

氣體の電離に要するエネルギー

萩原 篤太郎

- | | |
|----------------------|------------------------|
| I. X-線に依る電離 | IV. 一次 β -線に依る電離 |
| II. γ -線に依る電離 | V. α -線に依る電離 |
| III. 陰極線に依る電離 | |

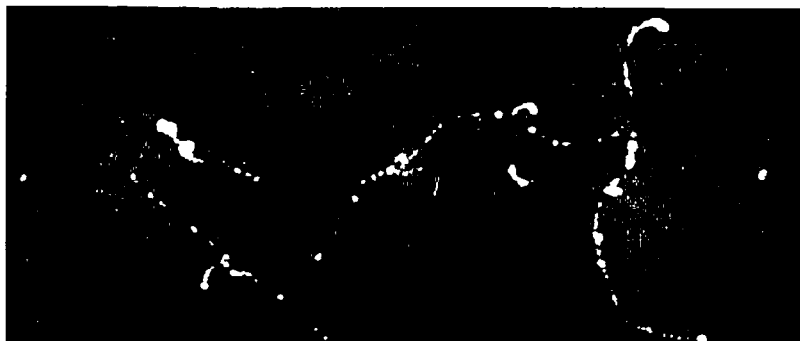
X-線或は γ -線の光束に於けるエネルギー束を測定するに當り、其輻射を完全に吸収する物體に起る熱量を測定することは先づ最も望ましい方法であらう。併し乍ら此際發生する熱量は一般に甚だ微量であるが故に、此熱的方法は事實上の使用に餘り便利なものではない。普通此輻射線が電離作用を呈する性質に基いて、間接的な方法が使用されてゐることは廣く衆知のことである。處が此電離測定値を絶対數値に換算する際には、イオン對の一つを生成する爲に何れだけのエネルギーが費されるのであるかと云ふ問題が起て來る。此問題に就ては從來多くの研究者が之に従事して來た處であるが、其結論は其時々で可成りの相違があるのである。

元來 X-線或は γ -線が一定容積の氣體中を通過する場合には、其 X-線の形のエネルギーの一部又は全部は他の形のエネルギーに變換されるであらう。即ち第一に X-線エネルギーの一部は、放出された光電子又は反跳電子の運動エネルギーに變換され、又他の一部は残れる勵起原子のポテンシャル-エネルギーとなる。然かも氣體中に於ける此運動電子は其エネルギーをイオンの生成に就て之を消費することになるであらう。又勵起された原子状態は一般に短壽命のものであるから、輻射線がそこに發輝され、之が本の原子或はその附近の原子中に吸収せられ、電子の放出を伴ふこととなつて、其等のエネルギーは又逐次イオンの生成に就て消費されて了ふであらう。若し氣體の吸収容積が適當の大きさであるならば、一次光束より(古典的に)散亂された X-線は最後には殆んど吸収されて終ふのであつて、即ち其エネルギーは運動する電子のエネルギーとなつて先づ現はれ、次いで此が電離に費されて了ふのである。

斯様にして終局として、X-線エネルギーは其全部が氣體イオンの發生に費されるものではあるが、併し茲に大切なことは X-線及 γ -線は直接氣體に作用して、之を同時にイオン化することではなくして、總ての場合に何れも同様な中間過程を経るものであることに注意しなければならぬ。即ち X-線エネルギーは運動電子の運動エネルギーに變換され、電子の初速度は入射輻射線の波長に關係するであらう。然る後其等の β -線が氣體を電離するものと考へられる。即ち X-線が直接氣體に作用して生ずるイオンの數が、其際發生する β -線に依て生ずるイオン數に比較して甚だ微小であることは、よく留意しなければならぬ事柄である。例へば、今アルゴン瓦斯を通して波長 $0.71 \text{ \AA}$ の輻射線が之を通過するものとする。此場合吸収作用はアルゴンの K-電子の放出がその大部分を成すものであらう。入射量子のエネルギーは、 1.74×10^4 電子ヴォルトであり、アルゴン K-電子の放出に必要なエネルギーは、 3.19×10^3 電子ヴォルトであるが故に、 1.42×10^4 電子ヴォルトの光電子が生成することとなる。アルゴンに於て斯様な電子に依てイオン一對を生ずるに要せられる平均エネルギーは約 29 ヴォルトであるが故に、此光電子は約 490 のイオン對を生ずることとなる。更に、同一の第一次イオン化原子より放出される Auger-電子に依ても尙多くのイオンを發生されることが推定され、斯くして X-線の一次作用に依て生ずるイオン數と、此場合生成するイオン總數との比は $1/500$ よりも尙遙かに僅小となる

ものと考へられる。

第一圖はエネルギー、約 40,000 ヴォルトの X-線量子の吸収に依て生じた光電子の進路を



第一圖

Wilson 霧函に依て示したものであつて、左端より其進路の始點が起り、長い最初の直線部分は高速度 β -線が重い原子核と遭遇して、極めて近接せる衝突を起し、其方向を殆んど直角に近い角度急激に屈折したものである。其速度が進路の終點に向て減小するに従ひ、氣體原子と衝突の結果生ずるイオン化の密度并にその進路の曲率、兩者の増加を又共に明瞭に認めることが出来る。即ち最初の直線部は β -粒子の速い爲めに、疎い點々の連續を成し、其等の數が測數出来る程粗く點在する。更に β -粒子が甚だ軽い爲め、殊に其速度が低くなるに従て其直線進路は極めて容易に彎曲せられる様になり、然かも其進路は終點に近く著しく幅廣となり、其速度の低下と共に β -粒子のイオン化増加の結果を來す。進路の主線から所々に分岐する短き支線は、又速い β -粒子の衝突の結果原子より投げ出された二次線に依て起るものと考へられる。

