

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

535-31

**ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИН ВОЛН В ВАКУУМНОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА \*)***Б. Эдлен***§ 1. ВВЕДЕНИЕ**

Область вакуумного ультрафиолета может быть определена как та часть ультрафиолета, для которой воздух является в большей или меньшей степени непрозрачным. Его верхняя граница определяется поглощением кислорода, которое начинается примерно при  $1950 \text{ \AA}$ . В сторону коротких длин волн, согласно такому определению, вакуумный ультрафиолет должен простирается примерно до  $2 \text{ \AA}$ , где воздух постепенно вновь становится прозрачным для излучения. В этом случае сюда включена и область, обычно именуемая областью мягкого рентгена. В настоящее время оптические спектры получены вплоть до  $6 \text{ \AA}$ . Ввиду радикального изменения техники регистрации спектра, которое необходимо, начиная приблизительно с  $10 \text{ \AA}$ , мы будем в дальнейшем вакуумным ультрафиолетом называть область от  $2000$  до  $10 \text{ \AA}$ .

В вакуумном ультрафиолете расположены резонансные линии нейтральных атомов водорода, углерода, азота, кислорода, галогенов, благородных газов и некоторых других элементов. Многие молекулярные спектры в значительной своей части также расположены в вакуумном ультрафиолете. Для ионов часть спектра, приходящаяся на область короче  $2000 \text{ \AA}$ , быстро увеличивается с ростом степени ионизации, так как длины волн соответствующих линий изоэлектронных ионов обратно пропорциональны квадрату эффективного заряда. Важность вакуумного ультрафиолета для исследования структуры атомов и молекул была понята давно, но значительно более сложная техника работы в этой области задержала ее развитие, в результате чего вакуумная область спектра в настоящее время изучена гораздо менее полно, чем другие области спектра. Особенно широкое поле для дальнейших исследований представляют ионы очень высоких степеней ионизации. В последнее время важность таких исследований значительно возросла в связи с ракетными экспериментами по получению солнечного спектра и с работами по высокотемпературной плазме, связанными с исследованиями в области управляемых термоядерных реакций.

Настоятельная потребность дальнейшего изучения вакуумных ультрафиолетовых спектров и возродившийся интерес к этим работам делают своевременным появление обзора по технике работы и результатам, достигнутым в области вакуумной ультрафиолетовой спектроскопии. В настоящей статье в основном будут рассматриваться вопросы, связанные с измерением длин волн эмиссионных линий. Всесторонний обзор более широкого круга вопросов был сделан в превосходной статье Бойса<sup>1</sup> по вакуумной ультрафиолетовой спектроскопии, написанной им около двадцати лет назад.

\*) B. Edlén (Department of Physics, University of Lund, Sweden), *Wavelength Measurements in the Vacuum Ultra-violet*, Repts Progr. Phys. 26, 181 (1963). Перевод Н. К. Суходрев.

В конце статьи помещен список дополнительной литературы, в котором учтены работы, вышедшие после появления данного обзора, и работы советских авторов, по-видимому, неизвестные автору обзора.

Из более поздних работ мы упомянем статью Дитчберна<sup>2</sup> по конструкциям вакуумных спектрографов Роман и Водар<sup>3</sup> и Прайс<sup>4</sup> дали общий обзор современного развития вакуумной ультрафиолетовой спектроскопии; Уилкинсон<sup>5</sup> написал обзор по молекулярным спектрам в вакуумном ультрафиолете. Упомянем, наконец, очень содержательную статью Тауси<sup>6</sup>, включающую как историю вопроса, так и авторское изложение последних достижений в технике работы и снабженную многочисленными ссылками на оригинальные работы.

## § 2. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ

В различных частях огромной спектральной области от 2000 до 10 Å, составляющей почти восемь октав, естественно, имеются различные трудности и возможности регистрации. Мы можем подразделить эту область на три части, а именно (в круглых числах) области 2000—1100 Å, 1100—500 Å и 500—10 Å. В первой из них, которая может быть названа LiF-областью, некоторые твердые тела обладают достаточной пропускаемостью и могут быть использованы в качестве окон, призм и линз; например, кварц прозрачен примерно до 1600 Å, флюорит — до 1220 Å и LiF — немного ниже 1100 Å (см. Чабб и Фридман<sup>7</sup>). Таким образом, закрыв щель окном из LiF, можно получить всю эту область без наложения спектров высших порядков, а в источнике может поддерживаться высокое давление, в то время как весь длинный путь луча в приборе проходит в вакууме. Наконец, для этой области, делая специальные покрытия на свеженапыленный алюминий (см., например, Хантер<sup>8</sup>), можно получить оптические поверхности с довольно большим коэффициентом отражения, чтобы использовать многократное отражение.

Ниже границы пропускания LiF ни одно из твердых тел не обладает заметной пропускаемостью, кроме как в очень тонких слоях. Для длин волн ниже 1000 Å не удастся также до сих пор изготовить поверхности, обладающие достаточно высоким коэффициентом отражения при нормальном падении, чтобы сделать возможным применение зеркала в дополнение к дифракционной решетке. Очень большое практическое значение имеет то обстоятельство, что гелий совершенно прозрачен вплоть до 500 Å, за исключением резонансного поглощения в линиях. Поэтому эту вторую область вакуумного ультрафиолета часто называют гелиевой областью.

Для третьей области, начиная примерно с 500 Å, ни один из газов не должен присутствовать при сколько-нибудь заметном давлении в системе. Далее, эффективность решеток при нормальном падении постепенно падает с уменьшением длины волны и может быть скомпенсирована только использованием больших углов падения. Так как преимущество установки со скользящим падением становится заметным, начиная примерно с 500 Å, и вогнутые решетки с нарезанными штрихами в такой схеме могут успешно применяться вплоть до длин волн  $\sim 10$  Å, вся эта область может быть названа областью скользящего падения. Ниже этой границы следует пользоваться методами рентгеновской спектроскопии, использующей дифракцию на кристаллах (ср. Флемберг<sup>9</sup>, Бёрден и др.<sup>10</sup>).

### 2.1. Конструкция спектрографов

2.1.1. Общие замечания. Особенности техники регистрации излучения в вакуумном ультрафиолете в первую очередь связаны с непрозрачностью газов и твердых тел. Этот вопрос был тщательно разобран Бойсом<sup>1</sup> и позднее Дитчберном<sup>2</sup>, который получил оценки требуемой степени разрежения в системе и рассмотрел связанные с этим вопросы конструкции приборов для вакуумного ультрафиолета. Так как коэффициент поглощения в фотоионизационном континууме газов и паров, содержащихся в воздухе, довольно высок (в среднем  $500 \text{ см}^{-1}$  для области 900—300 Å), для того, чтобы поглощение света на пути 2 м не превышало 30%, необходимо, чтобы давление в системе было  $\leq 3 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$  Следовательно, чтобы избежать значительных потерь света из-за поглощения, шестиметровый прибор (световой путь 12 м) должен быть откачан до  $5 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$  Однако внутри узких полос поглощения газов, присутствующих в системе, коэффициент поглощения может быть в несколько сот раз больше, и, чтобы исключить эффект поглощения в линиях, в больших спектрографах требуется вакуум не хуже, чем  $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$  Поглощение в линии может причинить большие неприятности при измерении длин волн, так как контур измеряемой эмиссионной линии может быть искажен и ее положение смещено из-за близкого наложения узкой линии поглощения.

Все спектрографы, используемые для измерений длин волн в вакуумном ультрафиолете, имеют в качестве диспергирующей и фокусирующей системы вогнутую дифрак-

ционную решетку. Призмённые приборы, которые можно было бы использовать в области до 1200 Å, не имеют заметного преимущества для точных измерений. Интерферометрические методы также не дают пока удовлетворительных результатов в вакуумной ультрафиолетовой области.

Требование к точности измерения длины волны быстро возрастает с уменьшением длины волны. Это есть следствие соотношения  $\Delta\sigma = \Delta\lambda/\lambda^2$  и того обстоятельства, что при изучении структуры атомных систем важна точность определения именно волновых чисел  $\Delta\sigma$ . Так, если точность  $\Delta\sigma \sim 0,01 \text{ см}^{-1}$  в инфракрасной области может быть достигнута при измерении длины волны с точностью  $\pm 0,01 \text{ Å}$ , то то же самое  $\Delta\sigma$  в области 1000 Å требует измерения  $\lambda$  с точностью  $\pm 0,0001 \text{ Å}$ . Важность высокой точности измерения длин волн в вакуумном ультрафиолете можно хорошо проиллюстрировать на примере отождествления красной линии (6374 Å) в спектре солнечной короны. Заключение о ее принадлежности FeX было сделано на основании приблизительного совпадения ее волнового числа с расщеплением основного состояния FeX, которое было измерено по мультиплету с длиной волны около 96 Å. В данном случае величина  $\Delta\lambda$ , соответствующая определенному  $\Delta\sigma$ , будет в 4400 раз больше для большей  $\lambda$ . Следовательно, чтобы ошибка в предсказываемой длине волны красной линии не превышала  $\pm 10 \text{ Å}$ , в области  $\sim 96 \text{ Å}$  требуется точность измерения не менее 0,002 Å. Весьма существенно также обеспечить высокое разрешение спектра. Это особенно важно при изучении сложных спектров, таких, как спектры средних степеней ионизации элементов группы железа. Эти ионы имеют во внешней оболочке эквивалентные *d*-электроны, что приводит к появлению в их спектре групп очень тесно расположенных линий. Для многих спектров такого типа анализ фактически невозможен из-за недостаточной разрешающей способности имеющейся в настоящее время аппаратуры.

Если все длины волн измеряются при одном и том же угле дифракции ( $m\lambda = \text{const}$ ) и теоретическая разрешающая способность прибора реализована полностью, то спектрографы с решеткой должны давать одинаковую точность определения волнового числа при измерении в любой длине волны. Это следует из выражения для дифракционного предела разрешающей способности решетки  $\Delta\lambda = \lambda/Nm$  ( $m$  — порядок дифракции,  $N$  — полное число штрихов), что дает  $\Delta\sigma = \Delta\lambda/\lambda^2 = 1/Nm\lambda$ . Однако предел точности и разрешающей способности в области вакуумного ультрафиолета почти всегда ставится чисто практическими трудностями достижения этой теоретической разрешающей способности. Как правило, интенсивность так быстро падает с увеличением  $m$ , что, по крайней мере для слабых линий, измерения практически возможны только в нескольких первых порядках спектра. Известно также, что если линия наблюдается в очень высоком порядке, она получается часто такой же ширины или даже шире, чем близлежащая линия первого порядка, вместо того чтобы быть в  $m$  раз уже (см., например, Зедерквист и Эдлен<sup>11</sup>, рис. 1). Искажение формы линий высоких порядков дифракции может явиться следствием несовершенства нарезки штрихов решеткой.

В этой связи полезно рассмотреть дифракционную ширину линии  $d$  в линейной мере в направлении, перпендикулярном лучу. Выражение для  $d$ , давсаемое общей дифракционной формулой, есть  $d = f\lambda$ , где  $f$  — отношение фокусного расстояния к апертуре. Для вогнутой решетки радиуса  $R$  и эффективной ширины  $W$   $f = R/W$ . Принимая в качестве типичного значения  $f = 30$ , мы получим для  $\lambda = 1000 \text{ Å}$   $d = 0,003 \text{ мм}$ . Так как обычные фотоматериалы вследствие конечных размеров зерна фотоэмульсий упирают линию до величины  $\sim 0,01 \text{ мм}$ , в случае установки решетки в нормальном падении фактором, ограничивающим получение максимальной разрешающей способности, является зерно фотопластики. Поэтому все-таки целесообразно увеличивать размеры вакуумных спектрографов, хотя при этом и не достигается увеличение теоретической разрешающей способности. В этом отношении установка по схеме скользящим падением луча имеет преимущество, давая инструментальное увеличение линейной дисперсии.

Следует также напомнить, что в том случае, когда нужно получить разрешающую силу, близкую к теоретической,  $d$  является мерой максимальной ширины щели спектрографа, которая при этом может быть использована. Так как для коротких длин волн  $d$  становится очень мало, очевидно, что для вакуумных спектрографов весьма существенно высокое качество исполнения щели. По практическим соображениям, особенно из-за возможного загрязнения, ширина щели едва ли может быть сделана меньше 0,001 мм, что и определяет предел разрешения для коротковолновой части области скользящего падения (см. п. 2.1.3).

**2.1.2. Установка решеток вблизи нормального падения.** Существует два основных типа установки решеток, которые используются в области, где скользящее падение еще не является необходимым. В установке по схеме Пашена все части спектрографа: щель, решетка и кассета — остаются фиксированными на своих местах, причем кассета обычно рассчитана на то, чтобы можно было получить сразу всю вакуумную ультрафиолетовую область спектра. Другой тип

установки — это автоколлимационная установка Иглы, в которой падающий и дифрагированный лучи идут приблизительно параллельно, а сравнительно узкий спектральный интервал, регистрируемый при заданном расположении, выбирается путем изменения положения решетки и кассеты.

Среди многочисленных приборов первого типа два спектрографа — один, разработанный и описанный Комптоном и Бойсом (см. Бойс<sup>1</sup>), и другой — Шенстоуном — применялись особенно широко и успешно. В обоих использовались двухметровые стеклянные решетки, имеющие 1200 штрихов на мм. В спектрографе Комптона и Бойса решетка устанавливалась под углом падения  $13^\circ$ ; в направлении нормали к решетке при этом распространяется волна с длиной порядка 1900 Å. Кассета длиной около 60 см позволяет получить в первом порядке спектральный интервал от нулевого максимума до области 2500 Å, дисперсия 4,2 Å/мм. Соответствующие параметры в приборе Шенстоуна<sup>12</sup> несколько отличны. В установках этого типа, даже если щель вынесена на боковую трубу, габариты прибора получаются довольно большими. Основное их преимущество — это высокая стабильность (нет перемещающихся частей), возможность получить всю ультрафиолетовую область спектра за одну экспозицию и малый астigmatизм. В самом деле, если поместить источник света на некотором определенном расстоянии  $S$  от щели спектрографа, то он стигматически отобразится в плоскости спектра. Это расстояние дается формулой (Бейтлер<sup>13</sup>)

$$\frac{S}{R} = (\cos \vartheta - \sin \vartheta' \operatorname{tg} \vartheta')^{-1} - \cos \vartheta, \quad (1)$$

где  $\vartheta$  — угол падения, а  $\vartheta'$  — угол дифракции. Учитывая, что в этом случае  $\vartheta$  и  $\vartheta'$  относительно малы, мы можем приближенно написать:

$$\frac{S}{R} = \vartheta^2 + \vartheta'^2. \quad (2)$$

В направлении нормали к решетке ( $\vartheta' = 0$ ), положив  $\vartheta = 13^\circ$ , мы получаем  $S = 0,052 R$ . При  $R = 2$  м это расстояние  $S$  имеет очень удобную величину порядка 10 см, которая лишь незначительно возрастает с увеличением численного значения  $\vartheta'$ . Оказалось, что эта возможность стигматического изображения источника весьма полезна, так как она позволяет в случае подводящего источника производить четкое разделение степеней ионизации, изучая вид (полярность) спектральных линий вдоль по длине.

На спектрографах этого типа исследования проводятся в основном в первом порядке спектра. При соответствующей ширине щели и хорошей фокусировке предел разрешения кладет зерно фотопластинки. Так как уширение линии, меньшее чем 0,005 мм, уже несущественно по сравнению с уширением из-за зернистости фотопластинки, требуется фокусировка с точностью не больше чем 0,005  $f$  мм или 0,15 мм для  $f = 30$  (см. также Дитчберн<sup>2</sup>).

Работая с двухметровым спектрографом Комптона и Бойса, автор нашел, что разрешение едва хватает для анализа спектров типа спектра иона Fe III, так что желательно иметь большую дисперсию. Однако при значительном увеличении размеров приборов этого типа габариты вакуумной камеры становятся очень большими и неудобными. Поэтому для получения очень высокого разрешения обычно предпочитают схему Иглы, в которой увеличение размеров камеры происходит в основном лишь в длину. Установка Иглы особенно подходит для решеток с концентрацией энергии, с которыми обычно работают в сравнительно узкой области углов падения; малые длины волн получаются в соответствующих высоких порядках.

