

國立交通大學

電子物理學系

碩士論文

InAs 量子點中缺陷效應

影響下之量子躍遷機制

**Electron emission mechanism of InAs quantum dots containing
a misfit defect state**



研究生：傅昱翔

指導教授：陳振芳 博士

中華民國九十八年七月

InAs 量子點中缺陷效應影響之量子躍遷機制

Electron emission mechanism of InAs quantum dots containing a misfit defect state

研究生：傅昱翔

Student : Yu-Hsiang Fu

指導教授：陳振芳 博士

Advisor : Dr. Jenn-Fang Chen

國立交通大學



A Thesis

Submitted to the Institute of Electrophysics

College of Science

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master of Science

in

Electrophysics

July 2009

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十八年七月

誌謝

首先要感謝我的指導老師 陳振芳老師，在我的研究過程中不厭其煩得給了許多的指導與研究方法，同時在老師指導的過程中，我也學到了許多做研究應該要有的精神與態度，對於我未來的做事態度，有很大的幫助。

接下來要感謝的是實驗室的博班學長們，江振豪學長雖然時常在裝忙，但對於我的研究主題以及實驗上面的困難給了許多的幫助，而且常常在我遇到挫折時給我鼓勵。感謝楊政鴻學長還有謝孟謙學長，不僅在研究上面給我許多點子以及好的建議，在研究之餘，也時常陪我一起打籃球以及打電動。感謝王俞授學長，提供我關於PL 方面的知識，而博班學長們的幽默風趣，也為我的碩士生活帶來了多采多姿。感謝徐榕鎂，黃英子學姊以及黃正皓學長，在我碩一時提供許多指導，特別是徐榕鎂學姊，總是和我們學弟妹打成一片，讓我們無形中多了一個良師益友。接著要感謝的是同窗兩年的同儕，怡帆在我的研究生涯中一直都是患難與共的好朋友，同時對於實驗室共同的事物都十分的積極的參與，嘉葳雖然比較忙碌，但是玩樂時都會適時的出現，而且做實驗的毅力讓我十分佩服，啟慶雖然在交了女朋友以後，與我的關係就從麻吉降成了麻糬，但是我相信我們在未來還是非常的有默契的，真的非常幸運，能夠與你們一起成長。感謝學弟妹祐誠、雁婷、華安及淳俊，在我實驗繁忙時適時的來分擔量測工作，特別是祐誠與雁婷，在理論模擬計算上面以及實驗量測給了我許多的幫助，看到你們即將升上碩二當上學長姐，漸漸有了獨當一面的風範，真的為你們感到欣慰。還有許多學長以及同學在生活中對我的照顧，我才能順利完成學業，在此均一併致謝，謝謝你們。

最後，我將此篇論文獻給我最親愛的女朋友以及家人，感謝我的女朋友以及我的爸媽還有奶奶以及姑姑，有你們的鼓勵以及照顧，我才能每天充滿活力完成研究，謹以此篇論文表達我心中由衷感激。

昱翔

僅識於新竹風城交大 民國九十八年七月

InAs 量子點中缺陷效應影響之量子躍遷機制

研究生：傅昱翔

指導教授：陳振芳 博士

國立交通大學電子物理研究所

摘 要

本論文利用電性量測去探討 InAs 量子點在應力鬆弛下所引發的缺陷，對於電子躍遷機制的影響，利用改變 ac 訊號的導納頻譜(C-F)於低溫之量測，再配合與理論曲線之擬合，可以推得在基態的低溫穿隧能障會等於高溫活化能，從而證明電子由應力鬆弛量子點躍遷之機制為高溫熱激發形式，低溫為穿隧機制。

利用 C-F 高溫量測 3.3 ML InAs 量子點，我們可以得到捕捉截面積 (Capture cross section)，對應約四個電子填入量子點中，捕捉截面積也由 10^{-16} to 10^{-20} cm^2 減少，我們將此效應歸因於庫侖排斥力，一個電子填入量子點約略會減少捕捉截面積一個數量級。我們與正常的量子點作比較，發現應力鬆弛對於量子點之捕捉截面積大約會減少兩個數量級，考慮到缺陷能階在空間上位置處在量子點旁邊，推測捕捉截面積數量級減

少是由於缺陷能階中之電子影響所致。

在 C-F 低溫量測中，我們在 120~140 K 發現電子躍遷速度對應溫度升高，有不尋常的減少之現象，我們將此歸因於在兩群不同的量子點間有載子轉移的現象，使我們量測到不同的電子躍遷速度。與 PL 頻譜 (Photoluminescence spectra) 相比較，可推得這兩群不同的量子點分別為鬆弛量子點與未鬆弛量子點，PL 頻譜顯示，在低溫時，鬆弛量子點具有很大的強度，而隨著溫度升高，其強度卻變弱，因此，可以印證在 C-F 量測上看到的不尋常現象為兩群量子點間的載子轉移所造成。

此外，我們發現了在光激發下的量子躍遷行為，在電容電壓(C-V) 量測上，可以看到在光照射下電容平台會跟著增加；而由 C-F 量測，我們發現電子由量子點躍遷速度在光照射下明顯變快。由以上量測可以推測在光照射下有更多的電子注入至量子點中，由於空乏區中之電子數量增加，使得多餘的電子注入至量子點中所導致。

Electron emission mechanism of InAs quantum dots containing a misfit defect state

Student: Yu-Hsiang Fu

Advisor: Dr. Jenn-Fang Chen

Department of Electrophysics
National Chiao Tung University

Abstract

Electron emission mechanism from InAs quantum dots (QDs) containing a misfit-related defect state induced by strain relaxation is investigated by electrical measurements. By changing oscillation level in the Capacitance-Frequency (C-F) measurement at a low temperature and fitting with a theoretical curve, we find that the tunneling barrier height is equal to the thermal activation energy in the ground state. Therefore, Electron escaping from the QDs shows a thermal activation process at high temperatures and a tunneling emission at low temperatures.

The capture cross section for relaxed QDs grown with InAs deposition thickness of 3.3 ML, obtained from the thermal emission in C-F measurement, is decreased from 10^{-16} to 10^{-20} cm^2 with increasing electron occupation to about four electrons in each QD. This effect is explained by a Coulomb repulsive force which averagely reduces the capture cross section by one order of magnitude with increasing one electron occupation in the QDs. A comparison with non-relaxed QDs shows that strain relaxation can reduce the capture cross section of the electron ground state by about two orders of magnitude. In view of the defect state which is spatially localized near the QDs, we attribute the capture cross section reduction to a Coulomb repulsive effect due to the electrons trapped in the

defect state.

From C-F measurements, the electron emission rate from the 3.3 ML QDs exhibits a unusual reduction with increasing temperature at about 120~140K, which is attributed to a carrier transfer between two different groups of QDs with different emission rates. Comparing with Photoluminescence (PL) spectra, the two groups of QDs are considered to be the relaxed and non-relaxed QDs. The PL spectra show a strong intensity for relaxed QDs at low temperature, and as temperature increases, the intensity becomes weaker. Hence, the unusual phenomenon in the C-F measurement reflects the carrier transfer between the two groups of QDs.

Furthermore, the electron emission of the 3.3 ML QDs under illumination is investigated. The value of the capacitance plateau in the C-V spectra has increased during illumination and, from the C-F measurement, the electron emission rate become faster during illumination. These observations suggest that more electrons are injected into the QDs upon illumination, and the amount of electrons in the depletion region are increased, pushing additional electrons into the QDs.

目 錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	iii
目錄.....	v
圖表目錄.....	vii
第一章 緒論.....	1
1-1 InAs/GaAs 量子點材料簡介.....	1
1-2 Dot-in-well(WELL)簡介.....	2
1-3 研究動機.....	2
1-4 論文架構.....	3
第二章 樣品製備與量測系統簡介.....	5
2-1 樣品製備.....	5
2-1-1 樣品成長.....	5
2-1-2 電極製作.....	6
第三章 應力鬆弛量子點之光性與電性量測.....	8
3-1 TEM 量測分析.....	8
3-2 PL 量測分析.....	8
3-3 C-V 量測分析.....	8
3-4 DLTS 量測分析.....	9
3-5 C-F/G/F-F 量測分析.....	10
第四章 量子躍遷機制之探討.....	19
4-1 躍遷模型探討.....	19
4-1-1 基態躍遷能障.....	19
4-1-2 改變 ac 訊號量測.....	20
4-2 庫侖排斥力對捕捉截面積之影響.....	22

4-2-1	庫侖排斥力.....	22
4-2-2	鬆弛與未鬆弛量子點比較.....	23
4-2-3	缺陷造成之庫侖排斥力.....	24
4-3	解析兩群 QD.....	25
第五章	光激發下之量子點電性量測.....	40
5-1	C-V 量測分析.....	40
5-2	C-F&G/F-F 量測分析.....	41
第六章	結論.....	51
	參考文獻.....	53



圖 表 目 錄

圖 2-1	樣品結構及所對應之能帶圖.....	7
圖 3-1	3.3 ML 樣品之 TEM 傅立葉轉換圖與缺陷分佈.....	12
圖 3-2	鬆弛與未鬆弛樣品低溫 50K PL 比較.....	13
圖 3-3	鬆弛與未鬆弛樣品低溫室溫 PL 比較.....	13
圖 3-4	2.7 ML 未鬆弛樣品 C-V&縱深圖.....	14
圖 3-5	3.3 ML 樣品低溫變頻 CV&縱深圖.....	15
圖 3-6	不同厚度樣品之 DLTS 比較以及 3.3 ML 樣品之缺陷活化能.....	16
圖 3-7	3.3 ML as grown 樣品不同填充偏壓之 DLTS.....	16
圖 3-8	3.3 ML 樣品在-3.2 V 之變溫 C-F 量測.....	17
圖 3-9	3.3 ML 樣品在-3.2 V 之變溫 G/F-F 量測.....	17
圖 3-10	3.3 ML 樣品在各偏壓下之阿瑞尼士圖.....	18
表 4-1	3.3 ML 樣品 C-F 分析之活化能與捕捉截面積.....	24
圖 4-1	2.7 ML 樣品縱深濃度分布及能帶示意圖.....	27
圖 4-2	3.3 ML 樣品縱深濃度分布及能帶示意圖.....	27
圖 4-3	3.3 ML 樣品 C-F 量測之躍遷時間對溫度關係.....	28
圖 4-4	3.3 ML 樣品 C-F 量測載子躍遷之公式擬合.....	28
圖 4-5	改變 ac 訊號量測示意圖.....	29
圖 4-6	不同溫度下改變 ac 訊號 C-F 之量測.....	30
圖 4-7	不同溫度下改變 ac 訊號 G/F vs. F 之量測.....	31
圖 4-8	改變電場對躍遷時間之擬合圖.....	32
圖 4-9	3.3 ML 樣品 C-F 量測各偏壓之 Arrhenius plot.....	34
圖 4-10	3.3 ML 樣品定頻變溫縱深圖.....	34
圖 4-11	未鬆弛 2.7 ML 樣品縱深圖與對應的活化能及捕捉截面積.....	35

圖 4-12	不同厚度樣品之 DLTS 比較以及 3.3 ML 樣品之缺陷活化能.....	35
圖 4-13	3.3 ML 樣品電子填充數量對應捕捉截面積.....	36
圖 4-14	3.3 ML 低溫-3 V 下 G/F-F 量測及對應的躍遷時間對溫度圖.....	37
圖 4-15	3.3 ML 樣品低溫-3 V 下數據與理論曲線擬合圖.....	38
圖 4-16	3.3 ML 樣品室溫 PL.....	38
圖 4-17	3.3 ML 樣品室溫與低溫 PL.....	39
圖 5-1	3.3 ML 樣品照射雷射下電性量測示意圖.....	43
圖 5-2	3.3 ML 樣品照射雷射下 CV 與縱深圖.....	44
圖 5-3	3.3 ML 樣品照射雷射下偏壓-3.4 V 變溫 G/F-F 圖.....	45
圖 5-4	3.3 ML 樣品照射雷射下偏壓-3.8 V 變溫 G/F-F 圖.....	46
圖 5-5	3.3 ML 樣品照射雷射下偏壓-3.4 V 變 power 之 G/F-F 圖.....	47
圖 5-6	3.3 ML 樣品照射雷射下偏壓-3.8 V 變 power 之 G/F-F 圖.....	48
圖 5-7	3.3 ML 樣品之 $\ln(\tau)$ 對溫度做圖.....	49
圖 5-8	3.3 ML 樣品照射雷射後之模型.....	50

第一章 緒論

1-1 InAs/GaAs 量子點材料簡介

量子點(Quantum dot)結構在三維方向之直徑僅在數個~數十個奈米間，與電子平均自由路徑相當接近，故具有將電子能量量化，使其能態密度不連續的特性[1]，另外量子點具有載子侷限性佳，低耗能，具有較窄的增益頻譜(gain spectrum)，以及低起始電流(threshold current)等優點，故在應用上面非常廣泛，用途有:光感測元件(photodetector)，半導體雷射，光儲存元件等等。

目前常見的量子點長晶模式可分為三種模式：(1)層接而後島嶼式(Stranski-Krastanow mode) [2]；(2)層接式(Frank-van Merwe mode) [3]；(3)島嶼式(Volmer-Weber mode) [4]，然而這三種長晶模式主要的差別在於晶格常數的匹配程度，因為晶格常數的不匹配會有彈性應變能的現象產生，若磊晶材料表面能比基板表面能小時，則最初的長晶模式為層接式，但當磊晶厚度超過一定限度時，由於彈性應變能增加而導致晶格會藉由晶格鬆弛來降低應變能，此時會轉為島嶼式成長。當磊晶厚度在一定的臨界值內，晶格鬆弛不會產生出堆疊錯誤(stacking fault)或差排(dislocation)等缺陷[5]，但若超過臨界厚度將會有差排或堆疊錯誤等缺陷情形發生。

InAs 其晶格常數大於 GaAs，故將 InAs 生長於 GaAs 上會產生壓縮應變，根據文獻[6]，當 InAs 的磊晶厚度超過 1.75 ML(Monolayer)時，成長模式會由 2D 轉為 3D，剛開始時不會有任何缺陷產生，但當 InAs 磊晶厚度超過 3 ML 之臨界厚度時，在 GaAs 與 InAs 介面會

產生應力效應，會導致量子點的應力鬆弛(Strain relaxed)，進而產生上述之缺陷情況發生。

1-2 Dot-in-well(DWELL)介紹

Dots in Well 結構是結合量子點與量子井此兩種結構，外形有如夾心餅乾一樣的構造，意味著在磊晶完第一層量子井再成長量子點，之後再磊晶第二層量子井覆蓋在量子點上，變成量子點夾在兩層量子井中間，類似於夾心構造，但是本實驗的 DWELL 樣品結構則是只有成長一邊的 InGaAs 量子井，也就是在 substrate 上就直接成長量子點，之後再覆蓋 InGaAs 量子井，其能帶圖有如階梯式的形狀。而成長 DWELL 結構最主要的目的是為了減少晶格不匹配程度、拉長波長、降低臨界電流密度及增加量子侷限的載子[7,8]。

1-3 研究動機

DWELL 這個結構，最原始的目的是為了減緩晶格間的不匹配、拉長量子點波長、以及成長更均勻更高密度的量子點，而在此結構下量子點成長厚度超過其臨界值後，因為上方 InGaAs 這層緩衝層的存在，導致應力鬆弛所產生的差排缺陷，只在 InAs 內部及下方產生，而在上方並無發現缺陷。而我們發現，由於缺陷的影響，就此造成量子點內的載子躍遷時間變慢，且躍遷機制也改變。一般正常的量子點

在室溫 300K 時，穿遂時間約在 ps 等級，其速度太快，儀器因而無法測量，且其量子點內載子躍遷機制為先受熱激發由基態能階跳至第一激發態能階，再由激發態能階穿遂出去[9,10,11]，但此應力鬆弛樣品在室溫下，受到缺陷空乏的影響，已經不再以穿遂主導，反而以直接跳到 GaAs 導帶為主要逃脫方式，而低溫下亦可量到大於 μs 的穿遂時間，整個載子躍遷的機制已經改變了，我們本論文之主題便是深入的探討其躍遷機制，企圖找出更多特別的現象。

1-4 論文架構

本論文主要是利用光性(PL)及電性(C-V、C-F、DLTS、transient 等)的量測，研究 InAs/InGaAs 應力鬆弛結構之量子點，產生缺陷對量子躍遷的影響，且與未鬆弛的量子點樣品做比較。以下為本論文之簡介章節：

第一章緒論部份，簡介量子點的成長及應用，並對研究的 DWELL 樣品做簡單介紹，以及研究之動機。

第二章樣品的製備，包括了實驗樣品的成長結構及電性量測所需之電極製作。

第三章為介紹在光性以及各種電性量測下，此樣品之光性與電性之介紹為第四章之內容做一個引子。

第四章為深入探討載子躍遷之現象以及未鬆弛與鬆弛量子點之

特性比較

第五章為試圖在電性量測上加入光激發此一元素，在從此數據得出分析與結果。

第六章為本論文之總結。



第二章 樣品製備

2-1 樣品製備

樣品製備分為量子點樣品的成長與正極蕭基界面(Schottky contact)及負極歐姆界面(Ohmic contact)的電極製作。

2-1-1 樣品成長

樣品是由工研院所提供，由分子束磊晶(Molecular beam epitaxy)成長的，長晶所使用的基板為(100)方向的 n^+ -GaAs(10^{18} cm^{-3})，基板成長溫度固定在 600 °C，而 QD、QW 的長晶溫度則設定為 485~500 °C。

成長的步驟：

- (1). 先在 GaAs 基板上成長一層 0.2 μm GaAs 緩衝層(buffer layer，Si doping : 10^{17} cm^{-3})
- (2). 之後成長不同厚度 InAs QD，分別為 2.7 ML 及 3.3 ML
- (3). 接著再以相同溫度覆蓋上一厚度為 60Å 的 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ QW
- (4). 然後低溫(500 °C)成長 20 秒的 GaAs
- (5). 最後升回 600°C，覆蓋 0.2 μm GaAs cap layer(Si doping : 10^{17} cm^{-3})。

本論文成長的樣品結構圖及所對應的能帶圖如圖 2.1 所示。

2-1-2 電極製作

成長完的樣品由於電性量測的需求，有製作電極的必要。主要是利用熱蒸鍍方法在樣品的正面鍍上 Al 形成蕭基界面，利用逆偏壓來調變蕭基界面所形成的空乏區，來量測樣品不同區域的特性。除此之外仍然需要在樣品的背面製作歐姆界面，以便做訊號的量測。另外在製作電極前還需要一連串清理的步驟，以免影響半導體與金屬的界面，造成實驗的誤判。主要步驟如下：