扱て X-線の照射に依て氣體中に生ずるイオンの實の生成が上述の如く二次電子或は二次 β -線の作用に歸因すると云ふ此事實に基いて、其氣體中に於ける飽和イオン電流を測定して、イオン一對を生ずるに當り、一つの β -粒子に依て費される平均エネルギーを見出すことが出来る。此量を電子ヴォルトで測定して從來之を ϵ なる記號で表示するを普通とする。此量は又人工的の電子線束或は放射性物質より放出する一次 β -放射線を氣體中通過せしめ、その生ずる電離の量を求めて之を測定することが出来なければならぬ。從來此等方法の何れに就ても多くの學者が之を研究して來た處であるが、茲には種々の放射線源、即ち X-線、 γ -線、陰極線、 β -線、 α -線を以て、主として空氣に就て實驗された主な測定結果に就て述べやうとするものである。即ち、空氣は恐らく種々の方面に相關聯して先づ第一に興味ある媒質の一つであるからである。以下各放射粒子が氣體中に於てイオン一對を生ずるに要する平均エネルギーを電子ヴォルトで表はし、之を普通の表示記號に従ひ ϵ とする。

ϵ は夫々原子のイオン化ポテンシャルに關係し、從て總ての氣體に對して同一の數値をとり得ないであらうと云ふことは先づ第一に豫期される處である。又或特定の氣體に就て興味ある點は、 ϵ の正確なる數値を夫々求めると云ふことと同時に、其 ϵ が X-線或は γ -線の波長、即ち氣體中に發生する電子の最初のエネルギーの函數なりや、否や、或は其イオン化を起す粒子（即ち α -粒子、 β -粒子或は二次電子）の速度に關係するや否やと云ふ問題である。

X 線に依る電離

X-線に依る電離にして 1917 年以前の研究は一括して之を Glocker¹⁾ の報告に就て見ること

が出来るのであるが、何れも ϵ は幅射線の波長 (即ち逐出された二次電子の速度) の函数であることが示されてゐる。Holthusen²⁾ は X-線に依る電離が β -線に依るものと密接な關係にあることを指摘したのであるが、此等 β -線に於ける結果も又見掛けには ϵ が波長の函数であることを示したのである。其他 Boos³⁾ は波長 0.56—0.325 Å に於て其電離エネルギーが三倍に増加することを見出し、Grebe 及 Kriesemann⁴⁾; Kriesemann⁵⁾ は空氣の ϵ は 0.397 Å に於ける 87 V. より 0.166 Å に於ける 282 V. に増加することを見出して、何れもイオン一對の生成に要せられる平均エネルギーは X-線の波長の函数であることを示した*。

1926 年 Kulenkampff⁶⁾ は極めて注意深い研究を行つて、以前の研究者とは全く定性的に異つた結果を得た。即ち空氣の ϵ は 35 ± 5 e.V. で、0.56—2.0 Å の範圍に於て波長に無關係であることを確めた。 ϵ の數値測定には氣體中に入射する X-線の強さを知らなければならぬ。その爲めに X-線エネルギーは適當に設計された熱量計に於て之を熱に變換し、熱容量既知の物質一定量の溫度上昇を測定して、入射エネルギーを決定する。此方法に伴ふ困難は敏感度の不足、并に熱量計を成す物質よりの散亂及螢光 X-線及 β -線に對する必要なる補正である。Kulenkampff は此實驗測定に充分の正確度を期する爲めに、その最も敏感な電流計を以てして尚 2×10^{-7} cal. sec.⁻¹ cm.⁻² のエネルギー束を必要とすることを見出した。斯様なエネルギー量は結晶面反射に依て單色光化された光束に依ては之を得ることが困難であるが爲めに、一次 X-線の濾過光束を之に使用する必要があつた。錢-蒼鉛の熱電堆を用ひ、其溫-接續部を厚さ 0.01 cm. の銀箔の小片上に置いて X-線束を此銀箔中に吸収させて之を熱に換へる。實驗に使用した波長は充分長く、何れも銀の K-放出を勵起するのを避けてゐる。熱電堆は銀を黒化し、標準ランプを用ひて之を補正し、電流計の敏感度は一目盛 (mm.) 6×10^{-10} amp. にして、吸收全面積 (約 1.5 cm²) に對して $(7.8 \pm 0.2) \times 10^{-9}$ cal. sec.⁻¹ のエネルギー束に當量であつた。電離函は X-線の形で失はれるエネルギーに對する必要なる補正が可成り確實に行はれる様に構成され、熱電堆は電離函に入射する光束の内外に可動的に裝置せられた。濾過幅射線に於けるエネルギー分布は分光的に決定されて、その有效波長を計算してゐる。