Большие вакуумные спектрографы по схеме Иглы были описаны Уилкинсоном<sup>14</sup> ( $R = 6,5$  м), Бриксом и Герцбергом<sup>15</sup> ( $R = 3$  м) и Дугласом и Поттером<sup>16</sup> ( $R = 10$  м). Эти приборы дали заметное увеличение точности измерения длин волн в вакуумном ультрафиолете (см. п. 5.1). Отмечалось, что разрешение у десятиметрового спектрографа было выше, чем у трехметрового (оба прибора принадлежат Национальному исследовательскому совету в Оттаве), но менее, чем пропорционально его размерам. По-видимому, у спектрографов этого типа, где вакуумные ультрафиолетовые линии наблюдаются в высоких порядках, получаемое разрешение определяется скорее качеством решетки, чем размерами прибора.

В установке Иглы астigmatизм делает невозможным наблюдение полярности линии, а переналожение порядков может сделать необходимым использование дополнительных приспособлений для их разделения. В LiF-области это может быть достигнуто предисперсией света с помощью цилиндрической линзы из LiF, установленной вне оси. Дуглас и Герцберг<sup>17</sup> дали описание предисперсора, состоящего из грубой вогнутой решетки в скользящем падении, которая одновременно служила для уменьшения астigmatизма системы. Однако использование дополнительной решетки должно привести к значительной потере света.

Разработанный Хассом и др. (см., например, Хантер <sup>8</sup>) способ получения поверхностей алюминия, покрытых тонкой пленкой LiF или MgF<sub>2</sub> и имеющих высокий коэффициент отражения во всей LiF-области, открывает возможность использования установок с вспомогательными зеркалами. Установка Уодсворта, в которой требуется еще одно отражение помимо отражения на решетке, имеет то преимущество, что в ней получается стигматическое изображение щели. Однако чаще желательно иметь стигматическое изображение источника, а не щели, поэтому преимущество этой схемы перед схемой Пашена не очень существенно, а конфигурация хода лучей в этой схеме неудобна для вакуумного прибора. Более интересной оказывается возможность использования плоской решетки в схеме Эберта, если отражающая способность вогнутых зеркал может быть сделана достаточно высокой для использования двух добавочных отражений, которые здесь необходимы. Ее преимущество перед установкой Пггя состоит в том, что переход от одного спектрального интервала к другому осуществляется простым поворотом решетки и что имеется большая возможность выбора решетки с нужными параметрами в случае плоской решетки, чем в случае вогнутой решетки. Недавно установка Эберта была использована в аппаратуре, работающей на борту геофизической ракеты (Фасти, Кроссвайт и Маркгам <sup>18</sup>).

2.1.3. Установка со скользящим падением пучка. Как уже упоминалось, при переходе к области достаточно коротких длин волн эффективность решеток при обычных углах падения быстро падает с уменьшением длины волн. Разные решетки ведут себя в этом отношении по-разному, но в общем значительное уменьшение интенсивности дифрагированного света начинается в районе 500—300 Å. Причиной этому может служить как уменьшение отражательной способности материала решетки, так и структура поверхности решетки. Следует помнить, что поверхность, которая является оптически ровной для видимого света, может оказаться грубой для света, длина волны которого уменьшилась в десятки раз. В обоих случаях эффективность может быть существенно увеличена установкой решетки в скользящем падении, т. е. под углом падения большим, чем примерно 80°. Возрастание отражательной способности может быть объяснено как следствие эффекта полного внешнего отражения, так как коэффициент преломления для достаточно коротких длин волн становится меньше единицы. Согласно дисперсионной теории, коэффициент преломления может быть в этом случае записан так:  $n = 1 - \delta\lambda^2$ , где  $\delta = (q/2\pi) (e^2/mc^2)$ ,  $q$  — число дисперсионных электронов в единице объема и  $e^2/mc^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см — классический радиус электрона. Обозначив через  $\varphi$  угол скольжения (рис. 1) и учитывая, что  $\varphi < 10^\circ$ , мы получим условие для полного внешнего отражения:

$$\cos \varphi \cong 1 - \frac{1}{2} \varphi^2 \geq 1 - \delta\lambda^2, \text{ или } \varphi \leq \lambda (2\delta)^{1/2}. \quad (3)$$

Таким образом, коротковолновый предел должен уменьшаться линейно с уменьшением угла скольжения. Для определенного угла скольжения этот предел не имеет резко очерченной границы, а имеется область  $\Delta\lambda$ , в которой происходит постепенное уменьшение эффективности. Соответствующие исследования (Эдлен <sup>19</sup>, <sup>20</sup>) показали, что эффективность начинает заметно уменьшаться при численных значениях  $\lambda$ , выраженных в ангстремах, приблизительно равных десятикратному значению угла  $\varphi$ , выраженному в градусах, причем наиболее короткая наблюдаемая длина волны короче примерно на 25%. Так, при  $\varphi = 10^\circ$ ,  $4^\circ$  и  $1^\circ$  спектр может быть получен с достаточной интенсивностью соответственно до 100 Å, 40 Å и 10 Å. Это правило, по-видимому, справедливо по крайней мере для  $\varphi \leq 10^\circ$  как для стекла, так и для зеркальной бронзы. Оно примерно согласуется и с теоретической формулой, если для  $q$  принять разумное значение  $6 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup>. Этот вопрос подробно обсужден в статье Спраге, Томбульена и Бедо <sup>21</sup>. Для решеток с концентрацией энергии следует ожидать другого соотношения между углом  $\varphi$  и коротковолновой границей.

Специфические свойства установок со скользящим падением подробно обсуждены в статье Мака, Стена и Эдлена <sup>22</sup> и кратко — в статье Эдлена <sup>19</sup>. В обычном уравнении решетки

$$m\lambda = e (\sin \vartheta - \sin \vartheta') \quad (4)$$

мы можем заменить угол дифракции  $\vartheta'$  на  $(\vartheta - s/R)$ , где  $s$  — длина дуги круга Роу-ланда от нулевого порядка до данной точки (рис. 1), и, дифференцируя, получить выражение для обратной величины линейной дисперсии:

$$\frac{d\lambda}{ds} = \frac{e \cos \vartheta}{mR} = \frac{e \sin \varphi}{mR}, \quad (5)$$

которая оказывается пропорциональна длине хорды  $r'$ , проведенной из данной точки круга Роу-ланда к центру решетки. Увеличение дисперсии довольно значительно: при  $\varphi' = 10^\circ$  она примерно в 6 раз больше, чем при нормальном падении.

Отличительной чертой установок со скользящим падением является их компактность. Например, прибор с пятиметровой решеткой с 600 *штрихов/мм*, расположенной под углом  $\varphi = 4^\circ$ , имеющий кассету длиной 60 см на область от 0 до 250 Å, был смонтирован в стальной трубе длиной около 1 м и диаметром 20 см (Эдлен<sup>23</sup>).

Геометрически величина  $f$  не должна зависеть от угла падения. Однако, как было показано Маком, Стеном и Эдленом<sup>22</sup> (см. также Андерсон и Мак<sup>24</sup>), при скользящем падении из-за сферической аберрации значительно уменьшается действующая ширина решетки. Расчет дает, что для решетки с  $R = 1$  м, 600 *штрихов/мм* при угле скольжения  $\varphi = 2^\circ$  ширина, которая даст вклад в образование резкой линии в первом

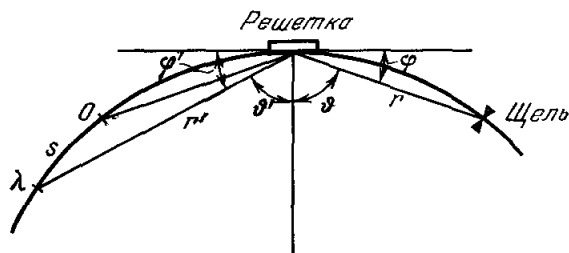


Рис. 1.

порядке, составляет примерно 0,5; 1 и 2 см для областей 10, 100 и 1000 Å соответственно. Для шестиметровой решетки эти значения будут в 4 раза большими (пропорционально  $R^{3/4}$ ). Они возрастают также с  $\varphi$ ; для  $\varphi = 10^\circ$  они увеличатся в 1,4 раза. Очень важно диафрагмировать решетку до этой эффективной ширины, так как свет от остальной части решетки может давать мешающие тени по обе стороны линии. Теоретическая разрешающая сила при этом, конечно, уменьшится пропорционально ширине решетки, однако это обычно практически малосущественно, так как достигаемая разрешающая сила, вероятно, во всех случаях будет ограничена зерном пластинки или шириной щели. Для иллюстрации сказанного возьмем решетку с  $R = 5$  м, 600 *штрихов/мм*, при  $\varphi = 4^\circ$  и рассмотрим линию  $\lambda = 100$  Å. Эффективная ширина решетки составляет 4 см, значение  $f = 500/4$ , а эффективная ширина щели, эквивалентная дифракционной ширине линии  $f\lambda$ , равна 0,0012 мм. Трудность изготовления и работы с микронной щелью, по-видимому, и кладет предел разрешающей силе в данном случае.

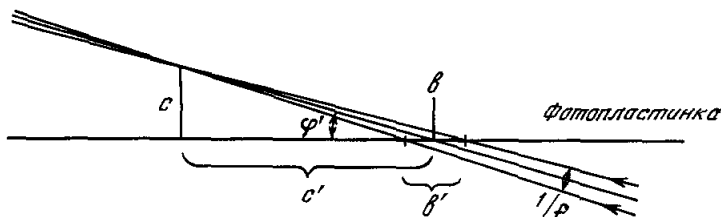


Рис. 2.

Очень наклонное падение света на пластинку влечет за собой важные последствия. Для иллюстрации обратимся к рис. 2 и положим  $\sin \varphi' = \tan \varphi' = \varphi'$ . Ширина линии в направлении, перпендикулярном лучу, при проектировании ее на круг Роуленда увеличится в отношении  $1/\varphi'$ , и уширение линии, обусловленное отклонением фотопластинки от положения истинного фокуса, дается соотношением

$$b' = \frac{b}{\varphi'} = \frac{c'}{\varphi'} f = \frac{c}{\varphi'^2} f. \quad (6)$$

Задавшись условием, что величина  $b'$  не должна превышать 0,01 мм, и приняв  $f = 100$  в качестве среднего значения величины  $f$  для скользящего падения, мы получаем, что в этом случае максимально допустимое отклонение от роулендовской поверхности в перпендикулярном кругу направления  $c = \varphi'^2$ . При  $\varphi' = 10^\circ$ , например,  $c = 0,03$  мм. Здесь получается гораздо меньший допуск, чем мы находили ранее в случае установки с нормальным падением луча. Из рис. 2 следует также, насколько важно, чтобы поверхности пластинки и кассеты были идеально ровными. Расфокусировка порядка  $c$  влечет за собой соответствующий сдвиг линии на величину  $c' = c/\varphi'$ . Это является главной трудностью, ограничивающей точность измерений в установках со скользящим падением луча. Особенно опасны малые нерегулярности, так как они могут не быть обнаружены при построении градуировочной кривой, если только опорные линии не будут расположены очень часто. Чтобы оценить, каких значений может достигать фактор  $1/\varphi'$  в наиболее неблагоприятных случаях малых  $\varphi$ , приведем урав-

нение решетки к виду  $\varphi'^2 = \varphi^2 + 2\lambda/\epsilon$  и получим при  $\varphi \rightarrow 0$  для решетки с 600 *штрихов/мм*  $\varphi' \cong \lambda^{1/2}/100$ . Следовательно, для очень малых  $\varphi$  фактор  $1/\varphi'$  меняется от 10 до 30 в области от 100 до 10 Å. Эти значения относятся к работам Тирсана<sup>25, 26</sup>, в которых получены оптические спектры вплоть до  $\lambda = 12$  Å при  $\varphi = 1^\circ$ .

При скользящем падении астигматизм является почти полным, т. е. в вертикальной плоскости не происходит почти никакой фокусировки пучка. Общая формула для астигматизма вогнутой решетки

$$l = h (\sin^2 \vartheta' + \sin^2 \vartheta \cos \vartheta' / \cos \vartheta) \quad (7)$$

при больших значениях  $\vartheta$  и  $\vartheta'$  принимает вид

$$l = h (r + r')/r, \quad (8)$$

где  $l$  — высота линии, которая соответствует точке на щели, отображаемой решеткой с эффективной высотой  $h$ , а  $r$  и  $r'$  — отрезки хорд, проведенных из центра решетки к щели и к ее изображению. Отсюда следует, что высота нарезанной части решетки не должна превышать полусуммы из желаемой высоты спектра и высоты источника света, что составляет обычно не больше 1 см. Другим следствием астигматизма является то, что установка скользящего падения весьма чувствительна к наклону щели. Угол наклона не должен отличаться от правильного значения более чем на величину отношения ширины щели к эффективной длине щели, которое обычно бывает меньше 0,001.

Так как область скользящего падения перекрывает несколько октав, а спектры высших порядков часто бывают достаточно интенсивны, возникает дополнительная трудность, связанная с переналожением спектров разных порядков. Обрезание спектра со стороны коротких длин волн до некоторых пределов может быть сделано подбором соответствующего угла скольжения, однако варьируемое  $\varphi$  очень сильно усложнило бы конструкцию прибора. Как было показано Астоном, Водаром и Романом<sup>27</sup>, тот же эффект может быть достигнут с помощью вспомогательного зеркала, установленного перед щелью, однако это возможно, только если зеркало будет мало забрызгиваться источником. Можно также изготовить фильтры для разных спектральных областей в виде тонких фольг различных металлов, используя край рентгеновского поглощения (Томбуляни и Бедо<sup>28</sup>). Однако любой способ обрезания высоких порядков с помощью зеркала и пропускающих фильтров неизбежно ведет также к уменьшению интенсивности исследуемой радиации.

## 2.2. Решетки для вакуумного ультрафиолета

Решетки, используемые в вакуумном ультрафиолете, имеют, как правило, 600 или 1200 *штрихов на мм*. Казалось бы логичным для более коротких  $\lambda$  использовать решетки с большим числом штрихов на мм, однако при изготовлении таких решеток значительно труднее обеспечить то высокое качество нарезки, которое необходимо при продвижении в область коротких длин волн. Действительно, было обнаружено (Эдлен<sup>29</sup>), что из двух идентичных стеклянных решеток (одна с 600, другая с 1200 *штрихов/мм*) более грубая, первая, решетка в области ниже 100 Å обладала заметными преимуществами перед второй. С другой стороны, была доказана возможность изготавливать и использовать решетки, имеющие до 3600 *штрихов/мм* (см. Фасти<sup>29</sup>).

Решетки нарезаются на зеркальной бронзе, стекле и напыленных слоях алюминия. В случае нарезки на алюминии можно достаточно хорошо контролировать форму штриха, так что удастся получить нужный угол блеска даже для очень коротких длин волн (см. Холлидей<sup>30</sup>). Однако, по общему мнению, для вакуумного ультрафиолета следует изготавливать решетки с неглубоким штрихом, оставляя часть поверхности нетронутой, и только эта нетронутая часть поверхности эффективно участвует в образовании дифракции. По-видимому, это верно для стекла и бронзы, так как штрихи на этих хрупких материалах имеют, вероятно, шероховатую поверхность. Штрихи, конечно, не должны быть очень тонкими. Если они будут в несколько раз уже, чем расстояние между ними, то дифракция становится незначительной, весь свет уйдет в нулевой порядок. Интересно отметить, что Вуд изготавливал стеклянные решетки для упомянутого ранее двухметрового прибора, производя нарезку при очень слабом давлении на алмаз, а затем увеличивал штрих до нужных размеров последующим травлением. Стеклянные решетки имеют то преимущество, что их отражающая способность довольно постоянна по спектру и остается низкой даже в видимой области, тогда как эффективность металлических решеток сильно возрастает к длинноволновому концу ультрафиолетовой области, особо подчеркивая эту часть спектра. Отражающая способность решеток может быть увеличена путем нанесения соответствующих покрытий уже после того, как решетка нарезана. Было найдено, что значительное улучшение дает платинирование решеток (Ватанабе<sup>31</sup>) и что алюминирование решеток путем напыления в вакууме с последующим покрытием защитной пленкой  $MgF_2$  значительно увеличивает их эффективность вплоть до 1100 Å (Хасс и Тауси<sup>32</sup>, Уилкинсон и Энгел<sup>33</sup>).

