

特殊導電現象

蘇賢錫

國立臺灣師範大學物理系

一、超導電

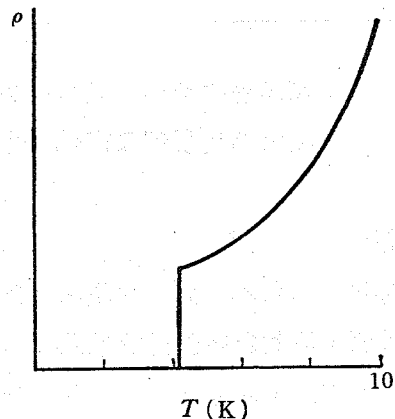
A. 超導電與轉變溫度

衆已熟知，金屬的電阻因溫度的下降而減少。然而，有些金屬，其電阻隨溫度的變化情形，非常特殊。圖一表示水銀的電阻係數隨溫度的變化情形。在 4.2 K 時，電阻係數突然減少成爲 0，這種現象叫做超導電性（superconductivity），是 1911 年荷蘭科學家卡孜令·翁內斯（H. Kammerlingh-Onnes）首次發現的。

這不僅是極其顯著而且是不可思議的現象，其原因成爲多年之謎。雖然如此，許多人的長期努力結果，1957 年由美國物理學家巴丁（J. Bardeen）、古柏（L. N. Cooper）及史里伐（J. R. Schrieffer）等三人提出初步解答，後來更是加上一些新發現，而目前可以說其原理重點幾乎全部得以闡釋。結果，科學家終於明白，這種奇特的現象是，量子論的效應直接呈現於宏觀世界的。更進一步的研究顯示，在應用技術方面，這現象暗示很多可能性。

例如，超導磁鐵已經相當實用化，而利用超導電現象的電子學，其實現的可能性也指日可望。

但是，一般而言，獲得如圖一所示的測定結果時，立刻下定結論說，電阻係數在



圖一

4.2 K 以下等於 0，這樣未免操之過急。說不定只是變成很小而已。電阻係數的測定，其精密度並不甚高，精密度更高的就是持久電流 (persistent current) 實驗，亦即以電磁感應方式來使電流通入超導電狀態的線圈。如果沒有電阻，這電流將永遠流動。但是若有電阻，則電流 (所產生的磁場) 之能量 $LI^2/2$ (L 為線圈的自感， I 為電流強度)，其中每秒 RI^2 變成焦耳熱而消耗掉，電流應該以 $e^{-Rt/L}$ 的關係，隨時間 t 而衰減才對。實驗報告指示，雖然經過兩年半的時間，却仍測不出電流的減少。現在的新記錄，已超出上述報告。

由圖一知，在某一定溫度時突然轉變成為超導電狀態。這溫度叫做轉變溫度 (transition temperature)，以 T_c 表之。不過，合金的轉變溫度有時候略微具有幅度。表 1 列出各種超導電物質的 T_c 。

表 1 轉變溫度 T_c (K)

Al	1.20	Nb	9.15	W	0.01	MoB	4.4
Ti	0.39	Mo	0.92	Hg	4.2	V ₃ Ga	14.0
V	5.3	Tc	8.22	Tl	2.38	V ₃ Si	16.8
Zn	0.87	Cd	0.56	Pb	7.20	Nb ₃ Al	18.7
Ga	1.10	In	3.40	U	0.68	Nb ₇₉ (Al ₇₃ Ge ₂₇) ₂₁	20.7

目前，超導體的種類，為數頗多，其轉變溫度也逐漸升高，但離開室溫尚有一大段距離。將來在常溫呈現超導電性的物質若能廉價入手，則其應用價值當然極高。

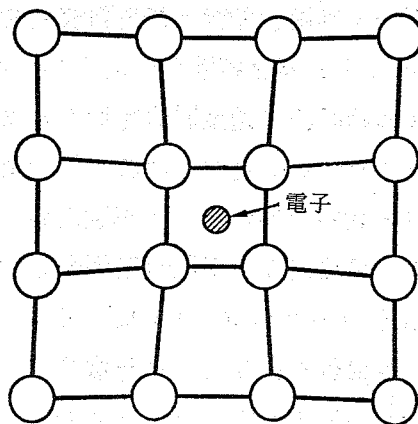
B. 超導電的原因

超導電這種不可思議的現象，為何發生？其原因，本質上是屬於量子力學，不容易簡單說明，但此處將儘量淺顯闡微。

簡而言之，超導電現象的原因是，電子與點陣振動 (lattice vibration) 之間的交互作用。這交互作用成為媒介的結果，電子彼此之間發生某種引力性交互作用，而每兩個電子互相吸引，形成下述的所謂古柏對 (Cooper pair)。多數古柏對形成後，它們彼此作步調一致的運動，這便是超導電狀態。

