

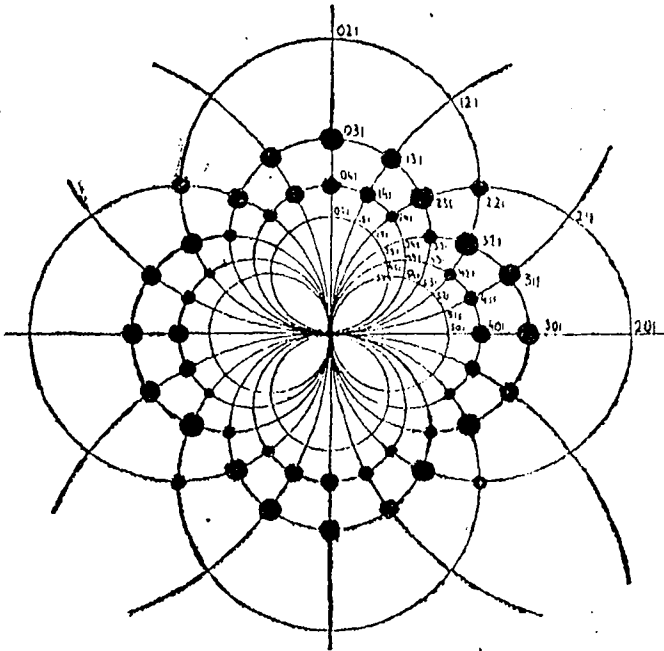
У. Х. Брэггъ и У. Л. Брэггъ.
(W. H. Bragg and W. L. Bragg).

Рентгеновскіе лучи

и

строеніе кристалловъ.

Съ 4 табл. и 75 иллюстраціями.



ПЕРЕВЕЛЪ СЪ АНГЛІЙСКАГО
Проф. Г. В. Вульфъ,

Преподаватель Московскаго Городскаго Народнаго
УНИВЕРСИТЕТА имени А. Л. ШАНЯВСКАГО.

КНИГОИЗДАТЕЛЬСТВО „КОСМОСЪ“.
МОСКВА.

Во всѣхъ лучшихъ книжныхъ магазинахъ продаются слѣдующія изданія
книгоиздательства „КОСМОСЪ“.

Книги по ПСИХОЛОГИИ, ФИЛОСОФИИ и друг.:

Эрнст Мейманъ.

Экономія и техника памяти. Экспериментальныя изслѣдованія о запечатлѣнн и запоминанн.
Переводъ прнп.-доцента Московскаго Университета Н. Самсонов. Ц. 2 р. 50 коп.

А. Бинъ.

СОВРЕМЕННЫЯ ИДЕИ О ДѢТЯХЪ.

Пер. подъ ред. пр.-доц. Г. Г. Шпетта.
Ц. 1 р. 50 к.

Филиппъ и Бонкуръ.

ВОСПИТАНІЕ ПЕНОРМАЛЬНЫХЪ ДѢТЕЙ.

Пер. подъ ред. пр.-доц. Э. Е. Игнатьева.
Ц. 1 р. 25 к.

Ю. И. Айхенвальдъ.

ПИСЬМА ЧЕХОВА.

Цѣна 35 коп.

А. Дирофъ.

Психологія въ общедоступномъ изложенн.

Пер. подъ ред. Н. Самсонова. Ц. 1 р. 10 к.

В. Вундтъ.

ВВЕДЕНІЕ ВЪ ПСИХОЛОГІЮ.

Переводъ прип.-доц. Н. Самсонова.
Цѣна 60 коп., на лучшей бумагѣ — 1 руб.

В. Вундтъ.

Проблемы психологіи народовъ.

Перев. прив.-доц. Н. Самсонова. Ц. 1 руб.

Конъ-Винеръ.

Исторія стилей изящныхъ искусствъ.

2-ое исправленное и дополненное изданіе.
Перев. подъ ред. Н. С. Сергѣева. Ц. 2 р. 75 к.

Э. Цибартъ.

Культурная жизнь др.-греческихъ городовъ

Пер. подъ ред. А. Н. Куна. Ц. 1 р. 40 к.

Энриквесь.

ПРОБЛЕМЫ НАУКИ.

Перев. подъ ред. пр.-доц. А. И. Бачицкаго и Г. Г. Шпетта. Цѣна 1 руб. 75 коп.

У. Джемсъ.

ВСЕЛЕННАЯ СЪ ПЛЮРАЛИСТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ЗРѢНІЯ.

Переводъ подъ редакціей пр.-доц. Г. Г. Шпетта. Цѣна 2 руб.

Проф. Мейманъ.

ВВЕДЕНІЕ ВЪ СОВРЕМЕННУЮ ЭСТЕТИКУ.

Переводъ подъ редакціей Ю. И. Айхенвальда. Цѣна 90 коп.

Проф. фонъ-Соденъ.

ПАЛЕСТИНА И ЕЯ ИСТОРИЯ.

Цѣна 75 коп.

Е. Ланге.

ЖЕНСКИЙ ВОПРОСЪ.

Перев. подъ ред. Ю. И. Айхенвальда. Ц. 75 к.

Проф. Макъ-Дауголль.

ОСНОВНЫЯ ПРОБЛЕМЫ СОЦІАЛЬНОЙ ПСИХОЛОГІИ.

Переводъ съ 4-го англійскаго изданія подъ ред. Н. Д. Виноградова. Цѣна 2 руб. 50 коп.

:::::::::: КНИГИ ПО ЕСТЕСТВОЗНАНІЮ: ::::::::::

Ж. Клодъ, В. Оствальдъ.

Электричество и его практическое примѣненіе въ общедоступномъ изложенн.

Перев. Г. П. Кравецъ, подъ редакціей проф. А. А. Айхенвальда. Цѣна 5 р. 50 к.

В. Оствальдъ.

ВВЕДЕНІЕ ВЪ ИЗУЧЕНІЕ ХИМІИ.

Руковод. для школы и самообразованія, перев. адъюнктъ-проф. Н. А. Шилова. Ц. 1 р. 80 к.

Фр. Содди.

РАДІЙ. 11 ОБЩЕДОСТУПНЫХЪ ЛЕКЦІЙ.

Переводъ Н. А. Шилова. Цѣна 1 р. 25 к.

Е. Гаазе.

ЗЕМНАЯ КОРА.

Переводъ Б. П. Дмитрова, съ предислов.
С. Г. Григорьева. Цѣна 2 руб. 25 коп.

Э. Кюстеръ.

ПОЛОВОЙ ПРОЦЕССЪ и РАЗМНОЖЕНІЕ у РАСТЕНІЙ.

Переводъ подъ редакціей прив.-доц. Л. М. Кречетовичъ. Цѣна 1 руб. 25 коп.

У. Х. Браггъ и У. Л. Браггъ.
(W. H. Bragg and W. L. Bragg).

РЕНТГЕНОВСКІЕ ЛУЧИ

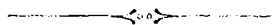
И

СТРОЕНИЕ КРИСТАЛЛОВЪ.

ПЕРЕВЕДЪ СЪ АНГЛІЙСКАГО

проф. Г. В. Вульфъ,

преподаватель Московскаго Городскаго Народнаго
УНИВЕРСИТЕТА имени А. М. ШАЦКІЙСКАГО.



МОСКВА.

Книгоиздательство „КОСМОСЪ“.

1916.



Типо-литогр. Т-ва И. Н. КУШНЕРЕВЪ и К^о, Пименовская ул., соб. д.
МОСКВА—1916.

ОТЪ ПЕРЕВОДЧИКА.

Приступая къ переводу, переводчикъ обратился къ У. Х. Браггу съ просьбой дать согласіе на изданіе русскаго перевода книги. Выражая согласіе отъ своего имени и отъ имени своего сына У. Л. Брагга, находящагося въ данное время на фронтѣ англійской арміи во Франціи, У. Х. Браггъ указываетъ въ своемъ письмѣ къ переводчику на то, что въ книгу вкралась нѣкоторыя неточности и погрѣшности, разумѣется, — скажемъ отъ себя — неизбѣжныя въ такомъ новомъ предметѣ. Въ этомъ же письмѣ У. Х. Браггъ выражаетъ желаніе прислать нѣсколько дополнительныхъ замѣчаній. Къ сожалѣнію, эти замѣчанія не были получены до окончанія печатанія русскаго перевода.

Въ просмотрѣ корректуры принимали участіе преподаватель московскаго коммерческаго института Н. Е. Успенскій и слушательницы московскихъ высшихъ женскихъ курсовъ С. С. Зильберштейнъ и С. И. Дмитревская. Переводчикъ считаетъ своимъ пріятнымъ долгомъ выразить этимъ лицамъ признательность за рядъ цѣнныхъ замѣчаній, которыми онъ воспользовался при окончательной редакціи перевода.

Передъ чтеніемъ книги слѣдуетъ исправить слѣдующую важную опечатку. На стр. 57, въ таблицѣ, въ четвертой строкѣ свизу вмѣсто числа 261 должно быть 221.

СОДЕРЖАНІЕ.

	<i>Стр.</i>
Предисловіе къ русскому переводу	1
Предисловіе къ англійскому оригиналу	11
I. Введеніе	15
II. Диффракція волнъ	22
III. Спектрометръ для рентгоновскихъ лучей	36
IV. Свойства рентгеиовскихъ лучей	51
V. Строеніе кристалловъ	63
VI. Спектры рентгеновскихъ лучей	79
VII. Анализъ строенія кристалловъ. Ч. I	99
VIII. Анализъ строенія кристалловъ. Ч. II	125
IX. Соотношеніе между симметрией кристалла и располо- женіемъ атомовъ	153
X. Анализъ строенія кристалловъ. Ч. III	170
XI. Яркость отраженія рентгеновскихъ лучей	184
XII. Анализъ рентгенограммъ кристалловъ	213

Предисловіе къ русскому переводу.

Англійскій оригиналь озаглавленъ „іксъ - лучи и строеніе кристалловъ“. Мы замѣнили выраженіе „іксъ - лучи“ выраженіемъ „рентгеновскіе лучи“, и это не только потому, что русское ухо болѣе привыкло къ послѣднему термину, чѣмъ къ первому. Рѣнтгенъ (Röntgen), открывшій въ 1895 году лучи, получившіе его имя, назвалъ ихъ іксъ - лучами, желая тѣмъ самымъ характеризовать ихъ природу, казавшуюся ему загадочной и остававшейся таковою до самаго послѣдняго времени, до открытія Лауэ (Laue) въ 1912 году явленія диффракціи этихъ лучей въ кристаллахъ. Это открытіе положило конецъ загадочности природы рентгеновскихъ лучей: они перестали быть іксъ - лучами, и мы поняли теперь, откуда протекаетъ ихъ отличіе отъ лучей обыкновеннаго, видимаго нами свѣта, казавшееся намъ столь глубокимъ, что самая природа обоихъ родовъ излученія казалась намъ различною. Все различіе свелось къ длинѣ волны, которая для рентгеновскихъ лучей оказалась въ десять тысячъ разъ меньше длины волны видимаго свѣта. Работы Брагга отца и Брагга сына представляютъ дальнѣйшія и въ высшей степени крупный шагъ впередъ въ область явленій, открытыхъ Лауэ, а потому несомнѣнно, что и въ англійскомъ оригиналѣ выраженіе „X—Rays“ надо пошмать лишь, какъ терминъ, такъ же привычный для англійскаго уха, какъ „рентгеновскіе лучи“ для русскаго.

Величину сдѣланнаго Браггами шага по пути научна-

го прогресса по достоинству оцѣнила Шведская Королевская Академія Наукъ въ Стокгольмѣ, присудившая имъ 30-го октября этого года Нобелевскую премію по физикѣ за ихъ заслуги въ области изученія строенія кристалловъ рентгеновскими лучами. Премія должна быть раздѣлена между отцомъ и сыномъ. Мы постараемся кратко охарактеризовать значеніе работъ Брагговъ.

Законы вѣншей формы кристалловъ давно заставили предположить, что геометрическая правильность этой формы есть лишь слѣдствіе правильности расположенія частицъ вещества внутри кристалла. Это предположеніе повело къ постепенному развитію весьма точной и полной теоріи строенія кристалловъ. Одно время казалось, что теорія такъ называемыхъ пространственныхъ рѣшетокъ, мастерски развитая Бравэ (Bravais)¹⁾, исчерпывала вопросъ.

Объ этихъ рѣшеткахъ читатель подробнѣе прочтетъ въ главѣ V этой книги. Эта теорія давала весьма точное и простое объясненіе какъ геометрическихъ, такъ и нѣкоторыхъ физическихъ, свойствъ кристалловъ напр., способности кристалловъ колотья „по спайности“, т.-е. ровными плоскостями совершенно опредѣленнаго направленія. Вислѣдствіи эта теорія признана была несовершенной и обобщена въ теорію такъ называемыхъ „правильныхъ системъ точекъ“, построенную совокупнымъ усиліемъ нѣсколькихъ изслѣдователей, а именно Зонке (Sohnke)²⁾, Шенфлисомъ (Schönfliess)³⁾, Е. С. Федоровымъ⁴⁾ и Барловымъ (Barlow)⁵⁾.

1) A. Bravais, *Etudes cristallographiques*. Paris. 1866.

2) L. Sohnke, *Entwicklung einer Theorie der Krystallstruktur*. Leipzig. 1879.

3) A. Schönfliess, *Krystallsysteme und Krystallstruktur*. Loipzig. 1891.

4) Многочисленныя статьи Е. С. Федорова помѣщены въ „Извѣстіяхъ Русскаго Минералогическаго Общества“, въ *Zeitschrift für Krystallographie etc.* и въ *Извѣстіяхъ Мюнхонской академіи наукъ*.

5) W. Barlow, *Zeit. für Krystallographie etc.* 1898. W. Barlow und W. I. Pope, *Journ. of the chem. Soc. London*. 1906.

Въ результатѣ этихъ теоретическихъ соображеній получилось 230 различныхъ случаевъ возможныхъ расположеній частицъ въ кристаллахъ, которые можно распредѣлить на 32 класса, отличающіеся другъ отъ друга по симметріи и соотвѣтствующіе 32-мъ возможнымъ классамъ кристалловъ. Теорія получила исчерпывающая, но на ея результатахъ оборвался весь нашъ прогрессъ въ этомъ направленіи: до послѣдняго времени у насъ не было прямыхъ способовъ связать эту теорію съ фактами, рѣшить задачу о строеніи даннаго реального кристалла. Приходилось рѣшать задачу косвенными путями, не дававшими увѣренности въ справедливости найденныхъ рѣшеній. Брагги показали, что прямой способъ заключается въ явленіи диффракціи рентгеновскихъ лучей въ кристаллахъ, открытомъ Лауэ, и примѣнили этотъ способъ къ раскрытію строенія цѣлаго ряда конкретныхъ случаевъ. Они раскрыли строеніе алмаза, каменной соли и ряда родственныхъ ей веществъ, цинковой обманки, плавикового шпата, исландскаго шпата, кристалловъ мѣди и еще ряда другихъ кристалловъ. Способъ полученія результатовъ и самые результаты поражаютъ своей простотой. Однимъ изъ самыхъ поразительныхъ результатовъ нужно считать то, что полученныя Браггами структуры даже такихъ химически сложныхъ веществъ, какъ, напр., исландскій шпатель (углекислая известь CaCO_3), состоятъ изъ атомовъ, расположенныхъ въ пространствѣ такъ, что ихъ не представляется возможнымъ соединить въ молекулы. Выходитъ, что кристаллъ построенъ не изъ молекулъ, а изъ атомовъ, и понятіе о химической молекулѣ, какъ о пѣкомъ индивидуумѣ, для кристалла теряетъ свою силу. Этотъ результатъ явился неожиданнымъ для многихъ кристаллографовъ, особенно французской школы, которые предполагали обратное, а именно, что структурными элементами кристалла являются даже не химическія молекулы, а ихъ группы, *particules cristallines*, но никакъ не

отдѣльные атомы. Наоборотъ, результатъ этотъ не является неожиданнымъ для послѣдователей англійскихъ ученыхъ, въ особенности Барлова и Попа (Pope), въ значительной степени вліявшихъ на работу Брагга-сына. Согласно изслѣдованіямъ этихъ ученыхъ, основная работа которыхъ цитирована выше, структурными элементами кристалловъ являются именно атомы, объемы которыхъ пропорціональны ихъ химическимъ сродствамъ (валентностямъ). Теоретическіе взгляды Барлова оправдались работами Брагговъ еще п въ другомъ отношеніи. Барловъ въ своихъ представленіяхъ о кристаллической структурѣ исходилъ изъ предположенія, что атомы въ кристаллѣ должны располагаться наиболѣе плотно, и съ этой точки зрѣнія имъ совместно съ Попомъ были подвергнуты разсмотрѣнію многіе кристаллы, для которыхъ ими было придумано вѣроятное расположеніе атомовъ. Такимъ образомъ, на своей родинѣ Брагги имѣли уже готовую почву для своихъ изслѣдованій въ области строенія кристалловъ. Однако ихъ работа была бы невысказима безъ изобрѣтенія Браггомъ-отцомъ спектрометра для рентгеновскихъ лучей.

Приборъ этотъ, описанный въ III главѣ книги, былъ устроенъ Браггомъ-отцомъ, большимъ знатокомъ физики рентгеновскихъ лучей и лучей, испускаемыхъ радиоактивными веществами. Въ этомъ изобрѣтеніи Брагга-отца сказалась вся убѣдительность открытія Лауэ, уничтожившая всякое сомнѣніе въ тождествѣ природы рентгеновскихъ лучей и видимаго свѣта. Дѣло въ томъ, что Браггъ-отецъ до самаго открытія Лауэ былъ противникомъ признанія этого тождества и даже предложилъ свою собственную теорію, согласно которой рентгеновскіе лучи разсматривались, какъ потокъ весьма мелкихъ тѣлецъ, корпускулъ, состоящихъ изъ попарнаго соединенія электрически отрицательныхъ и положительныхъ частицъ, а потому электрически нейтральныхъ. Эту теорію Браггъ-

отецъ изложилъ въ своей книгѣ „Прохождение α , β , γ и рентгеновскихъ лучей черезъ матерію“. Въ своемъ предисловіи къ нѣмецкому переводу этой книги, появившемуся въ печати въ 1913 году, Браггъ уже говоритъ объ открытіи Лауэ и признаетъ, что оно дало сильное подтвержденіе взгляду, согласно которому природа рентгеновскихъ лучей и γ -лучей тождественна съ природой свѣта. Онъ говоритъ:

„Мой сынъ показалъ, что фотোগраммы Лауэ можно разсматривать, какъ результатъ отраженія рентгеновскихъ лучей на различныхъ плоскостяхъ кристалловъ, болѣе или менѣе богатыхъ атомами. Мой сынъ и я, мы изслѣдовали недавно явленія отраженія помощью метода іонизаціи и нашли, что они въ значительной степени разъясняютъ подробности распространенія рентгеновскихъ лучей. Кажется, что въ излученіи рентгеновской трубки имѣются извѣстные однородные пучки, повидимому характеристичные для ея антикатада; впрочемъ, все это еще установлено не достаточно точно. Каждый изъ этихъ однородныхъ пучковъ лучей можетъ отъ даннаго кристалла отразиться только при опредѣленномъ углѣ паденія или, точнѣе, при одномъ изъ ряда угловъ паденія, опредѣляемыхъ выраженіемъ $\sin \theta = n \sin \theta_0$, гдѣ n цѣлое число. Уголь опредѣленъ рѣзко, хотя наши опыты еще не выяснили дѣйствительныхъ предѣловъ этой рѣзкости. Между прочимъ, кажется, что въ каждомъ однородномъ пучкѣ лучей заключены ряды съ послѣдовательностью, быть можетъ, сотенъ волнъ. Рядъ неправильныхъ импульсовъ не въ состояніи объяснить наблюденныя явленія. Съ этой точки зрѣнія нѣтъ никакой разницы между рентгеновскими лучами и свѣтомъ, за исключеніемъ разницы въ длинѣ волны“.

Такимъ образомъ, въ предисловіи къ той своей книгѣ, въ которой Браггъ-отецъ предлагаетъ свою корпускулярную теорію рентгеновскихъ лучей, онъ уже явно пере-

ходить къ признанію тождества этихъ лучей и свѣта. Однакоже онъ еще не считаетъ свою теорію совершенно устраненной, по крайней мѣрѣ для другихъ родовъ излученія. Онъ говоритъ далѣе:

„Если мы бросимъ взглядъ на всю совокупность явленій излученія, то мы, съ одной стороны, встрѣтимся съ понятіемъ о волнѣ съ ея правильной періодичностью, доставляющимъ намъ единственныя въ своемъ родѣ услуги; съ другой стороны, существуютъ явленія, объяснить которыя просто намъ въ состояніи лишь корпускулярная теорія. Какъ бы то ни было, справедливы обѣ теоріи, но въ какой степени, этого мы въ данное время еще не вполне понимаемъ“.

Въ настоящей книгѣ мы уже не встрѣчаемъ сомнѣнія въ тождествѣ свѣта не только съ рентгеновскими лучами, но и съ γ -лучами. Въ главѣ XI мы встрѣчаемся съ изложеніемъ опытовъ Рѣзерфорда (Rutherford) и Андраде (Andrade), доказавшими тождество рентгеновскихъ лучей и γ -лучей, испускаемыхъ радіемъ, къ которымъ послѣ опыта Лауэ еще можно было бы прилагать корпускулярную теорію Брагга. Такимъ образомъ, Браггъ, уступая убѣдительности опытовъ Лауэ, Рѣзерфорда и Андраде и своихъ собственныхъ, оставляетъ свою собственную теорію, принимаетъ теорію тождества рентгеновскихъ лучей со свѣтомъ и примѣняетъ къ изслѣдованію рентгеновскихъ лучей могущественный методъ спектроскопическаго разложенія свѣта на составныя однородныя части и измѣренія длины волны этихъ составныхъ частей при помощи спектрометра. Имъ были получены спектры рентгеновскихъ лучей отъ различныхъ металловъ, изъ которыхъ были приготовлены антикатоде рентгеновскихъ трубокъ—платины, палладія, родія, вольфрама и др., и въ этихъ спектрахъ имъ найдена сплошная „бѣлая“ часть и на этомъ сплошномъ фонѣ ряды яркихъ спектральныхъ линій, составляющихъ характеристическія излученія этихъ ме-

талловъ. Имъ были произведены первыя точныя измѣренія длины волнъ однородныхъ (монокроматическихъ) рентгеновскихъ лучей.

Вдумываясь въ сказанное, нельзя не оцѣнить по достоинству всю величину эволюціи взглядовъ Брагга-отца. Подъ вліяніемъ новыхъ фактовъ онъ не только отказался отъ собственной теоріи, но и сдѣлалъ громадный шагъ впередъ по тому направленію, которое послѣ открытія Лауэ онъ сталъ считать вѣрнымъ и отъ котораго онъ несомнѣнно былъ бы удержанъ прежними своими взглядами.

Быстрымъ успѣхомъ въ достигнутыхъ результатахъ мы обязаны іонизаціонному методу, примѣненному Браггомъ-отцомъ въ его спектрометрѣ. Этотъ методъ даетъ возможность сразу измѣрить яркость пучка рентгеновскихъ лучей, попадающаго въ іонизаціонную камеру. Если бы вмѣсто іонизаціи была примѣнена фотографія, то получилась бы бѣльшая наглядность результатовъ, но за то не были бы получены непосредственно количественныя данныя, такъ какъ фотографамму надо было бы подвергать фотометрическому изслѣдованію, чтобы получить результаты, даваемые непосредственно іонизаціонной камерой.

Въ предисловіи къ англійскому оригиналу Браггъ-отецъ говоритъ, что „за идею отраженія рентгеновскихъ лучей отъ кристаллическихъ плоскостей отвѣтственнымъ является его сынъ“. Справедливость требуетъ, однако, отмѣтить, что одновременно съ Браггомъ-сыномъ и совершенно независимо отъ него, къ той же идеѣ пришолъ и переводчикъ этой книги, такъ же независимо установившій законъ этого отраженія. Законъ этотъ заключается въ формулѣ $n\lambda = 2d \sin \theta$, лежащей въ основѣ всего изслѣдованія Брагговъ ¹⁾. Въ этой формулѣ λ обозначаетъ длину волны, θ —уголъ паденія пучка рентгеновскихъ лучей на

¹⁾ G. Wulff, Ueber die Kristallröntgenogramme. Physik. Zeit. 1913, стр. 217—220.

плоскость кристалла, d означаетъ разстоянія между рядами атомныхъ плоскостей кристалла, параллельныхъ отражающей плоскости, а n —цѣлое число, Это совпаденіе, однакоже, нисколько не умаляетъ значенія результатовъ, полученныхъ Браггами, а въ этихъ-то результатахъ и заключается весь интересъ изслѣдованія этихъ ученыхъ.

Какъ видно изъ вышензложеннаго, работы Брагговъ шли въ двухъ направленіяхъ, объединенныхъ въ вышеприведенной формулѣ $n\lambda = 2d \sin \theta$. Пользуясь кристалломъ, какъ комплексомъ атомныхъ плоскостей, находящихся на опредѣленномъ разстояніи d другъ отъ друга, мы можемъ сравнивать между собою пучки рентгеновскихъ лучей, испускаемые различными источниками этихъ лучей, и наше вниманіе будетъ направлено на природу этихъ лучей, на длину волнъ, составляющихъ эти пучки. Если же будемъ пользоваться пучками лучей съ опредѣленною длиною волны, то мы будемъ въ состояніи сравнивать разстоянія d въ разныхъ кристаллахъ или въ одномъ и томъ же кристаллѣ, для различныхъ его граней. Въ этомъ случаѣ нашъ интересъ будетъ направленъ на строеніе кристалловъ изъ атомовъ, располагающихся въ кристаллѣ по плоскостямъ пространственной рѣшетки. Изслѣдованія Брагговъ ведутся съ одинаковымъ усилѣхомъ въ обонхъ этихъ направленіяхъ.

Капитальныя работы Брагговъ открываютъ широкія перспективы для дальнѣйшихъ изслѣдованій. Въ связи съ этимъ въ книгѣ затронутъ цѣлый рядъ вопросовъ, какъ изъ области свойствъ рентгеновскихъ лучей, такъ и изъ области строенія кристалловъ. Въ этомъ отношеніи книга представляетъ цѣнный матеріалъ для спеціалистовъ, желающихъ работать въ новой области.

Мы полагали, что будетъ весьма умѣстно включить въ книгу изслѣдованіе строенія кристалловъ мѣди, сдѣланное Браггомъ-сыномъ, такъ какъ это строеніе очень просто и раскрытіе его можетъ служить прекраснымъ при-

мѣромъ приложенія метода, изложеннаго въ книгѣ. Это изслѣдованіе сдѣлано было, вѣроятно, позже составленія всей книги, въ которую вошелъ лишь его результатъ, помѣщенный въ таблицу послѣ главы X. Мы помѣстили изложеніе этого изслѣдованія въ концѣ VII главы книги, трактующей о строеніи кристалловъ кубической системы.

Предисловіе къ оригиналу подписано однимъ лишь Браггомъ-отцомъ. Его сынъ—молодой ученый, столь блестяще начавшій свое ученое поприще съ изслѣдованіемъ, изложенныхъ въ этой книгѣ, ушелъ на войну волонтеромъ—въ Англию, какъ извѣстно, другихъ солдатъ нѣтъ—и сражается на поляхъ Фландрій въ качествѣ артиллериста. Уже нѣтъ въ живыхъ Мозелея (Moseley), англійскаго ученаго, имя котораго упоминается въ книгѣ, какъ автора весьма важныхъ и изящныхъ изслѣдованій въ области природы рентгеновскихъ лучей,—изслѣдованій, тѣсно соприкасающихся съ работами Брагговъ: онъ палъ у Дарданеллъ. Сохранитъ ли судьба въ наше губительное время жизнь и здоровье молодого Брагга? Будемъ надѣяться, что сохранить и дать ему возможность продолжать столь успѣшно начатую научную дѣятельность.

Что касается перевода, то переводчикъ старался по возможности сдѣлать болѣе общедоступными нѣкоторыя мѣста оригинала, не посягая въ то же время на научную точность изложенія. Самыя авторы отмѣчаютъ трудность изложенія столь новаго предмета. Прибавимъ отъ себя, что трудность изложенія увеличивается тѣмъ, что одновременно надо касаться областей физики и геометріи кристалловъ. Приходится пожалѣть, какъ это и дѣлаютъ Браггъ-отецъ въ предисловіи и какъ на это указывалъ Браггъ-сынъ въ одномъ своемъ письмѣ къ переводчику этой книги, что кристаллографія и физика не нашли себѣ еще достаточнаго объединенія. Надо надѣяться, что работы Брагговъ въ значительной мѣрѣ послужатъ къ такому объединенію. Физикамъ станетъ отнынѣ ясно, что кри-

сталлографія, какъ ученіе о геометрическихъ законахъ, управляющихъ кристаллической формой, не можетъ быть отдѣлена отъ кристаллофизики, какъ физики твердаго тѣла. Къ тому же выводу должны придти и кристаллографы, признавъ, что ихъ наука должна войти, какъ составная часть, въ физику и что связь ея съ минералогіей не тѣснѣе связи любой другой главы физики, хотя бы, напр., главы, трактующей о рентгеновскихъ лучахъ. Въ виду упомянутой трудности изложенія предмета, при переводѣ необходимо было разъяснить нѣкоторые термины и понятія, что можотъ облегчить пониманіе содержанія книги для болѣе широкаго круга читателей. Кромѣ того, было необходимо сдѣлать указанія на нѣкоторыя изслѣдованія, не принятая во вниманіе въ оригиналѣ. Всѣ эти разъясненія и добавленія сдѣланы въ подстрочныхъ примѣчаніяхъ, снабженныхъ помѣткою *Пер.* Примѣчанія безъ такой помѣтки принадлежатъ авторамъ книги.

Такъ какъ однимъ изъ главныхъ предметовъ изложенія книги являются спектры рентгеновскихъ лучей, то мы нашли весьма цѣлесообразнымъ помѣстить воспроизведеніе одной изъ прекрасныхъ фотографій спектровъ, сдѣланныхъ Де-Броули (De Broglie) и помѣщенныхъ въ *Journal de Physique* за февраль 1914 года.

Проф. Г. Вульфъ.

Москва, 1 ноября 1915 г.

Предисловіе къ англійскому оригиналу.

Два года тому назадъ (1912 г.) у д-ра Лауэ (M. Laue) явилась идея воспользоваться кристалломъ, какъ „пространственною диффракціонною рѣшеткою“ для рентгеновскихъ лучей. Успѣшное выполненіе этой идеи гг. Фридрихомъ (Friedrich) и Книппингомъ (Knipping) открыло обширное поле для изслѣдованій, поведшихъ уже къ весьма важнымъ и интереснымъ результатамъ. Съ одной стороны, анализъ рентгеновскихъ лучей, сдѣлавшійся возможнымъ благодаря этимъ открытіямъ, повелъ къ замѣчательнымъ заключеніямъ объ атомахъ, испускающихъ эти лучи подъ вліяніемъ надлежащаго возбужденія и, пролилъ новый свѣтъ на проблемы атомнаго строенія вещества. Съ другой стороны, архитектура кристалловъ стала доступна изслѣдованію; отнынѣ кристаллографія не должна болѣе основываться лишь на внѣшней формѣ кристалловъ, но на гораздо болѣе твердомъ фундаментѣ точнаго знанія расположенія атомовъ внутри кристалла. Представляется возможнымъ, что и тепловыя движенія атомовъ въ кристаллѣ станутъ достояніемъ не только наблюденія, но и точнаго измѣренія.

Для того, чтобы усвоить содержаніе и успѣхи новаго ученія, необходимо имѣть свѣдѣнія какъ о рентгеновскихъ лучахъ, такъ и о кристаллографіи. Такъ какъ эти отрасли знанія до сихъ поръ не были связаны другъ съ другомъ, то слѣдуетъ ожидать, что многіе, интересующіеся ихъ новымъ развитіемъ, встрѣтятъ пре-

пятствіе въ удручающемъ нсвѣжествѣ въ той или другой изъ нихъ.

Въ этой небольшой книгѣ мой сынъ и я—мы постарались впервые сдѣлать попытку изложить важнѣйшіе факты и положенія, касающіеся рентгеновскихъ лучей и кристалловъ, необходимые для уясненія главнѣйшихъ сторонъ вопроса. Мы посвятили остальную и большую часть книги краткой исторіи развитія новаго ученія и изложенія важнѣйшихъ полученныхъ результатовъ.

Книга необходимо является скорѣе введеніемъ, нежели трактатомъ. Предметъ слишкомъ новъ и пезаконченъ для того, чтобы быть доступнымъ болѣе популярному изложенію.

Мы попытались начертать его главный очеркъ для тѣхъ, кто пожелалъ бы понять его общія основанія, и мы надѣемся, что наше изложеніе сослужитъ нѣкоторую службу и тѣмъ, кто желалъ бы познакомиться съ вопросомъ практически и принять участіе въ увлекательныхъ изслѣдованіяхъ въ этой области. Послѣдніе, безъ сомнѣнія, не премнутъ познакомиться съ оригинальными статьями.

Въ соотвѣтствіи съ намѣченными нами цѣлями мы воздержались отъ разсмотрѣнія цѣлаго ряда вопросовъ, смежныхъ съ другими дисциплинами и съ другими изслѣдованіями, какъ, напримѣръ, отъ изложенія замѣчательныхъ изысканій Попа (Pope) и Барлова (Barlow). Мы даже не дали полного изложенія экспериментальныхъ изслѣдованій, сдѣланныхъ въ связи съ главнымъ вопросомъ, и удовольствовались самыми простыми указаніями на серьезную математическую обработку, которой онъ былъ подвергнутъ различными изслѣдователями.

Изданіе книги было замедлено трудностями переживаемаго нами времени; воспрепятствовавшими также продолженію нѣкоторыхъ изслѣдованій, равно какъ и публикаціи уже законченныхъ или почти законченныхъ изслѣдованій. Нѣкоторыя результаты, которыхъ пельзя было

включить въ текстъ, помѣщены въ находящіяся въ концѣ книги дополнительные примѣчанія.

Тѣ же обстоятельства заставили меня одного написать это предисловіе. Впрочемъ, вѣроятно, я во всякомъ случаѣ спросилъ бы себѣ эту привилегію. Я только считаю необходимымъ отмѣтить одно обстоятельство, а именно, что мой сынъ отвѣтственъ за идею объ „отраженіи“, сдѣлавшую возможнымъ дальнѣйшее развитіе вопроса, равно какъ и за большую часть труда по распутыванію строенія кристалловъ, къ которому привело это развитіе.

Январь 1915 г.

В. Х. Браггъ.

ГЛАВА I.

В в е д е н і е.

Съ самаго открытія Рентгеномъ (Röntgen) лучей, носящихъ его имя, природа этихъ лучей служила предметомъ самыхъ ревностныхъ изслѣдованій. Во многихъ отношеніяхъ эти лучи похожи на свѣтъ. Они распространяются по прямымъ линіямъ и производятъ рѣзкія тѣни, они проходятъ въ пространствѣ безъ всякаго видимаго посредничества матеріи, они дѣйствуютъ на фотографическую пластинку, возбуждаютъ фосфоресценцію въ нѣкоторыхъ веществахъ и могутъ вызывать іонизацію газовъ.

Въ другихъ отношеніяхъ эти лучи, казалось, отличаются отъ свѣта. Зеркала, призмы и чечевицы, отклоняющія свѣтъ, не оказываютъ такого дѣйствія на рентгеновскіе лучи; наши диффракціонныя рѣшетки не разсѣиваютъ ихъ; ни двойное лучепреломленіе, ни поляризація не наблюдаются въ кристаллахъ для этихъ лучей. Если бы было обнаружено, что скорость распространенія рентгеновскихъ лучей равна скорости свѣта, то это было бы важнымъ доказательствомъ сходства ихъ со свѣтомъ. Марксъ (E. Marx) изъ Лейпцига съ большимъ искусствомъ и настойчивостью добивался измѣренія скорости распространенія рентгеновскихъ лучей и полагалъ, что онъ опровергъ всѣ многочисленныя возраженія, сдѣланныя противъ его работы. Его результаты привели его къ утвержденію, что скорости обоихъ видовъ лучей равны. Одна-

ко же трудности, сопряженные съ его опытами, настолько велики, что его работа не вызвала всеобщаго убѣжденія.

Безъ сомнѣнія, самое вѣское доказательство сходства рентгеновскихъ лучей и свѣта, существовавшее до послѣдняго времени, заключалось въ открытіи извѣстнаго рода поляризаціи этихъ лучей. Баркла (Barcla) показалъ, что рентгеновскіе лучи, исходящіе изъ трубки и падающіе на вещество, разсѣиваются веществомъ въ меньшей степени въ направленіи, параллельномъ катодному пучку трубки, чѣмъ въ направленіи, перпендикулярномъ къ этому пучку. Пучокъ лучей, выдѣленный изъ разсѣяннаго излученія, обнаруживаетъ то же самое явленіе еще съ большей ясностью, несмотря на то, что съ такимъ пучкомъ труднѣе обращаться, чѣмъ съ первичнымъ.

Эти факты стоятъ въ согласіи съ теоріей электромагнитнаго происхожденія рентгеновскихъ лучей, предложенной Шустеромъ (Schuster), Вихертомъ (Wiechert), Стоксомъ (Stokes), Дж. Дж. Томсономъ (J. J. Thomson) и другими. Катодныя частицы, полетъ которыхъ внезапно остановленъ ударомъ объ антикатодъ, должны посылать въ разныя стороны эфирные импульсы.¹⁾ Иными словами, пѣкоторый родъ свѣта, въ которомъ колебанія стремятся происходить параллельно направленію потока катодныхъ лучей. Такія колебанія, падая на вещество и разсѣиваясь послѣднимъ, должны вызывать меньше излученія по направленію колебаній, чѣмъ по другимъ направленіямъ.

Самое вѣское доказательство *противъ* сходства природы рентгеновскихъ лучей и свѣта происходило изъ разсмотрѣнія переноса энергій рентгеновскими лучами. Катодные лучи ударяются объ антикатодъ и даютъ начало рентгеновскимъ лучамъ. Найдено, что рентгеновскіе лучи въ свою очередь даютъ начало катоднымъ лучамъ, т. е. быстро движущимся электронамъ, если они встрѣчаютъ

1) Импульсъ—толчокъ, распространяющійся въ видѣ одиночной волны. *Пер.*

на своемъ пути какое-либо вещество. Въ высшей степени замѣчательно, что скорость этихъ вторичныхъ электроновъ, производимая рентгеновскими лучами, приблизительно равна скорости первичныхъ электроновъ, производящихъ эти рентгеновскіе лучи. Это происходитъ такъ, какова бы ни была яркость рентгеновскихъ лучей, на какомъ бы удаленіи отъ трубки ни производился вторичный потокъ электроновъ и, наконецъ, какова бы ни была природа вещества, изъ котораго получаютъ начало вторичные электроны.

Повидимому, мы обязаны признать, что рентгеновскіе лучи переносятъ извѣстное количество энергіи отъ одного электрона къ другому, и это приводитъ къ представленію о „квантъ“¹⁾ энергіи излученія, проходящемъ черезъ пространство безъ измѣненія своей формы и содержанія во все время пути. Такая идея совершенно чужда ортодоксальному представленію о переносѣ лучистой энергіи. Никто еще не былъ въ состояніи объяснить, какъ согласовать эту идею съ прежними гипотезами.

Однако становится все болѣе и болѣе ясно, что явленіе, повидимому, до такой степени несогласующееся съ теоріей свѣта, должно быть такъ или иначе подведено подъ эту теорію. Найдено, что такъ называемый „фото-электрическій эффектъ“, по ближайшему изслѣдованію, представляется явленіемъ того же характера, что и описанное только что для рентгеновскихъ лучей. Становится совершенно ясно, что мы не можемъ объяснить природы рентгеновскихъ лучей ссылкой на то, что она существенно отличается отъ природы свѣта.

Какъ разъ въ то время, когда приходилось преодолѣвать трудность согласованія между собою фактовъ, нови-

1) „Квантъ“, quantum—опредѣленное количество, порція. О теоріи распространенія лучистой энергіи въ видѣ такихъ „квантъ“ въ приложеніи къ рентгеновскому излученію будетъ подробнѣе сказано ниже, въ главѣ VI.

димому, противорѣчащихъ другъ другу, было сдѣлаю новое открытіе, замѣчательное по своему интересу. Это открытіе говоритъ намъ, что мы выбрали правильныйъ нуть, признавъ тождество природы рентгеновскихъ лучей и свѣта. Оно показываетъ, что сходство даже больше, чѣмъ мы могли полагать. Въ самомъ дѣлѣ, это открытіе исключаетъ возможность приписать отличіе рентгеновскихъ лучей отъ свѣта всякой другой причинѣ, кромѣ различія въ длинѣ волнъ. Однако, несмотря на все расширение нашего знанія, вносимое этимъ открытіемъ, на него все же должно смотрѣть лишь, какъ на новую и столь желательную руководящую нить къ окончательному рѣшенію вопроса, такъ какъ сведеніе всей разницы, на различіе въ длинѣ волны представляетъ изъ себя новую трудность на нашемъ пути, хотя и въ высшей степени интересную.

Съ другой стороны, это открытіе дало намъ новый и могущественный способъ анализа потока рентгеновскаго излученія. Чтобы представить себѣ все огромное значеніе этого способа для изслѣдованія рентгеновскихъ лучей, вообразимъ себѣ, что при изслѣдованіи видимаго свѣта мы были принуждены ограничиться лишь наблюденіемъ поглощенія свѣта въ различныхъ экранахъ, и, вдругъ— намъ подарили спектрометръ.

Наконецъ, мы получили въ этомъ открытіи новое средство изслѣдованія строенія кристалловъ. Вмѣсто того, чтобы угадывать внутреннее расположеніе атомовъ по внѣшней формѣ кристалловъ, мы оказываемся въ состояніи измѣрять дѣйствительныя разстоянія между атомами и чертить діаграмму ихъ расположенія, какъ будто бы мы дѣлали архитектурный планъ зданія. Поступая такимъ образомъ, мы ощущаемъ чувство увѣренности въ томъ, что приобретаемъ знанія большой цѣнности въ области химическихъ теорій, въ области теоріи удѣльной теплоты и т. д., и факты показали, что чувство это насъ не обманываетъ.

Этотъ перечень новыхъ возможностей далеко не полонъ, но онъ достаточенъ для того, чтобы оцѣнить всю важность новаго открытія. Основная идея его принадлежитъ д-ру Лауэ (M. v. Laue), нынѣ профессору Цюрихскаго университета ¹⁾.

Большею частью нашихъ знаній о свѣтовыхъ явленіяхъ мы обязаны изслѣдованіямъ, возникшимъ подъ вліяніемъ теоріи, разсматривающей свѣтъ, какъ родъ волнообразнаго движенія. Нашимъ наиболѣе полезнымъ приборомъ является спектрометръ и въ особенности та его форма, гдѣ составной частью является диффракціонная рѣшетка. Существенное свойство примѣненія диффракціонной рѣшетки состоитъ въ возможности производить абсолютныя измѣренія длины свѣтовыхъ волнъ. Рѣшетка состоитъ, какъ это хорошо пзвѣстно, изъ ряда параллельныхъ и равноотстоящихъ прямыхъ линій, нанесенныхъ въ большомъ числѣ на стеклянную или металлическую поверхность. Взаимныя разстоянія линій должны быть того же порядка, что и подлежащая измѣренію длина волны. Желтый лучъ натріеваго пламени, обладающій длиной волны въ 0.0000589 см., отклоняется приблизительно на 24° рѣшеткой, имѣющей 7000 линій на протяженіи одного сантиметра, т.-е. имѣющей промежутокъ между сосѣдними линіями ²⁾ въ 0.000143 см.

По различнымъ соображеніямъ въ послѣднее время стало извѣстно, что длина волны рентгеновскихъ лучей, если она вообще существуетъ, должна быть равна приблизительно 10^{-8} см. или 10^{-9} см., т.-е. она приблизительно въ десять тысячъ разъ меньше длины волны натріеваго свѣта.

¹⁾ Лауэ сдѣлалъ свое открытіе, будучи приватъ-доцентомъ Мюнхонскаго университета въ 1912 году. Это открытіе было сдѣлано не въ институтѣ экспериментальной физики, состоящемъ въ завѣдываніи Ронггена, а въ институтѣ теоретической физики, во главѣ котораго стоитъ проф. Э. Зоммерфельдъ.

²⁾ Этотъ промежутокъ называется періодомъ рѣшотки.

Пер.

Пер.

Сдѣлать рѣшетку соотвѣтственнаго періода немислимо, ибо разстоянія между линіями такой рѣшетки были бы порядка разстояній между частицами твердаго тѣла.

У Лауэ явилась мысль воспользоваться упорядоченнымъ расположеніемъ атомовъ или молекулъ въ кристаллѣ, въ качествѣ „рѣшетки“, пригодной для изслѣдованія рентгеновскихъ лучей. Разстоянія между атомами или молекулами по своему порядку оказываются подходящими для этой цѣли. Рѣшеніе задачи о диффракціи волигъ въ этомъ случаѣ не такъ просто, какъ для плоской, обыкновенной рѣшетки, такъ какъ правильность расположенія атомовъ въ кристаллѣ распространяется на три измѣренія, вмѣсто одного. Лауэ, однако, съ успѣхомъ справился съ математической стороной задачи. Онъ показалъ, что при прохожденіи черезъ кристаллъ пучка рентгеновскихъ лучей, долженъ образоваться рядъ пучковъ, отклоненныхъ вслѣдствіе диффракціи отъ направленія первоначальнаго пучка и расположенныхъ около первоначальнаго пучка по законамъ, которые Лауэ опредѣлилъ теоретически. Фотографическая пластинка, помѣщенная за кристалломъ перпендикулярно первоначальному пучку, послѣ проявленія должна обнаружить рѣзкое пятно въ томъ мѣстѣ, гдѣ ее встрѣтитъ первоначальный пучокъ, прошедшій черезъ кристаллъ безъ измѣненія направленія, и вокругъ этого пятна цѣлый рядъ другихъ пятенъ, въ мѣстахъ встрѣчи отклоненныхъ пучковъ съ пластинкой. Соотвѣтствующій опытъ былъ произведенъ Г. г. Фридрихомъ (Friedrich) и Книппингомъ (Knipping) весной 1912 года и блистательно подтвердилъ идею Лауэ. Съ тѣхъ поръ авторы этого открытія ревностно продолжали свои изслѣдованія, и ихъ фотографии достигли замѣчательной ясности. Примѣры такихъ рентгенограммъ кристалловъ даны на табл. I. Великолѣпное по своей геометрической правильности расположеніе пятенъ въ самомъ дѣлѣ свидѣтельствуетъ о правильности кристаллической структуры.

Мы не будемъ разбирать математической теоріи пространственной диффракціонной рѣшетки. Опытъ показалъ, что существуетъ въ высшей степени простой способъ рѣшенія задачи, отличающійся отъ оригинальнаго способа Лауэ не по существу, а по формѣ. Новый способъ ведетъ также къ слѣдствіямъ, имѣющимъ широкое примѣненіе на опытѣ. Мы сейчасъ изложимъ содержаніе этого способа.

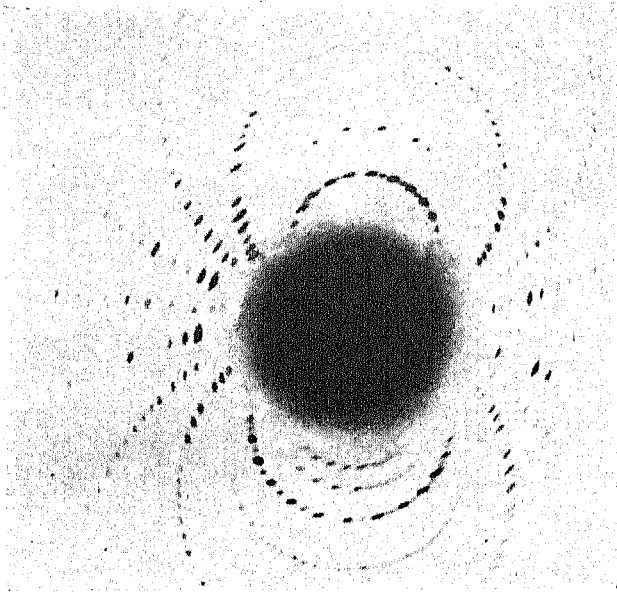
ГЛАВА II.

Диффракція волнь.

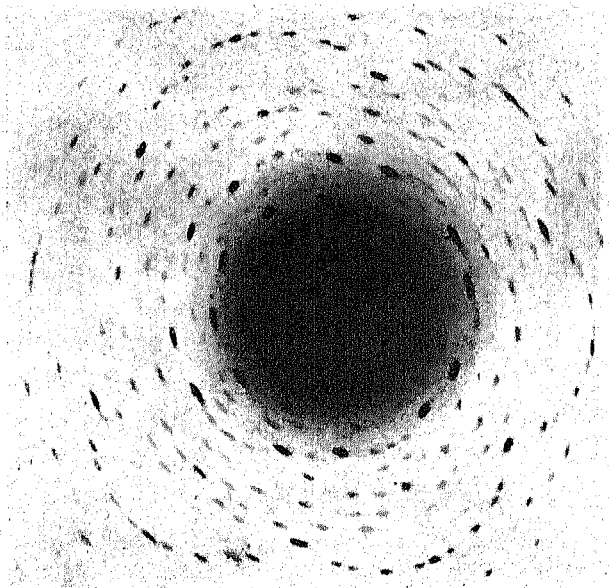
Общій видъ фотографмъ, полученныхъ Лауэ, сразу наводитъ на мысль объ интерференціи. Вообще, когда рентгеновскіе лучи падаютъ на тѣло, разсѣивающее ихъ, разсѣяніе происходитъ равномѣрно по всѣмъ направленіямъ въ пространствѣ. Въ данномъ же случаѣ разсѣяніе происходитъ лишь по опредѣленнымъ направленіямъ, и разсѣянные лучи собираются въ отдѣльные пучки, оставляющіе свои слѣды на фотографической пластинкѣ въ видѣ ряда отдѣльныхъ пятенъ, какъ это видно на табл. I.

Распредѣленіе этихъ пятенъ показываетъ какъ по своей правильности, такъ и по характеру этой правильности, что явленію тѣсно связано со строеніемъ кристалла. Оно, кромѣ того, должно стоять въ связи съ расположеніемъ частей кристалла, лежащимъ въ основѣ его строения, а не зависѣть отъ случайныхъ условій его роста. Напр., въ первомъ случаѣ, представленномъ на таблицѣ, пятна фотографии можно раздѣлить на пары одинаковыхъ группъ, расположенныхъ симметрично другъ противъ друга, и соответствующій кристаллъ—сѣрниокислый никкель—показываетъ такую же парную, симметрію ¹⁾ на плоскости, перпендикулярно къ которой проходятъ реитге-

¹⁾ Въ виду большой удобопонятности мы вѣсь отступаемъ въ переводѣ отъ точныхъ терминновъ оригинала. Точныя термины, характеризующіи симметрію, будутъ приводны ниже въ главѣ V.



Сърнокислый никкель.



Верилль.

новскіе лучи. Во второмъ случаѣ, изображенномъ на таблицѣ, нятна могутъ быть собраны въ [шесть одипаковыхъ группъ, одинаково расположенныхъ по отношенію другъ къ другу. Таковую симметрію ноказываетъ кристаллъ берилла на плоскости, перпендикулярно къ которой былъ иропущенъ пучокъ рентгеновскихъ лучей. Совершенно естественно предположить, что фотোগраммы Лауэ обязаны своимъ происхожденіемъ ннтерференціи волнъ, разсѣянныхъ множествомъ центровъ, тѣсно связанныхъ съ атомами или молекулами, изъ которыхъ составленъ кристаллъ и которые поэтому расположены въ немъ но одному плану. Въ сущности, кристаллъ дѣйствуетъ, какъ диффракціонная рѣшетка.

Въ этой главѣ будетъ сдѣлана попытка рѣшить задачу диффракціи волнъ въ такой рѣшеткѣ. Ясно, что такая задача гораздо болѣе сложна, чѣмъ для диффракціи волнъ въ обыкновенной линейной рѣшеткѣ, которая употребляется въ спектроскопн. Своей способностью разлагать сложный пучокъ свѣтовыхъ лучей на составляющіе его ряды волнъ, обыкновенная диффракціонная рѣшетка обязана спстемѣ параллѣльныхъ линій, нанесенныхъ на нее на совершенно одинаковыхъ разстояніяхъ, въ числѣ многихъ тысячъ на протяженіи одного дюйма. Когда рядъ волнъ надаетъ на такую систему линій, каждая линія дѣйствуетъ, какъ новый источникъ, посылающій отъ себя рядъ волнъ, разсѣянный путемъ „диффракціи“. Ряды одинаковыхъ волнъ, исходящіе отъ каждой линіи въ отдѣльности, вступаютъ въ пространствѣ во взаимодѣйствіе, какъ говорятъ, „ннтерферируютъ“ и даютъ опредѣленное „диффракціонное явленіе“. Этотъ видъ рѣшетки наиболѣе простъ. Назовемъ его рѣшеткой „одного измѣренія“ или линейной рѣшеткой. Кристаллъ, согласно своему правильному строенію, тоже образуетъ рѣшетку, но гораздо болѣе сложную. Молекула или небольшая группа молекулъ образуетъ единицу кристаллическаго строения, и эта еди-

ница повторяется по всему объему. Подходящей аналогіей для двухъ измѣреній (кристаллъ обладаетъ тремя измѣреніями) могутъ служить обое, обладающіе правильнымъ строеніемъ по двумъ направленіямъ въ пространствѣ, и единица такой рѣшетки является членомъ того, что можно назвать вдвойнѣ безкопечнымъ рядомъ. Кристаллъ еще одною степенью сложнѣе, такъ какъ единица его структуры повторяется въ пространствѣ трехъ измѣреній.

Для того, чтобы быть въ состояніи разобраться въ результатахъ изслѣдованій Лауэ, мы должны рѣшить задачу о диффракціи въ рѣшеткѣ трехъ измѣреній. Свѣтвые волны съ очень короткой длиною волны, падаютъ на рѣшетку, и отъ каждаго элемента, составляющаго малую единицу рѣшетки, какъ это было сказано выше, разсѣиваются одинаковые ряды волнъ. Намъ надо рѣшить вопросъ, какъ интерферируютъ эти волны, возникающія отъ диффракціи.

На первый взглядъ покажется, что эта задача требуетъ очень сложнаго математическаго анализа, и въ самомъ дѣлѣ это такъ, если къ ней приступить непосредственно.

Въ своей оригинальной статьѣ¹⁾, касающейся вновь открытаго явленія, Лауэ далъ такое непосредственное рѣшеніе задачи. Онъ получилъ математическое выраженіе, дающее для всѣхъ точекъ пространства яркость, обусловленную диффракціей волнъ известной длины, падающихъ на группу частицъ, расположенныхъ по пространственной рѣшеткѣ. Изслѣдованіе этого выраженія показало, что пятна на рентгенограммахъ по своему положенію подтверждали предположеніе, что они происходятъ отъ диффракціи, и такимъ образомъ была доказана чрезвычайная важность поваго открытія. Означенное выраженіе, на самомъ дѣлѣ, весьма трудно поддается разбору при принятіи нами характеръ изложенія. Всякій анализъ, отпо-

¹⁾ Sitzungsber. d. Kön. Bayer. Ak. d. Wiss. Июль 1912 г.

сящійся къ геометріи трехъ измѣреній, долженъ быть весьма простого типа, чтобы его результаты могли быть сдѣланы наглядными. Въ то же время мы очень цѣнимъ возможность построить въ нашемъ воображеніи картину механизма изучаемаго вами явленія. Къ счастью, въ данномъ случаѣ у насъ имѣется способъ представить анализъ въ весьма простомъ видѣ, который мы и изложимъ.

Положимъ, что намъ дана группа частицъ, лежащихъ въ одной плоскости, и что эти частицы представляютъ

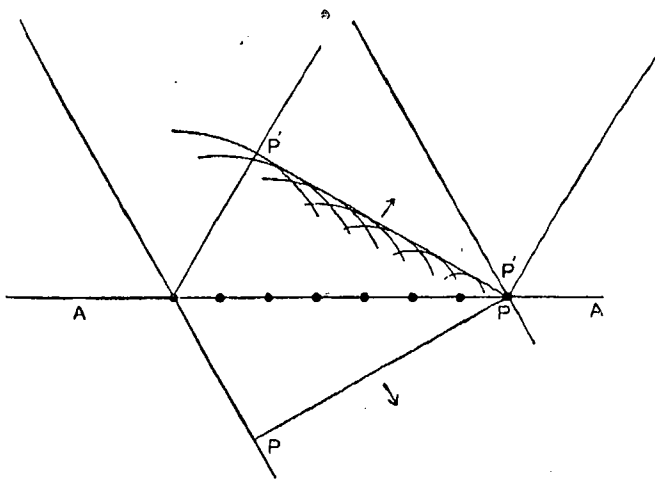


Рис. 1.

атомы или какія-нибудь маленькія препятствія, разсѣивающія волны. Когда импульсъ проходитъ черезъ эти атомы, каждый атомъ испускаетъ диффракціонный импульсъ, распространяющійся вокругъ него въ видѣ шаровой волны. На рис. 1 мы видимъ результатъ прохожденія импульса RP черезъ атомы, расположенные въ плоскости AA . Круги представляютъ импульсы, распространяющіеся изъ атомовъ, лежащихъ въ плоскости чертожка. Ясно, что всѣ эти разсѣивающія волночки касаются одной „отраженной волны“ $P'P'$. Чертежъ нашъ, на дѣлѣ, представляетъ лишь повтореніе такъ называемаго построенія Гейгенса (Нуу-

gens) для иолученія плоской волны, отраженной отъ плоскости. При этомъ совершенно безразлично, какъ частицы расположены въ плоскости AA , лишь бы онѣ лежали въ этой плоскости.

Такимъ образомъ, мы убѣждаемся, что когда импульсъ проходить черезъ группу частицъ, лежащихъ въ одной плоскости, то разсѣянные импульсы складываются въ одну плоскую волну, подчиняющуюся законамъ отраженія отъ плоскости.

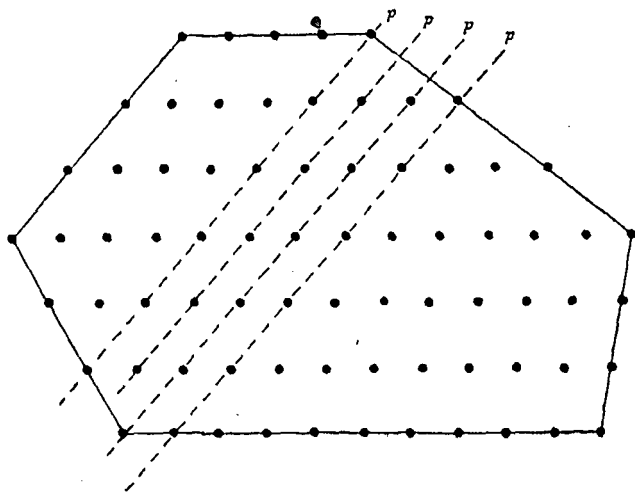


Рис. 2.

Возвращаясь къ кристаллу, мы убѣдимся, что его частицы должны быть расположены по плоскостямъ. Рис. 2 представляетъ кристаллъ, изображенный цѣликомъ въ двухъ измѣреніяхъ, какъ это сдѣлано и на предыдущемъ рисункѣ. На рисункѣ представлено расположеніе частицъ кристалла по плоскостямъ, дающимъ начало плоскимъ гранямъ кристалла. Эти грани представлены на чертежѣ сторонами многоугольника, ограничивающаго изображенную группу частицъ. Анализъ, который мы только что произвели, показалъ намъ, что когда волна проходить черезъ кристаллъ, то всѣ частицы, лежащія въ одной

плоскости, участвуютъ въ ея отраженіи. Поэтому, намѣтивъ какимъ-нибудь способомъ рядъ плоскостей, въ которыхъ лежатъ частицы кристалла, какъ это представлено на рис. 2 пунктирными линиями *pp*, и найдя, такимъ образомъ, направленія, по которымъ волна будетъ отражена этими параллельными плоскостями, мы найдемъ вмѣстѣ съ тѣмъ и направленія, по которымъ намъ надо ждать усиленія однѣхъ отраженныхъ волнъ другими, т.-е. направленіе интерференціонныхъ максимумовъ. Существуетъ много способовъ выбора такихъ плоскостей, но лишь въ немногихъ случаяхъ эти плоскости густо усажены частицами. Чѣмъ болѣе „сложны“ плоскости, тѣмъ менѣе густо онѣ усажены частицами. Вообще видныя грани кристалла проходятъ параллельно „простымъ“ плоскостямъ, совершенно такъ, какъ стороны многоугольника на рис. 2 параллельны наиболѣе явственнымъ рядамъ точекъ. Такимъ образомъ, можно сказать, что когда импульсъ проходитъ черезъ кристаллъ, то разсѣянная энергія этого импульса собирается въ опредѣленные пучки, и что эти пучки могутъ разсматриваться, какъ слабыя отраженія импульса на возможныхъ плоскостяхъ внутри кристалла ¹⁾).

