

# 在發射式電子光學系統中光電子 速度分佈對像質量的影響 (I)

吳全德

(北京大學)

## 提 要

本文討論了對應於不同的光電陰極的點源在各種像平面上所產生的強度分佈，這些像平面都在高斯像平面附近；也討論了分辨距離，並找出具有最好分辨本領的像平面位置。焦散面的情況也曾討論到。

本文指出，由於考慮了能量分佈與角度分佈，所有這些情況的最小分辨距離都比目前公認的數值小。例如在初能量按拋物綫分佈的情況下， $\delta_{0.5} = 0.18 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ 。所有這些討論都是基於 Арцимович-Recknagel 公式，因此所有結果可以用在任何發射式系統，甚至有磁場存在，假如在陰極面上磁場強度為零或很弱。

在這篇論文中會對 Septier 於去年發表的關於柱形透鏡的分辨本領的論文進行評論。

## 一. 緒 論

帶有浸沒物鏡的電子光學系統也與別的电子光學系統一樣，在目前的技術條件下，愈來愈要求有足夠清晰、高分辨本領及畸變很小的像。這種帶有浸沒物鏡的電子光學系統的儀器包括有各種類型的像變換器、各種類型的發射式電子顯微鏡以及某些類型的電視管等等。在這些軸對稱發射式電子光學儀器中，分辨距離的理論極限是決定於球差與色差(也稱為中心像差)。在這些光電系統中，目前大家所接受的分辨距離係由蘇聯學者 Арцимович 院士所獲得<sup>[1]</sup>；即  $\delta = 2 \times 0.6 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ ；其中  $\epsilon_{\max}$  是光電子最大的初能量， $E$  是陰極面上的電場強度(他認為  $\delta = 0.6 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$  仍能被分開)。這個式子沒有考慮光電子的速度分佈對它的影響。本論文針對這個問題進行研究。要解決這個問題，必須針對具體的光電子速度分佈研究在不用的像平面裝置(例如熒光屏)位置上的強度分佈，並決定在什麼像平面位置，具有最小的分辨距離。

在浸沒物鏡中，像差的最主要部分也是球差與色差(假定場曲與像散等能消除)，它

1956年6月4日收到。

的第一級近似式是由 Л. А. Арцимович<sup>[1]</sup> 與 Recknagel<sup>[2]</sup> 所得到的。這些理論是基於三個假定上：首先，不考慮相對論的質量修正；其次，假定基本束中極大多數電子的德布羅意波長比物平面上的分辨距離小得很多<sup>[3]</sup>；第三，假定沒有空間電荷效應。

Арцимович-Recknagel 公式指出球差和色差與電極（理想的）結構或軸上的電位分佈無關，而與電子逸出的能量和角度以及陰極面上的電場強度有關。Арцимович 還證明了球差和色差與物點離軸的高度無關；而且他還指出他的公式可以應用於有磁場的情況，但要假定在物平面上磁場強度為零。由此可見，本論文所得到的一切公式與結果並不局限於某一種類型的發射式系統，而是屬於一般的發射式系統，甚至包括有磁場的情況（但不是浸沒物鏡）。由於球差和色差與物點離軸的高度無關，為了方便，只計算物點在光軸上的情況。

由於陰極面上的電場強度較大，從點源發射出來的電子束比較集中，因此在這種系統中，光闌的作用不大顯著。在 А. А. Лебедев 院士主編的“電子顯微學”<sup>[5]</sup> 書中曾對光闌進行討論。本文只討論光闌不存在時的情況。

對於各種陰極面光電子速度分佈是不同的，本文將討論幾種光電陰極面如單色的、純金屬的、金屬薄層和半導體的情況。對任何一種光電陰極面的光電子速度分佈均可以分解為角度分佈和能量分佈。角度分佈與入射光的波長、入射方向及偏振無關；但能量分佈是與入射光的波長、入射方向<sup>[6]</sup>、偏振、以及儀器中的真空度有關<sup>[7]</sup>。角度分佈可以採用 Lambert 定律（即餘弦定律），而能量分佈則應分別對待。本文着重討論用單色光照射陰極面的情況，至於白光或其他彩色光照射的情況僅在第八節中加以簡單討論。

本文僅討論宏觀小微觀大的物點（點源）的成像問題。這種物點也可以看成小的面積元；下一篇論文將討論面源的情況。

## 二. 像平面裝置的位置及分辨距離的定義

按照 Арцимович-Recknagel 公式，像平面上的橫向像差  $r$  與放大倍數  $m$ 、陰極面上的電場強度  $E$ 、逸出角  $\alpha$ （即電子逸出時對陰極表面法綫所成的角度）、以及逸出時的初能量  $\epsilon$  等有關，可寫成：

$$\frac{r}{m} = 2 \frac{\sqrt{\epsilon}}{E} \sin \alpha (\sqrt{\epsilon_0} - \sqrt{\epsilon} \cos \alpha) = 2 \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{E} (\sqrt{\epsilon_0} - \sqrt{\epsilon_r});$$

其中  $\epsilon_z$ 、 $\epsilon_r$  是光軸方向與徑向方向的初能量分量， $\epsilon_z = \epsilon \cos^2 \alpha$ ； $\epsilon_r = \epsilon \sin^2 \alpha$ 。 $\epsilon_0$  決定像平面位置（通常採用熒光屏作為像平面裝置）。此式可以寫成無量綱的橫向像差  $q$ ：

$$q = \frac{r}{m} \frac{E}{\epsilon_{\max}} = 2\sqrt{x} \sin \alpha |\sqrt{x_0} - \sqrt{x} \cos \alpha|; \quad (1)$$

其中  $x = \frac{\epsilon}{\epsilon_{\max}}$ ,  $x_0 = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\max}}$ ;  $\epsilon_{\max}$  是光電子最大的逸出能量。此式表示由逸出角為  $\alpha$ 、能量為  $x$  (無量綱) 的電子在能量為  $x_0$  的高斯像平面上所形成的橫向像差, 此量應取絕對值。令  $\sqrt{x_0} = \cos \delta = v_0$ , 則得

$$q = 2\sqrt{x} \sin \alpha |\cos \delta - \sqrt{x} \cos \alpha| = 2\sqrt{x} \sin \alpha |v_0 - \sqrt{x} \cos \alpha|. \quad (2)$$

在極限像平面  $\sqrt{x_0} = \cos \delta = v_0 = 0$ , 那麼

$$q = x \sin 2\alpha. \quad (3)$$

單色電子束的情況:

$$q = 2 \sin \alpha |\cos \delta - \cos \alpha|. \quad (4)$$

當  $\alpha$  改變時(見圖 1), 在某  $\cos \delta$  像平面上, 可求得  $q$  為極大值的條件為

$$\cos \alpha = \frac{\cos \delta \pm \sqrt{\cos^2 \delta + 8}}{4};$$

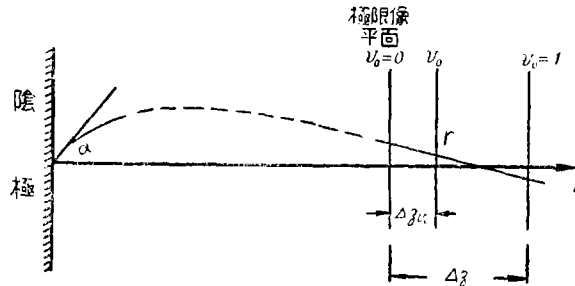


圖 1. 像差與逸出角關係示意圖。  $\Delta z = 2 \frac{\sqrt{E_{\max} V}}{E} m^2$ ;  $V$  是像平面的電位。

當取“—”號時,  $\alpha > 90^\circ$ , 可見在  $\alpha = 90^\circ$  時  $q$  可能為最大值。由此可得  $q$  的最大值為

$$|q_{\max}| = \frac{1}{8} \left| \sqrt{\cos^2 \delta + 8} - 3 \cos \delta \right| \sqrt{8 - 2 \cos^2 \delta - 2 \cos \delta \sqrt{\cos^2 \delta + 8}}; \quad (5)$$