現在，重新依序詳細說明如下。首先是電子與點陣振動的交互作用，更加簡單地說，這可以視作電子與晶體點陣形變的交互作用。假定一個電子靜止於晶體點陣中的某處

，則周圍的正離子將被吸引而離開原來的位置（見圖二）。換言之，以電子為中心，晶體點陣發生形變。一旦這種形變發生，正電荷就靠近過來，因此，該電子附近的電子位能變低（見圖二下圖）。如果第二個電子來到此處，則這電子也感覺位能降低。換言之，第二個電子被吸向第一個電子。當然，電子彼此之間另外也有庫倫排斥力的直接作用。然而，除它而外，以晶體點陣的變形為媒介，現在另外一種引力發生作用了。



圖二

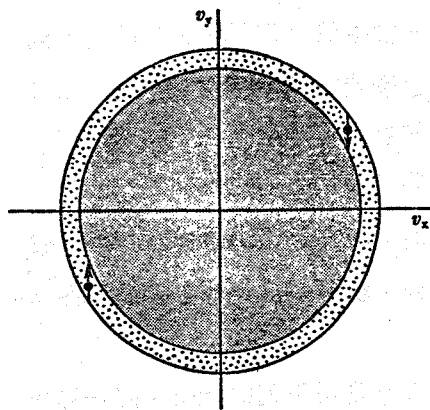
有人常常用下列的比喻。將一球置於柔軟的椅墊上，則椅墊將因為球的重力而凹下去。凹處不但發生在球所在處，而且也發生在其周圍（如圖二下圖所示）。這樣產生的凹處，其斜坡會把第二個球拉近過來。當然，實際上是第二個球周圍也有凹處，能把第一個球拉近過來，因此，彼此相拉。

可是，事實上並不是這麼簡單。前面說過，「電子存在時，則受其影響而周圍發生形變」，但這種情形僅僅發生在電子運動速度較金屬中的彈性波之速度（等於形變的傳遞速度）為低時。實際上是剛剛相反，電子以每秒大約 1000 Km 的高速度來運動，而彈性波的速度只不過是每秒幾 Km 而已。然而，雖然條件相反，上述情形能以某種形態保存下來，而電子之間會發生引力性交互作用。至於這種條件之下的電子與晶體點陣形變之間的交互作用，當然是屬於動態的，因此，起初所說「電子與點陣振動的交互作用」這種表達方式比較適當。

若這相吸性交互作用強到某種程度，能勝過庫倫排斥力的影響，則自旋彼此反向的兩個電子互相拉住，繞其共同重心而旋轉。（附註：若這相吸性交互作用不能勝過庫倫排斥力的影響，則不能成為超導電狀態。因此，電子與點陣振動的交互作用，其強度才是發生超導電的條件。如此，在通常的金屬中，電子與點陣振動的交互作用是產生電阻的原因，但在此處是正好相反，成為超導電的原因。至於一價金屬，這種交互作用可能是很弱。）不過，這種旋轉運動的角動量等於 0，故或許稱為振動運動比較適當。這樣

的一對電子，叫做古柏對。能夠組成古柏對的電子，只限於傳導電子（conduction electron）中其能量接近費米能（Fermi energy）的電子而已。能量較此為低的電子，其狀態相同於普通金屬的情形（見圖三）。古柏對的密度隨定義的方式而異，但一般可視作 $10^{18}/\text{cm}^3$ 左右。由於這種古柏對的形成，電子的總能較分散運動時為低。

然則，古柏對的形成為何導致超導電的發生？衆已週知，電阻的起因是電子的散射（scattering），而古柏對一形成，散射就不會發生。為什麼？假設組成古柏對的兩個電子之一被散射。這樣一來，這電子的運動當然不能與其同伴互相配合。量子力學領域的特徵之一是，狀態的存在是不連續的。換言之，雖是稍微搖幌了，可是勉強配合起來，這種不夠完整的狀態是不存在的。不是完全不搖幌，就是搖幌而完全不能配合。



圖三

若是後者的情形，古柏對就毀掉。然而，因為古柏對的形成而能量降低，所以爲了要毀掉，需要多餘的能量（簡單理論的計算值是大約 $3.5 kT$ 的能量）。這能量要從何處入手？沒有着落。既然張羅不到瞻養費，那就只好規規矩矩配合同伴，沒有其他選擇的餘地。