Отраженіе не зависитъ отъ присутствія на видѣнней границѣ кристалла какихъ бы то ни было гладкихъ поверхностей; оно зависитъ лишь отъ расположенія плоскостей внутри кристалла. Въ этомъ состоитъ разница, между тѣмъ, что мы здѣсь называемъ „отраженіемъ“, отъ настоя-

1) Отражаясь на послѣдовательныхъ равноотстоящихъ атомныхъ слояхъ, одиночный импульсъ превращается послѣ отраженія въ рядъ импульсовъ, слѣдующихъ другъ за другомъ въ правильныхъ промежуткахъ. Чтобы понять это, слѣдуетъ перемѣщать чертежъ рис. 1 на равныя промежутки такъ, чтобы рядъ точекъ *AA* оставался параллельнымъ самому себѣ. Тогда плоская волна *P'P'* тоже будетъ перемѣщаться параллельно самой себѣ на равныя промежутки. Если назвать эти промежутки черезъ λ , промежутки между рядами *AA* черезъ d и уголъ паденія импульса, считая отъ ряда *AA* черезъ θ , то легко найти зависимость $\lambda = 2d \sin \theta$. Промежутковъ λ будетъ равнозначителенъ длинѣ волны.

щаго отраженія свѣта, и это дѣлаетъ аналогію обоихъ явленій нѣсколько сбивчивой. Когда мы говоримъ, что рентгеновскіе лучи отражаются отъ кристалла, надо имѣть въ виду, что это выраженіе употребляется только для того, чтобы представить явленіе въ болѣе простомъ видѣ. Для рентгеновскихъ лучей не существуетъ отраженія отъ поверхности. Отраженіе свѣта отъ поверхности тѣлъ есть явленіе, связанное только съ поверхностнымъ слоемъ отражающаго тѣла. Отраженіе свѣта достигается сполна, когда отражающій слой имѣетъ толщину всего въ нѣсколько длинъ волнъ. Но когда рентгеновскіе лучи надаютъ на кристаллическую грань, первые нѣсколько слоевъ атомовъ не могутъ разсѣять замѣтное количество лучей, такъ какъ опытъ показываетъ, что рентгеновскіе лучи должны пройти нѣсколько милліоновъ слоевъ прежде, чѣмъ они будутъ замѣтно поглощены. Отраженіе имѣетъ мѣсто на всѣхъ слояхъ съ тѣмъ лишь ограниченіемъ, что если слой лежитъ слишкомъ глубоко въ тѣлѣ кристалла, то дошедшіе до него лучи будутъ настолько поглощены выше лежащими слоями, что отражательное дѣйствіе этого слоя окажется ничтожно. По сравненію со свѣтовыми волнами, атомная структура такъ мелкозерниста, что среда оказывается практически сплошной. Волны рентгеновскихъ лучей такъ коротки, что, наоборотъ, кристаллъ оказывается по отношенію къ нимъ собраніемъ отдѣльныхъ, удаленныхъ другъ отъ друга и правильно расположенныхъ частицъ, изъ которыхъ каждая разсѣиваетъ очошь малую долю энергіи падающихъ на нее волнъ.

Если мы можемъ говорить объ отраженіи волнъ на атомныхъ плоскостяхъ кристалла, то эта идея поможетъ намъ объяснить рентгенограммы кристалловъ. Когда Лауэ пользовался цинковой обманкой для полученія своихъ первыхъ рентгенограммъ, точное расположеніе атомовъ въ кристаллахъ этого вещества было неизвѣстно. Правда, уже одинъ тотъ фактъ, что цинковая обманка кри-

сталлизуется въ кубической системѣ, былъ достаточно для опредѣленія расположенія „простыхъ“ плоскостей по отношенію къ падающему пучку рентгеновскихъ лучей. Когда вышеуказанная идея была испробована ¹⁾ на первыхъ рентгенограммахъ Лауэ, то оказалось, что пятна расположены на нихъ такъ, какъ если бы падающій пучокъ лучей отражался одновременно на всѣхъ такихъ „простыхъ“ плоскостяхъ. Каждому пятну отвѣчала выбранная простымъ способомъ плоскость, и простота соответствія между пятнами и плоскостями доказывала, что путь къ рѣшенію задачи найденъ. Хотя фотограммы Лауэ и положили начало нашему знанію о природѣ рентгеновскихъ лучей и о строеніи кристалловъ, но онѣ представляютъ изъ себя одно изъ сложныхъ явленій, связанныхъ съ рентгеновскими лучами, и о нихъ мы скажемъ подробнѣе въ послѣдней главѣ.

Предположимъ, что у насъ кристаллъ съ большой естественною гранью, одною изъ его важныхъ граней. Изъ того, что было сказано о строеніи кристалловъ въ связи съ рис. 2, ясно, что внутри кристалла частицы расположены параллельно этой грани. Поэтому, когда импульсъ падаетъ на эту грань, онъ, повидимому, отражается отъ нея, хотя мы знаемъ, что это отраженіе происходитъ не отъ самой грани, но изнутри кристалла. Глубина, на которую проникаютъ лучи въ кристаллъ обыкновенно не велика—не болѣе миллиметра толщиной, а иногда и меньше, такъ что слой, участвующій въ отраженіи, довольно топокъ. Мы въ дальнѣйшемъ будемъ называть отраженіе подобнаго рода просто отраженіемъ отъ грани кристалла.

До сихъ поръ мы разсматривали отраженіе одного импульса. Теперь мы рассмотримъ отраженіе правильнаго, послѣдовательнаго ряда волнъ. Каждая плоскость отражаетъ подобный рядъ въ видѣ такого же ряда волнъ.

¹⁾ W. L. Bragg. Proc. Camb. Phil. Soc., т. XVII, часть I, стр. 43.

Если отраженные отъ различныхъ плоскостей по одному и тому же направленію волны находятся въ одинаковой фазѣ, т.е. если гребни волнъ, отраженныхъ отъ одной плоскости, приходятся какъ разъ на гребни волнъ отъ другихъ плоскостей, и ложбины приходятся какъ разъ на ложбины, то ряды волнъ, отраженные такимъ образомъ, усиливаютъ другъ друга. Энергія отраженныхъ волнъ оказывается больше, чѣмъ въ случаѣ, если это условіе не соблюдено, или даже соблюдено не совсѣмъ точно.

Положимъ, что строеніе кристалла представлено на рис. 3 рядомъ параллельныхъ плоскостей p, p, p , распо-

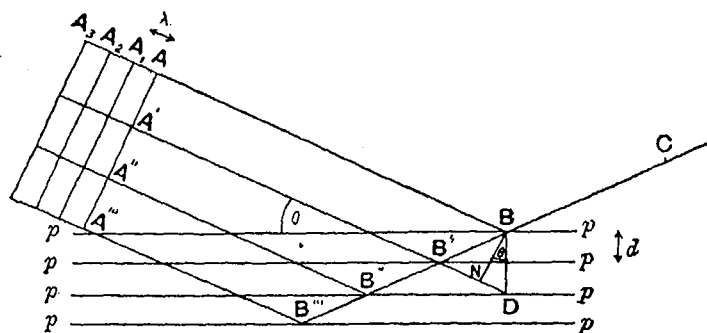


Рис. 3.

ложенныхъ на равныхъ разстояніяхъ d другъ отъ друга. Пусть $A, A_1, A_2 \dots$ будетъ рядъ волнъ, падающихъ на плоскости. Назовемъ разстоянія между гребнями или ложбинами двухъ сосѣднихъ волнъ длиною волны и обозначимъ эту величину черезъ λ . Разсмотримъ тѣ волны, которыя послѣ отраженія идутъ по одному общему направленію BC , и сравнимъ между собою разстоянія, которыя эти волны должны пройти до точки C , положимъ, отъ линіи AA''' . Пути волнъ будутъ $ABC, A'B'C, A''B''C$ и т. д. Проведемъ BN перпендикулярно къ $A'B'$, продолжимъ $A'B'$ до D , гдѣ D будетъ изображеніемъ B въ плоскости, проходящей черезъ B' . Такъ какъ $B'B=B'D$ и $A'N=AB$, то разность между $A'B'C$ и ABC будетъ равна

ND , т.-е. $2d \sin \theta$. При этомъ уголъ θ въ треугольникѣ NBD равенъ углу, образуемому направлениемъ падающихъ волнъ (лучомъ) съ отражающими плоскостями (отражающею гранью кристалла). Точно такъ же $A''B''C$ больше $A'B'C$ на то же разстояніе и т. д.

Если DN равно длинѣ волны или равно цѣлому числу длинъ волнъ, всѣ волны, отраженныя отъ плоскостей $p, p \dots$, будутъ находиться въ одной фазѣ, и ихъ амплитуды (высоты волнъ) складываются. Если DN хотя бы очень мало отличается отъ длины волны, скажемъ, на тысячную долю, многія тысячи отраженій находятся въ самыхъ различныхъ фазахъ относительно другъ друга. Мы всегда для любой изъ такихъ волнъ найдемъ другую такую, что гребень одной волны придется какъ разъ противъ ложбины другой. Такія волны уравниваются другъ друга, и волнообразное движеніе исчезнетъ, его амплитуда станетъ равной нулю. Такимъ образомъ, мы увидимъ, что если монохроматическій ¹⁾ рядъ волнъ, падаетъ наклонно на грань кристалла, то отраженіе будетъ имѣть мѣсто лишь тогда, когда уголъ паденія θ , считаемый отъ плоскости ²⁾, получить совершенно опредѣленныя значенія. Эти значенія даны формулами:

$$\begin{aligned} \lambda &= 2d \sin \theta_1, \\ 2 \lambda &= 2d \sin \theta_2, \\ 3 \lambda &= 2d \sin \theta_3 \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

Отраженіе подъ угломъ θ_1 называется отраженіемъ перваго порядка, подъ угломъ θ_2 —второго, и т. д. ³⁾.

¹⁾ Терминъ монохроматическій (одноцвѣтный) относится къ свѣтовымъ волнамъ. Здѣсь и въ дальнѣйшемъ этотъ терминъ вообще относится къ излученію съ одной опредѣленной длиной волны. Пер.

²⁾ Здѣсь и всадѣ въ дальнѣйшемъ изложеніи уголъ паденія считается не отъ перпендикуляра къ отражающей поверхности, а отъ самой поверхности. По-англійски онъ называется *glancing angle*. Пер.

³⁾ По аналогіи со спектрами, даваемыми обыкновенной диффракціонной рѣшоткой, эти отраженія часто называются первымъ, вторымъ, третьимъ спектромъ и т. д.

Если кристаллъ медленно вращать такъ, чтобы углы наденія θ плавно возрастали, то вообще мы не получимъ никакого отраженія. Но если уголъ приметъ значеніе θ_1 , θ_2 , $\theta_3 \dots$, то отраженіе получается. Перейдя къ другой грани кристалла, характеризующейся другимъ взаимнымъ разстояніемъ d' параллельныхъ ей структурныхъ плоскостей, мы увидимъ отраженіе монохроматическихъ волнъ подъ другими углами, опредѣляемыми изъ выраженій:

$$\lambda = 2d' \sin \theta'_1,$$

$$2\lambda = 2d' \sin \theta'_2 \text{ и т. д.}$$

Такимъ образомъ, пзмѣряя углы θ_1 , θ_2 , $\theta_3 \dots$, подъ которыми наблюдается отраженіе, мы получаемъ соотношеніе между длиною волны λ и періодомъ рѣшетки d . Заставляя отражаться отъ одной и той же грани кристалла различныя монохроматическія колебанія, мы можемъ сравнивать длину ихъ волнъ. Пользуясь одной и той же длиною волны, мы можемъ сравнивать разстоянія d въ различныхъ кристаллахъ или для различныхъ граней одного и того же кристалла.

Этимъ способомъ, съ одной стороны, можно изслѣдовать строеніе кристалловъ, съ другой—анализировать пучокъ рентгеновскихъ лучей. Приборъ, помощью котораго наблюдаются и измѣряются отраженія отъ кристаллическихъ граней, мы назовемъ спектрометромъ для рентгеновскихъ лучей. Слѣдующая глава будетъ посвящена описанію такого прибора, здѣсь же мы ограничимся лишь теоретическою стороною явленія. Впрочемъ, для того, чтобы дать представленіе о размѣрахъ относящихся сюда величинъ, мы приведемъ здѣсь нѣкоторые результаты, полученные помощью спектрометра, и для примѣра возьмемъ отраженіе па каменной соли рентгеновскихъ лучей, испускаемыхъ палладіемъ, т.-е. палладіевымъ антикатодомъ. Мы докажемъ въ послѣдствіи, что плоскости, параллельныя грани куба каменной соли, расположены другъ отъ друга на равныхъ

разстояніяхъ, равныхъ 2.81×10^{-8} сантиметровъ. Существуют углы (измѣренія даютъ 5.9° , 11.85° , 18.15° ...), подъ которыми палладіевые лучи отражаются особенно сильно. Ясно, что подъ этими углами мы наблюдаемъ диффракціонные спектры 1-го, 2-го, 3-го и т. д. порядка для монохроматическаго излученія палладія, такъ какъ мы находимъ, что $\sin 5.9^\circ : \sin 11.85^\circ : \sin 18.15^\circ = 1 : 2 : 3$ съ весьма значительнымъ приближеніемъ. Такъ какъ длина волны дается уравненіемъ $\lambda = 2d \sin \theta$, то если принять въ расчетъ лишь спектръ перваго порядка,

$$\lambda = 2 \times 2.81 \times 10^{-8} \sin 5.9^\circ = 0.578 \times 10^{-8} \text{ см.}$$

Если періодъ рѣшетки d весьма малъ по сравненію съ длиной волны λ , то мы не найдемъ такой величины угла θ , которая бы удовлетворяла уравненію $n\lambda = 2d \sin \theta$, такъ какъ $\sin \theta$ не можетъ быть болѣе единицы. Отъ такой рѣшетки мы не получимъ отраженія. Въ нашемъ случаѣ періодъ рѣшетки всего около пяти разъ больше длины волны. Плоскости кристалла, нами выбранныя, принадлежатъ къ „простымъ“, и разстоянія между ними поѣтому сравнительно большія. Переходя, однакоже, къ отраженію на плоскостяхъ кристалла болѣе „сложныхъ“, мы будемъ вмѣстѣ съ тѣмъ переходить и къ болѣе малымъ разстояніямъ d . Это разстояніе станетъ, наконецъ, такъ мало, что не получится такого угла, подъ которымъ лучи могли бы отразиться. Такимъ образомъ, условія, при которыхъ могутъ отражаться рентгеновскіе лучи, оказываются весьма ограниченными. Отраженіе возможно лишь въ томъ случаѣ, если разстоянія между плоскостями достаточно велики, и даже въ этомъ случаѣ плоскости должны быть наклонены какъ разъ подъ необходимымъ угломъ къ первичному лучу. Это зависитъ отъ того, что мы имѣемъ дѣло со сложнымъ случаемъ—рѣшеткой трехъ измѣреній, налагающей всѣ эти условія для полученія „спектра“ монохроматическихъ волнъ.

Сведемъ въ одио цѣлое сдѣланный нами анализъ. Когда импульсъ проходитъ черезъ кристаллъ, то, какъ мы видѣли, онъ болѣе или менѣе сильно отражается всѣми рядами плоскостей, по которымъ можно вообразить себѣ расположенными частицы кристалла. Его разсѣянная энергія будетъ сконцентрирована въ этихъ особенныхъ направленіяхъ. Если на кристаллъ падаетъ рядъ импульсовъ, то это будетъ справедливо для каждаго изъ нихъ, такъ что, въ общемъ, направленія диффракціи рентгеновскихъ лучей, если только они состоятъ изъ импульсовъ, должны совпадать съ паправленіями ихъ отраженія. Подъ рядомъ импульсовъ мы разумѣемъ, что надающее излученіе не состоитъ изъ правильнаго ряда волнь, т.-е. что оно имѣетъ совершенно общій характеръ и сравнимо съ бѣлымъ свѣтомъ. Какъ бы кристаллъ ни былъ оріентированъ, „бѣлое“ излученіе отражается въ видѣ ряда слабыхъ пучковъ, и этн-то пучки и образуютъ пятна па рентгенограммахъ Лауэ. Каждый рядъ плоскостей отражаетъ нѣкоторое количество лучей но, въ общемъ, по мѣрѣ того, какъ плоскости становятся болѣе сложными по своей природѣ, онѣ отражаютъ все слабѣе и слабѣе, пока отраженные лучи не станутъ настолько слабыми, что ихъ нельзя уже будетъ обнаружить. Кажущійся парадоксъ, состоящій въ томъ, что кристаллъ можетъ отражать лучи сразу по многимъ направленіямъ, объясняются тѣмъ, что, такъ называемое отраженіе происходитъ не отъ поверхности, какъ мы это уже говорили, а обязано своимъ происхожденіемъ прониканію рентгеновскихъ лучей во весь объемъ кристалла. Выраженіе „отраженіе“ употребляется лишь въ виду того, что аналогія съ обыкновеннымъ отраженіемъ свѣта позволяетъ опредѣлить направленія разсѣянныхъ пучковъ.

Если падающій на кристаллъ овѣтъ монохроматичень, то явленіе оказывается еще болѣе ограниченнымъ. Для каждаго ряда плоскостей отраженіе можетъ происходить

лишь подъ немногими особенными углами, опредѣляемыми уравненіемъ $n\lambda = 2d \sin \theta$.

Въ этомъ состоитъ специальное отличіе кристалла отъ обыкновенной линейной рѣшетки. Послѣдняя даетъ рядъ спектровъ, подъ какимъ бы угломъ ни падали на нее лучи. Кристаллъ долженъ быть помѣщенъ подъ совершенно опредѣленнымъ угломъ, и даже въ этомъ случаѣ онъ даетъ спектръ лишь одного какого-нибудь порядка. Отраженіе монохроматическаго колебанія даетъ, такимъ образомъ, болѣе указаній на строеніе кристалла, чѣмъ отраженіе бѣлаго излученія. Наблюдая углы отраженія, мы получаемъ соотношеніе между λ и d и, дѣлая это для различныхъ граней кристалла, мы получаемъ возможность выводить важныя заключенія о его внутреннемъ строеніи. Какъ абсолютная длина волны различныхъ видовъ рентгеновскихъ лучей, такъ и расположеніе атомовъ въ различныхъ кристаллахъ недавно были опредѣлены спектрометромъ для рентгеновскихъ лучей.

ГЛАВА III.

Спектрометръ для рентгеновскихъ лучей.

Эта глава содержитъ общее описаніе устройства и употребленія прибора, предназначеннаго для осуществленія на опытѣ принципа отраженія рентгеновскихъ лучей, который мы только что разсмотрѣли. Мы назовемъ этотъ приборъ спектрометромъ для рентгеновскихъ лучей.

На прилагаемомъ рисункѣ (рис. 4) изображена рентгеновская трубка, заключенная въ деревянный ящикъ, обложенный свинцомъ. Защита свинцомъ необходима. Мы нашли достаточнымъ обить весь ящикъ свинцовымъ листомъ въ 2 мм. толщиною и, кромѣ того, обить его стѣнку, обращенную къ спектрометру листомъ въ 5 мм. толщины. Трубка закрѣплена въ стойку, позволяющую придать ей точное положеніе. Срединя тонкаго пучка лучей, выходящаго черезъ щель въ стѣнкѣ ящика, должна въ точности проходить черезъ ось спектрометра, и источникъ лучей долженъ быть расположенъ по возможности близко отъ этой оси. Для этой цѣли трубка должна быть расположена такимъ образомъ, чтобы плоскость антикатада приблизительно проходила черезъ щель ¹⁾. Пучокъ лучей въ этомъ случаѣ образуетъ съ плоскостью антикатада очень

¹⁾ Такое расположеніе трубки не обязательно и даже невозможно при другомъ устройствѣ трубки. Необходимо лишь, чтобы фокусъ катодныхъ лучей на антикатодѣ приходился на линію: щель—ось спектрометра, нормальную къ оси прибора.

малый уголъ. Весьма удобна особая форма трубки, въ которой антикатодъ перпендикуляренъ къ потоку катодныхъ лучей ¹⁾. Это расположеніе антикатада по отношенію къ щели въ высокой степени уменьшаетъ вредное дѣйствіе перемѣщенія катоднаго пятна по поверхности антикатада.

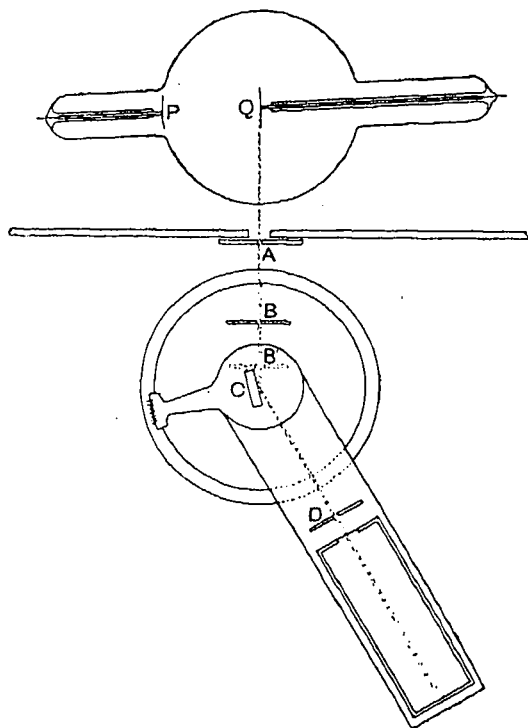


Рис. 4.

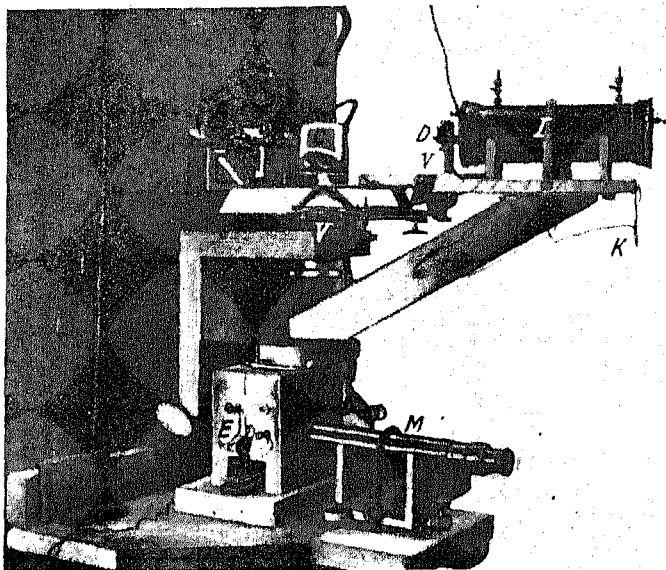
Щель у *A* позволяетъ тонкому пучку лучей выйти изъ ящика. Часто очень полезна еще одна щель. На рисункѣ она обозначена буквой *B*. Въ нѣкоторыхъ случаяхъ она должна быть помѣщена по возможности ближе къ кристаллу, и тогда она опредѣляетъ ширину пучка лучей, падающаго на кристаллъ. При другихъ положеніяхъ она

¹⁾ Мы обязаны идеей такого устройства трубки проф. Вуду (R. W. Wood).

служить для защиты отъ постороннихъ лучей. Кристаллъ *C* укрѣпленъ на вращающемся столикѣ, къ которому прикрѣпленъ стержень, снабженный на концѣ нониусомъ, позволяющимъ дѣлать отсчеты на дѣленномъ кругѣ прибора. Къ столику кристаллъ прикрѣпляется не непосредственно, а помощью подставки, допускающей вращеніе кристалла около горизонтальной оси, лежащей въ грани кристалла и совпадающей съ осью пучка лучей. Такое приспособленіе позволяетъ привести отражающую грань кристалла въ совпаденіе съ осью прибора. Кристаллъ прикрѣпляется комкомъ мягкаго воска и приводится въ должное положеніе прижиманіемъ его испытуемой грани къ плоской поверхности металлическаго бруска, который затѣмъ убирается прочь.

Отраженный пучокъ рентгеновскихъ лучей поступаетъ въ іонизаціонную камеру, расположенную такъ, что ее можно вращать около той же вертикальной оси прибора, около которой вращается и столикъ, несущій кристаллъ. Спереди іонизаціонной камеры помѣщается регулируемая щель *D*. Камера состоитъ изъ закрытаго латуннаго цилиндра въ 15 см. длиною и 5 см. въ діаметрѣ, сдѣланнаго изъ толстой латунной трубки. Со стороны входа лучей цилиндръ закрытъ свинцовой пластинкой. Пластинка снабжена въ центрѣ отверстіемъ, закрытымъ тонкимъ листочкомъ изъ алюминія, пропускающимъ лучи безъ замѣтнаго поглощенія. Отверстіе достаточно велико для того, чтобы пропустить пучокъ лучей шириною въ 1 см., но его ширина часто бываетъ ограничена до очень малыхъ размѣровъ щелью *D*.

Камера наполнена газомъ, сильно поглощающимъ рентгеновскіе лучи и тѣмъ самымъ возбуждающимъ сильный іонизаціонный токъ. Мы обыкновенно пользовались сѣрнистымъ ангидридомъ SO_2 , поглощающимъ большую часть лучей, разъ въ десять сильнѣе, чѣмъ воздухъ. Для лучей съ большею способностью прониканія болѣе дѣйстви-



Спектрометръ для рентгеновскихъ лучей.

- L, L, L* свинцовый ящикъ.
A, B, D щели.
C кристаллъ.
I ионизаціонная камера.
V ножка стола для кристалла.
V' ножка ионизаціонной камеры.
K ключъ заземленія.
E электроскопъ.
M микроскопъ.

теленъ бромистый метиль, чѣмъ SO_2 . Камера изолирована отъ земли и заряжена до высокаго потенциала батареи аккумуляторовъ. Электродъ помѣщенъ въ цилиндръ какъ разъ около пути входящихъ въ камеру лучей и сквозь сѣрную пробку сообщается обычнымъ способомъ съ тонкой проволокой, ведущей къ закрытому уильсоновскому электроскопу.

Проволока соединена съ электроскопомъ въ точкѣ, находящейся внизу прибора на продолженіи его оси. Это видно на фотографіи (табл. II). Этимъ расположеніемъ достигается вращеніе іонизаціонной камеры, при которомъ но натягивается проволока, соединяющая камеру съ электроскопомъ. Соединительная проволока электроскопа электрически защищена толстымъ металлическимъ футляромъ, соединеннымъ съ землею.

Уильсоновскій электроскопъ весьма пригоденъ для нашихъ цѣлей. Его чувствительность можетъ регулироваться въ широкихъ предѣлахъ, и если всѣ электрическія условія испытаны, и электрическія ширмы хорошо устроены, отсчеты на немъ очень постоянны, даже если чувствительность его высока. Электроскопъ работаетъ вполне удовлетворительно еще и потому, что въ нашихъ опытахъ лучше всего заставлятъ трубку работать мягко и равномерно.

Плечо прибора, несущее камеру, также снабжено нониусомъ, ходящимъ по тому же дѣленному кругу, что и нониусъ столика съ кристалломъ. Необходимо имѣть возможность закрѣплять столикъ и камеру и перемѣщать ихъ помощью микрометрическихъ винтовъ. На практикѣ найдено, что весьма полезно снабдить головки этихъ винтовъ спицами, на подобіе кабестановъ. Часто приходится при наблюденіяхъ перемѣщать кристаллъ на половину угла перемѣщенія камеры и дѣлать это нѣсколько разъ сряду. Спицы на головкахъ винтовъ позволяютъ это дѣлать легко, не прибѣгая къ отсчетамъ нониусовъ послѣ каждаго перемѣщенія.

Ключъ соединяетъ электродъ съ землею. Если разомкнуть ключъ и повернуть рентгеновскіе лучи, вращая кристаллъ, на уголь, необходимый для того, чтобы впускать ихъ въ камеру, въ послѣдней появляется іонизаціонный токъ и производитъ отклоненіе золотого листочка электроскопа. Это отклоненіе мы отсчитываемъ помощью микроскопа М. Для этого обыкновенно достаточно отъ двухъ до десяти секундъ. Сильный отраженный пучокъ лучей заставляеть перемѣщаться золотой листочекъ на десять или даже двадцать дѣлений въ секунду, при чемъ каждое дѣленіе можно на-глазь подраздѣлить на десять частей.

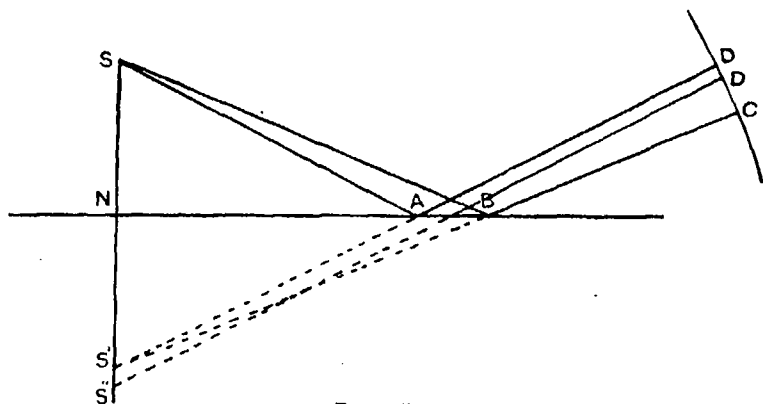


Рис. 5.

Теперь мы приступимъ къ разсмотрѣнію различныхъ способовъ употребленія спектрометра. Иногда бываетъ весьма цѣлесообразно закрѣпить кристаллъ въ опредѣленномъ положеніи и перемѣщать іонизаціонную камеру на послѣдовательный рядъ малыхъ угловъ, замѣчая силу тока при каждомъ положеніи камеры. Пусть S (рис. 5) будетъ источникъ лучей, AB —кристаллъ, и пусть щель іонизаціонной камеры движется по дугѣ CD . Будетъ казаться, что всѣ отраженные лучи исходятъ изъ точки S' , изображенія S въ прямой AB . Для простоты, положимъ, что отражающій слой очень тонокъ, такъ что S' можно счи-

тать точкой. Въ дѣйствительности это маленькая линия $S'S''$, направленная по продолженію SS' . Пусть отраженные у A лучи обладаютъ длиною волны (принимая въ расчетъ лишь отраженіе перваго порядка), опредѣляемой выраженіемъ $\lambda = 2d \sin \theta$, гдѣ θ представляетъ уголъ SAN . Волны, отраженные вдоль BC , имѣютъ длину волны, равную $2d \sin SBN$ и т. д. Такимъ образомъ, излученіе будетъ проанализировано въ спектрѣ вдоль CD , и когда различные углы и разстоянія будутъ измѣрены, то можетъ быть опредѣлена и длина волны для каждаго отдѣльнаго луча въ единицѣ d , представляющей постоянную рѣшетки кристалла.

Въ этомъ опытѣ щель A (рис. 4) должна быть сдѣлана по возможности узкой для того, чтобы каждое ея поперечное сѣченіе могло служить свѣтящейся точкой S . Щель у B не нужна вовсе и можетъ быть широко раскрыта; щель ионизационной камеры должна быть узка. Если мѣсто встрѣчи катодныхъ лучей съ антикатодомъ представляютъ значительную площадь, такъ что черезъ A проходитъ нѣсколько расходящейся пучокъ, то часть спектра, приходящаяся на CD , незначительна, но она часто вполнѣ достаточна. Напр., рис. 6 относится къ отраженію на сильвинѣ. Столикъ съ кристалломъ былъ закрѣпленъ въ такомъ положеніи, что первичный лучъ, проходящій черезъ ось прибора, составлялъ уголъ въ $5^{\circ}40'$ съ гранью кристалла. Ординаты кривой показываютъ величину ионизационнаго тока, полученнаго при различныхъ положеніяхъ ионизационной камеры. Кривая обнаруживаетъ существованіе сильнаго излученія на $11^{\circ}20'$, представляющаго въ дѣйствительности главную спек-

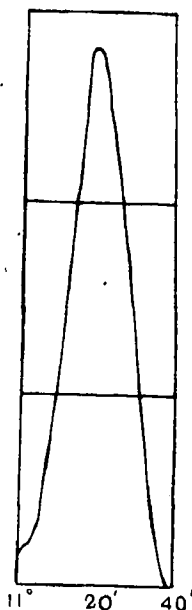


Рис. 6.

трѣ. Столикъ съ кристалломъ былъ закрѣпленъ въ такомъ положеніи, что первичный лучъ, проходящій черезъ ось прибора, составлялъ уголъ въ $5^{\circ}40'$ съ гранью кристалла. Ординаты кривой показываютъ величину ионизационнаго тока, полученнаго при различныхъ положеніяхъ ионизационной камеры. Кривая обнаруживаетъ существованіе сильнаго излученія на $11^{\circ}20'$, представляющаго въ дѣйствительности главную спек-

тральную линію рентгеновскихъ лучей, испускаемыхъ родіемъ.

Если источникъ лучей на антикатодѣ достаточно малъ, обѣ щели *A* и *B* можно оставить широкими. Если грань кристалла велика и кристаллъ однороденъ, то можно сразу обозрѣть большую длину спектра. Можно іонизационную камеру замѣнить фотографической пластинкой. Этотъ методъ былъ примѣненъ Мозелеемъ ¹⁾ (Moseley). Одно изъ видоизмѣненій фотографическаго способа недавно было примѣнено де Бролии (De Broglie). Какъ и въ опытѣ Мозелея, камера была замѣнена фотографической пластинкой, кристаллъ же медленно и равномерно вращался при помощи часового механизма. Этотъ способъ позволяетъ сразу занечатлѣть спектръ на значительномъ протяженіи ²⁾.

Второй способъ заключается въ одновременномъ перемѣщеніи кристалла и камеры, при чемъ камера перемѣщается на двойной уголъ по сравненію съ кристалломъ. Въ этомъ случаѣ отраженіе всегда происходитъ на части кристалла, ближайшей къ осп, если только кристаллъ не очень плохъ. Вліяніе несовершенства кристалла мы сейчасъ объяснимъ.

Различныя части одной и той же грани бываютъ различно выведены изъ одной и той же плоскости и наклонены подъ различными малыми углами другъ къ другу, и чтобы получить удовлетворительный результатъ, необходимо пользоваться однимъ и тѣмъ же мѣстомъ грани при всѣхъ измѣреніяхъ. Щель у *B* надо сдѣлать узкой для того, чтобы болѣе сузить падающій пучокъ, но это, разумѣется, сопряжено съ уменьшеніемъ яркости отраженія, съ которымъ надо мириться, имѣя дѣло съ плохимъ кристалломъ.

¹⁾ Phil. Mag., дек. 1913 и апрѣль 1914.

²⁾ Comptes Rendus de l'Acad. de Paris, ноябрь 17, 1913. Также Hervog, Verh. d. D. Phys. Ges. янв. 1914.

Этотъ способъ нашелъ себѣ широкое примѣненіе какъ при наблюденіи спектровъ, испускаемыхъ различными антикатадами, такъ и при опредѣленіи постоянныхъ для различныхъ кристалловъ. Мы найдемъ много примѣровъ приложения этого метода въ послѣдующихъ главахъ книги.

Въ третьемъ способѣ вращается кристаллъ, камера же остается неподвижной, и ея щель широко раздвигается. Въ этомъ случаѣ падающій пучокъ долженъ быть какъ можно тоньше. Съ этой цѣлью щель *B* придвигается вплотную къ кристаллу и дѣлается узкой. Во время вращенія кристалла каждая длина волны въ падающемъ излученіи отражается поочередно. Примѣръ приведенъ на рис. 7, показывающемъ отраженіе главной линіи

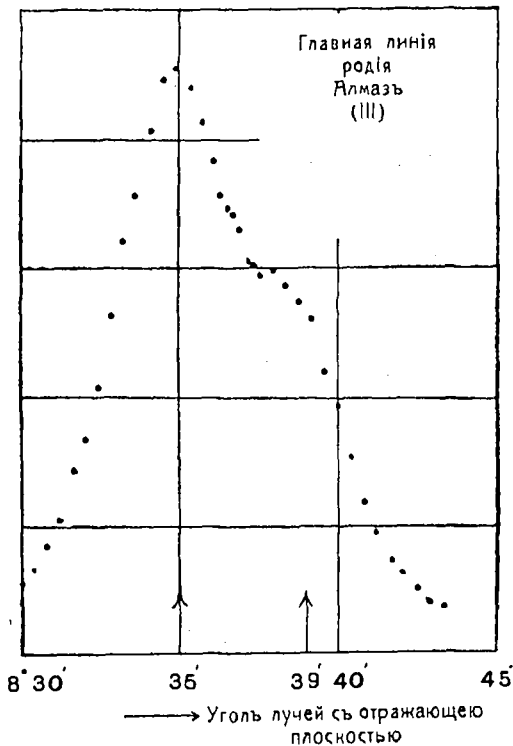


Рис. 7.

линіи родія на октаэдрической грани (111) кристалла алмаза. По горизонтальному направленію отложены величины угловъ, образуемыхъ падающимъ лучомъ съ отражающею гранью алмаза. Полученная спектральная линія представляетъ въ дѣйствительности дублетъ ¹⁾. Оба максимума

¹⁾ Дублетомъ называются двѣ близкія спектральныя линіи одного и того же происхожденія. Пер.

отвѣчаютъ соотвѣтственно угламъ отраженія въ $8^{\circ}35'$ и въ $8^{\circ}39'$, какъ это и показано на рисункѣ стрѣлками. Каждая точка на чертежѣ изображаетъ результатъ отдѣльнаго наблюденія. Кристаллъ оказался хорошимъ, и отраженіе каждаго однороднаго луча умѣщается вполнѣ на протяженіи 10—12 минутъ дуги. Щель въ B была 0.3 мм. шириною и помѣщалась на 20 см. отъ антикатаода. Падающій на кристаллъ пучокъ лучей имѣлъ поэтому расхожденіе по большей мѣрѣ $\frac{3}{2000}$ или нѣсколько болѣе пяти минутъ дуги. Пятно на антикатодѣ имѣло нѣкоторую ширину, что еще увеличивало расхожденіе. Такимъ образомъ, если не совсѣмъ, то въ значительной степени объясняется ширина отраженнаго пучка. Никакой неточности въ углахъ отраженія не было при этомъ замѣчено, и кристаллъ былъ весьма хорошъ.

Для выбора способа примѣненія прибора надо, главнымъ образомъ, обращать вниманіе на яркость и на рѣзкость опредѣленія, или силу разрѣшенія. Оба эти обстоятельства не всегда совмѣстимы. При разсмотрѣніи этого вопроса необходимо принять въ расчетъ нѣкоторыя геометрическія соотношенія, которыя мы сейчасъ разберемъ.

Предположимъ, что лучи исходятъ изъ свѣтящейся точки O (рис. 8), за которую примемъ антикатодное пятно или щель A въ стѣпкѣ ящика. Пусть грань кристалла занимаетъ положеніе PR , и точка P находится на оси прибора. Лучъ OP , отразившись, попадетъ въ D , гдѣ помѣщается щель іонизаціонной камеры. Пусть PR' будетъ второе положеніе кристаллической грани, когда кристаллъ повернуть на уголъ RPR' . Проведемъ дугу круга черезъ точки OPD , и пусть точка R' будетъ пересѣченіемъ этой дуги съ прямою PR' . Уголъ $OR'T$ равенъ углу ODP , уголъ $PR'D$ углу POD . Также равны углы $OR'D$ и OPD . Поэтому, если OP сдѣлать равнымъ PD , т.-е. если іонизаціонная камера и источникъ свѣта одинаково удалены отъ прибора, углы, образуемые лучами

OR' и $R'D$ съ гранью въ ея положеніи $PR'T$, равны угламъ, образуемымъ лучами OP и PD съ гранью въ ея положеніи PR . Если, стало быть, въ одномъ положеніи грань отражаетъ въ іонизаціонную камеру лучъ съ длиною волны λ , то она и въ другомъ своемъ положеніи отразитъ туда же лучъ съ той же самой длиною волны. Въ совершенно различныхъ положеніяхъ кристаллъ отражаетъ лучъ въ одну и ту же точку D . Такимъ образомъ, положеніе іонизаціонной камеры, когда въ нее входитъ лучъ опредѣленной длины волны, опредѣлено гораздо рѣзче, чѣмъ положеніе кристалла, отражающаго этотъ лучъ. Это, разумѣется, относится къ тому случаю, когда падающій пучокъ обладаетъ достаточнымъ расхожде-

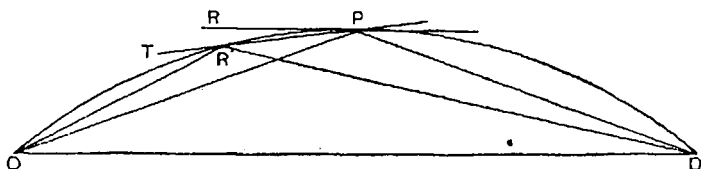


Рис. 8.

ніемъ, чтобы заключать въ себѣ оба направленія OP и OR' . Это очень важное соображеніе показываетъ намъ, что мы можемъ получить очень рѣзкій или чистый спектръ, даже если расхождение начальнаго пучка не очень мало.

Есть еще важное обстоятельство, на которое надо обратить вниманіе. Кристаллы часто бываютъ несовершенны. Они часто являются составленными изъ множества болѣе совершенныхъ кристалловъ, сопоставленныхъ не вполне согласно другъ съ другомъ. Въ силу этого отраженіе однороднаго луча не происходитъ въ точности на одной и той же вертикальной линіи грани кристалла, но на множествѣ отдѣльныхъ точекъ, разсѣянныхъ по грани и собранныхъ болѣе густо около вертикальной линіи. Если бы эти лучи были видимы, то, помѣстивъ глазъ у щели іониза-

Лучь, отраженный въ R' , пройдетъ мимо точки D на разстоянїи лишь въ одну тридцатую миллиметра, и щель въ D нужно раскрыть лишь на эту величину, чтобы впустить въ нее этотъ лучь.

Значить, если кристаллъ не очень правленъ по своему строенію, можно увеличить яркость излученія, входящаго въ щель D , расширяя падающій пучокъ лучей, т.-е. раскрывая щели A и B . Въ одномъ случаѣ, напримѣръ, можно было увеличить яркость отраженія третьяго порядка главной линїи родія на свинцовомъ блескѣ въ три раза, удаляя щель B , находившуюся вблизи кристалла и имѣвшую ширину въ три десятыхъ миллиметра. При подобныхъ же обстоятельствахъ яркость отраженія на алмазѣ мѣнялась лишь весьма мало.

Что свинцовый блескъ образуетъ менѣе совершенные кристаллы, въ этомъ можно убѣдиться, сличая кривую на рис. 10, съ кривой на рис. 7. Обѣ кривыя были получены при одинаковыхъ условїяхъ, за исключеніемъ замѣны кристалловъ. Въ обоихъ случаяхъ щель B была расположена у кристалла и имѣла ширину въ 0.3 мм. Вращался лишь кристаллъ. Уголъ, на который долженъ быть установленъ алмазъ для того, чтобы онъ отражалъ

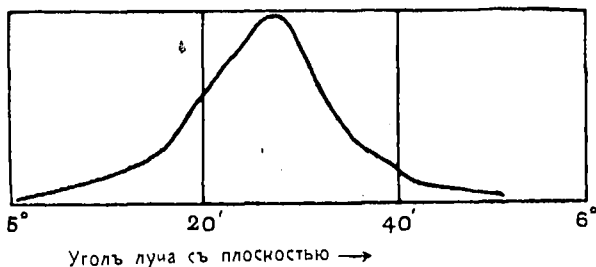


Рис. 10.

падающій пучокъ, ограничець гораздо болѣе узкими предѣламъ, чѣмъ это имѣетъ мѣсто для свинцоваго блеска. Это показываетъ, что послѣдній обладаетъ менѣе пра-

вильною поверхностью. Другими словами, меньшіе кристаллы, составляющіе одинъ большой, въ свинцовомъ блестящемъ менѣе точно согласованы въ своемъ положеніи, чѣмъ въ алмазѣ.

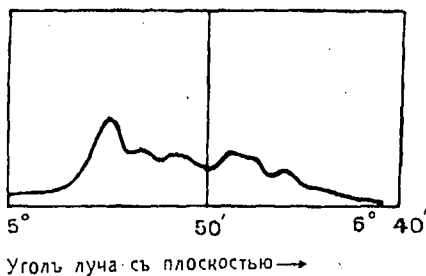


Рис. 11.

мѣненіемъ такого тонкаго пучка рентгеновскихъ лучей¹⁾.

Въ то же время изъ вышеизложенныхъ геометрическихъ соображеній ясно, что всѣ лучи, отраженные отъ различныхъ частей кристалла, проходятъ весьма близко отъ щели *D*. Чистота спектра не нарушается серьезнымъ образомъ, если мы для увеличенія яркости отраженія отъ несовершеннаго кристалла, раскроемъ щели *A* и *B*.

Изъ предыдущихъ наараграфовъ мы можемъ вывести общее слѣдствіе, что методъ наблюденія отраженія отъ грани кристалла даетъ чистоту спектра, замѣчательнымъ образомъ не зависящую отъ расхожденія падающаго пучка лучей и отъ неправильностей кристалла.

Нѣтъ возможности во всѣхъ случаяхъ пользоваться готовой или развитой гранью кристалла. Кристаллъ можетъ и не обладать необходимой для нашего изслѣдованія гранью, и часто бываетъ трудно или даже совершенно невозможно получить эту грань искусственно. Отраженіе въ такомъ случаѣ должно быть произведено внутри кристалла, для чего кристаллъ долженъ быть приведенъ

¹⁾ Неправильность при отраженіи отъ несовершенныхъ плоскоотой высека также въ работѣ Н. Е. Успенскаго и переводчика этой книги См. G. Wulff u. N. Uspenski, Physik. Zeit, 1913, стр. 783—785. Шер.

въ соотвѣтственное положеніе безъ помощи вспомога-
тельнаго бруска. Напр., мы были припуждены наблюдать от-
раженія на додекаэдрическихъ граняхъ алмаза по способу,
изображенному на рис. 12. Алмазь, которымъ мы пользо-



Рис. 12.

вались, состоялъ изъ пластинки въ 6 мм. шириною и
0.4 мм. толщиною, грани которой были параллельны окта-
эдрическимъ плоскостямъ. Шесть додекаэдрическихъ пло-
скостей перпендикулярны къ каждой изъ октаэдрическихъ
плоскостей, между прочимъ плоскости $(\bar{1}\bar{1}0)$, $(\bar{1}10)$, $(10\bar{1})$,
 $(\bar{1}01)$, $(0\bar{1}1)$, $(01\bar{1})$ перпендикулярны къ плоскости (111) .
На рисункѣ изображено отраженіе на одной изъ этихъ
шести граней.

Такъ какъ уголъ отраженія однороднаго луча есть по-
стоянная величина, то мѣсто отраженія быстро перемѣ-
щается внутри алмаза по мѣрѣ того, какъ мы вращаемъ
кристаллъ. При этомъ и падающій лучъ вращается около
своего источника на тотъ же уголъ, что и кристаллъ. Въ
этомъ случаѣ положеніе іонизаціонной камеры, устано-
вленной на отраженный лучъ, зависитъ непосредственно
отъ положенія кристалла. Положеніе іонизаціонной ка-
меры можетъ измѣняться въ предѣлахъ, возрастающихъ
съ расхожденіемъ падающаго пучка. Тутъ уже отсут-
ствуетъ, въ противоположность предыдущимъ случаямъ,
независимость отъ расхожденія лучей и отъ неправиль-
ности кристалловъ. Для количественныхъ измѣреній не-
обходимо, чтобы падающій пучокъ былъ узокъ.

О способности спектрометра раздѣлять два однородныхъ
луча съ близкими величинами длинъ волнъ, т.-е. объ его

разрѣшающей способности необходимо замѣтить слѣдующее. Мы знаемъ, что $n\lambda = 2d \sin \theta$. Если двѣ длины волны очень мало отличаются другъ отъ друга, то разность въ соответствующихъ значеніяхъ $\sin \theta$ пропорциональна порядку разсматриваемаго спектра. Но тутъ обнаруживается еще одно преимущество спектровъ высшихъ порядковъ, заключающееся въ томъ, что углы растутъ

скорѣе своихъ синусовъ, въ особенности, если углы велики. Это обстоятельство можетъ оказать большое влияние на разрѣшающую силу спектрометра. Дѣйствительно:

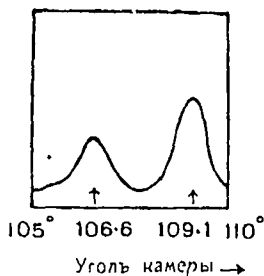


Рис. 13.

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{n}{2d \cos \theta} = \frac{\operatorname{tg} \theta}{\lambda}.$$

Это значеніе становится безконечно большимъ при $\theta = \pi/2$. Напр., рис.

13 представляетъ спектръ третьяго порядка двухъ палладіевыхъ линий, даваемыхъ алмазомъ на грани (111). Въ спектрѣ перваго порядка раздѣленіе равно $30'$. Здѣсь оно равно $2^{\circ}30'$, и разрѣшеніе является полнымъ, несмотря на то, что ширина щели была взята въ 2 мм.

ГЛАВА IV.

Свойства рентгеновскихъ лучей.

Въ этой главѣ мы опишемъ нѣкоторыя свойства рентгеновскихъ лучей, излагая состояніе нашего знанія о нихъ въ томъ видѣ, въ какомъ оно было до новѣйшихъ открытій. Мы ограничимся, главнымъ образомъ, разсмотрѣніемъ такихъ свойствъ, которыя необходимы для нашего изложенія, или же такихъ, которыя получили освѣщеніе новыми изслѣдованіями.

Рентгеновскіе лучи производятся бомбардировкой металлическихъ пластинокъ, обыкновенно платиновыхъ или вольфрамовыхъ, электронами, которымъ сообщена большая скорость помощью электродвижущей силы индукціонной катушки. Процессъ этотъ можетъ происходить съ успѣхомъ лишь въ стеклянной „трубкѣ“, изъ которой въ достаточной степени удаленъ воздухъ. Катодъ *P* (см. рис. 4, стр. 37) трубки соединяется съ отрицательнымъ полюсомъ катушки и становится такимъ образомъ источникомъ потока быстро движущихся электроновъ, который носитъ названіе „катодныхъ лучей“. Бомбардируемая пластинка называется антикатодомъ и обозначена на рисункѣ буквою *Q*.

Дѣйствіе трубки зависитъ въ большой степени отъ количества оставшагося въ ней газа. Если его много, то притокъ электроновъ обленъ, и черезъ такую трубку легко проходитъ электрическій токъ при сравнительно

невысокой электродвижущей силѣ. Скорость электроновъ сравнительно мала, и рентгеновскіе лучи, производимые такой трубкой, обладаютъ малой способностью прониканія. Трубка съ такими свойствами называется „мягкой“.

Съ другой стороны, если пустота въ трубкѣ доведена до слишкомъ высокой степени, а это возникаетъ со временемъ само собою при продолжительномъ употребленіи трубки, притокъ электроновъ значительно падаетъ, электродвижущая сила повышается, электроны приобрѣтаютъ большую скорость, и возникающіе рентгеновскіе лучи обладаютъ большею способностью прониканія. Трубка становится „твердою“.

Пучокъ рентгеновскихъ лучей, исходящій изъ рентгеновской трубки, обыкновенно отличается сложнымъ составомъ. Это явствуетъ изъ того, что, помѣстивъ на пути лучей заслопочку изъ разнаго матеріала и различной толщины, мы не замѣтимъ никакаго простаго или вообще правильнаго закона въ поглощеніи лучей такими экранами.

Несмотря на это, можно получить такіе пучки рентгеновскихъ лучей, которые могутъ быть вполне сочтены однородными. Въ рядѣ весьма важныхъ изслѣдованій, Баркла (Barclay) и его ученики-сотрудники показали, что каждое вещество, при надлежащемъ воздѣйствіи, испускаетъ однородное рентгеновское излученіе, характеристическое для даннаго вещества. Въ нѣкоторыхъ елучаяхъ вещество можетъ испускать два однородныхъ излученія различнаго свойства. Необходимо замѣтить, что новѣйшія изслѣдованія показали, что эти характеристическія излученія вовсе не такъ просты по своему составу, какъ это казалось вначалѣ, однакоже по существу выводы Баркла касательно существованія и способовъ полученія этихъ излученій получили полное подтвержденіе.

Для того, чтобы заставить вещество испускать характеристическіе для него рентгеновскіе лучи, необходимо, какъ показываетъ опытъ, освѣтить это вещество рентге-

новскими лучами такой способности прониканія, которая по меньшей мѣрѣ немногимъ превышаетъ способность прониканія этихъ характеристическихъ лучей. Въ качествѣ возбуждающихъ лучей можно воспользоваться или „первичными“ лучами, испускаемыми рентгеновской трубкой, или „вторичными“ лучами какого-нибудь другого вещества. Работы Кэя (Kaue), Уиддингтона (Whiddington), Бэтти (Baetty) и другихъ показали, что характеристическіе лучи возникаютъ также и въ томъ случаѣ, если изъ соответственнаго вещества сдѣлать антикатодъ рентгеновской трубки и подвергнуть его бомбардировкѣ катодными лучами достаточной скорости.

„Однородное“ излученіе теряетъ равныя части своей энергіи, проходя послѣдовательно рядъ одипаковыхъ по толщинѣ слоевъ одного и того же вещества. Выражаясь математически, если J измѣряетъ энергію однороднаго пучка рентгеновскихъ лучей, проходящаго въ опредѣленномъ направленіи черезъ какое-либо вещество, и если при этомъ энергія уменьшается на δJ при прохожденіи на длину δx , то δJ должно быть пропорціонально $J \delta x$.

Положивъ, поэтому $\delta J = -\kappa J_0 \delta x$, гдѣ $\kappa^1)$ означаетъ постоянную поглощенія, мы получимъ $J = J_0 e^{-\kappa x}$. Это означаетъ, что отъ энергіи J_0 лучей, падающихъ на вещество послѣ прохожденія слоя вещества, толщиной x , остается энергія J , связанная съ начальной энергіей вышеприведенной формулой. Постоянная κ называется коэффициентомъ поглощенія или абсорбціи.

Вышеприведенную формулу можно написать въ видѣ

$$J = J_0 e^{-\frac{\kappa}{\rho} \rho x},$$

гдѣ ρ представляетъ плотность вещества. Величина κ/ρ на-

1) Мы предпочли означить эту постоянную не черезъ λ , какъ это сдѣлано въ оригиналѣ, а черезъ κ , дабы не смѣшивать ее съ длиною волны, для которой оставили обозначенію λ , принитое въ оригиналѣ. Пер.

зывается „массовымъ коэффициентомъ поглощенія“. Она опредѣляетъ потерянную долю энергій лучей, падающихъ перпендикулярно на тонкій слойъ вещества, отнесенную къ вѣсу этого слоя, приходящемуся на одинъ квадратный сантиметръ. Постоянная κ/ρ гораздо употребительнѣе, чѣмъ κ , такъ какъ найдено, что слойъ даннаго вещества и даннаго вѣса на квадратный сантиметръ поверхности поглощаетъ одну и ту же долю энергій рентгеновскихъ лучей, какова бы ни была плотность вещества. Напримѣръ, ледяная плита поглощаетъ совершенно такое же количество энергій лучей, какъ въ твердомъ, такъ и въ расплавленномъ видѣ, такъ какъ вѣсъ на квадратный сантиметръ въ обоихъ случаяхъ остается тотъ же. Въ послѣдующемъ изложеніи мы будемъ употреблять выраженіе коэффициентъ поглощенія въ смыслѣ массоваго коэффициента поглощенія.

Качество однороднаго пучка лучей поэтому опредѣляется его коэффициентомъ поглощенія въ какомъ либо выбранномъ разѣ навсегда веществѣ. Для всѣхъ качествъ, съ которыми обыкновенно приходится встрѣчаться, найдено, что алюминій представляется для этого выбора самымъ подходящимъ веществомъ, такъ какъ онъ въ широкихъ предѣлахъ не обнаруживаетъ ненормальностей, наблюдающихся у другихъ веществъ.

На таблицѣ, помѣщенной на стр. 55, даны коэффициенты поглощенія въ алюминіи плученій, характеристическихъ для цѣлаго ряда веществъ. Таблица эта взята изъ статьи Баркла.

Было замѣчено выше, что опытъ далъ возможность различить два ряда радіацій и что внутри каждаго ряда способность прониканія характеристической радіаціи правильно возрастаетъ съ вѣсомъ атома, производящаго излученіе. Нѣкоторыя вещества испускаютъ два вида излученія, изъ которыхъ каждый относится къ одному изъ этихъ рядовъ. Для другихъ веществъ наблюдался только одинъ видъ излученія. Какъ показываетъ

Вещество, испускающее лучи.	Атомный вѣсъ.	Поглотимость флуоресцирующаго излученія ($\frac{\chi}{\rho}$ въ алюминіи).		Примѣчаніе.
		Рядъ К	Рядъ L	
		И—Mg	1.008—24.32	
Al.....	27.1	—	—	
S.....	32.07	—	—	Эффектъ флуоресцирующаго излученія наблюдался; измѣреній не сдѣлано.
Ca.....	40.09	435	—	
Cr.....	52	136	—	Значеніе не такое точное, какъ слѣдующія.
Fe.....	55.85	88.5	—	
Co.....	58.97	71.6	—	Легко наблюдалось, и однородность доказана со значительной точностью.
Ni.....	58.68	59.1	—	
Cu.....	(61.3)	47.7	—	Объ атомномъ вѣсѣ см. статью Баркла и Саллера (Phil. Mg. септ. 1907).
Zn.....	65.37	39.4	—	
As.....	74.96	22.5	—	Для Rb опредѣленіе точно.
Se.....	79.2	18.9	—	
Br.....	79.92	16.4	—	Обязано своимъ происхожденіемъ двумъ излученіямъ; общее излученіе является очень перемѣнчивымъ въ опытахъ съ первичнымъ излученіемъ обыкновенной способности прониканія.
Rb.....	85.45	13.7	—	
Sr.....	87.62	9.4	—	Рядъ L по опредѣленъ съ точностью ряда K.
Mo.....	96.0	4.7	—	
Rh.....	102.9	3.1	—	Однородность установить въ точности нельзя, поэтому и поглотимость опредѣлена лишь приблизительно.
Ag.....	107.88	2.5	700	
Sn.....	119.88	1.57	—	Полученныя величія скорѣе слишкомъ велики.
Sb.....	120.2	1.21	435	
I.....	126.92	0.92	306	Полученныя величія скорѣе слишкомъ велики.
Ba.....	137.37	0.8	224	
Co.....	140.25	0.6	—	Полученныя величія скорѣе слишкомъ велики.
W.....	184.0	—	33	
Pt.....	195.0	—	27.5	Полученныя величія скорѣе слишкомъ велики.
Au.....	197.2	—	25	
Pb.....	207.1	—	20	Полученныя величія скорѣе слишкомъ велики.
Bi.....	208	—	19	

экстраполяція, въ послѣднемъ случаѣ нельзя ожидать возможности открыть второй видъ излученія, такъ какъ оно будетъ или такъ жестко, что пройдетъ безъ замѣтнаго дѣйствія черезъ газъ измѣрительной камеры, или, наоборотъ, такъ мягко, что совсѣмъ не достигнетъ этой камеры. Изъ таблицы видно, что въ нашемъ распоряженіи имѣется рядъ излученій очень разнообразныхъ качествъ.

Слѣдующая таблица очень хорошо извѣстна. Она взята изъ статьи Баркла и Садлера (Sadler) и представляется весьма поучительной. (См. табл. на стр. 57).

Эта таблица показываетъ прежде всего, что въ ходѣ коэффиціентовъ поглощенія существуютъ большіе скачки. Если возьмемъ для примѣра силу, съ которой никкель поглощаетъ излученія различныхъ веществъ, мы найдемъ, что она выше извѣстнаго ряда. правильно убываетъ съ возрастаніемъ атомнаго вѣса излучающаго вещества. Въ дѣйствительности она пропорціональна коэффиціенту поглощенія алюминія для тѣхъ же излученій. Коэффиціентъ поглощенія никкелевыхъ лучей меньше всѣхъ прочихъ. Далѣе слѣдуетъ рѣзкій скачокъ, и коэффиціентъ поглощенія для цинковыхъ лучей оказывается впятеро больше, чѣмъ для никкелевыхъ. Съ этого высшаго значенія опять начинается правильное пониженіе. Небольшое вычисленіе покажетъ, что коэффиціентъ поглощенія въ каждомъ веществѣ оказывается приблизительно въ восемь разъ больше, чѣмъ онъ былъ бы, если бы скачокъ отсутствовалъ. Это мы легко увидимъ, если раздѣлимъ коэффиціентъ поглощенія металла на таковой для алюминія, какъ это сдѣлано въ слѣдующей таблицѣ для Ni:

Отношеніе коэффиціентовъ поглощенія различныхъ излученій въ Ni и Al.

