимаются поляризованное зеркало, лампы 6Н15П и стабилизаторы СГ-2С.

Эти детали укладываются в вату, заворачиваются бумагой и помещаются в соответствующие отделения ящика, в который укладывается прибор. При транспортировке из головки вынимаются зеркала и фотокамера. Все детали должны плотно укладываться в гнезда упаковочных ящиков и надежно в них закрепляться. При перевозке прибора необходимо оберегать ящики от ударов, чрезмерной тряски и т. д., могущих нарушить юстировку оптической системы, вывести из строя измерительные приборы пульта, нарушить электромонтаж и т. п.

Особая осторожность нужна при перевозке хронометра. Не допускается отправка его багажом или по почте — хронометр должен перевозиться только с нарочным. При этом механизм останавливается и балансиры заклиниваются двумя пробками-вкладышами. Корпус хронометра крепится с подвеса, упаковывается в вату и укладывается на дно футляра. Более подробное указание можно найти в документации, прилагаемой к хронометру.

Распаковка фотокамеры С-180 должна также производиться с особой осторожностью. Следует помнить, что гораздо проще доставить прибор в исправном, чем ремонтировать его в полевых условиях. Запасные детали следует хранить в лаборатории, в сухом месте, без резких колебаний температуры.

II. НАЛАДКА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Перед установкой на треногу головку рекомендуется отъюстировать и проверить в помещении. Для этого из комплекта вынимается та часть прибора, с которой прибор юстировался на заводе (на их краях нанесены метки риски; при установке они должны совпадать с соответствующими метками на оправе).

Установка вывуклого зеркала производится в следующем порядке:

1. Снять крышку зеркала, отвернуть стальные винты и извлечь фланцевое фасонное кольцо.

2. Осторожно дая зеркало рукой в резиновой хирургической перчатке или в крайнем случае ватой за край отверстия, уложить его в

3. Вставить проволоочное кольцо и застопорить его винтами. Зеркало закрыть крышкой.

4. Снизу через отверстие для фотокамеры вернуть кольцо с войлочной прокладкой на оправе коллимационной линзы до упора во внутреннюю поверхность зеркала для создания необходимой герметичности полости термостата.

Установка вогнутого зеркала производится так:

1. Снять верхнюю и нижнюю крышки, отвернуть резьбовое кольцо и вынуть пружинное кольцо.

2. Осторожно опустить зеркало в оправу, поддерживая его рукой снизу в резиновой перчатке. Если под верхнее зеркало подложены специальные юстировочные кольца, то при установке зеркала их вынимать не следует.

3. После установки зеркала вкладывается пружинное кольцо и прижимается резьбовым кольцом. Зеркало закрывается крышками, и вилка шнура обогрева вставляется в свою розетку.

Вынимание зеркал производится в обратном порядке.

После установки зеркал в фотокамеру вставляется фокусирующая кассета. Наблюдаемое изображение должно удовлетворять следующим требованиям:

1. Изображение оправы верхнего зеркала в плоскости пленки должно быть расположено концентрично окружностям сетки кадрового окна.

2. Отметчики в плоскости пленки должны иметь приблизительно круглую форму и находиться на одной прямой, проходящей через центр сетки симметрично последнему.

3. Изображение горизонта в плоскости пленки должно совпадать с окружностью сетки кадрового окна, имеющей наибольший диаметр. Если изображение оправы верхнего зеркала смещено, то необходимо, осторожно вращая верхнее зеркало и наблюдая в фокусирующую кассету за изображением, добиться требуемого положения изображения.

В случае невыполнения требования п. 2 нужно поворотом и наклоном корпуса отметчиков получить правильное их расположение.

Вписывание линии горизонта в круг сетки кадрового окна, имеющей наибольший диаметр, проверяется установкой трех лампочек на уровне края оправы большого зеркала (расстояние между лампочками 120° по азимуту).

4. Выполнение требования, указанного в п. 3, достигается подъемом или опусканием верхнего зеркала подлабочными кольцами.

III. ВКЛЮЧЕНИЕ И ПРОВЕРКА КОМАНДНОГО ПРИБОРА

После распаковки, установки вынутых деталей и внимательного внешнего осмотра монтажа с целью обнаружения явных неисправностей (обрыва проводов, неплотной посадки ламп и т. д.) командный прибор устанавливается на столе. Слева от него ставится хронометр и телефон, справа — пульт питания сенситометра. Сенситометр помещается в фотолаборатории; для связи его с КП в комплекте имеется электрощуп. На стене укрепляется шит питания (рис. 20), к которому подводится питающее напряжение.

Ко всем клеммам, расположенным на задней стенке КП, подводится питание. К клеммам «Фотопр.», «Неоновая лампа 80в» питание подводится только в случае работы со спектральной камерой. Выполняя эти соединения, необходимо строго соблюдать указанную полярность.

При работе с фотокамерой С-180 переключатель рода работы Вн 114 (рис. 18) должен находиться в положении «Фото».

Хронометр, приведенный в рабочее состояние, подключается к соответствующим клеммам пульта («Хронометр»).

Переключатель Вн может быть поставлен в любое положение, кроме «Стандарт».

Перед включением напряжения все выключатели на КП должны быть поставлены в выключенное положение (вниз).

Вольтметром проверяется соответствие номиналам напряжений во всех цепях (ШИ, обогрева часов и отметчики—24 вольта, накал—6,3 вольта, фотокамеры—32—36 вольт). После этого включаются тумблеры «Осв. ШИ» и «Пуск». При этом должны начать работать шаговые искатели. При нажатии кнопок «Настройка» шаговые искатели должны переходить на следующую ламель.

Замыкание кнопки должно длиться не более 1 сек во избежание перегрева обмотки ШИ. Следует помнить, что «Настр. ШИС» работает только при выключенном тумблере «Пуск».

При выключенном тумблере «Перескок ШИМ» работают с 12-минутной периодичностью (в этом случае выключатели нулевой и пятой минуты являются как бы двойными).

Для получения 10-минутной периодичности надо включить «Перескок» и проверить работу его схемы (перескок должен совершаться с 5 на 6 положение и с 11 на 12 по шкале ШИМ).

Схема поправки хронометра включается следующим образом: переключатель В ставится в положение «с попр.» (при этом подается напряжение накала на лампу Лн). Выждав 1—1,5 мин (время нагрева катода), включают анодное напряжение. Если тумблер «Пуск» включен, начинают работать ШИ. Величина поправки регулируется при помощи переменного сопротивления «Поправка хронометра». Длительность задержки определяется интервалом времени между вспышкой лампы, подключенной к розетке «Б сек», происходящей в момент замыкания контактов хронометра, и щелчком при сбрызгивании ШИС. Продолжительность этого интервала измеряется сравнением с промежуточной времени между двумя последовательными ударами хронометра, равными 0,5 сек (метод «глаз-ухо»). Пределы изменения поправки должны быть $0,5 \pm 4,5$ сек.

Длительность импульса при использовании лампы схемы «Поправка», контролируемая по продолжительности горения желтой лампы, должна быть $0,5 \pm 0,1$ сек. Регулировка производится переменным сопротивлением R 115 (рис. 18).

Для проверки работы программы к пульту через 90-метровый кабель переходную коробку присоединяется фотокамера. 90-метровый кабель соединяется к ШР 116 (рис. 21), от ШР 117 кабель идет на ШР головки 16 (рис. 8), от ШР 118 на зенитную камеру (II программа). Фотокамеры устанавливаются на свои места, и к их ШР 40 (рис. 12) подключаются шнуры питания.

Провода лампочек отметчиков соединяются с соответствующими розетками 14 (рис. 8).

На КП в положении выключателя Вн «Длинные» задаются следующие программы:

I программа

Начало выдержки	Конец выдержки
сек 50	10
15	25
30	35
40	45

мин 0, 1, 2, 3, 4.

II программа

Начало выдержки	Конец выдержки
сек 15	35
40	50
55	00
05	10

мин 5, 6, 7, 8, 9.

Правильность работы электрической схемы прибора контролируется по соответствию загораний и погасаний зеленых лампочек заданным моментам времени (по хронометру). Если работа идет нормально, то через 10 мин программы меняют места и производят такую же проверку.

Аналогично проверяется работа пульта на резервных ШИ. При задании любой программы работу КП необходимо согласовать с хронометром. Для этого ШИС и ШИМ устанавливают в положение 55-й сек и 9-й мин, чему соответствует отсчет «4» по шкале обоих шаговых искателей.

Тумблер «Пуск» включается между 55-й и 60-й секундами той минуты, которая предшествует выбранному 10-минутному интервалу. Во время испытаний КП проверяется также правильная периодичность вспышек отметчиков.

При необходимости работать с односекундным хронометром переключатель Вн ставится в положение «1 сек» и подается анодное напряжение. Время преобразования импульса должно совпадать $4,7 \pm 0,1$ сек, длительность импульса — $0,5 \pm 0,1$ сек. Первая величина регулируется при помощи R₁, вторая — R₂. Контроль производится по методу «глаз-ухо».

Для выключения прибора необходимо тумблер «Пуск» повернуть вниз и отключить питание на щите. В случае выключения ламповых схем необходимо сначала снять анодное напряжение, а затем выключить накал.

IV. УСТАНОВКА ГОЛОВКИ

Тренога с головкой устанавливается на площадке с открытым по возможности горизонтом (на фундаменте, помосте, крыше дома или на каком-либо другом возвышении) с таким расчетом, чтобы основание, на котором стоит фотокамера, в любое время года не оказывалось ниже поверхности снега.

Установка происходит в следующем порядке:

Головка (без фотокамеры и термостатической коробки) ставится на щитик в том месте, где будет стоять тренога. Поворотом головки вокруг вертикальной оси линию визира «север-юг» приблизительно совмещают с направлением меридиана (при этом прорез визира должна находиться на юге, а мушка — на севере). Затем с помощью шаровых шарниров основание головки присоединяются ноги; шарниры слегка затягиваются. После этого 3—4 человека, взявшись за треногу, осторожно поднимают головку и устанавливают ее на такой высоте, чтобы опорные ноги треноги располагались в вершинах равностороннего треугольника со стороной 2,5—3 м.

Поворотом всей треноги добиваются совмещения линии визира с плоскостью магнитного меридиана (последняя должна быть определена

по возможности точнее, в крайнем случае, при помощи компаса с точностью до 1°).

Основание головки устанавливается горизонтально при помощи уровня, и шаровые шарниры надежно затягиваются.

Опорные плиты треноги закрепляются на основании костылями или цементацией. На стойки треноги, имеющей проточку, устанавливается переходная коробка. Стойки закрепляются распорками. К переходной коробке подводятся кабели. 90-метровый кабель в зимний период следует закапывать в снег, а при пересечении кабелем проезжей дороги заключать его в металлическую или деревянную трубку.

В случае, если данный комплект С-180 имеет зенитную камеру, то она устанавливается на одной из свободных ножек на высоте, обеспечивающей удобство обслуживания.

Правильность установки проверяется уровнем, имеющимся в ЗИПе, который накладывается на защитное стекло объектива.

V. РАБОТА С ФОТОКАМЕРОЙ

1. Зарядка кассеты

Зарядка кассеты производится в фотолаборатории на сухом и чистом столе. Порядок зарядки следующий:

1. Установить кассету на столе так, чтобы надписи были сверху.
2. Затемнить фотолабораторию.
3. Открыть замки кассеты.
4. Взяв левой рукой за нижнюю крышку кассеты и нажимая указательным пальцем левой руки на прижимную планку, правой рукой снять верхнюю крышку кассеты.
4. Затемнить фотолабораторию.
5. Проверить расположение эмульсионного слоя пленки, который должен быть снаружи рулона.
6. Заправить пленку в кассету. Для этого рулон насаживается на подающую бобину 65 (рис. 14). Ход пленки от подающей бобины до зубчатого барабана 119 показан белыми линиями. Пленка протягивается через барабан в переднюю часть кассеты, где она должна образовывать петлю. Для этого конец пленки, вышедший после зубчатого барабана, натягивается, огняя переднюю часть кассеты, выступающую над основанием, до стрелки, нанесенной на основание кассеты и обозначенной надписью «Индекс для установления величины петли». В темноте для установления величины петли пользуются отверстием в основании кассеты, находящимся около индекса. Конец пленки обрезается с помощью специального шаблона, входящего в комплект фотокамеры. После этого отмеренный конец пленки заправляется в зубчатый барабан 120, протягивается вращением барабана 119 за накатку и конец ее закрепляется на принимающей бобине 66.
7. Закрывать кассету крышкой и закрепить замками. При этом прижимная планка кассеты должна быть поджата. Диск с указанием метража должен быть поставлен в положение «60 метров», иначе крышка не закроется.
8. Проверить, видна ли через отверстия в передней части кассеты пленка, что свидетельствует о правильном положении петли.
9. Проверить попадание перфорации пленки на зуб, имеющийся в передней части крышки кассеты. В противном случае петля в фотокаме-

26

ре не сохранит своего положения и нормальная работа фотокамеры нарушится. Кроме того, этот зуб располагает перфорацию пленки в зависимости движения грейфера, благодаря чему при запуске фотокамеры грейфер сразу же попадает в перфорацию.

2. Разрядка кассеты

Разрядка кассеты производится в затемненной фотолаборатории. Порядок разрядки таков:

1. Открыть кассету, как описано выше.
2. Если рулон пленки экспонирован не полностью, обрезать ее около принимающей бобины.
3. Снять принимающую бобину с пленкой и аккуратно завернуть в черную бумагу.
4. Вставить свободную бобину и закрепить на ней конец неэкспонированной пленки.
5. Закрывать кассету.

3. Зарядка фотокамеры

Перед зарядкой фотокамеры следует проверить правильность установки обтюратора. Риски на обтюраторе и на треке должны быть совмещены. В случае несовмещения необходимо переключатель скоростей 30 (рис. 12) поставить в такое положение, чтобы обтюратор мог свободно вращаться. Вращая шестерню 122, совместить риску на обтюраторе с треке. Затем переключатель поставить в нужное положение и клавишей непосредственного управления сделать несколько включений. Убедившись в правильной работе фотокамеры при закрытом обтюраторе, вставить кассету в фотокамеру до упора. При разрядке фотокамеры кассета вынимается в момент нажатия кнопки 36.

4. Фокусировка фотокамеры

Грубая фокусировка может быть произведена визуально с помощью фокусирующей кассеты по удаленным предметам вращением маховичка 32 (рис. 11). Так как хроматизм оптической системы мал, то найденное положение будет близко к положению фотографического фокуса. На фокусирующем маховичке отмечается положение, соответствующее визуальному фокусу.

Точную фокусировку лучше всего производить по звездам, для чего делаются 15 снимков при разных значениях фокуса, близких к найденному визуальному и отличающихся друг от друга на $\frac{1}{4}$ деления барабана (по 7 снимков в обе стороны от визуального фокуса). При этом диафрагма объектива должна быть полностью открыта. По максимально резкому кадру определяется соответствующий ему отсчет фокусирующего маховичка, и далее все съемки делаются с этим фокусом.

VI. СЪЕМКА ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

Фотографическая камера С-180 будет работать в течение всего темного времени суток (а в полярную ночь — круглосуточно). Съемка прекращается лишь во время снегопада и т. п., так как в этот период программа съемки задается в зависимости от облачности и наличия сияний в соответствии с инструкцией по съемке полярных сияний камерами С-180.

Перед каждым заданием программы КП необходимо согласовать с хронометром, как описано в разделе «Включение и проверка командного прибора» (Настройка КП).

27

Если хронометр уходит вперед или отстает на величину больше 1 сек. то в КП необходимо ввести поправку на неточность его хода (см. раздел «Блок поправки хронометра»).

Поясним это на примерах:

1. Поправка хронометра +13 сек (хронометр отстает). Тогда при настройке ШИС переводится на 15 сек вперед, т. е. устанавливается не на 4-е деление, а на 7-е. Теперь КП будет работать так, как если бы хронометр спешил на 2 сек. Задержка в 2 сек создается схемой поправки хронометра путем соответствующей установки реостата «Поправка хронометра».

2. Поправка хронометра —1 мин 17 сек (хронометр спешит). Тогда надо при настройке поставить ШИС в такое положение, которое бы эквивалентно работе с хронометром, отстающим в пределах 1 мин, т. е. в данном случае перевести ШИС на 2 мин назад: вместо положения «4» поставить его на «2» (не забывать о параллельных ламелях переключателя). Теперь работа КП соответствует работе с хронометром, отстающим на 43 сек. Компенсация этой поправки осуществляется, как в первом примере.

Шкала реостата «Поправка хронометра» должна быть проградуирована. Делается это следующим образом: индексы реостата устанавливаются против каждого деления, и в каждом положении измеряется величина задержки, как описано в разделе «Включение и проверка командного прибора» (измерения производятся в пределах задержки 0,5+4,5 сек). По этим данным строится график, из которого для каждой поправки находится нужное положение ручки реостата.

Градуировочная кривая может измениться в том случае, если в схеме поправки хронометра заменены лампы, конденсатор, сопротивления или изменилось анодное напряжение. О величина последнего можно судить по показаниям амперметра. Если анодное напряжение упало настолько, что его нельзя довести до номинального значения при помощи реостата «Анодное напряжение», то необходимо сменить батареи.

Градуировку нужно производить заново при каждом значительном изменении анодного напряжения или замене элементов схемы. Если схема поправки не включалась или работа ее протекала нормально, то градуировка производится не реже одного раза в месяц.

При работе пульта с односекундным хронометром схема преобразования должна проверяться перед каждым пуском КП (на слух по хронометру — интервал между двумя щелчками ШИС должен быть 5 сек). Перед началом работы, вставив кассету в фотокамеру, необходимо протянуть часть пленки, засветившуюся при зарядке на 5—6 кадров. Сделать это можно, находясь у головки, при помощи кнопки непосредственного управления электродвигателем или дистанционно кнопкой на пульте «Мотор».

В зависимости от того, производится пуск КП при открытом или закрытом объективе, выдержки и промежутки между ними поменяются местами, что всегда нужно учитывать при задании программы.

При необходимости повернуть объектив (открыть или закрыть объектив) это можно сделать кнопкой «Мотор».

При работе на II скорости фотокамеры пуск КП нужно производить при закрытом объективе, если выдержки 0,2, или при открытом объективе,

если съемка идет с длинными выдержками с промежутками 0,4 сек. Если на пробных пленках изображение часов получится передержанным или недодержанным, то следует соответственно отрегулировать накал лампочек подсветки реостатом «Освещение часов».

Во время работы фотокамеры, за погодой и сияниями и в случае необходимости сменяющей программы работы. При начавшемся снегопаде или поемке он должен успеть закрыть зеркала до того, как сколько-нибудь значительное количество снега попадет на их поверхность.

Периодически следует проверять, не забились ли снегом отметчики. Если температура наружного воздуха ниже 0°C, то цепь «Сигнализация и обогрев часов» на щитке не выключается. Делается это потому, что при неработающей фотокамере температура в термостате падает и часы, оставшись без собственного обогрева, могут остановиться. Независимо от погоды и температуры воздуха термостатическая коробка всегда должна быть надета на фотокамеру. Снимать ее разрешается только при фокусировочных работах, смене кассеты, установке диафрагм и при заводе часов, а также при техническом обслуживании.

Стандартизация полученных снимков осуществляется, как указано в инструкции к сенситометру ФСП-4, в соответствии с требованиями инструкции по съемке полярных сияний камерами С-180.

Периодически следует определять (путем сравнения негативов со звездным атласом) разрешающую силу прибора, наибольшую величину звезд, выходящих на снимке при данной выдержке.

Уменьшение разрешающей силы свидетельствует о расфокусировке фотокамеры или потускнении зеркал. В первом случае производится новая фокусировка; при значительном уменьшении отражающей способности зеркал последние заменяются новыми из ЗИПа.

При возникновении радиомехом с стороны контактных механизмов установки необходимо заземлить КП и головку прибора.

Следует иметь в виду, что телефон не работает при выключенном напряжении накала.

VII. УХОД ЗА ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ

Для безотказной работы прибора все узлы должны содержаться в чистоте. Кроме того, необходимо периодически производить их осмотр, смазывать трущиеся части и немедленно устранять замеченные неисправности.

Без необходимости не следует разбирать установку, производить изменения в электрической схеме, так как юстировка, необходимая после разборки, сложна, требует много времени и может быть выполнена качественно лишь квалифицированным механиком.

В комплект прибора входит набор запасных частей и инструментов (ЗИП).

1. Оптическая система

Особенной осторожности в обращении требуют зеркала. Следует тщательно следить за их чистотой. В нерабочем состоянии зеркала должны быть плотно закрыты крышками.

Пыль с зеркал удаляется обдуванием холодным воздухом с помощью фена, входящего в комплект фотокамеры, снег и обледенение удаляются обдуванием горячим воздухом.

Совершенно недопустимо прикасаться руками к оптическим поверхностям зеркал, объектива, коллимационной линзы.

Жировые пятна удаляются осторожным протиранием ватой, смоченной в легких фракциях бензина (петролейный эфир) или в спирте-ректификате.

При уменьшении отражающей способности зеркала заменяются новыми из ЗИПа, после чего производится юстировка прибора.

2. Электросхема

Периодически (раз в 2—3 месяца) для удаления пыли следует продувать КП с помощью фена.

Во время эксплуатации надо проверять напряжение в цепях, надежную посадку ламп в панелях, своевременно заменять перегоревшие лампы.

Если во время работы выйдут из строя рабочие ШИ, съемку продолжать на резервных. Замена ШИ, реле, счетчиков, ремонт монтажа производится в соответствии с прилагаемой к прибору монтажной схемой. Время от времени надо проверять состояние изоляции соединительных проводов, чтобы вовремя предупредить возможные замыкания и разрывы.

В случае обнаружения неисправности последняя отыскивается прозвонкой подозрительных цепей при помощи тестера или пробника. При этом следует руководствоваться принципиальной и монтажной схемами, а также описанием электрической схемы, приведенными выше.

Производя замену терморегуляторов, следует оберегать их от нагрева паяльником, что вызывает нарушение регулировки биметаллических пластин. Ремонт телефонного аппарата производится согласно его схеме, которая находится внутри корпуса.

3. Фотокамера

Постоянно следует следить за чистотой фотокамеры и кассеты. После прогонки 1500 м пленки производится чистка рабочих поверхностей трека и прижимной рамки от нагара. Трек извлекается из фотокамеры специальным ключом, загнутым концом которого поддевают края трека. На треке не должно быть царапин, заусенцев, и т. д. Проверяются надежность крепления лентопротяжных барабанов, хорошая посадка кассеты в фотокамере и плавность хода механизмов (проверить вращением головки обтюратора).

После прогонки 4500 м пленки производится осмотр фотокамеры, как после 1500 м; кроме того, проверяется состояние коллектора электродвигателя, щеток и их пружин. Коллектор промывается бензином, а при наличии искрения зачищается стеклянной бумагой, после чего производится притирка щеток.

После прогонки 9000 м, кроме работ, перечисленных выше, производится смазка зубчатых передач фотокамеры и кассеты смазкой 2ШПКа, имеющейся в ЗИПе. Старая смазка удаляется промывкой в бензине.

Смазка подшипников электродвигателя производится через 150 часов работы (т. е. раз в 3—4 мес., так как электродвигатель работает в импульсном режиме) смазкой ГСА, имеющейся в ЗИПе и изготовляемой на гидрированном кашалотном жире.

Для смазки необходимо:

1. Снять электродвигатель с фотокамеры.
2. Выбить штифт, крепящий на валу муфты соединения электродвигателя с механизмом, и снять муфту.
3. Снять кожух, закрывающий доступ к коллектору.
4. Расштифтовать тормозную муфту и разобрать ее.
5. Вынуть щетки.
6. Отвернуть стяжные болты.
7. Снять крышку и извлечь якорь с подшипником (второй подшипник при этом остается в крышке тормозной муфты).
8. Промыть подшипники бензином.
9. Положить новую смазку ГСА заподлицо с шариками.
10. Собрать электродвигатель в порядке обратном разборке, избегая перекосов и больших усилий.
11. Испытать электродвигатель и установить его на фотокамере.

Следует следить, чтобы при перемене скоростей объектив был закрыт, при этом риски на обтюраторе и треке должны совпадать.

Пружинные контакты на фотокамере должны плотно прижиматься к контактам кассеты, однако сильно их отгибать не следует во избежание поломки при вставлении и вынимании кассеты.

Часть третья

СПЕКТРАЛЬНАЯ КАМЕРА С-180-S

Спектральные камеры С-180-S предназначены для получения на каждом снимке всей видимой части спектра дуги вертикала длиной 180°, простирающейся от горизонта до горизонта. При таком использовании эти камеры выполняют функции патрульных спектрографов.

Возможно использование камер С-180-S и в качестве бесчелювых спектрографов. В этом случае съемка ведется с широкой щелью и на снимках получаются монохроматические изображения полосы неба вдоль вертикала шириною около 15°.

В состав камер С-180-S входит ряд узлов фотокамер С-180. Однako в камерах обоих типов зеркала, командный прибор, фотокамера, переходная коробка, соединительный кабель, тренога и набор вспомогательных инструментов.*)

Хронометр в комплекте камеры С-180-S не обязателен, так как все они устанавливаются только на тех станциях, где есть фотокамеры С-180. Клеммы «Хронометр» КП С-180-S можно присоединить к розетке «Импульсы 5 сек» КП С-180. Соединить оба КП параллельно к выводу хронометра нельзя, ибо в этом случае через контакты хронометра пойдет слишком большой ток.

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КАМЕРЫ С-180-S

Превращение зеркальной системы фотокамеры С-180 в оптическую систему патрульного спектрографа оказалось возможным благодаря следующей специфической ее особенности: на пути от выпуклого зеркала к вогнутому все лучи, попадающие в объектив фотокамеры, проходят недалеко от точки пересечения оси зеркальной системы с фокальной поверхностью, на которой получается действительное изображение небосвода. Эта точка 153 (рис. 23) отстоит на 183,5 мм от вершины вогнутого зеркала и на 334 мм от вершины выпуклого зеркала.

Фокальную поверхность системы зеркал можно считать плоскостью, так как она имеет радиус кривизны около 400 мм. Диаметр изображения небосвода на этой поверхности 125 мм, а максимальное расстояние лучей от точки 153 около 10 мм.

В фокальной поверхности зеркальной системы камеры С-180-S помещена плоская диафрагма 106 с отверстием в центре диаметром 25 мм. Через это отверстие лучи попадают на вогнутое зеркало и, отразившись

* Диаметр отверстия выпуклого зеркала у камер С-180-S равен 81 мм, а у С-180 45 мм. В фотоаппарате С-180-S нет сетки в кадровом окне.

от него, образуют на верхней стороне диафрагмы 106 действительное изображение небосвода. Щель 108 в диафрагме 106 вырезает нужную полосу из этого изображения.

Лучи, прошедшие через щель 108, проходят далее через отверстие в центре выпуклого зеркала и коллиматорный объектив 109, отражаются под углом около 105° от дифракционной решетки 110 и попадают в объектив камеры 4.

Коллиматорный объектив двухлинзовый, фокусное расстояние 364 мм, диаметр 84 мм.

Дифракционная решетка (реплика) имеет 600 штр/мм и размер 60×50 мм; концентрирует не менее 60% света в 1 порядке при 6180 ангст. Плоскость реплики составляет с оптической осью камеры угол около 22°.

Оправа дифракционной решетки закрепляется двумя винтами в рабочем положении.

Из-за отверстия в центре диафрагмы 106 оказалась неприменимой прямая щель, проходящая через оптическую ось зеркальной системы. Щель пришлось сделать в виде дуги окружности, не проходящей через центральное отверстие. Радиус кривизны этой дуги подобран так, чтобы при узкой щели вырезалась линия, приблизительно совпадающая с большим кругом, наклоненным на 22° к оптической оси зеркальной системы.

На рис. 32 изображен план диафрагмы при максимальном расширении щели (отверстия заштрихованы). При сужении щели створка, более удаленная от центра диафрагмы, подвигается к центру, а другая остается неподвижной. Узкая щель совпадает с ближайшим к центру краем широкой щели.

Максимальное раскрытие щели — 10 мм. Установка ширины щели производится при помощи микрометрического винта — барабаном 129 (рис. 25) с ценой деления 0,01 мм. Для предохранения щечек щели от сжатия имеются упоры, ограничивающие минимальное раскрытие в пределах 0,05—0,1 мм. Сужать щель менее 0,1 мм опасно, так как при этом возможно снятие сначала упоров, а затем и самой щели.

В камере С-180-S применена довольно сложная система диафрагмирования во избежание засветки спектрограммы прямым светом неба. Помимо цилиндра 154 (рис. 23), образующего вместе с диафрагмой 106 и оправой верхнего зеркала сплошную коробку, в камере С-180-S шесть диафрагм: 113, 123, 155, 112, 156, 157.

Диафрагма 113 представляет собою цилиндр с фигурным вырезом. Развертка его показана на рис. 33. Диафрагма 123 — это цилиндрический козырек, заслоняющий коллиматорный объектив от прямой засветки через вырезы в диафрагме 113.

Диафрагма 155 закрывает неиспользуемые края коллиматорного объектива, а диафрагма 112 закрывает всю неиспользуемую часть выпуклого зеркала. На рис. 24 заштрихованы незадиафрагмированные части выпуклого зеркала и его центрального отверстия.

Диафрагма 156 представляет собой подвижный козырек, заслоняющий коллиматорный объектив со стороны, противоположной рабочей части большого зеркала. Диафрагма 157 в виде стемпного стакана предназначена для уничтожения бликов от диафрагмы 113.

После дальнейшей перевозки камеры систему диафрагм полезно проверить. Для этого нужно закрыть дифракционную решетку крышкой и повернуть ее под углом около 45° к оси зеркальной системы. На крышку нужно положить плоское зеркало и с помощью какого-либо проекцион

ного фонаря направить снизу в коллиматор яркий пучок параллельных лучей. Пуская табачный дым и отклоняя входящий параллельный пучок в пределах 10 градусов в разные стороны от оптической оси зеркальной системы, нетрудно проследить ход всевозможных лучей.

Следует иметь в виду, что нельзя просвечивать оптическую систему в обратном направлении, если в ее составе есть дифракционная решетка, поэтому дифракционную решетку приходится исключать при проверке диафрагмы.

При проверке системы диафрагм полезно знать расстояния точек пересечения средним лучом поверхностей выпуклого и вогнутого зеркала и шелевой фокальной плоскости от оптической оси. Эти расстояния (высоты лучей) обозначены соответственно h_1 , h_2 и y . На рис. 34 они заданы графически, как функция от z -углового расстояния бесконечно далекого точечного источника света от оптической оси зеркальной системы. Масштаб от оси ординат в миллиметрах для h_1 дан справа, а для h_2 и y — слева.

На верхней стороне диафрагмы 106 укреплен неоновая лампочка. Лучи от нее проходят через нейтральный или синий светофильтр и диафрагму и попадают на прямоугольную призму, установленную над шелью. Отразившись вниз и пройдя через ступенчатый ослабитель, лучи попадают в коллиматор. Таким образом, рядом со спектром полярного сияния получается спектр неона, что необходимо для определения длин волн и фотометрической стандартизации. Синий светофильтр подбирается так, чтобы интенсивность линий во всех частях спектра была приблизительно одинакова.

Линии в спектре получаются изогнутыми вследствие кривизны щели. Длина хорды спектральной линии, соответствующей дуге большого круга, простирающегося от горизонта до горизонта, равна 18 мм, т. е. масштаб в среднем 10 нм/мм. Дисперсия на спектрограмме около 260 ангстр./мм. Для того чтобы большой круг небесной сферы, вырезанный щелью, соответствовал вертикалу, то есть проходил через зенит, оптическую ось зеркальной системы пришлось наклонить на $22^{\circ}30'$.

Голова спектральной камеры (рис. 25) укреплен на косом основании. Для установки в различных вертикалах основание вращается на шариковом подшипнике. Головка может быть закреплена винтом в любом положении. С помощью индекса и шкалы достигается воспроизводимость установки прибора.

Основание имеет окна 124, из которых одно необходимо для доступа к выключателю обогрева нижнего зеркала, неоновой лампочке и к розеткам освещения, а во втором установлен термостат фотокамеры 125. В днище основания имеется отверстие, через которое проходит кабель от переходной коробки.

Оправа большого зеркала устроена так же, как и у фотоаппаратной камеры. Сверху на винтах укреплен диафрагма зеркала. На нижней стороне оправы находятся 20-штырьковый ШР для присоединения головки к переходной коробке, розетка шнура неоновой лампочки, выключателя обогрева нижнего зеркала и неоновой лампочки, розетка освещения. Последние три детали закрываются общей крышкой. Здесь же крепится коробка термостата с помещенной внутри нее оправой дифракционной решетки.

Зеркало с диафрагмой закрывается крышкой 126 (рис. 25).

Коробка термостата фотокамеры разъемная. Для создания герме-

тичности полости большого зеркала на коллиматор навинчено кольцо с войлочной прокладкой.

Верхнее зеркало укрепляется в оправе так же, как и в фотокамере С-180, но оправа 127 представляет собою трубу, внутри которой расположены диафрагма, шель, неоновая лампочка 128 и призма со ступенчатым ослабителем.

Для удобства вывертывания патрона неоновой лампочки ее шнур имеет разъем. Включая вилку на конце шнура в розетку на нижней стороне оправы зеркала, необходимо соблюдать правильную полярность, иначе неоновая лампочка не загорится.

В оправе имеется окно, открывающее доступ к щели, призме с ослабителем и облегчающее установку зеркала.

В нижней части оправы установлены козырек 123 и шелевая диафрагма 113, крепящаяся барашком 130.

Последняя в нерабочем положении снимается, и на ее место надевается специальная крышка.

Сверху оправа закрывается крышкой 13 (рис. 7).

Обогрев верхнего зеркала в спектральной камере отсутствует.

II. ФОТОПРИСТАВКА

Фотоприставка (рис. 26, 27, 28) представляет собою лентопротяжный механизм с двумя скоростями движения пленки.

На большой скорости осуществляется подсветка пленки для гиперсеисбилизации. Трек с узкой щелью при этом вынимается и заменяется запасным треком с отверстием 22×16 мм. Пленка освещается посторонним источником света.

Во втором режиме работы (малая скорость) фотоприставка предназначена для записи вариации вертикальной составляющей магнитного поля Земли или ее производной по времени. Для этого перед фотоприставкой помещается зеркальный гальванометр, «зайчик» которого с помощью цилиндрической линзы, помещенной в тубусе 133, проектируется на шель в трек. Гальванометр соединен с расположенным вне здания магнитным кольцом (соленьюидом), воспринимающим изменения магнитного поля. При изменении напряженности поля в кольце наводится ЭДС и «зайчик» гальванометра отклоняется вдоль щели на треке перпендикулярно направлению движения пленки. Таким образом, на пленке записывается кривая магнитных вариаций.

Внутри фотоприставки перед щелью установлена лампочка, связанная с реле Рн КП (схема включения описана в следующем разделе). Лампочка будет светиться раз в 1; 5; 15 или 60 мин в зависимости от положения переключателя Вн. На движущейся пленке через определенные интервалы будут получаться засветки, служащие отметками времени (моменты вспышек лампочки вполне определены, так как работа КП согласована с хронометром и известен момент его включения).

Кроме того, на этой же пленке можно фиксировать вспышки лампочек, установленных рядом с гальванометром и связанных с предыдущими реле пультов С-180 и С-180-S или др. установок — ионосферных станций, радиолокаторов и т. п. — и тем самым фиксировать моменты их срабатывания. Схемы включения этих лампочек описаны ниже.

Основные данные фотоприставки

1. Электродвигатель типа СЛ-240с, напряжение питания 24 в. 1,9 ампера, $n=3700$ об/мин управляется от КП С-180-S.
2. Скорости протягивания пленки: при гиперсенсибилизации 3,75 м/мин — 6,25 см/сек; при записи вариаций 7,5 мм/мин — 45 см/час.
3. Емкость кассеты 60 м.
4. Пленка 36-мм перфорированная.
5. Длина окружности кольца, воспринимаемого изменением напряженности магнитного поля, 90 м, число витков в нем — 16.

Рассмотрим кинематическую схему фотоприставки (рис. 28). Электродвигатель 134 через червяк 135, шестерню 136 и червяк 137 сообщает движение червячному колесу 138, свободно сидящему на своем валу. Одновременно от шестерни 136 через 140, 139 и 141 движение передается шестерне 142, тоже свободно сидящей на оси.

Шестерни 138 и 142 соединяются с валом посредством муфты переключения скоростей 143, управляемой рукояткой 144 на передней стенке фотоприставки (рис. 27). Муфта свободно скользит вдоль вала, но благодаря шпонке вращается с ним как одно целое. Кулачками, входящими в отверстия, муфта соединяется либо с шестерней 138, либо с 142. При этом получают различные передаточные отношения, т. е. различные скорости вращения вала.

Далее через червяки 145 и 146 усилие передается на шестеренку 147, с которой сцепляется приводная шестерня 148 кассеты.

Кассета фотоприставки по кинематической схеме подобна кассете фотокамеры, но конструктивно от нее отличается. Транспортировка пленки осуществляется зубчатым барабаном кассеты через добавочный ролик, чем достигается равномерное движение пленки.

Таким образом, кассеты камеры и фотоприставки взаимозаменяемы.

Проверка фокусировки фотоприставки может быть осуществлена при помощи микроскопа (фокусировочной кассеты) фотокамеры.

Управление фотоприставкой сосредоточено на КП. 8-штырьковый штепсельный разъем Ш: на правой стенке КП при помощи кабеля соединяется с разъемом Ш: фотоприставки 149 (рис. 26).

На задней стенке фотоприставки установлены также розетка лампы отсчета времени Ш: 150 (рис. 26) и четырехштырьковый ШР для подключения лампочек, сигнализирующих о срабатывании предвыходных реле. Здесь же помещается кнопка 151 замка кассеты.

К задней стенке фотоприставки привинчен кожух электродвигателя 152.

На передней стенке находятся тубус 133 (рис. 27) и рукоятка переключения скоростей 144 (рис. 27, 28).

Фотоприставка крепится при помощи ласточкина хвоста к специальной планке, привинчиваемой к столу.

III. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СХЕМЫ С-180-S

Электрическая схема С-180-S отличается от описанной выше отсутствием сенситметра, отметчиков, обогрева зеркала и введением новых цепей — неоновой лампочки и фотоприставки. Отсутствующие в камере С-180-S цепи на принципиальной схеме показаны пунктиром.

Переключатель В: на панели внутри КП при работе со спектраль-

ной камерой ставится в положение «Спектр». При этом от батарей сухих элементов через клеммы К: и К: и контакты 10 и 18 26-штырькового ШР на неоновую лампочку НЛ: подается напряжение 60 в. Лампочка (типа МН8) имеет потенциал зажигания 65—85 в. Избыток напряжения гасится сопротивлением R:, выведенным под шлиц в переходной коробке слева от ШР телефона. Если лампочка не зажигается (что может произойти из-за ее старения, сопровождающегося повышением потенциала зажигания, или при разряде батарей), нулевой потенциал на цоколе лампочки может быть восстановлен соответствующей регулировкой R:.

Неоновая лампочка имеет электроды разной формы и горит лишь при правильном ее включении — цоколь должен соединиться с плюсом источника питания, а центральный контакт — с минусом. Нормальный срок службы лампочки — 200 часов.

Выключение неоновой лампочки производится однополюсным выключателем В:, расположенным на нижней стороне оправы большого черкада рядом с розеткой переносной лампочки.

Рассмотрим электрическую схему фотоприставки. Питание на электродвигатель М: подается от сети обогрева зеркала по следующей цепи: плюс источника напряжения, выключатель В: «Фотоприставка», реостат R:, «Мотор фотоприставки», вывод 2Ш:—Ш:, электродвигатель, далее — вывод 3 штепсельного разъема, минус источника питания.

При срабатывании Р: вспыхивает лампочка ЛН: отсчета времени. Достигается это следующим образом: выводы 2 и 5 Ш: замкнуты, так что констант 5 Ш: при включенном электродвигателе оказывается соединенным с плюсом источника питания. При срабатывании реле замыкается цепь: плюс источника питания, гасящее сопротивление R:, контакты 3—4 П реле Р:, вывод 8 Ш: и Ш:, розетка Ш: на фотоприставке, лампочка отсчета времени, вывод 3 Ш: и Ш:, минус источника питания.

Необходимость ведения R: обусловлена тем, что лампочка ЛН: шестивольтовая, а напряжение на нее подается от источника в 24 в.

Лампочки, сигнализирующие о срабатывании предвыходных реле, присоединяются к выводам 1—4 и 1—7 Ш:, Ш:. Для удобства подключения эти контакты можно соединить с четырехштырьковым ШР фотоприставки.

Легко проследить по принципиальной схеме; лампочки будут вспыхивать при замыкании контактов 1—2 IV реле Р: и 1—2 IV реле Р:. Провод, идущий от контакта 1Ш: к лампочкам, является общим; в его разрыв подключается источник питания, так как от цепей КП на эти лампочки напряжение не подается.

Часть четвертая ЭКСПЛУАТАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ КАМЕРЫ

I. ЮСТИРОВКА ОПТИКИ

Установка зеркал производится так же, как и в фотокамере С-180. Поверх большого зеркала на винтах устанавливается диафрагма.

Точность положения плоскости щели в фокусе коллиматора обеспечивается заводской регулировкой. При установке верхнего зеркала необходимо следить за тем, чтобы создаваемое им изображение было сфокусировано на щель. Для этого, открыв окно в оправе вогнутого зеркала, на щель помещают полоску белой бумаги и на этом экране визуально проверяют качество изображения лампочки, расположенной в 2,5-3 м от головки. Передняя лампочка вдоль вертикала, проверяют фокусировку на различных участках щели. При необходимости фокусировка может быть произведена изменением толщины прокладочных колец под зеркалом.

Произведя эту регулировку, окно в оправе закрывают и приступают к проверке качества спектра и фокусировке фотокамеры. Головка с камерой помещается в затемненном помещении. При помощи фокусирующей кассеты при диафрагме 1,5 проверяется качество спектра и находится положение визуального фокуса, после чего производится фотографическая фокусировка (см. «Фокусировка камеры»). Съемка обязательно должна производиться при закрытом термостате, чтобы на решетку не падал рассеянный свет.

Одновременно проверяется качество неоновой спектра, снимаемого через ступенчатый ослабитель, и плотность изображения часов.

II. СЪЕМКА СПЕКТРОВ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ И РАБОТА С ФОТОПРИСТАВКОЙ

Установка, включение, проверка и наладка КП производится так, как описано выше. Клеммы «Хронометр» подключаются к розетке «5 сек» КП С-180 специальным шнуром, входящим в комплект спектральной камеры.

При задании программы, кроме изменения частоты съемки, величины выдержек и диафрагмы, могут меняться также ширина щели и положение головки.

Необходимо следить, чтобы в нерабочем состоянии прибора диафрагма с прорезью была снята с оправы верхнего зеркала, а вместо нее была надет крышка. Попадание снега внутрь недопустимо, так как, во-первых,

снег может забить щель, отверстие диафрагмы и неоновую лампочку, а во-вторых, может нарушить плавность хода подвижной щечки щели.

В остальном обслуживание камеры С-180-S не отличается от обслуживания фотографической камеры С-180.

Данные ступенчатого ослабителя приводятся в прилагаемом к нему паспорте.

Фотоприставка устанавливается на столе и соединяется с КП. Перед ней устанавливаются гальванометр и лампочки, положение и яркость горения которых подбираются экспериментально сначала при помощи фокусирующей кассеты, а затем пробным фотографированием. Клеммы гальванометра соединяются с магнитным кольцом, расположенным на земле вне здания.

Зарядка кассеты фотоприставки ничем не отличается от зарядки кассеты фотокамеры.

Выключение фотоприставки производится тумблером «Фотоприставка» на КП. При замыкании цепи начинает работать электродвигатель и подается напряжение на лампочку отсчет времени.

Перед зарядкой в кассету фотокамеры пленка может быть подвергнута гиперсенсibilизации на фотоприставке. Для этого ее заряжают в кассету фотоприставки и с большой скоростью протягивают перед щелью трека, освещенной лампочкой (рис. 30). Режим подзарядки подбирается опытным путем; вуаль при гиперсенсibilизации должна иметь значение порядка 0,3.

Переключение скоростей должно происходить при выключенном электродвигателе.

При необходимости в тубус могут быть ввернуты имеющиеся в комплекте нейтральные фильтры 5' и 10'.

Цель обогрева зеркал при работе фотоприставки должна быть включена, так как иначе не будет работать электродвигатель.

III. УХОД ЗА СПЕКТРАЛЬНОЙ КАМЕРОЙ

1. Оптическая система

Чистка зеркал С-180-S производится так, как это описано в разделе «Уход за фотографической камерой».

Внимательно следите за тем, чтобы под диафрагму большого зеркала не набивался снег, который может там смерзнуться в сплошную массу и повредить зеркало.

Чрезвычайно большой аккуратности в обращении требует реплика. Желатиновый ее слой легко повреждается, поэтому следует всячески оберегать полость термостата от пыли и влаги.

Реплику необходимо защищать от механических повреждений, загрязнения и химических воздействий, чтобы надолго сохранить ее оптические свойства. Следует особенно охранять реплику от щелочей, так как они легко растворяют алюминий.

Рекомендуется соблюдать следующие меры предосторожности:

1. При установке реплики в прибор обеспечивать хорошую защиту ее от пыли, для этой цели корпус прибора должен быть достаточно герметичным. В тех случаях, когда это невозможно сделать, необходимо иметь местную защиту. В нерабочем состоянии реплику следует закрывать крышками оправы.

2. Не прикасаться к заштрихованной поверхности реплики пальца-

ми или какими-либо предметами, даже мягкими (ватой, белочной кисточкой и др.).

3. Не разговаривать над открытой репликой во избежание попадания на нее слюны.

4. Производить чистку реплики возможно реже. Рекомендуется применять следующий способ чистки рабочей поверхности реплики: пыль удалить сдуванием струей чистого воздуха (не пользоваться сжатым воздухом);

для удаления жировых загрязнений вынуть реплику из оправы и промыть 2—3 раза в легких фракциях бензина (петролейный эфир); при сильном загрязнении реплики можно допустить в процессе промывания ее в эфире легкое протиранье куском мягкой, чистой ваты, обильно смоченной эфиром (движения делать только вдоль штрихов в одном направлении). Однако эту операцию производить в самых крайних случаях и поручать ее лицам, знающим свойства реплик и знакомым с чисткой оптики.

Периодически следует проверять через окуляр в оправе верхнего зеркала состояние щели, отсутствие на ней снега, пыли, легкость хода микрометрического винта, отсутствие перекосов подвижной створки и забоя на ней.

Ласточкин хвост щели смазывается специальной морозостойкой смазкой. Ни в коем случае не допускается разборка щели, так как подвижные ее части приточены с очень большой точностью, которая при разборке неминуемо будет нарушена.

Чистка щели производится следующим образом: установить ширину 0,3—0,4 мм, в щель вдвигают конец заостренной спицы, которой проводят несколько раз вдоль щели в одном направлении.

2. Фотоприставка

Уход за фотоприставкой аналогичен уходу за камерой.

В сроки, указанные для фотокамеры, производится очистка трека (следует внимательно следить за состоянием щели в нем), смазка подшипников электродвигателя и шариковых роликов. Для доступа к ним снимается задняя стенка фотоприставки. Трек фотоприставки, как и трек камеры, вынимается специальным ключом.

Приложение № 1.

ХАРАКТЕРНЫЕ НЕИСПРАВНОСТИ УСТАНОВОК С-180 и С-180-С

Ниже приводится список наиболее часто встречающихся неисправностей в работе приборов. Такие очевидные неисправности, как перегорание лампочек, обрыв цепи и т. д., в таблицу не включены.

№ п.п.	Неисправность	Причина	Устранение
1	При включении тумблера ШИ не работают	а) Недостаточное напряжение на клеммах К-К и К-К; б) не работает Р, из-за неправильной полярности питания; в) вышло из строя Р; г) залив ШИС.	а) Проверить вольтметром и отрегулировать; б) проверить и исправить; в) заменить; г) см. п. 2. д) отрегулировать.
2	Заливает ШИС.	д) не замыкаются контакты Р, Р; в) Неправильная полярность включения источников питания реле;	а) Проверить и исправить; б) отрегулировать.
3	Заливает ШИМ	б) не замыкаются контакты 3, 4 IV Р; Не замыкаются контакты 3, 4 IV Р;	б) отрегулировать.

1	2	3	4
4	Залипает ШИЧ.	Не размыкаются контакты 3, 4 IV P ₁ ;	Отрегулировать;
5	При съемке ШИЧ срабатывает одновременно с P ₁ .	а) В ₁ стоит в положении «Стандарт»; б) неработающий ШИС стоит в положении «Б».	а) Поставить в другое положение. б) То же.
6	При включенном В ₁ перескок отсутствует.	Не замыкаются контакты P ₁ .	Отрегулировать.
7	Наблюдаются ложные перескоки.	Закорочены сопротивления R ₁ , R ₂ и R ₃ .	Проверить и исправить.
8	В каком-либо из положений ШИС и ШИМ не подается импульс на предвыходные реле.	а) Неисправен соответствующий выключатель; б) обрыв провода.	а) Заменить; б) проверить тестером и исправить.
9	Выдержки и промежутки между ними поменялись местами.	Не сработал мотор камеры.	Послать дополнительный импульс при помощи КН ₁ (КН ₂).
10	Контакты реле сильно искрят и обгорают.	Неисправна соответствующая искрогасительная цепочка.	Исправить.
11	Ламповые схемы включены, но стабилвольты не загораются.	а) Низкое анодное напряжение; б) Не срабатывает P ₂ (P ₄).	а) Отрегулировать при помощи R ₂ или заменить батарею; б) проверить цепи питания и исправить повреждение.
12	Стабилвольты не гаснут.	а) Повреждение С ₁ и С ₂ ; б) залипают P ₂ (P ₄).	а) Заменить; б) см. 11 б.
13	Ламповые схемы работают, но ШИС не передвигается.	Не замыкаются контакты P ₂ (P ₄).	Отрегулировать.