或  $|q_{90^\circ}| = 2 \cos \delta. \quad (6)$

當  $\alpha$  自 0 增到  $90^\circ$  時,  $q$  自零增到  $q_{\max}$  再降為零, 然後變到  $-q_{90^\circ}$ 。當  $\cos \delta$  自 0 變到 1 時,  $|q_{\max}|$  從 1 降到零; 而  $|q_{90^\circ}|$  自 0 增到 2。當  $\cos \delta = 0.3003$  時,  $|q_{\max}| = |q_{90^\circ}| = 0.6006$ ; 此即 Арцимович 所指的最小散射圓斑半徑。

假如電子初能量有一定分佈時, 散射圓斑半徑與像平面位置的關係決定於 (5) 或

(6) 式中的較大值。在散射圓斑內的強度分佈則決定於光電子的初速度分佈。我們稱落在與散射圓斑同心半徑為  $b$  的圓盤 (見圖 2) 以外電流的百分數為  $F$ 。那麼可以對分辨距離規定兩個標準; 第一個標準  $F = 20\%$ 。假定有這樣兩個同樣大小的圓盤相切時, 這兩個散射圓斑仍能被區分 (圖 2), 由這兩個圓心的距離便可以算出分辨距離, 此分辨距離稱為  $\delta_{0.8}$ ,  $\delta_{0.8} = 2 b_{0.8} \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ 。第二個標準  $F = 50\%$ , 這樣的分辨距離稱為  $\delta_{0.5}$ ,  $\delta_{0.5} = 2 b_{0.5} \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ 。假如在圓斑中心強度趨於無窮大時, 應該採用後者; 在其他情況應以前者為標準。在本文中有時將兩者同時並列。這樣定出電子像的

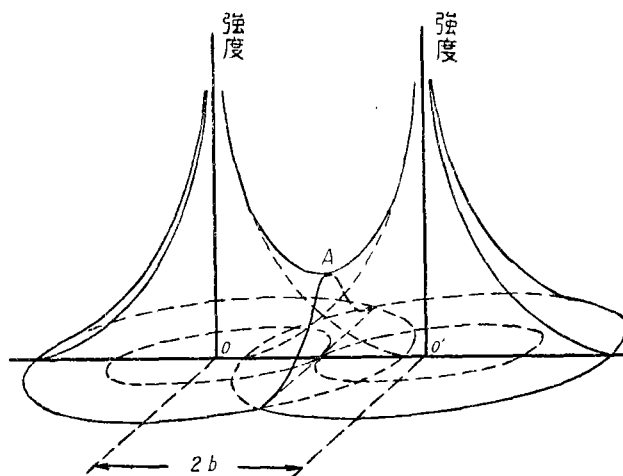


圖 2. 兩個點源的強度分佈出現重疊

分辨距離可以認為是整個系統的分辨距離, 假定熒光屏的分辨本領是很高的, 事實上在目前的技術條件下, 熒光屏的分辨本領不是很高的。

### 三. 單色電子束

光電子是單色的, 也就是光電子都具有相同的能量, 沒有色差, 只有球差。從理論上看來是最簡單的, 但在實驗上這是比較困難的, 只有在光電陰極是單原子層, 而且各原子之間能看成近孤立的體系而不出現能帶, 並且在單色光照射下, 才可以得到。非單色的電子束可以看成許多單色束的疊加, 因此研究單色電子束是有實際意義的。

在半頂角為  $\alpha$  及  $\alpha + d\alpha$  的兩個圓錐之間從陰極面逸出的電流  $dI$  可寫成

$$dI = A \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha;$$

其中  $A$  是比例常數;  $\sin \alpha$  是考慮了兩錐之間的立體角而引入的。設自此點發射的總電流為  $I$ , 則

$$I_t = \int_0^{\pi/2} A \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = A.$$

因此

$$dI = I_t \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = I_t \sin 2\alpha d\alpha. \quad (7)$$

下面要把陰極面上的分佈按 Арцимович-Recknagel 關係式轉變為像平面上的強度分佈。現在分別考慮各種像平面上的情況。

### 1. 極限像平面

按(4)式,  $q = \sin 2\alpha$ , (7)式可寫成

$$dI = \frac{I_t \sin 2\alpha}{2 \cos 2\alpha} dq;$$

此式表示自  $\alpha$  到  $\alpha + d\alpha$  間逸出的電子落在  $q$  到  $q + dq$  圓環上的電流值。又因  $q = \sin 2\alpha = \sin 2\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)$ , 故只要考慮  $0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{4}$ , 而將  $dI$  增加一倍。因此在極限像平面上離軸高度為  $r$  (或  $q$ ) 處的電流密度可表成:

$$j = \frac{dI}{2\pi r dr} = \frac{I_t}{\pi r_m^2} \cdot \frac{1}{2\sqrt{1-q^2}};$$

其中  $r_m = m \frac{e_{\max}}{E}$ 。也可以寫成無量綱的電流密度  $J$ ,

$$J(q) = \frac{j}{\frac{I_t}{\pi r_m^2}} = \frac{1}{2\sqrt{1-q^2}}. \quad (8)$$

此強度分佈畫在圖 4 ( $\cos \delta = 0$ ) 中。特別有興趣的是在  $q = 1$  處, 強度趨於無窮大。由於空間電荷效應強度趨於  $\infty$  實際上是不可能的<sup>[8]</sup>; 由此可見, 在  $q = 1$  的附近, 強度分佈應該像虛綫所示; 當然, 這僅是臆想的曲綫。

由(8)式求  $F$ :

$$F(b) = \frac{1}{I_t} \int_b^1 r_m^2 j 2\pi q dq = \sqrt{1-b^2}. \quad (9)$$

由此式可以找到  $\delta_{0.8} = 1.96 \frac{e}{E}$ 。

### II. $0 < \cos \delta \leq 1$ 的像平面

從(4), (7)式可求得強度分佈  $J$ :

$$J = \frac{\sin 2\alpha}{8 \sin \alpha | \cos \delta - \cos \alpha | \cdot | \cos 2\alpha - \cos \delta \cos \alpha |}. \quad (10)$$

當  $\alpha \rightarrow 0$  時,  $q \rightarrow 0$ ,  $J \rightarrow \frac{1}{4(1-\cos \delta)^2}$ 。當  $\cos \alpha = \frac{\cos \delta + \sqrt{\cos^2 \delta + 8}}{4}$  時,  $q$  為極大值  $q_{\max}$ , 此時  $J = \infty$ ; 這是因為在此  $\alpha$  角度附近逸出的電子會落在  $q_{\max}$  上而

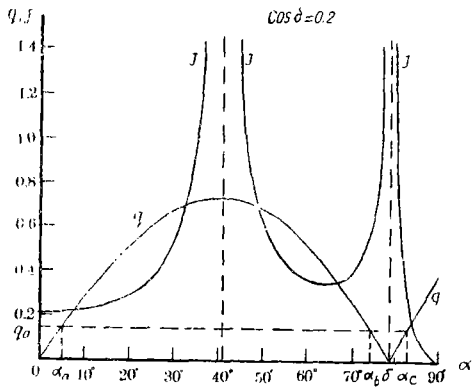


圖 3. 單色電子束的  $q, J$  對  $\alpha$  的曲線

形成強度趨於  $\infty$ . 當  $\alpha = \delta$  時,  $q = 0$ ,  $J = \infty$ ; 造成  $J$  趨於  $\infty$  的原因是在  $\alpha = \delta$  的圓錐頂上逸出的電子都落在  $q = 0$  處. 當  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  時,  $q = 2 \cos \delta$ ,  $J = 0$ .

設  $\cos \delta$  的值給定後, 則可求得  $q$  和  $J$  對  $\alpha$  的關係曲線; 圖 3 是一個例子. 消去  $\alpha$  即可得  $J$  對  $q$  的曲線(圖 4).

