

# X線

## 第二卷第一號

### (卷頭言)

- 使命を擔ふ.....(1)

### (研究)

- 生ゴムの結晶化(其の一).....朴 哲 在...(2)  
パラフィン薄膜内の分子排列.....田中憲三...(7)  
高級脂肪酸、高級アルコール、高級アルコールの硫酸エステルの  
Na鹽結晶に於ける種々の變態の共存に就て.....淵野桂六...(13)

### (総説)

- 結晶に依るX線の異常反射.....澤田昌雄...(25)

### (講義)

- X線透過検査法(其の二).....關戸信吉...(30)

### (抄録)

- A. 一般.....(37) B. 装置.....(42) C. スベクトル及び理論.....(43)  
D. 透過試験.....(44) E. 金屬.....(45) F. 繊維及び高分子化合物.....(47)  
G. 無機.....(47) H. 有機.....(50) I. 電子線.....(50)  
本邦に於けるX線學に關する文獻(其の一).....(52)

昭和16年3月1日

X線懇談會發行

## X線懇談會役員並に編輯委員

會長	吉田卯三郎			
顧問	本多光太郎	西川正治		
贊助會員	青山新一 荒勝文策 宇野傳三 菊地正士 木村健二郎 篠原健一 長橋正道 藤原武夫 水野敏之丞 仁田勇 吳祐吉	淺田常三郎 伊藤貞市 小野鑑源 喜多逸路 木村繁 志村正志 仁科芳隆 舟岡省吾 八木秀次 吉田卯三郎 櫻田一郎	源七 又誠 下津 木神 高西 島原 山田 田中	原野 石芽 木下 津木 木原 島真 田光 普利
評議員	仁田勇 吳祐吉	吉田卯三郎 櫻田一郎		七 司 雄 誠 利 市 雄 輔
庶務委員	仁田勇 田中憲三	渡邊得之助		澤田昌雄
會計委員	吳祐吉 島津新一	渡邊得之助 蒲田政治		澤田昌雄
編輯委員				
一般	仁田勇	中島浩吉	伊藤千尋	
裝置	關戸信吉	原田普次郎		
スペクトル及び理論	平田秀樹	澤田昌雄	三津木力	
透過試驗	關戸信吉	雄山平三郎		
金屬	山口珪次 小島公平	篠田軍治 西山善次	平田秀樹 小藤甫	
纖維及び高分子化合物	淵野桂六 松永義明	侯野仲次郎	久保輝一郎	
無機	安藤良一 蒲田政治	塘仁三 渡邊得之助	島津新一	
有機	渡邊得之助	大橋達夫	朴哲在	
電子線	田中憲三	山口太三郎	柿木二郎	

# 第十一回 X 線懇談會例會

来る五月十七日（土曜日）午後二時より大阪市北區中之島大阪帝國大學理學部大講義室にて開催下の講演有之候（入場隨意）

1. Beilby layer と金屬再結晶に就いて（一時間）

京大理學部 吉田 卯三郎

2. 家蠶繭セリシンの構造並に絹纖維の形成に関するX線的研究  
(一時間)

農林省蠶絲試驗場 清水 正徳

3. 超顯微鏡の近況（一時間）

阪大工學部 菅田 榮治

昭和十六年三月

X 線懇談會庶務委員

## X 線懇談會入會申込書

勤務先

住 所

氏 名

私儀貴會正特別會員トシテ入會致度會費金 圓也（但シ

第 卷 第 號 —— 第 卷 第 號 分) 相添へ申込候也

昭和十六年 月 日

氏名印

X 線懇談會御中

大阪帝大教授  
理學博士

仁田 勇

菊判上製  
二三〇頁 定價 三圓八〇錢  
送料 一四錢



線

本書はX線學の概要を記述し理論の大綱を示すと同時にX線の諸現象の關係を明かにし、斯學研究者或は學徒の研鑽の一助たらしめんとしたもので、1章に於てはX線の實驗的研究に必要な基礎知識を敍べ、2章にはX線の本性に關する知識を纏め、3章はX線結晶の大略を、4章にはX線分光學の全般を詳述した

(內容) 1章總序 (X線の諸性質、X線の發生と強度測定) 2章X線光學 (X線の放射と廻折、X線の結晶廻折、X線の分散と光電吸收) 3章X線結晶學 (結晶の幾何學、單結晶X線寫眞、多結晶系X線寫眞、結晶構造の決定) 4章X線分光學 (實驗裝置、發散及吸收スペクトル、X線スペクトルの理論及系統化、光學格子に依るX線分光學、特殊問題、連續X線) (其他)

近藤 厚實譯 理論應用電子工學	至七・五〇	丁二二
杉浦 義勝著 電子物理學	至三・八〇	丁一四
中川 重雄著 原子核物理實驗(電子)	至一・五〇	丁一四
須賀 太郎著 高真空工學	至二・三〇	丁一四
小林 正次著 真空管	至二・八〇	丁一四
山内 二郎著 照明用放電管	至一・二〇	丁一四
田中 正道著 X線管並X線裝置	至一・〇〇	丁一四
笠井 寛著 陰極線オッショグラフ	至一・〇〇	丁一四

圖書目錄 東京市神田區駿河台  
無代進呈 振替東京四六〇七四番 電話神田一五八・二六三四 合資

共立社

# X線全相學

工學博士 大日方一司著

四六倍版函入 定價 7 圓  
227 圖 40 表 送料 33 錢

## [內容]

### 第1篇 基礎篇

#### 第1章 X線の發生

概説—X線管球—X線發生用諸設備

#### 第2章 X線の性質

X線の干渉、廻折、反射—X線スペクトル—2次線とX線の諸作用—X線の吸收

#### 第3章 X線結晶學

結晶の形態と結晶學的慣習—結晶の投影法—結晶の内部構造—結晶の對稱と分類

### 第2篇 應用篇

#### 第4章 粉末法

粉末法概説—實驗方法と裝置—粉末寫眞の解析 I—粉末寫眞の解析 II—特殊粉末法

#### 第5章 ラウエ斑點法

ラウエ斑點法概説—ラウエ寫眞の撮

影並に金屬單結晶の製法—ラウエ寫眞の解析—特殊ラウエ法

#### 第6章 廻轉結晶法

廻轉結晶法概説—廻轉寫眞の解析—特殊廻轉結晶法

#### 第7章 透視法(吸收法)

透視法概説—透視法による工作物の検査方法

### 第3篇 金相篇

#### 第8章 金屬の結晶構造

金屬の結晶格子—金屬の結晶組織

#### 第9章 合金の結晶構造

合金學概説—1次固溶體の結晶構造—金屬間化合物並に中間固溶體の結晶構造—變態に伴ふ結晶構造の變化

#### 第10章 塑性變形と纖維構造

塑性變形と再結晶概説—單結晶金屬の塑性變形—多結晶金屬の塑性變形と纖維構造

金相學に取り入れられたX線は行きつまつた金相學の現状を打壊して漸くその進路を明示せんとしつつある。即ち金屬材料内部に於ける諸現象を、更に進んでミクロスコーピックにも解決せしめすに置かないわけで、蓋しX線の金相學に對する内助の功は、今後を待つて愈々顯著ならんとしつつある。

本書は著者が嘗て Kaiser Wilhelm 金屬研究所で研究に專念せられた成果を茲に我國唯一のX線金相學の書として上梓したもので斯學の發展に一段と光彩を副へ、學徒、工場に於ける研究者への良き参考書たるは勿論學生諸君の教科書としても最適である。

金屬社

東京市麹町區麹町三丁目四番地ノ六  
電話九段(33)4874番・振替東京98975番

大阪支社

大阪市西區新町通四丁目新町ビル  
電話新町(53)1293~4, 21 振替大阪6213

## 使命を擔ふ

“X線”の創刊號が生まれやうとしてゐた頃と只今とでは我國內外の情勢は著しく變化し何かさし迫つたやうな氣配が日々感ぜられる。此の時に當つて我々科學及び技術に携はるものは一體如何に處して行くべきであらうか。科學と技術の振興、之は最早我々にとつて論議の餘地はない。問題は如何に實踐するかにある。資材や人間の不自由な今日如何にして我々が最高の能率を發揮すべきかの實踐的な問題である。それには理化學研究所の辻二郎博士の言を藉りれば専門家同志の隣組を結成することが一つの實際的な方法であらう。成る程一つの理論的な見方からすれば國家的な統一された組織を作つて上からの號令に従つて活動するといふことが望ましいであらう。而して世上かゝる計畫の存在することを聞くや既に久しい。然るに此の事は現在の如きさし迫つた情勢に立到つても未だ實現を見て居らないといふ有様である。之は一體何を物語るものであらうか。蓋し之は理論的であつても實際的ではなく、急に實行に移すことの如何に困難であるかを示すものと断ぜねばならぬ。そこで只今の急に應する爲に上に述べた隣組的組織は確かに實行可能性を備へた一つの方法であるといふことが考へられる。而して我々の“X線懇談會”は如何。之は正にX線研究者の隣組ではないか。直ぐ國家のお役に立ち得る可能性を持つた所の組織ではないか。國家非常の今日我々X線懇談會會員は區々たる小我を棄て相互に協力し、X線の關聯する科學及び技術が愈々充實して世界に冠たり得ることに努力しなければならない。我がX線懇談會は極めて多方面の人々を包含してゐる。即ち理學方面では物理學、化學、地質學、礦物學等に携はる人々を、工學方面では機械、電氣、冶金、工業化學等に携はる人々を會員に持つて居る。この他に醫學人あり、藥學人あり、更にX線裝置製造家あり、極めて多種多様の人々が、X線なる次元に沿ふて會を構成してゐることは大いに特色とするに足りる。かかる會が巧に運營されるならば國家に貢獻する所盡し渺しきせぬであらう。然らば如何に之を運營すべきか、會の役員少數に委せて置いてよいものであらうか。否々、會員の全部が自ら之を運營する氣持ちで役員を助けるのでなければ到底力強い發展は望まれない。よい事、希望する事はどうぞし役員達の耳に入るやうにし、その實現に對して鞭撻する様に努むべきである。他方又“研究室便り”乃至“研究便り”の如き形に於て會員相互の連絡が“X線”的上に活潑に成就せらるゝ如き事等も甚だ必要な事の一つと思はれる。之を要するに非常時下に於ける重大な使命を會員の全部によつて實現せんとする努力が最も大切なまいか。希望の一端を述べる次第である。

## 〔研 究〕

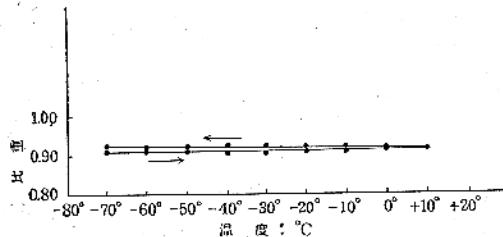
## 生ゴムの結晶化（其の二）

京都帝國大學理學部 朴 哲 在

## 6. 溫度及び引き伸べによる生ゴムの結晶度の變化

前實驗に於いて筆者は一片の生ゴムを伸張して

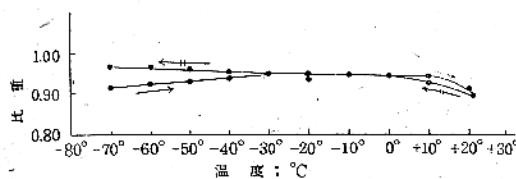
第 9 圖



冷却さすとその比重が増加し同時にその結晶化度の増加も X 線的に明示されると云ふ事を報告した。本實驗に於いてはこの比重の増加は試料に於いて主に結晶部分の増加に因るものであるか否やを確めた。

前實驗で用ひたその比重瓶を用ひて先づ生ゴムの -70°C に於ける過冷却状態の比重を測定し次ぎに -70°C から +10°C に至る間比較的急速に溫度を上げながら比重を測定し又今と全く同じく只逆に溫度を下げながらその比重を測定し溫度の上下一週期に約15時間要した。この實驗に於いては溫度の上下を比較的急速に行つた爲めに、その生ゴムの結晶化が看出されなかつた。その結果は第9圖に示す如くで、その比重は大體相似したもので 0.91~0.92 の範囲にあつて丁度常温に於ける

第 10 圖



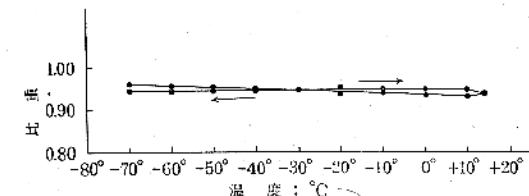
生ゴムの比重と相似したものである。

此の事實は伸張又は徐々冷却に依る比重の相當

大なる增加と比較する時、非晶質生ゴムの熱膨脹の影響は非常に少い事を示すのである。第10圖に示す如く過冷却状態からその溫度を非常に徐々に上升する時 -30°C から 0°C の範囲に於いて比重の顯著なる増加はその非晶質生ゴムの結晶化に依るものと思はれる。

次ぎに +20°C から -70°C 迄溫度を徐々に下げる時 +20°C から 0°C 位の處ではその生ゴムの比重が顯著に増加し、それから -70°C 迄僅少な増加を示す。この 20°C と 0°C の間に於ける比重の顯著な増加は結晶化の増加に依るものと思はれる。再び 6 倍に伸張した生ゴムのリボンを上述の實驗と同じく溫度を -70°C から 20°C の間に於いて比較的急速に上下して比重の變化を見たが、第

第 11 圖



11圖に示す如くその比重は大體 0.94 から 0.95 の間で變化してゐた。

この値は強度で伸張した生ゴムの常温に於いて観測された値 0.94 とよく一致する。此等の事實は生ゴムの結晶質及び非晶質の何れも熱に對する膨脹係数は非常に小である事を示すものであり、而して伸張又は比較的緩慢冷却による比重の顯著なる増加は生ゴムの非晶質が結晶質に變換することに依るものである。この事實は X 線的研究結果とも一致する。

斯くの如き考察に依り、生ゴム試料の比重からその試料の結晶質部分と非晶質部分との間の割合を非常に粗雑ながらも計算する事が出來た。勿論試料の結晶質部分と非晶質部分の熱膨脹係数を無

視してある。非晶質生ゴムの比重を  $d_a$ 、この實際値として 0.91、又完全に結晶したもののそれを  $d_c$ 、この數値は 1.0 を取つた。これは筆者が非常に強伸張生ゴムを常温から -73°C 迄非常に徐々に温度を下げる時比重として 0.975 を得、又他方に於いて Lotmar と Meyer は彼等の X 線的結果から結晶した生ゴムの比重として 1.02 を得た。この兩者の平均を取ると約 1.0 になる。

試料生ゴムの全質量  $M$  に於いて非晶質部分と結晶質部分の各々質量を  $M_a$  と  $M_c$  とし全質量  $M$  に對する結晶質部分との比を  $x_c$  で表はす。

$$\text{すると } x_c = \frac{M_c}{M}$$

$$1 - x_c = \frac{M_a}{M}$$

$$\text{而して } V_a = \frac{1}{d_a} = \frac{1}{0.91} = 1.10$$

$$V_c = 1.00'$$

ここでの  $V_a$ ,  $V_c$  は試料の非晶質部分と結晶質部分の夫々の比容を表はす。

今若し  $D$  を以て或る伸張度で伸張された試料の或る温度に於ける比重とし、その試料が非晶質と結晶質とよりなるものとすれば、その試料の比容は

$$\begin{aligned} \frac{1}{D} &= \frac{1}{M} (M_c V_c + M_a V_a) \\ &= V_c x_c + V_a (1 - x_c) \\ &= 1.10 - 0.10 x_c \end{aligned}$$

$$\therefore x_c = 10 \left( 1.10 - \frac{1}{D} \right) \quad \dots \dots \dots (1)$$

式 (1) に於いて試料の比重  $D$  より  $x_c$  を計算する事が出来る。

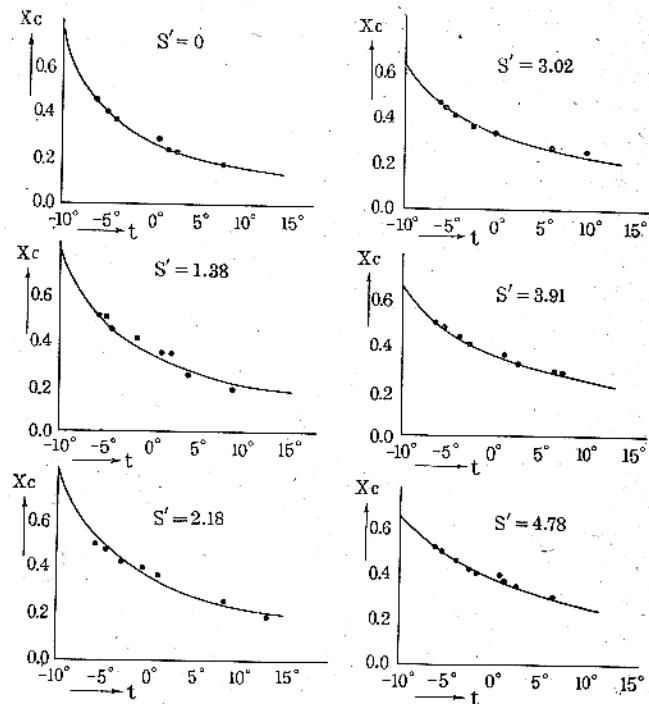
筆者は -10°C から +15°C の範囲に於いて色々の程度で伸張されたスモーク・シート生ゴムの比重  $D$  を測定し、その測定値から色々の伸張度及び強度に相應する  $x_c$  の値が保られた。その結果を第12圖に示す。之圖に於いて點は觀測値を表はしてゐる。

上の結果より試料全體に對する結晶部分の比  $x_c$  は伸張度の増加又は温度低下と共に増すと云ふ事が明瞭である。

次ぎに筆者は上述の結果を Boltzmann 型の式で示さんと試みた。結晶化したゴムが温度上昇で非晶質になるから非晶質状態に於けるゴム分子の

位置エネルギーは結晶状態に於けるそれより高いと認めねばならぬ。伸張度が増せばゴム分子の非

第 12 圖



晶質的排列が起り難く而して此の變換にはより大なるエネルギーが必要になる。斯の如く非晶質から結晶質に變換する爲めに要する仕事を  $a + \beta f(s')$  に比例すると假定する。この  $a, \beta$  は常数であり  $f(s')$  は眞の伸張度  $s'$  の或る函數である。

この眞の伸張度  $s'$  と云ふのは生ゴムリボンを或る伸張度  $s$  で急速に伸張しすぐ張力を外づしてこれを熱湯中に入れ收縮させた時、その收縮された長さ  $l_0'$  は初の長さ  $l_0$  よりも少し長い。この  $l_0'$  を基準とした伸張度  $s'$  は先の  $s$  より異なる値になる。この  $s'$  を眞の伸張度と呼ぶ。

試料全體に對する非晶質部分の比  $1 - x_c$  が次ぎに示す如き Boltzmann 型の式で表はすことが出来ると假定しやう。

$$1 - x_c = e^{-\frac{a + f(s')}{T - \theta}} \quad \dots \dots \dots (2)$$

この  $T$  は絶対温度を示し、 $\theta$  は  $T$  に無關係な常数で ferro から para の磁氣變移に於ける Curie 點に相應するものである。磁氣に於ける Curie 點の如くその常数  $\theta$  の存在することは隣のゴム分子等が結晶状態に排列されてゐるか否かに

依るやうに見られ、従つてこの場合に於ては伸張度に關係するやうに思はれる。式(2)の各々の項の對數を取り溫度を攝氏  $t$  で表はすと

$$273 + t - \theta = -0.4343$$

$$\begin{aligned} & \frac{a + f(s')}{\log_{10}(1-x_e)} \\ & \therefore t = -0.4343 \frac{a + f(s')}{\log_{10}(1-x_e)} - (273 - \theta) \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

若し  $y = -\frac{1}{\log_{10}(1-x_e)}$  とすれ

ば式(3)は次ぎの如くなる。

$$\begin{aligned} & t = 0.4343 \{a + f(s')\} y \\ & - (273 - \theta) \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

式(4)に於いて  $s'$  の色々の値に對し觀測値  $t$  と  $x_e$  即ち  $y$  から  $y$  と  $t$  間の關係が第13圖に示す如く得られその直線の傾角とそれと  $t$  軸との交點から  $0.4343 \{a + f(s')\}$  と  $\theta$  の値が得らる。

斯く求められた  $0.4343 \{a + f(s')\}$  の値は  $s'$  と直線的關係にあることが判つたので次ぎの如く書く。

$$0.4343 \{a + f(s')\} = a' + b's'$$

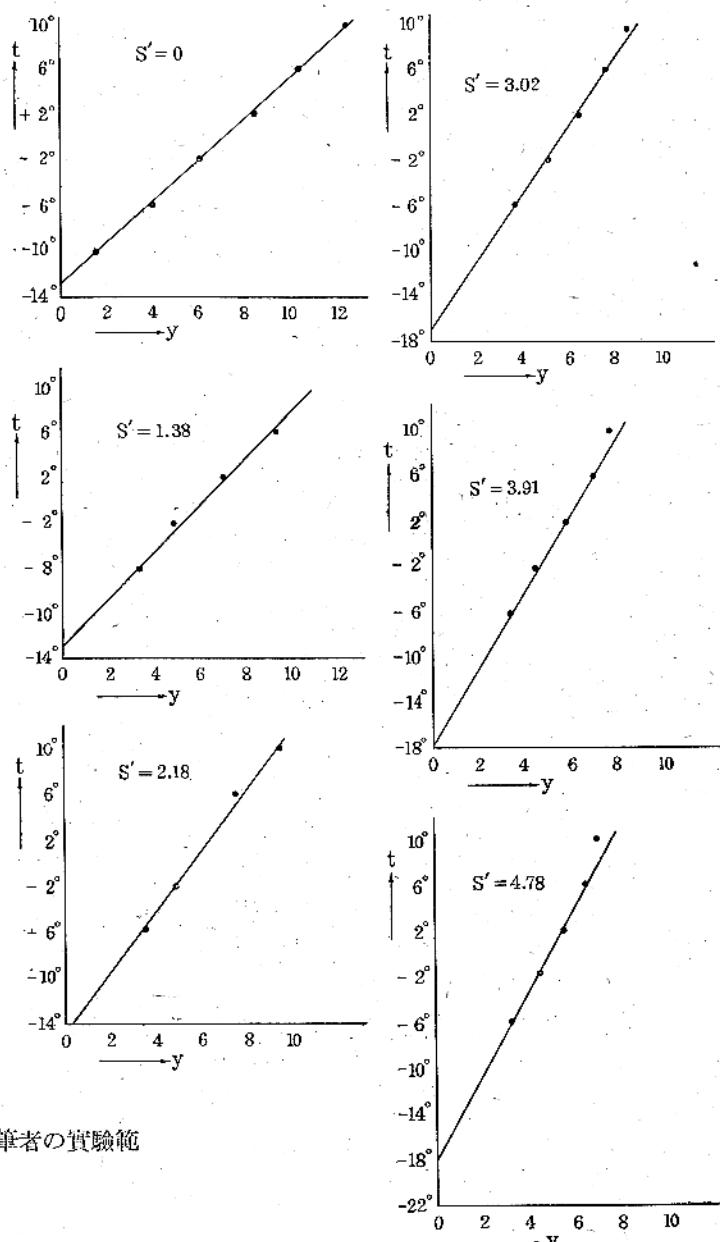
この  $a' + b's'$  と  $273 - \theta$  の値は第14圖、第15圖及び第4表に示した。

筆者は第4表に與へた常數の値を用ひ式(2)から  $t$  と  $s'$  の色々な値に對する  $x_e$  の値を計算した。斯く計算した  $x_e$  と  $t$  との關係は第12圖に於いて實線にて示してあるが觀測とよく一致してゐる。これはゴムの結晶化の量、これは伸張度と溫度に依りて異なる量であるが、筆者の實驗範圍内の溫度に於いて

はすものと思はれる。

若しもゴムの結晶化が正確に(2)式に従ふものとすればその結晶化は Curie 點に於いて完成せら

第 13 圖



第 4 表

$s'$	0	1.38	2.18	3.02	3.91	4.78
$273 - \theta$	13.0°	13.5°	14.0°	17.0°	17.6°	18.0°
$a' + b's'$	1.84	2.36	2.67	2.99	3.33	3.66

(2)で示した Boltzmann 型の式で大略都合よく表

れなければならぬ。然し實際は然らずして Curie 點以下に於いて非常に徐々に冷却する事に依つてゴムの比重の漸次の增加が得られる。従つて式(2)の確實性は餘り重んじられないもので Curie 點より數度上の溫度で制限されなければならぬ。ゴ

ムのやうに大きく且つ複雑な分子を考へる時はもつともあるやうに思はれる。

### 7. 伸張による生ゴム分子相互間の滑り

幅 0.5 cm,  
厚さ 30.0 cm 及  
び長さ 6 cm  
のスモーク・  
シートゴムの  
リボンを多數  
作り、そのリ  
ボンの表面上  
長さの方向に  
1 cm の長さ  
の二點の印を  
附け、それら  
を常温に於いて  
種々の伸張度  
で瞬間に  
伸張して後す  
ぐ張力を除い  
て沸騰する水

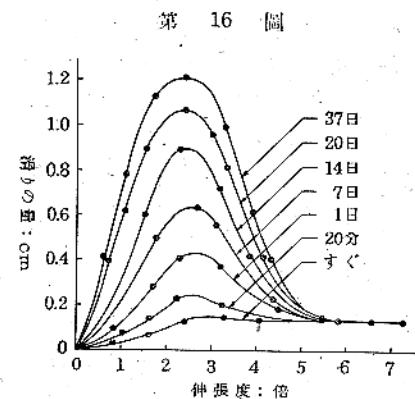
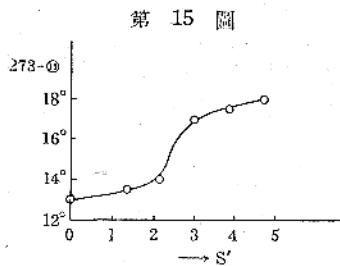
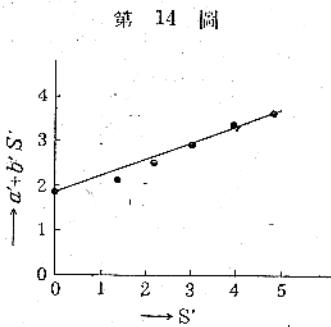
中に約10分間浸す事に依つてそれらのリボンを充分に収縮せしむ。最初 1 cm であつた二點間の長さを測定する事に依りてその試料が最初の長さに完全に収縮してゐない事が知つた。しかもその僅少な永久延長が急速伸張に於いて各々の試料に起つてゐた。斯の如き永久延長は伸張度と共に増加して 5 倍以上の伸張度で最初の長さ 1 cm に対して 0.15 cm の極大値に達した。上述の如くその永久延長は伸張の進行中に於いて生ゴム分子相互の滑りに依るものと思はれるのでその滑りの量を生ゴム分子相互間の滑りの量と呼ぶ事にする。

次ぎに筆者は上述と全く同じ方法で伸張された生ゴムリボンを種々の時間即ち 20 分、1 日、7 日、14 日、20 日及び 37 日間放置して後その滑りの量を測定した。その時の温度は 15°C 位である。その前後兩者の結果を圖示すれば第16圖の如くなる。

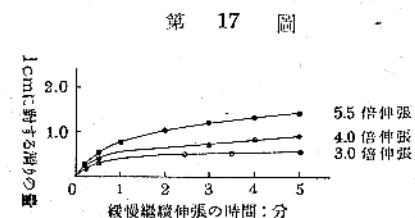
以前の報告に於いて伸張度は伸張された長さと最初の長さとの比を以つて表はしたが今度及び今後は伸張された長さから最初の長さを引いた長さと最初の長さとの比を以つて表はす事にした。

上圖に於いて縦軸は滑りの量を、横軸は伸張度を示す。此の圖に示す如く分子相互間の滑りの量

は最初伸張度と共に増加し、2~3 倍の伸張度で極大値に達し、それから滑りの量は段々減少し、伸張したまゝ放置する時間が 0 から 37 日と非常に異



なるにも拘らず、約 5.5 倍以上の高伸張度と共に滑りの量は一定の量 0.15 cm に達する。此の點は特に注目すべき物でそれは生ゴムが伸張に依り結晶化すると云ふ考へで明瞭に諒解ができると思はれる。我々には生ゴムの X 線的研究に依り非晶質状態にある生ゴムが元の長さの約 2 倍以上の伸張に於て結晶質に変換する事、又は 5 倍以上の高伸張

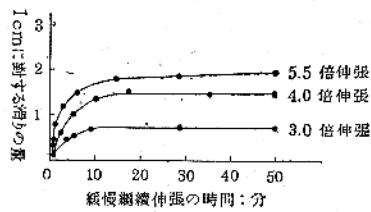


での結晶化が極大に近づく事も知つてゐる。大螺旋を形成してゐると想像される生ゴム分子が張に依り伸張方向に直直に伸び整頓され、ゴム分子の各々の原子がゴムの結晶格子の位置に嵌り込み相互にひつかうようになつて伸張に依つては到底分子相互間の滑りは起らないわけである。

既に上述した如く第16圖の事實は、ゴム分子の結晶化に依つて分子相互間のひつかうりが起ると云ふ事を考慮すれば、明瞭に諒解せられる。他方に於て非晶質生ゴムは結晶質ゴムの場合の如く強きひつかうりが起ると想像せられぬので、此の場合には永久伸張に依る分子相互間の滑りは容易に起り得る。

斯の如く非品質生ゴムリボンが永久伸張された時はその滑りは先づ伸張度の増加と共に増し、約2~3倍の伸張度で極大値に達し、それ以上の伸張度に於ては伸張と共にゴムの結晶化度は顯著に増す。従つて結晶化度の増加に依つてひつかゝる効果が莫大に増すから伸張度の増加と共にその滑りの量は却つて減少し、5.5倍の伸張度以上に於てはその滑りの量は常に一定の値0.15cmを保つものと思はれる。

第18圖



上述の如く生ゴム分子相互間の滑りは勿論其分子相互間の分子引力に依るものでゴムの様な巨大分子のものは多分複雑なものであらうと思はれる。

然し一般に分子相互間の引力は温度の増加に依つて弱められる事は豫期される。これは主に熱振動の影響の増加と次ぎは結晶化の困難度の増加によるものである。筆者は此の點を實驗に依つて確めた。常温に於ける上述の實驗は約70°Cと3°Cに於て行つた。永久伸張状態に於て種々の伸張度及び放置期間に對して生ゴム分子相互間の滑りの一般的傾向は常温に於けると同様であるが然しその滑りの量は常温に於けるそれより70°Cに於てより大であり3°Cより小であつた。

1927年 Hunemörder と Rosbaud<sup>1)</sup>は非常に不思議な現象を報告してゐる。即ち生ゴムリボンが非常に徐々に而も繼續的に5~6倍に伸張されてもそれは纖維排列の結晶化又はただの結晶化何れもX線的研究に依つて認められぬ事で彼等は斯の如き緩慢繼續的伸張を“等温伸張”と呼んだ。筆者

もこの點に就いて幾つかの實驗をなした。生ゴムリボンを約8分間で元の長さの約5~6倍の長さに伸張する時はそれは非常に薄き纖維状排列結晶图形と共にゴムの非品質に基因する幅廣き量輪を與へた。尚ほその伸張時間を増すとその纖維排列の結晶图形の強度はより弱くなつた。筆者は又緩慢繼續的伸張に依り伸張された試料の比重0.915~0.920を測定しそれが非品質生ゴムの比重と同一なる事を見出した。緩慢繼續伸張の進行途中でゴム分子相互間の滑りが起つてゐるやうに思はれたので、分子相互間の滑りの量を色々な伸張度及び伸張時間に對し緩慢繼續伸張試料に就いて測定した。その結果は第17圖及び第18圖に示した。

第17圖に於ける曲線より色々伸張度及び伸張時間に對する分子相互間の滑りの大部分は約10分以内で起つてゐるので、それ以上の緩慢繼續伸張に於てはその滑りの量の顯著な増加は餘り認められ事ないが判つた。伸張時間の更に短いものに付いて行つた結果が第18圖である。

緩慢繼續伸張に於て分子相互間の滑りは伸張時間の減少と共に急速に減少し伸張時間が非常に小なる場合の滑りの量は第16圖に於て瞬間に伸張して得た値と非常によく一致することが判つた。

緩慢繼續伸張に於けるゴム分子相互間の滑りの量は瞬間的永久伸張の場合に於けるそれより非常に大きい。後者に於ては分子相互間の滑りは試料を或る伸張度で伸張し、そのまま或る時間放置してからそれを測定する。

斯の如く以上の實驗から次ぎの事が認められる。即ち分子相互間の滑りは伸張が進行中に起るものより永久伸張にある方が抵抗が大なるやうである。これは兩固體面間の摩擦の場合とよく似てゐる。ごとの靜止摩擦係数は運動摩擦係数より大きい。分子整列の落ち付きは永久伸張状態で放置する場合の方が緩慢繼續伸張の場合よりよいやうに思はれる。斯の如く考察すれば、永久伸張で放置する場合の分子相互間の滑りを“靜止の滑り”と呼ぶ事にし緩慢繼續伸張の場合のそれを“運動の滑り”と呼ぶ事にする。（未完）

1) Hunemörder, Rosbaud: *Kautschuk* 3 228 (1927)