42

43

1	2	3	4
14	Длительность импульса на выходе не равна 0,5 сек.	Нарушена регулировка схемы.	Отрегулировать при помощи R ₂ (R ₁).
15	При работе с 1-сек. хронометром ШИС передвигается не 1 раз в 5 сек, а чаще или реже.	Нарушена регулировка схемы.	Отрегулировать при помощи R ₁ .
16	При работе с 1-сек. хронометром ШИС передвигается каждую сек.	В ₁ стоит в положении «5 сек».	Перевести в положение «1 сек».
17	Не работает телефон.	а) Выключено напряжение накала, б) неисправен телефонный аппарат.	а) Включить, б) отремонтировать
18	Не работает фотопроставка.	Выключен обогрев зеркал.	Включить
19	Вал электродвигателя фотопроставки вращается в обратную сторону.	Неправильная полярность включения питания.	Исправить
Фотокамера			
20	При поданном напряжении электродвигатель не срабатывает.	а) Недостаточное напряжение, б) заедание в механизме из-за недостатка смазки; в) загустевание смазки; г) нарушилась регулировка тормозной муфты.	а) Проверить и увеличить, б) снять фотокамеру и проверить, при необходимости смазать; в) проверить обогрев; г) сменить электродвигатель.
21	Объектор на 1 скорости делает более 1/2 оборота или несколько оборотов.	а) Замыкание в кнопках КН ₁ , КН ₂ , (КН ₃ , КН ₄); б) залипли контакты блокировки КП ₁ (КП ₂); в) замыкание в P ₂ (P ₄); г) велико напряжение	а) Проверить и устранить; б) зачистить и отрегулировать; в) заменить реле; г) установить по вольтметру.

1	2	3	4
22	Красная лампочка долго не загорается или не гаснет.	Не протягивается пленка из-за неправильной установки величин петли или из-за обрыва.	Перезарядить кассету.
23	Отсутствует изображение часов.	Перегорела одна из лампочек ЛН; ЛН; ЛН (ЛН; ЛН; ЛН).	Заменить.
24	Изображение часов передержано или недодержано.	а) Слишком большая или недостаточная яркость горения лампочек подсветки; б) см. п. 29; в) сбит обтюратор.	а) Отрегулировать при помощи R ₁ (R ₂); в) установить по рискам.
25	Отсутствует изображение отметчиков.	Сбиты коллиматоры отметчиков.	Выставить и закрепить.
26	Обтюратор неполностью закрывает или открывает объектив	а) При переводе скоростей риска на обтюраторе не совпадает с риской на треке; б) см. п. 21.	а) Поставить маховичок перевода скоростей в нейтральное положение и совместить риски
Головка			
27	Полость термостата перегревается.	Неисправен терморегулятор.	Заменить.
28	Обогрев включен, но полость термостата не нагревается.	а) То же; б) неисправен один или несколько обогревателей.	а) То же. б) То же.
29	Не горят отметчики	а) Отметчики забиты снегом; б) нарушена регулировка яркостей; в) В ₁ стоит в положении «Спектр».	а) Очистить; б) отрегулировать при помощи R ₁ , R ₂ , R ₃ ; в) поставить в положение «Фото».

1	2	3	4
30	Не горит неоновая лампочка	а) Неправильное включение; б) В ₁ стоит в положении «Фото».	а) Изменить полярности; б) поставить в положение «Спектр».
31	Головка С-180-S не вращается	Загрязнен или забит снегом подшипник.	Разобрать, очистить и смазать.
32	Не вращается микрометрический винт регулятора ширины щели.	На щели замерзла влага	Снять щель и просушить при комнатной температуре
Оптическая схема			
33	Ухудшение резкости изображения.	а) Расфокусирована фотокамера; б) на зеркалах осела влага.	а) Отфокусировать, б) удалить при помощи фена.
34	Спектр срезан.	а) Загрязнена щель; б) неправильная установка диафрагмы.	а) Очистить, б) исправить.
35	Систематические недодержки	Помутнение зеркал и дифракционной решетки.	Заменить.

Приложение № 2.
ПЕРЕЧЕНЬ ОБОЗНАЧЕНИЙ НА ИЛЛЮСТРАЦИЯХ

№№ обоз.	НАИМЕНОВАНИЕ	№№ фото
1	Выпуклое сферическое зеркало	4
2	Вогнутое сферическое зеркало	4
3	Коллимационная линза	4
4	Объектив фотокамеры	4,23
5	Войлочная прокладка	5
6	Стопорный винт для крепления фасонного проволочного кольца	5
7	Обогреватель	5
8	Терморегуляторы	5
9	Стойка оправы коллимационной линзы	5
10	Войлочная прокладка	5
11	Стойки крепления оправы верхнего зеркала к основанию головки	6
12	Крышки нижнего и верхнего зеркала	7
12	Крышка оправы верхнего зеркала с обогревателем и терморегулятором	7
13	Розетки для включения выключников «север-юг»	8
14	Розетка для включения лампочки	8
15	Штепсельный разъем для подвода питания к фотокамере	8
16	Отметчик «север-юг»	6
17	Винт	5
18	Пластины для соединения с распорками тросов	6
19	Стопорный винт для крепления шарового шарнира.	6
20	Корпус фотокамеры	10
21	Обогреватель и терморегулятор для часов «Победа» в фотокамере	10
22	Головка обтюратора фотокамеры	11
23	Объектив	11
24	Шестерня фокусировки	11
25	Шестерня диафрагмирования	11
26	Коробка с часами	11
27	Шестерня завода часов	11
28	Контакт головки обтюратора	11
29	Терморегулятор системы обогрева камеры	11
30	Маховичок диафрагмирования объектива	11
31	Маховичок фокусировки объектива	11
32	Ласточкин хвост для крепления фотокамеры в головке	12
33	Валики диафрагмирования и фокусировки объектива	12

46

№№ обоз.	НАИМЕНОВАНИЕ	№№ фото
35	Валик завода часов	12
36	Кнопка замка кассеты	12
37	Маховичок перевода скоростей	12
38	Электродвигатель фотокамеры	12
39	Кнопка непосредственного управления электродвигателем	12
40	Штепсельный разъем для подачи управляющих импульсов	12
41	Редуктор	12
42	Кулачковый механизм с контактами	12
43	Трех пленки	12
44	Грейфер	12
45	Электродвигатель фотокамеры	13
46	Муфта	13
47	Червяк	13
48	Червячное колесо	13
49-52	Две пары конических и цилиндрических шестерен	13
53	Шестерня вращения	13
54-55	Шестерня первичного вала	13
56-57	Шестерня вторичного вала	13
58	Червяк	13
59	Червячное колесо	13
60	Шестерня камеры	13
61	Шестерня	13
62	Нижняя крышка кассеты	14
63	Плато кассеты	14
64	Верхняя крышка кассеты	14
65	Подложная бобина	14
66	Принимающая бобина	14
67	Колодка	14
68	Застежки верхней крышки кассеты	14
69	Счетчик метража неэкспонированной пленки	10
70	Ролик счетчика метража неэкспонированной пленки	14
71	Шестерня кассеты	13
72	Лентопротяжный барабан	13
73	Лентопротяжный барабан	13
74	Паразитка	13
75	Шестерня принимающей бобины в кассете фотокамеры	13
76	Матовое стекло фокусирующей кассеты	16
77	Маховичок фокусировки кассеты	16
78	Винт крепления фокусирующего маховичка кассеты	16
79	Кронштейн крепления фотокамеры	8

47

№№ фото	НАИМЕНОВАНИЕ	№№ фото
80	Вит с барашком для крепления фото-камеры	8
81	G-образный прижим	8
82	Выключатели обогревателей большого и малого зеркала	8
83	Подпружиненное реле Р	18
84	Лампа Л1 типа 6Н15П	18
85	Конденсатор С МВГП-2	18
86	Стабилитрон типа СГ-ЭС	18
89	Лампа Л2 типа 6Н15П	18
90	Переменное сопротивление R	18
91	Шаговое искателя типа ШИ-11	18
94	Ростат R» «Освещение часов I пр»	18
95	Ростат R» «Освещение часов II пр»	18
96	Ростат R» «Напряж. отметчика»	19
97	Ростат R» «Юг»	18
98	Ростат R» «Север»	18
99	Ростат R» «Анодное напряж.»	18
100	Ростат R» «Напряж. накала»	19
101	Ростат R» «Камеры»	18
102	Окно верхней крышки термостата	22
103	Заглушка окна термостата	22
104	Штупсельный разъем	23
105	Выпуклое сферическое зеркало	23
106	Диафрагма	23
107	Вогнутое сферическое зеркало	23
108	Шаль	23
109	Коллиматор	23
110	Дифракционная решетка	23
111	Пленка	23
112	Диафрагма выпуклого зеркала	23
113	Шелевая диафрагма	23,25
114	Переключатель рода работ	18
115	Регулировка длительности импульса	18
116	Штепсельный разъем, к которому подводится 80-метровый кабель	21
117	Штепсельный разъем, от которого подводится кабель на головку установки	21
118	Штепсельный разъем, от которого подводится кабель на зенитную камеру	21
119	Зубчатый барабан для подающей бобины кассеты	14
120	Зубчатый барабан для принимающей бобины кассеты	14
122	Шестерня для совмещения белой риски обтюратора с неподвижной белой отметкой	12

№№ фото	НАИМЕНОВАНИЕ	№№ фото
123	Козырек	23,25
124	Окно в основании головки	25
125	Термостат, установленный в окне основания головки	25
126	Крышка нижнего зеркала	25
127	Оправа верхнего зеркала	25
128	Неоновая лампочка	25
129	Вит регулировки щели	25
130	Барашек для крепления шелевой диафрагмы	25
131	Щель трека фотопроставки	26
132	Вилка для подключения лампочки фотопроставки к источнику питания	26
133	Тубус фотопроставки	27
134	Мотор фотопроставки	28
135	Червяк	28
136	Шестерня	28
137	Червяк	28
138	Червячное колесо	28
139		
141	Передаточные механизмы	28
142	Шестерня	28
143	Муфта переключения скоростей	28
144	Рукоятка переключения передач	28,27
145		
146	Передаточные червяки	28
147	Шестерня	28
148	Приводная шестерня кассеты	28
149	8-штырьковый штепсельный разъем фотопроставки	26
150	Розетка лампочки отсчета времени	26
151	Кнопка замка кассеты	26
152	Кожух электромотора фотопроставки	26
153	Точка фокальной поверхности	23
154	Цилиндр верхнего зеркала	23
155	Диафрагма коллиматора	23
156	Подвижный козырек	23
157	Съемный стакан	23

Приложение № 3.
ПЕРЕЧЕНЬ ИЛЛЮСТРАЦИЙ

№ № рис.	НАИМЕНОВАНИЕ
1	Общий вид фотокамеры С-180
2	Общий вид спектральной камеры С-180-S
3	Общий вид командного прибора
4	Оптическая схема С-180
5	Головка со снятым нижним зеркалом
6	Общий вид головки с зеркалами без крышек
7	Крышки
8	Головка с камерой (вид снизу)
9	Коробка термостата
10	Общий вид фотокамеры
11	Фотокамера со стороны объектива
12	Фотокамера со стороны электродвигателя
13	Кинематическая схема фотокамеры
14	Кассета
16	Фокусирующая кассета
18	Командный прибор с открытой крышкой
20	Щит
21	Переходная коробка с телефоном
22	Зенитная фотокамера в термостате
23	Оптическая схема С-180-S
24	Схема рабочих участков зеркал
25	Головка С-180-S
26	Общий вид фотоприставки
27	Общий вид фотоприставки со стороны тубуса
28	Кинематическая схема фотоприставки
29	Общий вид сенситометра ФСП-4 и пульта питания
30	Общий вид хронометра МХ-6
31	Принципиальная схема С-180 и С-180-S
32	План щелевой диафрагмы
33	Развертка диафрагмы с прорезями
34	График для кривых h_v , h_u и u
35	Негатив съемки полярного сияния, полученный камерой С-180
36	Негатив съемки спектра полярного сияния, полученный камерой С-180-S: а) со щелью 0,2 мм; б) со щелью 10 мм.

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

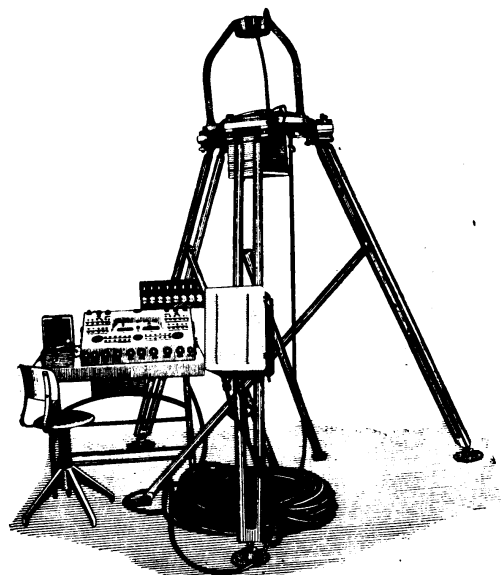


Рис. 1. Общий вид фотокамеры С. 180

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

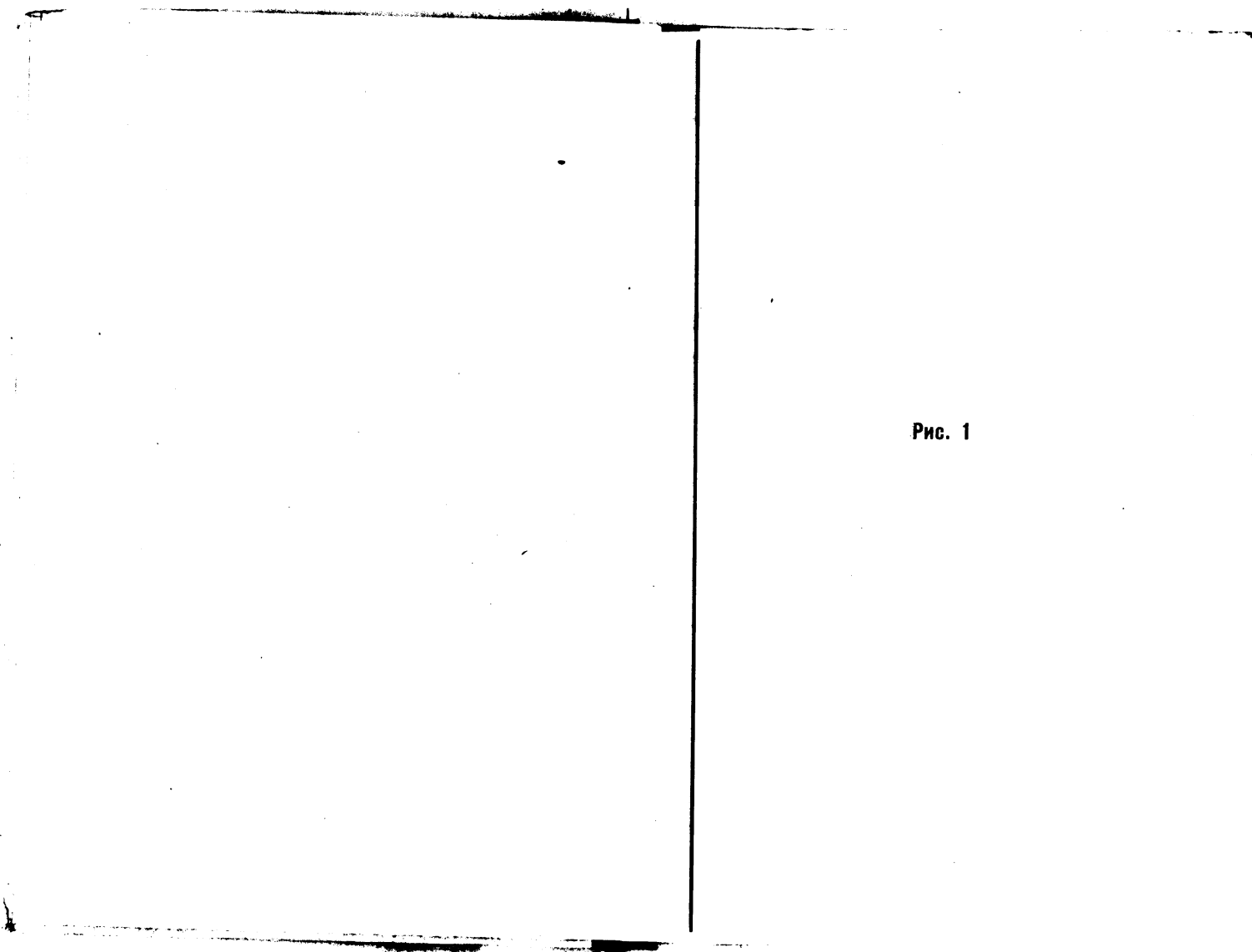


Рис. 1

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

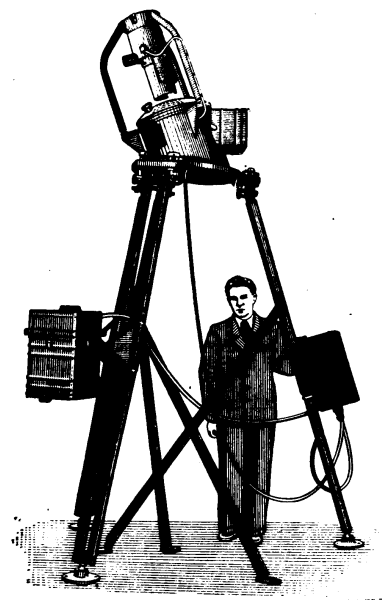


Рис. 2. Общий вид спектральной камеры С-180-С

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 2

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

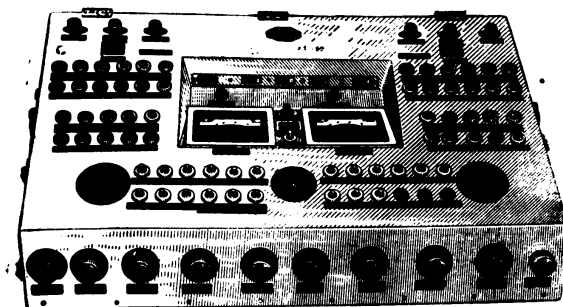


Рис. 3. Общий вид командного прибора

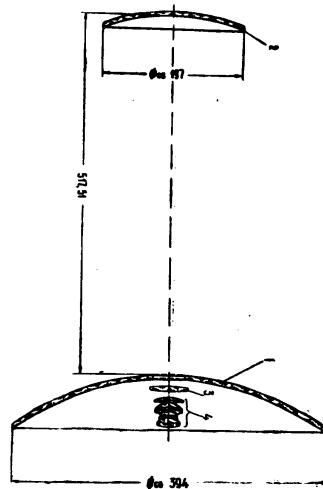


Рис. 4. Оптическая схема С-180

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 3 и 4

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

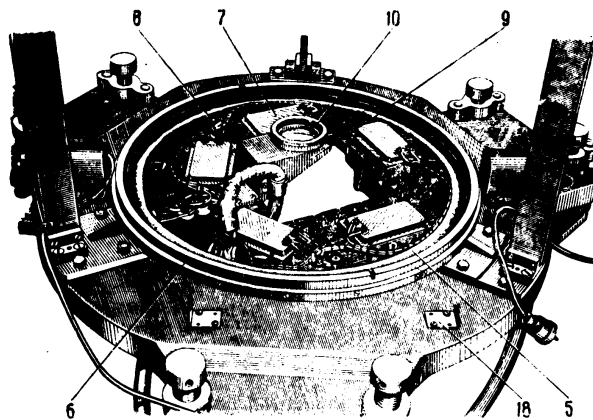


Рис. 5. Головка со снятым нижним зеркалом

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

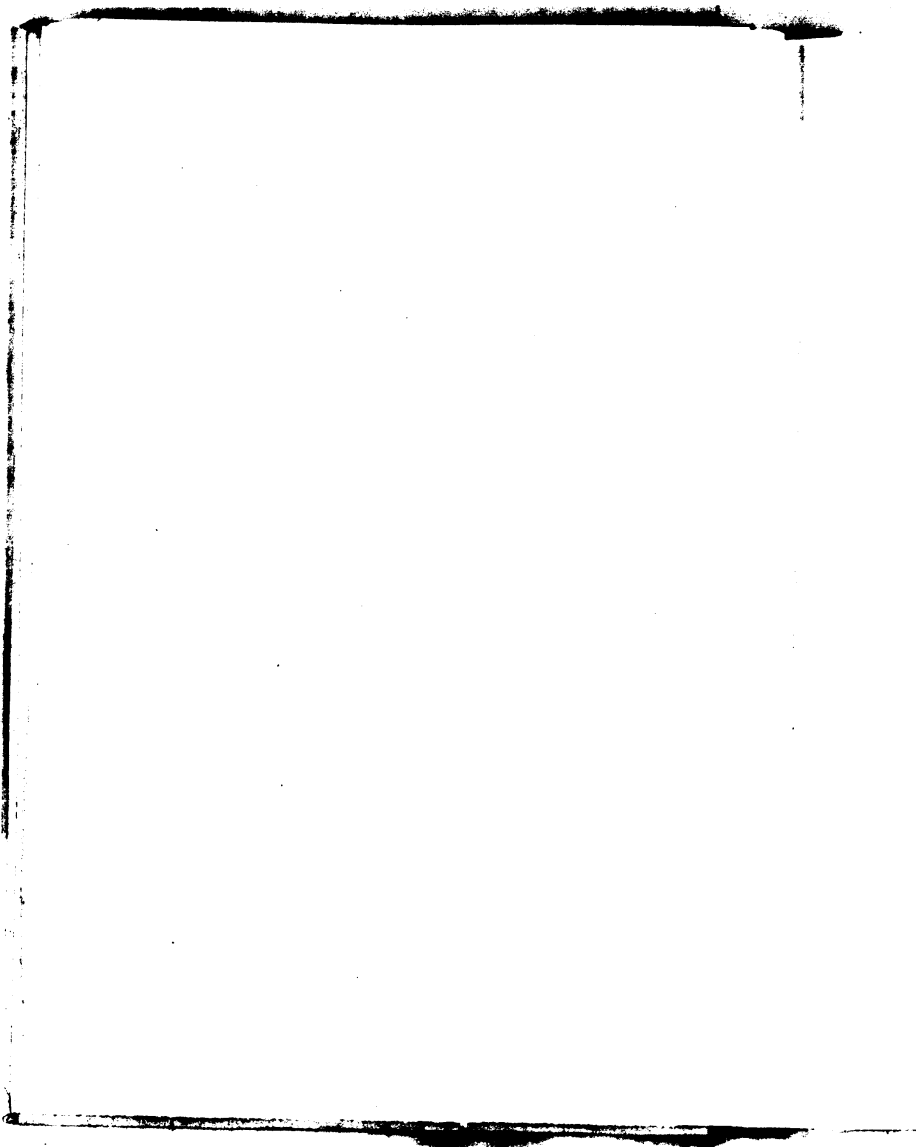


Рис. 5

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

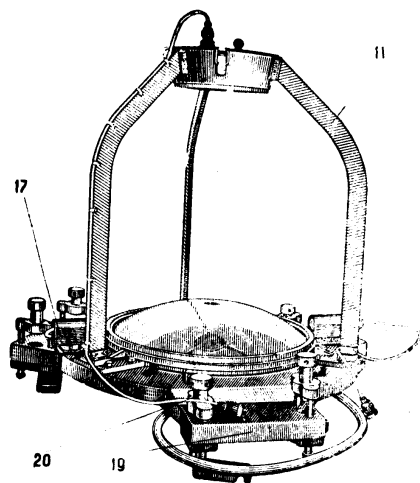


Рис. 6. Общий вид головки с зеркалами без крышек

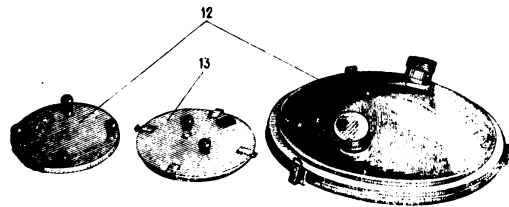


Рис. 7. Крышки

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 6 и 7

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

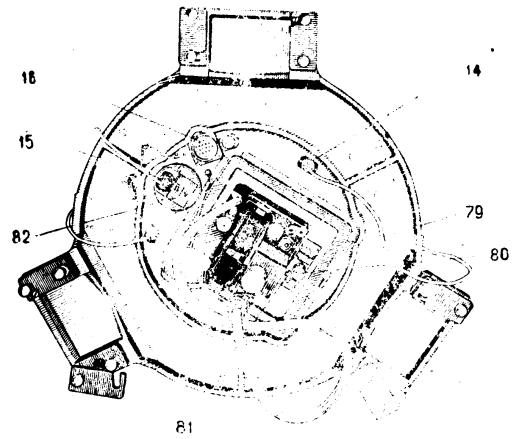


Рис. 8. Головка с механизмом (вид сверху)

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 8

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

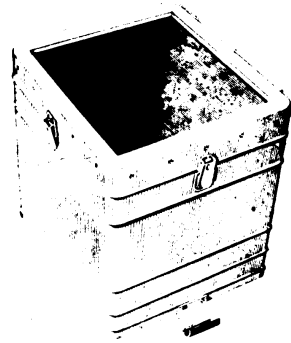


Рис. 9. Коробка термостата

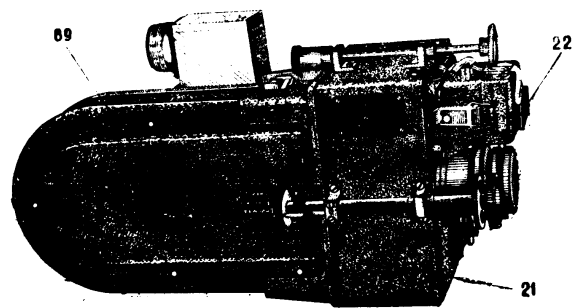


Рис. 10. Общий вид фотокамеры

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 9 и 10

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

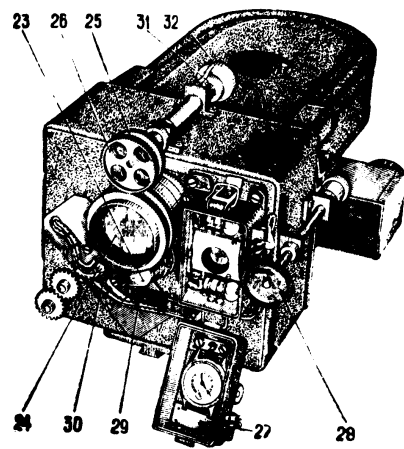


Рис. 11. Фотокамера со стороны объектива

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 11

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

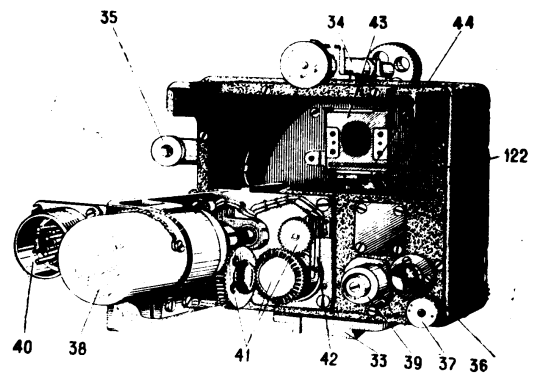


Рис. 12. Фотокамера со стороны электродвигателя

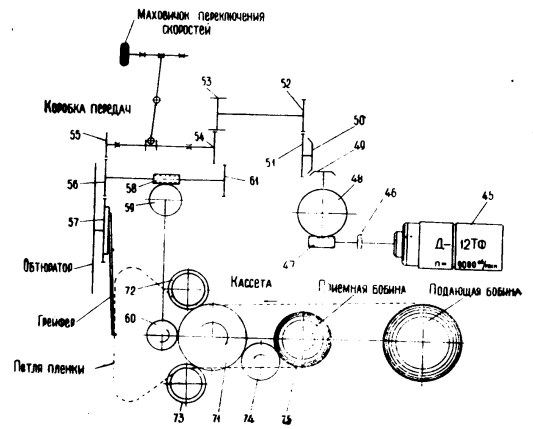


Рис. 13. Кинематическая схема фотокамеры

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 12 и 13

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

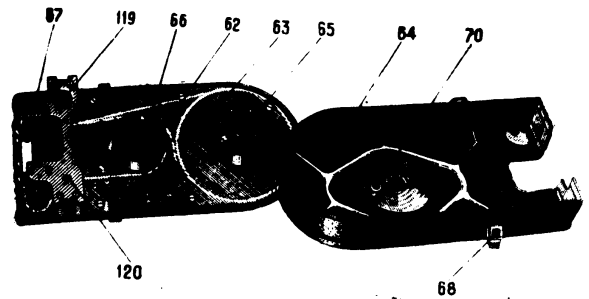


Рис. 14. Кассета

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 14

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

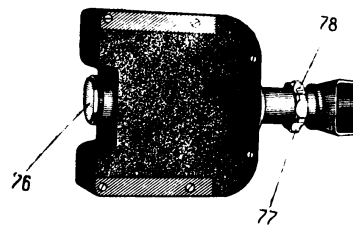


Рис. 16. Фокусировочная кассета

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 16

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

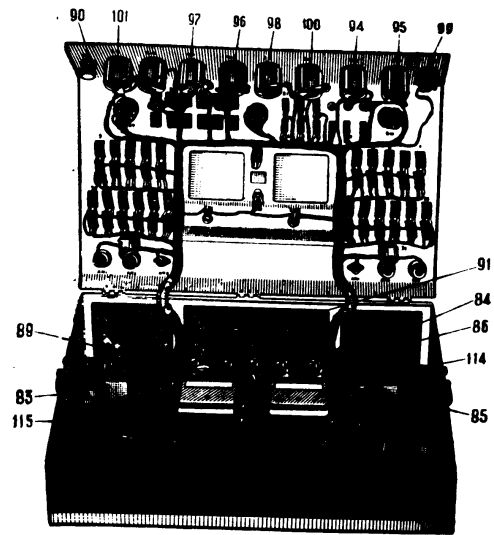


Рис 18. Командный прибор с открытой крышкой

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 18

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

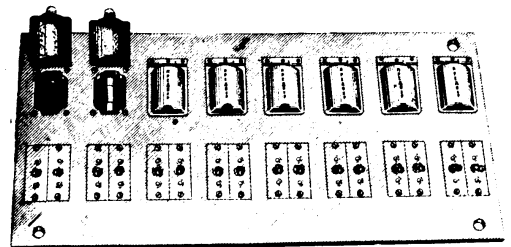


FIG. 11111

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 20

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

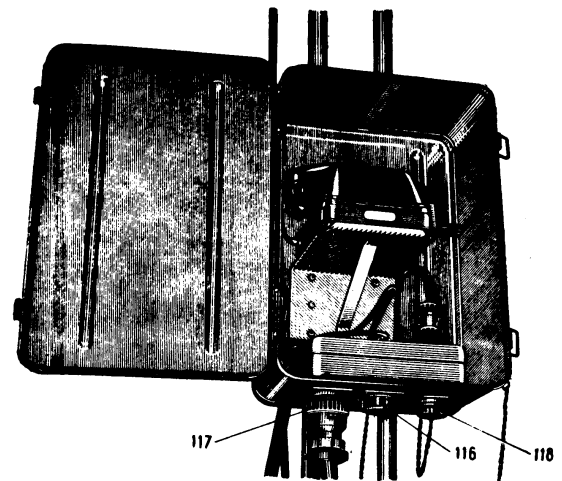


Рис. 21. Переходная коробка с телефоном

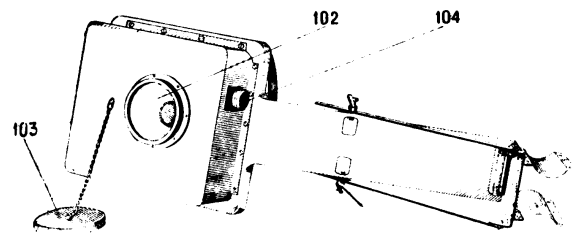


Рис. 22. Зенитная фотокамера в термостате

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 21 и 22

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

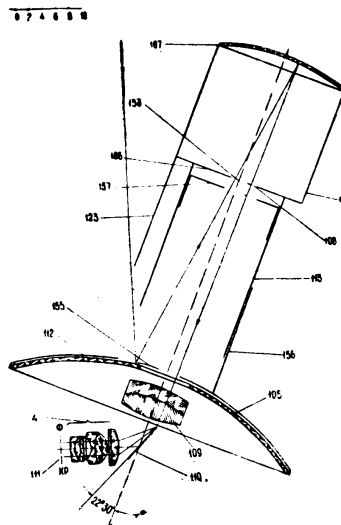


Рис. 23. Оптическая схема С-180-5

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 23

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

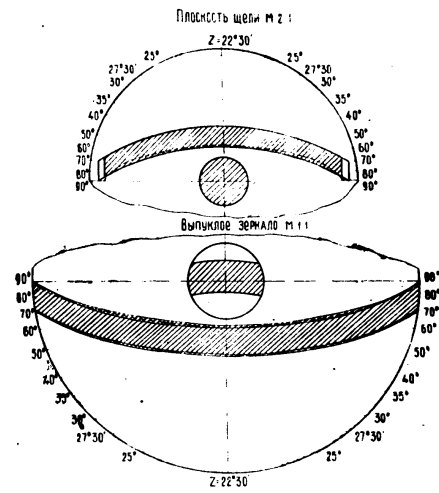


Рис. 24. Схема рабочих участков зеркал

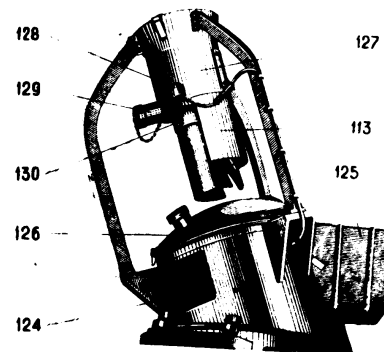


Рис. 25. Головка С-180-S

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 24 и 25

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

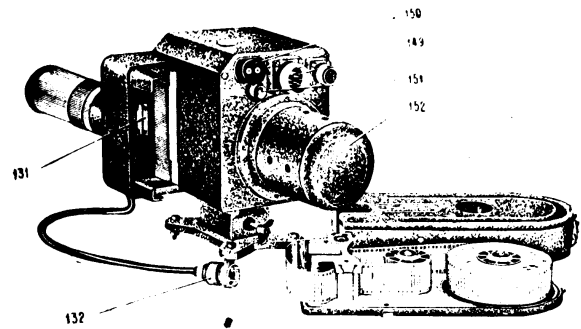


Рис. 26. Общий вид фотоприставки

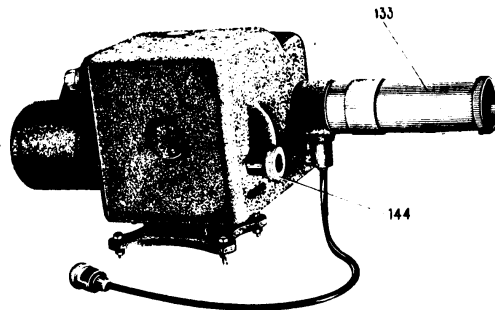


Рис. 27. Общий вид фотоприставки со стороны трубки

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 26 и 27

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

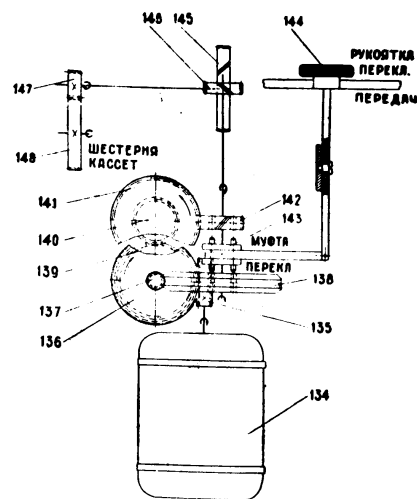


Рис. 28. Кинематическая схема фотопроставки

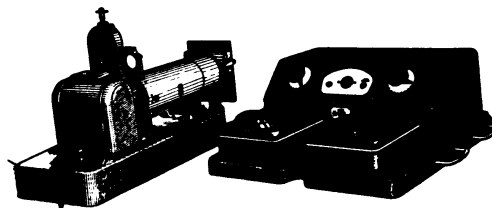


Рис. 29. Общий вид сенситометра ФСП-4 и пульта питания

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 28 и 29

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2



Рис. 30. Общий вид хронометра MX-6

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 30

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

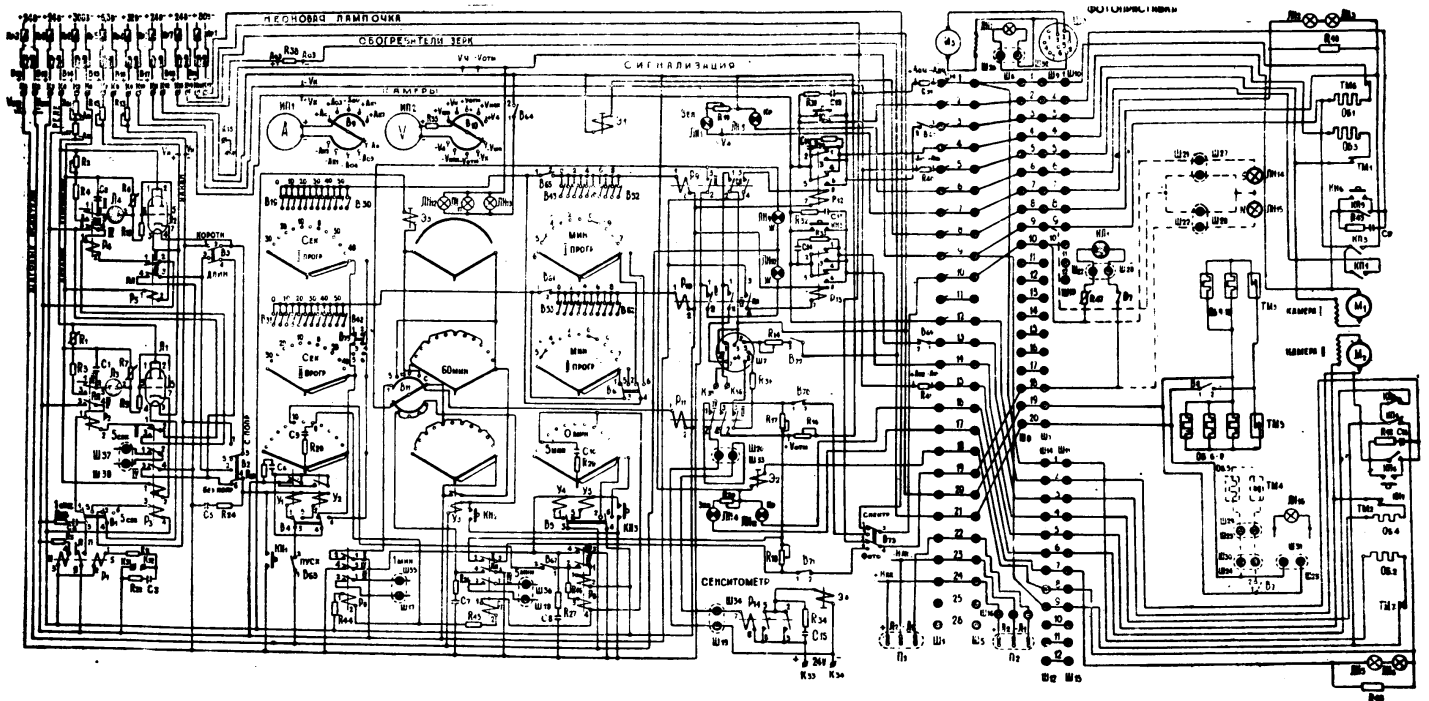


Рис. 31. Принциальная схема С-180 и С-180-С

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

FIG. 31

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

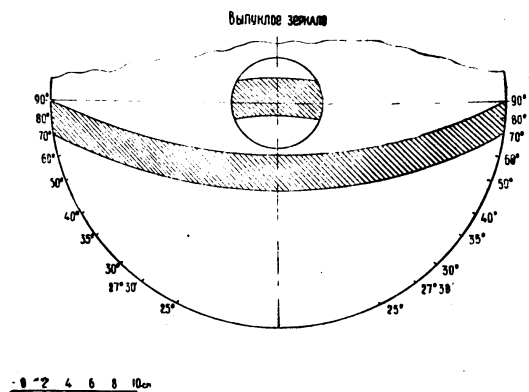


Рис. 32. План целевой диафрагмы

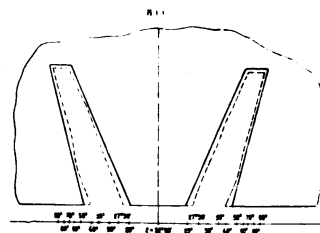


Рис. 33. Развертка диафрагмы с прорезями

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 32 и 33

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

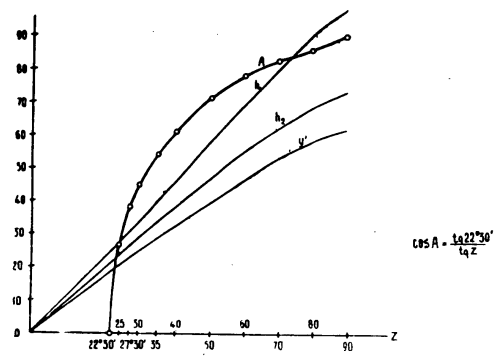


Рис. 34. График для кривых h_1 , h_2 и h_3

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

Рис. 34

Sanitized Copy Approved for Release 2010/05/18 : CIA-RDP80T00246A051100100001-2

ՀԱՅՍՏԱՆԻ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԳԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԳԻՏԱԿԱՆԻ ՀԱՂՈՂՊՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ԳԵԿ XXIV

ԵՐԵՎԱՆ

1958

ԲՐԵՎԱՆ

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՈՒԻ ԳԻՅՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆ ԿԱՏՊԱԿՆԱԿԱՆ ԶԱՊԱՐԿՈՒՄԸՆԻ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ԳԻՎ ԽХІV ВЫПУСК

КОЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПИРАЛЬНОЙ
ГАЛАКТИКИ M 101

Б. Е. МАРКАРЯН

К ВОПРОСУ О НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ В СПЕКТРЕ
AG ДРАКОНА

М. А. АРАКЕЛЯН и Н. Л. ИВАНОВА

О ПРИРОДЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЛАНЕТАРНЫХ
ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. ГУРЗАДЯН

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ПРИРОДЕ СПИРАЛЕВИДНЫХ
ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. ГУРЗАДЯН

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД
ПО СУММЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ РАДИУСОВ КОМПОНЕНТ

Р. А. СААКЯН

Գ Բ Վ Կ Ն

1958

ԵՐԵՎԱՆ

Членкор Академии наук СССР
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

Б. Е. Маркрян

КОЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПИРАЛЬНОЙ ГАЛАКТИКИ M101

Произведена абсолютная сплошная фотометрия спиральной галактики M 101 в фотографических и визуальных лучах. Наблюдения производились 21" — 21" телескопом системы Шмидта. Результаты показывают, что эта галактика заметно синее по мере удаления от центра к краю, показатели цвета от значения $+0^m9$ у ядра доходят до значения $+0^m3$ на периферии. Это явление обуславливается действием се спиральных рукавов и непрерывного фона, также синее при удалении от центра. Интегральная фотографическая величина галактики, определенная путем фотометрического суммирования яркостей, получается равной 8^m5 . Суммарная яркость спиральных рукавов в фотографических и визуальных лучах составляет соответственно $1/4$ и $1/2$, часть интегральной яркости галактики. Интегральный показатель цвета галактики равен $+0^m5$, а показатель цвета ядра $+0^m95$. Собственный цвет спиральных рукавов почти постоянен, показатель цвета вдоль рукавов меняется в пределах -0^m1 и $+0^m1$. Наличие у этой галактики довольно яркого непрерывного фона, в образовании которого участвуют белые звезды, приводит к заключению о существовании в ней промежуточного типа звездного населения. Число голубых и белых звезд этой галактики по порядку величины оценивается 10^7 .

В исследовании строения внешних галактик большое применение находит колориметрия, дающая как интегральный цвет галактик, так и распределение цвета в них. Для освещения особенностей строения галактик особый интерес представляют исследования второго рода, дающие распределение цвета в галактиках. Последние обычно осуществляются путем получения фотометрических разрезов по осям галактик, а иногда и путем измерения цвета небольшого количества (нескольких десятков) избранных в них участков. Однако таким путем можно получить более или менее уверенные представления о распределении цвета для

УЗ МАРШРУТ

дех галактик, которые имеют сложную структуру. Позволе-
н в ряде случаев распределение звезд в галактиках, имеющих
сложную структуру, оценить, выразив в терминах спиральных
структур звездных и галактических галактик. Обычно галактики
обычно большими фиделитивными в распределении звездности,
можно получить также путем их детальной и систематической
фотомеризации в разных участках спектра.

Такое исследование выполнено нами для галактики
галактики M101 (NGC 3457), изображенной разностной спиральной
ной системой типа S, репродукция представлена на рис. 1.
Некоторые результаты этого исследования приведены
настоящая статья.

§ 1. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

Наблюдения велены на 217-217 телескопе системы
Шмидта Бюроастрономической обсерватории. Фокусное расстояние
этого телескопа равно 180 см, а соответствующее отверстие
меняется от $D_{1/2}$ до $D_{1/4}$ благодаря наличию и камер-
присоединяемой диафрагмы, расположенной вблизи фокальной пло-
скости зрительной. Оптическая система камеры дает шестократ-
ные изображения звезд, и особенности в центральной
части звезд, т.е. диаметры претельных звезд, получаются
порядка 0,02-0,03 мкм. Проницающая сила телескопа и фото-
графических лучах достигают до 19%.

Фотографирование M101 производилось в фотографиче-
ских и визуальных лучах на пластинках Agfa Astro-Platten
без фильтра и соответственно на дихроматичных и ультрафиолетовых
пластинках Kodak SB1 через желатинные светочувствительные
сенсибилизаторы (двухэтапной кассеты [1]). При указанной
методике наблюдений одновременно получаются два снимка:
один с изображением изучаемого объекта в фокусе, а дру-
гой с изображениями изображений звезд, сравнения, ша-
блонных объектов изучаемого объекта. Снимки на пластинках
производятся с помощью снимков с дифракционной
изображениями указанных звезд, сравнения, шаблонов, которые
были определены с помощью дополнительных наблюдений,
путем привязки к NPS. Средние квадратичные ошибки по-

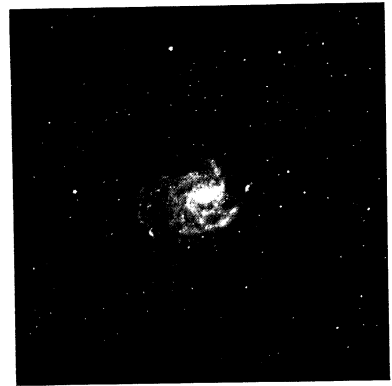


Рис. 1. M101 (NGC 3457)

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ М 101

5

лученных для этих звезд величины не превышают $0^m 05$. Употреблялся также трубочный фотометр для проверки градиций характеристических кривых и учета влияния вуали неба.

Снимки изучаемого объекта, звезд сравнения и марок трубочного фотометра получались на кусках одной и той же пластинки и проявлялись одновременно в одинаковых условиях.

Измерения почернений производились на объективном микрофотометре Цейсса с употреблением квадратной диафрагмы, вырезающей на пластинке квадратные площадки со стороной, равной $17''$.

Из полученного ряда снимков М 101 для измерений были отобраны наиболее удачные, по два комплекта в фотографических и визуальных лучах. На первой паре пластинок (одна в фотографических, другая в визуальных лучах) измерение почернений производилось сплошным образом, т. е. определялись оптические плотности всех площадок М 101, образующихся при проведении линий вдоль z и δ через интервал $17''$. Это осуществлялось путем смещения столика микрофотометра посредством двух координатных движений, обеспечивающих точность смещения в пределах 4—5 микронов. Соответствующие звездные величины с квадратной секунды дуги определялись с помощью характеристических кривых, построенных по внефокальным изображениям выбранных звезд сравнения, о которых речь шла выше. На второй паре пластинок измерения производились лишь для нескольких десятков избранных площадок. Результаты оказались очень близкими с таковыми, полученными из измерения первой пары пластинок. Средняя квадратичная ошибка цвета для этих площадок, определенная по двум наблюдениям, оказалась равной $\pm 0^m 06$, а для одного наблюдения $\pm 0^m 08$. Последняя может служить мерой точности показателей цвета, полученных из измерений первой пары пластинок. Эта, конечно, небольшая точность, но вполне достаточная для многих целей, в особенности же, если принять во внимание, что она характеризует точность достаточно большого количества показателей цвета площадок, покрывающих почти всю га-

6

Б. Е. МАРКАРЯН

лактику. Для достижения большей точности было бы необходимо произвести сплошные измерения еще на одной или на двух парах негативов, но это была бы чрезмерно большая по объему работа и она вряд ли оправдалась бы результатами.

Специальное изучение показало, что использованная комбинация камеры, фильтра и сорта пластинок дает визуальную систему, несколько смещенную в сторону красной части спектра по отношению к международной системе визуальных величин, а система фотографических величин почти совпадает с международной. Переход от полученных нами цветов к международной системе можно осуществить при помощи следующего уравнения:

$$C_{int} = 0.838 (C_i - 0.029).$$

§ 2. ИНТЕГРАЛЬНАЯ ЯРКОСТЬ И ЦВЕТ

По определенным для различных площадок яркостям были составлены карты распределения яркостей в фотографических и визуальных лучах для изучаемой галактики. Количество площадок, в которых определены показатели цвета, порядка полуторы тысячи. Вообще же измерения почернений производились, в два раза большем числе площадок.

Из-за громоздкости этих карт здесь приводится лишь комбинированная карта распределения яркости и цвета, охватывающая главное тело галактики. Из составленных карт сюда не вошли данные в основном относящиеся к областям спиральных рукавов, отстоящим от центра галактики на расстоянии более $6'$. Каждая пара чисел на приведенной карте относится квадратной площадке галактики со стороной, равной $17''$, положение центра которой по отношению к центру галактики, обозначенному крестиком на карте, определяется прямоугольными координатами x и y , направленных по осям α и δ . Значения x и y , выраженных в секундах дуги, приведены соответственно в первой строке и в первом столбце карты. Каждая пара чисел представляет: фотографическую звездную величину с квадратной секунды - сверху и показатель цвета в нашей системе - снизу. Пустые пло-

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ M 101

7

площадки, за исключением обведенных жирными линиями, соответствуют областям в которых яркость, приходящаяся на квадратную секунду, слабее $23^m.9$. Обведенные же жирными линиями площадки содержат проектирующиеся звезды нашей Галактики; в сомнительных случаях площадки обведены пунктирными линиями. При проводимых далее расчетах яркость площадок, содержащих посторонние звезды, учитывалась путем усреднения яркостей соседних площадок. Следует отметить, что в ряде периферийных площадок карты данные обладают точностью уступающей точности, характеризуемой ошибками, упомянутыми в конце §1. Но проводимые далее расчеты, касающиеся распределения яркости и цвета, распространяются на область, заключенную внутри окружности, описанной вокруг центра галактики с радиусом, равным $4.5'$, где почти все данные определены в достаточной степени надежно.