從 (10) 式, 並利用圖 3 中  $\alpha_a, \alpha_b, \alpha_c$  及  $\delta$  等關係可求  $F$ :

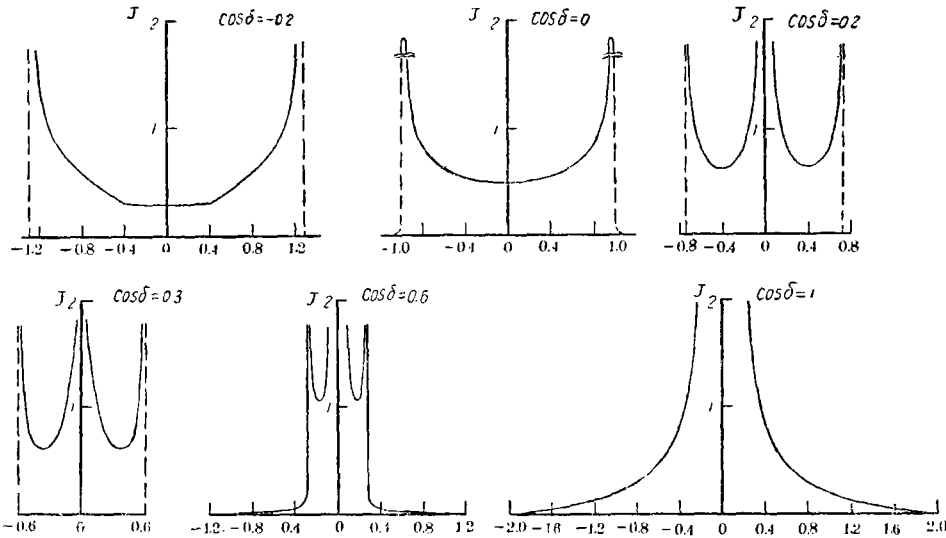


圖 4. 單色電子束在各種像平面上的強度分佈

$$\begin{aligned}
 F &= 1 - \frac{1}{I_r} \int_0^b r_m^2 \cdot j(q_a r_m) \cdot 2\pi q_a dq_a = \\
 &= 1 - \left\{ \int_0^{\alpha_a} \sin 2\alpha d\alpha - \int_{\delta}^{\alpha_b} \sin 2\alpha d\alpha + \right. \\
 &\quad \left. + \int_{\delta}^{\alpha_c} \sin 2\alpha d\alpha \right\} = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\alpha_a) + \\
 &\quad + \frac{1}{2} (\cos 2\alpha_c - \cos 2\alpha_b). \tag{11}
 \end{aligned}$$

(i) 當  $\delta = \frac{\pi}{2}$  時,  $\alpha_c = \frac{\pi}{2}$ ,  $\alpha_b = \frac{\pi}{2} - \alpha_a$ ,  $F = \cos^2 \alpha_a = \sqrt{1-b^2}$ . 這就是 (9) 式.

(ii) 當  $\delta = 0$  時,  $\alpha_u = \alpha_v = 0$ ,  $F = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\alpha_c)$ . 由此可得在  $\cos \delta = 1$  的像平面,  $\delta_{0.8} = 1.98 \frac{\epsilon}{E}$  及  $\delta_{0.5} = 0.84 \frac{\epsilon}{E}$ .

(iii) 當  $\frac{\pi}{2} > \delta > 0$  時, 從 (11) 式求分辨距離. 當  $\cos \delta = 0.300$  時,  $\delta_{0.8} = 1.16 \frac{\epsilon}{E}$ . 當  $\cos \delta = 0.600$  時,  $\delta_{0.8} = 0.54 \frac{\epsilon}{E}$ ; 此值是在單色電子束的情況下的最小值, 也就是將屏放在  $\cos \delta = 0.600$  處能得最好的像. 我們也可以從圖 4 中明顯地看到這個情況.

#### 四. 單色電子束的焦散綫和焦散曲面

在某個像平面內, 連接最大強度各點的曲綫稱作焦散綫; 不同像平面內的焦散綫組成焦散曲面. 單色電子束的焦散面由  $q = q_{\max}$  依光軸旋轉而獲得 (圖 5). 當

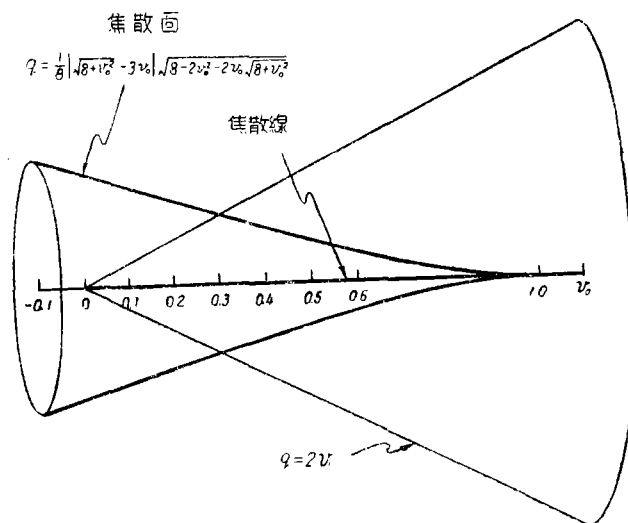


圖 5. 單色電子束的焦散綫與焦散曲面

$\cos \delta > 0$  時, 光軸上的強度亦為  $\infty$ . 在  $\cos \delta = -0.2, 0, 0.2, 0.3, 0.6$ , 及 1 各截面上的強度分佈見圖 4. 總之, 當熒光屏自  $\cos \delta$  為負值移向 0 時, 散射圓斑縮小, 在散射圓斑的邊緣強度趨於  $\infty$ . 過極限像平面後, 強度在中心與邊緣都趨於  $\infty$ ; 直到  $\cos \delta = 0.3003$  時, 散射圓斑半徑縮至最小. 此後, 強度在中心趨於  $\infty$ , 在邊緣為零, 但在某一定的  $q$  值, 強度趨於  $\infty$ , 此  $q$  值隨  $\cos \delta$  增加而減小. 當  $v_0 \geq 1$  時, 只有在中心, 強度趨於  $\infty$ .

## 五. 光電子初能量按拋物綫分佈

理想的金屬光電陰極面的厚度超過某臨界值後，光電子的能量分佈與厚度無關。玻璃上銀層的臨界厚度約為  $3 \times 10^{-6}$  厘米，對不同的金屬以及不同的工作情況，臨界厚度也是不同的。極其粗略的估計，臨界厚度約為 100 個原子層。Ives 曾發現光電發射的有效厚度約為 20 個原子層。由此可見，現在所要討論的厚金屬陰極，事實上並不需要多厚。

Ives 及其同事約在 30 年前就證實了鹼金屬塊在單色光照射下所發射的光電子的角度分佈是按照 Lambert 定律的，而能量則按照拋物綫分佈<sup>[9, 10]</sup>；此分佈曲綫在 0 與  $\epsilon_{\max}$  為 0，在  $\frac{1}{2} \epsilon_{\max}$  為極大，可寫成  $p(x) = x(1-x)$ ；並且還證明了能量分佈與逸出角  $\alpha$  無關。近幾年來的實驗證明，用波長很短的紫外光來照射，電子的初能量分佈是相當複雜的；但我們對它不感興趣，因此也就沒有加以討論。

設從原點發射的總電流為  $I_t$ ，則

$$\int_0^{\pi/2} \int_0^1 A \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha dx x(1-x) dx = I_t.$$

由此式可以定出比例常數  $A = 6 I_t$ 。

從圖 1，我們可以想像，在逸出角  $\alpha$  為某一定值發射出來的電子中，只有那些能量在某一定值  $\epsilon$  的電子才能抵達像平面中的  $r$  處。假設收集電極為自  $r$  到  $r + dr$  的圓環，則逸出角為  $\alpha$ ，逸出初能量在  $\epsilon$  到  $\epsilon + \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial r}\right) dr$  之間的電子才能抵達此收集圓環；那麼落在此圓環上的電流為

$$A \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha p(\epsilon) \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right| dr.$$

