

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

極快速脈衝雷射加熱過程之熱傳遞與熱彈波研究

計畫類別：個別型計畫

計畫編號：NSC93-2212-E-216-002-

執行期間：93年08月01日至94年07月31日

執行單位：中華大學機械工程學系

計畫主持人：許隆結

報告類型：精簡報告

處理方式：本計畫涉及專利或其他智慧財產權，2年後可公開查詢

中 華 民 國 94 年 10 月 29 日

計畫名稱：極快速脈衝雷射加熱過程之熱傳遞與熱彈波研究

計畫編號：NSC93-2212-E-216-002

主持人：許隆結

協同研究人員：張毓正、范牧樹

執行單位：中華大學機械系

執行期限：93年8月1日至94年7月31日

中文摘要

本計畫針對極快速脈衝雷射加熱半無窮材料引發之二維熱傳遞與熱彈波進行研究，加熱過程的熱傳遞以完整的雙相延遲模式來描述溫度變化，為解出熱彈波的位移量，引入兩個位移量勢，配合熱傳方程式形成三個偏微分方程式組，並以 Laplace 轉換配合 Hankel 轉換來解此複雜偏微分方程式組，最後以數值方法計算拉式逆轉換及 Hankel 逆轉換解出溫度分布與熱彈波位移量。計畫研究結果發現：由於雙相延遲模型下並無明顯的熱波速度，因此熱波速度造成彈性波波峰並沒有形成；且飛秒雷射與皮秒及奈秒雷射引發之熱彈波行為截然不同，飛秒雷射引發之熱彈波其周期可遠大於雷射的脈衝長度。

英文摘要

This project aims to study heat transport and thermoelastic waves induced by ultrafast pulse laser heating on a semi-infinite media. The dual-phase-lag model is used to simulate the temperature distributions. In order to solve the displacement vector of the thermoelastic waves, two displacement potentials are introduced. The partial differential equation set of temperature distribution and displacement potentials are solved by Laplace Transform and Hankel Transform. Numerical methods are used to calculate the Laplace Inversion and Hankel Inversion so as to solve the temperature distributions and displacements. Because there is no obvious heat wave in dual-phase-lag model, the peak of elastic wave induced by thermal speed is not found. The behavior of thermoelastic wave induced by femtosecond laser is quite different from that induced by nano/pico-second laser. The elastic wave induced by femtosecond laser lasts more than 10 ps which is much longer than the laser pulse duration.

緒論

雷射加工技術是利用雷射光束與物質相互作用的特性對材料進行切割、焊接、表面處理、打孔等的一門加工技術；雷射也成功的被用於金屬、塑膠及其他材料的微加工製程。當材料的幾何尺寸到達微米或次微米(micro, sub-micro)等級，加工尺寸的精度常常因為雷射的能量無法準確的控制而產生限制，近年來發展的超短脈衝雷射其雷射脈衝長度(pulse duration)可達到皮秒(picosecond)甚至於

飛秒(femtosecond)的等級[1]，經由此一技術可精確控制雷射加工時的能量，避免上述的問題產生。在超短脈衝雷射加工過程中材料晶格破壞的型態主要有兩種[2,3]，其一是雷射加熱能量直接消融材料(ablation)，另一種則是加熱產生應力波造成材料晶格的崩解(collapse)，前者直接發生於加熱區/或加工區，而後者由於熱彈波的傳遞可能發生於非加熱區而影響加工的品質及精度。此外，利用脈衝雷射來進行非破壞性檢測亦是常用的檢測方法，因此對於脈衝雷射加熱過程的熱傳遞及熱彈波之研究變成很重要的問題。