С помощью карт распределения фотографической и визуальной яркостей путем фотометрического сложения были определены интегральные яркости и показатели цвета внутри концентрических кругов и колец, описанных вокруг центра галактики с нарастающими каждый раз на $17''$ радиусами ρ . Полученные данные приведены в третьем и четвертом столбцах табл. 1. Интегральная фотографическая величина и показатель цвета всей галактики M 101 получились соответственно равными: $8^m.5$ и $+0^m.5$. Гарвардская оценка интегральной величины M 101 на $0^m.5$ больше нашей, и это, возможно, результат неточного учета яркостей внешних частей галактики. Полученный нами результат должен быть ближе к истине, так как, например, приведенные в табл. 1 яркость и цвет той части M 101, которая ограничена окружностью с радиусом $\rho = 255''$, находятся в хорошем согласии с данными, полученными Петтитом [2] для той же части электрофотометрическим методом. Петтит для фотографической величины и цвета получил следующие значения: $9^m.12$ и $+0^m.50$ в международной системе. Соответствующие наши значения в международной системе: $9^m.02$ и $+0^m.51$. Получающееся расхождение небольшое и находится в пределах оши-

бок. К сожалению, мы не нашли в литературе других подходящих данных для сопоставления с данными табл. 1.

Таблица 1

№	ρ	m_{pg}	CI	ρ	m_{pg}	CI
1	17"	13 ^m 12	0 ^m 95	0" - 17"	13 ^m 12	0 ^m 95
2	34	12.00	0.94	18 - 34	12.60	0.93
3	51	11.43	0.82	35 - 51	12.30	0.66
4	68	10.95	0.79	52 - 68	12.07	0.74
5	85	10.62	0.76	69 - 85	12.07	0.67
6	102	10.35	0.74	86 - 102	11.99	0.66
7	119	10.11	0.72	103 - 119	11.87	0.64
8	136	9.91	0.69	120 - 136	11.85	0.53
9	153	9.71	0.66	137 - 153	11.65	0.50
10	170	9.54	0.63	154 - 170	11.64	0.44
11	187	9.40	0.61	171 - 187	11.69	0.45
12	204	9.29	0.60	188 - 204	11.83	0.45
13	221	9.19	0.58	205 - 221	11.83	0.36
14	238	9.10	0.57	222 - 238	11.85	0.44
15	255	9.02	0.57	239 - 255	11.87	0.40
16	660	8.5	0.5			

Из данных третьего и четвертого столбцов этой таблицы видно, что интегральная звездная величина и показатель цвета заметно убывают по мере увеличения радиуса кругов. Это значит, что галактика M 101 синее по мере удаления от ядра. Однако из этих данных нельзя делать количественные выводы относительно изменения цвета. Для этой цели были определены интегральные звездные величины и показатели цвета в концентрических кольцах, расположенных вокруг ядра галактики. Эти данные приведены в 6-ом и 7-ом столбцах табл. 1. Определенные на основании этих данных средние яркости (в произвольных единицах) в зависимости от расстояния до ядра галактики представлены на рис. 2. Как видно из седьмого столбца таблицы 1, а также из рис. 2, градиент показателя цвета до-

вольно велик. Показатель цвета от значения $-0^m.95$ у ядра, убывая, доходит до $+0^m.4$ на расстоянии 4.5 от него. Далее, судя по всему, он меняется незначительно. Заметно, что здесь речь идет об интегральных показателях цвета в кольцах. В отдельных, правда редких, случаях маленькие области с большими показателями цвета встречаются даже во внешних частях галактики.

Установленный факт довольно интенсивного посинения цвета при удалении от ядра M 101 заслуживает особого внимания. Возможно, что это явление в какой-то степени свойственно всем спиральным галактикам, и это может показаться естественным следствием увеличения удельного веса спиральных рукавов при удалении от ядер галактик. Однако, по мнению ряда исследователей, яркость спиральных рукавов составляет незаметную долю общей интегральной яркости. При справедливости этого представления один только рукав ни в коем случае не могут объяснить интенсивного падения показателей цвета при удалении от ядер спиральных галактик. Так или иначе, вопрос окончательно можно выяснить только на основании количественного анализа яркостей и цветов структурных образований спиральных галактик. Такой анализ можно произвести для галактики M 101 на основании составленных нами для нее карт распределения яркостей и цветов.

Отметим прежде всего, что эти карты показывают, что M 101, помимо ядра и спиральных рукавов, имеет непрерывный фон, простирающийся от ядра до ее внешних частей. О наличии у M 101 непрерывного фона упоминают в своих работах также Сейферт [3] и Шеголов [4]. Поэтому интегральную яркость галактики M 101 следует рассматривать как сумму трех составляющих яркостей: ядра, спиральных рукавов и непрерывного фона, а цвет и его изменение — как результат комбинации яркостей и цветов указанных составляющих.

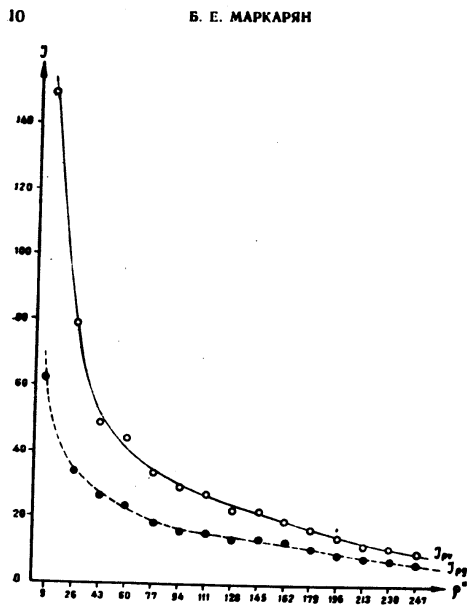


Рис. 2. Распределение средних яркостей (в произвольных единицах) в зависимости от расстояния до центра галактики.

§ 3. ЯРКОСТЬ И ЦВЕТ НЕПРЕРЫВНОГО ФОНА

Непрерывный фон без примеси образований, населяющих обычно спиральные рукава, наблюдается в промежутках между последними. Поэтому яркость и цвет непрерывного фона следует определять на основании данных о яркости площадок, лежащих в областях между рукавами. Однако

сильно развитые рукава M 101 заметно затрудняют уверенный выбор большого количества таких площадок, в особенности на наших снимках, имеющих умеренный масштаб (1 мм—114").

Ввиду этого мы ограничились примерно 300 площадками, разбросанными по всей галактике между ее рукавами и их ветвями, при отборе которых наряду с нашими снимками была использована для контроля хорошая репродукция снимка M 101, полученного двухсотдюймовым Паломарским рефлектором.

По данным этих площадок были определены средние значения показателей цвета непрерывного фона в 17 концентрических кольцах, расположенных вокруг ядра галактики вплоть до расстояния 6'.

По этим средним показателям цвета была получена зависимость между цветом непрерывного фона и расстоянием от ядра галактики, представленная на рис. 3 (сплошные кружки). Заметим, однако, что средние показатели цвета в упомянутых кольцах были определены без учета яркостей, т. е. без взвешивания цветов отобранных площадок, предполагая, что непрерывный фон на одинаковых от ядра расстояниях имеет примерно постоянную яркость.

Хотя это допущение достаточно близко к истине, тем не менее для проверки полученной зависимости между цветом и расстоянием фона по данным отобранных площадок были определены средние, а затем и интегральные яркости и показатели цвета первых восьми колец из числа 17, использованных при получении упомянутой зависимости.

Полученные для этих восьми колец данные приведены в третьем и четвертом столбцах табл. 2 и нанесены на рис. 3 в виде несплошных кружков.

Эти данные повторяют полученную зависимость между средними показателями цвета и расстоянием от ядра непрерывного фона. Поэтому с достаточным основанием можно признать реальной полученную зависимость, согласно которой непрерывный фон галактики M 101 медленнее, чем она сама в целом, но довольно заметно синее по мере удаления от ядра.

12

Б. Е. МАРКАРЯН

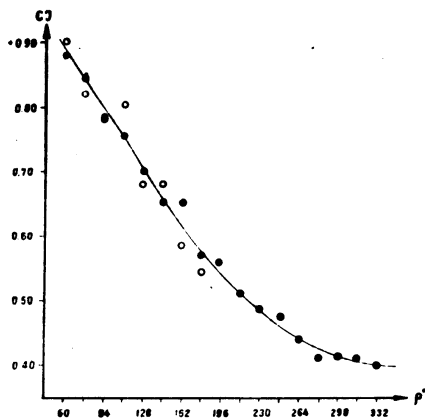


Рис. 3. Зависимость показателя цвета непрерывного фона от расстояния до центра галактики.

Таблица 2

№	γ	$m_{\text{пр}}$	CI	$m_{\text{пр}}$	CI
4	52-68	12.39	+0.90	13.55	+0.06
5	69-85	12.35	0.82	13.68	-0.09
6	86-102	12.27	0.78	13.60	-0.11
7	103-119	12.25	0.81	13.19	-0.07
8	120-136	12.16	0.68	13.36	-0.12
9	137-153	12.05	0.68	12.93	0.06
10	154-170	11.96	0.58	13.12	-0.12
11	171-187	11.97	0.54	13.30	-0.07

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ М 101

13

Этот результат до некоторой степени может показаться неожиданным, так как сложилось такое представление, что непрерывный фон в спиральных галактиках имеет почти одинаковый с ядром цвет. В частности такого мнения придерживается Д. Е. Шеголев [4], изучивший ряд спиральных галактик, в том числе и М 101. Но полученные Шеголевым данные, являющиеся, вообще говоря, ценными, к сожалению, недостаточны для уверенного определения цвета непрерывного фона. Вдобавок, полученные им фотометрические разрезы и цвета ряда площадок в М 101, хотя и не очень определены, тем не менее показывают некоторую тенденцию убывания показателей цвета фона при удалении от ядра, т. е. они не находятся в противоречии с нашим выводом относительно изменения цвета непрерывного фона М 101.

Вообще надо заметить, что представление об одинаковости цветов фона и ядра спиральных галактик необосновано. Нам кажется, что это не соответствует действительности по крайней мере для развитых спиральных галактик, у которых в той или иной степени фон синее при удалении от ядра.

Очевидно поэтому, что изменение цвета М 101 в целом, представленное в табл. 1 и на рис. 2, следует рассматривать как результат действия двух факторов: *изменения цвета непрерывного фона и действия спиральных рукавов.*

§ 4. ЯРКОСТЬ И ЦВЕТ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ

Галактика М 101 имеет очень сложную и запутанную структуру, тем не менее у нее можно выделить два мощных рукава, начинающихся у ядра, один с востока, загибающийся через север к западу, а другой с запада, загибающийся через юг к востоку. Оба они начинают быстро разветвляться так сильно, что во втором обороте ветви рукавов уже наблюдаются как отдельные рукава. У самого ядра рукава мало отличаются от него по цвету, но уже на расстоянии 30" от центра их показатели цвета уступают показателям цвета окружающих площадок на 0^m10—0^m15, и чем дальше отходят рукава от ядра, тем меньше становятся

их показатели цвета, т. е. рукава довольно заметно *снижают по мере удаления от ядра.*

Показатели цвета рукавов вблизи ядра порядка $+0^m 8$, при отходе вдоль рукава они, убывая, доходят во внешних частях до $+0^m 3$ — $+0^m 2$. Надо, однако, принять во внимание, что здесь речь шла о *наблюдаемом цвете рукавов.* Собственный цвет рукавов может и должен отличаться от наблюдаемого, так как фактически в областях рукавов наблюдается цвет накладываются друг на друга двух составляющих: непрерывного фона галактики и собственно рукавов.

Чтобы определить *собственную яркость и цвет рукавов*, надо произвести фотометрическое вычитание из интегральной яркости каждого кольца в целом яркости его непрерывного фона. Имеющиеся данные позволяют это делать надежно для восьми концентрических колец, о которых речь шла в предыдущем параграфе. Полученные данные приведены в пятом и шестом столбцах табл. 2. Интегральный показатель собственного цвета рукавов в этих кольцах меняется в весьма узком интервале: от $-0^m 1$ до $+0^m 1$.

Грубые расчеты показывают, что и во внешних частях показатели собственного цвета рукавов находятся в этих пределах. Отсюда следует, что *собственный цвет рукавов остается почти постоянным и что он порядка нуля.*

Из данных табл. 2 видно, что в кольцах интегральная яркость непрерывного фона галактики в синих лучах в среднем на $1^m 2$ ярче интегральной яркости, обуславливаемой собственно рукавами. Если принять, что эта разность соблюдается и для внешних частей галактики, то можно заключить, что яркость, обуславливаемая собственно рукавами в фотографических лучах, составляет четвертую часть наблюдаемой интегральной фотографической яркости галактики.

Оценку этой величины можно получить и исходя из интегральной величины и цвета галактики (табл. 1), принимая, что показатель цвета рукавов порядка нуля, а средний показатель цвета непрерывного фона порядка $+0^m 65$. Получаемая таким образом доля яркости, обуславливаемая со-

ственно рукавами, несколько больше $\frac{1}{4}$ интегральной яркости галактики. Таким образом, можно заключить, что *суммарная собственная яркость рукавов в фотографических лучах составляет не менее $\frac{1}{4}$ яркости всей галактики, а в визуальных лучах доля собственной яркости рукавов составляет не более $\frac{1}{4}$ яркости галактики.*

§ 5. ЗАМЕЧАНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И РОЛИ БЕЛЫХ И ГОЛУБЫХ ЗВЕЗД

Цвет непрерывного фона, в особенности во внешних частях галактики, свидетельствует о том, что в его образовании принимают участие наряду с красными и желтыми звездами и белые звезды.

Поскольку показатель цвета фона от значения $+0^m 9$ у ядра, убывая, доходит до $+0^m 4$ во внешних частях галактики, то следует полагать, что по мере удаления от центра галактики относительная роль красных звезд в создании яркости непрерывного фона слабеет, а роль белых звезд, наоборот, усиливается.

Можно произвести некоторые приближенные расчеты для выяснения роли белых звезд в образовании яркости фона и галактики в целом.

Допустим для этой цели, что яркость галактики состоит из двух составляющих: красного и белого. Это, конечно, грубое допущение, но вполне приемлемое, если под красной составляющей понимать яркость, обуславливаемую совокупностью красных, оранжевых и желтых звезд, а под белой—совкупностью голубых, белых и желто-белых звезд.

Принимая показатель цвета красной составляющей равным $+0^m 8$, а белой составляющей нулю, на основе данных, полученных для интегральной яркости и цвета галактики (табл. 1), можно подсчитать яркость каждой из этих составляющих. Расчеты показывают, что в синих лучах красная и белая составляющие имеют примерно одинаковую яркость. Половину яркости белой составляющей обуславливают спиральные рукава, имеющие, как мы видели в преды-

дущем параграфе, показатель цвета порядка нуля и яркость, составляющую 1/4 интегральной яркости галактики в синих лучах. Другую же половину яркости белой составляющей обуславливает совокупность белых звезд, находящихся вне рукавов, разбросанных по всей галактике.

Поскольку подавляющее большинство звезд спектрального типа О и ранних подразделений типа В входит в состав звездных ассоциаций и открытых звездных скоплений, т. е. образует группы, располагающиеся, обычно, в спиральных рукавах, то белые звезды, находящиеся вне рукавов, должны принадлежать к спектральному типу А и поздним подразделениям типа В. Судя по всему, эти звезды и весьма вероятно многие другие из числа образующих непрерывный фон галактики, представляют собой результат рассеивания прежних ассоциаций галактики.

Звезды, обуславливающие непрерывный фон галактики М 101, нельзя отнести ни к одному из двух типов звездного населения Бааде. Они, скорее всего, образуют промежуточный тип и, возможно, составляют население "диска".

Примерное число белых звезд, участвующих в образовании фона галактики, можно получить, исходя из соотношения их суммарной и средней яркостей. Расстояние М 101 оценивается порядка $2 \cdot 10^4$ парсеков. При этом расстоянии абсолютная фотографическая величина ее получается равной $-18^m.3$. В этом случае суммарная фотографическая абсолютная величина белых звезд галактики М 101, находящихся вне ее рукавов, будет $-16^m.8$. Принимая же их среднюю абсолютную величину равной нулю, для общего их числа получим оценку $5 \cdot 10^4$.

Примерно таким же путем можно оценить количество наиболее горячих голубых и бело-голубых звезд, обуславливающих, в основном, яркость спиральных рукавов. Последнее получается порядка 10^5 . Заметим, что звезды типов А и поздних В должны быть и в спиральных рукавах, по крайней мере, они имеются в открытых звездных скоплениях и нередко в ассоциациях, населяющих рукава. Поэтому общее число звезд О, В и А в М 101 можно считать по-

рядка 10^5 . Суммарная яркость этих звезд в синих лучах составляет половину интегральной яркости галактики, в то время как их число составляет лишь незначительную долю (порядка одной тысячной) общего числа звезд галактики.

Бирюковская астрофизическая обсерватория

Июнь, 1957

Р. Б. ШАРГАРЦ

М 101 ԳԱՆՎՈՐՈՒՄԻ ԳՆՆԱԳՐՈՒՄԻ ԼԵՏԱԳՐԱՅԻՆ ԴՆՆՈՒՄԻ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Կատարվել է М 101 սպիրալային գալակտիկայի քայքայած լուսանկարները լուսանկարչական և զիջուայ ճառագայթներում: Դիտումները կատարվել են 18"-21" Նիկոլի օբյեկտիվով: Ստացված արգելանքները ցույց են տալիս, որ այս գալակտիկան զգալիորեն կապույտ է նրա կենտրոնից գեղի կարևորագույնը: Գույնի ցուցիչը միջակ է մոտ $-0^m.9$ արժեքի հասնում է $+0^m.3$ -ի գալակտիկայի կարծրում: Այս երևույթը պայմանավորված է գալակտիկայի թևերի ու նրա անընդհանուր Ֆոնի ազդեցությամբ, որը նախկին կապույտ է գալակտիկայի կենտրոնից հեռանալիս: Գալակտիկայի թևերից լուսանկարչական աստղային մեծությամբ, որն ստացվել է նրա աստիճանի մասերի պարամուրթյունների ֆոտոմետրիկ գումարման միջոցով, համար է $8^m.5$ -ի թևերի գումարման պարամուրթյունները լուսանկարչական և զիջուայ ճառագայթներում կազմում են ամբողջ գալակտիկայի ճառագայտային թևերից պարամուրթյունների 1/4 և 1/7 մասը: Այս գալակտիկայի թևերից գույնի ցուցիչը ստացվել է համար $+0^m.5$ -ի, իսկ միջուկինը՝ $+0^m.9$ -ի: Թևերի սեփական գույնը գրեթե չի փոփոխվում նրանց երկայնքով շարժվելիս, որոնց թևերից գույնի ցուցիչը փոփոխվում է $-0^m.1$ և $+0^m.1$ սահմաններում: Անընդհանուր Ֆոնի աստղային Ֆոնին այս գալակտիկայում, որի կազմավորման մեջ զգալի դեր են կատարում սպիրալային աստղերը, խոսում է այն մասին, որ նա քայքայ է հայտնի I և II տիպերի աստղային բնակչությունից ունի և միջանկյալ, այսպես կոչված, սկզբնական բնակչություն:

18

В. В. МАРКАРИН

Հայտնաբերված ցույց էն առկա, որ այն գալակտիկայի կապույտ և սպիտակ աստղերի թիվը համեմատ է 10^4 -ի, որոնք լուսանկարչական հասարակագիտական պարզեցումներով են գալակտիկայի անբաղկացվածությունը որոշում կատարում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. В. Марков, Н. Н. Сытинская, ДАН СССР, № 73, 77, 1933.
2. E. Pettit, Ap. J., 190, 413, 1964.
3. C. K. Seyfert, Ap. J. 69, 526, 1941.
4. Д. Е. Шеловое, Изв. ГАО, XX, № 156, 1956.

М. А. Аракелян, Н. Л. Иванова

К ВОПРОСУ О НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ
В СПЕКТРЕ AG ДРАКОНА

Выдающейся особенностью некоторых типов нестационарных звезд (звезды типов Т Тельца, UV Кита) является наличие (или появление) в их спектрах избыточного непрерывного излучения, усиливающегося в некоторых случаях при переходе в ультрафиолетовую область спектра [1, 2, 3]. Аналогичный избыток непрерывного ультрафиолетового излучения наблюдается в спектре неправильной переменной AG Дракона, являющейся, согласно В. А. Амбарцумяну [4], одной из разновидностей нестационарных звезд. На основании спектрофотометрического исследования этой переменной Л. В. Мирзояном [5] было сделано заключение, что распределение энергии в коротковолновой области спектра этой звезды заметно отклоняется от планковского в смысле резкого возрастания относительной интенсивности в ультрафиолетовой области спектра. При этом, величина указанного отклонения, согласно [5], со временем меняется.

Ранее В. А. Амбарцумяном [6] было показано, что непрерывная эмиссия в спектрах нестационарных звезд не может иметь тепловую природу. Согласно В. А. Амбарцумяну это явление связано с выбросом во внешние слои звезд внутризвездного вещества — носителя внутризвездной энергии.

Вывод о нетепловом характере непрерывной эмиссии был позднее подтвержден результатами спектрофотометрического исследования двух звезд типа Т Тельца (VY Ориона и NX Единорога), произведенного К. Бёмом [7]. Им было показано, что сильное возрастание интенсивности непрерывной эмиссии с уменьшением длины волны исключает воз-

возможность ее истолкования как планковского излучения конечной температуры. Возможность интерпретации непрерывной эмиссии как излучения релятивистских электронов в магнитном поле также исключается благодаря слишком сильному ее возрастанию с уменьшением длины волны.

Заметим, что К. Бём рассматривает непрерывную эмиссию, временами почти полностью заливающую линии поглощения в спектрах звезд типа UV Кита, и избыточное ультрафиолетовое излучение, наблюдаемое в спектрах звезд типа T Тельца, как два различных явления. Второе из этих явлений — непрерывную эмиссию в спектрах звезд типа T Тельца, К. Бём объясняет как результат слияния эмиссионных бальмеровских линий, возникающих в оптически толстом слое. Подобное истолкование непрерывной эмиссии связано, в первую очередь, с тем, что интенсивность непрерывной эмиссии, начинающейся около λ 3800, достигает, согласно К. Бёму, максимума между λ 3750 и λ 3700, т. е. недалеко от предела серии Бальмера. Очень существенно, что слияние эмиссионных линий объясняется Бёмом не их расширением, а малой разрешающей способностью используемого спектрографа. Если это так, то распределение интенсивности непрерывной эмиссии должно в значительной степени зависеть от разрешающей способности спектрографа, и при наблюдениях с инструментами большей разрешающей силы должны разрешаться более высокие члены бальмеровской серии, вследствие чего начало непрерывной эмиссии должно отодвигаться в более коротковолновую область спектра, а ее интенсивность на данной длине волны — убывать. Кроме того, при достаточном удалении от предела серии Бальмера к ультрафиолету избыток излучения по сравнению с излучением нормальной звезды должен исчезнуть.

Другая точка зрения на происхождение непрерывной эмиссии, выдвинутая в последнее время И. М. Гордоном [8], в определенном смысле совпадает с изложенной выше. Считая также, что непрерывная эмиссия есть результат слияния эмиссионных линий бальмеровской серии, И. М. Гордон, однако, приписывает возникновение эмиссионных линий действию не тепловой эмиссии, имеющейся в составе излу-

чения нестационарных звезд. Согласно этому представлению, тепловое излучение за пределом лаймановской серии приводит к ионизации водорода, после чего происходят вынужденные рекомбинации электронов, индуцированные инфракрасным тепловым излучением. Слияние бальмеровских линий представляется как результат их расширения, связанного с размытостью верхних возбужденных уровней.

Постольку, поскольку согласно этой точке зрения также предполагается, что источником непрерывной эмиссии является слияние эмиссионных бальмеровских линий, то и в этом случае нельзя ожидать резкого возрастания ее интенсивности за пределом бальмеровской серии.

В свете изложенного приобретают значительный интерес, с одной стороны, наблюдения нестационарных звезд посредством спектрографов сравнительно большой разрешающей силы и, с другой, исследование по возможности более коротковолновой области спектра этих звезд. Настоящая работа преследует именно эту цель.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Материалом для настоящего исследования послужили две спектрограммы AG Дракона, полученные в мае—июне 1955 года на 10" бесцелевом (кварцевом) спектрографе Бюраканской обсерватории, и две спектрограммы, полученные в октябре 1957 года, с помощью объективной призмы, установленной на 70-сантиметровом менисковом телескопе Абастуманской обсерватории*. Линейная дисперсия первого из упомянутых спектрографов—150 А/мм и второго—166 А/мм у H₁.

Наблюдения 1955 года были сравнены с распределением энергии в спектрах α Возничего (G0I) и λ Возничего (G0V) посредством привязки переменной и этих G-звезд к α Лиры и 4 Возничего (A0). При наблюдениях же 1957 года звездой сравнения служила HD 144327 (G5). Выбор звезд спектрального типа G в качестве звезд сравнения обуслов-

* Спектрограммы 1957 года получены сотрудниками Абастуманской астрофизической обсерватории М. В. Долганзе и Н. А. Размадзе, которым авторы выражают свою благодарность.

лен, во-первых, тем, что, согласно Р. Вилсону [9], AG Дракона является карликом спектрального класса G7, и, во-вторых, тем, что сравнение переменной со звездами спектрального класса O даст в дальнейшем возможность, используя известное распределение энергий в спектре Солнца, определять абсолютное распределение энергий в ее спектре.

Для сравнения относительного распределения энергии в спектре AG Дракона, полученного со спектрографами различных дисперсий, мы воспользовались данными серии II наблюдений Л. В. Мирзояна [5], проведенных в ту же эпоху, что и наши наблюдения 1955 года.

Результаты, полученные Л. В. Мирзояном, были приведены к звезде HD 144327 посредством сравнения ее с переменной со звездой HD 145258 (A0). На рис. 1 приведено относительное распределение энергии в спектре AG Дракона, полученное в мае—июне 1955 года с бесщелевыми спектрографами при дисперсиях 420А/мм и 150 А/мм у Н₁. Рисунок показывает, что в обоих случаях отклонение относительного распределения энергии от нормального для звезды типа G происходит около значения волнового числа равного 2.60 ($\lambda = 3800$), т. е. начало из-

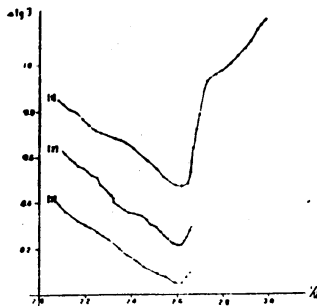


Рис. 1. Относительное распределение энергии в спектре AG Дракона, полученное со спектрографами различных дисперсий.

1. Наблюдения 1955 года при дисперсии в 150А/мм; звезда сравнения λ Возничего.
2. Наблюдения 1957 года при дисперсии в 166А/мм; звезда сравнения HD 144327.
3. Наблюдения Л. В. Мирзояна 1955 года при дисперсии в 420А/мм; результаты привязки к звезде HD 144327.

нормального для звезды типа G происходит около значения волнового числа равного 2.60 ($\lambda = 3800$), т. е. начало из-

быточного излучения в довольно широких пределах используемых дисперсий (по существу, в широких пределах разрешающих способностей) не зависит от дисперсии спектрографа.

Что касается различия волновых чисел, соответствующих началу избыточного излучения, полученных Л. В. Мирзояном [3] и нами, то оно объясняется тем, что переменная сравнивалась в [5] со звездой спектрального класса A0. Вследствие депрессии непрерывного спектра звезды сравнения, обусловленной слиянием бальмеровских линий поглощения, зависимость относительной интенсивности от волнового числа отклоняется в [5] от прямой около значения волнового числа, равного 2.50. Заметим, что привязка результатов серий III и IV наблюдений Л. В. Мирзояна к распределению энергии в спектре звезды типа G не обнаруживала в исследованной им спектральной области избыточного излучения. Это говорит о том, что серия II характеризовалась большей интенсивностью непрерывной эмиссии, чем две последующие серии, приведенные в [5]. Аналогичная же привязка для результатов серии I привела к относительному распределению энергии, резко отличающемуся от результатов, соответствующих сериям II, III и IV. Эти данные иллюстрируются рисунком 2. По-видимому, при переходе от первой серии к четвертой мы имеем дело с постепенным убыванием интенсивности избыточного излучения.

Сделанное выше заключение о том, что начало непрерывной эмиссии не зависит от дисперсии используемого спектрографа, может вызвать возражение, что данные рис. 1 получены посредством сравнения AG Дракона с различными G-звездами. По этому поводу следует отметить, что распределение энергии в фотографической области спектра HD 144327, полученное из сравнения ее со звездой HD 145258, с достаточной точностью совпадает с распределением ее в спектре λ Возничего (рис. 3). Абсолютный спектрофотометрический градиент HD 144327, вычисленный при предположении $\varphi = 1.00$, получился равным 2.73, в то время как значение абсолютного градиента λ Возничего равно 3.14. Это в сопоставлении с их спектральным типом дает осно-

вине полагать, что HD 144327, так же как и λ Возничего, является звездой-карликом, сходным с Солнцем, и привязка к этим звездам может дать представление об абсолютном распределении энергии в спектре AG Дракона.

Результаты подобной привязки, произведенной на основании данных наблюдений 1955 года и 1957 года, приведены на рис. 4.

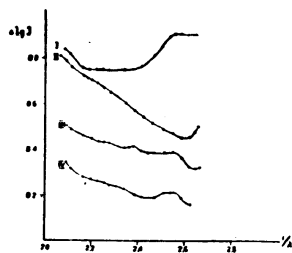


Рис. 2. Результаты привязки наблюдений Л. В. Мирзояна к звезде типа G5 (HD 144327). Номера соответствуют сериям наблюдений, приведенным в [5].

на участке длин волн, общем для всех кривых, одинаков.

Заслуживает особого внимания то, что в спектральной области $\lambda < 3650$ интенсивность непрерывного излучения AG Дракона продолжает возрастать. При этом, как видно из рисунков 1 и 4, возрастание имеет место как в смысле относительного распределения энергии, так и в шкале абсолютных интенсивностей*.

* Абсолютное распределение энергии в спектре AG Дракона выведено нами по данным для Солнца, полученным Абботом, Пласкетом, Фабри и Бюссеном [10], согласно которым на участке от 4000 до 4300 имеет место резкий спад интенсивности солнечного излучения. Позже Э. Петтитом [11] было установлено, что на участке от 4000 до 4300 интенсивность излучения Солнца убывает на 48%, после чего до

В качестве косвенного подтверждения этого факта можно упомянуть, что по свидетельству Н. Роман [12], на пластинках с нормальным почернением в фотографической области, полученных на обсерватории Мак-Дональда, непрерывный спектр звезд легко можно проследить за $\lambda 3300$. Микрофотограммы полученных нами в 1955 году спектров переменной показывают, что величина почернения меняется за пределом серии Бальмера очень медленно, в то время как на микрофотограммах обычных, даже самых горячих звезд, в этой области наблюдается резкое уменьшение степени почернения к ультрафиолету.

Небезынтересно и то обстоятельство, что распределение энергии в фотографической области AG Дракона также является необычным для звезды типа G. Однако здесь имеет место обратная картина, т. е. распределение энергии в спектре переменной соответствует более холодной звезде, чем G. Абсолютный спектрофотометрический градиент переменной, полученный посредством сравнения со звездами типа A0, систематически больше, чем соответствующая величина для нормальных звезд (карликов и гигантов) спектрального класса G. Выше упоминалось, что абсолютный градиент λ Возничего (GOV) получился равным 3.14. Заметим, что среднее значение абсолютного градиента для двух карликов типа G (ζ Геркулеса и η Водопада) равно, согласно данным Д. Барьбье и Д. Ша-

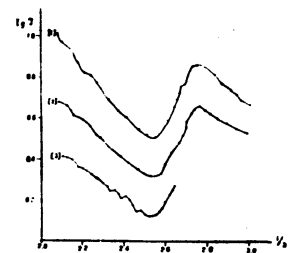


Рис. 3. Распределение энергии в спектрах звезд сравнения, приведенное к распределению ее в спектрах звезд типа A0: 1— λ Возничего, 2— λ Возничего, 3—HD 144327.

л 3200 остается практически постоянной. Следовательно, привязка к данным Петтита привела бы к еще более резкому возрастанию абсолютной интенсивности излучения AG Дракона на участке $\lambda \lambda 3800-3300$.

ложка [13], 2.64. Это же значение для звезд-гигантов равно 3.08. (Примерно такое же значение получено нами для α Возничего (3.54)). Значение же абсолютного градиента для AG Дракона получилось равным 4.56 (1955 год) и 4.64 (1957 год). Это соответствует спектрофотометрической температуре около 3000°.

В связи с этим стоит упомянуть еще о следующем. Грубая оценка показателя цвета переменной в международной системе (разность монохроматических звездных величин)

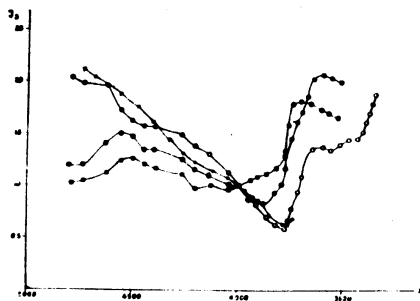


Рис. 4. Абсолютное распределение энергии в спектрах NX Единорога (○), VY Ориона (◻), AG Дракона (◻) 1955 год—, 1957 год—+).

привела к значениям $C_1 = 1^m3$ в 1955 году и 2^m0 в 1957 году. Значения показателя цвета, полученные в мае—июне 1955 года, согласуются в среднем с результатами двухцветных фотографических наблюдений Г. С. Бадаляна [14], произведенных во второй половине 1955 года.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Наиболее существенным из полученных результатов является вывод о том, что интенсивность избыточного излу-

чения в спектре AG Дракона продолжает возрастать за пределом серии Бальмера, причем возрастание продолжается до самых коротких длин волн, до которых удалось провести спектрофотометрические измерения.

Совершенно очевидно, что непрерывный спектр, обусловленный сливанием эмиссионных бальмеровских линий, не мог привести к подобному распределению за пределом бальмеровской серии. Действительно, оставаясь на точке зрения о сливании бальмеровских линий, мы вынуждены считать, что избыточное излучение за пределом серии есть результат свободно-связанных переходов водородных атомов во второе квантовое состояние. Распределение энергии в бальмеровском континууме, как известно, является в этом случае функцией лишь электронной температуры. Легко показать, что при этом максимальное значение выражения $-d \log I / d \log \lambda$, соответствующее значению $T_e = \infty$, равно двум. В случае же конечных значений электронной температуры эта величина должна быть меньше. По полученному нами распределению энергии за пределом бальмеровской серии легко вывести, что в области длин волн, более коротких, чем $\lambda 3500$, возрастание абсолютной интенсивности излучения происходит так, что $-d \log I / d \log \lambda$ больше, чем два, достигая в области $\lambda < 3400$ восьми. Здесь следует отметить еще то обстоятельство, что приведенные значения относятся к распределению энергии в шкале абсолютных интенсивностей. Однако, поскольку речь идет об объяснении *избытка* энергии по сравнению с излучением нормальной звезды, то следует рассматривать распределение *избыточной* интенсивности по длине волны, т. е. данные, приведенные на рис. 1. В этом случае для выражения $-d \log I / d \log \lambda$ получаются значения: 4 (при $3560 > \lambda > 3400$) и 10 (при $\lambda < 3400$).

Из изложенного следует, что в свете гипотезы К. Бёма [7]* остается совершенно необъяснимым возрастание интенсивности излучения AG Дракона за пределом бальмеров-

* Здесь мы рассматриваем гипотезу К. Бёма только с точки зрения удовлетворения ее результатам наблюдений. Однако напомним, что в ней остается совершенно открытым вопрос о возможности возникновения эмиссионных линий в оптически толстом слое (что отмечается и самым

ской серии. Следовательно, предлагаемый им механизм образования ультрафиолетового избытка, если он и имеет место у AG Дракона, играет не первостепенную роль*.

2. В пользу этого заключения свидетельствует и то обстоятельство, что бесчелые спектрограммы, полученные с дисперсиями в 420 А/мм и 150 А/мм у H_1 , не обнаружили никакого различия в длине волны, соответствующей началу ультрафиолетовой эмиссии. Это действительно может служить существенным аргументом, так как, как упоминалось, основной причиной слияния бальмеровских эмиссионных линий в представлении К. Бёма является не их большая ширина, а малая разрешающая способность спектрографа. С другой стороны, едва ли можно ожидать, что эмиссионные линии водорода очень широки, так как уже принятое Бёмом значение турбулентной скорости водородных атомов (50 км/сек) необычно для звезд-карликов.

3. Рассмотрим полученные результаты в свете представления о синхротронном излучении. Как было показано К. Бёмом, для излучения релятивистских электронов в магнитном поле максимальное значение выражения $-d\log I/d\log \lambda$ равно $\frac{7}{3}$. У AG Дракона, так же как у исследованных

Бёмом звезд типа Т Тельца величина этого выражения исключает возможность объяснения необычного ультрафиолетового излучения как результат прямого излучения релятивистских электронов в магнитном поле.

Далее, выдвинутая И. М. Гордоном [8] точка зрения о том, что избыточное ультрафиолетовое излучение является результатом слияния бальмеровских эмиссионных линий, объясненных своим появлением действием синхротронного излу-

Бёмом). Для осуществления такого слоя необходимо, очевидно, чтобы во внешних слоях звезды присутствовали источники энергии. Это есть, по существу, вывод, сделанный В. А. Амбарцумян [6], на основе анализа изменений яркости и спектра нестационарных звезд.

* Возможно, что изгиб кривых распределения энергии (рис. 1 и 4) около λ 3650 обусловлен тем, что на избыточное излучение накладываются неразрешенные эмиссионные линии, несколько увеличивая ее интенсивность до предела серии Бальмера.

чения, по-видимому, также не в состоянии объяснить возрастание интенсивности непрерывной эмиссии за бальмеровским скачком. Действительно, и в этом случае приходится приписывать излучение за пределом серии Бальмера свободно-связанным переходам водородных атомов во второе состояние. Несостоятельность этого механизма в случае самопроизвольных рекомбинаций фотоэлектронов следует из приведенных в п. 1 соображений относительно механизма, предложенного К. Бёмом. Предположение же о том, что бальмеровский континуум возникает в результате вынужденных рекомбинаций, индуцированных синхротронным излучением*, также не в состоянии обеспечить наблюдаемое значение выражения $-d\log I/d\log \lambda$ в области бальмеровского континуума. Как легко можно убедиться, в этом случае максимальное значение приведенного выражения должно быть равно всего лишь $\frac{4}{3}$, т. е. меньше, чем при континууме, обусловленном спонтанными рекомбинациями.

4. Представляет определенный интерес сравнение результатов наших наблюдений с результатами, полученными К. Бёмом для звезд VY Ориона и NX Единорога. Приведенные на рис. 4 абсолютные распределения энергии в спектрах трех переменных показывают, что на участке длин волн, больших, чем предел бальмеровской серии, распределение интенсивности избыточного излучения в спектре AG Дракона качественно сходно с распределением ее в спектрах VY Ориона и NX Единорога. Однако дальнейший ход распределения интенсивности этого излучения (в более коротковолновой области) для AG Дракона и исследованных Бёмом звезд (речь идет о средних данных, приведенных Бёмом) заметно отличается. Согласно данным Бёма абсолютная интенсивность излучения этих звезд достигает максимума вблизи предела бальмеровской серии, в то время как ин-

* В этом случае индуцирующее излучение должно также проявляться в бальмеровском континууме. Поэтому приходится предположить, что континуум в спектрах нестационарных звезд является наложением индуцирующего и индуцированного излучений.

тенсионность излучения AG Дракона в исследованной нами спектральной области своего максимума не достигает.

Тем не менее есть основания полагать, что и у исследованных Бёмом звезд типа Т Тельца избыточное излучение не ограничивается ближайшими окрестностями предела балмеровской серии, а простирается достаточно далеко в ультрафиолетовую область спектра. В пользу этого может свидетельствовать необычный цвет U—В некоторых звезд типа Т Тельца, в частности переменной NX Единорога. Показатель цвета U—В этой переменной, согласно М. Уокеру [15], достигает величины -1^m21 , а в эпоху наблюдений В. Хильтнера [16] был равен -1^m35 .

С другой стороны, не исключена возможность, что различие в распределении энергии в спектрах звезд типа Т Тельца и AG Дракона связано с какими-либо характерными особенностями последней. Как известно, особенностью линейчатого спектра AG Дракона является наличие сильной эмиссионной линии $\lambda 4686$ (He II), которая не наблюдается в спектрах исследованных К. Бёмом звезд типа Т Тельца. Возможно, эти два факта являются следствием одного и того же явления. Тем не менее представляется естественным рассматривать избыточное излучение в спектрах AG Дракона, звезд типа Т Тельца, также как непрерывную эмиссию, заливающую линии поглощения во время вспышек звезд типа UV Кита, как результаты одного явления, проявляющиеся в широкой спектральной области.

Что касается различий в проявлении непрерывной эмиссии у различных представителей нестационарных звезд (как в смысле интенсивности и продолжительности непрерывной эмиссии, так и в смысле области спектра, в которой она проявляется), то они получают в свете представления, развитого В. А. Амбарцумяном [4], естественное объяснение в том, что избыточная тепловая энергия выделяется в слоях звезды, характеризующихся различной оптической глубиной.

В заключение авторы выражают глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну за ценное обсуждение полученных результатов.

Գ. Ն. ԱՐԱԿԵԼՅԱՆ, Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ

AG ՎԻՇՈՎ ՄԱՐԿԵՐԱՅԻՆ ԵՆԿՆՈՒՄԻՆ ԵՄԻՍՍԻԱ

Ա Վ Փ Ո Փ Ա Վ

Ներքև աշխատանքի գիտազանն նրա՞ն ստացվել է Բյուրականի աստղադիտարանի 10' անոնյոս սպեկտրոգրաֆի և Արաբիանի աստղադիտարանի 70 սմ օբյեկտիվ պրիզմայի օգնությամբ: Առաջին սպեկտրոգրաֆի գծային գիտադրության հազատար է 150 Ա/սմ և երկրորդի 100 Ա/սմ H₁-ի մաս: Ընդամենը օգտագործվել է 4 սպեկտրոգրամ:

Որպես համեմատման աստղեր օգտագործվելով G տիպի նորմալ աստղերը, ստացված է AG Վիշույի անկանոն փոփոխական աստղի սպեկտրում էներգիայի հարաբերական բաշխումը (նկար 1): Այնուհետև եկելով այդ ավյալներից ստացված է էներգիայի բացարձակ բաշխումը AG Վիշույի սպեկտրում արտահայտված համարյան միավորներով (նկար 4):

Հետազոտությունը ցույց է տվել, որ AG Վիշույի սպեկտրում անընդհատ էներգիայի ավելցուկը սկսում է հանդես գալ $\lambda 2900$ այլընտրանքի երկարության մաս և սպեկտրաֆոտոմետրիկ չափումների համար մասշտիվ ամբողջ տիրույթում ($\lambda < 3900$) այդ ավելցուկի չափը աճում է զիպի սպեկտրի ուլտրամանրէրազանի մասը:

Այնուհետև ստացված արդյունքները համեմատված են Լ. Վ. Միլլերյանի [5] կողմից ստացված ավյալների հետ, որնց հիմնված են 420 Ա/սմ զիպիային ունեցող սպեկտրոգրամների վրա: Ցույց է արված, որ նախ մասնակապըրանում ստացված սպեկտրոգրամների վրա՝ անկանոն նրանց զիպիայինային (կամ գերլուծող ուժից) անընդհատ հատազայլման ավելցուկի բաշխումը նույնն է:

Ստացված արդյունքների ջննարկումից հետոմ է, որ անընդհատ էներգիայի ավելցուկը AG Վիշույի սպեկտրում չի կարող հանդիսանալ բաշխման սերիայի հատազայլման գծերի միանույնան հետևանք: Ինչպես, այդ զիպում անհրամենա կլիներ ենթադրել, որ բաշխման սերիայի ստմանից ավելի կարելի է մասում հատազայլմանը հանդիսանում է երկրորդ ջմանալին մակարդակի վրա կատարվող սկիզբնայինների արդյունք: Կարելի է ցույց տալ, որ սկիզբնային անընդհատ սպեկտրի զիպում — $\text{dlog}l/\text{dlog}l$ արտահայտության մասիմալ արժեքը հազատար

կենի 2-ի, կիև կատարվում են սպեկտան սկզբընկացիաներ և 3/4-ի կիև սկզբընկացիաները կատարվում են սինիքրոտան հա-
տադյութան ազդեցության սակ:

Քանի որ, ըստ ստացված տվյալների, AG Վերադի սպեկ-
տրում կերպով արտահայտության մեծությունը մեծ է երկուսից,
կետևարար այդ երկու ենթադրություններից էլ պետք է հրաժարվել:
Բազմերան գծերի միանություն ազդեցության զեմ խոսում է
նաև այն փաստը, որ անընդհատ էմիտիայի սկզբին համապա-
տասխանազ ախրային երկրաբախյունը կտրված չէ պատարճվող
սպեկտրոգրաֆի գիտարտաբերից:

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Joy, PASP, 66, 5, 1954.
2. A. Joy, M. Hatawon, PASP, 61, 133, 1949.
3. G. Herbig, Нестационарные звезды, стр. 37, Ереван, 1957.
4. В. А. Амбарцумян, Non-Stable Stars, p. 177, Cambridge University Press, 1957.
5. Л. В. Мирзоян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 19, 43, 1956.
6. В. А. Амбарцумян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 13, 1, 1954.
7. К. Н. Вдъм, Zs. f. Ap., 43, 245, 1957.
8. И. М. Гордон, Труды астрономической обсерватории Харьковского университета, 12, 15, 1957; Доклад на семинаре Бюраканской обсерватории, 1957.
9. R. Wilson, PASP, 57, 309, 1945.
10. А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, Москва, 1949.
11. E. Pettit, Ap. J. 91, 159, 1940.
12. N. Roman, Ap. J. 117, 467, 1953.
13. D. Barbier, D. Chalonge, Ann. d. Ap. 4, 31, 1941.
14. Г. С. Бадалян, ДАН Армянской ССР, 22, 145, 1956.
15. M. Walker, Ap. J. Suppl. 2, № 23, 1956.
16. W. Hillner, Ap. J. 127, 510, 1958.

Г. А. Гурзаян

О ПРИРОДЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Анализ внешней формы и структуры биполярных планетарных туманностей привел к выводу о существовании в них магнитных полей, напряженность которых значительно превышает напряженность общего магнитного поля Галактики [1]. Характер этих полей, по-видимому, сходен с полем магнитного диполя. Однако они не составляют продолжение дипольного поля центрального ядра-звезды; планетарная туманность обладает своим собственным дипольным полем, магнитный момент которого может меняться в зависимости от изменения размеров и плотности туманности, в то время как магнитный момент ядра может остаться неизменным.

В настоящей статье ставится цель показать, что представление о наличии дипольного магнитного поля в планетарных туманностях хорошо объясняет наблюдаемое разнообразие их формы и структуры. Направляющей нитью при разработке и развитии этого представления является идея, согласно которой планетарные туманности являются остатками звездообразовательного процесса и что их ядра суть недавно возникшие звезды [2,3].

§ 1. БИПОЛЯРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Биполярными мы называли те планетарные туманности, у которых наблюдаются две четко выраженные яркие области — «шапки», расположенные симметрично относительно ядра [1]. Примерами таких туманностей являются NGC 7026,

туманности анон. 16^М 10,5; анон. 16^М 13,3 и т. д. Наряду с этим, имеется целый ряд туманностей, у которых хотя и не наблюдаются четко выступающие „шпалки“, но наблюдается повышение яркости на двух противоположных сторонах туманности. Примерами таких туманностей могут служить NGC 6720 (в Лире), NGC 7293 (в Володее) и т. д. Для правильного понимания и применения полученных в дальнейших параграфах теоретических результатов желательно перечислить основные факты, относящиеся к биполярным планетарным туманностям, формы и структуры которых должны быть объяснены действием присутствующих в них магнитных полей. Сюда нужно прибавить также особенности формы и структуры остальных, в частности, спиралевидных планетарных туманностей, допускающих, по всей вероятности, также электромагнитное объяснение.

1. Большинство планетарных туманностей имеет сплюснутую, часто эллипсоидальную (или овальную) форму. Крайним выражением сплюснутости является почти прямоугольная форма, которая наблюдается редко (типичным представителем этого типа является туманность IC 4406).

2. Почти всегда яркость на концах малой оси эллипсоидальных туманностей больше, чем на концах большой оси. Сама форма области повышенной яркости бывает различной, начиная от „бананообразной“ — сильно вытянутой и слегка искривленной дуги (туманность анон. 16^М 10,5) и кончая почти круговой формой (туманность анон. 16^М 13,3).

3. В некоторых случаях наблюдается туманность с четко выраженной биполярностью, но без заметной сплюснутости, т. е. имеющая почти сферическую форму (NGC 3587, анон. 7^М 50,0. Хороший снимок последней туманности см. в [5]).

4. У некоторых туманностей яркие области („шпалки“), часто „бананообразные“, соединены друг с другом светлой „перемычкой“, проходящей через центр туманности (зетобразные туманности).

5. В редких случаях наблюдаются туманности, у кото-

рых имеются два спиральных выступа, расположенные симметрично с обеих сторон туманности (спиралеобразные туманности). Важно отметить, что спиральные выступы расположены на концах *большой* оси туманности.

6. Наружные края туманностей в направлении их малой оси, как правило, резки, в то время как в направлении большой оси границы туманности иногда трудно определить.

7. Если биполярная туманность двухобочная, то биполярность в наружной оболочке выражена менее сильно, чем во внутренней. Иногда это свойство в наружной оболочке отсутствует почти полностью, в то время как во внутренней оболочке оно выражено весьма четко.