- (1). 配合使用石英震盪器，沖泡去離子水(D.I water)約 3 分鐘(去除表面一般雜質)，並用氮氣吹乾。
- (2). 將試片浸泡於丙酮溶液(Acetone)中約 2~3 分鐘，去除表面油漬。
- (3). 沖泡去離子水，約 3 分鐘(去除殘留之 Acetone)，並用氮氣吹乾。
- (4). 置入稀釋過的鹽酸溶液(HCl : H₂O =1 : 1)中約 2~3 分鐘(去除陽離子及氧化層)。
- (5). 沖泡去離子水約 3 分鐘(去除殘留的酸液)，並用氮氣吹乾。
- (6). 經過清理後的樣品，於其上覆蓋所需要的 mask 來決定金屬界面的面積大小。(本篇論文中所量測的面積大小為 0.005024 cm³)
- (7). 置入蒸鍍機內，使用機械幫浦(mechanical pump)及擴散幫浦(diffusion pump)，待抽真空至 2~3x10⁻⁶ torr 以下，再開始以熱蒸鍍的方式鍍上 Al。

(8). 另外歐姆接觸則是使用 In，先在樣品的背面上點上兩個 In ball，經過高溫爐管約 300 的加熱後，量測兩個 In ball 間的電阻值使低於 10Ω ，具有歐姆特性，再將之置於均勻塗滿 In 的 Si 基板上。以上為電性量測所需的樣品製備。

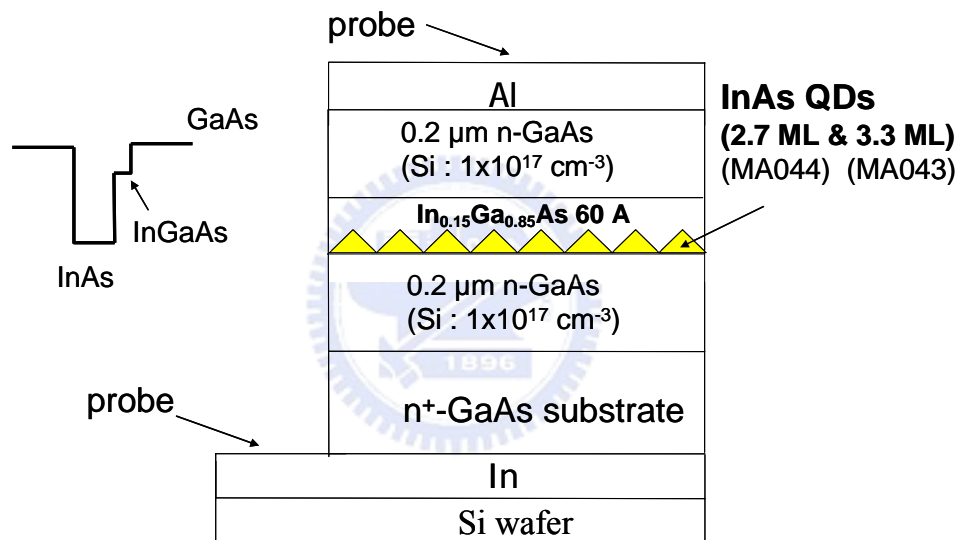


圖 2-1 樣品結構及所對應之能帶圖

第三章 應力鬆弛量子點之光性與電性量測

TEM 量測與分析

在前一章樣品製備時，便已介紹樣品為 3.3 ML InAs QD，而由於已超出正常 QD 可生長的臨界厚度，所以為已應力鬆弛之 QD，從 TEM 轉傳立葉的圖 3-1，我們可以看到在 QD 內部以及後方都有插排缺陷的存在[12]，而在 QD 上並沒有發現有任何插排缺陷，原因在於在生長 QD 時有在其上方長一層 InGaAs 的應力緩衝層，使其較不易有插排缺陷的產生。

PL 量測與分析

我們先從低溫 PL 開始看起(圖 3-2)，可以看到對照正常 QD 的峰值，鬆弛 QD 在峰值的位置發生藍移的現象，顯示 QD 在應力鬆弛後，其高度會下降，故而造成在 PL 上面看到的情況，而從室溫 PL(圖 3-3)我們發現其峰值強度比起正常 QD 下降幅度很大，這是由於鬆弛 QD 尺寸較小，相對來講 bandgap 就大，如此一來對載子的侷限性便較差，故一旦溫度升高，峰值強度就削減很快[13]，至此由 PL 數據得到鬆弛 QD 兩個特性，第一是其尺寸較小(高度較低)，第二是侷限性不佳。

C-V 量測與分析

我們由圖 3-4(正常 QD)及圖 3-5(應力鬆弛 QD)來比較，圖 3-3 的樣品由於有經過 Etching 的過程，所以 CV 平台及峰值的位置都有提前，我們在 CV 量測上面看到幾個特性，首先，QD 經過了應力鬆弛後，對照正常 QD 的縱深圖，其訊號在電性上面依然可以被量測到 [14]，除此之外，由鬆弛 QD 的 CV 量測對頻率的響應，可以推測受到缺陷的影響，載子從 QD 跳出的速度受到影響，所以在高頻時，電子躍遷時間趕不上 ac 量測頻率，其峰值濃度會下降低於室溫，而在鬆弛 QD 的縱深圖上面，我們發現 QD 訊號後緣的部份有很大的空乏區，接著在 $0.34 \mu\text{m}$ 處濃度卻急遽升高，我們對照前面的 TEM，可以推測由於 QD 應力鬆弛的關係，造成 QD 內部及下方都有 misfit dislocation，由此推斷 QD 下方的缺陷能階空乏了載子，故我們才會在縱深圖看到此情況，至於空乏區在高頻時濃度較高，可歸因於先前所說，前面 QD 的峰值趕不上 ac 量測頻率，那麼在加深量測偏壓時，之前沒被趕出的載子都要被強制掃出，所以造成這個結果。

DLTS 量測與分析

由前面的 CV 量測，可以發現缺陷能階對於鬆弛 QD 的影響很大，所以我們利用 DLTS 量測來找出此缺陷能階之相關特性，圖 3-6

為比較不同厚度 QD 的 DLTS 量測，量測偏壓為 $-1.5\text{ V} \sim -3.5\text{ V}$ ，在 2.0 ML 以及 2.3 ML QD 我們沒有發現有任何缺陷的訊號，而 3.3 ML 在接近 270 K 的位置發現了缺陷訊號的出現，利用改變不同的 Rate window，畫出阿瑞尼士圖，得到此缺陷的活化能 E_a 為 410 meV [16]，其位置大約在 QD 下方，而我們再進一步固定 rate window 2.15 ms 以及固定量測偏壓為 -1.3 V 至 -2.3 V ，但這次改變不同的 filling pulse，如圖 3-7，我們可以看到當 filling pulse 到達 3ms 時，缺陷峰值不再變大，也就是已經飽和，這代表此種缺陷的類型為 point defect 而非電容值隨時間變化曲線呈現對數函數之 threading dislocation[17,18]，這個結果在後面研究會繼續應用。

C-F&G/F-F 量測與分析

由於 QD 應力鬆弛，造成 QD 產生缺陷能階，而在前面 DLTS 量測中，已經找出此缺陷能階約在 QD 下方的位置，對應我們在 CV 量測上的縱深圖，可以得知，此缺陷能階將 QD 後方的載子抓住，使其產生一個巨大的空乏區，如此一來對於處於 QD 的載子而言，要跳出 QD 就要克服一個又高又厚的能障，所以載子躍遷的時間會因此變慢，在 CV 量測可以發現有頻率響應的現象，故我們可以利用 C-F&G/F-F 量測來討論載子在不同溫度下的躍遷時間以及不同型態的躍遷方式，如圖 3-8&圖 3-9，我們可以看到在不同溫度下，載子由

QD 躍遷的速度也不同，對於鬆弛 QD 樣品，我們需要進行更深入的研究，所以進行大範圍偏壓的 C-F 及 G/F-F 量測，選定由 -2 V 至 -3.4 V，對照 CV 圖，便是掃了整個 QD 的能階，我們將 G/F-F 上各偏壓峰值對應溫度畫為阿瑞尼士圖，如圖 3-10 所示，在此可看到一些特別的現象，我們先從低溫來討論，在此部分的載子從 QD 躍遷出來的速度，似乎不受溫度的影響，而是呈現定值的排列，但隨著溫度升高，載子從 QD 躍遷出來的速度，對溫度的敏感度增高，這與我們在正常 QD 上面看到的載子兩階段躍遷有極大的差別，不過若為正常 QD 躍遷，其速度便要在更低溫才可被量測到，在此便已經顯露出鬆弛 QD 的特殊性質，而這個特性我們會在下一章詳述。

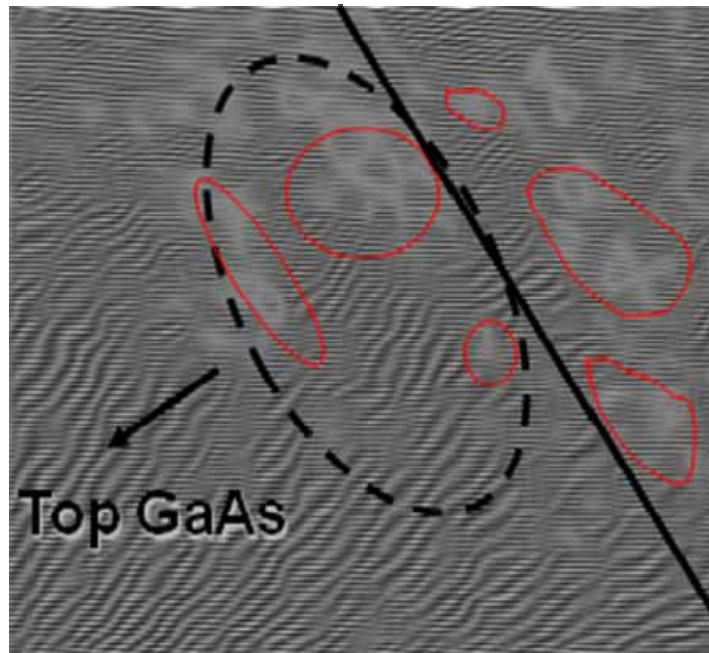


圖 3-1 3.3 ML 樣品之 TEM 傅立葉轉換圖與缺陷分佈

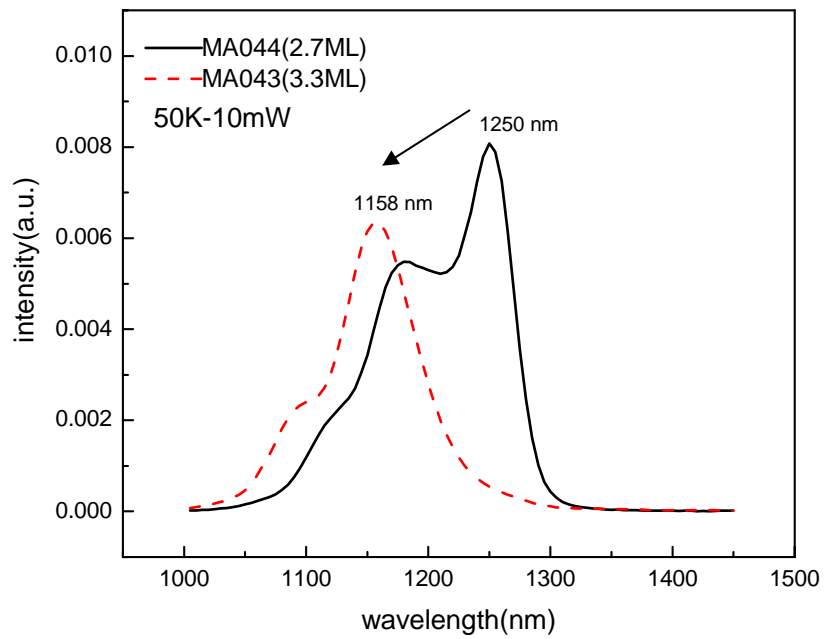


圖 3-2 鬆弛與未鬆弛樣品低溫 50K PL 比較

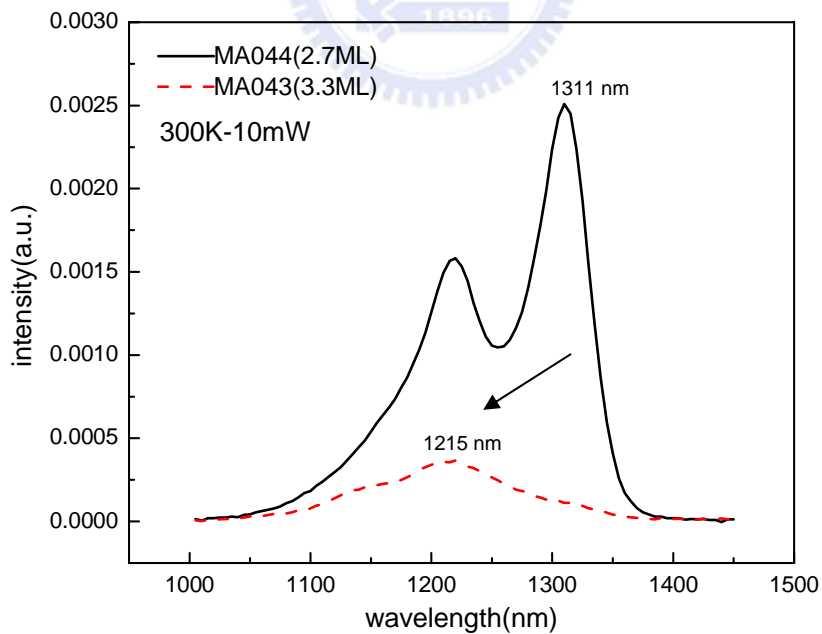


圖 3-3 鬆弛與未鬆弛樣品室溫 PL 比較

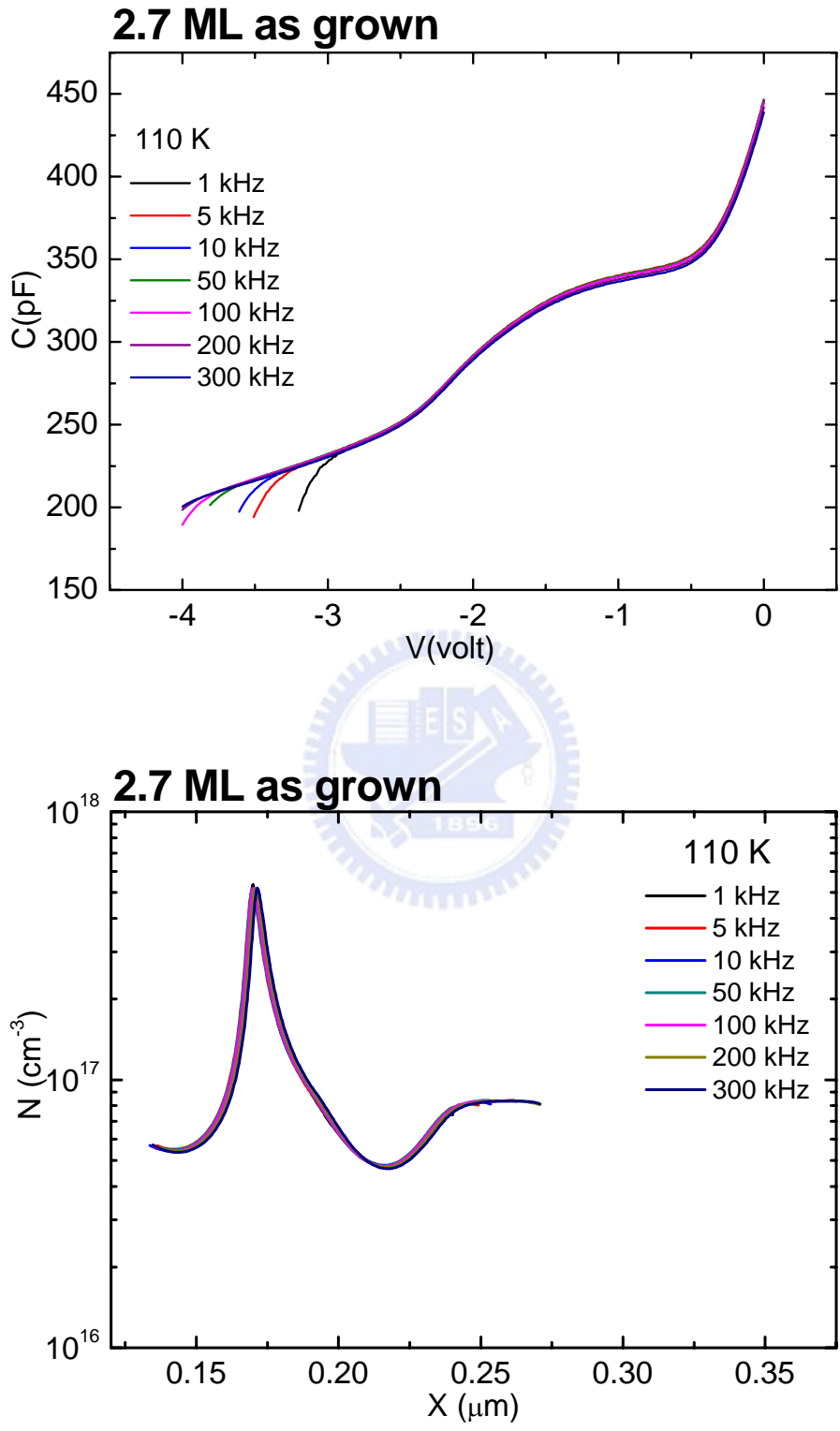


圖 3-4 2.7 ML 未鬆弛樣品 C-V&縱深圖

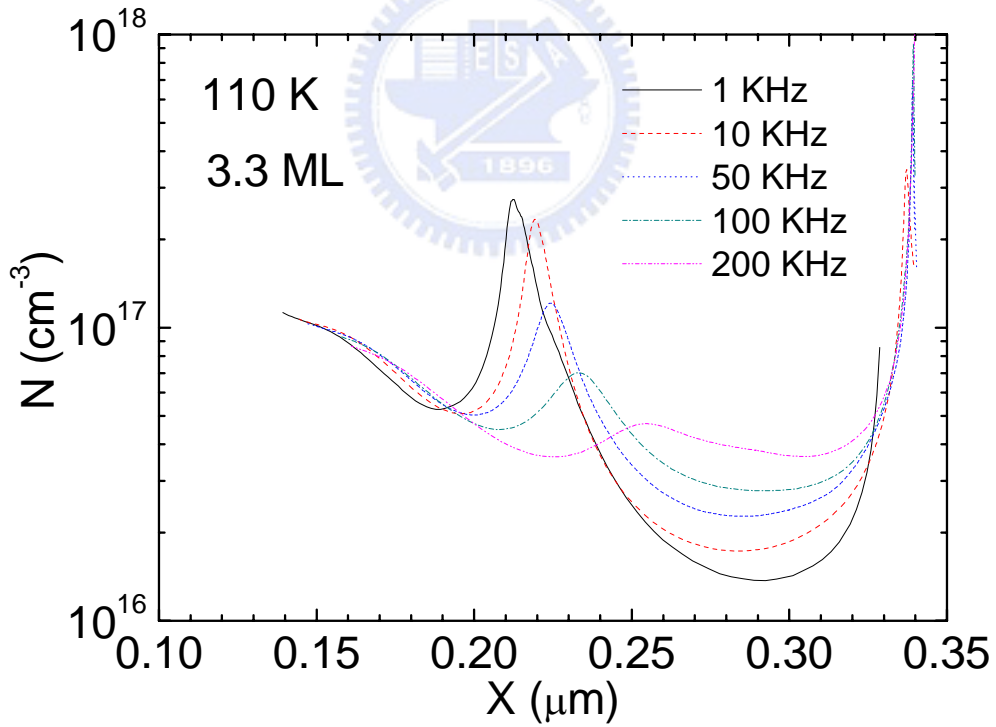
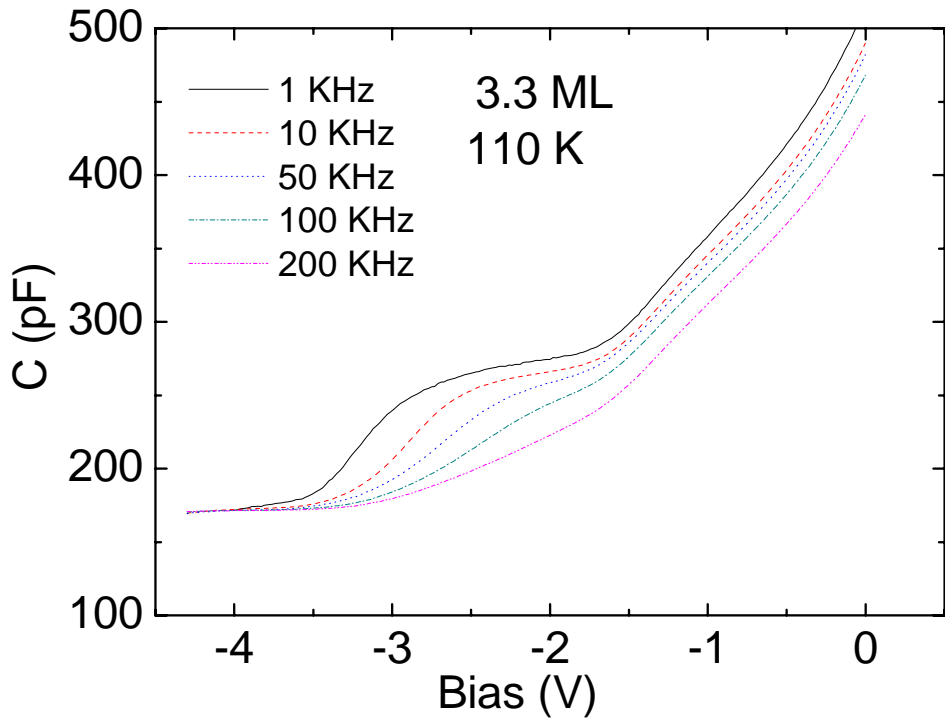


