

**С.Э. Фриш**

**Техника спектроскопии**  
**(Курс лекций)**

**Москва**  
**«Книга по Требованию»**

УДК 53  
ББК 22.3  
С11

С11 **С.Э. Фриш**  
Техника спектроскопии: (Курс лекций) / С.Э. Фриш – М.: Книга по Требованию, 2021. – 189 с.

**ISBN 978-5-458-50930-5**

Настоящая книга представляет собою несколько расширенное содержание первой половины лекций, читанных мною для студентов-оптиков IV курса ЛГУ в 1934/35 учебном году. Вторая часть лекций посвящена изложению основных сведений по атомным и молекулярным спектрам и по ней имеется ряд появившихся за последнее время руководств. По первой же части - технике спектроскопии - до сих пор на русском языке не имелось подходящего руководства. Весьма неполные сведения об отдельных спектральных приборах и некоторых приемах изучения спектров разбросаны по отдельным книгам и журналам.

**ISBN 978-5-458-50930-5**

© Издание на русском языке, оформление

«YOYO Media», 2021

© Издание на русском языке, оцифровка,

«Книга по Требованию», 2021

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, кляксы, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



## О Г Л А В Л Е Н И Е

### ЧАСТЬ I.

#### СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

##### *Глава I.*

###### **Призменный спектрограф**

	Стр.
§ 1. Устройство простейшего призменного спектрографа . . . . .	7
2. Угол наименьшего отклонения призмы . . . . .	8
3. Дисперсия призмы . . . . .	10
4. Линейная дисперсия спектрографа . . . . .	14
5. Разрешающая сила призмы . . . . .	15
6. Яркость спектра, даваемого спектрографом . . . . .	19
7. Условия освещения щели спектрографа с помощью проектирующей линзы	22
8. Потери света в спектрографе из-за отражений и поглощения . . . . .	24
9. Различные типы призм. Материал для призм . . . . .	26
§ 10. Типы призменных спектрографов . . . . .	32

##### *Глава II.*

###### **Дифракционная решетка**

§ 11. Общая теория приборов высокой разрешающей силы . . . . .	37
§ 12. Дифракционная решетка . . . . .	39
§ 13. Дисперсия и разрешающая сила решетки . . . . .	44
§ 14. Случай косого падения света на решетку . . . . .	46
§ 15. Отражательные решетки . . . . .	47
§ 16. Способы установки решеток . . . . .	49
§ 17. Вогнутая решетка . . . . .	52
§ 18. Астигматизм вогнутой решетки . . . . .	54
§ 19. Типы установок вогнутой дифракционной решетки . . . . .	55
§ 20. Методы работы с решеткой. Недостатки решеток . . . . .	59
§ 21. Употребление решеток для работы в крайних ультрафиолетовой и инфракрасной частях спектра . . . . .	63

##### *Глава III.*

###### **Приборы высокой разрешающей силы.**

§ 22. Введение . . . . .	66
23. Интерферометр Майкельсона . . . . .	66
§ 24. Теория эшелона Майкельсона . . . . .	71
§ 25. Распределение интенсивности по порядкам . . . . .	75
§ 26. Типы установок эшелона . . . . .	78
§ 27. Пластиинка Люмера . . . . .	82

	Стр
§ 28. Способы установки пластиинки Люмера . . . . .	87
§ 29. Эталон Фабри и Перо . . . . .	90
§ 30. Разрешающая сила эталона . . . . .	93
§ 31. Методы работы с эталонами и интерферометрами Фабри и Перо . . . . .	97
§ 32. Употребление скрещенных и сложных приборов . . . . .	101
§ 33. Практическая разрешающая сила приборов . . . . .	104

## ЧАСТЬ II

### МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ И ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ

#### Глава I

##### Регистрация спектров

§ 34. Фотографирование спектров. Свойства фотопластиинки . . . . .	110
§ 35. Проявление и сенсибилизирование пластиинок. Шумановские пластиинки . . . . .	114
§ 36. Термические способы регистрации спектров . . . . .	118
§ 37. Электрические методы регистрации спектров . . . . .	122