Решетки, наилучшим образом работавшие в схемах со скользящим падением луча, были нарезаны на стекле или на зеркальной бронзе; решетки же, нарезанные на алюминии, иногда вели себя довольно нерегулярно (Крисп<sup>34</sup>). Это, вероятно, происходит потому, что на таком мягком материале, как алюминий, при нажиме резца вдоль штриха образуются выступающие борозды, которые при скользящем падении могут экранировать нетронутые участки между штрихами, что приводит к появлению эффекта характеристического поглощения в алюминии. Следует отметить, что если решетка предназначается для использования в установке скользящего падения, то может быть получена значительная экономия в нарезаемой площади (см. п. 2.1.3). Это позволяет производить нарезку прямо на стекле без заметного износа алмазного резца.

### 2.3. Фотопластинки для вакуумного ультрафиолета

Несмотря на то, что фотоэлектрические методы регистрации вакуумного ультрафиолетового излучения достигли значительного прогресса (см. Тауси<sup>6</sup>), фотолампа остается пока единственным средством для прецизионных измерений длин волн. Обычные фотолампы начинают терять чувствительность в области ниже 2500 Å из-за поглощения в желатине и становятся совершенно непригодными для использования в вакуумном ультрафиолете. Они могут быть очувствлены к коротковолновому излучению путем нанесения флуоресцирующих покрытий, однако значительно лучше пластинки шумановского типа с малым содержанием желатины, в которых незащищенные зерна AgBr расположены у самой поверхности эмульсии. Такие эмульсии без большого труда могут быть приготовлены по рецепту, описанному Шуманом. Автор приготавливал самодельные пластинки, которые в отдельных партиях получались очень высокого качества, однако результат был трудновоспроизводим. Из выпускаемых в настоящее время пластинок пластинки фирмы «Истман Кодак» типа SWR, по-видимому, имеют некоторое преимущество перед пластинками типа «Ильфорд-Q» как в отношении чувствительности, так и в отношении разрешения, однако качество пластинок бывает довольно непостоянно. Высокая разрешающая способность эмульсии SWR была подтверждена автором, который, используя двухметровый спектрограф нормального падения по схеме Комптона и Бойса и искру между железными электродами в гелии при пониженном давлении, получил в области 500—600 Å реальное разделение линий, расположенных друг от друга на расстоянии  $\sim 0,006$  м.м.

Шумановские пластинки требуют значительно более короткого времени проявления, чем обычные пластинки — менее минуты в обычном проявителе при комнатной температуре. Если проявлять пластинки SWR следуя рекомендациям фирмы, то они будут перепроявлены и завуалированы. Шумановским эмульсиям, по-видимому, вообще свойствен высокий контраст. Даже будучи правильно проявленными, пластинки SWR имеют слишком высокий контраст. Лучшими в этом отношении являются пластинки «Ильфорд-Q».

Для точного измерения длин волн в качестве подложки для фотоэмульсии может быть использовано только стекло. Даже экстратонкое стекло, на котором выпускаются фирменные шумановские пластинки, не может быть изогнуто с радиусом 50 см, и поэтому пластинки не могут быть использованы на приборе с решеткой  $R = 1$  м. Полуметровые спектрографы также дают значительный процент лопнувших пластинок. Для безопасного изгибания пластинок нужна решетка радиуса не менее двух метров. Как уже говорилось, при скользящем падении требуется особенно ровная поверхность эмульсионного слоя. Стекло должно быть отшлифовано и отполировано, чтобы обеспечить гладкую корректировочную кривую. К сожалению, как SWR-, так и Q-эмульсии не всегда получаются на стекле с желаемой степенью гладкости, однако «Ильфорд» принимает от заказчика стекло для полива эмульсией.

### § 3. ИСТОЧНИКИ СВЕТА ДЛЯ ВАКУУМНЫХ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ АТОМНЫХ СПЕКТРОВ

Ценную информацию по источникам света можно найти в обзорных статьях Бойса<sup>1</sup> и Шенстоуна<sup>37</sup>. По источникам сплошного спектра мы отсылаем к обзорам Прайса<sup>4</sup> и Тауси<sup>6</sup> и ограничиваем дальнейшее обсуждение только источниками атомных линейчатых спектров. Большинство различных источников, обычно применяемых для возбуждения атомных спектров, могут быть использованы и в вакуумном ультрафиолете. Выбор того или другого из них зависит от спектральной области и от элемента и степени его ионизации, подлежащих исследованию. Для того чтобы получить как можно более узкие линии и избавиться от спектров ионов высших степеней ионизации, следует выбирать источник с возможно более низкой плотностью ионов и с самым мягким режимом возбуждения, который возможен для нужной степени ионизации.



### 3. 1. П о л ы й   к а т о д

Трубка с полым катодом, впервые примененная Пашеном, является превосходным источником для возбуждения дугового и первого искрового спектров. Обычно разряд протекает в благородном газе при давлении в несколько мм. рт. ст.; коротковолновая граница определяется поглощением соответствующего газа. В гелии поглощение в линиях начинается при 584 Å, а непрерывное поглощение — примерно при 500 Å. Соответствующие длины волн для неона 743 и 575 Å, а для аргона — 1066 и 800 Å. Техника использования полого катода для получения спектра металлов, имеющих высокую точку плавления, описана Шенстоуном<sup>36, 37</sup>.

Пропуская в трубке с полым катодом конденсированный импульсный разряд, можно получить возрастание степени ионизации на одну или две ступени (Гартлэй и Гиббс<sup>39</sup>, Глад<sup>40</sup>, Бекар, Депре и Ройг<sup>41</sup>); однако главное преимущество обычного полого катода, дающего очень узкие линии, при этом значительно теряется.

### 3.2. Б е з э л е к т р о д н ы й   р а з р я д

Безэлектродный разряд, возбуждаемый высокочастотным полем с помощью внешней катушки, окружающей разрядную трубку, может быть использован в качестве источника, работающего при давлениях в несколько сот раз меньших, чем в полом катоде. Такой источник обеспечивает ионизацию в широких пределах, регулируемых с помощью электрического контура, питающего катушку. Устройство, в котором использовался импульсный генератор с частотой 18 Мгц и изменяемой длительностью импульса, описано Минхагеном, Петерсоном и Стигмарком<sup>42</sup>. Эти источники дают резкие линии и пригодны для возбуждения как газов, так и твердых материалов, если последние достаточно летучи, чтобы создавать требуемую плотность паров при нагревании их разрядом.

### 3.3. Д у г и   и   и с к р ы   в   п р о з р а ч н ы х   г а з а х

Было показано, что дуга или искра в атмосфере азота, горящая при давлении, близком к атмосферному, является очень хорошим источником для возбуждения первого, второго и третьего спектров металлов в LiF-области (Шенстоун<sup>37</sup>). Азот прозрачен во всей этой области, за исключением ряда дискретных линий поглощения, начинающихся при 1450 Å. Вместо азота можно использовать любой из благородных газов. Шенстоун<sup>38</sup> описал удобный источник для получения третьего спектра металлов вплоть до 500 Å, используя искру в гелии при давлениях от 300 до 600 мм рт. ст. В таком источнике наивысшим спектром, возбуждаемым с довольно большой интенсивностью, является спектр ионов третьей степени ионизации (четвертый спектр), а наиболее полно развит спектр ионов со второй степенью ионизации. При использовании этих источников, где давление достаточно высоко, для устранения излишнего поглощения крайне важно, чтобы наполняющий газ был очень чистым. Должны быть также приняты специальные меры, чтобы давление в спектрографе было значительно ниже, чем в источнике, что может быть достигнуто либо с помощью окна, расположенного перед щелью спектрографа, либо дифференциальной откачкой. Высокая плотность газов в источнике приводит к некоторому уширению линий, которое зависит от типа электронного перехода. Для металлов группы железа, например, переходы, включающие 4d- и 5s-уровни, при достаточном разрешении дают заметно более широкие линии, чем линии, включающие только 3d-, 4s- или 4p-уровни (Эдлен и Свингс<sup>43</sup>). Это облегчает классификацию линий, но уменьшает, конечно, разрешение и точность измерений.

При давлениях порядка 0,1—0,01 атм трудно получить локализованную искру между открытыми электродами. Однако если разряд ограничить пространственно, например, надев на электроды трубку из изолятора, то в гелии получается прекрасный источник вплоть до 500 Å для возбуждения средних степеней ионизации, например от Fe II до Fe V. Свет выходит через отверстие в изолирующей трубке. Разрядное напряжение составляет 500 в, емкость 10—20 мкф, степень ионизации удобно регулировать изменением индуктивности в цепи. Линии, уширенные в искре с азотом под большим давлением, получают узкими в такой искре с гелием при пониженном давлении. Источник подобного типа был использован Шугаром<sup>44</sup> и Дике, Кроссвайтом и Даном<sup>45</sup> для получения спектров ионов третьей степени ионизации редкоземельных элементов. Аналогичная установка описана Ховисом<sup>46</sup>.

### 3.4. В а к у у м н а я   и с к р а

Для области длин волн короче 500 Å и для получения очень высоких степеней ионизации вакуумная искра остается пока практически единственным источником света. Для пробоя открытого искрового промежутка в высоком вакууме требуются очень высокие напряжения, порядка 80—90 кв. Значение пробойного напряжения мало

меняется с увеличением длины искрового промежутка вплоть до величины  $\sim 5$  м.м. Большая же длина промежутка обеспечивает большее количество света. Величина используемой емкости ограничивается возрастающим с ее увеличением износом электродов и связанным с этим забрызгиванием щели прибора. Используя емкость  $\sim 0,5$  мкф и сократив до минимума индуктивность в цепи, можно получить мгновенные значения силы тока в разряде до 50 ка. При этом могут быть получены степени ионизации выше двадцатой (Эдлен<sup>20</sup>). Степень ионизации значительно снижается при введении в цепь даже малой индуктивности.

Для сравнительно мягкого возбуждения большими преимуществами обладает так называемая закрытая или скользящая вакуумная искра, в которой подбором соответствующих  $U$  и  $L$  можно создать условия, наиболее благоприятные для получения желаемой степени ионизации. Соответствующее устройство, как и в случае описанной выше искры в гелии, может быть выполнено путем помещения обоих электродов в общую полую трубку из тугоплавкого изоляционного материала; свет выходит через отверстие в трубке под прямым углом к каналу. Напряжение на всем искровом промежутке составляет всего несколько киловольт, поэтому высокое напряжение на конденсаторе задается с помощью вспомогательного воздушного промежутка изменяемой длины. Поскольку в скользящей искре плотности тока значительно меньше, чем в открытой вакуумной искре, возбуждаемые линии имеют в этом источнике гораздо меньшие штарковское уширение и сдвиг, обусловленные межзонными полями. Скользящая вакуумная искра была впервые предложена Водаром и Астоном<sup>47</sup>; различные модификации и приложения этого источника, особенно для целей спектрального анализа, описаны в работах сотрудников Водара (см. Роман и Водар<sup>3</sup>). Боккастен<sup>48</sup> применял скользящую вакуумную искру для изучения атомных спектров, а Торессон<sup>49</sup> показал, как с ее помощью можно получить эффективный источник света для возбуждения спектров газов относительно высоких степеней ионизации — вплоть до восьмой в случае благородных газов. В этом случае электроды изготавливаются из бериллия, а исследуемый газ при низком давлении поступает в искровой промежуток через отверстие в одном из электродов.

Другой способ обойти трудности, связанные с высоким пробивным напряжением в случае открытой вакуумной искры, заключается в поджиге основной искры с помощью маломощной искры со вспомогательного электрода (см., например, Баллофе<sup>50</sup>, Педос, Свентицкий и Шлепкова<sup>51</sup>).

## § 4. ОБРАБОТКА СПЕКТРОГРАММ

### 4.1. Измерения и расчет длин волн

Так как дифракционная ширина линии уменьшается пропорционально длине волны, то обычно спектральная линия в области вакуумного ультрафиолета уже, чем в области больших  $\lambda$ , и имеет ширину порядка 0,01 м.м. и меньше. Поэтому, чтобы полностью извлечь содержащуюся в спектрограмме информацию, необходим измерительный прибор такой точности, чтобы вносимые им самим ошибки не превышали нескольких десятых микрона. Так как такой точности редко удается достичь с помощью винта, лучше пользоваться компаратором типа Аббе с прецизионной калиброванной шкалой. По этой причине, возможно, трудно полностью автоматизировать измерение вакуумных ультрафиолетовых спектрограмм, не жертвуя при этом точностью измерений. Необходимо также тщательно подобрать нужное увеличение измерительного микроскопа, и часто оно оказывается большим, чем то, которое обеспечивается оптикой компаратора. Наиболее удобная форма визирной сетки — ординарная пунктирная линия, устанавливаемая параллельно спектральным линиям, которая позволяет видеть слабые линии в промежутках между отрезками визирной линии. Полезно каждую пластинку измерить сначала дважды в одном направлении, сдвигая ее на пол-оборота винта или на поделения шкалы компаратора, чтобы уменьшить периодическую ошибку, а затем повторить всю процедуру с пластинкой, установленной в обратном направлении, компенсируя при этом субъективную ошибку, связанную с выведением линий разной интенсивности.

Чтобы перевести отсчеты компаратора  $s$  в длины волн, нужно выразить  $\lambda$  в виде полинома по  $s$ . Из уравнения решетки (4) имеем

$$\frac{d\lambda}{ds} = \frac{e \cos \vartheta'}{R} \quad \text{и} \quad \frac{d^2\lambda}{ds^2} = -\frac{e \sin \vartheta'}{R^2}. \quad (9)$$

Следовательно, для очень малых  $\vartheta'$ , т. е. вблизи нормали к решетке, мы можем считать  $d\lambda/ds$  постоянным и применять линейное интерполирование. Для очень больших  $\vartheta'$  (скользящее падение) нужно применять квадратичное интерполирование ( $d^2\lambda/ds^2 = \text{const}$ ), причем в случае скользящего падения всегда требуется окончательное уточнение

с помощью корректировочной кривой. Для промежуточных значений  $\Phi'$  целесообразно пользоваться кубической интерполяцией. Все три вида интерполяции могут быть легко выполнены на малой счетной машине. Для квадратичной и кубической интерполяций удобно вначале составить таблицу значений  $d\lambda/ds$ , которыми следует пользоваться для линейной интерполяции в пределах малых интервалов порядка нескольких миллиметров. Длины интервалов выбираются так, чтобы отклонение от гладкой кривой всегда оставалось меньше, чем последняя значащая цифра в  $\lambda$ . Тогда вычисления представляют собой линейную интерполяцию, только при переходе от одного интервала к другому будет меняться дисперсия. Постоянные в интерполяционных формулах можно явно не вычислять, так как нужны лишь производные от  $\lambda$  по  $s$  в данной точке, а эти производные можно гораздо легче и с достаточной точностью получить с помощью нормалей (линий сравнения), составляя отношения для последовательных конечных разностей. При наличии электронно-счетной машины удобно пользоваться лагранжевой интерполяцией с четырьмя опорными точками. Для уменьшения влияния малых неточностей по  $\lambda$  и  $s$  линий сравнения всегда нужно стремиться пользоваться одной и той же функцией на возможно более широком интервале.

#### 4.2. О т о ж д е с т в л е н и е л и н и й

При расшифровке спектрограмм, снятых с помощью дифракционной решетки, прежде всего следует определить порядок дифракции каждой линии. Для сильных линий, у которых видны «духи» Роуленда, порядок спектра можно легко установить по расположению «духов», так как для данной длины волны расстояние  $\Delta\lambda$  от «духа» до основной линии обратно пропорционально порядку спектра. Вообще же определение порядка спектра требует тщательного изучения, включая и проверку того, что и длины волн и относительная интенсивность, измеренные в различных порядках, совпадают в пределах ошибок измерения.