略之と同時に Kircher 及 Schmitz⁷⁾ は 0.5—1.5 Å の範圍に於て又空氣の ϵ の一定なることを確めたのであつて、此場合 ϵ は約 21 ± 1 V. であり、其波長が 0.5—0.2 Å に減小するに従つて漸次 31 V. に増加することを見出した。電離を起すに用ひた X-線は又濾過光束であつて、其光束のエネルギー測定には氣密にして熱絶縁の二個の同一熱量計の一つに之を吸収せしめ、空氣溫度計及ボロメーター兩者に依り平均法を用ひて此測定を行つた。Kulenkampff と Kircher 及 Schmitz 兩者の得た ϵ の數値には極めて大きな相違が見られるのであるが、 ϵ の一定なることに就ては兩者の共に認める處である。唯 Kircher 及 Schmitz の數値が餘りに低きに過ぎることは他の ϵ 測定値に徴しても殆んど確實と思はれる。

其後多くの研究が之に關して報告されてゐるが、Rump⁸⁾ は 40 kV. 及 150 kV. 間の電壓で勵起された X-線にして、濾過及無濾過兩者の光束を何れも共に使用して測定を行つた結果、最初 ϵ は長波長に對し 330 V.; 短波長に對して約 40 V. との中間を變化するものであることを見出した。處が Rump は其幅射線の有效波長の評價に就て僅かな訂正を之に加へることに依て、 ϵ は近似的に約 42 V. の恒數値を有するものと考へられることを示し、更に其後の報告⁹⁾ に於て電離函の再補正を行つて、0.12—0.43 Å の範圍に於て波長に無關係なる ϵ , 33 V. なる數

* 此等以前の測定に用ひられた X線束は、多く結晶面上反射の方法に依て均一化されたものである。

値を得たのである。此値は更に他の多くの測定者に依ても比較的正しい數値としてよく確められた處である。

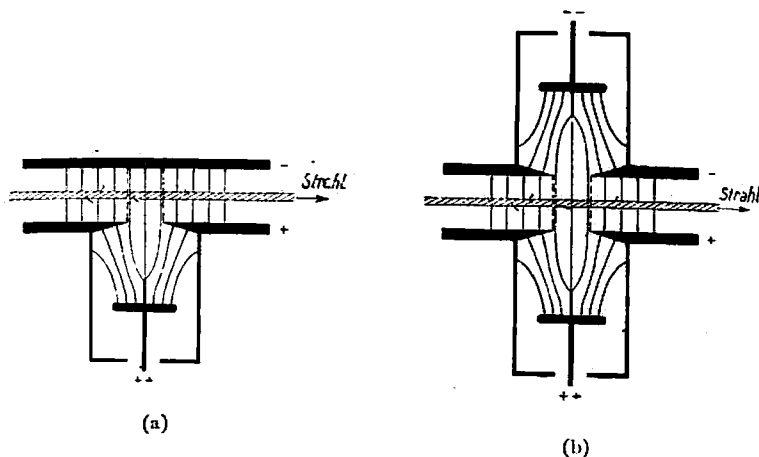
Bouwers¹⁰⁾ の X-線の寫眞作用に關する實驗は更に此の ϵ の一定なることに關して、別の證明を之に加へるものである。Bouwers はボロメーターを用ひてエネルギーを測定し、種々の波長に對する寫眞黒化、 B と吸収エネルギー、 E との間の關係を決定したのであるが、Berthold 及 Glocker¹¹⁾ は更に種々の波長に於て此寫眞黒化を電離 I に對して比較し、 B/I が波長に依て變化する經過が先きに Bouwers が B/E に就て見出した變化と同様であることに注意したものであつて、彼等は $0.15-0.7 \text{ \AA}$ に於て、近似的に E/I が波長に無關係であることを結論した。

X-線束のエネルギー測定を行ふ方法として、例へば前記温度の上昇測定 of 如きものは、唯單にある輻射線量の吸収後の最終狀態を測定するに過ぎないものであるから、方法は非常に總括合計的のものである。然かも其結果は一般には比較的鋭敏でない。そこで M. Steenbeck¹²⁾ は Geiger 計數裝置の方法に依て、氣體の既知容積中に吸収された量子の數を實測して、その *elementar* の吸収過程それ自身に就て之を明かにしようと試みた。輻射線量子のエネルギーは運動電子の運動エネルギーに換はり、波動輻射に依て起る其電離の全部は殆んどその大部分が此光電子の二次作用に歸因するものなることは、既に前述した通りであるが故に、氣體中單位時間及容積中に發生した光量子の吸収部 (*Absorptionakte*)、即ちイオン群の數を直接、例へば Wilson 霧函或は Geiger 計數裝置の如きものに依て、之を計數することは興味のあることとなる。今更に光束の分光的組成が既知であるならば、吸収部 (*Absorptionakt*) の一つに與へられるエネルギー部分は、之に依て極めて確實に示され得るのであつて、此方法は原則として極めて正確にエネルギー測定に用ひえられる筈である。即ち振動數 ν の輻射線が、此輻射に對し線吸収係數 α を有する媒質中に於て l なる距離を照射されて、其處に單位時間 N 個の量子だけが吸収されたとすれば、其吸収物質に與へられた光束の強さは、W. Kossel¹³⁾ に依て次式で表はされる。

$$J_{\nu} = \frac{N \cdot h \cdot \nu}{1 - e^{-\alpha \nu l}} \quad (1)$$

此 N の測定は統計的揺動に従ふことは勿論であつて、各單獨過程の繰返回数に充分に大きくとらなければならぬ困難がある。上述に依て此方法は即ち既知の通過行程中に吸収された光量子の數を、此に依て生ずるイオン群の個數として測數するにあるのであつて、要するに光束の斷面に單位時間に發生する量子の數、即ち X-線中の量子流の絶體數値を決定せんとするものである。