Cr	0.949	Cu	1.314
Fe	0.947	Zn	6.7
Co	0.939	As	7.29
Ni	0.953	Se	7.43

Массовые коэффициенты поглощения. (%)

Источники излучения.	Поглотители.										
	C	Mg	Al	Fe	Ni	Cu	Zn	Ag	Su	Pt	Au
Cr	15.3	126.5	136	103.8	129	143	170.5 _c	580.5	713.7	(516.8)	(507+)?
Fe	10.1	80	88.5	66.1	83.8	95.1	112.5	381	472	340	367
Co	7.96	63.5	71.6	67.2	67.2	75.3	91.5	314	392	281	306
Ni.....	6.58	51.8	59.1	314	56.3	61.8	74.4	262	328	236	253
Cu	5.22	41.4	47.7	268	62.7	53.0	60.9	214	272	194	210
Zn	4.26	34.7	39.4	261	265	55.5	50.1	175	225	162.5	178.2
As	2.49	19.3	22.5	134	166	176	203.5	105.3	131.5	105.7	106.1
Se	2.04	15.7	18.9	116.3	141.3	149.8	174.6	87.5	112	93.0	100.0
Ag	0.41	2.2	2.5	17.4	22.7	24.3	27.1	13.3	16.5	56.5	61.4

Измѣненія, которыя мы разсматривали для никкеля, какъ поглотителя, наблюдаются совершенно такъ же и для другихъ веществъ. Тотъ же самый множитель δ повторяется съ нѣкоторой правильностью.

Теперь мы болѣе подробно, чѣмъ было сдѣлано раньше, коснемся того факта, что для возбужденія въ веществѣ характеристическаго лученспускающаго необходимо подѣйствовать на него лучами съ большей способностью прониканія (измѣренной помощью алюминія), чѣмъ та, какой обладаютъ его характеристическіе лучи. Напримѣръ, никкелевые лучи можно возбудить цинковыми или какими-либо другими лучами съ большей способностью прониканія, чѣмъ цинковые, но не никкелевыми лучами или лучами съ еще меньшей способностью прониканія. Они даже не могутъ быть возбуждены мѣдными лучами. Можно считать правдомъ, что лучи вещества A могутъ быть возбуждены лучами вещества B , если B стоитъ по меньшей мѣрѣ двумя мѣстами выше A въ таблицѣ атомныхъ вѣсовъ.

Это поможетъ намъ понять, почему въ нѣкоторыхъ мѣстахъ таблицы коэффиціенты возрастаютъ скачкомъ. Цинковые лучи обладаютъ наименьшей способностью прониканія изъ всѣхъ, способныхъ возбуждать никкелевые лучи, и цинкъ обладаетъ самыми легкими атомами изъ веществъ, лучи которыхъ поглощаются никкелемъ въ большей степени. Внезапное возрастаніе коэффиціента поглощенія и способность возбуждать вторичные лучи появляются вмѣстѣ.

Однако возрастаніе коэффиціента поглощенія во всецѣло завиентъ отъ затраты энергій на возбужденіе вторичнаго излученія. При поглощеніи энергій рентгеновскихъ лучей какимъ-либо веществомъ возникаютъ „катодные лучи“, т.-е. рентгеновскіе лучи приводятъ въ движеніе электроны, которые, беря свое начало въ атомахъ вещества, выбрасываются изъ нихъ со скоростью того же порядка, какую они имѣютъ въ катодныхъ лучахъ рентгеновской трубки,

и разсѣиваютъ свою энергію, производя іонизацію среды, въ которую они проникаютъ ¹⁾. Эту-то іонизацію, возбуждаемую въ газѣ іонизаціонной камеры, мы и измѣряемъ помощью электроскопа. Рентгеновскіе лучи, повидимому, не возбуждаютъ непосредственно іонизацію; роль возбуждителей должны играть катодные лучи. Наиболѣе наглядную иллюстрацію этихъ фактовъ даютъ Уильсоновскіе (C. T. R. Wilson) „туманные картины“, которыя дѣлаютъ видимыми пути іонизирующихъ катодныхъ лучей, при чемъ не видно никакихъ слѣдовъ какой бы то ни было іонизаціи отъ рентгеновскихъ лучей, возбуждающихъ эти катодные лучи ²⁾.

Мы находимъ также, что внезапное возрастаніе коэффициента поглощенія, на которое мы выше обращали вниманіе, сопровождается не только появленіемъ способности возбуждать вторичные лучи, но и возбужденіемъ катодныхъ лучей въ гораздо большемъ количествѣ. Напримѣръ, при прохожденіи рентгеновскихъ лучей характеристическихъ для желѣза, или для никкеля, или для мѣди черезъ никкелевую пластинку наблюдается извѣстное образованіе катодныхъ лучей. Можно легко наблюдать, какъ они выходятъ изъ обѣихъ сторонъ пластинки и проникаютъ въ воздухъ на небольшое разстояніе, въ долю миллиметра. Но если заставить черезъ ту же пластинку проходить цинковые лучи, то можно наблюдать три поразительныя перемѣны: значительно увеличивается поглощеніе, возбуждается характеристическое для никкеля излученіе и въ значительной степени возрастаетъ образованіе

¹⁾ Этотъ вторичный потокъ электроновъ названъ катодными лучами потому, что начальная скорость составляющихъ его электроновъ того же самаго порядка, какъ и электроновъ, составляющихъ катодные лучи рентгеновской трубки. Тѣсною соотношенію между скоростями обонхъ потоковъ электроновъ составляетъ одно изъ замѣчательныхъ и лишь недавно понятыхъ явленій рентгеновскаго излученія. Скорость вторичнаго катоднаго луча обыкновенно нѣсколько меньше, чѣмъ первичнаго, но никогда не больше.

²⁾ Proc. Roy. Soc. 1912.

катодныхъ лучей. Это обстоятельство имѣеть для насъ большое значеніе, что мы сейчасъ и пояснимъ.

Мы должны обратить вниманіе на одно важное явленіе, стоящее въ связи съ поглощеніемъ лучистой энергіи. Найдено, что отношеніе рентгеновскихъ лучей къ веществу совершенно не зависитъ отъ физическаго и химическаго его состоянія. Напримѣръ, коэффиціенты поглощенія не зависятъ отъ температуры. Они также не зависятъ отъ химическаго соединенія, въ которомъ находится данное вещество: напримѣръ, коэффиціентъ поглощенія хлористаго натрія можетъ быть непосредственно опредѣлень изъ коэффиціентовъ поглощенія натрія и хлора, не касаясь вопроса о молекулярномъ составѣ этого вещества.

Весьма интересно посмотрѣть, нарушаются ли новыми опытами эти правила и если нарушаются, то въ какой степени.

Правила, относящіяся къ коэффиціентамъ поглощенія, изложенныя нами, имѣють громадное значеніе для новѣйшихъ изслѣдованій. Если, напр., мы желаемъ измѣрить яркость отраженныхъ рентгеновскихъ лучей помощью іонизаціонной камеры, или фотографической пластинки, или флуоресцирующаго экрана, мы должны принять въ расчетъ, что природа газа въ камерѣ или матеріала пластинки и экрана имѣеть большое вліяніе на чувствительность нашего способа въ различныхъ частяхъ спектра. Сѣрнистый ангидридъ во много разъ больше поглощаетъ лучи обыкновеннаго качества, чѣмъ воздухъ: когда въ іонизаціонной камерѣ заключень этотъ газъ, то іонизація достигаетъ соотвѣтственно большей степени по всему протяженію спектра. При употребленіи бромистаго метила значительно усиливается эффектъ лучей, обладающихъ достаточною способностью прониканія для возбужденія вторичныхъ лучей въ бромъ, и въ то же время вызывается значительное образованіе катодныхъ лучей, а

слѣдовательно, и іонизацин. Въ случаѣ лучей съ меньшей способностью прониканія, испускаемыхъ трубкой съ платиновымъ антикатодомъ, бромистый метилъ оказывается нѣсколько лучше сѣрнистаго ангидрида, но онъ оказывается во много разъ лучше для родіеваго антикатада.

Точно такъ же фотографическая пластинка окажется далеко чувствительнѣе къ такимъ лучамъ, которые въ большей степени поглощаются серебромъ, и тѣмъ самымъ вызываютъ особенно большое количество катодныхъ лучей. По одну сторону рѣзкой пограничной черты стоятъ лучи большей способности пропиканія, эффектъ которыхъ значительно сильнѣе по сравненію съ эффектомъ лучей съ меньшей способностью прониканія, находящихся по другую сторону этой черты. Мы еще вернемся къ этому обстоятельству.

Мы найдемъ еще рядъ случаевъ, когда бываетъ необходимо считаться съ особенностями коэффициентовъ поглощенія.

Мы установили, что рентгеновскіе лучи, проходя черезъ какое-либо вещество, всегда возбуждаютъ катодные лучи и иногда вторичные рентгеновскіе лучи, характеристическіе для даннаго вещества. Существуетъ еще одинъ видъ потери энергін первичныхъ лучей: она можетъ быть „разсѣяна“ безъ превращенія. Это значитъ, что мы можемъ обнаружить рентгеновскіе лучи совершенно одного рода съ первичными, расходящіеся по всѣмъ направлешямъ отъ вещества, пронизываемаго первичными лучами. Относительное количество энергін первичныхъ лучей, разсѣянное такимъ образомъ, мало даже въ томъ случаѣ, если отсутствуетъ характеристическое излученіе и сопровождающее его усиленное образованіе катодныхъ лучей. Въ присутствіи этихъ процессовъ этимъ количествомъ можно совершенно пренебречь.

Насъ это касается въ двухъ отношеніяхъ. Во-первыхъ, первичные лучи разсѣиваются на краяхъ экрановъ и ще-

лей и на другихъ частяхъ спектрометра. Необходимо знать, что практически эффектъ этого разсѣянаго излученія такъ малъ, что имъ можно вполне пренебречь.

Второй пунктъ имѣетъ теоретическое значеніе. Баркла нашелъ, что атомы съ малымъ атомнымъ вѣсомъ разсѣиваютъ энергію излученія пропорціонально своему вѣсу ¹⁾. Съ другой стороны, Краузеръ (Crowther) ²⁾ нашелъ, что этотъ законъ имѣетъ лишь приближенное значеніе, и только для малыхъ атомовъ, но никакъ не для большихъ, разсѣивающихъ сильнѣе, чѣмъ того требуетъ правило Баркла.

Съ другой стороны, мы увидимъ въ послѣдней главѣ, что для объясненія нѣкоторыхъ явленій, описанію которыхъ послѣдуетъ ниже, необходимо допустить, что атомъ сообщаетъ разсѣяннмъ волнамъ амплитуду, пропорціональную своему вѣсу. Такъ какъ энергія волны измѣняется пропорціонально квадрату амплитуды, то здѣсь заключается очевидное расхожденіе между различными опытными данными, которое требуетъ еще своего объясненія.

Все изложенное въ этой главѣ не представляетъ полнаго изложенія явленій, наблюдаемыхъ въ рентгеновскихъ лучахъ. Сказаннаго, однако, достаточно для нашихъ цѣлей.

¹⁾ Phil. Mag., май, 1904.

²⁾ Camb. Phil Soc. Proc., дек. 1, 1911.

ГЛАВА V.

Строеніе кристалловъ.

Атомы и молекулы вещества, составляющіе кристаллъ, расположены въ немъ опредѣленнымъ образомъ. Это расположеніе отличаетъ кристаллъ отъ куска того же вещества въ аморфномъ состояніи. Кристаллы образуются при переходѣ вещества изъ газообразнаго или жидкаго состоянія въ твердое изъ растворовъ и сплавовъ и получаютъ въ видѣ многогранныхъ тѣлъ, ограниченныхъ плоскими гранями. Если атомамъ предоставить возможность располагаться самимъ, то они принимаютъ совершенно правильное геометрическое расположеніе. Каждое химическое соединеніе характеризуется особою формою кристалловъ, по которой во многихъ случаяхъ оно можетъ быть опредѣлено.

Кристаллы распределяются въ системы и классы по признакамъ ихъ внѣшней формы. До самаго послѣдняго времени ничего опредѣленнаго не было извѣстно относительно внутренняго строенія кристалловъ, хотя былъ предложенъ рядъ теорій съ цѣлью объяснить внѣшнюю форму кристалла расположеніемъ атомовъ.

Тѣмъ не менѣе оказалось возможнымъ, ничего не зная о дѣйствительномъ строеніи кристалловъ, вывести геометрическіе законы, долженствующіе лежать въ основѣ этого строенія, исходя лишь изъ того предположенія, что атомы должны однообразно располагаться въ простран-

ствѣ, образуя такъ пазываемыя „правильныя системы точекъ“. Мы можемъ различными способами составить такія правильныя системы точекъ и распредѣлить полученныя системы по классамъ. При этомъ важно замѣтить, что полученная классификація совершенно совпадаетъ съ той, въ которую мы распредѣляемъ кристаллы по ихъ внѣшней формѣ. Въ настоящее время геометрическія теоріи строенія кристалловъ представляютъ изъ себя нѣчто вполне законченное, и дальнѣйшіе шаги должны заключаться въ экспериментальномъ изслѣдованіи строенія дѣйствительныхъ кристалловъ.

Пусть намъ дана какая-нибудь кристаллическая структура. Постараемся распредѣлить составляющіе ее атомы въ малыя группы. Группы эти должны быть одинаковы и содержать возможно меньшее число атомовъ, рассчитанное такъ, чтобы весь кристаллъ можно было построить изъ этихъ группъ, прикладывая ихъ одна къ другой въ согласномъ положеніи. Выбравъ внутри каждой группы по одинаковой точкѣ, напр., центры одинаковыхъ атомовъ, мы можемъ воспользоваться этими точками для опредѣленія относительнаго положенія группъ. Обращая вниманіе только на выбранныя точки и оставляя въ сторонѣ всѣ прочіе атомы, окружающіе эти точки, мы получимъ въ пространствѣ рядъ точекъ, представляющій основу всего строенія кристалла. Такіе ряды точекъ имѣютъ огромное значеніе въ теоріи строенія кристалловъ и извѣстны подъ названіемъ „пространственныхъ рѣшетокъ“.

Для того, чтобы точки въ пространствѣ могли образовывать одну изъ этихъ пространственныхъ рѣшетокъ, онѣ должны удовлетворять извѣстнымъ условіямъ. Такъ какъ точки были выбраны одинаковымъ образомъ въ каждой единичной группѣ системы точекъ, то отсюда слѣдуетъ, что каждая изъ выбранныхъ точекъ должна быть одинаково расположена по отношенію ко всѣмъ остальнымъ: каждая точка имѣетъ своихъ сосѣдокъ по одинаковымъ

направленіямъ и на одинаковыхъ разстояніяхъ. Всѣ способы построить расположеніе точекъ въ пространствѣ, удовлетворяющіе этому условію, могутъ быть сведены къ слѣдующему. Пространство дѣлится тремя рядами параллельныхъ плоскостей на параллелепипедальныя ячейки. Плоскости, принадлежащія къ одному и тому же ряду, отстоятъ другъ отъ друга на равныхъ разстояніяхъ, но эти разстоянія неодинаковы для всѣхъ трехъ рядовъ плоскостей, и плоскости различныхъ рядовъ могутъ образовывать другъ съ другомъ любые углы. Любая точка, въ ко-

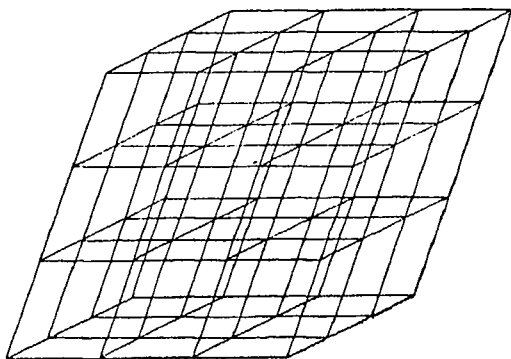


Рис. 14.

торой пересѣкаются три плоскости, удовлетворяетъ поставленному выше условію. Точки, въ которыхъ пересѣкаются плоскости рѣшетки, называются также „узлами“ пространственной рѣшетки.

Положимъ, что рис. 14 изображаетъ пространственную рѣшетку, лежащую въ основѣ измѣреннаго нами кристалла. Ясно, что направленіе каждой грани кристалла определено лишь рѣшеткой, а не правильной системой точекъ, т.-е. не тѣмъ, какъ расположены атомы вокругъ узловъ рѣшетки. Грани кристалла соответвуютъ различнымъ плоскостямъ, проходящимъ черезъ узлы рѣшетки (ср. рис. 2). Напримѣръ, на рис. 15 изображено нѣсколько

ячеекъ рѣшетки, и узлы рѣшетки, лежащiе въ грани ABC , представлены черными кружками. Эти узлы образуютъ такъ называемую сѣтчатую плоскость рѣшетки, такъ какъ они располагаются въ этой плоскости въ видѣ узловъ сѣтки съ параллелограмматическими клѣтками.

Узлы пространственной рѣшетки могутъ быть распределены въ параллелепипеды различными способами, изъ которыхъ лишь одинъ представленъ на рис. 14. Положимъ, что мы выбрали какой-нибудь изъ этихъ способовъ. Мы назовемъ направленiя реберъ параллелепипедовъ *осями*

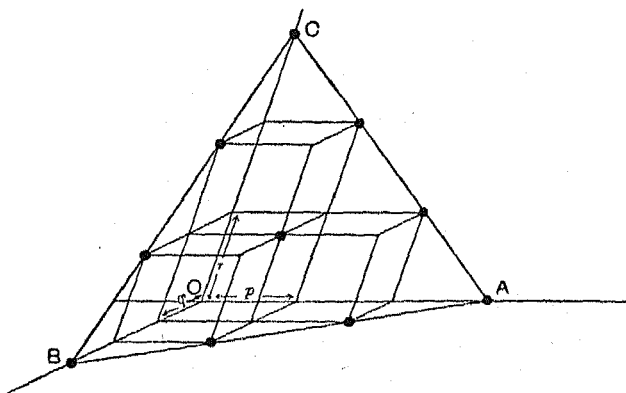


Рис. 15.

кристалла ¹⁾. Все грани кристалла могутъ быть отнесены къ этимъ осямъ и получить соответственные обозначенiя. Для этого поступаемъ слѣдующимъ образомъ.

На рис. 15 мы начертили типичную плоскость ABC , содержащую въ себѣ рядъ узловъ. Пусть O будетъ исходный узелъ—начало, а OA , OB , OC прямыя, параллельныя осямъ кристалла. Плоскость ABC отсѣкаетъ на осяхъ отрѣзки OA , OB , OC , и если мы будемъ знать отношенiе этихъ отрѣзковъ, то мы будемъ знать и положенiе плоскости ABC . Назвавъ ребра параллелепи-

¹⁾ Выбранныя такимъ образомъ оси кристалла всегда будутъ параллельны дѣйствительнымъ или возможнымъ ребрамъ кристалла.

педовъ черезъ p , q , r , мы найдемъ, что отношенія $\frac{OA}{p}$, $\frac{OB}{q}$ и $\frac{OC}{r}$ должны быть цѣлыми числами. Мы поэтому можемъ написать:

$$\frac{OA}{p} : \frac{OB}{q} : \frac{OC}{r} = N_1 : N_2 : N_3,$$

гдѣ N_1 , N_2 и N_3 цѣлыя числа. Обративъ наши отношенія, мы получимъ:

$$\frac{p}{OA} : \frac{q}{OB} : \frac{r}{OC} = N_2 N_3 : N_1 N_3 : N_1 N_2,$$

гдѣ произведенія, стоящія направо, тоже цѣлыя числа. Эти-то числа и употребляются кристаллографами, когда они желаютъ обозначить какую-либо грань кристалла. Они называются „показателями“ этой грани и обозначаются буквами h , k , l , такъ что

$$\frac{p}{OA} : \frac{q}{OB} : \frac{r}{OC} = h : k : l.$$

Показатели грани, написанные рядомъ и заключенные въ скобки, образуютъ „символь“ грани (hkl). Въ частности для грани, изображенной на рис. 15:

$$\frac{OA}{p} = \frac{OB}{q} = \frac{OC}{r},$$

и грань получаетъ символъ (111). Отрѣзки, отсѣкаемые этой гранью на осяхъ, пропорціональны ребрамъ элементарнаго параллелепипеда. Отношенія этихъ реберъ поэтому называются „осевыми отношеніями“ кристалла. Осевыя отношенія обозначаются символомъ $a : b : c$. Принимая b за единицу, можно написать

$$a : b : c = a : 1 : c = p : q : r.$$

Въ случаѣ дѣйствительнаго кристалла отношенія $a : b : c$ и углы между осями (осевые углы) опредѣляются изъ измѣренія взаимнаго наклона граней кристалла. Суще-

стуетъ извѣстный произволъ въ выборѣ осей кристалла. Этотъ выборъ дѣлается такъ, чтобы важныя грани кристалла получили наиболѣе простые обозначенія. Выбравъ

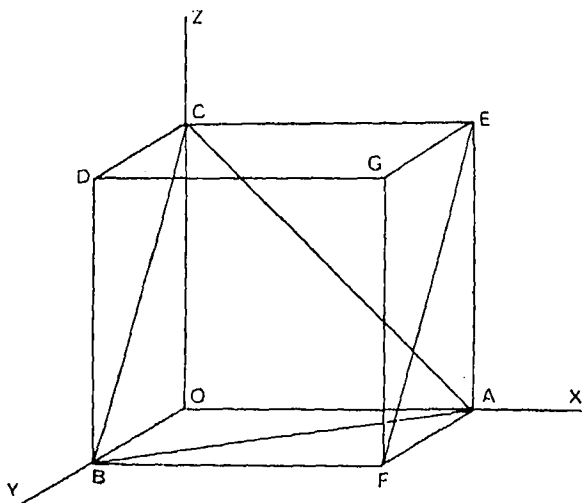


Рис. 16.

надлежащимъ образомъ оси кристалла и обозначивъ какую-нибудь хорошо развитую грань, порежѣкающую всѣ три оси, символомъ (111) , мы опредѣлимъ осевыя отношенія $a : b : c$, какъ отношеніе отрѣзковъ, отсѣкаемыхъ на осяхъ нашею гранью. Мы затѣмъ приступимъ къ опредѣленію показателей всѣхъ другихъ граней кристалла, и нетрудно сообразить на основаніи сказаннаго, что всѣ эти грани получаютъ показатели h, k, l , которые будутъ цѣлыя числа.

Приведемъ въ примѣръ обозначеніе граней кристалла кубической системы. Такой кристаллъ обладаетъ тремя равными осями, образующими прямыя углы. Эти оси на рис. 16 обозначены OX, OY, OZ . Если кристаллъ ограниченъ гранью, параллельною къ $EFGA$, эта грань получитъ обозначеніе (100) . Такъ какъ грань параллельна двумъ осямъ, то отрѣзки на этихъ осяхъ бесконечно ве-

лики, такъ что отношеніе отрѣзковъ на всѣхъ трехъ осяхъ напишется:

$$OA : \infty : \infty,$$

а въ обращенномъ видѣ

$$\frac{1}{OA} : \frac{1}{\infty} : \frac{1}{\infty} = 1 : 0 : 0.$$

Грань $CEFB$ параллельна оси X и отрѣкаетъ равные отрѣзки на осяхъ Y и Z . Она получаетъ символъ (011) . Грань ABC отрѣкаетъ равные отрѣзки на всѣхъ трехъ осяхъ и обозначится (111) . Кристаллъ съ двухъ противоположныхъ сторонъ можетъ быть огранченъ гранями, параллельными ABC . Мы различимъ эти грани, назвавъ одну $(+1, +1, +1)$ или просто (111) , а другую $(-1, -1, -1)$ или короче $(\bar{1} \bar{1} \bar{1})$. Если весь кристаллъ находится по ту же сторону отъ ABC , по какую находится и начало O на рис. 16, то эта грань обозначится черезъ (111) ; противоположная грань обозначается черезъ $(\bar{1} \bar{1} \bar{1})$.

Возвратимся къ пространственной рѣшеткѣ. Въ общемъ случаѣ три стороны элементарнаго параллелепипеда на рис. 14 могутъ быть любой длины и образовать другъ съ другомъ любые углы. Въ особомъ случаѣ эти три стороны равны другъ другу и образуютъ другъ съ другомъ пря-

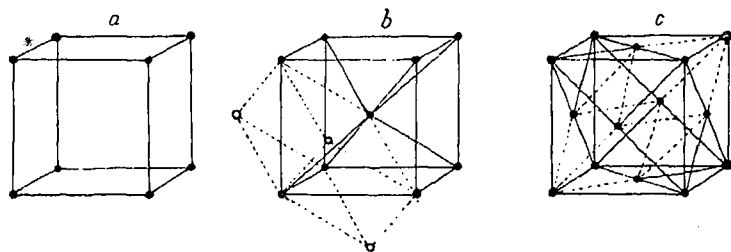


Рис. 17.

мые углы. Въ такомъ случаѣ параллелепипедъ становится кубомъ, какъ на рис. 17(a). Кристаллъ, построенный на такой рѣшеткѣ, будетъ обладать кубическимъ характе-

ромъ, т.-е. опъ можетъ быть отнесенъ къ тремъ равнымъ прямоугольнымъ осямъ. Мы говоримъ, что опъ принадлежитъ къ кубической системѣ кристалловъ. Однако, рассматривая всѣ способы, какими точки могутъ быть собраны въ пространственную рѣшетку, мы находимъ еще два, которые могутъ быть также отнесены къ кубической системѣ, хотя ихъ элементарные параллелепипеды, обозначенные на рис. 17(*b*) и (*c*) пунктиромъ, не будутъ кубы. Въ одной изъ этихъ рѣшетокъ можно расположить узлы по вершинамъ и въ центрѣ куба, а въ другой—по вершинамъ и въ центрахъ граней куба.

Надо помнить, что рисунки представляютъ лишь единичныя части рѣшетки, сами же рѣшетки образуются безконечнымъ числомъ такихъ единицъ, сопоставленныхъ рядомъ по всѣмъ направлениямъ въ пространствѣ. Ясно, что (*b*) и (*c*) совершенно также обладаютъ симметрией куба, какъ и (*a*). Не столь ясно, что въ (*b*) и (*c*) всѣ узлы одинаковы, но это именно такъ. Если мы, напр., представимъ себѣ всю рѣшетку, состоящую изъ единицъ (*b*), то намъ станетъ ясно, что различіе между вершинами и центрами кубовъ совершенно произвольно: эти точки во всѣхъ отношеніяхъ одинаковы.

Ближайшее изслѣдованіе показываетъ, что этими тремя случаями ограничиваются виды рѣшетокъ, относящихся къ кубической системѣ. Эти случаи называются кубической рѣшеткой, центрированной кубической рѣшеткой и кубической рѣшеткой съ центрированными гранями.

Кубическія рѣшетки обладаютъ извѣстными, характеристическими для нихъ элементами симметріи, которые мы и рассмотримъ.

Рис. 18 изображаетъ элементъ кубической рѣшетки. Прямая *P*, проведенная черезъ центръ куба параллельно ребру куба, называется осью симметріи четвертаго порядка или тетрагональною, также четверною осью. При поворотѣ на четверть оборота около этой оси, вся рѣшетка

совмѣщается сама съ собою, т.-е. приходитъ въ положеніе, ничѣмъ не отличное отъ первоначальнаго. Прямая OG есть ось симметріи третьяго порядка. Она называется также тригональною или тройною осью. Поворотъ на $2\pi/3$, т.-е. на треть оборота, есть поворотъ совмѣщенія. Прямая BE есть ось симметріи второго порядка, иначе—дигональная или двойная ось симметріи.

Существуетъ еще другой родъ симметріи, характеризующій рѣшетку. Плоскость $EFBC$ такова, что точки по одну ея сторону являются какъ бы отраженіемъ точекъ, находящихся по другую сторону. Она называется плоскостью симметріи. $HLMN$ есть такая же плоскость.

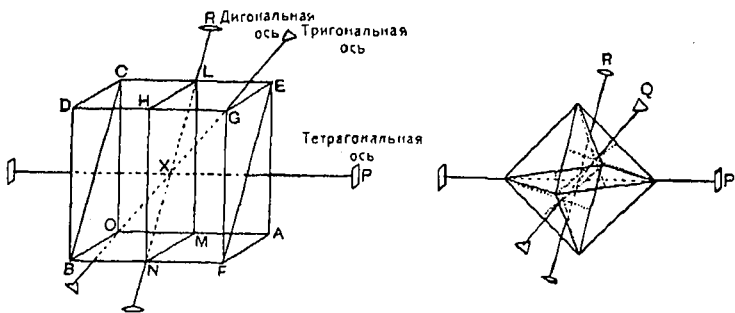


Рис. 18.

Наконецъ, центръ куба есть его центръ симметріи. Каждой точкѣ структуры отвѣчаетъ другая, такая же точка, лежащая по другую сторону центра симметріи, на равномъ съ нею разстояніи, при чемъ обѣ точки и центръ находятся на одной прямой. Такіе же центры симметріи всей рѣшетки находятся во всѣхъ вершинахъ куба.

Существуютъ еще и другія плоскости и осп, расположенныя иначе въ рѣшеткѣ, но для нашей цѣли достаточно и указанныхъ.

Предположимъ, что кристаллъ построенъ по типу одной изъ рѣшетонокъ кубической системы. Въ простѣйшемъ слу-

чаѣ каждому узлу рѣшетки отвѣчаетъ одинъ атомъ какаго-нибудь химическаго элемента. Чтобы избѣжать усложненій, мы допустимъ, что атомъ изотропенъ, т.-е. что его свойства одинаковы по всѣмъ направленіямъ въ пространствѣ. Если кристаллъ имѣетъ возможность свободно расти въ идеальныхъ условіяхъ, то онъ приметъ видъ, требуемый симметрией пространственной рѣшетки, лежащей въ основаніи его строенія ¹⁾.

Если грань (100) вырастаетъ на нѣкоторую величину, то грани (010) и (001) вырастутъ на ту же величину, ибо онѣ равны по симметріи грани (100). Кристаллъ приметъ форму куба. Если вмѣсто этого на кристаллѣ развивается преимущественно грань (111), то по требованію симметріи, на ряду съ нею развиваются въ той же мѣрѣ грани (11 $\bar{1}$), (1 $\bar{1}$ 1) . . . ($\bar{1}$ 1 $\bar{1}$), и кристаллъ получаетъ видъ октаэдра.

Если на кристаллѣ присутствуютъ грани лишь одного рода, какъ грани (100), (010), (001) или (111), (1 $\bar{1}$ 1) . . . ($\bar{1}$ 1 $\bar{1}$), или (112), (121), ($\bar{1}$ 12) . . ., то совокупность граней этого рода образуетъ одну кристаллическую простую форму.

Простая форма, какъ совокупность граней, объединенныхъ въ одно цѣлое условіями симметріи, обозначается символами съ волнистыми скобками: {100}, {111}, {112} и т. п. На кристаллѣ могутъ одновременно присутствовать грани нѣсколькихъ простыхъ формъ. Тогда говорятъ, что кристаллъ представляютъ „комбинацію“ этихъ простыхъ формъ. Напримѣръ, простая форма куба {100} можетъ показывать на своихъ углахъ треугольныя площадки граней октаэдра {111}, а на ребрахъ—плоскости граней ромбическаго додекаэдра {110}. Кристаллъ будетъ представлять комбинацію перечисленныхъ трехъ простыхъ формъ {100},

¹⁾ Эти условія достижимы лишь тогда, если устранить вліяніе силы тяжести кристалла на ростъ, заставляя кристаллъ расти во вращающихся кристаллизаторахъ. См. G. Wulff, *Zeit. für Krystallographie*, т. 34, 1901., а также „Природа“, 1915, стр. 1901.

{110} и {111}. Надо отмѣтить одну отличительную черту кристалловъ: всѣ простыя формы, встрѣчающіяся на одномъ и томъ же кристаллѣ, обладаютъ симметрией его рѣшетки. Положимъ, на примѣръ, что рис. 18 представляетъ не кубъ рѣшетки, а дѣйствительный, цѣльный кристаллъ, выросшій въ видѣ совершеннаго куба, благодаря особымъ благоприятнымъ стеченіямъ условій роста. Рядомъ съ нимъ пусть будетъ кристаллъ, выросшій въ видѣ октаэдра. Легко убѣдиться, что октаэдръ обладаетъ той же симметрией, какъ и кубъ—тѣ же плоскости и оси симметріи центръ симметріи. Хотя обѣ формы кристалла, повидимому, несходны, однакоже онѣ обѣ принадлежать къ той же „кубической системѣ“. Въ дѣйствительности, ни одинъ кристаллъ не образуетъ геометрически совершенныхъ фигуръ, такъ какъ условія, въ которыхъ обыкновенно растутъ кристаллы, служатъ источникомъ многихъ неправильностей роста. Нѣкоторыя грани октаэдра могутъ выйти больше другихъ, но такъ какъ эти грани октаэдра являются въ результатѣ кубической структуры кристалла, онѣ образуютъ другъ съ другомъ одни и тѣ же углы, по которымъ октаэдръ и узнается.

Каждый элементъ симметріи пространственной рѣшетки находится также и въ кристаллѣ. Пространственная рѣшетка, по которой въ кристаллѣ располагаются атомы, обладаетъ безконечнымъ числомъ осей, плоскостей и центровъ симметріи, которые всѣ, такъ сказать, воплощены въ рѣшѣткѣ. На примѣръ, рѣшетки, изображенныя на рис. 17 (a), (b), (c), обладаютъ осями симметріи четвертаго порядка, совпадающими со всѣми ребрами всѣхъ элементарныхъ кубовъ рѣшетки и проходящими черезъ центры всѣхъ этихъ кубовъ. Въ результатѣ на кристаллѣ мы наблюдаемъ лишь опредѣленное число осей, а именно три оси симметріи четвертаго порядка, параллельныя тремъ ребрамъ куба. Такимъ же образомъ онѣ обладаетъ четырьмя осями симметріи третьяго порядка, перпендикулярными къ гранямъ

{111}, тремя плоскостями симметріи, параллельными гранямъ куба {100}, шестью плоскостями симметріи, параллельными гранямъ ромбическаго додекаэдра {110} и шестью осями симметріи второго порядка, перпендикулярными къ гранямъ этой послѣдней формы. Такъ какъ въ рѣшеткѣ есть центры симметріи во всѣхъ вершинахъ и центрахъ кубическихъ ячеекъ, то весь кристаллъ обладаетъ центромъ симметріи. Каждому роду осей симметріи рѣшетки соотвѣтствуетъ въ кристаллѣ одна ось симметріи ¹⁾.

Вотъ важнѣйшіе элементы симметріи ²⁾. Ихъ присутствіе въ кристаллѣ дѣлаетъ невозможнымъ появленіе случайныхъ формъ, не находящихся въ зависимости отъ симметріи. Ученіе о симметріи кристалловъ достигло въ настоящее время высокой степени совершенства. Однимъ изъ важнѣйшихъ результатовъ этого ученія является выводъ, что число случаевъ симметріи кристалловъ не безпредѣльно, а наоборотъ, весьма невелико и притомъ строго определенно; этихъ случаевъ 32. Всѣ они предвидѣны теоріей симметріи и строенія кристалловъ. Остается не найденнымъ въ природѣ лишь одинъ изъ этихъ тридцати двухъ случаевъ или, какъ ихъ называютъ, классовъ кристалловъ, остальные же тридцать одинъ всѣ найдены и стоятъ въ полномъ соотвѣтствіи съ теоріей. Эти классы кристалловъ выведены строго математически изъ того

1) Представленный авторами очеркъ симметріи по полнотѣ и по отличаетъ современному состоянію ученія о симметріи, хотя онъ и недостаточенъ для цѣлей авторовъ. Болѣе полный очеркъ современнаго ученія о симметріи читатель можетъ найти въ книжкѣ переводчика „Симметрія и ея проявленіе въ природѣ“. Изд. Сытина, Москва, 1909 г.

Пер.

2) Здѣсь переводчику пришлось отступить нѣсколько отъ оригинала. Въ оригиналѣ сказано, что кристаллы дѣлятся по симметріи на шесть системъ, а системы на классы. Это не точно. Основываясь на свойствахъ симметріи, мы приходимъ къ выводу классовъ кристалловъ, а не системъ. Для удобства же описанія и вычисленія кристалловъ, мы всѣ 32 класса распредѣляемъ въ системы, число которыхъ неопредѣленно—шесть или семь. Таблица системъ, приведенная ниже, также нѣсколько измѣнена переводчикомъ для приданія характеристикѣ системъ большей точности.

Пер.

общаго положенія, что въ основѣ строенія кристалла лежить пространственная рѣшетка, и что эта рѣшетка всегда обладаетъ симметрией. Отдѣльные классы кристалловъ собираются въ нѣсколько группъ, называемыхъ кристаллическими системами. Обыкновенно насчитываютъ шесть системъ, хотя тутъ есть мѣсто извѣстному произволу. Мы приведемъ характеристику этихъ системъ.

Кубическая система. Кристаллы могутъ быть отнесены къ тремъ равнымъ прямоугольнымъ осямъ. Всѣ кристаллы этой системы обладаютъ четырьмя осями симметріи третьяго порядка.

Тетрагональная система. Кристаллы могутъ быть отнесены къ тремъ прямоугольнымъ осямъ, изъ которыхъ двѣ равны, третья ось можетъ быть осью симметріи или четвертаго, или второго порядка.

Ромбическая система. Кристаллы могутъ быть отнесены къ тремъ неравнымъ прямоугольнымъ осямъ, одна изъ которыхъ всегда служитъ осью симметріи второго порядка.

Гексагональная система. Кристаллы могутъ быть отнесены къ четыремъ осямъ, три изъ которыхъ равны, лежатъ въ одной плоскости и образуютъ между собою углы въ 60° . Четвертая ось перпендикулярна къ предыдущимъ и является осью симметріи или третьяго, или шестого порядка.

Моноклиническая система. Кристаллы могутъ быть отнесены къ тремъ неравнымъ осямъ, изъ которыхъ двѣ заключаютъ между собой косою уголъ, третья перпендикулярна къ нимъ обѣимъ.

Триклиническая система. Кристаллы могутъ быть отнесены къ тремъ неравнымъ и непрямоугольнымъ осямъ.

Какъ выше было сказано, системы раздѣляются на классы, изъ которыхъ каждый характеризуется совершенно опредѣленной симметрией. Всѣ три пространственные рѣшетки, изображенныя на рис. 17, относятся къ кубической системѣ и обладаютъ одними и тѣми же эле-

ментами симметріи. Опѣ поэтому не даютъ никакого критерія, къ какому классу относится кристаллъ, ими опредѣляемый. Для опредѣленія симметріи отдѣльнаго класса, необходимо принять во вниманіе рѣположеніе атомовъ вокругъ каждаго узла рѣшетки, и симметрія всей структуры опредѣлится тогда симметрией каждой маленькой единицы этой структуры.

Модель о двухъ измѣреніяхъ покажетъ намъ ближе сущность дѣла.

Рис. 19(*a*) изображаетъ часть кристалла ¹⁾ въ сѣченіи плоскостью, перпендикулярной къ оси четвертаго порядка. Линіи *LL* и *MM* являются линіями симметріи. Пространственная рѣшетка, лежащая въ основаніи этой структуры, изображена на рис. 19(*d*). Она обладаетъ тѣми же элементами симметріи и можетъ быть названа типичной рѣшеткой тетрагональной системы въ двухъ измѣреніяхъ. На рис. 19(*c*) изображена другая структура кристалла, построенная на той же рѣшѣткѣ, а потому принадлежащая къ той же тетрагональной системѣ. Здѣсь группы изъ четырехъ малыхъ атомовъ нѣсколько повернуты въ одну сторону, что можетъ зависѣть отъ условій взаимнаго равновѣсія атомовъ. Ясно, что теперь кристаллъ болѣе не симметриченъ относительно линіи *LL*, и *MM*. Онъ сохранилъ лишь центр симметріи, имѣвшійся и въ структурѣ (*a*). Оба кристалла (*a*) и (*c*) принадлежатъ къ двумъ отдѣльнымъ классамъ тетрагональной системы: классъ (*a*) характеризуется присутствіемъ оси четвертаго порядка и двухъ линій симметріи *LL* и *MM*, тогда какъ классъ (*c*) обладаетъ лишь осью четвертаго порядка. Можно указать еще на другія возможные расположенія атомовъ по такой же квадратной рѣшѣткѣ, напр., на изображенное на рис. 19(*b*), но на этомъ чертежѣ видно, что если рѣшетка этого расположенія и относится къ квадратной

¹⁾ Кружки изображаютъ атомы вещества кристалла.

системъ, то это только простое совпаденіе ¹⁾. Было бы болѣе естественно, чтобы вертикальные и горизонтальные размѣры фигуры были неодинаковы. Въ другихъ приведенныхъ случаяхъ на фигурахъ видны основанія, почему оба измѣренія должны быть равны между собою. Приведенныя соображенія показываютъ, что къ одной и той же кристаллической системѣ могутъ относиться и въ дѣй-

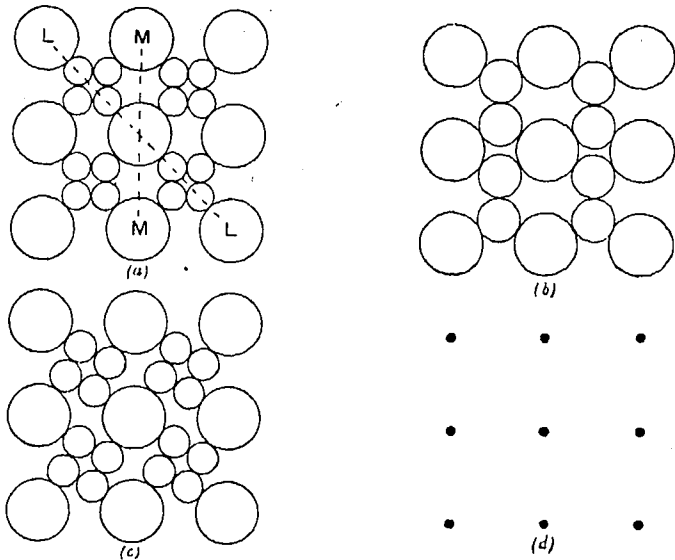


Рис. 19.

ствительности относятся различные классы кристалловъ. Въ частности къ кубической системѣ относятся пять, къ тетрагональной системѣ—семь, къ гексагональной—двѣнадцать, къ ромбической—три, къ моноклинической—три и къ триклинической—два класса кристалловъ.

¹⁾ Переводчикъ здѣсь не можетъ согласиться съ авторами. Выше въ примѣчаніи было указано, что авторы не изложили ученія о симметріи въ достаточно подномъ и совершенномъ видѣ. Они ничего не сказали о такъ называемой сложной симметріи. Если принять во вниманіе этотъ родъ симметріи, то не будетъ никакой случайности въ томъ, что въ основѣ рис. 19(b) лежитъ квадратная рѣшетка.

Результаты, полученные со спектрометромъ для рентгеновскихъ лучей, даютъ намъ возможность открыть, какъ пространственную рѣшетку, по которой располагаются атомы въ кристаллѣ, такъ и способъ, по которому атомы группируются вокругъ узловъ рѣшетки. Различные случаи, которые мы вскорѣ разберемъ, дадутъ намъ очень ясную картину того, какимъ образомъ симметрiя группъ атомовъ въ кристаллѣ опредѣляетъ симметрiю кристалла, какъ цѣлаго. Какъ показано на рис. 19(c), группы атомовъ могутъ быть расположены такъ, что остается лишь часть элементовъ симметрiи, тѣмъ не менѣе кристалъ не выходитъ изъ предѣловъ той же системы, въ данномъ случаѣ тетрагональной. Распредѣленiе атомовъ въ кристаллахъ такъ долго служило лишь предметомъ отвлеченныхъ спекуляціи, что особенно интересно найти дѣйствительные примѣры такого распредѣленiя. Оказывается, теперь это, лежитъ уже въ нашей власти.

ГЛАВА VI.

Спектры рентгеновскихъ лучей.

Обратимся теперь къ тѣмъ свѣдѣніямъ, какія даютъ намъ новые методы о составѣ излученія, исходящаго изъ рентгеновской трубки. Какъ выше было сказано, вещество испускаетъ свои характеристическіе рентгеновскіе лучи подѣ влияніемъ бомбардировки его катодными лучами достаточной скорости. Поэтому мы должны ожидать, что вещество бомбардируемаго антикатада трубки присоединяетъ свои характеристическіе лучи къ общему потоку излученія. Это такъ и есть на самомъ дѣлѣ: спектрометръ разлагаетъ излученіе въ болѣе или менѣе непрерывный спектръ, на фонѣ котораго съ большей или меньшей ясностью выдѣляются однородные пучки съ опредѣленной длиной волны. Возможно, что сплошная часть спектра можетъ быть еще разложена на отдѣльныя „линіи“, но до сихъ поръ этого никакими способами нельзя было сдѣлать.

Первоначальныя измѣренія, сдѣланныя со спектрометромъ, въ сущности сводились къ такому анализу излученія трубки. Кривыя на рис. 20, взятая изъ оригинальной статьи, показываютъ измѣненіе яркости съ величиной угла отраженія, считаемаго отъ плоскости отраженія. Трубка была обычнаго типа, съ платиновымъ антикатодомъ. Поэтому естественно предположить, что спеціальныя лучи, видимыя на чертежахъ въ видѣ „вершинъ“, составляютъ характеристическое излученіе платины. Это

подтверждается различными доказательствами. Интересно рассмотреть природу и степень точности этихъ доказательствъ.

Прежде всего необходимо было убѣдиться въ томъ, что характеристическіе лучи принадлежать антикатоде, а не кристаллу. Это легко рѣшить, мѣняя какъ тотъ, такъ и другой изъ предполагаемыхъ источниковъ этихъ лучей. Мѣняя кристаллъ и пробуя по очереди пиритъ, желтую

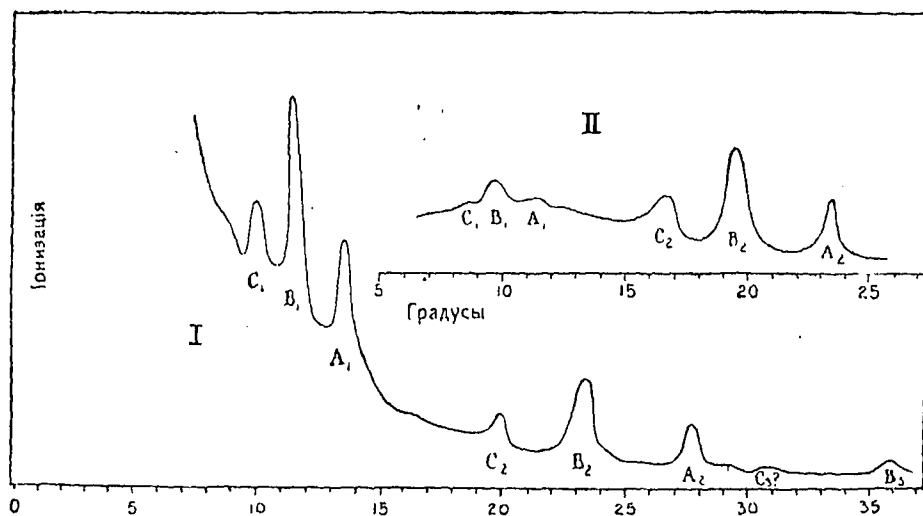


Рис. 20. I. Каменная соль (100). II. Каменная соль (111).

синильную соль, плавиковый шпатъ, сенъетову соль и другіе кристаллы, мы увидимъ въ тѣхъ же мѣстахъ кривой ту же группу вершинъ, той же самой относительной величины (см., впрочемъ, стр. 194). Одна лишь общая сила отраженія, повидимому, зависитъ отъ природы кристалла.

Но когда мѣнялась трубка, и антикатадами оказывались различныя вещества, спектръ совершенно мѣнялся. Вольфрамовая трубка дала слабую линію подъ угломъ отраженія въ 12.9° на каменной соли. Это была плохая трубка, какъ мы теперь знаемъ, спектръ вольфрама похожъ на спектръ платины, такъ что наблюдаемая линія была

лишь самая яркая изъ всего ряда ливій этого металла. Другая трубка была съ никкелевымъ антикатодомъ и дала линію на 17.2° .

Эти опыты ясно показываютъ, что спеціальныя лучи характеристичны для антикатада, но не для кристалла.

Затѣмъ слѣдовало убѣдиться въ томъ, что эти лучи дѣйствительно представляютъ изъ себя характеристическія лучи Баркла, хотя въ этомъ не могло быть большого сомнѣнія. Баркла опредѣляетъ эти лучи ихъ коэффициентомъ поглощенія (стр. 57) въ различныхъ веществахъ и въ особенности въ алюминіи. Для самой яркой части спеціальныхъ лучей платиновой трубки (рис. 20, вершина *B*) была найдена величина коэффициента поглощенія въ алюминіи, равная 24; при этомъ оказалось, что лучи однородны, такъ какъ эта величина не измѣняется съ толщиной экрана. Баркла далъ 27.5 для величины коэффициента поглощенія, найденнаго обычнымъ способомъ (стр. 55). Согласіе обѣихъ величинъ довольно удовлетворительно. Болѣе того, коэффициентъ абсорбціи тѣхъ же лучей въ различныхъ другихъ металлахъ—серебрѣ, мѣди, никкелѣ и т. д.—получился надлежащей величины¹⁾. Такимъ образомъ стало ясно, что наблюдаемыя явленія должны были быть описаны, какъ спектры характеристическихъ рентгеновскихъ лучей.

Повтореніе трехъ сходныхъ, но меньшихъ вершинъ на двойномъ по сравненію съ первымъ угломъ (вѣрнѣе, на уголъ съ двойнымъ синусомъ противъ прежняго) стояло въ совершенномъ согласіи съ вышеприведеннымъ апализмомъ (стр. 31). Однородное излученіе съ длиной волны λ должно отражаться отъ кристаллическихъ плоскостей съ взаимнымъ разстояніемъ d подъ угломъ θ согласно уравненію $n\lambda = 2d \sin \theta$, гдѣ n принимаетъ значеніе ряда послѣдовательныхъ цѣлыхъ чиселъ. Вершины A_2, B_2, C_2 составляютъ

1) Proc. Royal Soc. 88, стр. 434.

отраженіе второго порядка, получаемое при $n = 2$. Видны также слѣды третьяго порядка B_3C_3 . Равнымъ образомъ, отшлифовавъ на кристаллѣ каменной соли плоскость, параллельную октаэдрической грани (111), мы увидимъ вершины при углахъ отраженія, отличающихся отъ угловъ на грани (100), но согласныхъ съ теоріей. Взаимныя разстоянія атомныхъ плоскостей, параллельныхъ грани (111) кубическаго кристалла, стоятъ къ разстояніямъ плоскостей, параллельныхъ (100) въ отношеніи, содержащемъ множитель $\sqrt{3}$ (стр. 102): это отношеніе можетъ быть, напр., $\frac{1}{2} \sqrt{3}$ или $\frac{1}{4} \sqrt{3}$. Уголъ самага сильнаго отраженія вершины B на грани (111) былъ $20^{\circ}6'$, уголъ отраженія на грани (100) былъ $11^{\circ}33'$. Синусы этихъ угловъ равны 0.344 и 0.200 и относятся между собою приблизительно, какъ $\sqrt{3}$ къ 1.

Эти и другія совпаденія вычисленій съ данными опыта показали, что характеристическія рентгеновскія излученія состоятъ изъ ряда однородныхъ лучей. Прѣжніе методы анализа, основанные на опредѣленіи коэффиціентовъ абсорбціи лучей, разумѣется, были неспособны разложить характеристическое излученіе каждаго вещества на его отдѣльныя составныя части. Теперь стало ясно, что характеристическіе лучи для различныхъ веществъ состоятъ не изъ одной однородной части, но изъ нѣсколькихъ такихъ частей. Точность, съ которой могла быть опредѣлена каждая составная часть, показывала, что каждый простой лучъ, выходя изъ трубки, содержитъ длинный рядъ слѣдующихъ другъ за другомъ волнъ и имѣетъ длину волны, которую можно точно измѣрить.

Какъ только было сдѣлано удовлетворительное опредѣленіе строенія нѣкоторыхъ кристалловъ—первыми были изслѣдованы кристаллы, принадлежащія къ ряду каменной соли (стр. 104)—стали возможны абсолютныя измѣренія длины волны рентгеновскихъ лучей.

Это открыло путь къ другому, весьма удобному способу сравненія данныхъ опыта съ положеніями современной теоріи излученія.

Тщательная и широкая провѣрка, какую только могли обезпечить современные экспериментальные методы, показала несостоятельность прежнихъ теорій излученія въ пзвѣстныхъ отношеніяхъ, напр., въ ихъ способности объяснить пзмѣненіе постоянныхъ удѣльной теплоты съ температурой. Одна изъ замѣчательнѣйшихъ и наиболѣе блестящихъ попытокъ усовершенствовать эти теоріи была сдѣлана Планкомъ.

Его гипотеза представляетъ изъ себя не столько попытку что-либо объяснить, сколько попытку свести всѣ трудности вопроса къ одной, такъ что если эта главная трудность будетъ преодоленна, то всѣ другія исчезаютъ сами собой. Основная идея Планка состоитъ въ томъ, что вибраторъ, способный испускать эфирныя волны, можетъ дѣйствовать лишь такъ, что испускаемое количество энергіи является точнымъ кратнымъ нѣкоторой единицы или „кванта“. Если число колебаній въ секунду, или частоту колебанія обозначить черсзъ ν , то единица энергіи, относящаяся къ каждой частотѣ, будетъ $h\nu$, гдѣ $h = 6.55 \times 10^{-27}$). Величина h носитъ названіе „Планковой постоянной“. Поэтому размѣры единицы мѣняются съ частотой, но величина h постоянна по своей природѣ. Мы не можемъ объяснить, какъ совершается такое испусканіе энергіи; механизма его мы себѣ представить не можемъ. Единственное требованіе, предъявляемое этой гипотезой, состоитъ въ томъ, чтобы обмѣнъ энергіи въ процессѣ излученія совершался такимъ любопытнымъ, прерывнымъ способомъ.

Какъ только длина волны рентгеновскаго свѣта стала пзмѣримой величиной, оказалось возможнымъ вычислить величину соотвѣтственнаго „кванта“. Напр., вершина B кривой для платины отражается отъ кристалла каменной соли

на грани (100) подъ угломъ въ 11.3° , а взаимное разстояніе атомныхъ плоскостей, параллельныхъ этой грани, найдено равнымъ 2.80×10^{-8} см. (см. стр. 119). Поэтому длина волны будетъ:

$$\lambda = 2d \sin \theta = 2 \times 2.80 \times 10^{-8} \times 0.196 = 1.10 \times 10^{-8} \text{ см.}$$

Частота была пайдена дѣленіемъ скорости свѣта на длину волны, а потому квантъ энергіи равенъ

$$6.55 \times 10^{-27} \times 3 \times 10^{10} / 1.10 \times 10^{-8} = 1.78 \times 10^{-8} \text{ erg.}$$

Такимъ же точно способомъ квантъ энергіи для луча никкеля, отраженнаго подъ 17.2° , равенъ 1.18×10^{-8} erg.

По гипотезѣ Планка, излученіе рентгеновскихъ лучей въ обоихъ случаяхъ можетъ быть испускаемо только порціями, кратными соотвѣтствующихъ квантъ. Къ счастью, мы имѣемъ нѣкоторыя свѣдѣнія о соотношеніяхъ, существующихъ между качествомъ рентгеновскихъ лучей и количествомъ энергіи ихъ возникновенія и поглощенія. Уиддингтонъ (Whiddington) показалъ ¹⁾, что электронъ, принимающій участіе въ потокѣ катодныхъ лучей, долженъ обладать нѣкоторою опредѣленною скоростью, чтобы возбудить рентгеновскіе лучи, характеристическіе для вещества антикатада, на которое онъ падаетъ. Для никкеля онъ нашелъ критическую скорость:

$$6.17 \times 10^9 \text{ cm/sec,}$$

или около одной пятой скорости свѣта. Онъ не сдѣлалъ непосредственныхъ измѣреній критической скорости для платины; по такъ какъ вершина *B* платинового спектра представляетъ излученіе съ коэффициентомъ абсорбціи 24, значитъ такое же, какое испускалось бы атомомъ съ вѣсомъ 70 (приблизительно), входящимъ въ рядъ *K* таблицы Баркла (стр. 55), то мы можемъ принять критическую скорость для этого атома равной критической скорости для пла-

¹⁾ Proc. Camb. Phil. Soc. 1910.

тины, а это, по измѣренію Уиддингтона, приблизительно равно 7×10^9 cm/sec. Принимая массу электрона за 0.9×10^{-27} , мы легко вычислимъ, что энергія катоднаго луча будетъ 1.7×10^{-8} erg. для перваго случая и 2.2×10^{-8} erg. для второго.

Итакъ, мы приблизительно знаемъ количество энергій, которымъ долженъ обладать катодный лучъ, способный возбудить соотвѣтствующій рентгеновскій. Мы, такимъ образомъ, знаемъ нѣчто объ обмѣнѣ энергій въ обратимомъ процессѣ, такъ какъ опытъ показываетъ, что катодный лучъ, возбуждаемый рентгеновскимъ, обладаетъ энергіей, приблизительно равной энергій катоднаго луча, возбудившаго этотъ рентгеновскій лучъ.

Мы вправѣ видѣть въ этомъ процессѣ прекрасный примѣръ испусканія и поглощенія энергій, на который непосредственно распространяется гипотеза Планка. Сравнимъ полученное изъ опыта количество энергій, необходимое для возбужденія рентгеновскихъ лучей на никкелевомъ антикатодѣ, т.-е. 1.7×10^{-8} erg. съ квантомъ энергій, выведеннымъ изъ длины волны никкелеваго луча, т.-е. 1.18×10^{-8} erg. ¹⁾ Такимъ же образомъ сравнимъ соотвѣтствующія величины для платиноваго луча: 2.2×10^{-8} erg. и 1.78×10^{-8} erg. Хотя согласіе и не полное, однако оно удивительно близкое, если принять во вниманіе всѣ трудности, съ которыми сопряжено полученіе этихъ чисель.

Опытъ Уиддингтона доставилъ еще одну возможность сравненія. Уиддингтонъ могъ вывести изъ своихъ опытовъ общій законъ, что критическая скорость, необходимая для возбужденія луча, характеристическаго для какого-нибудь атома, приблизительно пропорціональна атомному вѣсу. Она оказалась въ дѣйствительности почти равной атомному вѣсу, умноженному на 10^8 cm/sec. Законъ ограничивался

¹⁾ Никколь испускаетъ также и болѣе короткія волны (см. стр. 86), для которыхъ квантъ энергій равенъ 1.3×10^{-8} erg.

излученіемъ ряда K (стр. 55). Сопоставляя этотъ результатъ съ гипотезой Плапка, можно заключить, что частота характеристическаго рентгеновскаго луча, будучи пропорціональна энергін возбуждающаго этотъ лучъ катоднаго луча, должна быть также пропорціональна квадрату вѣса соотвѣтственнаго атома.

Этотъ выводъ оказалъ непосредственно практическую услугу экспериментальнымъ изслѣдованіямъ. При изслѣдованіи отраженія отъ различныхъ кристалловъ для опредѣленія ихъ строснія выяснилось, что трубка, испускающая волну, примѣрно вдвое болѣе короткую, чѣмъ волна главнаго излученія платины, была бы въ высшей степени полезна. Такъ какъ платиновый лучъ, какимъ мы пользовались, соотвѣтствуетъ въ рядѣ K атому съ вѣсомъ около 70, то атомъ, который бы далъ желательную длину волны, долженъ обладать вѣсомъ $70\sqrt{2}$ или 100. Родій съ атомнымъ вѣсомъ 102.9, былъ поэтому выбранъ за болѣе подходящій матеріалъ для антикатада. Результатъ оправдалъ ожиданіе. Родіевая трубка, оказалось, испускаетъ два сильныхъ луча съ длиною волны 0.607×10^{-8} и 0.533×10^{-8} см., при чемъ первый гораздо ярче второго. При этомъ, по счастливой случайности, общее излученіе оказалось сравнительно слабымъ. Трубка съ палладіевымъ антикатодомъ, какъ выяснилось, обладаетъ совершенно схожимъ спектромъ. Ея два луча имѣютъ длину волны 0.576×10^{-8} и 0.507×10^{-8} см. Сходство этихъ двухъ спектровъ повело къ пересмотру спектровъ никкелевой трубки, равнымъ образомъ была конструирована и мѣдная трубка. Было найдено, что никкелевая трубка обладаетъ еще одной линіей, не замѣченной прежде, и что мѣдный антикатодъ испускаетъ также спектръ о двухъ линіяхъ. Во всѣхъ четырехъ случаяхъ относительный промежутокъ между обѣими линіями былъ одинаковъ ¹⁾.

¹⁾ Second Solvay Congress (октябрь 1913).

Изслѣдованіе платинового спектра было произведено также Мозелеемъ (Moseley) и Дарвиномъ (Darwin) ¹⁾. Примѣняя болѣе узкую щель (шириною въ 0.5 mm.) и увеличивая разстояніе отъ кристалла до источника лучей и до іонизаціонной камеры, они могли достигъ гораздо болѣе точности въ угловыхъ измѣреніяхъ. Чтобы возмѣстить вліяніе ослабленія яркости, сопровождающей эти измѣненія, они примѣнили способъ усиленія іонизаціоннаго тока, первоначально примѣненный Грэффисомъ (Griffith) и Рэзерфордомъ (Rutherford) и Гейгеромъ (Geiger). Мозелей и Дарвинъ показали, что двѣ вершины, названныя нами *B* и *C*, въ сущности представляютъ изъ себя тѣсныя дублеты, и дали слѣдующія величины для всѣхъ (теперь пяти) угловъ отраженія платинового луча, считая эти углы отъ отражающей поверхности кристалла:

9°28', 9°47', 11°17', 11°28' и 13°31'

Они считаютъ, что эти величины точны до минуты дуги. Отражающей поверхностью была грань куба (плоскость спайности) кристалла каменной соли. Они измѣрили также относительную яркость общаго излученія въ различныхъ частяхъ спектра.