圖 3-5 3.3 ML 樣品低溫變頻 CV&縱深圖

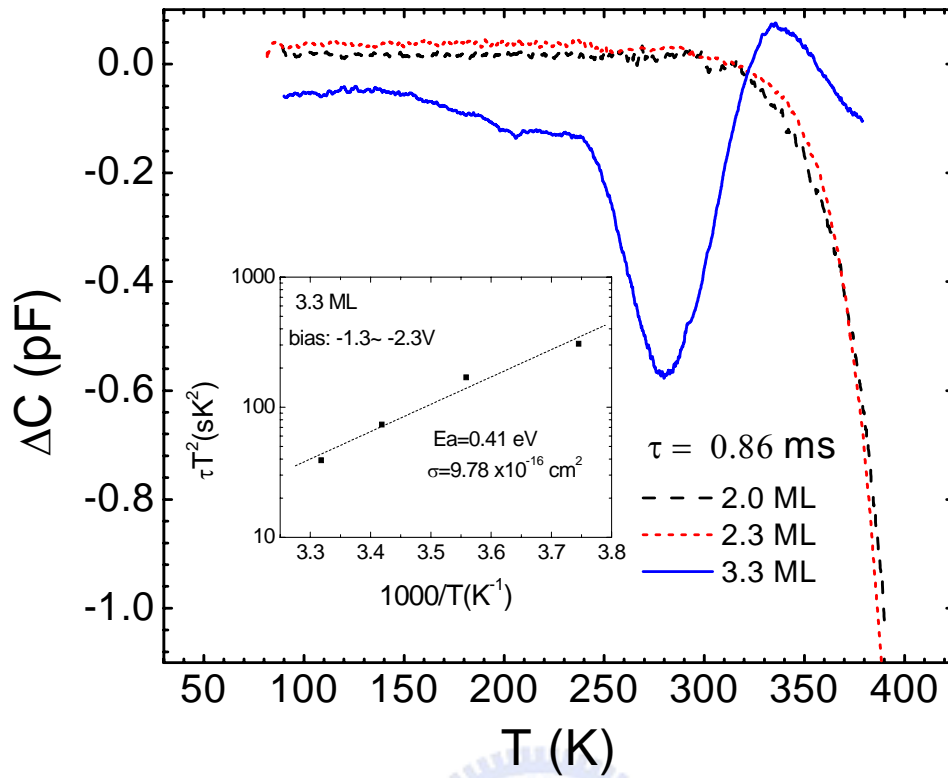


圖 3-6 不同厚度樣品之 DLTS 比較以及 3.3 ML 樣品之缺陷活化能

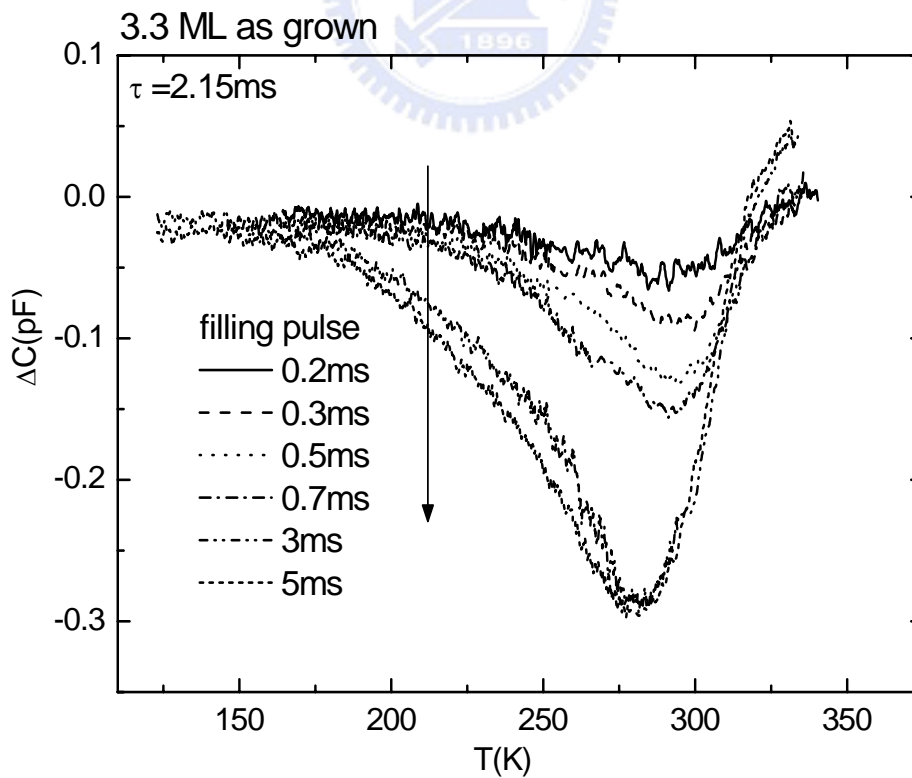


圖 3-7 3.3 ML as grown 樣品不同填充偏壓之 DLTS

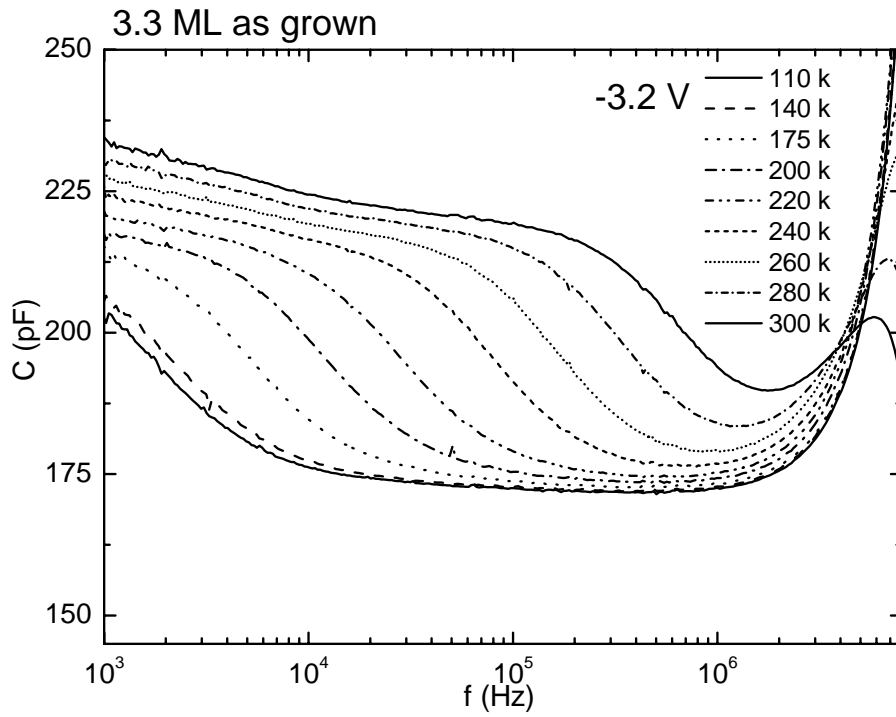


圖 3-8 3.3 ML 樣品在-3.2 V 之變溫 C-F 量測

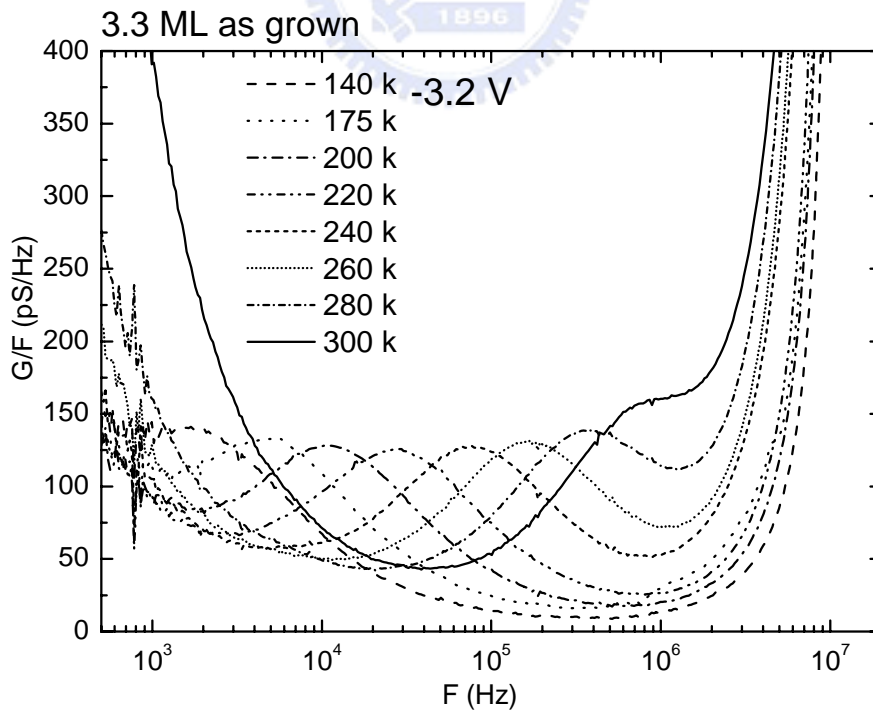


圖 3-9 3.3 ML 樣品在-3.2 V 之變溫 G/F-F 量測

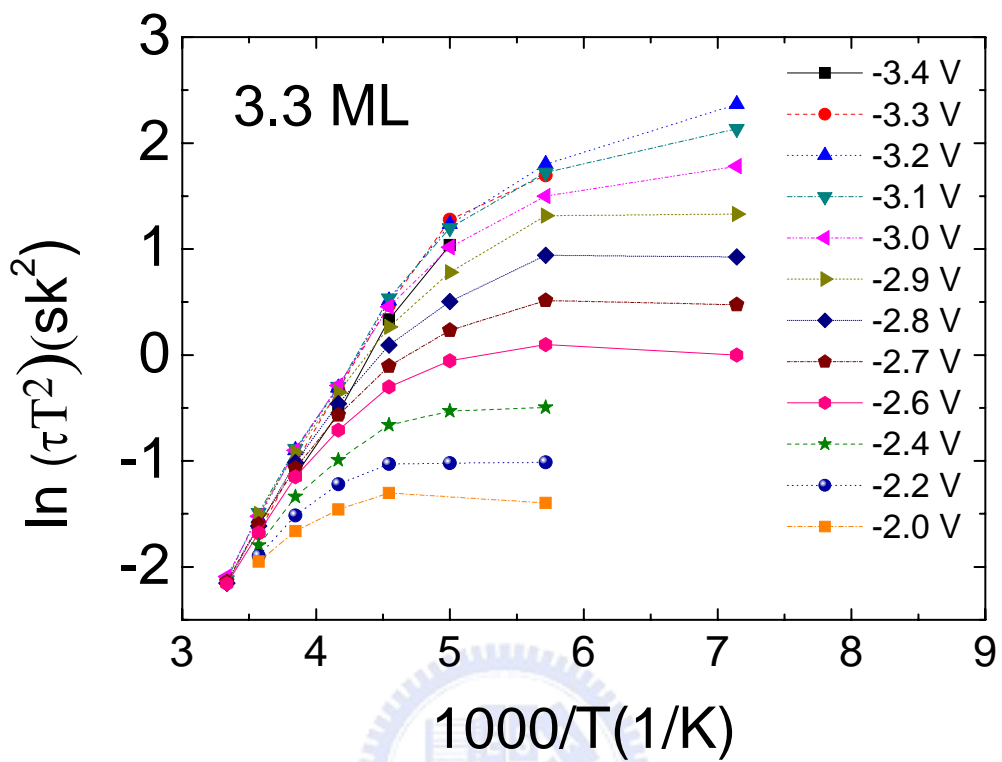


圖 3-10 3.3 ML 樣品在各偏壓下之阿瑞尼士圖

第四章 量子躍遷機制之探討

首先介紹一下未鬆弛與鬆弛的樣品間載子躍遷機制之不同，由圖 4-1 與圖 4-2 的縱深濃度分布以及簡單的能帶示意圖便可區分出兩者的差異，最主要是鬆弛後的 3.3 ML 樣品產生的缺陷空乏了 QD 的載子，在縱深圖(箭頭處)產生一很大空乏區，超出正常 QD 空乏載子的量。如此大的空乏區造成能帶突起，改變了原本載子先往上跳躍在穿遂出去的兩段式躍遷，於是高溫時便直接跳上至 GaAs 導帶；低溫載子熱能不足便只能以穿遂形式出現。

4-1 躍遷模型探討

4-1-1 基態躍遷能障



由前段的結論可知，應力鬆弛後的載子躍遷機制為高溫時由熱激發主導，低溫時由不受溫度影響的穿隧主導，由兩部分組成，即 $e_n = e_{\text{tun}} + e_{\text{th}}$ [19]，其中 e_{th} 為熱激發率， e_{tun} 為低溫的穿隧率 [20]，分別由下列公式描述

$$e_{\text{th}}(T, F) = \gamma T^2 \sigma_n \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right] \quad (4-1)$$

$$e_{\text{tun}} = \frac{qF}{4\sqrt{2m^*E_h}} \exp\left[-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*E_h^3}}{q\hbar F}\right] \quad (4-2)$$

其中對 n-type GaAs， γ 為 $2.28 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$ (與溫度無關的常數)、 F

為電場、 E_h 為穿隧能障(tunneling barrier height)，利用上面提到的公式，以及 Mathematica 繪圖軟體，針對圖 4-3 數據來擬合，結果如圖 4-4，在其中我們發現，在小偏壓下數據與理論曲線十分吻合，由此證得激發態之載子躍遷機制便如上述所提出之模型，但大偏壓下的低溫數據由於存在另外一個現象，以致於理論曲線在基態的擬合並非很完整，如此便不足以證明低溫下的基態是直接穿隧出去而不是以兩段式躍遷，因此我們需要利用此理論最重要的關鍵，也就是 $E_h = Ea$ ，若能證明在基態的 $E_h = Ea$ ，則此理論模型便可合理的描述載子在基態的躍遷行為，高溫部分的 Ea 可以利用變溫 C-F 量測，進一步利用 (4-1) 式擬合來求得，但低溫穿隧並不能利用變溫來獲得 E_h ，因為此機制並不會受溫度的影響，讓我們再檢視一次 (4-2) 式，可以發現要在低溫量測中找出 E_h ，便要利用電場 F 的變化來作 C-F 量測，再利用 (4-2) 式來做擬合求得。

了解到需要以變化電場量測，一般而言都會想到改變量測偏壓就可以達到變化電場的目的，但是改變量測偏壓不僅會將電場改變，也會改變存在於 QD 中的載子量，造成了載子在 QD 中的穿隧能障變化，如此一來就失去了改變電場量測的本意，故我們要找出一個既使電場有所改變，又能讓 QD 中的載子維持固定數量的方法。

4-1-2 改變 ac 訊號量測

對於變化電場量測的重點在於要確保 QD 的載子數維持固定，所以我們試著思考是否要配合 ac 訊號一起改變才能達成效果，但只改變了 ac 訊號會造成上面對齊下面不對齊或是剛好相反的情況，所以我們需要把量測的偏壓先調整至 QD 底部或是接近底部的部份，對應到的偏壓大約是在 -3.4 V 左右的位置，量測的方式就如圖 4-5 所示，一開始先量較高的偏壓對應較小的 ac 訊號，隨著量測偏壓變深，ac 訊號也慢慢加大，這樣我們就可以確保在電場改變的同時，存在於 QD 中的載子量也相同，在低溫調變 ac 訊號 C-F 量測到的圖 4-6(a)(b)，可以看出電場對載子躍遷的影響，從圖 4-7(a)(b)的 $G/F - F$ 量測更可以明顯看出此一效應，而圖 4-6(c)及圖 4-7(c)則為高溫時的量測，可見高溫為熱激發方式跳出，所以對電場的變化不會有反應

我們利用圖 4-7(a)(b)的數據，利用 Mathematica 繪圖軟體畫出 $\ln(\tau)$ vs. $1/F$ 的圖且做擬合，如圖 4-8 所示，再將擬合出的參數帶回 (4-2) 式，可得 E_h 約為 210 meV，與在高溫利用阿瑞尼士圖擬合 -3.4 V 對應出的 E_a (212.74 meV) 大致相同，由以上我們便可證明鬆弛 QD 對應載子由不同能階之載子躍遷機制為低溫時熱動能不足，所以由穿隧主導，而隨著溫度升高，越來越多的載子獲得熱動能，所以高溫時便由熱激發主導。