## パラフィン薄膜内の分子排列

京都帝國大學理學部 田 中 憲 三

### 緒論

固體の平滑なる表面に或る種の長鎖有機物質の薄膜をつくると膜中の分子はその長軸の方向を殆ど臺の固體表面に垂直に保つて互に平行に並んで密に詰め合ふと云ふことは周知の事實である。この種の皮膜を真空中にて加熱してみると膜の表面にある分子の平行排列はその物質の融點を多少越へた高溫度になつても著しい變化を示さない。然し更に溫度を上げると分子の熱振動によつて分子平行排列は次第に亂れて或る溫度に達するとその排列は全然不規則となる。この過程はこれを逆向きにも行はせることが出来る。この場合の分子の不規則性排列から規則性排列への遷移は前の溫度を上げて行く場合の規則性排列から不規則性排列への遷移と殆ど同じ溫度で起る。この溫度をその皮膜の“遷移溫度”と名づけるそれは同一物質については殆ど一定である。

### 實驗

以下述べる處は純パラフィン( $C_{m}H_{2n+6}$ )及びパラフィン蠟の薄膜を電子廻折法によつて検査した結果である。遷移溫度の測定は試料を電子廻折装置中にて加熱して行つた場合の廻折圖形の變化を観測することによつて行はれた。皮膜の臺としては常に○○○○磨研紙で磨いた小銅板を用ひた。パラフィン及びパラフィン蠟の厚さの異なる皮膜を作る爲めには濃度の異なるベンゼン溶液の一滴を台の上に滴して蒸發せしめた。皮膜の平均の厚さは溶液の一滴の體積とその濃度及び皮膜の面積より推定される。

電子廻折法によつて遷移溫度を測定するに當つては皮膜の同一部分を引續き電子線にて照射することを避けた。これは左もなければ遷移溫度は多少低く観測される爲めである。これは電子線に照射される皮膜の部分を絶へず變へるか若しくは電

子線の照射を斷続的に行はれる。

### 遷移溫度

遷移溫度の測定は各物質について平均の厚さ約8000Åの四枚のものについて行はれた。その結果を第1表に示す。これを見れば各物質の遷移溫度

第1表

物質	融點 °C	遷移溫度 °C			
$C_{17}H_{38}$	22—22.5	74	74	75	75
$C_{32}H_{66}$	70—71	88	88	88	88
$C_{35}H_{72}$	73—74	91.5	91.5	92	92
$C_{34}H_{130}$	102—102.5	119.5	119.5	120	120
液狀 パラフィン		60	60.5		
パラフィン蠟	36	70	70	70.5	70.5
“	42—44	73.5	73.5	73.5	74
“	52—53	79	79	80	80
“	60—62	89	89	90	90
“	68—72	97	97	97	97.5

は厚さが等しければ殆ど一定であることが判る。これ等の物質中液狀パラフィンのみは他と同様に取扱つても分子の規則性排列を示さない。

この種の皮膜はこれを真空中で小時間約100°Cに加熱して後遷移溫度以下に冷却すると始めて分子の平行排列を示す。この性質は或る種の不飽和脂肪酸及び油類について既に観測されたものである。

第2表は融點42°—44°Cのパラフィン蠟の膜の

第2表

厚さ (Å)	遷移溫度 °C			
8000	73.5	73.5	73.5	74
900	74	74	75	75
84	73.5	73.5	74	74
43	73.5	74	74	74

厚さを變へて観測した結果である。この場合の遷移溫度が膜の厚さに關係なく殆ど一定であると云ふことは、この溫度が一乃至數分子の厚さをもつ

- 1) 例へば A. Murison: *Phil. Mag.*, 17 201 (1934)
- 2) 田中憲三: 京大理學部紀要 21 85 (1938)

皮膜の表面層の特性であることを示すもので、この種の物質についてはその融點と同様の一つの重要な性質である。

これ等の炭化水素の分子に於ては炭素原子は一平面内に折れ曲った鎖状の排列をし一つおきの炭素原子間の距離は  $2.54\text{ \AA}$ <sup>4)</sup> であることが知られてゐる。従つて分子の長さはその中の炭素原子數に比例し一つの  $\text{CH}_2$  を附加する毎に分子の長さは  $1.27\text{ \AA}$  づゝ増す。

パラフィン系列に属する物質の融點は第1圖の曲線1に示す如く分子中の炭素原子數の増加と共に規則正しく増加してゐる。今第1表に示したこれ等の物質の遷移溫度を分子中の炭素原子數に關して記録してみると同圖の曲線2及び3の如くなる。曲線2は純パラフィンに曲線3はパラフィン蠟に關したものである。パラフィン蠟は多少長さの異なる分子の混合物と考へられるから分子中の平均炭素原子數はそれ等の平均融點から推定したものである。これ等の二曲線が殆ど直線であると云ふ事實はこれ等の物質の遷移溫度は分子中の炭素原子數の増加に伴つて直線的に上昇するものであることを示す。この事實は簡単に考へて次の如く説明される。即ち、皮膜の溫度上昇と共に分子の熱振動の平均振幅が増加し遂に振動のエネルギーが分子間の引力に打勝つに到つて遷移が起る。然るにこの種の分子間に最も有力に働く引力はその側面に於けるものであり、それは分子の長さ従つてその中の炭素原子數に比例して増加するものと考へられる。従つて遷移溫度は分子中の炭素原子數と共に直線的に増加すべきである。

曲線2は簡単に次式で表される。

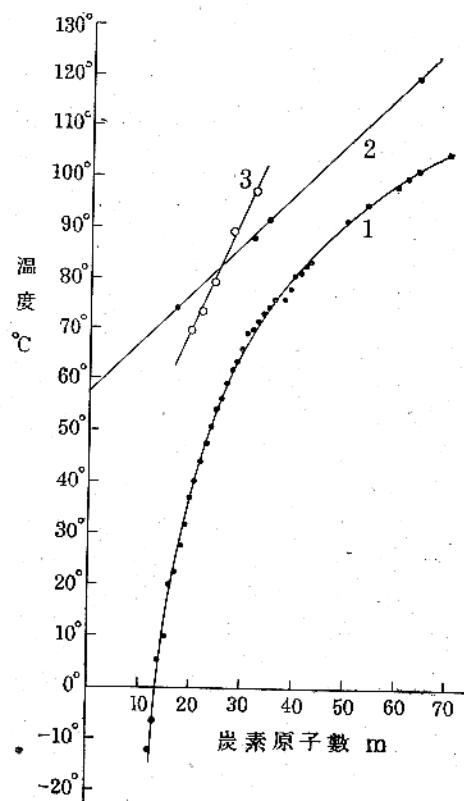
$$t = m + 58$$

こゝに  $t$  は  $^{\circ}\text{C}$  で表した遷移溫度、 $m$  は分子中の炭素原子數である。分子に一箇の  $\text{CH}_2$  を増加することは遷移溫度に  $1^{\circ}$  の上昇を來す。曲線3の傾斜は曲線2のそれとは異つてゐる。これは異なる長さの分子を混合することによる結果と思はれる。

異なる長さの分子を混合することとの遷移溫度に及ぼす影響は既知の長さの分子をもつ純炭化水素を適當な割合に混合することに依つて観測されることは明かであるが現在の場合に於ては純粹なる物質の不足からこれを行ふことが出来なかつた。然し

その效果の大勢は融點の異なる二種のパラフィン蠟を混合することによつても伺ふことが出来る。この目的の爲めに異なる融點をもつパラフィン蠟の混合物を三種類造つた。それは  $(68^{\circ}-72^{\circ}\text{C})$  蠟 +  $(52^{\circ}-53^{\circ}\text{C})$  蠟、 $(68^{\circ}-72^{\circ}\text{C})$  蠟 +  $(42^{\circ}-44^{\circ}\text{C})$  蠟及び  $(68^{\circ}-72^{\circ}\text{C})$  蠟 +  $(36^{\circ}\text{C})$  蠟である。これ等の混合物の混合の割合を種々變へた場合の遷移溫度の變化を第二圖に示す。横軸の  $N_1/N_2$  は混合物中の二種の蠟の分子數の比で  $N_1$  は高融點、 $N_2$  は低

第1圖



融點の分子に對するものである。混合物の遷移溫度は長分子數の増加と共に高融點の蠟の遷移溫度の値に急速に近づく。この效果は混合せる二種の蠟の分子の長さの差が大なる程、即ち分子中の平均炭素原子數の差 ( $m_1 - m_2$ ) が大なる程著しい。混合物の遷移溫度は次式で可成りよく表される。

$$t' - t_2 = (t_1 - t_2) (1 - e^{-m})$$

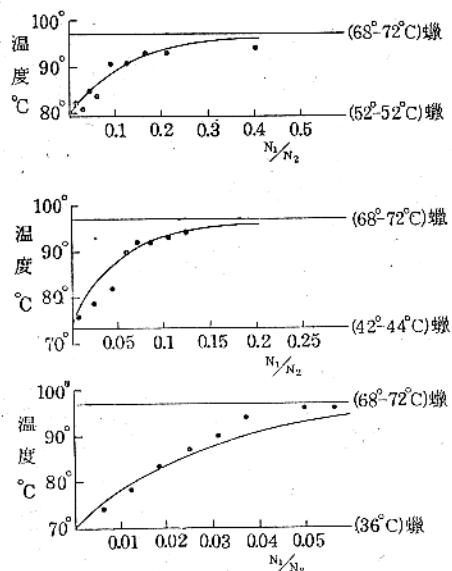
こゝに  $t_1, t_2$  及び  $t'$  は夫々混合した二種の蠟及び混合物の遷移溫度で

$$u = 0.016 (m_1 - m_2)^3 \frac{N_1}{N_2}$$

4) A. Müller: Proc. Roy. Soc., 120 437 (1928)

である。この式より求められる関係を第2圖の曲線で示してある。

第 2 圖



### 回折图形

この種の皮膜の表面反射によつて得られる電子回折图形は膜の厚さにより著しい差がない。然し皮膜の厚さが一乃至二分子程度となると全图形の強度は減少し、臺の銅板による回折图形も同時に現れて来る。回折图形は又温度によつて變化する。一例として  $C_{32}H_{66}$  によるものを第3圖に示す。室温に於て得られる斑點をもつ鮮鋭な直線的層線は温度上昇と共に次第に疎大となつて曲り出しその上の斑點も消滅する。遷移温度に達するとこれ等の回折線は凡て消滅する。層線上の斑點が消滅することは皮膜の表面層に直立する分子の詰合せに規則性のなくなつたことを示す。又層線が疎大となつて曲ることは表面層の分子が熱振動の爲め各獨立に臺の表面に垂直な方向の周りに小角振幅をもつて振動することによるものと考へられる。遷移温度及びそれ以上の温度に於ては分子の

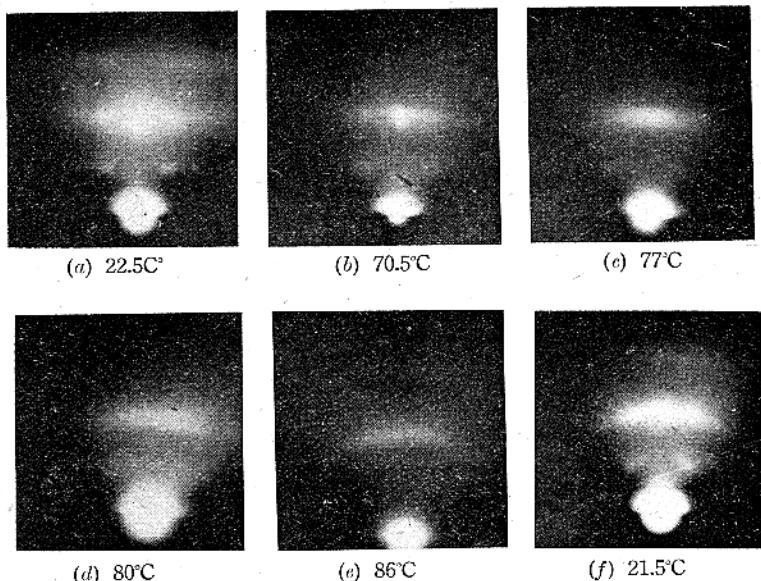
熱振動の平均振幅が極めて大となり、分子相互の排列に何等の規則性がなくなり疎大なる層線が消滅するのである。回折图形の温度による變化は純パラフィンであつてもパラフィン蠟であつても大した差はない。第3圖(f)は皮膜を一度その遷移温度以上に加熱して後急に室温に冷却したもので層線は加熱前に較べて多少疎大となり弯曲してゐる。これは遷移温度以上の高温度からの急速なる冷却によつて形成されたパラフィンの多數の小結晶粒子の方位がその直立の位置の周りに多少分散されてゐる爲めであると考へられる。この效果はパラフィン蠟よりは結晶し易い純パラフィンに於ける方が著しい。

任意の温度に於ける分子直立の方向を中心とする分子の熱振動の平均振幅は次の如くして推定することが出来る。簡単の爲めパラフィン分子は炭素原子が一定の間隔  $d$  で一直線上に排列した如きものであると假定する。この種の模型分子によつて任意の方向に散乱される電子線の強度は、

$$\frac{\sin^2 \frac{m\delta}{2}}{\Psi^2 \frac{\sin^2 \frac{\delta}{2}}{2}},$$

に比例する。こゝに  $\Psi$  は一箇の炭素原子によつて

第 3 圖



散乱された電子線の振幅、 $\delta$  は相隣れる原子からの散乱線の位相差を表す。振幅  $\Psi$  は次式で與へられる。

$$\gamma = \frac{1}{r} \frac{e^2 m}{2h^2} (Z-f) \frac{\lambda^2}{\sin^2 \theta} ,$$

こゝに  $Z$  と  $f$  は炭素原子の原子番数と構造因子,  $\lambda$  は電子線の波長,  $\theta$  は散乱角である。散乱電子線の強度の最大は  $\delta/2$  が  $\pi$  の整数倍の方向に現れこのとき  $\sin^2 \frac{m\delta}{2} / \sin^2 \delta/2$  は  $m^2$  となる。今第二層線に沿つての強度分布を  $d = 2.54\text{Å}$ ,  $\lambda = 0.05\text{Å}$ ,  $D$  (試料と寫真板間の距離) = 500mm として求めてみると第4圖の如くなる。これは電子線が皮膜表面に直立せる一箇の分子に垂直に投射された場合である。横軸  $x$  は層線に沿つて入射面より測つた距離である。強度は散乱角の増加と共に急激に減少してゐる。

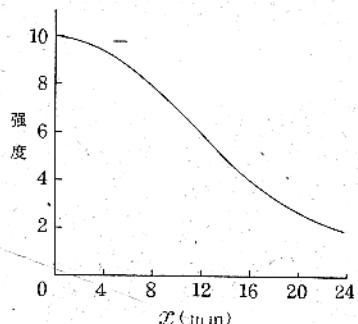
第5圖に於て、極座標を用ひて、分子の軸の方向を  $OP(\theta_1, \phi_1)$ , 入射電子線の方向を  $OO'(\frac{\pi}{2}, O)$  皮膜表面に垂直なる方向を  $ON$  とする。廻折線  $OD$  は散乱角  $\theta$  をもつて入射面と成る角をなす。廻折最大値の現れる方向は

$$\frac{n\lambda}{d} = \cos \theta_1 \sin \theta \cos \phi + \sin \theta_1 \cos \phi \\ (\cos \theta - 1) + \sin \theta_1 \sin \phi_1 \sin \theta \sin \phi ,$$

で與へられる。今  $OO'$  なる距離を  $D$  で表し寫真板上の任意の點の座標を  $r, \phi$  で表せば上の條件は

$$\frac{n\lambda}{d} = \cos \theta_1 \cos \phi \frac{r}{\sqrt{D^2 + r^2}} + \\ \sin \theta_1 \cos \phi_1 \left( \frac{D}{\sqrt{D^2 + r^2}} - 1 \right) + \\ \sin \theta_1 \sin \phi_1 \sin \phi \frac{r}{\sqrt{D^2 + r^2}} ,$$

第4圖

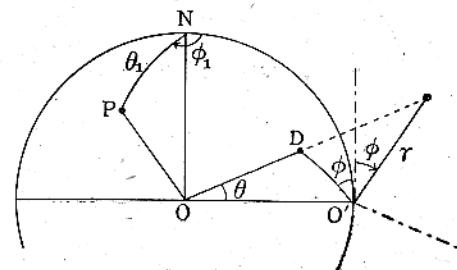


となる。今の場合  $r$  は  $D$  に較べて極めて小であるからこの條件は更に

$$\frac{n\lambda D}{d} = \cos \theta_1 r \cos \phi + \sin \theta_1 \sin \phi_1 r \sin \phi ,$$

と書くことが出来る。 $n$  及び  $\theta_1$  の値が與へられたる場合はこの式は共通點  $(\frac{n\lambda D}{d} \sec \theta_1, O)$  を通り  $\phi_1$  をパラメーターとする一群の直線を表す。皮膜中の總ての分子が一定の傾き  $\theta_1$  をもつて皮膜表面に垂直なる方向の周りに一樣に分布されてゐる場合はそれ等による層線群は上式の  $\phi_1$  に  $O$  から  $2\pi$  までの種々の値を與へることによつて求められる。分子の傾き  $\theta_1$  が増すと共に層線群の

第5圖



共通點は  $\phi = O$  なる線に沿つて直接點  $O'$  より遠かる。それと同時に層線の束の分散角 ( $2\theta_1$  に等し) も次第に大となる。

各層線上の最大強度の點は  $\theta$  の最小値の點で直接點  $O'$  よりその層線に下した垂線の足に當る。強度は層線に沿つてこの點より遠かると共に急激に減少する。與へられたる  $\theta_1$  及び  $\phi_1$  の値に對してこの點の座標は次式で與へられる。

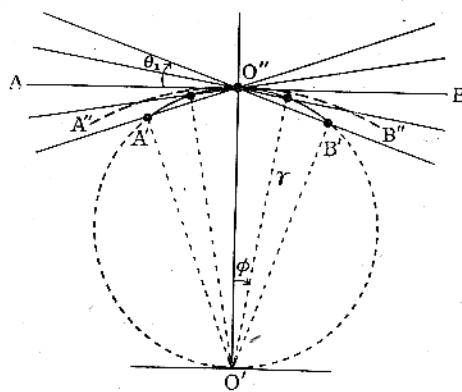
$$r = R \sec \theta_1 \cos \phi \\ \tan \phi = \tan \theta_1 \sin \phi_1$$

こゝに  $R = n\lambda D/d$  である。この式は  $\theta_1$  の値が與へられたる場合  $\phi_1$  の値を種々變へると第6圖に示された  $A'O''B'$  の如き  $R \sec \theta_1$  を直徑とする圓を表す。分子の傾き  $\theta_1$  が一定で各分子が  $\phi$  に關して一樣に分布されてゐる場合はそれ等による  $n$  次の層線は圖の  $O''$  點に交る無數の直線群となる。若しこれ等の直線上の各點に於ける強度が總て相等しければ層線群の重心の軌跡は  $AO''B$  なる直線となるであらう。然し層線上の各點の強度は直接點  $O'$  よりの層線への垂線の足を最大として左右に急速に減少するから強度の重心の軌跡は直線  $AO''B$  と圓  $A'O''B'$  との中間の  $A''O''B''$  の如きものとなるべきである。疎大なる彎曲層線群に對するこの概略的説明は既に Murison によつて與へられた處と大體一致する。

パラフィン皮膜の温度が上昇して長鎖分子の軸の傾き  $\theta_1$  が  $\theta_1 = 0$  なる理想的方位の周りに多少分散されたときは上述の層線群の重心の軌跡は前の曲線 A''O'B'' の附近に分散されることとなり、實際の寫真に現れてゐる如きものとなる。次にこの點に關して分子の熱振動の方面から少しく詳細に考へてみる。

寫真板上  $\phi = 0$  なる直線上の任意の一地点は  $\theta_1$  の一つの値に對應し、この點を通る  $\phi_1$  の種々の値

第 6 圖



に對する層線の總てはこの點に於て相等しい強度をもつから  $\phi = 0$  なる直線上の任意の點の強度はその點に對應する傾き  $\theta_1$  をもつ分子の數に比例する。例へば若し皮膜中の總ての分子が一定の角振幅  $\theta$  で振動してゐるものとすれば、 $\phi = 0$  なる直線上の  $\theta_1$  のある値に對應する點の強度は振動分子がこの  $\theta_1$  なる傾きを通過するときの角速度  $\omega$  に逆比例すべきである。従つて強度は

$$\frac{\psi^2}{\omega} = \frac{c\psi^2}{(\cos \theta_1 - \cos \theta)^{\frac{1}{2}}},$$

に比例する。従つて  $\phi = 0$  なる線に沿つての強度分布は

$$\left( \frac{R}{r} - \frac{R}{r_m} \right)^{\frac{1}{2}},$$

で表される。こゝに  $r_m = R \sec \theta$  である。即ち強度は振幅  $\theta$  に對應する  $r = r_m$  なる點に於て最大となる。

寫真板上の任意の一地点  $(r, \phi)$  における強度はこの點を通過する層線の數とこの點に於ける層線の強度に關係する。 $(r, \phi)$  點を通過する層線群の兩極端にあるものは、 $O'$  點を中心とする半径  $R$  なる

圓へこの點より下した切線と一致する。この切線が  $\phi = 0$  なる直線と交る點を  $r_1$  及び  $r_2$  すると

$$r_1, r_2 = r \cos \phi - r \sin \phi \frac{r \sin \phi \cos \phi \pm R \sqrt{r^2 - R^2}}{r^2 \sin^2 \phi - R^2},$$

となる。従つて  $(r, \phi)$  點の強度は

$$c \psi^2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{d\rho}{\left( \frac{R}{\rho} - \frac{R}{r_m} \right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{c \sqrt{r_m}}{\sqrt{R}} \left[ r_m \sin^{-1} \sqrt{\frac{r}{r_m}} - \sqrt{r} \sqrt{r_m - r} \right]_{r_1}^{r_2},$$

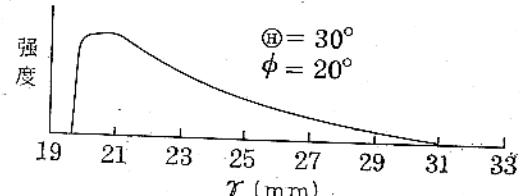
に比例することとなる。こゝに  $\rho$  は  $(r, \phi)$  點を通過するある層線が  $\phi = 0$  なる直線と交る點迄の  $O'$  からの距離を表す。分子の振幅が  $\theta$  なる場合  $n$  次の層線の存在する範囲は

$$\frac{r \cos \phi - r_m}{r \sin \phi} \leq \tan \theta, \quad r \geq R$$

及び  $\phi > \theta$  なるときは

$$\frac{r_m - r \cos \phi}{r \sin \phi} \leq \tan \theta$$

第 7 圖



で與へられ。一例として  $\theta = 30^\circ$  の場合  $\phi = 20^\circ$  の線に沿つて第二次層線を横切る強度分布を上式より計算すると第7圖の如くなる。

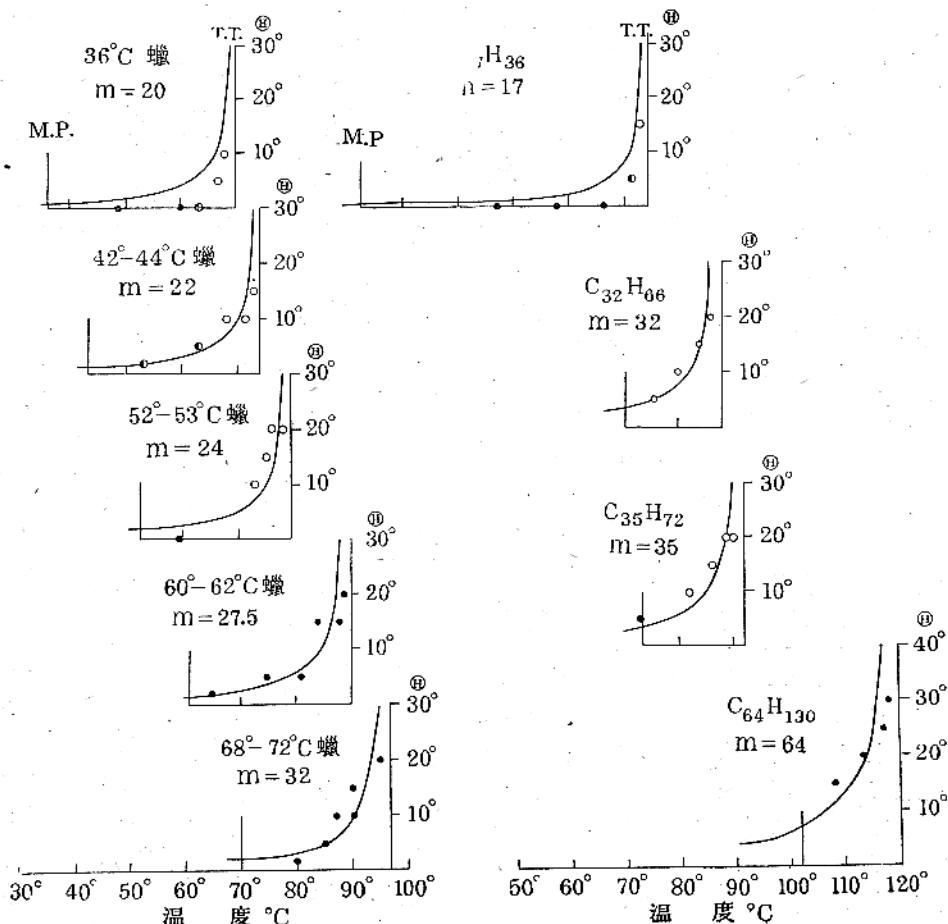
若し皮膜中の總ての分子が一定の角振幅をもつて互に振動してゐるものと假定すればその振幅は  $\theta$  が一定なる直線に沿つて測つた強度分布より求めることが出来る。然し實際の場合は更に複雑で分子振動の振幅は各分子毎に異なるものと思はれる。事實皮膜の法線方向に對する分子の最大的傾きは皮膜の温度がその遷移温度に極めて近くなるまでは餘り大でなく遷移温度に達すると彎曲層線は急激に疎大となつて消滅する。その上高級のパラフィンに於ては層線上の斑點は層線と共に遷移温度に達する迄存続しその温度に於て兩者同時に消失する。このことはそのより大なる側面分子引力の爲め相當多數の分子が尚ほ結晶格子的に排列し遷移温度に達する迄は各箇が自由に振動しないものと思はれる。分子の熱振動による最大の傾き

は任意の温度に於ける實際の廻折圖形に現れた層線群の幅と種々の $\theta$ の値に對して計算された同じ幅とを比較することによつてその概略値を知ることが出来る。この比較の爲め $5^{\circ}$ の間隔で種々の $\theta$

$$H = \frac{2m}{T-t},$$

で表される。こゝに $T$ は遷移温度、 $m$ はパラフィン分子中の炭素原子數を表す。第8圖の曲線は上

第 8 圖



の値に對する廻折圖形の模型圖を畫いた。この方法によつてある溫度に於ける分子の最大傾斜を角度で表した推定値を第8圖に示す。點と小圓は共にその溫度に於ける分子の最大傾斜を度で表したものである。點は廻折斑點が層線と共存する場合小圓は層線のみの場合である。ある溫度 $t$ に於ける分子の最大傾斜は $\theta$ 融點と遷移溫度との間に於ては大略

式による計算値を示す。これは觀測値と大略一致する。

終りに本研究に對してパラフィンの純粹試料を提供して下さつた本學の野津教授並びに淵野氏及び種々有益なる御忠言を給つた恩師吉田教授に筆者の深甚の感謝を捧げる。

## 高級脂肪酸、高級アルコール、高級アルコールの硫酸エ ステルの Na 鹽結晶に於ける種々の變態の共存に就て

理化學研究所喜多研究室 淵野桂六

纖維素纖維其他の有機物のX線圖的研究は從來主として銅を對陰極として用ひ其  $K\alpha$  線を利用して行はれてゐる。其波長は  $1.54\text{\AA}$  であるから普通のX線カメラを用ひ試料と寫眞フィルムとの距離を  $40\text{--}50\text{ mm}$  程度にすると、其反射角の關係で大體  $15\text{\AA}$  程度の面間隔を知り得るのみで、しかも測定誤差が大となり、あまり確實な結果は知り得ない。面間隔がより大となると普通のX線カメラを使用し、 $\text{Cu}K\alpha$  線を利用したのでは其面間隔は知り得ない。

纖維素の基本體の最大の面間隔は普通大體  $10\text{\AA}$  附近のものが擇ばれてゐるが、實際には是より大きいものではなからうかと云ふ疑問があり、又結晶粒子或は領域が Meyer や Mark 等の考へている如く幅  $50\text{\AA}$  程度長さが  $1000\text{\AA}$  附近のものであれば適當のX線技術で少くとも幅  $50\text{\AA}$  附近の週期は見出され得べきであると考へられる。

是を實際的に行ふ爲には次の三の方法がある。

1. 銅或は鐵を對陰極に用ひ、あまり長くない波長のX線を發生せしめ、スリットを小にし、試料とフィルム間の距離を  $100\text{m.m}$  又は其以上に大にし小なる反射角の干渉もフィルム上に捉へようとする方法。

2. Al 又は Mg を對陰極に用ひ長い波長の X 線を發生せしめ、フィルム—試料間の距離は普通にして X 線撮影を行ふ。

3. 上記 1 及 2 の方法の中間に位すべき方法で Cr を對陰極に用ひて X 線撮影を行ふ。

上記三方法の中 2 の長波長を用ひる方法即長波長 X 線は空氣によつて著しく吸收される爲 X 線チューブとカメラを高度真空下に連結し、撮影を行ふ必要があり、技術的に困難が多く現在迄一、二の研究者により豫備實驗的に採用されただけである行はれてゐない。大多數の研究者は 1 或は 3 の方法を採用して實驗してゐるわけである。即 Herzog Jancke, Mark, G. L. Clark 等は何れも

纖維素の結晶基本體より期待できる以上の大きい面間隔の存在を報告し、其内で或物はミセルの幅を與へると報告してゐる。

最近 Sisson, Clark, Parker<sup>4)</sup> は是等の面間隔の總ではないが大多數は寫眞のフィルム中の Ag 或は Br に原因する吸收端であるとして説明出来ると云ひ、又 Wyckoff 等は 1 の方法を採用し纖維素に於ては赤道線の極く近くから連續的に干涉が現はれ、蛋白質に於ては鋭い數個の干涉點の出現する事を報告してゐる。

斯の如く大きい面間隔の問題は未だ研究の始めにあり、各研究者の結果に何等統一なく、將來解決される可き多數の問題が残つてゐる。其故に我々は從來あまり採用されてゐない第 2 の方法即長波長を用ふる方法により此の問題を研究しようと企てたのである。

### 装置の製作並に組立て

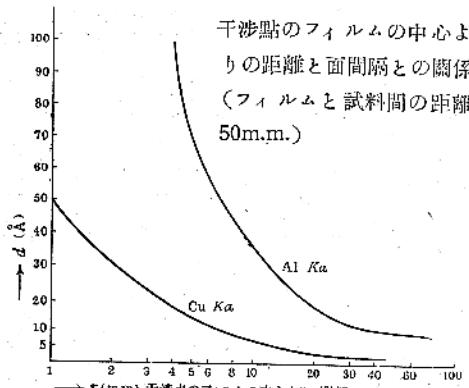
X 線管球としては對陰極を任意に取り替へ得るシーラ管を擇んだ。是は普通の銅の  $K\alpha$  線  $1.54\text{\AA}$  に對し約 6 倍の長い波長の X 線即  $8.32\text{\AA}$  の波長の X 線を與へる。波長が長くなると X 線は空氣にも吸收され易くなり、又窓に使用する適當な物質がないから X 線管球と撮影カメラとを真空的に連續する必要がある。一等重要な事は如何にして直接

- 1) R.O. Herzog u. W. Jancke: *Naturwiss.*, **16** 618 (1928)
- 2) H. Mark, *Trans. Faraday Soc.*, **25** 387 (1929)
- 3) G.L. Clark, *Ind. Eng. Chem.*, **22** 474 (1930); G.L. Clark u. K.E. Corrigan: *Radiology* **15** 117 (1930); *Ind. Eng. Chem.*, **23** 815 (1931). K.E. Corrigan, *Thesis, Univ. of Illinois* (1932). W.A. Sisson, *Ter. Research*, **5** 119 (1935). G.L. Clark u. W.A. Sisson, *Cellulose Symposium, Am. Chem. Soc., Div. Cellulose Chem.*, N.Y., (1935)
- 4) W.A. Sisson, G. L. Clark u. E.A. Parker, *J. Am. Chem. Soc.*, **58** 1635 (1936)
- 5) R.B. Corey u. R.W.G. Wyckoff: *J. Bio. Chem.*, **114** 407 (1936)

連絡する爲に起る陰極線、可視光線、紫外線を防いで所求の  $K\alpha$  線を最も多く取り出すかと云ふ事である。此點が從來の長波長 X 線を結晶解析に使用する難點であつたかと考へられる。Clark の如き  $Mg$  を對陰極にして用ひフィルターを使用して居ない。我々はかかるフィルターとして Al 箔の  $1\mu$  の厚みのものを用ひた。此場合 Al の吸收端は丁度  $AlK\alpha$  を吸收するには都合のよい波長の所にある。然し厚みを増加すると  $AlK\alpha$  線も吸收されるが此程度の厚みのものなら所求の目的に適合する事を認めた。

第1圖は Al を對陰極に持つシーラー管及び是と連結すべき真空カメラである。管球とカメラの接続はカメラの右方の凸出部にて行ふ。該突出部にはスリット及び上記のフィルターがおさめられてゐる。電壓としては 10—20 kV. を用ひ一二次電流 1—2 Amp を使用したが電壓の増大はフィ