考慮了不同的逸出角，求得這個圓環上的電流為

$$dI = A dr \int 2 \sin \alpha \cos \alpha p(\epsilon) \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right| d\alpha;$$

那麼無量綱的電流密度  $J$  可寫成：

$$J = \frac{A}{2q I_t} \int 2 \sin \alpha \cos \alpha p(x) \left| \frac{\partial x}{\partial r} \right| d\alpha. \quad (12)$$

其中  $p(x)$  表示光電子的初能量分佈，在現在的情況  $p(x) = x(1-x)$ 。下面分開討論各種像平面上的情況：

### I. 極限像平面

從 (3) 式, 當  $q = b$  時,  $\alpha$  有一個臨界值; 當逸出角小於此值時, 任何電子都不能到達  $b$ . 此臨界值  $\alpha_a = \frac{1}{2} \sin^{-1} b$ . 同樣, 當逸出角大於  $\frac{\pi}{2} - \alpha_a$  時, 任何電子亦不能到達  $b$ . 因此得

$$J(b) = \frac{3}{b} \int_{\alpha_a}^{\frac{\pi}{2} - \alpha_a} \left[ \frac{b}{\sin 2\alpha} - \left( \frac{b}{\sin 2\alpha} \right)^2 \right] d\alpha = 3 \left\{ \ln \frac{b}{1 - \sqrt{1-b^2}} - \sqrt{1-b^2} \right\}.$$

或寫成:

$$J(q) = 3 \left\{ \ln \frac{1 + \sqrt{1-q^2}}{q} - \sqrt{1-q^2} \right\}. \quad (13)$$

此式在  $q = 0$  時為  $\infty$ ; 在  $q = 1$  時為 0.  $J$  隨  $q$  的增加而單調下降, 如圖 8 所示.

從 (13) 式可求得

$$F(b) = (1 + 2b^2) \sqrt{1-b^2} - 3b^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1+b^2}}{b}; \quad (14)$$

$F(b)$  也是隨  $b$  的增長而單調地下降 (圖 9). 我們可以求得  $\delta_{0.8} = 1.18 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ ;

$$\delta_{0.5} = 0.74 \frac{\epsilon_{\max}}{E}.$$

## II. 在其他像平面

按照前面的辦法來求其他像平面上的強度分佈雖然在原則上沒有問題, 但事實上計算比較複雜; 設若採用其他變數, 則容易獲得所求的結果. 現在採用無量綱的速度  $v$  和  $v_r$  為自變數, 其中  $v_r$  與  $v_z$  是無量綱的  $r$  與  $z$  方向的速度分量, 它們滿足:

$$x = v^2 = v_r^2 + v_z^2; \text{ 及 } \alpha = \sin^{-1} \frac{v_r}{v}.$$

因此

$$dx d\alpha \doteq 2 \frac{v}{v_z} dv dv_r.$$

速率在  $v$  到  $v + dv$  之間,  $r$  方向的速度分量在  $v_r$  到  $v_r + dv_r$  之間自源點發出的這些電子將會落到像平面面積為  $2\pi r dr$  的圓環上, 這部分電流可以寫成:

$$\begin{aligned} 6 I_r \cdot 2 \frac{v_r}{v} \sqrt{1 - \left( \frac{v_r}{v} \right)^2} v^2 (1 - v^2) \cdot 2 \frac{v}{v_z} dv dv_r &= \\ = 6 I_r (1 - v^2) dv^2 dv_r^2. \end{aligned} \quad (15)$$

又  $q$  應寫成

$$q = 2v_r |v_0 - \sqrt{v^2 - v_r^2}|; \quad (16)$$

這裏,  $v_0 = \sqrt{x_0}$ , 它決定像平面位置. 將 (16) 式改變成

$$v^2 = v_r^2 + \left( v_0 \pm \frac{q}{2v_r} \right)^2; \quad (17)$$

那麼 (15) 式可寫成

$$6 I_r (1 - v^2) \frac{\partial v^2}{\partial q} dq dv_r^2. \quad (18)$$

因此得

$$dJ = \frac{dj}{\left(\frac{I_r}{\pi r_m^2}\right)} = \pm \frac{6}{q} \left\{ 1 - v_r^2 - \left( v_0 \pm \frac{q}{2v_r} \right)^2 \right\} \left( v_0 \pm \frac{q}{2v_r} \right) dv_r.$$

積分後得像平面上的電流密度為：

$$J(q) = Q(+q) \Big|_{v_{r_2}}^{v_{r_3}} + Q(-q) \Big|_{v_{r_1}}^{v_{r_4}}; \quad (19)$$

其中

$$Q(\pm q) = \frac{6}{q} \left\{ v_0(1 - v_0^2) v_r \mp \frac{q}{4} v_r^2 - \frac{1}{3} v_0 v_r^3 \pm \frac{q}{2} (1 - 3v_0^2) \ln v_r + \frac{3}{4} v_0 q^2 \frac{1}{v_r} \pm \frac{1}{16} \frac{q^3}{v_r^2} \right\}.$$

現在討論積分極限問題。在  $v_0$  像平面上， $q = 2v_r(v_0 - v_z) = 2v_r(v_0 - \sqrt{v^2 - v_r^2})$  的值都應落在曲綫  $q_2 = 2v_0 v_r$  及  $q_1 = 2v_r(v_0 - \sqrt{1 - v_r^2})$  (圖 6) 之間。  $q_2$  相當於  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  逸出時 (即  $v_z = 0$ ) 像平面的橫向像差；  $q_1$  相當於在某一定的  $v_r$  值並且  $v_z$  為最大時的橫向像差。  $q_1$  的極值為

$$q_{1\max} = \sqrt{1 - \frac{v_0}{4} (v_0 + \sqrt{8 + v_0^2})} \cdot \left\{ \sqrt{1 + \frac{v_0}{4} (v_0 + \sqrt{8 + v_0^2})} - \sqrt{2} v_0 \right\}.$$

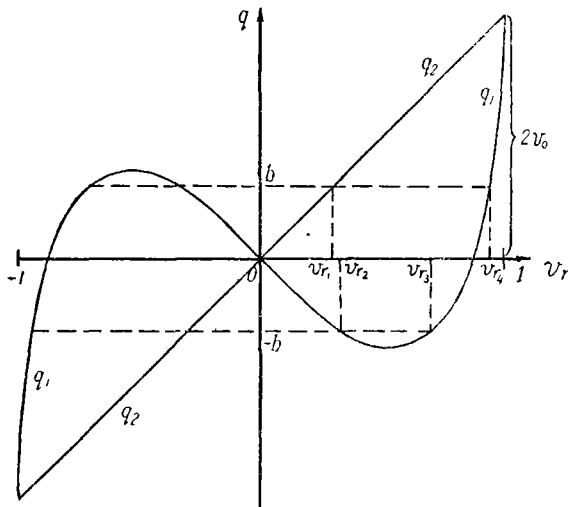


圖 6

現在求當  $q = \pm b$  時  $q_1, q_2$  的根。

按圖 6, 當  $q = +b$  時, 得

$$b = 2v_{r_1}v_0;$$

$$b = 2v_{r_4}(v_0 - \sqrt{1 - v_{r_4}^2});$$

當  $b < q_{1\max}$ , 另外還有兩個根  $v_{r_2}, v_{r_3}$ ;

$$b = 2v_{r_{2,3}}(\sqrt{1 - v_{r_{2,3}}^2} - v_0)$$

$v_{r_{2,3,4}}$  也是下面方程的根：

$$v_r^4 + (v_0^2 - 1)v_r^2 \pm b v_0 v_r +$$

$$+ \frac{b^2}{4} = 0;$$

對  $v_{r_2}, v_{r_3}$  上式取“+”號, 對  $v_{r_4}$  取“-”號。此方程不包含  $v_r^3$  項, 可求它的解析解。

從 (19) 式求  $F$ ：

$$F(b) = \int_b^{2v_0} \{Q(-q)\} \Big|_{v_{r_1}}^{v_{r_4}} d q^2 + \int_b^{q_{\max}} \{Q(+q)\} \Big|_{v_{r_2}}^{v_{r_3}} d q^2.$$