4-2 庫倫排斥力對捕捉截面積的影響

4-2-1 庫倫排斥力(coulomb exclusive force)

在我們對不同偏壓的 Arrhenius plot 圖 4-10 做擬合之後，我們可以得到對應的活化能(E_a)以及捕捉截面積(σ_n)，如表 4-1 所示，我們發現到隨著我們量測的逆向偏壓由 -3.4 V 到 -2 V，捕捉截面積會呈減少的趨勢，減少的幅度大約為四個數量級，我們從熱激發公式 4-1 來看，捕捉截面積在理論上應為定值，但在實驗數據與我們在理論上面看到的現象不太相同，之前的研究曾經將此現象歸因於電場的效應[21]，但在高溫下的載子躍遷機制為熱激發，電場效應會影響的躍遷機制為穿隧效應，表 4-1 中活化能的增加也違背電場效應，從實驗數據圖 4-6(c)及圖 4-7(c)也得到了電場與熱激發並無關聯的證據，而在改變逆向偏壓量測不同能階除了會改變電場以外，也會使填入的電子數量改變，故我們由此推測應為在 QD 中之電子會對要進入 QD 之電子具有庫倫排斥力的關係[22]，我們藉由表 4-1 來對照，在量測的過程中，由 -3.4 V 探測到 QD 基態的底部，在這個偏壓下面，QD 裡面只存在些微的電子，隨著加入的逆向偏壓變小，我們會量測到較高的能階，在此同時也會有更多的電子注入 QD 之中，如此一來原本存在於 QD 中的電子，對於新注入的電子會有更強大的庫倫排斥力，

導致 QD 的捕捉截面積會因此而變小。由表 4-1 可知，由 QD 的底部量測至接近 QD 頂部量測，其捕捉截面積相差約四個數量級，再由圖 4-10 之縱深圖，可以看出基態與第一激發態之能階填入之電子數量相當，而根據量子力學可知，一般基態可填入之電子為兩個，故綜合上述幾點，我們推測每填入一個電子進入 QD，平均會減少捕捉截面積一個數量級。

4-2-2 鬆弛與未鬆弛量子點之比較

我們先從未鬆弛的 2.7 ML QD 樣品來開始分析，如圖 4-11 所示，對照鬆弛 QD 之捕捉截面積，可發現正常的 QD 在基態量測到的捕捉截面積約為 10^{14} cm^{-2} ，但 3.3 ML 的 QD 即使已經將量測偏壓空乏至接近 QD 底部-3.4 V，其捕捉截面積卻只能達到約 10^{16} cm^{-2} ，兩者之間相差了兩個數量級，而鬆弛與未鬆弛的 QD 之間差異最大的就在於應力鬆弛的 QD 下方有缺陷存在，我們利用前面所得到的結論，一個電子填入會造成捕捉截面積減少一個數量級，推測應是下方缺陷在空間上對於 QD 造成了庫倫排斥力之影響，所以接下來便要計算缺陷濃度來證明是否為缺陷所影響。

4-2-3 缺陷造成之庫倫排斥力

圖 4-11(a)為偏壓範圍在-1.5 V ~ -3.5 V，不同厚度的 DLTS 比較，圖 4-11(b)為 3.3 ML 缺陷對應的擬合，擬合後的結果發現此一缺陷的活化能 E_a 約為 410 meV，大約在 QD 下方的位置，此缺陷是屬於會飽和的缺陷，利用其飽和峰值 $\Delta C = 0.6$ pF，由理論計算公式 $N_T = N_D(\Delta C/C_0^2)\epsilon A$ ，其中樣品參雜濃度 $N_D = 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、初始電容值 $C_0 = 170$ pF、本樣品介電常數 $\epsilon = 1.14 \times 10^{-10}$ F/m、金屬接面量測面積 $A = 5 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 得到被 DLTS 量測到的缺陷濃度 N_T 約為 $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ，將此缺陷濃度與在一般 TEM 上面看到的量子點濃度 10^{10} cm^{-2} 比較後，我們可以推測缺陷對應每個 QD 大約會抓兩個電子，對應我們在上一節之論證，缺陷能階對於 QD 之影響也符合一個電子減少捕捉截面積一個數量級的推論，我們利用電子數量對應捕捉截面積的圖 4-12 更可以清楚看到，在鬆弛 QD 內連同缺陷之電子都不存在時，其捕捉截面積之數量級相當於未鬆弛 QD，由以上便可驗證，鬆弛 QD 其捕捉截面積與未鬆弛 QD 相比少了兩個數量級，其原因在於缺陷對於鬆弛 QD 在空間上也會有庫倫排斥力之影響。

3.3 ML As grown

Bias (V)	Ea (meV)	Capture Cross section (cm²)
-2	90.64	1.97×10^{-20}
-2.2	119.35	4.09×10^{-18}
-2.4	144.03	1.03×10^{-17}
-2.6	169.47	2.64×10^{-17}
-2.8	191.56	6.18×10^{-17}
-3.0	200.27	8.11×10^{-17}
-3.2	201.88	8.75×10^{-17}
-3.4	212.74	1.96×10^{-16}

表 4-1 3.3 ML 樣品 C-F 分析之活化能與捕捉截面積



4-3 解析兩群 QD

在先前提到低溫大偏壓下對 3.3 ML 樣品進行 C-F 量測，發現在低溫時有特別的現象，如圖 4-14，在溫度為 110K 到 120K 時，呈現溫度升高，量測到的載子頻率變快的趨勢，但到了 130K 及 140K 時，頻率卻不增反減，到 140K 之後，才符合我們在前面對此樣品建立的載子躍遷模型，在 4-1 節中我們提及理論取線與數據的擬合，在小偏壓時十分吻合，但是在大偏壓時的低溫數據卻無法吻合，我們從圖 4-15 便可以清楚看到大偏壓下與小偏壓下的低溫數據不同性，在大偏壓下我們利用兩個理論曲線試著對數據進行擬合，但我們發現在 140K 前後，理論曲線需要代入的 E_h 並不相同，故在此推論量測到兩群的可能，我們將 120K 以前量到的 QD 簡稱 A 群 QD，在 140K 以後量到的 QD 簡稱 B 群 QD

我們利用 4-1 節變化 ac 訊號的量測方法，找出這兩群 QD 相對應的位障，A 群 QD 的量測結果如圖 4-15，我們將之對應的峰值去做擬合， E_h 約為 165 meV，而 B 群 QD 的 E_h ，就如同表 4-1， E_h 約為 210 meV，兩者相差 45 meV，我們試著將之與 PL 的結果對照(圖 4-16)，可以發現在 300K 下面兩群量子訊號相差約為 71 meV，分別是對應鬆弛 QD 以及少部分的未鬆弛 QD，我們用圖 4-17 的室溫與低

溫對照 PL，可以看出 PL 在低溫量測時，鬆弛 QD 的訊號十分強烈，甚至蓋過未鬆弛 QD 的訊號，但隨著溫度升高，鬆弛 QD 的訊號迅速的減弱，另一方面，未鬆弛 QD 的訊號強度並未隨著溫度升高而有明顯的減少，反而因為鬆弛 QD 的訊號的減弱而慢慢的浮現出來，這個原因在於 QD 鬆弛後會變為較小的 QD，侷限性變差之緣故，所以溫度一升高訊號強度就減弱很快，相對的未鬆弛 QD，其 bandgap 較小，載子侷限力較強，溫度升高時載子會在兩群 QD 間重新的分布，所以高溫時未鬆弛 QD 的訊號就較明顯，這也可算是某程度的載子轉移現象，對應我們在 C-F 的量測，小偏壓的量測時，因量到較高的能階，故量測到的載子速度都是由未鬆弛 QD 所跳出，此時量到的 QD 只有鬆弛 QD，所以十分符合我們的理論曲線，但在大偏壓下面，在溫度低於 120K 時，鬆弛 QD 的訊號十分強烈，所以在電性上量到皆為其對應之頻率，隨著溫度升高，鬆弛 QD 的侷限載子能力變差，在溫度 140K 為一個轉折處，之後的溫度就量測到未鬆弛的 QD 訊號，就如同我們在 G/F-F 量測的變化，這也說明了鬆弛樣品 QD 均勻性不足，至於為何未鬆弛的 QD 的載子躍遷機制也和鬆弛 QD 相同，這是因為鬆弛 QD 底下的缺陷能階，不僅空乏了鬆弛 QD 的後方，也將未鬆弛 QD 的後方空乏，才會使其躍遷機制相同