第 2 圖

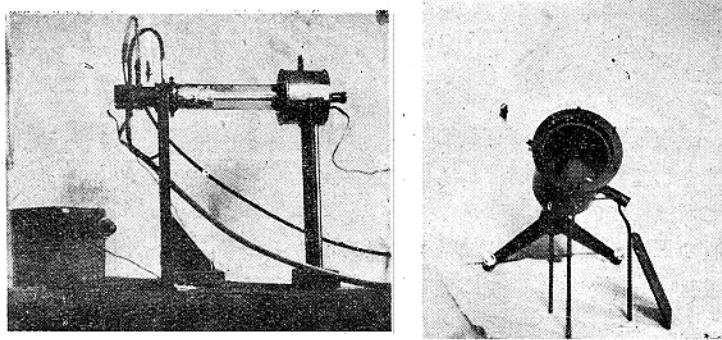


第 1 表

ステアリン酸 CuK $\alpha$ 

ルムにカブリを生じよい結果を與へない故に電壓は注意して最高 20kV. を越へない様に調節した。スリットの直径  $1\frac{1}{2}$  m.m. 撮影時間 10—20 時間で

第 1 圖



シーラー管

真空カメラ

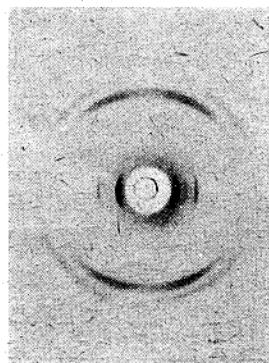
ある。

## 豫備実験結果

數  $10\text{\AA}$  なる面間隔を有する事が從來の多數の研究から確實に知られてゐる。脂肪酸、高級アルコール及び京都帝國大學工業化學教室木村助教授によつて純粹に取り出された高級アルコールの硫酸エステルの Na 塩の結晶に X 線を斜に投射して撮影を行つた。第 2 圖に Cu, Al 對陰極を用ひて撮影する場合に干渉點の面間隔を縦坐標にフィルムの中心よりの距離の対数を横坐標として面間隔とフィルムの中心よりの距離との関係を圖示した。圖からわかる様に中心點の近傍が著しく擴大される。

前述の 1, 2 の方法に比べて普通の距離で可なりの分解能があり且發散能が多くない點が勝つてゐると考へられる。第 1 表第 3 圖以下に於て撮影した Cu, Al 對陰極の場合の X 線圖及び其れから計算した  $r, \sin \theta$ , 面間隔を掲げた。

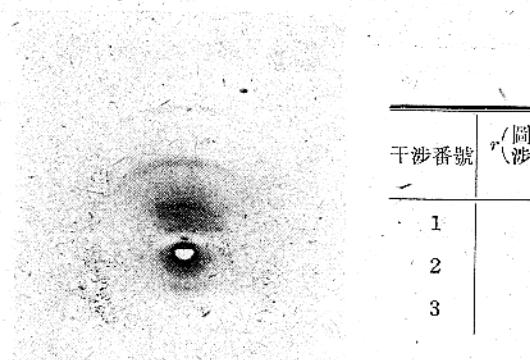
第 3 圖



干渉番号	$r$ (干渉点までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔 ( $n=1$ とした場合) $\text{\AA}$	次 数	面間隔 $\text{\AA}$
1	5.45	0.0581	13.3	3	39.9
2	7.1	0.0756	10.2	4	40.8
3	9.05	0.0958	8.0	5	40.0
4	13.0	0.1354	5.7	7	39.9

面間隔 (平均値)  $40.2\text{\AA}$

第4圖



ステアリン酸 AlK $\alpha$

干渉番號	$r$ (圓の中心より干涉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	次數	面間隔 Å
1	7.3	0.1048	39.9	1	39.9
2	15.3	0.2087	19.9	2	39.8
3	25.6	0.3162	13.15	3	39.45

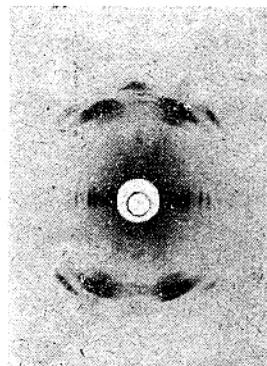
面間隔(平均値) 39.7Å

第2表  
ステアリン酸 CuK $\alpha$

干渉番號	$r$ (圓の中心より干涉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔 Å	次數	面間隔 Å
1	6.5	0.0692	11.10(9.95 $\beta$ )	4	44.4
2	7.35	0.0782	9.85	4	39.4
3	8.25	0.0875	8.80(7.90 $\beta$ )	5	44.0
4	9.1	0.0961	8.0	5	40.0
5	10.5	0.1103	7.0(6.26 $\beta$ )	7	43.82
6	11.75	0.1234	6.25	7	43.75
7	13.05	0.1363	5.65	7	39.55
8	15.25	0.1573	4.90	8	39.2

面間隔(平均値) 39.4Å 44.1Å

第5圖



第6圖

ステアリン酸 AlK $\alpha$

干渉番號	$r$ (圓の中心より干涉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔 Å	次數	面間隔 Å
1	6.5	0.0923	45.0	1	45
2	7.5	0.1060	39.2	1	39.2
3	13.5	0.1839	22.6	2	45.2
4	15.5	0.2082	20.0	2	40.0
5	22.3	0.2812	14.8	3	44.4
6	25.8	0.3137	13.25	3	39.75

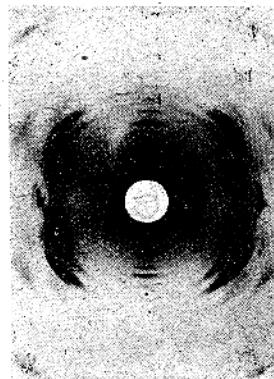
面間隔(平均値) 39.65Å 44.8Å

第3表  
パルミチニ酸  $CuK\alpha$ 

干渉番号	$r$ (圖の中心より干涉点までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{Å}$	次數	面間隔 $\text{Å}$
1	5.45	0.0581	13.25(11.90 $\beta$ )	3	39.75
2	6.05	0.0616	11.9	3	35.8
3	7.2	0.0765	10.10(9.02 $\beta$ )	4	40.4
4	8.15	0.0863	8.9	4	35.8
5	9.2	0.0973	7.90(7.10 $\beta$ )	5	39.5
6	10.25	0.1080	7.1	5	35.6
7	13.0	0.1351	5.7(5.12 $\beta$ )	7	39.8
8	14.5	0.1507	5.15	7	36.1

面間隔(平均値)  $35.8\text{Å}$   $39.9\text{Å}$ 

第7圖



第8圖

パルミチニ酸  $AlK\alpha$ 

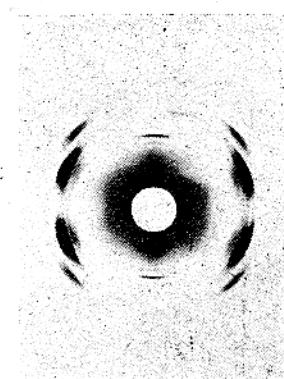
干渉番号	$r$ (圖の中心より干涉点までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{Å}$	次數	面間隔 $\text{Å}$
1	7.8	0.1016	40.9	1	40.9
2	9.1	0.1170	35.6	1	35.6
3	16.6	0.2037	20.2	2	40.4
4	19.1	0.2306	18.0	2	36.0
5	26.4	0.3065	13.6(13.0 $\beta$ )		
6	28.1	0.3126	13.3	3	39.9
7	30.8	0.3333	12.5(11.9 $\beta$ )		
8	32.9	0.3489	11.9	3	35.7

面間隔(平均値)  $35.8\text{Å}$   $40.4\text{Å}$ 

第9圖

第4表  
ラウリニ酸  $CuK\alpha$ 

干渉番号	$r$ (圖の中心より干涉点までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{Å}$	次數	面間隔 $\text{Å}$
1	5.15	0.0561	13.8	2	27.6
2	7.05	0.0747	10.3(9.23 $\beta$ )		
3	8.05	0.0817	9.25	3	27.75
4	12.0	0.1254	6.15(5.50 $\beta$ )		
5	13.5	0.1407	5.5	5	27.5
6	14.6	0.1510	5.10(4.67 $\beta$ )		
7	16.25	0.1665	4.6	6	27.6

面間隔(平均値)  $27.5\text{Å}$ 

第 10 圖

タウリン酸 AlK $\alpha$

干渉番號	$r$ (圖の中心より干渉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{\AA}$	次 數	面間隔 $\text{\AA}$
1	9.7	0.1516	27.4	1	27.4
2	20.2	0.2860	14.6(13.8)		
3	21.7	0.3021	13.7	2	27.4
4	38.7	0.4339	9.6(9.15)		
5	42.2	0.4530	9.15	3	27.45

面間隔(平均値) 27.4 $\text{\AA}$

第 11 圖

第 5 表  
セチルアルコール CuK $\alpha$

干渉番號	$r$ (圖の中心より干渉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{\AA}$	次 數	面間隔 $\text{\AA}$
1	5.9	0.0616	12.15	3	36.45
2	7.9	0.0837	9.2	4	36.8
3	10.0	0.0904	7.3	5	36.5

面間隔(平均値) 36.6 $\text{\AA}$

第 12 圖

セチルアルコール AlK $\alpha$

干渉番號	$r$ (圖の中心より干渉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{\AA}$	次 數	面間隔 $\text{\AA}$
1	7.9	0.1141	36.4	1	36.4
2	16.7	0.2270	18.3	2	36.6
3	27.9	0.3385	12.3	3	36.9

面間隔(平均値) 36.6 $\text{\AA}$

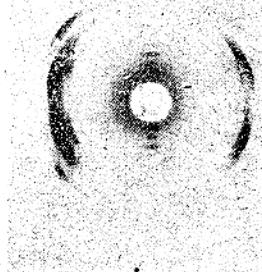
第 6 表

オクタデシールアルコール  $C_{17}K\alpha$ 

干渉番號	$r$ (圖の中心より干涉點までの距離 m.m.)	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{\AA}$	次 數	面間隔 $\text{\AA}$
1	5.25	0.0561	13.8	3	41.4
2	7.0	0.0744	10.35	4	41.4
3	8.95	0.0946	8.1	5	40.5
4	10.75	0.1103	6.8	6	40.8
5	12.5	0.1311	5.9	7	41.3

面間隔(平均値)  $41.1\text{\AA}$ 

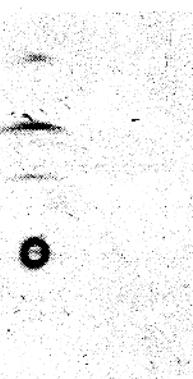
第 13 圖

オクタデシールアルコール  $AlK\alpha$ 

干渉番號	$r$ (圖の中心より干涉點までの距離 m.m.)	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{\AA}$	次 數	面間隔 $\text{\AA}$
1	8.5	0.1002	41.5	1	41.5
2	17.5	0.1965	21.2	2	42.4
3	30.0	0.3062	13.6	3	40.8

面間隔(平均値)  $41.6\text{\AA}$ 

第 14 圖

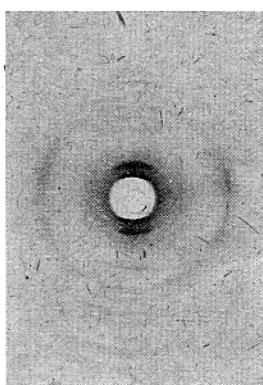


第1表より第6表まで從來發表された高級脂肪酸高級アルコールの二三に就いて各々の  $Cu$ ,  $Al$  対陰極によるX線圖を撮影し我々の製作した長波長のX線が何の程度に有力であるかを試験した。

第1表に結晶(アルコール再結晶)の小さい場合のステアリン酸の  $Cu$ ,  $Al$  対陰極の場合のX線圖の面間隔を掲げた。此の場合ステアリン酸2分子の長さに相當する周期  $39.9\text{\AA}$  のみが出現するが  $Cu$  対陰極の場合には第三次の反射から現はれ中心部に近い第一次, 第二次の反射は中心の入射X線のハーレーションの爲發見が困難で假令出來ても正確に測定し難い。(第3圖)此れに反して  $Al$  対陰極の場合は第4圖の如く極めて明瞭に第一次の

反射が現はれる。第2表には同様の結晶の稍大きい場合を掲げた。此の場合第3表のパルミチン酸の場合と同じく完全にフィルターしない場合は  $CuK\beta$  による反射と一致する他の大周期の存在が  $Al$  対陰極の場合には明瞭に認められる。以下の表即第4, 5, 6表の場合には  $Cu$  対陰極の場合と全く同様で大周期のみは第一次の反射から明瞭に測定出来た。以上の事から我々の製作した長波長X線装置が充分所求の目的に達する事が明になつた。次表の高級アルコールの硫酸エステルのNa鹽の大周期は文献に無いと考へられるから、此等の二三に就いて詳細に研究した。

第 15 圖

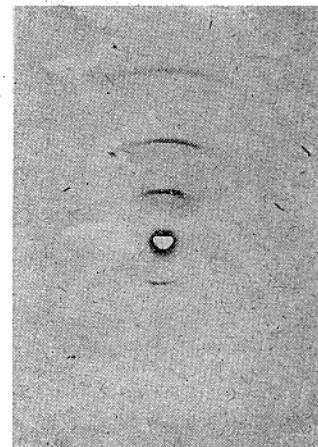


第 7 表  $C_8H_{17}\cdot O\cdot SO_3Na$  CuK $\alpha$

干渉番號	$r$ (圖の中心より干渉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{\AA}$	$n$	面間隔 $\text{\AA}$
1	5.0	0.0538	14.3	2	28.6
2	7.7	0.0823	9.55	3	28.65
3	10.2	0.1086	7.1	4	28.4
4	15.6	0.1608	4.8	6	28.8

面間隔(平均値)  $28.6\text{\AA}$

第 16 圖

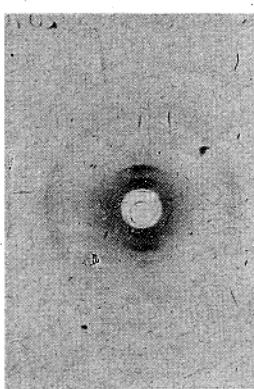


$C_8H_{17}\cdot O\cdot SO_3Na$  AlK $\alpha$

干渉番號	$r$ (圖の中心より干渉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{\AA}$	$n$	面間隔 $\text{\AA}$
1	9.8	0.1452	28.7	1	28.7
2	22.2	0.2927	14.2	2	28.4
3	41.8	0.4373	9.55	3	28.65

面間隔(平均値)  $28.6\text{\AA}$

第 17 圖



第 8 表

$C_{10}H_{21}\cdot O\cdot SO_3Na$  CuK $\alpha$

干渉番號	$r$ (圖の中心より干渉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) $\text{\AA}$	$n$	面間隔 $\text{\AA}$
1	4.4	0.0468	16.5	2	33.0
2	6.5	0.0692	11.1	3	33.3
3	13.2	0.1392	5.6	6	33.6

面間隔(平均値)  $33.3\text{\AA}$

第 18 圖

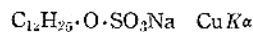


干渉番號	$r$ (圖の中心より干涉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	$n$	面間隔 Å
1	8.9	0.1276	32.2	1	32.2
2	11.0	0.1558	26.7	1	26.7
3	12.1	0.1694	24.6	1	24.6
4	19.0	0.2524	16.5	2	33.0
5	32.0	0.3684	11.3	3	33.9

面間隔(平均値) 33.0Å 26.7Å 24.6Å

第 19 圖

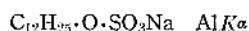
第 9 表



干渉番號	$r$ (圖の中心より干涉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	$n$	面間隔 Å
1	5.6	0.0601	12.8	3	38.4
2	7.5	0.08	9.7	4	38.8
3	9.4	0.1103	7.7	5	38.5
4	11.5	0.1205	6.4	6	38.4
5	15.6	0.1608	4.8	8	38.4

面間隔(平均値) 38.6Å

第 20 圖



干渉番號	$r$ (圖の中心より干涉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	$n$	面間隔 Å
1	8	0.1080	38.7	1	38.7
2	17	0.2167	19.2	2	38.4
3	28	0.3228	12.9	3	38.7

面間隔(平均値) 38.6Å

第 21 圖

第 10 表

 $C_{14}H_{29}\cdot O\cdot SO_3Na \quad CuK\alpha$ 

干渉番號	$r$ (圖の中心より干涉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	$n$	面間隔 Å
1	4.2	0.0453	17.0	2	34.0
2	5.2	0.0572	13.4 (12.06)	(3)	(40.2)*
3	6.3	0.0675	11.4	3	34.2
4	13.0	0.1361	5.7	6	34.2
5	15.2	0.1573	4.9	7	34.3
6	17.7	0.1808	4.3	8	34.4

\* 34.2 Å の三次の反射と別の大周期の三次反射との相重なつたものである。

面間隔(平均値) 34.3 Å 40.2 Å\*

第 22 圖

 $C_{14}H_{29}\cdot O\cdot SO_3Na \quad AlK\alpha$ 

干渉番號	$r$ (圖の中心より干涉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	$n$	面間隔 Å
1	5.2	0.1007	41.5	1	41.5
2	6.3	0.1213	34.2	1	34.2
3	7.1	0.1357	30.6	1	30.6
4	13.6	0.2433	17.2	2	34.4
5	15.9	0.2756	15.1	2	30.2
6	23.4	0.3633	11.45	3	34.35
7	26.9	0.3961	10.3	3	30.9

面間隔(平均値) 41.5 Å 34.3 Å 30.6 Å

第 11 表

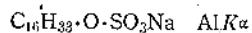
 $C_{16}H_{33}\cdot O\cdot SO_3Na \quad CuK\alpha$ 

干渉番號	$r$ (圖の中心より干涉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	$n$	面間隔 Å
1	5.7	0.0607	12.6	3	37.8
2	11.6	0.1213	6.4	6	38.4
3	13.8	0.1498	5.3	7	37.1
4	15.9	0.1636	4.7	8	37.6
5	18.0	0.1834	4.2	9	37.8
6	20.2	0.2037	3.8	10	38.0

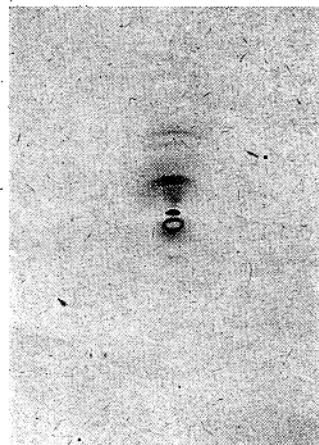
面間隔(平均値) 37.8 Å

第 23 圖

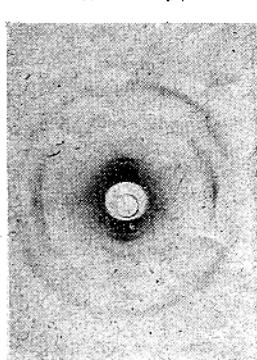
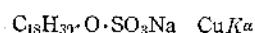
第 24 圖



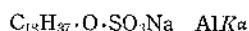
干渉番號	$r$ (圖の中心より干渉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	$n$	面間隔 Å
1	5.7	0.1097	37.9	1	37.9
2	6.5	0.1251	33.2	1	33.2
3	12.0	0.2190	18.9	2	37.8
4	14.2	0.2524	16.5	2	33.0
5	19.9	0.3267	12.7	3	38.1

面間隔(平均値)  $37.9\text{\AA}$   $33.1\text{\AA}$ 

第 12 表

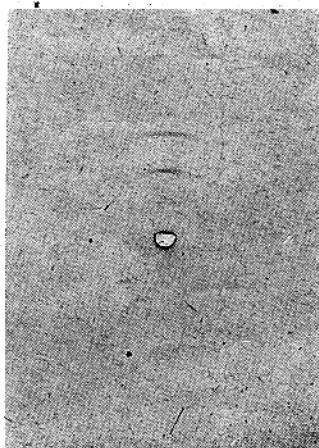


干渉番號	$r$ (圖の中心より干渉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	$n$	面間隔 Å
1	4.5	0.0480	16.05	3	48.15
2	5.3	0.0569	13.55	3	40.65
3	6.1	0.0659	11.7	3	35.1
4	7.5	0.0797	9.7	5	48.3
5	8.9	0.0944	8.2	5	41.0
6	10.5	0.1118	6.90	7	48.3
7	12.2	0.1279	6.0	8	48.0
8	14.4	0.1429	5.40	9	48.6

面間隔(平均値)  $48.3\text{\AA}$   $40.8\text{\AA}$   $35.1\text{\AA}$ 

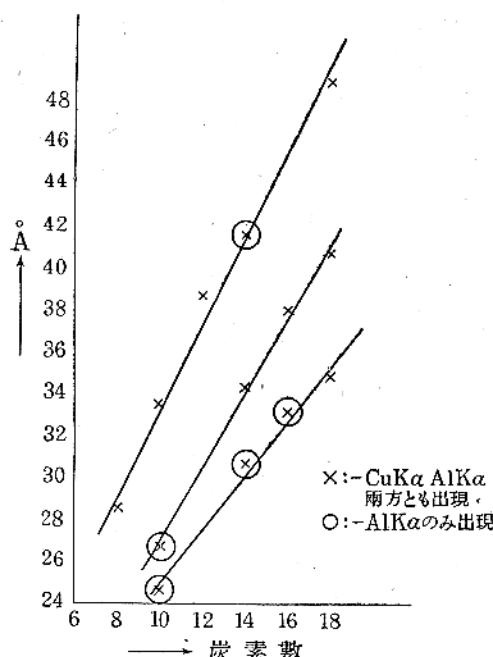
第 26 圖

干渉番號	$r$ (圖の中心より干渉點までの距離) m.m.	$\sin \theta$	面間隔( $n=1$ とした場合) Å	$n$	面間隔 Å
1	5.8	0.0858	48.5	1	48.5
2	7.0	0.1031	40.3	1	40.5
3	8.3	0.1193	34.8	1	34.8
4	12.4	0.1765	23.7	2	47.4
5	14.5	0.2025	20.3	2	40.6
6	19.0	0.2535	16.4	3	49.2
7	23.7	0.3029	13.8	3	41.4
8	27.7	0.3387	12.3	4	49.2

面間隔(平均値)  $48.6\text{\AA}$   $40.6\text{\AA}$   $34.8\text{\AA}$ 

第7表から第12表まで炭素數8から18までの偶數個の炭素原子を有する高級アルコールの硫酸エステルのNa鹽に就いて其等の大周期を炭素數を

第27圖 高級アルコールの硫酸エステルのNa鹽の大周期



横軸として plot すれば 3 個の直線となる。(第27圖) 今 2 分子會合した分子の鎖の底面への傾きを計算し上の方から順次  $\zeta_2$ ,  $\theta_2$ ,  $\nu_2$  と變態を命名すれば次の値をとる。

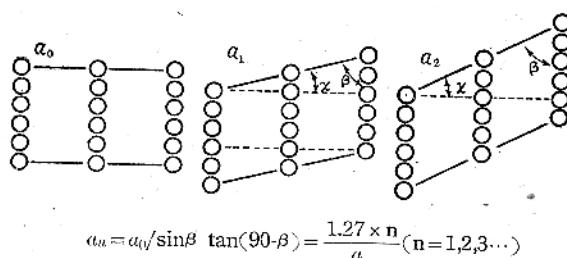
$$\zeta_2 = 54^\circ 47'$$

$$\theta_2 = 45^\circ 8'$$

$$\nu_2 = 30^\circ 47'$$

一般に此様な物質で多數の變態の共存するときは CuK $\alpha$  線を用ふる時は其の  $\beta$  線による反射と混同される不便と普通の撮影方法では 3 次以上の反

第28圖 bc 面が滑面となる場合に生ずる可能な型



射から出現する爲に強度は弱く多くの變態がたとへ共存してゐても是を探す事は困難である。我々

は AlK $\alpha$  線を用ひた爲に普通の CuK $\alpha$  線を用ひた場合に單に 1 種の結晶しか見出しえなかつた場合でも 2 種以上の變態を見出しえた譯である。

### 變態間の相互關係

前述の様に變態が容易に共存する點から其等の間に簡単な幾何學的關係が共存すると考へられる。パラフィンの結晶に關しては 1938 年 Schoon が此様な變態は自由エネルギーの極小に相當しなければならないとしてそれを充すには結晶内に於ける鎖状分子の排列は平行になる必要があると考へて一つの基本型から他の可能な型を導き出してゐる。今この様な考へが高級アルコールの Na 鹽の如き置換基がイオン力を有する場合にも適合するか否かを考察しよう。

是等の X 線圖が Thiessen 及び Schoon の Na-Stearat の X 線圖に極めて類似する事から豫備的に同様な指數標示を行へば次の如き Quadratische Formel が C<sub>16</sub> に對して成立し他の干涉點をよく説明する事が出来る。 $\theta = 30^\circ 47'$  の場合は豫備的にも Quadratische Formel を立てる事は此の程度の X 線圖からは出來なかつた。

$$\zeta_2: 0.01224h^2 + 0.01132k^2 + 0.0006996l^2$$

$$-0.004119hl$$

$$a = 10.42 \text{ Å} \quad b = 8.2 \text{ Å} \quad c = 53.47 \text{ Å}$$

$$\beta = 54^\circ 47'$$

$$\theta_2: 0.01380h^2 + 0.01487k^2 + 0.0006996l^2$$

$$-0.003093hl$$

$$a = 12.76 \text{ Å} \quad b = 9.0 \text{ Å} \quad c = 53.47 \text{ Å}$$

$$\beta = 45^\circ 8'$$

$$\nu_2: \beta = 30^\circ 47'$$

第 13 表

n (炭素原子數)	a (Å)	b (Å)	$\beta$
0	9.0	8.5	90°
1	9.1	8.5	82°58'
2	9.2	8.5	73°14'
3	9.8	8.5	67° 3'
4	10.3	8.5	60°33'
5	11.0 (10.4)	8.5 (8.2)	54°44' (54°47')
6	11.8	8.5	49°45'
7	12.7 (12.8)	8.5 (9.0)	45°21' (45°8')
12	17.7	8.5	30°30' (30°47')

6) Th. Schoon: Z. Phys. Chem. B 39 385 (1938)

7) P.A. Thiessen u. J. Stauff: Z. Phys. Chem. A 176 397 (1936)

今基本型として斜方晶系 ( $a=9.0\text{ \AA}$ ,  $b=8.5\text{ \AA}$ ) を擇び之が Schoon の機構によつて bc 面が炭素原子 1 個に相當する距離だけ順次ずれて行くと考へれば次の如き角度の種々異つた單斜晶系が生ずる。(第28圖, 第13表)

括弧で示したのは實際に求められた値である表からわかる様に實際に求められた  $a$ ,  $b$  軸及び軸角  $\beta$  は Schoon の機構により bc 面が炭素原子 5 個, 7 個, 12 個に相當する距離だけずれたと考へる場

合に生ずる單斜晶系と一致する, 故にパラフィンにイオン力を有する如き置換基が存在してゐても結晶を構成する力はパラフィンと同じ様に Dispersion の力が重な役割をするのではなからうかと考へられる。

終に臨み本研究に當り終始御懇切なる御指導を賜りし櫻田先生並補助金を與へられた服部報公會に深く感謝の意を表する。

## 〔総 説〕

# 結晶に依るX線の異常反射

大阪帝國大學理學部 澤 田 昌 雄

### 1 緒 言

強い單色X線を含んだ白色X線を單一結晶に入射するとき、普通の Laue 斑點として簡単に解釋出来ぬ餘分の斑點を生ずることが、最近になつて數多く發見され議論の的となつて居る。この現象をば解釋せんとする試みは大別して三となる。

第一は Faxen, Zachariasen 及び Slater 等による結晶格子の熱的運動による擴散射 (Diffuse scattering) <sup>1)</sup> として説明して居る。第二は Preston の提倡に依るもので、格子の熱的振動によつて、結晶が一原子又は數個の原子を含む群に分れる考へる。熱的振動は原子間距離を一群より他の群へと極く僅かに變化せしめる結果原子群に特有な新しい廻折を生ずると考へるものである。Bragg もこの同様の考へによつて、簡単な計算を行つて居る。第三の説は Raman-派の考へによるもので、入射X線によつて量子力學的に結晶内に光學的の振動を生じたことに起因する現象として解釋せんとして居る。次にこの最後の Raman 等の説の主要部を紹介する。

### 2 結晶に依るX線反射の二つの型

Max von Laue が波動論の原理をば、X線の結晶に依る廻折に應用してこれが實驗的に立證され、その當時大問題であつたX線は粒子か波動かの問題を解決し、波動の假定に導いた。然し現今では實在物には本質的二重性がある。即それは波動性と粒子性である。この二つの性質は互に補足し、矛盾しないので吾々の觀測しうる現象の完全な像を得るために兩者共に無視し得ないことは明かである。それ故に Laue 現象の波動性と

同様にその粒子性をも考慮せねばならない。この見地よりすればX線反射の二つの種類の存在が明瞭となる。粒子的見地よりすれば、Laue型のX線反射は光粒子と結晶格子との彈性的衝突であり、波動的見地よりすれば、結晶の構造は靜力學的の週期性を有する事となる。このことは結晶中に於けるX線反射の第二の型が可能であるを示す。即粒子的立場からは非彈性的衝突で、このとき光粒子はそのエネルギーの一部をば衝突の際に與へ、結晶格子の振動を喚起する。一方波動的立場よりすれば、反射はこの様な結晶格子の振動によつて電子密度が動力學的に成層される事である。

何れの立場よりみても、この第二の型のX線反射にはX線の振動数の變化は必然的に現れ、それ故に之を量的又は變波長反射と稱し、普通の Laue 斑點を與へる型のものを古典的又は不變波長反射と云ふ。

### 3 變波長反射の幾何學的關係

吾々はX線の變波長反射及それの結晶構造との關係を詳しく考察する。古典的又は不變波長のX線反射は結晶中の電子密度は三次元空間中位置の週期的函數であることに依るのは明かであつて、一定の結晶面で反射される強度は、構造振幅にて決定される。構造振幅とは該結晶面の法線の方向に結晶中を動いたときの平均の電子密度の變化を表すものである。構造振幅を決定する最も重要な因子は、この結晶の單位格子内に存する原子の位置で、勿論各原子内の電子の數及その電子密度の分布も亦考察する必要がある。實在の結晶はその単位格子に一個以上の原子を含み、原子はそれらの近隣の間に作用する力の結果それら自身の位置に支持されて居り、各個の原子はその平衡の位置の周りに振動して居る。併し原子間の力の存在を考へるときは、結晶格子は全體として考へてその可能な振動型に注目する方が適切である。こ

1) Faxen: *Z. Phys.*, 17 277 (1923)

2) Zachariasen, Slater: *Phys. Rev.* 57 597, 795 (1940)

3) Preston: *Proc. Roy. Soc.* 172 116 (1939)

4) Bragg: *Nature* 146 509 (1940)

5) 數多の論文は本誌の本號及前號の文献に掲げてある。

これらの振動型は、こゝに分類される。即一つは音響的、他は光學的である。音響的振動は大部分その振動数は低く、一方光學的振動はその振動数は赤外線の範囲に存在して居る。これらの二つの組に含まれて居る振動の性質は本質的に相異して居る。

音響的振動は主に結晶の単位格子の並進運動であり、一方光學的振動は、各単位格子中の原子は相互にそれらの共通の重心の周りに振動するのである。

従つて音響的振動は単位格子中の原子相互の變位、一方光學的振動の場合は、単位格子の並進運動は何れも比較的大した重要性を持たない。次に吾々は結晶格子の光學的振動に注目し、X線反射に際し、重要な構造振幅に對する影響を考察する。

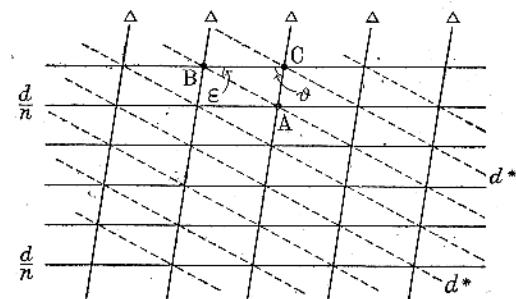
(a) 悉ての単位格子中の振動は、同一の振動數、振幅及位相である場合 この制限の下では、原子の振動は結晶構造の一様性に影響はない。即結晶面の面間距離及方向には全然變化はない。然し、結晶の構造振幅は時間と共に變化し、その程度は原子の變位の大さと方向に依存して居り、此時單に考察中の面に垂直な成分のみ有效である。これらの條件の下では、結晶中の電子密度は二種類の異つた面距離の變化を生ず、一つは靜力學的構造振幅で、これは時の函數ではない。他の一つは動力學的構造振幅で、これは時と共に變化し、結晶格子の光學的振動と同一の振動数を有す。若しも結晶の振動が充分に強ければ、動力學的構造振幅の存在のために、明かに靜力學的構造振幅に變化を生じ、多くの場合にこの様な振動のない場合よりもそれを小さくする傾向がある。光學の理論によれば、動力學的構造振幅は、靜力學的構造振幅と同様に鮮銳な單色反射を生ずる。只區別すべき點はこの反射には波長の變化を伴へることである。この様な假定の下では、動力學的構造振幅は、靜力學的のものとは、それらの面間距離及方向に關しては同一で、靜力學的及動力學的反射を觀測するに必要な幾何學的條件も亦全然同一である。即入射X線が單色なれば變波長及不變波長反射は、Braggの條件が満足されぬ限り觀測出来ない。