#### Глава II

##### Измерение длин волн

§ 38. Введение . . . . .	124
§ 39. Сравнение длины волны красной кадмиевой линии с длиной нормального метра . . . . .	126
§ 40. Измерения Фабри, Перо и Бенуа; метод совпадения колец . . . . .	129
§ 41. Сравнение длин волн нормалей второго порядка с длиной волны красной кадмиевой линии . . . . .	136
§ 42. Нормали для крайней ультрафиолетовой и инфракрасной частей спектра . . . . .	143
§ 43. Измерение длин волн путем интерполирования . . . . .	146

#### Глава III

##### Определение интенсивностей и контуров спектральных линий

§ 44. Общие методы определения интенсивностей . . . . .	153
§ 45. Тепловые и фотоэлектрические методы измерения интенсивностей . . . . .	154
§ 46. Фотографическая фотометрия. Микрофотометры . . . . .	157
§ 47. Сравнение интенсивностей линий с помощью клина и врачающегося диска . . . . .	162
§ 48. Методы нанесения марок интенсивностей . . . . .	164
§ 49. Определение отношения интенсивностей по кривым почернения . . . . .	168
§ 50. Определение интенсивностей линий, лежащих в различных спектральных областях . . . . .	170
§ 51. Абсолютные измерения . . . . .	172
§ 52. Контуры спектральных линий . . . . .	174

#### Глава IV

##### Источники света

§ 53. Введение. Термические источники света . . . . .	180
§ 54. Вольтовы луги и искры . . . . .	182
§ 55. Газосветные лампы . . . . .	185

## Часть I. Спектральные приборы.

### Глава I.

#### ПРИЗМЕННЫЙ СПЕКТРОГРАФ.

##### § 1. Устройство простейшего призменного спектрографа

Простейший призменный спектрограф<sup>\*</sup> состоит из: 1) коллиматорной трубы (рис. 1) со щелью  $S$  и объективом  $O_1$ ; 2) диспергирующей системы, состоящей в простейшем случае из одной (обычно  $60^\circ$ ) призмы  $A$ ; 3) камеры  $C$  (или зрительной трубы).  $D$  — окуляр Рамсдена.

Цель коллиматора давать параллельный пучок света, падающий на диспергирующую систему спектрографа; для этого щель  $S$  располагается в главной фокальной плоскости объектива коллиматора  $O_1$ . Объектив берется по возможности ахроматический. Щель располагается параллельно преломляющему углу призмы.

Щель состоит из двух щек, края которых отполированы, как указано

на рис. 2. В простейшем случае одна из щек неподвижна, другая же передвигается микрометреным винтом, что позволяет желаемым образом регулировать ширину щели. При



Рис. 2

таком устройстве, однако, середина щели смещается при изменении ее ширины, что ведет также к смещению середины изображения линий. Поэтому более совершенной является так называемая симметричная щель, в которой обе щеки передвигаются навстречу друг другу, так что при изменении ширины щели ее средняя линия остается неподвижной.

В так называемых спектроскопах, т. е. приборах, предназначенных для визуальных наблюдений, за диспергирующей системой располагается зрительная труба, состоящая, как обычно, из объектива и окуляра. Чаще всего употребляется окуляр Рамсдена, который имеет то преимущество, что он помещается за главным фокусом объектива трубы, и в него одновременно со спектром можно видеть нити микрометра.

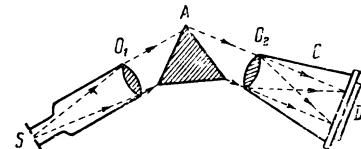


Рис. 1

В настоящее время значительно большим распространением пользуются спектрографы, т. е. приборы, предназначенные для фотографирования спектров. В спектрографах за диспергирующей системой располагается камера  $C$  с объективом  $O_2$  (рис. 1), который дает действительное изображение спектра в том месте, где в кассете  $D$  той или иной конструкции располагается фотопластинка. Обычно кассета может передвигаться так, чтобы на одной пластинке можно было произвести ряд снимков спектров, расположенных один под другим.