但  $F(b)$  也可以直接從 (15) 式出發討論。利用  $v^2 = v_r^2 + v_z^2$ , (15) 式可寫成：

$$6 I_t (1 - v_z^2 - v_r^2) d v_z^2 d v_r^2. \quad (20)$$

先對  $d v_z^2$  積分, 得 (暫時略去  $6 I_t d v_r^2$ ),

$$(1 - v_r^2) v_z^2 - \frac{v_z^4}{2} \Big|, \quad (21)$$

它的積分極限為 (引用  $v_r^2 + v_z^2 = v^2 = 1$ ):

(i)  $v_r$  在  $v_{r_4}$  到 1 之間, 上限為  $v_{zB} = \sqrt{1 - v_r^2}$ , 下限為  $v_{zH} = 0$ ;

(ii)  $v_r$  在  $v_{r_1}$  到  $v_{r_4}$  之間, 上限為  $v_{zB} = v_0 - \frac{b}{2v_r}$ , 下限為  $v_{zH} = 0$ ,

(iii)  $v_r$  在  $v_{r_1}$  到  $v_{r_3}$  之間, 上限為  $v_{zB} = \sqrt{1 - v_r^2}$ , 下限為  $v_{zH} = v_0 + \frac{b}{2v_r}$ . 將

這些極限代入 (21) 式得

$$(i) \quad + \frac{1}{2} (1 - v_r^2)^2;$$

$$(ii) \quad + \left\{ (1 - v_r^2) \left( v_0 - \frac{b}{2v_r} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( v_0 - \frac{b}{2v_r} \right)^4 \right\};$$

$$(iii) \quad - \left\{ (1 - v_r^2) \left( v_0 + \frac{b}{2v_r} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( v_0 + \frac{b}{2v_r} \right)^4 \right\} + \frac{1}{2} (1 - v_r^2)^2.$$

再對  $d v_r^2$  積分, 得

$$F = - (1 - v_r^2)^3 \Big|_{v_{r_4}}^1 - P(-b) \Big|_{v_{r_1}}^{v_{r_4}} + P(+b) \Big|_{v_{r_2}}^{v_{r_3}} - (1 - v_r^2)^3 \Big|_{v_{r_2}}^{v_{r_3}}; \quad (22)$$

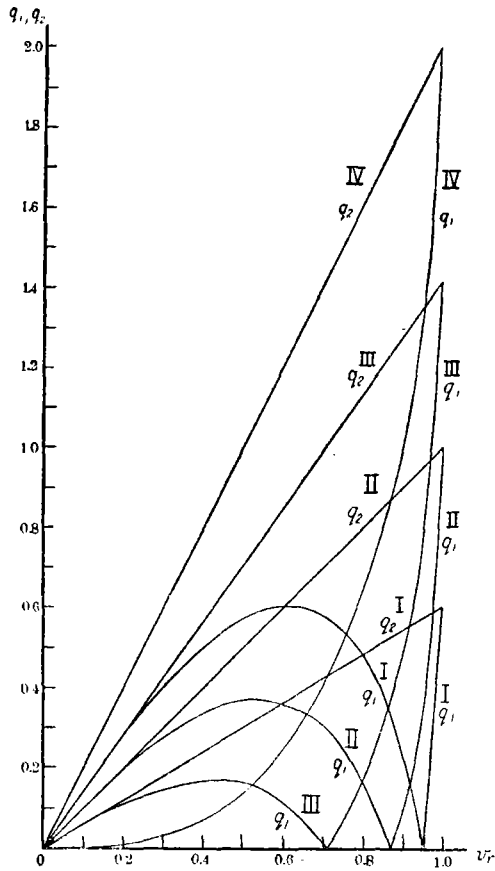
其中

$$P(\pm b) = 3 v_0^2 v_r^4 \pm 4 b v_0 v_r^3 + (3 v_0^4 - 6 v_0^2 + \frac{3}{2} b^2) v_r^2 \mp 12 b v_0 (1 - v_0^2) v_r - 3 b^2 (1 - 3 v_0^2) \ln v_r \mp 3 v_0 \frac{b^3}{v_r} - \frac{3}{16} \frac{b^4}{v_r^2}. \quad (23)$$

當  $v_0$  與  $b$  給定時, 解出  $v_{r_1}$ ,  $v_{r_2}$ ,  $v_{r_3}$  及  $v_{r_4}$ ; 將這些值代入 (22), (23) 式便可定出  $F(b)$ ; 也可以進一步定出分辨距離。

在極限像平面上,  $v_0 = 0$ ;  $v_{r_1} = v_{r_4} = 0$ ; 及  $v_{r_{3,2}}^2 = \frac{1}{2} (1 \pm \sqrt{1 - q^2})$ ; 將這些值代入 (19) 式即得 (13) 式; 代入 (23), (22) 式得 (14) 式。

在  $0 < v_0 \leq 1$  的像平面:



令  $v_0 = 0.300, 0.500, 0.707,$  及  $1,$   
 畫  $q_1, q_2$  對  $v_r$  的曲綫 (圖 7); 並畫  
 $J(q)$  及  $F(b)$  (圖 8, 9). 可見能量按  
 拋物綫分佈的情況, 在任何像平面, 強度  
 分佈在中心趨於  $\infty,$  在邊緣趨於零; 所  
 有這些曲綫都是單調地下降.

圖 7

- I  $v_0 = 0.300,$   
 $q_2 = 0.600 v_r,$   
 $q_1 = 2v_r [0.300 - \sqrt{1 - v_r^2}].$
- II  $v_0 = \frac{1}{2},$   
 $q_2 = v_r,$   
 $q_1 = 2v_r [0.500 - \sqrt{1 - v_r^2}].$
- III  $v_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} = 0.707,$   
 $q_2 = 1.414 v_r,$   
 $q_1 = 2v_r [0.707 - \sqrt{1 - v_r^2}].$
- IV  $v_0 = 1,$   
 $q_2 = 2v_r,$   
 $q_1 = 2v_r [1 - \sqrt{1 - v_r^2}].$

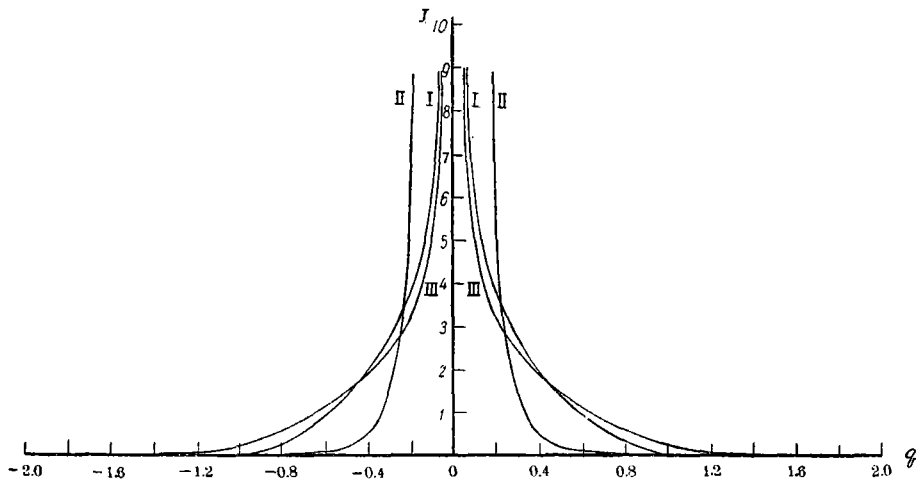


圖 8. 光電子初能量按拋物綫分佈時, 不同像平面上的強度分佈.