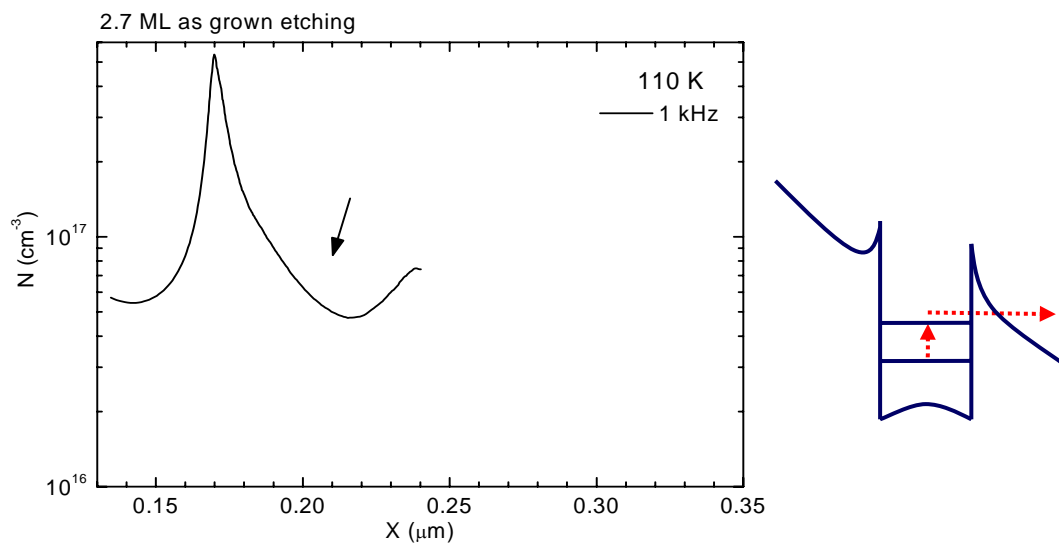


圖 4-1 2.7 ML 樣品縱深濃度分布及能帶示意圖

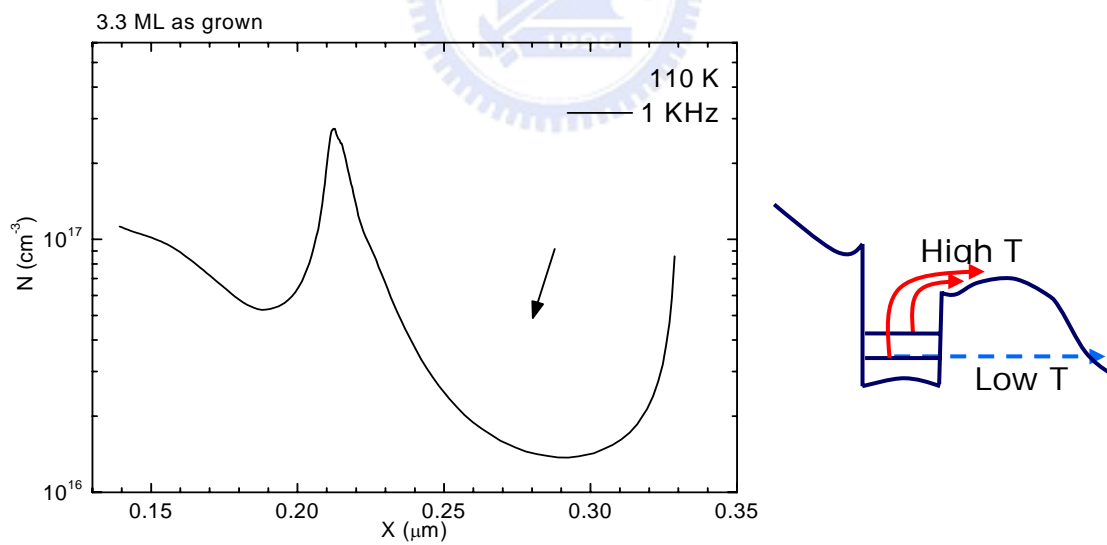


圖 4-2 3.3 ML 樣品縱深濃度分布及能帶示意圖

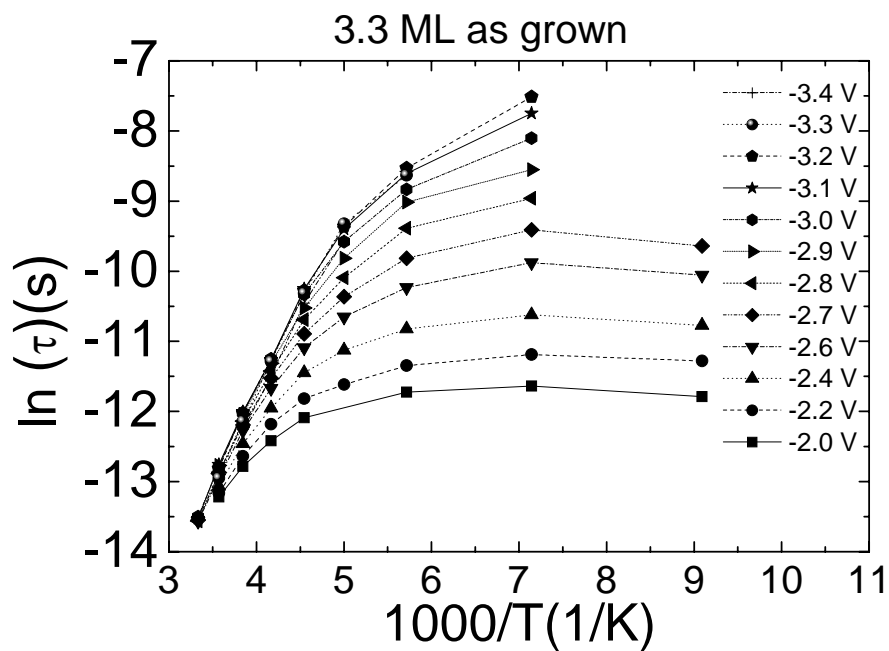


圖 4-3 3.3 ML 樣品 C-F 量測之躍遷時間對溫度關係

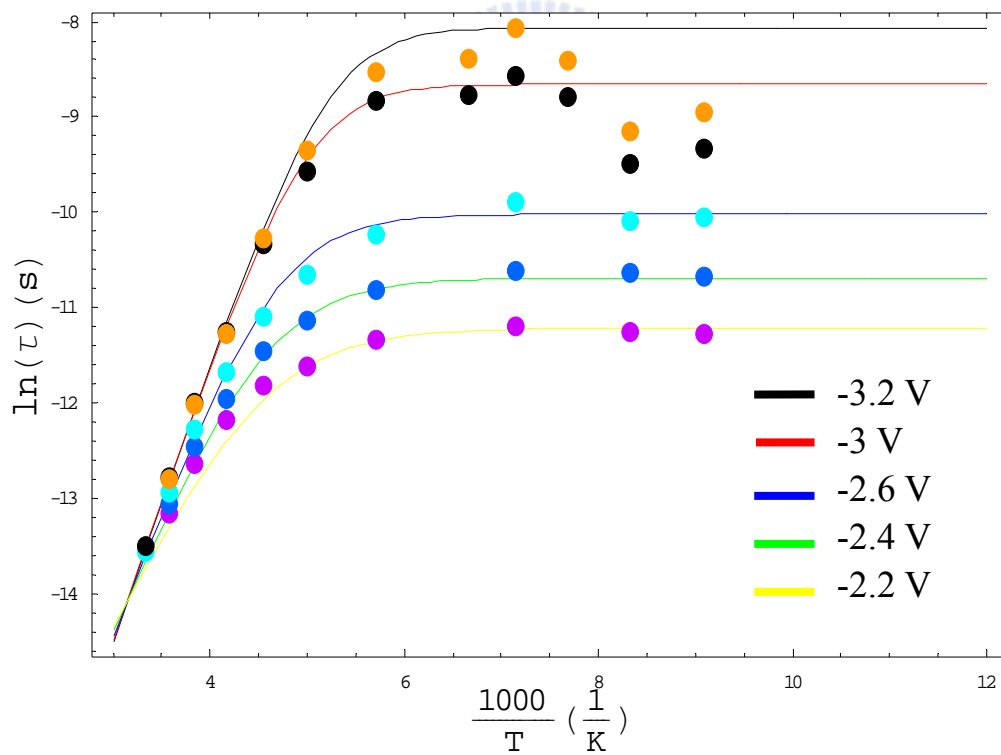


圖 4-4 3.3 ML 樣品 C-F 量測載子躍遷之公式擬合

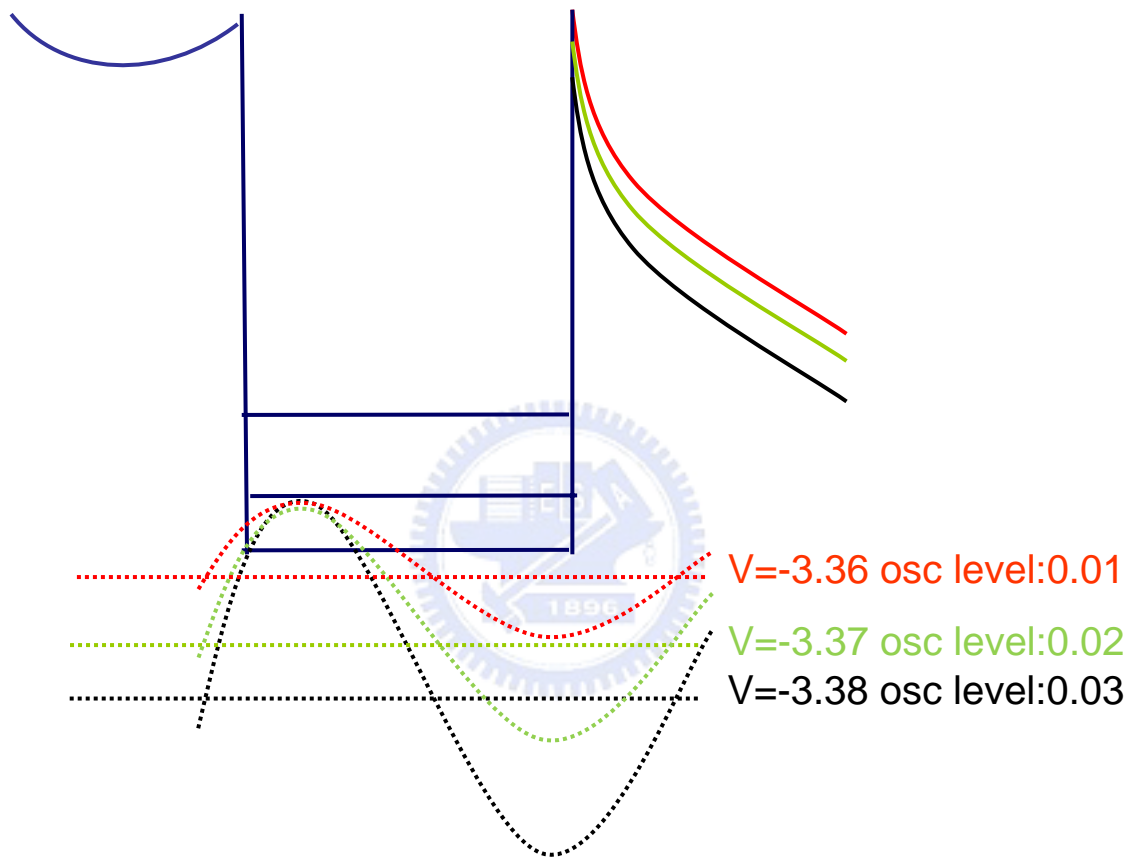


圖 4-5 改變 ac 訊號量測示意圖

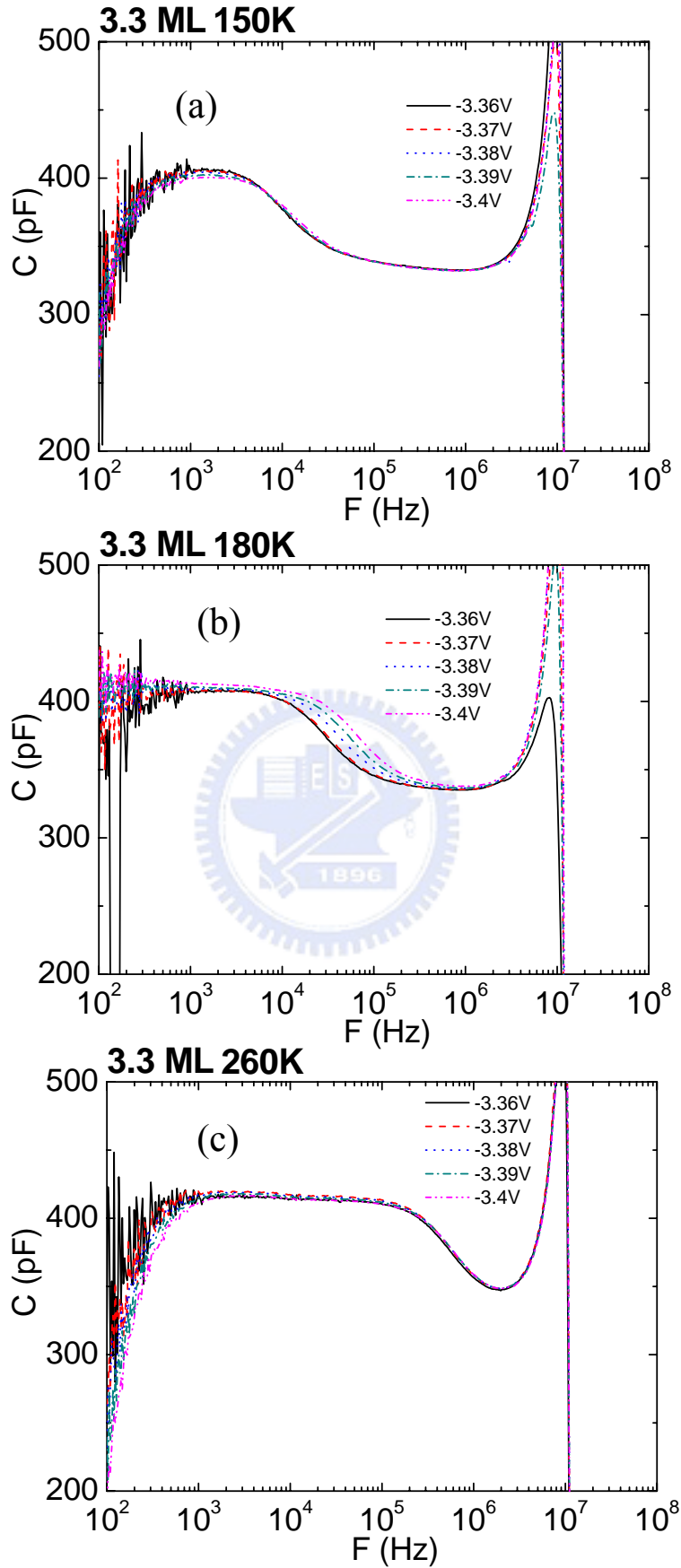


圖 4-6 不同溫度下改變 ac 訊號 C-F 之量測

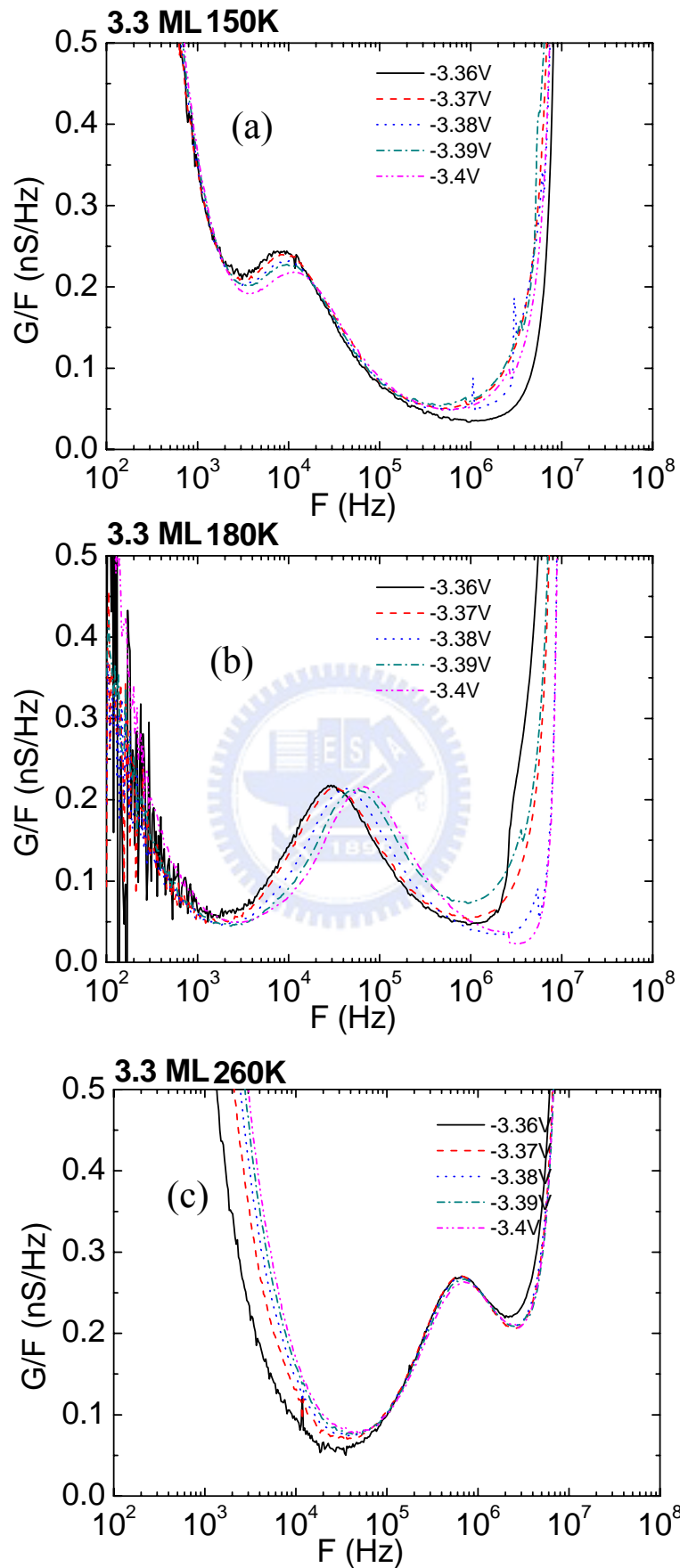


圖 4-7 不同溫度下改變 ac 訊號 G/F vs. F 之量測

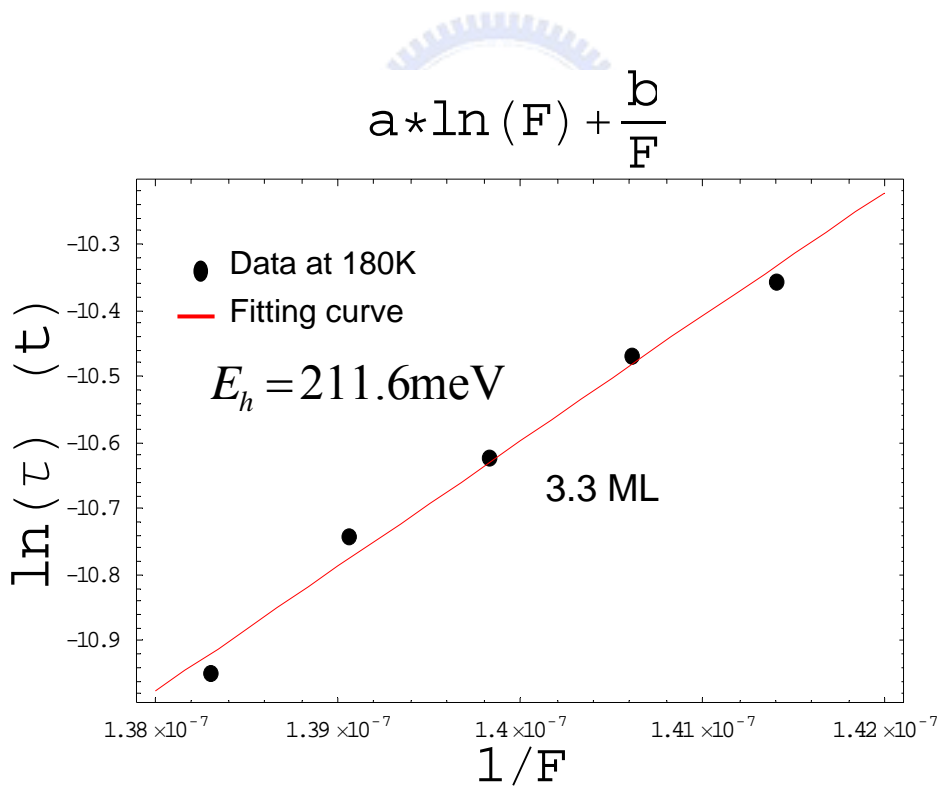
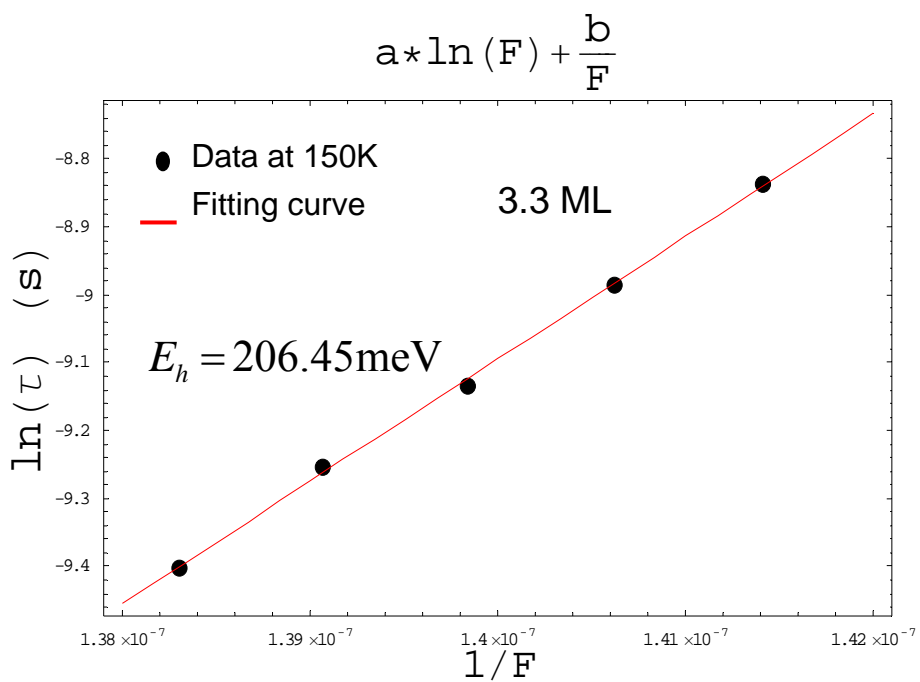