Следующий шаг — отнесение каждой линии к спектру разумно выбранного элемента и степени ионизации. Как говорилось, для этого очень полезно иметь стигматическое изображение источника, что позволяет провести классификацию по различию в распределении интенсивности вдоль линии, которое в общем соответствует различию в степенях ионизации. Самообращение и другие характеристики контура линии также могут дать ключ к расшифровке происхождения линии. Если эти критерии непригодны, то нужно сравнить спектрограммы, снятые в разных условиях возбуждения.

Если в качестве наполняющего газа в источнике используется азот или один из благородных газов, то резонансные линии нейтральных атомов этих газов обычно бывают самообращены. Это самообращение иногда бывает столь сильным, что полностью уничтожает эмиссию. Снимая, например, спектр железа, возбуждаемого с помощью вышеописанной искры в гелии при давлении 10–20 мм рт. ст., автор смог обнаружить следы резонансной линии гелия  $\lambda = 584 \text{ \AA}$ , только по более или менее полному исчезновению линий железа, расположенных вблизи этой линии гелия.

Сильные линии углерода и кислорода присутствуют почти на всех вакуумных ультрафиолетовых спектрограммах. Другой распространенный вид загрязнений — это кремний. Таблицы длин волн Бойса и Робинсона<sup>52</sup> были составлены специально для идентификации линий примесей в вакуумных ультрафиолетовых спектрах. Хорошо известные таблицы Кайзера и Ричела<sup>53</sup> содержат все элементы и охватывают всю область длин волн, включая и вакуумный ультрафиолет. Таблицы мультиплетов Мур<sup>54</sup> более современные, но они не претендуют на полноту, так как содержат данные, представляющие интерес преимущественно для астрофизики. Наиболее полными являются таблицы Келли<sup>55</sup>, в которых собраны все опубликованные линии в области вакуумного ультрафиолета ( $\lambda < 2000 \text{ \AA}$ ). Таблицы состоят из четырех частей. Первые две содержат наиболее сильные, а вторые две — все линии элементов, в обоих случаях расположенные вначале отдельно для каждого элемента, а затем по длинам волн в виде сводной таблицы. Однако этими таблицами нужно пользоваться с осторожностью, так как в них содержится немало ошибок, связанных, по-видимому, с механической компиляцией данных, полученных в разных условиях. Таблицы имеют исчерпывающий перечень ссылок.

В качестве первого пособия для расшифровки линий мы привели в табл. I наиболее сильные линии для различных степеней ионизации некоторых легких элементов, обычно появляющихся на вакуумных ультрафиолетовых спектрограммах. Эта таблица содержит 506 линий H I, He I — II, Be I — IV, B I — V, C I — VI, N I — VII, O I — VIII, Ne I — VIII, Na II — VII, Al I — VIII, Si I — VII, Ar I — VIII. Элементы были выбраны по следующим соображениям: H, C, N и O весьма часто появляются в спектрах; He, Ne и Ar обычно используются в различных источниках в качестве заполняющих газов; B, Na и Si могут попадать в разряд из стеклянных и кварцевых трубок, а Al часто содержится в керамике, используемой для скользящей искры. Наконец, Be

является идеальным материалом для электродов для вакуумной искры, так как он мало изнашивается в искре и имеет очень простой собственный спектр.

Линии, включенные в табл. I, появляются в спектре данного элемента одними из первых. Если они очень слабы или отсутствуют, то можно не искать прочих линий этого спектра; если же они очень сильны, то следует пользоваться более полными таблицами. Цифры в скобках, стоящие после длины волны, означают интенсивность линии в линейной шкале, нормализованной так, что самая сильная линия каждого спектра принята за 20 или 30. Так как интенсивность линии является важной ее характеристикой, то были приложены специальные усилия к тому, чтобы привести эти данные в сколько-нибудь единой шкале. В существующих сводках подобного рода обычно просто приводятся значения интенсивностей, заимствованные из оригинальных работ, авторы которых зачастую пользуются совершенно различными шкалами, одни из которых линейны, другие — близки к логарифмической. Следует, однако, помнить, что хотя данные табл. I в этом отношении значительно улучшены, их все-таки следует рассматривать только как грубые оценки, особенно если принять во внимание, что относительная интенсивность линий в спектре данного иона в значительной степени зависит от рода и режима источника возбуждения.

Для ряда спектров, включенных в табл. I, некоторые дополнительные сведения могут быть получены из табл. II—XIII. В § 5.1 даны ссылки на работы, из которых заимствовались длины волн для табл. I. Здесь следует добавить, что при составлении табл. I использовались также результаты, полученные Фасетом, Джонсом и Вильсоном<sup>56</sup> для Ag VIII, Боккастеном, Халлином и Хьюсом<sup>57</sup> для Ne VIII, Ne VII, и частично для Ne VI, Б. Айсбергом (не опубликовано) для Al II и для резонансного дублета Al III.

Наиболее ценная библиография по атомным спектрам в вакуумном ультрафиолете содержится в ранее упомянутой обзорной статье Бойса<sup>1</sup>. Ссылки на более поздние работы можно найти в работах Мур<sup>54, 58, 59</sup>.

## § 5. Стандарты длин волн

Краткое изложение состояния вопроса о стандартах длин волн в вакуумной ультрафиолетовой области дано в статье Эдлена<sup>60</sup>, опубликованной в 10-м томе трудов Международного астрономического общества. Дополнительную информацию по этому вопросу можно получить из статьи Герцберга<sup>61</sup>, опубликованной в 11-м томе тех же трудов.

Для установления стандартов в LiF-области, в принципе, можно было бы использовать отражающие эшелоны и, возможно, интерферометр Фабри—Перо, однако здесь имеются значительные экспериментальные трудности. Единственная попытка в этом направлении была сделана Мак-Адамом<sup>62</sup>, который с помощью отражающего эшелона измерил несколько линий Cu II до  $\lambda = 1488 \text{ \AA}$ . Поэтому для точных измерений практически имеется только метод переналаживания порядков в спектре решетки, с помощью которого стандарты длин волн, измеренные в длинноволновой области, удается распространить на область вакуумного ультрафиолета. Этим методом было определено большое число нормалей в вакуумном ультрафиолете (см., например, Бойс<sup>1</sup>). Однако точность метода ограничена наложением ошибок, которые хотя и малы, но, вероятно, не пренебрежимо малы даже для хороших решеток.

### 5.1. Стандарты Ритца

К счастью, идеальное решение проблемы установления стандартов длин волн в вакуумном ультрафиолете получается с помощью комбинационного принципа Ритца. По этому методу относительные значения энергии атомных уровней определяются по точным измерениям линий в длинноволновой области, а волновое число коротковолновой линии получается как разность соответствующих уровней. На эту возможность точного расчета длин волн в вакуумном ультрафиолете Пашен указал еще в 1911 г. (Пашен<sup>63, 64</sup>), вскоре после того, как Ритц предложил свой комбинационный принцип. Этот метод, естественно, может быть использован для распространения системы стандартов в обоих направлениях, но практически он особенно хорошо работает в сторону коротких длин волн, так как точность волновых чисел примерно одна и та же, а поэтому погрешность в  $\lambda$  с уменьшением  $\lambda$  уменьшается, как  $\lambda^2$ . Для иллюстрации рассмотрим второй член резонансной серии Mg II, переход  $3s \rightarrow 4p$ . Его волновое число может быть получено как сумма переходов  $3s \rightarrow 3p$  ( $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda = 0,003 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\sigma = 0,04 \text{ см}^{-1}$ ),  $3p \rightarrow 4s$  ( $\lambda = 2900 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda = 0,003 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\sigma = 0,04 \text{ см}^{-1}$ ) и  $4s \rightarrow 4p$  ( $\lambda = 9200 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda = 0,01 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\sigma = 0,01 \text{ см}^{-1}$ ). Принимая в расчет некоторую компенсацию ошибок, мы получаем для перехода  $3s \rightarrow 4p$   $\lambda \approx 1240 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\sigma = 0,06 \text{ см}^{-1}$  или  $\Delta\lambda = 0,001 \text{ \AA}$ . Таким образом, работая в сторону коротких длин волн, мы получаем

значительно меньшую погрешность вычисленной длины волны, чем погрешность измеренных длин волн, из которых она вычислялась.

Вычисление стандартов Ритца требует, чтобы было определено относительное положение по крайней мере четырех уровней — двух четных и двух нечетных — из измерения трех линий. Наиболее благоприятной является ситуация, когда эти линии имеют близкие длины волн. Вычисленная длина волны составляет тогда примерно одну треть от  $\lambda$  измеренных линий: выигрыш в точности будет довольно значительным. Однако в большинстве реальных случаев разница в длинах волн вычисленной и наиболее коротковолновой измеренной линий бывает меньшей, и стандарты Ритца всецело базируются на измерениях в области выше 2000 Å, в основном ограничены первой октавой вакуумного ультрафиолета. Чтобы этим методом пройти в более коротковолновую область, нужно для вычисления стандартов отчасти использовать и вакуумные ультрафиолетовые линии, измеренные интерполяцией между уже вычисленными стандартами Ритца. Повторя последовательно этот процесс, можно распространить систему стандартов на любую желаемую область ультрафиолета.

Прекрасной иллюстрацией сказанного может служить работа Герцберга<sup>65</sup> по определению потенциала ионизации гелия. Сначала он определил несколько стандартов C II в области 1040—560 Å, измерив два мультиплета C II в длинноволновой области с помощью стандартов Ритца для Mg II, данных Рисбергом<sup>66</sup>. Затем были вычислены длины волн линий N I в области 970—900 Å из измерения резонансной линии N I  $\lambda \sim 1200$  Å по отношению к ранее рассчитанным линиям главной серии<sup>198</sup> Hg I. Эти стандарты N I были использованы для измерения резонансного дублета Ag II  $\lambda = 932$  и 920 Å, что дало возможность вычислить стандарты Ag II в области 730—520 Å. Наконец, с помощью этих C II- и Ag II-стандартов были измерены линии гелия  $\lambda = 591, 584$  и 537 Å в десятом и одиннадцатом порядках на трехметровом спектрографе по схеме Иглы с точностью  $\pm 0,0005$  Å.

Ритцевские стандарты получаются в качестве побочного результата при любом точном и полном исследовании атомных спектров. Таблицы вычисленных линий для вакуумной ультрафиолетовой области содержатся в качестве приложений во многих монографиях по атомным спектрам. Поэтому положение со стандартами в вакуумном ультрафиолете будет автоматически улучшаться по мере возрастания числа тщательно изучаемых атомных спектров. Пригодность того или иного спектра для использования его в качестве стандарта будет зависеть, конечно, от многих обстоятельств, например: от наличия у линий сверхтонкой или трудноразрешаемой тонкой структуры; от числа и расположения по спектру легковозбуждаемых линий; от того, насколько сильно длины волн стандартных линий подвержены влиянию условий возбуждения, и от того, насколько просто данный спектр может быть получен и использован.

Пользуясь любого рода эталонными линиями, не следует забывать, что длина волны спектральной линии не является неизменной константой, а в какой-то степени зависит от экспериментальных условий, в которых она получается. Обычно главной причиной сдвига линии является эффект Штарка за счет межмолекулярных электрических полей ионов в источнике света. Поэтому, чтобы полностью использовать высокую точность, присущую методу стандартов Ритца, желательно работать с тем же источником, который был использован для измерения длинноволновых линий, из которых вычислялись данные стандарты, или же выбирать «стабильные» линии, имеющие очень малый штарковский сдвиг. Поскольку эта характеристика линии редко известна из эксперимента, здесь обычно следует полагаться на общие правила, определяющие чувствительность атомных уровней к действию электрического поля. Обычно меньше всего поле действует на переходы между низлежащими уровнями; поэтому линии, соответствующие переходам между уровнями с большим главным или азимутальным квантовым числом, следует избегать использовать в качестве стандартов. Вопросу стабильности длин волн линий в вакуумном ультрафиолете до сих пор уделялось сравнительно мало внимания. По-видимому, это связано с тем, что сдвиг, измеренный в  $\Delta\lambda$ , быстро уменьшается с уменьшением  $\lambda$  и становится менее заметен в вакуумной ультрафиолетовой области. Однако в связи с общей тенденцией повышения точности вакуумных ультрафиолетовых спектрографов этот вопрос становится сейчас актуальным.

Список имеющихся ультрафиолетовых стандартов, полученных более или менее непосредственно с помощью комбинационного принципа, приведен в табл. II—XII. Там, где это оказалось возможным, указана относительная интенсивность линии (цифра в скобках после длины волны). Ниже будут сделаны некоторые замечания с целью пояснить происхождение этих данных и обрисовать положение, имеющее место в настоящее время в отношении вакуумных ультрафиолетовых стандартов.

В длинноволновой области спектры нейтральных атомов благородных газов принадлежат к числу наиболее полно исследованных и наиболее точно измеренных (см. табл. II). Так как их вакуумные ультрафиолетовые линии все соответствуют переходу на одиночный основной уровень  $1S_0$ , длины волн всех наблюдаемых вакуумных ультрафиолетовых линий могут быть точно рассчитаны, если будет точно определена энергия

основного состояния по измерению одной из этих линий. Таким образом, сравнительно легко можно получить значительное число хороших стандартов Ритца. Длины волн He I получены Мартином<sup>67</sup> и базируются на измерениях Герцберга<sup>65</sup> линий  $\lambda = 591, 584$  и  $537 \text{ \AA}$ ; точность — около  $0,0005 \text{ \AA}$ . Для более тяжелых благородных газов основной уровень пока еще не определен с соответствующей точностью. Длины волн Ne I, Ar I и Xe I, приведенные в табл. II, базируются на измерениях Минхагена и Петерсона (не опубликовано) и должны иметь точность порядка нескольких единиц в третьем знаке после запятой. Величина ошибки в определении волнового числа постоянна для каждого спектра. Было бы крайне желательно провести точное измерение энергии основного уровня этих спектров, используя спектрограф высокой разрешающей силы.

В табл. III приведены стандарты Ритца спектров Be, B, Mg, Al и Ca, вычисленные только на основании непосредственных измерений в области  $\lambda > 2000 \text{ \AA}$ . Данные по Be I заимствованы из работы Иогансона<sup>68</sup>, по B I — из работы Гуннвальда и Минхагена<sup>69</sup>, по Mg II — из работы Рисберга<sup>66</sup>, по Al I — из работы Эриксона и Исберга<sup>70</sup>, по Al II — из работы Исберга (не опубликовано), по Ca II — из работы Эдлена и Рисберга<sup>71</sup>. Вычисленные значения длин волн Be II, основанные на измерении линии  $\lambda = 1776 \text{ \AA}$ , были опубликованы Иогансоном<sup>72</sup>. Спектры Al II и Al III очень удобны для использования их в качестве стандартов, и они должны быть использованы в дальнейших исследованиях.

Спектры углерода, азота и кислорода, приведенные в табл. IV—VI, представляют интерес потому, что их линии очень часто присутствуют на вакуумных ультрафиолетовых спектрограммах. Ценность этих спектров для использования их в качестве стандартов значительно снижается из-за наличия у линий трудноразрешаемой тонкой структуры. В настоящее время возможно рассчитать значительное число длин волн линий C I, C II, N I и O I, используя данные Герцберга<sup>65</sup> по прецизионным измерениям нескольких опорных мультиплетов в вакуумном ультрафиолете и имеющиеся обширные данные для области  $\lambda > 2000 \text{ \AA}$ . В эти таблицы включены также данные Эриксона<sup>73</sup> по спектру N II и несколько линий C III, заимствованные из работы Боккастена<sup>48</sup>. Относительные интенсивности в табл. IV—VI выбраны так, чтобы они совпадали с теоретическими значениями, вычисленными для мультиплетов в предположении *LS*-связи. Следует отметить, что линии нейтральных атомов, соответствующие переходу на основной уровень, очень часто бывают искажены реабсорбцией.