由於雷射的脈衝時間在飛秒的等級，因此單一雷射脈衝加熱影響的時間約在幾個皮秒左右，在這麼短的時間內，傳統的傅立葉熱傳模型並無法準確的描述其熱傳遞現象，原因在於傅立葉熱傳模型假定傳熱的載子(電子或聲子)經過多次的碰撞而處於局部平衡狀態，而傳熱載子的碰撞所需的時間，對金屬內傳熱而言，電子與聲子的碰撞時間約在幾個皮秒左右，而對非金屬內傳熱來說，聲子與聲子的碰撞時間約十個皮秒，因此在這麼短時間內傳熱載子無充裕時間與其他載子做碰撞處於平衡狀態。欲描述微小時間內的熱傳遞現象，Kaganov 等人[4]及 Anisimov[5]等人提出兩階段加熱模型(two-step heating model)來描述金屬的微觀熱傳遞現象，此模型提出在材料受熱後，由於電子的熱容遠比晶格的熱容小，脈衝雷射加熱後，電子會馬上吸收此熱量達到非常高的溫度，而晶格仍處於低溫狀態，電子透過電子-聲子連結因子(electron-phonon coupling factor)加熱晶格，經過幾個皮秒的時間後兩者才達到相同的溫度，此模型經過 Qiu 等人[6]給予嚴謹的理論推導，並經由飛秒脈衝雷射加熱金屬的實驗量測加以證明其正確性[7-11]。Guyer 及 Krumhansl[12]考慮非金屬內的熱傳遞，經由波茲曼傳遞方程式推導，忽略電子的傳遞效應而討論聲子與聲子之間的碰撞，從而得到描述非金屬的微觀傳熱方程式，其方程式再經過推導可得到與兩階段加熱模型所得的方程式有相同的形式[13]。Tzou[13]提出了雙相延遲模型(dual phase lag model)來描述微小時間內的微觀熱傳遞現象，此理論假設材料受熱後溫度梯度場與熱通量及熱傳遞分別在不同時間形成，假設熱傳遞在(t)時間開始，經過 τ_T 秒(時間 $t+\tau_T$)及 τ_q 秒(時間 $t+\tau_q$)後分別形成溫度梯度場及熱通量，其中 τ_T 及 τ_q 分別為溫度梯度場及熱通量場形成的延遲時間(time delay)。Tzou

經由此假設推導描述微觀熱傳遞的統御方程式，此方程式得到與描述金屬內微觀熱傳的兩階段加熱模型以及描述非金屬的微觀熱傳理論一致的結果，同時當不考慮溫度梯度的時間延遲下($\tau_T=0$)，雙相延遲模型可得到波動熱傳理論(C.V. wave model)[14,15]，而當不考慮熱通量及溫度梯度的時間延遲下($\tau_T=\tau_q=0$)，雙相延遲模型可推導出傅立葉熱傳傳方程式，運用雙相延遲模型研究皮秒等級內的熱傳遞現象，由於統御方程式的複雜度，目前的研究均針對薄膜加熱之一維熱傳分析。

由於熱彈波形成的複雜性，有關脈衝雷射引發熱彈波的研究對熱傳遞的處理大都做了簡化，例如以傅立葉熱傳模式[16-18]或波動熱傳模式[19]來模擬熱的傳遞。另外，這些研究中對於雷射加熱源強度隨空間及時間分布亦有不同程度的探討，例如假設加熱過程為一維分布造成平面熱彈波[18,20]，此方法最大的缺點在於無法準確預估剪力波及平面波，隨後以點源理論(point source theory)[21-25]來模擬脈衝雷射加熱，此方法忽略熱的擴散並且忽略雷射光源強度隨空間及時間的分布，因此無法準確預測中心軸的熱彈波。有些研究雖然考慮雷射光源隨空間及時間的分布[26-29]，但在熱傳遞的描述將此項熱源在邊界條件處理，對於雷射光會穿透加熱(penetration heating or volumetric heating)的材料，Sullivan 等人[29]及 Enguehard 等人[30]考慮雷射的穿透加熱顯示此種處理法無法準確描述。Dubois 等人[31]考慮雷射穿透加熱垂直均向材料(orthotropic)，並以數值方法解三維的熱彈波分布。以上的文獻考慮不同的雷射脈衝空間及時間的分布，但描述熱傳遞都以波動熱傳方程式來處理，如上面所述，波動熱傳方程式對於皮秒時間的等級並無法準確預估溫度分布，因此對於雷射脈衝時間在皮秒或飛秒等級時，用此熱傳模式來計算熱彈波的傳遞顯然是不適當的。

由上面的文獻回顧可以知道，對於皮秒及飛秒級的脈衝雷射加熱過程，其熱傳遞現象，由於統御方程式的複雜度，目前仍處於一維傳遞的探討，而對於皮秒或飛秒等級的脈衝雷射加熱引發之熱彈波研究，所用的熱傳理論均不適當。本計畫中針對材料受極短脈衝雷射加熱過程中二維熱傳現象及熱彈波傳遞進行詳細的研究，結果顯示飛秒雷射引發之熱彈波行為與皮秒雷射或奈秒雷射引發之熱彈波行為截然不同。

物理模式與統御方程式

(1) 溫度分布方程式

將考慮一半無窮材料，受到一極短脈衝雷射光加熱，我們採用圓柱座標，其物理模式及座標系統如圖一所示，假設材料為等向性(isotropic)，則材料受熱後的溫度分布為軸對稱，則溫度分布滿足下面微觀熱傳方程式[13]：

$$\nabla^2 T + \tau_T \frac{\partial}{\partial t} [\nabla^2 T] = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\tau_q}{\alpha} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \quad (1)$$