§ 2. ТОЧЕЧНЫЙ ДИПОЛЬ

Пусть имеем сплошную во всем объеме планетарную туманность сферической формы радиуса R и с одинаковой во всех точках концентрацией ионов ρ_+ . Наложим на эту туманность магнитное поле диполя, т. е. совокупность двух разных „зарядов“ противоположного знака, находящихся друг от друга на расстоянии l . Собственно говоря, диполь — в обычном для физики понятии, мы будем иметь только в том случае, когда l значительно меньше расстояния R „зарядов“ от точек, в которых определяется напряженность магнитного поля, т. е. когда $R \gg l/2$. Однако мы допускаем, что „размер“ диполя может быть, даже очень часто, соизмерим с размерами туманности, т. е. что может иметь место условие $R \sim l/2$. Поэтому придется внести в терминологию некоторые изменения. Мы будем говорить о „точечном“ диполе, когда $l/2 \ll R$, т. е. когда диполь как будто расположен в центре туманности, и о „неточечном“ диполе, когда $l/2 \sim R$, т. е. когда диполь „занимает“ всю туманность. Линию, проходящую через „заряды“, назовем осью диполя, или магнитной осью туманности.

В этом параграфе мы рассмотрим влияние точечного диполя на планетарную туманность. Хотя, как увидим в следующем параграфе, действительная картина, наблюдаемая в планетарных туманностях, может быть объ-

яснена при наличии в них неточечного магнитного диполя, тем не менее, рассмотрение точечного диполя позволит просто и легко проанализировать качественную сторону вопроса, а также провести некоторые подготовительные расчеты формального характера.

Рассмотрим некоторое сечение туманности, проходящее через ее центр O („центральное сечение“), и поместим в начале координат точечный диполь, линию l и моментом a . В некоторой точке A (рис. 1), определяющейся координатами r и φ (в таких точках в данном сечении, очевидно, будет четыре) полная напряженность магнитного поля вдоль данной силовой линии будет:

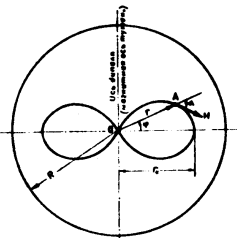


Рис. 1.

$$H(r, \varphi) = \frac{a}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}. \quad (1)$$

Вектор напряженности направлен по касательной к силовой линии, которая задается уравнением

$$r = r_0 \cos^3 \varphi, \quad (2)$$

и составляет угол α с радиусом-вектором, определяемым из соотношения:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi. \quad (3)$$

Заметим, что α для всех силовых линий одинаково и не зависит от r_0 , обстоятельство, которое, вообще говоря, не имеет места в случае неточечного диполя.

Из формулы (1) видно, что в рассмотренном сечении туманности магнитное поле обладает градиентом напряженности как по r , так и по φ -координате. Градиент напряженности магнитного поля создаст градиент магнитного

давления, который приводит к нарушению первоначального равновесного состояния распределения плотности газа в туманности; возникает макроскопическое перемещение ионизованного газа из областей высоких магнитных давлений в области низких давлений. В результате образуется неравномерность в распределении плотности материи, т. е. возникает градиент газового давления по обеим координатам*. Градиент газового давления противопоставляется градиенту магнитного давления и в тот момент, когда обе эти величины будут равняться друг другу, дальнейшее перемещение газа прекратится; наступит стационарное состояние. Допустим, что время t_0 (время релаксации), необходимое для достижения стационарного состояния, после приложения к туманности дипольного поля, значительно меньше, чем продолжительность жизни туманности. Тогда условие стационарности в данной точке сведется к взаимной компенсации градиентов магнитного и газового давлений и запишется в виде:

$$\nabla \left(\frac{H^2}{8\pi} + kTn \right) = 0, \quad (4)$$

или, после интегрирования,

$$\frac{H^2}{8\pi} + kTn = C. \quad (5)$$

Отсюда имеем для концентрации ионов (электронов) $n = n(r, \varphi)$, подставляя значение H из (1):

$$n(r, \varphi) = \frac{C}{kT} - \frac{a^2}{8\pi kT r^6} \eta^2(\varphi), \quad (6)$$

где T есть электронная температура туманности, а через $\eta(\varphi)$ обозначено

$$\eta(\varphi) = \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}. \quad (7)$$

Постоянную интегрирования C можно определить, смотря по тому, какую модель туманности рассматривать — „бес-

* Приняв, что температура туманности определяется процессами излучения и постоянна, а следовательно, давление зависит только от плотности газа.

конечную* или „конечную“. В первом случае допускается, что туманность имеет очень большие по сравнению с длиной диволя размеры и что на ее наружных границах магнитное поле диволя практически отсутствует*. Формально это означает (для „бесконечной* туманности):

$$n(\infty, \varphi) = n_0 \text{ при } r = R = \dots \quad (8)$$

В случае „конечной* туманности в качестве условия для определения С может служить допущение о равенстве масс „невозмущенной* и „возмущенной* туманностей, которое запишется в виде:

$$4\pi \int_0^R \int_0^{\pi/2} n(r, \varphi) r^2 \cos \varphi \, dr \, d\varphi = \frac{4\pi}{3} R^3 n_0 \quad (9)$$

Применение условий (8) и (9) дает из (6) для „бесконечной* туманности:

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = 1 - \frac{\alpha}{r^6} \chi^2(\varphi) \quad (10)$$

и для „конечной* туманности:

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = [1 + \Phi(R, r_0)] - \frac{\alpha}{r^6} \chi^2(\varphi) \quad (11)$$

где введены обозначения:

$$\alpha = \frac{a^2}{8\pi k T n_0} \quad (12)$$

$$\Phi(R, r_0) = \frac{3}{2} \frac{\alpha}{R^3} \int_{r_0}^R \int_0^{\pi/2} \chi^2(\varphi) r^{-1} \cos \varphi \, dr \, d\varphi = \frac{\alpha}{R^6} \left[\left(\frac{R}{r_0} \right)^3 - 1 \right] \quad (13)$$

r_0 есть радиус внутренней границы туманности (см. ниже).

* Во всех дальнейших формулах у нас будет получаться плотность, стремящаяся в бесконечности к некоторой постоянной, отличной от нуля величине. Внешняя граница туманности обусловлена не электромагнитными факторами. Поэтому значение градиента плотности вблизи внешней границы остается здесь вне рассмотрения.

Формулы (10) и (11) дают закон распределения относительной концентрации ионов (электронов) по двум координатам на центральном сечении туманности. Из этих формул вытекает, что, во-первых, распределение концентрации симметрично в отношении магнитной оси туманности и, во-вторых, минимальное значение концентрации — на данном расстоянии от центра — получается в направлении магнитной оси туманности ($\varphi = 90^\circ$), а максимальное — в направлении, перпендикулярном этой оси ($\varphi = 0^\circ$). Далее, в близких к центру туманности областях (r мало) концентрация ионов мала, а в далеких (r велико) она больше.

Объемный коэффициент излучения туманности пропорционален, как известно, квадрату электронной или ионной концентрации. Поэтому даже незначительное различие в величинах концентрации между различными точками в туманности может привести к заметному различию в поверхностных яркостях в этих точках. Это различие будет наибольшее между направлением магнитной оси туманности (область минимальной плотности) и направлением экваториальной оси туманности (область максимальной яркости). Контрастность сохраняется, когда мы рассматриваем проекцию на плоскость, перпендикулярную магнитной оси, реальной пространственной картины, получаемой путем вращения центрального сечения вокруг магнитной оси туманности. В этом случае получим туманность с двумя областями максимальной яркости, расположенными симметрично по отношению к центру, т. е. получим биполярную туманность.

Из формул (10) и (11) следует, что при данном значении α , зависящем от величины магнитного момента и „нормальной* (начальной) концентрации ионов n_0 , существуют некоторые значения r_0 и r_0 , при которых концентрация становится равной нулю. Это, очевидно, есть область „избегания“, где плотность магнитной энергии, вернее магнитное давление настолько велико, что заряженные частицы не могут оставаться в равновесном состоянии; они должны „высасываться* из этих областей. Уравнение кривой, определяющей границы области „избегания“, определяется из ус-

ловия $p \ll 0$, и в случае, например, „бесконечной“ туманности имеет вид:

$$r_0 = [2(1 + 3 \sin^2 \varphi_0)]^{1/2}, \quad (14)$$

где r_0 и φ_0 суть координаты границы области „избегания“. Зависимость r_0 от φ_0 очень слабая, поэтому в первом приближении область „избегания“ можно принять за круг (сферу) радиусом r_0 , равным

$$r_0 \approx a^{1/2} = \left(\frac{a^2}{8\pi k T n_0} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Таким образом, сплошная в начале планетарная туманность при наличии в ней дипольного магнитного поля превращается в полую изнутри туманность, причем, радиус ее внутренней границы будет тем больше, чем больше магнитный момент туманности (a) или чем меньше концентрация ионов в ней (n_0).

Представление о существовании точечного диполя в туманности, расположенного в ее центре, как увидели, качественно может объяснить возникновение биполярных туманностей. Однако в количественном отношении оно приводит к неприемлемым следствиям. В самом деле, всякие попытки согласовать реальные размеры туманностей R с размером диполя l приводят к тому, что напряженность магнитного поля на таких расстояниях от центра, которые соизмеримы с размером диполя $l/2$, оказывается чрезвычайно велика порядка миллион гаусс, если допустить, что напряженность магнитного поля у реальных туманностей порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ гаусс, а размер диполя порядка радиуса звезды. Эта трудность легко устраняется, если отказаться от представления о точечном диполе и взамен его рассмотреть неточечный диполь, размер которого соизмерим с размерами туманности.

§ 3. НЕТОЧЕЧНЫЙ ДИПОЛЬ

В случае неточечного диполя, т. е. когда $l \sim r$ (рис. 2), напряженность магнитного поля в точке (r, φ) определяется формулой:

$$H(r, \varphi) = a \eta_1(r, \varphi), \quad (16)$$

где a — магнитный момент, а функция $\eta_1(r, \varphi)$ имеет вид:

$$\eta_1(r, \varphi) = 2^{1/2} x^2 \frac{[(1+x^2)^2 + 4x^2 \sin^2 \varphi - (1-x^2)[(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi]^{1/2}}{(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi}, \quad (17)$$

где $x^2 = l^2/4r^2$.

Эта формула является более общей, справедливой как для малых, так и для больших расстояний от начала коор-

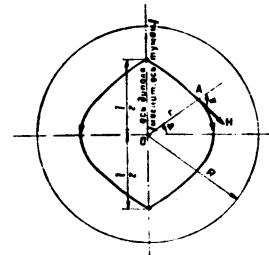


Рис. 2.

динат. В частности, когда $\frac{r}{l} \gg 1$, формулы (16) и (17) преобразуются в формулу (1). Практически диполь будет точечным уже при значениях отношения l/r порядка 0,1.

Для определения относительной концентрации ионов в точке (r, φ) имеем из (16) и (17), в случае „бесконечной“ туманности:

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = 1 - \varepsilon \eta_1^2(r, \varphi). \quad (18)$$

Для „конечной“ туманности имеем, аналогично (11):

$$\frac{n(r, \varphi)}{n_0} = [1 + \Phi_1(R, r_0)] - \varepsilon \eta_1^2(r, \varphi). \quad (19)$$

где $\Phi_1(R, r_0)$ равен:

$$\Phi_1(R, r_0) = 3 \left(\frac{l}{R} \right)^2 \int_0^R \int_0^{2\pi} \eta_1^2(r, \varphi) \cos \varphi \, dr \, d\varphi. \quad (20)$$

Конкретные вычисления, проведенные по этим формулам, показывают, что в качественном отношении нет большой разницы между „конечной“ и „бесконечной“ туманностями. Поэтому в дальнейшем мы будем ограничиваться рассмотрением только „бесконечной“ туманности. Заметим, что туманность, диаметр которой будет превышать всего в два раза размер диполя l , уже является „бесконечной“, так как на внешних границах такой туманности напряженность магнитного поля будет почти на целый порядок меньше, чем на расстояниях $r \sim l/2$ (при $\varphi \sim 0$).

Таким образом, формула (18) является расчетной формулой для определения распределения концентрации ионов на центральном сечении туманности. Для облегчения вычислений построены графики зависимости величины функции $\eta_1(r, \varphi)$ от r (в единицах l) для различных значений φ , которые приведены на рис. 3 и 4.

Для определения уравнения границы области „избегания“ в случае неточечного диполя имеем из (18):

$$\eta_1(r_0, \varphi_0) = \varepsilon^2 \quad (21)$$

или, воспользуясь (17),

$$2^6 x_0^4 \frac{(1+x_0^2)^2 + 4x_0^2 \sin^2 \varphi_0 (1-x_0^2)(1+x_0^2) - 4x_0^2 \sin^4 \varphi_0}{[(1-x_0^2)^2 - 4x_0^2 \sin^2 \varphi_0]^2} = \varepsilon^2, \quad (22)$$

где $x_0 = \frac{1}{2l_0}$, а r_0 и φ_0 суть текущие координаты границы области „избегания“.

В отличие от случая точечного диполя, где уравнение границы области „избегания“ представляло из себя, грубо говоря, уравнение окружности вокруг начала координат для всех значений ε , в этом случае форма этой границы оказывается очень сильно зависящей от величины ε , т. е. в конечном счете от величины напряженности магнитного поля. Так, например, при очень малых значениях ε (малые значения напряженности магнитного поля), указанная гра-

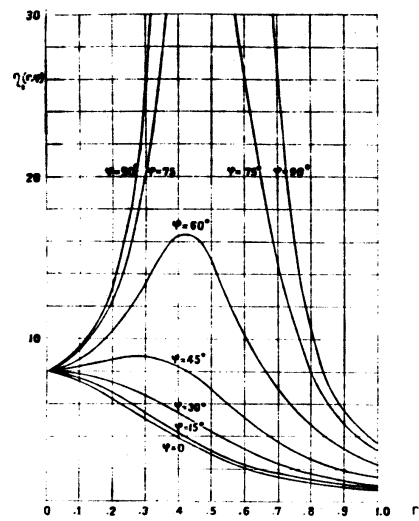


Рис. 3.

ница очерчивает две раздельные друг от друга области овальной формы, расположенные симметрично по отношению к магнитной оси. Центры этих овалов находятся на расстоянии $l/2$ от центра туманности. При промежуточных и постепенно возрастающих значениях ε овал растягивается преимущественно с внутренней стороны, затем, заостряясь, соприкасается с центром туманности O , и, наконец, пересекается с экваториальной плоскостью. При дальнейшем увеличении ε овал асимптотически стремится к окружности с центром, находящимся в центре туманности. На рис. 5 при-

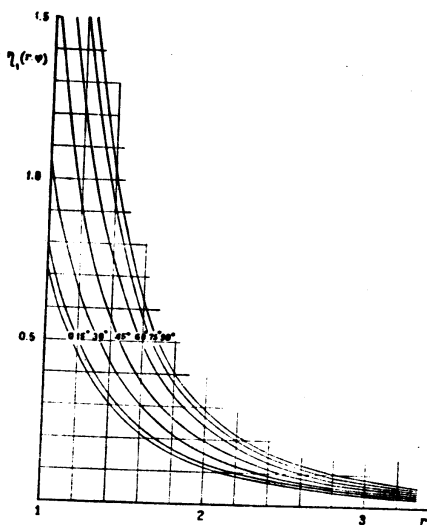


Рис. 4.

введены примеры этих кривых для различных значений σ на одной четвертой части сечения туманности. Там же указана полуудлина диполя $l/2$. Пунктиром изображена та же самая кривая для точечного диполя, вычисленная по формуле (14) при $\sigma = 1$.

Как следует из (12), σ прямо пропорциональна квадрату магнитного момента, т. е. магнитной напряженности, и обратно пропорциональна начальной концентрации p_0 . Примем, что p_0 одинаково для всех туманностей, имеющих одинаковые размеры, но различные значения напряженности.

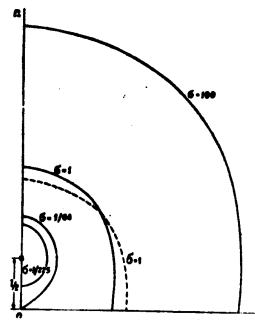


Рис. 5.

магнитного поля. Тогда σ будет различное для этих туманностей. Соответственно этому формы областей «избегания» и, в конечном счете, формы центральных сечений этих туманностей будут существенно отличаться друг от друга. На рис. 6 схематически приведено несколько таких примеров, где незаштрихованные части туманностей соответствуют областям «избегания». Видоизменение общей конфигурации этих форм соответствует увеличению напряженности маг-

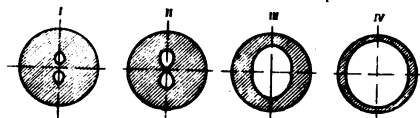


Рис. 6.

нитного поля при переходе от I до IV последовательно, т. е. наименьшее (относительно) напряжение магнитного поля мы имеем в случае I, наибольшее -- в случае IV.

Допустим, что напряженность магнитного поля туманности постоянна и не меняется при ее расширении, а кон-

центрация ионов уменьшается обратно пропорционально кубу внешнего радиуса, т. е. $n_0 \sim R^{-3}$. Тогда, как следует из (12), с расширением туманности ε должно увеличиться, в силу чего туманность должна последовательно принять все формы, начиная от I, кончая IV. Иначе говоря, при сделанных предположениях эволюция формы туманности должна происходить по пути I - II - III - IV. Однако это по-видимому, не совсем так, поскольку напряженность магнитного поля очевидно также уменьшается с расширением туманности. Впрочем, этот вопрос еще нуждается в специальном изучении.

Помимо вышеупомянутых параметров, на форму центрального сечения, а следовательно на форму туманности в проекции на небо, существенное влияние оказывает также величина l/R , т. е. отношение длины диполя к внешнему радиусу туманности. Это отношение характеризует, вместе с тем, относительную глубину "залегания" магнитных полюсов внутри туманности.

§ 1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ ПО ТУМАННОСТИ ИЛИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В настоящем параграфе приводится сравнение серии изофот, полученных на основании приведенных выше теоретических расчетов, с наблюдаемыми системами изофот. При этом считается, что внешний радиус туманности R , а в случае оболочки и толщина h являются величинами, которые входят в теорию независимо от величины магнитного поля. Поэтому мы будем иметь два параметра l/R и l/h , которые в разных туманностях могут принимать различные значения.

Относительная концентрация ионов равна нулю на границе области "избегания" и постепенно увеличивается с удалением от этой границы, асимптотически стремясь к единице. На данном расстоянии от центра туманности функция $n_1(r, \varphi)$ достигает своего наименьшего значения при $\varphi = 0$ и наибольшего при $\varphi = 90^\circ$ (см. рис. 3 и 4). Соответственно этому относительная концентрация будет наибольшая, согласно формуле (18), в направлении $\varphi = 0$ (экватор) и

наименьшая - по направлению $\varphi = 90^\circ$ (магнитная ось). Производя соответствующие вычисления для различных значений l и φ , мы сможем построить кривые равных поверхностных яркостей - изофоты, относящиеся к данному центральному сечению. Вращением этого сечения с системой изофот вокруг магнитной оси мы получим реальное пространственное изображение этих изофот, что и будет соответствовать пространственной структуре туманности. Поскольку туманность обычно прозрачна для собственного видимого излучения, то всю картину мы должны видеть в спроектированном виде на небесной сфере. Поэтому от этой трехмерной системы изофот следует перейти к двумерной системе. Формально решение этой задачи сводится к вычислению следующего выражения:

$$J(p, \psi) = C_1 \int_0^R \frac{n^2(r, \psi) r dr}{r^2 - p^2} \quad (0 \leq \psi \leq 90^\circ). \quad (23)$$

Здесь $J(p, \psi)$ есть поверхностная яркость в точке $M(p, \psi)$ изображения туманности (рис. 7); C_1 некоторая постоянная, а $n(r, \psi)$ берется из (18) и (17), причем, входящая в них функция $\sin \varphi$ заменяется выражением

$$\sin \varphi = \frac{p \sin \psi}{r}. \quad (24)$$

Интегрирование (23) производится численным или графическим способом. В наших вычислениях был применен графический способ интегрирования и были построены теоретические системы изофот для ряда случаев, некоторые из которых приводятся ниже.

На рис. 8 приведена система изофот, построенная при следующих предположениях: наружный радиус туманности $R = 2,5$ ед. (т. е. $R/l = 2,25$), туманность - сплошная и $\sigma = 1$. Цифры означают интенсивность в произвольных еди-

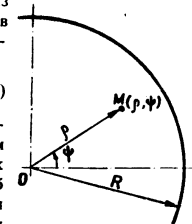


Рис. 7.

ницах. Пунктирной линией обозначены границы областей „избегания“. На этой системе изофот хорошо видны „шапки“ — области максимальной яркости, расположенные на экваториальной плоскости туманности, симметрично относительно ее центра. Область же наименьшей яркости расположена на магнитной оси. Любопытно отметить, что в приведенном примере интенсивность в направлении магнитной оси сперва уменьшается с удалением от центра и, где-то достигая минимума (равного 4.3), опять увеличивается, прежде чем достигнуть нуля на внешней границе туманности.

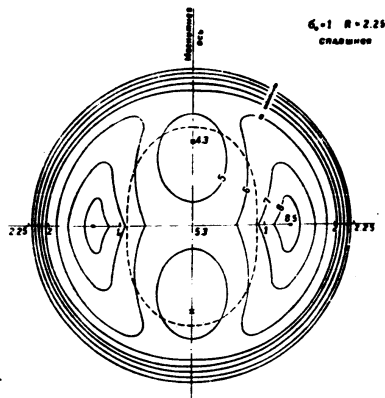


Рис. 8.

Сходное с рис. 8 распределение поверхностной яркости дает известная планетарная туманность NGC 3587 („Сова“), изофоты которой приведены на рис. 9, взятом из работы Аллера и Минковского [5]. Сходство при этом имеет место не только в качественном отношении, но даже в ко-

личественном. В частности, построением продольных фотометрических разрезов по двум осям — магнитной и экваториальной, найдем для отношения наибольшей и наименьшей интенсивностей в случае туманности NGC 3587 (на рис. 9 цифры означают логарифмы интенсивностей в про-

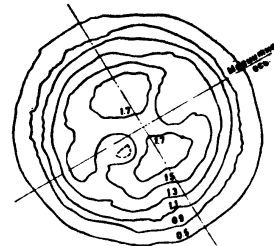


Рис. 9.

извольных единицах) значение, равное приблизительно 1.9. Теоретическое же значение этого отношения, найденное из рис. 8, равно 2.

Тождественность обеих систем изофот — теоретической и наблюдаемой — позволяет оценить величину напряженности магнитного поля в различных частях туманности NGC 3587. Поскольку в данном случае $\tau = 1$, то имеем (12):

$$\tau = \frac{a^2}{8\pi k T n_0} = 1. \quad (26)$$

Примем $T = 10^4$ °К, $n_0 \sim 10^4$ см⁻³. Тогда найдем из (26): $a \approx 6 \cdot 10^{-4}$. Для вычисления напряженности в некоторой точке туманности имеем из (16):

$$H = a \cdot \gamma_1(r, \tau) = 6 \cdot 10^{-4} \cdot \gamma_1(r, \tau). \quad (27)$$

Из рис. 3 и 4 найдем, например, при $r = 1$ ед., что соответствует расстоянию от центра, приблизительно вдвое меньшему радиуса туманности (заметим, что при сделанных

50

Г. А. ГУРЗАДЯН

предположениях радиус туманности NGC 3567 равен 2,25 ед.:

$$\tau_1(1,0) = 0,715 \text{ и } \tau_1(1,90^\circ) = 3,56.$$

Отсюда получим:

$$H \approx 4,10^{-4} \text{ гаусс при } \varphi = 0;$$

$$H \approx 2,10^{-3} \text{ гаусс при } \varphi = 90^\circ.$$

На расстоянии, равном $r = 2$ ед. (почти на самом краю туманности) имеем:

$$\tau_1(2,0) = 0,115 \text{ и } \tau_1(2,90^\circ) = 0,286.$$

Соответственно этому получим:

$$H \approx 7,10^{-5} \text{ гаусс при } \varphi = 0;$$

$$H \approx 2,10^{-4} \text{ гаусс при } \varphi = 90^\circ.$$

В центре туманности ($r = 0$) имеем: $\tau_1(0) = 8$, а следовательно, $H \approx 5,10^{-3}$ гаусс.

На рис. 10 приведена теоретическая система изофот туманности, построенная при тех же предположениях, что и в предыдущем случае ($\sigma = 1$, туманность сплошная), но внешний радиус равен $R = 1,76$ ед. В общих чертах системы изофот, приведенные на рис. 9 и 10, сходны, но в последнем случае области максимальной яркости („шапки“) выражены более выпукло, сами „шапки“ имеют заостренную с внутренней стороны форму и, наконец, в направлении магнитной оси яркость убывает монотонно с удалением от центра туманности. В результате получается туманность, по внешней форме напоминающая „гимнастические гири“. Такую форму как раз имеет одна интересная туманность на южном небе с координатами $\alpha = 16^\circ 13,3$, $\delta = -51^\circ 52'$ [6]. С приведенной системой изофот очень хорошо согласуется и форма туманности NGC 3195, находящейся также на южном небе [6].

На рис. 11 и 12 приведены теоретические системы изофот, построенные уже не для сплошной туманности, а для оболочки, толщина h которой составляет $1/4$ и $1/3$ части радиуса туманности соответственно. Внешний радиус туман-

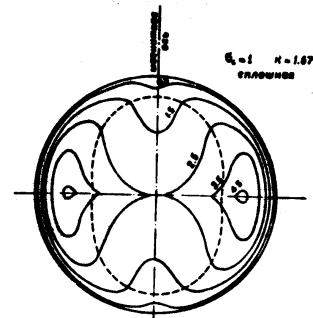


Рис. 10.

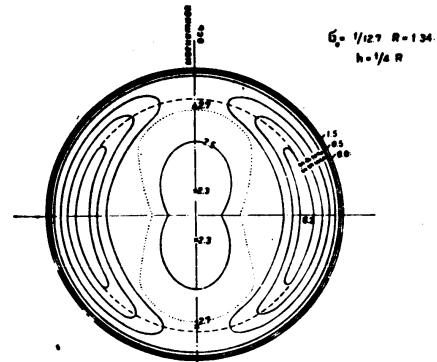


Рис. 11.

ности равен: в первом случае $R=1,34$ ед., во втором случае $R=1,17$ ед. Обе системы изофот построены для значения $\sigma=1/12,7$. Первая из этих систем (рис. 11) по своей структуре напоминает некоторые кольцеобразные туман-

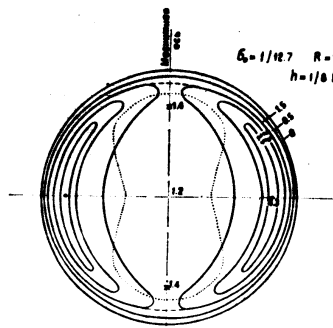


Рис. 12.

ности, у которых наблюдается повышение яркости на концах малой оси, в том числе туманности NGC 6720, 7293 и т. д. Воспользуясь имеющимися изоботами, например для туманности NGC 6720, легко найдем отношение интенсивностей между областями повышенной яркости и центром. Оно получается порядка 2,5—3 (см., например, [7], а также [8], стр. 247). Почти такое же отношение получается из системы изофот, приведенной на рис. 11. Поэтому можно думать, что принятые выше характеристики для „теоретической“ туманности достаточно хорошо соответствуют условиям туманности NGC 6720. Отсюда найдем для напряженности магнитного поля на расстоянии $r \sim 1 : 1,3$ ед.: в области „шапок“ ($\varphi=0$) — $H \sim 10^{-4}$ гаусс, в области магнитных полюсов ($\varphi=90^\circ$) — $H \sim 5 \cdot 10^{-4}$ гаусс, а в центре ту-

манности — $H \sim 10^{-3}$ гаусс, т. е. во всех случаях примерно в 4—5 раз меньше, чем у туманности NGC 3587.

С системой изофот рис. 12 (толщина оболочки равна $1/10$ радиуса) качественно хорошо согласуется структура и форма туманности $\alpha=16^\circ 10,5'$, $\delta=-54^\circ 50'$ [6], а также NGC 7662 [9], у которых „шапки“ имеют „бананообразную“ форму.

На рис. 13 приведен еще один пример построенных систем изофот. Они соответствуют значению $\sigma=10$, $R=2$ ед.

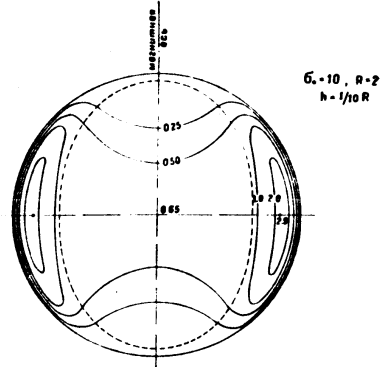


Рис. 13.

и толщине оболочки, равной $1/10$ радиуса туманности. В этом примере достигнута контрастность между яркостью „шапок“ и яркостью в центре туманности в еще большей степени, чем в предыдущих примерах (планетарные туманности NGC 40, 6058 и др.).

Представление о существовании магнитных полей точечного дипольного типа в планетарных туманностях хорошо объясняет наблюдаемое разнообразие их формы и структуры. Основные результаты, которые получены в настоящем этапе изучения этого вопроса, следующие:

1. Дипольное магнитное поле вызывает перераспределение ионизованной материи планетарной туманности, в результате чего в ней образуются две яркие области — «шапки», расположенные симметрично в отношении ядра. Линия, соединяющая обе «шапки», перпендикулярна магнитной оси туманности.

2. Дипольное магнитное поле может привести к образованию области «избегания» внутри туманности, где присутствие газа невозможно. Размеры этой области увеличиваются с увеличением напряженности магнитного поля.

3. Величина напряженности магнитного поля различна как для различных туманностей, так и для различных точек внутри данной туманности. В ярких областях (в «шапках») она в среднем порядка 10^{-4} — 10^{-3} гаусс, т. е. значительно превышает напряженности общего магнитного поля Галактики.

4. Относительная глубина «залегания» магнитных полюсов у различных туманностей различна и, возможно, меняется с расширением туманности.

Наряду с этим, можно наметить ряд последствий, которые обусловлены магнитными полями планетарных туманностей и которые нуждаются в дальнейшем изучении. Укажем некоторые из них.

1. У реальной, расширяющейся с некоторой скоростью планетарной туманности дипольное магнитное поле должно вызывать магнитное торможение, величина которого различна в различных направлениях. В результате туманность должна принять вытянутую, т. е. сплюснутую форму, с длинной осью, расположенной на магнитной оси туманности. Степень сплюснутости, очевидно, должна зависеть как от величины напряженности поля, так и от относительной глу-

бини «залегания» магнитных полюсов. При этом можно будет ожидать образование самых разнообразных форм планетарных туманностей, начиная от сферической, эллиптической и кончая почти «прямоугольной» формой.

2. При значительном удалении некоторой части материи туманности в направлении магнитной оси, эта материя может отойти на большое расстояние от магнитных полюсов, где напряженность собственного магнитного поля мала и сравнима с напряженностью общего регулярного магнитного поля Галактики в данном месте. Взаимодействие собственного дипольного поля туманности с регулярным полем Галактики должно сказываться на структуре туманности в этих частях, т. е. на концах магнитной оси. При этом может оказаться возможным образование спиральных рукавов и, тем самым, спиральных туманностей.

3. Согласно выдвинутой в [3] концепции, ядра планетарных туманностей являются молодыми, еще не совсем сформировавшимися звездами. Поэтому не исключена возможность испускания ультрарелятивистских электронов со стороны центральной звезды. Взаимодействие этих электронов с магнитным полем туманности должно привести к появлению синхротронного излучения, непрерывного по своему спектру. Это излучение должно быть поляризовано. Максимальную степень поляризации, а также максимальную плотность синхротронного излучения следует ожидать в области «шапок», т. е. в направлении, перпендикулярном магнитной оси туманности. Относительная доля энергии этого излучения среди общего непрерывного излучения туманности, по-видимому, должна быть очень мала. Тем не менее, при особых случаях ее можно будет выделить путем тонких, в частности поляризационных методов исследования (по этому вопросу см. также [8]).

4. Планетарная туманность, расширяясь, в конце концов должна рассеяться в межзвездном пространстве. Поскольку материя, составляющая планетарную туманность, уносит с собой магнитное поле, то последнее также будет рассеиваться в межзвездном пространстве. Магнитная ось каждой туманности ориентирована в пространстве произвольным

образом. Поэтому сумма полей рассеянных туманностей даст новое поле, уже хаотическое по своей структуре. Учитывая относительно высокую частоту рождения планетарных туманностей (порядка одной туманности в год) и малую продолжительность их жизни (порядка нескольких десятков тысяч лет), следовало бы изучить дальнейшую судьбу планетарных туманностей и их магнитных полей в сферической и промежуточной подсистемах Галактики.

Таким образом, уже полученные до некоторой степени предварительные результаты указывают на большое значение магнитных полей в вопросах динамики планетарных туманностей. Поэтому проведение дальнейших исследований в этом направлении следует считать желательным. Особое внимание при этом следует обратить, в первую очередь, на получение новых наблюдательных данных, относящихся к отдельным планетарным туманностям, путем применения фотометрических, спектрофотометрических и поляризационных методов исследования.

Январь, 1954

Գ. Ա. ԳՈՐԶԱԴՅԱՆ

ՄՈՒՈՐԱԿԱՅԵՎ ՄԻՉԱՄԱՍՈՒՔՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ԳՈՇՏԵՐԻ ԲՆՈՒՅՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ցույց է տրվում, որ մուրրակաձև միզամոմություններում պետք է գրվելու ունենան ոչ կետային տիպի դիպոլային մագնիսական դաշտեր, որոնք և պայմանավորում են նրանց ձևերի և կառուցվածքի դիսկոն բազմազանությունը: Ստացված են համապատասխան բանաձևեր՝ միզամոմությունում նրա՞նի խտությունը որոշելու համար՝ կախված մագնիսական դաշտի ձևից և լարվածության մեծությունից, ինչպես նաև միզամոմության շափերից ու նրա սկզբնական խտությունից:

Աշխատանքի հիմնական արդյունքները ներկայանված են:

1. Դիպոլային մագնիսական դաշտերը բերում են միզամոմության խնայական նյութի փրկամասավորմանը, որի նեոտանցով միզամոմության մեջ առաջանում են միջուկի նկատմամբ սիմետրիկ կերպով դասավորված երկու պարբառ տիրույթներ—զգույթայինները: Ենթադրվում էր, որ միջուկից դեմք ազդանայաց է միզամոմության մագնիսական առանցքին:

2. Դիպոլային մագնիսական դաշտը կարող է միզամոմության փնտրմանում առաջ բերել փոստափման առարձակում, որտեղ դազի տիրույթներն անհնար է: Ենթադրվում է, որ միզամոմության շափերը մեծանում են մագնիսական դաշտի լարվածության մեծացմամբ:

3. Մագնիսական դաշտի լարվածության մեծությունը առաջ է ինչպես առաքել միզամոմություններում, նախպես և միջուկի միզամոմության առաքել մասերում: Միջին հաշվով միզամոմության դաշտի տիրույթներում նրա մեծությունը կազմում է 10^{-3} — 10^{-4} գաուս, որն զգալիորեն գերազանցում է Գալվանիկայի ընդհանուր մագնիսական դաշտի լարվածությանը:

4. Մագնիսական բնույթի անհավասարակշռության հարթության խորությունը առաքել միզամոմությունների մաս առաքել է և կազմներին փոխվում է միզամոմության լայնացման ընթացքում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзаян, ДАН СССР, 113, № 6, 1231, 1957.
2. Г. А. Гурзаян, Вопросы космогонии, VI, 1958.
3. Г. А. Гурзаян, ДАН СССР, 113, № 5, 1013, 1957.
4. L. Aller, Gaseous Nebulae, London, 1956.
5. L. Aller a. R. Minkowski, Ap. J., 120, 261, 1954.
6. D. Evans a. Thackeray A., M. N. 110, 429, 1950.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и Новые звезды, М.—Л., 1948.
8. Г. А. Гурзаян, ДАН АрмССР, 24, 53, 1957.
9. O. Wilson, Ap. J. 111, 279, 1950.

Г. А. Гурздян

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ПРИРОДЕ
СПИРАЛЕВИДНЫХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Спиралевидными мы называем те планетарные туманности, у которых наблюдаются два рукава, похожие на спиральные ветви, расположенные симметрично относительно туманности [1, 2]. Разновидностью спиралевидных туманностей являются зетобразные туманности, основная структура которых напоминает биполярные туманности с той лишь разницей, что „шапки“ в этом случае соединены друг с другом яркой перемычкой. Типичным представителем спиралевидной туманности является NGC 4361, новый снимок которой, полученный Минковским с помощью 200" телескопа, помещен в [3]. Представителями зетобразных туманностей являются NGC 6778, 2452 [4]. Как показал Н. А. Размадзе, зетобразную структуру имеет также планетарная туманность NGC 6853 [9]. На это указывает также снимок этой туманности, помещенный в [10].

Изучение структуры биполярных туманностей привело к выводу, что в планетарных туманностях вообще должны присутствовать магнитные поля [5]. Дальнейшее исследование этого вопроса привело к представлению о существовании в них самостоятельных *дипольных* магнитных полей, причем размер диполя соизмерим с размерами туманности [6]. Напряженность магнитного поля в различных частях туманности оказалась при этом различной и доходит до величин порядка 10^{-3} — 10^{-4} гаусс, т. е. значительно превышающих напряженность магнитного поля Галактики.

Представление о существовании в планетарных туманностях дипольных магнитных полей хорошо объясняет многие особенности их структуры, а также наблюдаемое разнообразие их форм. В частности, оно приводит к следующим двум важным следствиям:

1. При наличии дипольных магнитных полей туманность должна иметь биполярную структуру, т. е. иметь две яркие, расположенные симметрично в отношении ядра „шапки“.

2. Если туманность расширяется и вместе с тем обладает дипольным полем, то она должна принять вытянутую в направлении магнитной оси форму.

Остановимся на второй из этих особенностей. Вытянутость туманности в направлении ее магнитной оси означает, что она в этом направлении расширяется с большей скоростью, чем в направлении экваториальной плоскости. Впечатление будет такое, как будто из полюсов происходит истечение газовой материи в направлении магнитной оси, вроде широкой струи, образуя выступы с обеих сторон туманности. На самом же деле имеет место замедление расширения туманности в экваториальной плоскости, т. е. в направлении, перпендикулярном магнитным силовым линиям. Указанные струи или выступы особенно хорошо видны, например, у двухлобчатой туманности NGC 7009; они расположены на длинной оси туманности, которая одновременно является и ее магнитной осью.

Дипольное магнитное поле в планетарных туманностях обычно бывает *нечетного* типа [6], когда размер диполя l (расстояние между „точечными“ зарядами) порядка диаметра туманности $2R$ (см. рис. 1, где через N и S обозначены северный и южный полюсы соответственно на центральном сечении туманности; последняя заштрихована). С удалением от туманности магнитное поле быстро затухает (напряженность поля уменьшается приблизительно обратно кубу расстояния).

Представим теперь, что упомянутые выступы настолько удалены от магнитных полюсов, что напряженность дипольного поля в них, уменьшаясь по величине, становится порядка напряженности общего магнитного поля Галактики в

данном месте, т. е. порядка 10^{-5} — 10^{-6} гаусс. Это общее поле Галактики может быть принято внутри рассматриваемых нами объемов однородным. В таком случае при рассмотрении строения туманности уже нельзя будет игнорировать это поле Галактики и, поэтому, структура туманности на концах ее магнитной оси, т. е. в области выступов, уже будет определяться комбинационным действием дипольного поля туманности и *однородного* (или почти однородного) поля Галактики.

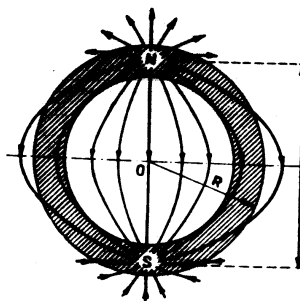


Рис. 1.

В дальнейших рассуждениях ограничимся рассмотрением только одной северной половины туманности, структура одной пары магнитных силовых линий которой, в увеличенном виде, изображена на рис. 2. В отношении ориентации магнитной оси туманности поставим условие, чтобы она не была параллельна магнитной линии Галактики в данном месте. Примем, для простоты, что она перпендикулярна этим силовым линиям.

Возьмем две точки в пределах рассмотренного выступа: A и B, расположенные симметрично в отношении магнитной оси, т. е. находящиеся на одинаковых расстояниях от полюса N. Магнитная силовая линия, проходящая через точку A, очевидно, представляет собой зеркальное изображение магнитной силовой линии, проходящей через точку B. Поэтому векторы напряженности от дипольного поля в точках A и B будут равны друг другу как по величине, так и по модулю, т. е. углы, составленные между этими векторами

и радиус-векторами точек А и В, будут равны друг другу. Абсолютная величина этого вектора в случае неточечного диполя определяется по формуле:

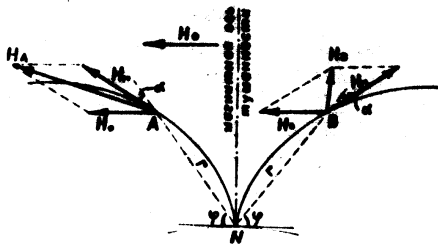


Рис. 2

$$H_A = H_B = a\eta_1(r, \varphi), \quad (1)$$

где a — магнитный момент диполя, а функция $\eta_1(r, \varphi)$ равна:

$$\eta_1(r, \varphi) = 2^{\frac{1}{2}} x^2 \frac{[(1+x^2)^2 + 4x^2 \sin^2 \varphi - (1-x^2)^2][(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi]^{\frac{1}{2}}}{(1+x^2)^2 - 4x^2 \sin^2 \varphi} \quad (2)$$

где $x = l/2r$. Графики функции $\eta_1(r, \varphi)$ для различных значений l/r и φ приведены в [6].

В случае точечного диполя (когда $\frac{l}{r} \rightarrow 0$) выражение (1) примет более простую форму:

$$H_A = H_B = \frac{a}{r^3} \eta(\varphi), \quad (3)$$

где

$$\eta(\varphi) = \sqrt{1 + 3\sin^2 \varphi}. \quad (4)$$

Что же касается угла α , определяющего направление

вектора напряженности, то он, например для случая точечного диполя, определяется из соотношения:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi. \quad (5)$$

Наложим в точках А и В вектор напряженности магнитного поля Галактики H_0 , величина которого порядка величины напряженности дипольного поля в области выступов, т. е. в точках А и В. Тогда будем иметь для полных напряженностей в этих точках:

$$H_A = H_r + H_0; \quad (6)$$

$$H_B = H_r + H_0. \quad (7)$$

Из рис. 2 очевидно, что $H_A > H_B$. Важно отметить, что степень этого неравенства различна на различных расстояниях от полюса. Так, при близких к полюсу расстояниях, где $H_r \gg H_0$, будем иметь: $H_A \sim H_B \sim H_r$. На больших расстояниях имеем: $H_r \ll H_0$ и поэтому $H_A \sim H_B \sim H_0$. Таким образом, справа и слева от магнитной оси имеются некоторые замкнутые области, в пределах которых сохраняется неравенство $H_A > H_B$; это, очевидно, будет соответствовать расстояниям, где $H_r \sim H_0$.

Плотность нонизованного газа, находящегося в состоянии теплового движения, в точке (r, φ) при наличии магнитного поля определяется из следующего условия стационарности:

$$\frac{H^2}{8\pi} + \frac{\rho v^2}{2} = C, \quad (8)$$

где v — термическая скорость ионов, одинаковая во всех точках рассмотренной области, C — некоторая постоянная; способы определения этой постоянной описаны в [6].

Из (8) имеем:

$$\rho = \frac{2C}{v^2} - \frac{H^2}{4\pi v^2}. \quad (9)$$

Воспользуясь этой формулой, найдем, что плотность газа в точке В должна быть больше, чем в точке А, т. е.

имеет место условие $\rho_0 > \rho_A$ для некоторых замкнутых областей вокруг А и В.

Вывод, который можно сделать из приведенных качественных рассуждений, навешивается сам собой. Если при отсутствии галактического магнитного поля распределение плотности было симметричным в отношении магнитной оси, то при наличии такого поля оно больше не будет таким: плотность в правой половине от оси (при принятой схеме) будет больше, чем в левой. Далее, коэффициент объемного излучения туманности пропорционален квадрату концентрации ионов или электронов; поэтому даже при незначительной разнице плотностей может образоваться значительная разница в яркостях между областями, расположенными в разных сторонах от магнитной оси. Нетрудно убедиться, что при этом впечатление будет такое, как будто выступы превратились в спиральные рукава. Поскольку вся картина повторяется (в зеркальном изображении) и в отношении южного

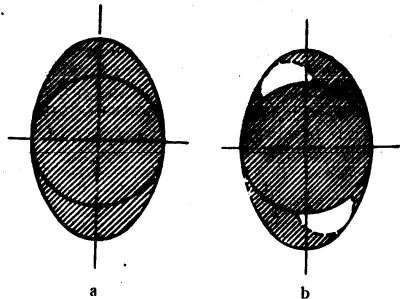


Рис. 3.

полюса, то в результате получим туманность с двумя спиральными рукавами, расположенными симметрично с обеих сторон; получим спиральную туманность. На рис. 3 схематически изображена форма продолговатой (с выступами)

туманности при отсутствии магнитного поля Галактики (а), и при комбинированном действии дипольного магнитного поля туманности и однородного магнитного поля Галактики (б).

В 1963 г. нами была выдвинута гипотеза, согласно которой происхождение форм спиральевидных туманностей может быть следствием истечения газовой материи из двух противоположных точек туманности и осевого вращения [1, 2]. Теперь мы видим, что существование магнитных полей в туманностях естественным образом объясняет и появление спиральных ветвей. В отличие от прежней, гидродинамической теории возникновения спиральных рукавов здесь абсолютно не требуется вращение туманности. Спиральные ветви, таким образом, являются какими-то узорами, «украшающими» туманность, но вместе с тем они лишены всякой «динамичности», кажущейся на первый взгляд неизбежной.

Нами произведем конкретные вычисления с целью вывести картину распределения яркости по одному из полярных выступов, т. е. картину изофотов, при комбинированном действии на него дипольного магнитного поля туманности и однородного внешнего магнитного поля. Дипольное поле принято неточечного типа, а магнитное поле Галактики принято восемь раз меньшим напряженности дипольного поля туманности в ее центре и направленным перпендикулярно магнитной оси туманности. Что же касается угла α , то он определяется приблизительно по формуле (5), что, как было указано, справедливо только при точечном диполе.

Распределение относительной плотности газа по выступу вычисляется согласно формуле, выведенной из (9) (см. [6]):

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1 - \sigma \eta_2^2(r, \varphi), \quad (10)$$

где σ — некоторый коэффициент, зависящий, в частности, от величины магнитного момента диполя и средней плотности ионов (в наших вычислениях принято $\sigma = 5$), а через $\eta_2(r, \varphi)$ обозначено абсолютное значение вектора $\vec{\eta}_2$ в данной точке, где $\vec{\eta}_2 = H_r + H_\theta$. Абсолютное значение вектора $\vec{\eta}_2$ опре-

делено графическим способом для ряда точек, расположенных на радиус-векторах, исходящих из полюса N во всем направлении в интервале от $\varphi = 0$ до $\varphi = \pm 90^\circ$ и образующих между собою угол, равный 15° . Значения функции $\chi_2(r, \varphi)$, необходимые для определения величины вектора \vec{C}_2 в точке (r, φ) , взяты из рис. 3 и 4 работы [6].

Результаты вычислений в виде построенных изофот на центральном сечении выступа приведены на рис. 4, где цифры означают интенсивности в произвольных единицах. Форма туманности указана пунктирной линией; нас интересует только структура выступа, поэтому приводить подробности формы и строения самой туманности нет необходимости. Укажем лишь, что при данной структуре и форме выступа возможны самые различные формы и структуры туманности.

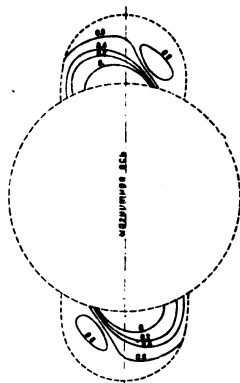


Рис. 4.

Помимо упомянутой выше туманности NGC 4361, у которой наличие спиральных рукавов не вызывает сомнения, имеется ряд туманностей, также обладающих спиральными рукавами. Сюда относится, в первую очередь, известная биполярная туманность NGC 7026, для которой фото, полученное с помощью 200" телескопа,

и изофоты приведены в книге Аллера [7]. Изофоты воспроизведены нами из [7] на рис. 5 в несколько сокращенном виде, а именно — мы отбросили последние два контура, соответствующие значению IgJ , равному 0,1 и 0,3 соответственно, и оставили, как определяющий внешнюю границу туманности, контур, соответствующий значению IgJ , равному 0,5.

Наличие спиральных рукавов у этой туманности, расположенных симметрично с ее обеих сторон, более чем очевидно. Что в этой туманности в самом деле имеется дипольное магнитное поле, необходимое для образования спиральных рукавов, можно убедиться, обратив внимание на следующие факты. Во-первых, эта туманность биполярная, во вторых, она сильно сжата в направлении экваториального диаметра, в результате чего она и приняла почти прямоугольную форму (аналогично туманности IC 4406). Пунктирной линией на рис. 5 обозначено направление магнитной оси так, как это следует ожидать, исходя из структуры туманности, а черточками — направление плоскости экватора Галактики, по которой, как полагают, направлены силовые линии общего магнитного поля Галактики.

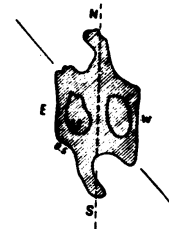


Рис. 5. Силуэтный снимок планетарной туманности NGC 7026. Цифры означают IgJ . Пунктирная линия — магнитная ось туманности, черточки — направление плоскости, параллельной галактическому экватору.

Другой пример спиралевидной туманности мы имеем в случае планетарной туманности CD—29° 13998, изофоты которой воспроизведены, опять-таки из книги Аллера, на рис. 6. Следует обратить внимание прежде всего на сильно сплюснутую, почти прямоугольную форму этой туманности, являющей собой убедительное доказательство существования магнитных полей в ней. Что же касается спиральных

ветвей, расположенных на концах магнитной оси (пунктирная линия), то их форма, напоминающая клещи, как будто более близко подходит к тем, которые приведены на рис. 5 для одного частного случая расчетной схемы.