圖 4-8 改變電場對躍遷時間之擬合圖

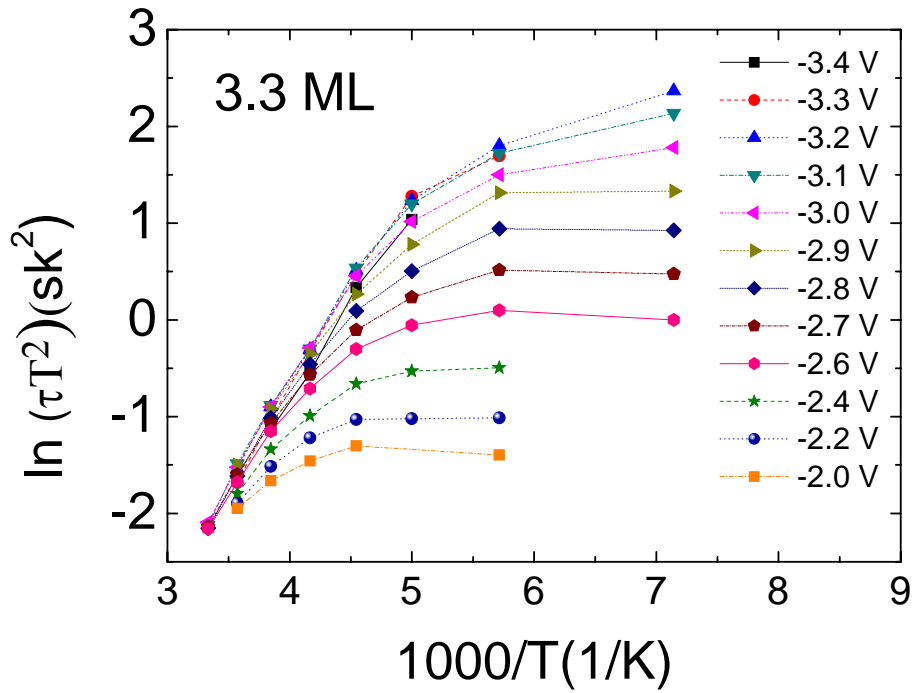


圖 4-9 3.3 ML 樣品 C-F 量測各偏壓之 Arrhenius plot

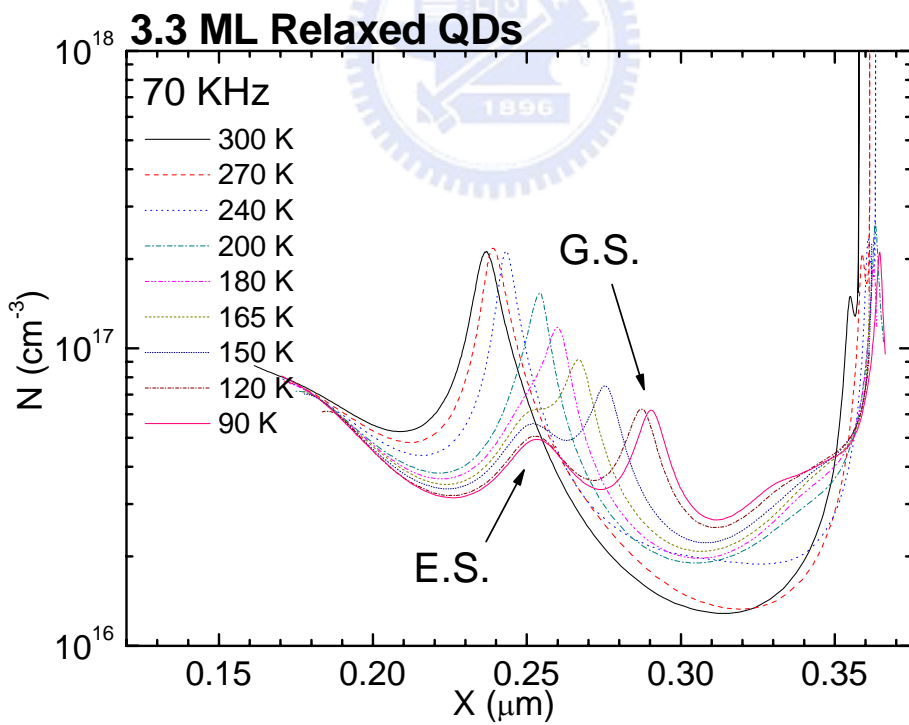


圖 4-10 3.3 ML 樣品之定頻變溫縱深圖

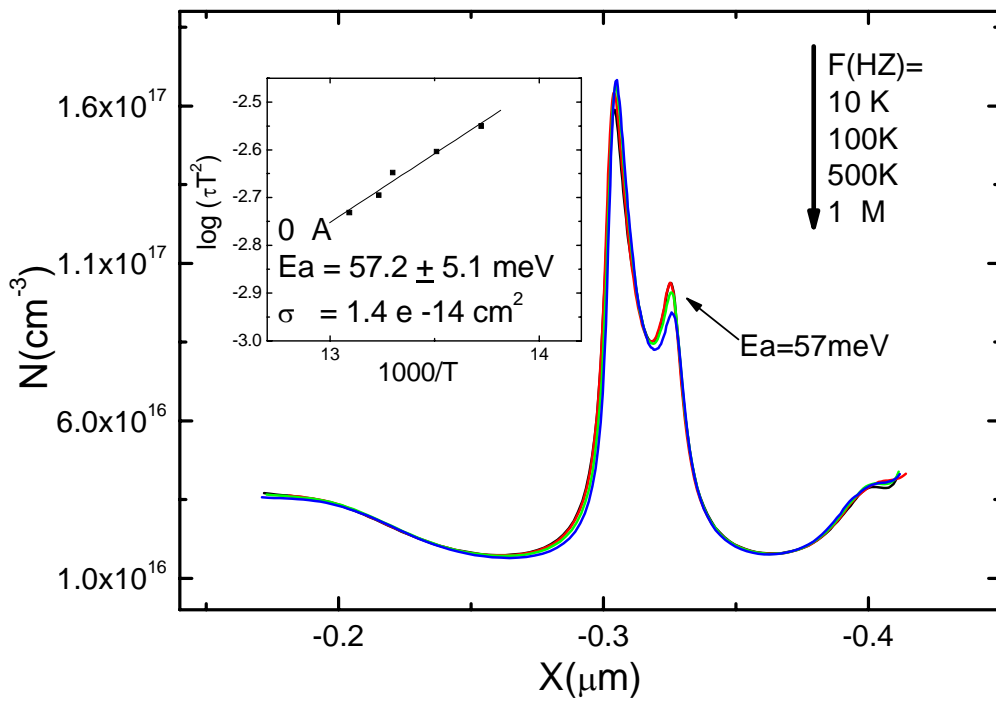


圖 4-11 未鬆弛 2.7 ML 樣品縱深圖與對應的活化能及捕捉截面積

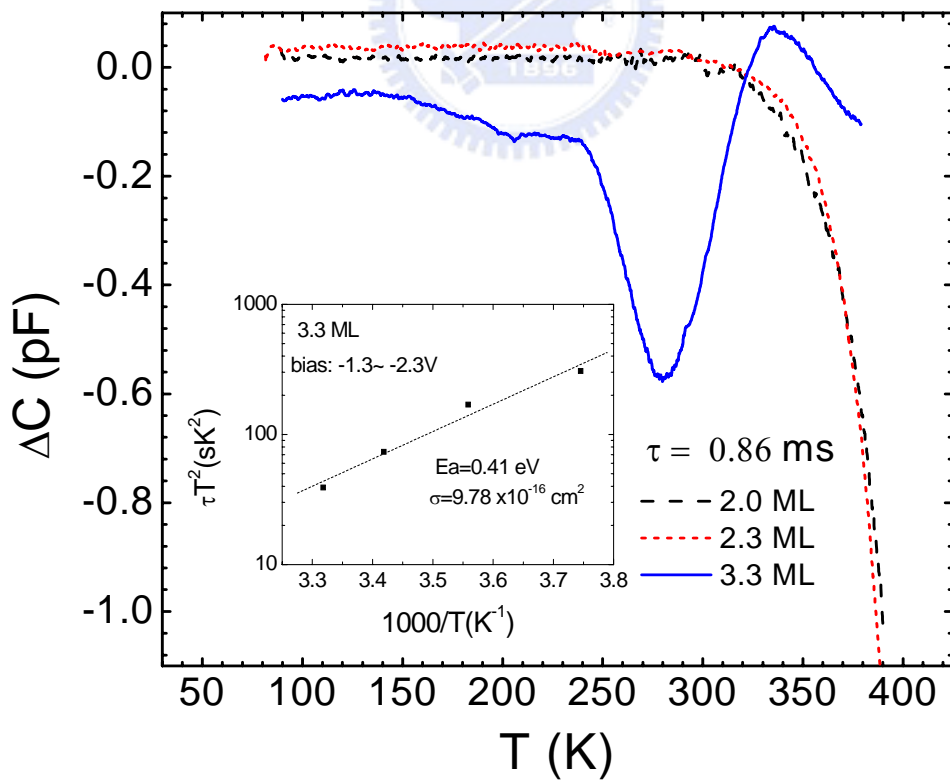


圖 4-12 不同厚度樣品之 DLTS 比較以及 3.3 ML 樣品之缺陷活化能

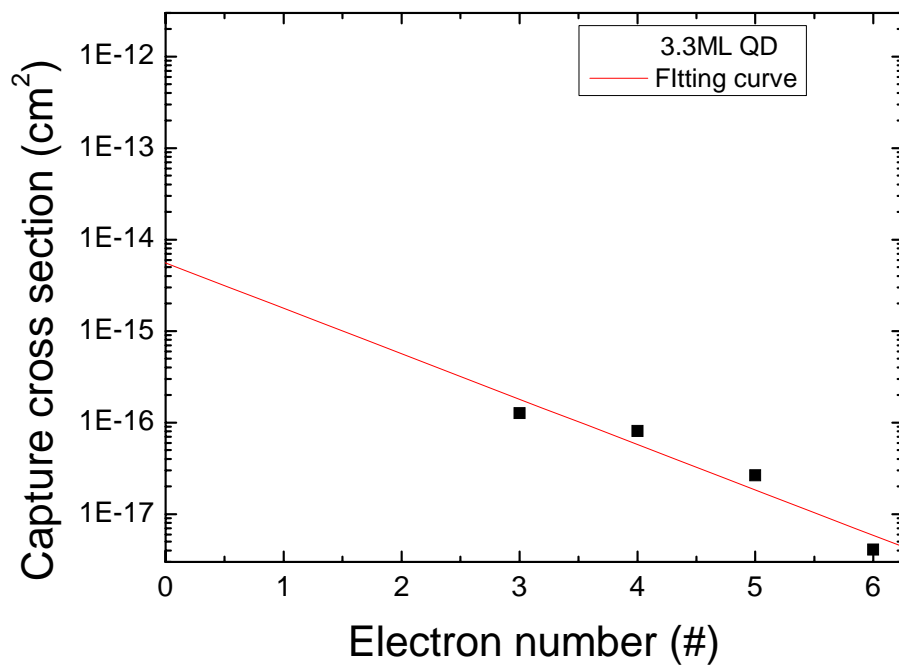


圖 4-13 3.3 ML 樣品電子填充數量對應捕捉截面積



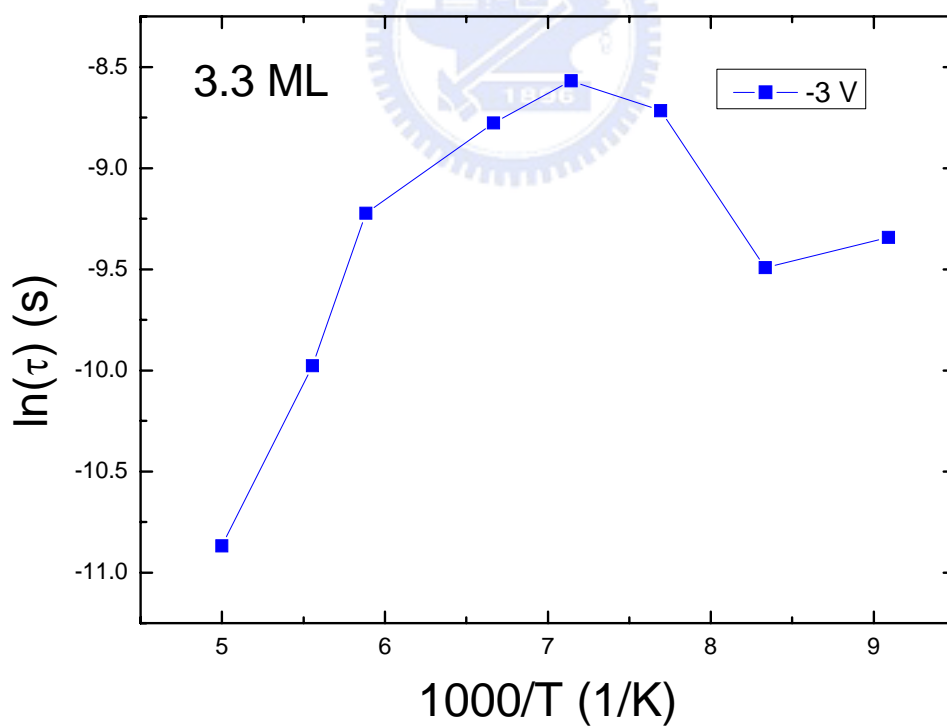
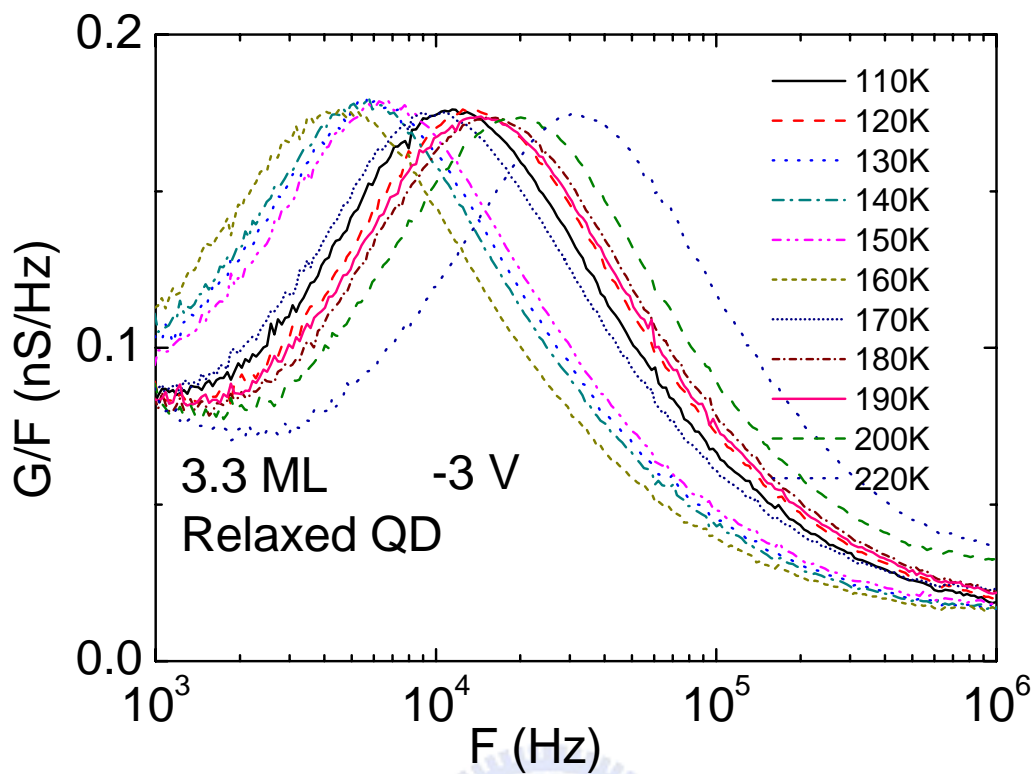


圖 4-14 3.3 ML 低溫-3 V 下 G/F - F 量測及對應的躍遷時間對溫度

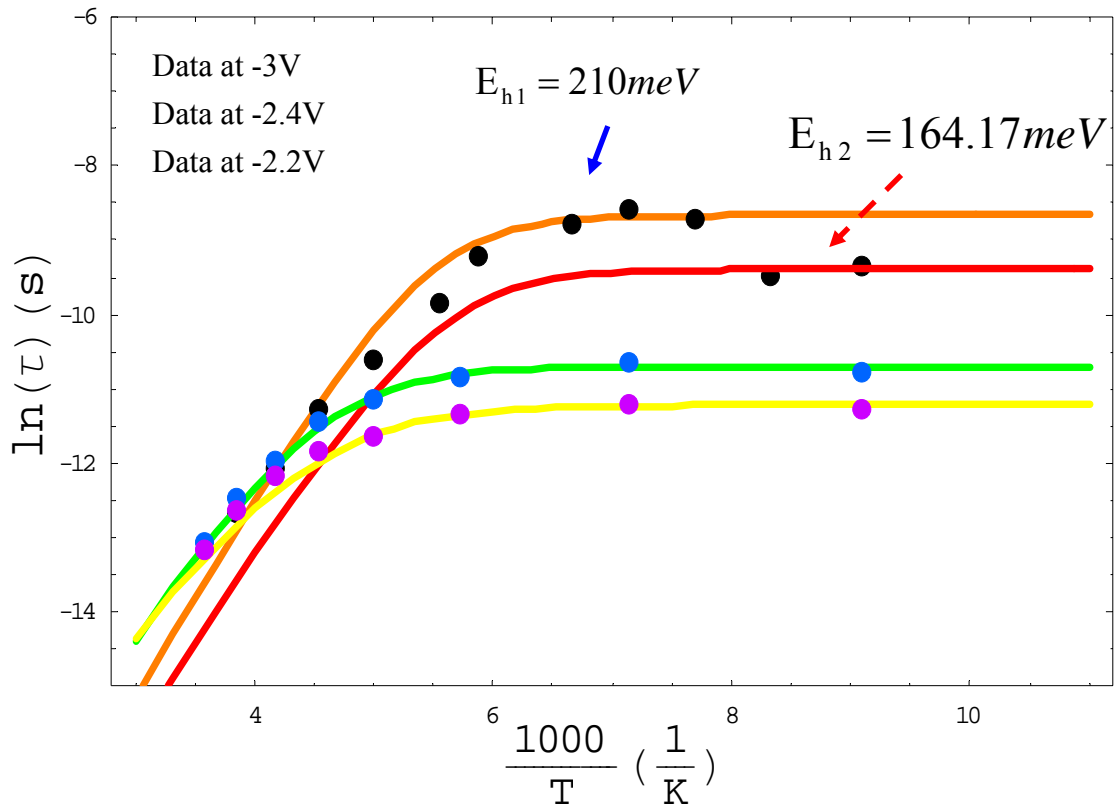


圖 4-15 3.3 ML 樣品低溫-3 V 下數據與理論

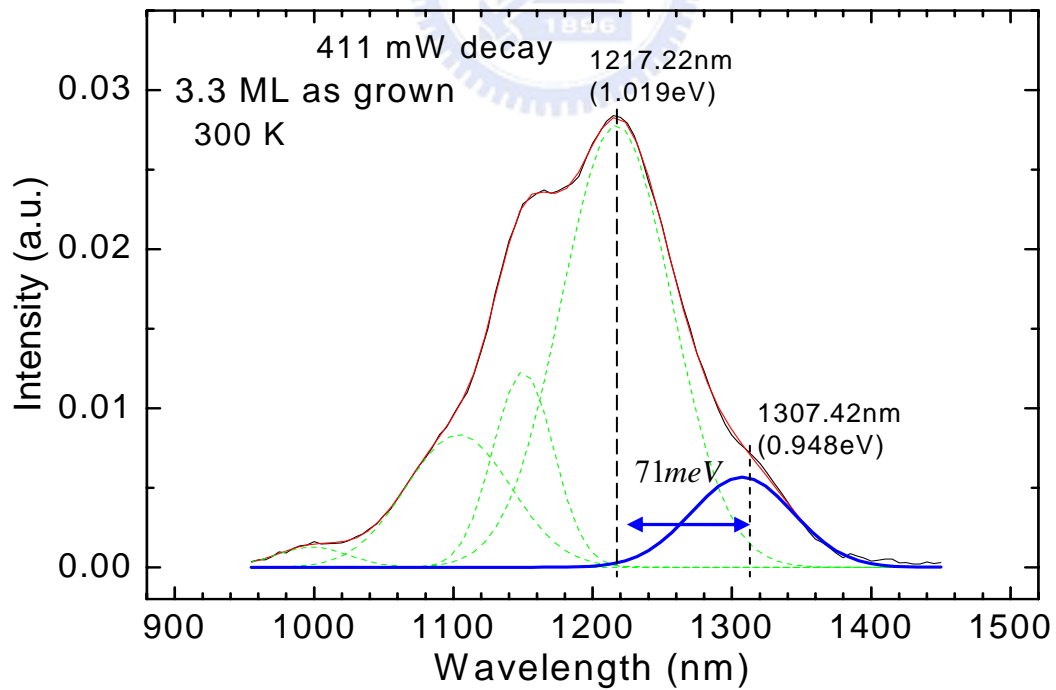


圖 4-16 3.3 ML 樣品室溫 PL

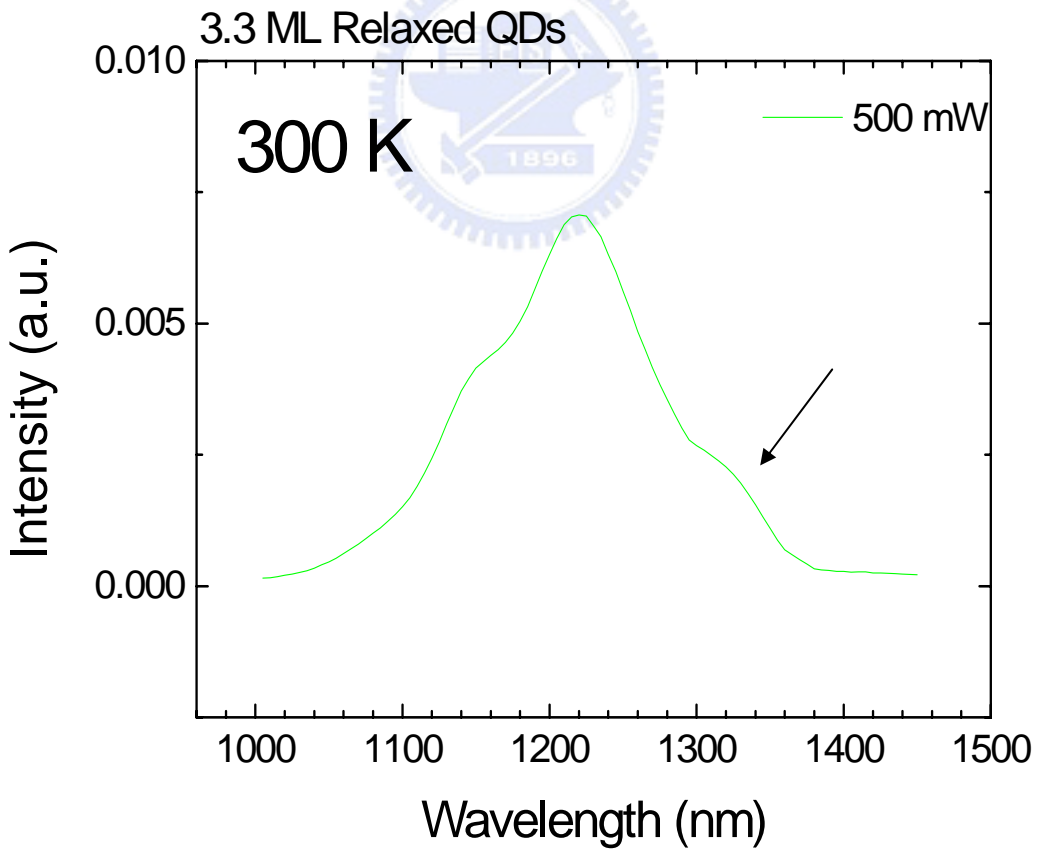
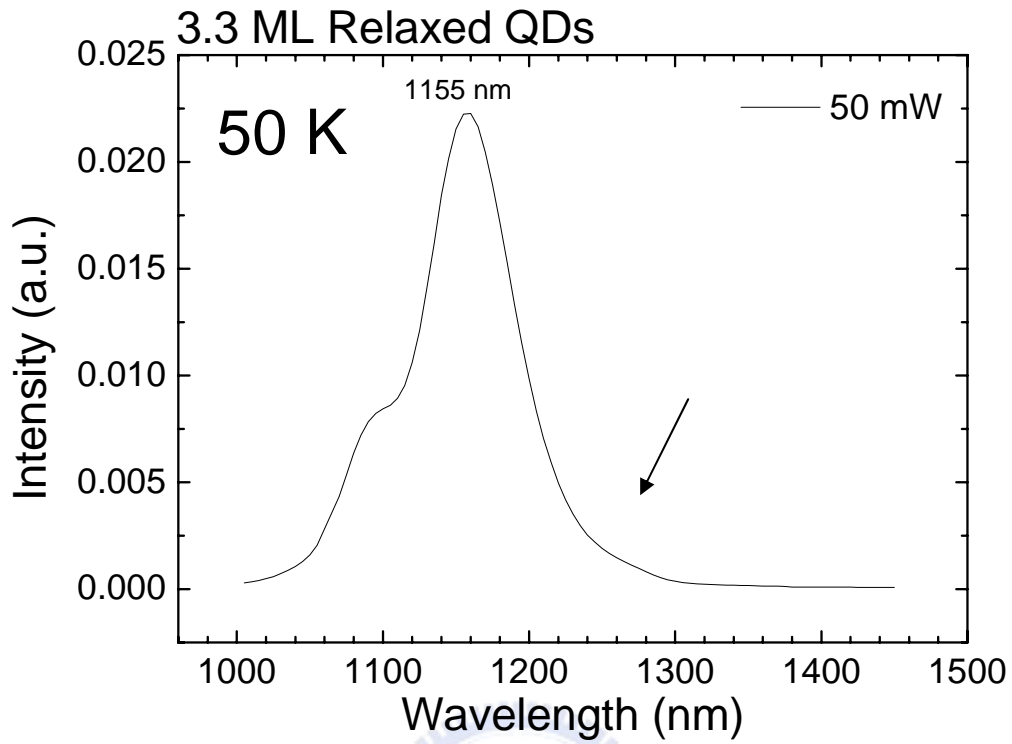