- I —  $v_0 = 0,$  II —  $v_0 = \frac{1}{2},$  III —  $v_0 = 1$

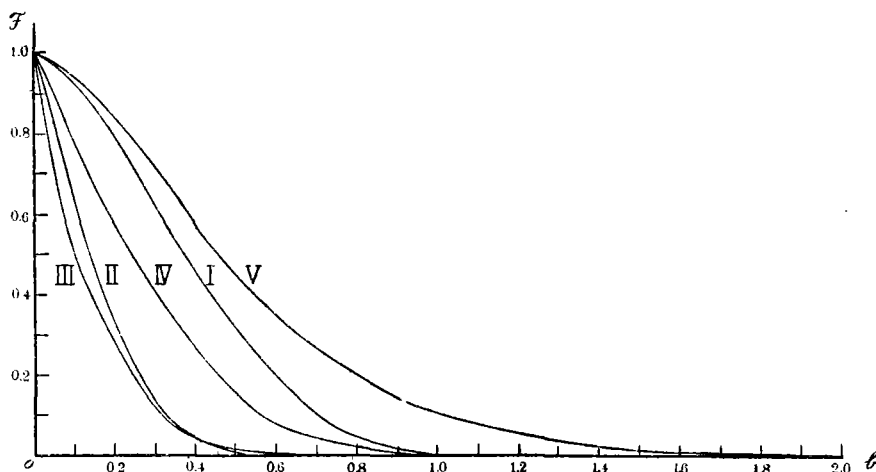


圖 9. 光電子初能量按拋物綫分佈時,  $F$  對  $b$  的曲綫

I —  $\nu_0 = 0$ , II —  $\nu_0 = 0.300$ , III —  $\nu_0 = 0.500$ , IV —  $\nu_0 = 0.707$ , V —  $\nu_0 = 1$ .

從  $F(b)$  可求得  $\delta$  對  $\nu_0$  的關係曲綫如圖 10 所示;  $\delta_{0.8}$  在  $\nu_0 = 0.4$  時最小, 這時  $\delta_{0.8} = 0.44 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ .  $\delta_{0.5}$  在  $\nu_0 = 0.45$  時最小,  $\delta_{0.5} = 0.18 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ . 因強度分佈在中心趨於  $\infty$ , 應該採用  $\delta_{0.5}$  作為分辨距離. 在  $\nu_0 = 0.45$  的像平面上所得的分辨距離約為 Л. А. Арцимович 院士所得結果的  $\frac{1}{6}$ .

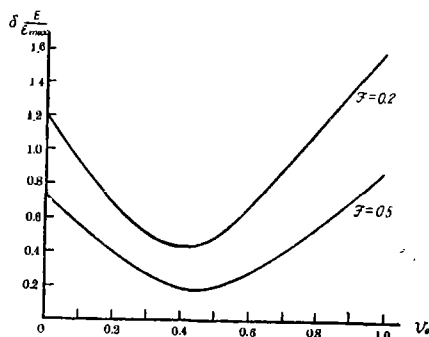


圖 10. 光電子初能量按拋物綫分佈時, 分辨距離與像平面位置的關係

## 六. 金屬薄層的光電陰極

厚度小於臨界值的金屬薄層的光電陰極的能量分佈不能用拋物綫來描述. 1928 年 П. И. Лукирский 和 С. С. Прилежаев<sup>[1], [7]</sup> 證明了層愈薄時, 慢電子的數目減少, 最可機的速率提高; 也就是說層愈薄時, 光電子更接近單色. 1930 年 Fröhlich 按照 Wentzel 的理論, 從理論上求得薄層的能量分佈函數; 然而此結果並不與實驗密切吻合, 而且式子也比較複雜; 這裏不擬採用他的結果, 而是用下面的經驗公式來逼近. 在某些薄層的情況, 能量分佈可以表成  $p(x) = x^2(1-x^m)$ , 此式在  $x = \left(\frac{2}{2+m}\right)^{\frac{1}{m}}$  時有極大值. 對於某一個實際陰極應該採用多大的  $m$  值, 則應取決於實驗結果. 這裏只討論  $m = 1$  及 2 的情況.

I.  $p(x) = x^2(1-x)$ :

在極限像平面上,求得

$$J(q) = 3 \left[ \sqrt{1-q^2} + q^2 \ln \frac{1-\sqrt{1-q^2}}{q} \right].$$

這個強度分佈曲綫見圖 11.  $J$  隨  $q$  增加而單調地下降,感興趣的是在任何  $q$  值,  $J$  都是有限值.

當  $v_0 \neq 0$  時,用第五節方法,可以求得

$$J(q) = Q(+q) \Big|_{v_{r2}}^{v_{r3}} + Q(-q) \Big|_{v_{r1}}^{v_{r4}};$$

其中

$$\begin{aligned} Q(\pm q) = & \frac{12}{q} \left\{ -\frac{1}{5} v_0 v_r^5 \pm \frac{q}{8} v_r^4 + \frac{1}{3} v_0 (1 - 2 v_0^2) v_r^3 + \frac{q}{4} (1 - 6 v_0^2) v_r^2 + \right. \\ & + \left[ v_0^3 (1 - v_0^2) - \frac{3}{4} v_0 q - \frac{3}{4} v_0 q^2 \right] v_r \mp \left[ \frac{q^3}{4} - \frac{q}{2} v_0^2 (3 - 5 v_0^2) \right] \ln v_r + \\ & + \frac{q^2}{4} v_0 (10 v_0^2 - 3) \frac{1}{v_r} \pm \frac{9}{16} q^3 v_0^2 \frac{1}{v_r^2} + \\ & \left. + \frac{v_0}{8} q^4 \left[ \frac{1}{3} + \frac{q}{2} \right] \frac{1}{v_r^3} \pm \frac{q^5}{128 v_r^4} \right\}. \end{aligned}$$

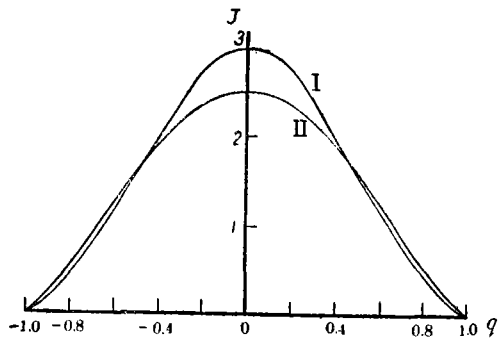


圖 11

$$\text{I } J(q) = 3 \left[ \sqrt{1-q^2} + q^2 \ln \frac{1-\sqrt{1-q^2}}{q} \right];$$

$$\text{II } J(q) = \frac{5}{2} (1-q^2)^{3/2}.$$

此式在  $q = 0$  時,  $J = \infty$ . 可見在  $v_0 > 0$  時,強度分佈在中心仍出現  $\infty$ . 同樣,也可以對  $J$  進行積分而求得  $F(b)$  及分辨距離;不過這些計算都是相當費時的.

$$\text{II. } p(x) = x^2 (1-x^2):$$

在極限像平面上,求得

$$J(q) = \frac{5}{2} (1-q^2)^{3/2}.$$

在這平面上,  $J$  為有限值(圖 11). 此時,我們不能採用  $\delta_{0.5}$  作為分辨距離,因為圖 2 中  $A$  點的強度比  $0$  及  $0'$  點的強度大

30%. 假定  $A$  點的強度為  $0$  與  $0'$  點強度的 80%,那麼,可以求得  $\delta = 1.35 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ .

我們也可以求得  $F(b) = (1-b^2)^{5/2}$ ; 及  $\delta_{0.8} = 1.38 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ . 這兩個  $\delta$  值很接近.