Довольно ясно выраженную спиралевидную структуру имеет также вторая оболочка одной из интересных биполярных туманностей: $\alpha = 16^{\circ}10', \delta = -54^{\circ}50'$, фото которой помещено в статье Эванса и Текера [6].

Возвращаясь к туманности NGC 7009, уже упомянутой выше, следует подчеркнуть, что в этом случае мы имеем также спиралевидную туманность, одновременно двухоблачную, плоскость спиралей которой приблизительно перпендикулярна плоскости картины. Что же касается вектора напряженности магнитного поля Галактики, то он также находится в плоскости, перпендикулярной картине, но, судя по симметрично расположенным темным пятнам на второй оболочке, слегка наклоненной (порядка 30°) в отношении магнитной оси туманности; последняя совпадает с линией, проходящей через центр туманности и обоих выступов.

Теперь несколько слов о зетобразных туманностях. В отношении этих объектов также была развита в [1, 2] гидродинамическая теория образования перемычек и спиральных ветвей, на основе гипотезы об истечении газовой материи из центральных областей туманности. Теперь от этого объяснения, по-видимому, следует отказаться, так как зетобразная форма некоторых туманностей, как увидим ниже, по всей вероятности, также может быть объяснена как результат частного случая проявления магнитных полей внутри туманности.

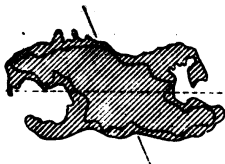


Рис. 6. Слепутный снимок планетарной туманности CD—29 14908. Пунктирная линия — магнитная ось туманности, черточки — направление плоскости, параллельной галактическому экватору.

Допустим, что планетарная туманность имеет довольно большие линейные размеры, так, что напряженность поля, будучи наибольшей на ее наружных границах (размер диполя l порядка диаметра туманности $2R$), будет довольно мала в ее центральных частях, причем настолько мала, что она может быть сравнима по своей величине с напряженностью магнитного поля Галактики ($H_1 \sim H_0$).

Проведя аналогии с возникающей при этом картиной подобно тому, как это было сделано выше, когда условие $H_1 \sim H_0$ имело место в относительно далеких от центра туманности областях. Для этого обратимся к рис. 7, где схематически изображены магнитные полюсы туманности N и S и пара магнитных силовых линий, расположенных симметрично относительно магнитной оси. Вектор напряженности магнитного поля Галактики H_0 принят перпендикулярным магнитной оси туманности. В точках A_1, A_2, B_1 и B_2 , находящихся на одинаковых линейных расстояниях от центра и одинаковых угловых расстояниях от магнитной оси, напряженности магнитного поля неточечного диполя туманности H_1 одинаковы. Однако векторная сумма $H_1 + H_0$ уже неодинакова во всех точках. Она одинакова в точках A_1 и A_2 с одной стороны ($H_{A_1} = H_{A_2}$), и в точках B_1 и B_2 с другой ($H_{B_1} = H_{B_2}$). Но $H_{A_1} > H_{B_1}$. Степень этого неравенства хотя может меняться при передвижении вдоль направлений aa' и bb' , но в среднем, следует думать, она будет сохранена в пределах некоторой величины.

Возникновение неравенства $H_{A_1} > H_{B_1}$ приводит к тому, что в направлении bb' , как это следует из [9], плотность газа будет больше, чем в направлении aa' . Это значит, что

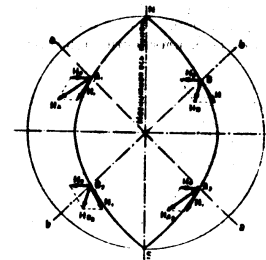


Рис. 7.

если действие дипольного поля приводит к образованию биполярной туманности, с максимумом яркости в направлении ее экваториальной плоскости и симметричной в отношении магнитной оси, то при наличии доволнительного условия $H_1 \sim H_2$, указанные максимумы больше не будут симметричными в отношении магнитной оси: в этом случае яркость, например, в направлении $\delta\delta$ будет несколько больше, чем в направлении $\lambda\lambda$. А это уже есть зетобразная туманность.

Мы здесь описали качественную картину явления только для центрального сечения туманности. В действительности, для построения изофотов реальной туманности, прозрачной для собственного излучения, следует решить пространственную задачу. Эта задача труднее и потому мы пока ограничиваемся только что сделанным анализом, оставляя ее решение для дальнейшего.

Таким образом, основная структура и форма большинства планетарных туманностей хотя и обусловлены действием собственного неточечного дипольного поля, отдельные детали или элементы их структуры могут быть обязаны своим существованием или происхождением комбинарованным действиям магнитного поля Галактики и дипольного поля самих туманностей. Необходимым условием подобного комбинарованного действия является: $H_1 \sim H_2$, т. е. одинаковый по величине порядок напряженности обоих типов полей в данной точке туманности. При выполнении этого условия в наружных областях туманности могут образоваться спиралевидные туманности; когда же оно выполняется и ее внутренних областях, могут образоваться зетобразные туманности.

В заключение следует отметить, что некоторое отношение к затронутым выше вопросам могут иметь экспериментальные работы Бостика [11], воспроизводящие астрофизические процессы в лабораторных условиях. В частности, при пропускании сгустка почти полностью ионизованного газа (плазмонд) по магнитному полю (в вакууме) он смог наблюдать процесс искажения формы плазмонда и, в частности, образование в результате этого спиральных рукавов с обеих сторон плазмонда.

Январь, 1968

Գ. Ա. ԳՄՐԱԾՅԱՆ

ՄԱՐԿԵՏԻ ՄԱՍԻՆՈՒՄԻՆԵՐԻ ԵՐԱՇԵՄԱՆՔԻՆԵՐԻ
ԱՆՎՈՐՈՒՄԻՆԵՐԻ ԳՐԱԾՅՈՒՄԸ

Ք Վ Փ Ո Ւ Ք Ն Ը

Քննարկվում է միջամտության կենտրոնի վրա և կառուցվածքը պարամետրիկ է և սիմետրիկ զիգաչիկի գազերի ներգործությանը, նրանցում գիտվող առանձին առաջադրանքներ և մասնագրություն սպիտակ կուտակներ կրկն առաջադրանք և կամ գործարար հեռանկար և Վալտերիայի կենտրոնի մագնիսական գազեր և միջամտության զիգաչիկի գազեր համասեղ ներգործության: Նման համասեղ ներգործության անհրաժեշտ պայմանն է՝ $H_1 \sim H_2$, որին չեն, Վալտերիայի կենտրոնի մագնիսական գազեր լարվածությանը (H_0) և միջամտության զիգաչիկի մագնիսական գազեր լարվածությանը ավելի փոքար (H_1) պետք է լինեն համեմատելի մեծություններ: Երբ այդ պայմանը սեղի սեղի միջամտության սրտային մասերում, կարող են առաջանալ սպիտակ միջամտությաններ, իսկ երբ սեղի սեղի սեղի միջամտության ներքին մասերում, կարող են առաջանալ զիգաչիկի միջամտությաններ:

Քննարկ է այն հանգամանքը, որ սպիտակ լինելը մուլտիպոլի միջամտությաններում լուսնի զիգաչիկի թույլը: Նրանք ներկայացվում են կրկնից երկրայինական սեղի այն սերույթների, որտեղ մագնիսական գազեր լարվածության բացարձակ արժեքը անհետփոքրն է:

ԼԻՏԵՐԱՏՄՐԱ

1. Գ. Ա. Գրչադյան, Աստրոնոմ. թրնալ, 30, № 5, 1963; 30, № 6, 1963.
2. Գ. Ա. Գրչադյան, Վոթրոս Լյաննկա լանետարնայ տումանոսեթ, Երեվան, 1964.
3. O. Struve, Sky and Telescope, 18, № 6, 1967.
4. H. Curtis, Publ. Lick Obs. 13, 1917.
5. Գ. Ա. Գրչադյան, ԴԱՆ ԿՍՍՐ, 113, 1231, 1957.
6. Գ. Ա. Գրչադյան, Սոօբն. Երախանսկոյ օբսեր., 24, 1958.
7. L. Aller, Gaseous Nebulae, London, 1956.
8. D. Evans a. A. Thackeray, M. N. 110, 429, 1950.
9. H. A. Razmadze, Աստրոնոմ. թրնալ, 33, 698, 1956.

72

Г. А. ГУРВАЦКИ

10. J. Hall & A. Hoag, *Sky and Telescope*, 10, No 1, 1956.
11. W. H. Dressler, *Trans. N. Y. Acad. Sci.*, 20, No 1, 79, 1957; *Phys. Rev.*, 104, 229, 1956; 102, 494, 1957.

Р. А. Саакин

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ПО СУММЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ РАДИУСОВ КОМПОНЕНТ

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение двойных звезд обычно происходит тремя путями: визуалью, спектроскопически и фотометрически.

Визуально обнаруживаются сравнительно широкие пары. Спектроскопическим путем легко обнаруживаются тесные пары, состоящие из звезд, у которых орбитальная скорость велика. При этом вероятность открытия больше для тех звезд, у которых плоскость орбиты составляет малый угол с лучом зрения. Учитывая это, можно утверждать, что число пар (с расстояниями меньше 10 а. е.) гораздо больше, чем может быть обнаружено спектральным путем.

Фотометрическим способом обнаруживаются тесные двойные звезды, у которых плоскости орбит составляют очень малый угол с лучом зрения. Фотометрическим способом легко обнаруживаются те звезды, у которых i (угол между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты) больше, орбитальный период обращения меньше, размеры компонент больше и у которых поверхностные яркости компонент сильно отличаются друг от друга.

Таким образом, мы видим, что на число обнаруженных и внесенных в каталоги двойных, имеющих данные особенности, большое влияние может оказать избирательность наблюдений. Поэтому при обработке материала наблюдений со статистическими целями надо учитывать избирательность наблюдений. В противном случае часто можно прийти к неправильным заключениям.

Визуально-двойные звезды статистически изучены лучше, чем тесные двойные звезды. Для визуально-двойных звезд, на данных наблюдений, получено несколько функций распределения. Так, например, Шварц [8] и Альбертуссен [11] получили функции распределения визуально-двойных звезд по расстояниям между компонентами, а Веллингтон и Уилсон [12] получили функции распределения визуально-двойных звезд по разнице звездных величин компонент и т. д.

Для тесных двойных звезд эти функции распределения до сих пор не получены и пока не ясно, можно ли закономерности, относящиеся к широкому классу, распространить на тесные двойные или нет. Чтобы ответить на этот вопрос, надо изучить данные наблюдений, касающиеся тесных двойных. При этом получить прямые данные о некоторых характеристиках этих звезд непосредственно из наблюдений часто еще невозможно.

Однако можно попытаться получить законы распределения некоторых элементов тесных двойных звезд из данных наблюдений над спектральными двойными и фотометрическими двойными, используя знание вероятностей открытия и статистику величин, зависящих от этих элементов, т. е. используя косвенные данные.

Ниже делается такая попытка в отношении фотометрических двойных.

§ 1. О КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ АМПЛИТУДОЙ ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ, ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬЮ ОБЩЕГО ЗАТМЕНИЯ И СУММОЙ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ РАДИУСОВ КОМПОНЕНТ

Допустим, что имеется затменная переменная с определенными элементами. Если оставить все элементы этой звезды постоянными, а наклонность орбиты менять, то будут изменяться амплитуда звездной величины и продолжительность затмения, так как они обе зависят от наклонности орбиты. Таким образом, должна существовать зависимость между амплитудой и продолжительностью затмения затменной переменной. В случае же, когда имеется много пар со

равновесными физическими элементами звезд и элементами орбит, положение дел будет другим.

Данные наблюдений, взятые из каталога переменных звезд Куваркина-Паренго, показывают, что никакой корреляции между амплитудами и продолжительностями затмений нет и в среднем, как показывает таблица 1, различным значениям амплитуды A соответствует примерно одна

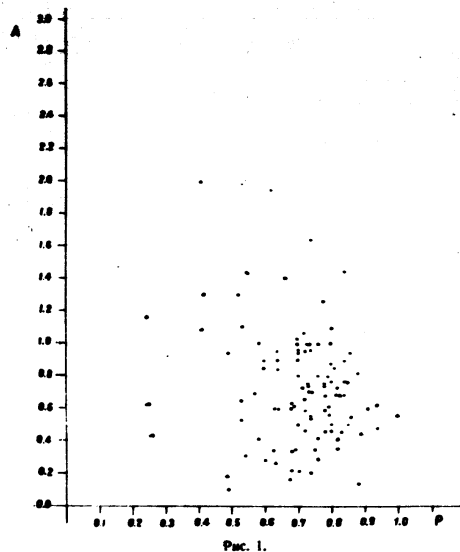


Рис. 1.

и та же средняя продолжительность затмения D , где D выражено периодом. График 1, составленный по данным ката-

лога звездных переменных Казанской обсерватории, также показывает, что нет корреляции между A и p , где p — сумма радиусов компонент, вычисленная в долях расстояния между компонентами.

То явление, что каждому A может соответствовать любое D и p и, наоборот, каждому D и p может соответствовать любое A , объясняется теоретически.

В самом деле $A = \text{const}$ (при $j' = \text{const}$, $k = \frac{a_2}{a_1}$, где a_1 и a_2 — радиусы компонент, a_j' — отношение поверхностных яркостей компонент), соответственно $a = \text{const}$, где a — фотометрическая фаза при соединении компонент (орбиты принимаются круглыми).

a — определяется из формулы (7). Из формул (7) и $z = \text{const}$ следует, что

$$\frac{\cos i}{p} = \text{const}, \quad (1')$$

где i — наклонность орбиты, $p = \frac{a_1 + a_2}{a}$ и a — расстояние между компонентами.

Отсюда видно, что одному и тому же A соответствуют разные p , зависящие от i .

Из [4] имеем:

$$y^a = \frac{p^2 - \cos^2 i}{\sin^2 i}, \quad (2)$$

где $y = \sin \pi D$

Из (1') и (2) получим:

$$y = c \operatorname{ctg} i \quad (3)$$

формула (2) показывает, что одному и тому же A соответствуют разные y , следовательно, и разные D , зависящие от i .

Теперь можем показать, что среднее y зависит, а среднее A не зависит от p .

В самом деле, в интервале $\frac{\pi}{2} > i > \arccos p$ среднее y определяется из формулы:

Таблица 1

A	$e^{2\pi D}$	0.04	1.04	1.41	1.48	2.17	2.67	3.05	3.47	Сред.
D	0.15	0.13	0.13	0.13	0.14	0.12	0.11	0.10	0.13	0.13
a	25	70	67	20	20	10	8	7	3	250

$$\bar{y} = \frac{c_1 \int \cos i \, di}{\int \sin i \, di} = c_1 \frac{1 - \sqrt{1 - c^2 p^2}}{cp}$$

откуда видно, что \bar{y} зависит от p .

Очевидно, что A при постоянном j' зависит только от a и $k = \frac{a_2}{a_1}$.

Среднее a определяется из соотношения:

$$\bar{a} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} a \sin i \, di}{\int \sin i \, di} \quad (3)$$

Нижний предел интегралов определяется из формулы (1), при $D = 0$.

Следовательно получим:

$$i_1 = \arccos p$$

a определяется из формулы (4) [5]:

$$a = \frac{1}{\pi} \left[\varphi_1 \frac{a_1^2}{a_2^2} + \varphi_2 - \frac{\Delta}{a_2^2} a_1 \sin \varphi_1 \right], \quad (4)$$

где

$$a_2^2 = a_1^2 + \Delta^2 - 2a_1 \Delta \cos \varphi_1, \quad (5)$$

Δ — проекция расстояния между компонентами на небесной сфере.

При соединении компонент $\Delta = a \cos i$.

Из (4) и (5) получим:

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{k} \arccos \frac{k-1-\frac{\cos^2 l}{p^2}}{2 \frac{\cos l}{p}} + \arccos \frac{1-k-\frac{\cos^2 l}{p^2}}{2k \frac{\cos l}{p}} \right] - \frac{1}{\pi} \left[\frac{(1+k)\cos l}{kp} \sqrt{1 - \left(\frac{k-1-\frac{\cos^2 l}{p^2}}{2 \frac{\cos l}{p}} \right)^2} \right] \quad (6)$$

Вкратце эту зависимость α от k и l обозначим так:

$$\alpha = F \left(k, \frac{\cos l}{p} \right) \quad (7)$$

Из (3) и (7) получим:

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_{\arccos p}^{\frac{\pi}{2}} F \left(k, \frac{\cos l}{p} \right) \sin l \, dl}{\int_{\arccos p}^{\frac{\pi}{2}} \sin l \, dl}$$

обозначим:

$$\frac{\cos l}{p} = x;$$

тогда получим:

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_0^1 F(k, x) p \, dx}{\int_0^1 p \, dx} = \int_0^1 F(k, x) \, dx. \quad (8)$$

Как видно из (8), $\bar{\alpha}$ не зависит от p .

Таким образом, выясняется, что $\bar{\alpha}$ не зависит от p , в то время как α зависит от p .

§ 2. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБНАРУЖЕННЫХ ЗАТМЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ПО y

Для определения этой функции составлены табл. 2 и график 2. На график 2 нанесены все обнаруженные затменные переменные, у которых известны D (продолжитель-

ность общего затмения). Из этих данных функцию $N(y)$ можно представить интерполяционной формулой:

$$N(y) = 643 y e^{-\frac{(y-0,33y)}{0,06}} \quad (9a)$$

или интерполяционной формулой

$$N(y) = 2257 y^{1,5} e^{-\frac{(y-0,01y)}{0,1}} \quad (9b)$$

которые даны на графиках 3 и 4 соответственно.

Таблица 2

Функция распределения обнаруженных затменных переменных по y

y	0.031	0.094	0.156	0.218	0.279	0.337	0.397	0.454	0.510	0.561	0.611
$N(y)$	8	27	52	96	188	143	167	135	93	87	27
y	0.662	0.707	0.750	0.790	0.826	0.861	0.891	0.999			
$N(y)$	28	14	4	9	1	4	2	1			

§ 3. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ПО СУММЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ РАДИУСОВ

Обозначим эту функцию через $f(p)$, физическую вероятность открытия затменной-переменной через w , а геометрическую вероятность открытия через $w_g = p [6]$.

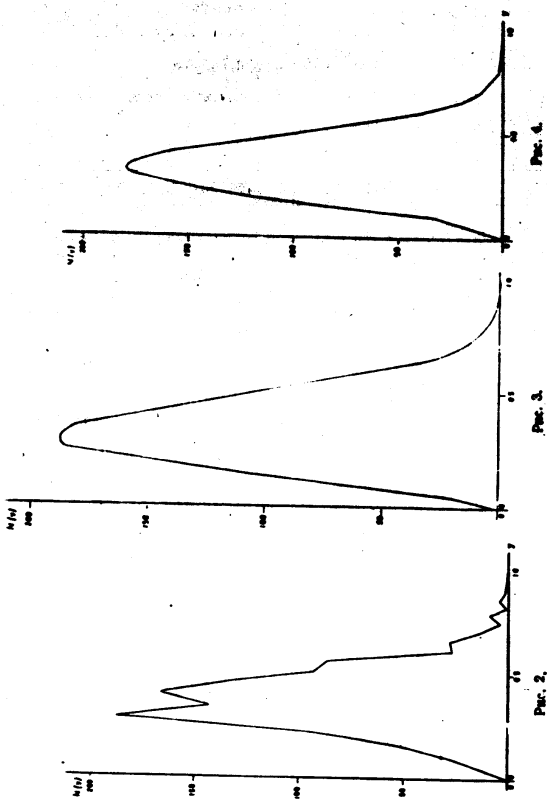
Тогда число затменных переменных, имеющих p в интервале $p, p + dp$, определится через

$$f(p) p \, dp.$$

Теперь если принять, что среднее число наблюдений, произведенных для обнаружения затменных переменных для всех участков неба, постоянно, то число обнаруженных затменных переменных выразится через

$$f(p) p \, w \, dp.$$

а из них число тех звезд, у которых l находится в интервале $l, l + dl$, будет



ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД 81

$$c f(p) p w \sin i \, di \, dp \quad (10)$$

Из (1) имеем $i = i(p, y)$, тогда из (10) получим:

$$c f(p) p w \sin i(p, y) \, di(p, y) \, dp \quad (11')$$

Из (1) и (11') видно, что число всех обнаруженных затменных переменных, имеющих y в интервале $(y, y + dy)$, будет

$$N(y) dy = c \int_0^1 f(p) p w \sin i \, di \, dp \quad (11)$$

где пределы интеграла определяем согласно формуле (1): при $i = 0$, $p = 1$, при $i = 90^\circ$, $p = y$.

Из [4] приблизительно получается

$$w = 2D(1 - 2D) \frac{(0.7A)^2}{1 + (0.7A)^2} \cdot f_0(m) \quad (12)$$

где принимаем $p = 1$ (период), а $f_0(m)$ определенная функция от звездной величины.

Мы видели, что нет корреляции между A и p , а также между A и y , следовательно, можно A принять постоянным и вывести его из-под интеграла.

Из (12) получим:

$$w = c \arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y \right) \quad (13)$$

Согласно формуле

$$di \, dp = \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial i}{\partial y} & \frac{\partial i}{\partial p} \\ \frac{\partial p}{\partial y} & \frac{\partial p}{\partial p} \end{array} \right| dy \, dp \quad (14)$$

$$\text{имеем } di = \frac{\partial i}{\partial y} dy, \text{ так как } \frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad (15)$$

Из (1) находим:

$$\frac{\partial I}{\partial y} = \frac{y \sin^2 I}{\sin I \cos I (1-y^2)} \quad (16)$$

а из (1), (15) и (16)

$$\sin I dI = \frac{(1-p^2)y dy}{(1-y^2)^{3/2} \sqrt{p^2-y^2}} \quad (17)$$

Из (9a), (11), (13), (17) следует

$$H(y) = \int \frac{\varphi(p) dp}{\sqrt{p^2-y^2}} \quad (18)$$

где обозначены

$$\varphi(p) = f(p)(p-p^3) \quad (19)$$

$$H(y) = c_1 \frac{(1-y^2)^{1/2} e^{-\frac{(y-0.23)y}{0.6}}}{\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y\right)} \quad (20)$$

Из (18), (19) и (20) получим:

$$f(p) = c \frac{1}{1-p^3} \times$$

$$\times \frac{d}{dp} \int_0^1 \frac{y(1-y^2)^{1/2} e^{-\frac{(y-0.23)y}{0.6}} dy}{\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y\right) \sqrt{y^2-p^2}} \quad (21)$$

Легко видеть, что в подинтегральном выражении главное значение имеют те значения y , которые близки к p , поэтому можем написать:

$$\int_0^1 \frac{y(1-y^2)^{1/2} e^{-\frac{(y-0.23)y}{0.6}} dy}{\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y\right) \sqrt{y^2-p^2}} \approx$$

$$\approx \int_0^{p+\Delta p} \frac{y(1-y^2)^{1/2} e^{-\frac{(y-0.23)y}{0.6}} dy}{\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y\right) \sqrt{y^2-p^2}} \approx$$

$$\approx \frac{c_2 p (1-p^2)^{1/2} e^{-\frac{(p-0.23)p}{0.6}}}{\arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p\right) \sqrt{p}} \quad (22)$$

где Δp — очень малая величина, c_2 — постоянная величина. Из (21) и (22) получим:

$$f(p) = \frac{c e^{-\frac{(p-0.23)p}{0.6}}}{(1-p^3)} \frac{\left[p^{1/2} (1-p^2) \left(1 - \frac{4}{\pi} \arcsin p\right) \right]}{\left[\arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p\right) \right]^2} -$$

$$- c e^{-\frac{(p-0.23)p}{0.6}} \times$$

$$\times \frac{\left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p\right) \arcsin p}{(1-p^3)^2 \left[\arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p\right) \right]^2} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{2} p^{-1/2} - 3.5 p^{1/2} - 33.3 \sqrt{p(1-p^2)} (p-0.23) \right] \quad (23)$$

По формуле (23) мы вычисляли таблицу 6 и составили график 5.

Таблица 6

p	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.00
cf(p)	-3.67	-1.2	4.15	5.38	3.71	1.82	0.59	0.13	0.022	0.00

Теперь, если в интегральном уравнении вместо формулы (9a) взять формулу (9б), то вместо (23) будем иметь:

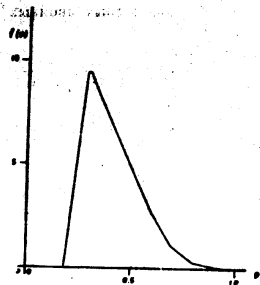
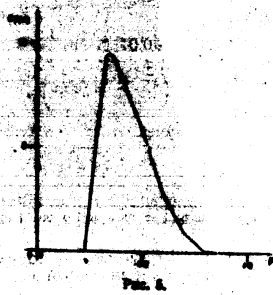


Рис. 5.

$$f(p) = ce^{-\frac{p-0.04p}{0.1}} \frac{p^{1/2} \left(1 - \frac{4}{\pi} \operatorname{arcsin} p\right)}{\left[\operatorname{arcsin} \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arcsin} p\right)\right]^2}$$

Рис. 6.

$$f(p) = ce^{-\frac{p-0.04p}{0.1}} \frac{\operatorname{arcsin} \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arcsin} p\right)}{(1-p^2)^{1/2} \left[\operatorname{arcsin} \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arcsin} p\right)\right]^2} \times$$

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД 85

$$f(p) = \frac{1 - 4p^2 - 20(p - 0.04)(1-p)^2}{(1-p^2)^{1/2} \left[\operatorname{arcsin} \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arcsin} p\right)\right]^2} \quad (24)$$

По этой формуле получены табл. 7 и график 6.

Таблица 7

p	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
c ₁ (p)	-7.11	1.27	9.89	7.12	4.96	2.58	1.35	0.32	0.09

4. ФУНКЦИЯ f(p) ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ПО НЕПОСРЕДСТВЕННЫМ ОПРЕДЕЛЕННЫМ ЗНАЧЕНИЯМ p

Функцию распределения тесных двойных по p можно получить из данных наблюдений, пользуясь функцией распределения тех обнаруженных затменных переменных непо-

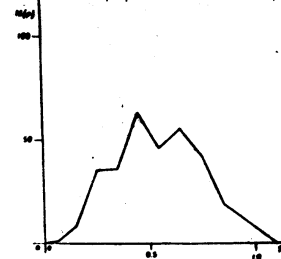


Рис. 7.

средственно по p, для которых известны элементы орбиты. Из данных каталога Казанской обсерватории, для обнаружения затменных переменных, получены табл. 8 и график 7, где N—число звезд.

Таблица 6

P	0.00-0.10	0.11-0.20	0.21-0.30	0.31-0.40	0.41-0.50
N(p)	1	8	25	36	49
P	0.51-0.60	0.61-0.70	0.71-0.80	0.81-0.90	0.91-1.0
N(p)	49	36	25	16	9

Рассуждая таким же образом, каким рассуждали при выводе формулы (14), получим уравнение (26), откуда легко определяется функция распределения тесных двойных по p.

$$N(p) dp = c \int \sin^2 i f(p) p dy. \quad (25)$$

Имеем:

$$dy di = \left| \frac{\partial y}{\partial p} \cdot \frac{\partial y}{\partial i} \right| dp dy.$$

откуда, пользуясь (1), получим:

$$di = \frac{\partial i}{\partial p} dp = - \frac{\frac{\partial y}{\partial p} (i, p) dp}{\frac{\partial y}{\partial i}} = - \frac{p dp}{(y^2 - 1) \sin i \cos i}. \quad (26)$$

Из (1), (25) и (26) получим:

$$N(p) = c f(p) p^2 \int \frac{\left[\arcsin y \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin y \right) \right] dy}{\sqrt{1-p^2} \sqrt{p^2-y^2}}. \quad (27)$$

Учитывая, что главное значение подинтегральной величины получается при $y = p$, получим:

$$N(p) = c f(p) p^2 \frac{\arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p \right)}{\sqrt{1-p^2}} \int_{-p}^p \frac{dy}{\sqrt{p^2-y^2}}.$$

откуда

$$f(p) = c_0 \frac{N(p) \sqrt{1-p^2} \sqrt{p}}{p^2 \arcsin p \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin p \right)}. \quad (28)$$

Пользуясь формулой (28) и табл. 6 для функции f(p) получаем табл. 9 и график 8.

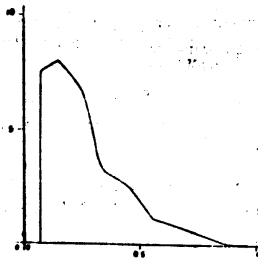


Рис. 8.

Таблица 9

P	0.07	0.15	0.25	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85	0.95
c f(p)	7.46	8.00	6.72	3.20	2.54	1.16	0.84	0.40	0.12	0.01

Как видно, графики 5, 6, 8, полученные для функции f(p), в общем похожи друг на друга и показывают, что функция f(p) в некотором интервале $0 \leq p \leq p_1$ равна нулю, в интервале $p_1 \leq p < p_{\max}$ возрастающая, а в интервале $p_{\max} \leq p \leq 1$ — убывающая. Причем p_1 и p_{\max} на разных графиках имеют разные значения. Эти различия между первыми двумя.

случаеи малы и объясняются тем, что видны интерполяционные функции и Y_{max} были взяты разные, а в третьем случае между с другими критериями объясняются и тем, что в данных для $N(p)$ не вошла часть звезд, входящая в $N(y)$.

Исходя из этих трех графиков, функцию $f(p)$ для тесных пар можно представить в виде:

$$f(p) = c(p - 0.05)e^{-\frac{p - 0.05}{a_1}} \quad (p > 0.05), \quad (29)$$
$$f(p) = 0 \quad (p < 0.05).$$

Воображаемая часть этой функции, где $a_1 + a_2$ значительно меньше, чем a , представляет собой закон Эпика, который выражается формулой:

$$dN = c \frac{da}{a}$$

а убывающая часть этой функции противоречит закону Эпика и говорит о том, что функция распределения очень тесных двойных по расстояниям между компонентами выражается законом, резко отличающимся от закона Эпика. Об этой функции речь будет идти в следующий раз.

Бюрякская астрофизическая обсерватория АН АрмССР

Ք. Ա. ՏԱՅԱՆԻ

ՆԱԿԻՆԻ ԿՐԻՏԵՐԻ ԲԱՆԻՄԱՆ ՀԱՐԿՆԵՐԸ, ԸՅՑ ԿՐԻՏԻ ԿՐԻՏԵՐԻ ԿՐԻՏԵՐԻ ԿՐԻՏԵՐԻ ԿՐԻՏԵՐԻ ԿՐԻՏԵՐԻ

Ք Ր Ք Ք Ք Ք Ք Ք

Հիշատակ կրիտերի ստացման համար փոփոխականի աղյուսակից ըստ նրանց ֆիզիկական էությունների և օրբորի էությունների ստացված են ժի շարք օրինակաբաժնյաներ: Այսպես, օրինակ, այդ ստացման համար ստացված են բաշխման ֆունկցիաներ ըստ կոմպոնենտների միջև եղած հեռավորությունների, ըստ կոմպոնենտների ստացման հեռավորությունների արտերաբաժնյաների և այլն:

Այդ ֆունկցիաները նաև կրիտերի ստացման համար զեռ ընդ ստացված: Նրանց արտածումը կապված է որոշ զեփոբաժնյաների հետ, ըստի որ նաև կրիտերի ստացման համար զեփոբաժնյաները ստացված բաշխման այդ ֆունկցիաները, զեփոբաժնյան աղյուսակների զեփոբաժնյաների հետևանքով, ընդ ստացման կապված ֆունկցիաները:

Մենք ստացին սեղան փայլ նեղ հատարում նաև կրիտերի ստացման փոփոխականի աղյուսակի կիման փյա, օրբորի և կոմպոնենտների սեռաբաժնյան, արտածել այդ ստացման բաշխման ֆունկցիան, ըստ նրանց կոմպոնենտների կարտերական շառափղեղների զեփոբորի (p): Կարտերական շառափղեղ սահմանվում է նեղ կոմպոնենտի շառափղեղի կարտերաբաժնյան կոմպոնենտների միջև եղած հեռավորությունը:

Մեր կողմից ստացված այդ ֆունկցիան p-ի փոքր արժեքների զեղջում նվազող է, p-ի արժեքի արժեքի զեղջում նա զանազան է մարտիմում, այս սկզբում է նվազել և p = 1 զեղջում նա նպաստ է զերտի:

Ֆունկցիայի ստացման սեղան փայլ կրիտերի ներդրումում է նպիկ օրինակ: Իսկ կրիտերի մասը ըստ է ստացման, որ ըստ նաև կրիտերի ստացման բաշխման ֆունկցիան, ըստ կոմպոնենտների միջև եղած հեռավորությունների, կապում է կրիտեր օրինակ:

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, К статистике двойных звезд А. Ж. 14, 3, 1937.
2. Tartu Observatory Publ., 25, 1924.
3. Р. А. Саякин, Функция распределения двойных звезд по расстояниям звездных величин компонент, полученная из статистических данных. Доклады АН АрмССР, XIX, 5, 1954.
4. Р. А. Саякин, Вероятность открытия затменных переменных. Сообщения Бюрякской обсерватории, X, 1952.
5. М. С. Зверев, В. П. Цесевич, и другие. «Методы изучения переменных звезд». 1947.
6. Д. О. Шоголов, О геометрической вероятности открытия переменных звезд типа Алгола, А. Ж. 8, 214, 1931.

Техн. редактор М. А. Кавалария Корректор Р. А. Штибен
ВФ 08227 Заказ 278 Изд. 1570 Тираж 908
Сдано в производство 12/VI 1958 г. Подписано к печати 30/VII 1958 г.
5 7/8 л. л.
Типография издательства АН Армянской ССР, Ереван, ул. Абовяна, 194.

**ON THE REASONS OF VARIOUS ABUNDANCES
OF HYDROGENE IN PLANETS**

O.J.SEMIDT's cosmogonical theory created general premises for explaining various abundances of different elements in the planets. This explanation was given in L.E. GUREVICH's and my article, published in 1950(1).

Shortly the explanation was following. In protoplanetary cloud with great abundance of hydrogen and helium the substances with low temperature of condensation have transformed into dust. The dust component was concentrated in the equatorial plane creating the most flattened out subsystem in the protoplanetary cloud, in other words, creating around the Sun a ring like that of Saturn. Inner parts of the ring heated by the solar radiation might consist of the particles of refractory substances, such as metals, different oxides, etc. In the outer parts the ices of different volatile substances condensed on the particles, making their masses many times greater.

That is why the planets near the Sun have small masses and consist mostly of stones and metals, but the planets of Jupiter group are of great masses and consist of light substances.

Our theory explaining the most sufficient nature of planets led at the first glance to the conclusion that the density of the planetary substances must increase with the greater distances from the Sun. In fact the substance of

Uranus and Neptune are of smaller density than that of the Jupiter and Saturn. In this report we shall try to explain this peculiarity.

The peripheral parts of the greatly oblate dust subsystem are not heated by the Sun radiation. Only the stars' radiation $10^{-2} \text{erg/cm}^2 \text{sec}$ heats these parts of the dust subsystem. This radiation can heat the dust only up to 3°K .

The most intensive source of energy is the friction of large protoplanetary bodies when they go through the dust subsystem.

These large bodies create not greatly flattened out subsystem. The distant gravitational interaction between these bodies is equivalent to elastic collisions. The thickness of oblate subsystem of elastically colliding bodies increase if this process is not limited by the friction. When the friction is not sufficient the eccentricities and the cosines of the inclinations of orbits reach after some time some stationary value not of great difference from 0,5.

Let us define terms as follows: m - mass, V - velocity, r - radius of the bodies, H - the thickness of the subsystem, and s - the surface density or mass per column of the unitary cross section perpendicular to the equatorial plane.

The terms referring to the dust subsystem will be defined as index "1" and to the large bodies subsystem as index "2".

In column of the unitary cross section large bodies gives small bodies and dust the following energy per second:

$$c = 0,30 \frac{v_2^3 S_1 S_2}{m H_e} z_e^2 \quad (1)$$

where r_e - is the median effective radius of large bodies in collisions with small bodies.

In the case of gravitational interaction:

$$z_e = \frac{am_e}{v_e^2} \left[1 + 8 \ln \left(1,57 \frac{H_1 v_e^2}{am_e} \right) \right] \quad (2)$$

here a is gravitational constant. In the case of direct collisions $r_e = r_2$. Produced energy e is very roughly determined by formula (1), because we do not know what portion of solid protoplanetary substance was dispersed. In order to define S , a complicated theory must be needed. The large bodies are broken by direct collisions and their splinters add to the dust and small bodies subsystems. On the other hand the substance of these subsystems is drawn by large bodies. That is why S is defined by the complicated dynamic balance.

According to the formula (1) e is in the limits of $0,1 + 100 \text{ erg/cm}^2\text{sec}$ for different distances from the Sun. It is sufficient to heat the particles above 5°K but not more than 30°K .

Substance	H ₂	CH ₄	OH	HCl	H ₂ S	NH ₃
Evaporation energy in ev	0,61	0,10	0,17	0,20	0,22	0,32
Temperature of evaporation °K	6	32	47	65	74	93

Table 1 for the most volatile substances with hydrogen gives the temperatures under which saturated vapour has for hydrogen the density 10^{12} molecules per cm^3 and for other substances 10^{10}cm^{-3} . Practically these may be the temperatures of evaporation of these substances in the protoplanetary cloud.

This table shows that all the substances except hydrogen may be condensed. That is why the planets get the molecular hydrogen only by accretion of the gas subsystem. The difference of the gas from the solid particles is that it can be transported filling the vacuum created by accretion or falling on to the Sun surface.

These conditions are favourable for the Jupiter and Saturn to get the gas from the zones of other planets.

Under the same other conditions the accretion is proportional to $R^{-7/2}$, where R is the distance of the planet from the Sun.

Besides the sufficient dependence of accretion on the planetary mass the following important fact must be taken into consideration.

During all the time of formation the planet moved inside of the dust subsystem where the gas temperature was very low and the gas density was respectively high.

Without taking into consideration this condition we take for Jupiter the time scale of accretion of order 10^9 years and for Neptune - 100 times greater. The correct calculation must give probably the time scale one order less.

The absence of considerable quantities of hydrogen

reasons.

One of them is that the high temperature of the gas near the Sun might make the hydrogen accretion impossible. Then as a result of the small masses of planets the accretion might be compensated by dissipation. May be also that the hydrogen had disappeared by the time when the masses of the planets in the Earth group became sufficient for the accretion.

Effect of density decreasing with distance from the central body is observed not only for the planets of solar system but also for Jupiter satellites. In this case sufficiently high temperature of the Jupiter's surface during all time of satellite formation, as it was suggested by W.A. KRAT, lead to quantitative contradiction. Most natural explanation of this phenomenon may be the hypothesis that in the region near Jupiter solid particles were warmed by collisions and all volatile substances became gases.

The escape velocity from this region was so great that all products of the evaporation could not leave Jupiter and fell on its surface. The escape velocity of the formed Jupiter satellites was so small that gas substances did not become the contents of satellites and that was the reason of their high density.

1.Л.Э.Гуревич и А.И.Лебединский. Известия Академии Наук СССР, серия физическая, 14, стр. 765-99, 1950.

A. I. LEBELINSKY

SINCHRONOUS AURORA REGISTRATION BY ALL SKY
CAMERA C-180° AND PATROL SPECTROGRAPH C-180°-S.

The most part of Soviet aurora instrumental stations was set up by the beginning of the IGY. The stations were provided with new specially produced equipment including 40 identical all-sky cameras C-180° and 10 patrol spectographs C-180°-S.

Ten years ago I came to the idea of using spherical mirrors for obtaining all sky photography and spectrography of every meridian. We conducted first experiments in Murmansk in March, 1949, independently from the similar work of the American scientists. The principle of all-sky camera was first used by Prof. Cartlein in 1947. But his article published in National Geographic magazine was unknown to many scientists article

The all-sky camera became widely known under the name Henry-Grenshtein camera after publishing the article in 1950, the authors of which might not know like me about prof. Cartlein's work.

During the winter of 1949-1950 all sky photography was carried out at two stations near Murmansk and spectrography of the meridian at one of them. The spectrograms obtained during the first experiments in March, 1949 were published by S.S. Juravlev and the later ones were partially investigated and published by S. I. Isaev.

Modern all sky cameras C-180° and patrol spectographs C-180°-S differ from their prototypes of 1949 by considerable improvements. It concerns especially patrol spectographs. In 1949 they were slitless. The modern two-mirror system made it possible to create a normal 180° slit spectograph, which obtains the spectrum of individual aurora rays like a slitless spectograph with short exposure (1-2 minutes for the four brightest lines).

These C-180° camera gives a 20 mm diameter anastigmatic image on a 35 mm film. They have effective focal ratio 1/1.5 and equivalent focal length 7,65 mm.

- 2 -

The camera operator in a diotant room sets in operation a ten minute programme which is repeated automatically. Within this ten minute programme various exposures and intervals between them are possible. A coordinate grid and a watch are photographed on each photo at the start of the exposition. The correction of the watch, relative to a chronometer is made automatically every full hour of G.M.T. or more frequently. Every night the date is photographed. On each 60 m piece of film the standard scale of brightness is photographed by the laboratory sensitometer. The film mechanism are thermostated for the operation at low temperature.

Twenty Soviet stations in addition to all sky cameras are equipped with automatic zenith cameras with objectives "Jupiter 3" (focal ratio 1/1.5, focal length 52.5 mm) for photographing the regions of the magnetic zenith.

The patrol spectographs are designed for the visible part of spectrum and have a dispersion of 240 Å/mm. They are a modification of cameras C-180° but they have two differences: first, before the objective "Jupiter 3" there is a diffraction grating with 600 lines per mm and the angle of incidence 67°, second, in the focal plane of a concave mirror there is a slit with of changable width cutting the needed vertical from the all sky image. The station which has a patrol spectograph has a zenith camera and an all sky camera.

All this equipment was designed at one of the plants by the group of engineers headed by V.I.Shtannikov.

I shall not go into details of mechanical properties of this equipment because they are fully described in a special book, but I want to dwell on the optical principles because it seems to me that the aberrationless system was first used in our all sky cameras.

In figure 1 there are two versions of an anastigmatic all sky camera.

In figure 1a a pencil of parallel rays reflected first by the convex mirror S_1 and then by the concave mirror S_2 forms the real image F and fills the objective O_1-O_2 consisting of two parts: the collimator objective O_1 and the usual "Jupiter 3"

- 3 -

high aperture objective O_2 . The all sky image F is at the principle focus of objective O_1 and the film is at the principle focus of O_2 .

On figure 1 the focal surface of the imaginary image for sagittal and meridional pencils of rays is shown by dotted lines. The distance between them is so great that when taking direct photos of this image (as it is made in usual cameras), the stars' images near the horizon are not points. If the all sky image is $d = 20$ mm the stars' image will reach 0.2-0.3 mm but if $d = 8$ mm the stars' image will be 0.03-0.04 mm. The spherical aberration and coma are of no importance in this case as the pencils of rays are sufficiently narrow.

If $l_s = l_m$ the astigmatism of the real image F in the focus of the mirror S_2 nearly disappears, but the curvature of the surface F is considerably great. Here l_s and l_m are the distances from the mirror to sagittal and meridian focus respectively. These distances are measured along the ray crossing the center of the objective $O_1 - O_2$.

Let us define terms as follows: h - distance between the tops of the mirrors S_1 and S_2 , R_1 and R_2 - their radiuses of curvatures, D_1 and D_2 - their effective diameters. Then we can

$$\frac{1}{l_m} = 2 \frac{R_1}{R_2} \frac{1}{\cos I_2} - \left[\frac{2}{R_1} + \frac{1}{2} \cos I_1 \right]^{-1}$$

$$\frac{1}{l_s} = 2 \frac{R_1}{R_2} \cos I_2 - \left[\frac{2}{R_1} + \frac{1}{2} \frac{1}{\cos I_1} \right]^{-1}$$

I_1 and I_2 - the angles of reflection from the mirrors S_1 and S_2 for the ray crossing the center of the objective $O_1 - O_2$. If

$D_1 = 400$ mm under the condition that $l_s = l_m$ we have $D_2 = 120$ mm, $R_1 = 473$ mm, $R_2 = 132$ mm and $h = 272$ mm.

Choosing various R_1 , R_2 and h we can transform the surface F into a plane with sufficient accuracy, but the astigmatism in this case is not completely corrected. In this case $D_1 = 400$ mm, $D_2 = 200$ mm, $R_1 = 373$ mm, $R_2 = 291$ mm and $h = 517$ mm. This formula was calculated by Mrs. A.V. Balanina under the direction of Prof. G.G. Slusarev. The correction of the lens L is not needed in this case.

- 4 -

In order to transform the all sky camera C-180° into the patrol spectograph we must put the refraction grating into the parallel rays between objectives O_1 and O_2 and a slit on the focal surface F . It is possible because all the rays falling on the objective O_1 cross the optical axis of the mirror system near the focal surface F . The cross section area of the useful rays bundles in the focal surface F is not great. It is minimal when the distance along the rays from the top of the convex mirror to the objective is R_1 . In this case the real decreased $\frac{1}{2}$ image of the objective is projected onto the focal surface F . This principle is used in C-180°-S.

Figure 2 gives the slitplane of the patrol spectograph C-180°-S. The rays go up through the 20 mm hole in the center of the diaphragm and when reflected by the concave mirror form real sky image of 125 mm diameter on the upper surface of diaphragm. The hole is fully covered by that part of the sky image which is shaded by the concave mirror. A great circle is cut out of the all sky image which is directed 22° to the optical axis of the mirror. This circle coincides with the vertical because the camera is directed 22° from the vertical (as can be seen on figure 3). The rotation of the apparatus changes the azimuth of the meridian.

Figures 7-11 give some sky films and figures 12-15 show spectra taken by C-180°-S.

During the winter of this year I managed to visit ten arctic stations. I saw that inspite of some difficulties of the exploitation of such complicated automatic apparatus in severe conditions of arctic winter they are working without interruption. The development of the films is carried out in Moscow and about 20 000 meters of film were developed, though most of the stations began their work some months after the beginning of the observation season.

The greatest difficulty in the work of the net of the aurora stations is the provision of synchronized exposures and photometric standardization of all the films. The maximum attention was paid to this side of the work. Both the time

exposures and photometrical standards are fixed on the films by two independent methods. The development of films is carried out under standard conditions. All the stations use the same kinds of film ("Negative D_R"). The most important difference between films follows from the different times of storage.

As the main task of the IGY is the investigation of the auroral world distribution a special projector was constructed. This apparatus gives the possibility to project simultaneously on one great screen all sky photographs received from 18 stations and a geographical map. The centers of the all sky photographs coincide on the screen with the geographical points of the map where the films were taken.

**I. KRASSOVSKY, Y.M. KUSHNIR, G.A. BORDOVSKY, G.F. ZAKHAROV
AND E.M. SVETLITSKY.**

**Institute of Physics of Atmosphere
Academy of Sciences of the USSR**

**A DISCOVERY OF CORPUSCULE FLUXES BY MEANS OF THE
THIRD SPUTNIK.**

S U M M A R Y

1. With the object of discovering corpuscles the third Soviet Sputnik has been equipped with two indicators having fluorescent screens covered with aluminium foils of different thickness and photoelectronic multipliers which register the radiation from the fluorescent screens. The fluorescent screen is of $2 \cdot 10^{-3}$ gr cm^{-2} , the foil is of $4 \cdot 10^{-4}$ gr cm^{-2} and $8 \cdot 10^{-4}$ gr cm^{-2} .

2. The intensive signals from corpuscles going through the mentioned above aluminium foils have been registered. The intensity of signals strongly varied. The more Sputnik removed from the Earth the more the intensity grew and it was the greatest in the most removed points. It was also greater in the Polar regions than in the Equator ones. Sometimes the signals happened to increase or, on the contrary, to decrease and there were moments when the signals went off scale of the instrument.

3. The corpuscles registered are electrons of 10^4 ev. At the moment when the signals were off the scale the energy flux associated with the corpuscule fluxes reached $4 \cdot 10^3$ erg sec^{-1} steradian $^{-1}$ cm^2 .

4. The electrons observed can't be a part of the primary corpuscule radiation of the Sun, since their velocity is too great as compared to the hydrogen corpuscles observed in auroras. These electrons seem to arise in electroconducting

- 2 -

circuits along the magnetic force lines in the outer atmosphere and in the lower layers effected by the magnetic fields frozen into the corpuscles fluxes of the Sun or interplanetary gas passing by the Earth. Acquiring a certain speed the electrons can oscillate along the crooked magnetic lines.

5. The same as a direct effect of the fast electromagnetic and corpuscule radiation of the Sun the mechanism like that can be conductive to the heating and ionization of the upper atmosphere.

THE FIRST RESULTS OF INVESTIGATIONS OF AURORAS ON THE
SPECTRUM CAMERA C - I80 - S DURING THE IGY.

Annotation : During the season of 1957 - 1958 in M.D. NIZMIR ($\theta = 64^\circ$) on the spectrum camera C-I80-S, dispersion 260 \AA/mm , the light power of the camera I: 1.5, the width of the picture of a chink (split) in a focal plane of the camera objective -33-200M. More than 2500 spectrums in a visual plane were obtained for 125 working days.

Space-time variations of main emissions of auroras and twilights were studied : H I, IPN_2 , 6300, 6364, 5893, 5577, 4708, 4278 and 3914 \AA . The presence of hydrogen lines H $_{\alpha}$ and H $_{\beta}$ was revealed in homogeneous quiet arcs, diffusive strips, stops, in hardly visible veil during magnetic-disturbed and calm time. With the transformation into ray forms, hydrogen radiation disappears, and sometimes it is observed in "afterglow". Hydrogen radiation is absent in red glow. The correlation of hydrogen emission with a green oxygen line is observed. The results of recording H $_{\alpha}$ on the camera were controlled by the spectrograph C/1-48. In the twilight of 19-20 of September, 1957 a flash of the line 5577 \AA was observed.

The spectra of satisfactory quality in heavy clouds and in full moon which successfully complete the data of photocamera C-I80, were obtained.

During autumn, winter and spring of 1957-1958 in a Murmansk Department of NIZMIR on a spectrum camera C-I80 -S of prof. Lebedinsky's design during 125 working days more than 2500 spectra were got.

The installation was built on the basis of the photocamera C-I80, which phototypes were described in literature (I) and is designed for obtaining all visible part of spectrum of the arc of the vertical of the length of 180° . on every photo. Fig. I presents a general view of the camera.