圖 4-17 3.3 ML 樣品低溫與室溫 PL

第五章 光激發下之量子點電性量測

在本章，我們想融合本實驗室的光性量測與電性量測，利用在量測電性時，加入光激發此一條件，以探討在光激發時量測的電性上面載子躍遷的變化，我們利用雷射照設至樣品的蕭基接面上，使用的雷射最大功率為 30mW，再利用衰減片使強度減弱，如圖 5-1 所示，強度的變化會以 ND 表示，數字越大代表功率越小

5-1 CV 量測分析

圖 5-2 為在照光與不照光下低溫量測的 CV 與縱深圖，先由最小功率照光與不照光量測來比較，發現在兩處有電容值變大的現象，一個是 QD 平台區，另一個在 -3.5V 之後，已是 QD 的末端，應為缺陷能階，先從 QD 平台區看起，照光時平台的位置會因電容值增加而延伸，在改變逆向偏壓量測時便會提早量測到，所以從縱深圖可以看到，QD 峰值有往前移動的跡象，至於峰值濃度減少，可以歸因於整體平台區電容值增加，所以轉縱深圖時峰值相對濃度下降，我們觀察更多強度的變化，可以看到在照光下量測，隨著雷射強度增加，整體電容值增加更大，這是因為在雷射強度不斷增加下，在 TOP GaAs 層的電子電洞對分離的數量越大，所以掃到的電子數目便會激增，再來看後面缺陷能階的電容值，同樣的也有增加的情況，這是令人感到訝異的情況，理論上如此強度的雷射是無法照射至 QD 底部的缺陷，所

以是否有其他的物理機制，我們在後面再行討論

5-2 CF&G/F-F 量測分析

由於 G/F-F 的峰值十分清楚，故直接由 G/F-F 圖看起即可，圖 5-3&圖 5-4 為不同雷射強度下大偏壓且變溫量測的 G/F-F 圖，同樣的先來看不照光與 ND5 比較，在低溫部分，本來強度低且不明顯的峰值，在照光下量測其峰值會變明顯，但速度卻沒有增加，照理說 QD 在灌入更多的載子後，其量測到的載子躍遷速度應該增加，因為多餘的載子會填入更高的能階去，從圖 5-5&圖 5-6 更深入分析不同強度下的雷射對 QD 載子躍遷的影響，在 ND4 與 ND5，其峰值的強度固然增加，但在頻率的變化不大，要在接下來更大的雷射功率，我們才看到隨著峰值強度增加，其峰值的速度也跟著變快，到了 ND1，此時的雷射功率已太大，量測到的載子速度是否為 QD 中躍遷出來，抑或是電子電洞對解離後的載子已無法分辨，故在此不討論大功率下量測的數據

我們將變溫的 G/F-F 圖，將之峰值對應溫度做 $\ln(\tau)$ 對應溫度倒數的作圖，如圖 5-7，我們發現在 -3.4 V 的照射雷射量測，載子跳出速度變化較大，對於雷射功率的變化較敏感，而在 -3.8 V 量測對於雷射功率的變化便無 -3.4 V 如此明顯，我們將此發現再對照不同偏壓下的 $\ln(\tau)$ 對應溫度倒數圖，如圖 4-4，可以發現改變雷射功率的量測

與改變偏壓量測對載子從 QD 跳出的速度非常相似，若改變偏壓量測與改變雷射功率量測所出現的情況雷同，那我們就可以推論，改變不同的雷射功率，便是量到不同的 QD 能階，換句話說，對樣品進行照射雷射的量測，其實便是改變了 QD 中載子的分布，使 QD 中的載子數量增加，而其機制如圖 5-8 所示，當雷射照射至樣品時，許多載子會被激發出來，在空乏區中會有多餘的載子在裡面，我們從半導體物理的基本知識可知，在 PN 接面，載子在空乏區的位置分佈會呈現自然對數的分布，此時由於空乏區中的載子增加，此自然對數的分布會更廣泛，所以多餘的載子必會被 QD 抓住，填入更多的載子，故我們加入逆向偏壓量測時，所量測到的載子能階應比未照射雷射時為多，且若雷射功率足夠，便會量測到更高階的載子躍遷，這就和我們改變偏壓量測的現象是相同的

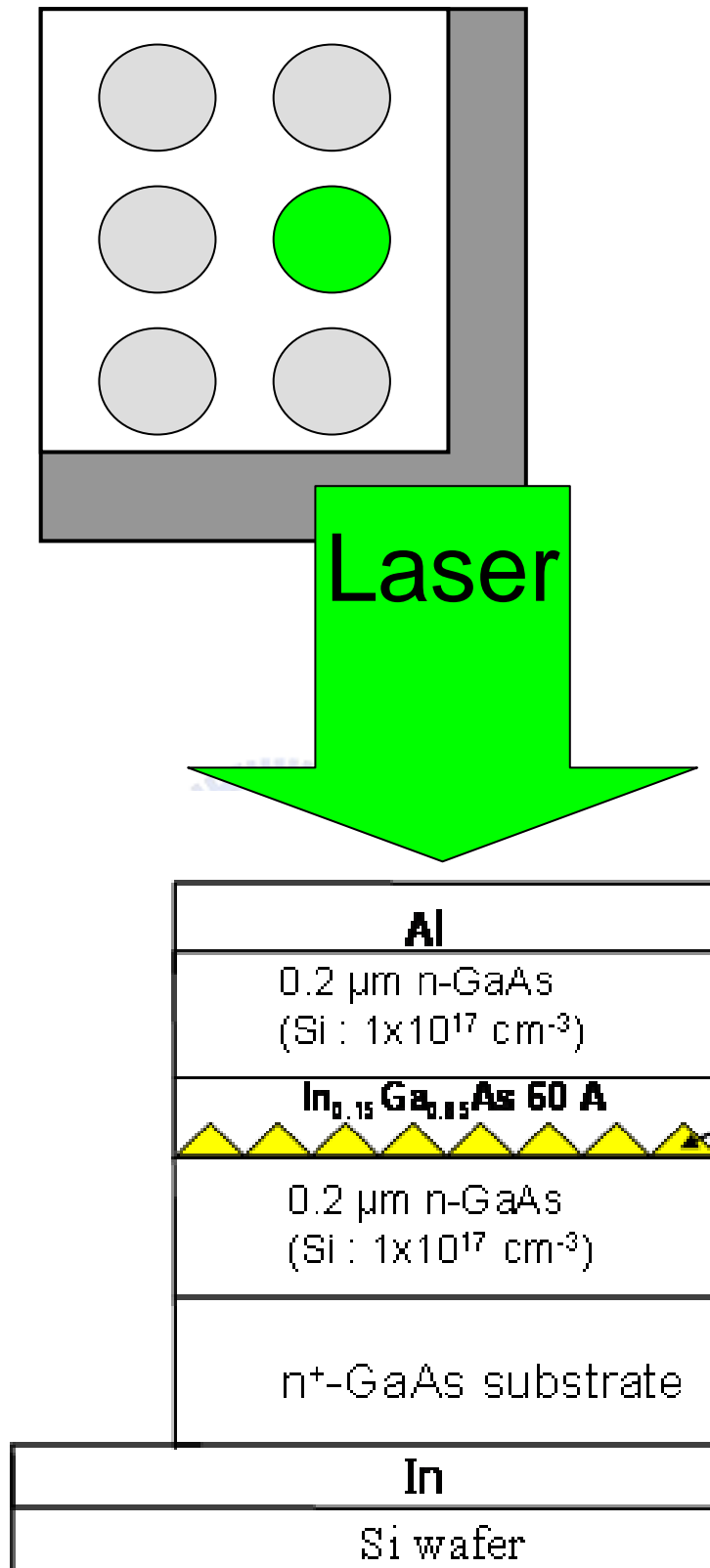


圖 5-1 3.3 ML 樣品照射雷射下電性量測示意圖

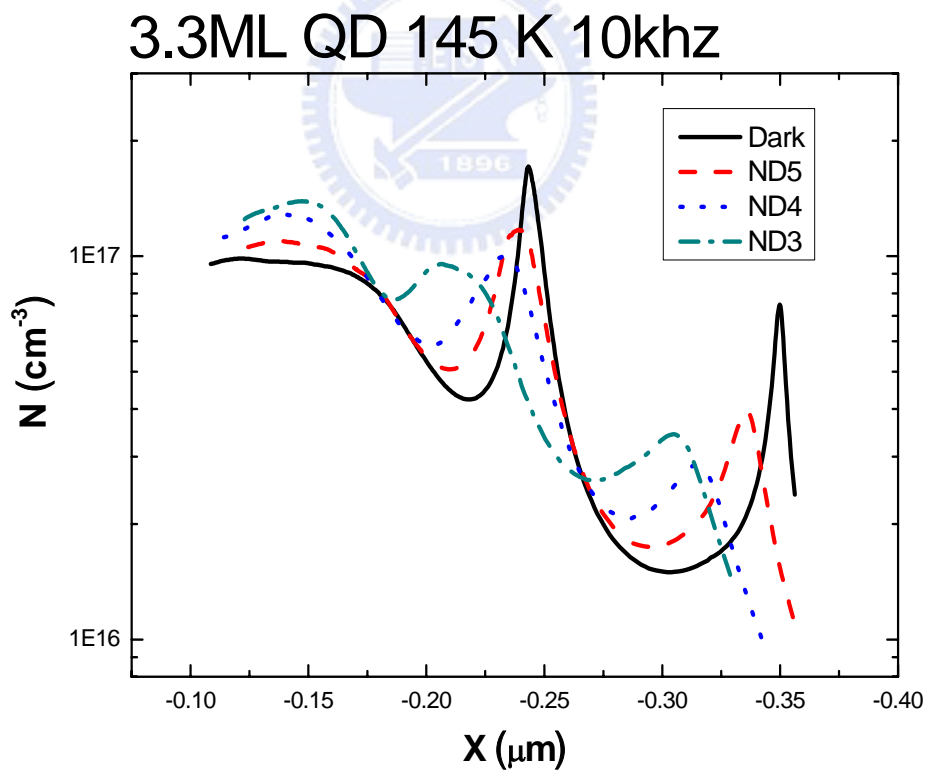
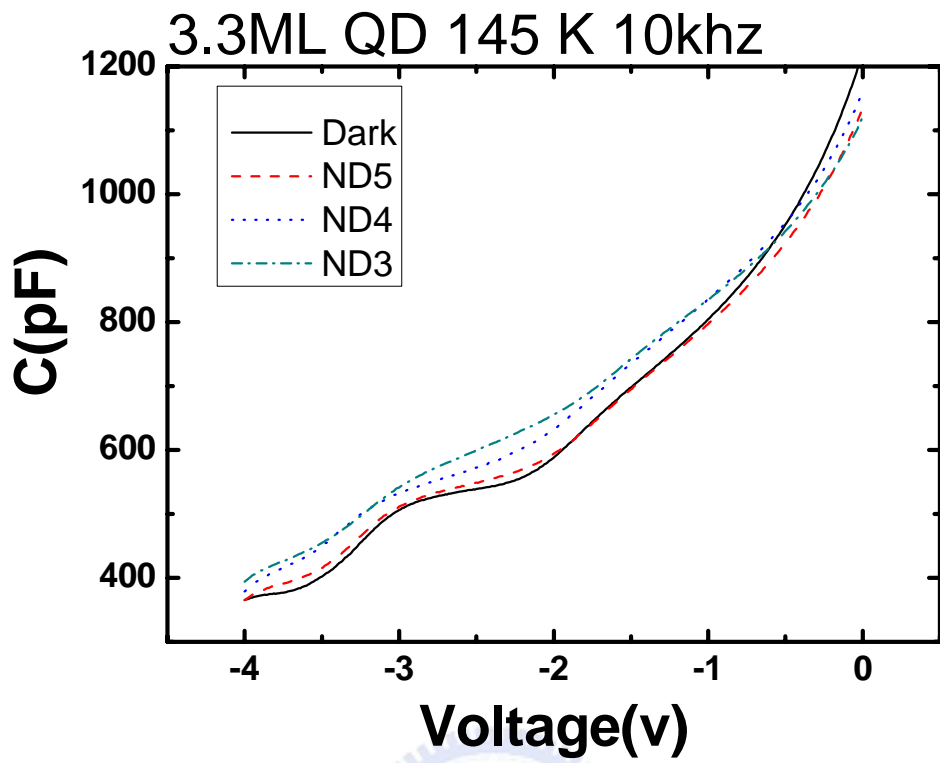