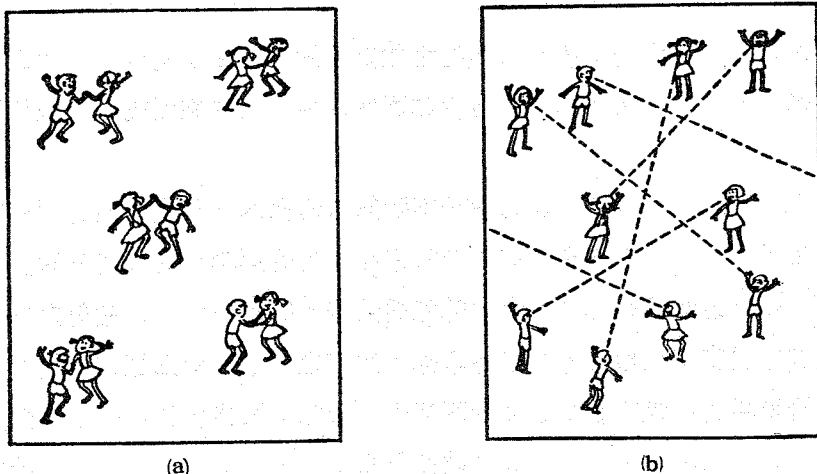
如此，古柏對的電子不會被散射。能量較古柏對為低的普通電子，也因散射後的方向已經滿額而不會遭受散射。電流在超導體中流動時，圖三所示的情況，其中心稍微偏離原點，但不會發生散射來妨礙這偏離所引起的電子流。

C. 古柏對的相位

至此，關於古柏對，各位讀者是否暗地裏聯想到圖四(a)所示的場面？亦即二人一對共舞享樂的場面。遺憾得很，事實上頗有差異。

首先，設古柏對的大小（即振動的振幅，若是轉動，則指其軌道直徑）為 a 。換言之，兩個電子以兩者的重心為中心，作振幅 a 的振動（兩者的振動方向當然相反）。各個電子的瞬時速度 v_F 是費米速度（Fermi velocity），滿足下列關係：

$$\frac{1}{2} m^* v_F^2 = E_F \quad (1)$$



圖四

式中， m^* 為電子的有效質量，而 E_F 為費米能。因此，一次來回的週期是 $2a/v_F$ ，而頻率是 $v_F/2a$ ，在量子力學中，頻率與蒲朗克常數 h 的乘積是能量，但在這種情況之下，這能量幾乎等於毀掉古柏對所需的能量 ($\approx 3.5 \text{ kT}$ ，故若以頻率 $v_F/2a$ 左右的電磁波來照射，古柏對就將它吸收而告分解)。於是

$$\frac{h v_F}{2a} \approx 3.5 kT \quad (2)$$

$$\therefore a \approx \frac{h v_F}{7 k T_c} \quad (3)$$

例如，設 $v_F = 10^8 \text{ cm/s}$ ， $T_c = 4.2 \text{ K}$ ，以 cgs 單位來計算，則

$$a \approx \frac{6.63 \times 10^{-27} \times 10^8}{7 \times 1.38 \times 10^{-16} \times 4.2} = 1.6 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

由上述的古柏對密度 (10^{18} cm^{-3}) 看來，這數值相當偏大。因為古柏對沒有一定的振動方向，所以 $a^3 \approx 10^{-12} \text{ cm}^3$ 可以視作一個古柏對所占的體積。因此，一個古柏對的範圍內，事實上大約有 $10^{18} \text{ cm}^{-3} \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \approx 10^6$ 個其他古柏對彼此重疊。圖四(b) 是其示意圖，虛線連接的就是古柏對。兩個電子彼此離開這麼遠，卻能配合對方來行動，實在既令人佩服又不可思議。

然而，這樣彼此重疊的古柏對，是否互相毫無關係地隨意運動？答案是否定的。它們都是保持整齊的相位來運動。但這「相位」是量子力學上的相位，不能以古典力學的

觀念來解釋。

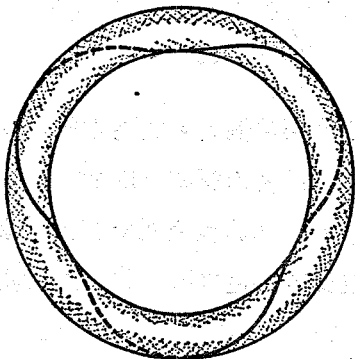
這種現象發生的原因是，彼此重疊的古柏對之間有一種交互作用，而當相位一致時，能量始能降低。因此，古柏對與其他古柏對保持相同相位來運動時，較單獨一對時為穩定。