次に原子振動は結晶を構成して居る悉ての単位格子中で同一の位相にて生ずると云ふ制限を撤

廢する。即

(b) 振動は何處でも同一の振動數と振幅をもつが、その位相が単位格子より単位格子へと變化して居る場合 この位相の變化は、不變波長反射を與へて居る靜力學的構造振幅には影響を及ぼさないが、動力學的振幅には大いなる影響がある。この關係は第1圖によつて理解し得。

第1圖



圖に於て、細線は結晶面を表し、その面間距離は  $\frac{d}{n}$  である。これは又若しも原子振動の位相が到る處同一であれば、電子密度の時間的變化が同一である様な面である。これらに斜交する太い線は、それに沿つては原子振動の位相が一定である面を示す。この格子振動の位相波の波長を  $d$  とする。電子密度の脈動の位相が一定である様な面、即電子密度の動力學的な成層面は、結晶面距離及原子振動の位相波面の交點を通ずる面で、圖にて破線にて示し、その波長を  $d^*$  とする。これら三組の面の面間距離の間には、次の様なベクトル的の關係がある。第1圖の三角形に於て、その二邊の和は第三邊にベクトル的に等しい。このベクトル式をこの三角形の面積にて割れば、各頂點より對邊に下した三垂線（即上記三組の面の面間隔）間の逆数の間に次のベクトル式を得。

$$\frac{\vec{1}}{d^*} = \frac{\vec{n}}{d} + \frac{\vec{1}}{d} \quad (1)$$

上式にて  $d$  が無限大なるときには、 $d^*$  と  $\frac{d}{n}$  とは大きさ方向共に同一となる。これらの場合には古典的及量子的反射は既述の様に一致する。これら場合の光學に關しては、古典的及量子的反射は共に同一の基礎の上に立つて居る。前者に對しては Bragg の條件

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2)$$

が満足されなければならぬ。これに對應して量子

的反射に對しても同様に

$$2d^* \sin \psi = \lambda \quad (3)$$

の條件が必要である。茲に  $\theta$  及  $\psi$  は夫々靜力學的及動力學的成層面に對する入射線の入射角であり、夫々の入射面内にて測る。

$\vartheta$  及  $\epsilon$  にて結晶面が夫々位相波長及動力學的成層面となす角とすれば、第1圖の  $\triangle ABC$  に於て

$$\frac{\sin \vartheta}{AB} = \frac{\sin(\vartheta + \epsilon)}{BC} = \frac{\sin \epsilon}{CA}$$

一方  $AB \cdot d^* = BC \cdot \frac{d}{n} = CA \cdot A$  なれば、

$$d^* \sin \vartheta = \frac{d}{n} \sin(\vartheta + \epsilon) = A \sin \epsilon \quad (4)$$

なる關係式を得。 (3) 及 (4) の兩式より、

$$2d \sin \psi \sin(\vartheta + \epsilon) = n \lambda \sin \vartheta \quad (5)$$

今 (4) 式より波長  $A$  が結晶面間距離  $d$  又は動力學的成層面の  $d^*$  に比して大であれば、 $\epsilon$  は  $\vartheta$  又は  $\vartheta + \epsilon$  に比して小となり、夫故に  $\vartheta$  が  $0$  又は  $\pi$  でない限り (5) 式は近似的に、

$$2d \sin \psi = n \lambda \quad (6)$$

となる。即 (3) 式に於て、單に  $d^*$  を  $\frac{d}{n}$  と書けばよいので、動力學的成層面の面間の距離をば結晶面のものにとればよい。(6) 式は  $\psi$  の代りに  $\theta$  とかければ (2) 式と同一で、量子的反射の幾何學的法則は古典的反射に對する Bragg の法則と類似して居る。入射X線と量子的反射とのなす角度は  $2\psi$  であるから、(6) 式は量子的反射と入射線との角度は結晶の位置には無關係で、結晶の Bragg の位置に於て、入射X線と古典的反射線となす角に等しい。

若しも  $A$  が無限大であれば、(4) 式より  $\epsilon = 0$  となり (6) 式の近似式は精確な (5) 式と恒等となる。このことが如何なる程度迄真であるかは、 $\epsilon$  が有限のときに角度  $\vartheta$  に依る。若しも  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  であれば  $\sin \vartheta = 1$  にして、このとき  $\epsilon$  が約  $\pm 10^\circ$  ても  $\sin \vartheta$  は  $\sin(\vartheta + \epsilon)$  と大差はない。

夫故に、位相波面が結晶面をば縦断する特別な場合には (6) 式は量子反射の嚴密な幾何學的法則と考へ得。併し位相波面の結晶面に對する傾き  $\vartheta$  が  $\frac{\pi}{2}$  より非常に小なるときは、 $\sin \vartheta = \sin(\vartheta + \epsilon)$  と  $\epsilon$  が非常に小ならざる限り書けない。

このときは精確な (5) 式を用ふる必要がある。こ

のためには量子的反射と入射線のなす角  $2\psi$  は結晶の位置に無關係ではないので、(6) 式で與へられる一定値よりも、 $\epsilon$  の負又は正によつて、大又は小である。即力學的成層面が結晶面に關して一方又は他方の向きに傾斜して居るに従つて上の様に一定値より大又は小である。靜力學的又は力學的の反射面は  $A$  が無限大なるとき、従つて  $\epsilon$  が零値を取るときに一致する。双方の反射に對する入射面はそれ故にこの特別の場合には全く等しい。この結果が一般に眞であれば、特定の結晶面距離による、量子的反射は普通の Laue 反射と同様に、同一の入射面に現れる。この際には

$$2\psi = (\theta + \phi), \quad 2\epsilon = (\phi - \theta)$$

で、 $\phi$  は結晶面に關して測定された量子的反射の入射角である。このときは (5) 式は

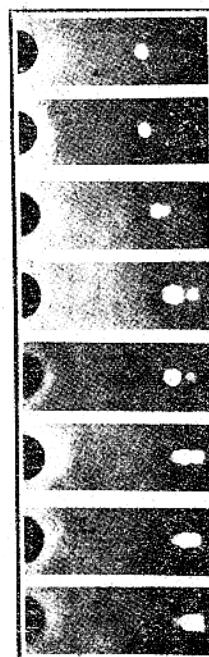
$$2d \sin \frac{\phi + \theta}{2} \sin \left( \theta + \frac{\phi - \theta}{2} \right) = n \lambda \sin \vartheta \quad (7)$$

で、(6) 式は

$$2d \sin \frac{1}{2}(\phi + \theta) = n \lambda \quad (8)$$

となる。

第2圖



(7) 式を見れば、精確なこの式は、悉べての場合に、 $\phi$  は (8) 式に示すよりは常に  $\theta$  に近いことを示し、その差は  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$  のとき最小である。即一般に  $\vartheta$  が  $\frac{\pi}{2}$  より小さるとときに、量子的反射は近似式によつて與へられる固定値よりは、Laue 反射に近く現れる。量子反射は結晶を迴轉すれば Laue 斑點と同一の方向にその速度は甚だ徐々なれど動き、Bragg 位置のときに Laue 斑點に超越され、更に結晶がこの Bragg の位置より遠去かれればそれに追隨して運動を續ける。

この關係は第2圖に示される。ダイヤモンドの

(III)面よりの反射による Laue 斑點と CuK $\alpha$  及 K $\beta$  線による變波長反射の結晶位置に依る相對位置の變化を示すものである。第3圖は岩鹽のLaue 寫真で變波長反射の斑點が數多く普通の Laue 斑點の内に現れて居る。

### 變波長反射の強度

變波長反射はエネルギー量子  $h\nu^*$  を取上げる結果として、光量子は結晶より  $h(\nu-\nu^*)$  のエネルギーを持つて出る。 $\nu$  及  $\nu^*$  は入射及結晶振動の振動数である。エネルギー  $h\nu^*$  はすべての結晶格子に分與されるので、振動の振幅及その結果たる力學的構造振幅は非常に僅小である。それ故に、この様な過程を生ずる確率は非常に小さい様に一考されるが結晶中の格子の數  $N$  が非常に多い爲差引き等閑視されなくなる。即  $\nu^*$  の周圍に  $N$  個の分立した振動数をすることとなる。この大數の分數  $\frac{dN}{N}$  がある一定状況の下に量子反射の強度を決定する際に有效となるのである。この分數は明かに位相ベクトル  $\frac{1}{4}$  の大きさ及方向の分數であり之を便宜上  $\delta$  にて記載す。

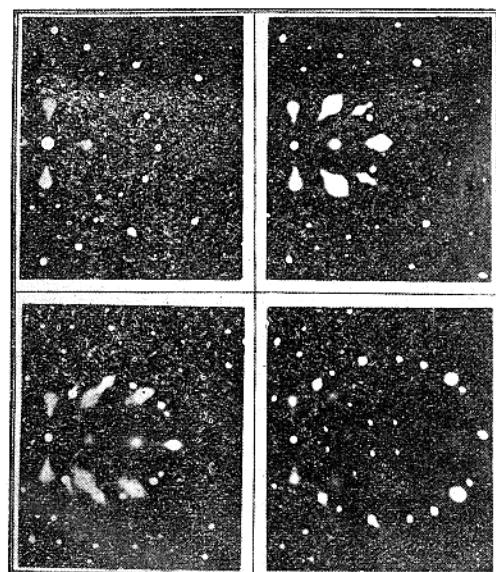
$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{4\pi} G(\delta, z, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta dz d\delta \quad (9)$$

この式中  $\vartheta$  は既述の位相波面の結晶面に對する角度であり、 $z$  は結晶面及位相波面へ共に垂直な方面の方位角で、これの標準面  $z=O$  は結晶面への入射面をとる。 $\sin \vartheta d\vartheta dz$  はベクトル  $\delta$  が存在する立體角要素である。 $G$  函數は  $\delta$  に依存して居り、特性振動数  $\nu^*$  は  $\delta$  の零値に對應するから、可能な自由度は  $\delta$  の小なる値の附近に密集し、 $\delta$  の大なる値に對して稀薄となる。換言すれば  $G$ -函數はその最高値を  $\delta=0$  のときに有し、 $\delta$  が増大すると急激に減少する。今  $G$ -函數中の他の變數を一定値とす。即  $z=O$ ,  $\vartheta=\frac{\pi}{2}$  とすれば、量子的反射の強度變化は、單に入射角及反射角にて決定される。この場合には、(1) 式より量子反射の強度は Bragg の位置で最大値を有し、結晶がこの角度より何れの方向へ遠去かることも、急激

\*結晶格子の光學的振動は結晶によつて散亂された光のスペクトルの鋒銳さによつて見られる様に、可成一定の振動数を有す。又光の散亂に於て観測される振動数が散乱角にて著しく變化しないことは、格子の振動数は近似的には格子の波長に依存しないとを示して居る。

に減衰することを知る。一定範囲の  $\delta$  の値の自由度の數は、 $G$ -函數に於て波面の結晶面に對する傾き、及靜力學的及動力學的成層面の兩者に垂直な面の方位角に依存して居る様に表してあるが、これは力學的の根據の上に豫定し得ることである。結晶に於て、衆知の様に音響型の振動の波長及振動数の間の關係は傳播の方向及振動の方向の函數であり、等軸品系の結晶でさへも三つの面に

第 3 圖



分離するのである。それ故に光學型の振動に於ても自由度の分布が結晶中の波面の位置及原子振動の方向に無關係であるとは云へない。吾々の當今の問題に對しては、原子の變位が研究中のある一定の結晶面に垂直である様なものとの振動型に關係して居る。即結晶面に平行である様な變位はそれらの構造振幅に影響はない。夫故に兎も角  $G$ -函數は問題の角  $\vartheta$  及  $z$  に強く、又著しく依存して居ると豫想出來よう。若しも、位相波の方位を決定して居る  $\vartheta, z$  が全然任意のものであるとせば、結晶をある一定の位置に据えたときに X 線の反射に必要な光學的條件は、この様な反射に對して單獨の方向を指示するには充分であらう。しかし、解折的又は幾何學的\*に、この場合には  $\delta$  の最小値從つて最大強度の反射の方向は  $z$  及  $\vartheta$  が  $O$  及び  $(\frac{\pi}{2}-\phi)$  のときで次に導く如く、(12) 又は(13) 式を與へることが證明し得る。今之を幾何學的に今迄得た結果も概観しながら證明しよう。

入射線及それによつて結晶中に喚起される波動の間に運動量の保存則が成立するとすれば、

$$\frac{\vec{h}}{\lambda} = \frac{\vec{h}}{\lambda'} + \frac{\vec{h}}{d^*} \quad (10)$$

茲に  $\lambda$ ,  $\lambda'$ , 及  $d^*$  は夫々、入射、散乱X線及勵起された振動波の波長である。併し入射波の振動数は反射波のそれに比し非常に大で  $\lambda = \lambda'$  としても大した誤差はない。(1)式と(10)式より  $d^*$  を消去して

$$\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} = \frac{\vec{n}}{d} + \frac{1}{A} \quad (11)$$

を得て居る。

(11)式はX線の量子的反射の最も一般的の法則を與へて居る。

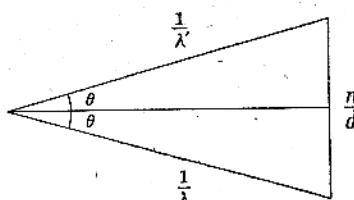
これを言葉であらはせば、結晶面間距離の逆数及結晶格子の光學的振動の位相波長の逆数をベクトル的に加へる。その合成ベクトルの値の逆数は電子密度の力學的成層面の面間距離を與へ、ベクトルの方向はこの面の法線である。これらの力學的成層面が變波長の線を反射する。

(11)式は  $A$  が無限大のときに、

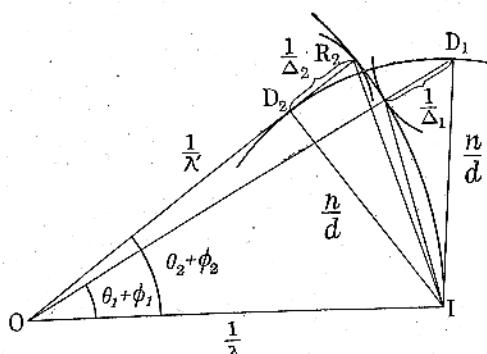
$$\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} = \frac{\vec{n}}{d} \quad (12)$$

となり、之れを圖示すれば第四圖の如くなる。 $\theta$  は入射角及反射角でこれより直に(2)式に示す Bragg の式を得。これは既に述べた悉ての単位格子の振動は同一の振動数、振幅及位相である場合である。

第4圖



第5圖



今(11)式を圖示すれば、第5圖で、結晶が

Bragg の位置より左右に偏れた状態である。

而して  $A$  は(11)式を満足する様に最小に選んだのである。

反射方向を  $OR_1$  とし、他の場合には  $OR_2$  とす。これで有效な面間距離は一方では  $d$  より大、他方では  $d$  より小である。正しい Bragg の位置では  $OR_1$  と  $OR_2$  とは一致する。量子反射の幾何學的法則は第五圖より明かに

$$d \sin(\theta + \phi) = n\lambda \cos \phi \quad (12)$$

$$\text{又は } d(\sin \theta + \cos \theta \tan \phi) = n\lambda \quad (13)$$

となり、 $\theta = \phi$  なるとき Bragg の式となる。併し、若しも(9)式に假定した様に分布函数  $G(\delta, x, \varphi)$  中に角  $\varphi$  及  $x$  が現れたならば、(13)式の導來される様な考へは正しくはないので、この式にて與へられる結果は全然實驗に反するであらう。何故なれば、この様な場合には、この函数の最大値は單に  $\delta$  の變化のみでは定められない許りではなく、又  $x$  及  $\varphi$  の獨立的の變化でも定められない。そして  $G$ -函数をば最大にすべきこれらの角度の特定値は、それ故に變波長反射の強度及それが觀測される面及方向に影響を有して居る。 $x$  の値は反射面を定め、一方  $\varphi$  の値は、その面中での反射の方向に影響がある。それ故にこれらの角度がより精確に限定されたそれ丈鮮銳に反射の方向は決定される譯である。分布函数が角度に依存して居ることは量子的反射のすべての觀測しうる様子を決定するに重要な役目を有して居る。即ち量子的反射が見出される面及方向その鮮銳度及その強度等の量子的貌である。 $\varphi$  の特定値は殊に重要で研究に擇ばれた物質に依り又反射の認められる結晶面の特定の組に依存すると豫想される。それは量子的反射をば可成廣い結晶位置に觀測し又その實驗的結果をば一般式(5)又はその近似式(7)と比較すれば求めうるだらう。

以上は Raman 等の理論的研究の大要であるが之要、實驗と比較し得べき式としては(7), (8) 及(12)即(13)式である。

(12)即(13)式は Faxen 及 Zachariasen の式と全く同様でこのとき  $\varphi$  は X 線の熱的擴散の最高強度の方向となる譯である。

以上は Raman 一派の説であるが、尙詳しく述べた結果この一致を吟味する餘地があつて決定的ではないと思はれる。この異常反射の實驗的結果の報告は次の機會に譲る。

## 〔講 義〕

## X線透過検査法(其の二)

## 第二章 X線の減弱

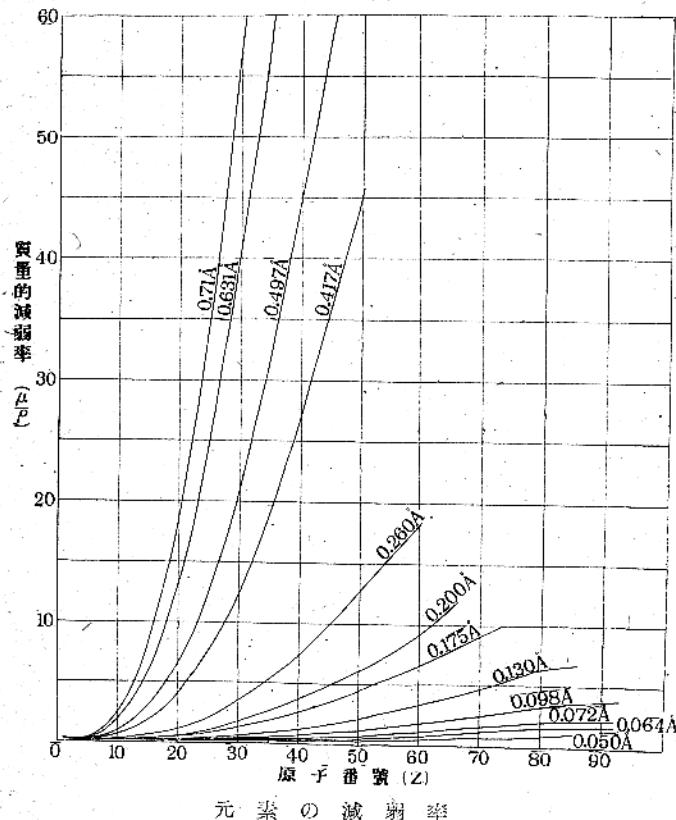
## 第一節 原子番号、波長、比重の影響

一定の波長のX線が一つの物質を透過するときは、その強さは厚さの指數函数によつて減弱する。即ち強さ  $I_0$  のX線が厚さ  $d$  梶の物質を透過した後の強さを  $I$  とすると

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (2)$$

となる。  $\mu$  はその物質の減弱率と稱せられるものである。X線が物質を透過する場合の減弱は二つの機構からなる。その一つは物質による眞の吸收であつて、他の一つはその物質中に於ける散乱である。即ち減弱率  $\mu$  は吸收率  $\tau$  と散乱率  $\sigma$  との和

第14圖



である。

一定の波長のX線に對しては、吸收率  $\tau$  は大體物質の原子番号  $Z$  の三乗に比例し、散乱率  $\sigma$  は原

島津製作所 關 戸 信 吉

子番号には餘り關係しない。なほ吸收率及び散亂率は物質の比重  $\rho$  に比例する。故に  $C_1$  及び  $C_2$  を比例の常数とすれば、一定波長のX線に對しては

$$\mu = \tau + \sigma = C_1 Z^3 \rho + C_2 \rho \quad (3)$$

となる。この  $\mu$ 、 $\tau$  及び  $\sigma$  は同一の物質でもその状態によつてその値が變化するので、これらをその物質の比重で割り  $\mu/\rho$ 、 $\tau/\rho$  及び  $\sigma/\rho$  とし、これらをそれぞれ質量的減弱率、質量的吸收率及び質量的散乱率と呼ぶ。即ち

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} = C_1 Z^3 + C_2 \quad (4)$$

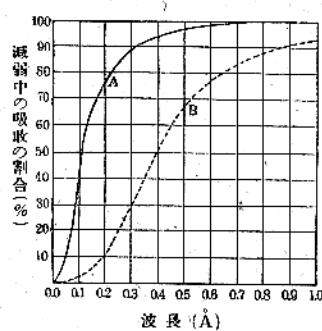
種々の物質の  $\mu/\rho$  の値は測定されてゐる。第14圖はこれを示すものであつて、(4)式の正しいことを示してゐる。

吸收率  $\tau$  はまたX線の波長が大になると著しく大となり、波長の三乗に比例して増加する。從て (4) 式は

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} = CZ^3 \lambda^3 + C_2 \quad (5)$$

の形となる。然るにX線管に加へる電圧がたとへ一定であつても、出るX線の波長は單一なものではなく、種々の波長の混合したものである。從てX線管電圧が知られても、(5)式に代入す

第15圖



吸收と散乱との割合

べき  $\lambda$  の値は簡単には得られるものではない。

(5)式に於て  $Z$  及び  $\lambda$  の値が大であればある程

第一項は第二項に比して大である。このことからX線が或物質によつて一定量の減弱を受けるとき吸收と散乱の何れが主役を演ずるかを知る事が出来る。第15圖はこの關係を示すものである。例へば $0.2\text{Å}$ の波長のX線が銅によつて一定量の減弱を受ける場合には全減弱中の76%は吸收であり、24%は散乱である(曲線A)。然るに同じX線が水によつて減弱される場合には僅か10%が吸收であつて大部分の90%が散乱である(曲線B)。

## 第二節 透過物質の厚さの影響

波長一定のX線に對しては減弱率は一定であるから、透過物質の厚さと透過X線の關係は(2)式に示されたやうに指數函数で減少する。然るに一定電壓の下に於てX線管から出るX線は單一波長のものではなく、波長に對する強さの分布圖は一般に第16圖に示す如きものである。 $\lambda_0$ は最短波長であつてその値は理論及び實驗上

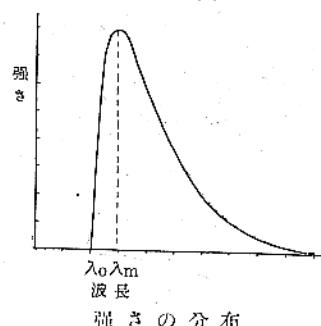
$$\lambda_0 = \frac{12.34}{kV} \quad (6)$$

なることが確定せられてゐる。但し kV は X 線管にかかる最高電壓をキロボルト単位で表はした値である。最大エネルギーを有する波長  $\lambda_m$  は種々の實驗結果があるので確實ではないが、大體

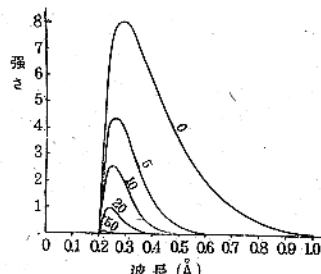
$$\lambda_m = 1.5\lambda_0 \quad (7)$$

くらゐのものと考へられる。

第16圖



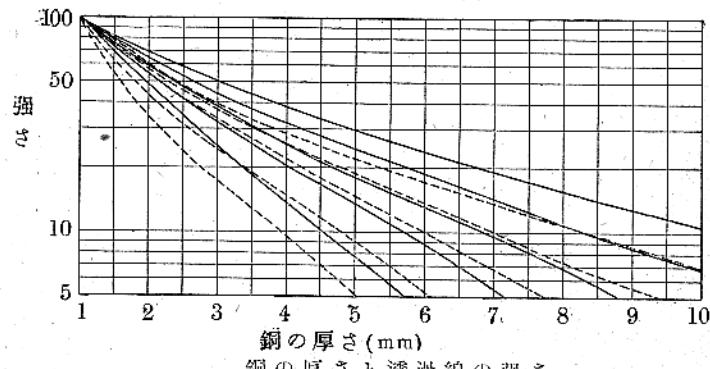
第17圖



X線の強さの分布圖  
曲線0.5, 10, 20, 50, はAl板0,  
5, 10, 20, 50粂を透過後の強さ

然るに前に述べたやうに波長の大なるX線は著しく吸收されるから、物質透過に際してはX線管から出る種々の波長の混合せるものの中から波長の長い部分は短い部分よりも多く吸收され、平均の波長は吸收板の厚さと共に漸次短くなる。第17圖はこの一例を示すものである。かやうにしてX線が或厚さの物質に入ると物質の各層毎に漸次平均波長は小となり、透過X線は透過力の大なるものになるから、これをX線が硬くなつたと稱する。第18圖は種々の電壓に於てX線管から出るX線が銅を透過した場合に、その厚さと透過X線の強さとの關係を示すものである。これによれば吸收物質の厚さの増加につれて強さは最初は極めて急激に、それから漸次緩かに減少することが解る。即ちこの混合線に對する減弱率は物質の厚さの増すに従ひ最初は急に減少し遂に一定となる。第18圖の半對數方眼紙に畫いた曲線が遂に直線となつてゐることは  $y = e^{-\mu x}$  なる式の  $\mu$  が一定となつた考へてよい。減弱率が一定になると云ふことは、X線が物質のそれだけの厚さを透過すると波長の長い部分は大部分吸收されて、最早それ以上に著しいX線の硬化がなく、實際的には殆ど單一波長と見做し得ると云ふことである。圖に於て實線と點線との相違は物質にあつてX線束の面積の大小によるものである。照射野が大であれば散亂線の發生する源もそれに應じて大であるから、これが加はるので透過する線の量が多いのである。これから考へると大照射野にした方が有利のやうではあるが、散亂線は種々の方向に向ふものであるから、X線フィルム又は螢光板の面に一面にあたり、寫真を不明瞭にする。從て照射野は出来るだけ小にするのがよい。

第18圖



### 第三節 X線像の明瞭度

第19圖に於て  $K'$  を金属の塊としてその中に  $K'$  を示した穴があるとする。上方から強さ  $I_0$  なる X 線をあてればこの塊を通つて下方に出るのであるが、 $K'$  の所には穴があるから X 線の通る厚さが薄いことになり、從て吸收も小である。若し  $K'$  が穴でなく周囲よりも X 線の透過困難な物が詰つてゐる場合には、ここを通る X 線は多く吸収される。從つて塊の下方に置かれたフィルム又は螢光板の上にあたる X 線の量は場所によつて異り、 $K$  の下の方は  $I$  であり、 $K'$  の下の方は  $I'$  となる。

一般に二つの量の相違を表はすには、その差を以てする方法と比を以てする方法とがあるが、寫眞又は螢光板の如く眼の感覚に訴へる場合には、比を以てする方法が吾々の感じに一致する。第19圖を参照してこの強さを計算しよう。 $K$  及び  $K'$  の減弱率を  $\mu$  及び  $\mu'$  とし、その厚さを  $d$  及び  $d'$  とし、 $K'$  の上方及び下方の厚さを  $d'$  及び  $d_2$  とし  $K'$  の上面及び下面に於ける X 線の強さを  $I_1$  及び  $I_2$  とすれば

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

$$I' = I_2 e^{-\mu' d_2} = I_1 e^{-\mu' d'} e^{-\mu' d_2} = I_0 e^{-\mu' d'} e^{-\mu' d'} e^{-\mu' d_2}$$

$$= I_0 e^{-\mu' d'} e^{-(\mu - \mu') d'}$$

$$\text{従て } \frac{I'}{I} = e^{(\mu - \mu') d'}$$
(8)

となる。この比の値が大なるほど  $K'$  の像はよく識別される。即ちこれが X 線像の明瞭度である。これをフィルム又は螢光板に受けると、それの特性に従て更に寫眞像又は螢光像の對照度が定まる譯である。

さて (5) 式により

$$\mu = \tau + \sigma = CZ^3 \rho \lambda^3 + \sigma$$

$$\mu' = \tau' + \sigma' = CZ^3 \rho' \lambda^3 + \sigma'$$

これを上式に代入すると

$$\frac{I'}{I} = e^{(\mu - \mu') d'} = e^{C(Z^3 \rho - Z^3 \rho') \lambda^3 + (\sigma - \sigma') d'}$$
(9)

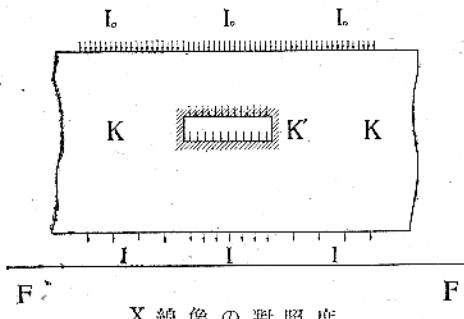
となる。然るに質量的散乱率  $\sigma/\rho$  は物質に依ては餘り著しい差はないが、比重  $\rho$  は物質によつて異なる。従て  $\sigma = \sigma'$  と云ふことは出来ないけれども  $C(Z^3 \rho - Z^3 \rho')$   $\lambda^3$  の項に比して  $(\sigma - \sigma')$  の項は小である。それ故に  $I'/I$  は大體  $(Z^3 \rho - Z^3 \rho')$   $\lambda^3 d'$  によつて支配されることとなる。

これから同じ形で物質が異なる場合の像の明瞭の程度はどうなるか、又波長が異なればどうなるかなどのことが知られる。例へば同じ形の鐵と銅との塊があつてその中に同じ形の穴があるときは、

いづれが明瞭に見えるかを考へて見よう。

鐵の原子番號  $Z$  は 26 で比重  $\rho$  は 7.8 であるか

第19圖



X 線像の對照度

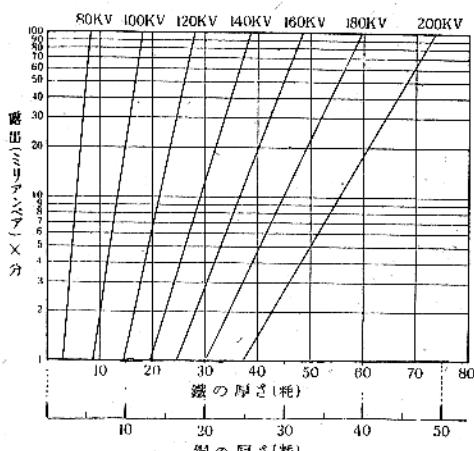
ら、 $Z^3 \rho$  は大體 137000 である。又穴は空氣で充されてゐるとすると、その比重  $\rho'$  は鐵に比して殆んど零であるから、その有効原子番號はどんな値であるとしても、 $Z^3 \rho'$  は  $Z^3 \rho$  に比して零と見做してよい。次に銅に就ては  $Z^3 \rho$  の値は大體 217000 であるから、若し銅片と鐵片とが同じ形であれば、鐵中にある氣泡よりも銅中にある氣泡の方が明瞭度は大である。從て寫眞に撮れば黒さの差が大となり、螢光板に映すればハッキリ見える譯である。このことは銅は鐵よりも寫眞に撮りやすいと云ふ意味に誤解してはならない。銅は鐵よりも X 線の透過が困難であるから、同じ形ならば長時間の露出を必要とする。

又上の式から波長が大であれば X 線像の明瞭度は大となることが知れる。然るに X 線の波長は X 線管にかかる電壓に依て變化し、電壓が高くなると波長は短くなる故に明瞭度をよくするために、電壓の低い X 線を使用するがよい。

上に述べた理由から X 線像の明瞭度をよくするため低い電壓で X 線寫眞を撮らうとすると波長は大なるため物體に吸収されやすくなるから、長時間の露出を要することになる。いかによい寫眞が得られるにしても、餘り長時間を要することは、實用的ではないから、この間に妥協點を見出すことが必要になる。そこで露出表によつて適當な實用的露出時間を定めるのである。第20圖は鐵及び銅の露出表の一例である。例へば厚さ 60mm の鐵板の X 線寫眞を撮る場合に、若し管電壓を 18 萬ボルトにすると、圖によれば約 100 mA min であるから管電流が 2mA とすると 50 分を要し實用的ではない。管電壓を 20 萬ボルトとすると約

20mA min であるから 10 分で寫真が撮れるので實用的な時間と云ふことが出来る。

第 20 圖



鐵及び鎳の露出表

#### 第四節 材質と露出の関係

既に述べた様に一つの波長の X 線が物質を透過するときはその強さは(2)式に示した様に厚さの指數函数によつて減弱する。故に今ここに減弱率がそれぞれ  $\mu$ ,  $\mu'$  厚さがそれぞれ  $d$ ,  $d'$  なる二つの物質があつてこれが同一の露出によつて同じ黒さのフィルムを與ふるものとすれば

$$\mu d = \mu' d' \quad (10)$$

でなければならない。即ち透過物質の厚さは減弱率に反比例する。然るに X 線管から出る X 線は單一波長でないから管電圧が與へられても  $\mu$  の値は定まらない。従つて(10)式を直ちに適用することが出来ない。この困難は次に述ぶる有効波長を考へることによつて實際的に解決される。