第二圖に見られる如く、即ち X-線束を平行板蓄電器の兩板の中間を、其均一電場の力線に直角に通過せしめ、蓄電板の中央に設けたる口径の後方に尖端測數計の尖端を置き、此口径の長さに相對する光束中に發生するイオン群を測數計の尖端に其口径を経て誘導吸引して之を計數し、此より N の値を求め、(1) 式に依て單色光の量子流の強さを得るものとす。更に此光束に依て起る電離は別に電離函に連結する電氣計に依て同時に之を測定し、一量子に相對應するイオン對の數、從て ϵ を所定の振動數に就て計算する。此場合測定技術として最も必要なるは、測數計に到達するイオンを實際に發生する光束の實の長さを決定することと同時に、測數計内に邁進して來て之に依て實際計數されるイオン群の N に對する割合を見出さねばならぬことである。¹⁴⁾ Steenbeck は能く此等の困難を處理して、波長 $1.54 \text{ \AA}$ (Cu K α) 及 $2.29 \text{ \AA}$ (Cr K α) に於て空氣に對して $\epsilon = 28 \pm 6 \text{ e.V.}$ を得たのであるが、此際にはその可能誤差として $\pm 6 \text{ V}$



第 二 圖

を計上してゐる。

Crowther 及 Bond¹⁵⁾ は又 $0.60-0.75 \text{ \AA}$ の波長範圍に於て空氣の ϵ は、 $42.5 \pm 0.4 \text{ V.}$ にして、その入射波長に無關係なることを見出してゐる。此等の波長は比較的廣い帶スペクトルの有效波長を用ひ、其エネルギー測定には變壓器油を滿した二つの同様な小さい熱量計の一つに X-線を通過させ、之に平均法を用ひて行はれたもので、二つの熱量計の溫度差は *Copper-Eureka* の熱電對に依て測定された。

Gaertner¹⁶⁾ は又 X-線束のエネルギー測定に熱電對を使用して種々の氣體に就て其 ϵ を求めた。(第一表参照) Cu-K α -線 ($1.38 \text{ \AA}$) に對して空氣の ϵ は 36.4 V. である。

第 一 表

氣體のイオン對生成の平均エネルギー(ϵ)

著 者	氣 體	イオン化X-線の波長	ϵ
		$\text{\AA}$	$eV.$
Gaertner (1929)	Air	1.38	36.4
	N ₂	1.38	40.8
	O ₂	1.38	34.4
	A	1.38	39.6
	A	0.71	29.3
	Cl ₂	1.38	23.6
	Br ₂	1.38	27.9
	I ₂	1.38	28.8
	CH ₃ Cl	1.38	26.0
	CH ₃ Br	1.38	28.7
	CH ₃ I	1.38	29.8
Gaertner (1931)	Ne	1.38	43.2 ± 3
	A	1.38	28.8 ± 1
	Kr	1.38	32.4 ± 3
	Xe	1.38	47.5

斯様に以上述べた處に従て、X-線の範圍に於て得られた種々の數値は多くの實測者に依て著しく其間差異があるのではあるが、少くとも各觀測者に依て夫々要求される精密度の限界内に於ては、一般に ϵ は近似的に一定であると云ふ結論を受ける様である。而して上記の諸結果の平均値は大體約 33 V.となる。

以上は總て ϵ の絶體數値のみの決定に就て述べたのであるが、今所定量の X-線を完全に種々の氣體中に吸収せしむることに依て生ずる電離を相對的に測定する場合に在ては、任意 ϵ の絶體値を決定する場合に比して極めて著しい正確度を以て之を測定することを得る。例へば H. Küstner¹⁷⁾ に依れば、 ϵ の絶體値にして1.5%以上の精密度を得ることは極度に困難であると考へられるけれ共、全電離の相對値は1%の十分の一の相違正確であらうと思はれる。此場合單に必要とするのは、唯 X-線の一定光源を得ることと、其二つの氣體中に生ずる相對電離電流を測定することとであつて、若し茲に必要なれば、イオン電流の測定せらるる容積中より逃れ出るエネルギーを之に補正するものとする。普通此容積を充分大きくとることに依て、X-線の形で逃れるエネルギーに依る損失のみを考慮に入れ、生ずる β -線の電離イオンの到達距離の終點を氣體容積内に止めることを得る。此方法に依て Crowther 及 Orton¹⁸⁾ は多くの氣體に就て測定を行ひ、所定波長の X-線エネルギー一定量の完全吸収に於て、空氣中に生ずるイオン數に對する、所定氣體中に生ずるイオン數を T と定義した。即ち