假設材料在室溫下被加熱，則起始條件可寫成：

$$T = 0 \quad \text{at } t = 0, 0 \leq r < \infty, z > 0 \quad (2a)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad \text{at } t = 0, 0 \leq r < \infty, z > 0 \quad (2b)$$

考慮雷射能量由上表面被吸收、雷射脈衝長度為 t_p 、而雷射能量隨徑向呈高斯分布，另外，離雷射源無窮遠處溫度不受雷射影響，則邊界條件可寫成：

$$q_{z=0} + \tau_q \frac{\partial q_{z=0}}{\partial t} = -k \nabla T - k \tau_T \frac{\partial \nabla T}{\partial t}, \quad t > 0 \quad (3a)$$

$$q_{z=0} = q_0 [H(t) - H(t - t_p)] e^{-(r/r_0)^2} \quad t > 0 \quad (3b)$$

$$T = 0 \quad \text{at } \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow \infty, t > 0 \quad (3c)$$

(2) 脈衝雷射加熱引發之熱彈波

材料受熱後的位移量，假設雷射加熱後引發的位移量為軸對稱，則 $u_\theta = 0$ ，因此位移向量可表示成 $u(r, z, t) = u_r \bar{e}_r + u_z \bar{e}_z$ ，必須滿足[32]

$$(\lambda + 2\mu) \nabla e - 2\mu \nabla \times \omega = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \beta_0 \nabla T \quad (4)$$

$$e = \nabla \cdot u = \text{dilation} \quad (5)$$

$$\omega = \frac{1}{2} \nabla \times u = \text{rotation} \quad (6)$$

其中 ρ 是密度， λ 、 μ 為 lame 常數，剪力波速(shear wave speed) $c_s = \sqrt{\mu/\rho}$ ，縱向波速(longitudinal wave speed) $c_L = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ ， β_0 是熱彈耦合常數(thermoelastic coupling constant)， $\beta_0 = \Gamma(3 - 4c_s^2/c_L^2)$ ， Γ 是體積熱膨脹係數。

方程式(1)與(4)分別描述脈衝雷射加熱過程中的溫度分布以及熱彈波的位移量傳遞，方程式(4)透過最後一項 $\beta_0 \nabla T$ 的影響與溫度場連結引發熱彈波，假設材料在室溫下被加熱，加熱前處於靜止狀態，則起始條件可寫成：

$$u = 0 \quad \text{at } t = 0, 0 \leq r < \infty, z > 0 \quad (5c)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad \text{at } t = 0, 0 \leq r < \infty, z > 0 \quad (5d)$$

同時加熱過程中，材料表面的正向應力及剪應力為零，另外，離雷射源無窮遠的位移量為零，則邊界條件可寫成：

$$\sigma_{zz} = 0, \tau_{rz} = 0 \quad \text{at } z = 0, t > 0 \quad (6c)$$

$$u = 0 \quad \text{at } \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow \infty, t > 0 \quad (6d)$$

熱彈波的位移量 u 是一向量，因此本問題相當複雜，為求出熱彈波的位移量，引入位移量勢方程式(displacement potentials) ϕ 及 ψ ，則 u 、 ϕ 及 ψ 需滿足[33]：

$$u = \nabla \phi - \nabla \times \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (7)$$

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \beta_0 T \quad (8)$$

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (9)$$

解題方法

本計劃以 Hankel 轉換與 Laplace 轉換來求解，Hankel 轉換與逆轉換定義[34]分別如下：

$$H_n\{g(r)\} = \int_0^\infty rg(r)J_n(\sigma r)dr = \tilde{G}(\sigma), \quad (10)$$

$$g(r) = \int_0^\infty \sigma \tilde{G}(\sigma) J_n(\sigma r) d\sigma = H_n^{-1}\{\tilde{G}(\sigma)\},$$

其中 $J_n(x)$ 為第 n 階 Bessel 函數。而 Laplace 轉換與逆轉換的定義如下：

$$L\{f(t)\} = \int_0^\infty f(t)e^{-st} dt = \bar{F}(s), \quad (11)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} \bar{F}(s)e^{st} ds = L^{-1}\{\bar{F}(s)\},$$