或る物質の厚さ  $H$  cm によつて X 線の強さが半分になるとすると  $H$  を半價層と呼ぶ。そこで(2)から

$$I_0/2 = I_0 e^{-\mu H}$$

これから

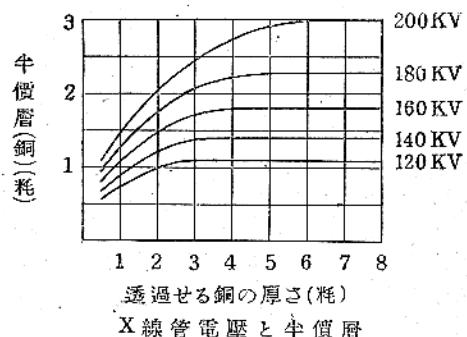
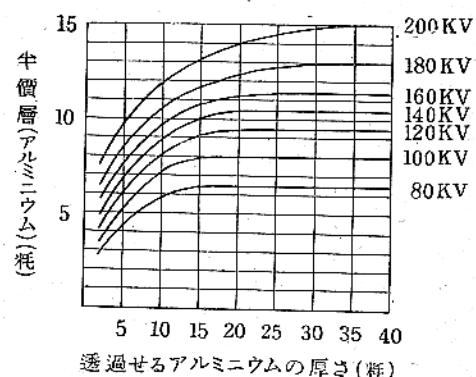
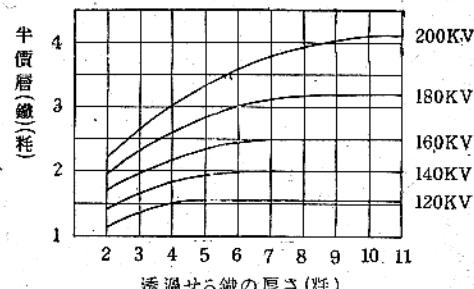
$$\mu H = \log 2 = 0.693$$

$$\mu = 0.693/H \quad (11)$$

を得る。即ち半價層を知れば  $\mu$  が知られる。半價層が大きいと云ふことはその X 線は物質によつて減弱され難く所謂硬い線であると云ふことである。

實験の結果によると半價層は第21圖の如きものである。例へば 160 KV の電圧を與へた X 線管から出る X 線が鐵を透過して行くに従ひ線は硬くなり 2 mm 通過後の線は半價層は鐵の 1.75 mm であるが 4 mm 通過すると半價層は鐵の 2.15 mm となる更に進んで 7 mm 通過すると更に硬くなつて半價層は鐵の 2.5 mm となりそれ以上は一定である。半價層が一定と云ふことは減弱率が一定になつた

第 21 圖



と云ふことである。この値を(11)式に代入すると

$$\mu = \frac{0.693}{0.25} = 2.77$$

となる。一方に於て鐵に對しての減弱の式は

$$\frac{\mu}{\rho} = 138\lambda^3 + 0.14$$

である。 $\rho$  は比重で  $\lambda$  は波長である。故に  $\rho = 7.8$

として

$$\frac{2.77}{7.8} = 138\lambda^3 + 0.14$$

これから

$$\lambda = 0.116\text{\AA}$$

を得る。即ち減弱の関係からすればこの單一波長のX線が管から出でると考へることになる。

この意味でこれを有効波長と云ふ。詳言すると160kVの電暈管から出るX線を以て鐵の7mm以上の厚さの透過検査をなす場合には減弱の點から見ると0.116\AAの單一波長のX線と考へても大差がないと云ふのである。第1表はかやうな方法で求めたものである。

第1表 X線管電圧と有効波長

$$\text{鐵 } \frac{\mu}{7.8} = 138\lambda^3 + 0.14$$

電圧 (kV)	半價層 H(cm)	減弱率 $\mu$	質量的減弱率 $\mu/\rho$	有効波長 $\lambda_{\text{eff}}(\text{\AA})$
120	0.15	4.62	0.593	0.148
140	0.20	3.46	0.444	0.130
160	0.25	2.77	0.355	0.116
180	0.32	2.16	0.341	0.103
200	0.41	1.69	0.216	0.082

$$\text{銅 } \frac{\mu}{8.3} = 193\lambda^3 + 0.13$$

電圧 (kV)	半價層 H(cm)	減弱率 $\mu$	質量的減弱率 $\mu/\rho$	有効波長 $\lambda_{\text{eff}}(\text{\AA})$
120	0.11	6.30	0.71	0.145
140	0.14	4.95	0.596	0.134
160	0.18	3.85	0.464	0.121
180	0.23	3.07	0.370	0.107
200	0.30	2.31	0.278	0.092

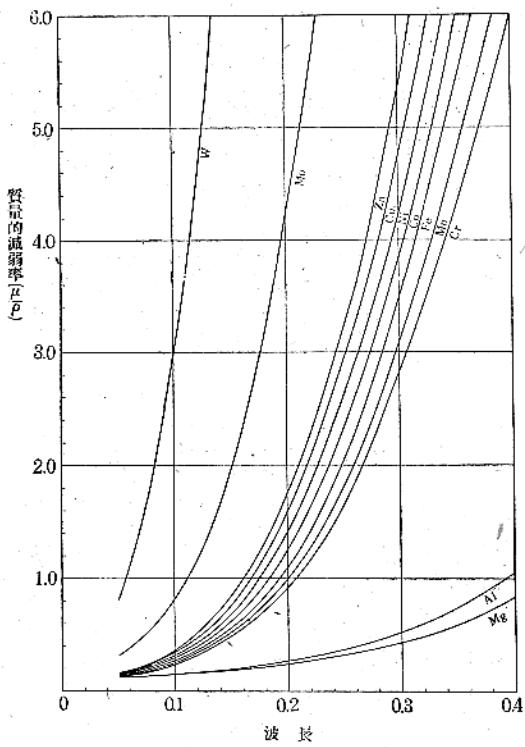
$$\text{アルミニウム } \frac{\mu}{2.7} = 15.5\lambda^3 + 0.15$$

電圧 (kV)	半價層 H(cm)	減弱率 $\mu$	質量的減弱率 $\mu/\rho$	有効波長 $\lambda_{\text{eff}}(\text{\AA})$
80	0.65	1.067	0.395	0.251
100	0.80	0.866	0.320	0.222
120	0.95	0.727	0.269	0.197
140	1.05	0.660	0.244	0.182
160	1.15	0.603	0.223	0.168
180	1.30	0.533	0.197	0.145
200	1.50	0.462	0.171	0.110

この関係は一々斯様な計算を行はざるも波長と

質量的減弱率の表又は第22圖の曲線からも求められる。例へば上例の鐵の160kVの場合には第1表から  $\mu/\rho$  は0.355であるから第22圖の曲線から  $\lambda$  を求めると0.116\AAが得られ上の計算から得られた値とよく一致する。

第22圖



波長と質量的減弱率

斯様にして鐵、鋼、アルミニウムの透過検査に於ては電圧が與へられるとその有効波長が大體知られる。有効波長が知られると  $\mu$  の値も知られるから(10)式が用ひられる様になる。

化合物又は混合物の質量的減弱率  $\mu/\rho$  は次式から計算される。

$$\frac{\mu}{\rho} = a_1 \frac{\mu_1}{\rho_1} + a_2 \frac{\mu_2}{\rho_2} + a_3 \frac{\mu_3}{\rho_3} + \dots \quad (12)$$

但し  $\mu_1/\rho_1, \mu_2/\rho_2, \mu_3/\rho_3, \dots$  は成分物質の質量的減弱率であつて第22圖から求められる。又  $a_1, a_2, a_3, \dots$  は成分の重量割合である。例へばマグネシウム合金で Mg 90.6%, Al 16%, Mn 0.4%, Zn 3% を考へる。X線管電圧を 60kV としその實効波長を求めるにこの合金はX線の減弱の點から考へるとアルミニウムに近いから第1表のアルミニウムの表から大體 0.3\AA と想像される。そこで第22圖

から

$$\frac{\mu}{\rho} = 0.430 \quad 0.531 \quad 3.10 \quad 5.10$$

故にこの合金のこの管電圧のX線に對する  $\mu/\rho$  は

$$\mu/\rho = 0.906 \times 0.43 + 0.06 \times 0.531 + 0.004 \\ \times 3.10 + 0.03 \times 5.10 = 0.587$$

この合金の比重を計算し 1.98 となるとすれば

$$\mu = 0.587 \times 1.98 = 1.16$$

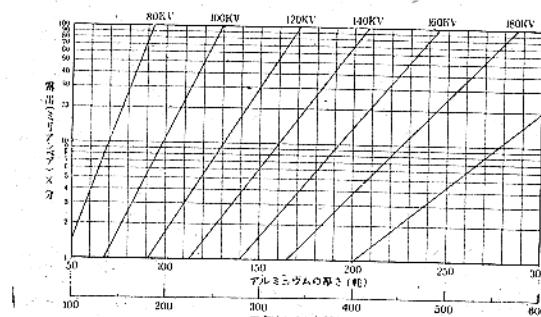
又 Al に對する  $\mu$  を求める

$$\mu = 0.531 \times 2.7 = 1.44$$

となる。そこで (10) 式を用ふると

$$\frac{d}{d'} = \frac{1.44}{1.16} = 1.24$$

第 23 圖



アルミニウム及マグネシウムの露出表

即ちこの合金は Al よりも透過は容易で Al の厚さ 1 はこの合金の厚さ 1.24 に相當する。この考へで Al の露出表を使用すればよい。

Mg の  $\mu$  を求める

$$\mu = 0.430 \times 1.7 = 0.73$$

であるから Mg と Al とに對して (10) 式を用ふると

$$\frac{d}{d'} = \frac{0.73}{1.44} = 0.51$$

即ち大體 Al の厚さ 1 は Mg の厚さ 2 に相當する

第23圖はアルミニウムに對する露出表であるがこの理由によつて横軸の尺度を變ずればマグネシウムにも共用することが出来る。同様に鐵と銅とを比較すると例へば 180 kV では

$$\frac{d}{d'} = \frac{3.07}{2.16} = 0.70 = \frac{2}{3}$$

となる。この比の値は管電圧によつて多少變化するが大體一定と見做せば横軸を 2:3 の割合に考へると第20圖の鐵の露出表は銅の露出表としても使用し得る。

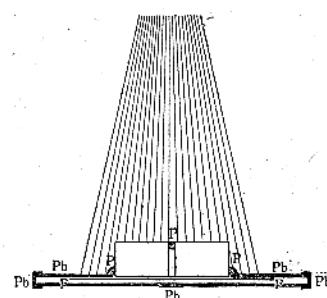
$\mu/\rho$  の値は原子番號の三乗に比例するものであるから原子番號及び比重が餘り異ならない成分から出來てゐる合金の減弱率  $\mu$  の値は餘り差異がないことは (12) 式から知り得る。從つて Cr, Mn, Fe, Co, Ni を含む特殊鋼の露出は鐵の露出よりも Co, Ni を含むものは大であり Cr, Mn を含むものは小であるが含量が餘り小でない場合は大差がないと考へてよい。然し Mo 或は更に W を含む特殊鋼は透過甚だ困難である。

### 第五節 散亂線及び不要線の防止

よい寫真を得るために更に考へべきことは、散亂線及び不要の X 線を防止することである。X 線管から出た X 線は物體にあたると、この X 線の一部分はそこで散亂する。散亂は反射と異り種々の方向に進む。

そこで X 線寫真を撮つてゐる場合を考へると、先づ X 線管から出た X 線は検査物體中を通過する間に吸收されつつ散亂され、漸次弱められてフィルムに到達し、そこで吸收されて寫真作用を起す。この物體中に散亂された X 線は更にその物體の他の部分又はその附近の物體にあたつて散亂する。又フィルムを通過した X 線の進む方向にある他の物體、例へば物體を戴せてゐる臺、室の床等に於ても同様散亂の現象を生ずる。從てこれらの散亂 X 線は種々の方向からフィルムにあたり、これを一面に黒くカブらせることになる。これを避けるにはフィルムの裏及び横の縁の部分を鉛で掩

第 24 圖



へばよい。(第24  
圖参照) 電壓が  
相當に高い場合  
例へば 200 kV  
以上になると  
この裏の鉛板の  
厚さは 6 mm く  
らゐも必要にな  
る。

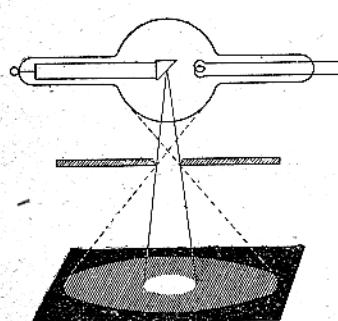
不要 X 線の防止 フィルムの上に置いた物體がフィルムよりも小さい場合には物體の外側にあるフィルムの部分には管からの X 線がそのままあたるので、この部分は著しく黒くなり、時には反轉(後述)することさへある。この黒さが著しい場合には像の部分までも黒さが浸入

し、非常に黒い寫眞が得られる。これを避けるためには物體の傍に鉛板を置いてフィルムを掩へばよい。又孔のある物體の寫眞を撮る場合にも孔の下方にあたるフィルムの部分は甚しく黒くなり、孔の影以外にまで黒さが浸入する。これも孔に鉛を詰めて避けることが出来る。然るに實際に於て物體の傍に鉛板を置いたり、孔に鉛を詰めても、物體と鉛との間にはどうしても多少の隙が出来来る。特に物體の形狀が不規則な場合には、この隙をなくすることは困難である。そこでこの隙の部分には、X線を遮断する粘土のやうなものを詰めるのが便利である。筆者は不乾性X線遮光材を案出して使用してゐるが、便利のやうに思はれる。第24圖は不要X線の防止の要領を示すものであつてFはフィルム、Pbは鉛、Pは不乾性遮光材である。

物體の厚さが大になると普通の方法で撮したX線寫眞では、物體から發生した散亂線のために一面にカブリ、よい寫眞が得られない。厚さが鐵で50~60mm以上の場合、輕金屬で100mm以上の場合一於ける細き裂目の検査などはこれがために困難になる。物體を透過する全X線とその中の散亂線との割合は物體の厚さが大なるほど、照射野が廣いほど、電壓が高いほど、又物體の原子番號が小なるほど大である。從て厚い輕金屬の廣い部分を高電壓で撮影すると散亂線は多くなる。

それ故に散亂線の影響をなるべく少くするためには必要以上の廣い部分は鉛で掩ひX線をあてないやうにし、電壓はなるべく低くして撮影を行ふがよい。不要X線はX線管の焦點以外の

第25圖



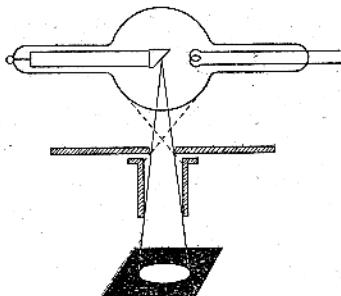
焦點以外よりの不要X線

或程度の散亂線はどうしても免れないので、これ

部分からも出るから（第25圖参照）、これを遮ぎり且つ照射野を限るために第26圖に示すやうな遮光筒と稱する鉛を張つた筒を用ひる。然し物體が與へられると、

を寫眞面にあてないためにブッキー格子と稱するものが用ひられる。第27圖はその構造の原理を示すものであつて薄い鉛板のリボンで作られた凹面形の格子である。X線管から出るX

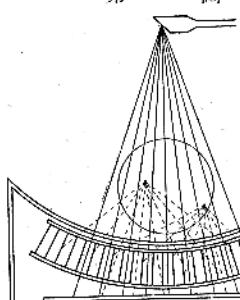
第26圖



遮光筒の效果

線はこの格子の間を自由に通るが、物體から出た散亂線は格子によつて遮ぎられる。格子は撮影中絶えず動かし、格子の影が寫眞に顯はれないやうにする。鉛のリボンを渦巻形にして、撮影中絶えず迴轉するものもある。この装置は醫療用として

第27圖



ブッキー格子

はよく用ひられるが、工業用では面倒なのであまり利用されない。

近頃散亂線を避けるために金属フィルターと稱するものが用ひられることが

ある。散亂線の或部分（コンプトン散亂線）と示性線とは波長が長いから他の線よりも多く吸收される。從て物體とフィルムとの間にフィルターとして薄い重金属の板を置くと、これによつて像を作るX線よりも散亂線の方が多く吸收せられる。而してかやうな重金属のフィルターは厚いと吸收が大となり、且つフィルター自身の散亂線も多くなるので薄いものが用ひられる。實際には錫の0.5~1.0mm又は鉛の0.25~0.5mmくらいのもの、或は0.5mmの鉛と0.2mmの錫とを組合せたものが使用される。これは鉛から出る示性線とその後に置いた錫によつて吸収するので錫の側をフィルムに近い方に置くのである。

かやうなフィルターを用ひると露出時間を大にするか、或は電壓を高くせねばならない。併し電壓を高くすることは散亂線を増すことになり効果を減殺する。從て細い裂目の検査の如く検出困難にして、散亂線を極力防止すべき特殊の場合を除き實際には餘り用ひない。（未完）

[抄  
錄]

## A 一 般

○化學に於けるX線方法 (Deutsche Bunsen-Gesellschaft 第3回討論會 1940, 5, 24—25)

(1) 化學に於けるX線方法： 討論會の議題を總括してある。大別して (1) 構造問題解決の爲の異方及び等方體の微細構造の研究 (2) 檢體の何たるかを簡単に且速かに決定する爲及び新しい相の出現検定の爲の化學分析 (3) その他に分けられる。X線と共に電子線も化學上の諸問題に成果的である。本體の究明、分子間力の大きさと方向、固態及び個々の分子に於ける結合の問題、原子價角の正確なる決定、反應に決定的に重要な格子擾亂及び構造の不規則性等、之等は有機新試料の研究及び製成又天然及び合成纖維への見透し、分子の系統的變化の固態の性質への影響、界面の研究に役立つ。方法及び裝置の發展改良も上の研究に決定的に重要である。X線方法の如き所謂“純粹科學的な”主題を此の討論會でなすべきかどうかの問題は、主題及び講演者、協力者を一瞥すれば、之が基礎研究に決定的に重要であり且實際生活に密接に關與してゐる事が分る。更により以上の完成は明白に答へるであらう。P.A. Thiessen: Z. Elektrochem., 46, 414 (1940) (柿木)

(2) 自由分子の干渉法の測定： X線、電子線廻折に依るガス解析法を總括比較してある。§1 基本現象 散亂線の強度は  $\frac{I}{I_0} = \frac{1}{R^2} \Sigma_p \Sigma_q a_p a_q \frac{\sin ks r_{pq}}{ks r_{pq}}$  (2) はで表はし得。 $a$  は原子散亂因子、 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 、 $s = 2 \sin \frac{\theta}{2}$  (2) は液態に近い密度になる迄使用可能。不可干渉散亂は含まず。熱運動、廻轉可能性を考慮する必要あり。零點エネルギーの爲  $r_{pq}$  には本来一定の不確実性を伴ふ。散亂中心は分子を作る原子と全く同じと考へるのは嚴密には正しくなく、結合電子を考慮すべきである。§2 可干渉散亂 X線の場合 (2) は  $\frac{Ikoh}{I} = \frac{a_e^2}{R^2} \frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} \Sigma_p \Sigma_q f_p f_q \frac{\sin ks r_{pq}}{ks r_{pq}}$  (4) となる。 $a_e$  電子半径で  $f$  は原子構造因子、電子密度分布の Hartree, James-Brindley (Phil. Mag., 12, 81 (1931); Z. Krist., 78, 470 (1931)) に依る計算に基き Thomas, Fermi: Proc. Camb. Phil. Soc., 23, 5, 542 (1927); Z. Phys., 48, 73 (1928) は  $Z < 25$  の原子の  $f = \frac{Z}{u} \int_0^\infty \rho^2 \sin up \rho d\rho$  (7) を計算した。 $u = ksa_e$ ,

$a_e = \frac{0.468}{Z^{1/2}} \text{ Å}$ 、 $\rho = \frac{r}{a_e}$ 、 $\Phi = \frac{Z_e}{a_e} \rho$ 、 $\Phi$  は核距離  $r$  のポテンシアル。電子線の場合 (2) は  $\frac{Ikoh}{I} = \frac{(e^2/E)^2}{R^2} \frac{1}{s^4} \Sigma_p \Sigma_q \frac{(Z_p - f_p)(Z_q - f_q)}{ks r_{pq}} \frac{\sin ks r_{pq}}{ks r_{pq}}$  (8) となる。(4)(8) 兩式よ

り電子線は X線に比べ傾斜急なる故、後者は極大實在するも前者は實在しないが日は之を判讀し得。電子線は露出時間、干渉圓の數、物質の量に於て優秀。Pirenne; J. Chem. Phys., 7, 144 (1937); Phys. Z., 46, 145 (1939) は強度測定は X線、H の位置は電子線、原子價角等は併用を強調す。電子線ではセクター使用で實在極大が得られる。§3 不可干渉散亂 X線 Heisenberg<sup>1)</sup> Debye<sup>2)</sup> に依り電子分布を之に關與する程度により  $r_0$  で二分し、有效原子番号  $\frac{Z_{eff}}{Z} = g(w) = \frac{3}{4} w \int_0^w \left[ \rho - \frac{w^2}{12} \right] \rho^2 d\rho + \int_{r_0}^\infty \rho^2 \rho^2 d\rho$  (17)  $w = \left( \frac{4}{3\pi Z} \right)^{1/3} ksa_e$  (16) と同數の獨立電子に置き代へ  $\frac{I_{link}}{I} = \frac{a_e^2}{R^2} \frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} Zg(w)$  (18) を得た。全體として  $\frac{I_{link}}{I} = \frac{a_e^2}{R^2} \frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} Z(1 - f_n^2)$  (18') となる。電子線 (16) が  $w = \left( \frac{E s^2}{Z e^2} \right)^{1/2}$  となり  $\frac{I_{link}}{I} = \frac{(e^2/E)^2}{R^2} \frac{1}{s^4} Zg(w)$  (19) となる。セクターで  $\frac{1}{s^4}$  の項を消すこと大なる  $s$  では  $\frac{Ikoh}{I_{link}} \rightarrow Z$  となり X線では 0 となり電子線の方がよい。§4 原子運動の影響 正しい量子力学的取扱ひは殆ど赤着手だが James: Phys. Z., 33, 737 (1932) の研究は重要。X線では (4) に  $e^{-\frac{ks s \Delta^2}{3}}$  (20) を掛ける。 $\Delta$  は平均の位置からのずれ。此の影響は大なる  $s$  で大きく特に電子線では必要。自山廻轉の實例はあれど不充分。§5 電子線寫眞の Fourier 解析 高次の圓迄構造に關與するので Pauling, Brockway: J. Amer. Chem. Soc., 57, 2684 (1935) は  $rD(r) = \int_0^\infty \frac{s}{\lambda} B\left(\frac{s}{\lambda}\right) \sin\left(2\pi r \frac{s}{\lambda}\right) d\left(\frac{s}{\lambda}\right)$  (24) なる radial distribution method に依りその極大より  $r_{pq}$  を求めた。 $B\left(\frac{s}{\lambda}\right)$  として圓の位置と強度を含む函数を選び多くの例に成功した。勿論近似値で  $r_{pq}$  の見當を與へるのみ。M. Rouault: Compt. Rend. 208, 1290 (1939) は別な方法を出してゐるが誤り。L. Bewilogna: Z. Elektrochem., 46, 8, 415—423 (1940) (柿木)

(3) フーリエ解析の方法： フーリエ解析を用ひて結晶内の化學結合の様式を研究する方法の可能性並に限度に關して述べてある。1) 用ひられる結晶は對稱心を有するか、或は偶數次對稱軸に垂直な投影圖が原子間の電子密度零なる領域を示す如きものである事が必要である。2) 波長  $\lambda$  の X線を用ひて得らるるフーリエ項は波長  $\frac{\lambda}{2}$  まである。これに依つて結果の精密度が決定する。それまでの項で收斂しない時現はるる中斷現象 (Abbruchsserschwingung) を除去するためには更に小

なる波長を用ひて観測し項数を増すか或は適當な高溫度の状態を假定して観測された最終項の強度が零になる様な溫度 (Rechentemperatur) 因子を選び、之を各係数に乗じて求和を行ふ。3) 正しい電子密度圖は凡ての電子が全く同一の強さでX線を散射する場合に於てのみ可能であつて、かかる條件は  $K$  吸收端の波長が少く共、入射X線の波長よりその  $\frac{1}{2}$  以上大なる輕元素から構成されて居る場合にのみ満足される。原子番號30以下の元素を含む凡ての結晶に就いては Mo—K 示性線が之等の目的に適ふ。4) X線の吸收の點からも偶然 3) に述べた限界が要求される。5) 結晶の消光現象も出来る限り避けねばならぬ。結晶の内部歪格子の弛緩、微量不純物の混在は却つて消光現象を除去するに役立つ。場合によつて結晶を熱或は機械處理によつてこれ等の目的を達する事が出来る。解析に先立つて最強度反射スペクトルの消光の度合及び結晶面による消光の性質を豫め調べて置く事が必要である。C. Hermann: *Z. Elektrochem.* 46 425 (1940) (渡邊得)

(4) 化學結合の問題へのX線結晶學フーリエ解析の應用：先づ最初にフーリエ解析によつて格子内の電子密度を算出して、それによつて諸原子の重心位置ばかりでなく、化學結合によつて生ずる電子分布の微細構造を知らうとするために必要な測定の精度の範囲について論じてゐる。即ち格子内の電子密度は

$$\rho(x, y, z) = \sum A_{hkl} \cos 2\pi(xh + yk + zl)$$

あらはされるが、その精度はフーリエ級數の係數を多數に取ることによつて任意に高めることが出来る。二元元フーリエ解析の場合には一個の結合電子は常に  $1E/A^2$  以上を示すと考へ得るから化學結合の問題について論ずるためには  $\pm 0.1E/A^2$  の精度で先づ十分である。このためには比較的軽い原子からなる格子に於いては、最大のフーリエ係數に對して略 0.1:10 までの係數、從つて反射強度として 1:10000 までのもの測定を必要とし、最強の反射強度に對しては  $\pm 1\%$ 、最弱のものに對しては 20~30% の誤差範囲内にする必要がある。以上の如き目的に對する實驗上の諸事項に渡る注意すべき點について述べてゐる。次に上述の如き實驗結果の諸實例から化學結合の諸問題を論じてゐる。即ち岩鹽及びダイヤモンドについて得られた電子分布圖について、イオン結合及び等極結合を論じ、ヘキサメチレンテトラミン結晶について、分子の迴轉振動及び隣接する分子間の原子の間に見られる相互關係について述べ、その化學的性質等との關聯を論じてゐる。次に蔥酸二水加物結晶について酸素原子間の水素結合を論じ、最後にマグネシウムについて“電子ガス”的金屬結晶内に於ける分布狀態について述べてゐる。Cl. Peters: *Z. Elektrochem.* 46 436 (1940) (大橋)

(5) 格子不整に關するX線的研究：格子不整を次の如く分類する。I 格子の伸長、正常なる格子常數と異なる種々なる大きい格子を含むもの。(均一性格子なる不整) II 週期的格子不整 冷間加工金属に見らるゝ如き、格子の伸長及び收縮が交互に既に協調領域内に見らるゝ場合(不均一性格子不整)、III 不規則的格子不整 結晶に於ける原子或は分子の熱運動が凍結したと考へらるゝ如き状態、IV X線的非晶物質の混入 V 層状格子の格子面間隔の不規則的偏倚 VI 格子内に分子状非晶物質層の週期的混入 I の場合に格子常數の變化はデバイ線輪の幅の擴り  $\Delta\theta$  よ測定し得、 $\Delta\theta = -\Delta d/d \cdot tg\theta$  であるから  $\theta$  の  $90^\circ$  に近きスペクトル線に就いて測定するのが便利である。猶スペクトル線の幅の擴りはこの原因の外、結晶粒子の細微となる事よりも生ずるか、この場合スペクトル線の半價幅値  $B$  は大體  $\cos\theta$  に逆比例する。この兩原因のいづれかであるか並に兩原因が同時に存する場合その各々の效果を判定する方法を述ぶ。金属の場合に就いて I 及び II の例を擧げ之に關する Dehlinger 及び Kochendörfer の説明を述ぶ。III は topochemisch に調製せる活性化物質に於て見られ、この場合はデバイ線輪の幅の擴がる事なく、但し高角度に向つて反射強度が急激に減少する。この場合には格子の熱運動に關する Debye, Waller, Faxén の理論が應用せられ、原子の正常なる格子點からの平均自乘偏倚を求め得、且つ、その値と各試料の熱容量乃至溶解熱は行なる關係にある。I, II, III の格子不整の原因としては格子中に統計的に分布して居る空隙並に原子の轉置及び他原子の混在が擧げられる。IVの場合格子不整を受けない同一物質のデバイ線輪の強度値を比較する事に依つて非晶物質の量を評價する方法を述ぶ。V に就いては層面に不整を伴ふも底面(層面)の反射の幅の必ずしも擴大しない原因を述べ、これ等の場合、格子の伸長、結晶粒子の大きさを評價する方法を示す。VI 層状格子の層に分子の厚さの不規則に配列された非晶質の層を溶解して居る時は層に垂直なる網面の反射のみあらはるる場合がある (Kreuzgitterinterferenz) これに就いて Laue の理論を紹介して居る。R. Fricke: *Z. Elektrochem.* 46 491 (1940) (渡邊得)

(6) 鎮状分子を有する格子に就いてのX線的研究：結晶性高級脂肪族化合物のX線的研究は既に數多く爲されて居る。その理由は構造の單純さ、置換による影響、同質多像の豊富な事等に基くと考へられる。之等の研究に用ひられた試料は大體粉末様のものであるが、多種多様の之等の研究結果を系統づける事に依り少からぬ貴重な知識を得て居る。中にも興味深い事柄は  $-\text{CH}_2-$  基をより電子密度の大きい原子で置換せる場合に見られる效果で、之に關しては Shearer の説があり

$\text{CH}_3 \cdot (\text{CH}_2)_{15}\text{O} \cdot (\text{CH}_2)_{15} \cdot \text{CH}_3$  についても最近確證せられた。同質多像では、Müller, Saville, Piper, Malkin, Austin その他多くの人々により種々の物質に見出された。例へば脂肪酸の同族では炭素数偶数の系と奇数の系とで變態の現れ方が違ふ事が見出されて居る。又パラフインでは温度上昇の際、融點の近くで對稱の高揚を伴ひ、且つ可逆的な轉移が起る事が Müller 等により見出され、之は鎖状分子の迴轉が始る事に基くとして説明されて居る。又金屬表面に塗布された脂肪酸の研究に於いてはその脂肪酸のスペクトル以外にその鹽に相當するものも確認された。次に單結晶を用ひた研究に就いて述べる。高級脂肪酸化合物の精製の困難は既に周知の所であるが、適當な單結晶を得る事も亦難い事で、温度を考慮する事以外に溶媒の選択がとりわけ影響する。結晶構造が決定されたのはわずかで、例へば  $n\text{-C}_{20}\text{H}_{40}$  (A. Müller)  $n\text{-C}_{25}\text{H}_{52}$  及び  $n\text{-C}_{60}\text{H}_{122}$  (Hengstenberg),  $n\text{-C}_{30}\text{H}_{62}$  (Kohlhaas, Soremba) 及び炭素原子 130, 350, 3000なる  $n\text{-Paraffin}$  (Bunn)  $\text{CH}_3 \cdot (\text{CH}_2)_{15}\text{O} \cdot (\text{CH}_2)_{15}\text{CH}_2$  (Kohlhaas) 等である。何れも良く似合つた結果を示して居るが分子の性質上尤もな事であらう。尙 Bunn はフーリエ解析により  $-\text{CH}_2-$  の電子密度が球對稱から稍々づれる事を示し分子の熱運動及び炭素と水素間の電子結合に基くものとして居る。Müller はパラフインの相隣れる分子層は互に對稱心を以つて結合されるとの假定を設けて奇數炭素分子(分子對稱  $C_s$ )の場合は斜方晶系で、C 軸の週期が二分子、偶数の場合(分子對稱  $C_i$ )は單斜晶系で週期が一分子なる事實や又この同族の融點がジグザグに交代する事を説明し得る。Caspari はデカルボン酸では Müller の説がそのままでは成立しない事を示した。Schoon は斜方晶形なる基本形 ( $a$ ) の分子を單に分子軸の方向に鍛週期 ( $1.27\text{\AA}$ ) の整數倍ずらす事により起る可能な單斜變態 ( $\gamma$ ) を全く幾何學的に論じたが、その理論と實驗結果とは良好な一致を示して居る。Rudolf Kohlhaas: Z. Elektrochem. 46 501 (1940) (小田)

(7) **工作材料のX線透過試験:** X線を使っての粗大構造に就いての實験は、既に多數に上つてゐるから、唯重要なこれまでに確かめられたことを擧げ、大體に於て新らしい結果の綜合を與へるがこの論文の目的である螢光板を使用する時には、可なりの強さのX線を必要とするから、薄いもの特に低原子番号の工作物を見るのに使はれるが、就中輕金屬の鑄物の缺陷を調べるために使用される。認識可能な缺陷の大きさは試料の全體の厚さの約5%である。フィルムは螢光板より感度がよいが増感紙を使ふと更によくなり、300 kVで 110 mm の鐵を調べることが出来る。試料の全厚さの1%の大きさの缺陷なら検出出来る。これは特に熔接部の検査に大切である。二三年前から單極X線管が使はれてゐるが、これを使ふと