Мозелей подвергъ затѣмъ систематическому изслѣдованію спектры, испускаемые всѣми извѣстными химическими элементами, которые только возможно было подвергнуть испытанію. Результаты этихъ изслѣдованій изложены въ двухъ статьяхъ, опубликованныхъ въ *Philosophical Magazine* за декабрь 1913 и апрѣль 1914 годовъ. Эти двѣ статьи представляютъ весьма важный и весьма замѣчательный вкладъ въ изученіе вопроса.

Экспериментальныя трудности, представлявшіяся для изученія иѣкоторыхъ веществъ, были весьма значительны. Для возможно большаго уменьшенія поглощенія

1) *Phil. Mag.* июль 1913.

лучей, испускаемыхъ различными антикатадами, рентгеновская трубка была снабжена алюминіевымъ окошечкомъ, сквозь которое лучи проходили къ кристаллу, а отъ него къ фотографической пластинкѣ, на которой они запечатлѣвались. Нѣкоторыя вещества испускали столь мягкія лучи, что алюминій нужно было замѣнить золо-

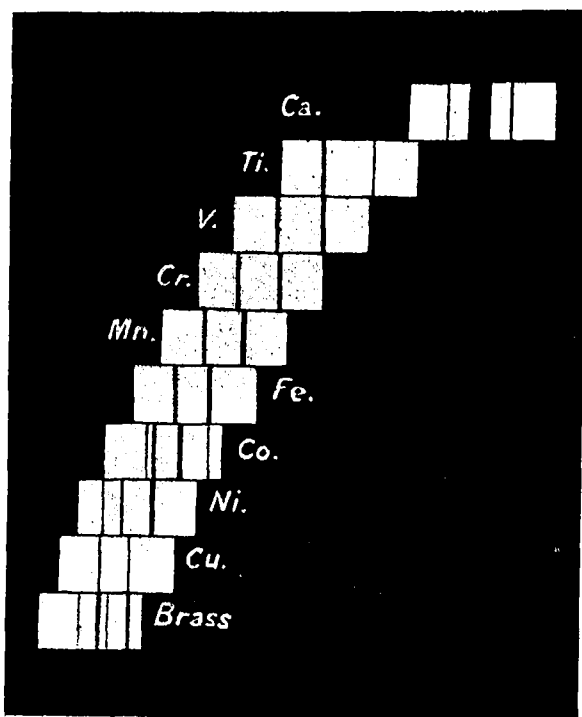


Рис. 21.

тобитной кожей, вдобавокъ весь спектроскопъ нужно было помѣстить въ безвоздушное пространство, такъ какъ лучи не были въ состояніи проникнуть черезъ слой воздуха въ нѣсколько сантиметровъ толщины. Другія вещества, въ родѣ кальція, можно было подвергать дѣйствию лучей лишь очень короткое время, такъ какъ они испускали газы, наполнявшіе трубку и уничтожавшіе въ ней

пустоту. Нѣкоторыя вещества, наконецъ, могли быть изслѣдованы лишь въ сплавѣ съ другими или въ своихъ химическихъ соединеніяхъ, напримѣръ, въ окислахъ.

Фотограммы, полученныя въ результатѣ опытовъ Мозелея, помѣщены на рис. 21, взятомъ изъ его болѣе ранней работы. Рисунокъ представляетъ спектры характеристическаго излученія ряда металловъ, отъ кальція до цинка, при чемъ послѣдній былъ изслѣдованъ въ видѣ составной части сплава съ мѣдью—латуни. Отдѣльныя фотограммы расположены одна около другой такъ, чтобы показать возрастаніе длины волны съ убываніемъ атомнаго вѣса вещества. Латунь показываетъ спектры обоихъ металловъ—мѣди и цинка, а кобальтъ, очевидно, содержитъ какъ никкель, такъ и желѣзо. Всѣ эти вещества характеризуются ясно выраженнымъ двухлинейнымъ спектромъ, на который мы уже имѣли указанія.

Слѣдующіе рисунки (22 и 23) воспроизведены изъ второй статьи Мозелея и представляютъ изложенный въ обѣихъ статьяхъ результатъ въ очень цѣлесообразной и поучительной формѣ. Одно или два мелкихъ измѣненія весьма любезно сообщены намъ самимъ Г. Мозелеемъ. Прежде всего надо обратить вниманіе, на выборъ способа различать атомы. За ординаты выбраны, противъ ожиданія, не атомные вѣса, а *атомныя числа*—числа, представляющія порядокъ атомовъ въ періодической системѣ химическихъ элементовъ. Недавно было указано Ванъ-денъ-Брэккомъ (Van den Broek) ¹⁾, что числа, указывающія порядокъ элемента въ таблицѣ періодической системы элементовъ, служатъ болѣе основнымъ указателемъ свойствъ элементовъ, чѣмъ атомный вѣсъ. Ванъ-денъ-Брэкъ обратилъ также вниманіе на то, что эти числа вообще не многимъ отличаются отъ половины атомнаго вѣса соответствующаго элемента.

¹⁾ Phys. Zeit, 1913, стр. 82.

Абсциссы на рисункахъ представляютъ квадратные корни изъ частоты колебаній, которыя можно предполагать (см. выше) приблизительно пропорціональными атомнымъ вѣсамъ, а слѣдовательно, и атомнымъ числамъ.

Рисунки показываютъ, что излученіе, характеристическое для различныхъ элементовъ, принадлежитъ къ одному изъ двухъ рядовъ, очевидно, отвѣчающимъ рядамъ

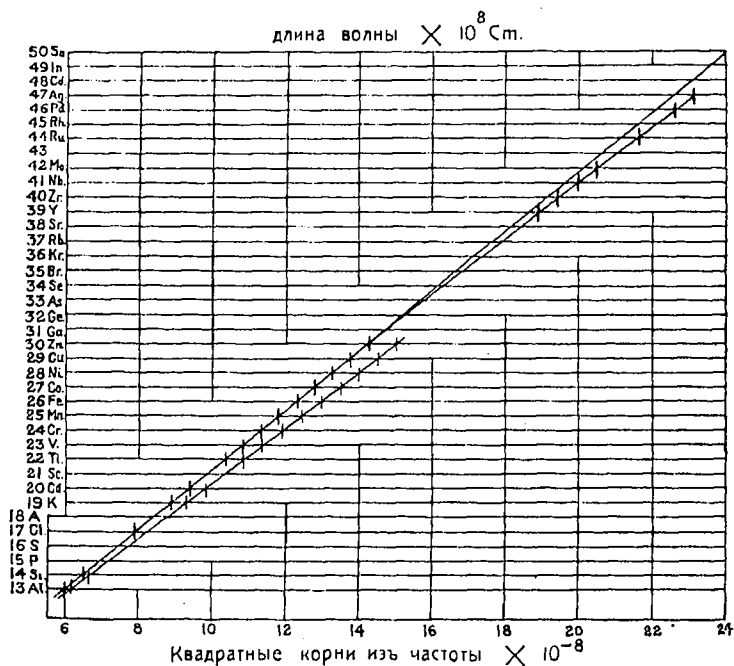


Рис. 22.

К и L Баркла. Разсматривая сперва первый изъ обоихъ рядовъ, мы найдемъ, что точки, представляющія наблюденыя длины волнъ, въ высшей степени хорошо укладываются на одной линіи, почти прямой. Порядокъ, принятый для элементовъ, соотвѣтствуетъ порядку ихъ атомныхъ вѣсовъ, за исключеніемъ аргона и кобальта, гдѣ онъ расходится съ порядкомъ ихъ химическихъ свойствъ. Это равнозначительно присвоенію послѣдователь-

нымъ химическимъ элементамъ ряда послѣдовательныхъ характеристическихъ цѣлыхъ чиселъ. Насколько длины волнъ слѣдуютъ болѣе за рядомъ натуральныхъ чиселъ, чѣмъ за атомными вѣсами, видно изъ рис. 24, на которомъ два ряда точекъ, взятыхъ изъ Мозелеевскихъ чертежей, показываютъ зависимость частоты, съ одной

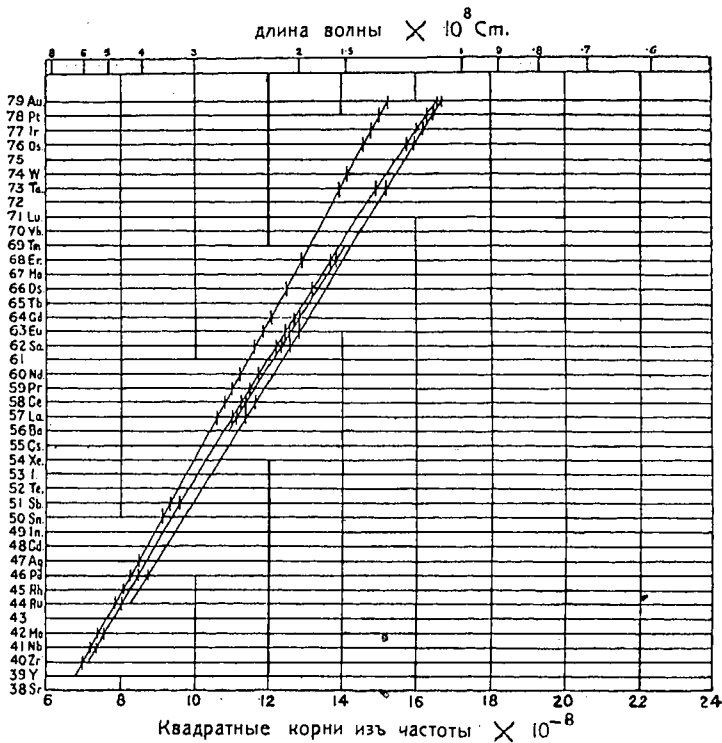


Рис. 23.

стороны, отъ атомныхъ чиселъ, съ другой—отъ атомныхъ вѣсовъ. Слѣдуетъ замѣтить, что изъ рядовъ на рис. 22 и 23 не опущенъ ни одинъ элементъ, равно какъ нѣтъ и пустыхъ мѣстъ, поскольку это касается серии *K*, за исключеніемъ мѣста между молибдеиномъ и рутеніемъ. Отсутствіе точекъ на чертежѣ указываетъ лишь на то, что соотвѣтственный элементъ еще не подвергался изслѣдованію.

Отношеніе излученій L къ атомному вѣсу имѣетъ тотъ же характеръ. Теллуръ помѣщенъ скорѣе соотвѣтственно его химическимъ свойствамъ, чѣмъ соотвѣтственно его атомному вѣсу, равно какъ, по необходимости, оставлены мѣста для трехъ новыхъ элементовъ,—одного между неодимомъ и самаріемъ, другого между лютеціемъ и таиталомъ и третьяго между вольфрамомъ и осміемъ.

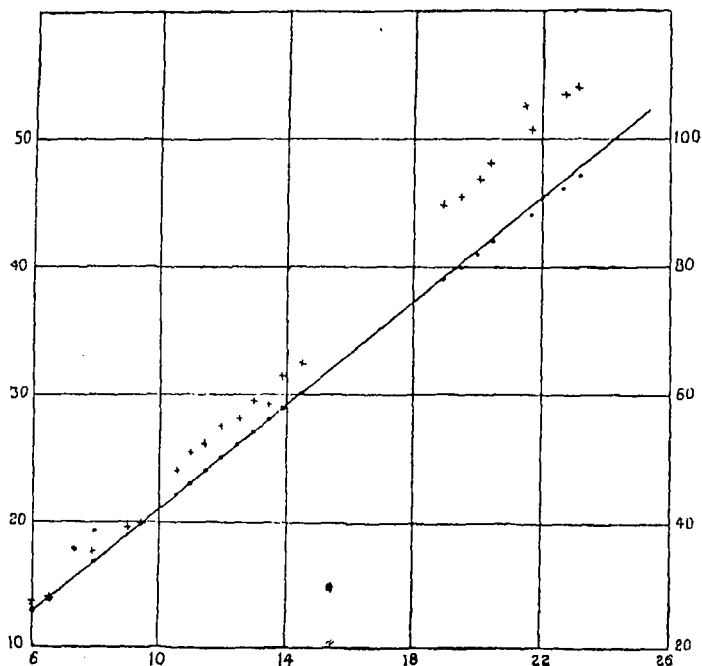


Рис. 24.

Крестники—частота и атомный вѣсъ; числа на право.

Точки—частота и атомное число; числа на лѣво.

Атомное число, которое выдвинуто на первый планъ этими опытами, должно имѣть большій смыслъ, чѣмъ простое порядковое число: оно должно представлять нѣкоторый основной признакъ атома.

Резсерфордъ ¹⁾ показалъ, что отклоненіе отъ прямолиней-

¹⁾ Phil. Mag., 1911, стр. 669.

наго пути, испытываемое α — частицей, когда она проходитъ сквозь атомъ, имѣеть такую величину и такую частоту, которыя могутъ быть объяснены лишь предположеніемъ, что въ центрѣ атома помѣщается положительное ядро. Опыты, произведенные Резсерфордомъ и Гейгеромъ показали, что величину нуклеарнаго заряда ¹⁾ надо положить равной Ne , гдѣ e — зарядъ электрона, а N — число, приблизительно равное половинѣ атомнаго вѣса. Это число, какъ только что было сказано, приблизительно равно атомному числу.

Отсюда истекаетъ очень естественная гипотеза, заключающаяся въ томъ, что атомы отличаются другъ отъ друга послѣдовательнымъ прибавленіемъ e къ ихъ нуклеарному заряду. Соотношенія между рентгеновскими лучами и атомами, какъ извѣстно, очень тѣсныя. Такъ, напримѣръ, поглощеніе рентгеновскихъ лучей различными веществами совершенно не зависитъ отъ физическаго состоянія и химическаго соединенія этихъ веществъ. Мы можемъ свободно предположить, что длина волны характеристическаго луча непосредственно зависитъ отъ величины нуклеарнаго заряда и что, слѣдовательно, частота неизмѣнно возрастаетъ съ величиной этого заряда.

Мозелей провелъ нѣсколько далѣе сравненіе данныхъ своихъ опытовъ съ современной теоріей. Въ послѣднее время Боръ ²⁾ (N. Bohr) выдвинулъ чрезвычайно замѣчательную и остроумную гипотезу, въ которой онъ болѣе ясно чѣмъ кто бы то ни было, опредѣляетъ условія, при которыхъ имѣеть мѣсто обмѣнъ энергіи между волнообразнымъ движеніемъ и электрономъ. Его теорія приводитъ къ формулѣ для частоты, имѣющей слѣдующій очень простой видъ:

$$v = \frac{2\pi^2 me^2 E^2}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right),$$

1) Зарядъ положительнаго ядра атома.

2) Phil. Mag. июль, сент., ноябрь 1913.

гдѣ

e = заряду электрона,

m = массѣ „

E = нуклеарному заряду,

h = постоянной Планка,

τ_1 и τ_2 цѣлыя числа.

Для водорода нуклеарный зарядъ $E = e$, такъ какъ ядро заключаетъ лишь единственный зарядъ. По этому поводу Боръ говоритъ:

„Мы видимъ, что это выраженіе представляетъ законъ, связывающій линіи водороднаго спектра. Положивъ $\tau_2 = 2$ и оставляя переменнымъ τ_1 , мы получаемъ обыкновенный рядъ Бальмера. Полагая $\tau_2 = 3$, получимъ рядъ въ инфракрасной части спектра, открытый Пашеномъ (Paschen) и еще прежде предполагавшійся Ритцемъ (Ritz). Положивъ $\tau_2 = 1$ и $\tau_1 = 4, 5, \dots$, мы получимъ ряды соотвѣтственно въ ультрафіолетовой и крайней ультракрасной части спектра, еще не наблюдавшіеся, но существованіе которыхъ можно подозрѣвать. Наблюдающееся въ данномъ случаѣ согласіе не только качественное, но и количественное. Полагая „

$$e = 4.7 \times 10^{-10}, \quad e/m = 5.31 \times 10^{17} \quad \text{и} \quad h = 6.5 \times 10^{-27},$$

мы получимъ

$$\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} = 3.1 \times 10^{15}.$$

Изъ наблюденій же величина множителя, стоящаго передъ скобками выше приведенной формулы равна 3.290×10^{15} .

Если, какъ предлагаетъ Боръ, положить $\tau_2 = 1$ и придать τ_1 значеніе 2 (вспомнимъ, что τ_1 означаетъ какое-либо цѣлое число, а 2 есть наименьшее цѣлое число, дающее для частоты значеніе, имѣющее смыслъ) и если дадимъ E значеніе Ne , гдѣ N есть атомное число, то мы дѣйствительно найдемъ, что частота, даваемая формулой, отвѣчаетъ яркой линіи въ двухлинейномъ спектрѣ рент-

геновскихъ лучей для веществъ, лежащихъ между алюминіемъ и серебромъ.

Выберемъ для примѣра палладій. Для него $N=46$. Отсюда

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} N^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \\ &= 3.290 \times 10^{15} \times 46^2 \times \frac{3}{4} \\ &= 5.21 \times 10^{18}. \end{aligned}$$

Соотвѣтствующая длина волны будетъ

$$3 \times 10^{10} / 5.21 \times 10^{18} = 0.576 \times 10^{-8},$$

что согласуется съ величиной, опредѣленной изъ опыта (стр. 86). Въ дѣйствительности обѣ величины совершенно совпадаютъ, по это, надо думать, случайность. Длина волны для мѣди по вычисленію равна 1.45×10^{-8} , а по измѣренію 1.55×10^{-8} . Мозелей даетъ интересное объясненіе этого небольшого расхожденія теоріи съ наблюденіемъ.

Мы, однако, воздержимся отъ дальнѣйшаго разбора этихъ замѣчательныхъ соображеній, такъ какъ они еще представляются спорными, и отошлемъ читателя къ оригинальнымъ статьямъ.

Фотографическіе снимки спектровъ были также сдѣланы де Бролли (de Broglie)¹⁾, который, въ дѣйствительности, первый опубликовалъ результаты, полученные при помощи этого метода. Онъ пользовался для снимковъ равномѣрнымъ вращеніемъ кристалла. Способъ этотъ уже былъ нами описанъ и имѣетъ то преимущество, что позволяетъ сразу обнять обширный рядъ длинъ волнъ. Гервегъ (Herweg) также получилъ спектры фотографическимъ способомъ²⁾, и его результаты согласны съ результатами, полученными ионизационнымъ методомъ.

1) Comptes Rendus de l'Ac. de S. de Paris, ноябрь 1913 и т. д. Одна изъ фотограммъ спектровъ де Бролли, замѣтованная изъ Journal de physique 1914, помѣщена переподчикомъ на табл. IV русскаго перевода.

2) Verh. d. Deutschen. Phys. Ges. янв. 1914.

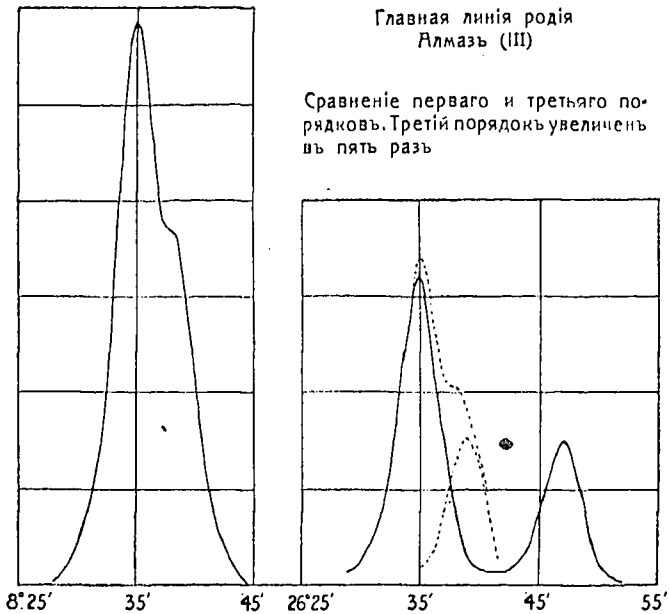
Резсерфордъ и Апдраде (Andrade) ¹⁾ прибѣгли къ методу вращения для опредѣленія длины волны γ —лучей. Они показали что спектръ γ —лучей радія *B* такого же типа, какъ и платины, и другихъ металловъ съ большимъ атомнымъ вѣсомъ. Болѣе того, они нашли доказательство, что спектръ мягкихъ γ —лучей, самопроизвольно испускаемыхъ радиемъ *B*, тождественъ въ предѣлахъ погрѣшностей измѣреній со спектромъ, даваемымъ свинцомъ, когда въ немъ возникаетъ характеристическое излученіе „*L*“ при бомбардировкѣ β —лучами.

Высшій интересъ этого открытія заключается въ его согласіи съ удивительной теоріей, которой въ послѣднее время Фаянсъ (Fajans) и Содди (Soddy) дали очень вѣское подтвержденіе. Можно указать нѣкоторыя группы веществъ, по крайней мѣрѣ среди радиоактивныхъ элементовъ, которыя надо считать занимающими одно и то же мѣсто въ Менделѣевской таблицѣ элементовъ и все же разнящимися въ атомномъ вѣсѣ. Содди указалъ, что радій *B*, актиній *B*, торій *B* и радій *D*—всѣ „изотопны“ со свинцомъ, обнаруживаютъ свойства одинаковыя съ нимъ и неотдѣлимы отъ него химическими средствами. Это стоитъ въ противорѣчій съ фактомъ, что всѣ данныя вещества различны по атомному вѣсу. Атомный вѣсъ радія *B* равенъ приблизительно 214, радія *D* 210, торія *B* 212 и свинца 207.1. По Резсерфордской теоріи строенія атома всѣ эти вещества должны обладать однимъ и тѣмъ же положительнымъ зарядомъ ядра атома. Принимая въ соображеніе тѣсную связь, существующую по этой же самой теоріи, между длиною волны рентгеновскаго луча и нуклеарнымъ зарядомъ, надо ожидать, что изотопные элементы будутъ обладать одинаковыми спектрами рентгеновскихъ лучей. Это дѣйствительно наблюдается, что еще болѣе подтверждаетъ эту теорію. Длина волнъ,

¹⁾ Phil. Mag., 1914.

испускаемыхъ упомянутыми элементами, принадлежать ряду *L* Баркла.

Слѣдуетъ, однако, замѣтить, что во всѣхъ этихъ сравненіяхъ мы выбрали важнѣйшія спектральныя линіи и совершенно не знаемъ, куда отнести остальной спектръ. Мы въ концѣ концовъ не понимаемъ механизма, съ помощью котораго такъ много элементовъ испускаетъ двух-



линейные спектры, въ то время, какъ другіе элементы обладаютъ еще болѣе сложными спектрами, состоящими по меньшей мѣрѣ изъ пяти линій. Даже главная линія двухлинейнаго спектра на самомъ дѣлѣ представляетъ тѣсный дублетъ: напр., длины волнъ родіеваго дублета будутъ 0.614×10^{-8} и 0.619×10^{-8} . Мы еще не можемъ дать какого-либо объясненія этому уклоненію отъ простоты.

Двойственная природа родіевой линіи очень хорошо видна на рис. 25, представляющемъ первый и третій спек-

тры лучей, полученныя отъ плоскости снайпости алмаза. Въ первомъ спектрѣ раздвоеніе линіи лишь намѣчено, въ третьемъ же мы видимъ полное разрѣшеніе дублета. Рѣзкое раздѣленіе обѣихъ линій въ спектрѣ третьяго порядка указываетъ на реальность явленія. Оно не происходитъ, напр., отъ неправильностей кристалла или отъ источника свѣта.

ГЛАВА VII.

Анализъ строенія кристалловъ ч. I.

Есть три рода граней, наиболѣе часто встрѣчающихся на кристаллѣ кубической системы. Если кристаллъ, будучи ограниченъ гранями одного рода, растетъ правильно, то опъ получаетъ видъ куба, ромбическаго додекаэдра или октаэдра, согласно чему его грани обозначаются символами $\{100\}$, $\{110\}$ или $\{111\}$. Гранн съ болѣе сложными показателями встрѣчаются рѣже, такъ что, при изслѣдованіи кристалла рентгеновскими лучами, грани перечисленныхъ символовъ естественнымъ образомъ ставятся въ первую очередь.

Рис. 26 показываетъ результаты изслѣдованія двухъ кристалловъ кубической системы. Это хлористый калий и хлористый натрій, большое взаимное сходство которыхъ наводитъ на мысль, что кристаллы этихъ веществъ построены одинаково. Здѣсь мы имѣемъ примѣръ двухъ кристалловъ кубической системы, несомнѣнно изоморфныхъ другъ другу, имѣющихъ составъ RX , гдѣ R одинъ изъ щелочныхъ металловъ—литій, натрій, калий, рубидій, цезій, а X одинъ изъ галоидовъ—фторъ, хлоръ, бромъ и іодъ.

Ясно, что спектры, даваемые соответственными гранями обоихъ кристалловъ, должны быть весьма сходны.

Кромѣ того, мы можемъ слѣдующимъ образомъ осуществить ближайшее количественное сравненіе спектровъ, выясняющее тождественность строенія.

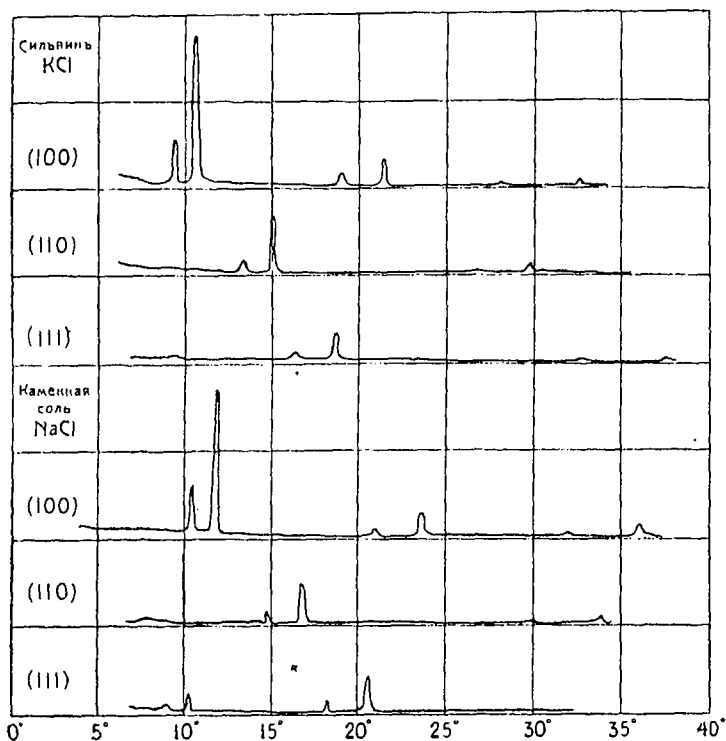


Рис. 26.

Для каждой грани длина волны и взаимное разстояніе сѣтчатыхъ плоскостей, параллельныхъ этой грани, связаны уравненіемъ.

$$n\lambda = 2d \sin \theta.$$

Разсмотримъ первое отраженіе отъ грани (100), въ обоихъ случаяхъ мы имѣемъ:

$$2d_1 \sin \frac{10.43^\circ}{2} = \lambda,$$

$$2d_2 \sin \frac{11.8^\circ}{2} = \lambda,$$

что дастъ намъ

$$d_1 = 5.48 \lambda,$$

$$d_2 = 4.85 \lambda,$$

гдѣ d_1 , d_2 разстоянія плоскостей соотвѣтственно для KCl и $NaCl$, пропорціональныя въ обоихъ случаяхъ размѣрамъ атомной структуры.

Хотя обѣ структуры сходны, все же онѣ не обладаютъ одинаковыми размѣрами. Кристаллы хлористаго калия образованъ въ большемъ масштабѣ, чѣмъ кристаллы хлористаго натрія, иными словами, молекула хлористаго калия занимаетъ большій объемъ, чѣмъ молекула хлористаго натрія. Отношеніе этихъ объемовъ равно отношенію молекулярныхъ объемовъ обоихъ кристалловъ, при чемъ молекулярнымъ объемомъ называется частное отъ дѣленія молекулярнаго вѣса на удѣльный вѣсъ. Хлористый калий обладаетъ большимъ молекулярнымъ объемомъ соотвѣтственно отношенію:

$$\frac{d_1^3}{d_2^3} = \frac{\text{молекулярный объемъ } KCl}{\text{молекулярный объемъ } NaCl} = \frac{M_1/\rho_1}{M_2/\rho_2},$$

гдѣ M_1 и M_2 молекулярные вѣса, ρ_1 и ρ_2 плотности обоихъ кристалловъ. Величина $d \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}}$ должна быть одинакова для обоихъ кристалловъ и для другихъ членовъ одного и того же изоморфнаго ряда.

Провѣряя это, мы найдемъ:

$$\begin{aligned} \text{для } KCl \quad d \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}} &= 1.63 \lambda, \\ \text{„ } NaCl \quad \text{„} &= 1.62 \lambda, \\ \text{„ } KBr \text{)} \quad \text{„} &= 1.63 \lambda. \end{aligned}$$

Всѣ эти числа указываютъ лишь на то, что строенія KCl и $NaCl$ аналогичны. Посмотримъ теперь на соотношенія между тремя гранями одного и того же кристалла хлористаго калия.

Пусть $OBFA CDGE$, рис. 27 (а) будетъ кубъ строенія KCl . Вообразимъ на мгновеніе, что онъ замѣщенъ про-

1) KBr принадлежитъ къ тому же изоморфному ряду.

стой кубической рѣшеткой, узлы которой помѣщаются въ каждой вершинѣ куба. Плоскости (100) параллельны $OBDC$, и ихъ взаимное разстояніе равно OA . Плоскости (110) параллельны $CBFE$, ихъ взаимное разстояніе равно OF . Плоскости (111) параллельны ABC , и ихъ взаимное разстояніе равно OQ , перпендикуляру изъ O на ABC .

Для простой кубической рѣшетки имѣемъ соотношеніе:

$$\frac{1}{d_{(100)}} : \frac{1}{d_{(110)}} : \frac{1}{d_{(111)}} = \frac{1}{OA} : \frac{1}{OF} : \frac{1}{OQ} = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3}.$$

Обратившись къ измѣреніямъ для хлористаго калия, мы увидимъ, что изъ опыта получаются слѣдующія величины

$$\begin{aligned} \frac{1}{d_{(100)}} : \frac{1}{d_{(110)}} : \frac{1}{d_{(111)}} &= \sin 5 \cdot 22^\circ : \sin 7 \cdot 30^\circ : \sin 9 \cdot 05^\circ \\ &= 0 \cdot 0910 : 0 \cdot 1272 : 0 \cdot 1570 \\ &= 1 : 1 \cdot 40 : 1 \cdot 74 \\ &= 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3}. \end{aligned}$$

въ соотвѣтствіи съ вышеприведенными данными для кубической рѣшетки.

Предположимъ, что вмѣсто простой кубической рѣшетки у насъ была бы рѣшетка съ центрированными гранями, какъ на рис. 27 (b). Начертимъ кубъ въ двойномъ масштабѣ сравнительно съ (a) по причинѣ, которая станетъ сейчасъ понятной. Разстоянія $d_{(100)}$ и $d_{(110)}$ равны таковымъ же на рис. 27 (a), разстояніе же $d_{(111)}$ вдвое больше прежняго. По сравненію съ (a), въ (b) одна плоскость (111) проходитъ черезъ O , а слѣдующая черезъ DEF ; плоскость же ABC отсутствуетъ. Теперь $d_{(111)}$ равно перпендикуляру изъ O на $A'B'C'$. Согласно рис. 27 (c) въ рѣшеткѣ съ центрированнымъ кубомъ $d_{(100)}$ и $d_{(110)}$ такія же, какъ и въ простой кубической рѣшеткѣ¹⁾, но $d_{(111)}$ теперь вдвое

¹⁾ Для того чтобы убѣдиться въ этомъ, слѣдуетъ вродстанить себѣ рѣшетку продолженной по всѣмъ направленіямъ.

больше, чѣмъ прежде. Сравнивая разстоянія d для всѣхъ трехъ рѣшетокъ, получимъ:

$$\text{кубическая рѣшетка: } \frac{1}{d_{(100)}} : \frac{1}{d_{(110)}} : \frac{1}{d_{(111)}} = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3}.$$

$$\text{кубич. рѣш. съ центрирован. кубами} = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \sqrt{3}.$$

$$\text{куб. рѣш. съ центрир. гранями куба} = 1 : \sqrt{2} : \frac{\sqrt{3}}{2}.$$

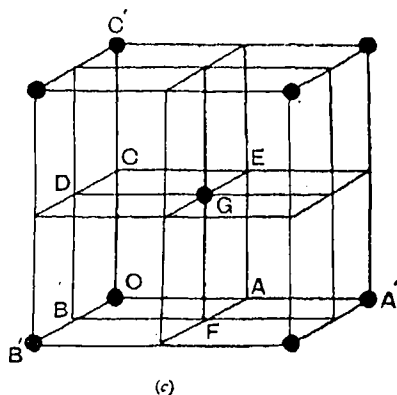
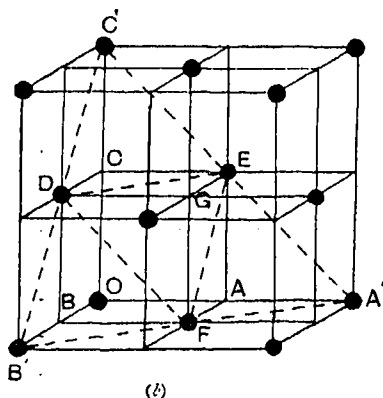
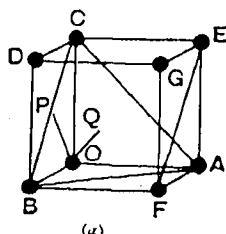


Рис. 27.

Измѣренія на KCl показываютъ намъ совершенно опредѣленно, что кристаллы этого вещества построены по типу простой кубической рѣшетки. Данныя для обѣихъ другихъ рѣшетокъ противорѣчатъ измѣреніямъ.

Обратившись къ спектрамъ для $NaCl$, мы затруднимся сразу сказать, къ какому типу рѣшотки относится строеніе кристалловъ этого вещества. Одинъ спектръ, а именно

отъ гранн (111), оказывается новаго типа. Онъ показываетъ слабое первое отраженіе, сильное второе, очень слабое третье и осязательное четвертое. Спектры хлористаго калия не обнаруживаютъ такихъ неправильностей: для всѣхъ трехъ грапей яркость спектровъ правильно уменьшается при переходѣ отъ спектровъ низшаго порядка къ высшимъ.

Руководствуясь яркими спектрами, мы приписали бы хлористому калию простую кубическую рѣшетку, какъ и хлористому калию; исходя же изъ положенія спектровъ перваго порядка, мы приписали бы ему рѣшетку съ центрированными гранями, какъ на рис. 27 (b).

Несходство между KCl и $NaCl$ наводитъ на мысль, что диффракціонные центры, распределенные въ KCl по кубической рѣшѣткѣ, не молекулы, такъ какъ нѣтъ основанія, чтобы сходная структура $NaCl$ не давала спектровъ, характерныхъ для кубической рѣшѣтки. Найдено, что изъ ряда $NaCl$, KCl , KBr , KI только KCl даетъ эти простые спектры. Если мы далѣе припомнимъ, что способность атома разсѣивать рентгеновскіе лучи пропорціональна его атомному вѣсу, то мы увидимъ простое основаніе для такой особенности KCl : атомы калия и хлора обладаютъ почти одинаковыми атомными вѣсами и, слѣдовательно, дѣйствуютъ какъ тождественные диффракціонные центры. Такимъ образомъ мы приходимъ къ заключенію, что наши ряды обладаютъ строеніемъ, изображеннымъ на рис. 28 А.

Два рода кружковъ обозначаютъ атомы металла (K или Na) и галоида (Cl , Br , I). Разсматривая кружки лишь одного рода, напр., бѣлые, мы увидимъ, что они лежатъ въ узлахъ кубической рѣшѣтки съ центрированными гранями кубовъ, совершенно такъ, какъ того требуютъ спектры каменной соли. Если атомы тождественны по своему отношенію къ рентгеновскимъ лучамъ, структура сводится къ простой кубической рѣшѣткѣ.

Расположеніе атомовъ въ смежныхъ сѣтчатыхъ плоскостяхъ рѣшетки представлено на диаграммѣ рис. 28 *B*. Плоскости (100) содержатъ атомы обоого рода. При сравненіи *KCl* и *NaCl*, будемъ называть металлы черезъ *R*. Мы можемъ сказать, что плоскости (100) въ обоихъ случаяхъ состоятъ изъ *RCl*—въ нихъ заключаются атомы и

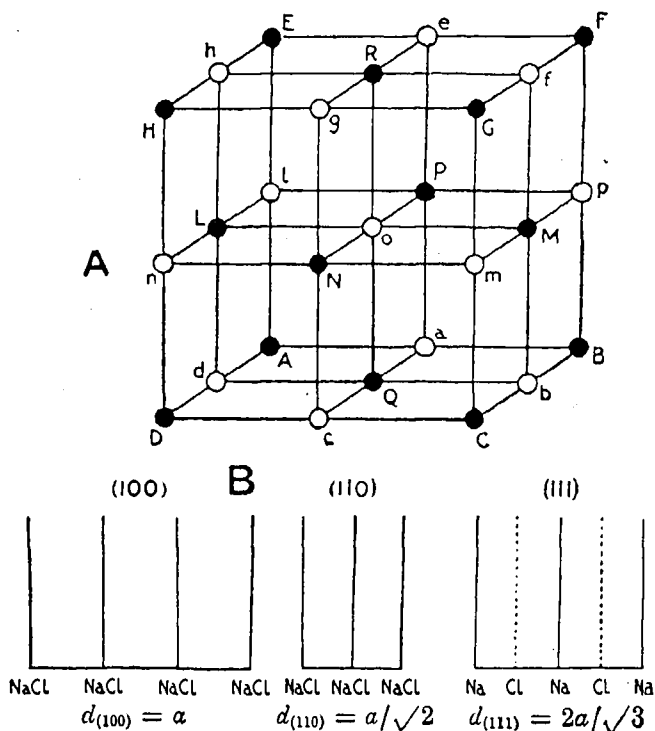


Рис. 28.

металла и хлора. Плоскости (110) образованы такимъ же способомъ, но ихъ взаимное разстояніе меньше въ отношеніи $1:\sqrt{2}$. Плоскости (111) различной природы: смежныя плоскости содержатъ попеременно или *R* или *Cl*.

При отраженіи рентгеновскихъ лучей отъ плоскостей (111), истинное ихъ взаимное разстояніе $d_{(111)}$, какъ это видно на рис. 28 *B*, будетъ равно разстоянію между оди-

наковыми плоскостями. Уголь первого отраженія данъ уравненіемъ $\lambda = 2d_{(111)} \sin \theta$. Но на полпути между плоскостями, содержащими Cl , расположены плоскости, содержащія R . Последнія отражаютъ волны, смѣщенные какъ разъ на половину волны по отношенію къ волнамъ, отраженнымъ отъ перваго ряда плоскостей. Это ведетъ къ тому, что оба ряда волнъ стремятся уничтожить другъ друга въ спектрѣ перваго порядка и, вообще, каждаго нечетнаго порядка, и усилить другъ друга въ спектрахъ четнаго порядка. Это ясно видно на спектрѣ граней (111) хлористаго натрія, плоскости котораго поочередно содержатъ натрій, съ атомнымъ вѣсомъ 23, и хлоръ, съ атомнымъ вѣсомъ 35.5. Въ $KCl_{(111)}$ атомные вѣса $K = 39$ и $Cl = 35.5$ такъ близки другъ къ другу, что спектры нечетныхъ порядковъ совершенно уничтожаются. Кристаллъ ведетъ себя такъ, какъ если бы разстояніе $d_{(111)}$ равнялось разстоянію плоскости R отъ плоскости Cl , и мы возвращаемся къ нашему прежнему выводу, что для KCl разстоянія плоскостей (100), (110) и (111) будутъ, повидному, соответствовать простой кубической рѣшеткѣ.

Аналогія между этимъ случаемъ и линейной рѣшеткой поможетъ намъ ближе уяснить суть дѣла. Линейная рѣшетка даетъ для монохроматическаго свѣта рядъ спектровъ, положеніе которыхъ опредѣляется уравненіемъ:

$$a \sin \theta = n\lambda.$$

Здѣсь a разстояніе между смежными линиями рѣшетки (періодъ рѣшетки), а θ уголь, на который отклоненъ первоначальный лучъ. Уголь, подъ которымъ виденъ спектръ перваго порядка, опредѣляется выраженіемъ:

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{a}.$$

Предположимъ, что каждая нечетная черта рѣшетки сдѣлана нѣсколько толще, чѣмъ каждая четная. Болѣе толстыя лініи будутъ болѣе разсѣивать свѣтъ и соста-

вать, вмѣстѣ взятыя, рѣшетку съ періодомъ $2a$. Спектръ перваго порядка этой рѣшетки получится подъ угломъ, опредѣляемымъ формулою:

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2a}.$$

Если утолщеніе линіи будетъ небольшое, этотъ спектръ будетъ очень слабъ по сравненію съ другими и будетъ виденъ подъ угломъ приблизительно вдвое меньшимъ чѣмъ первый яркій спектръ. Между первымъ и вторымъ яркими спектрами располагается слабый соотвѣтственно:

$$\sin \theta = \frac{3\lambda}{2a},$$

и т. д. Вершины кривой отраженія отъ (111) каменной соли совершенно аналогичны чередующимся яркимъ и слабымъ спектрамъ такой рѣшетки. Параллельно этой грани нечетныя и четныя плоскости различны по своей природѣ, подобно толстымъ и тонкимъ чертамъ плоской рѣшетки.

Когда послѣдовательныя плоскости, параллельныя какой-нибудь грани, тождественны по своему дѣйствию на рентгеновскіе лучи, яркость отраженій правильно убываетъ съ возрастаніемъ норядка отраженія. Отсутствие этой правильности указываетъ на то, что послѣдовательныя плоскости неодинаковы или по взаимному разстоянію, или по своему составу.

Цинковая обманка ZS ¹⁾ представляетъ другого рода вещество, состоящее изъ двухъ химическихъ элементовъ, кристаллы котораго тоже относятся къ кубической системѣ. Спектры цинковой обманки изображены на диаграммѣ рис. 29.

Первое, что здѣсь слѣдуетъ отмѣтить, это то, что спектры перваго порядка занимаютъ такое же положеніе для

¹⁾ W. H. Bragg and W. L. Bragg, Proc. Roy. Soc., A, томъ 89, стр. 286, 473.

трехъ граней), какъ и у каменной соли. Отношеніе синусовъ угловъ близко подходитъ къ отношенію $1:\sqrt{2}:\frac{\sqrt{3}}{2}$.

Передъ нами опять стросніе, въ основѣ котораго лежатъ кубическая рѣшетка съ центрированными гранями (рис. 27 (b)).

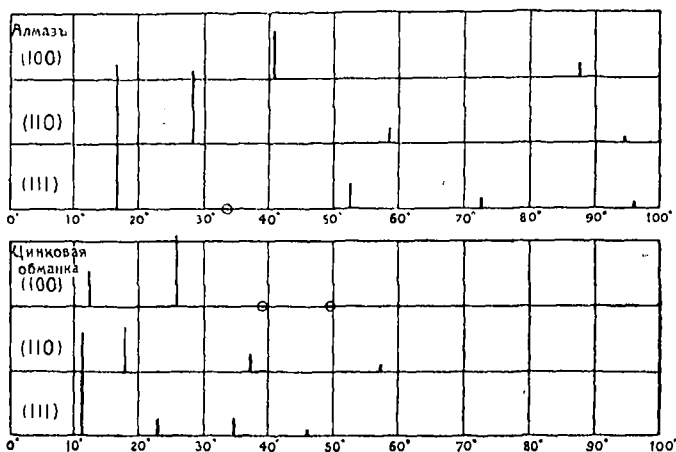


Рис. 29.

Далѣе, такъ какъ для этого кристалла $\rho = 4.06$, $M = 97$, $\theta_{(100)} = 12^{\circ} 20'$, то мы получимъ:

$$d\sqrt[3]{\frac{\rho}{M}} = 1.615 \lambda;$$

это указываетъ, что въ единичномъ кубѣ структуры находится столько же атомовъ цинка и сѣры, сколько атомовъ натрія и хлора въ хлористомъ натріи. Съ другой стороны, распрежденіе атомовъ въ обоихъ случаяхъ не можетъ быть тождественнымъ, какъ это неоспоримо вытекаетъ изъ сравненія спектровъ цинковой обманки и каменной соли.

Такъ какъ, во-первыхъ, спектры указываютъ на рѣшетку съ центрированными гранями куба, и, во-вторыхъ, сравненіе съ каменной солью показываетъ, что каждый

узелъ рѣшетки отвѣчаетъ одной молекулѣ, то мы предварительно расположимъ атомы цинка по рѣшѣткѣ съ центрированными гранями. Затѣмъ мы испробуемъ различныя расположенія атомовъ сѣры по отношенію къ атомамъ цинка, пытаясь такимъ путемъ объяснить наблюдаемые спектры.

Въ спектрахъ цинковой обманки только для плоскостей (110) мы наблюдаемъ нормальное убываніе яркости съ повышеніемъ порядка. Эти плоскости даютъ отраженія перваго, втораго и третьаго порядка, яркость которыхъ убываетъ нормальнымъ образомъ. Поэтому атомы сѣры должны лежать въ тѣхъ же плоскостяхъ (110), какъ и атомы цинка. Плоскости (100), съ другой стороны, даютъ слабый первый спектръ совершенно такъ же, какъ плоскости (111) каменной соли, такъ что въ кристаллахъ цинковой обманки параллельно гранямъ куба должны чередоваться плоскости, содержащія только атомы сѣры и только атомы цинка, что ведетъ къ ослабленію перваго спектра по сравненію со вторымъ. Если, сѣрные атомы должны лежать въ плоскостяхъ (110), и на полпути между плоскостями (100), какъ это показано на рис. 30А, то они должны быть помѣщены въ центрѣ каждаго изъ восьми маленькихъ кубовъ, на которые раздѣленъ весь кубъ на этомъ рисункѣ.

Строеніе каменной соли, данное на рис. 28, можно разсматривать какъ двѣ одинаковыя кубическія рѣшетки съ центрированными гранями, вложенныя одна въ другую. По узламъ одной изъ этихъ рѣшѣтокъ расположены атомы натрія, по узламъ другой—хлора. Сдѣлаемъ то же самое для цинковой обманки. Расположимъ атомы сѣры по узламъ одной рѣшетки съ центрированными гранями, а по узламъ другой, ей тождественной по размѣрамъ,— атомы сѣры и вдвинемъ послѣднюю рѣшѣтку въ первую такъ, чтобы атомы сѣры пришлись въ центры упомянутыхъ маленькихъ кубовъ цинковой рѣшетки. Мы придемъ къ строенію, изображенному на рис. 30.

Изображеніе этихъ фигуръ трехъ измѣреній такъ сложно, что на рисункѣ изображены лишь четыре изъ атомовъ сѣры, помещающіеся въ единичномъ кубѣ этой структуры. Если читатель вообразитъ себѣ кубы, подобные представленному на рисункѣ, приложенными другъ къ другу такъ, чтобы рѣшетка изъ цинковыхъ атомовъ

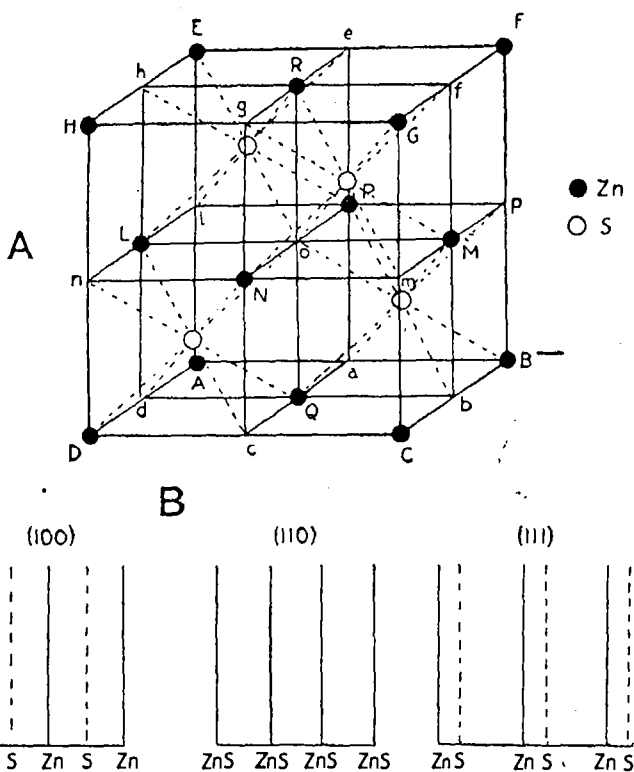


Рис. 30.

была продолжена во всѣ стороны, то нетрудно будетъ увидѣть, что атомы сѣры также образуютъ рѣшетку съ центрированными гранями.

На рис. 30 B изображена діаграмма, представляющая расположеніе плоскостей, параллельныхъ (100), (110), (111). Цинковые и сѣрные атомы лежатъ въ однѣхъ и тѣхъ же

плоскостяхъ (110), и простое строение этихъ плоскостей отвѣчаетъ правильному ряду спектровъ, изображенныхъ на рис. 29. Расположеніе плоскостей (100) похоже на расположеніе плоскостей (111) каменной соли (см. рис. 28). Это соотвѣтствуетъ плоской диффракціонной рѣшеткѣ съ чередующимися тонкими и толстыми линіями. Первый спектръ отвѣчаетъ разстоянію $d_{(100)}$ между цинковыми плоскостями, но онъ слабъ по сравненію со вторымъ.

Разница въ отражательной способности цинка (атомный вѣсъ 65) и сѣры (атомный вѣсъ 32), очевидно, больше, чѣмъ между хлоромъ (35.5) и натріемъ (23), такъ какъ первый спектръ цинковой обманки отъ (100) ярче по сравненію съ спектромъ каменной соли отъ (111).

Плоскости (111) новаго типа. Разстояніе сосѣднихъ цинковыхъ плоскостей равно разстояніямъ сосѣднихъ сѣрныхъ, по эти разстоянія вчетверо больше разстояній цинковыхъ плоскостей отъ ближайшихъ къ нимъ сѣрныхъ.

Нетрудно видѣть, какъ подобное чередованіе плоскостей повліяетъ на спектры. Несмотря на то, что сѣрныя плоскости находятся между цинковыми, нѣтъ никакого основанія, почему бы онѣ ослабляли спектръ перваго порядка, и дѣйствительно, онѣ даже нѣсколько увеличиваютъ его яркость. Въ спектрѣ втораго порядка волны отъ сѣрныхъ плоскостей какъ разъ находятся въ противоположной фазѣ по отношенію къ волнамъ отъ цинковыхъ плоскостей. Въ этомъ спектрѣ волны, отражаясь отъ цинковой плоскости, отстаютъ на двѣ длины волны отъ волнъ, отражающихся отъ сосѣдней цинковой плоскости, такъ что разность фазъ обѣихъ системъ волнъ равна 4π . Разность фазъ между волнами, отражающимися отъ цинковыхъ и сѣрныхъ плоскостей, равна четверти этой величины, т.-е. равна π , слѣдовательно волны находятся въ противоположныхъ фазахъ. Поэтому мы должны ожидать, что второй спектръ будетъ слабъ по сравненію съ первымъ и третьимъ. Одинъ взглядъ на полученные спектры (рис. 29)

показываетъ, что дѣло обстоитъ именно такъ: третій спектръ слегка ярче второго, тогда какъ при нормальной послѣдовательности плоскостей второй спектръ долженъ быть вдвое ярче третьяго. Словомъ, наше расположеніе атомовъ цинка и сѣры въ кристаллахъ цинковой обманки съ успѣхомъ объяснило намъ всѣ особенности спектровъ, отраженныхъ отъ главныхъ граней кристалла.

Слѣдующій кристаллъ, къ разсмотрѣнію котораго мы перейдемъ, является, быть можетъ, болѣе простымъ и несомнѣнно болѣе поразительнымъ примѣромъ законовъ, управляющихъ отраженіемъ рентгеновскихъ лучей, чѣмъ каменная соль и цинковая обманка. Цинковая обманка была нами разобрана раньше, потому что она очень хорошо показываетъ лежащую въ основѣ ея строенія кубическую рѣшетку съ центрированными гранями, которая, какъ увидимъ, лежитъ и въ основѣ строенія кристалловъ слѣдующаго вещества.

Алмазъ ¹⁾, одна изъ формъ углерода, образуетъ кристаллы, относящіеся къ кубической системѣ. Спектры отъ граней (100), (110) и (111) алмаза даны на діаграммѣ рис. 31, спектры же отъ грани (111) детально изображены на рис. 32.

Первые спектры соотвѣтствуютъ угламъ, отношеніе синусовъ которыхъ равно:

$$2 : \sqrt{2} : \frac{\sqrt{3}}{2}.$$

Это отношеніе не характерно ни для одного изъ типовъ рѣшетокъ (ср. стр. 103). Сверхъ того, спектры отъ грани (111) отличаются тѣмъ, что въ нихъ нѣтъ возможности обнаружить присутствіе второго спектра, несмотря на то, что первый, третій, четвертый и пятый видны вполне отчетливо. Необходимо принять въ расчетъ, что эти особенности спектровъ надо объяснить расположеніемъ лишь

¹⁾ W. H. Bragg and W. L. Bragg. Proc. Roy. Soc., A, томъ 89, стр. 277.

одинаковыхъ атомовъ. У цинковой обманки второй спектръ отъ грани (111) былъ слабъ потому, что сѣрныя плоскости дѣлили разстояніе между цинковыми въ отношеніи 1:3, но второй спектръ не былъ вполне уничтоженъ потому, что атомные вѣса цинка и сѣры были не

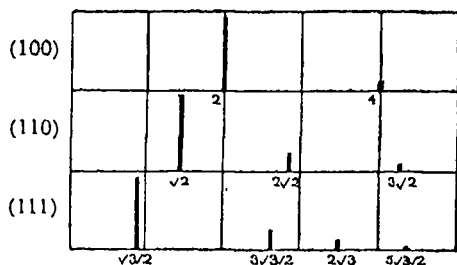


Рис. 31.

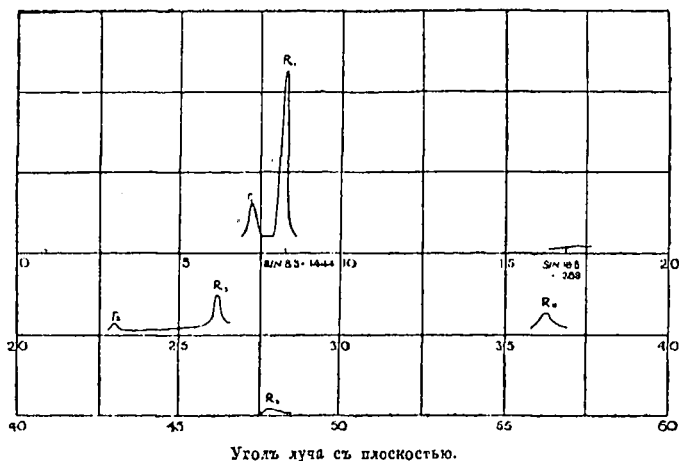


Рис. 32.

одинаковы. Если бы атомные вѣса оказались равными, то, при такомъ же расположеніи атомовъ, второй спектръ оказался бы вполне потушеннымъ. Кроме того, первый спектръ отъ (100) исчезъ бы, такъ какъ всѣ плоскости (100) оказались бы одинаковыми по своей природѣ.

Спектры получили бы какъ разъ такой видъ, какой они имѣютъ у алмаза.

Мы получимъ, такимъ образомъ, строеніе алмаза, если замѣнимъ въ строеніи цинковой обманки атомы сѣры и цинка атомами углерода. Это строеніе изображено на рис. 33. Расположеніе плоскостей, параллельныхъ гранямъ (100), (110) и (111), можно получить изъ расположенія ихъ въ цинковой обманкѣ, сдѣлавъ лишь цинковыя и сѣрныя плоскости одинаковыми по природѣ. Плоскости параллельныя (100) станутъ наиболѣе близкими другъ къ другу, въ соотвѣтствіи съ чѣмъ опѣ дадутъ первый спектръ при большемъ углѣ θ , чѣмъ другія грани.

Плоскости (110) будутъ въ $\sqrt{2}$ раза, плоскости (111) въ $4/\sqrt{3}$ раза дальше отстоять другъ отъ друга по сравненію съ плоскостями (100). Наше расположеніе атомовъ удовлетворительно объясняетъ, какъ положеніе перваго спектра отъ каждой грани, такъ и то замѣчательное обстоятельство, что отъ грани (111) совсѣмъ не получается спектра второго порядка. Остается еще изслѣдовать это расположеніе въ одномъ важномъ отношеніи, а именно — позволяетъ ли оно помѣстить надлежащее число атомовъ въ единичномъ кубѣ структуры? Если мы вправѣ помѣстить атомъ углерода на мѣсто cadaго атома цинка и сѣры въ структурѣ цинковой обманки, то этимъ самымъ мы включасмъ алмазъ въ одинъ рядъ съ другими кристаллами, для которыхъ имѣетъ силу найденное нами соотношеніе между d , ρ и M .

При сравненіи алмаза съ цинковой обманкой, мы должны сравнить массу двухъ углеродныхъ атомовъ съ молекулой цинковой обманки, такъ какъ молекула цинковой обманки состоитъ изъ одного атома цинка и одного атома сѣры. Мы поэтому положимъ для алмаза $M = 24$. Плотность алмаза равна 3.51. Для цинковой обманки разстояніе d было вычислено по положенію перваго спектра, аналогъ котораго отсутствуетъ въ алмазѣ. Соотвѣтствующее расто-

яніе d для алмаза вдвое больше разстоянія между двумя послѣдовательными плоскостями. Оно дано соотношеніями

$$2\lambda = 2d \sin 19.0^\circ,$$

$$d = 3.06 \lambda;$$

такъ что

$$d \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}} = 1.62 \lambda,$$

какъ и для другихъ кристалловъ (стр. 101). Это показываетъ, что цинковая обманка и алмазъ дѣйствительно

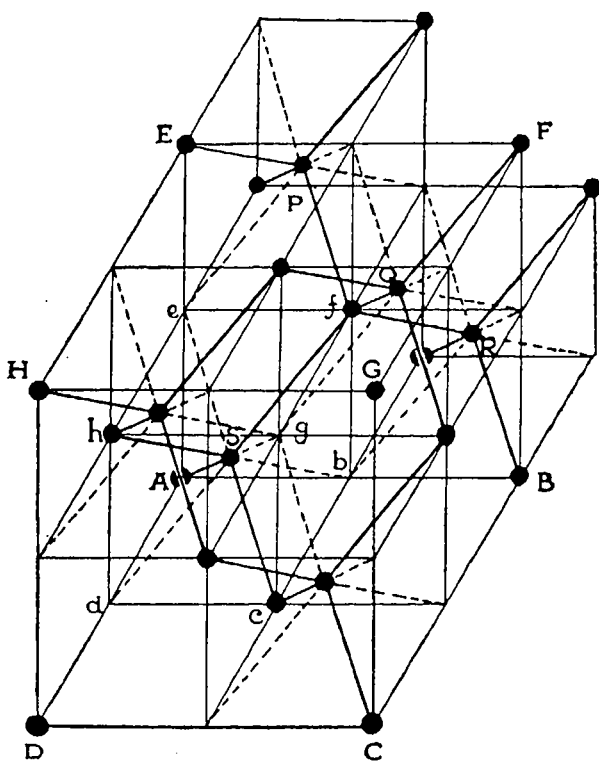


Рис. 33.

характеризуются однимъ и тѣмъ же числомъ атомовъ въ каждомъ единичномъ кубѣ.

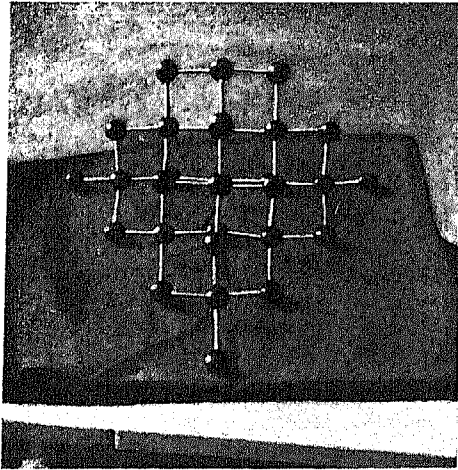
Въ строеніи алмаза, какъ оно показано на рис. 33, атомы

углерода размѣщены на двухъ проникающихъ другъ въ друга рѣшеткахъ. Каждый атомъ углерода рѣшетки *B* окруженъ четырьмя атомами, относящимися къ рѣшѣткѣ *A*, расположенными по тетраэдру, и наоборотъ: совершенно такъ, какъ каждый сѣрный атомъ въ цинковой обманкѣ окруженъ четырьмя цинковыми (рис. 30)¹⁾. Это даетъ возможность болѣе просто представить строеніе алмаза. Мы можемъ соединить прямыми каждые два атома такъ, чтобы каждый атомъ былъ соединенъ съ четырьмя его окружающими атомами. Мы получимъ систему кубовъ, изображенную на рис. 33 и структуру, модель которой показана на табл. III. На этихъ фотографіяхъ шарики, изображающіе атомы углерода, собраны въ тетраэдры, покоящіеся на одной изъ плоскостей (111). На второй изъ этихъ фотографій можно легко прослѣдить парное расположеніе плоскостей, параллельныхъ грани (111), указанное на рис. 30.