對於方程式(1)、(8)及(9)之方程組配合 (2)、(3)、(5)與(6)之起始條件與邊界條件，經 Hankel 轉換與 Laplace 轉換後的解為

$$\tilde{T}(\sigma, z, s) = c_1 e^{-Mz}, \quad M^2 = \sigma^2 + \frac{1 + \tau_q s}{1 + \tau_T s} \frac{s}{\alpha}$$

$$\tilde{\phi}(\sigma, z, s) = c_2 e^{-Pz} + c_3 e^{-Mz}, \quad P^2 = \sigma^2 + \frac{s^2}{c_L^2}, \quad (12)$$

$$\tilde{\psi}(\sigma, z, s) = c_4 e^{-Nz}, \quad N^2 = \sigma^2 + \frac{s^2}{c_s^2},$$

$$c_1 = \frac{(1 + \tau_q s)\tilde{q}}{kM(1 + \tau_T s)}, \quad c_2 = \frac{-\beta_0 c_1 \beta_1}{kM(M^2 - P^2)D}, \quad (13)$$

$$c_3 = \frac{\beta_0 c_1}{M^2 - P^2}, \quad c_4 = \frac{-\beta_1 [P - (1 - 2\chi^2)\sigma^2]}{kM(M + P)D},$$

其中

$$\beta_1 = (1 - 2\chi^2)\sigma^2(\sigma^2 + N^2) - \sigma^2(P^2 - 4\chi^2 NM) + P^2 N^2,$$

$$D = (1 - 2\chi^2)\sigma^2(\sigma^2 + N^2) - \sigma^2(P^2 - 4\chi^2 NP) - P^2 N^2 \quad (14)$$

$\chi = c_s / c_L$ 為剪波速度與縱波速度的比值。而轉換後的位移量為

$$\tilde{u}_r = -\sigma \left(\tilde{\phi} + \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial z} \right), \quad \tilde{u}_z = \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial z} + \sigma^2 \tilde{\psi} \quad (15)$$

其中 \tilde{u}_r 為一階的 Hankel 轉換函數而 \tilde{u}_z 為零階的 Hankel 轉換函數。

上面所得經轉換後的溫度與位移量表示式是非常複雜的數學形式，無法藉由逆轉換表得到解析解(Exact solution)，因此計畫中以數值方法來解逆轉換的結果，有關 Hankel 轉換的逆轉換，其表示式是一積分式，積分範圍為零到無窮大，本計畫中以高斯格點法(Gaussian quadrature method)來進行此數值積分，將積分上限取一常數 R 代替，並將積分範圍 0 到 R 分成 n 個區段，每區段以 96 點的高斯格點法做積分；有關拉式逆轉換的數值方法，計畫中以黎曼合近似法來進行數值逆轉換，詳細過

程請參考 Tzou[13]所發展的副程式進行計算之介紹。

結果與討論

對於材料的物理性質，我們以鋼材的物理性質為主， $k = 60.5 \text{ W/mK}$, $\alpha = 17.7 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $\Gamma = 11.7 \times 10^{-6}$ ，為探討方便，剪力波與縱向波的傳播速度分別取 $c_s = 3000 \text{ m/s}$, $c_L = 6000 \text{ m/s}$ 。圖二顯示 $\tau_q = 5 \text{ ps}$ 時， τ_T 對中心軸溫度分布的影響，當 $\tau_T = 0$ 時為波動熱傳模型，由圖中可以看出熱傳遞以波動方式傳播，由於雷射能量隨時間分布由方程式(3b)中兩個 Heaviside 函數表示，兩個波前分別代表雷射能量起始與結束所造成之波前；當 τ_T 不為零時，熱傳模型由波動模型變成兩相延遲模型，圖中可以看出當 $\tau_T = 0.1 \text{ ps}$ 時，方程式(1)的第二項造成擴散效果，兩個波前消失但仍保有波傳遞的形式。當 τ_T 漸增時，擴散效應增加，熱傳波波形漸漸消失；圖中 $\tau_T = 5 \text{ ps}$ 時，此時溫度梯度延遲時間與熱通量延遲時間相等，相當於傳統的傅立葉熱傳方程式。圖二中可以清楚看出當 τ_T 與 τ_q 的比值漸增時，熱的影響區域(heat affected zone)會增加。圖三顯示當 $\tau_T = 0$ 時，在不同 τ_q 下，溫度分布隨時間的變化，當 τ_q 不為零時為熱波模型熱傳遞。由方程式(1)中熱傳遞波之速度 $c_H = \sqrt{\alpha/\tau_q}$ ，圖中清楚的顯現出熱波模型熱傳遞速度與 τ_q 之關係，隨著 τ_q 增加，熱波速度越小，因此到達時間越往後延；圖三(b)也顯示 τ_q 對熱波模型的溫度值大小的影響，在相同的脈衝長度下， τ_q 增加代表熱波傳播速度變慢，由於熱波速度減小，因此相同能量集中在更小的體積內，因此溫度上升的越高。