Длины волн спектра C I, приведенные в табл. IV, получены на основании исправленных данных для системы термов (Эдлен, не опубликовано) и измерений группы линий около  $1329 \text{ \AA}$ , выполненных Герцбергом. Однако верхний терм этого мультиплета может быть связан с остальными членами этой системы термов только через мультиплет  $\lambda \sim 18140 \text{ \AA}$ , который был обнаружен в солнечном спектре, но до сих пор не получен в лабораторных условиях. В самой последней работе Уилкинсона и Эндрю<sup>74</sup> сообщается об измерении длин волн линий мультиплета  $\lambda \sim 1657 \text{ \AA}$  и четырех линий мультиплета  $\lambda \sim 1561 \text{ \AA}$ . Их значения отличаются от соответствующих значений, приведенных в табл. IV, в среднем на  $\pm 0,002$  и  $-0,002 \text{ \AA}$  для этих двух мультиплетов соответственно. Это можно рассматривать как подтверждение правильности идентификации линии в солнечном спектре и правильности расчета длин волн линий, приведенных в табл. IV. Длины волн линий C II получены с использованием данных Герцберга по измерению мультиплетов  $\lambda \sim 1760$  и  $1335 \text{ \AA}$  и данных для более высоких термов, полученных Гладом<sup>75</sup>.

Приведенные в табл. V линии N I были рассчитаны, исходя из значений уровней, полученных Эриксоном и Иогансоном<sup>76</sup>. Все эти линии соответствуют переходу на основной уровень; этот уровень был определен соответствующими измерениями линий  $\lambda \sim 1200 \text{ \AA}$ , выполненными Герцбергом. Переходы на метастабильный уровень могли бы дать дополнительно ряд стандартов в области  $1494\text{—}1163 \text{ \AA}$ , однако они не были включены в табл. V, так как точность вычисления длин волн этих стандартов может быть значительно повышена, если произвести прецизионные измерения линий  $\lambda \sim 1492\text{—}1494 \text{ \AA}$ . Следовало бы также произвести прецизионные измерения и линий  $\lambda \sim 1742\text{—}1745 \text{ \AA}$  для точного определения метастабильного термина  $^2P$ , хотя переходы на уровень  $^2P$  менее пригодны в качестве стандартов из-за наличия у этого термина неразрешаемой тонкой структуры.

Для расчета линий O I (табл. VI) система термов, приведенная в таблицах Мур, была улучшена путем использования: а) данных Герцберга по измерению  $\lambda \sim 1306\text{—}1302 \text{ \AA}$ ; б) данных Кабана и Дюфе<sup>77</sup> о красных линиях северного сияния  $\lambda = 6300$  и  $6363 \text{ \AA}$  для определения разностей термов  $^3P_1\text{—}^3P_2$  и  $1D_2\text{—}^3P_2$  и в) результатов прецизионных измерений ряда мультиплетов в видимой и инфракрасной областях, выполненных Эриксоном и Исбергом (не опубликовано). Точность в четвертом знаке после

запятой в табл. VI ограничена главным образом ошибками измерений в области 1306—1302 Å.

В табл. VII приведен ряд линий кремния, принадлежащих различным степеням ионизации. В таблицу включены только те линии Si I, которые могли быть рассчитаны с достаточной точностью на основании существующих данных. Все эти линии соответствуют переходам на нижние уровни  $3p^3P_{210}$  и  $3p^1D_2$  с шести верхних уровней конфигураций  $3d$ ,  $4d$  и  $5s$  с  $J = 1$ . Значения этих уровней были определены с помощью переходов на уровень  $3p^1S_0$  измерениями в длинноволновой области. В тех случаях, когда оказалось возможным сравнить эти вычисленные линии с измеренными Уилкинсоном <sup>78</sup>, совпадение было очень плохим. Это наводит на мысль, что линии, указанные Уилкинсоном в качестве линий Si I, на самом деле имеют иное происхождение. Дальнейшее исследование спектра Si I должно дать дополнительно много ритцевских стандартов. Линии Si II были рассчитаны на основании данных Шенстоуна <sup>12</sup>, а линии Si III и Si IV — по данным Торрессона <sup>79</sup>, <sup>80</sup>. Так как вычисленные значения  $\lambda$  частично базируются на измерениях в вакуумном ультрафиолете, их следовало бы в дальнейшем проверить измерениями соответствующих мультиплетов во всех трех спектрах на приборах с высокой дисперсией. Приведенные значения для линий Si II в основном опираются на данные измерений Уилкинсона <sup>78</sup> для 1808—1816 Å.

Линии Ag II, приведенные в табл. VIII, заимствованы из работы Минхагена <sup>81</sup>, причем многочисленные линии с интенсивностью меньше 2 были опущены. Все линии разделены на две группы. К первой группе относятся линии в области 1976—1354 Å, ошибка в их определении не превышает 0,002 Å; ко второй группе относятся линии с  $\lambda \leq 932$  Å. Все линии второй группы соответствуют переходам на нижний уровень, значение которого было определено Герцбергом по измерению мультиплета  $\lambda \sim 932 - 919$  Å. Оцениваемая ошибка для рассчитанных линий этой второй группы составляет около 0,0005 Å.

Исследования по определению стандартов в спектре Fe II были опубликованы Гринном <sup>82</sup> и Уилкинсоном <sup>83</sup>. В табл. IX в столбце под буквой У приведены длины волн линий, измеренные Уилкинсоном на приборе с дисперсией 1,3 Å/мм, возбуждаемых в полом катоде. В столбце под буквой Э приведены ранее не опубликованные данные по Fe II, полученные автором настоящей статьи при исследовании спектра Fe III (Эдлен и Свипгс <sup>43</sup>). Источником света служила искра между железными электродами в атмосфере азота, давление около 0,5 атм, дисперсия 4,2 Å/мм, ширина линий около 0,004 Å, оцениваемая точность около 0,003 Å. В обоих исследованиях в качестве контрольных линий использовались расчетные линии Fe II. Для некоторых линий результаты расходятся больше, чем предполагалось, что, возможно, объясняется тем, что использовались разные источники возбуждения и в случае искры, например, могло появиться слабое наложение спектра Fe III. Являясь предварительными, данные табл. IX могут все же оказаться полезными при работе на приборах с небольшой дисперсией. Линии Fe II не имеют сверхтонкой структуры, довольно равномерно распределены по спектру в ультрафиолете и легко возбуждаются, особенно в искровом источнике. Поэтому стоило бы провести дальнейшее исследование спектра Fe II в длинноволновой области для более точного определения относительных значений энергий термов и, следовательно, более точного расчета стандартов в ультрафиолете. Другим возможным источником стандартов в ультрафиолете может быть спектр Ni II, на что было указано Мензисом <sup>84</sup>.

Спектр Cu II был первым спектром, использованным для установления стандартов Ритца (Шенстоун <sup>35</sup>). Длины волн, приведенные в табл. X, получены из значений соответствующих термов, которые были заново вычислены на основании измерений Ридера, Мейснера и Эндрю <sup>85</sup> и Литтелфилда и Вуда <sup>86</sup> (а также частное сообщение последних). Спектр Cu II не очень хорош для точных стандартов ввиду наличия у линий неразрешенной сверхтонкой структуры. Как уже указывалось выше, в этом отношении спектр Fe II значительно лучше.

Прекрасные стандарты для области ближнего ультрафиолета вплоть до  $\lambda = 1630$  Å были получены по спектру Ge I в работах Эндрю и Мейснера <sup>87</sup> и Мейснера, Ван-Велда и Уилкинсона <sup>88</sup>. Эти работы впоследствии были продолжены и уточнены Кауфманом и Эндрю <sup>89</sup>, по данным которых составлена табл. XI. Возможная ошибка составляет в среднем несколько единиц в четвертом знаке после запятой. Длины волн Ge II также взяты из работы Кауфмана и Эндрю. Добавочные данные о стандартах Ge I и Ge II приведены в статье Уилкинсона и Эндрю <sup>71</sup>.

Спектры J I и J II были очень полно описаны и проанализированы соответственно в работах Кисса и Корлиса <sup>90</sup> и Мартина и Корлиса <sup>91</sup>. По данным этих работ были вычислены точные значения длин волн для большого числа ультрафиолетовых линий, которые могут служить в качестве стандартов. В отношении линий J I мы отсылаем к работе Минхагена <sup>92</sup>, который продолжил анализ термов Кисса и Корлиса и несколько уточнил значения вычисленных длин волн.

Таблица 1

Сокращенная сводная таблица атомных линий легких элементов  
в вакуумной ультрафиолетовой области спектра

1990,530	(5)	Al II	1623,99	(18)	B II	1251,164	(4)	Si II
1988,98	(6)	Si I	1623,77	(4)	B II	1248,426	(3)	Si II
1935,88	(5)	Al III	1623,57	(5)	B II	1247,383	(3)	C III
1930,900	(15)	C I	1611,85	(15)	Al III	1246,738	(2)	Si II
1901,34	(10)	Si I	1605,75	(8)	Al III	1242,79	(15)	N V
1862,795	(15)	Al III	1561,437	(20)	C I	1238,80	(30)	N V
1862,318	(10)	Al II	1561,340	(4)	C I	1217,643	(4)	O I
1858,031	(6)	Al II	1560,710	(4)	C I	1215,670	(30)	H I
1855,928	(2)	Al II	1560,682	(10)	C I	1215,185	(3)	He II
1854,720	(30)	Al III	1560,311	(5)	C I	1215,088		
1852,47	(5)	Si I	1550,77	(15)	C IV	1206,555	(10)	Si III
1850,68	(10)	Si I	1548,20	(30)	C IV	1206,500	(30)	Si III
1847,47	(7)	Si I	1533,427	(20)	Si II	1200,710	(10)	N I
1845,510	(5)	Si I	1526,701	(10)	Si II	1200,224	(20)	N I
1826,400	(10)	B I	1512,419	(1)	Be II	1199,550	(30)	N I
1825,899	(5)	B I	1512,407	(9)	Be II	1194,498	(3)	Si II
1816,923	(10)	Si II	1512,269	(5)	Be II	1193,286	(2)	Si II
1808,004	(5)	Si II	1494,668	(10)	N I	1176,370	(5)	C III
1776,307	(6)	Be II	1492,812	(2)	N I	1175,987	(4)	C III
1776,100	(3)	Be II	1492,615	(20)	N I	1175,711	(15)	C III
1769,133	(4)	Al I	1491,765	(2)	Be I	1175,590	(3)	C III
1767,735	(3)	Al II	1417,237	(3)	Si III	1175,263	(4)	C III
1766,381	(4)	Al I	1402,770	(15)	Si IV	1174,933	(5)	C III
1765,811	(2)	Al II	1393,755	(30)	Si IV	1152,152	(8)	O I
1765,632	(4)	Al I	1384,14	(6)	Al III	1134,981	(30)	N I
1763,947	(6)	Al II	1379,67	(3)	Al III	1134,415	(20)	N I
1763,874	(1)	Al II	1371,29	(5)	O V	1134,166	(10)	N I
1762,892	(2)	Al I	1362,460	(30)	B II	1128,340	(9)	Si IV
1761,979	(2)	Al II	1335,708	(20)	C II	1128,325	(1)	Si IV
1760,103	(3)	Al II	1335,663	(2)	C II	1122,485	(5)	Si IV
1745,249	(8)	N I	1334,532	(10)	C II	1113,228	(20)	Si III
1742,724	(15)	N I	1329,600	(5)	C I	1109,965	(12)	Si III
1724,97	(20)	Al II	1329,577	(15)	C I	1108,368	(4)	Si III
1721,26	(12)	Al II	1329,123	(3)	C I	1085,701	(30)	N II
1719,43	(5)	Al II	1329,100	(5)	C I	1085,546	(5)	N II
1718,52	(5)	N IV	1329,086	(4)	C I	1084,580	(15)	N II
1673,405	(5)	Ar III	1328,833	(4)	C I	1084,562	(5)	N II
1670,786	(30)	Al II	1312,591	(3)	Si III	1083,990	(7)	N II
1669,666	(8)	Ar III	1306,029	(10)	O I	1066,659	(20)	Ar I
1661,478	(8)	Be I	1304,858	(20)	O I	1066,629	(5)	Si IV
1658,120	(5)	C I	1303,323	(7)	Si III	1048,219	(25)	Ar I
1657,905	(4)	C I	1302,168	(30)	O I	1037,62	(15)	O VI
1657,377	(3)	C I	1301,149	(5)	Si III	1037,018	(15)	C II
1657,007	(15)	C I	1298,946	(20)	Si III	1036,337	(8)	C II
1656,926	(4)	C I	1298,892	(4)	Si III	1036,319	(5)	Be II
1656,265	(5)	C I	1296,726	(5)	Si III	1036,299	(10)	Be II
1640,532	(5)	He II	1294,545	(7)	Si III	1031,93	(30)	O VI
1640,332			1264,999	(3)	Si II	1028,157	(2)	O I
1624,37	(5)	B II	1264,735	(30)	Si II	1027,431	(4)	O I
1624,16	(4)	B II	1260,418	(15)	Si II	1025,762	(6)	O I



Таблица I (продолжение)

1025,722	(10)	H I	832,762	(8)	O II	689,007	(12)	Ar IV
1010,374	(8)	C II	827,052	(5)	Ar V	687,345	(10)	C II
1010,092	(5)	C II	822,161	(4)	Ar V	687,053	(5)	C II
1009,862	(3)	C II	818,128	(6)	Si IV	686,335	(6)	N III
997,386	(10)	Si III	815,053	(3)	Si IV	685,816	(30)	N III
994,790	(6)	Si III	801,913	(5)	Ar IV	685,513	(12)	N III
993,519	(2)	Si III	801,409	(15)	Ar IV	684,996	(6)	N III
991,579	(30)	N III	801,086	(15)	Ar IV	683,278	(8)	Ar IV
991,514	(3)	N III	800,573	(5)	Ar IV	679,400	(6)	Ar II
989,790	(15)	N III	796,661	(2)	O II	677,951	(5)	Ar II
977,020	(30)	C III	790,203	(30)	O IV	677,147	(20)	B III
972,537	(5)	H I	790,103	(3)	O IV	677,004	(10)	B III
955,335	(3)	N IV	787,710	(15)	O IV	676,241	(6)	Ar II
932,053	(15)	Ar II	780,324	(10)	Ne VIII	671,852	(6)	Ar II
924,274	(5)	N IV	775,965	(20)	N II	670,948	(5)	Ar II
923,669	(4)	N IV	772,385	(3)	N III	666,010	(6)	Ar II
923,241	(15)	N IV	771,901	(2)	N III	661,869	(5)	Ar II
923,045	(3)	N IV	771,544	(1)	N III	660,286	(5)	N II
922,507	(4)	N IV	770,409	(20)	Ne VIII	645,178	(5)	N II
921,982	(5)	N IV	769,152	(15)	Ar III	644,837	(3)	N II
919,782	(25)	Ar II	765,140	(30)	N IV	644,634	(1)	N II
916,703	(20)	N II	764,357	(10)	N III	644,148	(5)	O II
916,015	(8)	N II	763,340	(5)	N III	643,256	(5)	Ar III
915,962	(4)	N II	762,001	(5)	O V	641,808	(12)	Ar III
915,612	(4)	N II	761,130	(4)	O V	637,282	(20)	Ar III
904,480	(3)	C II	760,445	(15)	O V	629,732	(30)	O V
904,142	(15)	C II	760,229	(3)	O V	629,738	(6)	Ne I
903,962	(6)	C II	759,440	(4)	O V	626,822	(7)	Ne I
903,624	(3)	C II	758,677	(5)	O V	625,852	(6)	O IV
901,162	(9)	Ar IV	745,322	(7)	Ar II	625,130	(4)	O IV
900,362	(5)	Ar IV	744,925	(8)	Ar II	624,617	(2)	O IV
894,310	(5)	Ar I	743,718	(12)	Ne I	619,101	(4)	Ne I
887,404	(10)	Ar III	740,270	(10)	Ar II	618,671	(5)	Ne I
883,179	(8)	Ar III	735,895	(30)	Ne I	615,627	(5)	Ne I
879,622	(6)	Ar III	730,929	(5)	Ar II	609,829	(6)	O IV
878,728	(20)	Ar III	723,361	(5)	Ar II	608,395	(3)	O IV
876,057	(4)	Ar I	718,562	(20)	O II	599,598	(30)	O III
875,534	(8)	Ar III	718,484	(30)	O II	597,818	(5)	O III
871,099	(10)	Ar III	715,65	(3)	Ar V	596,694	(4)	Ar VI
866,800	(4)	Ar I	715,60	(4)	Ar V	588,921	(5)	Ar VI
858,559	(4)	C II	713,81	(10)	Ar VIII	585,754	(15)	Ar VII
858,092	(2)	C II	709,197	(5)	Ar V	584,334	(30)	He I
850,602	(25)	Ar IV	703,850	(30)	O III	574,281	(5)	C III
843,772	(20)	Ar IV	702,899	(15)	O III	572,336	(20)	Ne V
840,029	(15)	Ar IV	702,822	(10)	O III	572,106	(4)	Ne V
835,292	(20)	O III	702,332	(10)	O III	569,830	(12)	Ne V
835,096	(4)	O III	700,277	(8)	Ar IV	569,759	(4)	Ne V
834,88	(4)	Ar V	700,24	(20)	Ar VIII	568,418	(5)	Ne V
834,467	(20)	O II	699,408	(4)	Ar IV	566,613	(2)	Si III
833,742	(15)	O III	696,212	(2)	Al III	564,529	(5)	Ne VII
833,332	(15)	O II	695,817	(4)	Al III	562,992	(4)	Ne VII
832,927	(5)	O III	693,952	(6)	B II	562,805	(20)	Ne VI

