

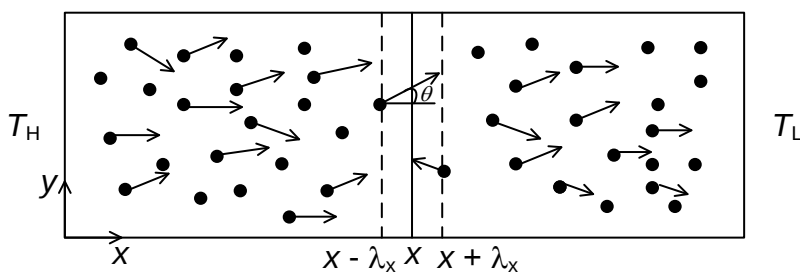
隨著半導體技術進步，現今的半導體製程之線寬已經達到幾奈米尺度，但伴隨製程線寬縮小，晶片的散熱問題也越來越嚴重，且微觀下熱的傳遞機制也須被考量；在巨觀下，固體內熱的傳遞行為類似流體流動，流體的流動是藉由流體(液體或氣體)內壓力差驅動，而熱的傳遞則由固體內溫度差驅動，而流體與固體，在巨觀下都可假設為連續體，但當系統尺度微小化，熱傳的連續體假設可能不成立，這類似於稀薄氣體(氣體密度很低)條件下時，就需考慮個別氣體分子的運動情形；流體力學的牛頓黏性定理(Newton's law of viscosity)為

$$\tau = -\mu du/dy \quad (1)$$

其中 τ 為剪應力、 du/dy 為速度梯度、而 μ 為黏滯係數，此式表示流體剪應力與速度梯度成正比，而正比係數為黏滯係數，其中剪應力亦可被考慮為動量通量，而負號代表動量是由速度大的流體分子傳遞至速度較低之流體分子；熱傳導的傅立葉定理(Fourier's law)為

$$q = -k dT/dx \quad (2)$$

其中 q 為熱通量、 k 為熱傳導率、而 dT/dx 為溫度梯度，此式指出熱通量與溫度梯度成正比，而正比係數為熱傳導率，負號代表熱由高溫區傳遞至低溫區，以上兩統御方程式有類似的結構，即通量與驅動力成正比，而正比係數分別為黏滯係數與熱傳導率。熱傳的載子為聲子(phonon)，聲子是個準粒子(quasiparticle)，為固體內晶體晶格(crystal lattice)之振盪子(vibration mode)之振盪能(vibration energy)的最小單位，固體內的熱傳則可被認為是藉由聲子所傳遞，在巨觀下，黏滯係數與熱傳導率為材料性質，但在微小尺度下，黏滯係數與熱傳導率可隨系統尺寸改變，考慮固體內熱傳藉由聲子傳遞，應用類似氣體分子動力學理論分析固體熱傳，假設如下圖之固體系統，左側為熱端，右側為冷端。



圖一、固體內之熱傳藉由聲子傳遞，左側為熱端，右側為冷端。

熱藉由聲子由左側之高溫段傳遞至右側之低溫段，通過 x 面之往 x 方向之熱通量 q 可藉由下式所求得：

$$q = \frac{1}{2} (nv_x E)|_{x-\lambda_x} - \frac{1}{2} (nv_x E)|_{x+\lambda_x} \quad (3)$$

上式中 n 為聲子數量密度， v_x 為聲子在 x 方向速度分量， E 為聲子所帶之能量，而 λ_x 為聲子在 x 方向之平均自由徑，式(3)表示通過 x 面之熱通量可由距此面左