這件事就是「普通狀態突然變成超導電狀態」的原因。且從低溫方面來想。首先，在絕對零度時，儘可能多數電子形成古柏對來作整齊的運動。隨著溫度的上升，起初是少數古柏對，後來逐漸多數古柏對吸收熱能而毀掉。隨著毀掉的古柏對之增加，殘留的古柏對也沒有像當初那麼穩定，而容易毀掉。換言之，進一步去毀掉殘留的古柏對所需之能量，隨著重疊古柏對的數目之減少而減少。如此，因為古柏對的減少與其易毀性相輔相成，所以到一定溫度時，古柏對的數目急遽減少成為零。這就是相當於轉變溫度 T_c 。

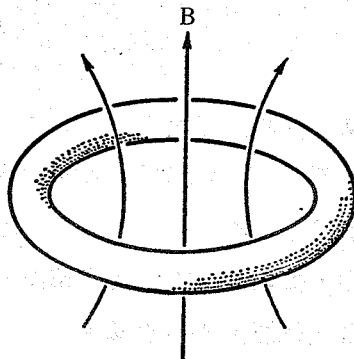
重疊的古柏對，具有相同的相位，而各古柏對的中心位置稍微偏移。如此，從宏觀世界的超導體之一端到另外一端，無數古柏對一面彼此重疊，一面以相同的相位來運動。這種完美的集體體操才是超導電現象的最重要特徵之一。換言之，相位這種量子力學特有的性質，竟然出現在宏觀世界了。

雖然如此，在整個超導體中，古柏對的相位並不是始終完全保持一致。局部的相位是一致，卻是相位隨地點而緩慢改變，這種情形也可能發生。在這種情況之下，能量較相位沒有變化時稍高。能量的增加量，與單位長度相位變化量的平方成正比。

相位隨地點而改變的重要例子，常見於環狀超導體（見圖五）。這時，相位沿環而改變，繞一圈後，當然相位也恢復起初值。換言之，繞一圈時的相位變化，必須等於 2π 的整數倍（ $= 2\pi n$ ）。圖三的情形相當於 $n = 3$ 。這種狀態當然是高能狀態，但大致上



圖五



圖六

仍是穩定。亦即，要轉移到不同 n 值的狀態時，不能作連續性轉移，所以必須藉某種方式來暫時破壞超導電狀態。

這種相位的狀態，相當於磁力線貫穿環狀導體的狀態（見圖六），而貫穿環狀導體的磁通量 Φ 與 n 成正比，表示磁通量 Φ 只能取不連續的值。而且其比例常數是一定的普遍常數，與環狀導體的性質無關。以 cgs 單位表示，則

$$\Phi = \left(\frac{hc}{2e} \right) n \quad (4)$$

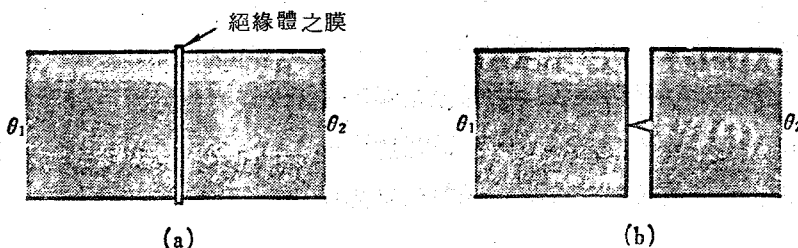
這叫做磁通量量子化 (quantization of magnetic flux)。比例常數 $hc/2e$ 等於 $(6.626 \times 10^{-27} \times 3 \times 10^{10}) \simeq 2.07 \times 10^{-7}$ 高斯·公分²，數值甚小，但實驗已經證實，這種量子化確實發生。

D. 約瑟夫森效應

前面已述古柏對的相干性（亦即相位相同）運動。1962年英國理論物理學家約瑟夫森 (Brian David Josephson, 1940—) 所預言的約瑟夫森效應，就是這種古柏對的相位（以下簡稱相位）直接出現的現象，其意義十分重要。

雖然說是相位出現，但問題不是相位本身，而是其變化或差額。例如，普通的超導體全部具有相同的相位值，但若將到處的相位值同時改變成為另外一個一定值，這樣是不會導致狀態上的任何變化的。換言之，相位值本身的討論，沒有太大的意義。