На практике спектрографам придается весьма различная конструкция в зависимости от того, каким специальным целям они служат и для исследования какой области спектра они предназначаются. Некоторые из наиболее употребительных типов спектрографов описаны в § 10 настоящей главы.

## § 2. Угол наименьшего отклонения призмы

Падая на призму, луч испытывает два преломления и в результате отклоняется на угол  $D$  (рис. 3). Обозначим углы падения и преломления на первой грани через  $i$  и  $r$ , а на второй—через  $i'$  и  $r'$ .

При условии, что угол падения равен углу выхода, т. е. что

$$i = r', \quad (1)$$

имеем, что луч внутри призмы идет параллельно основанию призмы и что

$$r = i'. \quad (1a)$$

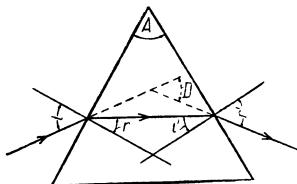


Рис. 3.

При этом угол отклонения  $D$  достигает минимального значения:

$$D = D_{\min}.$$

В самом деле, рассматривая  $D$  как функцию угла  $r$ , напишем условие минимума:

$$\frac{dD}{dr} = 0; \quad \frac{d^2D}{dr^2} > 0. \quad (2)$$

Из чертежа имеем

$$D = (i + r') - (i' + r) = i + r' - A, \quad (3)$$

где  $A$ —преломляющий угол призмы.

В силу закона преломления:

$$\sin i = \mu \sin r; \quad \sin r' = \mu \sin i' = \mu \sin (A - r),$$

где  $\mu$ —коэффициент преломления призмы. Отсюда:

$$i = \arcsin (\mu \sin r),$$

$$r' = \arcsin [\mu \sin (A - r)].$$

Подставляя эти значения  $i$  и  $r'$  в (3), получим:

$$D = \arcsin (\mu \sin r) + \arcsin [\mu \sin (A - r)] - A,$$

откуда

$$\frac{dD}{dr} = \frac{d}{dr} \left\{ \arcsin (\mu \sin r) \right\} + \frac{d}{dr} \left\{ \arcsin [\mu \sin (A-r)] \right\},$$

или

$$\frac{dD}{dr} = \frac{\mu \cos r}{[1 - \mu^2 \sin^2 r]^{\frac{1}{2}}} - \frac{\mu \cos (A-r)}{[1 - \mu^2 \sin^2 (A-r)]^{\frac{1}{2}}}. \quad (4)$$

Но при  $i = r'$  в силу соотношений:

$$\begin{aligned} i' + r &= A, \\ i' &= r, \end{aligned}$$

имеем

$$r = \frac{A}{2}.$$

Откуда по (4)

$$\frac{dD}{dr} = 0,$$

т. е. первое из условий (2) выполнено.

Дифференцируя выражение (4), имеем:

$$\begin{aligned} \frac{d^2D}{dr^2} &= -\frac{\mu \sin r}{[1 - \mu^2 \sin^2 r]^{\frac{1}{2}}} + \frac{\mu^3 \cdot \sin r \cdot \cos^2 r}{[1 - \mu^2 \sin^2 r]^{\frac{3}{2}}} - \\ &- \frac{\mu \sin (A-r)}{[1 - \mu^2 \sin^2 (A-r)]^{\frac{1}{2}}} + \frac{\mu^3 \cdot \sin (A-r) \cos^2 (A-r)}{[1 - \mu^2 \sin (A-r)]^{\frac{3}{2}}}, \end{aligned}$$

при

$$r = \frac{A}{2}:$$

$$\frac{d^2D}{dr^2} = -\frac{2\mu \sin \frac{A}{2}}{\left[1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}\right]^{\frac{1}{2}}} + \frac{2\mu^3 \sin \frac{A}{2} \cdot \cos^2 \frac{A}{2}}{\left[1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}\right]^{\frac{3}{2}}},$$