$$T = \epsilon_{\text{air}} / \epsilon_{\text{gas}}$$

此等 T に對する測定數値は第二表に與へられる。著者は又イオン化ポテンシャル低き氣體は

第 二 表
氣體の空氣に對する相對電離の測定

著 者	氣 體	イオン化X線の波長	$\epsilon_{\text{air}} / \epsilon_{\text{gas}} = T$
Crowther and Orton (1932)	N ₂	1.54	0.99 ₂
	O ₂	1.54	1.10 ₃
	O ₂	1.93	1.10 ₁
	CO ₂	1.54	1.03 ₅
	CO ₂	1.93	1.04 ₂
	H ₂ S	1.54	1.41
	A	1.54	1.32
	C ₃ H ₁₂	1.54	1.45
	C ₃ H ₁₂	1.93	1.41
	C ₆ H ₁₄	1.54	1.50
	C ₆ H ₁₄	1.93	1.50
	C ₆ H ₅ Cl	1.54	1.31
	CHCl ₃	1.54	1.28 ₅
	CCl ₄	1.54	1.33
	Zn(CH ₃) ₂	1.54	1.37
	(C ₂ H ₅) ₂ O	1.93	1.40
	C ₂ H ₅ Br	1.54	1.31
	CHI ₃	1.54	1.36
O. Gaertner (1933)	A	1.38	1.233
	N ₂	1.38	0.902
	O ₂	1.38	1.077
E. Wilhelmy (1933)	Ne	∞ 2.5kV.	1.193
	A	∞ 3.0kV.	1.309

比較的多いイオン數を與へることを指摘してゐる。

第二表中に記載せられる Gaertner¹⁹⁾の測定値は精密度高き、その實驗の結果得られた相對値

である。

Wilhelmy²⁰⁾ の實驗は之に用ひた X-放射線が他の研究者の場合に比し、甚だしく軟線である點に於て又興味がある。2.0-2.7 kV. 間種々の電壓で X-線管を働かし、之より得られる全放射をネオン、空氣及アルゴン中に通過させ其相對電離を測定した。然かも斯様な軟放射に對しては其逃失エネルギーに就て之に補正を加へる要はない。Wilhelmy は此等軟 X-線に對し T' が波長と共に僅かに變化することを觀測した。即ちネオンに就て T' は 2.7 及 2.5 kV. に於ける 1.20 より 2.0 kV. に於ける 1.26 に増加する。同様の傾向はアルゴンに於ても認められ、此等は恐らく變化するものが空氣の ϵ であるが如く見られる。然かもかかる低速度電子に對しては、共鳴衝突に於けるエネルギー消費が現はれて來て、其結果電離に關係する ϵ の平均値がエネルギーの減小に伴つて増加することがあり得るものと考へられる。此は後述する低速度電子に依る電離に關する Thomson 等の結果と一致するものと見做される。

γ -線に依る電離

ラヂウム B 及ラヂウム C より放出される γ -線のエネルギー測定に就ては又興味のある處であるが、唯其結果に關して甚だ限られて來るのは止むをえぬ。即ち γ -線に依る熱効果は微弱であり、然かも一方同時に Ra 及其生成物より放出される α -及 β -兩線に歸因する熱効果に依て之が更に妨害を受けることとなるもので、其測定は困難となるを免がれぬ。

Ellis 及 Wooster²¹⁾ に依て考案された實驗裝置に於ては、 α -及 β -線の効果は之を補整する様試みられてゐる。即ち放射線源は先づ銅の中空棒中に收められ、之が更に一つの厚い圓筒内に置かれる。此圓筒は四個の等しいセクトルより成り立ち、其内一つはアルミニウム、此と對稱に向合て正反對の方向のものが鉛、此等兩セクトルの中間に狹まる二つのセクトルは熱絶縁物質より成る。此アルミニウム及鉛兩セクトルに於ける γ -線の吸収差は其等セクトル間に溫度差を生ずるが故に、之を熱電對の方法に依り測定する。 α -及 β -線は完全に銅の棒中に吸収され、其熱効果はアルミニウム及鉛何れのセクトルにも等しく感ずる。Ellis 及 Wooster は一瓦の Ra と平衡に在る Ra B 及 Ra C より放出される γ -線に依る熱効果として、8.6 cal./hour を見出した。

此に對して最近の結果に依れば、之より僅かに高い數値が得られてゐる。Zlotowski²²⁾ は Swietoslowski 及 Dorabalska²³⁾ に依て設計された斷熱熱量計を使用して、平衡状態の一瓦の Ra より出る γ -線の熱効果を 8.9 ± 0.3 cal./hour と計算した。此決定には又 α -及 β -線の熱効果に對する考慮が拂はれてゐる。其後 Swietoslowski 及 Zlotowski²⁴⁾ は放射性物質を水のチャケツトに依て取附まれた管中に之を收め、其全體を更に鉛の厚重な吸収遮壁の中に封入して、 α -及 β -線に依て生ずる熱をチャケツトを通して流れる水流に依て之を運び去る様工夫したのである。斯様な裝置を以て Zlotowski²⁵⁾ は一瓦の Ra B 及其平衡生成物の放射する α -及 β -線に歸因する總熱効果を 130.5 cal./hour と算出した。更に前者の方法を用ひて α -, β -及 γ -放射線に依る總熱効果を再測定して、 γ -線のみに依る熱効果を算出し、一瓦の Ra に對し、 9.1 ± 0.15 cal./hour の數値を得た。