然而，一般而言，兩個超導體之間均有相位差。如果這兩個超導體彼此完全獨立，則什麼也不會發生。在兩個超導體之間插入極薄（厚度大約 10^{-7} cm）的絕緣體之膜而連結起來〔見圖七(a)〕。如果膜較厚，兩個超導體就變成互相毫無關係，但膜十分薄時，古柏對就能夠依照量子力學的隧道效應而從一個超導體跳到另外一個超導體。（若膜的厚度等於 0，則兩者變為一體，相位差就消失。）如此，古柏對的來往是可能的，而且相位差也能夠賦與。這種不即不離的連結叫做約瑟夫森結 (Josephson junction)。



圖七

針狀接觸的超導體也可以顯現類似的性質〔見圖七(b)〕。

兩個超導體之間有如圖七所示的相位差時，相位差將集中在連結部分，而會產生電流，通過這種結。（這是重要的事實，但不幸的是無法簡單說明。）相位差小時，電流與相位差成正比。但相位差大到 2π 時，就等於沒有相位差，因而電流變成 0。於是，電流可以用兩者的相位 θ_1 與 θ_2 的函數來表示如下：

$$I = I_0 \sin(\theta_1 - \theta_2) \quad (5)$$

式中， I_0 是隨結的特性而異的常數，膜較厚時， I_0 將隨指數函數而衰減。以上就是約瑟夫森效應，特稱直流約瑟夫森效應，以便與下述的交流約瑟夫森效應區別。

其次，對上述兩個超導體加上電位差 V 時，因為超導體內部沒有電位差，所以這電位差將集中在絕緣體之膜部分。由於這電位差，兩個超導體內的古柏對之間將產生位能 $2eV$ 。（因為兩個電子成爲一對古柏對，所以要乘上 2。）

以下的敘述是量子力學特有的現象，讀者或許不容易理解。根據量子力學，具有能量 E 的系統，其相位隨時間而改變的情形，可以用 $E t / \hbar$ 的形式來表示（ $\hbar = h/2\pi$ ）。這就表示以 $E/\hbar$ 的角頻率來振動（或以這角速度來轉動）。古柏對的能量相差 $2eV$ 時，角頻率（或角速度）就相差 $2eV/\hbar$ 。這樣一來，兩個超導體的相位差隨時間變化的情形如下：

$$\theta_1 - \theta_2 = \frac{2eV}{\hbar} t + \delta \quad (6)$$

式中， δ 是常數。

將式(6)代入式(5)，則振動電流爲

$$I(t) = I_0 \sin\left(\frac{2eV}{\hbar} t + \delta\right) \quad (7)$$

這現象叫做交流約瑟夫森效應。例如，電位差 $V = 1\text{mV}$ 時，

$$\frac{2eV}{\hbar} = \frac{2 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 10^{-3}}{1.054 \times 10^{-34}} \simeq 3.04 \times 10^{12} \text{ 弧度/秒}$$

而可得頻率爲 4.8×10^{11} 赫的高頻電流。

此外，只要測定 V 與其所對應的電流之頻率，就能反過來求出係數 $2e/\hbar$ 。這數值能夠算到七位數，相當準確，對 e 與 $\hbar$ 這種重要的基本物理常數之決定，極有幫助。同時，係數中包括 2，這是電子組成古柏對的有力證據。

二、非線性導電

依照歐姆定律，電流與所加的電壓（或電場）成正比。但電場強度大到某一程度時，這種簡單比例關係就不能成立。這就是非線性導電。這種現象在半導體與絕緣體始成爲實際問題。就金屬而言，電場稍微變大，大量的焦耳熱就產生而溫度隨之升高，有時甚至熔化。因此，下面所述的特異現象不會出現。反之，半導體與絕緣體，因其載流子密度小，晶體溫度可以不上升，雖然如此，載流子溫度有時候會變成很高，而導致非線性導電。

A. 過熱電子

在強大電場之下，非線性導電究竟怎樣發生？就比較簡單的情形，扼要說明如下。

首先，沒有電場時，半導體（或絕緣體）中的傳導電子（以下的敘述，對電洞也是一樣）因能量平均分配定律而具有 $3kT/2$ 的動能。換言之，半導體（或絕緣體）與金屬不同，其電子密度很低，所以不必考慮費米能這種麻煩的事，可視作氣體中的分子一樣。

當電場 E 加上時，傳導電子就從電場獲取能量。每一個電子在單位時間內平均獲取的能量爲 $eE\bar{v}$ （ $\bar{v}$ 爲電場方向的平均漂移速度），亦可利用遷移率 μ （ $=\bar{v}/E$ ）寫成

$$e\mu E^2 \quad (8)$$

另一方面，電子被點陣振動散射時，將一部分能量交給點陣振動（有時候也從點陣振動接受能量，但是平均起來，交出能量的情形較多）。其結果便是我們所觀測到的焦耳熱。單位時間交出的能量大致上可以寫成

$$A(T_e - T) / \tau \quad (9)$$

式中， A 是比例常數， $1/\tau$ 是單位時間的散射次數，而 T_e 是所謂電子溫度，換言之，因爲電子不斷從電場接受能量，所以其溫度 T_e 可視作較晶體溫度（亦即點陣振動的溫度）爲高，而且每次散射時，交給點陣振動的能量，大致上與溫度差成正比，這就是式(9)的意義。