Остается еще одна простая структура, весьма похожая на только что разобранныя. Это структура илавиковаго шпата *Ca F₂*²⁾. Спектры его можно вполне характеризовать словами, что они тождественны спектрамъ алмаза. Строеніе, опредѣляемое этими спектрами, очень просто. Кальціевые атомы расположены по кубической рѣшѣткѣ съ центрированными гранями куба, а атомы фтора занимаютъ центры маленькихъ кубовъ, какъ атомы сѣры въ цинковой обманкѣ (рис. 30). Въ этомъ случаѣ, дѣйствительно, у насъ вдвое болѣе атомовъ фтора, чѣмъ кальція. Поэтому, мы должны помѣстить атомы фтора въ центры всѣхъ малыхъ кубовъ, а не половины этихъ кубовъ, какъ въ цинковой обманкѣ. Строеніе и рас-

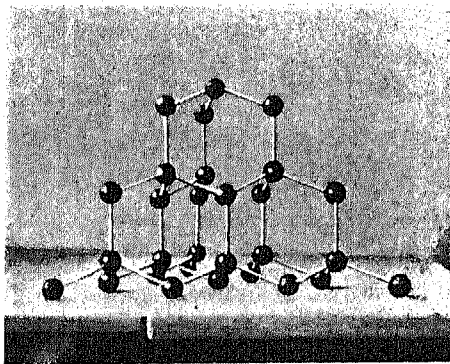
1) Для наиболѣе простаго вывода всей структуры слѣдуетъ взять кубическую рѣшетку съ центрированными гранями, которую назовемъ *A*, и вообразить ее перемѣщенной параллельно самой себѣ по направленію діагонали куба на четверть длины этой діагонали. Новое положеніе рѣшетки, которое обозначимъ черезъ *B*, вмѣстѣ съ рѣшѣткой *A* и дастъ расположеніе атомовъ углерода въ алмазѣ.

2) Proc. Roy. Soc., A, томъ 89, стр. 474.



МОДЕЛЬ АЛМАЗА.

Горизонтальные и вертикальные плоскости, перпендикулярные к плоскости бумаги, представляют плоскости (110).



МОДЕЛЬ АЛМАЗА.

Горизонтальные плоскости, перпендикулярные к плоскости бумаги, представляют плоскости (111).

положеніе главныхъ плоскостейъ указано на рис. 34. Это расположеніе приводитъ къ истинному значенію молекулярнаго объема плавиковога шпата, какъ и въ случаѣ другихъ разобранныхъ нами кристалловъ.

Спектры плавиковога шпата представляютъ особый интересъ въ виду слѣдующихъ соображеній. Было указано, что въ плавиковомъ шпатѣ, какъ и въ алмазѣ, первый спектръ отъ (100), равно какъ и второй отъ (111), совершенно погашены. Въ алмазѣ плоскости (100) рѣшетки *A* (см. стр. 116) помѣщаются между плоскостями рѣшетки *B*, одной природы съ ними, а потому спектръ перваго порядка необходимо

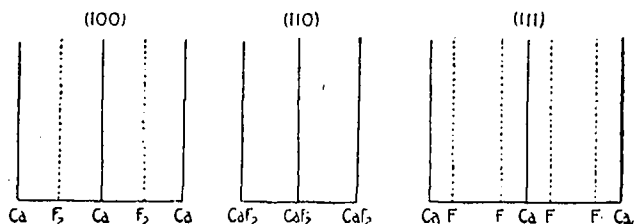


Рис. 34.

исчезаетъ. Въ случаѣ плавиковога шпата, плоскости, содержащая атомы кальція, помѣщены между плоскостями, содержащими вдвое болѣе атомовъ фтора, и исчезновение перваго спектра показываетъ, что кальціевыя и фторныя плоскости одинаковы по своей отражательной способности. Совершенно такъ же, какъ уравнивались *C* съ *C* въ алмазѣ, *K* съ *Cl* въ силвинѣ, такъ уравниваются *Ca* съ *F*₂ въ плавиковомъ шпатѣ. Атомъ *K* уравниваетъ атомъ *Cl* по той причинѣ, что атомные вѣса ихъ почти одинаковы. Возможно, что *Ca* уравниваетъ *F*₂ потому, что $Ca = 40, F + F = 19 + 19 = 38$. Это показываетъ, что отражательная способность плоскости, устроенной атомами, пропорциональна массѣ атомовъ, приходящейся на единицу площади. Въ слѣдующей главѣ мы приведемъ нѣсколько примѣровъ, дающихъ вѣское подтвержденіе

этого взгляда, въ значительной мѣрѣ упрощающаго анализъ болѣе сложныхъ структуръ.

Въ рядѣ разсмотрѣнныхъ нами кристалловъ мы связали углы отраженія отъ грани (100) каждаго кристалла съ помощью количества $d \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}}$. Это количество имѣло одно и то же значеніе 1.62 для всѣхъ членовъ этого ряда. Постоянство этого количества показываетъ, что данные кристаллы образуютъ связанный рядъ, такъ какъ въ каждомъ случаѣ свойства спектровъ и углы, подъ которыми эти спектры наблюдаются, при сравненіи другъ съ другомъ, удовлетворительно объясняются структурой, приписанной каждому изъ этихъ кристалловъ. Мы въ правѣ утверждать, что эти структуры, по крайней мѣрѣ, близко подходятъ къ дѣйствительному расположенію атомовъ въ кристаллѣ. Могутъ быть еще легкія деформациі кристалла, на которыя спектры не дадутъ никакихъ указаній, но во всякомъ случаѣ общее расположеніе атомовъ должно соответствовать выведеннымъ нами структурамъ. Признавъ это, мы приступимъ къ вычисленію длины волны примененнаго нами излученія. Возьмемъ кубическую рѣшетку съ центрированными гранями. Единичный кубъ рѣшетки, изображенный на рис. 27 (в), обладаетъ четырьмя связанными съ нимъ узлами, иными словами, въ каждомъ данномъ объемѣ рѣшетки находится вчетверо больше узловъ, чѣмъ кубовъ. Въ вершинахъ каждаго куба находится восемь узловъ, изъ коихъ каждый принадлежитъ сразу восьми кубамъ, соприкасающимся въ данной вершинѣ, такъ что всѣ эти узлы надо считать за одинъ. Изъ шести узловъ въ центрахъ граней куба каждый принадлежитъ двумъ смежнымъ кубамъ, такъ что эти шесть узловъ надо считать за три. Стало быть, все число узловъ, связанныхъ съ кубомъ, равно четыремъ. Съ каждымъ изъ восьми малыхъ кубовъ рис. 27 (в), на которые дѣлится единичный кубъ, связана половина узла. Переходя къ структурамъ,

мы нашли для различныхъ кристалловъ, что съ малыми кубами мы должны соединить количество:

$$\frac{KCl}{2}, \frac{NaCl}{2}, \frac{ZnS}{2}, C, \frac{CaF_2}{2}.$$

Если черезъ m обозначимъ массу водороднаго атома въ граммахъ, черезъ M —молекулярный вѣсъ вещества, то масса, связанная съ единичнымъ кубомъ структуры, будетъ $Mm/2$ въ каждомъ случаѣ.

Съ другой стороны, объемъ элементарнаго куба равенъ $d^3_{(100)}$, при чемъ $\lambda = 2d_{(100)} \sin \theta$. Если плотность кристалла ρ , то масса единичнаго куба будетъ $\rho d^3_{(100)}$. Мы получимъ такимъ образомъ:

$$\left(\frac{1}{2}M\right)m = \rho d^3_{(100)}$$

(Надо признать за случайное совпаденіе, что для всѣхъ четырехъ изслѣдованныхъ кристалловъ половина молекулы соединена съ однимъ и тѣмъ же объемомъ.)

Обратившись къ каменной соли и подставивъ

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}M &= 29.25, & m &= 1.64 \times 10^{-24} \text{ gr}, \\ \rho &= 2.17, \end{aligned}$$

мы найдемъ $d_{(100)} = 2.80 \times 10^{-8}$ см,

а отсюда

$$\lambda = 0.576 \times 10^{-8} \text{ см.}$$

Такъ какъ $d \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}}$ приблизительно постоянно для всѣхъ кристалловъ, то они всѣ дадутъ ту же величину для λ .

Предположимъ, что мы станемъ изслѣдовать новый кубическій кристаллъ, структура котораго намъ совершенно неизвѣстна. Возьмемъ, на примѣръ, хлористый аммоній, NH_4Cl . Найдено, что первый спектръ отъ грани (100) наблюдается подъ угломъ 4.25° . Отсюда

$$0.576 \times 10^{-8} = 2d_{(100)} \sin 4.25^\circ$$

$$d_{(100)} = 3.88 \times 10^{-8} \text{ см}$$

$$\rho d^3_{(100)} = 88.2 \times 10^{-24} \text{ gr.}$$

Масса молекулы NH_4Cl равна

$$1.64 \times 10^{-24} \times 53.5 = 87.8 \times 10^{-24} \text{ gr.}$$

Ясно, что каждый единичный кубъ структуры содержитъ одну молекулу, а это первое, что надо знать для того, чтобы расположить атомы такъ, чтобы они объясняли наблюдаемые спектры.

Этимъ путемъ, опредѣливъ разъ навсегда длину волны палладіевыхъ лучей, мы можемъ измѣрять въ сантиметрахъ всякія разстоянія между атомными плоскостями въ любомъ кристаллѣ.

Къ какому бы классу симметріи не принадлежалъ кристаллъ, это даетъ намъ возможность измѣрить элементарную ячейку его структуры и найти, такимъ образомъ, заключенную въ ней массу, умножая объемъ ячейки на плотность вещества кристалла. Сравненіе съ извѣстной массой молекулы вещества намъ сейчасъ же укажетъ, сколько молекулъ заключается въ единичной ячейкѣ.

Найдя это, нужно сравнить спектры отъ различныхъ граней съ цѣлью найти расположеніе атомовъ въ ячейкѣ. Такимъ образомъ мы опредѣлимъ строеніе даннаго кристалла.

Мѣдь ¹⁾.

Мѣдь—химически простое тѣло, а потому ея кристаллы сложены только изъ атомовъ этого химическаго элемента. Мѣдь кристаллизуется въ кубической системѣ; ея атомы въ простѣйшемъ случаѣ могутъ быть сложены въ одну изъ трехъ рѣшетокъ кубической системы.

Такъ какъ кристаллы мѣди очень мягки и тягучи, то грани ихъ обыкновенно оказываются настолько поврежденными, что не даютъ ясныхъ спектровъ рентгеновскихъ лучей

¹⁾ Брэггъ-сынъ изслѣдовалъ строеніе кристалловъ мѣди, оказавшееся весьма простымъ. См. W. L. Bragg, Philos. Mag., 1914 г., стр. 355. Въ виду особой простоты строенія кристалловъ мѣди, всѣ относящіяся къ его раскрытію разсужденія чрезвычайно упрощаются и приобретаютъ большую наглядность. Въ виду этого переводчикъ счелъ полезнымъ добавить къ этой главѣ рефератъ вышодитированной работы Брэгга-сына.

на спектрометрѣ. Для спектрометрическаго изслѣдованія необходимо кристаллы протравить азотной кислотою, и послѣ такой обработки получаютъ удовлетворительныя отраженія рентгеновскихъ лучей на граняхъ куба (100), ромбическаго додекаэдра (110) и октаэдра (111). Для изслѣдованія примѣнялась рентгеновская трубка съ палладіевымъ антикатодомъ, дающимъ спектральную линію съ длиною волны $\lambda = 0.576 \times 10^{-8}$ см.

Для угловъ отраженія найдены значенія:

на грани куба	$\theta_{(100)} = 9^{\circ}24'$
„ „ ромб. додек.	$\theta_{(110)} = 13^{\circ}18'$
„ „ октаэдра	$\theta_{(111)} = 8^{\circ} 0'$

Сдѣлаемъ наиболѣе вѣроятное предположеніе, что атомы мѣди расположены въ ея кристаллахъ наиболѣе плотно, т.-е. по рѣшеткѣ съ центрированными гранями. Обозначивъ разстояніе между двумя смежными слоями атомовъ, параллельными грани куба, черезъ $d_{(100)}$, мы получимъ, что длина ребра единичнаго куба рѣшетки равна $2d_{(100)}$, такъ что объемъ такого единичнаго куба будетъ $8d_{(100)}^3$. Плотность мѣди равна 8.96, а потому въ единичномъ кубѣ заключается масса $8d_{(100)}^3 \times 8.96$. Такъ какъ число атомовъ мѣди, заключающееся въ единичномъ кубѣ рѣшетки съ центрированными гранями, равно четыремъ, то масса одного атома мѣди выразится величиною $8d_{(100)}^3 \times 8.96/4$.

Съ другой стороны, мы получимъ массу одного атома мѣди, исходя изъ массы атома водорода, равной 1.64×10^{-24} гр, и атомнаго вѣса мѣди, равнаго 63.57, показывающаго, во сколько разъ атомъ мѣди плотнѣе атома водорода. Мы получимъ для массы атома мѣди значеніе $1.64 \times 10^{-24} \times 63.57$ гр. Сравнивъ оба значенія, найденныя для массы атома мѣди, получимъ уравненіе:

$$\frac{8d_{(100)}^3 \times 8.96}{4} = 1.64 \times 10^{-24} \times 63.57,$$

изъ котораго найдемъ

$$d_{(100)} = 1.80 \times 10^{-8} \text{ см.}$$

Вычисляя положеніе перваго спектра по формулѣ

$$\lambda = 2d \sin \theta$$

гдѣ θ уголъ отраженія для кубической грани, мы напишемъ нашу формулу слѣдующимъ образомъ:

$$0.576 \times 10^{-8} = 2 \times 1.80 \times 10^{-8} \sin \theta_{(100)},$$

откуда

$$\theta_{(100)} = 9^{\circ}13',$$

что весьма близко къ величинѣ, найденной измѣрениемъ.

Пользуясь зависимостью между разстояніями атомныхъ слоевъ $d_{(100)}$, $d_{(110)}$, $d_{(111)}$, параллельныхъ гранямъ куба, ромбическаго додекаэдра и октаэдра, выведенными въ этой главѣ для кубической рѣшетки съ центрированными гранями:

$$\frac{1}{d_{(100)}} : \frac{1}{d_{(110)}} : \frac{1}{d_{(111)}} = 1 : \sqrt{2} : \frac{\sqrt{3}}{2},$$

мы получимъ для мѣди изъ выше найденной величины $d_{(100)}$ значенія:

$$d_{(110)} = 1.27 \times 10^{-8} \text{ см}$$

$$d_{(111)} = 2.08 \times 10^{-8} \text{ см.}$$

Для этихъ граней получимъ углы отраженія перваго спектра

$$\theta_{(110)} = 13^{\circ}2',$$

$$\theta_{(111)} = 8^{\circ}0',$$

что опять совершенно сходится съ результатами измѣренія. Такимъ образомъ, наше предположеніе о строеніи мѣди по типу кубической рѣшетки съ центрированными гранями превосходно подтверждается опытомъ.

Можно убѣдиться, что оба остальные типа кубической рѣшетки не подходятъ совершенно.

Для расположенія по кубу, мы примемъ опять за $d_{(100)}$ разстояніе между слоями атомовъ, параллельными кубической грани. Тогда въ объемѣ $d_{(100)}^3$ будетъ содержаться

одинъ атомъ мѣди, и для вычисленія $d_{(100)}$ мы имѣемъ уравненіе

$$d_{(100)}^3 \times 8.96 = 1.64 \times 10^{-24} \times 63.57,$$

откуда получимъ

$$d_{(100)} = 2.27 \times 10^{-8} \text{ см.}$$

Разстоянія $d_{(110)}$, $d_{(111)}$ получатся съ помощью зависимости:

$$d_{(100)} : d_{(110)} : d_{(111)} = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3},$$

что дастъ

$$d_{(110)} = 1.59 \times 10^{-8} \text{ см, } d_{(111)} = 1.30 \times 10^{-8} \text{ см.}$$

Для угловъ $\theta_{(110)}$ и $\theta_{(111)}$ получимъ значенія

$$\theta_{(110)} = 10^\circ 22' \text{ и } \theta_{(111)} = 12^\circ 50',$$

совсѣмъ не отвѣчающія даннымъ измѣреніямъ.

Наконецъ, предположивъ строеніе по центрированному кубу и обозначивъ черезъ $d_{(100)}$ разстоянія между атомными слоями, мы найдемъ, что $2d_{(100)}$ будетъ ребро единичнаго куба, въ которомъ при данной структурѣ заключается два атома. Мы придемъ къ уравненію

$$\frac{8d_{(100)}^3 \times 8.96}{2} = 1.64 \times 10^{-24} \times 63.57.$$

Это дастъ

$$d_{(100)} = 1.43 \times 10^{-8} \text{ см.}$$

Зависимость между $d_{(100)}$, $d_{(110)}$ и $d_{(111)}$:

$$\frac{1}{d_{(100)}} : \frac{1}{d_{(110)}} : \frac{1}{d_{(111)}} = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \sqrt{3},$$

приводить къ значеніямъ

$$d_{(110)} = 2.02 \times 10^{-8} \text{ см, } d_{(111)} = 0.826 \text{ см.}$$

Вычисленные на основаніи этихъ данныхъ углы $\theta_{(100)}$, $\theta_{(110)}$ и $\theta_{(111)}$ получаются:

$$\theta_{(100)} = 11^\circ 37', \theta_{(110)} = 8^\circ 12' \text{ и } \theta_{(111)} = 20^\circ 24'.$$

Эти углы тоже не согласуются съ наблюденіемъ.

Такимъ образомъ, атомы мѣди въ ея кристаллахъ расположены по кубу съ центрированными гранями.

Въ виду того, что структура мѣди представляется одной рѣшеткой, а не совокупностью нѣсколькихъ, отпадаетъ необходимость изслѣдовать относительную яркость спектровъ различного порядка на различныхъ граняхъ.

ГЛАВА VIII.

Анализъ строенія кристалловъ ч. II.

Соединенія $MgCO_3$ (магнезитъ), $CaCO_3$ (кальцитъ, или исландскіи шпатель), $MnCO_3$ (родохрозитъ), $FeCO_3$ (сидеритъ), $ZnCO_3$ (каламипъ)—всѣ встрѣчаются въ природѣ въ кристаллахъ, весьма похожихъ другъ на друга, и составляютъ одинъ изъ наиболѣе извѣстныхъ рядовъ изоморфныхъ ¹⁾ минераловъ. Они принадлежатъ къ ромбоэдрическому классу гексагональной системы. Въ каждомъ отдѣльномъ случаѣ кристаллы обладаютъ осью симметріи третьяго порядка, тремя плоскостями симметріи, пересѣкающимися по ней, и тремя осями второго порядка, къ ней перпендикулярными. Ромбоэдръ кальцита изображенъ на рис. 35 для поясненія его симметріи. Всѣ ребра ромбоэдра равны между собою, также какъ и углы AOB , BOC и COA .

Оси симметріи обозначены на рисункѣ; изъ нихъ ось OO' есть ось симметріи третьяго порядка. Оси второго порядка проходятъ чрезъ середины противоположныхъ реберъ, не пересѣкающихся съ осью третьяго порядка, какъ напр. BD и EA . Плоскости симметріи проходятъ чрезъ ось третьяго порядка и ребра, съ ней пересѣкающіяся; онѣ перпендикулярны къ гранямъ ромбоэдра.

¹⁾ Ужо встрѣчавшееся выше выраженіе „изоморфные“ кристаллы означать кристаллы, сходные по химическому составу и по физическимъ свойствамъ, къ которымъ надо отнести и нѣгшнюю форму. *Пер.*

Кристаллъ съ большймъ совершенствомъ колется по спайности параллельно гранямъ ромбоэдра. Мы предположимъ для начала, что ячейки такого ромбоэдрическаго вида будутъ единичными ячейками структуры, и что весь кристаллъ образованъ сопоставленіемъ такихъ ячеекъ. Выберемъ за оси кристалла три ребра ромбоэдра, OA , OB , OC , пересѣкающіяся съ осью третьяго порядка. Онѣ равны по длинѣ и образуютъ между собою равные углы. Для кальцита эти углы равны $101^{\circ} 54'$.

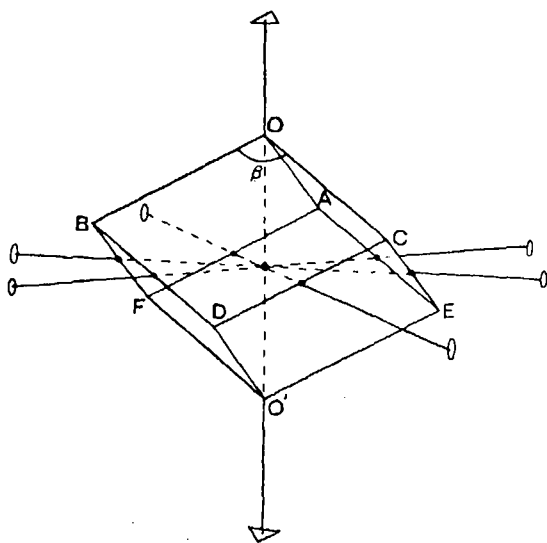


Рис. 35.

Углы кристалловъ всего ряда равны этой величинѣ въ предѣлахъ двухъ градусовъ. Если OA , OB , OC выбрать за оси, грань OBC становится гранью (100) . Грань ABC , получить символъ (111) . Уголъ BOC , опредѣляющій форму параллелепипеда, обозначенъ на рисункѣ буквой β .

Опредѣливъ уголъ, подъ которымъ рентгеновскіе лучи известной длины волны отражаются отъ какой-либо грани ромбоэдра, мы можемъ вычислить разстояніе между плоскостями, параллельными его гранямъ. Пусть $d_{(100)}$ обо-

значаетъ это разстояніе. Уголъ ограженія для главнаго луча палладія равенъ 5.35° . Подставивъ его въ обычную формулу, получимъ $d_{(100)} = 3.07 \times 10^{-8}$ см.

Зная форму параллелепипеда, мы легко найдемъ объемъ элементарной ячейки, для которой $d_{(100)}$ является длиною перпендикуляра между двумя противоположными гранями. Этотъ объемъ равенъ $1.08 \times d_{(100)}^3$. Такъ какъ плотность кальцита равна 2.71, то заключенная въ единичной ячейкѣ масса будетъ

$$2.71 \times 1.08 \times (3.07)^3 \times 10^{-24} = 8.50 \times 10^{-23} \text{ gr.}$$

Съ другой стороны масса молекулы кальцита равна

$$(40 + 12 + 48) \times 1.64 \times 10^{-24} = 16.4 \times 10^{-23} \text{ gr.}$$

Это предварительное изслѣдованіе показываетъ, что въ элементарной ячейкѣ должна заключаться половина молекулы кальцита. Оно даетъ также указаніе на видъ пространственной рѣшетки, по которой должны быть расположены атомы кальція, представляющіе цѣлую молекулу. Вообразимъ рѣшетку, составленную изъ ячеекъ, вдвое большихъ по линейнымъ размѣрамъ и въ восемь разъ большихъ по объему. Помѣстимъ узлы рѣшетки въ каждой вершинѣ этой ячейки и въ центрѣ каждой ея грани. Въ каждой ячейкѣ будутъ заключены четыре узла, какъ это было объяснено для подобнаго же случая кубической рѣшетки на стр. 119 при чемъ ромбоэдръ нужно представить себѣ, какъ пзмѣненный кубъ. Если расположить одну молекулу $CaCO_3$ у каждаго узла рѣшетки, то въ ячейкѣ съ центрированными гранями будетъ заключаться четыре молекулы $CaCO_3$. Разстоянія плоскостей, параллельныхъ сторонамъ ячейки, обозначенное нами черезъ $d_{(100)}$, равно половинѣ разстоянія между противоположными сторонами новой ячейки, совершенно такъ, какъ это имѣетъ мѣсто и въ кубической рѣшеткѣ съ центрированными гранями.

Теперь вычислимъ въ сантиметрахъ разстоянія для любыхъ плоскостей этой рѣшетки, поступая слѣдующимъ

образомъ. Приведенное выше вычисленіе мы будемъ разсматривать лишь какъ средство узнать число частицъ, заключающихся въ ячейкѣ. Мы примемъ это число равнымъ четыремъ и, исходя изъ этого положенія, начнемъ наше вычисленіе сначала. Вычислимъ сперва величину $d_{(100)}$, которую сочтемъ неизвѣстной.

Мы знаемъ, что объемъ единичной ячейки равенъ $1.08 (2d_{(100)})^3$ и что плотность кальцита равна 2.71 .

Отсюда масса, заключенная въ единичной ячейкѣ, будетъ

$$1.08 \times (2d_{(100)})^3 \times 2.71 \text{ gr.}$$

Эта ячейка содержитъ четыре молекулы $CaCO_3$, каждая въсомъ въ 164×10^{-24} гр. Мы получимъ:

$$1.08 \times (2d_{100})^3 \times 2.71 = 4 \times 164 \times 10^{-24}$$

$$d_{100} = 3.04 \times 10^{-8} \text{ cm.}$$

Изъ вычисленнаго значенія $d_{(100)}$ мы можемъ найти уголъ, подъ которымъ палладіевые лучи будутъ отражены.

Мы имѣемъ:

$$\lambda = 2d \sin \theta_{(100)}.$$

$$0.576 \times 10^{-8} = 2 \times 3.04 \times 10^{-8} \sin \theta_{(100)},$$

$$\sin \theta_{(100)} = 0.0950,$$

$$\theta_{(100)} = 5.43^\circ.$$

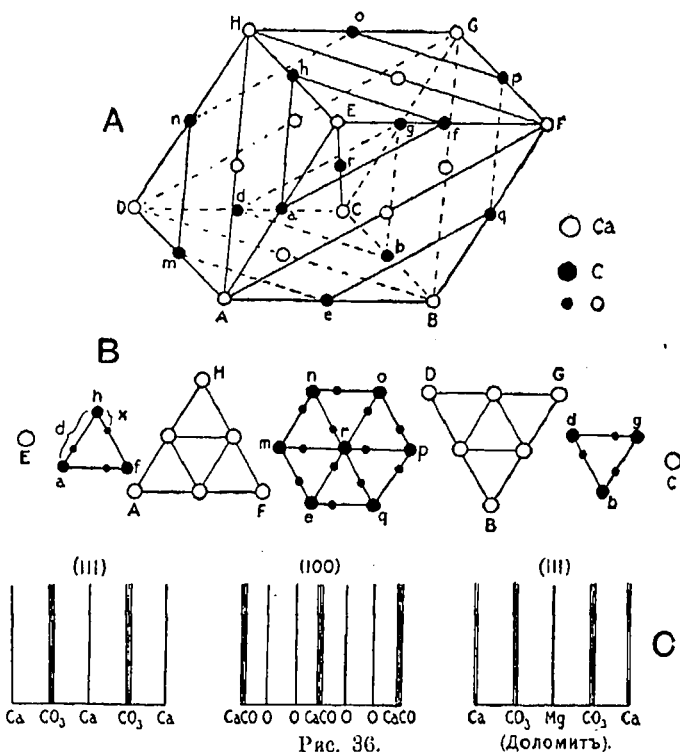
Такимъ же образомъ мы вычислимъ $d_{(111)}$, $d_{(110)}$ и т. д. Нижеприведенная таблица даетъ сравненіе вычисленныхъ угловъ съ углами, подъ которыми въ дѣйствительности наблюдалось отраженіе.

Грань.	Вычисленное расстояніе.	Вычислен- ные углы.	Наблюден- ные углы.
100	$d_{(100)} = 3.04 \times 10^{-8}$ cm.	5.43°	5.35° .
$1\bar{1}\bar{0}$	$d_{(1\bar{1}\bar{0})} = 2.48$ "	6.67°	6.6°
110	$d_{(110)} = 1.917$ "	8.63°	8.70°
111	$d_{(111)} = 2.79$ "	5.92°	5.77°
$2\bar{1}\bar{1}$	$d_{(2\bar{1}\bar{1})} = 1.43$ "	11.59°	11.65° .

Такъ какъ вычисленные величины согласуются съ найденными изъ опыта, а не равны, напримѣръ, половинѣ

ЭТИХЪ ВЕЛИЧИНЪ, ИЛИ ВЕЛИЧИНАМЪ ВЪ ДВА ИЛИ ТРИ РАЗА БОЛЬШИМЪ, ТО ИЗЪ ЭТОГО СЛѢДУЕТЪ, ЧТО РѢШЕТКА ВЫБРАНА ВѢРНО.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВЪ ОТЪ КАЖДОЙ ГРАНИ БЫЛИ ПРИНЯТЫ ВЪ РАСЧЕТЪ ДЛЯ ОПРЕДѢЛЕНІЯ РАСПОЛОЖЕНІЯ АТОМОВЪ ВЪ МОЛЕКУЛѢ $CaCO_3$, ПОМѢЩЕННОЙ ВЪ КАЖДОЙ ТОЧКѢ РѢ-



ШЕТКИ. МЫ НЕ БУДЕМЪ ВХОДИТЬ ВЪ ПОДРОБНОСТИ РАЗСУЖДЕНІЯ, А СООБЩИМЪ ЛИШЬ РЕЗУЛЬТАТЪ. СТРУКТУРА, КЪ КОТОРОЙ ПРИВЕЛО ИЗУЧЕНІЕ СПЕКТРОВЪ, ИЗОБРАЖЕНА НА РИС. 36.

ПОДРОБНЫЙ ОТЧЕТЪ О ТОМЪ, КАКИМЪ ПУТЕМЪ ОНА БЫЛА ПОЛУЧЕНА, МОЖНО ПАЙТИ ВЪ ОРИГИНАЛЬНОЙ СТАТЬѢ ¹⁾.

1) Proc. Roy. Soc., A, томъ 89, стр. 468, 1914.

На рис. 36, для простоты, обозначены лишь атомы кальція и углерода на своихъ мѣстахъ въ единичной ячейкѣ структуры. Для того, чтобы показать положеніе атомовъ кислорода, структура представлена въ видѣ ряда слоевъ, перпендикулярныхъ къ тригональной оси (рис. 36 В). Какъ эти слои расположены въ ромбоэдрѣ — это на рисункѣ достаточно ясно указано буквами.

Изъ рис. 36 ясно, что устройство плоскостей, перпендикулярныхъ къ тригональной оси, можно описать очень просто. Разстоянія между плоскостями одинаковы, и плоскости содержатъ поочередно атомы кальція и группы состава CO_3 . Это расположеніе представлено на диаграммѣ рис. 36 С. Плоскости, содержащія группу CO_3 съ вѣсомъ $(12 + 3 + 16 = 60)$ одинаково удалены отъ плоскостей, содержащихъ кальціи съ атомнымъ вѣсомъ 40.

Строеніе каждаго кристалла изъ ряда кальцита похоже на строеніе самого кальцита, и въ частности всѣ они обладаютъ подобнымъ же устройствомъ плоскостей перпендикулярныхъ къ тригональной оси. Сверхъ того, существуетъ еще кристаллъ, который, хотя и обладаетъ совершенно другимъ химическимъ составомъ, по настолько близко подходитъ къ кальциту по кристаллической формѣ и молекулярному объему, что его строеніе, надо полагать, одинаково со строеніемъ кальцита. Вещество это — азотно-кислый натрій NaN_3 . Изслѣдованіе спектровъ, отраженыхъ отъ кристалловъ этого вещества, показываетъ, что это сходство дѣйствительно зависитъ отъ сходства состава. Еще одинъ кристаллъ принадлежитъ къ той же структурѣ. Это доломитъ $CaMg(CO_3)_2$. Его сходство съ кальцитомъ такъ велико, что хотя онъ и болѣе сложенъ по составу, мы чувствовали себя въ правѣ поступать съ нимъ на первыхъ порахъ, какъ съ простымъ карбонатомъ (углекислою солью), полагая атомный вѣсъ металла равнымъ среднему арифметическому изъ вѣса кальція и магнія.

Результаты изслѣдованія спектровъ кристалловъ этого ряда показаны на рис. 37, при чемъ отражающей поверхностью во всѣхъ случаяхъ взята грань (111).

Разстояніе $d_{(111)}$ вездѣ означаетъ разстояніе между плоскостями, заключающими группу CO_3 , какъ изображено на рис. 36C. Но на полпути между этими плоскостями находятся плоскости съ металлическими атомами. Дѣйствіе этихъ плоскостей, какъ и въ предыдущихъ случаяхъ, подобныхъ этому, выражается въ ослабленіи перваго

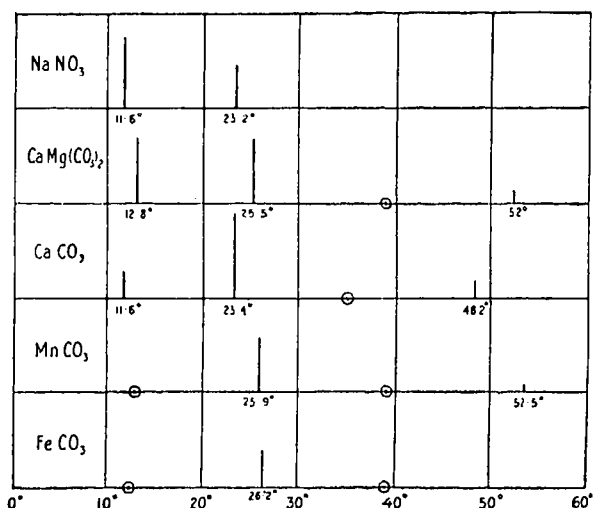


Рис. 37.

спектра и въ усиленіи второго. Если дѣйствіемъ этихъ металлическихъ плоскостей можно пренебречь по сравненію съ плоскостями съ CO_3 , то яркость перваго, второго и третьяго спектровъ должны убывать правильно. Если металлическія плоскости и плоскости, заключающія CO_3 , обладаютъ одинаковой отражательной способностью, то первый спектръ будетъ совершенно уничтоженъ, ибо при равныхъ разстоявіяхъ между плоскостями обоого рода, отражаемая ими волны будутъ имѣть равныя амплитуды, но противоположныя фазы. Если дѣйствіе металлическихъ

плоскостей будетъ по величинѣ заключаться между указанными крайними случаями, то отношеніе между яркостями второго и перваго спектровъ будетъ больше нормальнаго.

На рис. 37 изображены спектры отъ плоскости (111) кристалловъ разсматриваемаго ряда веществъ, при чемъ углекислыя соли расположены въ порядкѣ возрастающаго атомнаго вѣса ихъ металла. Постепенное исчезновеніе перваго спектра бросается въ глаза. Въ $NaNO_3$ натріевыя плоскости обладаютъ слабымъ дѣйствіемъ по сравненію съ плоскостями, заключающими группу NO_3 , а потому спектръ перваго порядка ярче втораго. Въ $FeCO_3$ желѣзные плоскости должны быть равны плоскостямъ съ CO_3 по отражательной способности, а потому спектръ перваго порядка совершенно потушенъ.

Мы заключаемъ изъ сказаннаго, что чередующіяся плоскости будутъ одинаковы по силѣ отраженія, если массы атомовъ, приходящіяся на единицу площади плоскостей, будутъ равны. Атомный вѣсъ желѣза равенъ 57, сумма же атомныхъ вѣсовъ группы CO_3 равна $12 + 16 \times 3 = 60$.

Мы уже видѣли, что дѣйствіе атома кальція равно дѣйствію двухъ атомовъ фтора, теперь мы видимъ, что желѣзо и марганецъ, атомный вѣсъ котораго равенъ 55, по дѣйствію равны группѣ CO_3 . Это непосредственно вытекаетъ изъ того факта, что отражательная способность атома пропорціональна его атомному вѣсу.

Мы приходимъ къ заключенію, что амплитуда волны рентгеновскаго свѣта, разсѣянной атомомъ на который падаетъ этотъ свѣтъ, пропорціональна вѣсу этого атома. Доказательство можно повести слѣдующимъ образомъ. Пусть будетъ установлено, что первый спектръ отъ ряда равноотстоящихъ плоскостей A и B совершенно погашенъ. Это значитъ, что двѣ смежныхъ плоскости A и B отражаютъ волны, уничтожающія другъ друга. Если бы это не было вѣрно для каждой пары плоскостей, взятой

въ отдѣльности, то всѣ плоскости можно было бы разбить на пары, изъ которыхъ каждая отражала бы известную долю падающихъ на нее волнъ; эти доли слагались бы вмѣстѣ и давали бы первый спектръ. Распространяя это разсужденіе на нашъ случай, мы можемъ сказать, что если плоскости *A* и *B* содержатъ соответственно атомы *Fe* и группы *CO*₃ въ равныхъ количествахъ на единицу площади, то каждый атомъ желѣза уравнивается въ своемъ дѣйствіи группой *CO*₃.

Это значитъ, что въ каждой данной точкѣ амплитуда, происходящая отъ разсѣянія волнъ желѣзнымъ атомомъ, должна быть равна суммѣ амплитудъ волнъ, происходящихъ отъ разсѣянія атомами группы *CO*₃. Единственное простое объясненіе этого состоитъ въ томъ, что амплитуда пропорціональна атомному вѣсу. Разъ это такъ, то дѣйствіе углерода (атомный вѣсъ 12) должно быть почти равно дѣйствію кислорода (атомный вѣсъ 16) и дѣйствіе каждаго изъ этихъ элементовъ должно быть равно четверти дѣйствія желѣза (съ атомнымъ вѣсомъ 56). Въ плавиковомъ шпатѣ, какъ это мы видѣли, дѣйствіе фтора равно половинѣ дѣйствія кальція. Впоследствии мы увидимъ, что дѣйствіе атома сѣры нѣсколько больше половины дѣйствія желѣза.

На этихъ нѣсколькихъ примѣрахъ законъ пропорціональности амплитуды атомному вѣсу можетъ быть испытанъ непосредственно. Кроме того, существуетъ множество случаевъ, когда этотъ законъ можетъ быть проверенъ менѣе прямымъ образомъ. Приведенные факты кажутся достаточно убѣдительными, чтобы съ большой вѣроятностью признать этотъ законъ имѣющимъ силу для всѣхъ атомовъ. Теперь мы въ состояніи приступить къ разбору общаго случая, когда плоскости различной природы расположены не въ равныхъ промежуткахъ, но по какому-нибудь болѣе сложному закону. Предположимъ, что въ кристаллѣ есть система параллель-

ныхъ отражающихъ плоскостей двухъ родовъ A и B , расположенныхъ попеременно и параллельно какой-либо грани кристалла. Предположимъ далѣе, что ихъ относительныя массы будутъ M_1 и M_2 , при чемъ подъ M_1 и M_2 мы будемъ понимать суммы атомныхъ вѣсовъ группъ атомовъ, находящихся въ равномъ числѣ въ обѣихъ плоскостяхъ. Мы постараемся найти, какое вліяніе оказываетъ разстояніе между плоскостями на яркость отра-

$I_1, I_2, I_3, I_4, \text{etc.}$

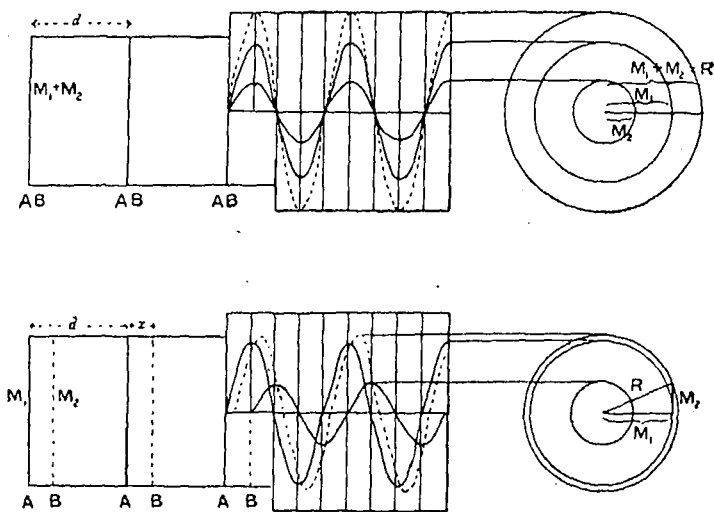


Рис. 38. Плоскости A и B .

женияго ими свѣта. Назовемъ черезъ d разстояніе между двумя послѣдовательными плоскостями A и черезъ x разстояніе между плоскостями A и B .

Когда x равно нулю, послѣдовательныя плоскости становятся одинаковыми по природѣ. Подобная система плоскостей, какъ мы уже знаемъ, даетъ рядъ спектровъ постепенно убывающей яркости. Обозначимъ яркость спектровъ черезъ I_1, I_2, I_3 и т. д.

При этомъ условіи плоскости A и B отражаютъ волны,

фазы которых одинаковы. Когда плоскости A и B совмѣстятся въ одну AB , амплитуда отраженной волны станетъ равна суммѣ амплитудъ волнъ, независимо отражающихся отъ A и отъ B (см. рис. 38, верхнюю часть).

Такъ какъ амплитуда пропорціональна „массѣ“ плоскости, то яркость, пропорціональная квадрату амплитуды, станетъ равной:

$$(M_1 + M_2)^2.$$

Если x не равно нулю, то волны отъ плоскостей A и отъ плоскостей B не будутъ находиться въ согласныхъ фазахъ другъ съ другомъ. Каждая пара плоскостей посылаетъ два ряда волнъ одной и той же длины, но различной амплитуды и фазы (см. рис. 38, нижнюю часть). Существуетъ хорошо извѣстный способъ сложения двухъ такнхъ рядовъ волнъ, показанный на этомъ же чертежѣ. Разность фазъ φ двухъ рядовъ волнъ дана уравненіями:

$$\begin{aligned} \frac{\varphi}{2\pi} &= \frac{x}{d} \text{ для перваго спектра.} \\ &= \frac{2x}{d} \text{ „ второго „} \\ &= \frac{3x}{d} \text{ „ третьяго „} \end{aligned}$$

и т. д. Амплитуды пропорціональны M_1 и M_2 . Амплитуда результирующей волны пропорціональна R , гдѣ R равнодѣйствующая двухъ векторовъ M_1 и M_2 , заключающихъ между собою уголъ φ , такъ что:

$$R^2 = M_1^2 + M_2^2 + 2M_1 M_2 \cos \varphi \text{ } ^1).$$

Энергія или яркость отраженнаго ряда волнъ пропорціональна квадрату амплитуды. Когда плоскости совпадаютъ, эта энергія пропорціональна $(M_1 + M_2)^2$, когда

¹⁾ Чтобы найти R , надо представить собѣ M_1 и M_2 , какъ двѣ силы, приложенныя къ одной и той же точкѣ и образующія другъ съ другомъ уголъ φ . Равнодѣйствующая этихъ силъ и будетъ по исчисленію равна R .

же онѣ не совпадаютъ, то энергія пропорціональна величинѣ:

$$M_1^2 + M_2^2 + 2M_1 M_2 \cos \varphi.$$

Сравнимъ яркость отраженій въ двухъ разсматриваемыхъ случаяхъ.

1. Если x равно нулю, то яркость отраженій равна:

$$I_1, I_2, I_3 \dots$$

2. Если x не равно нулю, то яркость отраженій равна $I_1', I_2', I_3' \dots$, при чемъ:

$$I_1' = I_1 \frac{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1 M_2 \cos \frac{2\pi x}{d}}{(M_1 + M_2)^2},$$

$$I_2' = I_2 \frac{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1 M_2 \frac{4\pi x}{d}}{(M_1 + M_2)^2},$$

и т. д.

Какъ примѣръ количественнаго опредѣленія яркостей, возьмемъ спектры каменной соли. Грани (100) и (110) по типу являются простыми, въ которыхъ всѣ плоскости, имѣ параллельныя, тождественны между собою. Онѣ даютъ спектры, яркость которыхъ правильно убываетъ, какъ это обыкновенно наблюдается въ подобныхъ случаяхъ. Грань (111) не простая, и яркость ея спектровъ обнаруживаетъ отклоненія отъ нормальнаго вида. Бросимъ взглядъ на слѣдующія числа, взятыя изъ таблицы, помѣщенной въ оригинальной статьѣ:

Грани.	I_1	I_2	I_3	I_4
(100)	100	30	7	3
(110)	100	24	7	—
(111)	20	100	0	6

Первые два ряда спектровъ показываютъ разницу въ числахъ, которую можно смѣло приписать, отчасти погрѣшностямъ измѣренія, отчасти же неправильностямъ.

кристалла, вообще очень частымъ ¹⁾). Третій рядъ показываетъ отклоненія совсѣмъ другого порядка, и мы для нихъ постараемся дать удовлетворительное объясненіе.

Если бы атомы натрія и хлора находились въ одной и той же плоскости, параллельной грани (111), какъ это имѣетъ мѣсто для граней (100) и (110), то мы должны были бы ожидать, что эта грань дастъ паче спектры съ правильно убывающими яркостями. Можно сказать, на основаніи имѣющихся данныхъ, что отношеніе яркостей спектровъ будетъ приблизительно слѣдующее:

$$I_1 : I_2 : I_3 : I_4 = 100 : 30 : 7 : 3.$$

Приложимъ къ этимъ числамъ нашъ анализъ. Мы получимъ:

$$M_1 = 35.5, \quad M_2 = 23, \quad \frac{x}{d} = \frac{1}{2},$$

это даетъ:

$$I_1' = I_1 \frac{(35.5 - 23)^2}{(35.5 + 23)^2} = 0.045 I_1,$$

$$I_3' = I_2$$

$$I_3' = 0.045 I_3$$

$$I_4' = I_4.$$

Такимъ образомъ, для предположеннаго нами расположенія атомовъ натрія и хлора мы должны ожидать вмѣсто яркостей I_1, I_2, I_3, I_4 другія яркости I_1', I_2', I_3' и I_4' , стоящія въ слѣдующемъ отношеніи:

$$\begin{aligned} I_1' : I_2' : I_3' : I_4' &= 4.5 : 30 : 0.3 : 3. \\ &= 15 : 100 : 1 : 10, \end{aligned}$$

что довольно точно согласуется съ третьимъ рядомъ чиселъ таблицы. Словомъ, спектры отъ грани (111) приве-

¹⁾ Согласно теоріи, развитой въ главѣ XI, эти различія въ числахъ частью существены. Необходимо упомянуть, что явившіяся здѣсь экспериментальныя данныя относятся ко времени, когда методъ былъ примененъ впервые и когда эмпирическія соотношенія, принятые для I_1, I_2, I_3, \dots , казались наиболѣе отвѣчающими фактамъ. Они, однако, вполне удовлетворяли поставленнымъ цѣлямъ и приводятся здѣсь безъ измѣненій. Въ главѣ XI попросъ будетъ разобранъ болѣе полно и въ соответствіи съ издѣланными опытными данными.

дены въ согласіе со спектрами отъ граней (100) и (110). Мы дали себѣ отчетъ въ отступленіи ихъ яркости отъ нормы какъ въ качественномъ, такъ и въ количественномъ отношеніи.

Разсмотримъ еще спектры отъ грани (100) кристалла цинковой обманки (см. рис. 30).

Здѣсь мы имѣемъ:

$$M_1 = 65, M_2 = 32, \frac{x}{l} = \frac{1}{2}.$$

Вычисляя, какъ раньше, мы найдемъ:

$$I_1' = 0.116 I_1$$

$$I_2' = I_2 \text{ и т. д.}$$

Найденное изъ опыта отношеніе яркостей для перваго и втораго спектра на этой грани равно 52:100 и является совершенно ненормальнымъ. Объясняется это тѣмъ, что цинковая и сѣрная плоскости чередуются другъ съ другомъ. Если бы атомы цинка и сѣры находились въ однѣхъ и тѣхъ же плоскостяхъ, вычисленіе дало бы намъ отношеніе:

$$\frac{52}{0.116} : 100 = 100 : 22,$$

что совершенно нормально.

Мы не должны ни ожидать, ни требовать большаго согласія между вычисленными и измѣренными величинами яркостей. Мы опредѣляемъ значенія отношеній $I_1 : I_2 : I_3 \dots$, наблюдая отраженія на другихъ плоскостяхъ кристалла, одинаковыхъ между собою. Измѣренія этихъ величинъ были сопряжены съ большими неточностями, такъ что другія производимыя отъ нихъ величины тоже оказываются неточными. Это, однако, не дѣлаетъ найденныя количественныя соотношенія между спектрами, совершенно непримѣнимыми для опредѣленія относительнаго положенія плоскостей A и B въ нашихъ примѣрахъ. Отношенія яркостей могутъ измѣняться въ такихъ широкихъ

предѣлахъ, что приблизительныя ихъ значенія оказываются достаточными для рѣшенія вопроса. Возьмемъ для примѣра грань (111) кристалловъ хлористаго натрія и положимъ, что намъ неизвѣстно въ точности положеніе хлорныхъ плоскостей по отношенію къ натріевымъ.

Если бы атомы натрія и хлора лежали въ однѣхъ и тѣхъ же плоскостяхъ, то яркости спектровъ стояли бы приблизительно въ отношеніи:

$$100:30:7:3.$$

Если бы атомы хлора были расположены въ плоскостяхъ, для которыхъ $\frac{x}{d} = \frac{1}{4}$, вычисленіе привело бы къ отношенію:

$$100:2.6:7:5.5.$$

Если бы $\frac{x}{d} = \frac{1}{2}$, какъ это и имѣетъ мѣсто въ данномъ случаѣ, вычисленное отношеніе равно:

$$15:100:0:10.$$

Дѣйствительное отношеніе равно:

$$20:100:0:6.$$

Когда $\frac{x}{d}$ измѣняется отъ $\frac{1}{4}$ до $\frac{1}{2}$, отношеніе яркости перваго и втораго спектра мѣняется отъ 100/2.6 до 15/100. Это чрезвычайно быстрое измѣненіе отношенія яркостей съ измѣненіемъ разстоянія между плоскостями и даетъ возможность опредѣлять разстояніе съ большою точностью, несмотря на неточность многихъ величинъ, входящихъ въ разсмотрѣніе.

Пиритъ (желѣзный или сѣрный колчеданъ) FeS_2 .

Пиритъ тоже образуетъ кристаллы кубической системы и представляетъ прекрасный примѣръ приложенія количественнаго анализа кристаллической структуры. Структура его кристалловъ интересна также съ точки зрѣнія

симметрин. Поэтому намъ стоитъ войти въ нѣкоторыя подробности.

Спектры шрита даны на рпс. 39. Эти спектры, какъ видно, болѣе сложны, чѣмъ спектры до сихъ поръ изученныхъ нами веществъ. Плоскости, параллельныя гранямъ всѣхъ трехъ типовъ, очевидно, имѣють сложное устройство, какъ это видно изъ особенностей ихъ спект-

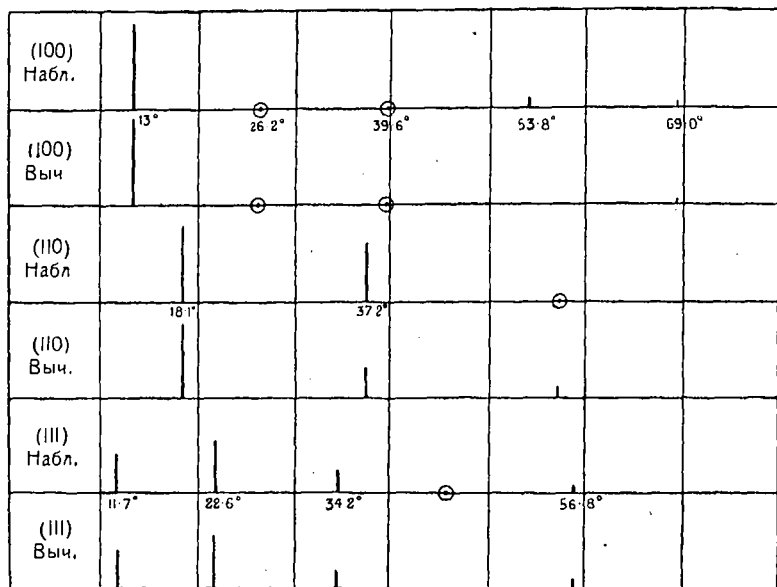


Рис. 39.

ровъ, нн въ одномъ случаѣ не обнаруживающихъ нормальную послѣдовательность яркостей.

Первые спектры на всѣхъ граняхъ очень рѣзко выражены. Ихъ углы равны 13°, 18.1°, 11.7° для лучей рентгеновской трубки съ родіевымъ антикатодомъ. Синусы этихъ угловъ стоятъ въ отношеніи

$$1 : \sqrt{2} : \frac{\sqrt{3}}{2},$$

характерномъ для рѣшетки съ центрированными гранями.

Положивъ эту рѣшетку въ основаніе строенія кристалловъ пирита, мы найдемъ съ помощью извѣстныхъ намъ вычисленій, что съ каждымъ узломъ рѣшетки соединена одна молекула FeS_2 , т.-е. одинъ атомъ желѣза и два атома сѣры. Самый простой способъ расположить эти атомы будетъ тотъ, какой мы избрали для плавиковога шпата (см. стр. 116). Желѣзные атомы будутъ размѣщены по узламъ рѣшетки съ центрированными гранями, а сѣрные по центрамъ всѣхъ малыхъ кубовъ рѣшетки. Во всѣхъ кубическихъ структурахъ, съ которыми мы до сихъ поръ имѣли дѣло, мы располагали атомы по вершинамъ и центрамъ этихъ кубовъ. Ограничиваясь этимъ расположеніемъ атомовъ и желая связать одну молекулу пирита съ каждымъ узломъ рѣшетки съ центрированными гранями, мы можемъ остановиться только на структурѣ, подобной плавиковому шпату.

Однако это расположеніе атомовъ ни въ коемъ случаѣ не объяснитъ намъ наблюдаемыхъ спектровъ. Сѣра обладаетъ приблизительно вдвое меньшимъ атомнымъ вѣсомъ чѣмъ желѣзо, совершенно такъ же, какъ атомъ фтора вдвое легче атома кальція, а потому мы должны были бы ожидать, что спектры пирита будутъ напоминать въ большей или меньшей степени спектры плавиковога шпата. Однако это далеко не такъ. Напримѣръ, у пирита въ ряду спектровъ отъ грани (100) мы видимъ яркій спектръ перваго порядка и не видимъ вовсе спектра втораго порядка, у плавиковога же шпата какъ разъ наоборотъ—спектра перваго порядка нѣтъ, а спектръ втораго очень яркій.

Атомы сѣры и желѣза въ пиритѣ не могутъ занимать симметричнаго положенія, т.-е. находиться въ углахъ и въ центрѣ кубовъ. Необходимо пожертвовать нѣкоторыми элементами симметріи для объясненія вида наблюдаемыхъ спектровъ.

На рис. 40(а) изображенъ малый кубъ рѣшетки плавиковога шпата (стр. 116). Въ центрѣ его находится атомъ

фтора, а въ вершинахъ четыре атома кальція. Четыре діагонали, проведенныя на рисункѣ, пересѣкаются въ центрѣ куба, являются осями симметріи третьяго порядка всей структуры и могутъ быть непрерывно продолжены по всѣмъ кубамъ, оставаясь одинаковыми по всей своей длинѣ. Четыре такихъ оси проходятъ черезъ каждую вершину куба, если принять въ расчетъ и діагонали сосѣднихъ кубовъ рѣшетки.

Если смѣстить атомъ изъ центра куба, то нельзя уже сохранить прежнюю симметрію расположенія атомовъ. Въ частности, если атомъ перемѣститъ вдоль діагонали куба, то одна лишь эта діагональ сохранитъ значеніе оси симметріи третьяго порядка (рис. 40b). Если же атомъ покинетъ діагональ куба, то кристаллъ даже перестанетъ относиться къ кубической системѣ, ибо ни одна изъ діагоналей куба не сохранитъ значенія оси третьяго порядка, а кубическая система характеризуется непременно присутствіемъ четырехъ такихъ осей. Значитъ, чтобы сохранить за кристалломъ пирита его принадлежность къ кубической системѣ, надо смѣщать атомъ изъ центра по діагонали куба. Въ пиритѣ смѣщенный атомъ есть атомъ сѣры; атомы желѣза занимаютъ вершины куба. Черезъ каждый атомъ сѣры прохо-

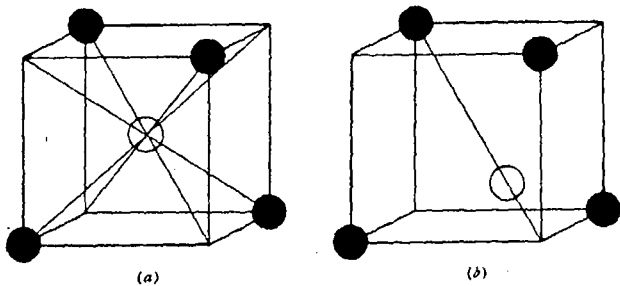


Рис. 40.

дитъ одна ось третьяго порядка, тогда какъ черезъ атомъ фтора—четыре. Въ соотвѣтствіи съ этимъ черезъ каждый атомъ желѣза проходитъ лишь одна ось третьяго порядка.

На рис. 40) видна одна ось третьяго порядка проходящая черезъ одинъ атомъ желѣза. Осп, проходящія черезъ другіе атомы желѣза, лежатъ въ сосѣднихъ кубахъ.

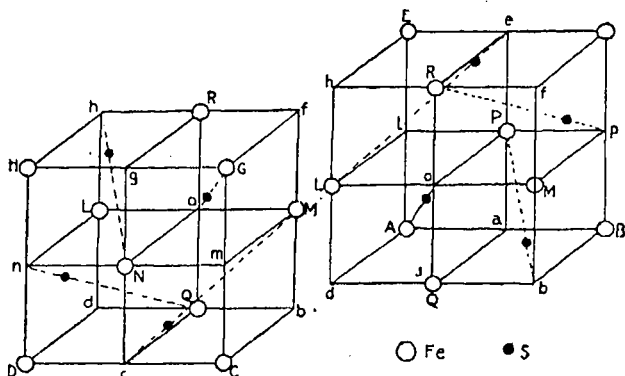


Рис. 41.

Это расположеніе осей, которое довольно трудно представить наглядно, изображено на рис. 41. На немъ изображены двѣ группы изъ четырехъ малыхъ кубовъ, сложенныхъ вмѣстѣ. Обѣ группы должны примыкать другъ къ другу такъ, чтобы гранн, обозначенныя на обѣихъ группахъ $h f d b$, сливались въ одну. На чертежѣ обѣ группы разъединены для наглядности. Въ каждомъ кубѣ проведена діагональ, по которой смѣщенъ атомъ сѣры, и ни одна изъ этихъ діагоналей не пересѣкается съ діагональю сосѣднихъ кубовъ. Каждая діагональ образуетъ въ системѣ кубовъ, которую надо себѣ представлять безконечною по всѣмъ направленіямъ, ось симметріи третьяго порядка, и эту ось симметріи можно продолжить неопредѣленно въ обѣ стороны. Во всей системѣ кубовъ мы найдемъ четыре направленія такихъ осей, какъ это и требуется симметрией кубической системы.

Представимъ себѣ сначала атомъ сѣры въ центрѣ куба. Онъ лежитъ посрединѣ одной изъ оставшихся діагоналей, одинъ конецъ которой встрѣчаетъ атомъ желѣза,

другой же ничѣмъ не запятъ. Чтобы получить дѣйствительное расположеніе атомовъ въ пиритѣ, мы сдвинемъ все атомы сѣры въ одинаковомъ паправленіи на одинаковыя разстоянія отъ центра. Намъ остается найти величину смѣщенія. Одна сѣмметрія па это не можетъ дать никакого опредѣленнаго указанія, ибо она остается одна и та же при всякомъ положеніи атома сѣры на діагонали куба между центромъ и вершиной. Точное положеніе атома должно быть опредѣлено изъ *количественныхъ* измѣреній яркости спектровъ. Помѣщая атомъ сѣры въ различныя точки діагонали, можно вычислить теоретически относительную яркость спектровъ по способу, который мы примѣняли раньше къ каменной соли и цинковой обманкѣ. Эти теоретически найденныя величины надо сравнить съ измѣренною яркостью спектровъ. Ясно, что изъ этого сравненія мы получимъ единственно возможное положеніе для сѣрнаго атома, которое объяснить наблюденные факты.