次に一瓦の Ra 及其平衡生成物により一秒間に放出されるイオン對の總數の決定を必要とするのであるが、Zlotowski は Gray²⁶⁾ の研究結果を之に引用した。Gray は放射性物質を圍繞する大きなアルミニウム塊に於ける空氣の空所内のイオン數を決定し、Ra より種々の距離に於て實測した此電離數値を積分して、一瓦の Ra に就て放出するイオン對の總數として、 $2.13 \times$

$10^5/\text{sec.}$ を計上した。

此測定値を Zlotowski は彼自身の熱効果に對する最近の數値と結合して、 ε に對して $31.2 \pm 0.5 \text{ V.}$ の値を得たのである。

上述する如く此研究に伴ふ困難を考慮するとき、此數値は前章 X-線の範圍に於て得られた平均値 $\varepsilon = 33 \text{ V.}$ に對比して極めて充分な一致を示すものと云はねばならぬ。

陰極線に依る電離

此陰極線に依る電離の場合には X-線の範圍に於けるエネルギー測定の場合に遭遇した様な、主として數値の曖昧を來すが如き困難は最早起て來ない。即ち金屬の熱陰極纖維より出る電子は既知の電場に於て加速されることが出來、從て電離函に入射される點に於ける其速度及エネルギーは之を計算することを得る。電離電流及電子電流を測定して、一電子に對するイオン對の平均數を計算することが出來、從て各イオン對生成のエネルギー ε の値を此處に導くことを得る。此が陰極線を用ふる研究に流れる處の根本の考である。

Lehmann 及 Osgood⁽²¹⁾ は 200—1000 V. の間のポテンシャルで加速された電子に就て、イオン對に對する平均エネルギーが 45 V. であることを見出した。此著者等は—電子に對するイオンの數 N と、電子の最初のエネルギー、 V (ヴォルトにて)との間に、一つの一次的關係が成立することを觀測した。即ち次の式で之を表はすことが出来る。

$$N = 0.0225 (V - 17). \quad (2)$$

此處に 17 は空氣のイオン化ポテンシャルである。

Schmitz⁽²²⁾ は之より少しく速い電子 1—9 kV. を用ひて、 ε が 42 V. の一定値をとることを述べてゐる。併し乍ら其報告に與へられる曲線に依ると、寧ろ其値は 1 kV. に於ける約 46 V. から、6 kV. に於ける約 40 V. 迄降りて、更に 9 kV. の 42 V. へ僅かに昇てゐる様に見える。

略之と同様な速度の範圍、4—13 kV. に於て、Buchmann⁽²³⁾ は ε が $31 \pm 3 \text{ V.}$ であり、電子速度に無關係であることを見てゐる。

更に 9—59 kV. の間の速度を以て走る高速度陰極線に於て、Eisl⁽²⁴⁾ は特に注意深い研究を行つて、 ε は $32.2 \pm 0.5 \text{ V.}$ の數値をとり、電子速度に又無關係であることを見出してゐる。此數値は其當時多くの測定値の中で最も信頼しうるものとして認められてゐたのであるが、其後の研究者の實驗に依れば、此 ε の一定なることに關して、特に低速度陰極線に對する場合に於て之に疑念を生ずるに至つた。

Thomson⁽²⁵⁾ は電子の最初のエネルギーが 54 → 265 V. に變ぜらるるときには、之に對し ε は 55.5 → 38.3 V. に變ずることを示した。Thomson は—電子に對するイオン對の總數 N と、電子のエネルギー、 V との間に亦一次的關係の成立を觀察して、其結果を上記の Lehmann 及 Osgood の式 (2) と類似の形で之を表はし、次の實驗式を與へてゐる。即ち

$$N = 0.0270 (V - 17). \quad (3)$$

茲に電子電壓 V が原子のイオン化ポテンシャルに等しくなれば、生ずるイオン數は 0 にならねばならぬが故に、著者は上式が此點に就て理論と一致することを指摘してゐる。此直線性が總ての速度の電子に特有されるものと假定して、Thomson は其結果を他の形で之を表はし、

$$\varepsilon = \frac{37}{1 - 17/V}. \quad (4)$$

即ち V が ∞ に接近すれば、 ε は 37 V. の値に近づくことを示す。

100—300 V. 間のエネルギーの電子に対して, Freund³²⁾ は各イオン對に就て 30.5 V. をその平均に於て要することを測定し, 更に 100 V. 以下のエネルギーに対しては, ϵ は徐々に増加してその平均エネルギー約 10 V. の電子に対して, 57 V. の値に迄到達することを観測した.

前述の Eisl の實驗には, 其電離函を横切てポテンシャルが適用さるるに當り, 陰極線が之に依て加速度を附加され得る様な方法に於て測定が行はれたのであるが, Eisl は其際其電離函のポテンシャルを變化することに依ても, 電子速度には感ぜられる程度の變化を認めることが出来なかつた. 處が Gerbes³³⁾ は大體 Eisl と同一の装置を用ひ, 唯其測定の正確度を改良することに依て電離函ポテンシャルの影響を説明し, Eisl の ϵ の値には僅かの補正が加へられねばならぬことを提示した. 此場合の 9—59 kV. の範圍に於ける補正された Eisl の値を, 300—1000 V. の範圍に於ける Pigge³⁴⁾ の値に組合せて Gerbes は 300 V.—60 kV. の範圍に於て有效な實驗式に到達することを得た. 即ち

$$\epsilon = 31.62 + 5.27/\sqrt{(V - V_i)} \pm 0.08 \text{ V.} \quad (5)$$

茲に V は勵起電子の最初のエネルギーを kV. にて表はし, V_i は空氣のイオン化ポテンシャルを kV. にて表はしたものである. 然かも此 Gerbes の實驗式 (5) は固より斯様にして陰極線の測定より導かれたものではあるが, 他のイオン化放射線に対しても又合理的に良く成立するかに見えて, 多くの他の測定値をも之を満足することが出来る様である.