## 七. 半導體光電陰極

關於半導體光電陰極所發射的光電子的能量分佈發表的論文很少。A. M. Пятницкий 的論文<sup>[6]</sup>主要是討論光綫入射角不同對能量分佈的影響，這個問題將在下一節討論。L. Apker 等曾對銻、鎢、硼進行研究，發現這些光電子的能量分佈可以用下面式子描寫<sup>[12]</sup>：

$$N(\nu, \epsilon) d\epsilon = A(\nu) \frac{e\epsilon(h\nu - e\phi - e\delta - e\epsilon)^m}{1 + e^{(\epsilon - \mu)/kT}} d\epsilon; \quad (24)$$

其中  $\nu$  是入射光的頻率， $\phi$  是逸出功， $\delta$  是禁帶的半寬度， $\mu$  是費密能級， $\epsilon$  是吸收光子前電子具有的能量； $m = \frac{3}{2}$  或 2，看實際情況決定。在室溫下，及  $\delta = 0.1$  到  $0.5$  eV 的情況，(24) 式分母中的指數項可以被忽略。令  $h\nu - e\phi - e\delta = e\epsilon_{\max}$ ，則

$$N(\nu, \epsilon) d\epsilon = A(\nu) e\epsilon (e\epsilon_{\max} - e\epsilon)^m d\epsilon$$

因此可以寫成

$$p(x) = x(1-x)^{n/2},$$

其中  $n = 3$  或 4。

在極限像平面上，

$$J(q) = \frac{1}{8} (2+n)(4+n) \int_{\alpha_a}^{\pi/4} \left(1 - \frac{q}{\sin 2\alpha}\right)^{n/2} \frac{1}{\sin 2\alpha} d(2\alpha);$$

其中

$$\alpha_a = \frac{1}{2} \sin^{-1} q.$$

I. 當  $n = 4$ ,

$$J(q) = 6 \left\{ \left(1 + \frac{1}{2} q^2\right) \ln \frac{q}{1 - \sqrt{1 - q^2}} - \frac{3}{2} \sqrt{1 - q^2} \right\}.$$

$J$  在  $q = 0$  時趨於  $\infty$ ，在  $q = 1$  時變為零，其分佈與圖 8 相類似。

II. 當  $n = 3$ ,

$$J(q) = \frac{35}{8} \int_{\alpha_a}^{\pi/4} \left(1 - \frac{q}{\sin 2\alpha}\right)^{3/2} \frac{1}{\sin 2\alpha} d(2\alpha). \quad (25)$$

令

$$\alpha = \frac{1}{2} \sin^{-1} \frac{1}{1 + \frac{1-q}{q} \cos^2 \theta};$$

當  $\alpha = \frac{\pi}{4}$  時， $\theta = \frac{\pi}{2}$ ；當  $\alpha = \frac{1}{2} \sin^{-1} q$  時， $\theta = 0$ 。及

$$d(2\alpha) = \frac{\frac{1-q}{q} 2 \sin \theta d\theta}{\left(1 + \frac{1-q}{q} \cos^2 \theta\right) \sqrt{1 - \frac{1-q}{1+q} \sin^2 \theta} \sqrt{\frac{1-q}{q}} \sqrt{\frac{1+q}{q}}}.$$

將這些關係代入 (24) 式後得:

$$\begin{aligned} J(q) &= \frac{35}{8} \cdot \frac{2(1-q)^2}{\sqrt{1+q}} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^4 \theta d\theta}{\sqrt{1 - \frac{1-q}{1+q} \sin^2 \theta}} = \\ &= \frac{35}{12} \cdot \frac{(1-q)^2}{k^4 \sqrt{1+q}} \left\{ (2+k^2) \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta}} - \right. \\ &\quad \left. - 2(1+k^2) \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta} d\theta \right\}; \end{aligned}$$

其中  $k^2 = \frac{1-q}{1+q}$ . 從橢圓積分表, 可以求得  $J(0) = \infty$ ,  $J(1) = 0$ .  $J$  的數值隨  $q$  的增加而單調地遞減, 強度分佈與圖 8 的曲綫很相似. 可以推斷在  $v_0 \approx 0.5$  附近會有最小的分辨距離.

## 八. 像平面的實際位置

前面所討論的像平面位置都是用  $v_0$  或  $\cos \delta$  來表示, 在具體的儀器裏,  $v_0$  究竟在什麼地方, 還得要計算. 首先應該找極限像平面的位置, 它可以從由原點以  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  逸出的電子軌跡與光軸的交點來找到. 又  $v_0 = 0$  到  $v_0 = 1$  之間的距離為  $\Delta z = 2 \sqrt{\frac{\epsilon_{\max} V}{E}} m^2$  (見圖 1), 因此像平面  $v_0$  到極限像平面的距離為  $2 \sqrt{\frac{\epsilon_{\max} V}{E}} m^2 v_0$ ; 這樣具體確定了像平面的位置. 在實際儀器中熒光屏往往是固定的, 可以調節電子光學系統的電位使極限像平面的位置改變, 這樣也可得到最清晰的像.

## 九. 其他因素對像的影響

其他因素對像的影響應該從兩方面來考慮, 首先是電子光學系統問題, 其次是光電陰極發射的問題. 前面的討論是基於在其他像差消除後的第一級近似的 Арцимович-Recknagel 公式. 在其他像差沒有完全消除時, 當然也會起影響, 其中以場曲和像散最為嚴重. 三級球差與色差也會有影響, 但影響不大. 由於電極加工不完善而引起軸對稱場的破壞、光學系統不合軸、陰極面不與光軸垂直等原因也會使像的質量變壞. 除了裝置時要小心以外, 這裏不準備討論這些因素對像的影響. 至於光電陰極問題則逐點討論如下:

(1) 由於分辨距離與陰極面上的電場強度  $E$  成反比, 增加  $E$  可以減小分辨距離; 但  $E$  大時, 蕭特基效應也加劇, 假定能量分佈不改, 除了使  $I_e$  增大外, 還影響到  $\epsilon_{\max}$  及  $r_m$ . 因為  $e \epsilon_{\max} = h(v - v_0)$ , 對純金屬陰極,  $v_0 = v_{00} - \frac{c}{h} \sqrt{eE}$ ; 其中  $v_{00}$  是無外電場時的紅外閾. 設為半導體陰極, 按照 Н. Д. Моргулис 通訊院士的公式<sup>[13]</sup>

可寫成  $e \epsilon_{\max} = h \left[ \nu - \nu_{00} + \frac{e}{h} \sqrt{a} c E + \frac{2kT}{h} \operatorname{Arsh} \left( \frac{e \rho}{2\sqrt{2} \epsilon' kT} E \right) \right]$ . 對任何光電陰極, 當  $E$  增大時,  $\epsilon_{\max}$  增大,  $r_m$  減小, 分辨本領提高.  $E$  再增大時, 會引起冷發射, 那麼能量分佈及角度分佈都會引起改變, 它對像的影響尚待研究.

(2) 由於分辨距離  $\delta$  與  $\epsilon_{\max}$  成正比,  $\epsilon_{\max}$  又與入射光的頻率  $\nu$  有關, 當  $\nu$  接近  $\nu_0$  時, 分辨本領提高. 此時  $I_r = c(\nu - \nu_0)^2$ , 其中  $c$  為常數, 故  $\frac{I_r}{\pi r_m^2} = c_1 \cdot \frac{E^2}{m^2}$ ; 其中  $c_1$  是另一常數; 而  $r_m \doteq \frac{m\sqrt{e}}{\sqrt{E}}$ .

(3) 在一般情況下陰極的溫度對像可以說是沒有影響, 但當  $\nu$  接近  $\nu_0$  時,  $I_r$  正比於  $\left[ \frac{h^2(\nu - \nu_0)^2}{k^2} + \frac{\pi^2}{3} T^2 \right]$ , 此時對強度有影響.

(4) A. M. Пятницкий 證實了複雜的光電陰極在發射面的背面照光時, 能量分佈曲綫的極大比從前面照光的極大向大能量方面移動, 而且光的入射角愈大時, 光電流也愈大<sup>[6]</sup>. 由此可見, 光的照射方式對像是有影響的. 這問題在像變換器中比較嚴重.

(5) 在實際的儀器中, 往往不用單色光照射, 而是用白色或彩色光照射, 此時應將光電陰極對各種波長的靈敏度找出, 然後對各種波長的強度分佈進行疊加或積分.

(6) 在實際儀器中, 由於真空度不高所引起的影響有兩方面. 首先殘餘氣體對速度分佈的影響, 在 Huges 與 Du Bridge 的書<sup>[7]</sup>中有簡單介紹. 其次殘餘氣體也會產生空間電荷聚焦, 可見這種儀器應該要求有較高的真空度.