Т а б л и ц а I (продолжение)

562,735	(2)	Ne VI	469,817	(15)	Ne IV	379,308	(8)	Ne III
561,728	(15)	Ne VII	465,221	(30)	Ne VII	378,143	(30)	Na III
561,378	(3)	Ne VII	463,938	(7)	Ar V	376,375	(10)	Na II
559,947	(4)	Ne VII	463,263	(15)	Na V	374,441	(4)	N III
558,61	(5)	Ne VII	462,388	(20)	Ne II	374,204	(2)	N III
558,595	(10)	Ne VI	462,007	(25)	Ar VI	372,069	(25)	Na II
558,481	(5)	Ar V	461,051	(10)	Na V	365,594	(20)	Ne V
555,639	(4)	Ar VI	460,725	(30)	Ne II	361,250	(25)	Na VI
555,262	(6)	O IV	459,897	(5)	Na V	359,385	(15)	Ne V
554,514	(30)	O IV	459,633	(10)	C III	358,72	(20)	Ne IV
554,074	(12)	O IV	459,521	(6)	C III	358,472	(10)	Ne V
553,328	(6)	O IV	459,462	(2)	C III	357,955	(5)	Ne V
551,371	(8)	Ar VI	458,155	(2)	Si IV	357,831	(15)	Ne IV
548,905	(5)	Ar VI	457,815	(4)	Si IV	356,885	(15)	Al VII
544,731	(4)	Ar VI	457,475	(20)	Ar VI	354,950	(5)	Na VII
543,891	(20)	Ne IV	455,270	(5)	Ne II	353,776	(10)	Al VII
542,073	(15)	Ne IV	454,072	(6)	Ne VI	353,294	(25)	Na VII
541,127	(8)	Ne IV	452,745	(4)	Ne VI	352,275	(10)	Na VII
538,312	(5)	C III	451,843	(2)	Ne VI	352,160	(5)	Al VII
538,149	(3)	C III	449,065	(18)	Ar V	350,645	(5)	Na VII
538,080	(1)	C III	447,813	(10)	Ne II	335,050	(6)	N IV
537,030	(12)	He I	446,949	(8)	Ar V	320,979	(5)	O III
527,693	(6)	Ar V	446,591	(5)	Ne II	319,638	(20)	Na IV
525,795	(30)	O III	446,252	(10)	Ne II	317,641	(15)	Na VI
524,189	(5)	Ar V	445,997	(5)	Ar V	312,453	(5)	C IV
522,213	(5)	He I	445,032	(7)	Ne II	312,422	(10)	C IV
518,271	(5)	B III	435,649	(10)	Ne VI	312,241	(8)	Al VI
518,244	(10)	B III	433,176	(5)	Ne VI	310,908	(7)	Al VI
508,182	(30)	O III	421,609	(15)	Ne IV	309,852	(6)	Al VI
507,683	(20)	O III	419,714	(6)	C IV	309,596	(15)	Al VI
507,391	(10)	O III	419,525	(3)	C IV	308,560	(7)	Al VI
494,382	(20)	Na VI	416,198	(20)	Ne V	308,264	(12)	Na V
494,160	(4)	Na VI	412,240	(8)	Na IV	307,248	(8)	Al VI
491,950	(20)	Na VII	411,333	(7)	Na IV	307,152	(6)	Na V
491,340	(12)	Na VI	410,540	(6)	Na IV	303,782	(30)	He II
491,240	(4)	Na VI	410,371	(15)	Na IV	283,579	(10)	N IV
491,050	(8)	Ne III	409,615	(7)	Na IV	283,470	(6)	N IV
490,310	(7)	Ne III	408,682	(8)	Na IV	283,420	(2)	N IV
489,641	(4)	Ne III	407,136	(10)	Ne II	281,397	(15)	Al V
489,580	(6)	Na VI	405,852	(15)	Ne II	278,699	(30)	Al V
489,501	(15)	Ne III	403,262	(6)	Ne VI	278,445	(8)	Si VII
488,868	(7)	Ne III	401,939	(30)	Ne VI	276,839	(7)	Si VII
488,103	(8)	Ne III	401,138	(12)	Ne VI	275,665	(6)	Si VII
486,740	(10)	Na VII	400,722	(10)	Na V	275,352	(15)	Si VII
482,987	(20)	Ne V	399,820	(6)	Ne VI	274,175	(7)	Si VII
481,361	(10)	Ne V	395,558	(5)	O III	272,641	(8)	Si VII
481,281	(6)	Ne V	388,218	(15)	Ne IV	266,375	(6)	N V
480,406	(10)	Ne V	387,141	(10)	Ne IV	266,192	(3)	N V
479,379	(12)	Ar VII	386,203	(8)	C III	256,317	(10)	He II
475,656	(8)	Ar VII	384,178	(20)	C IV	250,940	(7)	Ar VII
473,938	(4)	Ar VII	384,032	(10)	C IV	249,886	(5)	Ar VII
469,865	(15)	Ne IV	380,107	(15)	Na III	249,125	(15)	Si VI

Таблица I (продолжение)

247,710 (20) N V	183,937 (5) O VI	52,682 (10) B IV
247,563 (10) N V	173,082 (20) O VI	50,435 (3) B IV
247,205 (5) N IV	172,935 (10) O VI	48,587 (30) B V
246,001 (30) Si VI	172,169 (5) O V	40,270 (30) C V
243,760 (20) Al VI	161,686 (15) Al IV	34,973 (10) C V
243,027 (5) He II	160,073 (25) Al IV	33,736 (30) C VI
238,573 (6) O IV	150,124 (5) O VI	33,426 (3) C V
238,361 (3) O IV	150,089 (10) O VI	28,787 (30) N VI
220,352 (6) O V	118,968 (15) Si V	24,898 (10) N VI
217,826 (20) Si VII	117,860 (20) Si V	24,781 (30) N VII
209,303 (5) N V	100,254 (30) Be III	23,771 (3) N VI
209,270 (10) N V	88,314 (10) Be III	21,602 (30) O VII
192,906 (10) O V	84,758 (3) Be III	18,969 (30) O VIII
192,799 (6) O V	75,928 (30) Be IV	18,627 (10) O VII
192,751 (2) O V	60,313 (30) B IV	17,768 (3) O VII
184,117 (10) O VI		

Таблица II

Вычисленные длины волн линий нейтральных атомов инертных газов

1469,610 Xe I	1066,659 Ar I	876,057 Ar I	618,671 Ne I
1295,586 Xe I	1048,219 Ar I	869,754 Ar I	615,627 Ne I
1250,207 Xe I	1030,023 Kr I	866,800 Ar I	602,725 Ne I
1235,838 Kr I	1003,550 Kr I	842,805 Ar I	600,036 Ne I
1192,036 Xe I	1001,061 Kr I	835,002 Ar I	598,890 Ne I
1170,410 Xe I	963,374 Kr I	834,392 Ar I	598,705 Ne I
1164,867 Kr I	953,404 Kr I	826,364 Ar I	595,919 Ne I
1129,307 Xe I	951,056 Kr I	825,346 Ar I	584,3340 He I
1110,713 Xe I	946,535 Kr I	743,718 Ne I	537,0296 He I
1099,716 Xe I	945,441 Kr I	735,895 Ne I	522,2128 He I
1085,442 Xe I	928,711 Kr I	629,738 Ne I	515,6165 He I
1078,584 Xe I	923,713 Kr I	626,822 Ne I	512,0982 He I
1070,409 Xe I	894,310 Ar I	619,401 Ne I	509,9979 He I
1068,167 Xe I	879,946 Ar I		

Таблица III

Вычисленные длины волн линий спектров Be I, B I, Mg II, Al I, Al II, Ca II

1850,691 (10) Ca II	1769,133 (4) Al I	1680,129 (0.5) Ca II
1843,088 (5) Ca II	1766,381 (4) Al I	1680,051 (5) Ca II
1840,061 (15) Ca II	1765,632 (4) Al I	1673,860 (3) Ca II
1838,008 (10) Ca II	1762,892 (2) Al I	1670,786 (30) Al II
1826,400 (10) B I	1753,4744 (10) Mg II	1661,478 (8) Be I
1825,899 (5) B I	1750,6637 (5) Mg II	1651,9909 (8) Ca II
1818,349 (6) B I	1737,6283 (9) Mg II	1649,8579 (15) Ca II
1817,849 (3) B I	1737,6124 (1) Mg II	1644,4415 (9) Ca II
1814,647 (1) Ca II	1734,8523 (5) Mg II	1643,7700 (5) Ca II
1814,495 (10) Ca II	1698,183 (4) Ca II	1642,8020 (1) Ca II
1807,337 (5) Ca II	1691,779 (2) Ca II	1554,6415 (8) Ca II

Таблица III (продолжение)

1553,1761	(5)	Ca II	1367,7082	(2)	Mg II	1306,7139	(2)	Mg II
1491,765	(2)	Be I	1367,2568	(4)	Mg II	1240,3947	(5)	Mg II
1482,8903	(5)	Mg II	1367,2537	(0.4)	Mg II	1239,9252	(10)	Mg II
1480,8797	(3)	Mg II	1365,5442	(2)	Mg II	1026,1133	(3)	Mg II
1478,0037	(6)	Mg II	1342,5351	(3)	Ca II	1025,9681	(6)	Mg II
1477,9972	(0.6)	Mg II	1341,8892	(6)	Ca II	946,7694	(2)	Mg II
1475,9998	(4)	Mg II	1309,4434	(2)	Mg II	946,7032	(4)	Mg II
1433,7493	(5)	Ca II	1308,2809	(3)	Mg II	907,4115	(1)	Mg II
1432,5028	(3)	Ca II	1308,2792	(0.3)	Mg II	907,3752	(2)	Mg II
1369,4231	(3)	Mg II	1307,8754	(1)	Mg II			

Таблица IV

Вычисленные длины волн линий C I, C II и C III

1760,819	(3)	C II	1323,9059	(6)	C II	687,3521	(6)	C II
1760,473	(1)	C II	1323,8617	(1)	C II	687,3453	(50)	C II
1760,395	(6)	C II	1280,846	(4)	C I	687,0526	(30)	C II
1751,825	(10)	C I	1280,597	(3)	C I	636,2511	(2)	C II
1658,120	(50)	C I	1280,403	(2)	C I	635,9945	(1)	C II
1657,905	(40)	C I	1280,334	(10)	C I	595,0245	(1)	C II
1657,377	(30)	C I	1280,134	(3)	C I	595,0219	(9)	C II
1657,007	(150)	C I	1279,891	(4)	C I	594,8000	(5)	C II
1656,926	(40)	C I	1279,229	(3)	C I	574,2809	(60)	C III
1656,265	(50)	C I	1261,552	(15)	C I	565,5280	(5)	C III
1602,970	(5)	C I	1261,425	(5)	C I	560,4367	(4)	C II
1561,437	(200)	C I	1261,122	(5)	C I	560,2394	(2)	C II
1561,369	(3)	C I	1260,996	(3)	C I	549,5700	(1)	C II
1561,340	(40)	C I	1260,929	(4)	C I	549,5110	(5)	C II
1560,710	(40)	C I	1260,735	(4)	C I	549,3785	(2)	C II
1560,682	(100)	C I	1189,630	(5)	C I	549,3195	(1)	C II
1560,311	(50)	C I	1189,447	(3)	C I	538,3120	(100)	C III
1481,760	(20)	C I	1189,247	(2)	C I	538,1487	(60)	C III
1467,400	(5)	C I	1189,065	(1)	C I	538,0801	(20)	C III
1459,028	(3)	C I	1188,991	(2)	C I	535,2885	(20)	C III
1364,164	(10)	C I	1188,833	(2)	C I	511,5225	(20)	C III
1357,133	(3)	C I	1066,1332	(5)	C II	492,6500	(5)	C III
1335,7077	(300)	C II	1065,9199	(1)	C II	460,0487	(8)	C III
1335,6627	(30)	C II	1065,8913	(7)	C II	450,7338	(12)	C III
1334,5323	(150)	C II	1037,0182	(150)	C II	433,3391	(8)	C III
1329,6005	(50)	C I	1036,3367	(80)	C II	389,0898	(5)	C III
1329,5775	(150)	C I	904,4801	(30)	C II	389,0045	(3)	C III
1329,1230	(30)	C I	904,1416	(150)	C II	388,9687	(1)	C III
1329,1001	(50)	C I	903,9616	(60)	C II	386,2028	(150)	C III
1329,0863	(40)	C I	903,6235	(30)	C II	322,5741	(8)	C III
1328,8332	(40)	C I	858,5590	(20)	C II	310,1697	(5)	C III
1323,9955	(1)	C II	858,0918	(10)	C II	291,3261	(2)	C III
1323,9513	(9)	C II						

Таблица V

Вычисленные длины волн линий N I и N II

1200,7102	(30)	N I	953,9702	(15)	N I	671,773	(5)	N II
1200,2237	(60)	N I	953,6552	(10)	N I	671,630	(3)	N II
1199,5501	(90)	N I	953,4155	(10)	N I	671,411	(4)	N II
1160,9370		N I	952,5230	(3)	N I	671,386	(15)	N II
1159,8172		N I	952,4151	(3)	N I	671,016	(5)	N II
1134,9806	(150)	N I	952,3037	(3)	N I	660,286	(25)	N II
1134,4153	(100)	N I	951,2951	(1)	N I	645,178	(30)	N II
1134,1657	(50)	N I	951,0795	(3)	N I	644,837	(20)	N II
1085,701	(150)	N II	916,710	(40)	N II	644,634	(10)	N II
1085,546	(30)	N II	916,701	(100)	N II	635,197	(3)	N II
1085,529	(2)	N II	916,020	(20)	N II	582,156	(3)	N II
1084,580	(80)	N II	916,012	(40)	N II	574,650	(5)	N II
1084,562	(30)	N II	915,962	(30)	N II	533,815	(3)	N II
1083,990	(40)	N II	915,612	(30)	N II	533,729	(8)	N II
965,0415	(10)	N I	910,6456	(5)	N I	533,650	(3)	N II
964,6259	(20)	N I	910,2785	(10)	N I	533,581	(5)	N II
963,9906	(30)	N I	909,6977	(15)	N I	533,511	(3)	N II
960,2017		N I	908,7962	(2)	N I	529,867	(5)	N II
959,4940	(3)	N I	908,2336	(3)	N I	529,722	(2)	N II
955,8818	(3)	N I	775,965	(100)	N II	529,637	(2)	N II
955,5297	(2)	N I	748,369	(10)	N II	529,491	(1)	N II
955,4374		N I	746,984	(15)	N II	529,413	(2)	N II
955,2647	(2)	N I	745,841	(5)	N II	529,355	(2)	N II
954,1044	(3)	N I	672,001	(5)	N II			