複雑な形の部分でも檢べることが出来、器や管の圓い熔接部を、フィルムで6枚の撮影が必要とする場合でも唯一邊ですむ。最近この單極X線管の焦點が約0.2 mm のものが出來てゐるが、焦點が小さいと像の不鮮明度 (Randunschärfe 及び innere Unschärfe) が小さくなつて殊に螢光板による缺陷検出に都合がよい。又計數管の發達によつてX線管を使っての材料試験の可能性が擴大された。計數管は非常に弱い強さのみならず任意の強さを計ることが出来るし、直接に透過線の強さを知ることが出来る。フィルムや螢光板は、裂目や獨立した小孔等を検出するに必要だが、計數管に廣い断面の上の缺陷の位置を知るのに適する。計數管は感度がよく、速く就中定量的に缺陷を示し、約 300 mm までの鑄物の検査に適する。100 mm 以上の場合にはY線を使用するといい。特にこれは連續した壁の厚さの測定、ガス管及び大きな壓のかかつたものなどの腐蝕の検査などに適する。微細構造の領域では、計數管はフィルムに比べて本質的な發展をなしてゐる。特に Materialspannung(内部歪)の測定に大切である。この後に R. Berthold など二、三の人による討論がのこつてゐる。A. Trost: Z. Elektrochem. 46 s.508 (1940) (知田)

(8) **電子迴折像に依る表面超微細像の知識:** 電子波は透過力少で表面研究に好手段であるが、X線に見られぬ種々の異常効果を呈し注意を要する。即ち強散乱の爲斑點が偶の強さを示し、禁止の反射が現れたり、又菊池線が出たりする。又電子光學的平面に入射する時は屈折し Bragg の關係の方向からずれる。此から結晶粒の面の位置及び電子光學的性質を知り得る。反射の幅から結晶粒の大きさの測定にはX線の式が近似的に適用出来る。斑點と結晶の形との關係に就て Laue (1936) の理論がある。又吸收が大であるが、之の反射に及ぼす影響は餘り知られて居らぬ。電子線に依り檢べ得る表面の厚さは數  $100\text{\AA}$  程度である。電子迴折の複雑な法則の研究には人工的條件下に造つた結晶面に就き實驗する必要がある。結晶表面の超微的粗鬆の度合は屈折效果から知り得る。研磨等の加工に依り不規則に分布せる小片に分割するとデバイ・シェラー環を與へる。加工が方向性を有すれば纖維圖を示す。研磨が細かになるにつれ環はボケ終に幅の廣いボケた二つの環になる。之に就き Beilby は無定形質層の生成を述べ Kirchner は表面の凹凸の減少に歸して居る。Cochrane は良く研磨せる金の襷層 (Unterlage) を溶解し去つて得た厚さ約  $200\text{\AA}$  の薄片に就き反射の場合と第三環を與へる點と異なる透過寫眞を得、第三環を微細結晶粒に依るとして居る。種々の面の上の異物質薄層の構造と生成條件との關係の究明は金屬の腐蝕、防蝕層等の見地からも興味がある。冷却された表面上に大なる速度で蒸發させると亂雑に排列される。ガラス、研磨せ

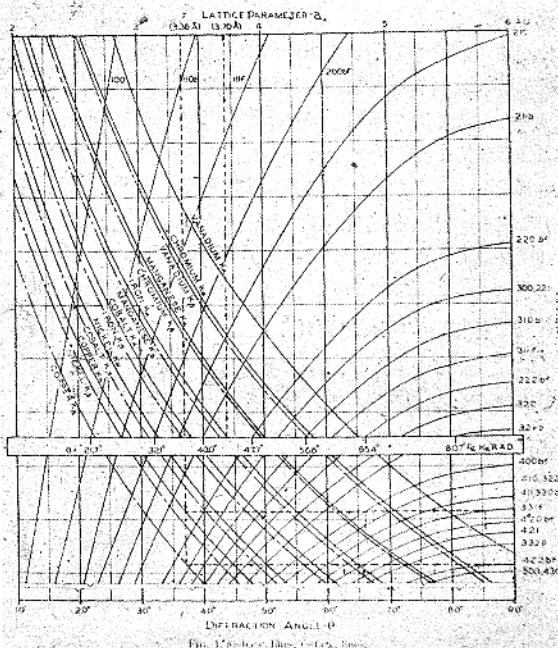
る金屬面等無構造の面上に小さい速度で蒸発させると干涉図は指數の簡単な且原子密度の大なる面を疊層に並行に整列して居る事を示す。疊層が單結晶の面の時には溫度が高く凝着層の分子が動き得凝着層と疊層との格子常数及びイオンの大きさとが適當な場合には凝着層は整列する。銀の面上に食鹽を水溶液から生長させるを  $\text{NaCl}$  の立方體の稜 ( $5.63\text{\AA}$ ) と  $\text{Ag}$  格子の面対角線 ( $5.76\text{\AA}$ ) と並行に並ぶ。イオンの大きさの關係も Menzer の考へを探れば良い。食鹽の上に銀を蒸発させる場合にも同様の事が起る。此の薄層は  $\text{Ag}$  の正常の反射の外に副反射を伴ふ。Brücke は疊層を溶解し去つて得た銀の薄片の廻折透過寫真を撮り逆格子の正常反射點の體對角線方向の最短間隔が副反射により  $1:3$  に分割されるを見出した。此れから銀の [110] 軸を食鹽の面対角線と一致させ (221) 面を食鹽疊層に重ね且 (111) に双晶を考へる構造が考へられる。Cochrane は銅の (110) 面上に電着せる Co 及び Ni 層に就き實驗した。之等は結晶構造、格子常数共に良く似て居るので完全に整列して居る。Co の場合 Laue の理論から Co の層は高さ約  $6 \times 10^{-7}\text{cm}$  の多數の小突起から成り Ni の場合には [110] 方向に延びた波形の隆起よりなり隆起は八面體をなし端で波に垂直な十二面體の面で遮断されて居る。單結晶の面の化學反應に依り得られた整列せる薄層の例として三宅氏 (Sci. Pap. I.P.C.R. 34 565 (1938)) の輝安鐵の面上の  $\text{Sb}_2\text{O}_3$  層に就ての仕事が紹介されて居る。K. Molière: Z. Elektrochem. 46 514 (1940) (佐藤)

(9) X線寫真撮影條件に於ける限度：照的時間。種々の場合で多様であるが單色フィルターで  $2:1$  になり、結晶モノクロメーター使用によつて  $10:1$  に減る。よい條件で分解度を犠牲にすると數分の一分程度で撮影される。X線管の負荷限度：溫度差を高める事による負荷限度の向上；對陰極を薄い金屬で作り熱の傳導をよくし冷却には流水を用ひないで水の蒸發熱を利用するやうに蒸氣の層をつくつておく裝置がある。可動對陰極をもつX線管；封入對陰極管は透過光線の目的に發達したもので解折用には冷却の點で適せぬ。廻轉對陰極の負荷は  $5$  乃至  $10\text{kW}$  で  $50\text{kW}$  も可能とされてゐる。振動對陰極の場合は  $2.2\text{kW}$  しか行はれてゐないが之は適當なる高電壓装置がないために最高まで試みなかつたためである。高電壓用X線管の應用範囲；可動對陰極管は將來のものである。特に氣體、液體、微細な結晶の寫真に有效である。更に特に一定の溫度に於ける場合、或は高溫又低温の場合の寫真にはその裝置が甚だ簡単になり得るから便利である。勿論時間的變化を追跡する必要の場合例へば結晶生成、再結晶、轉移の場合の寫真に甚だ有效である。試料の構造に對する溫度の影響：溫度變化用カメラ；加熱、冷却裝置の原理；目的の溫度に達す

る方法のものと型式は加熱の場合は金屬の塊、電氣爐、試料をつけた針金を電氣によつて加熱方法等で、冷却の場合は同じく金屬の塊、或は試料を支へる冷した尖端を用ひる。加熱裝置；M. Ruhemann は  $16\text{K}$  まで下げた。Keesom と Taconis は圓體ヘリウムの構造をしらべるために  $1.45\text{K}$  でデバイ寫真を撮つた。(文獻多數載載)。試料の固着：溫度測定と定溫裝置：高壓に於ける研究。3000氣壓に對する X線カメラの記載がある。試料の化學變化に對する保護：W. Wittstadt. Z. Elektrochem., 46 521 (1940) (安藤)

○等軸格子常数の精密測定に用ひるターゲットの選定並に粉末寫真(等軸結晶)解析の圖表的方法 等軸晶系の格子常数の精密測定をなすには  $\theta$  が  $60^\circ$  以上の廻折線が少くとも二本必要である。その爲めには如何なる波長を用ふればよいかを知らねばならぬ。等軸晶系は對する Bragg の方程式は  $2 \sin \theta / (h^2 + k^2 + l^2)^{\frac{1}{2}} = \lambda/a$  此に parameter  $x$  を導入して  $x = 2 \sin \theta / (h^2 + k^2 + l^2)^{\frac{1}{2}}$  (1)  $x = \lambda/a$  (2) 縦軸に  $x$  を、横軸に  $\theta$  を取りて (1) に従つて種々の  $hkl$  に對する  $x-a$  曲線を書く、横軸には同時に  $a$  を取り (2) により種々の波長に對する  $x-a$  曲線を書く。格子常数が  $a \sim 3.36\text{\AA}$  なる面心立方格子の精密測定に最適の長波を決めるには、此の近似的な  $a$  の値

第 1 圖



下せば如何なる波長を用ふる時に如何なる指數の面は如何なる  $\theta$  にその廻折線を出すかが直ちに読み取れるので適當なる波長の選定が容易である。逆に観測されたを  $\theta$  圖の尺度に従つて紙片に目盛し、此を水平のまゝで垂直移動のみをさせて目盛たすべての位置が指數曲線と一致する所において指數と格子型を読みとり、且つ同時に紙片の level が用ひた波長の曲線と交る點より垂線を上げて格子常数を讀むことが出来る。特に  $\theta$  の尺度を常用のカメラ半径に合ふ様に作れば全然計算を要しないことになる。L.A. Carapella: J. Appl. Phys. 11 510 (1940) (友松)

### ○非等軸格子常数の精密測定に適當な波長の選定並に粉末寫真背面反射スペクトルの指數附けの圖表的方法

正方晶系及び六方晶系の格子常数を精密に決めるには  $\theta$  が  $72^\circ$  以上の廻折線が少もと三本は必要である。その上  $a$  と  $c$  とが同じ精度で決定せられる爲めには例へば六方晶系に對しては、

$$\frac{C_A}{C_B} = \frac{16}{9} \left( \frac{c_0}{a_0} \right)^4$$

$$= \frac{\sum (l^2)^2 \quad \sum (l^2) (\phi \sin 2\phi)}{\sum (h^2 + hk + k^2)^2 \quad \sum (h^2 + hk + k^2) (\phi \sin 2\phi)} \quad (1)$$

$$= \frac{\sum (h^2 + hk + k^2)^2 \quad \sum (h^2 + hk + k^2) (\phi \sin 2\phi)}{\sum (h^2 + hk + k^2) (\phi \sin 2\phi) \quad \sum (h^2 + hk + k^2)^2}$$

第 2 圖

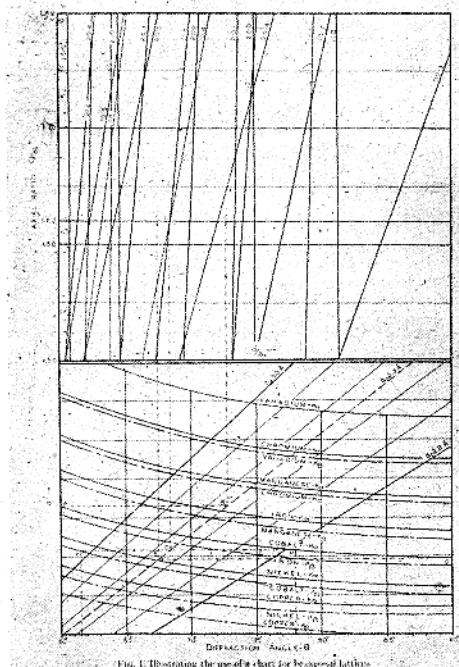


Fig. 1. Illustrating the use of a chart for hexagonal lattices.

なる式を満足する様な條件を用ふればよい、こゝに  $\phi = \frac{\pi}{2} - \theta$  である。従つてこの條件を生み出す如き波

$$\text{長を求めるければならぬ、そこで } d = \frac{\lambda}{2 \sin D} \quad (2)$$

$$\text{六方晶系 } d/a = \frac{1}{\sqrt{\left[ \frac{4}{3}(h^2 + hk + k^2) + \frac{l^2}{c^2/a^2} \right]}} \quad (3a)$$

$$\text{正方晶系 } d/a = \frac{1}{\sqrt{\left[ h^2 + k^2 + \frac{l^2}{a_0^2/a^2} \right]}} \quad (3b)$$

の第二圖には (2) により種々の波長に對する  $d = \theta$  曲線 ( $\lambda$ -曲線) 及び種々の  $a$  に對する  $d - d/a_0$  曲線 ( $a$ -曲線) が書かれ、上の圖には (3) により種々の指數に對する  $d/a - c/a$  曲線 (指數曲線) が書かれてゐる。今  $a \sim 2.50 \text{ Å}$ ,  $c/a \sim 1.62$  なる六方晶系の  $a$  と  $c$  との精密測定に用ふる波長は圖より試験法にて求める。即ち試みに  $\text{Co}-K\alpha$  を用ひた時に  $\theta$  が  $60^\circ$  と  $90^\circ$  の間なるべき  $d$  は圖の AD より引いた水平線間の  $d$  でなければならぬ。此の兩水平線が  $2.5 \text{ Å}$  なる  $a$  直線と交る點 BE より垂線を上げて上の圖  $c/a = 1.62$  の水平線との交點 CF を求むれば C-F に表はれる指數面が  $\text{Co}-K\alpha$  を用ひた時に  $\theta$  が  $60^\circ$  と  $90^\circ$  の間において廻折をおこす面である。此等の廻折線の  $\theta$  は今の逆コースをたどれば求められる。そこで此の對陰極が適切か否かを検査する爲めには先づ (1) により  $c_A/c_B$  の値を求める。

$$\frac{C_A}{C_B} = \frac{16}{9} (1.62)^4 = 12.24$$

今求めた廻折線に就きの右邊を計算して見て上値に最も近い値を與へる如き波長を選べばよい。その時に  $a$  と  $c$  とが同じ精度で測定出来るのである。又或る  $\theta$  に出る廻折線の指數は用ひた波長と近似的な  $a/c/a$  が既知ならば直ちに決めることが出来る。  $\theta$ -廻折線の位置も簡単に求められる。L.A. Carapella: J. Appl. Phys. 11 800 (1940) (友松)

**○結晶構造と融解現象** 結晶構造と融解現象との關係は近時理論的に多くの興味を引くに到り種々の提案がなされてゐる。著者はこの問題を實驗的に適當な模型を考えることにより融解現象と格子不整 (Lattice flaw) との關係を研究した。既知の如く、長鎖式パラフィンはその炭素數が増加するにつれ融點はある一定値に近づくがその融解熱及び融解點に於けるエントロピーの變化は限りなく増加する如くである。格子にわづかの擾亂を與える爲に適當な化合物を入れてやり、その擾亂作用と結晶構造との關係をしらべるのにこれらの化合物は他に比して長所を有するので試料として長鎖式パラフィン及びその誘導體を採んだ。實驗結果をのべると (i) Octadecane 及び Diocetylketone の融點附近の融解熱を冰點降下法により測定した結果それぞれ 9% 及び 3.5% の「づれ」が見られた。 (ii) 同一の長さの炭化水素及びケトン基を一つ入れたものとの混合物の融點を種々の組成でしらべた結果ケトンはパラフィンに影響小では入り融點をあまり變化させないがパラフィンは最初は少々は入りにくいが或

度以上で急激には入る。之は丁度ケトンが融ける際に先づケトン基の回転が原因になると考へると、回転したケトンとパラフィンとが相當するとして比較し得る。(iii) (ii) の場合に比しもつと構造のきまた二成分系としてケトン同志でそのケトン基の位置、鎖の長さを種々變えて適當な格子不整をつくつた。即ち、ケトン基同志の會合により分子間に横の方向に鉤をつくるわけである。かくして種々の格子不整と融點との關係をしらべた結果不秩序な固溶體以外に秩序的なものが出來ることがみられた。これらの秩序的な固溶體は不安定であるので、このものと融解現象との關係は甚だ興味があるが、その爲には強いX線による短時間の撮影が必要であらう。以上の結果から見て格子不整にはco-operativeな影響が重要であり、それらの不整の生じることに對して、0°Kにおけるエネルギーの影響と高溫におけるエネルギー並びにエントロピーの影響を他の多くの例と比較して論じてゐる。そして融解現象を膠質におけるゾルゲル轉移に比較し、co-operativeな格子不整の網状構造が結晶をクリスタリンミセルに分解するとして比較類推してゐる。  
J. W. H. Oldham, A. R. Ubbelohde: *Proc. Roy. Soc. A* 176 50—75 (1940) (關)

○結晶柱に於けるX線の干渉重屈折 M. V. Laue:  
*Naturwiss.* 28 645 (1940)

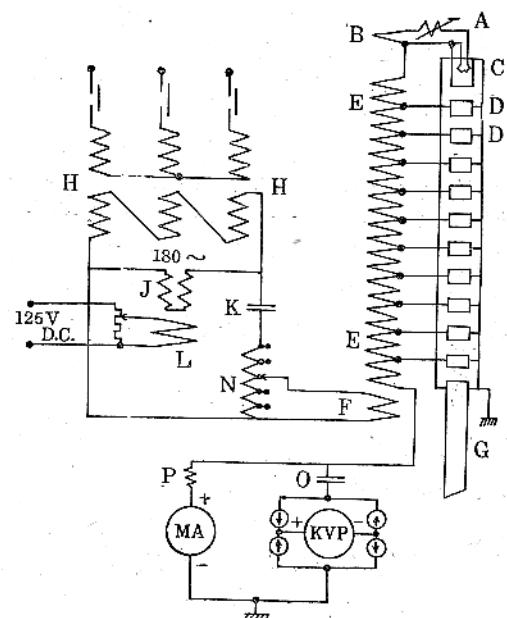
○分子構造の研究に對する光學的方法の論文集 B.E. Warren: *J.O.S.A.* 30 369 (1940)

○分子構造因子並にその複雑な有機結晶の構造解析への應用 G. Knott: *Proc. Phys. Soc. (London)* 52 229 (1940)

## B. 装置

○100萬ボルトX線装置 本装置は本來の超高壓X線装置とは根本的に色々の點で異つてゐる。高壓變壓器：低壓側捲線が銅の薄板で、高壓側捲線は多くの薄い平板を通氣の爲においてその上に捲いてゐる。この變壓器は同調方式で動作する故、鐵心は不要である。その爲に管球はこの變壓器の中部に置くことが出來た。高壓捲線の一端は地絡されてゐる。高壓側捲線數は振動の周期が毎秒180サイクルになる様にしてある。かくて(1)コイル間の固體の誘電體に絶縁破壊が起らぬ様に順次一様に捲線支へがある。(2) X線管はタンクを地絡しても電壓的にシールドされた狀態に置かれ得る。(3) 捲線支へは機械的に高壓の端子での半球のシールドを支へる等の點が考慮されてゐる。多段式管球：11段で、各段は3.5"直徑4"長であるガラスはFernicoで封する。陰極は通常の様にタングステンを用ひてゐる。排氣裝置も油擴散ポンプを使用してゐる。變壓器と管球とを収容す

る容器は、厚さ3/8"直徑48"の鐵タンクである。絶縁のためガスを封入してゐる。ガスはデクロロ デフルオロメタン "F-12" (Dichlorodifluoro methane F-12) である。壓力は40ポンドの下で封入した。ガスに就いて相當詳細な實驗データが與へられてゐる。



電流 3相 220V 60Hz 結線様式は圖の如くなつてゐる、電流は10ma 尚管球は當時は3ma以下で働かせた、論議の中に本裝置と在來の超高壓裝置の經濟的の見地からの討論等がある。E.E. Charton, W.F. Westendorp L.E. Dempster, George Hotaling: *Rad.* 35 585 (1940) (原田)

○油擴散ポンプ用バッフル 高真空用油擴散ポンプには通常、水銀真空ポンプの際の如き冷却用トラップが用ひられてゐない。しかし油蒸氣の逆流又は擴散を防止するため或る手段を用ひねばならないと考へられる。本文には(1)チャコールトラップ、(2)冷却トラップ、(3)高溫トラップ、(4)電氣的トラップ、(5)機械的トラップが論ぜられてゐる。特に排氣速度大なるバッフルの設計が述べられてゐる。R.S. Morse: *R.S.I.* 11 277 (1940) (原田)

○液體迴折像を目安とした結晶反射X線と滌過X線との比較 液體ソヂウムのX線迴折像を各種のスリット、單色法、管球電壓の下で撮影し、岩鹽の反射を用ひた場合が最適なることを示してゐる。滌過X線を用ひた場合には、或る條件では、全く質の山が現はれることあるを示してゐる。P.Q. Gregg, N.S. Gingrich: *R.S.I.* 11 305 (1940)

**○ミユーラー計数管の量子効果** 本装置は露出型であつて、詳細にその計画から測定治療に到る迄論ぜられてゐる。章別に見ると第1章、装置の計画： a) 醫學的、電気的見地からの課題とその解決 b) 高壓装置防禦並びに確實性 c) 装置を設備する建家 第2章、100万ボルト用一端接地型治療用X線管、第3章、100万ボルトX線の測定となつてゐる。測定の一例としてX線の結果を見ると100万ボルト、5mAで、焦点よりの距離1m、12mmの鉛の遮蔽物を置いた場合、40r/minの多量のX線射出を示してゐる。其他実験結果は高電圧X線に興味を持つ人々の注意を引くべきものであらう。H.M. Sullivan : *R.S.I.*, 11 356, Lasser, Eisl, Rump : *Str. Thn.* 68 357 (1940). (原田)

#### ○真空 X 線スペクトログラフ中に於ける結晶の固定法

J. W. McGrath : *R.S.I.* 11 396 (1940)

#### ○真空 X 線スペクトログラフに用ひた簡単な結晶支持装置

J.W. McGrath : *R.S.I.* 11 396 (1940)

#### ○自己整流型 X 線管球附加電圧の測定

J. E. Edward : *Amer. J.P.* 8 253 (1940)

#### ○高氣圧絶縁型靜電式高壓發生裝置を使用せる小型超高压 X 線發生裝置

J. G. Trump, R.J. Vandegrift, R.W. Cloud : *Amer. J. Roent.* 44 610 (1940)

#### ○超高压 X 線の物理的特性

J. G. Trump, R. W. Cloud : *Amer. J. Roent.* 44 615 (1940)

### C スペクトル及び理論

**○固状及水溶液のコバルト鹽の二次 K-吸收端** 金属コバルト、酸化物及硝酸鹽、硫酸鹽、鹽化物及びそれ等の水溶液のK-吸收の二次(微細)構造が200V附近まで測定された。固状から1N溶液までは主吸收端の位置及二次構造に差異は認められない。1/10N、及び1/20N程度の溶液では主吸收端は長波長側にずれ、二次構造は主吸收端の近傍で著しく異なる。B.B. Ray, S.R. Das and N. Bagchi : *Ind. Jour. Phys.* 14 37 (1940), (三津木)

**○同じ結晶中の二つの元素に対する X 線吸収微細構造の比較** BbBr, SrBr<sub>2</sub>, Cu<sub>2</sub>Se, [CuBr], ZnSe, AgBr, CuSeO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O, CuHAsO<sub>3</sub> 及び Cu(AsO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>·4H<sub>2</sub>O における Cu, Se, Br, Rb, Sr 及び As のK-吸收端の短波長側の微細構造が集光透過分光器により研究されてゐる。同じ結晶の中の二つの元素に対する構造は等しく無い、同様の現象はこれ迄他の研究者によりエネルギー距離數10Vまで認められてゐる事であるが、本實驗の或場合には150Vまでも差異が認められる。但 RbBrのRbとBrの間の差異は小である、又一つの元素に對してそれを含む異なる結晶の間に類似が有り、微細構造には結晶構造の以外に何か他の素因が影響するものと結論されてゐる。S. T. Stephenson : *Phys. Rev.* 58 873 (1940). (三津木)

**○固體の軟 X 線分光學(その一) 最初の二群の元素よりの K 及び L 発射スペクトル** 週期律表の中最初の二群の元素のK又はLスペクトルについて40—500A°の波長の範囲に於て1時に付き3萬本の硝子反射格子を用ひて研究した。温度変化の影響を見るために對陰極を液態空氣にて冷却する新しい方法を用ひ、最近の固體理論と比較した。金属のエネルギー帶への温度の効果は電導電子の Maxwell の分布と直接に關係して居り、又熱的膨脹の影響も相當あることを認めた。又金属と非金属のエネルギー帶の間に大なる差を認めた。発射スペクトル帶には長波長側に限界がないので全體として20又は30eV迄も擴つて居る。そしてこれはNa如き一電子元素よりもSの如き多電子元素の方がその程度は大きい。これには結晶構造が非常に關係して居る。H. W. B. Skinner : *Roy. Soc., Phil. Trans. A.* 239 95 (1940) (澤田)

**○固體の軟 X 線分光學(その二) 簡単な化合物よりの発射スペクトル** 卤化物、鹽化物、臭化物、沃化物、酸化物、硫化物、塩化硼素及び硼素の化合物及び炭化物に就て17A°より300A°の範囲でK-又はL-発射スペクトルを研究した。この結果は物質の定常状態における價電子のエネルギー水平帶を與へる。ハロゲン化物の場合にはその陰イオンのp-及びs-状態を與へ、このときにも、結晶構造の影響が現れて居る。酸化物よりの酸素の2p-エネルギー帶は更に擴つて近隣原子間の電子相互作用が可成著しい。酸化物中の金属イオンのスペクトルは非常に複雑であり、この混亂を生ずる因子を解除せん試みて居る。H. M. O'Bryan, H. W. B. Skinner : *Roy. Soc., Proc. A* 176 229 (1940). (澤田)

**○X線 K 吸收端近傍の構造** 吸收端近傍の吸收係数をばエネルギーの函数として出す新しい方法を述べて居る。他新しく得た結果は大略次の如きものである。1) 低温(-180°C)では銅及び鐵では構造は全體として長波長に變位す。2) 鐵では260°-970°Cではγ鐵の面心立方體に相當する構造を示す。3) 黄銅鐵(CuFeS<sub>2</sub>)に於て Cu<sup>II</sup>Fe<sup>II</sup>S<sub>2</sub> 及び Cu<sup>I</sup>Fe<sup>III</sup>S<sub>2</sub> が存在する。4) 磁鐵鐵のFe-K吸收に於ても二種類の鐵の原子存在す。5) K<sub>4</sub>Fe(CN)<sub>6</sub> : X線の照射で分解することは、色の變化の他にK-吸收でも認められる。6) 電解鐵のK-吸收端は1萬ガウスの磁場の下で、X線を磁場に垂直に照射すると長波長の方に約3eV變位す。C. Kurylenko : *J. de Physique Ser. 8* 1 133 (1940). (澤田)

**○X線の强度測定に用ふる Geiger-Müller 計数管の量子効率** 用ひた Geiger-Müller 計数管は直徑0.076cmの裸のW線の電極と真鍮の圓筒の内面に0.0025"の厚さにZrで被覆した電極とを硝子管内に封じたもので、この圓筒には直徑の兩端に直徑0.15cmのX線の入口と

直徑 0.19<sup>mm</sup> の出口の孔とをあけてある、X線はW線には當らない、X線束が計数管のガスのみを通った時吸収された光量子の數と記録された衝撃の數との間に一對一の對應が成立すれば

$$f = n_1/n = 1 - e^{-\mu_a N x}$$

$n_1$  は記録された計數、 $n$  はX線束内の光量子の數、 $\mu_a$  はガスの原子吸収係数、 $N$  はガス 1 cm<sup>3</sup> 中の原子數、 $x$  はガス中のX線の道程。 $n_1$  と  $\mu_a$  とか既知なれば  $n$  は計算出来る。次に X 線を Zr の電極に當る様にする。この時の毎分の計數を  $n_2$  とする。 $n_2/n$  又は  $n_2 f/n_1$  を計数管の量子效率 (Quantum efficiency) と云ふ。 $\mu_a$  を波長の小範囲内で一定とみれば、A と O<sub>2</sub> を満した計数管では MoK<sub>α1α2</sub> では 5.70%，MoK<sub>β1β3</sub> では 15.7%，H<sub>2</sub> を満した計数管では MoK<sub>β1β3</sub> で 4.00%，MoK<sub>β1β3</sub> で 15.0% で計数管の量子效率は Zr の K- 吸收端で不連續であるが其の他の處では X線の波長 X線管の電壓、電流に無關係で一定の値を有つ。量子效率と毎分の計數とから計数管に入る光量子の數 (cm<sup>-2</sup>, sec<sup>-1</sup>) が知れ、X線の絶對強度が測定出来る。上述の二つの計数管で絶對強度を測定すると 3% 以内で一致する、但し Zr の K- 吸收端では 20% の差がある。と MoK<sub>β1β3</sub> MoK<sub>α1α2</sub> との強度の比を測定して 0.266 を得た。Harris M. Sullivan : *Rev. Sci. Inst.* 11 356 (1940). (喜連川)

#### ○波長變化を伴ふ X 線反射 (その一) 理論的論議

C. V. Raman, P. Nilakantan : *Indian Acad. Sci., Proc. A* 11 378 (1940)

○波長變化を伴ふ X 線反射 (その二) ダイヤモンドの場合 C. V. Raman, P. Nilakantan : *Indian Acad. Sci., Proc. A* 11 389 (1940)

○波長變化を伴ふ X 線反射 (その三) 硝酸ナトリウムの場合 C. V. Raman, P. Nilakantan : *Indian Acad. Sci., Proc. A* 11 398 (1940)

○波長變化を伴ふ X 線反射 (その四) 岩鹽 C. V. Raman, P. Nilakantan : *Indian Acad. Sci., Proc. A* 12 141 (1940)

○Laue 寫眞の格外な斑點 W. Bragg : *Nature*, 146 509 (1940)

#### ○X 線反射及び散亂の量子論 (其の一) 幾何學的關係

C. V. Raman, N.S.N. Nath : *Indian Acad. Sci., Proc. A* 12 83 (1940)

○結晶に依る X 線反射の二つの型 C. V. Raman, N. S. N. Nath : *Indian Acad. Sci., Proc. A* 12 427 (1940)

○結晶内力場に依つて分解された電子エネルギー水平の成分の理論的實證 S. Freed, S. I. Weissman : *J. Chem. Phys.* 8 878 (1940)

○單結晶による X 線の擴散射 K. Lonsdale, I. E.