在熱波模型下熱通量延遲時間對位移量 uz 的影響顯示在圖四中，圖中可以看出當 $\tau_q = \tau_T = 0$ 時，亦即傅立葉熱傳模型預估表面位移量為向下 ($uz > 0$)，而在熱波模型下，飛秒雷射造成的彈性波在表面位移量是先向上 ($uz < 0$)，在 Wang 與 Xu[35]的一維分析中，採用熱波模型描述加熱過程的溫度分布，根據他們的分析，飛秒雷射與皮秒雷射或奈秒雷射在雷射剛衝擊材料表面時所造成的表面位移量剛好相反方向，圖中可以清楚看出熱波模型下，當 τ_q 越小，所造成的中心軸 uz 位移量越大。圖五顯示雙相延遲模型中 τ_T 對於中心軸的位移量所造成的影響，由圖中可以看出當 τ_T 與 τ_q 的比值大於 1 時，彈性波的位移量在時間為 1ps 時為向下，而當兩者比值小於 1 時，彈性波的位移量為向上，剛好相反方向，此行為造成之影響在熱波熱傳遞模型中並無法準確描述，因此計算飛秒雷射加熱造成之熱彈波必須以雙相延遲模型來模擬溫度分布。

在熱彈波的傳遞，除了縱向波速度 (c_L) 與剪

力波速度(c_s)的影響外,熱波速度(c_H)傳播之快慢也會影響其彈性位移量,為分析此三個特徵速度對彈性波的影響,將 τ_T 設定為0採用熱波模型可清楚看出其影響,圖六顯示縱向波速度(c_L)與熱波速度(c_H)對彈性位移量 uz 的影響,在此圖中 $c_L=6000\text{m/s}$,而熱波速度對應 $\tau_q=1\text{ps}$ 、 5ps 、 10ps 分別為 $c_H=4207\text{m/s}$ 、 1881m/s 及 1330m/s ,如圖中所示,在時間約1.66ps所造成之彈性波為縱向波傳遞到達10nm深度所須時間,此傳縱向波速度所造成之影響,而後彈性位移量所造成的另一個波峰,如圖所示為熱彈波從表面傳遞到深度10nm所造成之影響,對應 $\tau_q=10\text{ps}$,熱波約在時間7.52ps到達深度10nm,因此在此時間彈性位移量有一個波峰形成。此影響亦可從圖七不同縱向波速度的模擬中清楚看出,當不同縱波速度時,第一個彈性波傳遞到達10nm深度的時間不同,因此在圖中三條曲線的第一個彈性位移量在不同時間形成,而由於熱波速度相同,因此三條曲線在隨後的第二個波峰所形成的時間是相同的。圖八顯示剪力波速度 c_s 對彈性位移量 uz 的影響,剪力波速不影響中心軸彈性位移量到達之時間,但會影響彈性位移量 uz 的大小,剪力波速度 c_s 越小,造成的位移量越大。在本研究中不能看出剪力波速度對彈性位移量傳遞時間快慢的影響,因為本研究計畫探討脈衝雷射加熱半無窮材質引發之熱彈波,欲了解剪力波傳度速度的影響,則需考慮薄膜的材質,如此由薄膜表面反彈之熱彈波可看出剪力波速的影響,此影響在熱波模型的熱傳遞研究可參考文獻[31]的研究。

圖九顯示雙相延遲模型下 τ_T 值對熱彈波位移量的影響,圖中可以看出,由於縱向波傳遞速度的影響,因此彈性波由表面傳遞到10nm造成位移量的時間與在圖六到圖八中熱波模型相同;但是在雙相延遲模型下,由於並無明顯的熱波傳遞,因此在圖六到圖八中的熱波速度造成的波峰在此並沒有形成。此結果也顯示以往文獻用熱波模型來計算雷射加熱引發之熱彈波並無法不準確。同時由圖中可以看出,雖然雷射脈衝長度只有 $\tau_p=200\text{fs}$,但所造成的熱彈波位移量一直持續到10ps仍然存在,顯示飛秒雷射造成之熱彈波其周期遠超過雷射脈衝長度,在文獻[31]中在探討奈秒及皮秒雷射造成之熱彈波中,熱彈波的周期約與雷射脈衝長短相當,這點是飛秒雷射與奈秒雷射及皮秒雷射最大的差異。

結論

本計畫利用雙相延遲模型模擬飛秒雷射加熱過程的熱傳遞現象,並利用位移量勢方程式來描述加熱過程中引發的熱彈波,運用 Hankel 轉換及 Laplace 轉換來求解溫度分布方程式與位移量勢方程式,成功地模擬飛秒雷射加熱過程中的二維熱傳遞與熱彈波傳遞。所得結果顯示以往文獻用熱波模型來計算雷射加熱引發之熱彈波並無法不準確,由