Первое приблизительное рѣшеніе задачи дастъ намъ разсмотрѣніе спектровъ отъ грани (100). Первый спектръ яркъ, второй и третій такъ слабы, что ихъ невозможно открыть, четвертый и пятый легко измѣримы. Желѣзные атомы расположены въ плоскостяхъ, взаимное разстояніе которыхъ равно разстоянію противоположныхъ граней куба на рис. 40b, сѣрные атомы расположены въ промежуткѣ. Если бы разстояніе между желѣзными и сѣрными плоскостями было равно $d_{(100)}/4$, то сѣрныя плоскости стремились бы уничтожить второй спектръ (ср. алмазь). Если бы разстояніе это было равно $d_{(100)}/6$, то онѣ стремились бы уничтожить третій спектръ. Такъ какъ въ дѣйствительности оба спектра оказываются настолько слабыми, что ихъ невозможно замѣтить, то разстояніе надо признать равнымъ $d_{(100)}/5$.

Согласно этому выводу, сѣрный атомъ нужно перемѣстить по діагонали такъ, чтобы онъ дѣлилъ эту діагональ

въ отношеніи 1 : 4. Изъ разсмотрѣнія отраженія на граняхъ (100), еще не видно, въ какую сторону надо смѣстить атомъ сѣры—въ сторону ли желѣзнаго атома или же въ сторону свободнаго угла куба. Оба перемѣщенія дадутъ одинаковые спектры. Видъ спектровъ отъ граней (111) указываетъ на то, что смѣщеніе должно быть произведено по направленію къ свободной вершинѣ куба,

въ сторону отъ желѣзнаго атома, какъ это и изображено на рис. 40b.

Опредѣливъ приблизительно положеніе ато-

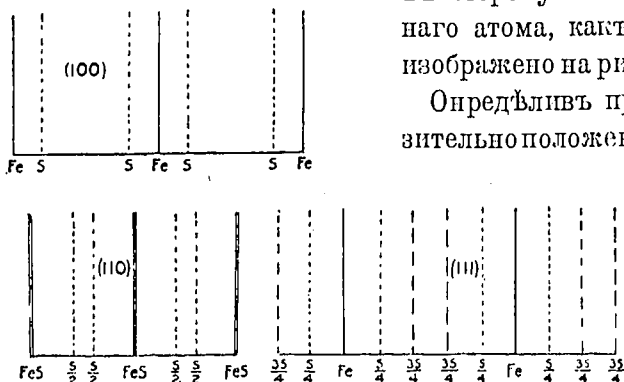


Рис. 42.

мовъ сѣры, бросимъ общій взглядъ на всю структуру пирита. Атомы желѣза расположены по кубической рѣшеткѣ съ центрированными гранями. Система непересекающихся между собою осей третьяго порядка выбрана такъ, что каждая изъ нихъ проходитъ черезъ каждый атомъ желѣза, и что каждый малый кубъ содержитъ только одну такую ось (рис. 41). Каждый малый кубъ содержитъ одинъ атомъ сѣры, лежащій на оси симметріи третьяго порядка (діагонали куба), вблизи свободной вершины куба, дѣля діagonalъ куба въ отношеніи 1 : 4. Симметрія этой структуры входитъ въ кубическую систему кристалловъ. Мы разсмотримъ ее въ слѣдующей главѣ.

Плоскости (100), (110) и (111) построены, какъ показано на рис. 42.

Эти плоскости построены болѣе сложно по сравненію

съ простымъ расположеніемъ AB , разобраннымъ нами выше. Яркость спектровъ, впрочемъ, вычислена совершенно такъ же, какъ и прежде, съ тою только разницею, что теперь мы должны были находить равнодѣйствующую не двухъ, а нѣсколькихъ векторовъ.

Возьмемъ, на примѣръ, грани (100), принадлежащія по своему строенію къ простому типу. Каждая плоскость, заключающая атомы желѣза, находится посредствѣ двухъ плоскостей, заключающихъ атомы сѣры. Величина $\frac{x}{d}$ для этихъ плоскостей равна $\frac{1}{5}$. Это означать, что разность фазъ волнъ, отражающихся отъ плоскостей обоого рода, равна $\frac{2\pi}{5}$ для перваго спектра, $\frac{4\pi}{5}$ для втораго, $\frac{6\pi}{5}$ для третьаго и т. д.

Мы получимъ рядъ соотношеній:

$$\begin{aligned} \frac{I'_1}{I_1} &= \frac{\left(56 + 32 \times 2 \times \cos \frac{2\pi}{5}\right)^2}{(56 + 64)^2} = \left(\frac{76}{120}\right)^2 = 0.40, \\ \frac{I'_2}{I_2} &= \frac{\left(56 + 32 \times 2 \times \cos \frac{4\pi}{5}\right)^2}{(56 + 64)^2} = \left(\frac{4}{120}\right)^2 = 0.0011 \\ \frac{I'_3}{I_3} &= \text{н т. д.} = = 0.0011 \\ \frac{I'_4}{I_4} &= \text{н т. д.} = = 0.40 \\ \frac{I'_5}{I_5} &= \text{н т. д.} = = 1. \end{aligned}$$

Мы предположимъ, какъ и прежде, что нормальное отношеніе яркостей будетъ:

$$I_1 : I_2 : I_3 : I_4 : I_5 = 100 : 20 : 7 : 3 : 1.$$

Въ данномъ случаѣ на пиритѣ нѣтъ простыхъ граней, которыя дали бы указаніе въ выборѣ этихъ величинъ, и мы должны обратиться къ волнчанамъ, полученнымъ

для другихъ кристалловъ. Вычисленные величины I_1' , I_2' , I_3' , I_4' , I_5' для грани (100) будутъ $I_1' = 40$, $I_2' = 0.02$, $I_3' = 0.007$, $I_4' = 1.2$, $I_5' = 1$, такъ что отношеніе яркостей представится въ видѣ:

$$100 : 0 : 0 : 3 : 2.5.$$

Прилагая тѣ же вычисленія къ гранямъ (100) и (111), мы получимъ для отношенія яркостей значенія:

$$(110) \quad 100 : 50 : 18 : 3 : 4$$

$$(111) \quad 72 : 100 : 35 : 2 : 20.$$

На рис. 39 сопоставлены наблюденныя и измѣренныя величины яркостей, такъ что можно сравнить степень согласія обоихъ рядовъ величинъ.

Мы видимъ, что особенности спектровъ пирита могутъ быть приблизительно объяснены, какъ въ качественномъ, такъ и въ количественномъ отношеніи. Встрѣчающимся между теоріей и опытомъ разногласіямъ нашъ анализъ почти во всѣхъ случаяхъ даетъ объясненіе, и поскольку онъ это въ состояніи сдѣлать, по стольку онъ заслуживаетъ названіе количественнаго анализа. Желая найти отраженіе, вызванное взаимодействіемъ отраженій отъ ряда параллельныхъ плоскостей, мы строимъ діаграмму векторовъ и если находимъ, что результирующій векторъ равенъ нулю, а изъ опыта мы найдемъ, что соответственный спектръ отсутствуетъ, то это одно уже доказываетъ основательность нашихъ теоретическихъ предположеній. Мы остановимся нѣсколько подробнѣе на этихъ предположеніяхъ.

Когда волна рентгеновскаго свѣта проходитъ черезъ атомы, то каждый атомъ разсѣпываетъ часть энергіи въ видѣ диффракціонной волны. Совершая припужденныя колебанія, атомъ испускаетъ волны той же длины, какъ и тѣ, которыя приводятъ его въ колебаніе. Въ нашихъ вычисленіяхъ мы предполагали, что при интерференціи волнъ, испускаемыхъ двумя сосѣдними атомами,

можно эти атомы замѣнить точками—ихъ центрами. Однако нельзя отрицать и рѣшительно, что у каждаго атома можетъ существовать собственная разность фазъ, съ какою онъ вступаетъ въ колебаніе. Эта разность фазъ должна прилагаться къ той, которая обуславливается разностью разстояній, проходимыхъ разсѣянными волнами до точки, въ которой волны интерферируютъ. Эта собственная разность фазъ атомовъ можетъ зависѣть какъ отъ ихъ природы, такъ и отъ ихъ взаимнаго положенія. Это обстоятельство можетъ оказать вліяніе на яркость результирующихъ волнъ.

Мы приведемъ случай, когда это предположеніе можетъ быть провѣрено съ большой точностью. На рис. 50; (глава IX) приведены спектры, даваемые гранями (111) и еѣ противоположною и параллельною ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) на кристаллахъ цинковой обманки, иначе двумя противоположными гранями октаэдра кристалловъ этого вещества. Расположеніе атомныхъ плоскостей параллельныхъ этой грани, обладаетъ извѣстной односторонностью (полярностью), какъ это видно на рис. 43 (а).

Если существуетъ измѣненіе въ фазѣ при отраженіи, которое для цинка и сѣры можно выразить черезъ добавочныя разности хода t_1 и t_2 , то вліяніе этой разности фазъ представится на рис. 43 (b) и (c), относящихся къ отраженію отъ грани (111) и отъ грани ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$). На верхнемъ рисункѣ добавочныя разности хода отложены вправо отъ атомныхъ плоскостей, такъ что сами плоскости кажутся какъ бы смѣщенными вправо на t_1 и t_2 , на нижнемъ—влѣво. Первый случай отвѣчаетъ какъ бы увеличенію разстоянія между плоскостями на $(t_2 - t_1)$ второй же—уменьшенію на эту же величину.

Мы должны были бы въ такомъ случаѣ ожидать, что при отраженіи отъ противоположныхъ, параллельныхъ граней октаэдра цинковой обманки мы получимъ разные спектры. Рис. 50 убѣждаетъ насъ въ обратномъ,

т.-е. что $t_2 - t_1$ должно равняться нулю, или что t_2 и t_1 равны между собою. Иными словами, разность фазъ, вносимая самими атомами, если она вообще существуетъ, должна быть одинакова для цинка и сѣры, т.-е. не должна зависѣть отъ природы атома. Это очень точное доказательство.

Слѣдующее допущеніе, сдѣланное нами въ вычисленіяхъ, касается амплитуды волны, разсѣиваемой каждымъ атомомъ. Мы привели экспериментальныя данныя, указывающія, что амплитуда пропорціональна атомному вѣсу.

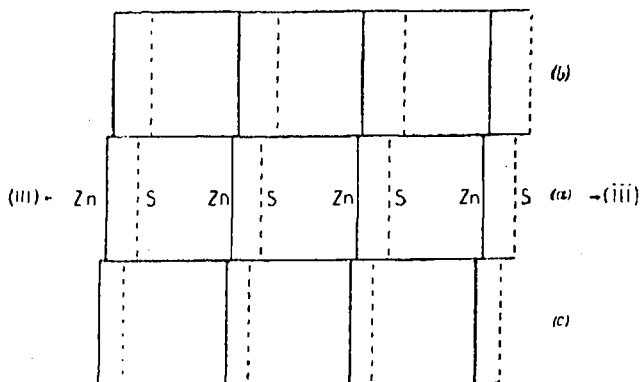


Рис. 43.

Мы получили бы болѣе прочное основаніе для этого утвержденія, если бы изслѣдованію были подвергнуты еще и другія химическія соединенія, кромѣ углекислыхъ солей, но такихъ изслѣдованій до сихъ поръ еще не произведено. Насколько убѣдительны приведенныя въ этой главѣ доказательства—предоставимъ судить самому читателю.

Мы имѣемъ вѣскія основанія утверждать справедливость обоихъ этихъ предположеній, такъ какъ они опираются на извѣстные экспериментальныя данныя. Мы имѣемъ возможность сравнить I_1, I_2, I_3 , съ I_1', I_2', I_3' , какъ это было сдѣлано выше. Гораздо труднѣе вычислить относительную величину яркостей I_1, I_2, I_3 , т.-е. относительную

яркость спектровъ въ каждомъ отдѣльномъ случаѣ, предполагая, что всѣ атомы расположены въ одинаковыхъ и одинаково удаленныхъ другъ отъ друга параллельныхъ плоскостяхъ. Много произвольнаго заключается въ допущеніи, что отношенія яркостей имѣютъ постоянную величину, выражающуюся числами:

$$100 : 20 : 7 : 3 : 1.$$

Это допущеніе можетъ быть основано лишь на томъ, что числа эти достаточно близко подходятъ къ наблюдаемымъ величинамъ, въ случаѣ, если эти величины вообще могутъ быть наблюдаемы, и что числа эти даютъ результаты вычисленій, достаточно согласные съ наблюденіями. Есть по меньшей мѣрѣ три фактора, входящихъ въ относительную яркость спектровъ. Каждый изъ этихъ факторовъ мы можемъ разсматривать, какъ новый добавочный факторъ къ фактору, опредѣляющему относительную яркость спектровъ. Въ первую очередь намъ надо рѣшить слѣдующую задачу. Положимъ, что отъ даннаго атома, подъ вліяніемъ падающей на него волны, распространяется разсѣянная волна, амплитуда которой одинакова по всѣмъ направленіямъ. Положимъ далѣе, что атомы подобнаго рода расположены по ряду тождественныхъ и равноотстоящихъ плоскостей. Какова должна быть относительная яркость спектровъ, отраженныхъ отъ такой кристаллической структуры? Это болѣе или менѣе опредѣленная математическая задача. Рѣшеніе ея представляетъ трудности, такъ какъ мы знаемъ очень мало о кристаллической структурѣ въ большомъ масштабѣ. Мы не можемъ предположить, что на протяженіи всего кристалла существуютъ совершенныя соотношенія въ расположеніи атомовъ; даже при бѣгломъ взглядѣ обнаруживается, что самый лучший кристаллъ не достигаетъ математическаго совершенства. Трудность вопроса и состоитъ въ томъ, что мы не можемъ рѣшить, до какой степени

простирается совершенство структуры въ каждомъ данномъ случаѣ. Конечно, нѣтъ основанія отчаиваться въ возможности рѣшить эту задачу.

Затѣмъ намъ необходимо знать „функцію разсѣяпія“ атома. Совершенно невѣроятно, чтобы разсѣянная волна обладала одной и той же амплитудой по всѣмъ направленіямъ, п въ самомъ дѣлѣ, опытъ показываетъ, что этого нѣтъ. Выраженіе для амплитуды во всѣхъ точкахъ сферы съ атомомъ въ центрѣ должно содержать множитель $\psi(\beta)$, т. е. величину, зависящую отъ угла между падающимъ на атомъ лучомъ и лучомъ разсѣяннымъ. Хотя эта функція и подвергалась изслѣдованію въ нѣкоторыхъ случаяхъ, однако мы до сихъ поръ не имѣемъ точнаго знанія о ея общемъ видѣ.

Наконецъ, па яркость спектровъ оказываютъ вліяніе тепловыя колебанія атомовъ. Какъ показалъ Дебай (Debye)¹⁾, спектры мѣняются отъ того, что тепловыя колебанія выводятъ атомы изъ ихъ средняго положенія. Общій результатъ состоитъ въ большемъ ослабленіи спектровъ высшихъ порядковъ, по сравненіи со спектрами низшихъ порядковъ. Впрочемъ, этотъ факторъ нуждается въ изслѣдованіи, такъ что мы не имѣемъ пока никакого предстагленія объ его значеніи для какого-нибудь ряда кристалловъ.

Мы надѣемся въ будущихъ изслѣдованіяхъ выдѣлить и разрѣшить вопросы относительно каждаго изъ этихъ факторовъ въ отдѣльности, пока же теоретическія значенія I_1 , I_2 , I_3 въ отдѣльныхъ случаяхъ остаются весьма сомнительными. Относящіеся сюда экспериментальныя данныя будутъ разобраны въ главѣ XI этой книги.

Перейдемъ къ неточностямъ экспериментальнаго опредѣленія яркости спектровъ. Условія опытовъ вполнѣ опредѣленны. Узкій пучокъ однородныхъ лучей рентгенов-

¹⁾ P. Debye. Verh. d. Deut. Phys. Ges. XV Jahrg. № 15, § 678.

скаго свѣта падаетъ на грань кристалла, которая предполагается безконечною по протяженію и толщинѣ. Наблюдается отраженіе перваго, втораго и третьяго спектровъ, всѣ подъ надлежащими углами. Намъ желательно для каждаго случая сравнить между собою отраженные доли падающаго на кристаллъ пучка лучей.

Высота „выступовъ“ измѣрена, высота кривой, опредѣляющей общее отраженіе въ непосредственномъ сосѣдствѣ съ „выступомъ“, вычтена, и полученный результатъ служитъ мѣрою яркости отраженнаго пучка лучей. Что эта операція даетъ извѣстное приближеніе къ истинѣ, это несомнѣнно, но остается много простору для вѣскихъ возраженій. Ординаты кривой, напр., не совсѣмъ пропорціональны іонизаціи въ камерѣ, такъ какъ электроскопъ не калибровался для каждаго отдѣльнаго случая. Однако изоцрѣться въ большей точности не было расчета въ виду существованія другихъ источниковъ погрѣшностей.

Сопоставляя всѣ эти трудности, мы не можемъ удивляться, почему нѣтъ большаго совпаденія вычисленныхъ величинъ съ измѣренными. Эти величины и такъ достаточно совпадаютъ другъ съ другомъ, чтобы оправдать основанные на нихъ выводы. Съ тѣхъ поръ, какъ описанные опыты были сдѣланы, трудности измѣреній были въ значительной мѣрѣ преодолены, и работа можетъ быть повторена съ большими притязаніями на точность.

ГЛАВА IX.

Соотношеніе между симметрией кристалла и расположеніемъ атомовъ.

Въ предыдущихъ главахъ мы разобрали структуру цѣлаго ряда кристалловъ кубической системы. Эти кристаллы принадлежатъ къ разнымъ классамъ. Напримѣръ, каменная соль, плавиковый шпатель и алмазь относятся къ такъ называемому гексакисоктаэдрическому классу (голоэдрическому отдѣлу кубической системы), цинковая обманка—къ гексакистetraэдрическому классу, пиритъ—къ діаксидодекаэдрическому, при чемъ каждый изъ этихъ классовъ отличается особенностями своей симметріи. Интересно опредѣлить связь между симметрией кристалла, какъ цѣлаго, и расположеніемъ атомовъ, опредѣляемымъ изъ спектрометрическаго анализа.

Рисунокъ строенія *NaCl* приведенъ на стр. 105. О симметріи этого строенія можно сказать слѣдующее:

Каждое ребро куба служитъ осью вращенія (симметріи) четвертаго порядка.

Каждая діагональ куба служитъ осью вращенія ¹⁾ третьяго порядка.

¹⁾ Осью вращенія называется такая ось симметріи, одно вращеніе около которой достаточно для того, чтобы привести структуру въ еовпаденію съ самой собою. Отъ осей вращенія надо отличать винтовые оси. Чтобы совмѣстить структуру съ самой собою, недостаточно повернуть ее около винтовой оси, но необходимо сообщить ей еще нѣкоторое перемѣщеніе вдоль этой оси.

Диагонали грапей куба служатъ осями вращенія второго порядка.

Грани куба служатъ плоскостями симметріи.

Черезъ каждыя два противоположныхъ параллельныхъ ребра куба проходитъ плоскость симметріи.

Въ каждой вершинѣ куба лежитъ центръ симметріи.

Если расположеніе молекулъ обладаетъ вышеуказанной симметріей, то и весь кристаллъ обладаетъ такой же симметріей. Это значить, что въ кристаллѣ каменной соли существуютъ слѣдующіе элементы симметріи:

Три оси четвертаго порядка . . . [100] ¹⁾

Четыре оси третьяго порядка . . . [111]

Шесть осей второго порядка . . . [110]

Три плоскости симметріи . . . {100}

Шесть плоскостей симметріи . . . {110}

Центръ симметріи.

Это всѣ элементы симметріи, которые могутъ быть въ кубическомъ кристаллѣ. Такой кристаллъ принадлежитъ къ голоэдрическому или гексаксиксоктаэдрическому классу кубической системы ²⁾.

Сравненіе его съ плавиковымъ шпатомъ, описаннымъ на стр. 116, покажетъ, что кристаллы этого вещества обладаютъ тѣми же элементами симметріи, что и камен-

¹⁾ Символь [100], какъ и всякій другой съ крючковатыми скобками, означаютъ не грань, а ребро кристалла. Каждое ребро кристалла можетъ быть выражено помощью трехъ цѣлыхъ чиселъ—показателей ребра. Для этого ребро проводится черезъ начало осей и черезъ какой-либо узелъ рѣшетки. Показатели ребра означаютъ число узловъ рѣшетки, которую надо отсчитать параллельно всѣмъ тремъ осямъ отъ начала, чтобы прійти въ ближайшій отъ начала узелъ, лежащій на ребрѣ. Поэтому символъ [100] означаетъ ось X, символъ [111] означаетъ диагональ единичной ячейки, [110]—диагональ стороны ячейки, построенной на осяхъ X и Y и т. п. *Пер.*

²⁾ Гексаксиксоктаэдрическимъ этотъ классъ называется по своей общей простой формѣ, отвѣчающей симметріи этого класса. Эту форму получимъ изъ октаэдра, замѣнивъ каждую грань шестью, образующими особую, тупую шстигранную пирамиду надъ каждой гранью октаэдра. *Пер.*

ная соль. Кристаллы обоихъ этихъ веществъ тождественны въ отношеніи осей и плоскостей симметріи, какъ элементовъ симметріи одной и той же кубической рѣшетки съ центрированными гранями. Въ обоихъ этихъ случаяхъ структура, опредѣленная для каждаго кристалла, указываетъ на принадлежность этихъ кристалловъ къ голоэдрическому классу кубической системы, и это совпадаетъ съ ихъ кристаллографическими признаками.

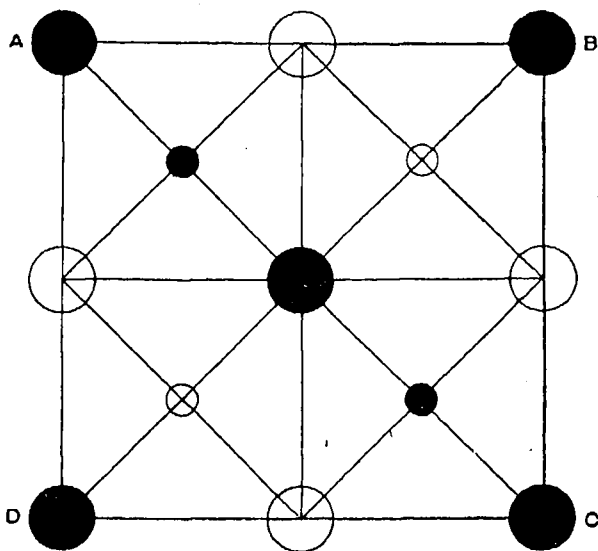


Рис. 44. Большіе круги представляютъ цинковыя атомы, малыя—сѣрныя атомы. Черныя и бѣлыя обѣихъ величинъ лежатъ въ различныхъ плоскостяхъ.

Сравнимъ сказанное со строеніемъ, найденнымъ для цинковой обманки и изображеннымъ здѣсь на рис. 44, па этотъ разъ въ проекціи на плоскость куба. Большіе круги представляютъ цинковые атомы, малыя — сѣрныя. Чернымъ и бѣлымъ цвѣтомъ обозначены атомы, лежащіе въ различныхъ, параллельныхъ другъ другу плоскостяхъ. Понять чертежъ лучше всего слѣдующимъ образомъ. Представимъ себѣ, что квадраты, на которые онъ раздѣленъ вертикальными и горизонтальными линіями, пред-

ставляютъ стѣны восьми одинаковыхъ комнатъ кубической формы, расположенныхъ въ двухъ этажахъ. Цинковые атомы расположены на полу нижняго этажа, какъ показано большими черными кругами, и на полу верхняго этажа, какъ показано большими бѣлыми кругами. Сѣрные атомы находятся въ центрахъ комнатъ: черные—нижняго, а бѣлые—верхняго этажа. Въ третьемъ этажѣ атомы расположены, какъ въ нижнемъ. Это расположеніе атомовъ показываетъ, что оно симметрично относительно діагональныхъ плоскостей симметріи, подобныхъ AC и BD . Въ кристаллѣ это будутъ плоскости, параллельныя гранямъ ромбическаго додекаэдра $\{110\}$.

Плоскости симметріи, параллельныя гранямъ $\{100\}$, будутъ отсутствовать. Эти плоскости соотвѣтствуютъ среднимъ стѣнамъ постройки или плоскостямъ, проходящимъ параллельно стѣнамъ или полу черезъ середины комнатъ. Такихъ плоскостей симметріи наше расположеніе атомовъ не допускаетъ.

Точно также, не существуетъ осей симметріи четвертаго порядка, ибо нельзя, напримѣръ, поворотомъ нашего чертежа на четверть оборота привести его въ положеніе, ничѣмъ не отличающееся отъ прежняго, такъ какъ при этомъ каждый черный малый кругъ ляжетъ на мѣсто бѣлаго, и наоборотъ. Возможны лишь оси второго порядка, проходящія черезъ вершины и центры кубовъ.

Бросивъ взглядъ на діаграмму рис. 30 глава VII, изображающую строеніе плоскостей (111) кристалла цинковой обманки, мы замѣтимъ еще одну особенность его симметріи. Цинковыя и сѣрныя плоскости собраны въ пары, притомъ такъ, что всѣ одноименныя плоскости паръ обращены въ одну сторону. Ось третьяго порядка, перпендикулярная къ этому ряду плоскостей, неодинакова по различнымъ своимъ направленіямъ; она, какъ говорятъ, „полярна“. Идя по ней въ одномъ направленіи мы сперва проходимъ сквозь цинковую плоскость каждой пары, идя же въ об-

ратномъ направленіи сквозь сѣрную. Предположимъ, что кристаллъ образуетъ октаэдръ съ плоскостями (111) и ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) и что молекулы сѣрнистаго цинка Zn и S отлагаются на его растущихъ граяхъ по нашимъ нарамъ плоскостей. Обѣ противоположныя другъ другу грани октаэдра будутъ различны, такъ какъ одна изъ нихъ будетъ состоять изъ атомовъ цинка, а другая изъ атомовъ сѣры. Одна половина (4 изъ 8-ми) грапей октаэдра будетъ одного рода, другая—другого.

Это какъ разъ и наблюдается на дѣйствительныхъ кристаллахъ цинковой обманки и составляетъ сущность явленія, называемаго геміэдрией. Если на кристаллъ цинковой обманки есть грани октаэдра, то онѣ обыкновенно неодинаково развиты, и даже поверхность ихъ неодинакова. Половина ихъ, составляющая вмѣстѣ одинъ тетраэдръ, обыкновенно бываетъ больше по протяженію, чѣмъ другая половина, составляющая другой такой же тетраэдръ, но другого положенія. Грани обонхъ тетраэдровъ различаются другъ отъ друга еще и тѣмъ, что разъѣдающія ихъ жидкости дѣйствуютъ на нихъ неодинаково. Иногда на кристаллъ присутствуютъ грани лишь одного рода, и тогда кристаллъ принимаетъ видъ уже не октаэдра, а настоящаго тетраэдра. Накопецъ, если изъ кристалла цинковой обманки вырѣзать пластинку, перпендикулярную оси третьяго порядка, и коснуться поверхности этой пластинки горячимъ металломъ, то поверхность эта электризуется положительно или отрицательно, смотря по тому, къ какой сторонѣ пластинки мы прикоснулись.

Хотя эта структура не можетъ объяснить, почему одна грань октаэдра развивается быстрѣе, чѣмъ другая ¹⁾, она

1) Какъ разъ свойство поверхности грани и опредѣляетъ скорость, съ какою гравь растетъ. Это выяснено работами П. Кюри и переводчика этой книги. Объ этомъ см. уже цитированную статью переводчика въ „Природѣ“ 1915 г. стр. 1093. На противоположныхъ граняхъ октаэдра молекулы Zn и S отлагаются такъ, что на одной снаружи находятся цинковые атомы,

все же объясняетъ, почему надо ожидать различія въ свойствахъ обѣихъ противоположныхъ граней октаэдра. Структура кристалла стоитъ въ согласіи съ симметрией всего кристалла, какъ цѣлаго.

Обратимся теперь къ алмазу, структура котораго выводится изъ структуры цинковой обманки подстановкой

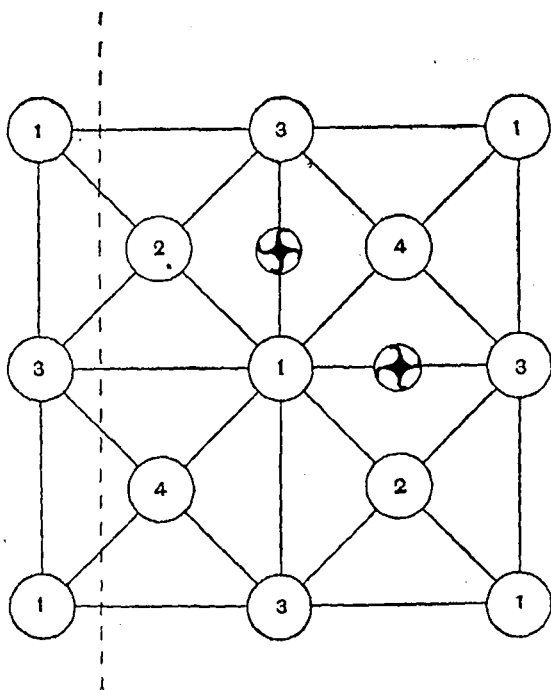


Рис. 45.

углеродныхъ атомовъ на мѣсто атомовъ цинка и сѣры. Рис. 45 изображаетъ структуру алмаза въ такой же проекціи, въ какой рис. 44 изображаетъ структуру цинковой

на другой—сѣрной. Отъ этого величина поверхностной энергіи граней будетъ различна, а потому будетъ различна и скорость роста граней, какъ это показали работы переводчика (см. работу переводчика „Къ вопросу о скорости роста и растворенія кристаллическихъ граней“ (Изв. Варш. Унив., 1905, и Zeitschrift für Kristallographie 1908).

Пер.

обманки. Разница состоитъ въ томъ, что положеніе атомовъ на различномъ уровнѣ изображено не различнымъ цвѣтомъ кружковъ, а цифрами внутри ихъ, такъ что одинаковыя цифры отвѣчаютъ одному и тому же уровню.

На первый взглядъ структура эта занимаетъ нѣсколько особое положеніе. Безъ сомнѣнія, она обладаетъ по меньшей мѣрѣ всѣми элементами симметріи, характеризующими структуру цинковой обманки. Однако оси третьяго порядка здѣсь не полярны, такъ какъ никакой разницы между противоположными гралями октаэдра не существуетъ. Полярность эта, обуславливающая геміэдрию цинковой обманки, отсутствуетъ въ алмазѣ, и алмазъ долженъ принадлежать къ голоэдрическому отдѣлу кубической системы. Кристаллы его должны обладать элементами симметріи, отсутствующими въ цинковой обманкѣ, а именно плоскостями симметріи параллельными гранямъ куба, осями симметріи четвертаго порядка и центромъ симметріи.

Разсмотрѣніе структуры на рис. 45 показываетъ, что плоскости симметріи и оси вращенія, которыя были бы въ состояніи обезпечить кристалламъ алмаза голоэдрическую симметрію, не существуютъ. Мѣсто этихъ плоскостей занимаютъ „плоскости скользящей симметріи“ и винтовые оси симметріи. Двѣ изъ винтовыхъ осей симметріи четвертаго порядка изображены на рис. 45. Видно, какъ точки 1, 2, 3, 4 расположены спирально вокругъ такой оси. Пунктирная линія изображаетъ „плоскость скользящаго отраженія“. Съ помощью этой плоскости 1-ая точка переводится въ положеніе 2-ой, 3-я—въ положеніи 4-ой. Для этого нужно отразить въ нашей плоскости 1-ую точку, а затѣмъ передвинуть ея изображеніе параллельно этой плоскости такъ, чтобы оно перешло во 2-ю точку.

Если въ структурѣ присутствуютъ подобныя винтовые оси и плоскости скользящаго отраженія, то весь кристаллъ долженъ обладать соотвѣтственными осями вращенія и

плоскостями симметріи. Дѣйствительно, ось вращения есть единственно возможный видъ оси симметріи, какой можетъ существовать въ кристаллѣ, такъ какъ если мы

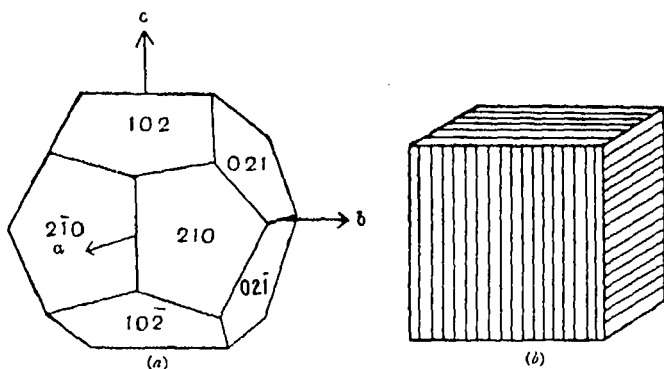


Рис. 46. Пиритъ.

повернемъ кристаллъ на известный уголъ для совмѣщенія его съ самимъ собою, то при этомъ центръ кристалла долженъ остаться неподвижнымъ. Согласно вышеустановленной структурѣ, алмазь долженъ быть голоэдриченъ. Причисленіе алмаза къ тому или другому классу кубической системы служило для кристаллографовъ источникомъ многихъ споровъ. Въ общемъ, мнѣнія, повидимому, склоняются болѣе въ пользу голоэдрическаго класса, чѣмъ въ пользу класса, къ которому принадлежитъ цинковая обманка. Даже одна осторожность, съ которой его причисляютъ къ классу цинковой обманки, показываетъ, что уклоненіе его отъ голоэдрической симметріи на самомъ дѣлѣ очень мало. Мы вернемся еще къ этому, когда рѣчь зайдетъ о купритѣ и силвинѣ.

Пиритъ, какъ и цинковая обманка, обладаетъ геміэдрической формой кристалловъ, но геміэдриа пирита другого рода. Пиритъ принадлежитъ къ такъ называемому пентагондодекаэдрическому классу кристалловъ кубической системы. Кубъ пирита показываетъ на своихъ граняхъ прямолинейныя черты, параллельныя ребрамъ куба,

при чемъ на двухъ сосѣднихъ граняхъ куба черты расположены перпендикулярно другъ къ другу, какъ это изображено на рис. 46(b). Это показываетъ, что у кристалла оси симметріи четвертаго порядка замѣнены осями второго порядка. Въ кубѣ пирита есть центр симметріи, что отличаетъ его отъ цинковой обманки. У пирита плоскости симметріи параллельны плоскостямъ куба, тогда какъ у цинковой обманки онѣ параллельны плоскостямъ ромбическаго додекаэдра. Кристаллы пирита обладаютъ вообще тѣми же элементами симметріи, что и кубъ на рис. 46(b), если принять въ расчетъ исчерченность его граней.

Рис. 47 изображаетъ структуру пирита, опредѣленную нашимъ анализомъ. Всѣ атомы единичнаго куба проецированы на грань куба. Сразу видно, почему черты на соответствующей грани куба должны идти скорѣе сверху внизъ, чѣмъ справа налево, или наоборотъ. Сѣр-

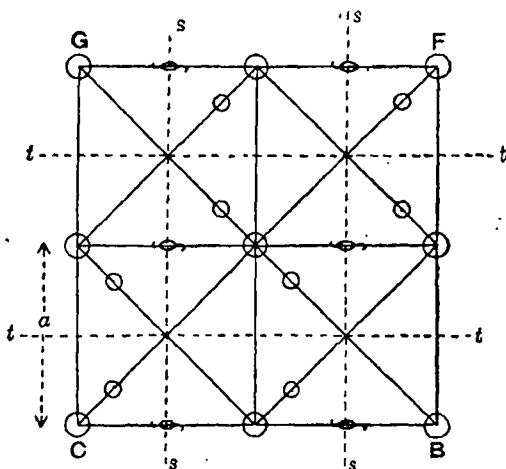


Рис. 47.

ные атомы кажутся расположенными попарно въ вертикальномъ направленіи. На чертежѣ мы видимъ еще разъ, что структура, какъ и весь кристаллъ, обладаетъ

лишь осями второго порядка, тогда какъ голоэдрическій кристаллъ долженъ обладать осями четвертаго порядка. Винтовья ось второго порядка проходятъ въ мѣстахъ, показанныхъ на рис. 47.

Пунктирныя линіи обозначаютъ плоскости симметріи. Каждая вершина куба есть центръ симметріи (см. рис. 41). Мы уже объяснили выше расположеніе осей симметріи третьяго порядка.

Структура кристалла, какою она получается изъ спектрометрическаго анализа, стоитъ въ согласіи съ симметрией, обнаруживаемой всѣмъ кристалломъ, такъ что структура объясняетъ, почему кристаллъ имѣетъ геміэдрическую форму. Геміэдричность пирита обнаруживается формами, подобными изображенной на рис. 46(a).

Кристаллографическія оси, параллельныя ребрамъ куба, обозначены на рис. 46 стрѣлками. Очевидно, что голоэдрическій кристаллъ долженъ обладать четырьмя гранями, пересѣкающими каждую ось, напр. $(2\bar{1}0)$, (210) , (201) , $(20\bar{1})$. Въмѣсто этихъ четырехъ граней, налицо оказываются лишь двѣ $(2\bar{1}0)$, (210) , пересѣкающіяся по прямой, параллельной чертамъ той грани куба, въ которой лежитъ эта прямая.

Эта форма очень обыкновенна для кристалловъ пирита и называется пентагондодекаэдромъ ¹⁾.

Объясненіе разницы между гранями (210) и (120) здѣсь иное, чѣмъ въ случаѣ граней (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ цинковой обманки. Здѣсь нѣтъ полярныхъ осей, такъ какъ структура обладаетъ центромъ симметріи. Но, если мы представимъ себѣ структуру пирита, какъ это сдѣлано на рис. 41, и найдемъ расположеніе атомныхъ плоскостей, параллельныхъ гранямъ (120) и (210) , то мы отдадимъ себѣ отчетъ въ различіи между этими гранями. Расположеніе плоско-

¹⁾ Отъ правильного пентагональнаго додекаэдра геометріи эта форма отличается вѣрносторонними пятиугольниками своихъ граней. Пер.

стей видно на рис. 48. Верхняя диаграмма представляет расположение желѣзныхъ и сѣрныхъ плоскостей параллельныхъ грани (210), нижняя—параллельныхъ грани (120).

Какъ видно, эти грани имѣютъ совсѣмъ различное устройство. Въ одномъ случаѣ, расположение повторяется па вдвое большемъ промежуткѣ, чѣмъ въ другомъ. Иными словами, $d_{(210)}$ вдвое больше, чѣмъ $d_{(120)}$.

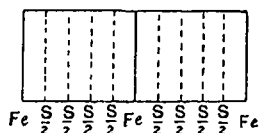
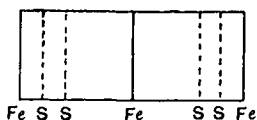


Рис. 48. Верхняя диаграмма: плоскости (210). Нижняя диаграм. плоск. (120).

Это заключеніе можетъ быть провѣрено, если мы отшлифуемъ грани (120) и (210) па кубѣ пирита и отразимъ отъ нихъ рентгеновскіе лучи. Результаты измѣренія даны на рис. 49. Первое отраженіе отъ грани (210) наблюдается подъ угломъ около 14° , а отъ грани (120) около 28° . Это измѣреніе обнаруживаетъ интересный фактъ, а именно, что грань (210), обыкновенно развитая на пиритѣ, есть грань съ ббльшимъ разстояніемъ атомныхъ плоскостей. Грань (120) развивается гораздо рѣже. Мы напомнимъ, что структура, изображенная на рис. 47, и дѣйствитель-

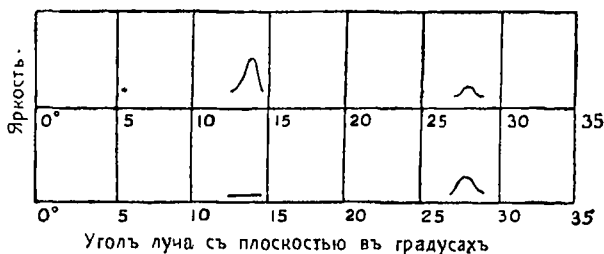


Рис. 49.

ный кубъ пирита должны быть согласованы такъ, чтобы черты кубической грани кристалла были параллельны парамъ сѣрныхъ атомовъ, видимыхъ на соотвѣтствующей

плоскости структуры. Рис. 50 даетъ спектры отъ граней (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ кристалловъ цинковой обманки. Это двѣ противоположныя грани октаэдра, расположенныя по концамъ полярной тригональной оси кристалла. Какъ уже было объяснено, эти грани показываютъ очень большое различіе въ своемъ развитіи, въ способности вытравляться разъѣдающими жидкостями и въ отношеніи способности электризоваться отъ нагрѣванія (пирозлектричество). Поэтому кристаллы цинковой обманки и были отнесены къ



Рис. 50.

геміэдріи кубической системы. Какъ видно изъ чертежа, рентгеновскіе лучи не дозволяютъ отличить обѣ грани другъ отъ друга.

Мы уже разобрали значеніе этого обстоятельства (гл. VIII стр. 148). Если вѣрно, что разность фазъ одинакова для всѣхъ атомовъ, то мы можемъ обобщить этотъ результатъ. Параллельныя и противоположныя грани кристалла (hkl) и $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ всегда дадутъ одинаковые спектры рентгеновскихъ лучей. Другими словами, изслѣдуя симметрію кристалла рентгеновскими лучами, мы всегда найдемъ въ немъ центръ симметріи.

Если мы придадимъ центръ симметріи къ элементамъ симметріи кристалловъ цинковой обманки, то получимъ

голоэдрической классъ. Поэтому всѣ фотোগраммы Лауэ, сдѣланныя съ кристаллами этого вещества, покажутъ голоэдрическую симметрію кристалла, въ частности, фотোগрамма, въ которой падающій лучъ параллеленъ оси куба кристалла, покажетъ симметрію четвертаго порядка, а не второго. Съ другой стороны, геміэдрическіе кристаллы пирита уже обладаютъ центромъ симметріи, и придача его не можетъ сдѣлать ихъ голоэдрическими. Поэтому рентгенограммы пирита даютъ совершенно опредѣленные указанія на его геміэдрическую природу ¹⁾.

Очень похожіе спектры получены отъ двухъ кристалловъ, принадлежащихъ къ одному классу съ пиритомъ, а именно отъ хауэрита MnS_2 и кобальтина $CoAsS$. Въ противоположность пириту, трудно получить кристаллы этихъ веществъ достаточно большой величины, такъ что спектры оказываются значительно слабѣе. Однако они достаточно ярки для того, чтобы убѣдиться, что всѣ эти кристаллы построены по одному типу. Объ MnS_2 лишь упомянемъ; естественно, что это вещество должно обладать той же структурой и симметріей, какъ и пиритъ.

Случай кобальтина представляется болѣе интереснымъ. Въ этомъ веществѣ кобальтъ замѣщаетъ желѣзо, а атомы мышьяка замѣщаютъ половину атомовъ сѣры въ строеніи пирита. Если это происходитъ симметрично, то структура теряетъ нѣсколько элементовъ симметріи, такъ какъ тригональная ось становится полярной. Центры симметріи въ вершинахъ куба на рис. 41 исчезаютъ, такъ какъ атомы сѣры располагаются по одной ихъ сторонѣ, атомы мышьяка—по другой. Симметрія нѣсколько понижается, и кристаллъ переходитъ въ тетраэдрически-пентагондоэдрической классъ. Типичнымъ кристалломъ этого класса является Ульманнитъ $NiSbS$. Кристаллы этого вещества

¹⁾ Это обстоятельство очень подробно разобрано Г. Фриделемъ (G. Friedel Comptes Rendus, дек. 1913, стр. 1533. См. также W. L. Bragg Physik, Zeit, 15 Jahrg. 1914, стр. 77—79,

еще не были изучены, но совершенно естественно предположить, что они принадлежатъ къ тому же классу, что и $CoAsS$.

Остается лишь одинъ классъ кубической системы, для котораго мы еще не дали примѣра кристаллической структуры. Представителемъ этого класса является купритъ Cu_2O . Кристаллы не имѣютъ плоскостей и центра симметрии, но у нихъ есть полное число осей симметрии кубической системы.

Этотъ классъ извѣстенъ подъ названіемъ пентагоникоситетраэдрическаго, и относящіяся къ нему кристаллы обладаютъ такъ называемыми энантиморфными формами, относящимися другъ къ другу, какъ правая рука къ лѣвой, т.-е. несомѣстимо равными. Обѣ формы—правая и лѣвая—встрѣчаются лишь на разныхъ кристаллахъ.

Спектры куприта и его предполагаемая структура показаны на рис. 51 и 52. Трудно сомнѣваться въ томъ, что яркіе мѣдные атомы размѣщены по рѣшеткѣ съ центрированными гранями, атомы же кислорода слишкомъ

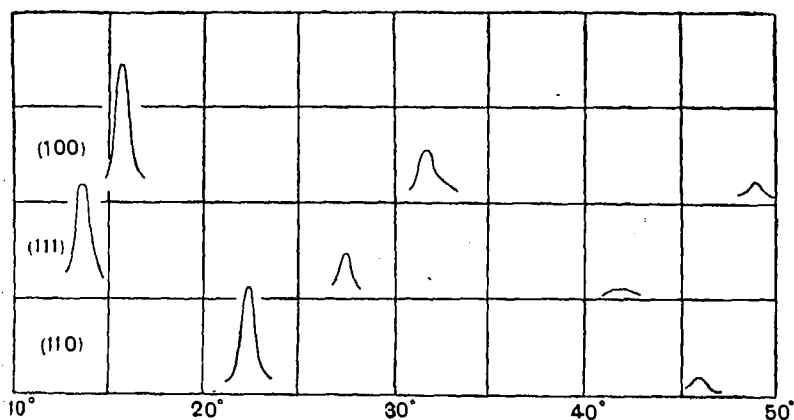


Рис. 51. Спектры куприта.

легки по сравненію съ атомами мѣди, чтобы быть въ состояніи сильно измѣнить яркость спектровъ мѣдныхъ

атомовъ. Абсолютные размѣры структуры подтверждаютъ это предположеніе. Расположивъ атомы мѣди по рѣшеткѣ

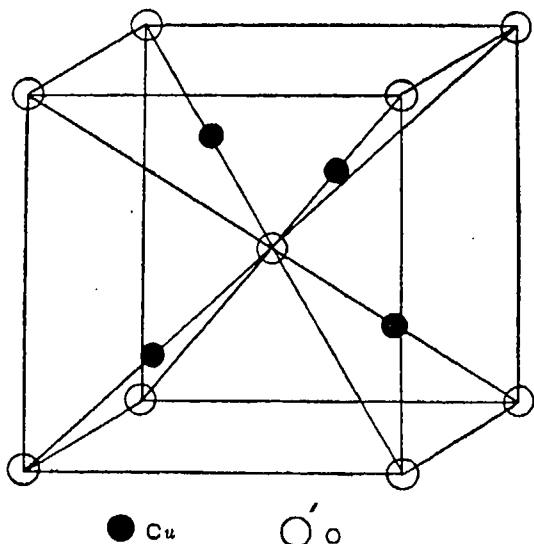


Рис. 52.

съ центрированными гранями, мы должны будемъ придать къ нимъ атомы кислорода такъ, чтобы въ ней приходилось два атома мѣди на одинъ атомъ кислорода. Наибольше простой способъ достигъ этого представленъ на рис. 52. Атомы кислорода расположены по рѣшеткѣ съ центрированнымъ кубомъ, и обѣ рѣшетки расположены такъ, что тѣлесныя діагонали ихъ кубическихъ ячеекъ совпадаютъ.

Эта структура обладаетъ голоэдрической симметрией. Если бы мѣдные и кислородные атомы обладали какъ разъ указаннымъ геометрическимъ положеніемъ, кристаллы куприта обнаруживали бы голоэдрическую симметрію. Въмѣсто этого нѣкоторыя рѣдкія грани кристалловъ этого минерала показываютъ, что его симметрія характеризуется однѣми лишь осями. Если бы эта осевая симметрія отвѣчала большой деформации голоэдрической симметріи, какъ, папримѣръ, деформации въ случаѣ пирита, гдѣ атомъ

сѣры далеко перемѣщается изъ центра ячейки, то, вѣроятно, эта деформация отразилась бы замѣтнымъ образомъ на спектрахъ куприта. Они не были бы такими простыми, какъ въ дѣйствительности. Спектры указываютъ на полносимметрическую структуру, изображенную на рис. 52. Очевидно малая деформация структуры не измѣнила бы спектровъ, но могла бы оказать достаточно вліянія на ростъ кристалла и вызвать появленіе рѣдкихъ формъ, указывающихъ на осевую симметрію. Съ другой стороны, кристаллографическіе признаки, какъ кажется, указываютъ на то, что деформация структуры мала. Фигуры вытравленія ¹⁾ куприта указываютъ на голоэдрическую симметрію кристалла, и кристаллъ не вращаетъ плоскость поляризаціи свѣта. Только внѣшняя форма нѣкоторыхъ кристалловъ заставляеть причислить ихъ къ геміэдриі кубической системы.

Эти замѣчанія одинаково хорошо приложимы и къ случаю хлористаго калия—сильвина, который былъ разобранъ первымъ въ этой книгѣ. Хлористый калий причисленъ кристаллографами къ тому же пентагоникоситетраэдрическому классу, что и купритъ. Мы видѣли, что изслѣдованіе сильвина помощью рентгеновскихъ лучей указало на структуру, изображенную на рис. 28, имѣющую совершенную кубическую симметрію. Всякая деформация этой структуры—если она и существуетъ,—должна быть мала, иначе бы спектры ее обнаружили. Смачивая кристаллы сильвина водой, мы получаемъ на немъ площадки {931}, расположеніе которыхъ не согласуется съ голоэдрической симметріей и заставляеть отнести его къ одному классу съ купритомъ. Однако и сильвинъ не обладаетъ вращеніемъ плоскости поляризаціи.

¹⁾ Фигурами вытравленія называются ямки или возвышенія, образуемыя на граняхъ кристалла разѣдающими жидкостями. Онѣ имѣють форму, стоящую въ связи съ симметріей кристалла, и служатъ иногда вѣрнымъ средствомъ опредѣлить эту симметрію.

Хлористый аммоній NH_4Cl по тѣмъ же признакамъ причисленъ къ одному классу съ сильвиномъ и купритомъ, тогда какъ спектры его обнаруживаютъ голоэдрическую структуру. Атомы хлора расположены по простой кубической рѣшеткѣ, атомы азота расположены въ центрахъ кубовъ, въ вершинахъ которыхъ находятся атомы хлора. Расположеніе атомовъ водорода сомнительно, такъ какъ они слишкомъ легки и не дѣйствуютъ на рентгеновскіе лучи. Интересно замѣтить, что хлористый аммоній въ коемъ случаѣ не изоморфенъ съ другими щелочными галоидами, хотя онъ тоже кристаллизуется въ кубической системѣ. Каждый единичный кубъ структуры содержитъ половину молекулы KCl (см. стр. 118) и цѣлую молекулу NH_4Cl .

Раздѣленіе кристалловъ на такіе, въ которыхъ деформация мала, и на такіе, въ которыхъ она значительна, кажется на первый взглядъ произвольнымъ, но въ немъ во всякомъ случаѣ заключается интересное теоретическое соображеніе. Съ одной стороны, у насъ есть цинковая обманка, пиритъ, хауэритъ, кобальтипъ и т. д., въ которой симметрія кристалловъ непосредственно связана съ симметрией структуры. Деформация по сравненію съ голоэдрической симметрией такъ велика, что характеръ спектровъ совершенно мѣняется. Съ другой стороны, у насъ есть купритъ, спльвинъ, пожалуй, п алмазь, для которыхъ спектрометръ даетъ симметрію выше той, на которую указываютъ другіе ихъ признаки. Отклоненіе перваго рода кристалловъ отъ голоэдрической симметріи совершенно очевидно, тогда какъ утверждать подобное относительно кристалловъ другого рода мы имѣемъ лишь очень слабыя основанія.

ГЛАВА X.

Анализъ строения кристалловъ ч. III.

Въ послѣднихъ двухъ главахъ мы рассмотрѣли кристаллы, структура которыхъ могла быть выяснена довольно полно. Въ этой главѣ мы приведемъ различные примѣры кристалловъ, строеніе которыхъ до сихъ поръ въ точности неизвѣстно, но для которыхъ получаемые резуль-

таты представляютъ настолько большой интересъ, что о нихъ стоитъ упомянуть. Во всѣхъ случаяхъ изученіе рентгеновскихъ спектровъ является важнымъ источникомъ нашего знанія о структурѣ кристалловъ.

Кварцъ, SiO_2 (горный хрусталь) ¹⁾. По симметріи кварцъ причисляется къ тригонально-трапезоэдрическому классу: въ немъ есть только оси симметріи. Рис. 53 изображаетъ „лѣвый“ кристаллъ кварца. Изъ рисунка видно, что три ребра пересѣкаются въ вер-

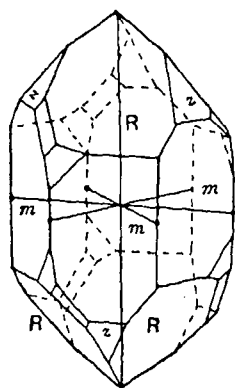


Рис. 53.

шинѣ кристалла. Эти три ребра выбираются за кристаллографическія оси кристалла. Грани, обозначенныя черезъ R , получаютъ при этомъ символъ $\{100\}$, обозначенныя черезъ z — $\{2\bar{1}2\}$, черезъ m — $\{211\}$. Такимъ образомъ кварцъ

¹⁾ См. W. H. Bragg, Proc. Roy. Soc., A. т. 89, стр. 575.

относится къ тремъ равнымъ осямъ, образующимъ между собою равные углы, подобно тому, какъ это сдѣлано для кальцита. Въ дѣйствительности кварцъ, въ отличію отъ кальцита, не имѣетъ ни плоскостей, ни центра симметріи, а однѣ лишь оси симметріи, именно, одну ось третьяго порядка и три перпендикулярныя къ ней — втораго порядка, образующія другъ съ другомъ углы въ 60° . Эти

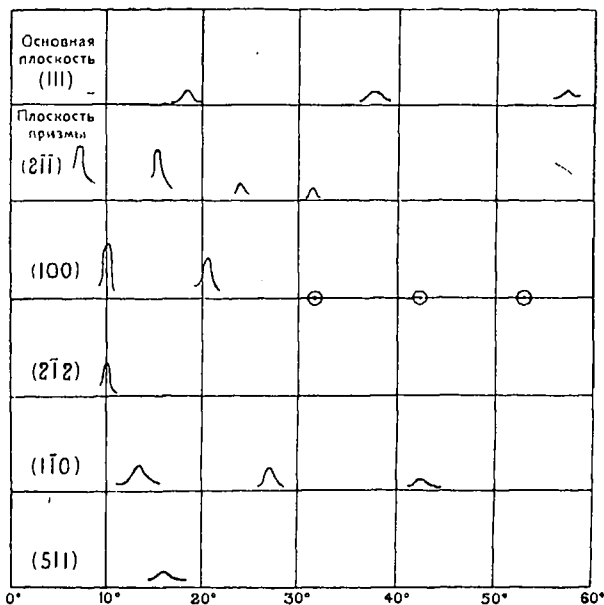


Рис. 54.

оси изображены на рисунокѣ линиями, проведенными черезъ центръ кристалла. Изъ того, что кварцъ лишень плоскостей и центра симметріи, слѣдуетъ, что кристаллы его могутъ быть двухъ родовъ — правые и лѣвые, относящіеся другъ къ другу подобно предмету къ его изображенію въ зеркалѣ или же правой руки къ лѣвой. Эти кристаллы, какъ говорятъ, энантиоморфны.

Спектры, полученные отъ различныхъ грацей кварца, изображены на рис. 54.

Кристаллы кварца болѣе сложны, чѣмъ всѣ вышеразобранные, такъ что довольно трудно выразить эти спектры въ терминахъ кристаллической структуры. Это становится легче, если мы кварцъ отнесемъ къ другимъ осямъ, а именно, примемъ оси симметріи кристалловъ кварца за кристаллографическія (координатныя) оси и припишемъ ему гексагональную пространственную рѣшетку.

Примѣръ ромбоэдрической рѣшетки былъ данъ, когда мы разбирали строеніе кальцита, въ которомъ атомы каль-

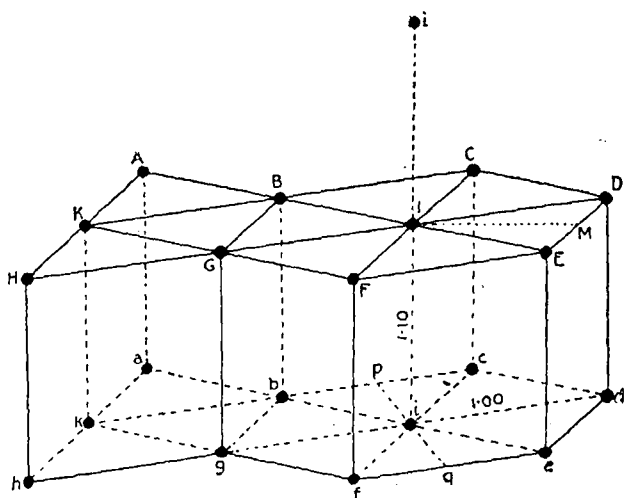


Рис. 55.

ція и углерода были расположены какъ разъ по рѣсеткѣ такого рода. Существуетъ другой типъ рѣсетки, лежащей въ основѣ строенія гексагональныхъ кристалловъ, по также встрѣчающейся и въ тригональныхъ. Это гексагональная рѣшетка, изображенная на рис. 55. Какъ извѣстно, всѣ кристаллы тригональной системы должны имѣть въ основѣ своего строенія одну изъ этихъ рѣшетокъ, и мы увидимъ, что принявъ для кварца гексагональную рѣшетку, мы проще всего объяснимъ особенности его спектровъ. А именно первый порядокъ спект-

ровъ встрѣчается подѣ наименьшимъ угломъ на грани $(2\bar{1}\bar{1})$, такъ что этимъ гранямъ кристалла должно соответствовать наибольшее разстояніе между атомными плоскостями. Грани $\{2\bar{1}\bar{1}\}$ образуютъ стороны шестигранной призмы, очень обыкновенной для кристалловъ кварца. Но эти грани весьма мало существенны для ромбоэдрической рѣшетки. Въ случаѣ кальцита, напр., первое отраженіе отъ $\{2\bar{1}\bar{1}\}$ наблюдается подѣ 24° , отъ $\{100\}$ подѣ 11° , отъ $\{111\}$ подѣ 11.2° . Въ противоположность этому на кварцѣ мы наблюдаемъ углы: отъ $\{2\bar{1}\bar{1}\}$ — 7.8° , отъ $\{100\}$ — 10° , отъ $\{111\}$ — 18.5° . Это сразу объясняется, если отнести кварцъ къ гексагональной рѣсеткѣ, въ которой призма имѣетъ большое значеніе ¹⁾, такъ что для граней этой формы мы должны ожидать отраженія подѣ малымъ угломъ.

Типичный кристаллъ кварца состоитъ изъ шестигранной призмы, переходящей на своихъ обоихъ концахъ въ шестигранныя пирамиды. Нѣкоторые изъ угловъ этой комбинаціи обыкновенно измѣнены присутствіемъ маленькихъ граней другого типа (см. рис. 53). Мы предположимъ, что призматическія грани кристалла параллельны такимъ гранямъ рѣшетки, какъ $ED\bar{d}e$ и т. д. (рис. 55), пирамидальныя же грани — плоскостямъ Id . Длину ID назовемъ черезъ a , высоту Ii —черезъ c . Измѣреніе кристалловъ кварца даетъ:

$$a : c = 1 : 1.10.$$

Съ каждымъ узломъ рѣшетки соединенъ объемъ $\frac{a^2\sqrt{3}}{2} \cdot c$.

Если наша рѣшетка дѣйствительно лежитъ въ основѣ

¹⁾ Вообще въ рѣсеткѣ имѣютъ большое значеніе грани съ большими разстояніями параллельныхъ имъ сѣтчатыхъ плоскостей, иными словами, такія грани, сѣтчатыя плоскости которыхъ наиболѣе густо усеяны узлами. Обѣ величины—число узловъ рѣшетки, приходящееся на единицу площади грани, и разстояніе сѣтчатыхъ плоскостей, параллельныхъ грани,—стоятъ въ прямомъ отношеніи другъ къ другу. По закону Браве болѣе важнымъ гранямъ кристалла отвѣчаютъ болѣе плотныя сѣтчатыя плоскости рѣшетки, т.-е. такія, въ которыхъ на единицу поверхности приходится большее число узловъ (атомовъ вещества).

строения кварца, то мы должны найти число молекулъ SiO_2 связанныхъ съ каждымъ ея узломъ, при чемъ способъ этого вычисленія мы уже примѣняли къ другимъ кристалламъ.