Knaggs, H. Smith : *Nature* 146 332 (1940)

○X線の變波長反射 C. V. Raman, P. Nilakantan : *Nature* 146 523 (1940)

○種々の元素の  $L\beta_2$  X 線の相對強度 K. W. de Langen : *Physica* 7 845 (1940)

○Cu-Zn 合金の X 線  $K\beta_{2.5}$  發射線及び K 吸收端 J. A. Bearden, H. Friedman : *Phys. Rev.* 58 387 (1940)

○二つの Zn-Ni 合金の K- 吸收端及び  $K\beta_{2.5}$ - 發射線 J. A. Bearden, W. W. Beeman : *Phys. Rev.* 58 396 (1940)

○散射 X 線によつて何を學んだが A. H. Compton : *Frank. Inst. J.* 230 149 (1940)

○X線吸收スペクトル法による合金 Al-Cu の時効硬化の研究 小久保定次郎, 林威 : 日本金属學會誌 4 404 (1940)

○石墨の Hull-Debye-Scherrer スペクトル中の異常回折 A. Taylor, D. Laidler : *Nature*, 146 130 (1940)

○銅及びニッケルの X 線  $K\beta_{2-}$  及び  $K\beta_5$ - 發射線及び Cu-Ni 合金の K 吸收端 H. Friedman, W. W. Beeman : *Phys. Rev.* 58 400 (1940)

○タンクステンの主 M- 系列發射線及マグネシウム及びアルミニウムの K 吸收 J. H. Munier, J.A. Bearden, C. H. Shaw : *Phys. Rev.* 58 537 (1940)

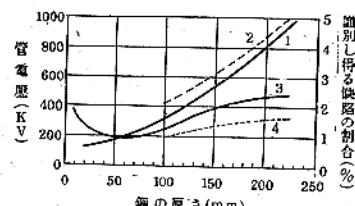
○X線發射スペクトルに於て可能な Kronig の微細構造に關する註解 S. T. Stephenson : *Phys. Rev.* 58 877 (1940)

○電子及び X 線の寫眞乳剤に對する作用 A. Charlesby : *Phys. Soc., Proc.* 52 657 (1940)

○硫黃の第二次 K- 吸收スペクトル N. Bagghi : *Indian Journ. Phys.* 14 85 (1940)

## D 透 過 試 験

○100萬ヴォルトまでの X 線の鋼に対する透過度 管電壓100ヴォルトまでのX線で鋼の透過検査を行ふときは透過度及び缺陷の識別度は圖に示す如きものである。圖は



定電壓裝置を用ひ X線管焦點とフィルムの距離は 100 cm で増感紙(1938年製)を使用し 30 mAmin の露出によ

り黒化度 0.8 を得る場合の厚さと管電圧との関係である。曲線 1 は散乱線防止金属フィルターを用ひないものであり、曲線 2 はフィルターとして 1 mm の厚さの鉛を用ひたものである。これから 100 萬ヴォルトの X 線では鐵の 230 及び 220 mm の厚さの透過寫真が撮影し得ることを知る。透過の厚さ（從て管電圧）と識別し得る缺陷の程度との関係は曲線 3 及び 4 によつて示される。曲線 3 は金属フィルターを用ひないものであり曲線 4 は金属フィルターを用ひたものである。即ち 100 萬ヴォルトの X 線では識別し得る缺陷の程度はそれぞれ厚さの 2.4% 及び 1.6% である。この缺陷識別能の曲線は正確に云ふと焦點フィルム間距離 150 cm で X 線管の焦點は直徑 10 mm の大きさを有し缺陷はフィルムより 65 mm の位置にあつて鋼塊の内部にあるものとする。R. Berthold, F. Ebert, O. Vaupel: *Stahl u. Eisen*, 60 339 (1940) (關戸)

○軸承合金のX線的及磁氣的検査 O. Vaupel, *Metall-Wirtsch.* 18 764 (1939)

○X線による木柱の検査 M. Zucker, *Elect. World*, 113 33 (1940)

○X線に対するタリウムの鉛當量 R. Jaeger: *Physik. Zeits.* 41 398 (1940)

## E 金 屬

○ $\text{CaZn}_5$  及び  $\text{CaCu}_5$  の結晶構造 この金属間化合物はデバイ寫真で兩者共同じ線の構造を與へる。ハルの曲線により六方晶系の指數をつけた。 $\text{CaZn}_5$ :  $a=5.405\text{\AA}$ ,  $c=4.183\text{\AA}$ ,  $c/a=0.774$ .  $\text{CaCu}_5$ :  $a=5.082\text{\AA}$ ,  $c=4.078\text{\AA}$ ,  $c/a=0.803$ . 單結晶寫真で二つの指數の正しきことを確めた。単位格子中の原子の數は 6, 即ち  $\text{Ca}$  1 個と  $\text{Zn}$  ( $\text{Cu}$ ) 5 個入る。 $\text{Ca}$  に 000, の位置を與へ、既知の原子半徑を入れて  $\text{Zn}$  の位置をきめて見ることが出来た。 $\text{Ca}$ : 000;  $\text{Zn}$ :  $\frac{1}{2}0\frac{1}{2}; 0\frac{1}{2}\frac{1}{2}; \frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}; \frac{1}{3}\frac{2}{3}0; \frac{2}{3}\frac{1}{3}0;$  計算強度と算出強度のよき一致を見る。空間群は  $D_{6h}-\bar{C}6/mmm$ .  $\text{Cu}$  の位置も同様、 $\text{Zn}$  及び  $\text{Cu}$  の配位數は 12,  $\text{Ca}$  の配位數は 18 に達する。W. Haucke: *Z. anorg. Chem.* 244 17 (1940) (安藤)

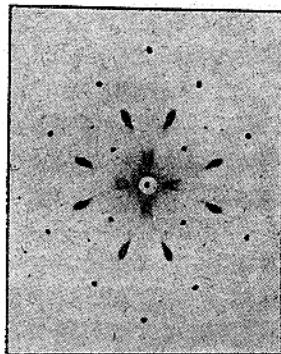
○鐵の再結晶せのものに現れる結晶の亞境界 (Sub-boundary) 焼鈍鐵を顯微鏡で見るとき大なる結晶境界の他に屢々その粒内に小なる脈状のもの (Veining) 即ち亞境界が見られることはよく知られてゐるが、その成因乃至は本性に就ては明かでない。Northcott はこれを不純物によるとしたけれども、Ammerman 及び Kornfeld の研究によるとこの亞境界は鐵を加熱するに  $A_3$  點で行つたものには生ぜずしてそれ以上で行つたものに生ずるといふことがあるから、この事實を不純物に

よつて説明するにわけにはゆかない。また Hanemann, Schrader 及び Tangerding は水素氣中で焼鈍しても尚ほこの亞境界は減少することなく、その生成の原因を酸化物に歸せしめることに困難があるために、それを結晶方向の僅かに異なる地鐵同志の境界であると考へた。本研究はこの考を支持せんがために行つたものである。試料には不純物として 0.04% C, 0.017% Mn, 0.006% P, 0.020% S を含む鐵を材料とし、これをロールしてから 8% の水素を含む還元氣の中で  $A_3$  點以上に 24hr 焼鈍し室温まで 15hr を要して冷却した。この試料によつてラウエ寫真を撮つて見ると斑點か asterism (星状圖形) を呈した。顯微鏡によつては勿論亞境界を見た。之に反し  $A_3$  以下で焼鈍せるものでは普通の鮮銳なラウエ斑を示し顯微鏡下では亞境界を示さなかつた。また變態のない 3% の珪素を含むものに就て實驗をして見たが、asterism も呈せず亞境界も出なかつた。即ち亞境界が見られるのは asterism を明瞭に示すものに限られる。また亞境界は  $A_3$  點以上に加熱せるものに現れることより、顯微鏡下に見られる主境界は元の  $\gamma$  結晶粒の境界であつたもので、 $\gamma \rightarrow \alpha$  變態によりその粒子は壊れ、その各小粒子は變態並びに結晶の成長によつて少し傾きの異なるものとなり、その境界が亞境界として現れたものと考へられる。また往々、歪を受けたものは、極めて薄い場合には  $A_3$  以下の加熱によつて asterism を除くことが出来るが、厚いと再結晶の際に結晶の成長を妨げられるため歪はたやすくは除かれない。要するに顯微鏡下に見られる veining は通常の結晶境界ではないけれども傾きの僅かに異なる結晶粒間の境界であると決論される。N. P. Goss: *Metals Techn.*, 7 T. P. 1236 (1940) (西山)

○Al-Ag 合金の時効中に於ける原子分布 前に Guinier 並びに Preston は Al-Cu 合金に於て時效中の X 線寫真に普通のラウエ斑點の外に斑條 (streak) の生ずるのを發見し、これは母體固溶體の {100} 面に Cu 原子が集合したものより生じた二元格子の廻折圖形であるとし、時效中に於ける原子の移動に關する重要な事實を提供した（尤も之に類する斑條は熱振動によつても生ずることは Preston 及び Zachariasen によつて示されて居る。）本報告は同様な事を Al-Ag 合金の時效中に於ける現象に就て研究せるものである。試料としては、Ag 20.2% の材料を鑄造延伸後 550° 48hr 加熱して均一の成分となした後歪焼鈍法によつて得た大なる結晶のもを用ひ、切斷研磨腐蝕後 560° 18hr 加熱水水中に急冷し、これを室温～320° の間の各種の溫度で時效せしめた。その様な試料に就てラウエ寫真を撮影した結果、第 1 圖にその一例を示す如く、熱振動によるもの外に品帶構圖に沿ふ斑條が明瞭に現れた。これらに就てステレオ投影法並びに逆格子法によつて分析すると、この斑條は母體の固溶體の

{111} 面に平行に生じた二元格子によることが判る。而して斑條は 20° 時效のものでは 150° 時效のものより以上

第 1 圖



150° 150hr 時效 X線の方向 [007] [100] 鉛直

に擴散し、200° 以上の時效のものに就ては、析出粒子は顯微鏡下に於て可視大の大きさとなり、X 線寫真には最早や斑條としてではなく寧ろ鮮銳な斑點として現れ、その位置は Widmanstätten 構造に關する次前の研究結果より豫期される所にある、この様に成長する以前には極めて薄い板状の核が母體の {111} 面に沿つて生じてゐるものであつて、その面と面との間隔は不規則であると考えられる。要するに、Al-Ag 合金に於ても Al-Cu 合金に於けると同様に、析出の初期に於て二元格子の生成があるが、唯その析出する面が Al-Cu 合金では (100) であるのに Al-Ag 合金では (111) である點に於て差異がある C. S. Barrett, A. H. Geisler: *J. Appl. Phys.*, 11 733 (1940) (西山)

○銀の  $K\alpha_1$  放射線によつて種々なる金属から放出せられた X 線電子 C. J. Birkett Clews, H. R. Robinson: *Proc. Roy. Soc. London* 176 28 (1940)

○銀-亜鉛系衡圖 K. W. Andrews, H. E. Davies, W. Hume-Rothery, C. R. Oswin: *Proc. Roy. Soc. A* 176 67 (1940)

○冷間壓延された鐵の纖維組織の解析 C. S. Barrett, L. H. Levenson: *Metals Techn.* 7 T. P. 1233 (1940)

○蒸發に依つて得たる金属薄膜の接觸能結晶構造及び吸着能 O. Beeck, A. E. Smith, A. Wheeler: *Proc. Roy. Soc. A* 176 57 (1940)

○析出過程に於る中間狀態の X 線的證據 A. J. Bradley: *Proc. Phys. Soc.* 52 80 (1940)

○合金構造の物理學的研究 A. J. Bradley, W. L. Bragg, C. Sykes: *Iron & Steel Inst. Adv. Copy* May (1940)

○炭素鋼の壓縮降伏點以上に於ける X 線的應力測定 F. Bollenrath, E. Osswald: *V. D. I.* 84 539 (1940)

○珪素-鐵合金薄板中の結晶の方位 J. T. Burwell: *Metals Technology* 7 T. P. 1178 (1940)

○アルカリ金属の針金内に於ける纖維狀組織 Carlo Goria: *Kolloid Z.* 89 325 (1940)○珪素鋼及びアルミニウムに於ける歪の定量的評價 G. L. Clark, W. M. Shafer: *Trans. Amer. Soc. Metals.* 28 853 (1940)○鋼上の鎘薄膜に於ける格子面の非平行度 B. Chalmers: *Nature* 146 493 (1940)○熱處理せる高溫亞鉛塗板被膜の X 線解析 E. W. Davis: *Metals Techn.* 7 T. P. 1224 (1940)

○Ni-W 系合金 F. H. Ellinger, W. P. Sykes: *Trans. Amer. Soc. Metals.* 28 619 (1940)

○Mg への鉛、蒼鉛及び金の固溶體容解度の X 線的研究 F. Foote, E. R. Jette: *Metals Techn.*, 7 T. P. 1248 (1940)

○銀を多量に含む Al-Ag 合金の精密 X 線研究 F. Foote, E. R. Jette: *Metals Techn.* 7 T. P. 1229 (1940)

○塑性變形を受けたる  $\alpha$  鐵の格子歪に關する研究 N. P. Goss: *Metals Techn.* 7 T. P. 1218 (1940)

○炭素鋼の X 線應力測定 R. Glocker, H. Hasenmaier: *V. D. I.* 84 825 (1940)

○大洲田分解の結晶學 A. B. Greninger, A. R. Troiano: *Metals Techn.* 7 T. P. 1212 (1940)

○鉛-蒼鉛及び鉛-アンチモニ-蒼鉛系に就ての知見 H. v. Hofe, H. Hanemann: *Z. Metallkunde* 32 112 (1940)

○Mg-Cd 系に於ける平衡狀態と結晶格子間隔との關係 W. Hume-Rothery, G. V. Raynor: *Proc. Roy. Soc. London* 174 471 (1940)

○Cu-In, Cu-Al, Cu-Ge, Ag-Al 及び Ag-Ge 系に屬する中間組成合金の組成と構造 W. Hume-Rothery, G. V. Raynor, P. W. Reynolds, H. K. Packer: *J. Inst. Metals* 66 209 (1940)

○電解による亞鉛及びカドミウムの結晶組織の成長

平田秀樹, 小藤甫, 原光雄: 京都帝大化學研究所講演集 11 1 (1941)

○Cu-Si 系合金の Cu 側狀態圖に就て (II) 伊澤猛三郎: 日本金屬學會誌 4 398 (1940)

○X線に依る工業材料検査法 岸巣: 日本機械學會論文集 6 1 (1940)

○X線吸收スペクトル法による合金 Al-Cu の時効硬化の研究 小久保定次郎, 林威: 日本金屬學會誌 4 404 (1940)

○Al 合金押出棒材の研究 (第2報) 小崎正秀, 中田兵次: 日本金屬學會誌 4 329 (1940)

○強韌耐蝕性鍛錬アルミニウム青銅の研究 (第2-3報) 小磯五郎, 楠本健次, 矢田益夫: 鐵と鋼 26 537 (1940)

- 金屬の再結晶に關する研究 G. Masing, P. Y. Long : *Z. Metallkunde* 32 217 (1940)
- セメンタイトの結晶構造 H. Lipson, N. J. Petch : *J. Iron Steel Inst.*, Advanced Copy, Sep 9 (1940)
- マグネシウムの再結晶組織 Y. Liu, W. Hofmann : *Z. Metallkunde* 32 226 (1940)
- 銅結晶に因るX線の分散 E. M. Mc Natt : *Phys. Rev.* 57 621 (1940)
- X線的應力測定値の吟味 西原利夫, 小島公平, 武田信義, 築添正: 日本機械學會論文集 6 I 11 (1940)
- 高角度撮影X線寫眞の測定 H. Neerfeld : *Mitt. K-W-I für Eisenforsch.* 22 213 (1940)
- 光學的査察並にX線干涉に依る金屬薄膜の厚さの決定 F. Odenbach : *Ann. d. Physik.* 38 469 (1940)
- Ni-Sb系合金のX線的研究 大澤與美, 柴田仁作: 日本金屬學會誌 4 362 (1940)
- 固溶體の結晶格子間隔 G. V. Raynor : *Proc. Roy. Soc. London* 174 457 (1940)
- Cu-Sb-Ni三元全系合金の平衡狀態圖(第1報) 柴田仁作: 日本金屬學會誌 4 269 (1940)
- X線に依る超デュラルミン時効硬化の研究(第3報) 筱田軍治: 日本金屬學會誌 4 347 (1940)
- 銅のX線的構造と彈性歪 S. L. Smith, W. A. Wood : *Proc. Roy. Soc. London*, 176 398 (1940)
- Geを一成分とする二元系に就て, II, Ge-As, Ge-Sb, Ge-Bi H. Stohr, W. Kleman : *Z. anorg. allg. Chem.*, 244 205 (1940)
- 冷間引抜鋼棒の研究(第1報) 冷間引抜炭素鋼棒の殘留歪のX線的研究 高瀬孝次, 倉理達郎: 鋼と鋼 26 737 (1940)
- X線に依る超デュラルミン疲勞の研究 田中晋輔, 筱田軍治, 高林順三: 日本機械學會論文集 6 I 37 (1940)
- 試片の壓延方向に對する位置が其の疲勞に及ぼす影響 H. Unckel : *Metalwirtsch.* 19 949 (1940)
- 壓延棒の纖維狀組織に關する二三の研究 H. Unckel : *Z. Metallkunde* 32 343 (1940)
- Fe-Si-V系狀態圖 R. Vogel, C. Jentzsch-Uuschinski : *Arch. Eisenhüttenwes.*, 13 403 (1940)
- Ag-Sb系合金の構造 F. Weibke, J. Efinger : *Z. Elektrochem.* 46 53 (1940)
- アルミニウム及びマグネシウム並に之等の均質合金に對するランタンの溶解度に就て F. Weibke, W. Schmidt : *Z. Elektrochem.* 46 357 (1940)
- Al-Mo系平衡狀態圖 山口桂次, 清水恭治: 日本金屬學會誌 4 390 (1940)

## F 纖維及び高分子化合物

- 天然綿糸のX線的研究 Bombyx mori種及びTussah種の綿糸について研究した。之等の綿糸のフィブロイン成分为X線回折に於て示す性質の相違に就て述べた。兩種の綿糸のセリシン成分为によるDiffraction bandが見出された。之によつてセリシンは纖維上に於て幾分結晶性的状態で存在すること及びフィブロインによつて示されるよりは低度クリスタリットの配列をしてゐることが分るセリシンによる回折線の位置は綿の種類によつて異なる。Bombyx mori種の綿についてその性質が硬、軟兩種のものの回折図を比較すると、兩者の間に著しい差違は認められない。H. J. McNicholas : *Text. Resch.*, 11 39 (1940) (久保)
- 織素維の第四変態の存在に就いて 潮野, 櫻田: *Naturwiss.* 36 577 (1940)
- X線的方法によるパルプの膨潤能の測定 Kulew, : *Arbeiten des russischen Institutes für die Papier- und Zellstoffindustrie*: Nr. XXIX—XXX S. 82 (1940).
- 天然及び合成澱粉のX線的比較研究 W. T. Astbury, and F. O. Bell: *Nature*, 146, 558 (1940)
- 合成樹脂のX線的研究 H. Steul : *Kunststoffe*, 30 265 (1940)
- ゴム-カーボン黒混合物のX線的構造 S. D. Gehman and J. E. Field: *Ind. Eng. Chem.*, 32, 1401 (1940)
- ゴムの結晶性に關するX線的研究 S. D. Gehman and J. E. Field: *J. Applied Physics*, 10 564 (1939)
- 緊張加硫ゴムの結晶化に於けるヒステレンスのX線的研究 G. L. Clark, M. Kableir, E. Blaker, J. M. Ball: *Ind. Eng. Chem.*, 32 1474 (1940)
- フォルムアルデヒドとアミノ酸の反応のX線的研究 A. K. Smith and P. Handler: *J. phys. Chem.*, 44 874 (1940)
- 岩鹽型構造の複酸化物  $\text{Pr}_2\text{O}_3$  と  $\text{Na}_2\text{O}$  の混合物を酸素で酸化して得た複酸化物のX線による研究の結果は岩鹽型格子で  $a=4.84\text{\AA}$ , 隣イオンの位置に酸素, 陽イオンの位置には  $\text{Na}^+$  と  $\text{Pr}^{4+}$  が統計的に分布してゐる  $\text{CeO}_2$  と計算量の  $\text{Na}_2\text{O}$  を熱することによつて  $\text{Na}_2\text{CeO}_3$  を得た。之も岩鹽型で  $a=4.82\text{\AA}$  であり  $\text{Na}^+$  と  $\text{Ce}^{4+}$  が陽イオンの場所に不規則に配列してゐる。尚3價のLaの酸化物と  $\text{Na}_2\text{O}$  で  $\text{NaLaO}_2$  が得られたが之は岩鹽型でなく構造は未だ不明。更に  $\text{Na}_{1.5}\text{Pr}_{0.8}\text{IV LaIII}_{0.2}\text{O}_{2.5}$  の組成の結晶をつくりデバイ寫眞をとつた結果は  $\text{Na}_2\text{PrO}_3$

## G 無機

と格子常数に變化を見なかつた。即ち原子價の大きさ異なる3種の陽イオンも岩鹽型の陽イオンの位置に不規則に分布してあることを知つた。E. Zintl: *Z. anorg. Chem.* 245 26 (1940) (安藤)

○電解製酸化アルミニウムの構造 電解によつて生成する酸化アルミニウムの結晶化する温度その他をデバイ寫真をとつて調べた。電解浴は硫酸と磷酸を用ひた。灼熱前の状態は直流の場合はX線的に完全に無定形であり、交流の場合は弱い乍らもデバイ線は出でてゐる。無定形から結晶化にする温度は700°C以上、生成結晶は磷酸及び硫酸-交流の場合は $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>、硫酸-直流の場合は $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>が $a=7.90\text{ \AA}$ であるに對して $a=5.35\text{ \AA}$ の線が現はれる。恐らくアルミニウムの鹽基性硫酸鹽によるものであらう。更に熱すると前者同様、 $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>が出る。1000°Cに熱した場合 $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(鋼玉型)の線が出るのもあるが完全には變化してゐない。磷酸浴による膜は加熱によつて光澤を失ふが硫酸浴による膜はかゝる事はない。A. Roth: *Z. anorg. Chem.* 244 48 (1940) (安藤)

○Zn<sub>3</sub>N<sub>2</sub>, Cd<sub>3</sub>N<sub>2</sub> 及び Ge<sub>3</sub>N<sub>4</sub> の結晶構造 Zn<sub>3</sub>N<sub>2</sub>は立方格子であり、 $a=9.743\pm 0.005\text{ \AA}$ 。測定比重 6.22, Z=16として算出した比重は 6.40,  $T_{\text{h}}^7$ -Ia3, Mn<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(Tl<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)の結晶構造と antiisomorph Cd<sub>3</sub>N<sub>2</sub>は Zn<sub>3</sub>N<sub>2</sub>と同じ構造 $a=10.79\pm 0.02\text{ \AA}$ 。測定比重 6.85、但し細粉のため誤が大きい。Z=16としての算出の密度は 7.67。Ge<sub>3</sub>N<sub>4</sub>は六方晶系であつて、測定比重 5.25, Z=18としての算出密度 5.29,  $a=13.84\pm 0.01\text{ \AA}$ ,  $c=9.25\pm 0.01\text{ \AA}$ ,  $c/a=0.668$ ; 菱面體として $a=8.57\pm 0.01\text{ \AA}$ ,  $a=10748'$ 空間群 $C_{3h}^2$ , 構造は Phenacite (Be<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>)を與へる。

この場合計算強度は高次の方はよく合はぬ。要するに Ge<sub>3</sub>N<sub>4</sub>は Phenacite 型ではあるがその理想型とは點の位置が少しく外れてゐる。併し粉末ではこのパラメーターを決定するわけにゆかぬ。R. Jusa, H. Hahn: *Z. anorg. Chem.* 244 125 (1940) (安藤)

○温度による浮遊法を用ひて弗化リチウムの結晶密度及び格子常数の決定 結晶の密度の正確な決定は、X線の波長の基準を作るために、更に之より基盤的な物理恒数を決定するために行はれて來た。著者等は G. N. Lewis 等により水の同位元素分析に用ひられた浮遊體の密度が温度に變化する事を用ひた密度決定法を用ひて弗化リチウムの密度  $d_{25}=2.63905\pm 0.0001g./c.c.$ を得た。この比重を用ひて弗化リチウムの格子常数を算出すれば  $a_{25}=4.01736\text{ \AA}$  ± 0.00004 となる。之を X 線を用ひた格子常数と正確に比較するために、 $a_{\text{NaCl}}=5.62800\text{ \AA}$  (20°C) を、 $a_{\text{NaCl}}=2.1638$  及び  $N=6.064\times 10^{23}$  を用ひて再計算すれば、 $a_{\text{NaCl}}=5.62694\text{ \AA}$  となり  $a_{\text{LiF}}$  の X 線の値を 0.00075 $\text{ \AA}$  だけ小さくせねばならぬ。Straumanis 等の値にこの補正を行へば  $a_{\text{LiF}}=4.01732\text{ \AA}$  (25°C) となり、著者

等の値  $a_{\text{LiF}}=4.01736\text{ \AA}$  (25°C) と完全に一致する。この事は X 線の波長の標準として弗化リチウムを用ひる事が可能であり、又この比重と X 線測定値とを用ひてアヴァガ F ロ数を決定する事も可能である。C. A. Hutchison, H. L. Johnston: *J. Am. Chem. Soc.* 62 3165 (1940) (神崎)

○六クロロゲルマン酸セシウムの結晶構造 CsClを1容の酒精と2容の12N濃鹽酸の混合液にとかし之に GeCl<sub>4</sub> 加へると綿毛狀の黃白色の沈殿を生ずる。之が CsGeCl<sub>6</sub> である。粉末 X 線寫真は面心立方格子を示す。 $a=10.21\text{ \AA}$ ,  $Z=4$ 。測定密度 3.45, X 線値による密度 3.48, 構造は (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>PtCl<sub>6</sub> 型で Cl のパラメーターは 0.23 が最もよく強度が合ふ。Ge-Cl は 2.35 $\text{ \AA}$  Pauling の半径からの 2.34 $\text{ \AA}$  とよく一致する。A. W. Laubengayer, O. B. Billings, A. E. Newkirk: *J. Am. Chem. Soc.* 62 548 (1940) (安藤)

○BaSiF<sub>6</sub> 及び BaGeF<sub>6</sub> の構造 BaSiF<sub>6</sub>: 六方軸をとれば  $a=7.17\text{ \AA}$ ,  $c=6.99\text{ \AA}$ 、單位胞中に 3 分子、之は菱面體格子にすると  $a=4.75\text{ \AA}$ ,  $a=97^\circ 58'$ , 一分子を含む。空間群は  $D_3^5a-R\bar{3}m$ , Si は 000, Ba は  $\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}$  にあり 6F は  $x=-0.254$ ,  $z=0.085$  とすると SiF<sub>6</sub> 囘は Si-F=1.71 $\text{ \AA}$  なる正八面體となりこの値で強度を計算するとよく實驗値と一致する。これと全く同形の BaGeF<sub>6</sub> は六方晶系単位胞で  $a=7.29\text{ \AA}$ ,  $c=7.10\text{ \AA}$ , 菱面體格子で  $a=4.83\text{ \AA}$ ,  $a=98^\circ 1'$ , GeF<sub>6</sub> は正八面體, Ge-F=1.77 $\text{ \AA}$ ,  $x=-0.259$ ,  $z=0.086$  Ba の F に對する配位數は 12, 菱面體格子の (111) 面への投影より見れば 6F は 3 個宛上下に他の 6F は Ba の周りに環状に位置す。

Ba-Si(上)	Ba-F(下)	Ba-Si(環)	Ba-F(下)	
BaSiF <sub>6</sub>	3.495 $\text{ \AA}$	2.88 $\text{ \AA}$	4.30 $\text{ \AA}$	2.75 $\text{ \AA}$
BaGeF <sub>6</sub>	3.55	2.92	4.37	2.77

隣接錯イオン間の F-F は環中で最小 2.77 $\text{ \AA}$  (SiF<sub>6</sub>) 2.79 $\text{ \AA}$  (GeF<sub>6</sub>) 之等から SiF<sub>6</sub>=, GeF<sub>6</sub>= は共に正八面體から僅に 3 回軸の方向に伸びてゐる。斯る偏差が BaF<sub>6</sub> の配位を安定化する。RMX<sub>6</sub> なる化合物に對しては R の X に對する半径比が 1 か 1 より大なら BaSiF<sub>6</sub> 型が安定と豫期される。此の二つの物質に對應する K 盡を考へると、Ba 盡の方が K 盡よりも小なる分子容、從つて大なる絶晶エネルギーを有し、K<sub>2</sub>SiF<sub>6</sub> では K と F とは大體稠密立方 K<sub>2</sub>GeF<sub>6</sub> は大體稠密六方なる事から見て、Ba 盡は一つの新しい compact な構造と考へられる。J. H. Hoard, W. B. Vincent: *J. Am. Chem. Soc.* 62 3126 (1940) (神澤)

○メタ硼酸の單結晶 ラヴェ及び迴轉結晶法に適用出来るに充分な大きさのメタ硼酸の單結晶を著者獨自の方法で造つて二種の單結晶を見出した。その一つは斜方晶系で他は單斜晶系であつて、これ等の單結晶性質を顯微鏡

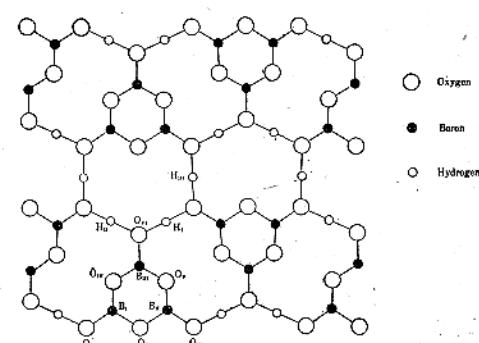
及び X 線で調べた。ここでは X 線による検査の結果のみ述べる。(1) 斜方晶系のメタ硼酸  $\text{HBO}_2(\alpha)$  の単位細胞及び空間群 ラウエ法及び回転結晶法によつて  $\text{HBO}_2(\alpha)$  の單結晶の単位細胞並に空間群を決定した。回転結晶法には  $\text{CuK}\alpha$  放射線を用ひ、[a], [b] 及び [c] 軸を回転軸にとつた。その結果三軸の長さを次の如く決定した  $a=8.01\text{\AA}$ ,  $b=9.67\text{\AA}$ ,  $c=6.24\text{\AA}$  従て軸率は  $a:b:c=0.8285:1:0.6446$  となつた。この結果及び  $\text{HBO}_2(\alpha)$  の密度から単位細胞中に於ける  $\text{HBO}_2$  分子の数を算出し 12 を得た。尙回転寫真に於て  $(hkl)$  反射では  $h$ ,  $k$  及び  $l$  は偶数又は偶数の任意の整数をとり得、 $(OkI)$  反射では  $k$  は常に偶数、 $(hOI)$  反射では  $h+l$  は常に偶数、 $(hkO)$  反射では  $h$  及び  $k$  は奇数又は偶数であることが見出された。この事より  $\text{HBO}_2(\alpha)$  の結晶は斜方單格子 ( $\gamma_m$ ) で、その空間群は  $V_{h^6} - P_{wnt}$  又は  $C_{2h} - P_{na}$  であることが知られた。(2) 單斜晶系のメタ硼酸  $\text{HBO}_2(\beta)$  の

**単位細胞及び空間群** 先づ最初に銅對陰極より發する收斂 X 線を  $\text{HBO}_2(\beta)$  の單結晶の  $c$  面に衝てて単位細胞の大きさを決定した。その結果  $a=15.59 \pm 0.02\text{\AA}$ ,  $b=8.80 \pm 0.01\text{\AA}$ ,  $c=7.15 \pm 0.04\text{\AA}$ ,  $\beta=\pi-60^\circ 3' \pm 8'$  が得られた。然しこの結晶は單斜晶系であるのでこれが眞の単位細胞か否かを回転 X 線寫真で調べて見た。そのために同じ X 線を用ひて a, b 及び c 軸の周りの回転 X 線寫真を取つて  $a=15.62\text{\AA}$ ,  $b=8.81\text{\AA}$ ,  $c=7.14\text{\AA}$  を得た。この値は收斂 X 線で得られたのと一致してゐる。然し面對角線及び體對角線の周りの回転 X 線寫真からは何等面心格子及び體心格子の特性は見出しえなかつたが、[101] 軸の周りの回転 X 線寫真からはこの轉換格子は side-centred であることが見出された。それでこの新らしい結晶軸の方位の方を採用することにした。然る時は新結晶の b 及び c 軸はものまゝで、a 軸は舊結晶軸の帶軸  $\frac{1}{2}[101]$  に相當する。従つて舊結晶軸でのミラー面指數  $h', k', l'$  と新結晶軸での面指數  $h, k, l$  との間には次の關係がある。 $h=\frac{1}{2}(h'+l')$ ,  $k=k'$ ,  $l=l'$  それで眞の単位細胞の大きさは次の如くなる。 $a=6.76\text{\AA}$ ,  $b=8.80\text{\AA}$ ,  $c=7.15\text{\AA}$ ,  $\alpha=92^\circ 40'$ ,  $a:b:c=0.768_2:1:0.812_5$  且つ単位細胞中の  $\text{HBO}_2(\beta)$  分子の数は 12 となる。新結晶軸の周りの回転 X 線寫真から  $(hkl)$  反射に對しては  $h, k$  及び  $l$  は奇数又は偶数の任意の値をとり、 $(hOI)$  反射に對しては  $l$  は偶数のみ、 $(OkO)$  反射に對しては  $h$  は偶数のみであることが見出された。この事より  $\text{HBO}_2(\beta)$  の結晶は單斜格子 ( $\gamma_m$ ) でその空間群は  $C_{2h} - P2^3/c$  であることが結論せられた。田崎秀夫: Hiroshima Journ. Sci 10 55 (1940). (島津)

**○メタ硼酸  $\text{HBO}_2(\alpha)$  の結晶構造** メタ硼酸の單結晶には斜方晶系のものと、單斜晶系のものと二種有り、前者を  $\text{HBO}_2(\alpha)$  にて、後者を  $\text{HBO}_2(\beta)$  にて表はす。 $\text{HBO}_2(\alpha)$  は單一斜方格子で単位格子は二つの分子を含

み、 $a=8.015\text{\AA}$ ,  $b=9.679\text{\AA}$ ,  $c=6.244\text{\AA}$  であり、空間群は  $V_{h^6}$  である。原子は C 面に平行なる二層に分布して居り、其の距離は  $3.12\text{\AA}$  である。a-軸, b-軸及び c-軸に關し回転 X 線寫真を撮り、其の結果から Fourier 解析に依り下表の如く O と B の位置を決定した。なほ一つの層上の原子排列狀態は下圖の如し。 $\text{B}_3\text{O}_6$  群に於て O-O の距離は  $2.37\text{\AA}$ , B-O は  $1.37\text{\AA}$ 、又 O-H-O 群の O-O は  $2.74\text{\AA}$  である。田崎秀夫: Journ. Sci.

	x	y	z		x	y	z
O_I	-0.079	0.055	0.25	B_I	0.009	0.176	0.25
O_{II}	-0.082	0.297	0.25	B_{II}	0.009	0.418	0.25
O_{III}	-0.079	0.539	0.25	B_{III}	0.264	0.297	0.25
O_{IV}	0.177	0.178	0.25	H_I	0.507	0.425	0.25
O_V	0.177	0.416	0.25	H_{II}	0.507	0.165	0.25
O_{VI}	0.435	0.297	0.25	H_{III}	0.750	0.547	0.25



Hiroshima Univ. 10 55 (1940). (蒲田)

○天然及び養殖真珠に於ける霰石の X 線的研究 A.E. Alexander: Am. J. Sci., 238 366 (1940)

○銀ハライドの構造及び方位 H. Wilman: Proc. Phys. Soc. 52 323 (1940)

○天然及び人工 mullite の X 線的研究 H. D. Rooksby and J. H. Partridge: Soc. Glass. Tech. 23 338 (1940)

○リチウムの結晶構造再吟味 H. Perlitz, E. Arya: Phil Mag 30 55 (1940)

○アルミニ、プロツクに關する X 線的研究 H. B. Weis, W. O. Milligan, W. R. Purcell: Ind. Eng. Chem. Ind. Ed. 32 1487 (1940)

○ $\alpha$ -AOOH 及び  $\alpha$ -FeOOH の結晶構造 W. Hoppe: Z. Krist. A. 103 73 (1940)○クロム酸ルビチウム  $\text{Rb}_2\text{CrO}_4$  の結晶構造 H. W. Smith, Jr., M. Y. Colby: Z. Krist. A. 103 90 (1940)○ $\text{SiO}_2$  の各種變態に於ける空間充填の問題 H. Tertsch, Z. Krist. A. 103 96 (1940)

○テルル及びゼレンの格子常數並に熱膨脹係数 S.