在穩定狀態時，能量的收支保持平衡，即式(8)等於式(9)。於是

$$A(T_e - T) / \tau = e\mu E^2 = e^2 \tau E^2 / m^* \quad (10)$$

式中利用了遷移率的定義 $\mu = e\tau / m^*$ 。

此處， τ 是 T_e 的函數。在最簡單的情形之下，電子的平均自由路徑 ℓ 是一定的，

而電子的速度 v (可由 $m^* v^2/2 = 3kT_0/2$ 求出) 與 $\sqrt{T_0}$ 成正比, 故

$$\tau = \frac{\ell}{v} \propto T_0^{-1/2} \quad (11)$$

將式(11)代入式(10), 得

$$T_0 (T_0 - T) = \alpha E^2 \quad (12)$$

式中, α 是比例常數。這是關於 T_0 的二次方程式, 容易解決, 爲了明白大致上的趨勢, 當 E 小時, $T_0 \simeq T$, 故

$$T_0 - T \propto E^2 \quad (13)$$

其次, T_0 頗高時 ($T_0 \gg T$), E 也頗大, 而

$$T_0 \propto E \quad (14)$$

後者的情形是, τ (亦即 μ) 與 $E^{-1/2}$ 成正比, 故電流成爲

$$I \propto \bar{v} = \mu E \propto \sqrt{E} \quad (15)$$

換言之, 電場變強時, 電子的動能增加, 同時遭受點陣振動的散射更加激烈, 因而遷移率減少, 電流強度不如電場微弱時的數值。

電流不與 E 而與 $\sqrt{E}$ 成正比, 這關係是1951年美國物理學家來達 (E. J. Ryder) 與蕭克列 (William Bradford Shockley, 1910 -) 在 Ge 觀測到, 同時也由理論推導的, 相當有名。因強電場而具有這麼高的電子溫度之電子, 蕭克列稱其爲過熱電子 (hot electron)。然而, 式(11)所示的簡單關係, 一般而言, 不大成立。因此, 式(15)也在特別情形之下始能觀測到。縱然式(11)或式(15)不成立時, 在強電場作用之下, 電子當然照樣變熱, 而非線性導電現象依然發生。

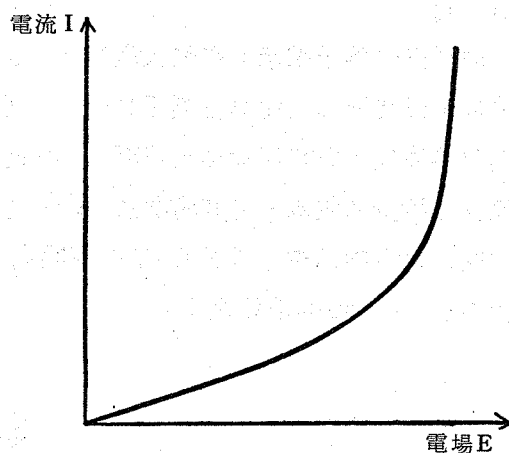
B. 電子雪崩

電場加大時, 往往看到電流急遽增加的現象 (見圖八)。大多數半導體與絕緣體在電場十分強大時, 均皆顯示這種變化過程。圖上的斜率有時候非常大, 甚至 E 增加數% 時, I 竟然增加幾千幾萬倍。這時偶爾伴隨晶體的破壞。