Таблица VI

Вычисленные длины волн линий O I

1358,5125	(3)	1025,7616	(25)	973,2346	(9)	879,023	(2)
1355,5975	(5)	990,8010	(5)	971,7376	(15)	878,976	(3)
1306,0286	(10)	990,2044	(10)	952,9414	(1)	877,882	(10)
1304,8579	(30)	990,1270	(4)	952,3179	(3)	877,802	(4)
1302,1683	(50)	988,7733	(20)	950,8845	(5)	792,968	(4)
1152,152	(10)	988,6548	(4)	950,7340	(2)	792,938	(3)
1041,6876	(4)	978,6170	(2)	950,1134	(6)	792,507	(2)
1040,9427	(12)	977,9595	(6)	948,6867	(10)	792,233	(3)
1039,2303	(20)	976,4480	(10)	879,554	(3)	791,974	(10)
1028,1571	(5)	973,8857	(3)	879,404	(4)	791,514	(4)
1027,4309	(15)						

Таблица VII

Вычисленные длины волн линий Si I, Si II, Si III и Si IV

1986,374	(20)	Si I	1853,142	(10)	Si I	1822,456	(10)	Si I
1980,629	(10)	Si I	1848,745	(18)	Si I	1817,445	(1)	Si II
1977,608	(15)	Si I	1848,141	(20)	Si I	1816,923	(20)	Si II
1904,650	(12)	Si I	1845,510	(25)	Si I	1808,004	(15)	Si II
1880,966	(5)	Si I	1843,767	(15)	Si I	1702,855	(5)	Si I
1875,814	(10)	Si I	1841,149	(10)	Si I	1700,622	(4)	Si I
1873,104	(8)	Si I	1829,898	(7)	Si I	1533,427	(100)	Si II

Таблица VII (продолжение)

1526,701	(50)	Si II	1190,412	(10)	Si II	815,053	(15)	Si IV
1501,881	(25)	Si III	1023,698	(5)	Si II	749,939	(5)	Si IV
1501,827	(5)	Si III	1020,696	(3)	Si II	653,334	(10)	Si III
1501,197	(40)	Si III	997,386	(100)	Si III	652,219	(6)	Si III
1501,150	(5)	Si III	994,790	(60)	Si III	651,672	(2)	Si III
1500,241	(50)	Si III	993,519	(20)	Si III	566,613	(15)	Si III
1436,160	(5)	Si III	992,694	(2)	Si II	560,980	(5)	Si IV
1435,772	(10)	Si III	992,681	(20)	Si II	559,533	(3)	Si IV
1367,047	(5)	Si III	989,871	(10)	Si II	516,344	(10)	Si IV
1361,596	(8)	Si III	967,944	(15)	Si III	515,118	(5)	Si IV
1309,273	(20)	Si II	939,097	(5)	Si III	466,431	(5)	Si III
1304,366	(10)	Si II	901,734	(2)	Si II	458,155	(10)	Si IV
1264,999	(10)	Si II	899,404	(1)	Si II	457,815	(20)	Si IV
1264,735	(100)	Si II	892,000	(10)	Si II	455,065		Si IV
1260,418	(50)	Si II	889,721	(5)	Si II	454,112		Si IV
1197,391	(10)	Si II	823,409	(15)	Si III	361,659		Si IV
1194,498	(25)	Si II	818,128	(30)	Si IV	361,560		Si IV
1193,286	(20)	Si II						

Таблица VIII

## Стандарты Ритца спектра Ar II

1976,765	(3)	1713,218	(2)	1354,915	(2)	671,8516	(6)
1974,462	(3)	1606,926	(4)			670,9450	(5)
1973,483	(2)	1606,197	(3)	932,0528	(10)	666,0112	(6)
1972,274	(2)	1604,082	(5)	919,7815	(10)	664,5626	(4)
1962,161	(3)	1603,442	(4)	762,1995	(3)	661,8692	(5)
1961,361	(4)	1603,075	(4)	754,8243	(3)	612,3719	(5)
1946,795	(2)	1600,694	(6)	748,1977	(4)	602,8581	(2)
1941,074	(3)	1600,133	(4)	745,3217	(7)	597,7003	(2)
1933,694	(2)	1598,722	(2)	744,9252	(8)	583,4368	(2)
1932,230	(2)	1593,587	(2)	740,2695	(10)	580,2634	(3)
1919,199	(3)	1590,233	(2)	730,9293	(5)	578,6046	(2)
1907,988	(4)	1589,465	(5)	725,5481	(4)	578,1068	(2)
1900,638	(4)	1586,261	(2)	723,3611	(5)	576,7361	(2)
1889,029	(6)	1580,770	(2)	718,0903	(4)	573,3622	(2)
1888,782	(4)	1578,812	(3)	704,5233	(4)	572,0139	(2)
1886,386	(4)	1576,898	(3)	698,7748	(4)	560,2229	(2)
1879,790	(2)	1575,815	(3)	697,9414	(2)	556,8172	(2)
1877,523	(4)	1574,993	(6)	697,4893	(2)	548,7810	(2)
1873,140	(6)	1567,987	(4)	693,3015	(2)	547,4602	(2)
1868,660	(3)	1562,442	(2)	686,4888	(2)	547,1647	(2)
1834,038	(2)	1560,191	(4)	679,4001	(6)	546,1770	(2)
1831,527	(5)	1559,072	(3)	679,2187	(3)	543,7307	(2)
1830,770	(5)	1382,228	(2)	677,9521	(5)	543,2035	(2)
1788,104	(3)	1377,211	(4)	676,2428	(6)	542,9125	(2)
1771,829	(2)	1363,032	(2)	672,8565	(2)		

Таблица IX

Предварительные значения длин волн линий Fe II (Э — по данным Эдлена,  
У — по данным Уилкинсона, указаны только десятичные знаки)

Э	У	Э	У	Э	У
1964, —	0,342 (12)	1674,254 (4)	0,251 (2)	1570,242 (20)	0,244 (20)
1936,799 (1)	—	1673,462 (2)	0,460 (15)	1569,674 (12)	0,674 (12)
1925, —	0,983 (20)	1670, —	0,742 (25)	1568,016 (4)	0,026 (8)
1904, —	0,784 (15)	1663,221 (7)	0,217 (15)	1566,819 (20)	0,821 (20)
1888,733 (7)	0,731 (20)	1659,483 (12)	0,479 (20)	1563, —	0,788 (25)
1877,467 (7)	0,460 (20)	1658,771 (7)	0,773 (15)	1559, —	0,084 (20)
1876,838 (4)	0,839 (15)	1654,476 (4)	0,474 (5)	1558,690 (7)	—
1876, —	0,181 (8)	1654, —	0,111 (5)	1558,542 (7)	—
1860,055 (4)	0,049 (20)	1650, —	0,704 (20)	1551,933 (2)	—
1859, —	0,741 (15)	1649, —	0,572 (20)	1548,692 (1)	—
1848,771 (2)	0,768 (12)	1649,423 (7)	—	1512,053 (2)	—
1846,573 (2)	—	1647, —	0,159 (25)	1506,898 (4)	—
1841, —	0,701 (10)	1646, —	0,182 (20)	1496,523 (4)	—
1835,874 (2)	0,868 (15)	1643,576 (12)	0,574 (15)	1463,198 (4)	—
1793,367 (4)	0,360 (10)	1641, —	0,759 (25)	1454,308 (7)	—
1788, —	0,072 (35)	1640,150 (12)	0,152 (12)	1448,393 (7)	—
1785, —	0,161 (40)	1637,397 (12)	0,396 (15)	1442,746 (2)	—
1772,509 (7)	0,505 (15)	1636, —	0,321 (30)	1434,994 (4)	—
1764,117 (1)	—	1635, —	0,398 (35)	1430,895 (12)	—
1731, —	0,373 (1)	1634, —	0,345 (20)	1430,780 (20)	—
1726,391 (7)	0,393 (12)	1633,908 (12)	0,904 (15)	1424,716 (7)	—
1724,966 (2)	0,967 (8)	1632,668 (4)	—	1420,911 (7)	—
1724,854 (4)	0,856 (8)	1631, —	0,120 (30)	1418,855 (1)	—
1720, —	0,616 (20)	1629, —	0,154 (30)	1417,727 (7)	—
1716,577 (2)	—	1625, —	0,909 (15)	1413,699 (12)	—
1712,997 (20)	0,995 (20)	1625,520 (12)	0,520 (20)	1408,478 (30)	—
1708,621 (7)	0,627 (8)	1623,091 (4)	0,090 (8)	1405,797 (2)	—
1706,142 (2)	—	1621, —	0,685 (30)	1405,604 (2)	—
1702, —	0,043 (25)	1618, —	0,470 (25)	1401,772 (4)	—
1699,193 (2)	—	1612,802 (20)	0,809 (20)	1397,572 (4)	—
1696,794 (7)	0,794 (8)	1610,921 (7)	0,924 (15)	1383,578 (7)	—
1693,936 (2)	—	1608, —	0,456 (35)	1379,466 (12)	—
1691,271 (2)	0,271 (8)	1588,286 (7)	0,295 (10)	1376,672 (1)	—
1690,759 (2)	0,757 (8)	1584,949 (12)	0,954 (15)	1375,172 (20)	—
1689,828 (2)	0,830 (10)	1581, —	0,274 (8)	1373,717 (12)	—
1686,692 (2)	—	1580, —	0,625 (25)	1371,024 (50)	—
1686,455 (4)	0,450 (8)	1577,166 (2)	—	1368,098 (4)	—
1685,954 (4)	0,960 (5)	1574,923 (7)	0,925 (20)	1366,720 (7)	—
1679,381 (7)	0,380 (15)	1574,768 (2)	—	1364,575 (20)	—
1676,853 (2)	—	1573,825 (4)	—	1361,372 (7)	—
1674,716 (4)	—	1572, —	0,750 (1)		

Таблица X

## Стандарты Ритца спектра Cu II

1663,0020 (30)	1569,2128 (10)	1065,7823 (20)	1018,7078 (50)
1660,0015 (20)	1566,4151 (40)	1059,0961 (60)	1018,0644 (15)
1656,3218 (20)	1565,9242 (40)	1056,9546 (60)	1017,9982 (15)
1649,4576 (25)	1558,3446 (30)	1054,6902 (60)	1012,6831 (3)
1621,4262 (60)	1541,7036 (75)	1049,7552 (50)	1012,5974 (25)
1617,9154 (20)	1540,3889 (30)	1044,7434 (80)	1011,4360 (2)
1611,1180 (10)	1535,0028 (25)	1036,4693 (60)	1010,6397 (3)
1610,2969 (15)	1519,4917 (50)	1035,1629 (8)	1008,5692 (30)
1608,6396 (25)	1517,6312 (20)	1033,5677 (10)	1004,0555 (30)
1606,8341 (40)	1488,6375 (75)	1031,7662 (8)	1001,0128 (8)
1604,8474 (20)	1485,6777 (40)	1028,3282 (25)	999,7942 (5)
1602,3882 (40)	1485,6104 (40)	1027,8310 (50)	998,3061 (8)
1598,4024 (40)	1473,9786 (25)	1022,1022 (5)	992,9531 (25)
1593,5562 (60)	1444,1303 (2)	1020,1076 (15)	989,2367 (8)
1590,1649 (40)	1442,1387 (15)	1019,6546 (15)	

Таблица XI

## Стандарты Ритца спектров Ge I и Ge II

Ge I:	1874,2565 (8)	1748,8572 (2)	1674,2703 (2)
1998,8869 (10)	1865,0525 (6)	1744,2546 (1)	1671,0096 (2)
1997,8064 (1)	1861,0945 (2)	1744,0537 (1)	1670,6085 (3)
1989,1174 (4)	1860,0865 (8)	1742,1951 (4)	1667,8015 (4)
1988,2668 (9)	1853,1336 (7)	1739,1024 (4)	1665,2751 (3)
1987,8492 (7)	1849,6354 (2)	1738,4791 (3)	1661,3453 (3)
1970,8796 (9)	1846,9578 (2)	1738,1185 (3)	1658,3752 (2)
1965,3830 (7)	1845,8723 (7)	1724,3082 (1)	1651,9547 (4)
1963,3728 (5)	1844,4102 (6)	1720,7464 (1)	1651,5288 (2)
1962,0133 (10)	1842,4098 (6)	1718,6883 (1)	1647,5310 (2)
1955,1150 (8)	1841,3275 (7)	1718,4933 (1)	1643,1931 (1)
1953,8018 (2)	1824,3023 (4)	1716,7844 (5)	1630,1733 (2)
1944,1163 (6)	1813,9087 (2)	1715,8355 (3)	
1938,3003 (5)	1804,4523 (4)	1713,0806 (3)	Ge II:
1937,4823 (6)	1802,6246 (4)	1702,3873 (2)	1581,0678 (8)
1934,0482 (6)	1801,4323 (5)	1696,7160 (2)	1576,8528 (50)
1929,8262 (10)	1793,0711 (5)	1695,8597 (2)	1538,0887 (20)
1923,4674 (6)	1786,0686 (3)	1694,3424 (3)	1264,7087 (10)
1917,5924 (8)	1785,0460 (5)	1691,8657 (2)	1261,9041 (50)
1912,4087 (5)	1774,1755 (5)	1691,6254 (2)	1237,0580 (50)
1908,4342 (5)	1766,0648 (4)	1691,0897 (6)	1075,0711 (20)
1904,7015 (9)	1765,2843 (5)	1690,9030 (2)	1055,0252 (10)
1903,5620 (3)	1764,1852 (5)	1690,0349 (4)	1017,0592 (2)
1901,0607 (1)	1759,2712 (2)	1685,2221 (1)	1016,6369 (10)
1895,1968 (6)	1758,2792 (6)	1681,3426 (1)	999,1003 (5)
1876,0103 (3)	1750,0432 (5)	1675,5605 (2)	



Таблица XII  
Вычисленные длины волн линий Hg I

Изотоп 198	Естественная смесь *)	Изотоп 198	Естественная смесь *)
1849,4918	0,496	1235,8371	0,839
1435,5031	0,505	1232,2293	0,231
1402,6190	0,620	1222,3711	0,373
1307,7509	0,752	1220,3672	0,369
1301,0103	0,012	1213,9035	
1268,8247		1212,6478	0,650
1259,2418	0,244	1208,2242	
1250,5637	0,565	1207,3784	0,380

\*) Указаны только десятичные знаки.

Таблица XIII  
Вычисленные длины волн резонансных линий спектров  
одноэлектронной последовательности от H I до O VIII

	1s — 2p	1s — 3p	1s — 4p	1s — 5p	1s — 6p	1s — 7p
H I	1215,6701	1025,7223	972,5368	949,7431	937,8035	930,7483
D I	1215,3394	1025,4433	972,2723	949,4847	937,5484	930,4951
He II	303,7822	256,3170	243,0266	237,3308	234,3472	232,5842
Li III	134,9977	113,9051	107,9990	105,4679	104,1421	103,3586
Be IV	75,9277	64,0648	60,7431	59,3196	58,5739	58,1333
B V	48,5874	40,9964	38,8709	37,9599	37,4828	37,2008
C VI	33,7360	28,4656	26,9898	26,3573	26,0260	25,8303
N VII	24,7810	20,9099	19,8259	19,3613	19,1179	18,9742
O VIII	18,9689	16,0059	15,1762	14,8206	14,6343	14,5243
$\Delta\lambda =$	0,00539	0,00114	0,00043	0,00021	0,00012	0,00007

Наконец, в табл. XII даны длины волн линий резонансной серии ртути Hg I, вычисленные Герцбергом<sup>93</sup>. Все эти линии рассчитаны с очень высокой степенью точности, однако следует помнить, что коротковолновые линии в этой таблице представляют собой более высокие члены серии и могут быть более чувствительными к сдвигу за счет давления и действия электрического поля. Следует также отметить, что данные Герцберга относятся к чистому изотопу ртути Hg<sup>198</sup>. Соответствующие значения  $\lambda$  для естественной смеси изотопов ртути, рассчитанные по значениям термов, взятых из работ Бернса, Адамса и Лонгвелла<sup>94</sup> и Фаульса<sup>95</sup> \*), как это видно из табл. XII, всегда имеют несколько большую величину.