Опредѣлимъ разстояніе a по первому спектру призматической грани. Мы получимъ:

$$2a \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \sin 3.9^\circ = 0.576 \times 10^{-8},$$

$$a = 4.89 \times 10^{-8} \text{ cm.}$$

При этомъ 0.576×10^{-8} см. представляетъ длину волны для наладіеваго антикатада. Такимъ образомъ масса, заключаемая въ единичной ячейкѣ рѣшетки, при плотности кварца, равной 2.65, будетъ:

$$2.65 \times a^3 \times 1.1 \times \frac{\sqrt{3}}{2} \text{ gr.}$$

$$= 2.94 \times 10^{-22} \text{ gr.}$$

Масса же молекулы SiO_2 будетъ:

$$(28.3 + 32) \times 1.64 \times 10^{-24} \text{ gr.} = 0.99 \times 10^{-22} \text{ gr.}$$

Сравненіе обѣихъ величинъ показываетъ, что съ каждымъ узломъ рѣшетки кварца должны быть связаны три молекулы SiO_2 . Пользуясь этимъ обстоятельствомъ, мы можемъ приступить къ точному вычисленію разстояній атомныхъ плоскостей параллельныхъ различнымъ гранямъ кристалла, а отсюда и угловъ, подъ которыми мы можемъ ожидать отраженій. Мы примемъ за исходное положеніе, что съ каждымъ узломъ рѣшетки связаны три молекулы SiO_2 , и произведемъ для каждой грани кристалла кварца вычисленіе, обратное предыдущему, т.е. найдемъ уголъ отраженія. Согласіе вычисленныхъ угловъ съ наблюденными видно изъ слѣдующей таблицы.

Грани.	Символь.	Углы отраженія.	
		Наблюден- ные.	Вычислен- ные.
Призма <i>EDde</i>	($\bar{2}\bar{1}1$) или ($10\bar{1}0$)	3.90°	3.90°
Пирамида <i>Ide</i>	$\left\{ \begin{matrix} (100) \\ 2\bar{1}2 \end{matrix} \right\}$ или ($10\bar{1}1$)	4.93°	4.95°
<i>FDdf</i>	($\bar{1}\bar{1}0$) или ($\bar{1}\bar{2}\bar{1}0$)	6.60°	6.75°
<i>Gpq</i>	($\bar{1}\bar{2}\bar{1}1$)	9.20°	9.10°
<i>I'de</i>	($20\bar{2}1$)	8.40°	8.30°
<i>BGed</i>	($10\bar{1}2$)	7.25°	7.30°
<i>AIed</i>	($10\bar{1}3$)	10.15°	9.50°
Основная грань <i>BCDEFG</i>	(111) или (0001)	9.25°	3.1°

Мы видимъ большое согласіе вычисленныхъ и измѣренныхъ величинъ угловъ за исключеніемъ основной площадки (основанія призмы). Здѣсь наблюдаемая величина угла отраженія втрое больше вычисленной, соотвѣтственно чему разстоянія атомныхъ плоскостей должны быть втрое меньше высоты призматической ячейки рѣшетки. Принимая въ расчетъ, что съ ячейкой соединены три молекулы SiO_2 , мы легко поймемъ это обстоятельство. Очевидно, что структура кварца должна быть сведена къ тремъ рѣшеткамъ, пропикающимъ другъ въ друга. Эти рѣшетки расположены такъ, что ихъ можно вывести изъ одной рѣшетки поворотомъ этой рѣшетки на 120° (треть оборота, или $\frac{2\pi}{3}$) и перемѣщеніемъ на треть высоты призматической ячейки $\frac{c}{3}$ вдоль оси параллельной *c* (ребру призмы). Въ этомъ случаѣ вокругъ каждой тригональной оси структуры узлы будутъ расположены спирально, а такъ какъ спирали могутъ быть правыя и лѣвыя, то и кристаллы кварца должны быть также правые и лѣвые. Какое же вліяніе можетъ оказать такая структура на положеніе спектровъ перваго порядка? Назовемъ узлы, принадлежащіе тремъ нашимъ рѣшеткамъ черезъ p_1, p_2, p_3 . Три узла p_1, p_2, p_3 образуютъ одинъ поворотъ спирали.

Всѣ узлы одного рода, положимъ p_1 , расположены въ простую гексагональную рѣшетку такихъ размѣровъ, что она одна могла бы дать первые спектры на мѣстахъ, соответствующихъ вычисленнымъ величинамъ угловъ предыдущей таблицы. Прибавимъ къ этимъ узламъ узлы p_2 и p_3 . Небольшое соображеніе намъ покажетъ, что это нисколько не уменьшитъ разстояній d_{hkl} между атомными плоскостями, параллельными различнымъ гранямъ (hkl) кристалла кварца, строеніе этихъ плоскостей станетъ лишь болѣе сложнымъ. Лишь одна грань представляетъ исключеніе изъ этого правила — основная грань (111) или по гексагональному обозначенію (0001). Такъ какъ узлы p_2 и p_3 выводятся изъ p_1 послѣдовательнымъ перемѣщеніемъ на $\frac{c}{3}$ перпендикулярно къ этой грани, то разстояніе $d_{(111)}$ подраздѣляется какъ разъ на три равныя части

новыми плоскостями. Такимъ образомъ, разногласіе между вычисленіемъ и наблюденіемъ для основной грани находитъ себѣ полное объясненіе.

Чтобы найти точное расположеніе атомовъ, мы должны обратиться къ особенностямъ спектровъ каждой грани. Рис. 56 представляетъ наиболѣе общій возможный случай расположенія атомовъ. На этомъ

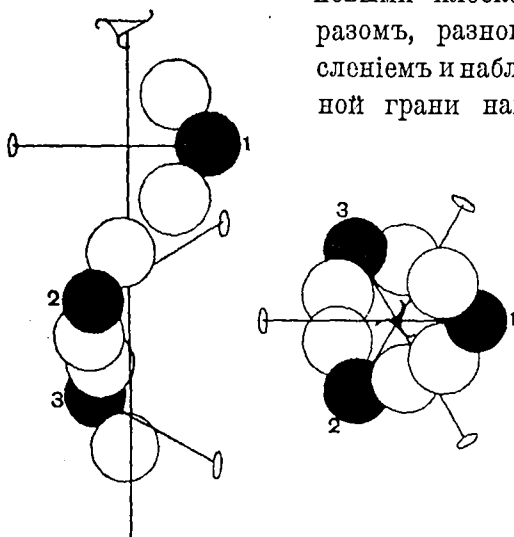


Рис. 56.

чертежѣ можно различить три атома, образующіе частицу SiO_2 . На немъ представлены оси симметріи — одна триго-

нальная и три диагональныя, съ ней пересекающіяся. Типичный атомъ кремнія долженъ лежать на одной изъ этихъ диагональныхъ осей, по въ сторонѣ отъ тригональной оси. Атомъ кислорода долженъ лежать гдѣ-нибудь въ другомъ мѣстѣ и ему долженъ соответствовать другой кислородный же атомъ, расположенный такъ, чтобы оба атома могли быть совмѣщены поворотомъ на диагональной оси. Такимъ образомъ, необходимы три координаты, чтобы опредѣлить положеніе кислороднаго атома, что вмѣстѣ съ координатою, дающею положеніе атома кремнія, составляетъ четыре величины, вполне опредѣляющія строеніе кварца. Для

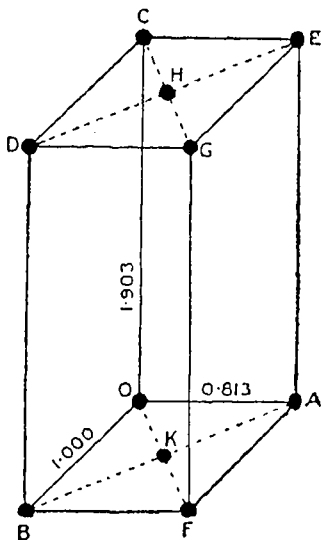


Рис. 57.

опредѣленія этихъ четырехъ неизвѣстныхъ величинъ, мы должны усовершенствовать наше знаніе механизма отраженія и наши способы опредѣленія яркости спектровъ.

Съры ¹⁾. Случай *съры* нѣсколько напоминаетъ случаи кварца. Этотъ химическій элементъ обыкновенно является въ кристаллахъ ромбической системы, съ отношеніемъ осей $a : b : c = 0.811 : 1 : 1.901$. Углы отраженія отъ граней кристалла даны въ слѣдующей табличкѣ:

Грань	100	010	001	011	101	110	111	
Уголъ отраженія. {	вычислен- ный	6.35	5.2	1.33	5.85	6.82	4.06	4.3
	измѣрен- ный	6.2	5.15	10.5	5.9	7.0	4.07	4.15

За исключеніемъ грани (001) углы отраженія отъ различныхъ граней, полученные измѣреніемъ, соответству-

¹⁾ См. W. P. Bragg, Proc. Roy. Soc., A, т. 89, стр. 575.

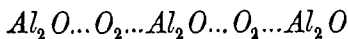
ють величинамъ этихъ угловъ, вычисленнымъ для рѣ-
шетки, изображенной на рис. 57. Вычисляя число атомовъ
сѣры, связанныхъ съ узлами рѣшетки, мы приходимъ къ
восьми атомамъ, и это число положено въ основаніе вы-
численій величины угловъ. Въ согласіи съ этимъ, на грани
(001) наблюдается уголъ отраженія какъ разъ въ во-
семь разъ болѣе вычисленнаго, въ соотвѣтствіи съ чѣмъ
разстояніе между атомными плоскостями на этой грани
должно быть въ восемь разъ меньше, чѣмъ въ принятой
рѣшѣткѣ. Очевидно, въ кристаллахъ сѣры должно быть
восемь проникающихъ другъ въ друга рѣшѣтокъ, подоб-
но тому, какъ въ кварцѣ мы нашли три рѣшетки, и эти
восемь рѣшѣтокъ должны быть расположены на равныхъ
разстояніяхъ другъ отъ друга по направленію оси *c*.

Такъ какъ для каждой грани кристалла пайдень
лишь одинъ снектръ, то нѣтъ никакой путеводной нити
проникнуть дальше въ структуру сѣры. Структура эта,
впрочемъ, обладаетъ одной особенностью. Назовемъ со-
ставляющія ее рѣшетки черезъ P_1, P_2, \dots, P_8 . Узлы
всѣхъ этихъ восьми рѣшѣтокъ не могутъ быть сходны
по своему положенію; въ этомъ читатель можетъ убѣ-
диться, если постарается изобразить ихъ расположеніе
вокругъ осей структуры. Мы найдемъ не болѣе четы-
рехъ рѣшѣтокъ P_1, P_2, P_3, P_4 , узлы которыхъ будутъ оди-
наково расположены, эти узлы образуютъ группу, отли-
чающуюся по своему расположенію отъ узловъ остальныхъ
рѣшѣтокъ P_5, P_6, P_7, P_8 , въ свою очередь расположенныхъ
во всѣхъ отношеніяхъ одинаково. Это показываетъ, что
въ кристаллѣ сѣры есть атомы двухъ родовъ. Быть
можетъ, мы имѣемъ здѣсь дѣло съ атомами четырехъ
или даже восьми родовъ. Должна существовать извѣстная
связь между этимъ обстоятельствомъ и свойствомъ сѣры
образовывать въ газообразномъ состояніи, вблизи точки
кипѣнія, молекулы, составленныя изъ большаго числа
атомовъ (шести или восьми).

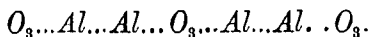
Гематитъ и рубинъ (корундъ). Гематитъ, природная окись желѣза Fe_2O_3 , и рубинъ Al_2O_3 представляютъ два изоморфныхъ кристалла и принадлежатъ къ тому же классу, что и кальцитъ $CaCO_3$. Спектры этихъ веществъ указываютъ на простую структуру, по эта структура не можетъ быть въ данномъ случаѣ опредѣлена такъ же полно, какъ для кальцита. Мы попытаемся придти къ ней слѣдующимъ образомъ.

Представимъ себѣ строеніе кальцита (рис. 36 въ главѣ VIII) и предположимъ, что атомы кислорода въ гематитѣ расположены такимъ же образомъ. Вообразимъ далѣе, что углеродные атомы удалены и что кальціевый атомъ замѣненъ двумя алюминіевыми, расположенными попарно вдоль оси c . Легко увидѣть, что число атомовъ будетъ соответствовать Al_2O_3 . Структура характеризуется двумя переменными величинами. Первая опредѣляетъ положеніе кислороднаго атома, совсѣмъ какъ въ кальцитѣ. Мы ее обозначимъ опять въ видѣ отношенія $\frac{x}{d}$ (рис. 36 B). Второю переменною будетъ разстояніе между атомами алюминія въ каждой парѣ. Точно такія же соображенія, какія мы примѣнили уже къ кальциту, приводятъ насъ и къ этому расположенію.

При изслѣдованіи плоскостей $(0\bar{1}0)$, параллельныхъ тригональной оси, вторая переменная не входитъ въ разсмотрѣніе. Эти плоскости даютъ почти одинаковые первый и второй спектры, третій же и четвертый такъ слабы, что ихъ незамѣтно. Отсюда заключаемъ, что отношеніе x/d близко къ $\frac{1}{2}$. Это опредѣляетъ расположеніе плоскостей



и объясняетъ сильный второй спектръ. Далѣе, величина x/d не вліяетъ на расположеніе плоскостей, параллельныхъ (111) , которое можно представить въ слѣдующемъ видѣ:



Такъ какъ второй и третій спектры ярче перваго, то вѣроятно, что разстояніе плоскостей $Al...Al$ нѣсколько меньше разстоянія плоскостей $Al...O_3$.

Спектры отъ граней $(1\bar{1}0)$ и (111) могутъ быть также хорошо объяснены предположеніемъ, что центръ каждой пары алюминіевыхъ атомовъ помѣщенъ въ точки, занимаемая въ кальцитѣ атомами углерода. Изъ этого видно, насколько труднѣе опредѣлить структуру съ двумя перемѣнными, подобную структурѣ рубина, чѣмъ съ одною, какъ для кальцита. Спектры рубина и гематита даны въ приведенной ниже таблицѣ. Углы даютъ положеніе іонизаціонной камеры, числа—яркость спектровъ.

Рубинъ.

Грань.	1-ый сп.	2-ой сп.	3-ій сп.	4-ый сп.
(100)	9.5 ⁰ 53	19.2 ⁰ 113	29.2 ⁰ 14	39.3 ⁰ 23
(111)	15.3 ⁰ 19	31.2 ⁰ 57	47.8 ⁰ 35	
(1 $\bar{1}0$)	14.1 ⁰ 32	28.7 ⁰ 30	0	0

Гематитъ.

(100)	9.4 ⁰ 19	18.7 ⁰ 75	27.9 ⁰ 10	37.5 12
(111)	14.8 ⁰ 13	0 ?	45 ⁰ 14	

Група Шпинелей. Спектры трехъ кристалловъ этой группы даны на рис. 58, показывающемъ, какъ близки эти кристаллы другъ къ другу по своей структурѣ. Всѣ шпинели кристаллизуются въ кубической системѣ и имѣ-

ють формулу $R'' R_2''' O_4$, гдѣ R'' обозначаетъ двухвалентный металлъ, какъ Mg , Fe , Zn или Mn , а R''' —трехвалентный металлъ, какъ Fe , Mn , Cr , Al . Магнетитъ (магнитный желѣзнякъ) $Fe_3 O_4$ принадлежитъ къ этой группѣ. Единичный кубъ структуры, какъ въ этомъ можно убѣдиться, содержитъ одну молекулу $R'' R_2''' O_4$. Спектры имѣютъ особенность, зависящую, повидимому, оттого, что грани (110) обладаютъ наибольшимъ разстояніемъ атомныхъ плоскостей.

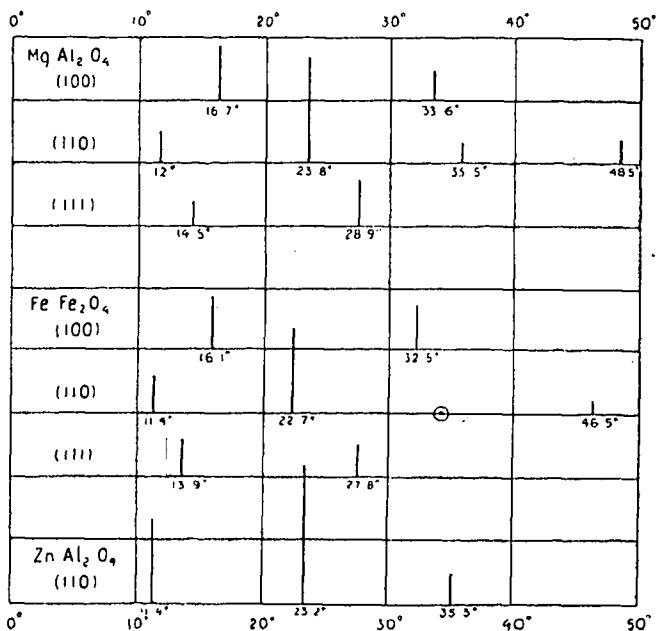


Рис. 58.

Мы заключимъ эту главу спискомъ кристалловъ, структура которыхъ уже была изслѣдована съ помощью спектрометра для рентгеновскихъ лучей. Кристаллы отдѣла *A* разобраны съ достаточной полнотой. Въ отдѣлѣ *B* намъ извѣстно общее распредѣленіе атомовъ, но не ихъ точное расположеніе. Для кристалловъ отдѣла *C* извѣстно почти лишь только число молекулъ въ каждой структурной единицѣ.

А.

Кристаллъ.	Система	Примѣчанія.	
Алмазь, C	кубическая.		
Мѣдь, Cu	"	Атомы Ou по рѣшеткѣ съ центрированными гралями.	
{	Хлористый натрій, $NaCl$	"	
	" калий, KCl	"	
	Бромистый " KBr	"	
	Иодистый " KI	"	
	Галонитъ, PbS	"	Pb и S , какъ Na и Cl въ хлористомъ натріи.
Цинковая обманка, ZnS .			
Цинкитъ, ZnO	гексагональ-	} Двѣ гексагональныя взаимнопроникающія рѣсетки.	
Сѣрнистый кадмій, CdS	пая		
Плавииковый шпатель, CaF_2 .	кубическая		
{	Пиритъ, FeS_2	"	
{	Хауэритъ, MnS_2	"	
{	Азотнокислый натрій, $NaNO_3$.	ромбоэдрическая	
	Кальцитъ, $CaCO_3$	"	
	Доломитъ, $CaMg(CO_3)_2$	"	
	Родохрозитъ, $MnCO_3$	"	
	Сидеритъ, $FeCO_3$	"	

В.

Кристаллъ.	Система	Примѣчанія.	
{	Арагонитъ $CaCO_3$	ромбическая	Псевдогексагональное расположеніе атомовъ, тѣсно примыкающее къ кальциту $CaCO_3$
	Церуситъ, $PbCO_3$	"	
	Азотнокислая соль, KNO_3	"	
Хлористый аммоній, NH_4Cl	кубическая	Положеніе атомовъ H сомнительно.	
Кобальтинъ, $CoAsS$	"	Принадлежитъ къ группѣ пирита.	
Хлорноватонатріевая соль, $NaClO_3$	"	Атомы хлора и натрія приблизительно, какъ въ хлористомъ натріи.	
Купритъ, Cu_2O	"		
{	Гематитъ, Fe_2O_3	ромбоэдрическая	
	Рубинъ, Al_2O_3	"	

С.

Кристаллъ.	Система.	Примѣчанія.
Кварцъ, SiO_2	ромбоэдрическая	
Сѣра, S	ромбическая.	
Шпипель, $MgAl_2O_4$	кубическая.	
Магнетитъ, Fe_3O_4	"	
Ганитъ, $ZnAl_2O_4$	"	
Графитъ, C	исовдогекса- гопальная.	Лишь одно измѣреніе на основной плоскости спайности: $a = 3.42 \times 10^{-10}$ см.

ГЛАВА XI.

Яркость отраженія рентгеновскихъ лучей.

Сила отраженія рентгеновскихъ лучей зависитъ отъ цѣлаго ряда факторовъ: коэффиціента поглощенія лучей въ кристаллѣ, устройства отражающихъ плоскостей, распределенія вѣса между плоскостями, величины угла паденія и теплового движенія атомовъ кристалла. Въ этой главѣ мы предполагаемъ разсмотрѣть въ отдѣльности различные факторы, по сколько это раздѣленіе возможно, и по сколько это позволяютъ наши теперешнія несовершенныя знанія.

Мы уже разсматривали въ главѣ IV соотношенія, существующія между качествомъ рентгеновскихъ лучей и ихъ поглощеніемъ въ различныхъ веществахъ. Качество лучей опредѣлялось веществомъ, испускающимъ данные лучи въ видѣ своего вторичнаго излученія. Теперь мы можемъ точно измѣрять длину волны рентгеновскихъ лучей, и возможность выразить качество лучей при помощи ихъ длины волны пріобрѣтаетъ для насъ существенную важность, въ особенности, для нашихъ ближайшихъ цѣлей. Сравненіе качества лучей становится вполнѣ количественнымъ; всѣ входящія въ него величины можно точно измѣрять. Излученіе, описанное раньше подъ именемъ характеристическаго для даннаго вещества, оказывается сложнымъ и состоящимъ изъ двухъ или болѣе составныхъ частей. Подвергать

изслѣдованію необходимо каждую часть въ отдѣльности. Прежде всего слѣдуетъ посмотрѣть, къ чему привело переопредѣленіе коэффиціентовъ поглощенія, сдѣланное на основаніи повыхъ, точныхъ данныхъ, которыми мы теперь располагаемъ.

Опытъ состоитъ въ отраженіи опредѣленной однородной части рентгеновскаго излученія, и въ наблюденіи вліянія различныхъ экрановъ, помѣщенныхъ на пути отраженныхъ лучей. Разумѣется, это должно быть сдѣлано для волнъ различной длины и для различныхъ поглотителей. Работа въ этомъ направленіи уже начата и будетъ закончена въ недалекомъ будущемъ. Результаты предварительнаго изслѣдованія г-на Перса (S. E. Peirse) помѣщены въ слѣдующей таблицѣ. Быть можетъ, самымъ поразительнымъ въ этой таблицѣ оказывается большая разница въ коэффиціентѣ поглощенія различныхъ составныхъ частей излученія, исходящихъ изъ одного и того же вещества. Напримѣръ, коэффиціенты поглощенія въ алюминіи двухъ составныхъ частей излученія серебра равны 1.94 и 2.70. Коэффиціентъ, найденный Баркла, 2.5, очевидно, равенъ средней величинѣ изъ обоихъ, чего и слѣдовало ожидать.

Числа первыхъ шести рядовъ таблицы были измѣрены съ большою тщательностью и точны настолько, насколько этого можно было достигнуть съ примененнымъ приборомъ. Результаты для платины менѣе точны, но ихъ все же можно включить въ рядъ остальныхъ величинъ. Способъ измѣренія состоялъ въ томъ, что поперекъ однородныхъ лучей, отраженныхъ отъ кристалла помѣщались поглощающіе экраны, и наблюдался іонизаціонный токъ. Этимъ способомъ трудно получить точные результаты, что зависитъ, главнымъ образомъ, отъ непостоянства источника рентгеновскихъ лучей. Измѣренія яркости болѣе трудны, чѣмъ измѣренія угла отраженія, главнымъ образомъ, по той же причинѣ. Было бы желательно примѣ-

нить методъ уравниваванія. При дальнѣйшемъ, болѣе иолномъ опредѣленіи коэффиціентовъ поглощенія, которое теперь производится, двѣ части одного и того же однороднаго излученія отражаются отъ двухъ кристалловъ каменной соли въ двѣ отдѣльныя іонизаціонныя камеры, и оба тока уравниваются введеніемъ соотвѣтственныхъ экрановъ. Это въ сущности „нулевой“ способъ, такъ какъ роль электроскопа сводится къ простому указанію отсутствія равновѣсія.

Между прочимъ, числа таблицы Перса обнаруживаютъ нѣкоторыя весьма интересныя особенности. Въ таблицѣ В (стр. 189) коэффиціенты поглощенія приведены къ вѣсу поглощающаго атома умноженіемъ чиселъ таблицы А (стр. 187) на вѣсъ атома. Число таблицы А, напр., 20.4,— коэффиціентъ поглощенія болѣе длинной серебряной волны въ желѣзѣ, показываетъ, что пучокъ этихъ лучей, проходя слой желѣза въ одинъ квадратный сантиметръ поверхности и вѣсомъ въ x граммъ теряетъ долю своей энергіи, равную $20.4 \times x$. Въ дѣйствительности это правильно лишь въ томъ случаѣ, если $20.4 \times x$ есть очень малая дробь. Въ таблицѣ В соотвѣтственный коэффиціентъ 18.71×10^{-22} представляетъ долю энергіи того же самаго пучка лучей, сѣченіемъ въ одинъ квадратный сантиметръ, которая поглотилась бы при прохожденіи черезъ одинъ атомъ желѣза.

Если сопоставить логариемы коэффиціентовъ какого-нибудь поглотителя съ логариемами соотвѣтственной длины волны, то получается прямая линія, наклонъ которой показываетъ, что поглощеніе пропорціонально длинѣ волны, возведенной въ степень $3/2$. Числа для платины не особенно хорошо согласуются съ этимъ закономъ, но при данныхъ обстоятельствахъ лучше подождать дальнѣйшихъ опытовъ, чѣмъ подвергать этотъ фактъ обсужденію. Оуэнъ (Owen) ¹⁾

¹⁾ Proc. Roy. Soc. 1912, стр. 426.

А

Массовые коэффициенты поглощения (K).

Антикатодъ и лучъ.	Длина волны $\lambda \times 10^8$.	Поглощающій элементъ.									
		Al	Fe	Ni	Cu	Zn	Pd	Ag	Sn	Pt	Au
Серебро β	0.491	1.94	14.2	17.8	20.9	21.8	58+	10.3	12.2	46.9	48.0
Палладій „	0.508	2.25	17.7	21.6	22.4	25.0	11.4	12.4	15.2	52.3	58.0
Родій „	0.537	2.73	19.3	23.4	25.3	28.1	12.8	14.0	16.7	55.1	57.7
Серебро α	0.554	2.70	20.4	25.0	26.7	30.3	13.6	14.3	18.1	64.1	65.8
Палладій „	0.576	3.16	23.1	28.9	30.9	34.0	16.2	16.9	20.0	74.4	75.4
Родій „	0.615	3.53	26.0	32.1	34.6	38.8	18.0	19.8	23.3	75.9	78.5
Платина С	0.95	11.4	80	—	115	—	—	71.8	78	—	—
„ В	1.10	20.8	125	167	186	—	—	86	107	92	98
„ А	1.32	30.8	205	250	273	39.1	—	152.5	—	145	
Атомныя числа		13	26	28	29	30	46	47	50	79	80

нашелъ, что коэффициентъ поглощенія обратно пропорціоналенъ пятой степени атомнаго вѣса излучающаго вещества. Легко видѣть, что это тотъ же самый законъ, ибо длина волны приблизительно пропорціональна обратной величинѣ квадрата атомнаго вѣса.

Если сопоставить логариѣмы коэффициентовъ для одной и той же длины волны съ логариѣмами атомныхъ чиселъ

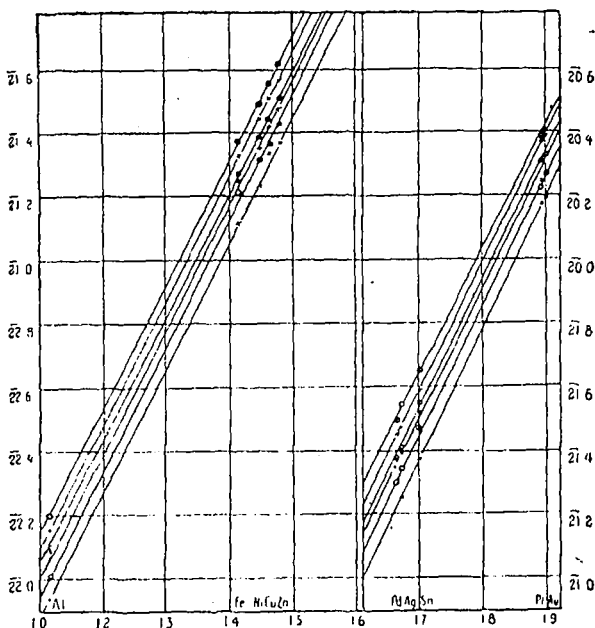


Рис. 59.

поглотителей, мы получимъ второй рядъ прямыхъ линій, представленный на рис. 59. Наклонъ этихъ линій показываетъ, что поглощенію измѣняется приблизительно съ четвертою степенью атомныхъ чиселъ, но постоянная пропорціональности мѣняется при прохожденіи черезъ одну изъ критическихъ величинъ. Оба положенія можно соединить въ одно, сказавъ, что атомный коэффициентъ поглощенія, т.-е. Kw , гдѣ w есть вѣсъ атома, а K — обыкновен-

В

Поглощение на атомъ $(K.w) \times 10^{22}$.

Антикатодъ и лучь.	Длина волны $\lambda \times 10^8$.	Поглощающій элементъ и атомныя числа.									
		Al 13	Fe 26	Ni 28	Cu 29	Zn 30	Pd 46	Ag 47	Sn 50	Pt 79	Au 80
Серебро β	0.491	0.86	13.0	17.2	21.8	23.4	101.5?	18.2	23.8	150	155
Палладій „	0.508	1.00	16.2	20.8	23.4	26.8	20.0	22.0	29.7	167	188
Родій „	0.537	1.22	17.7	22.6	26.4	30.1	22.4	24.8	32.6	176	187
Серебро α	0.554	1.20	18.7	24.1	27.8	32.4	23.8	25.3	35.4	205	213
Палладій „	0.576	1.41	21.4	27.9	32.2	36.4	28.3	30.0	39.0	238	244
Родій „	0.615	1.57	23.8	30.9	36.1	41.6	31.5	35.1	45.5	243	254
Масса атома	$A \times 10^{24}$	44.5	91.6	96.4	104.3	107.1	175.0	177.0	195.2	320.3	323.5

ный „массовый коэффициентъ поглощенія“, можетъ быть представленъ формулою:

$$Kw = CN^4 \lambda^{\frac{5}{2}}.$$

Значеніе постоянной C приблизительно равно 1.79×10^{-6} по одну сторону отъ критической точки для каждой длины волны и 0.235×10^{-6} —по другую. Отношеніе обоихъ значеній равно приблизительно 8 : 1, что соотвѣтствуетъ уже изложенному выше (см. стр. 56).

Значенія для коэффициентовъ поглощенія платиновыхъ лучей проходятъ черезъ двѣ критическія точки: нѣсколько значеній, полученныхъ Персомъ, значеній того же порядка, что и полученные прежними способами, какъ будто показываютъ, что постоянная испытываетъ еще одно паденіе въ отношеніи 4 къ 1.

Необходимо замѣтить, что критическое значеніе длины волны въ случаѣ, если поглотителемъ является палладій, лежитъ между обѣими длинами волнъ, испускаемыми серебромъ. Большее поглощеніе болѣе короткой волны не могло быть точно измѣрено за отсутствіемъ палладіеваго листочка подходящей толщины.

На ряду съ этими прямыми рѣшеніями вопросовъ, связанныхъ съ поглощеніемъ, существуютъ еще косвенные методы, дающіе интересныя указанія на особыя стороны задачи и стоящія въ прямой связи съ содержаніемъ этой главы. Мы упомянули выше (стр. 56) о существованіи пѣкоторыхъ критическихъ точекъ въ отношеніи между качествомъ рентгеновскаго луча и атомнымъ вѣсомъ поглощающаго экрана. Существованіе этихъ скачковъ было обнаружено различными поразительными способами.

Вспомнимъ, что данный атомъ поглощаетъ рентгеновскіе лучи, характеристическіе для болѣе тяжелыхъ атомовъ въ сравненіи съ нимъ въ большей степени, чѣмъ характеристическіе лучи для болѣе легкихъ атомовъ. Другими словами, атомъ, испускающій однородныя волны

съ длиною λ , поглощаетъ лучи съ болѣе короткими волнами въ большей степени, чѣмъ лучи, длина волны которыхъ равна или больше λ . Это не „полосы поглощенія“ и не „избирательная прозрачность“ въ обыкновенномъ смыслѣ этихъ выраженій. Какова бы ни была функція, представляющая соотношеніе между коэффициентомъ поглощенія и длиною волны для даннаго поглотителя, она не должна подлежать *временному* уклоненію, когда длина волны проходитъ черезъ какія-нибудь значенія, въ родѣ длины волнъ характеристическихъ для поглотителя. Съ

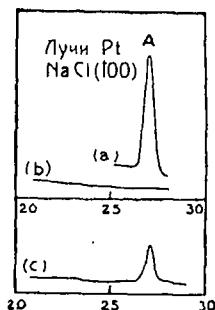


Рис. 60.

- а. безъ экрана
- б. мѣдный экранъ
- в. цинковый экранъ



Рис. 61.

другой стороны эта функція должна испытывать сильное длительное измѣненіе, когда длина проходитъ черезъ значенія, нѣсколько меньшія, чѣмъ длина волны (или длины волнъ) характеристическаго для поглотителя излученія.

На рис. 60¹⁾ представлены три кривыя, изображающія одну и ту же часть спектра платиновыхъ лучей, даваемого каменной солью на граняхъ куба (100). Вершина, видимая на рисункѣ, принадлежитъ самой длинной волнѣ характеристическаго излученія платины, а именно

¹⁾ Proc. Roy. Soc. 89, стр. 43.

1.316×10^{-8} см. Рис. 60 (а) сдѣлапъ въ отсутствіи поглощающаго экрана. Рис. 60 (с) изображаетъ явленіе, вызванное тонкимъ цинковымъ листочкомъ: яркость, отвѣчающая вершинѣ, уменьшилась. Если же взять тонкій мѣдный листочекъ приблизительно равнаго вѣса и помѣстить его также на пути лучей, то какъ это изображено на рис. 60 (b), излученіе, соответствующее вершинѣ, оказывается совершенно поглощеннымъ. При этомъ характеристическіе лучи цинка имѣютъ длину волны 1.445×10^{-8} и 1.306×10^{-8} (Мозелей), а мѣди— 1.549×10^{-8} и 1.402×10^{-8} .

Сравнимъ это съ результатами, изображенными на рис. 61. Въ послѣднемъ случаѣ подвергался измѣренію спектръ осмія отъ грани (100) каменной соли при послѣдовательномъ помѣщеніи на пути лучей цинковаго, мѣднаго и желѣзнаго экрановъ. Вершина, обозначенная на рисункѣ буквой а, въ дѣйствительности представляетъ отраженіе второго порядка короткой длины волны 0.63×10^{-8} (приблизительно) и является излученіемъ съ большой способностью прониканія, которое мы теперь однако же оставимъ безъ разсмотрѣнія. Суть въ томъ, что мѣдный экранъ устранилъ излученіе на 27-ми градусахъ, какъ и въ первомъ случаѣ, и пропустилъ излученіе на 28.5 градусахъ, для котораго $\lambda = 1.38 \times 10^{-8}$. Оба эти луча поглощаются желѣзомъ.

Эти результаты можно выразить слѣдующимъ образомъ. Мѣдь, съ характеристическими волнами 1.549×10^{-8} и 1.402×10^{-8} , имѣетъ критическую величину поглощенія приблизительно при 1.35×10^{-8} , пропуская болѣе длинныя волны и поглощая болѣе короткія. Цинкъ долженъ имѣть критическую величину около 1.25×10^{-8} . Дѣйствительно, какъ мы сейчасъ увидимъ, онъ сильно поглощаетъ линіи „В“ платины съ длиною волнъ 1.113×10^{-8} и 1.095×10^{-8} .

Это же обстоятельство ясно замѣтно при сравненіи

рис. 62 и 63, представляющихъ излученіе палладія. Второй рисунокъ представляетъ результатъ дѣйствія ку-

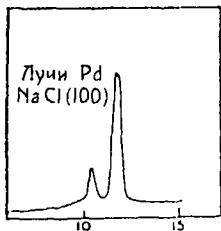


Рис. 62.

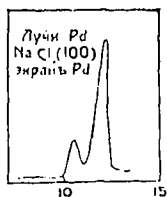


Рис. 63.

сочка палладіевой фольги въ качествѣ поглощающаго экрана. Въ результатъ получилось сильное поглощеніе длинъ волнъ болѣе короткихъ, чѣмъ самая короткая изъ обѣихъ палладіевыхъ волнъ.

Видоизмѣненіе того же явления наблюдается при отраженіи рентгеновскихъ лучей отъ кристалловъ и является результатомъ присутствія въ кристаллахъ различныхъ веществъ съ различной поглощательной способностью. На рис. 64 (а) изображенъ спектръ платиновыхъ лучей отъ кубической грани каменной соли при широкой щели спектрометра. Отношеніе яркостей трехъ отраженныхъ пучковъ остается одно и то же, независимо отъ состава кристалла, до тѣхъ поръ, пока кристаллъ не будетъ заключать атомовъ, по отношенію къ которымъ два изъ

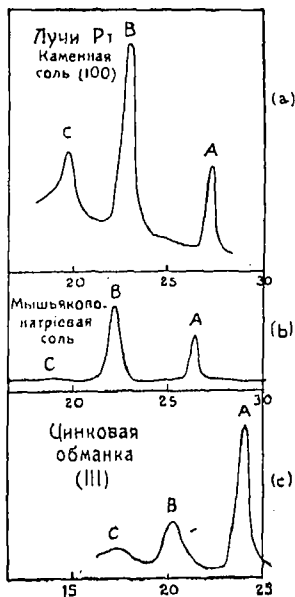


Рис. 64.

излученій лежатъ по разнымъ сторонамъ критическаго значенія его длины волны. Алмазь, кварцъ, кальцитъ, бро-

мистый натрій и много другихъ кристалловъ даютъ спектръ платиновыхъ лучей такого же вида, какъ и хлористый натрій. Но если мы возьмемъ цинковую обманку, то спектръ измѣнится, такъ какъ критическая длина волны для цинка приблизительно равна 1.25×10^{-8} , какъ это мы видѣли выше, и эта величина приходится между длинами волнъ вершинъ *A* и *B*, равныхъ 1.316 и 1.1×10^{-8} см. Кривая на рисунокѣ (с) показываетъ, насколько вершины *B* и *C* понижены по сравненію съ *A* подѣ дѣйствіемъ цинковаго атома. Критическая длина волны для мышьяка должна быть нѣсколько меньше, чѣмъ болѣе короткая изъ двухъ его характеристическихъ длинъ волнъ, вычисленная величина которой равна 1.08×10^{-8} . Мы, пожалуй, можемъ положить ее равной 1.04×10^{-8} по сравненію съ мѣдью, разобранный выше. Мы поэтому должны ожидать, что кристаллъ, содержащій мышьякъ будетъ гораздо слабѣе отражать вершину *C* платины съ длиною волны около 0.95×10^{-8} см., по сравненію съ вершиной *B*, для которой длина волны равна приблизительно 1.1×10^{-8} см. Кривая на рис. 64 (b) показываетъ, что это на самомъ дѣлѣ наблюдается, если отражающимъ кристалломъ взять мышьяковокислый натрій.

Можно сдѣлать количественныя измѣренія этихъ измѣненій. Г-нъ Персъ (S. E. Peirse) любезно сравнилъ для насъ яркости вершинъ *A* и *B* платинового спектра отъ каменной соли и отъ цинковой обманки. На каменной соли отношеніе яркостей *A* и *B* было 1.63, на обманкѣ 0.464. Это отношеніе возрасло въ $1.63/0.463$ или въ 3.5 раза, въ случаѣ цинковой обманки. Точныя измѣренія коэффициентовъ поглощенія вершинъ *A* и *B* въ цинкѣ, сѣрѣ, хлорѣ и натріи еще не сдѣланы, но мы можемъ получить приблизительныя ихъ значенія интерполяціей. Этимъ путемъ мы найдемъ, что коэффициенты поглощенія вершины *A* въ цинковой обманкѣ и каменной соли будутъ приблизительно 49 и 50, тогда какъ коэффициенты по-

глощения вершины *B* будутъ 129 и 30. Если бы различіе въ поглощеніи было единственной причиной измѣненія относительной яркости вершинъ *A* и *B* при замѣнѣ одного кристалла другимъ, то мы должны были бы ожидать величину измѣненія, равную $129 \times 50/49 \times 30$ или нѣсколько болѣе 4 : 1. Это не далеко отъ величины, найденной Персомъ.

Всѣ эти опыты показываютъ, что коэффициентъ поглощенія оказываетъ прямое вліяніе на яркость отраженія. Мы можемъ выразить наше заключеніе въ слѣдующей формѣ: при прочихъ равныхъ условіяхъ, яркость отраженія прямо пропорціональна количеству вещества, пронизываемому первичнымъ лучомъ; это — „массовый эффектъ“.

Теперь перейдемъ къ рассмотрѣнію вліянія относительной плотности какой-либо атомной плоскости на яркость отражаемой ею волны. Повидимому, двѣ атомныя плоскости будутъ одинаковы по своему дѣйствию, если ихъ плотности одинаковы, независимо отъ длины волны падающихъ лучей. Напримѣръ, въ кристаллахъ плавиковога шпата CaF_2 плоскости, параллельныя кубическимъ гранямъ (100), попеременно содержатъ кальцій и фторъ. Плотность плоскостей обоого рода приблизительно одинакова, такъ какъ фторныя плоскости содержатъ вдвое болѣе атомовъ фтора съ атомнымъ вѣсомъ 19, чѣмъ кальціевыя плоскости кальціевыхъ атомовъ съ атомнымъ вѣсомъ 40. Какова бы ни была длина волны падающаго свѣта, мы не можемъ найти отраженія, отвѣчающаго разстояніямъ между однѣми кальціевыми или однѣми фторными плоскостями. Первый спектръ наблюдается подъ угломъ, отвѣчающимъ половинѣ этого разстоянія, т.-е. разстоянію отъ кальціевой плоскости до фторной, а это показываетъ, что эти плоскости должны считаться эквивалентными. Подобный же эффектъ мы встрѣчаемъ и въ другихъ случаяхъ.

Сдѣлаемъ шагъ дальше. Наши опыты даютъ намъ возможность сравнивать дѣйствиѣ плоскостей неравной массы,

когда эти плоскости образуют перемежающіеся ряды. Мы допустили въ предыдущихъ главахъ, что каждая плоскость оказываетъ вліяніе на *амплитуду* отраженнаго луча, пропорціональное своей массѣ, и мы нашли, что это допущеніе было чрезвычайно цѣлесообразно и должно по меньшей мѣрѣ заключать въ себѣ большую долю истины. Если это такъ, то оно имѣетъ большую теоретическую важность.

Анализъ, основанный на этомъ допущеніи, поистинѣ такъ могущественъ, что если даже оно окажется не болѣе, какъ грубымъ приближеніемъ, то все же это не умалитъ силы анализа. Съ теоретической точки зрѣнія, конечно, очень важно тщательно изслѣдовать правильность этого допущенія, но этого до сихъ поръ систематически сдѣлано не было. Мы, впрочемъ, сдѣлали одинъ или два отдѣльныхъ опыта, представляющихъ нѣкоторый интересъ.

Мы очень тщательно искали спектръ на грани (111) сильвина подъ угломъ въ 4.9° . Мы думали найти здѣсь хоть что-нибудь, если бы плоскости, содержащія калиевые атомы съ атомнымъ вѣсомъ 39.1 и атомнымъ числомъ 19 замѣтнымъ образомъ отличались по отражающей силѣ отъ плоскостей, содержащихъ хлорные атомы съ атомнымъ вѣсомъ 35.5 и атомнымъ числомъ 17. Мы не нашли ничего, и это стоитъ въ согласіи съ вышеуказаннымъ предположеніемъ, согласно которому мы должны ожидать уменьшенія яркости по сравненію съ нормальной ея величиной въ отношеніи $(39.1 - 35.5)^2 / (39.1 + 35.5)^2$ или приблизительно 1:480. Вторая степень этого множителя представляетъ естественное слѣдствіе допущенія, что плоскости вліяютъ на *амплитуду* пропорціонально своимъ массамъ. Въ виду этого множитель оказывается столь малымъ, чѣмъ и объясняется результатъ нашего опыта.

Разбирая соотвѣтствующій случай каменной соли *NaCl*, въ которомъ натріевыя и хлорныя плоскости очень различны по плотности, мы находимъ, что объясненіе ока-

зывается не вполне удовлетворительнымъ. Соответственное уменьшеніе яркости надо ожидать въ отношеніи $(35.5 - 23)^2 / (35.5 + 23)^2$ или $1/22$. Мы должны ожидать что первый, третій, пятый спектры и т. д. будутъ въ 22 раза слабѣе по сравненію со вторымъ, четвертымъ, шестымъ и т. д., чѣмъ они были бы въ нормальномъ спектрѣ. Въ рядѣ опытовъ, опубликованныхъ недавно ¹⁾, относительныя яркости первыхъ четырехъ спектровъ были найдены равными 16.5, 24.4, 3.1 и 4.2. Значенія для спектровъ нечетныхъ порядковъ, правда, были измѣрены очень грубо, такъ какъ точныя измѣренія не требовались для поставленныхъ нами тогда цѣлей. Высказанное же нами теперь предположеніе требуетъ тщательныхъ измѣреній, и мы постарались ихъ сдѣлать для относительныхъ яркостей третьяго и четвертаго порядка. Нами было найдено отношеніе, приблизительно равное 3:10.

Если бы спектръ былъ нормальный, то числа должны были бы быть приблизительно равны 135, 25, 9 и 4. Эта оцѣнка найдена изъ соображеній, которыя мы разберемъ позже въ этой же главѣ. Принявъ въ расчетъ вліяніе различія плоскостей, мы должны будемъ уменьшить нечетные порядки въ отношеніи 22:1, что дастъ рядъ чиселъ: 6, 25, 0.4, 4, приблизительно. Оказывается, что четвертый порядокъ гораздо ярче, чѣмъ это слѣдовало ожидать на основаніи изложенной простой теоріи, согласно которой онъ долженъ составлять одну десятую долю четвертаго спектра. Необходимо замѣтить, что первый спектръ трудно измѣрить потому, во-первыхъ, что онъ самъ по себѣ слабъ, во-вторыхъ, потому, что доля „общаго“ излученія въ немъ особенно велика, и, наконецъ, въ-третьихъ потому, что кристаллы каменной соли не всегда хорошо образованы и не могутъ быть установлены достаточно точно на необходимый уголъ къ падающему лучу.

¹⁾ Phil. Mag., май 1914, стр. 889.

Оказывается, что если основное предположение вѣрно, то разница между вѣсами натріевого и хлорнаго атома не достаточно велика, чтобы объяснить различіе въ ихъ отношеніи къ рентгеновскимъ лучамъ. Возможно, что существуетъ достаточно большая разница въ ихъ тепловомъ движеніи, объясняющая это противорѣчіе. Среднія отклоненія отъ положенія равновѣсія у натріевыхъ атомовъ могутъ быть больше, чѣмъ у хлорныхъ. Какъ будетъ указано дальше, вліяніе этихъ смѣщеній атомовъ подѣйствіемъ теплового движенія на яркость отраженія тѣмъ больше, чѣмъ выше порядокъ спектра. Это очень хорошо согласуется съ фактомъ, что третій спектръ менѣе ослабленъ, чѣмъ первый, какъ это говорятъ вышеприведенныя числа. Въ спектрѣ третьяго показываютъ тепловыя движенія усиливаютъ различія между натріевыми и хлорными атомами, что и служитъ причиною самаго существованія спектра третьяго порядка.

Изъ всѣхъ этихъ разсужденій слѣдуетъ, что для рѣшенія затронутыхъ вопросовъ необходимо произвести большее число опытовъ, результаты которыхъ должны оказаться очень важными. Въ настоящее время мы можемъ лишь сказать, что, по всей вѣроятности, атомныя плоскости кристалла въ значительной степени вліяютъ на амплитуду отраженія въ зависимости отъ своего вѣса и притомъ пропорціонально ему, но что простота этого соотношенія усложняется вліяніемъ теплового движенія или другого какого-либо источника интерференціи.

Въ связи съ этимъ нужно отмѣтить тотъ замѣчательный фактъ, что отношеніе яркостей отраженія волнъ двухъ различныхъ длинъ не зависитъ отъ природы кристалла, за исключеніемъ такихъ спеціальныхъ обстоятельствъ, какія были только что разсмотрѣны. Другими словами, видъ кривой спектра не измѣняется замѣтнымъ образомъ съ отражающимъ кристалломъ. Допустимъ, какъ этого требуетъ опытъ съ цинковой обманкой, что яркость

отраженія отчасти зависятъ отъ степени прониканія лучей въ кристаллъ. Вообразимъ себѣ, что два пучка лучей съ различной длиною волны λ_1 и λ_2 входятъ въ составъ одного и того же первичнаго излученія. Пусть глубины, на которыя эти лучи проникаютъ въ кристаллъ, измѣренныя въ единицахъ пройденной массы, будутъ d_1 и d_2 . Вообразимъ два коэффициента отраженія ρ_1 и ρ_2 , выражающіе въ обоихъ случаяхъ количество отраженныхъ лучей отъ одной и той же массы кристалла. Отношеніе отраженныхъ яркостей въ обоихъ случаяхъ будетъ $\rho_1 d_1 / \rho_2 d_2$, потому что всѣ условія кристаллической структуры въ обоихъ случаяхъ одинаковы; тепловыя движенія также не окажутъ замѣтно различнаго вліянія, если только λ_1 и λ_2 не будутъ очень различны. Соотвѣтственное отношеніе для другого кристалла будетъ $\rho_1' d_1' / \rho_2' d_2'$. Опытъ показываетъ, что оба эти отношенія должны быть равны. Но на основаніи нашего знанія явленій отраженія рентгеновскихъ лучей въ кристаллахъ, $d_1/d_2 = d_1'/d_2'$. Поэтому $\rho_1/\rho_2 = \rho_1'/\rho_2'$. Это значитъ, что отношеніе отраженій какихъ-либо двухъ волнъ съ длиною λ_1 и λ_2 въ нѣкоторой массѣ кристалла при одинаковомъ первичномъ пучкѣ, не зависитъ отъ строенія кристалла. Иными словами, отношеніе отражательныхъ способностей двухъ различныхъ кристалловъ для волнъ данной длины не зависитъ отъ длины волны.

Слѣдующимъ вопросомъ, на которомъ мы остановимся, будетъ соотношеніе между яркостями спектровъ различнаго порядка. Въ предыдущей главѣ мы приняли для отношенія этихъ яркостей значеніе 100:20:7:3:1 въ спектрахъ отъ 1-го до 5-го порядка включительно. Эти числа представляютъ средній результатъ, найденный для того случая, когда отраженіе происходитъ на рядѣ плоскостей, завѣдомо однообразныхъ и однообразно расположенныхъ. Мы пользовались этими числами для опредѣленія величины отклоненія отъ нормы, вызываемаго от-

существомъ однообразія, и нашли, что они вполне пригодны для этой цѣли. Мы теперь спросимъ, чѣмъ объясняется быстрое убываніе этихъ чиселъ, и всегда ли оно одинаково въ случаѣ такого однообразнаго строенія.

Быть можетъ, лучше сначала отвѣтить на послѣдній вопросъ и сказать, что даже въ случаѣ однообразія въ строеніи и расположеніи плоскостей убываніе яркостей не бываетъ всегда совершенно одинаково. Правда, въ этомъ направленіи сдѣлано только очень небольшое число опытовъ. Однакоже кажется вѣроятнымъ, что эти различія могутъ быть приписаны тепловому движенію атомовъ кристалла. Мы сперва разсмотримъ эти измѣненія, а потомъ уже обратимся къ болѣе общему закону, который выяснится послѣ того, какъ будетъ приято въ расчетъ вліяніе теплового движенія.

Теоретическій разборъ вліянія теплового движенія на отраженіе рентгеновскихъ лучей давъ Дебаемъ (Debye) ¹⁾ въ рядѣ статей. Дарвинъ ²⁾ также пслѣдовалъ этотъ вопросъ. Нужно ожидать, что повышеніе температуры уменьшаетъ яркость отраженія и что чѣмъ выше температура, тѣмъ ея вліяніе будетъ сильнѣе. Далѣе, вліяніе температуры должно обнаружиться въ большей степени на спектрахъ высшихъ порядковъ, для которыхъ вліяніе отклоненія атомовъ отъ ихъ средняго иоложенія сказывается въ болыней степени, совершенно такъ же, какъ неправильности обыкновенной диффракціонной рѣшетки спльнѣе сказываются на спектрахъ высшихъ порядковъ. Эти предположенія подтверждаются вычисленіемъ. Дебайъ нашель, что вліяніе температуры выражается факторомъ

$$e^{-\frac{3}{2} \cdot \frac{h^2}{\mu k^2 a^2} \cdot n^2 (h_1^2 + h_2^2 + h_3^2) \frac{\varphi(x)}{x}}$$

въ которомъ символы имѣютъ слѣдующее значеніе:

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. XV, стр. 678, 738, 857. (1913), также Ann. d. Phys. (1914), стр. 49.

²⁾ Phil. Mag., февр. 1914, стр. 325.

h_1, h_2, h_3 представляютъ косинусы угловъ отражающихся плоскостей съ осями кристалла.

a —разстояніе между сосѣдними атомными плоскостями кристалла: Дебай разсматриваетъ кристаллы, атомы которыхъ расположены по простой кубической рѣшеткѣ. x равно θ/T , гдѣ T —абсолютная температура и θ —характеристическая температура кристалла. Последняя величина введена Дебаемъ для опредѣленія такой температуры, при которой вещество кристалла стоитъ въ извѣстномъ соотношеніи съ его удѣльной теплотой. Для сильвина $\theta = 219^\circ$ абсолютнаго счета, для плавиковога шпата $\theta = 474^\circ$ и для алмаза 1830° . Высокое значеніе θ стоитъ въ связи съ малымъ тепловымъ движеніемъ и малою теплоемкостью вещества.

$\varphi(x)$ представляетъ пѣкоторую фупкцію x , которую Дебай опредѣляетъ.

m масса атома.

h Планкова постоянная, равная 6.5×10^{-27} ,

k газовая постоянная, равная 1.35×10^{-16} ,

n порядокъ спектра.

Такъ какъ разстояніе (d) между послѣдовательными атомными плоскостями равно

$$\frac{a}{\sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}},$$

п такъ какъ $n\lambda = 2d \sin \alpha$, гдѣ уголъ α отраженія, то формулу Дебая можно написать въ видѣ:

$$\frac{6M^3}{c \rho k^3} \cdot \frac{\varphi(x)}{x} \cdot \frac{\sin^2 x}{\lambda^3}.$$

Въ общемъ эта формула показываетъ, что тепловой эффектъ возрастаетъ съ угломъ отраженія и съ температурой, но убываетъ съ возрастніемъ длины волны и характеристической температуры.

Опытъ показываетъ, что числовое значеніе фактора Дебая, по меньшей мѣрѣ, получается требуемаго порядка.

Кристаллъ на столикѣ спектрометра окружался небольшою электрическою грѣлкой, снабженною слюдяными окошечками для входа и выхода рентгеновскихъ лучей. Тепловой эффектъ наблюдался легко. Результаты одного изъ опытовъ показаны на рис. 65 ¹⁾, гдѣ кривыя изображаютъ второй и третій спектры родіевой линіи при 15°C и 370°C , при чемъ за отражающую поверхность взята кубическая грань кристалла хлористаго натрія. Напомнимъ, что эта линія въ дѣйствительности представляетъ изъ себя тѣсный дублетъ. Легко видѣть, что яркость обоихъ порядковъ уменьшается при подъемѣ температуры и при-

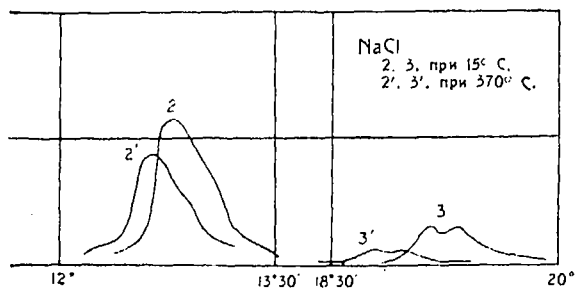


Рис. 65.

томъ въ третьемъ порядкѣ болѣе, чѣмъ во второмъ. Сдвигъ кривыхъ влѣво зависитъ отъ расширенія кристалловъ съ повышеніемъ температуры, что обуславливаетъ увеличеніе разстояній между атомными плоскостями.

Числовые результаты ряда опытовъ съ каменною солью приведены въ слѣдующей таблицѣ, первый столбецъ которой заключаетъ наблюденные спектры, второй—величины синусовъ соответственнаго угла отраженія, третій—отношеніе первоначальной яркости къ яркости, измѣненной повышеніемъ температуры, послѣдній—соответственные величины, вычисленные по формулѣ Дебая. Температуры были равны 15°C и 370°C .

¹ Phil. Mag., май 1914.

Спектръ.	Синусъ угла отраженія.	Отношеніе яркости при 15°С къ яркости при 370°С.	
		Наблюдено.	Вычислено.
(100) 1-ый пор. . .	1×0.1097	1.07	1.075
(110) " . .	$\sqrt{2} \times "$	1.20	1.16
(100) 2-ой пор. . .	$2 \times "$	1.26	1.35
(110) " . .	$2\sqrt{2} \times "$	2.07	1.90
(100) 3-ий пор. . .	$3 \times "$	1.94	1.92

Хотя согласіе и далеко отъ совершенства, все же не остается никакого сомнѣнія, что теорія вѣрна и что вычисленія находятся на правильномъ пути.

Приведемъ еще нѣкоторые результаты, полученные для сильвина. Вычисленія по формулѣ Дебая показываютъ, что отношеніе яркостей перваго и втораго спектра должно уменьшиться при повышеніи температуры съ 17°С до 311°С въ отношеніи 1.14 къ 1, а отношеніе перваго къ третьему въ отношеніи 1.44 къ 1. Опытъ даетъ нѣсколько большія величины 1.18 и 1.68. Вообще, полученные до сихъ поръ экспериментальныя данныя даютъ большія измѣненія, чѣмъ того требуетъ формула.

Для плавиковаго шпата величина измѣненій была найдена совсѣмъ незначительной, и это стоитъ въ связи съ высокою характеристическою температурой. Алмазь долженъ дать неизмѣримо малыя измѣненія, но мы еще не рѣшились сдѣлать съ нимъ необходимыя опыты.

Въ предыдущихъ параграфахъ мы видѣли, что тепловое движеніе вызываетъ ощутительныя измѣненія въ яркости отраженныхъ спектровъ различныхъ порядковъ и въ особенности спектровъ высшихъ порядковъ. Если принять въ расчетъ эти измѣненія, различныя для различныхъ кристалловъ, то остающаяся убыль въ яркости спектровъ, начиная отъ низшихъ порядковъ и кончая высшими, по видимому, слѣдуетъ простому правилу, одному и тому же

для различныхъ кристалловъ. Нужно, однако, замѣтить, что въ этомъ направленіи сдѣлано лишь очень немного опытовъ, которые могутъ претендовать на нѣкоторую точность. Правило состоитъ въ томъ, что яркость спектровъ убываетъ обратно пропорціонально квадрату порядка спектра, или, выражаясь общѣе, яркость отраженія отъ какого-либо ряда атомныхъ плоскостей кристалла обратно пропорціональна квадрату синуса угла отраженія, считаемаго отъ отражающей плоскости. Послѣдняя формулировка болѣе удобопонятна, потому что она позволяетъ сравнивать между собою спектры отъ всевозможныхъ отражающихъ плоскостей какого-либо кристалла. Мы приведемъ въ примѣръ измѣренія, сдѣланныя на кристаллахъ каменной соли ¹⁾. Яркости различныхъ спектровъ даны въ третьемъ столбцѣ слѣдующей таблицы. Четвертый столбецъ содержитъ яркости, вычисленныя на основаніи простого правила обратныхъ квадратовъ и исправленныя на Дебаевскій температурный множитель. Въ таблицѣ даны два ряда вычисленныхъ величинъ: въ одномъ предположено $\theta = 200$, а въ другомъ $\theta = 280$. Послѣднее значеніе θ кажется болѣе вѣроятнымъ на основаніи нѣкоторыхъ соображеній, которыя мы здѣсь не приводимъ.

Спектръ.	Синусъ угла отраженія.	Наблюдепо.	Вычислено.	
			$\theta = 200.$	$\theta = 280.$
(100) 1-ый пор. . .	1×0.1097	100	100	100
(110) " . .	$\sqrt{2} \times "$	41	46.3	47.6
(111) " . .	$\sqrt{3} \times "$	24.4	28.5	30.2
(100) 2-ой пор. . .	$2 \times "$	18.7	19.8	21.6
(110) " . .	$2\sqrt{2} \times "$	7.05	7.2	8.9
(100) 3-ий пор. . .	$3 \times "$	6.25	6.0	7.5
(111) 2-ой пор. . .	$2\sqrt{3} \times "$	4.2	3.6	4.9

¹⁾ Phil. Mag., май 1914, стр. 893.

Наблюденные результаты нанесены въ видѣ черныхъ точекъ на рис. 66 и лежатъ вблизи нижней изъ двухъ кривыхъ. Точки въ кружкахъ представляютъ вычисленные величины пятого столбца таблицы. Верхняя кривая показываетъ, какъ должны были бы размѣститься точки, если бы законъ обратныхъ квадратовъ былъ вполнѣ точенъ.