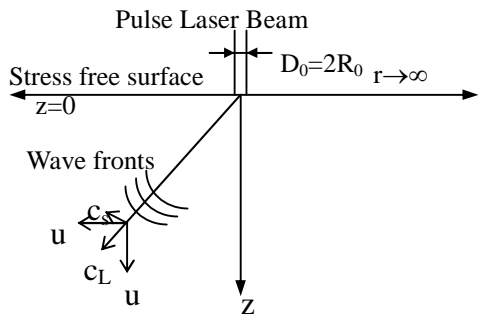
於雙相延遲模型下並無明顯的熱波速度,因此熱波速度造成彈性波波峰並沒有形成。計畫研究結果發現飛秒雷射與皮秒及奈秒雷射引發之熱彈波行為截然不同,飛秒雷射引發之熱彈波其周期可遠大於雷射的脈衝長度。

參考文獻

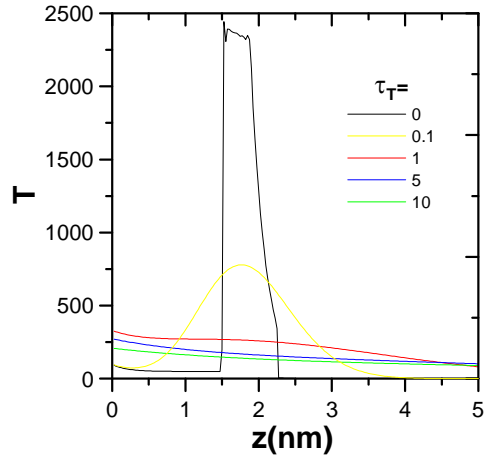
1. Kafka, J. D., Watts, M. L., Pieterse, J. W. J., IEEE J. Quantum Electronics, Vol. 28, pp. 2151, 1992.
2. Tzou, D. Y., Beraun, J. E., and Chen, J. K., ASME J. Heat Transfer, Vol. 124, pp. 284, 2002.
3. Tzou, D. Y., Chen, J. K., and Beraun, J. E., Int. Heat & Mass Transfer, Vol. 45, pp. 3369, 2002.
4. Kaganov, M. I., Lifshitz, I. M., and Tanatarov, M. V., Sov. Phys. JETP, Vol. 4, pp. 173, 1957.
5. Anisimov, S. I., Kapeliovich, B. L., and Perel'man, T. L., Sov. Phys. JETP, Vol. 39, pp. 375, 1974.
6. Qiu, T. Q., and Tien, C. L., ASME J. Heat Transfer, Vol. 115, pp. 835-841.
7. Elsayed-Ali, H. E., Norris, T. B., Pessot, M. A., and Mourou, G. A., Phys. Rev. Lett., Vol. 58, pp. 1212, 1987.
8. Brorson, S. D., Fujimoto, J. G., and Ippen, E. P., Phys. Rev. Lett., Vol. 59, pp. 1962, 1987.
9. Sun, C. K., Vallee, F., Acioli, L., Ippen, E. P., and Fujimoto, J. G., Phys. Rev. B, Vol. 48, pp. 465, 1993.
10. Qiu, T. Q., Juhasz, T., Suarez, C., Born, W. E., and Tien, C. L., Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 37, pp. 2799, 1994.
11. D. Y. Tzou, AIAA J. Thermophys. Heat Transfer, Vol. 9, pp. 686, 1995.
12. Guyer, R. A. and Krumhansl, J. A., Phys. Rev., Vol. 148, pp. 766, 1966.
13. Tzou, D. Y., Macro-to Microscale Heat Transfer-The Lagging Behavior, Taylor & Francis, Washington, DC, 1997.
14. Cattaneo, C., Comptes Rendus, Vol. 247, pp. 431, 1958.
15. Vernotte, P., Comptes Rendus, Vol. 246, pp. 3154, 1958.
16. White, R. M., J. Appl. Phys., Vol. 34, pp. 3559, 1963.
17. Bushnell, J. C., McCloskey, D. J., J. Appl. Phys., Vol. 39, pp. 5541, 1968.
18. Galka, A. and Wojnar, R., J. Thermal Stress, Vol. 18, pp. 113, 1995.
19. Terry, S., Charles, U., and Jacek, J., Ultrasonics, Vol. 35, pp. 115, 1997.
20. Ready, J. F., Effects of High-Powered Laser Radiation, Academic Press, 1971.
21. Scruby, C. B. and Drain, L. E., Laser Ultrasonics, Adam Hilger, 1990.
22. Rose, L. R. F., J. Acoust. Soc. Am., Vol. 75, pp. 723, 1984.
23. Aussel, J. D., Le Brun, A., and Baboux, J. C.,