или

$$\frac{d^2D}{dr^2} = \frac{2\mu^3 \sin \frac{A}{2} \cdot \cos^2 \frac{A}{2} - 2\mu \sin \frac{A}{2} \left[1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}\right]^{\frac{1}{2}}}{\left[1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}\right] \left[1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}\right]^{\frac{1}{2}}}.$$

Заменяя  $\left[1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}\right]$  через  $\left[1 - \mu^2 + \mu^2 \cos^2 \frac{A}{2}\right]$  и производя сокращения, получим:

$$\frac{d^2D}{dr^2} = \frac{2\mu \sin \frac{A}{2} \cdot (\mu^2 - 1)}{\left[1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}\right] \left[1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}\right]^{\frac{1}{2}}}$$

При  $\mu > 1$  числитель положителен, так как  $A < 180^\circ$ , откуда  $\frac{A}{2} < 90^\circ$  и

$$\sin \frac{A}{2} > 0.$$

Чтобы знаменатель был вещественный, должно быть:  $1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2} > 0$ , откуда  $\frac{d^2 D}{dr^2} > 0$ , т. е. выполнено и второе из условий (2).

При положении призмы в минимуме отклонения:

$$D_{\min} = i + r' - A = 2i - A,$$

откуда:

$$i = \frac{A + D_{\min}}{2}.$$

После чего, принимая во внимание равенство  $r = \frac{A}{2}$  и пользуясь законом преломления:  $\mu = \frac{\sin i}{\sin r}$ , получаем:

$$\mu = \frac{\sin \frac{A + D_{\min}}{2}}{\sin \frac{A}{2}}, \quad (5)$$

т. е. известное соотношение, связывающее коэффициент преломления  $\mu$  с углами  $A$  и  $D_{\min}$ .

Под углом наименьшего отклонения проходят лишь лучи, лежащие в плоскости, перпендикулярной к преломляющему ребру призмы. Лучи, идущие под углом к этой плоскости, отклоняются сильнее, что ведет обычно в спектрографах к искривлению линий.

### § 3. Дисперсия призмы

Под дисперсией призмы подразумевается величина, указывающая, как изменяется угол отклонения с изменением длины волны, т. е. выражение:

$$\frac{dD}{d\lambda}. \quad (1)$$

Так как  $D$  непосредственно зависит (при данном угле падения) от  $\mu$ , а только  $\mu$  зависит от  $\lambda$ , то

$$\frac{dD}{d\lambda} = \frac{\delta D}{\delta \mu} \cdot \frac{d\mu}{d\lambda}. \quad (1a)$$

По формуле (5) § 2

$$\mu = \frac{\sin \frac{A + D_{\min}}{2}}{\sin \frac{A}{2}},$$

откуда

$$\frac{\delta \mu}{\delta D_{\min}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\cos \frac{A + D_{\min}}{2}}{\sin \frac{A}{2}},$$

или

$$\frac{\partial D_{\min}}{\partial \mu} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\cos \frac{A + D_{\min}}{2}},$$

или так как (см. стр. 10)

$$D_{\min} = 2i - A$$

или

$$\frac{A + D_{\min}}{2} = i,$$

то

$$\frac{\partial D_{\min}}{\partial \mu} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\cos i} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \sin^2 i}}.$$

Но, пользуясь законом преломления, по которому  $\sin i = \mu \sin r$  и соотношением  $r = \frac{A}{2}$ ,

получаем:

$$\sin i = \mu \sin \frac{A}{2},$$

откуда

$$\frac{\partial D_{\min}}{\partial \mu} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}. \quad (2)$$

Например, для призмы с  $A = 60^\circ$  и  $\mu = 1,500$  имеем по (2) вблизи угла наименьшего отклонения:

$$\frac{\partial D_{\min}}{\partial \mu} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{(1,500)^2}{4}}} = 1,512,$$

т. е. при изменении  $\mu$  от значения  $\mu = 1,500$  до значения  $\mu = 1,501$  угол  $D$  увеличивается на  $\delta D = 0,001 \cdot 1,512 = 0,001512 = 5'15''$ .