微小尺度熱傳現象

側距離為 λ_x 之面之向右熱通量與距此面右側距離為 λ_x 之面之向左熱通量之差值求得，而 $1/2$ 代表著在 $x-\lambda_x$ 面($x+\lambda_x$ 面)上有一半的聲子是往右(往左)運動，式(3)可被改寫為微分的型式：

$$q = -\lambda_x \frac{d(nv_x E)}{dx} \quad (4)$$

假設聲子速度不受位置影響，則

$$q = -\lambda_x v_x \frac{d(nE)}{dx} \quad (5)$$

上式可改寫為：

$$q = -\lambda v \cos^2 \theta \frac{d(nE)}{dx} \quad (6)$$

其中 θ 為球狀座標之極角(polar angle)，由於 θ 為一任意角度，將 $\cos^2 \theta$ 針對半圓球做積分平均可得下式：

$$q = -\lambda v \frac{d(nE)}{dx} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\phi \right] \quad (7)$$

上式內中括號所得之值為 $1/3$ ，因此

$$q = -\frac{1}{3} \lambda v \frac{d(nE)}{dx} \quad (8)$$

令體積能量密度 $u = nE$ (公制單位為 J/m^3)，並應用連鎖率可得：

$$q = -\frac{1}{3} \lambda v \frac{d(u)}{dT} \frac{dT}{dx} \quad (9)$$

其中 T 為溫度，令單位體積熱容 $C_v = du/dT$ ，則

$$q = -\frac{1}{3} C_v v \lambda \frac{dT}{dx} \quad (10)$$

將式(10)與傅立葉定理(式(2))相比較，則可得熱傳導率

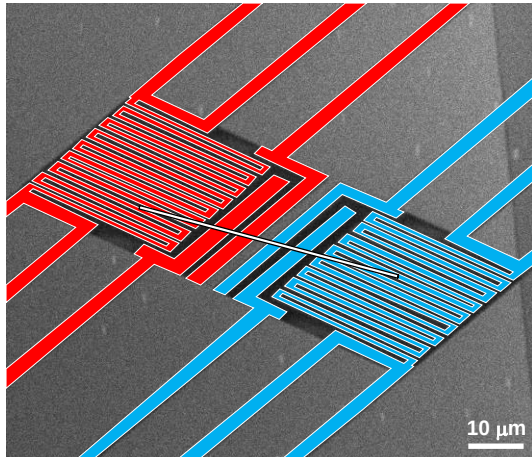
$$k = \frac{1}{3} C_v v \lambda \quad (11)$$

上式說明物體熱傳導率由熱容、聲子速度、與聲子平均自由徑所決定，其中聲子平均自由徑為聲子與聲子間碰撞的平均距離，熱容由固體內振盪子數量決定，聲子速度由聲子色散關係所決定，在如半導體元件之線寬已經達到幾奈米尺度之環境之下，系統尺寸有可能影響熱容、聲子速度、與聲子平均自由徑之值，故相關半導體元件之熱傳導率已不再只取決於材料性質，而同時須考慮到熱傳導率受系統尺寸之影響，唯有更深入瞭解微奈米尺度下之熱傳機制，才能有效解決現今半導體技術發展與電子元件所遇到之散熱問題。

在實驗上量測奈米元件如奈米線的熱傳導率的方法可參考 Li 等人之研究[1]，將奈米線放置於如圖二之量測微元件上，此量測微元件包含兩個懸浮薄膜，此兩個懸浮薄膜上有白金線圈，可做為加熱器與溫度感測器使用，左側薄膜為加熱板，

微小尺度熱傳現象

右側薄膜為感測板，在量測時於加熱板通入直流電，此加熱板上產生的焦耳熱將通過奈米線傳到右側感測板，兩板的溫度可由兩板的電阻得知，由所給定的焦耳熱、兩板溫度差，及奈米線的幾何尺寸，通過傅立葉定理則可得到奈米線的熱傳導率。



圖二、奈米線熱傳導率量測微元件，包含一奈米線橫跨兩懸浮薄膜，其中左側薄膜為加熱板，而右側薄膜為感測板（感謝簡歆哲同學製圖）。

[1] Deyu Li, Yiying Wu, Philip Kim, Li Shi, Peidong Yang, Arun Majumdar*, “Thermal conductivity of individual silicon nanowires,” *Applied Physics Letters*, 83, 2934-2936, 2003.