- Ultrasonics, Vol. 26, pp. 245, 1988.
24. Hutchins, D. A., Ultrasonic generation by pulsed lasers. In Physical Acoustics, Vol. XVIII, Academic Press, 1988.
 25. Davies, S. J., Edwards, C., Taylor, G. S., and Plmer, S. B., J Phys. D: Appl. Phys., Vol. 26, pp. 329, 1993
 26. Bresse, L. F. and Hutchins, D. A., Review of Progress in Quantitative NDE, Vol. 7A, pp. 629, 1988.
 27. McDonald, A. F., Appl. Phys. Lett., Vol. 56, pp. 230, 1990.
 28. Schliechert, U. and Langenberg, K. J., Review of Progress in Quantitative NDE, Vol. 8A, pp. 489, 1989.
 29. Sullivan, Jr. J. M., Ludwig, R., and Stern, S. A., A Numerical Model of Laser-Generated Ultrasound, IEEE Ultrasonics Sym., pp. 481, 1988.
 30. Enguehard, F. and Bertrand, L., J. Appl. Phys., Vol. 82, pp. 1532, 1997.
 31. Dubois, M., Enguehard, F., Bertrand, L., Choquet, M., and Monchalain, J. P., Appl. Phys. Lett., Vol. 64, pp. 554, 1994.
 32. Nowinski, J. L., Thermoelasticity, 2nd Ed., Addison-Wesley, Reading, 1986.
 33. Graff, K. F., Wave Motion in Elastic Solids, Ohio State University Press, 1975.
 34. Sneddon, I. N., *The Use of Integral Transforms*, McGraw-Hill, New York, 1972.
 35. Wang, X., Xu, X., Appl. Phys. A Vol.73 pp. 107-114, 2001.

圖表

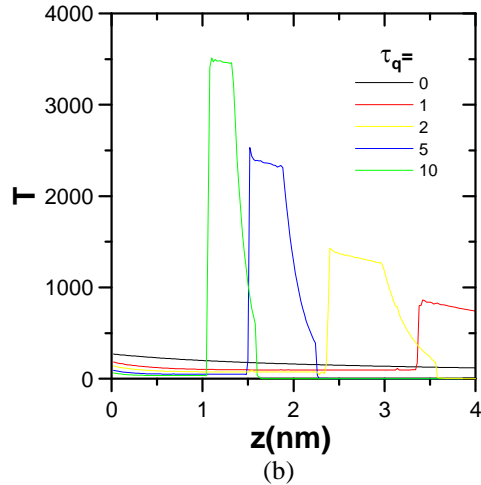
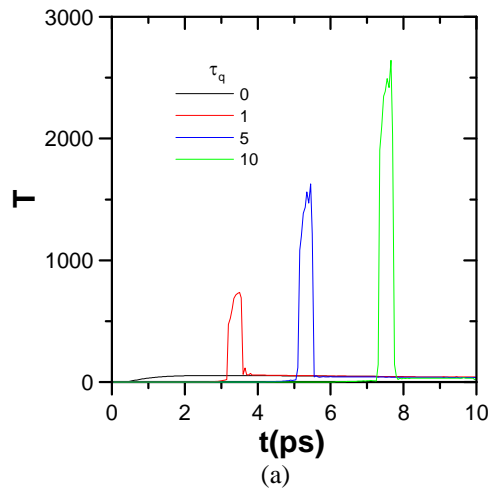


圖一 物理模式及座標圖



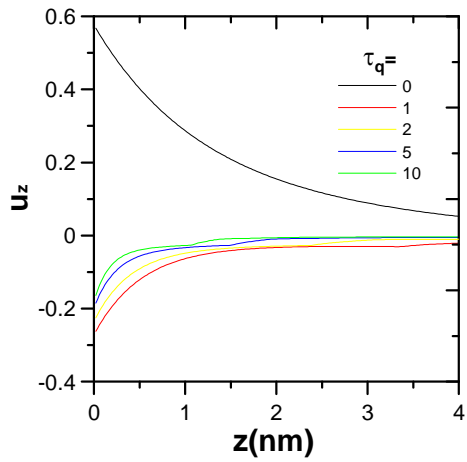
圖二 不同 τ_T (ps) 下溫度分布，

$t_p = 200 fs, t = 1 ps, \tau_q = 5 ps$



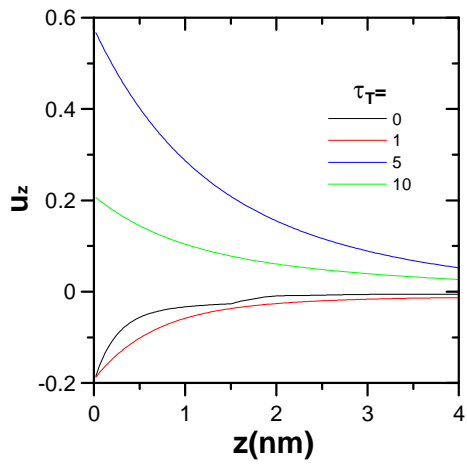
圖三 不同 τ_q (ps) 下 (a) 溫度隨時間分布，

$t_p = 200 fs, \tau_T = 0, z = 10 nm$, (b) 溫度隨中心軸之分布 $t_p = 200 fs, \tau_T = 0, t = 1 ps$