Пользуясь формулой (2), получаем выражение для дисперсии призмы вблизи угла наименьшего отклонения:

$$\frac{dD}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{d\mu}{d\lambda}; \quad (3)$$

как видно, дисперсия призмы не зависит от ее размеров, а лишь от преломляющего угла  $A$  и от материала, из которого сделана призма. Формулы (2) и (3), выведенные для угла наименьшего отклонения, практически применимы в довольно широких пределах. Формула (2) может быть использована для определения углового расстояния между краями широких участков спектра (например всего видимого спектра).

В этом случае, полагая коэффициенты преломления крайних лучей равными  $\mu_1$  и  $\mu_2$ , приближенно получим:

$$\Delta D = (\mu_1 - \mu_2) \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \bar{\mu}^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}, \quad (4)$$

где

$$\bar{\mu} = \frac{\mu_1 + \mu_2}{2}.$$

Эта формула дает  $\Delta D$  с точностью до нескольких минут вплоть до углов в  $90^\circ$ .

Пример. Для призмы с  $A = 60^\circ$ ,  $\mu_1 = 1,500$  (для  $6553 \text{ \AA}$ ),  $\mu_2 = 1,550$  (для  $3969 \text{ \AA}$ ) имеем:

$$\Delta D = 0,050 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1,525^2}{4}}} = 0,050 \cdot 1,512 \text{ или}$$

$$\Delta D = 0,0756 = 4^\circ 22'.$$

В формулу для дисперсии призмы

$$\frac{dD}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{d\mu}{d\lambda}$$

кроме  $\mu$  и  $A$  входит еще дисперсия вещества призмы  $\frac{d\mu}{d\lambda}$ .

Дисперсия вещества  $\frac{d\mu}{d\lambda}$  обычно определяется по интерполяционной формуле, дающей зависимость коэффициента преломления  $\mu$  от длины волны  $\lambda$ . Для стекол  $\mu$  как функция  $\lambda$  хорошо представляется интерполяционной формулой Гартманна:

$$\mu = \mu_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^a}, \quad (5)$$

где  $\mu_0$ ,  $c$ ,  $\lambda_0$  и  $a$  — эмпирические константы. Для большинства стекол  $a \approx 1$  и можно пользоваться формулой Гартманна лишь с тремя постоянными:

$$\mu = \mu_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0}. \quad (5-a)$$

В этом случае дисперсия стекла равна

$$\frac{d\mu}{d\lambda} = - \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^2}. \quad (6)$$

Постоянные  $\mu_0$ ,  $\lambda_0$  и  $c$  определяются по трем известным значениям  $\mu$ . В качестве примера разберем сорт стекла, для которого  $\mu$  имеет следующие значения:

$$\mu = 1,48350 \text{ для } \lambda = 7,682 \cdot 10^{-5} \text{ см};$$

$$\mu = 1,49070 \text{ " } \lambda = 5,270 \cdot 10^{-5} \text{ см};$$

$$\mu = 1,49961 \text{ " } \lambda = 4,046 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

Составляя по этим данным три уравнения типа

$$\mu = \mu_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0}$$

и решая их относительно трех неизвестных:  $\mu_0$ ,  $c$  и  $\lambda_0$ , получим  $\mu_0 = 1,47225$ ;  $\lambda_0 = 1,5070 \cdot 10^{-5}$ ;  $c = 6,944 \cdot 10^{-7}$ .

