

最後，依表面電位的定義  $\psi(x=0)=\psi_s$  代入 (3.18) 式得到：

$$\psi_s = \frac{qN_A W^2}{2\epsilon_s} \quad (3.19)$$

或表示為空乏層的寬度：

$$W = \left( \frac{2\epsilon_s \psi_s}{qN_A} \right)^{1/2} \quad (3.20)$$

注意，此空乏區寬度與求單側  $n^+ - p$  陡接面的相同（即空乏區是幾乎完全延伸進入  $p$  型半導體）。

由 (3.20) 式亦可知，在達到強反轉前，空乏區的寬度隨著外加閘極電壓的增加而增加；但一旦發生強反轉時，就如之前所討論的，空乏區寬度就達到一最大值  $W_m$ ：

$$W_m = \left\{ \frac{2\epsilon_s(2\psi_B)}{qN_A} \right\}^{1/2} = \left\{ \frac{4\epsilon_s kT}{q^2 N_A} \ell_n \left( \frac{N_A}{n_i} \right) \right\}^{1/2} \quad (3.21)$$

此時，空乏區內的空間電荷為：

$$Q_{sc} = -qN_A W_m = - \left\{ 4\epsilon_s N_A kT \ell_n \left( \frac{N_A}{n_i} \right) \right\}^{1/2} \quad (3.22)$$

其值為負是因為空乏層中的電荷為電洞離開後形成空乏，並留下未受補償的負受體離子。

同樣地，對  $n$  型矽基板有類似的表示式如下：

$$W_m = \left\{ \frac{2\epsilon_s(2\psi_B)}{-qN_D} \right\}^{1/2} = \left\{ \frac{4\epsilon_s kT}{q^2 N_D} \ell_n \left( \frac{N_D}{n_i} \right) \right\}^{1/2} \quad (3.23)$$

與由未受補償的正施體離子形成之最大空間電荷：