The transformation of the mirror system of the photoca-

The chink of the camera was oriented by the geomagnetic meridian. Its picture of a film comprised 200 μ , that corresponds to the strip of the sky to the width of 4°. Alternation of two and ten. minute expositions was provided. The photo was carried out on the film, Λ_1 Since February 1958 on day before filming the colouring of the film was fulfilled the density of diming of colouring is 0.30.

In the most cases on spectrograms with the exposition of 10 minutes the main lines of radiation 6300, 6364, 5577, 4278, 3914 $\overset{00}{\text{AA}}$ are of more or less equal intensity on the overall length (fig.2). This manifests that a part of light energy due to bright forms in comparison to diffusion glow, which fills up all the firmament is not great. However, using very short expositions, a number of interesting spectra of separate forms of radiation was possible to be obtained. Fig.3 presents the spectrum of a red crown, photographed with two-minute exposition over the night of the 31st of March till the morning of the 1st of April 1958.

Comparatively high dispersion and light-power of the device allow to investigate space-time variations of not only main lines but also hydrogen emission H_α .

Some investigations report that H_α is revealed in a spectrum of ray forms and is absent in non-ray forms and is absent in non-ray forms, correlating with oxygen doublet $\lambda = 6300-6364 \overset{00}{\text{AA}}$ (2.3). Others, vice-versa, point out the systematic presence of hydrogen lines in calm, non-ray arcs, and with the transformation into ray forms H_α disappears (4,5). The third group of investigators finds intensive H_α in all forms of glow both in ray and diffusion ones. At last H_α is noticed in "after-glow" in the phase directly following bright forms (?). The results obtained are explained not only by various displays of hydro-

gen emission but also by the difference of methods of observation and the apparatus used.

During the season of 1957-58 in MD of WIZMIR hydrogen radiation was revealed by the camera C-180-S during 29 nights. The registration of hydrogen radiation on C-180-S was for some time controlled by light powerful spectrograph of high dispersion. Cn -48. The exposition varied within 20 minutes to 3 hours. The results of observation II, obtained on C/7-48 and C-180^S exceedingly well correspond to each other. Visual observations of weak diffusive forms were pursued with the filter OC-12.

Most cases H_{α} appearance refer to the days of great and moderate magnetic disturbance, however there are some nights when intensive H_{α} appears in a slightly-disturbed or in almost calm period (16 - 17 II.58).

At the same time on the days characterized by great magnetic disturbance (IC -2) one cannot observe some visible hydrogen radiation (23-24 IX.57). Hydrogen lines are revealed only in calm, non-ray arcs of green colour, diffusive lines, spots and hardly visible glow. Most of all H_{α} appears in the south half of the sky (fig.4) however it can be observed both in the north (fig.5) and all over the firmament (fig.6). The character of development and the time of hydrogen radiation existence are very various. On the 16th to the 17th of February 1958 in twilight H_{α} existed all over the sky, at middle night from time to time if increased in the south, and at dawn the radiation was concentrated only in the north.

Most nights, when bright ray forms were observed, were marked by the presence of hydrogen emissions, however 40% of nights were without visible appearance of hydrogen radiation. Under the scrutiny of the data obtained (spectrograms for September, October, November 1957 are compared with the photos of photcamera C-180) one can observe discrepancy between the period of the existence of hydrogen radiation and the development of bright ray forms. If during diffusive glow a great H_{α} is observed, then with the appearance of bright

- 4 -

ray forms; when almost all main emissions increase, hydrogen radiation decreases sharply and then with the transformation into calm diffusive forms, it again appears as a rule (21-22 XI - 57; 10-II.III.58; 24-25.III.58). However are some cases when after a bright flash, hydrogen radiation is not observed, while before the appearance of ray forms when there are no traces of glow for a naked eye, an intensive H_{α} is registered (II- I2.XII.57). On the days of increased activity of auroras, when during a night two bright flashes of ray forms were recorded, the appearance of hydrogen is always connected with diffusive glow before bright forms, between flashes, after them, but it is never recorded during a flash itself (3 - 4.III.58). Analogous picture is observed with the appearance of red glows (rays, arcs, crown). One half of cases, when a red glow was observed, passed without the appearance of hydrogen radiation on this night. The other half is always characterized by discrepancy of the appearance of hydrogen emission with red glows either in time or in space. Red glows of the type A were observed when the lines of the first positive system of nitrogen are absent (fig.7) and the cases of the sharp increase of the lines both all over the sky and of local character corresponding to the low red edge of the arc. In all these kinds of glow hydrogen is not revealed though sometimes on the same night H_{α} is seen either before the appearance of red glows (10 - II.VII.57, 10-II.IV-58) or after their disappearance (II-I2.II.58, 22-23.II.58, 31-III- I.IV.58). Sometimes hydrogen radiation is observed during the appearance of red glows, but it appears by all means in that part of the sky, where diffusive glow of red colour is observed (27-28.XI.57). A special case represents a glow observed on the 10th to 11th of February 1958 when for a long time an intensive red glow existed all over the sky in the form of a glow in the south, wide lines in the zenith, long rays of red and green colour. A strong hydrogen radiation was recorded. H_{α} is visible on the photos with the exposition of 2 minutes. At the beginning of the development of aurora when H_{β} achieved

its maximum value, the ratio of intensities of oxygen lines of 6300 Å and 5577 Å is equal to a unit, at the end of the night, when H_{β} disappeared, $I_{6300} : I_{5577}$ was equal to 1.0. The increase of ratio grew both due to the sharp decrease of intensity of lines 5577 Å and to the visible increase of intensity of a red line. Simultaneously with this at the end of night anomalous widening of the strips of the first negative system of nitrogen was observed.

The similar correlation of hydrogen emission with a green line was observed on the night of the 2^d to 3^d of September 1957, when in the south, where hardly visible diffuse glow existed, intensive hydrogen radiation was recorded. At the moment of the beginning of observations (intensive H_{α} and visible H_{β}) the correspondence of intensities I_{6300} / I_{5577} was equal to 0.5 in two hours when hydrogen radiation disappeared, the correspondence of intensities was 3. The change of the correspondence in six times was due to sharp decrease of intensity of the line 5577 Å while the intensity of red oxygen lines does not change.

The filming on the camera C-120-S was made during all dark time, including twilight, in any state of clouds when there was no precipitation, able to harm somehow a low mirror.

Photographing of spectra of twilight was made as a rule with a comparatively narrow chink (33 Å) - on a film with the exposition of 5 minutes. Interpretation of spectrograms obtained in the zone of maximum repetition of auroras is very difficult, as it is practically impossible to fix the time of the beginning and end of aurora. With confidence it is possible to judge about a twilight effect only by variations of a yellow line of sodium. A typical case of a twilight flash is presented in figure 9. For the whole season of 1957-1958 there was only one night on the 19 to 20 September (C=0), when even through the filter OC-12 it was impossible to catch a visible aurora on the sky excluding far north. The obtained series

of spectra vividly illustrates the existence of diffusive glow in the north and complete absence of any signs of aurora in the largest part of the sky. In twilight in the morning and evening usual flashes are registered; flashes of red oxygen lines, D-lines strips 3914 Å. The same effect was revealed in the oxygen line 5577 Å. The character and the size of this flash are analogous to the flash 6300 Å. Probably, a twilight effect of a green oxygen line in high latitudes is not an exception.

The photographing on the camera C-180-S with 10 minute exposition with complete clouds is always marked by the appearance of oxygen lines 6364 Å and 5577 Å, and in one half of the cases by the presence of the strips of the first negative system of nitrogen. A spectrum of satisfactory quality is obtained in full moon when visual and photographic observations of the weak forms of radiation are almost impossible. The usage of the data of patrol spectrograph in this case fills up the gap which arouses quite naturally while working with the photographic camera C-180.

A more detailed analysis of spectra and their comparison with other geophysical phenomena will be given in the next work.

- 7 -

INSCRIPTIONS TO THE DRAWINGS

- Drawing 1. The general view of the camera C-180-S
- Drawing 2. The typical specter of the aurora, received on the camera C-180-S (18-19 XI.57)
- Drawing 3. The red crown (31 III-1 IV 58) 2 min exposition.
- Drawing 4. H - preferable in the South 25-26 III.58
10 min exposition
- Drawing 5. H - in the North (16-17 II 58) 10 min exposition
- Drawing 6. H - troughout the whole Sky (16-17 II 58)
10 min exposition
- Drawing 7. The a type red glow. A slout is directed upon the glowing arc from E to W (28-29 X 57) 10 min exp.
- Drawing 8. The highly developed the first positive system of nitrogen (22-23 II-58) 10 min exp.
- Drawing 9. The typical specter of the twilight 5 min exp.

- 8 -
THE CITED LITERATURE

1. Letedinsky A.I. DAN, 102,3,473, (1955)
2. Vegard L., Ann Geophys., 8, 91, (1952)
3. Vegard L., Nature, 170, 539 (1952)
4. Fan C.Y., Schulte D.H., Astrophys J. 120,563, (1954)
5. Meinel A.B., Pros. Nat. Acad., Sci., 40, 943, (1954)
6. Galperin J.I. Astron. J. 34, 1,131, (1957)
7. Veller A.E. The minutes of the reports of XI General Assembly of the Geodesical and Geographical Union.
The Akademy of Sciences Moscow 1957 pp.36-37

ON HYDROGEN EMISSION IN THE NIGHT GLOBE

by I.S. Shklovsky

At the Zvenigorod Station of the Institute for Atmospheric Physics an H_{α} line has been discovered recently in the night sky spectrum without any appreciable geomagnetic disturbance (1). Another feature of this H_{α} line is its narrowness. Its breadth does not exceed the instrumental breadth, i.e. lies within $\sim 2\text{\AA}$. From this the scatter of the radiating hydrogen atoms' velocities will be found to be $\Delta v \ll 50$ kms per second. On the other hand, the breadths of H_{α} line in auroral spectra are known to attain tens of angstroms, and the scatter of velocities of the radiating atoms (for observations in the magnetic horizon) attains some hundred kilometres per second.

It will be obvious that the H_{α} emission observed at Zvenigorod may differ essentially from the hydrogen emission of auroras. We are inclined to connect this Balmer line with the diffuse L_{α} emission of the night sky, observed recently at high altitudes (2).

According to (2), the average intensity of the diffuse L_{α} radiation coming from the upper hemisphere, at heights starting with 120 kms, is

$$(1) \quad I_{L_{\alpha}} = 3.2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec. steradian}} = 2 \cdot 10^8 \frac{\text{photon } L_{\alpha}}{\text{cm}^2 \text{ sec. steradian}}$$

As has been emphasised in (2), the observed L_{α} radiation is most likely to be due to interplanetary gas. Nevertheless no preference has been given in (2) to either of the two possible hypotheses on the origin of Lyman's emission of the interplanetary gas, viz., (a) recombination of protons and free electrons, (b) scattering of solar L_{α} quanta by interplanetary neutral hydrogen atoms. It is easy to see however that hypothesis (a) is quite untenable. Suppose that the concentration of free electrons in the interplanetary space is $n_e = n_p$, where n_p is the concentration of protons. Then we can make use of the well-known formulae from the theory of light emission by gaseous nebulae and determine n_e when

- 2 -

Γ and the extension of the radiating region \mathcal{L} are known. Putting $\mathcal{L} = 10^{15}$ cm, we find that $n_e \sim 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. But this concentration of free electrons in the interplanetary space seems impossibly high and is strikingly at variance with the photometric and polarization observations of the zodiacal light.

By far more effective is the mechanism of resonance scattering of solar L_{α} quanta on interplanetary neutral hydrogen atoms. In this case the concentration of the latter, n_H , can be determined from the relation

$$\Gamma_{L_{\alpha}} = \frac{1}{4\pi} n_H^0 \nu_{12}^2 \sigma_{12} \mathcal{L} = \frac{\mathcal{L}}{4\pi} n_H^0 \nu_{12}^2 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} e^{-(h\nu_{12})/(kT)} \quad (2)$$

Here ν_{12} is the frequency of the L_{α} line, $\sigma_{12} = 6 \cdot 10^{-6}$ is the dilution coefficient, $\epsilon_2/\epsilon_1 = 4$ is the ratio of statistical weights, and T can be determined if the flux of solar L_{α} quanta and the profile of the solar L_{α} line are known.

According to the observations reported in (3), the flux of solar L_{α} quanta varies within a rather wide range, viz., from 0.1 erg/cm² sec. to 5 erg/cm² sec., being apparently correlated with solar activity. A month before the flight of the rocket by means of which Lyman emission in the night sky was investigated, daylight rocket measurements of the flux of direct solar L_{α} radiation had given $F_{L_{\alpha}}^0 = 0.6 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$ (3) On this basis we put $F_{L_{\alpha}}^0 = 0.5 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$ in further calculations. On the other hand, the breadth of the solar L_{α} line is $\Delta\lambda < 0.3 \text{ \AA}$ (4). Making allowance for the high thermal velocities of the hydrogen atoms and for turbulent velocities in the upper chromosphere (wherefrom apparently the solar L_{α} is radiated), we find that the breadth of this line is hardly below 0.15 \AA. Taking 0.2 \AA for the true value of the breadth of L_{α} in the sun's spectrum, and putting $F_{L_{\alpha}}^0 = 0.5 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$ we find $T \sim 7000^\circ$ for the equivalent temperature. Substituting this value of T in (2) gives $n_H \sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$. Suppose that there is ionization equilibrium in the interplanetary gas and that the flux of solar radiation in the Lyman continuum is $\sim 0.3 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$; then, knowing n_H , we can use the formulae of the theory of gaseous nebulae to find that the concentration of ionized hydrogen atoms,

- 3 -

which is equal to the concentration of free electrons, will be $\sim 200 \text{ cm}^{-3}$ one astronomical unit away from the sun. This value is much lower than that obtained by Siedentopf and Bohr⁽⁵⁾ from polarization observations of the zodiacal light. So the observed polarization of the zodiacal light appears to be due to dust particles rather than free electrons (see, for instance, ⁽⁶⁾).

Even if the observed diffuse L_{α} radiation should be accounted for by some reason other than the interplanetary gas, e.g., by a "geocorona" extending over several thousands or tens of thousands of kilometres (this hypothesis cannot be excluded entirely for the time being), then, all the same, the results obtained in ⁽²⁾ are of exceptional importance for the study of the nature of the interplanetary medium. In this case the values of n_H and n_0 found from these observations must be considered as the upper boundary of the content of neutral and ionized hydrogen in the interplanetary space.

If the scattering of solar L_{α} quanta by interplanetary (or "geocoronal" - this makes no difference here) neutral hydrogen atoms is the causal mechanism of the L_{α} radiation from the night sky, we may expect that other solar Lyman lines, and in the first instance the L_{β} line, will be scattered too. Owing to fluorescence this must lead to a Balmer emission, possibly of an interplanetary origin. Let us estimate this effect quantitatively.

The intensity of the solar L_{β} line, obtained in the rocket flight of February 21, 1955, is $0.01 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$, if allowance for absorption by O_2 and N_2 molecules in the higher layers of the atmosphere is made. This is $1/60$ of the L_{α} line intensity. Alongside the absorption of L_{β} by O_2 and N_2 molecules its resonance absorption by oxygen atoms on the transition $^3P_2 - ^3D^0$ should be expected ⁽⁷⁾. If the oscillator strength for this $^3P_2 - ^3D^0$ transition is 0.01 ⁽⁸⁾, we may state from the computations made in ⁽⁷⁾ that the atomic oxygen of the earth's atmosphere will absorb as much as 30% of the L_{β} radiation flux. ^{x)} This gives rise to a fluorescence of the terrestrial atmosphere: in lines $\lambda \lambda 8446$ and 1.1294μ which can be observed during flight (see ⁽⁷⁾).

Thus the flux of L_B radiation liberated from absorption by the atmosphere is 1/40 of the L_A radiation flux.

Upon the absorption of an L_B quantum an interplanetary hydrogen atom can pass to the second level with the emission of an H_α quantum. Let us estimate the number N of H_α quanta thereby scattered:

$$N_{H_\alpha} = K_{L_B} \frac{F_{L_B}^0}{F_{L_A}^0} \cdot \frac{S_1}{S_2} \cdot \frac{S_2}{S_1 + S_2} \quad (3)$$

N_L being the number of scattered L quanta. Substituting the quantities in (3) by their values gives

According to (2), $N_{H_\alpha} \approx 3 \cdot 10^{-3} N_{L_B}$ (4)
 the flux of L_B radiation from the night sky is $F_{L_B} \approx 10^{-2}$ erg/cm² sec. = $6 \cdot 10^8$ photons/cm² sec.
 Hence the flux of interplanetary (or "geocoronal") H_α will be

$$F_{H_\alpha} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ photons/cm}^2 \text{ sec.} \quad (5)$$

As a matter of fact this value must be several tens per cent higher owing to the scattering of the higher Lyman lines and the subsequent cascade transitions.

Thus the presence of the diffuse L_A radiation in the night glow must necessarily have for its consequence the presence of a weak but yet measurable field of H_α radiation. This emission is likely to arise in the interplanetary space, although there is no sufficient argument for the present to refute the "geocoronal" hypothesis. It should be emphasized that our conclusion on the presence of an H_α emission does not depend on either "interplanetary" or "geocoronal" location of the scattering hydrogen atoms.

As has been stated above, the flux of solar L_A quanta is variable within a fairly wide range. At the end of 1955 this flux, according to (3), was about 5 erg/cm² sec., which may be connected with increase in the general activity of the sun. In 1957-1958, when the observations at Zvenigorod were being conducted, the general level of solar activity was higher on the average than in 1955. The flux of L_B may also be supposed to be correlated with solar activity. If so, the flux of H_α quanta in the night glow can be an order of magnitude higher than

- 5 -

the computed value, reaching $2 \cdot 10^7$ photons/ cm^2 sec., or 20 R, and even more, perhaps.

The flux of $H\alpha$ measured at Zvenigorod fluctuated from night to night within 5 to 20 R, which is in fair agreement with the concepts developed above.

An interesting experiment, decisive for the evolved theory, may be suggested. Namely, if the $H\alpha$ emission in the night glow is due to scattering by hydrogen atoms, it should be considerably polarized. The observations which might verify this point are not easy indeed in view of the slight intensity of the $H\alpha$ emission. Still they can be fulfilled.

Institute for Atmospheric Physics
Academy of Sciences of the USSR

References

1. V.S. Prokudina, Astronomical Journal (Moscow), 35 1958 (in press)
2. J.E. Kupperian, E.T. Byram, T.A. Chubb and H. Friedman (in preprint, N.R.L., 1958).
3. E.T. Byram, T.A. Chubb, H. Friedman and J.E. Kupperian, Astrophys. Journ., 124, 430, 1956.
4. F.S. Johnson, H.H. Malitson, J.E. Purcell and R. Tousey, Astrophys. Journ., 127, 80, 1958.
5. H. Siedentopf, A. Behr, H. Elsasser, Nature, 171, 1066, 1953.
6. L. Biermann, Observ., 77, 110, 1957.
7. I.S. Shklovsky, Astronomical Journal of the USSR, 34, 127, 1957.
8. A. Oholt, Journ. Atm. Terr. Phys., 9, 28, 1956.

А. М. ГОРЬКИЙ АДЫНДАКЫ ТУРКМЕН ДӨВЛЕТ
УНИВЕРСИТЕТИНИҢ ЫЛМЫ ЯЗГЫЛАРЫ
УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ ТУРКМЕНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО
УНИВЕРСИТЕТА им. А. М. ГОРЬКОГО

Выпуск VI

1965

И. С. АСТАПОВИЧ
И. С. АСТАПОВИЧ

ПЫЛЕВЫЕ СЛЕДЫ БОЛИДОВ

Пылевой след метеора представляет собою редкое явление природы. В отличие от газовых следов, видимых только в ночное время, пылевые следы заметны только днем или в сумерки. Они появляются при полете крупных болидов, низко проникающих в атмосферу. На светлом фоне неба, подобно обычным облакам, в зависимости от освещения солнечными лучами, они могут быть и светлыми, и темными. Проектируясь на фон зари, они будут казаться почти черными, если они лежат в тени Земли, либо чрезвычайно яркими, как бы раскаленными, если эти следы освещаются прямыми лучами Солнца на тех высотах, где они расположены. Если в это время Солнце находится под горизонтом наблюдателя и наступили сумерки, то их свет может быть так ярок, что будет давать тени от земных предметов. Первоначально прямолинейный след под влиянием воздушных течений уже через несколько секунд кажется зазубренным и затем все более и более искривляется, напоминая застывшую молнию, пока его ветрами не развеет в стороны. При этом след расширяется, расплывается, тускнеет, превращается в одно или несколько бесформенных облачков, иногда вытянувшихся в направлении своего движения, и через полчаса-час, а иногда и через несколько часов, рассеивается совсем.

Первые сообщения с метеорных следах, судя по описанию — пылевых, мы встречаем у китайцев. Прихотливые изгибы следа породили у народов Востока представление о небесных драконах, пожирающих Солнце и Луну во время затмений, т. е. в узлах их орбит; эти узлы затем стали обозначать значками искривленного метеорного следа (ψ и Ω).

В Лаврентьевской летописи уже под 11. II. 1110 г. описан пылевой след болида. В отношении другого болида с видимым диском — „яко кругу огненну“ сказано, что его след был „в образе змея великого и стоял по небу с час дневный и раздеся“. При падении Великоустюжских метеоритов 25 июня 1296 г. „о полудне найде выстугу над град Устюг облак темен“, из туч „блистая молнии блистание беспрестани... огненные же тучи хотяху со тупигися вместе“, после чего „разводящися облакы огнени на все страны и пондога на места дустинная и таме поломиша на пустынях многия леса и дубри,

37

35

многим и бесчисленным камением поломило лес и дебри овы дре-
са ис корени избиши, а иныя вполы положиша°. Мы увидим почти
точное описание такой же картины 657 лет спустя при падении Си-
доте-Алиньского метеорита. В народе яркий пылевой след связывался
с представлением о возникшей трещине в небосводе („небо раздвои-
лось“), сквозь которую проникает „свет азиреченный“ по „объясне-
нию“ церковных деятелей. В Никоновской летописи, сообщается, что
19 (?). V. 1421 г. произошло падение метеоритов „изо облака“, а
29. XI. (9. XII. н. ст.) 1662 г. „показалась по небу аки бы молния, небо
надвое раздвоилось и потом камение падали с великою яростию ве-
ликое и малое горячее“. Ряд описаний пылевых следов из сибирских
летописей 17—18 вв. был приведен проф. Дравертом. В них содержит-
ся аккуратное и бесхитростное описание явления, каким оно представ-
лялось глазам очевидцев [8].

1 декабря 1898 г. в Полтаве наблюдался полет яркого болида,
оставившего след. В. А. Баянский сделал несколько снимков с него,
которые и прислал Русскому Астрономическому обществу, основан-
ному за несколько лет до того. Эти фотографии, погибшие в бомбе-
ду 1942 г. в Ленинграде, были первыми в мире. Вторую фотографию
получили также русские ученые: в Монголии П. Г. Бадмаев, а
спутник П. К. Козлова, сфотографировал поразительный след болида
29. XII. (12. XII. н. ст.) 1905 г. из Ха Тау-О, Южное Гоби: его нижняя
часть на фоне зари была темной, а верхняя часть, в лучах Солнца—
светлой. Болид, появившийся в 5 ч. дня „по пути своего полета ос-
тавлял едва заметную сероватую полосу и, склонившись градусом
до 10 к горизонту, мгновенно превратился в густое облачко дыма,
образовавшее затем змееобразную фигуру... Змееобразная полоска
представлялась очень эффектной в области нижней трети, попавшей
в сферу наиболее густой окраски пустынной зари, тогда как средняя
треть походила на яркую белизну кучевых облаков, а верхняя пред-
ставляла простой серый дым“.

Большой Тунгусский метеорит, пролетевший в Сибири в 7 ч. утра
30. VI. 1908 г., оставлял после своего полета след, отмеченный многи-
ми лицами. В начальной стадии он был бледным, затем более плот-
ным (это явление отмечается постоянно, так как в более разрежен-
ных областях разрушение метеорного тела идет менее интенсивно,
чем в более плотных нижних слоях и достигает по видимому макси-
муму в нижнем участке пути). Этот след завивался клубками из-за
вихревых движений в воздухе. Напомним, что в следе Оханского
метеорита 30. VIII. 1587 г. наблюдалось спиральное закручивание. В
с. Кежме на Ангаре пылевой след Тунгусского метеорита был сначала
смещать к востоку и он прошел перед Солнцем. В этот момент появи-
лись „радужные полосы... синие, зеленые, красные“, т. е. имели место
призрация. По наблюдению Н. Т. Науменко (Кежма) в это время след
стал „во много раз шире“. В связи с падением метеорита и взрывом,
а также оттого, что метеорит сопровождали пылевые массы, в зем-
ной атмосфере возникали оптические аномалии.

Замечательный пример еще одного пылевого следа дал метеорит
Богуславка, выпавший в 11 ч. 49 м. утра 5/18. X. 1916 г. в Примор-
ской области близ станции КВЖД Гродеково-Хорватово в долине
р. Бэйчунь. В с. Григорьеве бл. Никольска Уссурийского наблюдалась
„неяркая полоса сгущенного серого дыма... На горизонте... черное
густое облако дыма“, рассеявшееся в 12 ч. 07 м. Этот же след был
виден за 350 км в Китае (В. П. Назаров) с Муданьчанского плоско-

горя из Хуан Ту-дза. Болид был красным, а след при полете в виде дыма. И. В. Сапелькин в 1933 г. рассказывал автору, что в 16 км от Никольска-Уссурийского он и инж. П. Н. Бондарь видели, что болид „с Луну“ оставлял туманный, быстро растаявший след. Это относится к верхней части траектории. В нижней части, ближе к указанному „черному облаку“, след был весьма грандиозным (поприсущу Боку, переданному автору его очевидцем в 1933 г.). При движении болида было видно, как сквозь густой темный след моментами прорывались огненные струи. Поднятые метеориты: два из которых находятся в коллекции АН СССР, третий — в Японии, общим весом свыше четверти тонны, оказались железными. Таким образом пылевые следы производят не только каменные, но и железные метеориты. Впрочем при космических скоростях состав вещества не играет главной роли в образовании следа. При падении Сихоте-Алиньского железного метеорита также возник мощный пылевой след. В обоих случаях, как и вообще, происходит быстрое расширение следа, особенно в его верхней части.

В 1916 г. в Томске наблюдался след болида, причем была получена для него третья фотография, находящаяся в Комитете по метеоритам АН СССР; на ней след болида виден как серая искривленная полоска 21. I. 1924 г. в г. Тара, Омской области, в сумерках прошел яркий болид. Между 16 ч. 40 м. и 1 ч. 30 м., т. е. в течение 50 мин., он образовал 4 петли, отмеченные А. Л. Слоицким. След болида 1931 г. на Ангарской Стрелке был виден несколько минут. 26. XII. 1933 г. при падении каменного метеорита Первомайский поселок вблизи Юрьева Польского возник пылевой след, в одном из пунктов проектировавшийся на диск Луны в фазе 9 дней. Возник радужный венчик как и при Тунгусском падении, но диаметру которого автор нашел размер пылинок следа (десятые микрона). Замечательный пылевой след протянулся над Оренбургской (ниже Чкаловской) областью 13 VI. 1936 г. перед закатом Солнца. Так как сюда съехались многие экспедиции для наблюдения полного затмения 19. VI. 1936 г., то этот след наблюдался астрономами (что является редчайшим случаем). Желтый болид с крутым падением — 7 зв. вел. прошел на еще светлом небе без звезд и оставил след, видимый полчаса. Его точка исчезновения по очень хорошим наблюдениям из Саярчина, Ак Булака, Сары и др. оказалась на высоте Н_э = 24 км. Еёс из экспедиции Бюро Стандартов США нашел его поверхность яркость в первые минуты, равную 0,4 фут-свечей (свет неба исключен).

24. XI. 1936 г. в 16 ч. 40 м. (VI тора) над Казахстаном и Северной Киргизией прошел грандиозный болид, наблюдавшийся на обширной территории. Его полет явился крупным событием в жизни области из-за мощности звуковых и оптических явлений. След, освещаемый заходящим Солнцем (в некоторых местах уже зашедшим) был виден с час. Здесь несомненно имело место падение метеорита, но не найденного из-за слабой населенности района. Техника, сильно выросшая за время Второй Мировой войны и давшая развитие ряду областей метеорной астрономии, в отношении изучения пылевых следов, дала немного. Можно лишь было заключить о сходстве явлений, возникающих при конденсации водяного пара на продуктах створания мотора самолета и болидов. 18. X. 1941 г. в 17 ч. 10 м., т. е. опять таки в сумерки, на мысе Чавлин, близ бухты Провидения на Чукотке полетел над Беринговым проливом огненно-красный болид, оставивший яркий след на голубом небе. Различные стадии развития его пылевого следа были сняты Д. Г. Дебабовым. Турбулентция в следе изучена Ягером

Разобранные выше случаи относились к вечерним болидам. Придем теперь к пылевой след, наблюдавшийся утром на рассвете. В 6 ч. 10 в. (V пояс) 2. X. 1933 г. крупный болид, разразившись каменным дождем „Старое Песьяное“ в Курганской области Зап. Сибири, со скоростью 15 км/сек проник под углом 54° к горизонту до высоты 43 км, найденной из теодолитных замеров. Высота появления следа $H_{из} = 82$ км, исчезновения — $H_{ис} = 43$ км, его длина $L_s = 43$ км. Верхняя часть следа расплзлась, как обычно, быстрее нижней, более притом плотной. В сел. Кушме след, продержавшийся 1,4 часа, стал проектироваться на восшедшее Солнце, так что у него возник „верх синий, середина алая и светлая“. Наблюдатели, наиболее близко расположенные к концу траектории, указывают на густой черный „дым“ при полете, перешедший по мере разрежения следа в голубовато-белый (близ горизонта казавшийся желтоватым от поглощения света). Таким образом в плотной стадии след, как и обычное, напр. грозовое, облако, создавал тень, почему и казался темным. Бело-голубой оттенок указывает на высокую степень раздробленности материала метеорита. Вначале линейные размеры следа (ширина) были 0,4 км на высоте 70–80 км и 0,1 км в его нижней части (45 км). Затем след расширился до 6–10 км ширины, а его отдельные части разнесло течениями на 40 и более км одну от другой. Объем следа в первый момент оказался в $2,5$ км³, к концу в сотни раз больше. Нижний предел суммарной массы следа не менее нескольких килограмм, судя по упавшим метеоритам. Образование следа имело место при дроблении метеорита в конце, когда он летел „лавниной“ отдельных ярких частиц, окутанных черным дымом.

23. VI. 1950 г. над пустыней Центральных Каракумов в Туркменистане в лучах вечерней зари прошел болид — 9 вел. из потока Скорпионид под углом 34° к горизонту. Болид появился на $H_1 = 93$ км, его след — ниже на 47 км; точка угасания болида, как обычно, совпала с точкой нижнего конца следа и оказалась на высоте $H_{из} = 25,6$ км. След был виден с Астрофизической лаборатории, Ашхабад, в течение 33 мин. Граница земной тени проходила на высоте 43 км, таким образом след освещался рассеянными, а не прямыми лучами Солнца. Длина следа составляла 40 км из 122 км длины пути болида.

Еще один пылевой след в лучах вечернего заката наблюдался также в юго-западной Туркмении 18. XII. 1950 г. Болид летел над Кара-Кала с северо-востока на юго-запад; падение метеорита должно было произойти в горах Северного Ирана. Совершенно исключительный пылевой след был сфотографирован Ю. Н. Павловым близ Пензы; он был виден на площади 6 областей от Москвы до Пензы. Воздушные течения уже через 20 минут придали ему вид линии двойной кривизны, так что в некоторых местах он проектировался на небо в виде гигантской цифры „3“. Это было 24. IX. 1948 г. Особенно интересен был след Сихоте-Алиньского железного метеорита 12. II. 1947 г., тинувшийся до самой поверхности земли, так как метеорит имел большую массу и ударился в почву со скоростью 0,5–1 км/сек роем кусков. Падение произошло в 10 ч. 36 м. декретного приморского времени, ДВК. Его след был широким, дымным, бурлящим и клубящимся и держался до вечера, т. е. около 8 часов. Вещество следа было совершенно непрозрачным; но вспомним, что дымовые шашки дают мощные дымовые завесы малым количеством вещества и что дым из печной трубы тоже может заслонить Солнце, т. е. уменьшить его яркость не менее чем на 20 зв. величин (считая, что — 6 зв. в. можно хорошо заметить днем), или более чем в 10^6 раз. При полете

из болида желто-белого цвета вырвались красные пламенные струи и тянулся хвост темно-серого цвета, который в голове был черным. Когда след расширился через несколько часов до 10° — 15° , через него начало просвечивать голубое небо. Ночное небо в области полета „казалось значительно ярче, чем в других местах“, а на следующие дни на месте следа образовалась белая облачная полоса конденсации, восстанавливавшая его очертания [17]. На расстоянии 300 км в Улунге было видно, что в первой половине пути следа не было и болид летел со следом только во второй половине пути. След имел сначала резкий край и там, где он проектировался на Солнце, последнее вовсе не было видно. Когда след стал редеть, то Солнце стало просвечивать красноватым диском, что отмечено очень уверенно разными лицами. Художник Медведев в Имане рисовал случайно местный пейзаж и после дорисовал на картине полет метеорита и его дымный след. Из-за штиля общий дрейф следа был мал.

Упомянем некоторые факты из зарубежных данных. Винтообразное движение усматривалось в пылевом следе метеорита Орвиньо 31. VII. 1872 г., пролетавшего над Италией; в следе метеорита Хомстед 12. II. 1872 г. штат Айова, США, было видно сильное движение воздушных масс, возмущенных полетом метеорита. С 1907 г. начал исследование метеорных следов Траубридж, показавший, что газовые следы появляются выше 82 км, а пылевые в основном с $H = 64$ км и ниже. Они особенно часты на высоте 40 км, редки выше 64 км (до 80 км); самый низкий след был отмечен простирающимся до высоты 8 км (падение метеорита Зиммерн в Пруссии 1. VII. 1920 г.). Были получены фотографии пылевых следов болидов 24. XI. 1910 г. (Центральная Индия), 2. VI. 1912 г. в Южной Африке, несколько снимков из разных мест огромного болида 24. III. 1933 г., показавшие первые признаки пылевого следа на высоте 100 км и достигшего потом объема в 4000 км³. Начало интенсивного свечения болида было на $H = 56$ км, где образовалось облачко, видимое еще час спустя после восхода Солнца. К 1920 г. Кальке имел данные о смещении пылевых следов. Размер пылинок Нагаока считал в 10^{-2} — 10^{-3} микрона. В 1931 г. Шефер заключил, что диаметр пылевого следа в первый момент составляет десятки метров при длине в десятки км. Траубридж полагает, что пылевые следы видны также и ночью при свете Луны. В 1941 г. Мохаммед Хан, президент Хайдерабадской академии наук (Индия) сообщил о том, что иногда в лунные ночи видны на мгновение в местах вспышек освещенные Луной пылевые облачка некоторых метеоров 2—3 вел. и ярче. Обычные метеоры не оставляют заметных пылевых следов, так как пролетают выше, где рассеивание частиц следа происходит на большее расстояние. Впрочем, Макс Вольф 22. V. 1911 г. видел метеор со следом в 4', после погасания которого звезда γ Орла, которую он пересек (что бывает вообще редко!), исчезла за 3,5 сек. Может быть звезда исчезла от нарушения оптической прозрачности воздуха: например Л. Уилсон 17. V. 1911 г. наблюдал прохождение метеора в 35' от Юпитера, после чего в телескоп на протяжении 4—5 мин. были видны лишь смутные контуры планеты — так сильно метеор взбаламутил воздух своим полетом. В 1917 г. Эмиль Туше во Франции получил снимки следа одного дневного болида. По сообщению В. Гута в Праге на геофизической обсерватории имеется еще один снимок пылевого следа. 24. III. 1935 г. Ван-Стрален и Груневальд из 2 пунктов Голландии сняли вертикальный след болида и его смещение. Метеорит Пантар, Филиппины, при полете 16. III. 1938 г. создал след, видимый сквозь циррусы. Яркость

явления, его длительность и распространение пленочных камер ныне облегчает сбор документальных данных по пылевым следам. След 2. V. 1939 г. над Техасом был снят такой камерой за $\frac{1}{25}$ сек. В 1940 г. были получены первые 2 снимка одного следа с самолета, и первая цветная фотография „кодахром“, где след вышел чисто белым на голубом небе (получено несколько кадров ручным киноаппаратом). 28. IX. 1953 г. близ Парижа Бламшар получил фото пылевого следа, видимого на закате Солнца в течение часа и превратившегося в светлые облачка. След напоминал конденсационные следы самолетов. Но, к сожалению, обычно эти фотографии остаются без ориентиров и не могут быть научно обработаны. Систематических же наблюдений над пылевыми следами в каком-либо пункте поставить нельзя, так как за несколько десятилетий число таких следов будет 1 или 0. На 250 стойких газовых следов в личном архиве автора пылевых следов только 1 да и то вне программы наблюдений (13. VI. 1936 г., Сагарчин). Имеет смысл, однако, не только проверить „освещенные Луной“ метеоры М. Хана, но и попробовать понаблюдать в бинокли на фоне зари пылевые полосы более слабых метеоров. Обычные метеоры, как известно, заметных, хотя бы и слабых, пылевых следов не оставляют, так как пролетают выше, плотность следа делается заметной только от высот 64 км и ниже, а обычные метеоры сюда не доходят. Если же какой-нибудь метеор сюда попадает, то он уже не „обычный“, а редкий, потому редки и пылевые следы.

Какими путями можно исследовать след, находящийся в воздухе? Наиболее интересным был бы прямой метод получения „пробы“ такого следа с целью определения l — расстояния между пылинками, a — поперечника пылинок: имея в руках собранные пылинки, следовало бы найти их распределение $N=f(a)$ по размерам a , расстояние d между рассеивающими элементами в самой частице. Тогда оптическая структура частицы определится отношением $\frac{a}{\lambda}$, где λ есть длина волны света, рассеивающие свойства пылинки — величиной $\frac{a}{\lambda}$, оптическая структура следа в объеме R характеризуется через $\frac{l}{\lambda}$, а его рассеивающие свойства — величиной $\frac{R}{\lambda}$. Исследование следа оптическими средствами затрудняется тем, что нам неизвестна функция распределения $f(a)$; в атмосфере напр. наличие пылинок и капелек с $a \sim 0,1$ микрона создает атмосферную дымку, очень сильно влияющую на прозрачность воздуха. Если $l < \lambda$, то свет отражался бы от следа, как от сплошного твердого тела. Если $l \sim \lambda$, то возникают явления интерференции света. Если $l > \lambda$, то происходит многократное рассеяние света, при этом играет важную роль величина $\tau = \frac{a^2 R}{l}$, называемая оптической толщиной мутной среды (у нас — следа). Если $\tau \ll 1$ то задача упрощается, так как это означает, что достаточно исследовать однократное рассеивание света одной пылинкой. Такая пылинка может быть прозрачной (напр., силикаты каменных метеоритов), либо совсем непрозрачной (частицы железных метеоритов), но это может относиться только к одному участку спектра, а в других лучах оптические свойства, особенно металлических пылинок, бывают совсем иными. Поэтому можно ожидать различия для ультрафиолетовых и инфракрасных снимков следа и оптических явлений в нем. Для металлических пылинок наиболее рационально производить измерения

поляризации света, отраженного от них. Если γ есть показатель поглощения и n показатель преломления, то для силикатных пылинок можно найти γ по величине поглощения света, прошедшего через лабораторный образец, по коэффициенту отражения которого можно получить и n . Разнообразие γ и n производит разнообразие красок в природе. Мало прозрачные тела отражают одни цвета и пропускают дополнительные; мало поглощающие тела рассеивают свет на элементах мутности и потому одинаково окрашены и в отраженном, и в проходящем свете. Черное тело не отражает и не пропускает света. Как же будет обстоять дело с пылевым следом в целом?

Рассмотрим сначала поведение отдельной пылинки, которую будем считать шариком радиуса a . Помня о волновой природе света, положим $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$. Если $\rho < 0,1$, то такую частицу можно считать малой,

она будет рассеивать свет обратно пропорционально λ^4 , так что мы увидим голубых лучей больше чем красных, как, напр., в свете дневного неба или в кольце Сатурна. В силу волновых свойств света такая частица (прозрачная или нет) рассеивает одинаковое количество света как по направлению падающего света (вперед), так и навстречу ему (назад). Представим теперь себе, что наш шарик гладкий и отражает зеркально, как велосипедный шарик. Ясно, что основное количество света он отразит назад, причем равномерно во все стороны. Это легко видеть, наблюдая отражение света Солнца в таком шарике. Теперь увеличим шарик до $\rho = 1$; из-за дифракции света часть световой энергии начнет перебрасываться вперед в теневую область, так что при $\rho = 3$ вперед и назад будет рассеиваться света поровну. При $\rho = 6$ наступает переход к "крупным" частицам. Возьмем шарик с $\rho = 10$. Он может быть прозрачным, как стеклянный, или непрозрачный, как угольный или как зеркальный. В первом случае световая энергия, пройдя через шарик, рассеется вперед и назад ничего не отразится. Практически соотношение будет около 94% и 6%. Зеркальный шарик даст простое сферическое отражение назад, впереди него будет тень. Черный угольный шарик назад ничего не даст, а практически из-за дифракции и отражения некоторое количество энергии пойдет вперед. Теперь посмотрим, что даст облако частиц, т. е. пылевой след. Сначала допустим, что все шарики одного размера. Облако малых частиц ($\rho < 0,1$), прозрачных и непрозрачных, если оно не слишком густое, будет казаться голубовато-белым, если же очень густое, то начнет давать теневые явления. Пусть теперь будет облако из "больших" частиц ($\rho > 10$). Оказывается, что рассеяние от массы таких частиц происходит так же, как от шара того же объема. Мало того мы считали частицы шариками. Оказывается, что очень вытянутые частицы (типа палочки), или очень сжатые (лепешечки), беспорядочно ориентированные, будут рассеивать также, как и шар, но только несколько иного объема. Гораздо сильнее сказывается влияние неоднородности частиц, когда они неодинаковы. Тогда появляется добавочное рассеяние, которое может исказить довольно сильно теоретически ожидаемую "индикатрису рассеяния". Таким образом для пылевого облака важно было бы измерить прозрачность в слое, толщина которого известна, найти индикатрису рассеяния и определить степень поляризации рассеянного света. Все это лучше всего делать в лучах одного цвета. Смещение угла β наибольшей степени поляризации происходит закономерно при измерении ρ от 0 до 1, поэтому, измерив β , можно судить о размере частиц. Если I есть количество света, прошедшее путь L в облаке, а I_0 — начальное

количество света, то величина $\epsilon = \frac{1}{L} \log \frac{I_0}{I}$ называется коэффициентом экстинкции. Зная его, легко определить число пылинок N в 1 см^3 , так как с учетом дифракции оказывается, что $\epsilon = 2\pi N a^2$, в общем количестве пыли в граммах на см^3 будет $M = \frac{2}{3} a^3 \epsilon$. Всем известно, что вблизи Солнца небо кажется ярким: причиной тут индикатрисса рассеяния, направленная вперед. Околосолнечное сияние тем ярче, чем больше N . Есть еще замечательное явление — венцы или gloria вокруг тени головы, падающей на облако тумана, на пыльную почву или на росинки. Gloria видна вокруг тени самолета, попадающей на облако. Это дифракционное явление происходит из-за рассеяния света „назад“. Им же объясняется „Брокенский призрак“ и наличие обычной иконописцев изображать венчики вокруг головы. Дифракционные круги или ратужные „венцы“ вокруг Луны обязаны происхождением рассеянию „вперед“, это явление наблюдается в пылевой атмосфере (кольца Бишопа), на капельках воды и кристалликах льда в облаках или на замерзших окнах. Угловой радиус θ такого круга, радиус частицы r в зависимости от порядка n кольца и длина волны λ связаны формулой Пернтье $r = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \sqrt{n + 0.22}$. Например, красно-бурое кольцо при извержении Кракатау дало размер вулканических пылинок $a = 1,5$ микрона.

Вернемся к данным о пылевых следах. Дифракционные кольца наблюдались в них трижды у нас в СССР — в 1903, 1933 и 1947 гг. и видимо также при падении Старого Песьяного в 1933 г. Для радиуса кольца первого порядка ($n = 1$), примем $\theta = 6^\circ$, тогда $a = 3,5$ микрона $\approx 44 \rho$, следовательно частицы пылевых следов были „крупными“. Когда нибудь, поднявшись выше следа, можно будет увидеть на нем gloria, так как для $\theta = 6^\circ$ зеркальные шарики отражают 25% назад и 75% вперед (при $\rho = 0$ и 1 это соотношение соответственно есть 80:20 и 67:33). То, что шарики можно принять за зеркальные, видно из работ Е. Д. Кринова, нашедшего их как на поверхности самих метеоритов, так и на месте падения Сихотэ-Алинского метеорита: шарики блестящи, словно никелированы. Вероятно также гладки и блестящи силикатные шарики судя по данным опытов с их плавлением и пудверизацией. В том и другом случае они оказываются микроскопическими капельками, слетыми с расплавленной поверхности тела и пудверизованными в воздухе. Имеются ли в пылевых следах частицы неправильной, обломочной формы, мы не знаем, но если они и есть, то влияние формы для малых частиц является второстепенным в рассеянии света. Здесь важны размеры r и число частиц N . Лабораторные исследования дымов табака, ладана, копоти, нашатыря и др. показывают, что в видимой области спектра коэффициент поглощения $K = a^2 \lambda^{-2}$, причем при $a = 10^{-2}$ микрона и менее, $x = 6$, $\alpha = 4$; при $a = 10$ микрон и более, $x = 2$, $\alpha \rightarrow 0$, т. е. более крупные частицы пропускают свет, не окрашивая его. Для частиц в 1 и 0,1 микроны соответственно $x = 3,2$ и 4,8 и $\alpha = 1,2$ и 2,8. Это использовал В. Г. Фесенков для оценки размеров частиц выброшенных в атмосферу взрывом Тунгусского метеорита; он получил их радиус $a = 1$ микрон. Можно думать, что при движении метеорита на разных высотах будут формироваться частицы разных размеров и что в каждый данный момент полета образующиеся частицы могут быть также различными. Надлеж то расстояние D , пройдя которое в пылевом следе интенсивность света уменьшится в $e = 2,718... \text{ раз}$

(e -неперово основание). Если a есть коэффициент ослабления, то $D = \frac{1}{a} = \frac{1}{2\pi a^2 N}$; выражая a в микронах, плотность δ в г/см³, число частиц N на см³, q массу частиц в г/м³, мы получим $D = \frac{2ab}{3q} \cdot 100$ метров. Мы уже видели, как велико поглощение в дыме печной трубы, где D может оказаться менее дециметра: в облаках водяного пара обычно $D = 5-10$ м, в обычном тумане 500 м. Измерим всю длину пути светового луча в пылевом облаке, выразив ее в единицах D . Мы получим отвлеченное число, называемое оптической толщиной T . При $T = 3$ из 100% упавшего света сквозь тело пройдет только 1% или около 5%. Для ориентировки укажем, что в обычном тумане при диаметре капелек 10 микрон среднее расстояние $l = 4-5$ мм и $q = 6$ миллиграмм/м³. В густом тумане капли крупнее, около 100 микрон, $l = 20$ мм, q больше в 9-10 раз, а в облаках — в 25-80 раз. П. Полатбеков исследовал лабораторно поглощение света одной частицей каменного метеорита Старое Песьяное, пылевой след которого нами был описан. Им произведено измерение в чистой воде и в воде, с примесью порошка метеорита (суспензии), причем подсчитывалось число N частиц. Спектр поглощения сфотографировался. При $\lambda = 1,3$ и 2,6 миллиона на см³ оказалось, что размеры частиц $r = 3$, причем частиц с $r = 4$ или 2 было меньше в несколько раз. Коэффициент ослабления света есть K ; на одну частицу получается $\chi = \frac{K}{N} = 0,05, 10^{-6}$ в зеленых лучах и в 2,5 раза больше в синих. Более мелкие частицы дают меньшее χ , хотя и непропорционально радиусу. Общеизвестно, что наиболее непрозрачным будет такой туман, где $2\pi a = \lambda$ (Г. И. Покровский, 1939). Пылинки комнатного воздуха, видимые в луче солнечного света, в среднем имеют размер 0,5 микрона.

Наиболее распространена следующая классификация мелких частиц-взвесей (аэрозолей).

1. Пыль — размер свыше 10 микрон, падение в воздухе с ускорением, диффузия места не имеет. Ее совокупность есть аэрозоль.

2. Туман — размер от 10 до 0,1 микрона, падение в воздухе с постоянной, но малой скоростью, диффузии нет. Частицы твердые или жидкие.

3. Дым — размер 0,1 до 0,001 микрона, падения не происходит, движение подобно молекулам газа, частицы участвуют в броуновом движении, диффундируют.