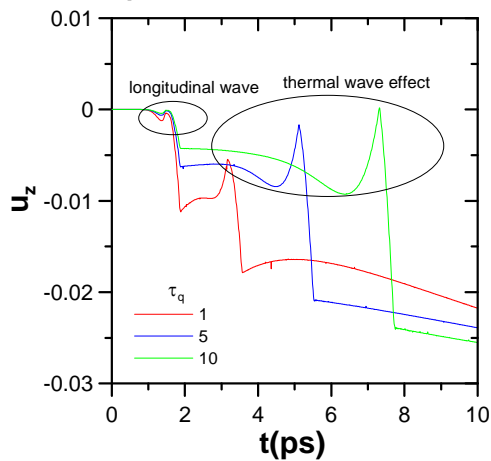
圖四 不同 τ_q 值對中心軸 u_z 的影響

$t_p = 200 fs, \tau_T = 0, t = 1 ps$



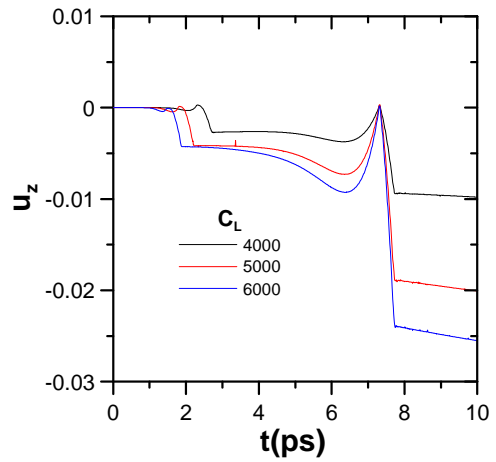
圖五 不同 τ_T 值對中心軸 u_z 的影響

$t_p = 200 fs, \tau_q = 0, t = 1 ps$



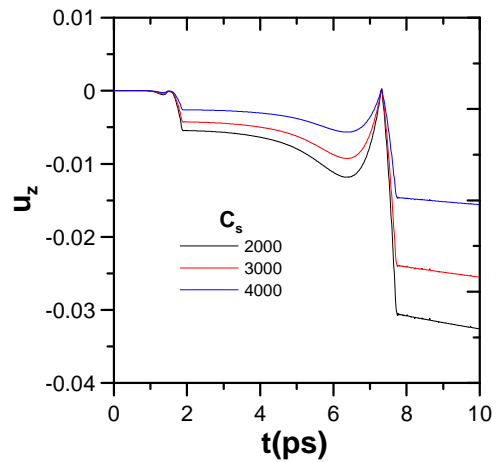
圖六 縱向波速與熱波速度對位移量 u_z 的影響

$t_p = 200 fs, \tau_T = 0, z = 10 nm$



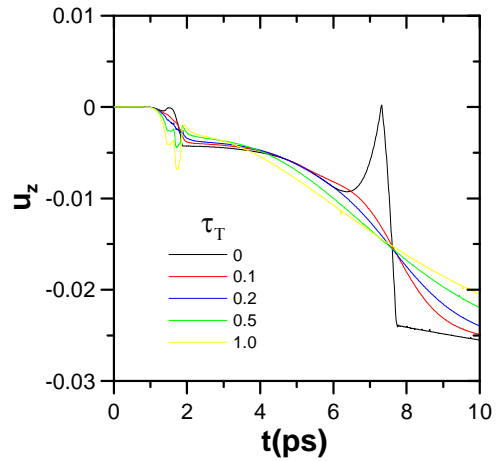
圖七 縱向波速度對位移量 u_z 的影響

$t_p = 200 fs, \tau_T = 0, z = 10 nm, \tau_q = 10 ps$



圖八 剪力波速度對位移量 u_z 的影響

$t_p = 200 fs, \tau_T = 0, z = 10 nm, \tau_q = 10 ps$



圖九 雙相延遲模型 τ_T 對位移量 u_z 的影響

$t_p = 200 fs, z = 10 nm, \tau_q = 10 ps$