(7) 實際光電陰極不會是理想的, F. Bertein 曾進行過一些工作<sup>[14]</sup>, 但對光電陰極還有進一步研究的必要.

(8) 半導體光電陰極是有電阻的, 因此陰極面的電勢隨發射電流而改變. 當發射電流各處不同時, 陰極也就不是等勢面; 也可以看成電子逸出的初能量提高了, 因此使分辨距離變大.

## 十. 對 Septier 論文的評論

在我寫完這篇論文的初稿以後, 才發現法國 A. Septier 先生已在去年發表了一篇與我的工作非常相近的論文<sup>[15]</sup>. 這篇論文很短, 不到三頁. 出發點與我們一樣, 他也考慮了單色電子束的角度分佈對像的影響, 但他所討論的是柱形(非軸對稱)透鏡的情況, 並且指出了分辨本領比 Арцимович 所得到的高. 但這篇論文的計算與某些觀點在原則上有值得商榷的地方.

他假定了在陰極面附近電場是均勻的, 那麼在此區域內, 不能區分電子光學系統是柱形的還是軸對稱系統; Lambert 定律必須對陰極面的法綫是旋轉對稱的, 因此在其圖 1 中  $x$  處的強度分佈應該如我們的圖 4 所示, 而不是像他的圖 2.

他從平均能量來討論非單色的情況，也是有問題的。非單色的情況應該按具體的能量分佈進行計算。

他誤將熱電子發射的分辨距離與光電子發射的分辨距離混為一談。對於前者，目前公認的標準為  $\delta = \frac{4kT}{eE} = 2 \frac{\bar{\Phi}_0}{E}$ ；其中  $\bar{\Phi}_0 = 2 \frac{kT}{e}$ 。這兩種發射的主要區別是光電子初能量有極大值，而熱電子初能量則按 Maxwell 分佈。

其他還有一個不大重要的錯誤是 Арцимович 的最小散射圓斑半徑不相當於  $45^\circ$  的逸出角，而是相當於  $38^\circ 20'$ 。

## 十一. 結 論

上面已經研究了在發射式電子光學系統中，各種光電陰極和它的能量分佈對不同像平面上強度分佈和分辨距離的影響。這些研究只是針對點電子源的情況，而且基於 Арцимович-Recknagel 公式。現在將所得的結果總結如下：

(1) 在只有球差的情況下（單色電子束），最小分辨距離為  $\delta_{0.8} = 0.54 \frac{\epsilon}{E}$ ；像平面的位置在  $\nu_0 = 0.60$ 。

(2) 在光電子初能量按拋物綫分佈的情況下，最小分辨距離為  $\delta_{0.5} = 0.18 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ ；像平面位置在  $\nu_0 = 0.45$ 。

在其他能量分佈時，亦應有類似的結論，即在  $\nu_0 = 0$  與  $\nu_0 = 1$  之間可以找到分辨距離最小的像平面，它不與 Арцимович 的最小散射圓像平面重合，而且分辨距離也比 Арцимович 的結果小。

(3) 有色差存在時的分辨距離較單色電子束的分辨距離反而減小的理由是由於非單色電子束的初速度分佈較集中在垂直於陰極面的方面。

(4) 單色電子束的焦散綫與焦散曲面如圖 5 所示。

(5) 在非單色的能量分佈情況下，在任何像平面上，只有在中心強度能出現無窮大。強度  $J$  隨  $q$  的增加而單調地遞減，在邊緣變為零。要注意由於空間電荷效應，強度趨於無窮大是不可能的。

(6) 在極限像平面上，對單色電子束，強度分佈在邊緣趨於無窮大；在金屬薄層的情況下，強度分佈處處為有限值；在初能量按拋物綫分佈與半導體的情況，強度分佈在中心趨於無窮大。

(7) 本論文討論了一系列的強度分佈  $J(q)$  及其積分  $F(b)$ ，這些式子與圖已在前面詳細列出。

最後對蘇聯專家 О. И. Семан 同志在工作中所給與的幫助表示衷心的感謝。對

(25) 式的積分問題曾向許寶騷教授請教,及樓格先生曾將 Septier 論文譯成英文,也在此地表示謝意。

### 參 考 文 獻

- [1] Арцимович, Л. А., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **8** (1944), 313.
- [2] Recknagel, A., *Zs. f. Phys.* **117** (1941), 689.
- [3] Recknagel, A., *Zs. f. Phys.* **120** (1943), 331.
- [4] Глазер, В. и Грюми, Г. К., *ЖТФ*, **21** (1951), 1427.
- [5] Лебедев, А. А. 主編 "Электронная микроскопия", 第六章第 2, 3, 4 節.
- [6] Пятницкий, А. М., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **8** (1944), 304.
- [7] Huges and Du Bridge, "Photoelectric Phenomena", 1932.
- [8] Габович, М. Д., *УФН*, **56** (1955), 215.
- [9] Try, T. C. and Ives, H. E., *Phys. Rev.* **32** (1928) 44.
- [10] Ives, H. E., Olpin, A. R. and Johnsted, A. L., *Phys. Rev.* **32** (1928), 57.
- [11] Лукирский, П. И. и Прилежаев, С. С. *ЖРФХО*, **60** (1926), 111.
- [12] Arker, L., Taft, E. and Dickey, J., *Phys. Rev.* **74** (1948), 1462.
- [13] Моргулис, Н. Д., *ЖЭТФ*, **16** (1946), 959.
- [14] Bertin, F., *J. Phys. Rad.* **14** (1953), 235.
- [15] Septier, A., *C. R. Acad. Sc.* **240** (1955), 1200.
- [16] Dosse, J. und Müller, H. O., *Zs. f. Phys.* **119** (1942), 415.
- [17] Салченко, Ф. А., *ЖТФ*, **9** (1939), 2211.
- [18] Кушнер, Ю. М., Вайриб Е. А. и Бонрчаров, В. М., *ЖТФ*, **9** (1939), 2139.

## ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ НА КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЭМИССИОННЫХ ЭЛЕКТРОННО- ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ (I)

У ЦЮАНЬ-ДЭ

(Пекинский Университет)

### РЕЗЮМЕ

Особенности эмиссионных электроннооптических систем подробно рассмотрены в работах советского академика Л. А. Арцимович<sup>[1]</sup> и работе Рекнагеля<sup>[2]</sup>. В этих работах показано, что разрешаемое расстояние  $\delta$  электронного изображения, отнесенное к поверхности предмета имеет порядок  $\delta = K \frac{\epsilon}{E}$ , где  $\epsilon$ —начальная энергия,  $E$ —напряженность электрического поля на катоде, а  $K$ —в случае фотоэмиссии равняется  $2 \times 0.6$ .

Данная работа посвящена определению распределения интенсивностей в различных плоскостях установки вблизи гауссовой плоскости изображения,

выяснению формы каустической поверхности и установлению наиболее благоприятного распределения интенсивностей электронного изображения при различных начальных распределениях энергий электронов. В работе принимается величина центральных аберраций по формулам Арцимовича и Рекнагеля.

В работе показано, что разрешаемое расстояние электронных изображений точечных источников в действительности значительно меньше и определяется для некоторых случаев фотоэмиссии формулой  $\delta_{0.5} = 0.18 \frac{\varepsilon_{\max}}{E}$ . При выводе этой формулы предполагался параболический закон распределения начальных скоростей и критерием разрешения является попадание половины полной интенсивности источника в кружок диаметром равным разрешаемому расстоянию. Результаты применимы к любым эмиссионным системам с фотокатодами при малых  $\frac{\varepsilon}{E}$  по отсутствию автоэмиссии, и могут быть распространены на случай комбинированных полей при нулевом или малом значении напряженности магнитного поля на поверхности катода.

В работе обсуждаются результаты исследования разрешения цилиндрических линз, выполненные в недавнее время Септье<sup>[15]</sup>.

В следующем продолжении этой работы рассматривается разрешение при отображении поверхностных источников.

В заключение автор выражает благодарность советскому специалисту О. И. Семану за ряд советов.