Опыт показывает, что частицы размером > 1 микрона в воздухе не могут долго оставаться: они слипаются, соединяются с ионами, укрупняются и потому выпадают на землю, как говорят — коагулируют (обратный процесс есть пептизация). Такие частицы неустойчивы и загрязняют воздух временно. Постоянное загрязнение создают более мелкие частицы. Например, частицы взрыва Кракатоа носились на высотах 8-24 км более 5 лет. Одинаковая электростатическая зарядность частиц тумана приводит также к его относительной устойчивости. Наблюдениями [12] в лаборатории над жизнью дымов найдено, что нет пропорциональности между концентрацией и яркостью. Напр., в очень тонких дымах увеличение отражения происходит через несколько времени после образования дыма, причем оно связано с изменением цвета дыма. В других случаях дымы с большей концентрацией частиц почти прозрачны, напр., дым автомашин. С увеличением степени измельчения частиц общая яркость облака частиц растет при том же количестве

материала; это справедливо в больших пределах. При медленном дымообразовании возникают крупные дымовые частицы и обратно. Дым с концентрацией 50 мг/м^3 изменяется не слишком быстро (часами), причем изменение числа частиц со временем одинаково для разных дымов. При испарении металлов всегда (кроме Au, Ag и Pt) в электролите получаются дым из их окислов; при этом частицы дыма получались сильно заряженными, как и при бурных химических дымообразующих реакциях. При низкой температуре этого нет, зато частицы оказываются заряженными потом, видимо за счёт присоединения ионов воздуха. Таковы свойства металлических аэрозолей, соответствующих пылевым следам железных метеоритов. Поскольку их шары найдены металлическими, то это значит, что они были слиты при "низкой" температуре из вязкой пленки застывающего железа. Действительно, многие шарики имеют вид капельки с хвостиком или, как пузырьки, полые внутри. В электрическом поле частицы окислов железа Fe_2O_3 образовывали цепочки, тогда как в отсутствии поля этого не было, как и напр. для окиси кремния SiO_2 . Окись магния дает довольно большие шарики. При возникновении дымовых частиц играет роль концентрации, температура, давление, размер и электрическое состояние. Степень дисперсности определяет устойчивость дыма: крупные частицы коагулируют быстрее. Кроме того, с понижением концентрации ниже некоторого предела аэрозоль становится устойчивым, напр. при $N=10^6-10^8$ на см^3 . Аэрозольное облако обычно полидисперсно — в нем всегда представлены частицы разной величины. Плотность каждой пылинки всегда ниже плотности вещества, из которого она возникла в 2—10, обычно в 4—6 раз, поэтому она при расчётах заменяется эквивалентной ей сферической. Считается, что устойчивость дымового облака не зависит от его электрических свойств, хотя напр. действием ультрафиолетовой радиации пылинки заряжаются. Работа, идущая на образование пылинок, пропорциональна их суммарной площади, подчас очень большой: напр., 1 мм^3 вещества, превращенного в 10^9 кубиков по 1 куб. микрон будут иметь поверхность $0,6 \text{ кв. метра}$. Механическое измельчение твердых тел не дает частиц мельче 10 микрон и с трудом удается рядом приемов получить 1 микрон . Гораздо легче получается распыление жидкости, причем степень дисперсности пропорциональна энергии удара и тем больше, чем меньше вязкость, плотность и поверхностное натяжение жидкости, причем оказывается, что процессе пульверизации связан с возникновением пузырьков с тонкими стенками. При лопании последних они еще разбиваются на более мелкие части, принимающие сферическую форму, как имеющую наименьшую энергию (Ю. И. Вейдер, Г. П. Лучинский, 6, стр. 25). Наиболее высокую дисперсию дают взрывы, так как газовая волна ударяет с большой энергией и преодолевает силы сцепления. Вещества с высокой температурой кипения, будучи жидкими, могут насытить своими парами потоки горячего воздуха. После их охлаждения может выделиться (конденсация) высокодисперсный аэрозоль. При $t > 500^\circ$ уже трудно искусственно получить из данного вещества дым: его окажется слишком мало. При взрывах иногда конденсация паров вещества происходит на раздробленных пылинках того же вещества. Оседание пылинок в воздухе определяется формулой Стокса (1852 г.) в пределах от $0,4$ до 100 микрон :
$$v = \frac{2}{9} a^2 g \frac{\rho_p - \rho}{\eta}$$

где a — радиус частицы, ρ и ρ_p плотность воздуха и частицы, g — ускорение силы тяжести и η коэффициент вязкости ($1,8 \cdot 10^{-4}$). Частицы падают в воздухе так, чтобы сопротивление движению оказалось наи-

большим, напр. пластинки — плашмя, бруски — горизонтально и т. д. На более крупных частицах сказывается влияние энергии воздуха, который сжимается и замедляет падение. Такие „надстоксовы“ частицы нам не будут встречаться. Численно скорость падения для шарика плотности $\rho_m = 1$ такова (Стокс-Милликен).

Табл. 1

Радиус шарика $r=100$	10	1	0,1	0,01	0,001 микрона
Скорость падения 120	12	0,013	0,00022	0,000011	10^{-6} см/сек

При $a = 0,1$ микрона размер шарика делается сравнимым с длиной пути свободного пробега молекул воздуха, шарик начинает проскальзывать между ними и сопротивление падению уменьшается, что учтено в данной табличке. У частиц $0,05-0,1$ микрона скорость оседания делается такой, как и скорость броуновского движения и падение начинает происходить зигзагообразно. Более мелкие частицы участвуют в молекулярном движении газа и не оседают. Опытом это нашел Винкель для дымов окиси железа. В случае метеорных следов развевание их ветром оказывает большее действие, чем старение дыма от коагуляции и осадения, поэтому эти два явления должны играть второстепенную роль. Если концентрация N становится менее 10^6 на см^3 , то коагуляция, играющей роль рекомбинации в ионных следах, можно пренебрегать. Каково N в пылевых следах? Мы знаем, что с 1 см^2 поверхности метеорита в полете за 1 сек. может срываться слой до $4-7$ мм толщины. Пусть полет метеорита в 300 кг длится 8 сек, из них 4 сек со следом, длиной 80 км и начальной шириной 100 м . Потеря вещества при плотности $\delta = 3$ составит около 100 кг , которые, будучи равномерно рассеяны в пылевом цилиндре следа, дадут плотность $4 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$. Приняв размеры пылинки следа в 1 куб. микрон, мы найдем их число в 1 см^3 равным $N = 130$. Только при ширине следа в 10 раз меньшей, что может длиться лишь мгновение, $N = 1,3 \cdot 10^4 \text{ см}^3$. Таким образом коагуляцией в пылевых следах метеоров можно вполне пренебрегать. Только в случае присутствия субмикроскопических частиц, оптически заметных, но в массе составляющих лишь несколько процентов вещества следа, это имело бы значение, но удельная роль таких частиц, как видим, невелика. Пылевой след, образованный метеорным телом в атмосфере, становится составной частью этой последней и в своем поведении обязан подчиняться законам поведения воздуха — напр. участвовать в термической и динамической циркуляции и турбулентции. Чем последняя выше, тем быстрее идет перемешивание следа с чистым воздухом и быстрее разрушается пылевой след.

По причине недостаточности концентрации N частиц следа в нем можно было бы пренебрегать многократным рассеянием света, если бы оптическая толщина не была велика. Из-за многократности рассеяния возникают те дифракционные явления, о которых мы говорили и по этой же причине поляризация отраженного света уменьшается, свет в некоторой степени деполаризуется. К сожалению, мы не знаем пока таких измерений; их следовало бы производить в трех положениях под 60° . Добавочное освещение следа рассеянным светом неба также уменьшает степень поляризации и придает белесоватый оттенок. На границе следа происходит частичное отражение света, на величину которого (альбедо) оказывает влияние количество света, по-

лощенного и рассеянного внутри следа. Однако видимая яркость следа будет зависеть от того, под каким углом его освещает Солнце. В облаке частиц происходит рассеяние света. Его производят частицы с $\rho \ll 1$ (молекулярное рассеяние Рэлея), $\rho \sim 1$ (дифракционное рассеяние Ми) и преломление и отражение по законам геометрической оптики в случае $\rho \gg 1$ (геометрическое рассеяние Френеля). Эти три вида рассеяния плавно переходят друг в друга; иногда в одном облаке можно одновременно получить все три вида рассеяния. В первом случае интенсивность рассеянного света F пропорциональна квадрату объема V частицы или a^3 , что следует из закона Рэлея $F = \frac{24\pi^5}{\lambda^4}$.

$\left(\frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + 2n_0^2}\right)^2$, где n и n_0 коэффициенты преломления частицы и воздуха.

Изучая рассеяние света, удалось даже установить, какие молекулы газа вытянуты или сплюснуты. Центрами дифракционного рассеяния являются пылинки; оно является для нас основным фактором, определяющим оптические свойства пылевых следов, а так как a близко к λ , то малые изменения исходных параметров могут привести даже к противоположным результатам. Интенсивность рассеяния будет зависеть от диаграммы направленности, длины волны и некоторой степени радиуса. Это — известный нам случай из радиолокации, где размеры излучателя и длина волны одного порядка. Мы уже видели, что при $a = 1$ микрон $\rho = 11$, так что частицы будут считаться крупными: для них геометрическое рассеяние дает 16,8% энергии, рассеиваемой назад и в стороны, тогда как 83,2% обогнет частицу и пройдет вперед. Поэтому пылевое облако вблизи Солнца будет особенно ярким; то же происходит на небе в сегменте зари. Таким образом, дифракционное рассеяние в нашем случае является основным. Если бы можно было измерить из двух пунктов по разным направлениям яркость облака, тогда, используя рассеяния, по соотношению яркостей можно было бы найти размер частиц пыли. Например, по Ф. Ф. Юдаlevичу для синего света ($\lambda = 0,525$ микрон), это отношение для углов 160° и 20° равно 0,01. Изменение размера частиц всего в два раза увеличивает эту цифру в десятки раз, так что метод был бы очень точным. Совместное действие молекулярного и дифракционного рассеяния приводит к тому, что в законе Рэлея интенсивность рассеяния будет убывать пропорционально λ^{-6} , где $b < 4$. Наблюдая облако "на просвет", можно было бы найти общее поглощение света, хотя нужно помнить, что здесь действует также избирательное поглощение. В лучах одной волны прозрачность облака может быть совсем не такой, как в другом цвете. Шулейкин доказал наличие максимума прозрачности при некоторой λ , например, для капелек воды в 1—2 микрона $\lambda = 0,490$ мк. У более крупных частиц, где рассеяние геометрическое, этого нет. Прозрачность пылевых облаков как из мелких, так и из крупных частиц увеличивается к красной части, что хорошо известно из применения светофильтров в биноклях и фотоаппаратах. Размеры частиц искусственных лабораторных дымов, включая сажу, обычно равны 1—2 микрон. У них поглощение наибольшее в видимом спектре. Более крупные частицы (2—14 микрон) рассеивают и ослабляют одинаково все длины волн. Здесь рассеяние пропорционально квадрату радиуса: таким образом переход от второй к шестой степени радиуса происходит плавно между $\rho = 6$ и 2, напр. для $\lambda = 0,61$ при $a = 0,26$ —0,29 и 0,31—0,35 микрон $\rho = 2,8$ и 3,4 и соответственно показатель 3,8 и 2,2. Для рыхлых пылинок дело будет обстоять иначе: интенсивность рассеянного света может быть пропорциональна их объему и

зависеть от формы. В пылевых следах каменных метеоритов вероятно можно встретить большее разнообразие формы и размеров частиц, чем у железных метеоритов. К сожалению, оказывается невозможным, измерить интенсивность облака, выходящую N и λ , и только для больших частиц, когда справедлив закон квадрата радиуса, это возможно, как доказали Траубер и Вернер. Это уже область геометрического рассеяния. Диаграммы рассеяния здесь также направлены вперед с коэффициентом направленности напр. для капли воды, равным 24, соотношением λ и λ_0 поперечному 0,168, рассеяние независимо от λ , что хорошо проецируется напр. на обычных облаках. На металлических шариках преломленная энергия во фронт и потому лепесток диаграммы рассеяния будет направлен не вперед, а назад, металлические шарики будут действовать как непрозрачные экраны. Таким образом, пылевые следы метеоритов каменных и железных, если они состоят из таких крупных частиц ($>2-3$ микрона), будут отличаться по виду: проектируясь на диск Солнца или Луны, они не создадут вокруг них таких ярких ореолов, как более мелкие частицы с дифракционным рассеянием. Действительно, при падении Сихотэ-Алиньского метеорита „железное облако“ дало лишь поглощение солнечного света и потом его частичное окрашивание, а для Тунгусского и других каменных метеоритов наблюдались радужные дифракционные явления в следе.

При малой концентрации или малом объеме облака происходит однократное рассеяние света и суммарное действие облака равно действию одной частицы, помноженному на число частиц. Если же концентрация велика и либо облако очень протяженное, то рассеяние света происходит после ряда отражений. Если частицы занимают $1:10^6$ объема, то хотя такое многократное рассеяние и имеется, но оно мало заметно. Так как пылевые следы обычно густы и непрозрачны, то приходится считать, что в них кроме основной массы частиц сравнительно крупных (напр., порядка 1 мк) присутствует еще малое количество мелких по количеству число субмикроскопических частиц, напр. с $a=0,1-0,01$ мк. В. В. Шудебным доказано, что при сильном многократном рассеянии ослабление потока света идет не по показательному закону Ламберта $J=J_0 e^{-\mu x}$, а по гиперболическому $J=J_0 + 4B/\mu x$, где B есть коэффициент рассеяния. Кроме того, происходит „осреднение“ спектрального состава и деполяризация. В целом пылевое облако оказывается вполне непрозрачным, белым, мало поляризуемым. Вдобавок в нем сильно увеличивается поглощение, пропорциональное площади частиц (а не массе их). Частицы угля с $a=0,18$ мк в желтозеленых лучах $\lambda=0,50-0,70$ мк поглощают 20-15% по вычислению и опыту, общих же формул не существует. Если существует в видимом спектре область избирательного поглощения света, то пылевое облако окажется окрашенным. Мы обычно этого не наблюдаем очевидно потому, что в облаке присутствуют частицы разных размеров с разными областями поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астапович И. С. — Большой Тунгусский метеорит. II. Результаты исследования Природа 40, № 3, 11-23, 1911, лит-ра 89 впаз. Стр. 14 — пылевой след Тунгусского метеорита, его признаки.
2. Он же — Новые данные о Тунгусском метеорите. Природа 30, № 4, 8-27, 1911. Стр. 19-20. О пылевых облаках и их роли в атмосфере.

3. Он же — Инструкция для наблюдений болидов. Бюлл. ВАО № 5 1940, стр. 14. Имеются указания к наблюдению газовых и пылевых следов.
4. Он же — Метеорные методы исследования стратосферы. Уч. зап. Саратов. ун-та 15, в. 3 Астр.-физ. 82—99, 1940. Стр. 89—90 первое определение размеров пылинки следа по дифракционным явлениям.
5. Ватюлин Н. — Пыль. М.—Л., 1935, 80 стр. Обзор по атмосферной пыли.
6. Вейцер Ю. И., Лучинский Г. П. — Химия и физика мискирующего дымов. М.—Л. 1938, 320 стр. Отдельные главы излагают оптические явления в дымовом облаке, рассеяние и поглощение света на пылинках, устойчивость дымового облака и поведение его в атмосфере. Изд. 2, 1947 г.
7. Дебабов Д. Г. — Редкое зрелище — падение метеора. Огонек 1944, № 1, стр. 12. Имеются 3 фотоследа, описание неточно. Одна фотография в книге „Мастера фотографии“, 1952, М.
8. Драверт П. Л. — Воздушные страхи Тобольска в старину. Отд. оттиск из ж. „Сибирские огни“ Новосибирск 1940 г. Летонисные данные о болидах 17—18 вв. и о их пылевых следах.
9. Джиббс — Аэрозоли. М., 1929.
10. Известия Русск. астр. об-ва 7, № 7—9—12. Журнал общего собрания от 17. XII. 1898 г., сообщение С. П. Гаакина.
11. Крюков Г. П. — Инструкция по наблюдению падений, поискам и сбору метеоритов. М.—Л., 1950, 32 стр. Имеются указания к наблюдениям положения следов болидов.
12. Козлов Г. К. — Изв. Русск. геогр. об-ва 43, 213. Фотография следа болида.
13. Полатбеков Н. Ф. — Исследование оптических свойств метеоритного вещества. Изв. АН УзССР, сер. астр. и физ. в. 3, 1948, стр. 42—41.
14. Саврухин А. П. — Исследование болида 1960 июня 23 и дрейфа его следа. Изв. АН Туркм. ССР № 3, 69—73, 1961. 1 фот.
15. Святский Д. О. — Астрономические явления в русских летописях. Изд., 1915. Летописные данные о падениях болидов 11—17 вв.
16. Фесенков В. П. — Помутнение атмосферы, произведенное падением Луговского метеорита 30 июля 1908 г. Метеоритика 6, 8—12, 1949.
17. Он же — Обстоятельства падения Сихотэ-Алинского метеорита. Изв. АН УзССР, сер. астр. и физ., в. 3—11. Описание следа.
18. Падение метеорита в Приморской области. Изв. РО. ИМ 5, № 5 (14), 297—298, 1936. Описание следа метеорита Богуставки (Рез.).
19. Хайташвили В. П. — Падение болида в Грузии. Описание следов метеорита в системе координат. М.—Л., 1951. 1 фот. Описание следа метеорита в системе координат.
20. Шварцман А. — Рассеяние света в мутной среде. М.—Л., 1941, 128 стр., глава 13 в прил. Луний облик вопроса.
21. Hoffmeister C. — Die Meteore I, 134 стр., Leipzig.
22. Nielsen A. — Medd. Ole Romer obs. Aarhus, 23—30, 1953. Фото пылевого следа болида 8. III. 1951 г. в конусе зрения.
23. Nfninger H. H. — Sky and Tel. 7, 12, 297—295, 1943. Две фотографии пылевого следа метеорита Нор-он, падение 18. II. 1945 г.
24. Olivier G. P. — Meteors, Balt. 1925, 276 стр. Глава 13—метеорные следы.
25. Unton obs. Circ № 1, 1912, Капиталт. Фото пылевого следа 2. VI. 1912 г.
26. Maisch W. — Zts. ang. Meteor. 50, 325, 1933. Метеорные следы.
27. Hulbut E. — Publ. astr. Soc. Pac. 44, 178, 1932. Дрейф следов.
28. Kahlke, S. — Ann. d. Hydrogr. 1921, сентябрь. Смещение следов под действием воздушных течений.

**ON THE REASONS OF VARIOUS ABUNDANCES
OF HYDROGENE IN PLANETS**

O.J.SCHMIDT's cosmogonical theory created general premises for explaining various abundances of different elements in the planets. This explanation was given in L.E. GUREVICH's and my article, published in 1950(1).

Shortly the explanation was following. In proto-planetary cloud with great abundance of hydrogene and helium the substances with low temperature of condensation have transformed into dust. The dust component was concentrated in the equatorial plane creating the most flattened out subsystem in the protoplanetary cloud, in other words, creating around the Sun a ring like that of Saturn. Inner parts of the ring heated by the solar radiation might consist of the particles of refractory substances, such as metals, different oxides, etc. In the outer parts the ices of different volatile substances condensed on the particles, making their masses many times greater.

That is why the planets near the Sun have small masses and consist mostly of stones and metals, but the planets of Jupiter group are of great masses and consist of light substances.

Our theory explaining the most sufficient nature of planets led at the first glance to the conclusion that the density of the planetary substances must increase with the greater distances from the Sun. In fact the substance of

Uranus and Neptune are of smaller density than that of the Jupiter and Saturn. In this report we shall try to explain this peculiarity.

The peripheral parts of the greatly oblate dust subsystem are not heated by the Sun radiation. Only the stars' radiation $10^{-2} \text{erg/cm}^2 \text{sec}$ heats these parts of the dust subsystem. This radiation can heat the dust only up to 3°K .

The most intensive source of energy is the friction of large protoplanetary bodies when they go through the dust subsystem.

These large bodies create not greatly flattened out subsystem. The distant gravitational interaction between these bodies is equivalent to elastic collisions. The thickness of oblate subsystem of elastically colliding bodies increase if this process is not limited by the friction. When the friction is not sufficient the eccentricities and the cosinus of the inclinations of orbits reach after some time some stationary value not of great difference from 0,5.

Let us define terms as follows: m - mass, V - velocity, r - radius of the bodies, H - the thickness of the subsystem, and s - the surface density or mass per column of the unitary cross section perpendicular to the equatorial plane.

The terms referring to the dust subsystem will be defined as index "1" and to the large bodies subsystem as index "2".

In column of the unitary cross section large bodies gives small bodies and dust the following energy per second:

$$e = 0,30 \frac{V_2^3 S_1 S_2}{m H_2} r_e^2 \quad (1)$$

where r_e - is the medium effective radius of large bodies in collisions with small bodies.

In the case of gravitational interaction:

$$r_e = \frac{am_2}{V_2^2} \left[1 + 8 \ell_n \left(1,57 \frac{H_1 V_2^2}{am_2} \right) \right] \quad (2)$$

here a is gravitational constant. In the case of direct collisions $r_e = r_2$. Produced energy e is very roughly determined by formula (1), because we do not know what portion of solid protoplanetary substance was dispersed. In order to define S , a complicated theory must be needed. The large bodies are broken by direct collisions and their splinters add to the dust and small bodies subsystems. On the other hand the substance of these subsystems is drawn by large bodies. That is why S , is defined by the complicated dynamic balance.

According to the formula (1) e is in the limits of $0,1 \cdot 100 \text{ erg/cm}^2\text{sec}$ for different distances from the Sun. It is sufficient to heat the particles above 5°K but not more than 30°K .

Substance	H ₂	CH ₄	OH	HCl	H ₂ S	NH ₃
Evaporation energy in ev	0,01	0,10	0,17	0,20	0,22	0,32
Temperature of evaporation °K	6	32	47	65	74	93

reasons.

One of them is that the high temperature of the gas near the Sun might make the hydrogen accretion impossible. Then as a result of the small masses of planets the accretion might be compensated by dissipation. May be also that the hydrogen had disappeared by the time when the masses of the planets in the Earth group became sufficient for the accretion.

Effect of density decreasing with distance from the central body is observed not only for the planets of solar system but also for Jupiter satellites. In this case sufficiently high temperature of the Jupiter's surface during all time of satellite formation, as it was suggested by W.A. KRAT, lead to quantitative contradiction.

Most natural explanation of this phenomenon may be the hypothesis that in the region near Jupiter solid particles were warmed by collisions and all volatile substances became gases.

The escape velocity from this region was so great that all products of the evaporation could not leave Jupiter and fell on its surface. The escape velocity of the formed Jupiter satellites was so small that gas substances did not become the contents of satellites and that was the reason of their high density.

И.Д.Э.Гуревич и А.И.Лебединский. Известия Академии Наук СССР, серия Физическая, 14, стр. 765-99, 1950.

Table 1 for the most volatile substances with hydrogen gives the temperatures under which saturated vapour has for hydrogen the density 10^{12} molecules per cm^3 and for other substances 10^{10} cm^{-3} . Practically these may be the temperatures of evaporation of these substances in the protoplanetary cloud.

This table shows that all the substances except hydrogen may be condensed. That is why the planets get the molecular hydrogen only by accretion of the gas subsystem. The difference of the gas from the solid particles is that it can be transported filling the vacuum created by accretion or falling on to the Sun surface.

These conditions are favourable for the Jupiter and Saturn to get the gas from the zones of other planets.

Under the same other conditions the accretion is proportional to $R^{-7/2}$, where R is the distance of the planet from the Sun.

Besides the sufficient dependence of accretion on the planetary mass the following important fact must be taken into consideration.

During all the time of formation the planet moved inside of the dust subsystem where the gas temperature was very low and the gas density was respectively high.

Without taking into consideration this condition we take for Jupiter the time scale of accretion of order 10^9 years and for Neptune - 100 times greater. The correct calculation must give probably the time scale one order less.

The absence of considerable quantities of hydrogen in the planets of the Earth group may be caused by several

A. I. LEBELINSKY

SINCHRONOUS AURORA REGISTRATION BY ALL SKY
CAMERA C-180° AND PATROL SPECTROGRAPH C-180°-S.

The most part of Soviet aurora instrumental stations was set up by the beginning of the IGY. The stations were provided with new specially produced equipment including 40 identical all-sky cameras C-180° and 10 patrol spectographs C-180°-S.

Ten years ago I came to the idea of using spherical mirrors for obtaining all sky photography and spectrography of every meridian. We conducted first experiments in Murmansk in March, 1949, independently from the similar work of the American scientists. The principle of all-sky camera was first used by Prof. Cartlein in 1947. But his article published in National Geographic magazine was unknown to many scientists article

The all-sky camera became widely known under the name Henry-Grenshtein camera after publishing the article in 1950, the authors of which might not know like me about prof. Cartlein's work.

During the winter of 1949-1950 all sky photography was carried out at two stations near Murmansk and spectrography of the meridian at one of them. The spectrograms obtained during the first experiments in March, 1949 were published by S.S. Juravlev and the later ones were partially investigated and published by S. I. Isaev.

Modern all sky cameras C-180° and patrol spectographs C-180°-S differ from their prototypes of 1949 by considerable improvements. It concerns especially patrol spectographs. In 1949 they were slitless. The modern two-mirror system made it possible to create a normal 180° slit spectograph, which obtains the spectrum of individual aurora rays like a slitless spectograph with short exposure (1-2 minutes for the four brightest lines).

These C-180° camera gives a 20 mm diameter anastigmatic image on a 35 mm film. They have effective focal ratio 1/1.5 and equivalent focal length 7,65 mm.

The camera operator in a distant room sets in operation a ten minute programme which is repeated automatically. Within this ten minute programme various exposures and intervals between them are possible. A coordinate grid and a watch are photographed on each photo at the start of the exposition. The correction of the watch, relative to a chronometer is made automatically every full hour of G.m.T. or more frequently. Every night the date is photographed. On each 60 m piece of film the standard scale of brightness is photographed by the laboratory densitometer. The film mechanism are thermostated for the operation at low temperature.

Twenty Soviet stations in addition to all sky cameras are equipped with automatic zenith cameras with objective "Jupiter 3" (focal ratio 1/1.5, focal length 52.5 mm) for photographing the regions of the magnetic zenith.

The patrol spectographs are designed for the visible part of spectrum and have a dispersion of 240 Å/mm. They are a modification of cameras C-180° but they have two differences: first, before the objective "Jupiter 3" there is a diffraction grating with 600 lines per mm and the angle of incidence 67°, second, in the focal plane of a concave mirror there is a slit with of changable width cutting the needed vertical from the all sky image. The station which has a patrol spectograph has a zenith camera and an all sky camera.

All this equipment was designed at one of the plants by the group of engineers headed by V.I.Shtannikov.

I shall not go into details of mechanical properties of this equipment because they are fully described in a special book, but I want to dwell on the optical principles because it seems to me that the aberrationless system was first used in our all sky cameras.

In figure 1 there are two versions of an anastigmatic all sky camera.

In figure 1a a pencil of parallel rays reflected first by the convex mirror S_1 and then by the concave mirror S_2 forms the real image F and fills the objective O_1-O_2 consisting of two parts: the collimator objective O_1 and the usual "Jupiter 3"

- 3 -

high aperture objective O_2 . The all sky image F is at the principle focus of objective O_1 and the film is at the principle focus of O_2 .

On figure 1 the focal surface of the imaginary image for sagittal and meridional pencils of rays is shown by dotted lines. The distance between them is so great that when taking direct photos of this image (as it is made in usual cameras), the stars' images near the horizon are not points. If the all sky image is $d = 20$ mm the stars' image will reach 0.2-0.3 mm but if $d = 8$ mm the stars' image will be 0.03-0.04 mm. The spherical aberration and coma are of no importance in this case as the pencils of rays are sufficiently narrow.

If $l_s = l_m$ the astigmatism of the real image F in the focus of the mirror S_2 nearly disappears, but the curvature of the surface F is considerably great. Here l_s and l_m are the distances from the mirror to sagittal and meridian focus respectively. These distances are measured along the ray crossing the center of the objective $O_1 - O_2$.

Let us define terms as follows: h - distance between the tops of the mirrors S_1 and S_2 , R_1 and R_2 - their radiuses of curvatures, D_1 and D_2 - their effective diameters. Then we can write

$$\frac{1}{l_m} = 2 \frac{R_1}{R_2} \frac{1}{\cos I_2} - \left[\frac{2}{R_1} + \frac{1}{2} \cos I_1 \right]^{-1}$$

$$\frac{1}{l_s} = 2 \frac{R_1}{R_2} \cos I_2 - \left[\frac{2}{R_1} + \frac{1}{2} \frac{1}{\cos I_1} \right]^{-1}$$

I_1 and I_2 - the angles of reflection from the mirrors S_1 and S_2 for the ray crossing the center of the objective $O_1 - O_2$. If

$D_1 = 400$ mm under the condition that $l_s = l_m$ we have $D_2 = 120$ mm, $R_1 = 473$ mm, $R_2 = 132$ mm and $h = 272$ mm.

Choosing various R_1 , R_2 and h we can transform the surface F into a plane with sufficient accuracy, but the astigmatism in this case is not completely corrected. In this case $D_1 = 400$ mm, $D_2 = 200$ mm, $R_1 = 373$ mm $R_2 = 291$ mm and $h = 517$ mm. This formula was calculated by Mrs. A.V. Balanina under the direction of Prof. G.G. Slusarev. The correction of the lens L is not needed in this case.

- 4 -

In order to transform the all sky camera C-180° into the patrol spectograph we must put the refraction grating into the parallel rays between objectives O_1 and O_2 and a slit on the focal surface F. It is possible because all the rays falling on the objective O_1 cross the optical axis of the mirror system near the focal surface F. The cross section area of the useful rays bundles in the focal surface F is not great. It is minimal when the distance along the rays from the top of the convex mirror to the objective is $\frac{R_1}{2}$. In this case the real decreased image of the objective is projected onto the focal surface F. This principle is used in C-180°-S.

Figure 2 gives the slitplane of the patrol spectograph C-180°-S. The rays go up through the 20 mm hole in the center of the diaphragm and when reflected by the concave mirror form real sky image of 125 mm diameter on the upper surface of diaphragm. The hole is fully covered by that part of the sky image which is shaded by the concave mirror. A great circle is cut out of the all sky image which is directed 22° to the optical axis of the mirror. This circle coincides with the vertical because the camera is directed 22° from the vertical (as can be seen on figure 3). The rotation of the apparatus changes the azimuth of the meridian.

Figures 7-11 give some sky films and figures 12-15 show spectra taken by C-180°-S.

During the winter of this year I managed to visit ten arctic stations. I saw that inspite of some difficulties of the exploitation of such complicated automatic apparatus in severe conditions of arctic winter they are working without interruption. The development of the films is carried out in Moscow and about 20 000 meters of film were developed, though most of the stations began their work some months after the beginning of the observation season.

The greatest difficulty in the work of the net of the aurora stations is the provision of synchronized exposures and photometric standardization of all the films. The maximum attention was paid to this side of the work. Both the time

exposures and photometrical standards are fixed on the films by two independent methods. The development of films is carried out under standard conditions. All the stations use the same kinds of film ("Negative D_H"). The most important difference between films follows from the different times of storage.

As the main task of the IGY is the investigation of the auroral world distribution a special projector was constructed. This apparatus gives the possibility to project simultaneously on one great screen all sky photographs received from 18 stations and a geographical map. The centers of the all sky photographs coincide on the screen with the geographical points of the map where the films were taken.

V.I. KRASSOVSKY, Y.M. KUSHNIR, G.A. BORDOVSKY, G.F. ZAKHAROV
AND E.M. SVETLITSKY.

Institute of Physics of Atmosphere
Academy of Sciences of the USSR

A DISCOVERY OF CORPUSCULE FLUXES BY MEANS OF THE
THIRD SPUTNIK.

S U M M A R Y

1. With the object of discovering corpuscles the third Soviet Sputnik has been equipped with two indicators having fluorescent screens covered with aluminium foils of different thickness and photoelectronic multipliers which register the radiation from the fluorescent screens. The fluorescent screen is of $2 \cdot 10^{-3}$ gr cm^{-2} , the foil is of $4 \cdot 10^{-4}$ gr cm^{-2} and $8 \cdot 10^{-4}$ gr cm^{-2} .

2. The intensive signals from corpuscles going through the mentioned above aluminium foils have been registered. The intensity of signals strongly varied. The more Sputnik removed from the Earth the more the intensity grew and it was the greatest in the most removed points. It was also greater in the Polar regions than in the Equator ones. Sometimes the signals happened to increase or, on the contrary, to decrease and there were moments when the signals went off scale of the instrument.

3. The corpuscles registered are electrons of 10^4 ev. At the moment when the signals were off the scale the energy flux associated with the corpuscule fluxes reached $4 \cdot 10^3$ erg sec^{-1} steradian $^{-1}$ cm^2 .

4. The electrons observed can't be a part of the primary corpuscule radiation of the Sun, since their velocity is too great as compared to the hydrogen corpuscles observed in auroras. These electrons seem to arise in electroconducting

- 2 -

circuits along the magnetic force lines in the outer atmosphere and in the lower layers effected by the magnetic fields freezed into the corpuscles fluxes of the Sun or interplanetary gas passing by the Earth. Acquiring a certain speed the electrons can oscillate along the crooked magnetic lines.

5. The same as a direct effect of the fast electromagnetic and corpuscule radiation of the Sun the mechanism like that can be conductive to the heating and ionization of the upper atmosphere.

The chink of the camera was oriented by the geomagnetic meridian. Its picture of a film comprised 200, that corresponds to the strip of the sky to the width of 4° . Alteration of two and ten. minute expositions was provided. The photo was carried out on the film, A_{11} Since February 1958 on day before filming the colouring of the film was fulfilled the density of diming of colouring is 0.30.

In the most cases on spectrograms with the exposition of 10 minutes the main lines of radiation 6300, 6364, 5577, 4278, 3914 $\overset{00}{AA}$ are of more or less equal intensity on the overall length (fig.2). This manifests that a part of light energy due to bright forms in comparison to diffusion glow, which fills up all the firmament is not great. However, using very short expositions, a number of interesting spectra of separate forms on radiation.

Fig.3 presents the spectrum of a red crown, photographed with two-minute exposition over the night of the 31st of March till the morning of the 1st of April 1958.

Comparatively high dispersion and light-power of the device allow to investigate space-time variations of not only main lines but also hydrogen emission H_α .

Some investigations report that H_α is revealed in a spectrum of ray forms and is absent in non-ray forms and is absent in non-ray forms, correlating with oxygen doublet $\lambda = 6300-6364 \overset{00}{AA}$ (2.3). Others, vice-versa, point out the systematic presence of hydrogen lines in calm, non-ray with the transformation into ray forms H_α disappears (4,5). The third group of investigators finds intense H_α in all forms of glow both in ray and diffusion. At last H_α is noticed in "after-glow" in the directly following bright forms (7). The results observed are explained not only by various displays of hydro-

EVLASHIN, L. S.

THE FIRST RESULTS OF INVESTIGATIONS OF AURORAS ON THE
SPECTRUM CAMERA C - 180 - S DURING THE IGY.

Annotation : During the season of 1957 - 1958 in MD
NIZMIR ($f = 64^\circ$) on the spectrum camera C-180-S, disper-
sion $260 \text{ \AA}/\text{mm}$, the light power of the camera $I = 1.5$, the
width of the picture of a chord (split) in a focal plane of
camera objective $\sim 33\text{-}200 \text{ \AA}$. More than 2500 spectrums in
visual plane were obtained for 125 working days.

Space-time variations of main emissions of auroras and
twilights were studied : $\text{H} \beta$, $\text{H} \gamma$, $\text{H} \delta$, $\text{H} \epsilon$, 6300 , 6364 , 5893 , 5577 ,
 4861 , 4278 and 3914 \AA . The presence of hydrogen lines H_α ,
 H_β , was revealed in homogeneous quiet arcs, diffusive
spots, in hardly visible veil during magnetic-distur-
bance time. With the transformation into ray forms, hyd-
rogen radiation disappears, and sometimes it is observed in
"artefact". Hydrogen radiation is absent in red glow. The cor-
relation between emission paths of oxygen line is ob-
served. The focal length of the camera were con-
trolled by the spectrograph $\text{C}-180$. In the twilight of 19-
20 of September, 1957 a flash of the line 5577 \AA was observ-
ed. The spectra of satisfactory quality in heavy clouds and
in full moon which successfully complete the data of photocame-
ra C-180, were obtained.

During autumn, winter and spring of 1957-1958 in Mur-
mans Department of NIZMIR on a spectrum camera C-180 - of
prof. Lebedinsky's design during 125 working days more than
2500 spectra were got.

The installation was built on the basis of the photocame-
ra C-180, which phototypes were described in literature (1)
and is designed for obtaining all visible part of spectrum of
the arc of the vertical of the length of 180° . on every pho-
to. Fig. 1 presents general view of the camera.

transformation of the mirror system of the photoca-

green emission but also by the influence of methods of observation and the apparatus used.

During the season of 1957-58 in HD of WIZMIR hydrogen radiation was revealed by the camera C-180-S during 29 nights. The observation of hydrogen radiation on C-180-S was for some time controlled by light powerful spectrograph of high dispersion C/1-48. The exposition varied within 20 minutes to 3 hours. The results of observation H_{α} , obtained on C/1-48 and C-180-S exceedingly well correspond to each other. Visual observations of weak diffusive forms were pursued with the filter OC-12.

Most cases H_{α} appearance refer to the days of great and moderate magnetic disturbance, however there are some nights when intensive H_{α} appears in a slightly-disturbed or in almost calm period (16 - 17 II.58).

At the same time on the days characterized by great magnetic disturbance (IC = 2) one cannot observe some visible hydrogen radiation (23-24 IX.57). Hydrogen lines are revealed only in calm, non-ray arcs of green colour, diffusive lines, spots and hardly visible glow. Most of all H_{α} appears in the south half of the sky (fig.4) however it can be observed both in the north (fig.5) and all over the firmament (fig.6). The character of development and the time of hydrogen radiation existence are very various. On the 16th to the 17th of February 1958 in twilight H_{α} existed all over the sky, at middle night from time to time it increased in the south, and at dawn the radiation was concentrated only in the north.

Most nights, when bright ray forms were observed, were marked by the presence of hydrogen emissions, however 40% of nights were without visible appearance of hydrogen radiation. Under the scrutiny of the data obtained (spectrograms for September, October, November 1957 are compared with the photos of photocamera C-180) one can observe discrepancy between the period of the existence of hydrogen radiation and the development of bright ray forms. If during diffusive glow a great H_{α} is observed, then with the appearance of bright

ray forms when almost all main emissions increase, hydrogen radiation decreases sharply and then with the transformation into calm diffusive forms, it again appears as a rule (II-22 XI - 57; 10-II.III.58; 24-25.III.58). However are some cases when after a bright flash, hydrogen radiation is not observed, while before the appearance of ray forms when there are no traces of glow for a naked eye, an intensive H_{β} is registered (II- 12.III.57). On the days of increased activity of auroras, when during a night two bright flashes of ray forms were recorded, the appearance of hydrogen is always connected with diffusive glow before bright forms, between flashes, after them, but it is never recorded during a flash itself (3 - 4.III.58). Analogous picture is observed with the appearance of red glows (rays, arcs, crown). One half of cases, when a red glow was observed, passed without the appearance of hydrogen radiation on this night. The other half is always characterized by discrepancy of the appearance of hydrogen emission with red glows either in time or in space. Red glows of the type A were observed when the lines of the first positive system of nitrogen are absent (fig.7) and the cases of the sharp increase of the lines both all over the sky and of local character corresponding to the low red edge of the arc. In all these kinds of glow hydrogen is not revealed though sometimes on the same night H_{β} is seen either before the appearance of red glows (10 - II.VII.57, 10-II.IV.58) or after their disappearance (II-12.II.58, 22-23.II.58, 31-III- 1.IV.58). Sometimes hydrogen radiation is observed during the appearance of red glows, but it appears by all means in that part of the sky, where diffusive glow of red colour is observed (27-28.II.57). A special case represents a glow observed on the 10th to 11th of February 1958 when for a long time an intensive red glow existed all over the sky in the form of a glow in the south, wide lines in the zenith, long rays of red and green colour. A strong hydrogen radiation was recorded. H_{β} is visible on the photos with the exposition of 2 minutes. At the beginning of the development of aurora when H_{β} achieved

its maximum value, the ratio of intensities of oxygen lines of 6300 Å and 5577 Å is equal to a unit, at the end of the night, when H_{β} disappeared, $I_{6300} : I_{5575}$ was equal to 10. The increase of ratio grew both due to the sharp decrease of intensity of lines 5577 Å and to the visible increase of intensity of a red line. Simultaneously with this at the end of night anomalous widening of the strips of the first negative system of nitrogen was observed.

The similar correlation of hydrogen emission with a green line was observed on the night of the 2^d to 3^d of September 1957, when in the south, where hardly visible diffuse glow existed, intensive hydrogen radiation was recorded. At the moment of the beginning of observations (intensive H_{α} and visible H_{β}) the correspondence of intensities I_{6300} / I_{5577} was equal to 0.5 in two hours when hydrogen radiation disappeared, the correspondance of intensities was 3. The change of the correspondance in six times was due to sharp decrease of intensity of the line 5577 Å while the intensity of red oxygen lines does not change.

The filming on the camera C-180-S was made during all dark time, including twilight, in any state of clouds when there was no precipitation, able to harm somehow a low mirror.

Photographing of spectra of twilight was made as a rule with a comparatively narrow chink (33 Å) - on a film with the exposition of 5 minutes. Interpretation of spectrograms obtained in the zone of maximum repetition of auroras is very difficult, as it is practically impossible to fix the time of the beginning and end of aurora. With confidence it is possible to judge about a twilight effect only by variations of yellow line of sodium. A typical case of a twilight flash is presented in figure 9. For the whole season of 1957-1958 there was only one night on the 19 to 20 September (C=0), when even through the filter OC-12 it was impossible to catch a visible aurora on the sky excluding far north. The obtained series

of spectra vividly illustrates the existence of diffusive glow in the north and complete absence of any signs of aurora in the largest part of the sky. In twilight in the morning and evening usual flashes are registered; flashes of red oxygen lines, D-lines strips 3914 Å. The same effect was revealed in the oxygen line 5577 Å. The character and the size of this flash are analogous to the flash 6300 Å. Probably, a twilight effect of a green oxygen line in high latitudes is not an exception.

The photographing on the camera C-180-S with 10 minute exposition with complete clouds is always marked by the appearance of oxygen lines 6364 Å and 5577 Å, and in one half of the cases by the presence of the strips of the first negative system of nitrogen. A spectrum of satisfactory quality is obtained in full moon when visual and photographic observations of the weak forms of radiation are almost impossible. The usage of the data of patrol spectrograph in this case fills up the gap which arouses quite naturally while working with the photographic camera C-180.

A more detailed analysis of spectra and their comparison with other geophysical phenomena will be given in the next work.

- 7 -

INSCRIPTIONS TO THE DRAWINGS

- Drawing 1. The general view of the camera C-180-S
- Drawing 2. The typical specter of the aurora, received on the camera C-180-S (18-19 XI.57)
- Drawing 3. The red crown (31 III-1 IV 58) 2 min exposition.
- Drawing 4. H - preferable in the South 25-26 III.58
10 min exposition
- Drawing 5. H - in the North (16-17 II 58) 10 min exposition
- Drawing 6. H - throughout the whole sky (16-17 II 58)
10 min exposition
- Drawing 7. The a type red glow. A slout is directed upon the glowing arc from E to W (28-29 X 57) 10 min exp.
- Drawing 8. The highly developed the first positive system of nitrogen (22-23 II-58) 10 min exp.
- Drawing 9. The typical specter of the twilight 5 min exp.

THE CITED LITERATURE

1. Letodinsky A.I. DAN, 102,3,473, (1955)
2. Vegard L., Ann Geophys., 3, 91, (1952)
3. Vegard L., Natura, 170, 539 (1952)
4. Fan C.Y., Schulte D.H., Astrophys J. 120,563, (1954)
5. Meinel A.B., Pros. Nat. Acad., Sci., 40, 943, (1954)
6. Galperin J.I. Astron. J. 34, 1,131, (1957)
7. Veller A.E. The minutes of the reports of XI General Assembly of the Geodesical and Geographical Union.
The Akademy of Sciences Moscow 1957 pp.36-37

ON HYDROGEN EMISSION IN THE NIGHT GLOW

by I.S. Shklovsky

At the Zvenigorod Station of the Institute for Atmospheric Physics an $H\alpha$ line has been discovered recently in the night sky spectrum without any appreciable geomagnetic disturbance (1). Another feature of this $H\alpha$ line is its narrowness. Its breadth does not exceed the instrumental breadth, i.e. lies within $\sim 2\text{\AA}$. From this the scatter of the radiating hydrogen atoms' velocities will be found to be $\Delta v / c \leq 50$ kms per second. (On the other hand, the breadths of $H\alpha$ line in auroral spectra are known to attain tens of angstroms, and the scatter of velocities of the radiating atoms (for observations in the magnetic horizon) attains some hundred kilometres per second.

It will be obvious that the $H\alpha$ emission observed at Zvenigorod may differ essentially from the hydrogen emission of auroras. We are inclined to connect this Balmer line with the diffuse $L\alpha$ emission of the night sky, observed recently at high altitudes (2).

According to (2), the average intensity of the diffuse $L\alpha$ radiation coming from the upper hemisphere, at heights starting with 120 kms, is

$$(1) \quad I_{L\alpha} = 3.2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ sec. steradian}} = 2 \cdot 10^8 \frac{\text{photon } L\alpha}{\text{cm}^2 \text{ sec. steradian}}$$

As has been emphasised in (2), the observed $L\alpha$ radiation is most likely to be due to interplanetary gas. Nevertheless no preference has been given in (2) to either of the two possible hypotheses on the origin of Lyman's emission of the interplanetary gas, viz., (a) recombination of protons and free electrons, (b) scattering of solar $L\alpha$ quanta by interplanetary neutral hydrogen atoms. It is easy to see however that hypothesis (a) is quite untenable. Suppose that the concentration of free electrons in the interplanetary space is $n_e = n_1$, where n_1 is the concentration of protons. Then we can make use of the well-known formulae from the theory of light emission by gaseous nebulae and determine n_e when

Γ and the extension of the radiating region \mathcal{L} are known. Putting $\mathcal{L} = 10^{15}$ cm, we find that $n_e \sim 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. But this concentration of free electrons in the interplanetary space seems impossibly high and is strikingly at variance with the photometric and polarization observations of the zodiacal light.

By far more effective is the mechanism of resonance scattering of solar L_{α} quanta on interplanetary neutral hydrogen atoms. In this case the concentration of the latter, n_H , can be determined from the relation

$$\Gamma_{L_{\alpha}} = \frac{1}{4\pi} n_H^0 \nu_{12}^2 \omega_{21}^w \cdot \mathcal{L} = \frac{\mathcal{L}}{4\pi} n_H^0 \nu_{12}^2 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \pi \frac{-(h\nu_{12})}{(kT)} \quad (2)$$

Here ν_{12} is the frequency of the L_{α} line, $\pi = 6 \cdot 10^{-6}$ is the dilution coefficient, $\epsilon_2/\epsilon_1 = 4$ is the ratio of statistical weights, and T can be determined if the flux of solar L_{α} quanta and the profile of the solar L_{α} line are known.

According to the observations reported in (3), the flux of solar L_{α} quanta varies within a rather wide range, viz., from 1 erg/cm² sec. to 5 erg/cm² sec., being apparently correlated with solar activity. A month before the flight of the rocket by means of which Lyman emission in the night sky was investigated, daylight rocket measurements of the flux of direct solar L_{α} radiation had given $F_{L_{\alpha}}^0 = 0.6 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$ (3) On this basis we put $F_{L_{\alpha}}^0 = 0.5 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$ in further calculations. On the other hand, the breadth of the solar L_{α} line is $\Delta\lambda < 0.3 \text{ \AA}$ (4). Taking allowance for the high thermal velocities of the hydrogen atoms and for turbulent velocities in the upper chromosphere (wherefrom apparently the solar L_{α} is radiated), we find that the breadth of this line is hardly below 0.15 \AA . Taking 0.2 \AA for the true value of the breadth of L_{α} in the sun's spectrum, and putting $F_{L_{\alpha}}^0 = 0.5 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$, we find $T \sim 7000^\circ$ for the equivalent temperature. Substituting this value of T in (2) gives $n_H \sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$. Suppose that there is ionization equilibrium in the interplanetary gas and that the flux of solar radiation in the Lyman continuum is $\sim 0.3 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$; then, knowing n_H , we can use the formulae of the theory of gaseous nebulae to find that the concentration of ionized hydrogen atoms,

which is equal to the concentration of free electrons, will be $\sim 200 \text{ cm}^{-3}$ one astronomical unit away from the sun. This value is much lower than that obtained by Siedentopf and Bohr⁽⁵⁾ from polarization observations of the zodiacal light. So the observed polarization of the zodiacal light appears to be due to dust particles rather than free electrons (see, for instance, ⁽⁶⁾).

Even if the observed diffuse L_{α} radiation should be accounted for by some reason other than the interplanetary gas, e.g., by a "geocorona" extending over several thousands or tens of thousands of kilometres (this hypothesis cannot be excluded entirely for the time being), then, all the same, the results obtained in ⁽²⁾ are of exceptional importance for the study of the nature of the interplanetary medium. In this case the values of n_{H^+} and n_0 found from these observations must be considered as the upper boundary of the content of neutral and ionized hydrogen in the interplanetary space.

If the scattering of solar L_{α} quanta by interplanetary (or "geocoronal" - this makes no difference here) neutral hydrogen atoms is the causal mechanism of the L_{α} radiation from the night sky, we may expect that other solar Lyman lines, and in the first instance the L_{β} line, will be scattered too. Owing to fluorescence this must lead to a Balmer emission, possibly of an interplanetary origin. Let us estimate this effect quantitatively.

The intensity of the solar L_{β} line, obtained in the rocket flight of February 21, 1955, is $0.01 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec.}$, if allowance for absorption by O_2 and N_2 molecules in the higher layers of the atmosphere is made. This is $1/60$ of the L_{α} line intensity. Alongside the absorption of L_{β} by O_2 and N_2 molecules its resonance absorption by oxygen atoms on the transition $^3P_2 - ^3D^0$ should be expected ⁽⁷⁾. If the oscillator strength for this $^3P_2 - ^3D^0$ transition is 0.01 ⁽⁸⁾, we may state from the computations made in ⁽⁷⁾ that the atomic oxygen of the earth's atmosphere will absorb as much as 30% of the L_{β} radiation flux. x) This gives rise to a fluorescence of the terrestrial atmosphere in lines $\lambda \lambda 8446$ and 11294 \AA which can be observed during twilight (see ⁽⁷⁾).

Thus the flux of L_{β} radiation liberated from absorption by the atmosphere is $1/40$ of the L_{α} radiation flux.

Upon the absorption of an L_{β} quantum an interplanetary hydrogen atom can pass to the second level with the emission of an H_{α} quantum. Let us estimate the number N of H_{α} quanta thereby scattered:

$$N_{H_{\alpha}} = K_{L_{\alpha}} \frac{F_{L_{\beta}}}{F_{L_{\alpha}}} \cdot \frac{S_3}{S_2} \cdot \frac{10^{-32}}{10^{-32} + 10^{-31}} \quad (3)$$

N_L being the number of scattered L quanta. Substituting the quantities in (3) by their values gives

$$N_{H_{\alpha}} \approx 3 \cdot 10^{-3} N_{L_{\alpha}} \quad (4)$$

According to (2), the flux of L_{α} radiation from the night sky is $F_{L_{\alpha}} \approx 10^{-2}$ erg/cm² sec. = $6 \cdot 10^8$ photons/cm² sec. Hence the flux of interplanetary (or "geocoronal") H_{α} will be

$$F_{H_{\alpha}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ photons/cm}^2 \text{ sec.} \quad (5)$$

As a matter of fact this value must be several tens per cent higher owing to the scattering of the higher Lyman lines and the subsequent cascade transitions.