## 5.2. Длины волн линий одноэлектронных спектров

Длины волн одноэлектронных спектров H I, He II, Li III и т. д. могут быть рассчитаны теоретически с высокой степенью точности. В качестве стандартов для вакуумной ультрафиолетовой области интерес представляют главным образом линии резонансной серии. Эти линии представляют собой близкие дублеты  $1s^2S_{1/2} - np^2P_{1/2,3/2}$ , теоретическое отношение интенсивностей составляет 1 : 2. Если лэмбовский сдвиг основного состояния уже включен в формулу Дирака — Зоммерфельда для энергии

\*) Значение уровня  $11p^3P_1$ , полученное Фаульсом и вошедшее затем в сборник «Энергетические уровни атомов», неверно из-за ошибки, допущенной при переходе от  $\lambda$  к  $\sigma$  для  $\lambda = 5137 \text{ \AA}$ . Правильный расчет дает  $11p^3P_1 = 81808,09$ .

уровней одноэлектронных систем (см. Герцберг <sup>83</sup>), то мы можем написать для длины волны центра тяжести этих дублетов следующее выражение (Эдлен <sup>60</sup>):

$$\lambda R \cdot 10^{-8} = \frac{1}{Z^2} \frac{n^2}{n^2 - 1} - \frac{\alpha^2 n^4 - (8/3)n + 3}{4(n^2 - 1)^2} + \frac{8}{3\pi} \alpha^3 (7,489 - 2 \ln Z + 0,0526Z) \frac{n^4}{(n^2 - 1)^2}, \quad (10)$$

где  $\lambda$  — длина волны (в Å),  $R$  — постоянная Ридберга (в см<sup>-1</sup>), соответствующая массе данного атома,  $Z$  — атомный номер и  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры Зоммерфельда. Точность, получаемая при расчете по формуле (10), составляет около 0,00001 Å. Однако для малых значений  $Z$  эта точность уменьшается из-за неопределенности в значении  $R$  и составляет для водородных линий величину порядка 0,0001 Å. В табл. XIII приведены длины волн первых шести линий изоэлектронного ряда от H I до O VIII, рассчитанные до четвертого знака после запятой по формуле (10). Величина расщепления дублета  $\Delta\lambda$ , не зависящая от  $Z$ , указана в нижней строчке. Длины волн компонент составляют  $\lambda - \Delta\lambda/3$  и  $\lambda + 2\Delta\lambda/3$ . Линии чувствительны к эффекту Штарка. Кроме того, результат измерения длины волны неразрешенного дублета, компоненты которого имеют отношение интенсивностей 1 : 2, может отличаться от рассчитанной длины волны центра тяжести такого дублета на заметную величину интервала  $\Delta\lambda$ . Поэтому данные линии не являются идеальными стандартами, но они могут оказаться весьма полезными в области короче 75 Å, где их следует считать наиболее достоверными из немногих имеющихся для этой области стандартов.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Boyce, Rev. Mod. Phys. 13, 1 (1941) (см. перевод: УФН 30, 245 (1946)).
2. R. W. Ditchburn, Optica Acta 3, 74 (1956).
3. J. Romand and B. Vodar, Spectrochim. Acta 8, 229 (1956).
4. W. C. Price, Advances in Spectroscopy 1, 56 (1959).
5. P. G. Wilkinson, J. Opt. Soc. Amer. 45, 862 (1955).
6. R. Tousey, J. Appl. Optics 1, 679 (1962).
7. T. A. Chubb and H. Friedman, Rev. Sci. Instrum. 26, 493 (1955).
8. W. R. Hunter, Optica Acta 9, 255 (1962).
9. H. Flenberg, Ark. Mat. Astr. Fys. 28A, N18 (1942).
10. A. J. Bearden, F. L. Ribe, G. A. Sawyer and T. F. Stratton, Phys. Rev. Letts. 6, 257 (1961).
11. J. Söderqvist and B. Edlen, Zs. Phys. 69, 356 (1931).
12. A. G. Shenstone, Proc. Roy. Soc. A261, 153 (1961).
13. H. G. Beutler, J. Opt. Soc. Amer. 35, 311 (1945).
14. P. G. Wilkinson, J. Molecular Spectrosc. 1, 288 (1957).
15. P. A. Brix and G. Herzberg, Canad. J. Phys. 32, 110 (1954).
16. A. E. Douglas and J. G. Potter, J. Appl. Optics 1, 727 (1962).
17. A. E. Douglas and G. Herzberg, J. Opt. Soc. Amer. 47, 625 (1957).
18. W. G. Fastie, H. M. Crosswhite and T. P. Markham, Ann. Geophys. 17, 109 (1961).
19. B. Edlén, Nova Acta Soc. Sci. Upsala, [IV], 9, No. 6 (1934).
20. B. Edlén, Physica 13, 545 (1945).
21. G. Sprague, D. H. Tomboulia and D. E. Bedo, J. Opt. Soc. Amer. 45, 756 (1955).
22. J. E. Mack, J. R. Stehn and B. Edlen, J. Opt. Soc. Amer. 22, 245 (1932).
23. B. Edlén, Zs. Phys. 100, 621 (1936).
24. R. O. Anderson and J. E. Mack, J. Opt. Soc. Amer. 24, 292 (1934).
25. F. Tyren, Zs. Phys. 111, 314 (1938).
26. F. Tyren, Nova Acta Soc. Sci. Upsala, [IV], 12, No. 1 (1940).
27. N. Aston, B. Vodar and J. Romand, J. phys. et radium 16, 491 (1955).
28. D. H. Tomboulia and D. E. Bedo, Rev. Sci. Instrum. 26, 747 (1955).
29. W. G. Fastie, J. Opt. Soc. Amer. 52, 1313 (A) (1962).
30. J. E. Holliday, J. Opt. Soc. Amer. 52, 1312 (A) (1962).
31. K. Watanabe, J. Opt. Soc. Amer. 43, 318 (1953).
32. G. Hass and R. Tousey, J. Opt. Soc. Amer. 49, 593 (1959).
33. P. G. Wilkinson and D. W. Angel, J. Opt. Soc. Amer. 52, 1120 (1962).
34. R. S. Crisp, Optica Acta 8, 137 (1961).
35. A. G. Shenstone, Phil. Trans. Roy. Soc. A235, 195 (1936).
36. A. G. Shenstone, Phil. Trans. Roy. Soc. A237, 453 (1938).
37. A. G. Shenstone, Repts. Progr. Phys. 5, 210 (1939).
38. A. G. Shenstone, J. Opt. Soc. Amer. 44, 749 (1954).
39. C. W. Gartlein and R. C. Gibbs, Phys. Rev. 38, 1907 (1931).
40. S. Glad, Ark. Fys. 10, 291 (1956).
41. M. Becart, G. Deprez and J. Roig, Spectrochim. Acta 11, 342 (1957).

42. L. Minnhagen, B. Petersson and L. Stigmark, Ark. Fys. 16, 541 (1960).
43. B. Edlén and P. Swings, Astrophys. J. 95, 532 (1942).
44. J. Sugar, Dissertation (Johns Hopkins University, 1960).
45. G. H. Dicke, H. M. Crosswhite and B. Dunn, J. Opt. Soc. Amer. 51, 820 (1961).
46. W. A. Ilovic, J. Opt. Soc. Amer. 52, 649 (1962).
47. B. Vodar and N. Aston, Nature 166, 1029 (1950).
48. K. Bockasten, Ark. Fys. 9, 457 (1955).
49. Y. G. Toresson, Thesis (University of Lund, 1960).
50. G. Balloffet, Ann. de phys 5, 1243 (1960).
51. F. Z. Pedos, N. S. Sventitski and Z. I. Shlepko, Spectrochim. Acta 17, 572 (1961).
52. J. C. Boyce and H. A. Robinson, J. Opt. Soc. Amer. 26, 133 (1936).
53. H. Kayser and R. Ritschl, Tabelle der Hauptlinien der Spektren aller Elemente, Berlin, Springer-Verlag, 1939.
54. C. E. Moore, An Ultraviolet Multiplet Table, 1950—1962, Nat. Bur. Stand., Circular 488, Sect. 4—5.
55. R. L. Kelly, Vacuum Ultraviolet Emission Lines, 1960, UCRL 5612, Univ. Calif. Lawrence Rad. Lab.
56. B. C. Fawcett, B. B. Jones and R. Wilson, Proc. Phys. Soc. 78, 1223 (1961).
57. K. Bockasten, R. Hallin and T. P. Hughes, Proc. Phys. Soc. 81, 522 (1963), Technical Note (mimeographed).
58. C. E. Moore, Atomic Energy Levels, 1949—1958, Nat. Bur. Stand., Circular 467, vols 1—3.
59. C. E. Moore, J. Opt. Soc. Amer. 52, 476 (1962).
60. B. Edlén, Trans. Int. Astron. Union 10, 215 (1960) (Cambridge University Press).
61. G. Herzberg, Trans. Int. Astron. Union 11A, 97 (1962) (London, New York, Academic Press).
62. D. L. MacAdam, Phys. Rev. 50, 185 (1936).
63. F. Pashen, Ann. Phys. 35, 860 (1911).
64. F. Pashen, Ann. Phys. 42, 840 (1913).
65. G. Herzberg, Proc. Roy. Soc. A248, 309 (1958).
66. P. Risberg, Ark. Fys. 9, 483 (1955).
67. W. C. Martin, J. Res. Nat. Bur. Stand. A64, 19 (1960).
68. L. Johansson, Ark. Fys. 23, 119 (1962).
69. P. Gunnvald and L. Minnhagen, Ark. Fys. 22, 327 (1962).
70. K. B. S. Eriksson and B. Isberg, Ark. Fys. 23, 527 (1963).
71. B. Edlén and P. Risberg, Ark. Fys. 10, 553 (1956).
72. L. Johansson, Ark. Fys. 20, 489 (1961).
73. K. B. S. Eriksson, Ark. Fys. 13, 303 (1958).
74. P. G. Wilkinson and K. L. Andrew, J. Opt. Soc. Amer. 53, 710 (1963).
75. S. Glad, Ark. Fys. 7, 7 (1953).
76. K. B. S. Eriksson and L. Johansson, Ark. Fys. 19, 235 (1961).
77. J. Cabannes and J. Dufay, Compt. rend. 240, 573 (1955).
78. P. G. Wilkinson, J. Opt. Soc. Amer. 45, 862 (1955).
79. Y. G. Toresson, Ark. Fys. 17, 179 (1960).
80. Y. G. Toresson, Ark. Fys. 18, 389 (1960).
81. L. Minnhagen, Ark. Fys. 14, 483 (1959).
82. L. C. Green, Phys. Rev. 55, 1209 (1939).
83. P. G. Wilkinson, J. Opt. Soc. Amer. 47, 182 (1957).
84. A. C. Menzies, Proc. Roy. Soc. A122, 134 (1929).
85. J. Reader, K. W. Meissner and K. L. Andrew, J. Opt. Soc. Amer. 50, 221 (1960).
86. T. A. Littlefield and W. A. Wood, Trans. Int. Astron. Union A11, 97, 1962 (London, New York, Academic Press).
87. K. L. Andrew and K. W. Meissner, J. Opt. Soc. Amer. 48, 31 (1958).
88. K. W. Meissner, R. D. Van Veld and P. G. Wilkinson, J. Opt. Soc. Amer. 48, 1001 (1958).
89. V. Kaufman and K. L. Andrew, J. Opt. Soc. Amer. 52, 1223 (1962).
90. C. C. Kiess and C. H. Corliss, J. Res. Nat. Bur. Stand. A63, 1 (1959).
91. W. C. Martin and C. H. Corliss, J. Res. Nat. Bur. Stand. A64, 443 (1960).
92. L. Minnhagen, Ark. Fys. 21, 415 (1962).
93. G. Herzberg, Proc. Roy. Soc. A234, 516 (1956).
94. K. Burns, K. B. Adams and J. Longwell, J. Opt. Soc. Amer. 40, 339 (1950).
95. G. R. Fowles, J. Opt. Soc. Amer. 44, 760 (1954).

## ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

## к § 1

1. Е. А. Шрейдер, ЖТФ 34, 2089 (1964).
2. W. A. Rense, Space Sci. Rev. 5, 234 (1966).
3. W. I. Kaye, Appl. Spectroscopy 15, 130 (1961).

## к § 2

4. W. R. Hunter, D. W. Angel, R. Tousey, J. Appl. Optics 4, 891 (1965).
5. O. P. Rustgi, J. Opt. Soc. Amer. 55, 630 (1965).

## к § 2.1

6. H. A. Kirkpatrick, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2, 715 (1962).
7. D. O. Landon, J. Appl. Optics 2, 450 (1963).
8. R. N. Hamm, R. A. MacRae, E. T. Arakawa, J. Opt. Soc. Amer. 55, 1460 (1965).
9. K. Rabinovitch, L. R. Canfield, R. P. Madden, J. Appl. Opt. 4, 1005 (1965).

## к § 2.2

10. Ф. М. Герасимов, Оптико-механич. промышленность № 11 (1965).
11. С. А. Руликов, В. Г. Никитин, Оптико-механич. промышленность № 12, 2 (1962).
12. В. И. Глазущак, Е. П. Андреев, Ю. Ф. Бындин, Е. А. Шрейдер, Ж. прикл. спектроскопии 2, 179 (1965).
13. J. A. R. Samson, J. Opt. Soc. Amer. 52, 525 (1962).
14. А. П. Лукирский, Е. П. Савинов, Оптика и спектроскопия 14, 285 (1963).
15. А. П. Лукирский, Е. П. Савинов, Ю. Ф. Шепелев, Оптика и спектроскопия 15, 543 (1963).
16. А. П. Лукирский, Е. П. Савинов, О. А. Ершов, И. И. Жукова, В. А. Фомичев, Оптика и спектроскопия 19, 425 (1965).

## к § 2.3

17. Т. А. Калинин, А. Н. Кованова, А. А. Панкова, Н. К. Суходрев, В. М. Уварова, М. Р. Шпольский, Ж. научн. и прикл. фотограф. и кинематограф. 9, 286 (1964).
18. A. N. Rjabtsev, N. K. Sukhodrev, XII Coll. Spectr. Intern. 601 (London, 1965).
19. М. А. Румш, В. Н. Шемелев, А. П. Лукирский, Изв. АН СССР, сер. физич. 25, 1066 (1961).
20. P. A. Atkinson, K. A. Pounds, J. Phot. Sci. 12, 302 (1964).
21. W. K. Fowler, W. A. Rense, W. R. Simmons, Appl. Optics 4, 1596 (1965).

## к § 3

22. Po Lee, J. Opt. Soc. Amer. 55, 783 (1965).
23. F. S. Feates, B. Knight, E. W. Richards, Spectrochim. Acta 18, 485 (1962).
24. Н. Г. Герасимова, Д. А. Гусев, Г. П. Сарцев, Оптико-механич. промышленность № 1, 17 (1966).
25. R. G. Taylor, T. A. Chubb, R. W. Kreplin, J. Opt. Soc. Amer. 55, 1078 (1965).
26. K. N. Rao, V. Gordon, J. Opt. Soc. Amer. The 1965. Annual Meeting of the OSA. October, p. 12, WH11.

## к § 4

27. P. S. Malmberg, S. Bashkin, S. G. Tilford, Phys. Rev. Lett. 15, 98 (1965).

## к § 5

28. J. D. Garcia, J. E. Mask, J. Opt. Soc. Amer. 55, 654 (1965).
29. А. Р. Стриганов, Н. С. Свентецкий, Таблицы спектральных линий, Атомиздат (в печати). (Таблицы охватывают область спектра от 25 до 40 000 Å и содержат около 30 000 линий 22 элементов — газов, щелочных элементов и ряда металлов).