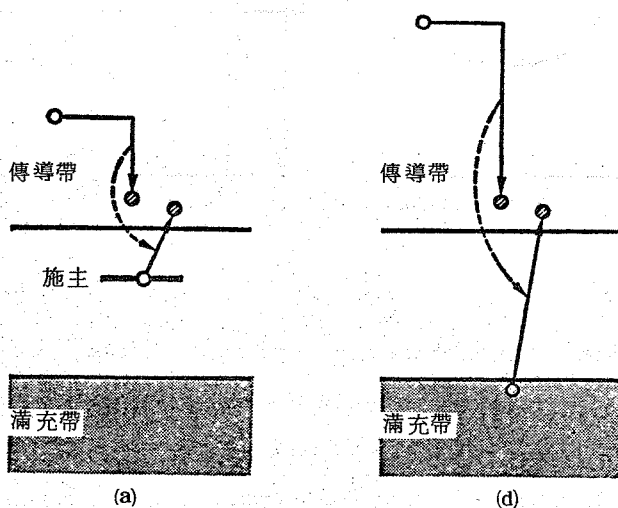
這現象是所謂電子雪崩 (electron avalanche) 的過程所引起的。在強大電場之下, 傳導電子的動態急速增加。能量高到某一程度時, 就會發生圖九所示的過程。圖九(a)是傳導電子碰撞被施主俘獲的電子, 將一部分動能交出來釋放俘獲電子的過程。(b)圖是傳導電子將能量交給滿充帶電子, 把這電子激發到傳導帶的過程。這兩種情形均會發生電子的增值〔(b)圖的情形更會產生電洞〕。這樣增值的傳導電子再度受到電場的加速

而變成高能電子之後，又要造成下一世代。電子這樣按幾何級數增加，這就是電子雪崩。

然而，這種增值之外，另一方面也有電子減少的過程。施主空位會俘獲導電子，而電子與電洞相遇也會發生復合（recombination）。此外，如果增殖緩慢，則尚未產生幾何世代之前，傳導電子已經來到晶體末端，再也不能增殖。隨着電場的增大，增殖過程突然勝過減少過程，而且未到



圖八



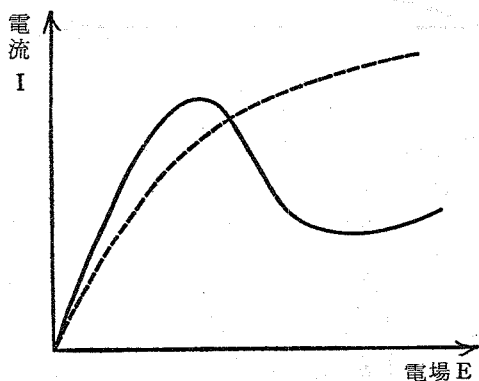
圖九

晶體末端之前的世代數也急遽增加。這便是圖八的曲線迅速揚升的原因。

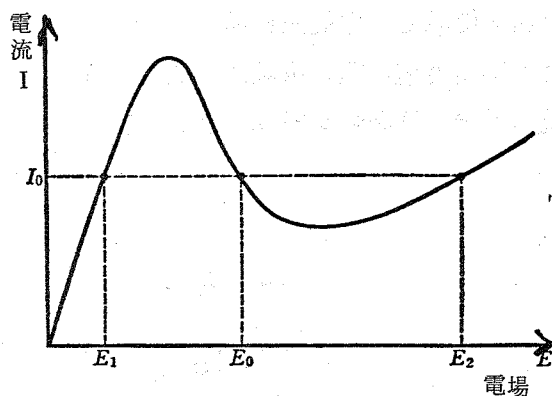
傳導電子增加到某一程度以上而電流也變大時，因為焦耳熱大量發生，晶體終於壞掉。這叫做電介質擊穿（dielectric breakdown）。雖然如此，並不是整個晶體均勻壞掉。電流選擇晶體中較弱的地方（電子增殖容易發生的地方）作火花狀流動，而晶體沿這路線壞掉。如果是圖九(a)的情形，被施主俘獲的電子不是悉數釋放，通常不能達到太大的電子密度，在這種情況之下，晶體不會壞掉。

C. 負電阻

前面舉出的例子顯示，在強大電場作用之下，電流與 $\sqrt{E}$ 成正比，電流隨電場的增加而增加，但其增加有逐漸緩慢下來的傾向（見圖十的虛線）。就某些物質而言，這種傾向更為極端，有時候竟然出現圖十中實線所示的情形。換言之，隨着電場的增大，電流反而減少的現象，尤其常見於GaAs（砷化鎵）或InP（磷化銦）等3價與5價元素之間的化合物晶體〔叫做Ⅲ-V金屬間化合物（intermetallic compounds），大都發生在數4V/cm的電場之下。