Согласіе оказывается удовлетворительнымъ, и оно лучше всего какъ это и слѣдовало ожидать, при сравненіи ярко-

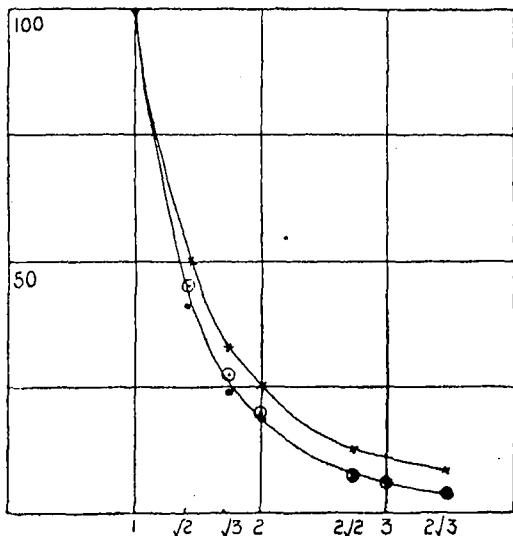


Рис. 66.

стей спектровъ отъ одной и той же грани. Спектры отъ грани (100) очень хорошо согласуются другъ съ другомъ. Мы такимъ образомъ можемъ принять законъ обратныхъ квадратовъ за правильное основаніе дальнѣйшихъ вычисленій.

Трудно подыскать объясненіе для этого закона. Очевидно, онъ зависитъ отъ степенія причинъ, отчасти остающихся для насъ неизвѣстными. Повидимому, его нельзя обосновать исключительно на простыхъ принципахъ дифракціи, ибо они заставляютъ ожидать обратной пропор-

ціональностн первымъ степенямъ. Вопросъ этотъ подробно разобранъ Дарвиномъ ¹⁾. Возможно, что разсѣяніе лучей отдѣльнымъ атомомъ зависитъ отъ угла разсѣянія, хотя, очевидно, это не можетъ намъ дать отчета въ явленіи, повидимому одинаковомъ для всѣхъ атомовъ. Странно, что до сихъ поръ не найдено никакого объясненія для такого очевиднаго и простаго явленія. Отвѣтъ на это, разумѣется, получится, если прогрессъ въ нашемъ знаніи не испытаетъ какой-либо задержки. Мы, однако, оставимъ теперь этотъ вопросъ, такъ какъ онъ ведетъ къ отвлеченнымъ соображеніямъ. Мы не сомнѣваемся, что дальнѣйшіе опыты, весьма желательные въ этой области, внесутъ въ него необходимый свѣтъ.

Если мы предположимъ на время, что для всѣхъ случаевъ простаго отраженія имѣетъ силу одинъ и тотъ же законъ измѣненія яркости съ угломъ паденія, то мы тѣмъ самымъ примемъ одну постоянную отраженія для каждаго кристалла. Весьма интересно поэтому сравнить эти постоянныя и открыть, если возможно, какую-либо зависимость между этими постоянными и другими, намъ уже извѣстными. Положимъ, что мы приняли въ расчетъ температурный эффектъ, вліяніе „порядка“ или, что одно и то же, угла паденія и особенности устройства и относительной плотности плоскостей. Изъ вышесказаннаго слѣдуетъ, что единственными причинами остающагося различія надо считать способность прониканія лучей и способность каждаго атома вліять на амплитуду отраженнаго луча, пропорціоально массѣ атома. Зная это, мы должны быть въ состояніи вычислить отражающую способность различныхъ кристалловъ.

Опыты въ этóмъ направленіи уже поставлены. Они еще не далеко подвинуты впередъ, но, кажется, что сдѣланныя предположенія могутъ оправдаться.

Прежде, чѣмъ подвергнуть ихъ разсмотрѣнію, необхо-

¹⁾ Phil. Mag., апрѣль, 1914, стр. 689.

димо отвѣтить па одинъ вопросъ, представляющій извѣстныя трудности. Нужно спросить, какимъ образомъ измѣрять относительную яркость отраженія отъ различныхъ кристалловъ? Кристаллъ пужпо помѣститъ такъ, чтобы онъ перехватывалъ и отражалъ часть первичнаго пучка. Максимумъ отраженія, какой можно получить, измѣняя наклонъ кристалла, будетъ завпсѣтъ, между прочимъ, въ большой степени отъ совершенства кристалла. Но какъ рѣшить, имѣемъ ли мы дѣло съ простымъ кристалломъ, или же съ цѣлою совокупностью кристалловъ, болѣе или менѣе согласно расположенныхъ. Это представляетъ извѣстныя трудности, и чтобы обойти ихъ, поступаемъ слѣдующимъ образомъ. Мы вращаемъ кристаллъ съ опредѣленною равномерною скоростью, заставляя все время падать на него рентгеновскіе лучи, или, что вполне достаточно, повертываемъ его на опредѣленные малые углы въ тактъ съ боемъ часовъ. Мы начинаемъ вращеніе съ угла, при которомъ еще нѣтъ никакого отраженія, или же это отраженіе зависитъ лишь отъ случайныхъ малыхъ вліяній, и поворачиваемъ кристаллъ, проходя различные углы отраженія, вплоть до угловъ, при которыхъ отраженіе прекращается. Если кристаллъ хорошъ, отраженіе будетъ сильное въ предѣлахъ небольшого числа новоротовъ, если же плохъ, то отраженіе будетъ имѣть умѣренную величину и занимать большое протяженіе. Этимъ способомъ мы интегрируемъ явленіе для всѣхъ положеній кристалла и оцѣниваемъ, такимъ образомъ, отражательную способность каждаго отдѣльнаго кристалла. Такимъ путемъ мы сравнивали отражательную способность кристалловъ, находившихся въ нашемъ распоряженіи. Такимъ же образомъ была найдена яркость отраженія различныхъ порядковъ и плоскостей, величина которыхъ приведена па стр. 203. Болѣе подробный разборъ вопроса помѣщенъ въ вышеуказанной статьѣ ¹⁾.

¹⁾ Phil. Mag., май, 1914 г.

Слѣдующая таблица содержитъ результаты нѣсколькихъ измѣреній этого рода. Такъ какъ эти измѣренія трудны и неполны, то ихъ необходимо исправить при дальнѣйшихъ опытахъ.

Кристаллъ.	μ/ρ .	Отраженіе въ произвольныхъ единицахъ.
NaCl	5.25	142
CaF ₂	6.73	65
KCl	8.5	93
FeS ₂	15.4	90
ZnS	22.6	60

Числа въ послѣднемъ столбцѣ были по возможности исправлены на тепловое движеніе, порядокъ спектра и кристаллическую форму. Коэффициенты поглощенія до сихъ поръ не извѣстны достаточно хорошо и должны заключать въ себѣ значительную погрѣшность. За исключеніемъ флуорита кристаллы показываютъ отражательную способность, правильно возрастающую со способностью прониканія рентгеновскихъ лучей. Если бы яркость отраженія была простымъ массовымъ эффектомъ, то она бы мѣнялась въ обратномъ отношеніи съ коэффициентомъ поглощенія, который въ свою очередь мѣняется въ обратномъ отношеніи съ количествомъ вещества проходимымъ лучомъ. Числа показываютъ нѣкоторое приближеніе къ подобному закону. Флуоритъ является явнымъ исключеніемъ, и если бы это оказалось не такъ, мы, вѣроятно, должны были бы попытаться найти еще какой-нибудь факторъ, вліяющій на яркость отраженія.

Мы до сихъ поръ не обратили вниманія еще на одно важное обстоятельство. Такъ какъ обыкновенный коэффициентъ поглощенія играетъ большую роль при опредѣленіи относительной яркости отраженія, то весьма важно опредѣлить изъ опыта, подчиняются ли лучи, подвергающіеся отраженію, особому коэффициенту поглощенія или, лучше сказать, коэффициенту отраженія. Эффектъ отраженія такъ великъ, что прошедшій пучокъ ясно

показывает потерю отраженных лучей. Въ немъ мы наблюдаемъ настоящую полосу поглощенія. Это можно обнаружить слѣдующимъ образомъ ¹⁾.

На рис. 67 пучокъ лучей *AB*, испускаемый родіевымъ антикатодомъ *A*, представленъ проходящимъ черезъ щель въ *B* и встрѣчающимъ алмазную пластинку въ *C*, помещенную на вращающійся столикъ спектроскопа. Лучи могутъ частью проходить черезъ алмазь, прошедшій пучокъ встрѣчаетъ въ *C'* кристаллъ каменной соли. Последній поставленъ въ такое положеніе, при которомъ

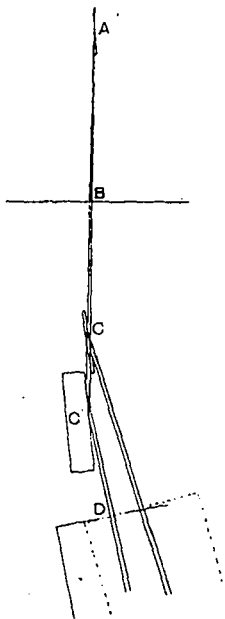


Рис. 67.

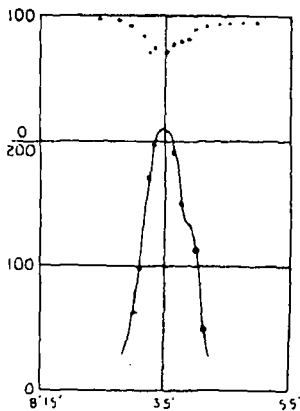


Рис. 68.

онъ отражаетъ главный родіевый лучъ. Ионизаціонная камера можетъ быть помѣщена такъ, чтобы въ нее попалъ лучъ, отраженный или отъ алмаза, или отъ каменной соли. Въ первомъ случаѣ, если алмазь постепенно вращается отъ угла $8^{\circ}35'$ до угла $8^{\circ}39'$, получается кривая іонизаціи, изображенная пижней кривою на рис. 68. Если затѣмъ помѣстить іонизаціонную камеру такъ, чтобы она получала

¹⁾ Phil. Mag., май, 1914, стр. 896.

лучь, отраженный от каменной соли, и повторить вращение алмаза, то часть первичного луча, прошедшая через алмаз и отраженная от каменной соли, показывает ослабление как раз при том положении, при котором алмаз сам способен отражать лучи. Другими словами, отражение состоит в отведении энергии из первичного пучка в отраженный. Отсчеты для отражения от каменной соли представлены верхней кривой чертежа и видно, как полоса поглощения вполне соответствует вершиной нижней кривой.

Такой же точно эффект очень ясно обнаружен недавними опытами Резерфорда и Андраде. Некоторое

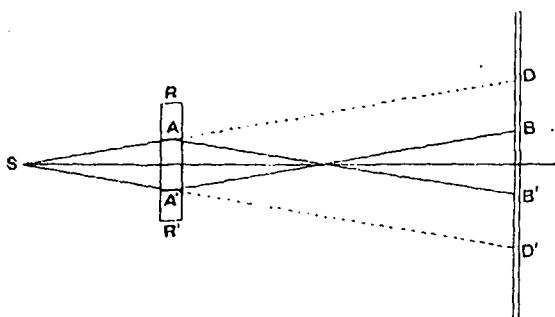
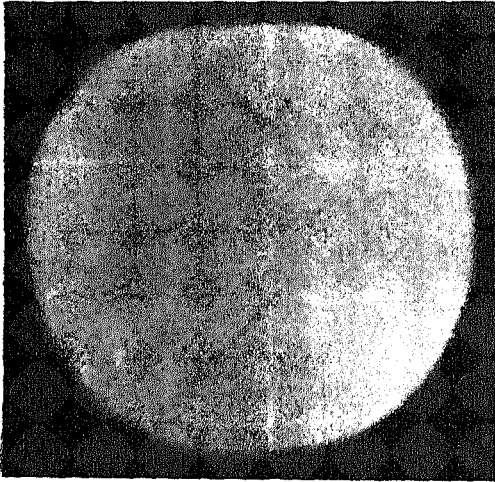
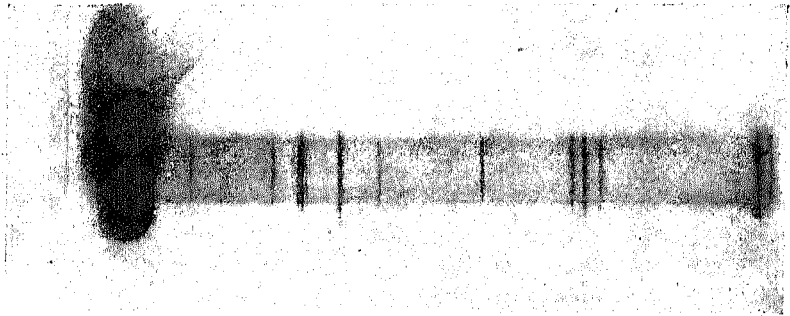


Рис. 69.

количество эманации радия, заключенной в весьма тонкой стеклянной трубочке, помещается в S (рис. 69) так, что трубочка располагается нормально к кристаллу каменной соли RR . Образующиеся при радиоактивном распаде эманации γ -лучи находят себя отражающими плоскостями A и A' в кристалле (угол ASA' равен приблизительно 3°) и падают в B, B' на фотографическую пластинку. Отражающие грани бросают тени в D, D' . Отражение происходит также на двух плоскостях, параллельных плоскости чертежа, и фотографическая пластинка показывает светлые и темные параллельные полосы, расположенные по квадрату, как



Отражение γ -лучей от каменной соли по Рёзсерфорду (Rutherford) и Андраде (Andrade).



Спектр рентгеновских лучей, испускаемых платиной по Де Брогли (De Broglie).

это показано на табл. IV. Нужно замѣтить, что этотъ опытъ даетъ очень чувствительный и точный способъ размѣренія малаго угла отраженія γ -лучей.

Дарвинъ ¹⁾ вычислилъ, что пучокъ лучей, подвергающійся отраженію, можетъ проникнуть въ кристаллъ лишь на очень малую глубину и долженъ потухнуть гораздо раньше, чѣмъ будетъ замѣтно поглощенъ лучъ, идущій по направленію, образующему очень малый уголъ съ первымъ. Мы видѣли, что обыкновенный коэффициентъ поглощенія играетъ важную роль при опредѣленіи количества поглощенныхъ лучей. Кажется труднымъ понять, какимъ образомъ лучъ, подвергающійся отраженію, поглощается въ гораздо большей степени, чѣмъ это вытекаетъ изъ величины его коэффициента отраженія. Кажется невѣроятнымъ, чтобы оба коэффициента были пропорциональны другъ другу. Дарвинъ даетъ весьма остроумное объясненіе. Положимъ, что кристаллъ несовершененъ и что атомныя плоскости его не вездѣ вполне параллельны другъ другу. Можетъ случиться, что нѣкоторая часть пучка, не потушенная отраженіемъ отъ поверхности, найдетъ внутри кристалла участокъ плоскости, наклоненный подъ подходящимъ угломъ, и въ концѣ-концовъ отразится на этомъ участкѣ. Такой эффектъ можетъ быть принятъ за поглощеніе лучей въ кристаллъ. Противъ этого взгляда пужно возразить, что если принимаемая здѣсь въ расчетъ несовершенства кристалла оказываются одного рода съ несовершенствами, такъ ясно обнаруживаемыми съ помощью спектрометра, то въ такомъ случаѣ, чѣмъ меньше совершенство кристалла, наблюдаемое спектрометромъ, тѣмъ кристаллъ будетъ совершеннѣе отражать лучи. Факты, повидному, противорѣчатъ этому заключенію. Каменная соль образуетъ, несомнѣнно, плохіе кристаллы и даетъ прекрасное отраженіе, но не въ большей степени, чѣмъ то

¹⁾ Phil. Mag., апрѣль, 1914, стр. 681.

опредѣляется небольшимъ значеніемъ какъ угла отраженія, такъ и коэффиціента поглощенія. Различные образчики каменной соли сильно разнятся по степени совершенства, но худшіе образчики отражаютъ не лучше, чѣмъ другіе. На самомъ дѣлѣ скорѣе наблюдается обратное. Цинковая обманка и ипритъ даютъ рѣзкое отраженіе и могутъ быть названы хорошими кристаллами, но если принять въ расчетъ величину угла отраженія и прочее, то отраженія отъ нихъ окажутся такой же силы, какъ и отъ каменной соли.

Интересно также замѣтить, что теорія, повидимому, не въ состояніи дать удовлетворительнаго объясненія яркости отраженія ¹⁾).

Мы, такимъ образомъ, рассмотрѣли по порядку: 1) относительную отражательную способность различныхъ членовъ ряда отражающихъ плоскостей; 2) соотношеніе между яркостями различныхъ порядковъ; 3) соотношеніе между яркостями отраженія отъ различныхъ кристалловъ и 4) абсолютную величину и подробности отраженія на какомъ бы то ни было кристаллѣ. Перечень этотъ, очевидно, очень неполонъ, но онъ во всякомъ случаѣ показываетъ направленіе, въ которомъ надо ждать дальнѣйшихъ успѣховъ, и то количество работы, которое необходимо для этого затратить.

¹⁾ Phil. Mag., апрѣль, 1914, стр. 684.

ГЛАВА XII.

Анализъ рентгенограммъ кристалловъ.

Рентгенограммы кристалловъ ¹⁾ получаются вслѣдствіе диффракціи въ кристаллахъ „бѣлой“ или общей радіаціи рентгеновскихъ лучей, исходящей изъ рентгеновской трубки. Всѣ антикатоде трубокъ даютъ нѣкоторое количество этихъ „бѣлыхъ“ лучей какъ примѣсь къ монохроматическимъ („одноцвѣтнымъ“ или „однороднымъ“) лучамъ образующимъ линейчатые спектры металла, изъ котораго сдѣланъ антикатодъ. Платиновые или иридиевые-антикатоде, обыкновенно употребляющіеся для полученія рентгенограммъ кристалловъ, испускаютъ большую часть энергіи рентгеновскихъ лучей въ видѣ такой общей радіаціи.

Рис. 20 показываетъ яркость отраженія отъ плоскости (100) кристалловъ каменной соли для большого ряда угловъ въ случаѣ платиноваго антикатада. Здѣсь умѣстно напомнить, что для каждаго опредѣленнаго угла, отраженный пучокъ лучей, попадающій въ іонизаціонную камеру, не монохроматиченъ. Онъ состоитъ изъ всѣхъ длинъ волнъ, удовлетворяющихъ уравненію

$$n\lambda = 2d \sin \theta.$$

Это значитъ, что онъ состоитъ изъ ряда длинъ волнъ

$\lambda, \frac{\lambda}{2}, \frac{\lambda}{3}, \frac{\lambda}{4}$ и т. д. ²⁾.

¹⁾ Въ оригиналѣ стоятъ „фотограммы Лауэ“. Мы предпочли болѣе общее выраженіе. Пер.

²⁾ Это доказано совмѣстными опытами Н. Е. Успенскаго и переводчика, а также лондонскими опытами Э. Вагнера и Р. Глокера. См. G. Wulff u. N. Uspenski, Physik. Zeit. XIV, 1913, 785 и E. Wagner, тамъ же, 1232, а также R. G. Glöcker, Ann. d. Ph. 1915, 376. Пер.

Большая часть пучка на самомъ дѣлѣ состоитъ изъ волнъ съ длиною λ , дающихъ для этого угла отраженіе перваго порядка. Сила отраженного пучка представлена для всѣхъ угловъ плавной кривой (вершины, принадлежащія линейчатому спектру, здѣсь въ расчетъ не принимаются), и хотя эта кривая и не даетъ намъ непосредственно энергію во всѣхъ точкахъ спектра, все же она показываетъ, что эта энергія непрерывно распределена по всему спектру.

Каждое пятно рентгенограммы представляетъ отраженіе рентгеновскихъ лучей отъ нѣкоторой плоскости (hkl) кристаллической структуры. Можно вычислить символы плоскостей (hkl) изъ положенія пятенъ, образованныхъ лучами, отраженными отъ этихъ плоскостей, вмѣстѣ съ тѣмъ и углы паденія лучей на эти плоскости ¹⁾. Отражательное дѣйствіе плоскостей приблизительно выражается яркостью соответствующаго пятна. Однакоже свидѣтельство, даваемое намъ пятнами о природѣ граней, весьма отлично отъ того, какое намъ даетъ спектрометръ для рентгеновскихъ лучей, которымъ мы изслѣдуемъ въ подробности каждую грань отдѣльно, при чемъ монохроматическій свѣтъ, при этомъ примѣняемый, остается приблизительно постояннымъ во все время изслѣдованія каждой грани. Въ рентгенограммахъ каждое пятно представляетъ дѣйствіе волнъ различной длины, такъ какъ d и θ измѣняются отъ пятна къ пятну. Сравнивая яркости двухъ пятенъ, мы сравниваемъ отраженіе двухъ различныхъ частей спектра, и мы не знаемъ а priori относительнаго количества обѣихъ частей радіаціи въ падающемъ на кристаллъ рентгеновскомъ свѣтѣ.

Точное положеніе пятенъ опредѣлено геометрически и не даетъ никакихъ дальнѣйшихъ указаній ²⁾.

¹⁾ Такія вычисленія были сдѣланы переводчикомъ независимо отъ авторовъ и одновременно съ ними. Они были посланы Лауэ въ концѣ 1912 года и опубликованы имъ въ его докладѣ на конгрессѣ Сольвѣ въ 1913 году. Пер.

²⁾ На этомъ геометрическомъ положеніи пятенъ пороводчикъ основалъ особый способъ измѣренія кристалловъ. См. Centralblatt für Min. etc. 1913 годъ.

Несмотря на свою ограниченность, какъ метода изслѣдованія, рентгенограммы все же даютъ возможность заключить по нимъ о строеніи кристалловъ въ простѣйшихъ случаяхъ.

Примѣръ для двухъ измѣреній лучше всего объяснить намъ, какъ это можно сдѣлать. На рис. 70 точки пред-

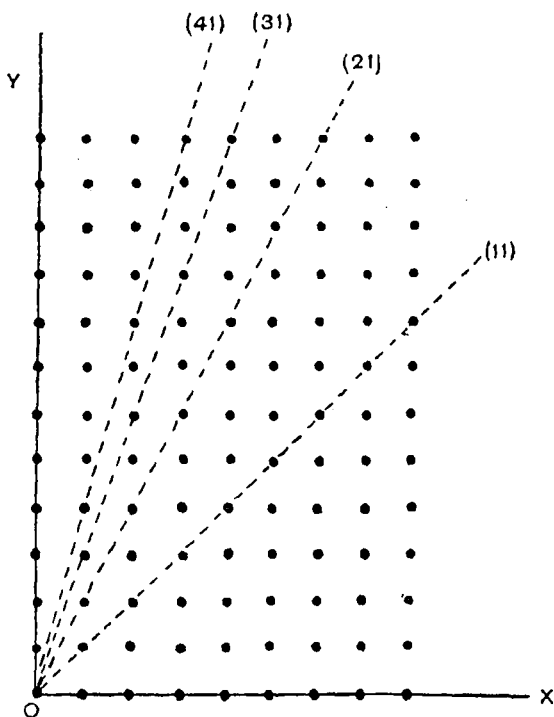


Рис. 70.

ставляютъ узлы пространственной рѣшетки кристалла, отнесенной условно къ осямъ OX , OY .

На рис. 71 въ O изображена въ разрѣзѣ пластинка того же кристалла, при чемъ строеніе этого разрѣза какъ разъ отвѣчаетъ рис. 70. Падающіе лучи изображены пучкомъ AO , а отраженные лучи пучками OS_1 , OS_2 , OS_3 . Ряды плоской рѣшетки рис. 70, отражающіе эти пучки,

обозначаются символами (hk), отвѣчающими символамъ (hkl) всей рѣшетки кристалла, имѣющей три измѣренія. Ряды, обозначенные на рис. 70 пунктирными линиями, имѣютъ символы (11), (21), (31) и (41). Каждый изъ этихъ рядовъ отражаетъ часть падающаго пучка рентгеновскихъ лучей; отраженные лучи образуютъ соответственно пучки OS_1 , OS_2 , OS_3 и т. д., а эти пучки образуютъ на фотографической пластинкѣ черныя пятна. На нашемъ

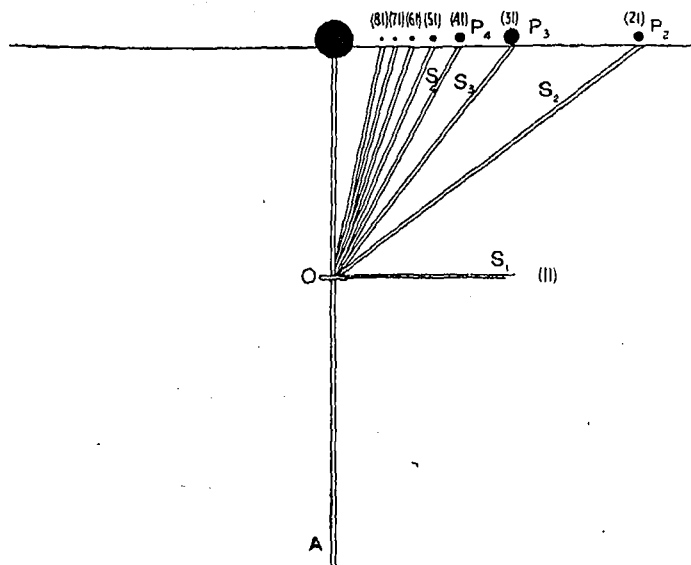


Рис. 71.

рисунокѣ лучъ OS_1 не встрѣчаетъ фотографической пластинки, но другіе лучи, начиная съ OS_2 , встрѣчаютъ ее въ точкахъ P_2 , P_3 и т. д., въ которыхъ при проявленіи пластинки получаютъ черныя пятна рентгенограммы. Последнія въ нашемъ случаѣ будутъ лежать на одной прямой, соответственно исходной рѣшѣткѣ двухъ измѣреній. Мы назовемъ и нашу фотографію рентгенограммой двухъ измѣреній.

Разсмотримъ теперь свойства рядовъ съ символами (11),

(21), (31) и т. д. Углы паденія лучей на эти ряды, разстоянія послѣдовательныхъ параллельныхъ рядовъ другъ отъ друга, число узловъ на единицѣ длины ряда и другія подобныя свойства различны для членовъ нашей серіи рядовъ. Разсматривая серію, мы найдемъ, что эти свойства измѣняются очень правильно. Напримѣръ, длина волны отраженнаго пучка и плотность узловъ отражающаго ряда убываютъ въ правильномъ порядкѣ, если расположить ряды или отвѣчающія имъ плоскости по порядку. Дѣйствительно, длина волны определена взаимнымъ разстояніемъ плоскостей и угломъ паденія. Если длина волны принадлежитъ къ части спектра, отличающейся большой энергіей, отраженіе будетъ сильное, въ противномъ случаѣ слабое. Съ другой стороны сила отраженія также зависитъ отъ упомянутой плотности рядовъ и т. д. Изъ рис. 20 мы знаемъ, что количество энергіи въ спектрѣ измѣняется непрерывно отъ одной длины волны къ другой, и мы также видимъ, что свойства рядовъ нашей серіи мѣняются правильно. Принимая оба послѣднія обстоятельства въ соображеніе, мы должны ожидать, что сила отраженнаго пучка отъ нашего ряда плоскостей будетъ мѣняться правильно. На рис. 71 пятна P_2 , P_3 , P_4 изображены кружками различной величины соотвѣтственно своей яркости на фотографическомъ снимкѣ. Величина кружковъ мѣняется послѣдовательно. Можно сказать, что каждое пятно по своей яркости занимаетъ приблизительно средину между своими сосѣдями, такъ что въ рядахъ пятенъ мы не замѣчаемъ скачковъ въ ихъ яркости.

Рис. 72 представляетъ кристаллическую структуру, отличную отъ предыдущей. Узлы здѣсь двухъ родовъ. Какъ и прежде, на рисункѣ пунктирными линіями обозначены ряды (11), (21), (31), (41). Изъ рисунка видно, что эти ряды не одинаковы по своей природѣ. Ряды съ символами (11), (31), (51) будутъ одного рода. Каждый отдѣль-

ный рядъ содержитъ или черныя или бѣлыя точки, изъ двухъ сосѣднихъ параллельныхъ рядовъ одинъ содержитъ бѣлыя, другой черныя точки. На рядахъ (11) это хорошо замѣтно. Съ другой стороны, ряды (21), (41), (61) содержатъ узлы обоихъ видовъ въ равномъ числѣ, и всѣ параллельные ряды одинаковы. Мы поэтому должны раз-

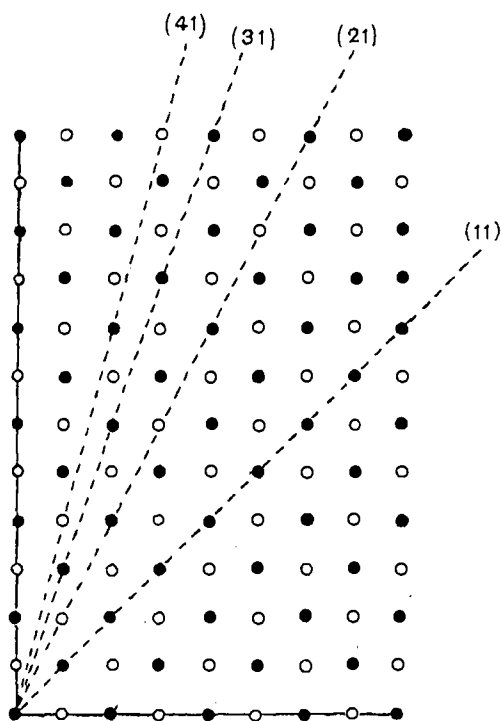


Рис. 72.

дѣлить нашу серію рядовъ на двѣ группы: къ одной отнесемъ ряды (11), (31), (51), къ другой—(21), (41), (61). Свойства соответствующихъ плоскостей мѣняются правильно въ каждой группѣ, но это не будетъ имѣть мѣста для всей серіи, какъ одного цѣлага.

Это раздѣленіе плоскостей на двѣ группы неизбежно отразится и на яркостяхъ пятенъ. Уже нельзя будетъ утвер-

ждать, что всѣ пятна составятъ правильный рядъ, но каждое нечетное пятно будетъ принадлежать къ одному ряду, каждое четное—къ другому. Обратно—если мы замѣтимъ эту особенность на пятнахъ рентгенограммы, мы должны будемъ заключить, что причина ся лежитъ въ структурѣ, изображенной на рис. 72.

Подобнаго рода свидѣтельство о структурѣ п даютъ намъ рентгенограммы кристалловъ. Разсмотримъ на рентгенограммѣ пятна, отвѣчающія отраженіямъ отъ группъ граней, подобныхъ слѣдующимъ:

(111)	(211)	(311)	(411)
(121)	(221)	(321)	
(131)	(231)	(331)	
(141)			

Въ нѣкоторыхъ случаяхъ пятна, даваемыя этими гранями, показываютъ совершенную правильность въ отношеніи своей яркости. Въ другихъ случаяхъ пятна отъ граней съ одними нечетными показателями, какъ (311), (531), составляютъ группу, отличную отъ другихъ, обнаруживая правильное чередованіе яркости внутри своей группы, тогда какъ остальные пятна, взятая вмѣстѣ, составятъ другую группу, съ такимъ же правильнымъ распределеніемъ яркостей, какъ и въ группѣ съ „нечетными“ пятнами. Кромѣ того, существуютъ еще кристаллы, для которыхъ пятна распределяются на три группы: во-первыхъ, пятна отъ граней съ одними нечетными показателями, какъ (311), (531); во-вторыхъ, пятна отъ граней съ однимъ четнымъ показателемъ, какъ (141) или (301), п въ третьихъ, пятна отъ граней съ двумя четными п однимъ нечетнымъ показателями, какъ (041), (241). Въ каждомъ случаѣ соотвѣтственная структура можетъ быть выведена.

Когда всѣ пятна обнаруживаютъ правильное распределеніе яркости, то такая рентгенограмма соотвѣтствуетъ

простой кубической рѣшеткѣ, совершенно такъ же, какъ правильность на нашемъ примѣрѣ съ двумя измѣреніями соотвѣтствуетъ распредѣленію точекъ по вершинамъ квадратовъ. Рис. 73 представляетъ схематически рентгенограмму хлористаго калия, при чемъ пятна дѣйствительной фотোগраммы изображены на схемѣ кружками соотвѣстнаго размѣра. На рисункѣ обозначены символы гра-

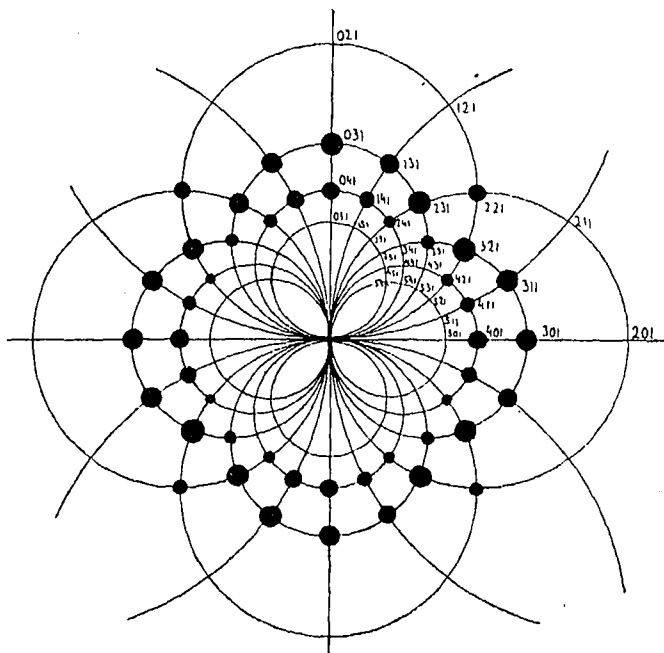


Рис. 73.

ней, которымъ соотвѣтствуютъ пятна. Мы выше видѣли, что хлористый калий представляетъ въ совершенствѣ простую кубическую рѣшетку. Мы можемъ убѣдиться въ абсолютной правильности его рентгенограммы. Каждый простой символъ грани въ извѣстныхъ границахъ представленъ соотвѣстственнымъ пятномъ, и каждое пятно занимаетъ по яркости среднее положеніе между своими сосѣдями.

Сравнимъ это съ рис. 74, представляющимъ схематически рентгенограмму каменной соли.

Ясно, что совершенная правильность исчезла. Въмѣсто того, чтобы встрѣтить пятна на всѣхъ пересѣченіяхъ круговъ, мы встрѣчаемъ пустыя мѣста. Напримѣръ, есть пятна, отвѣчающія отраженію отъ плоскостей (511), (531), но ни одного, отвѣчающаго отраженію отъ плоскостей

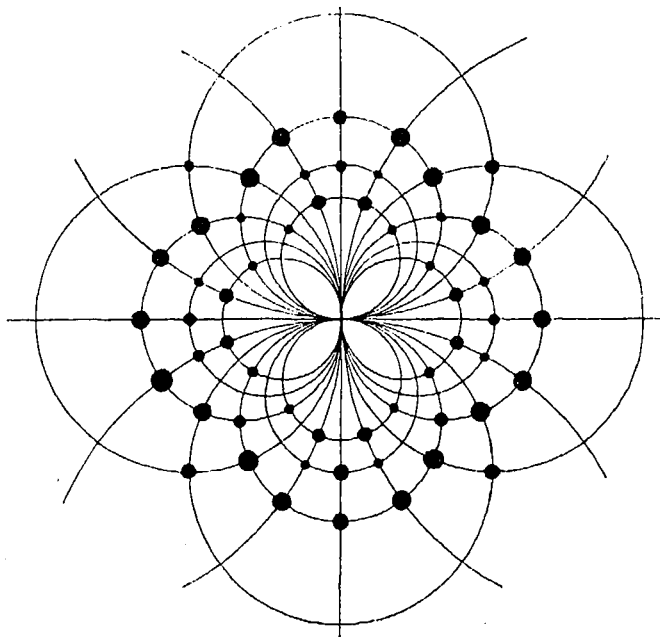


Рис. 74.

(501), (521), (541). Есть пятна (331), (351), но нѣтъ (341) и т. д. Наблюдается преимущество нечетныхъ передъ четными. Серия плоскости (hkl) раздѣлена на двѣ группы, изъ которыхъ одна содержитъ плоскости съ одними нечетными показателями, другая же — всѣ остальные плоскости.

Примѣры съ двумя измѣреніями даютъ ключъ къ объясненію этого подраздѣленія. Рентгенограмма приводитъ

къ припятію для кристалла каменной соли структуры, изображенной на рис. 72, стр. 218. Мы имѣемъ дѣло съ точками двухъ родовъ, распредѣленнымъ въ рѣшетку трехъ измѣреніи, подобную изображенной на рис. 28. Бромистый и іодистый калий повторяютъ особенности каменной соли въ еще болѣе отчетливомъ видѣ, какъ это и должно ожидать, такъ какъ въ этихъ кристаллахъ различіе между двумя сортами разсѣивающихъ свѣтъ точекъ еще болѣе выражено.

Различіе „нечетныхъ“ и „четныхъ“ плоскостей, какъ отражателей, характерно для кубической рѣшетки съ центрированными гранями. Это лишь другой способъ прійти къ сдѣланнымъ уже нами выводамъ. Рѣшетку съ центрированными гранями можно разсматривать какъ крайній случай строепія каменной соли, когда однимъ атомомъ можно пренебречь по сравненію съ другимъ. Рентгенограммы кристалловъ руководятъ нами лишь въ общихъ чертахъ при отысканіи рѣшетокъ, лежащихъ въ основаніи строепія кристалловъ, совершенно такъ же, какъ спектры перваго порядка, получаемые спектрометромъ.

Лауэ сдѣлалъ точныя опредѣленія открытыхъ имъ явленій на кристаллахъ цинковой обманки. Этотъ кристаллъ, какъ мы видѣли, состоитъ изъ двухъ взаимно пропикающихъ кубическихъ рѣшетокъ съ центрированными гранями, взаимное отношеніе которыхъ было объяснено на стр. 110. Особенность этой структуры, весьма сильно отразившаяся на рентгенограммѣ этого кристалла, состоитъ въ расположеніи тяжелыхъ цинковыхъ атомовъ по рѣсеткѣ съ центрированными гранями. Въ соотвѣтствіи съ этимъ мы найдемъ, что плоскости (hkl) распредѣляются въ двѣ группы:

- 1) нечетныя плоскости (131), (151), (531) и т. д.
- 2) четныя плоскости (231), (241), (051) и т. д.

Это раздѣленіе, дѣйствительно, очень ясно. Въ соотвѣтствіи съ особенностями отношенія сѣрной рѣшетки къ цин-

ковой, четныя плоскости въ свою очередь раздѣляются на двѣ группы:

(2а) Плоскости съ однимъ четнымъ показателемъ (231), (051);

(2б) Плоскости съ двумя четными показателями (241), (041);

это соотвѣтствуетъ тому обстоятельству, что плоскости (2а) содержатъ какъ цинковые, такъ и сѣрные атомы, плоскости же (2б) или только цинковые, или только сѣрные. Это раздѣленіе можно также провести на рентгенограммахъ цинковой обманки.

Дѣленіе и подраздѣленіе плоскостей на группы дѣлаетъ систему пятенъ на рентгенограммѣ очень сложной по виду. Это послужило къ тому, что при прежнихъ толкованіяхъ рентгенограммъ причину ихъ сложности видѣли въ особенностяхъ спектра, а не кристалла. Какъ мы видѣли, каждое пятно рентгенограммы должно вызываться гармоническимъ рядомъ волнъ, длины которыхъ даны выраженіемъ:

$$\lambda = \frac{2d \sin \theta}{n},$$

Предполагалось ¹⁾, что падающая на кристаллъ радіація состоитъ изъ пяти узкихъ спектральныхъ полосъ или широкихъ линій; пятна объяснялись отраженіемъ этихъ полосъ отъ плоскостей, имѣющихъ необходимое для этого положеніе въ пространствѣ. Другія плоскости не отражаютъ лучей, такъ какъ ихъ разстояніе случайно не отвѣчаетъ по своей величинѣ угламъ паденія волнъ и ихъ длинѣ въ этихъ спектральныхъ полоскахъ. Величины d и θ вычислялись для каждаго пятна въ предположеніи, что они образованы волнами однороднаго свѣта съ какою-либо длиною волны

$$\frac{2d \sin \theta}{n}.$$

¹⁾ Авторы имѣютъ здѣсь въ виду первую работу Брага - сына въ Proc. Camb. Phil. Soc. XVII, ч. I, стр. 43. Пер.

Полагали, что когда одна изъ этихъ волнь находится внутри спектральной полосы, пятно получается рѣзкое, въ противномъ случаѣ слабое или совсѣмъ незамѣтное. Этими соображеніями всѣ особенности рентгенограммъ объяснялись удовлетворительно, но объясненіе было возможно лишь при допущеніи достаточнаго числа спектральныхъ полосъ.

Однако же простой опытъ показываетъ, что эффектъ происходитъ отъ сплошнаго спектра, а не отъ ряда полосъ, его составляющихъ. Можно получить рядъ рентгенограммъ, слегка мѣняя положеніе кристалла относительно падающаго луча, тѣмъ самымъ мѣняя уголъ паденія луча на плоскости, дающія пятна. Если бы даваемое этими плоскостями пятно появлялось исключительно оттого, что выраженіе

$$\frac{2d \sin \theta}{n}$$

при данномъ углѣ паденія на плоскость получало надлежащее значеніе и совпадало съ длиною волны одной изъ спектральныхъ полосъ, то пятно это исчезало бы при пзмѣненіи угла θ . На самомъ дѣлѣ одно и то же пятно можно прослѣдить на пѣсколькихъ послѣдовательныхъ фотограммахъ, и хотя яркость его мѣняется, но измѣненіе это происходитъ совершенно правильно. Это явленіе дало поводъ полагать, что рентгенограммы на самомъ дѣлѣ происходятъ отъ диффракціи сплошнаго спектра ¹⁾, хотя тогда спектрометръ для рентгеновскихъ лучей еще не далъ на этотъ счетъ никакихъ опредѣленныхъ указаній.

Хотя излученіе, испускаемое рентгеновской трубкой съ платиновымъ антикатодомъ, состоитъ главнымъ образомъ изъ этого общаго излученія, въ немъ какъ разъ находятся вышеописанныя пять спектральныхъ линій (стр.). Возникаетъ теперь вопросъ, насколько эти одпородныя составныя части спектра вліяютъ на рентгенограммы крн-

¹⁾ W. L. Bragg, Proc. Camb. Phil. Soc. XVII, часть I, стр. 43.

сталловъ. На первый взглядъ можетъ показаться, что такое вліяніе возможно, такъ какъ линіи въ спектрѣ пять, а отраженія могутъ быть различныхъ порядковъ; казалось бы, не исключена возможность, что найдутся такія плоскости кристалла, расположеніе которыхъ будетъ благоприятно для отраженія волнъ одной изъ этихъ линій. Мы поэтому сравнимъ длины волнъ, образующихъ пучки, съ длинами волнъ линій спектра платинового антиматода. Въ слѣдующей таблчкѣ помѣщены длины волнъ, отвѣчающія отраженію перваго норядка и образующія пятна рентгенограммы хлористаго калия. Отражающія плоскости характеризуются символомъ $(h:k:l)$; общій всѣмъ плоскостямъ показатель 1 не обозначенъ.

Числа обозначаютъ $\lambda \times 10^8$.

		<i>h</i>				
		0	1	2	3	4
<i>k</i>	0				.62	.37
	1				.57	.35
	2			.69	.45	.30
	3	.62	.57	.45	.33	
	4	.37	.35	.30		

Крайнія величины длины волнъ лежатъ между

$$\lambda = 0.69 \times 10^{-8} \text{ см. и } \lambda = 0.30 \times 10^{-8}.$$

Пять платиновыхъ линій состоятъ изъ одиночной линіи и двухъ дублетовъ (двойныхъ линій), приблизительныя длины волнъ которыхъ будутъ:

$$\begin{aligned} \lambda_1 \text{ и } \lambda_2 &= 0.96 \times 10^{-8} \text{ см.} \\ \lambda_3 \text{ и } \lambda_4 &= 1.12 \times 10^{-8}, \\ \lambda_5 &= 1.31 \times 10^{-8}. \end{aligned}$$

Всѣ онѣ лежатъ совсѣмъ въ сторонѣ отъ длины волнъ, образующихъ пятна рентгенограммы. Правда, можно было

бы предположить, что въ структурѣ, подобной хлористому натрію, гдѣ разстояніе такихъ плоскостей, какъ (131) подраздѣлено пополамъ, нѣкоторыя изъ этихъ линій отразятся въ видѣ перваго спектра. Однако для такихъ плоскостей первый спектръ очень слабъ по сравненію со вторымъ (ср. стр. 106).

Кромѣ всего прочаго, для отраженія монохроматическаго излученія положеніе кристалла должно быть совершенно точно. Въ виду всего

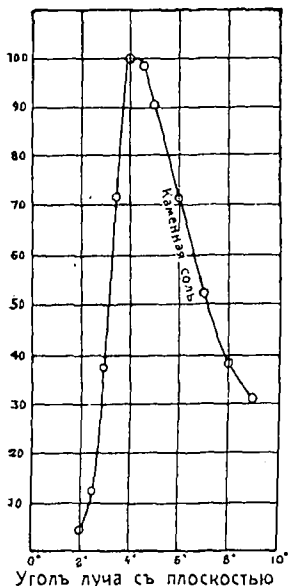


Рис. 75.

сказаннаго, весьма невѣроятно, чтобы рентгенограммы усложнялись отраженіемъ спектральныхъ линій платины. Рис. 75 показываетъ измѣренія ¹⁾ общаго излученія платиноваго антикатада сдѣланныя Мозелеемъ и Дарвиномъ. Количество излученія, отраженнаго отъ грани (100) каменной соли, приведено на чертежѣ въ зависимости отъ угловъ отраженія. Есть простое полезное правило: длина волны, отраженная подъ малымъ угломъ отъ (100) хлористаго натрія, приблизительно равна этому углу, считаемому отъ отражающей плоскости, умноженному на 10^{-9} . Мы видимъ, что большая часть общаго излученія лежитъ въ области между

длинами волнъ 0.3×10^{-8} см. и 0.8×10^{-8} см. Мы только что видѣли, что пятна на рентгенограммѣ хлористаго калия отвѣчаютъ области отъ 0.3×10^{-8} см. до 0.7×10^{-8} см. Такимъ образомъ эти совершенно различные опыты замѣчательно хорошо подтверждаютъ другъ друга.

¹⁾ Phil. Mag., июль 1913.

Далѣе, наиболѣе ясныя пятна фотোগраммы получены отраженіемъ отъ (321). Это отвѣчаетъ длинѣ волны 0.45×10^{-8} см., а изъ рис. 75 мы усматриваемъ, что эта длина волны принадлежитъ самой яркой части спектра.

Въ подобныхъ случаяхъ, очень легко объяснить рентгенограмму. Предположивъ извѣстныя распредѣленіе атомовъ хлора и калия по кубической рѣшеткѣ и результаты работы Мозелея и Дарвина надъ бѣлымъ излученіемъ платиноваго антикатада, мы можемъ предсказать съ абсолютной увѣренностью распредѣленіе яркости пятенъ. Можно было бы сдѣлать это и для хлористаго натрія, но въ этомъ случаѣ мы должны были бы для такихъ плоскостей, какъ (111), принять въ расчетъ не только первый порядокъ отраженія, но и второй. Цинковая обманка и плавиковый шпатель представляютъ еще болѣе сложныя случаи. По рентгенограммѣ можно въ обоихъ случаяхъ судить о томъ, что рѣшетка должна быть съ центрированными гранями, но для правильнаго размѣщенія атомовъ сѣры и фтора необходимъ тщательный анализъ. Когда расположеніе этихъ атомовъ было открыто съ помощью спектрометра для рентгеновскихъ лучей, фотোগраммы были сразу объяснены; до того времени о структурѣ кристалловъ можно было лишь догадываться по рентгенограммамъ, несмотря на то, что эти структуры очень просты. Раскрыть такія структуры, какъ у иприта или у кальцита, съ помощью рентгенограммъ казалось совершенно невозможнымъ.

Однакоже недавно П. П. Эвальдъ (P. P. Ewald) опубликовалъ интересные результаты своего метода точнаго опредѣленія структуры такихъ кристалловъ, какъ пиритъ, основаннаго на изученіи рентгенограммъ. Выше мы разобрали структуру иприта, опредѣленную съ помощью спектрометра (стр. 143). Напомнимъ, что сѣрные атомы помѣщаются на діагонали куба такъ, что они дѣлятъ эту діагональ въ отношеніи 1 : 4. Эвальдъ принимаетъ это приближенное опредѣленіе структуры иприта и затѣмъ

пользуется рентгенограммами пирита для нахождения точнаго отношенія, въ которомъ раздѣлена діагональ.

Способъ, которымъ опъ этого достигаетъ, состоитъ въ слѣдующемъ. Разсмотримъ отраженія отъ двухъ такихъ плоскостей, какъ $(18\bar{2})$ и $(81\bar{2})$. Если бы кристаллъ обладалъ голоэдрической структурой, эти плоскости давали бы отраженія, одинаковыя по яркости. Но въ дѣйствительности, въ силу особенностей симметріи пирита, оба соотвѣтствующихъ пятна рентгенограммы очень различны по яркости. Это различіе слѣдуетъ приписать вліянію однихъ лишь сѣрныхъ атомовъ, такъ какъ желѣзные атомы имѣютъ вполне голоэдрическое расположеніе.

Когда лучи отражаются отъ плоскости $(81\bar{2})$, каждый сѣрный атомъ испускаетъ свою долю отраженнаго свѣта, и эта доля для каждаго атома одинакова по амплитудѣ, но различна по фазѣ. Эвальдъ выводитъ, что сумма вліяній всѣхъ сѣрныхъ атомовъ выразится черезъ

$$\begin{aligned} \Sigma = & (-1)^{h_3} \cos \frac{\pi \alpha}{5} (h_1 - h_2 - h_3) \\ & + (-1)^{h_1} \cos \frac{\pi \alpha}{5} (-h_1 + h_2 - h_3) \\ & + (-1)^{h_2} \cos \frac{\pi \alpha}{5} (-h_1 - h_2 + h_3) \\ & + (-1)^{h_1+h_2+h_3} \cos \frac{\pi}{5} \alpha (h_1 + h_2 + h_3); \end{aligned}$$

здѣсь для величины, опредѣляющей положеніе сѣрнаго атома, взято значеніе не $1/5$, а $\alpha/5$. Если бы сѣрный атомъ помѣщался ровно на $1/5$ длины діагонали, то выраженіе Σ получило бы одно и то же значеніе при подстановкѣ чиселъ 8, 1, $\bar{2}$ и 1, 8, $\bar{2}$ вмѣсто h_1 , h_2 и h_3 . Отсюда Эвальдъ заключаетъ, что пятна должны были бы быть одинаковой яркости, если бы отношеніе $1/5$ было вѣрно. На дѣлѣ же опытъ показываетъ, что пятна сильно разнятся по яркости. То же самое наблюдается и для пятенъ $(37\bar{2})$ и $(73\bar{2})$.

Изъ этихъ и подобныхъ имъ данныхъ Эвальдъ выводитъ заключеніе, что сѣрный атомъ не дѣлитъ діагонали куба въ отношеніи 1 : 4, но въ отношеніи 0.224 : 0.776 съ точностью до ± 0.002 . Нѣтъ сомнѣній, что этотъ методъ долженъ съ большой точностью помѣстить сѣрный атомъ на его мѣсто. Съ другой стороны, въ своемъ изслѣдованіи Эвальдъ не принялъ въ соображеніе отраженія высшихъ порядковъ, берущихъ верхъ надъ слабымъ отраженіемъ перваго порядка. Онъ также пренебрегаетъ вліяніемъ желѣзныхъ атомовъ на амплитуду волнъ и тѣмъ обстоятельствомъ, что основная длина волны не всегда одинакова для плоскости $(81\bar{2})$ и (182) , но вдвое больше для одной изъ нихъ (ср. стр. 163). Кажется, что нѣтъ возможности избѣгнуть нѣкоторыхъ чисто-эмпирическихъ законовъ, управляющихъ яркостями отраженій различныхъ порядковъ, даже пользуясь методомъ Эвальда.

Дополнительныя замѣтки.

1. Кристаллы ZnO , ZnS (гексагональная форма) и CdS по предположенію обладаютъ одинаковой структурой: они относятся къ дигексагонально-пирамидальному классу.

Строеніе окиси цинка вполне опредѣленно. Цинковые атомы, рассматриваемые отдѣльно отъ кислородныхъ, расположены по наиболѣе плотному гексагональному строенію. То же касается и кислородныхъ атомовъ. Обѣ рѣшетки совершенно одинаковы и могутъ быть совмѣщены перемѣщеніемъ вдоль гексагональной оси. Сѣрнистый кадмій не былъ детально изученъ, но основная гексагональная площадка даетъ спектры, стоящіе въ согласіи съ вышеуказанной гипотезой.

Полагая, что гексагональная форма ZnS обладаетъ такой же структурой, интересно сравнить ее съ кубической формой (цинковой обманкой). Кристаллы послѣдней формы обладаютъ перемежающимися слоями цинковыхъ и сѣрныхъ атомовъ, совершенно такъ же какъ и гексагональная разновидность. Разница состоитъ лишь въ томъ, что одна разновидность обладаетъ наиболѣе плотнымъ расположеніемъ атомовъ кубическаго типа, другая — гексагональнаго.

Возможно, что графитъ относится къ алмазу, какъ обѣ формы сѣрнистаго цинка другъ къ другу. Есть основаніе думать, что отдѣльныя сѣтки атомовъ, изъ которыхъ каждая состоитъ изъ двухъ слоевъ углеродныхъ атомовъ, отдѣленныхъ разстояніемъ въ 0.51×10^{-8} , существуютъ какъ въ графитѣ, такъ и въ алмазѣ, по въ первомъ разстояніе между обѣими сѣтками увеличено съ 2.05×10^{-8} см. приблизительно до 3.42×10^{-8} см. Во всякомъ случаѣ плотности обонхъ кристалловъ относятся приблизительно, какъ 2.5 къ 3.7.

Висмутъ и сурьма найдены по строенію совершенно одинаковыми съ алмазомъ, съ тѣмъ лишь отличіемъ, что вся ихъ структура деформирована по тригональной оси.

Структура арагопита была изучена по отношенію къ структурѣ кальцита, но совершенно удовлетворительныхъ результатовъ еще не получено.

2. Спектръ родія содержитъ узкую линію съ длиною волны 0.534×10^{-8} , нѣсколько болѣе короткую, чѣмъ описанныя раньше, т.е. 0.545×10^{-8} , 0.614×10^{-8} и 0.619×10^{-8} . Соответственныя длины волнъ серебрянаго спектра будутъ: 0.488×10^{-8} , 0.495×10^{-8} , 0.557×10^{-8} и 0.562×10^{-8} , палладіеваго — 0.503×10^{-8} , 0.516×10^{-8} , 0.583×10^{-8} и 0.589×10^{-8} . Повидимому, серебряная линія 0.557×10^{-8} не можетъ возбуждать ни одного изъ палладіевыхъ лучей, такъ какъ ея поглощеніе въ палладіи той же малой степенн (см. стр. 189), какъ и болѣе длинныхъ волнъ, завѣдомо не способныхъ на такое дѣйствіе. Эта длина волны еще значительно короче, чѣмъ 0.583×10^{-8} палладія. Съ другой стороны, болѣе короткая длина волны серебра 0.495×10^{-8} какъ разъ настолько короче 0.503×10^{-8} палладія, насколько это требуется, и можетъ возбуждать всѣ палладіевы волны. Стоитъ изслѣдовать, можно ли возбуждать болѣе длинныя волны какого-либо спектра рентгеновскихъ лучей, не возбуждая другихъ и необходимо ли, чтобы возбуждающая волна была какъ разъ короче самой короткой волны возбуждаемаго спектра.

3. Многіе изслѣдователи пользовались для изслѣдованія спектровъ рентгеновскихъ лучей кристаллами каменной соли. На самомъ дѣлѣ каменная соль, весьма несовершенный кристаллъ и даетъ ложные эффе́кты. Кальцитъ обладаетъ очень совершенною отражательною способностью, почти такую же, какъ и алмазъ, но отраженіе не такое яркое, какъ у алмаза. Даже пиритъ и цинковая обманка отражаютъ надежнѣе, чѣмъ каменная соль.

Указатель.

- Абсорбція рентгеновскихъ лучей—53, 185.
Алмазь—112.
Апдраде—96, 210.
Атомное число—89.
Баркла—16, 52, 81.
Берилъ—23.
Воръ—93.
Ванъ-девъ-Врекъ—89.
До-Брольп—95.
Гематитъ—180.
Геміздрія—160.
Дарвинъ—87, 200, 206, 211, 226.
Дебай—151, 200.
Кальцитъ—125.
Каменная соль—99.
Кварць—170.
Кобальтпъ—165.
Кубическая система—68.
Куцритъ—166.
Лауэ—11, 213.
Маркъ—15.
Мозелей—87, 226.
Мъдь—120.
Несовершенство кристалла—47.
Отраженію системойъ плоскостей—30.
Пиритъ—139.
Плавиковый шпатъ—116.
Платиновый спектръ—80.
Постоянная плапка—82.
Полярность ZnS —156.
Пространственная рѣшетка—64.
Разрѣшающая способность—50.
Регсеѣ фордъ—87, 96.
Родіевый дублетъ—43, 100.
Рубинъ—179.
Сильвинъ—100.
Содди—96.
Спектростроитъ—36.
Сѣра—177.
Сѣрвистый кадмій—182.
Сѣрноокислый никкель—22.
Температурный эффектъ—200.
Уидингтопъ—84.
Уильсонъ—59.
Фаянсъ—96.
Хауэритъ—165.
Хлористый аммоній—119.
Цинкитъ—182.
Цинковая обманка—107.
Эвальдъ—228.

Во всѣхъ явющихся книжныхъ магазинахъ продаются слѣдующія изданія
книгоиздательства „КОСМОСЪ“.

..... **МЕДИЦИНСКІЯ КНИГИ:**

Kiszkalt.

ПРАКТИЧЕСКІЙ КУРСЪ БАКТЕРІОЛОГІИ.

Переводъ подъ редакціей проф. В. И. Кедровскаго. Цѣна 1 руб. 60 коп.

Г. Шлезингеръ.

СПУТНИКЪ ВРАЧА.

Пер. съ 2-го изд. подъ ред. д-ра В. Я. Канеля. Съ предисл. В. Д. Шервинскаго. Ц. 1 р. 40 к.

Проф. Silex.

Краткій учебникъ глазныхъ болѣзней для врачей и студентовъ.

Пер. подъ ред. проф. Моск. Высшихъ Женскихъ Курсовъ д-ра М. И. Авербаха. Цѣна 2 р.

Р. Биркгейзеръ.

ПРАКТИЧЕСКІЯ СВѣДѢНІЯ ПО ГЛАЗНЫМЪ БОЛѢЗНЯМЪ.

Пер. подъ ред. проф. Моск. Высш. Женскихъ Курсовъ д-ра М. И. Апербаха. Цѣна 1 руб.

Энкертъ.

КРАТКІЙ УЧЕБНИКЪ ДѢТСКИХЪ БОЛѢЗНЕЙ.

Переводъ подъ редакціей А. А. Киселя. Цѣна 1 руб.

Вольфъ.

ЖЕЛУДОЧНО-КИШЕЧНЫЯ БОЛѢЗНИ.

Переводъ подъ редакціей В. Е. Предтеченскаго. Цѣна 1 руб. 10 коп.

Каупе.

ГРУДНОЙ РЕБЕНОКЪ, ВСКАРМЛИВАНІЕ и УХОДЪ за НИМЪ.

Пер. подъ ред. д-ра В. Я. Канеля. Съ предисловіемъ д-ра А. И. Филиппова. Цѣна 90 коп.

Проф. Рубнеръ, Мансъ.

ПИТАНІЕ И ПИЩЕВЫЕ ПРОДУКТЫ.

Переводъ подъ ред. д-ра В. Я. Канеля. Цѣна 90 коп.

Проф. Э. Гирке.

КРАТКІЙ КУРСЪ ПАТОЛОГИЧЕСКОЙ АНАТОМІИ.

Переводъ подъ редакціей прив.-доц. А. И. Абрикосова. Цѣна 1 руб. 25 коп.

Дежеринъ и Гоклеръ.

Функциональныя проявленія психоневрозовъ, ихъ лѣченіе психотерапій.

Переводъ проф. Вл. Сербскаго. Цѣна 3 руб. 75 коп.

П. Жане.

НЕВРОЗЫ.

Перев. подъ ред. проф. Л. С. Мннора, Книга извѣсти. психолога П. Жане написана общедоступно и предназначена для интересующихся душевной жизнью человѣка. Ц. 2 р. 50 к.

Шустеръ.

Наша нервная система и ея разрушители въ обыденной жизни.

Переводъ подъ редакціей прив.-доц. Л. С. Мннора. Цѣна 90 коп.

Проф. М. Шоттелусъ.

БАКТЕРІИ, ЗАРАЗН. БОЛѢЗНИ и БОРЬБА СЪ НИМИ.

Переводъ подъ ред. А. И. Абрикосова. Цѣна 2 руб. 50 коп.



„КОСМОСЪ“.

Цѣна 2 руб. 50 коп.

*Контора Издательства „КОСМОСЪ“:
Москва, Моховая, при книжн. магазинѣ
т-яа Н. П. Капбасникова.*