Насколько хорошо формула Гартманна для данного случая дает  $\mu$ , видно из следующей таблицы:

$\lambda$ в $\text{\AA}$	$\mu$ набл.	$\mu$ вычисл.
7066	1,48475	1,48474
6708	1,48562	1,48560
6563	1,48601	1,48598
5893	1,48810	1,48808
5607	1,48919	1,48919
5461	1,48982	1,48981
4861	1,49291	1,49295
4678	1,49411	1,49415
4415	1,49609	1,49613
4341	1,49673	1,49675

Определив для данного сорта стекла постоянные в формуле Гартманна, находим по формуле (6) дисперсию вещества. Для рассматриваемого случая для  $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ :

$$\frac{d\mu}{d\lambda} = - \frac{6,944 \cdot 10^{-7}}{(4,861 \cdot 10^{-5} - 1,507 \cdot 10^{-5})^2} = - 617,3,$$

т. е. малому изменению  $\lambda$  вблизи  $4,861 \cdot 10^{-5}$  см соответствует изменение  $\mu$  по величине в 617 раз большее и обратное по знаку.

Для выражения  $\mu$  как функции от  $\lambda$  можно также пользоваться интерполяционной формулой Коши:

$$\mu = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$$

Практически для не слишком больших интервалов достаточно двух первых членов:

$$\mu = A + \frac{B}{\lambda^2}.$$

В этом случае дисперсия равна:

$$\frac{d\mu}{d\lambda} = - \frac{2B}{\lambda^3}.$$

Для призмы из стекла разобранного выше сорта с преломляющим углом  $A = 60^\circ$  найдем угловую дисперсию  $\frac{dD}{d\lambda}$  вблизи  $D$ -линий ( $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ ).

По формуле (3) настоящего параграфа имеем:

$$\frac{dD}{d\lambda} = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{(1,4881)^2}{4}}} \cdot \left( - \frac{6,944 \cdot 10^{-7}}{(5,893 \cdot 10^{-5} - 1,507 \cdot 10^{-5})^2} \right) = \\ = 1,4967 \cdot (-361,0) = -540,3.$$

Отсюда можно определить угловое расстояние между  $D$ -линиями натрия ( $\Delta\lambda = 6 \cdot 10^{-8}$  см):

$$|\Delta D| = 540,3 \cdot 6 \cdot 10^{-8} = 0,0000324 \approx 7''.$$

#### § 4. Линейная дисперсия спектрографа

Линейной дисперсией спектрографа называется величина

$$\frac{dl}{d\lambda},$$

где  $dl$  — линейное расстояние на фотопластинке лучей с длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$ .

При фокусном расстоянии камеры спектрографа  $F$  очевидно:

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{dD}{d\lambda} \cdot F. \quad (1)$$

Подставляя вместо угловой дисперсии  $\frac{dD}{d\lambda}$  ее значение по формуле (3) (стр. 11), имеем:

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - \mu^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{du}{d\lambda} \cdot F. \quad (2)$$

Эта формула, как и формула (3) (стр. 11), справедлива вблизи угла наименьшего отклонения.

Беря призму, рассмотренную в предыдущем параграфе, и полагая, что фокусное расстояние объектива камеры равно  $F = 50$  см, и выражая  $\lambda$  в  $\text{\AA}$ , а остальные длины в миллиметрах, получим:

$$\left| \frac{dl}{d\lambda} \right| = 540,3 \cdot 10^{-8} \cdot 500 = 0,0027 \text{ мм/}\text{\AA}.$$

Отсюда расстояние между  $D$ -линиями натрия ( $\Delta\lambda = 6 \text{ \AA}$ ) равно

$$\Delta l = \left| \frac{dl}{d\lambda} \right| \cdot \Delta\lambda = 0,0027 \cdot 6 = 0,016 \text{ мм.}$$

Вместо линейной дисперсии  $\frac{dl}{d\lambda}$  часто употребляют для характеристики спектрографа величину ей обратную:

$$\frac{d\lambda}{dl},$$

которую выражают обычно в  $\text{\AA/mm}$ . Для предыдущего примера вблизи  $D$ -линий

$$\frac{d\lambda}{dl} = \frac{1}{0,0027} = 370 \text{ \AA/mm.}$$

Из формул (1) и (2) видно, что линейная дисперсия при данной призме тем больше, чем больше фокусное расстояние камеры. Отсюда