圖十



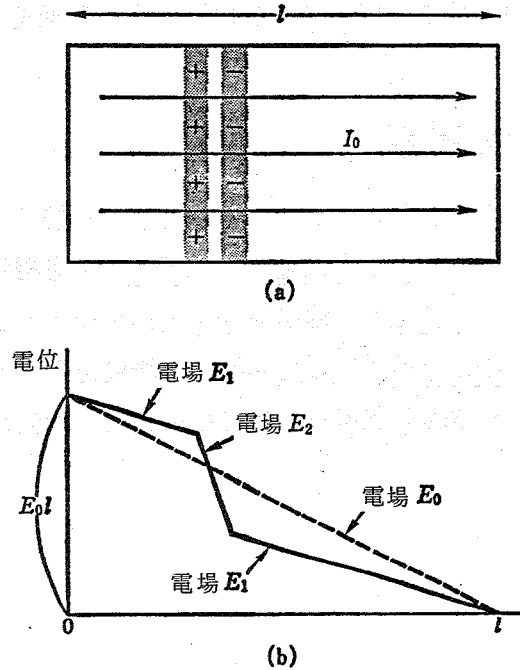
圖十一

這是起因於帶結構（band structure）的特殊性。這種化合物晶體的傳導電子，當其能量達到某值時，其有效質量就突然變大。在上面所指的強大電場之下，電子溫度可以高達數千K，而大多數電子的有效質量均皆變大，因而平均運動速度減少，電流隨之減少。此外，雖然原因完全不同，但江崎二極體（Esaki diode）也顯示實線般的電流變化。

這種電流—電場特性，常常叫做負電阻（negative resistance），但實際上電阻不會變成負的，所以為了避免誤會，有時也叫做負的微分導電（因為微分 dI/dE 為負數。）

關於負電阻的特異現象之一是，1963年干（J.B. Gunn）所發現的所謂干效應（Gunn effect）。設有長度 ℓ 的晶體，其 $I-E$ 特性如圖十一所示。將電位差 $E_0 \ell$ 作用在該晶體的兩端，即電場為 E_0 。根據 $I-E$ 特性，所通過的電流應該是 I_0 才對。可是，在 $dI/dE < 0$ 的領域，不一定是這樣的。這就是干效應。

首先，假定果真 I_0 的電流通過。這時，假設產生了微弱的正負空間電荷，如圖十二(a)所示。這電荷層之間的部分，如同平行板電容器的內部，電荷將建立電場，因而電場較 E_0 稍大。若是通常的導體 ($dI/dE > 0$)，則通過這部分的電流較 I_0 為大，可以消滅這些空間電荷。然而，現在的情形是，電場大於 E_0 ，電流就小於 I_0 。就左邊的正空間電荷而言，由左邊流入的電流是 I_0 ，而向右邊流出的電流較 I_0 為小。因此，正電荷更加積存。就右邊的負空間電荷而言，向右邊流出的電流反而大，而負電荷積存起來。如此，這空間電荷層逐漸生長，內部電場也隨著變強。通過這部分的電流更加變小，而空間電荷層愈來愈發展。此外，二電荷層之間的部分，其電場一旦變大，外邊部分的電場就變小，因為整個晶體的電位差是一定值 $E_0 \ell$ 。這樣一來，通過外邊部分的電流也較 I_0 為大，結果促進空間電荷的成長。



圖十二

最後的電位分布狀態，如圖十二(b)的實線所示。換言之，整個電位差保持一定值 $E_0 \ell$ ，但是分為強電場 ($= E_2$) 領域與弱電場 ($= E_1$) 領域 (圖中曲線的斜率當然代表電場)。由圖十一知，滿足下列條件：

$$I(E_1) = I(E_2) \quad (16)$$

因此，電流在整個晶體中均勻通過，卻因空間電荷的存在而電場並不均勻。

這樣，暫且成為穩定狀態。但是，晶體中的載流子，其運動速度等於漂移速度 $\bar{v}$ 。因為成為空間電荷的也是載流子，所以空間電荷的運動速度也是幾乎等於 $\bar{v}$ 。於是，經過一段時間之後，空間電荷層將到達晶體末端而消失，同時，脈衝隨之發生。空間電荷消失後，又恢復均勻電場的狀態 [圖十二(b)的虛線狀態]。然而，空間電荷立即成長，而恢復實線狀態。這種相同的過程，反覆進行好幾次。

一般而言，空間電荷層發生在陰極附近，而消失在陽極 (因為載流子是電子)。因

此，上述反覆振動的週期大約等於 $\ell/\bar{v}$ 。由於電場強大， $\bar{v}$ 也相當大，等於 10^7 cm/s 左右。於是，例如 $\ell = 10^{-3} \text{ cm}$ 時，週期是 10^{-10} s ，而每秒發生的脈衝，高達 10^{10} 次。

參考資料

1. 日本物理學會編：「超導電」，丸善（1979）。
2. 雄井恒丸，小沼通二，江沢洋：「電磁氣學」，修學社（1958）。
3. 平河浩正：「電磁氣學」，培風館，（1968）。
4. 砂川重信：「電磁氣學」，岩波全書，（1977）。
5. 岩波理化學辭典 第 3 版增補版，岩波書店，（1983）。