Thus the presence of the diffuse L_{α} radiation in the night glow must necessarily have for its consequence the presence of a weak but yet measurable field of H_{α} radiation. This emission is likely to arise in the interplanetary space, although there is no sufficient argument for the present to refute the "geocoronal" hypothesis. It should be emphasized that our conclusion on the presence of an H_{α} emission does not depend on either "interplanetary" or "geocoronal" location of the scattering hydrogen atoms.

As has been stated above, the flux of solar L_{α} quanta is variable within a fairly wide range. At the end of 1955 this flux, according to (3), was about 5 erg/cm² sec., which may be connected with increase in the general activity of the sun. In 1957-1958, when the observations at Zvenigorod were being conducted, the general level of solar activity was higher on the average than in 1955. The flux of L_{β} may also be supposed to be correlated with solar activity. If so, the flux of H_{α} quanta in the night glow can be an order of magnitude higher than

- 5 -

the computed value, reaching $2 \cdot 10^7$ photons/ cm^2 sec., or 20 R. and even more, perhaps.

The flux of $H\alpha$ measured at Zvenigorod fluctuated from night to night within 5 to 20 R, which is in fair agreement with the concepts developed above.

An interesting experiment, decisive for the evolved theory, may be suggested. Namely, if the $H\alpha$ emission in the night glow is due to scattering by hydrogen atoms, it should be considerably polarized. The observations which might verify this point are not easy indeed in view of the slight intensity of the $H\alpha$ emission. Still they can be fulfilled.

Institute for Atmospheric Physics
Academy of Sciences of the USSR

References

1. V.S. Prokudine, Astronomical Journal (Moscow), 35 1958 (in press)
2. J.E. Kupperian, E.T. Byram, T.A. Chubb and E.H. Friedman (in preprint, N.R.L., 1958.
3. E.T. Byram, T.A. Chubb, H. Friedman and J.E. Kupperian Astrophys. Journ., 124, 430, 1956.
4. F.S. Johnson, H.H. Melitson, J.S. Purcell and R. Tousey, Astrophys. Journ., 127, 80, 1958.
5. H. Siedentopf, A. Schr, H. Elsasser, Nature, 171, 1066, 1953.
6. L. Biermann, Observ., 77, 110, 1957.
7. I.S. Shklovsky, Astronomical Journal of the USSR, 34, 127, 1957.
8. A. Orholt, Journ. Atm. Terr. Phys., 9, 28, 1956.

ПЫЛЕВЫЕ СЛЕДЫ БОЛИДОВ

Пылевой след метеора представляет собою редкое явление природы. В отличие от газовых следов, видимых только в ночное время, пылевые следы заметны только днем или в сумерки. Они появляются при полете крупных болидов, низко проникающих в атмосферу. На светлом фоне неба, подобно обычным облакам, в зависимости от освещения солнечными лучами, они могут быть и светлыми, и темными. Проектируясь на фон земли, они будут казаться почти черными, если они лежат в тени Земли, либо чрезвычайно яркими, как бы раскаленными, если эти следы освещаются прямыми лучами Солнца на тех высотах, где они расположены. Если в это время Солнце находится под горизонтом наблюдателя и наступили сумерки, то их свет может быть так ярок, что будет давать тени от земных предметов. Первоначально прямолинейный след под влиянием воздушных течений уже через несколько секунд кажется зазубренным и затем все более и более искривляется, напоминая застывшую молнию, пока его ветрами не разветвит в стороны. При этом след расширяется, расплывается, тускнеет, превращается в одно или несколько бесформенных облачков, иногда вытянувшихся в направлении своего движения, и через полчаса-час, а иногда и через несколько часов, рассеивается совсем.

Первые сообщения о метеорных следах, судя по описанию — пылевых, мы встречаем у китайцев. Прихотливые изгибы следа породили у народов Востока представление о небесных драконах, пожирающих Солнце и Луну во время затмений, т. е. в узлах их орбит; эти узлы затем стали обозначать значками искривленного метеорного следа (28 и 29).

В Ливрентьевской летописи уже под 11. II. 1110 г. описан пылевой след болида. В отношении другого болида с видимым диском — «яко кругу огненну» сказано, что его след был «в образе змея великого и стоял по небу с час дневный и разидеся». При падении Великоустюжских метеоритов 25 июня 1296 г. «о полудне найде внезапно над град Устюг облак темен», из туч «блистая молнино блистанке беспрестани... огненные же тучи хотяху со тувитися вместе», после чего «разводящися облаци огнени на все страны и пондоста на месте дустынная и тамн поломилша на пустынях многия леса и дедри,

многим и бесчисленным камением поломало лес и дебри овы древеса не корени избиши, а иныя влолы положиша*. Мы увидим почти точное описание такой же картины 657 лет спустя при падении Сихоте Алинского метеорита. В народе яркий пылевой след связывался с представлением о возникшей трещине в небосводе („небо раздвоилось“), сквозь которую проникает „свет неизреченный“ по „объяснению“ церковных деятелей. В Никоновской летописи, сообщается, что 19 (2). V. 1421 г. произошло падение метеоритов „изо облака“, а 29. XI. (9. XII. н. ст.) 1662 г. „показалась по небу аки бы молния, небо надвое раздвоилось и потом каменные падали с великою яростию великое и малое горячее“. Ряд описаний пылевых следов из сибирских летописей 17—18 вв. был приведен проф. Дравертом. В них содержится аккуратное и бесхитростное описание явления, каким оно представлялось глазам очевидцев [1].

1 декабря 1898 г. в Полтаве наблюдался полет яркого болида, оставившего след. В. А. Баянский сделал несколько снимков с него, которые и прислал Русскому Астрономическому обществу, основанному за несколько лет до того. Эти фотографии, погибшие в блокаде 1942 г. в Ленинграде, были первыми в мире. Вторую фотографию получили также русские ученые: в Монголии П. Г. Бадмавжанов, спутник П. К. Козлова, сфотографировал поразительный след болида 29. XII. (12. XII. н. ст.) 1905 г. из Ха Тау-О, Южное Гоби: его нижняя часть на фоне зари была темной, а верхняя часть, в лучах Солнца — светлой. Болид, появившийся в 5 ч. дня „по пути своего полета оставлял едва заметную сероватую полосу и, склонившись градусов до 10 к горизонту, мгновенно превратился в густое облачко дыма, образовавшее затем змееобразную фигуру... Змееобразная полоска представлялась очень эффектной в области нижней трети, попадавшей в сферу наиболее густой окраски пустынной зари, тогда как средняя треть походила на яркую белизну кучевых облаков, а верхняя представляла простой серый дым“.

Большой Тунгусский метеорит, пролетевший в Сибири в 7 ч. утра 30. VI. 1908 г., оставлял после своего полета след, отмеченный многими лицами. В начальной стадии он был бледным, затем более плотным (это явление отмечается постоянно, так как в более разреженных областях разрушение метеорного тела идет менее интенсивно, чем в более плотных нижних слоях и достигает повидному максимума в нижнем участке пути). Этот след завивался клубками из-за вихревых движений в воздухе. Напомним, что в следе Оханского метеорита 30. VIII. 1587 г. наблюдалось спиральное закручивание. В с. Кежме на Ангаре пылевой след Тунгусского метеорита был сначала правее Солнца, к западу, но воздушными течениями его стало смещать к востоку и он прошел перед Солнцем. В этот момент появились „радужные полосы... синие, зеленые, красные“, т. е. имела место иризация. По наблюдению Н. Т. Науменко (Кежма) в это время след стал „во много раз шире“. В связи с падением метеорита и взрывом, а также оттого, что метеорит сопровождали пылевые массы, в земной атмосфере возникали оптические аномалии.

Замечательный пример еще одного пылевого следа дал метеорит Богуславка, выпавший в 11 ч. 49 м. утра 5/18. X. 1916 г. в Приморской области близ станции КВЖД Гродеково-Хорватово в долине р. Бэйчунэ. В с. Григорьеве бл. Никольска Уссурийского наблюдалась „вертящая полоса сгущенного серого дыма“. На горизонте... черное густое облако дыма“, рассеившееся в 12 ч. 07 м. Этот же след был виден за 350 км в Китае (В. П. Павлов) с Мудыньчанского плоско-

горы из Хуви Туудай. Боле был красивым, и след "репозитива дыма". Н. В. Санаев в 1933 г. рассказывал автору, что в 16 км от Никольска-Уссурийского со стороны Н. Н. Бондаря видели, что болид "с Луны" оставил "шумовый, быстро растаявший след". Это относится к верхней части траектории. В нижней части, ближе к устью, кинематическому "черному следу", след был весьма традиционным (по рисунку, в реданном автору напечатанном в 1933 г.). При движении болида было видно, как сходящий дуговой след моментами прорывался в виде огненных струй. Поднятые метеориты, два из которых находятся в коллекции АН СССР, третий — в Японии, общим весом свыше четверти тонны, оказались железными. Таким образом пылевые следы производят не только каменистые, но и железные метеориты. Впрочем при космических скоростях состав вещества не играет главной роли в образовании следа. При падении похожего Адийского железного метеорита также возник мощный пылевой след. В обоих случаях, как и вообще, происходит быстрое расширение следа, особенно в его верхней части.

В 1916 г. в Томске падение следа болида, причем была получена для него первая фотография, находившаяся в Комитете по метеоритам АН СССР, на ней след болида виден как серый, некривленный полукруг с 21. I. 1914 г. в г. Тара. Скорость болида, по оценкам прошлой яркой болида. Между 17 ч. 40 м и 17 ч. 50 м, т. е. в течение 10 мин., он образовал 4 петли, отмеченные А. И. Словинским. След болида 1931 г. на Ангарской Стрелке след виден несколько минут, 26. XII. 1933 г. при падении каменистого метеорита в Гурьмаевский поселок (близ Юрты Подыцкого возник пылевой след, в одном из пунктов проследированный на диск Луны в фазе 9 дней. Возник радужный свет, как и при Гунтуусском падении, по диаметру которого автор нашел размер пылинки следа (десять микронов). Замечательный пылевой след произошел над Сурбуурьской (близ Чкаловской) областью 13. VI. 1936 г. перед закатом Солнца, так как следа сгущались мною экспедиции для наблюдения полного затмения 19. VI. 1936 г., то этот след наблюдался астрономами (что является редчайшим случаем). Желтый болид с крутым падением — след прошел на еще светлом небе без звезд и оставил след, видимый полчас. Его точка врезновения по очертанию хорошо наблюдалась в Сатаурьва, Ак Булга, Сары и др. окрестностях на высоте 24 км. После из экспедиции Бюро Стандартов США нашел его поверхность яркость в первые минуты, равную 0,4 фут-свечей (свет небес исключен).

24. XI. 1936 г. в 16 ч. 10 м (VI час) над Кавказским и Северной Киргизией произошел грандиозный болид, наблюдавшийся на обширной территории. Это падение явилось крупным событием в жизни области из-за мощности звуковых и оптических явлений. След, освещаемый заходящим Солнцем (в 1000 орках мест уже зашедшим) был виден сейчас. Здесь, несомненно, самое место падения метеорита, но не надежного из-за слабой населенности района. Техника сильно выросла за время Второй Мировой войны и достигла развития ряда областей метеоритной астрономии, и оттоплены изучения пылевых следов, далеко не много. Можно лишь было заключить о сходстве явлений, возникающих при констатации полного пара на продуктах створания мотора самолета и болидов, 18. X. 1941 г. в 17 ч. 10 м, т. е. опять так в сумерки, на мысе Чкалов, был бухты. Пронесен на Чукотке предлет над Беринговым проливом огненно-красный болид, оставивший яркий след на голубом небе. Пылевые следы развития его пылевого следа были сняты Д. Г. Дебабовым. Гурбулешина в следе изучена Ягером

Разобранные выше случаи относились к вечерним болидам. Приведем теперь пылевой след, наблюдавшийся утром на рассвете. В 6 ч 10 в. (V пояс) 2. X. 1933 г. крупный болид, развившийся каменным дождем "Старое Песьяное" в Курганской области Зап. Сибири, со скоростью 10 км/сек проник под углом 54° к горизонту до высоты 43 км, найденной из тригонометрических замеров. Высота появления следа $H_1 = 82$ км, исчезновения — $H_2 = 43$ км, его длина $L_s = 43$ км. Верхняя часть следа расплывалась, как обычно, быстрее нижней, более при этом плотной. В сел. Кушма след, продолжавшийся 1,4 часа, стал проецироваться на взошедшее Солнце, так что у него возник "верх синий, средний алая и светлая". Наблюдатели, наиболее близко расположенные к концу траектории, указывают на рустой черный дым" при полете, переходивший во время разрежения следа в голубовато-белый (близу горизонта казавшийся желтоватым от поглощения света). Такому образу в нижней стадии следа, как и обычное, например, грозовое, облако, создавал тень, почему и казался темным. Бело-голубой оттенок указывает на высокую степень измельченности материала метеорита. Видные линейные размеры следа (ширина) были 0,4 км на высоте 70–80 км и 0,1 км в его нижней части (15 км). Затем след расширился до 6–10 км ширины, а его отдельные части разошлись течениями на 40 и более км одну от другой. Объем следа в последний момент оказался в 2,5 км³, а то есть в сотни раз больше. Нижний предел суммарной массы следа не менее нескольких килограмм, судя по упавшим метеоритам. Образование следа имело место при дроблении метеорита в конце, когда он делал "лавинной" отдельных ярких частей окутанных черным дымом.

23 VI. 1950 г. над пустыней Центральных Каракумов в Туркменистане в лучах вечерней зари прошел болид — 9 вел. из потока Скорпионид под углом 34° к горизонту. Болид появился на $H_1 = 93$ км, его след — ниже на 47 км; точка угасания болида, как обычно, совпала с точкой нижнего конца следа и оказалась на высоте $H_2 = 25,6$ км. След был виден с Астрофизической лаборатории, Ашхабад, в течение 33 мин. Граница земной тени проходила на высоте 43 км, таким образом след освещался рассеянными, а не прямыми лучами Солнца. Длина следа составляла 40 км из 122 км длины пути болида.

Еще один пылевой след в лучах вечернего заката наблюдался также в юго-западной Туркмении 18 XII. 1950 г. Болид летел над Кара-Кала с северо-востока на юго-запад; падение метеорита должно было произойти в горах Северного Ирана. Совершенно исключительный пылевой след был сфотографирован Ю. П. Павловым близ Пензы; он был виден из площади 6 областей от Москвы до Пензы. Воздушные течения уже через 20 минут придали ему вид линии двойной кривизны, так что в некоторых местах он проектировался на небо в виде гигантской цифры "3". Это было 24. IX. 1948 г. Особенно интересен был след Сихоте-Алиньского железного метеорита 12 II. 1947 г., тянувшийся до самой поверхности земли, так как метеорит имел большую массу и ударился в почву со скоростью 0,5–1 км/сек роюм кусков. Падение произошло в 10 ч. 36 м. декретного приморского времени, ДВК. Его след был широким, дымным, бурлящим и клубящимся и держался до вчерашнего, т. е. около 8 часов. Вещество следа было совершенно непрозрачным; но вспоминаю, что дымовые шашки дают мощные дымовые завесы малым количеством вещества и что дым из печной трубы тоже может заслонить Солнце, т. е. уменьшить его яркость не менее чем на 20 зв. величина (считая, что — 6 зв. в. можно хорошо заметить днем), или более чем в 10⁶ раз. При полете

из болида желто-белого цвета вырывались красные пламенные струи и тянулся хвост темно-серого цвета, который в голове был черным. Когда след расширился через несколько часов до 10° — 15° , через него начало просвечивать голубое небо. Ночное небо в области полета казалось значительно ярче, чем в других местах, а на следующие дни на месте следа образовалась белая облачная полоса конденсации, воссоставлявшая его очертания [7]. На расстоянии 300 км в Улунге было видно, что в первой половине пути следа не было и болид летел со следом только во второй половине пути. След имел сначала резкий край и там, где он проектировался на Солнце, последнее вообще не было видно. Когда след стал редеть, то Солнце стало просвечивать красноватым диском, что отмечено очень уверенно разными людьми. Художник Мелведев в Имане рисовал случайно местный пейзаж и после дорисовал на картине полет метеорита и его дымный след. Из-за штиля общий дрейф следа был мал.

Упомянем некоторые факты из зарубежных данных. Винтообразное движение усматривалось в пылевом следе метеорита Орвибио 31. VII. 1872 г., пролетавшего над Италией; в следе метеорита Хомстед 12. II. 1872 г. штат Айова, США, было видно сильное движение воздушных масс, возмущенных полетом метеорита. С 1907 г. начал исследование метеорных следов Траубридж, показавший, что пылевые следы появляются выше 82 км, а пыление в основном с $H = 64$ км и ниже. Они особенно часты на высоте 40 км, редки выше 64 км (до 80 км); самый низкий след был отмечен простирающимся до высоты 8 км (падение метеорита Зиммерн в Пруссии 1. VII. 1929 г.). Были получены фотографии пылевых следов болидов 24. XI. 1910 г. (Центральная Индия), 2. VI. 1912 г. в Южной Африке, несколько снимков из разных мест огромного болида 24. III. 1933 г., показавшие первые признаки пылевого следа на высоте 100 км и достигшего потом объема в 4000 км³. Начало интенсивного свечения болида было на $H = 105$ км, где образовалась облачко, видимое еще час спустя после восхода Солнца. К 1929 г. Кальке имел данные о смещении 20 пылевых следов. Размер пылинок Нагаока считал в 10^{-2} — 10^{-3} микрона. В 1931 г. Шефер заключил, что диаметр пылевого следа в первый момент составляет десятки метров при длине в десятки км. Траубридж полагал, что пылевые следы видны также и ночью при свете Луны. В 1941 г. Мохаммед Хан, президент Х-Идерабадской академии наук (Индия) сообщил о том, что иногда в лунные ночи видны на мгновение в местах, высвеченные Луной пылевые облачка некоторых метеоров 2—3 нед. и ярче. Обычные метеоры не оставляют заметных пылевых следов, так как пролетают выше, где рассеивание частиц следа происходит на большем расстоянии. Впрочем, Макс Вольф 22. V. 1911 г. видел метеор со следом в 4', после погасания которого звезда γ Орла, которую он пересек (что бывает вообще редко!), исчезла на 3,3 сек. Может быть звезда исчезла от нарушения оптической прозрачности воздуха например Л. Уилсон 17. V. 1911 г. наблюдал прохождение метеора в 75' от Юпитера, после чего в телескоп на протяжении 4—5 мин. были видны лишь смутные контуры планеты — так сильно метеор возмущал воздух своим полетом. В 1917 г. Эмил Тумп во Франции получил снимки следа одного дневного болида. По сообщению В. Гута в Праге на геофизической обсерватории имеется еще один снимок пылевого следа, 24. III. 1935 г. Ван-Страелен и Груневальд из 2 пунктов Голландии сняли вертикальный след болида и его смещение. Метеорит Пантар, Филиппины, при полете 16. III. 1938 г. создал след, видимый сквозь циррусы. Яркость

явления, его длительность и распространение пленочных камер ныне облегчает сбор документальных данных по пылевым следам. След 2. V. 1939 г. над Техасом был снят такой камерой за $\frac{1}{25}$ сек. В 1940 г. были получены первые 2 снимка одного следа с самолета, и первая цветная фотография „кодакром“, где след вышел чисто белым на голубом небе (получено несколько кадров ручным киноаппаратом). 28. IX. 1953 г. близ Парижа Бланшар получил фото пылевого следа, видимого на закате Солнца в течение часа и превратившегося в светлые облачка. След напоминал конденсационные следы самолетов. Но, к сожалению, обычно эти фотографии остаются без ориентиров и не могут быть научно обработаны. Систематических же наблюдений над пылевыми следами в каком-либо пункте поставить нельзя, так как за несколько десятилетий число таких следов будет 1 или 0. На 250 стойких газовых следов в личном архиве автора пылевых следов (13. VI. 1936 г., Сагарчин). Имеет смысл, однако, не только проверить „освещенные Лунной“ метеоры М. Хаиз, но и попытаться понаблюдать в бинокли на фоне зари пылевые полосы более слабых метеоров. Обычные метеоры, как известно, заметных, хотя бы и слабых, пылевых следов не оставляют, так как пролетают выше, плотность следа делается заметной только от высот 61 км и ниже, а обычные метеоры сюда не доходят. Если же какой-нибудь метеор сюда попадает, то он уже не „обычный“, а редкий, потому редки и пылевые следы.

Какими путями можно исследовать след, находящийся в воздухе? Наиболее интересным был бы прямой метод получения „пробы“ такого следа с целью определения l — расстояния между пылинками, a — поперечника пылинок; имея в руках собранные пылинки, следовало бы найти их распределение $N = f(a)$ по размерам a , расстояние d между рассеивающими элементами в самой частице. Тогда оптическая структура частицы определится отношением $\frac{d}{\lambda}$, где λ есть длина волны света, рассеивающие свойства пылинки — величиной $\frac{a}{\lambda}$, оптическая структура следа в объеме R характеризуется через $\frac{l}{\lambda}$, а его рассеивающие свойства — величиной $\frac{R}{\lambda}$. Исследование следа оптическими средствами затрудняется тем, что нам неизвестна функция распределения $f(a)$; в атмосфере напр. наличие пылинок и капелек с $a \sim 0,1$ микрона создает атмосферную дымку, очень сильно влияющую на прозрачность воздуха. Если $l > \lambda$, то свет отражался бы от следа, как от сплошного твердого тела. Если $l < \lambda$, то возникают явления интерференции света. Если $l \sim \lambda$, то происходит многократное рассеяние света, при этом играет важную роль величина $\tau = \frac{a^2 R}{\lambda}$, называемая оптической толщиной среды (у нас — следа). Если $\tau \ll 1$ то задача упрощается, так как это означает, что достаточно исследовать обратное рассеивание света одной пылинкой. Такая пылинка может быть прозрачной (напр., силикаты каменных метеоритов), либо совсем непрозрачной (частицы железных метеоритов), но это может относиться только к одному участку спектра, а в других лучах оптические свойства, особенно металлических пылинок, бывают совсем иными. Поэтому можно ожидать различия для ультрафиолетовых и инфракрасных лучей следа и оптических явлений в нем. Для металлических пылинок наиболее рационально производить измерения

поляризации света, выраженного от μ . Если μ есть показатель поглощения и n показатель преломления, то для силикатных пылинок можно найти μ по величине поглощения света, прошедшего через лабораторный образец, по коэффициенту отражения которого можно получить n . Разнообразие μ и n производит разнообразие красок в природе. Мало прозрачные тела отражают один цвет и пропускают дополнительные; мало поглощающие тела рассеивают свет на элементах мутности и потому одинаково окрашены и в отраженном, и в проходящем свете. Черное тело не отражает и не пропускает света. Как же будет обстоять дело с пылевым следом в целом?

Рассмотрим сначала поведение отдельной пылинки, которую будем считать шариком радиуса a . Понимая о волновой природе света, положим $\lambda = 0.5 \mu$. Если $a < 0.1$, то такую частицу можно считать малой,

она будет рассеивать свет обратно пропорционально λ^4 , так что мы увидим голубых лучей больше чем красных как, напр., в свете дневного неба или в кольце Сатурна. В силу волновых свойств света такая частица (прозрачная или нет) рассеивает одинаковое количество света как по направлению падающего света (вперед), так и навстречу ему (назад). Представим теперь себе, что наш шарик гладкий и отражает зеркально, как велосипедный шарик. Ясно, что основное количество света он отразит назад, причем равномерно во все стороны. Это легко видеть, наблюдая отражение света Солнца в таком шарике. Теперь увеличим шарик до $a \approx 1$; из-за дифракции света часть световой энергии начнет перебрасываться вперед в теньевую область, так что при $a \approx 3$ вперед и назад будет рассеиваться света поровну. При

$a > 10$ наступит переход к "большим" частицам. Возьмем шарик с $a = 10$. Он может быть прозрачным, как стеклянный, или непрозрачным, как угольный или как зеркальный. В первом случае световая энергия пройдет через шарик, рассеется вперед и назад ничего не отразится. Практически соотношение будет около 94% и 6%. Зеркальный шарик даст почти сферическое отражение назад, впереди него будет тень. Черный угольный шарик назад ничего не даст, а практически из-за дифракции и отражения некоторое количество энергии пойдет вперед. Теперь посмотрим, что даст облако частиц, т. е. пылевой след. Сначала допустим, что все шарики этого размера. Облако малых частиц ($a < 0.1$), прозрачных и непрозрачных, если оно не слишком густое, будет казаться голубовато-белым, если же очень густое, то начнет давать теньевые явления. Пусть теперь будет облако из "больших" частиц ($a \approx 10$). Оказывается, что рассеяние от массы таких частиц происходит так же, как от шара того же объема. Мало того мы считали частицы шариками. Оказывается, что очень вытянутые частицы (типа палочки), или очень сжатые (лепешечки), или спирально ориентированные, будут рассеивать также, как и шар, но только несколько иного объема. Гораздо сильнее сказывается влияние неоднородности частиц, когда они неоднородны. Тогда появляется дополнительное рассеяние, которое может казаться довольно сильно теоретически ожидаемую "индикатрису рассеяния". Таким образом для пылевого облака можно было бы измерить прозрачность в слое, толщина которого известна, найти индикатрису рассеяния и определить степень поляризации рассеянного света. Все это лучше всего делать в лучах одного цвета. Смещение угла β наибольшей степени поляризации происходит закономерно при измерении β от 0 до 1, поэтому, измерив β , можно судить о размере частиц. Если I есть количество света, прошедшее путь L в облаке, а I_0 — начальное

количество света, то величина $\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \frac{100 \text{ паф}}{1}}$ называется коэффициентом экстинкции. Зная его, легко определить число пылинки N в 1 см^3 , так как с учетом диффракции оказывается, что $\alpha = 2\pi N a^2$, а общее количество пыли в граммах на 1 м^3 будет $M = \frac{2}{3} \alpha \rho$. Всем известно, что вблизи Солнца небо кажется ярким, причиной тут индикатриса рассеяния, направленного вперед. Околосолнечное сияние тем ярче, чем больше λ . Есть еще замечательное явление - венец или глория вокруг тени головы, на тучах или на облаке тумана, на пыльную почву или на рожице. Глория видна вокруг тени самолета, попадающей на облако. Это дифракционное явление происходит из-за рассеяния света "назад". Ни же объясняется "Прокенский призрак" и наличие овалов инкогерентных изображений венчики вокруг головы. Дифракционные круги или радужный "дневной" вокруг Луны обязаны происхождению рассеянию "вперед". Это явление наблюдается в пылевой атмосфере (коллаид Бишона), на капельках воды и кристалликах льда в облаках или на заветренных окнах. Уголов радиус θ такого круга, радиус частицы a в зависимости от порядка n кольца и длина волны λ связаны формулой Мериттера $\lambda = \frac{2a \sin \theta}{n}$. Например, красно-бурое кольцо при извержении Кракатау дало размер вулканических пылинок $a = 1,8$ микрона.

Вернемся к главным о пылевых следах. Дифракционные кольца наблюдались в них трижды у нас в СССР - в 1903, 1933 и 1947 гг. и видимо также при падении Старого Песьяного в 1933 г. Для радиуса кольца первого порядка ($n = 1$), примем $\theta = 6^\circ$, тогда $a = 3,5$ микрона $\approx 41 \mu$, следовательно частицы пылевых следов были "крупными". Когда забудь, поднявшись выше следов, можно будет увидеть на всем глорию, так как для $\theta = 6^\circ$ зеркальные шарики отражают 25% назад и 75% вперед (при $\theta = 0$ и 180° это соотношение соответственно есть 80:20 и 67:33). То, что шарики можно принять за зеркальные, видно из работ Г. Д. Кринова, внешнею их как на поверхности самих метеоритов, так и на месте падения Сихотэ-Алинского метеорита: шарики блестящие, словно лакированы. Вероятно также гладкие и блестящие, как и обычные шарики, судя по данным опытов с их давлением и ударом стальной. В том и другом случае они оказывают микродифракционные картинками, слитыми с расщепленной поверхности тела и весьма разнообразными в воздухе. Имеются ли в пылевых следах частицы неправильной, обломочной формы, мы не знаем, но если они и есть, то влияние формы для малых частиц является второстепенным в рассеянии света. Здесь важна размеры a и число частиц N . Любопытные исследования дымов табака, ладава, кофоти, ашатыра и др. показали, что в видимой области спектра коэффициент поглощения α зависит от a причем при $a = 10^{-4}$ микрона и менее, $\alpha \propto a^2$, а при $a = 10^{-3}$ микрон и более, $\alpha \propto a$, $\alpha = 0$, т. е. более крупные частицы поглощают свет, не окрашивая его. Для частиц в 1 и $0,1$ микрон соответственно $\lambda = 3,2$ и $4,8$ и $\lambda = 1,2$ и $2,8$. Это используя обр. измерениям соотношения размеров частиц выброшенных в атмосфере метеоритом Гибского метеорита; он получил их радиус $a = 0,1$ микрон. Можно думать, что при движении метеорита на разных высотах будут обнаружены частицы разных размеров и что в кольцах "дневного" света образующиеся частицы могут быть также разнозначными. По мере рассеяние D , пройдя которое в пылевом следе радиусы a частиц уменьшится в $e = 2,718...$ раз

(с неперово основание). Если α есть коэффициент ослабления, то $D = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{2.303A}$; выражая α в микронах, плотность δ в г см³, число

частиц N на см³, q массу частиц в г м³, мы получим $D = \frac{2.303}{3q} \cdot 100$

метров. Мы уже видели, как велико поглощение в дыме печной трубы, где D может оказаться менее дециметра; в облаках водяного пара обычно $D = 5 - 10$ м, в обычном тумане 100 м. Измерим всю длину пути светового луча в пылевом облаке, выразив ее в единицах D . Мы получим отвлеченное число, называемое оптической толщиной T . При $T = 3$ из 100% упавшего света сквозь тело пройдет только 1% или около 0%. Для ориентировки укажем, что в обычном тумане при диаметре капелек 10 микрон среднее расстояние $l = 4 - 5$ мм и $q = 6$ миллиграмм м³. В густом тумане капли крупнее, около 100 микрон, $l = 20$ мм, q больше в 9-10 раз, а в облаках — в 25-80 раз. II. Подлибеков исследовал лабораторно поглощение света одной частицей каменного метеорита Старо-Песчаное, пылевой след которого нами был описан. Им произведено измерение в чистой воде и в воде с примесью порошка метеорита (суспензия), причем подсчитывалось число A частиц. Спектр поглощения сфотографировался. При $\lambda = 1,5$ и 2,6 миллиона на см² оказалось, что размеры частиц $r = 3$, причем частиц с $r = 4$ или 2 было меньше в несколько раз. Коэффициент ослабления света есть K ; на одну частицу получается $\lambda = \frac{K}{N} =$

$0,05 \cdot 10^{-8}$ в зеленых лучах и в 2,5 раза больше в синих. Более мелкие частицы дают меньшее λ , хотя и непропорционально радиусу. Общеизвестно, что наиболее непрозрачным будет такой туман, где $2.303 \cdot \lambda$ (Г. И. Покровский, 1939). Пылинки комнатного воздуха, видимые в луче солнечного света, в среднем имеют размер 0,5 микрона.

Наиболее распространена следующая классификация мелких частиц взвесей (аэрозолей).

1. Пыль — размер свыше 10 микрон, падение в воздухе с ускорением, диффузия места не имеет. Ее совокупность есть аэрозоль.
2. Туман — размер от 10 до 0,1 микрона, падение в воздухе с постоянной, но малой скоростью, диффузия нет. Частицы твердые или жидкие.
3. Дым — размер 0,1 до 0,001 микрона, падения не происходит, движение подобно молекулам газа, частицы участвуют в броуновом движении, диффундируют.

Опыт показывает, что частицы размером 1 микрона в воздухе не могут долго оставаться: они сливаются, соединяются с ионами, укрупняются и потому выпадают на землю, как говорят — коагулируют (обратный процесс есть непитизация). Такие частицы неустойчивы и загрязняют воздух временно. Постоянное загрязнение создают более мелкие частицы. Например, частицы взрыва Кракатоа носились на высотах 8-24 км более 5 лет. Одинаковая электрозаряженность частиц тумана приводит также к его относительной устойчивости. Наблюдениями [1] в лаборатории над жидким дымом найдено, что нет пропорциональности между концентрацией и яркостью. Напр., в очень тонких дымах увеличение отражения происходит через несколько времени после образования дыма, причем оно связано с изменением цвета дыма. В других случаях дыма с большей концентрацией частиц почти прозрачны, напр., дым автомашин. С увеличением степени измельчения частиц общая яркость облака частиц растет при том же количестве

материала; это справедливо в больших пределах. При медленном дымообразовании возникают крупные дымовые частицы и обратно. Дым с концентрацией 50 мг/м^3 изменяется не слишком быстро (часами), причем изменение числа частиц со временем одинаково для разных дымов. При испарении металлов всегда (кроме Au, Ag и Pt) в электролите получают дым из их оксидов; при этом частицы дымов получались сильно заряженными, как и при бурных химических дымообразующих реакциях. При низкой температуре этого нет, зато частицы оказываются заряженными потом, видимо за счёт присоединения ионов воздуха. Таковы свойства металлических аэрозолей, соответствующих пылевым следам железных метеоритов. Поскольку их шарики найдены металлическими, то это значит, что они были слиты при "низкой" температуре из вязкой пленки застывающего железа. Действительно, многие шарики имеют вид капельки с хвостиком или, как пузырьки, полы внутри. В электрическом поле частицы оксидов железа Fe_2O_3 образовывали цепочки, тогда как в отсутствие поля этого не было, как и напр. для окиси кремния SiO_2 . Окись магния дает довольно большие шарики. При возникновении дымовых частиц играет роль концентрация, температура, давление, размер и электрическое состояние. Степень дисперсности определяет устойчивость дыма: крупные частицы коагулируют быстрее. Кроме того, с понижением концентрации ниже некоторого предела аэрозоль становится устойчивым, напр. при $N = 10^5 - 10^6$ на см^3 . Аэрозольное облако обычно полидисперсно — в нем всегда представлены частицы разной величины. Плотность каждой пылинки всегда ниже плотности вещества, из которого она возникла в 2—10, обычно в 4—6 раз, поэтому она при расчётах заменяется эквивалентной ей сферической. Считается, что устойчивость дымового облака не зависит от его электрических свойств, хотя напр. действием ультрафиолетовой радиации пылинки заряжаются. Работа, идущая на образование пылинки, пропорциональна их суммарной площади, подчас очень большой: напр., 1 мм³ вещества, превращенного в 10^6 кубиков по 1 куб. микрону будут иметь поверхность 0,6 кв. метра! Механическое измельчение твердых тел не дает частиц меньше 10 микрон и с трудом удается рядом приемов получить 1 микрон. Гораздо легче получается распыление жидкости, причем степень дисперсности пропорциональна энергии удара и тем больше, чем меньше вязкость, плотность и поверхностное натяжение жидкости, причем оказывается, что процессе пульверизации связан с возникновением пузырьков с тонкими стенками. При лопании последних они еще разрываются на более мелкие части, принимаящие сферическую форму, как имеющую наименьшую энергию (Ю. П. Бендер, Г. П. Лучинский, 6, стр. 25). Наиболее высокую дисперсию дает взрывы, так как газовая волна ударяет с большой энергией и преодолевает силы сцепления. Вещества с высокой температурой кипения, будучи жидкими, могут насытить своими парами потоки горячего воздуха. После их охлаждения может выделяться (конденсация) высокодисперсный аэрозоль. При $t = 500$ уже трудно искусственно получить из данного вещества дым; его образуется слишком мало. При взрывах иногда конденсация паров вещества происходит на раздробленных пылинках того же вещества. Оседание пылинки в воздухе определяется формулой Стокса (1852 г.) в пределах от 0,4 до 100 микрон:
$$v = \frac{2}{9} \frac{a^2 g (p - p_0)}{\eta}$$

где a — радиус частицы, p и p_0 — плотность воздуха и частицы, g — ускорение силы тяжести и η — коэффициент вязкости ($1,8 \cdot 10^{-4}$). Частицы падают в воздухе так, чтобы сопротивление движению оказалось наи-

большим, напр. пластинки - пластины, бруски горизонтально и т. д. На более крупных частицах сказывается влияние энергии воздуха, который сжимается и замедляет падение. Такие "надстоксовы" частицы нам не будут встречаться. Численно скорость падения для шарика плотности $\rho m = 1$ такова (Стокс - Милликен).

Табл. 1

Радиус шарика $r = 100$	10	1	0,1	0,01	0,001 микрона
Скорость падения 120	12	0,013	0,00022	0,000011	10^{-6} см/сек

При $a = 0,1$ микрона размер шарика делается сравнимым с длиной пути свободного пробега молекул воздуха, шарик начинает проскальзывать между ними и сопротивление падению уменьшается, что учтено в данной табличке. У частиц 0,05 - 0,1 микрона скорость оседания делается такой, как и скорость броуновского движения и падение начинает происходить зигзагообразно. Более мелкие частицы участвуют в молекулярном движении газа и не оседают. Опытным это нашел Винкель для дымов окиси железа. В случае метеорных следов развевание их ветром оказывает большее действие, чем старение дыма от коагуляции и осадения, поэтому эти два явления должны играть второстепенную роль. Если концентрация N становится менее 10^5 на см^3 , то коагуляция, играющая роль рекомбинации в ионных следах, можно пренебрегать. Каково N в пылевых следах? Мы знаем, что с 1 см^2 поверхности метеорита в полете за 1 сек. может срываться слой до 4-7 мм толщины. Пусть полет метеорита в 300 кг длится 8 сек, из них 4 сек со следом, длиной 80 км и начальной шириной 100 м. Потеря вещества при плотности $\rho = 3$ составит около 100 кг, которые, будучи равномерно рассеяны в пылевом цилиндре следа, дадут плотность $4 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$. Приняв размеры пылевого следа в 1 куб. микрона, мы найдем их число в 1 см^3 равным $N = 130$. Только при ширине следа в 10 раз меньшей, что может длиться лишь мгновение, $N = 1,3 \cdot 10^6 \text{ см}^3$. Таким образом коагуляция в пылевых следах метеоров можно вполне пренебрегать. Только в случае присутствия субмикроскопических частиц, оптически заметных, но в массе составляющих лишь несколько процентов вещества следа, это имело бы значение, но удельная роль таких частиц, как видим, невелика. Пылевой след, образованный метеорным телом в атмосфере, становится составной частью этой полетной и в своем поведении обязан подчиняться законам поведения воздуха - т.е. участвовать в термической и динамической циркуляции и турбулентции. Чем последняя выше, тем быстрее идет перемещение следа с чистым воздухом и быстрее разрушается пылевой след.

По причине недостаточности концентрации N частиц следа в нем можно было бы пренебрегать многократным рассеянием света, если бы оптическая толщина не была велика. Из-за многократности рассеяния возникают те дифракционные явления, о которых мы говорили и по той же причине поляризация отраженного света уменьшается, свет в некоторой степени деполаризуется. В наблюдению, мы не знаем пока таких измерений, их следовало бы производить в трех положениях под 60°. Дополнительное освещение следа рассеянным светом веба также уменьшает степень поляризации и придает белесоватый оттенок. На границе следа присутствует частичное отражение света, на величину которого (альбедо) оказывает влияние количество света, по-

лощенного и рассеянного внутри следа. Однако видимая яркость следа будет зависеть от того, под каким углом его освещает Солнце. В облаке частиц происходит рассеяние света. Его производят частицы с $\rho \ll 1$ (молекулярное рассеяние Рэлея), $\rho \sim 1$ (дифракционное рассеяние Ми) и преломление и отражение по законам геометрической оптики в случае $\rho \gg 1$ (геометрическое рассеяние Френеля). Эти три вида рассеяния плавно переходят друг в друга; иногда в одном облаке можно одновременно получить все три вида рассеяния. В первом случае интенсивность рассеянного света F пропорциональна квадрату объема V частицы или a^3 , что следует из закона Рэлея $F = \frac{24\pi^3}{\lambda^6} \cdot V^2$.

$\left(\frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + 2n_0^2}\right)^2$, где n и n_0 коэффициенты преломления частицы и воздуха.

Изучая рассеяние света, удалось даже установить, какие молекулы газа вытянуты или сплюснуты. Центрами дифракционного рассеяния являются пылинки; оно является для нас основным фактором, определяющим оптические свойства пылевых следов, а так как a близко к λ , то малые изменения исходных параметров могут привести даже к противоположным результатам. Интенсивность рассеяния будет зависеть от диаграммы направленности, длины волны и некоторой степени радиуса. Это — известный нам случай из радиолокации, где размеры излучателя и длина волны одного порядка. Мы уже видели, что при $a = 1$ микрон $\rho = 11$, так что частицы будут считаться крупными: для них геометрическое рассеяние дает 16,8% энергии, рассеиваемой назад и в стороны, тогда как 83,2% обогнет частицу и пройдет вперед. Поэтому пылевое облако вблизи Солнца будет особенно ярким; то же происходит на небе в сегменте зари. Таким образом, дифракционное рассеяние в нашем случае является основным. Если бы можно было измерить из двух пунктов по разным направлениям яркость облака, тогда, используя рассеяния, по соотношению яркостей можно было бы найти размер частиц пыли. Например, по Ф. Ф. Юдалевичу для синего света ($\lambda = 0,525$ микрон), это отношение для углов 160° и 20° равно 0,01. Изменение размера частиц всего в два раза увеличивает эту цифру в десятки раз, так что метод был бы очень точным. Совместное действие молекулярного и дифракционного рассеяния приводит к тому, что в законе Рэлея интенсивность рассеяния будет убывать пропорционально λ^{-6} , где $b = 4$. Наблюдая облако «на просвет», можно было бы найти общее поглощение света, хотя нужно помнить, что здесь действует также избирательное поглощение. В лучах одной волны прозрачность облака может быть совсем не такой, как в другом цвете. Шульцкин доказал наличие максимума прозрачности при некоторой λ , например, для капель воды в 1–2 микрона $\lambda = 0,490$ мк. У более крупных частиц, где рассеяние геометрическое, этого нет. Прозрачность пылевых облаков как из мелких, так и из крупных частиц увеличивается к красной части, что хорошо известно из применения светофильтров в биноклях и фотоаппаратах. Размеры частиц искусственных лабораторных дымов, включая сажу, обычно равны 1–2 микрон. У них поглощение наибольшее в видимом спектре. Более крупные частицы (2–14 микрон) рассеивают и ослабляют одинаково все длины волн. Здесь рассеяние пропорционально квадрату радиуса: таким образом переход от второй к шестой степени радиуса происходит плавно между $\rho = 6$ и 2, напр. для $\lambda = 0,61$ при $a = 0,26$ – $0,29$ и $0,31$ – $0,35$ микрон $\rho = 2,8$ и 3,4 и соответственно показатель 3,8 и 2,2. Для рыхлых пылинок дело будет обстоять иначе: интенсивность рассеянного света может быть пропорциональна их объему и

зависеть от формы. В пылевых следах каменных метеоритов вероятно можно встретить большее разнообразие формы и размеров частиц, чем у железных метеоритов. К сожалению, оказывается невозможным, измерять интенсивность облака по числу N и λ , и только для больших частиц, когда справедлив закон квадрата радиуса, это возможно, как доказали Траубер и Вернер. Это уже область симметрического рассеяния. Диаграммы рассеяния здесь также направлены вперед с коэффициентом направленности напр. для капли воды, равным 24, соотношение "назад : вперед" попрежнему 0,168, рассеяние независимо от λ , что хорошо проверяется напр. на обычных облаках. На металлических шариках преломленная энергия по лотится и потому лепесток диаграммы рассеяния будет направлен не вперед, а назад, металлические шарики будут действовать как непрозрачные экраны. Таким образом, пылевые следы метеоритов каменных и железных, если они состоят из таких крупных частиц (2—3 микрона), будут отличаться по виду: проектируясь на диск Солнца или Луны, они не создадут вокруг них таких ярких ореолов, как более мелкие частицы с диффракционным рассеянием. Действительно, при падении Сихотэ-Алиньского метеорита "железное облако" дало лишь поглощение солнечного света и потом его частичное окрашивание, а для Тунгусского и других каменных метеоритов наблюдались радужные диффракционные явления в следе.

При малой концентрации или малом объеме облака происходит однократное рассеяние света и суммарное действие облака равно действию одной частицы, помноженному на число частиц. Если же концентрация велика и либо облако очень протяженное, то рассеяние света происходит после ряда отражений. Если частицы занимают 1 : 10⁷ всего объема, то хотя такое многократное рассеяние и имеется, но оно еще невелико. Так как пылевые следы обычно густы и непрозрачны, то приходится считать, что в них кроме основной массы частиц сравнительно крупных (напр., порядка 1 мк) присутствует еще малое по массе, но большое по количеству число субмикроскопических частиц, напр. с $a=0,1-0,01$ мк. В. В. Шудейкиным доказано, что при сильном многократном рассеянии ослабление потока света идет не по показательному закону Ламберта $J=J_0 e^{-kx}$, а по гиперболическому $J=J_0 \cdot 4,5 \sqrt{d}$, где d есть коэффициент рассеяния. Кроме того, происходит "осреднение" спектрального состава и деполаризация. В целом пылевое облако оказывается вполне непрозрачным, белым, мало поляризованным. Вдобавок в нем сильно увеличивается поглощение, пропорциональное площади частиц (а не массе их). Частицы угля с $a=0,18$ мк в желтозеленых лучах $\lambda=0,50-0,70$ мк поглощают 20—15% по вычислению и опыту, общих же формул не существует. Если существует в видимом спектре область избирательного поглощения света, то пылевое облако окажется окрашенным. Мы обычно этого не наблюдаем очевидно потому, что в облаке присутствуют частицы разных размеров с разными областями поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астапович И. С. — Большой Тунгусский метеорит. II. Результаты исследования. Природа 40, № 3 (4—23, 1951), лит-ра 59 назв. Стр. 14 — пылевой след Тунгусского метеорита, его кристаллы.
2. Он же — Нынешние успехи в изучении метеоров. Природа 30, № 4, 8—27, 1941. Стр. 19—20. О пылевых облаках и космопыли в атмосфере.

3. Он же — Инструкция для наблюдений болидов. Бюлл. ВАГО № 5, 1940, стр. 8-14. Имеются указания к наблюдению газовых и пылевых следов.
4. Он же — Метеорные методы исследования стратосферы. Уч. зап. Саратов. ун-та, 15, в. 3. Астр.-физ. 82-99, 1940. Стр. 89-90 первое определение размеров пыльного следа по дифракционным явлениям.
5. Ватолин Н. — Пыль. М.—Л., 1935, 80 стр. Обзор по атмосферной пыли.
6. Вейцер Ю. И., Лучинский Г. П. — Химия и физика маскирующих дымов. М.—Л. 1938, 320 стр. Отдельные главы излагают оптические явления в дымовом облаке, рассеяние и поглощение света на пылинках, устойчивость дымового облака и поведение его в атмосфере. Изд. 2, 1947 г.
7. Дебабов Д. Г. — Редкое зрелище — падение метеора Огонек 1944, № 1, стр. 12. Имеются 3 фотоследа, описание меточно. Одна фотография в книге „Мастера фотографии“, 1952, М.
8. Драверт П. Л. — Воздушные страхи Тобольска в старину. Отд. оттиск из ж. „Сибирские огни“. Новосибирск. 1940 г. Летописные данные о болидах 17—18 вв. и о их пылевых следах.
9. Джиббс — Аэрозоли. М., 1929.
10. Известия Русск. астр. об-ва 7, № 7-9-12. Журнал общего собрания от 17. XII. 1898 г., сообщение С. П. Гаазенапа.
11. Крянов Е. Л. — Инструкция по наблюдению падений, поискам и сбору метеоритов. М.—Л., 1950, 32 стр. Имеются указания к наблюдениям положений следов болидов.
12. Козлов П. К. — Изв. Русск. геогр. об-ва 43, 215. Фотография следа болида.
13. Полатбеков П. Ф. — Исследование оптических свойств метеоритного вещества. Изв. АН Каз. ССР, сер. астр. и физ. в. 3, 1948, стр. 42-41.
14. Саврухин А. П. — Исследование болида 1950 июня 23 и дрейфа его следа. Изв. АН Туркм. ССР № 7, 69-73, 1951, 1 фиг.
15. Святский Д. О. — Астрономические явления в русских летописях. Пг., 1915. Летописные данные о следах болидов 11-17 вв.
16. Фесенков В. Г. — Помутнение атмосферы, произведенное падением Тунгусского метеорита 30 июня 1908 г. Метеоритика 6, 8-12, 1949.
17. Он же — Остоятельства падения Сихотэ-Алинского метеорита. Изв. АН Каз. ССР, сер. астр. и физ. в. 3-11. Описание следа.
18. Падение метеорита в Приморской области. Изв. РОУИМ 5, № 6 (24), 297-298, 1916. Описание следа метеорита Богуславки (Ред.)
19. Уайтлоу Грей, Петерсон — Дым. Исследование в области аэродисперсных систем. М.—Л., 1934, 172 стр. Гл. 10 — рассеяние света дымом, гл. 14 — электрические заряды в дыме.
20. Шайфман К. Е. — Рассеяние света в мутной среде. М.—Л., 1941, 126 стр., лит. ра. 128 назв. Лучший обзор вопроса.
21. Hoffmeister C. — Die Meteore 1911, 154 стр., Leipzig.
22. Nielsen A. — Medd. Ole Rømer obs., Aarhus, 23, 36, 1953. Фото пылевого следа болида 18. III. 1951 г. в конусе вечерней зари.
23. Nfningger H. H. — Sky and Tel. 7, 12, 293-295, 1943. Две фотографии пылевого следа метеорита Нортона, падение 18. II. 1918 г.
24. Olivier J. P. — Meteors, Balt. 1925, 276 стр. Глава 12 — метеорные следы.
25. Untch obs. Circ. № 1, 1912, Капиталт. Фото пылевого следа 4 VI. 1912 г.
26. Malach W. — Zts. ang. Meteor. 50, 325, 1933. Метеорные следы.
27. Hulbutt E. — Publ. astr. Soc. Pac. 44, 178, 1932. Дрейф следов.
28. Kahike, S. — Ann. d. Hydrogr. 1921, сентябрь. Смещение следов под действием воздушных течений.