斯様にして陰極線に関する最近の研究者は, ϵ の値は電子速度に關係するものであると云ふことに一致するが, 唯 5 kV. 以上の高速度に対しては其 ϵ の變化が餘り明瞭に現れない.

一次 β -線に依る電離

放射性物質から出る一次 β -線を用いた實驗には其結果が甚だ尠い. 明かに其放射線の不均一な性質から起る困難がこれに伴ふからである.

Wilson³⁵⁾ は Ra (B+C) より出る種々の速度の β -線に由る電離を測定した. 此等の放射線は磁氣的に之を分別し, 其測定の結果, β -粒子の速度 V の總べての値に就て, kV^2 が近似的に一定であることを観測した. 此處に k は比電離, 即ち標準狀態に於ける氣體中, β -粒子一極の行程に於て生ずるイオン對の數を意味する. 粒子に依て消費せられるエネルギーは近似的に其速度の自乗に逆比例するが故に, kV^2 が近似的に一定であることは, β -線の總ての速度に就てイオン對に対するエネルギーが一定であることを窺ふに足る.

α -線に依る電離

RaC' より出る α -粒子の最初の到達距離 4 mm. に對し, Gurney³⁶⁾ は空氣中に於ける ϵ の平均値が約 33 V. であることを計算した. Rutherford, Chadwick 及 Ellis³⁷⁾ は又其後 RaC' より出る α -粒子の總ての到達距離に對して 35 V. なる ϵ の平均値を與へた.

低速度の α -粒子に對し ϵ が同一でありや否やの問題に就ては, Gurney は Marsden 及 Taylor,³⁸⁾ 或は Kapitza³⁹⁾ のエネルギー-到達距離-曲線から計算された夫々のエネルギーが, Henderson⁴⁰⁾ の電離-到達距離-曲線の下に於ける面積を夫々積分されたものと一致することを示し, 従てイオン一對の生成に費さるる平均エネルギーは α -粒子の到達距離の終りに於いても, 又其初めに於けるものと殆んど同一であると云ふことを結論した.

Briggs⁴¹⁾ 更に Curie 及 Joliot⁴²⁾ も又同一の結論に到達してゐる. Briggs は RaC' より出る α -粒子のレターデーションを決定して, 之より到達距離に對して, 一極の行程に於けるエネルギー

ギー消失の變化を表はす曲線が、Henderson の又 Curie 及 Behounek⁴³⁾ の電離-到達距離-曲線と類似であることを見出してゐる。Curie 及 Joliot に依れば、又イオン對に對するエネルギーは RaC' より出る α -粒子の最初の到達距離 3 cm. に對して、其到達距離の終點に於けるよりも約 2% だけ小さいと推定される。

兎も角何れにしても、空氣中一個のイオン對生成に當り α -粒子より吸収されるエネルギーの部分は、殆んど近似的に一定であるが如く見えるのであるが、Rutherford, Chadwick 及 Ellis が指摘する如く、氣體の異なるに従て其電離曲線は必ずしも其形が常に同一ではないのであるから、電離とエネルギーとの間に存する此關係は總ての氣體に就て等しく成立つと云ふことは出來ぬ。例へばヘリウム及窒素の電離曲線は其形が空氣のそれに類似であるが、水素及ネオンのそれは空氣とは可なり其形が相違してゐる。従て彼等は此電離は α -粒子より吸収されたエネルギーに、全部の場合比例するものではなくして、其電離は其粒子の速度に關係するのであらうと結論した。

此を要するに RaC' より出る α -粒子に對し、上に與へられた空氣の ϵ の二つの測定値に關して、 α -粒子に依て生じた其電離の一部分は、氣體原子から之に依て放出された電子 (或は δ -線) に依ても起て來るものと考へられるであらう。而して此 δ -粒子にして其最も速いものは、之を放出する α -粒子の速度の二倍に達して、大體約 4000 V. のエネルギーに相當し、又一般には此 δ -粒子は恐らく數百ヴォルトのエネルギーに相當する速度をもつものであらう。 α -粒子に對する ϵ の値は、従て δ -粒子と同様なエネルギーを有する陰極線に對する ϵ の値に對應すべきものと思はれる。

最後に種々のイオン化放射線に就て夫々 ϵ の數値を配列し、便宜之を一括して表示すれば第三表の通りである。

(昭和十三年一月二十五日)

第 三 表

空氣に於けるイオン對生成のエネルギー (ϵ)