M. Straumanis: *Z. Krist. A.* 102 102 (1940)

○アミノスルフオニ酸カリウム  $\text{KNH}_2\text{SO}_3$  の結晶構造 J. A. A. Ketelaar, E. L. Heilmann; *Z. Krist. A.* 103 41 (1940)

## H 有機

○ $(\text{C}_6\text{H}_5)_4\text{AsI}$  の結晶構造 結晶は水に殆ど溶けぬ無色柱状の微細な結晶で正方晶系に属す。一方、鹽化物及び臭化物は斜方晶系で同形である。 $\text{CuK}\alpha$  を用ひ迴轉及び粉末寫真より  $a=12.194\text{\AA}$ ,  $c=7.085\text{\AA}$ ,  $c/a=0.58$  及び單位格子中に 2 分子含まれる事を知る。空間群は  $S_4^2 - I\bar{4}$  こより原子の位置として  $\text{As} (000), \left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}\right), ; \text{I} \left(0 \frac{1}{2} \frac{3}{4}\right), \left(\frac{1}{2} 0 \frac{1}{4}\right)$ , 48C(6個一組で)  $(xyz); (\bar{x}yz); (y\bar{x}z); (\bar{y}xz)$  及び各々に  $\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$  を加へたものになる。炭素原子の位置を定めるには而への電子密度をフーリエ法で計算しその圖形から直ちに炭素原子の 12 個のパラメーターを得、残りの 6 個のパラメーターは、適當にとつてそれから計算せる強度と實測値が一致する如く定めた。

	$2\pi x$	$2\pi y$	$2\pi z$	$(\text{C}_6\text{H}_5)_4\text{As}^+$ と $\text{J}-$ の 2 の 體心格子の透入せるもの
As	0°	0°	0°	I は前者に對し $0 \frac{1}{2} \frac{3}{4}$
J	0°	180°	270°	
C <sub>1</sub>	23.6	39.8	58.5	にある。As の廻りに 4
C <sub>2</sub>	3.0	73.7	77.7	つのフェニル基が正しく
C <sub>3</sub>	19.2	101.0	124.0	正四面體角をなして結合
C <sub>4</sub>	59.0	96.4	142.5	し、その各フェニル基の
C <sub>5</sub>	78.7	64.9	124.0	面はイオンが相互に直角
C <sub>6</sub>	62.5	36.8	77.7	で底面に直角な 2 つの反

射を持つ様に位置する。各 I' は 8 個の陽イオンに、逆に各陽イオンは 8 個の I' にとり囲まれる。原子間隔 C-C (ベンゼン環内)  $1.39\text{\AA}$ , C-C (陽イオン内の隣接フェニル(基間の最短距離)  $3.40\text{\AA}$ , C-C (隣接陽イオン間最短距離)  $3.50\text{\AA}$ , As-C (四面體内)  $1.95\text{\AA}$ , J-C (coordinatin の距離)  $4.13\text{\AA}$ . Rvse C, L, Mooney: *J. Am. Chem. Soc.* 62 2955 (1940). (神澤)

○チフエニール、オクタテトラエンの同質二像 K. S. Krishnan, S. L. Chorghade, T. S. Ananthapadmanabham: *Nature* 146 333 (1940).

○パルミチン酸蓄達の轉移に關する X 線的研究 F. G. Chesleg: *J. Chem. Phys.* 8 643 (1940)

○ロツシエル塗の結晶構造 C. A. Beevers, W. Hughes: *Nature* 146 96 (1940)

○シス及びトランス、スチルベン二臭化物に於ける臭素原子距離 J. D. Mc Culloagh: *J. Am. Chem. Soc.* 62 517 (1940)

## I 電子線

○硝子表面に於ける二次電子放射と電子迴折 光學硝

子の表面に大氣中の各種の蒸氣によつて生じた微量化合物を電子迴折法によつて檢べたものである。この化合物は極めて微量なる爲め化學的又は X 線法によつて分析することは殆ど不可能である。普通の電子迴折法では硝子の如き絕縁體はその表面に電荷が蓄積して迴折圖形を得る事が困難である。この爲め迴折を檢べる主電子線 ( $40 - 50\text{kV}$ ) 以外に第二の低速度 ( $\sim 300\text{V}$ ) 電子線を同じ硝子表面に主電子線と垂直に又硝子面法線と約  $30^\circ$  の傾き投射した。この電子線の強度を調節して二つの電子線に對する二次電子放射を零ならしめ硝子表面を電氣的に中和せしめることが出来る。この方法によつて新に磨いた硝子面からは  $\sin \frac{\theta}{2}/\lambda = 0.13, 0.20, 0.37$  の位置に無定形迴折量を得た。これは以前の無定形石英薄膜の透過検査によつて得られた結果と多少異り研磨層の構造は臺の硝子の構造と異なるものであることを示す。大氣中に曝して墨つた硝子は大氣の状況と時間と硝子の種類によつて異なる各種の迴折環圖形を與へる。多量の BaO を含む光學硝子 (例へば,  $\text{SK}_4$ ,  $\text{BaLF}_4$ ) 及び多量の PbO を含むもの (例へば,  $\text{SF}_2$ ,  $\text{SF}_5$ ) の研磨面を約 2 ヶ月間  $\text{SO}_2$  を多量に含んだ大氣中に常温には放置すると光の波表程度の厚さの皮膜による干渉縞が見れる。この皮膜はバリウム硝子の場合は  $\text{BaSO}_4$  であり鉛硝子の場合は  $\text{PbS}$  と  $\text{PbSO}_4$  の混合物であることが判つた。H. Kamogawa: *Phys. Rev.* 58 660 (1940) (田中憲)

○纖維素及びその誘導體の薄膜の電子線に依る研究 I 三つのハロに就て 豊原 J. Kakinoki: *Proc. Phys.-Math. Soc. Jap.*, 21 66 (1939) に於て硝酸纖維素の三つのハロはガス解析を適用する事に依り、C, O, N 間の原子間距離及び中に他の原子を入れた二つの日の原子間距離及びそれより長いすべての距離の無秩序配列に基くとして定量的に示された。然るにかかる三種の原子間距離は有機物質に共存する故無定形の有機物質の薄膜には同じ三つのハロが出てもよい筈であり、此の點を天然纖維素(バクテリアの薄膜)醋酸、ベンズル、メチル、硝酸纖維素及び寒天、ゼラチン、ポリメチロールに就き實驗的に確かめ得た。他の著者の resoglaz, polyethylene sebacate, "white" gutta-percha, フィブロイン、ケラチンにも同様の事を紙上に於て確かめ得た。(Jiro. Kakinoki: *Proc. Phys.-Math. Soc. Jap.*, 22 1010 (1940) II 結晶部分に就て 天然、醋酸、ベンズル、メチル、硝酸纖維素の明瞭な結晶を得るのに成功した。何れも X 線の結果と一致す。特に天然纖維素に就ては Sauter の論文 *Z. phys. Chem.*, 35 82 (1937) 以來問題となつてゐる點につき若干検討してある。(Jiro. Kakinoki: *Proc. Phys.-Math. Soc. Jap.*, 22 1019 (1940) (楠木)

○銅、銀及び金の電子迴折圖形の比較強度の測定 T.

- Tol, L. S. Ornstein: *Physica* 7 685 (1940)
- 陽極被膜による電子回折 R. H. Harrington, H. R. Nelson: *Metals Tech.*, 7 T. P. 1162 (1940)
- 極めて細き電子線束による回折研究 H. Boersch: *Z. Phys.* 116 469 (1940)
- 銅表面の酸化第一第二膜の皮膜 C. G. Cruzan, H. A. Miley: *J. appl. Phys.* 11 631 (1940)
- 寫真感光膜に及ぼす電子とX線の作用 A. Charllesby: *Proc. Phys. Soc.*, 52 657 (1940)
- 電子回折装置の設計 L. R. Maxwell: *J. Opt. Soc. Am.* 30 374 (1940)
- 無機ペントハライドの蒸氣の構造 H. A. Skinner, L. E. Sutton: *Trans. Farad. Soc.* 36 668 (1940)
- $I_3$  と  $BiBr_3$  蒸氣の構造 H. A. Skinner, L. E. Sutton, *Trans. Farad. Soc.* 36 681 (1940)
- $TeCl_4$  の分子構造 D. P. Stevenson, V. Schomaker: *J. Am. Chem. Soc.* 62 1267 (1940)
- $OSO_2$  の分子構造 V. Schomaker, D. P. Stevenson: *J. Am. Chem. Soc.* 62 1270 (1940)
- 電子回折による無定形皮膜の研究 S. Yamaguchi: *Nature* 146 333 (1940)
- 不純銅上の酸化皮膜 T. Tokumitsu: *Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo* 38 59 (1940)
- 電子回折に依る非晶性薄膜の研究 S. Yamaguchi: *Sci. Pap. Inst. Phys. Res. Tokyo* 38 81 (1940)
- 吸着されれ石鹼層の實驗的證明 R. Brill: *F. Rieder, Ang. Chem.* 53 100 (1940)
- 臭化チオニルの構造 D. P. Stevenson, R. A. Cooley: *J. Am. Chem. Soc.*, 62 2477 (1940)
- 臭化プロピレンの構造の電子回折研究 V. Schomaker, D. P. Stevenson: *J. Am. Chem. Soc.*, 62 2423 (1940)
- $NO_2$  及び  $HNO_3$  の電子回折に依る分子構造 L. R. Maxwell, V. M. Mosley: *J. Chem. Phys.* 8 738 (1940)
- 電子回折に於ける動徑分布方法 J. Walter, J. Y. Beach: *J. Chem. Phys.* 8 601 (1940)
- 自由分子の電子干渉的測定 ニトロナタン及びメチルニトリットの異性體 ( $CNO_2$ ) F. Rogowsky: *Naturwiss.* 28 517 (1940)
- 單結晶上に作られた薄層の電子線研究 III 硫化物上の銀箔 Ryozi Uyeda: *Proc. Phys.-Math. Soc. Jap.*, 22 1023 (1940)
- 新しい電子超顯微鏡装置の結果 M. V. Ardenne: *Naturwiss.* 28 113 (1940)
- ユニヴァーサル電子顯微鏡に依る立體顯微鏡術 M. V. Ardenne: *Naturwiss.* 28 248 (1940)
- 超顯微鏡を用ひて、銅、銑鐵及び真鍮に關す金相學的研究 B. V. Borries, W. Ruttman: *Wiss. Veröff. Siemens-Werken* 342 (1940)
- 平滑になせるアルミニウム表面の超顯微鏡的研究 L. Koch, A. Lehmann: *Wiss. Veröff. Siemens-Werke* 36 3 (1940)
- 超顯微鏡に於けるフレネル回折現象 H. Boersch: *Naturwiss.* 28 711 (1940)
- シーメンス超顯微鏡の構造並に取扱 Borries Ruska: *Wiss. Mikros.* (1940)
- 電子光学的映像系の色収差 G. Wendt: *Z. Physik* 00 436 (1940)
- 電子照射を受けたる表面像に於ける研究進歩 E. Ruska, Müller: *Z. Physik* 116 366 (1940)
- 圓筒狀電場及び磁場の電子光学 A. Rose: *I. R. E. Proc.* 28 30 (1940)
- 電子顯微鏡に於ける金属の電子工學的研究 Mahl: *Z. tech. Physik* 21 17 (1940)
- 電子レンズに於ける色収差 W. Glaser: *Z. Physik* 00 56 (1940)
- 超顯微鏡によるペントナイトの構造研究 V. Middej R. Reichmann: *Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken Werkstoff-Sonderheft* (1940)
- 銅、鑄鐵及び真鍮の超顯微鏡による金相學的研究 B. V. Borries, W. Ruttman: *Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken. Werkstoff-Sonderheft* (1940)
- 超顯微鏡中にて電子回折像の撮影 E. Ruska: *Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken Werkstoff-Sonderheft* (1940)
- 超顯微鏡像中の巣土鍶モントモリオナイトの特徵 W. Eitel, O. E. Radczewski: *Naturwiss.* 28 397 (1940)
- 萬能電子顯微鏡によるペントナイト及び巣陶土の細微構分の研究 M. V. Ardenne, K. Endell, U. Hoffmann: *Ber. dtsh. Keram. Ges.* 21 209 (1940)
- 水溶液中の炭酸カルシウムの初期分離物の超顯微鏡的研究 O. E. Radczewski, H. O. Müller, W. Eitel: *Zbl. Min. Geol. Paläont. Abt. A* 8 (1940)
- 高度分散系鍶物の電子顯微鏡及び回折による研究 H. O. Danicil, O. E. Radczewski: *Naturwiss.* 28 628 (1940)

## 本邦に於けるX線學に関する文獻(其の一)

- 岩鹽結晶の Deformation. 明礬の分子構造 寺田寅彦: 數物 II, 7 209 (大正 3. 1914)
- 尖晶石屬の二三の結晶構造 西川正治: 數物 II, 8 199 (大正 4. 1915)
- X線の金屬に於ける應用 戸波親平: 日鑄 31
- 尖晶石群の結晶構造 西川正治: 官報大正 5 年 9 月 18 日 (1916)
- 元素の X線スペクトルに於ける二三の新關係 石原純: 數物 II, 9 160 (大正 6. 1917)
- 鉛、バリウム及びストロンチウムの硝酸鹽の構造 西川正治、藤賀清: 數物 II, 9 197 (大正 6. 1917)
- 柘榴石の結晶構造 西川正治: 數物 II, 9 194 (大正 6. 1917)
- 重クロム酸カリの結晶によりて生じたる結晶圖 木村正路: 京理紀 A 4 173 (大正 9. 1920)
- X線管球の紫色化に就いて 増澤貞純: 數物 III, 2 2 (大正 9. 1920)
- セイロン産月長石及びセントゴツダート産氷長石の X線分析 神津徹祐、遠藤美壽: 地質 27 365 (大正 9. 1920)
- X輻射線による金屬検査法 清原源七: 日化 42 355 (大正 10. 1921)
- 氷長石及び月長石の X線分析と該礦物の原子排列に及ぼす温度の影響 神津徹祐、遠藤美壽: 東北理報 III, 1 1 (大正 10. 921)
- Eifel 産玻璃長石 神津徹祐、瀬戸國勝: 東北理報 III, 1 25 (大正 10. 1921)
- 石墨と無定形炭素の性質 清原源七: 理研歐文報告 1 23 (大正 11. 1922)
- 輻延操作が電氣薄鐵板に及ぼす影響其の二、X線的研究 丹波保次郎、松浦二郎: 電氣試報 122 1 (大正 11. 1922)
- 銅亞鉛系の平衡圖 今井弘: 東北理報 I, 11 313 (大正 11. 1922)
- 酸化金屬及其の水化物の X線的研究 第一報 酸化第二錫及其の水化物の X線分析 山田延男: 日化 44 210 (大正 12. 1923)
- Molybdän の K 系 X線スペクトル 田中晋輔、塘仁三: 京理紀 A, 7 (大正 12. 1923)
- セイロン及び朝鮮産月長石固溶體の構造の變化に関する研究の概報 神津徹祐、和田謙一: 地質 30 342 (大正 12. 1923)
- 加熱による好地石の構造の變化 神津徹祐 佐伯祥一郎、鳥山武雄: 地質 30 475 (大正 12. 1923)
- KBr-KCl 固溶體の X線分析 笹原俊雜: Sc. P. 2, 277 (大正 13. 1924)
- 白金黒及び Palladium 黒の原子構造及び其瓦斯吸収狀態の X線的研究 大澤與美: 金屬 1 279 (大正 13. 1924)
- Thallium の轉移温度測定に X線迴折の應用 清原源七: Sc. P. 2 125 (大正 13. 1924)
- 好地石の研究 神津徹祐、佐伯祥一郎: 東亞理報 III, 2 9 (大正 13. 1924)
- 歪を與へたる金屬の内部の X線検査 III 引張り、壓縮、捩り力を與へたる銅とアルミニウム 小野龍正: 東工紀 3 195 (大正 13. 1924)

- 輕合金の機械的及熱的處理に依りて生ずる組織の X線的研究 藤賀清: 東工試 19 309 (大正 13. 1924)
- X線を用ひたる Bivary Alloy の研究 遠藤美壽: 航空雑誌 6 1 (大正 13. 1924)
- 炭素鋼 A. 變態の本性 本多光太郎: 金屬 1 693 (大正 13. 1924)
- コバルトの格子恒数に就いて 關戸信吉: 金屬 4 33 (昭 2. 1927)
- 天然眞珠及び養殖眞珠の X線検査 西川正治、田中正満、高田重雄: P. I. A 2 539 (昭 2. 1927)
- 金屬結晶の結晶軸を定める簡単なる一法 清水與三松: 金屬 4 78 (昭 2. 1927)
- カルサイトの結晶構造に對する温度の影響 坪井忠二: P. I. A. 3 17 (昭 2. 1927)
- 金屬の内部歪に關する X線的研究 關戸信吉: 東北理報 16 343 (昭 2. 1927)
- 斜方晶系に屬する蠟酸鹽の結晶構造 仁田勇: 理研報 6 377 (昭 2. 1927)
- 金箔内部に於ける微結晶の配置 田中晋輔: 京理紀 10 183 (昭 2. 1927)
- 日本產活放射性鑛物に於ける結晶構造の異常 岡田家武: 地質 34 254 (昭 2. 1927)
- 鐵-珪素系平衡狀態圖究補遺 村上武治郎: 東北理報 1 16 495 (昭和 2. 1927)
- 焼入鋼の膨脹と内部歪に關する X線的研究 關戸信吉: 金屬 4 297 (昭 2. 1927)
- シルミン鑛物の研究 X 線による鑛物の研究(I) 篠田軍治: 水曜 5 422 (昭 2. 1927)
- X 線による結晶研究の球儀と球狀尺度 吉田卯三郎: J. J. P. 4 133 (昭 2. 1927)
- アルミニウム結晶の方位 田中憲三: J. J. P. 4 137 (昭 2. 1927)
- 面心立方格子を有する結晶のラヂオグラフ 真島正市、研野作一: Sc. P. 7 75 (昭 2. 1927)
- 亞鉛アンチモン系平衡狀態圖 武井武 金屬 4 371 (昭 3. 1928)
- アルミニウム單結晶に於ける延伸の影響 田中晋輔 京理紀 10 303 (昭 3. 1928)
- アルミニウム及びアルミニウム合金の燒鍊 西村秀雄、篠田軍治: 水曜 5 476 (昭 2. 1927)
- X 線による鑛物の研究(II) 青銅鑛物の研究 水曜 5 472 (昭 3. 1927)
- 炭素鋼の内部歪に關する X線的研究 關戸信吉: 金屬 4 478 (昭 3. 1927)
- 金屬材料に於ける X線分析の應用 西村秀雄: 電評 16 164 (昭 4. 1928)
- X 線による非晶質の研究 田中晋輔: 電評 16 239 (昭 4. 1928)
- 體心立方格子を有する結晶のラヂオグラフ 真島正市、研野作一: 理研歐文報告 7. 259 (昭 3. 1927)
- 銅單結晶の延伸變形 山口桂次: 理研歐文報告 7. 327 (昭 4. 1928)
- モリブデン-炭素系平衡圖 金屬 5. 111 (昭 4. 1928)

# X線懇談會特別會員名簿 (申込順)

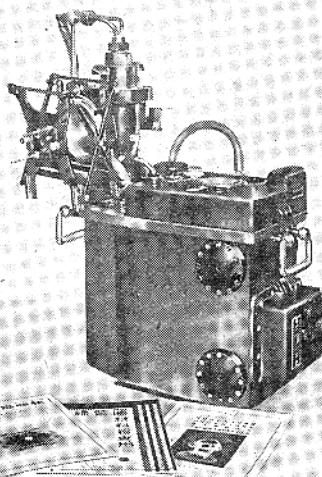
白井松器械舗殿	(壹口)
島津製作所殿	(壹口)
住友電氣工業株式會社殿	(壹口)
蒲田政治郎殿	(壹口)
日本電理工業所殿	(壹口)
瀧谷レントダソ製作所殿	(壹口)
東洋レーション株式會社殿	(壹口)
東京芝浦電氣株式會社殿	(參口)
日本醫療電氣株式會社殿	(壹口)
理學電氣製作所殿	(壹口)
富士寫眞フィルム株式會社殿	(壹口)
帝國人造絹絲株式會社殿	(壹口)

## X 線 創刊號目次

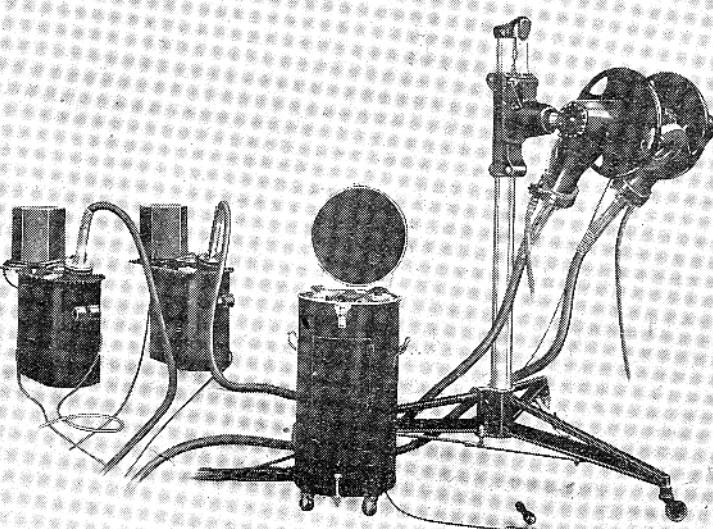
創刊の辭.....	吉田卯三郎.....(1)	
發展を望みて.....	仁田勇.....(2)	
X線智識の普及.....	櫻田一郎.....(3)	
挨拶.....	田中晋輔.....(4)	
(研究)		
石炭のX線的研究.....	松永義明.....(6)	
生ゴムの結晶化(其の一).....	朴哲在.....(13)	
纖維内クリスタリットの配列決定法に就いて.....	吳祐吉.....(20)	
(総説)		
金属材料學方面へのX線應用.....	田中晋輔.....(27)	
(講義)		
X線透過検査法(其の一).....	關戸信吉.....(33)	
(抄録)		
A. 一般.....(39)	B. 裝置.....(39)	C. スペクトル及び理論.....(42)
E. 金屬.....(45)	F. 繊維.....(46)	G. 無機.....(47)
H. 有機.....(49)	I. 電子線.....(51)	

# 東京芝浦電氣株式會社マツダ支社製

材料検査用 X 線装置  
結晶分析用 X 線装置



マツダ可搬型ディフレックス  
分析用 X 線装置



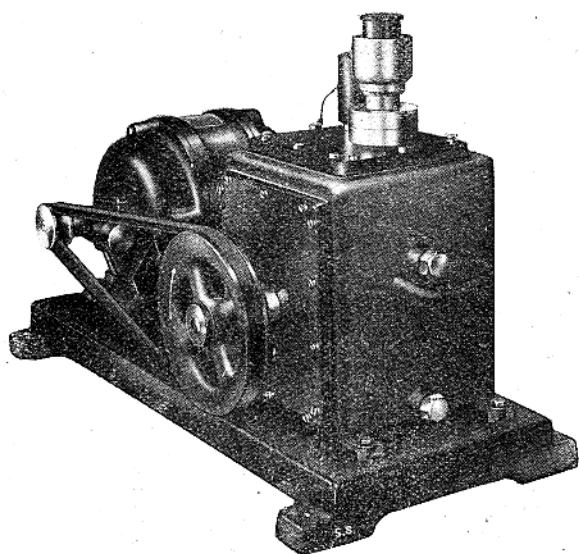
マツダ G型テステツクス材料検査用 X 線装置

一手販賣元  
**日本醫療電氣株式會社**  
工業 X 線課

東京市京橋區銀座西五丁目貳番地・電話銀座(57)一七八八番一七八九番  
營業所 東京・大阪・名古屋・福岡・札幌・臺北・京城・大連・天津・上海

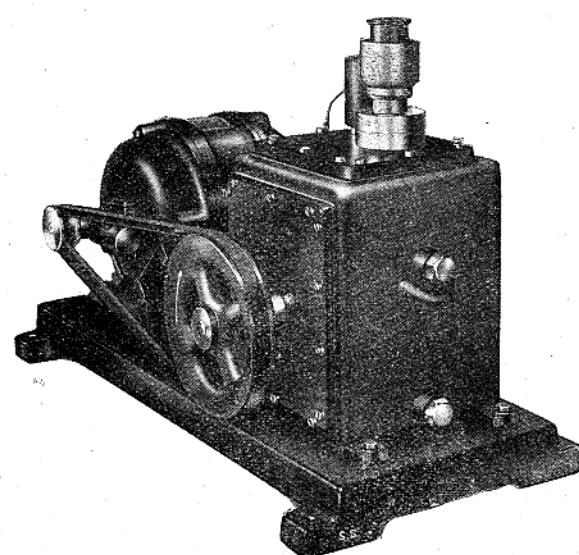
最 高 真 空 度 0.0001 mm Hg 柱  
排 氣 速 度 33 ~ 80 l 每 分

島 真



詳 細 型 錄 送 呈

空 津



小 ド

島 津 製 作 所

京都・大阪・東京・福岡・新京・大連  
奉天・北京・京城・臺北・名古屋・神戶

回

シ

ノ

フ。 轉

SHIRAIMATSU & CO., LTD.

HANDEX

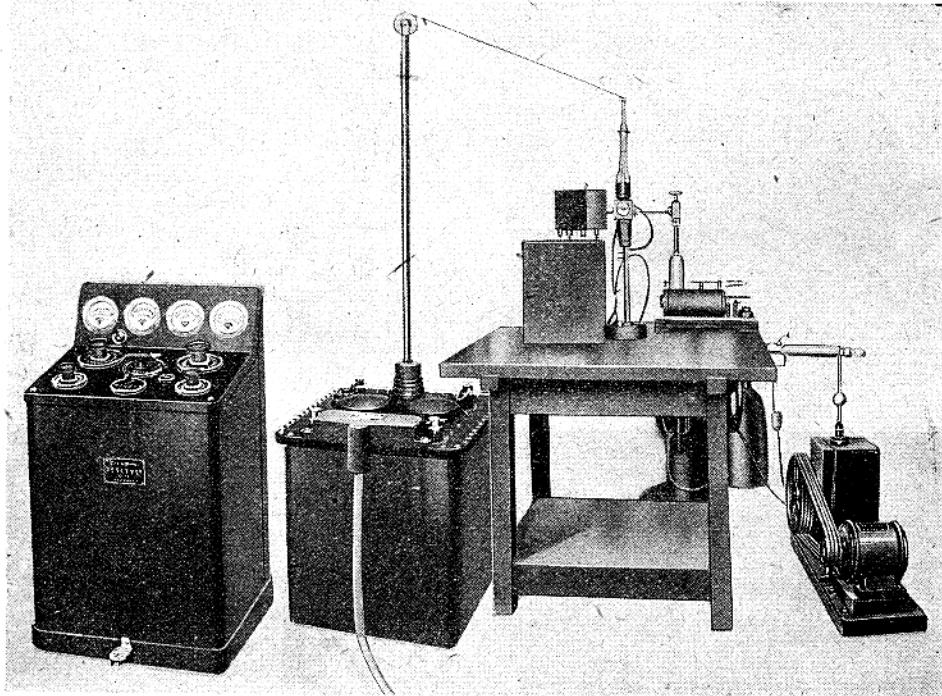
SHIRAIMATSU & CO., LTD.

## ハンデックス分析用X線装置

特許

第一三五、四三五號 第二七六、八五八號(新案)  
第一三三、五七〇號 第一三五、四三六號

▼ 詳細カタログ文獻呈上



### 製作品目

ハンデックス分析用X線装置  
ハンデックス特許X線分光寫真機  
ハンデックス集注法X線カメラ  
ハンデックスX線メタログラフ  
ハンデックスミクロフォトメーター

ハンデックスN-I型金屬管珠  
ハンデックスW-I型X線カメラ  
ハンデックス高温X線カメラ  
ハンデックス工業用透過X線装置  
ハンデックスコンパレーター

### 株式会社 白井松器械舗 工業X線部

大阪市東區道修町二丁目廿三番地  
電話 北濱 360.361.3616番

桃谷工場 大阪市東成區鶴橋南之町一丁目五七七五番地  
都島工場 大阪市北區都島南通五丁目七八番地

### 滿洲白井松器械工業株式會社

奉天市大和區平安通九番地  
電話 ⑨ 2042番

## X線懇談會會則(改)

- 第一條 本會ハX線懇談會ト稱ス
- 第二條 本會ハX線ニ關スル理論並ニ應用ノ進歩ヲ圖リ併セテ其ノ知識ノ普及ト會員相互ノ親睦ニ資スルツ以テ目的トス
- 第三條 本會ハ前條ノ目的ヲ達スルタメニ左ノ事業ヲ行フ  
イ、X線ニ關スル研究ノ懇談會ヲ開催スルコト  
ロ、X線ニ關スル機關誌「X線」ヲ年四回刊行シ隨時必要ニ應ジ特輯號ヲ發行ス  
ハ、前各號ノ外本會ノ目的達成ニ必要タル事業ヲ行フモノトス
- 第四條 本會ハ事務所ヲ左ノ所ニ置ク  
大阪帝國大學理學部内
- 第五條 會員ヲ正會員特別會員及ビ贊助會員トス  
正會員ハ年額二圓ヲ納ムルモノトス  
正會員ハ本會機關誌ノ無料頒布ヲ受ク  
特別會員ハ個人又ハ團體ニテ本會ノ事業ヲ贊助シ年額百圓以上ヲ納入スルモノトス  
贊助會員ハ本會ノ事業ヲ贊助スルモノニシテ會長之ヲ委嘱スルモノトス
- 第六條 本會ニ左ノ役員ヲ置ク  
一、會長 一名  
二、評議員 若干名  
三、庶務委員 若干名  
四、會計委員 若干名  
五、編輯委員 若干名
- 第七條 會長ハ總會ノ出席會員ノ選舉ニヨツテ定ム  
評議員及ビ委員ハ會員中ヨリ會長之ヲ依嘱スルモノトス  
役員ノ任期ハ二ヶ年トス、但シ再選スルコトヲ得
- 第八條 本會ノ會計ハ會費、寄附金及ビ其他ノ收入ニヨリ之ヲ支拂ス
- 第九條 本規則ノ改正ハ總會ノ決議ヲ經テ之ヲ行フ

昭和十六年二月二十五日印刷 昭和十六年三月一日發行

定 價 1 冊 金 50 錢 送 料 三 錢

發行兼編輯印刷人	伊藤千尋
印 刷 所	大阪市西區阿波座中通二丁目 會社名 交進社印刷所
發 行 所	大阪市北區中之島四丁目 大阪帝國大學理學部内 X線懇談會
發 賣 所	大阪市北區中之島五丁目 電話土佐堀(44) 117 318 319 日刊工業新聞社 振替日座大阪 三六三八四番

TRADE

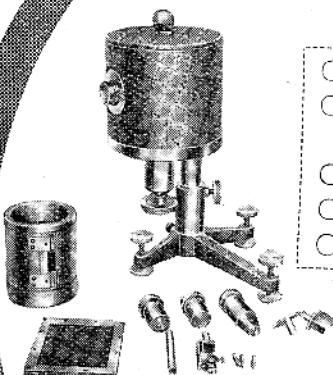
MARK



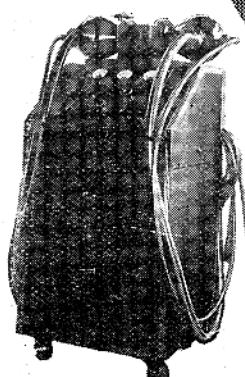
# 工業用X線並 電子迴折法装置一式

## 主要營業品目

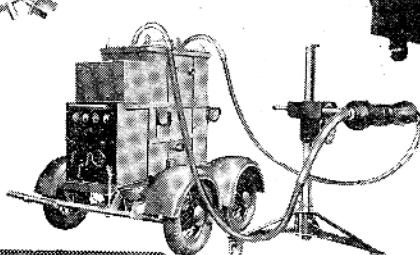
- 高度真空油ポンプ
- X線透過・分光・回折装置及附屬品一式
- 電氣測定機器具
- 高級電氣機械器具
- 一般理化學機械器具



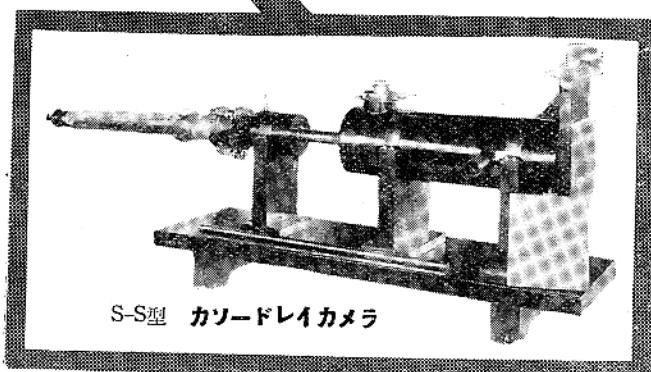
S-E型 セミユニバーサルX線  
カメラ



運搬用無電擊X  
線發生裝置  
ペネトラ號



S-O型 運搬用無電  
擊X線透過裝置



S-S型 カソードレイカメラ

顧問

工學博士 志村繁隆

株式会社 理學電機製作所

社長 大楳 樹夫

東京市神田區材木町27  
電話浪花(67)0535・1263番