著 者	イオン化放射線の 有效波長	イオン化粒子の 平均初速度	ϵ
X-線			
	A	kV	eV
Kulenkampff, 1926	0.56 to 2.	22 to 6	35 $\pm$ 5
Kircher and Schmitz, 1926	{ 0.21 to 0.5 0.5 to 1.5	60 to 25 25 to 8	31 to 21 21 $\pm$ 1
Rump, 1927	0.12 to 0.43	100 to 30	33
Steenbeck, 1928	1.54, 2.29	8, 5.4	28 $\pm$ 6
Crowther and Bond, 1928	0.60 to 0.75	21 to 16	42.5 $\pm$ 0.4
Gaertner, 1929	1.38	9	36.4
Ra(B+C) より放射する γ -線			
Zlotowski, 1935	0.006 to 0.05	2200 to 243	31.2 $\pm$ 0.5

陰 極 線

Lehmann and Osgood, 1927	—	1 to 0.2	45
Schmitz, 1928	—	9 to 1	42 to 46
Buchmann, 1928	—	13 to 4	31±3
Eisl, 1929	—	59 to 9	32.2±0.5
Thomson, 1931	—	∞	37
	—	0.27 to 0.05	38.3 to 55.5
Freund, 1935	—	0.3 to 0.1	30.5
	—	0.1 to 0.01	30.5 to 57
Gerbes, 1935	—	100 to 5	32 to 33.5±0.08
	—	5 to 0.5	30.5 to 38±0.08
	—	0.5 to 0.1	38 to 44±0.08
α-線			
Gurney, 1925	—	eV 7.68×10 ⁶	33
Rutherford, Chadwick and Ellis, 1930	—	7.68×10 ⁶	35

文 献

- 1) Glocker, *Physik. Z.*, **18**, 302 (1917).
- 2) Holthausen, *Fortschr. a.d. Geb. der Röntgen*, **26**, 211 (1919).
- 3) Boos, *Z. Physik*, **10**, 1 (1922).
- 4) Grebe and Kriegesmann, *Z. Physik*, **28**, 91 (1924).
- 5) Kriegesmann, *Z. Physik*, **32**, 542 (1925).
- 6) H. Kulenkampff, *Ann. Physik*, **79**, 97 (1926); **80**, 261 (1926).
- 7) Kircher and Schmitz, *Z. Physik*, **36**, 484 (1926).
- 8) Rump, *Z. Physik*, **43**, 254 (1927).
- 9) Rump, *Z. Physik*, **44**, 396 (1927).
- 10) Bouwers, *Diss. Utrecht*, (1924).
- 11) Berthold and Glocker, *Z. Physik*, **31**, 259 (1925).
- 12) M. Steenbeck, *Ann. Physik*, **87**, 811 (1928).
- 13) W. Kossel, *Z. Physik*, **19**, 333 (1923).
- 14) W. Kossel, and M. Steenbeck, *Z. Physik*, **42**, 832 (1927); H. Geiger and A. Werner, *Z. Physik*, **21**, 187 (1924).
- 15) Crowther and Bond, *Phil. Mag.*, **6**, 401 (1928).
- 16) Gaertner, *Ann. Physik*, **2**, 94 (1929); **3**, 325 (1929); **10**, 825 (1931); **11**, 648 (1931).
- 17) H. Küstner, *Ann. Physik*, **5**, 10, 616 (1931).
- 18) Crowther and Orton, *Phil. Mag.*, **10**, 329 (1930); **13**, 505 (1932).
- 19) O. Gaertner, *Ann. Physik*, **16**, 613 (1933).
- 20) E. Wilhelmy, *Z. Physik*, **83**, 341 (1933).
- 21) Ellis and Wooster, *Phil. Mag.*, **50**, 521 (1925).
- 22) Zlotowski, *Compt. rend.*, **199**, 284 (1934).
- 23) Swietoslawski and Dorabalska, *Compt. rend.*, **185**, 763 (1927).
- 24) Swietoslawski and Zlotowski, *Compt. rend.*, **200**, 660 (1935).
- 25) Zlotowski, *J. phys. Radium*, **6**, 242 (1935).
- 26) Gray, *Radiations from Radioactive Substances*, Rutherford, Chadwick and Ellis, p. 498 (1930).
- 27) Lehmann and Osgood, *Proc. Roy. Soc.*, **115**, 609 (1927).
- 28) Schmitz, *Physik. Z.*, **29**, 846 (1928).
- 29) Buchmann, *Ann. Physik*, **87**, 509 (1928).
- 30) Eisl, *Ann. Physik*, **3**, 277 (1929).
- 31) Thomson, *Proc. Roy. Soc., Edin.*, **51**, 127 (1931).
- 32) Freund, *Ann. Physik*, **22**, 748 (1935).
- 33) Gerbes, *Ann. Physik*, **23**, 648 (1935).
- 34) Pigge, *Ann. Physik*, **20**, 233 (1934).
- 35) Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, **85**, 240 (1911).
- 36) Gurney, *Proc. Roy. Soc.*, **107**, 332 (1925).
- 37) Rutherford, Chadwick and Ellis, *Radiations from Radioactive Substances*, (1930).
- 38) Marsden and Taylor, *Proc. Roy. Soc.*, **88**, 443 (1913).
- 39) Kapitza, *Proc. Roy. Soc.*, **102**, 48 (1922).
- 40) Henderson, *Phil. Mag.*, **42**, 538 (1921).
- 41) Briggs, *Proc. Roy. Soc.*, **114**, 341 (1927).
- 42) Curie and Joliot, *Compt. rend.*, **187**, 43 (1928).
- 43) Curie and Behounek, *J. phys. Radium*, **7**, 125 (1926).