圖 5-2 3.3 ML 樣品照射雷射下 CV 與縱深圖

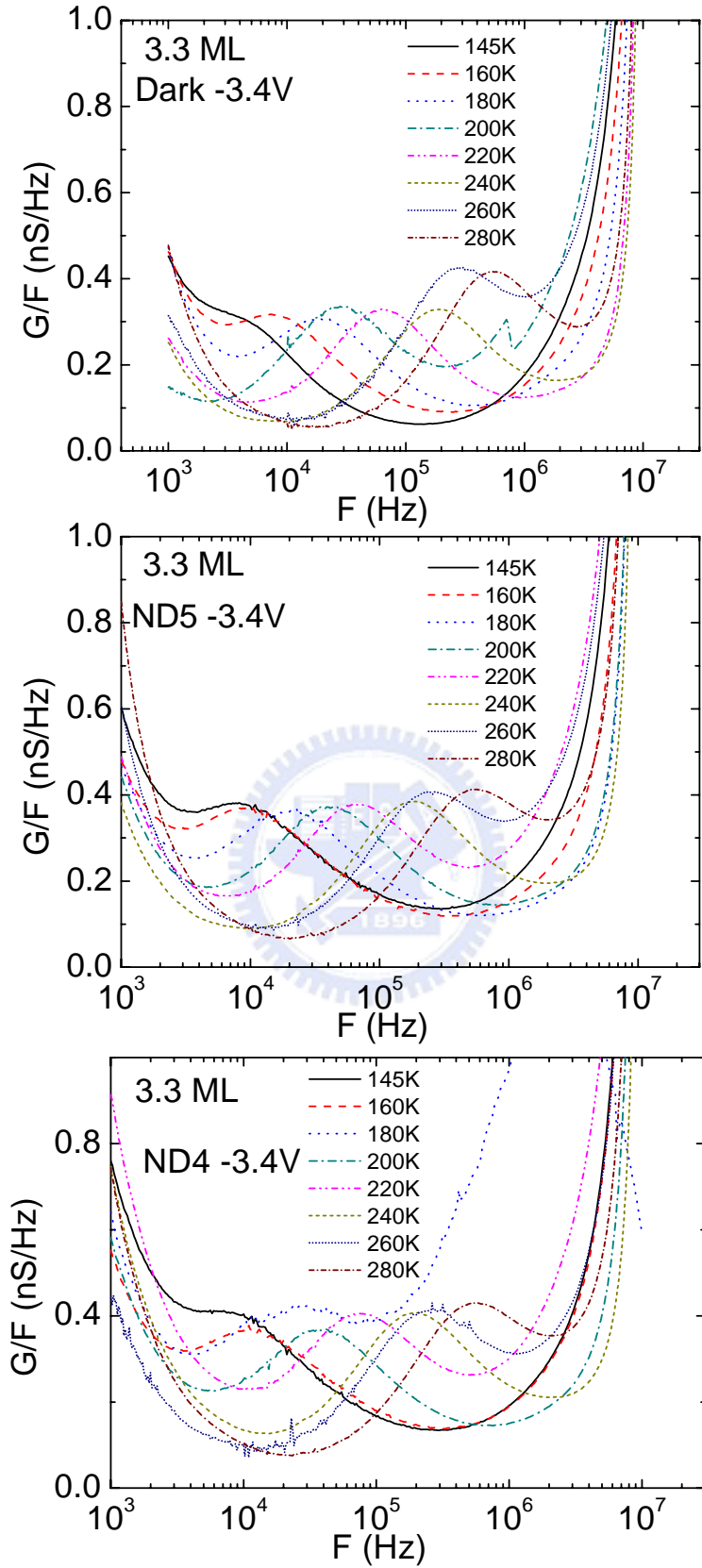


圖 5-3 3.3 ML 樣品照射雷射下偏壓-3.4 V 變溫 G/F-F 圖

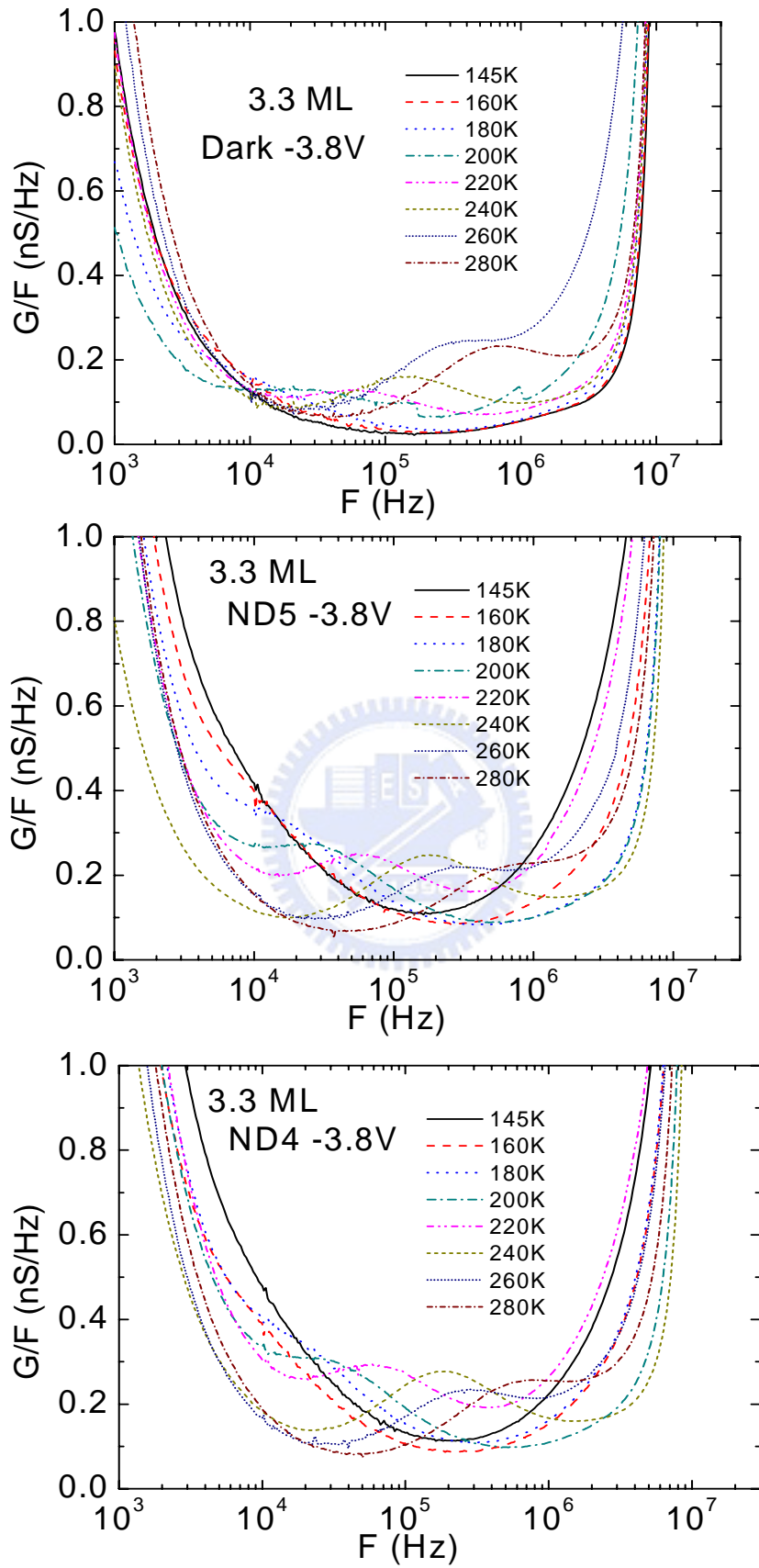


圖 5-4 3.3 ML 樣品照射雷射下偏壓-3.8 V 變溫 G/F-F 圖

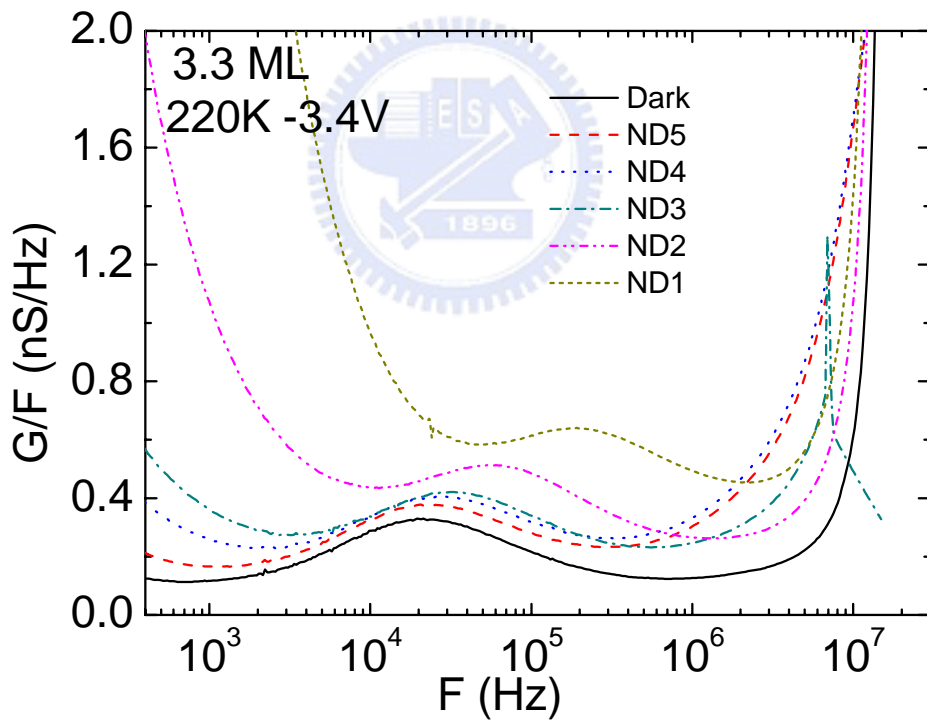
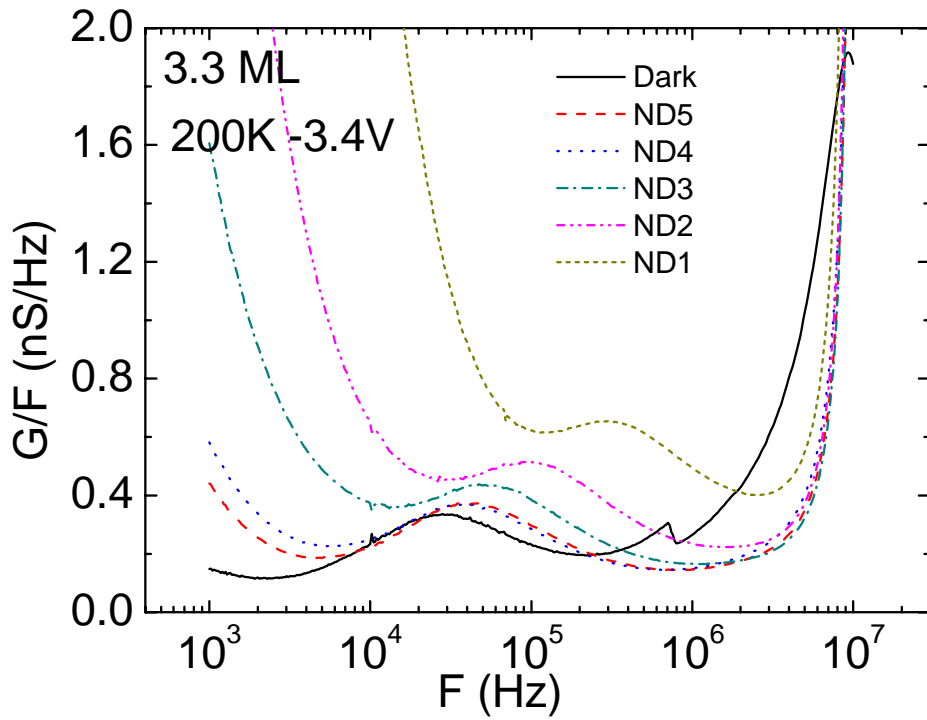


圖 5-5 3.3 ML 樣品照射雷射下偏壓-3.4 V 變 power 之 G/F-F

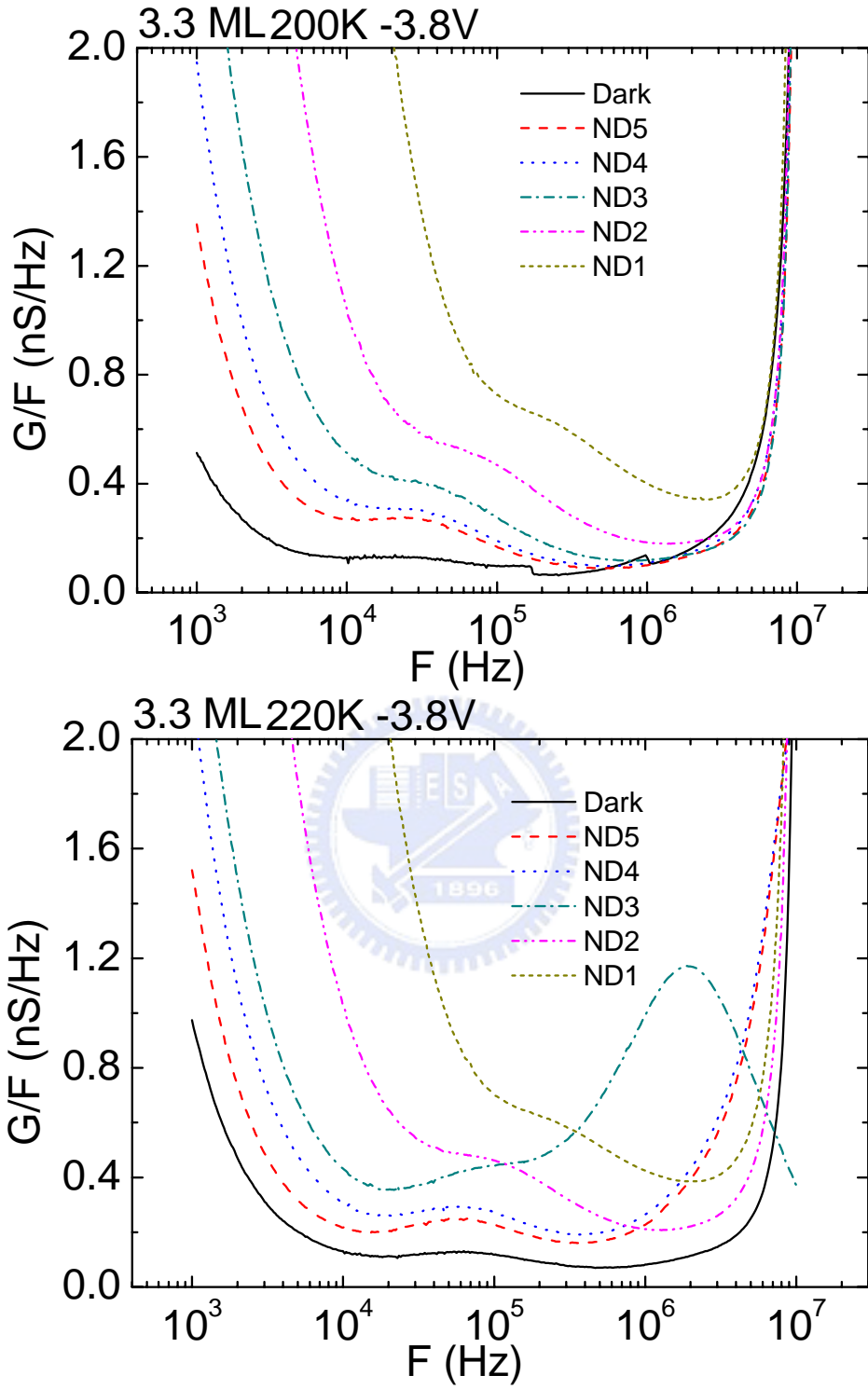


圖 5-6 3.3 ML 樣品照射雷射下偏壓-3.8 V 變 power 之 G/F-F 圖

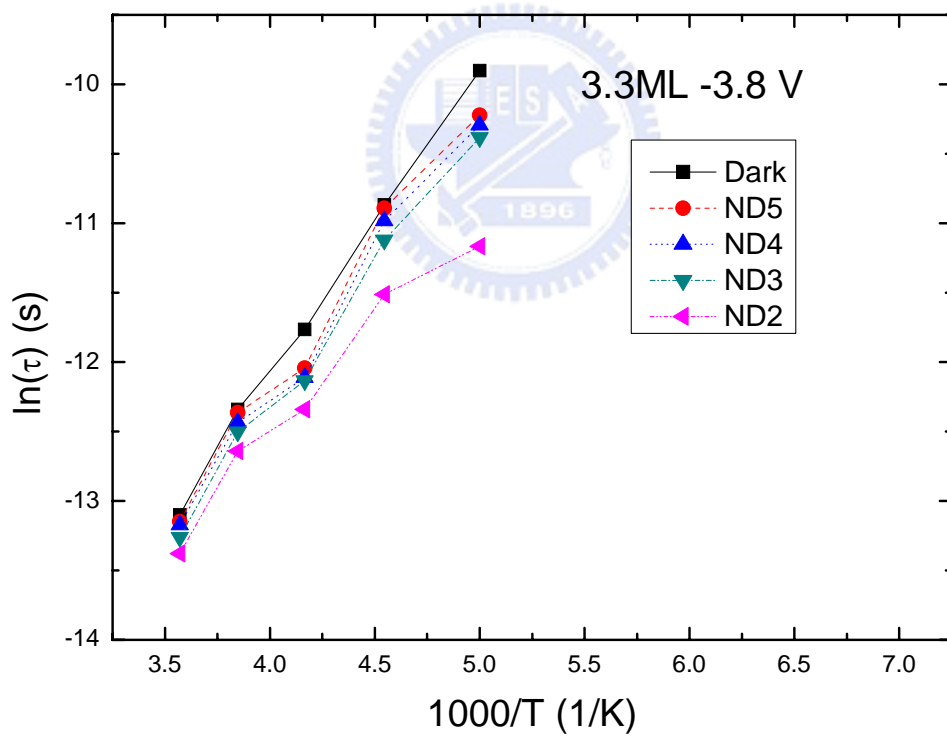
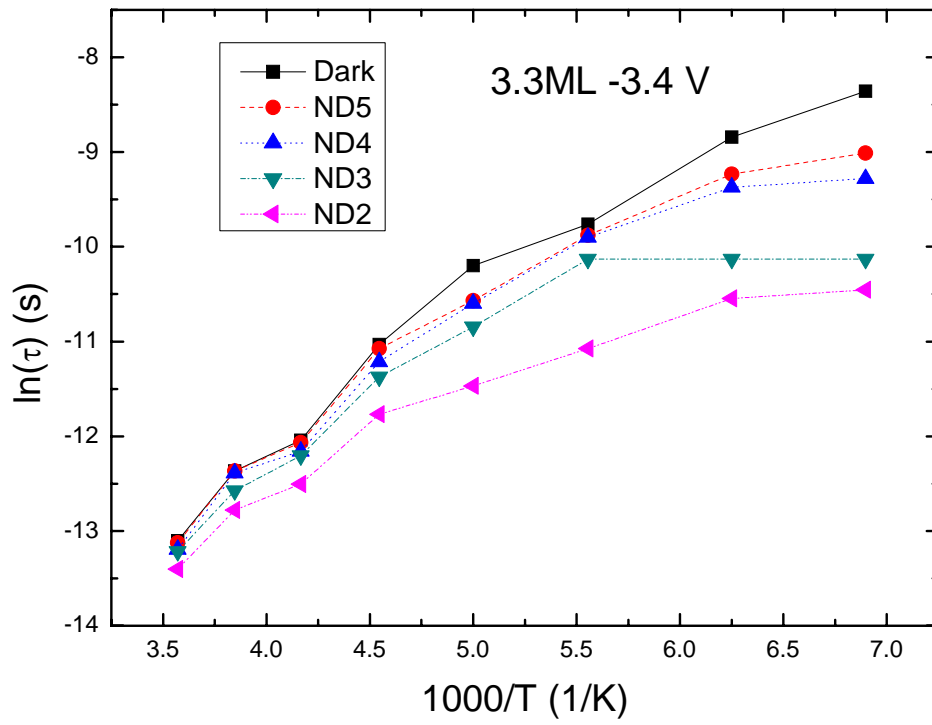


圖 5-7 3.3 ML 樣品之 $\ln(\tau)$ 對溫度做圖

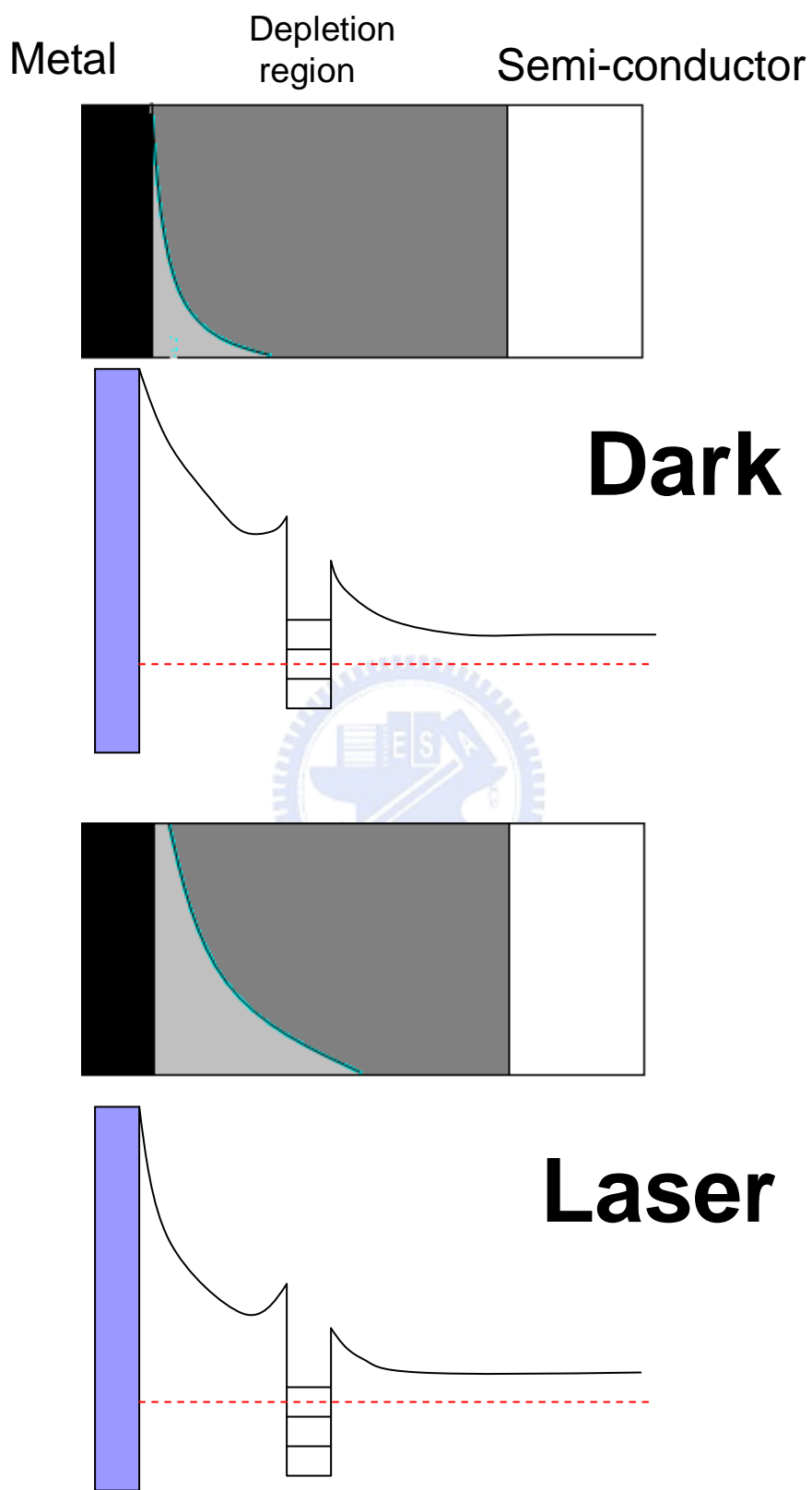


圖 5-8 3.3 ML 樣品照射雷射後之模型

第六章 結論

3.3 ML QD 由於受到應力鬆弛產生缺陷引發載子空乏，使載子的躍遷機制變為低溫穿遂，高溫熱激發的形式，本論文針對其載子躍遷之現象進行更深入的探討。

由於基態 CF 數據不足，無法利用理論曲線與數據擬合證明低溫穿遂前看到的 tunneling barrier height 即是高溫躍遷而上的活化能，故理論模型在基態載子躍遷便缺乏證據，我們利用穿遂速率與電場間的關係，並且對應 ac 訊號的改變，量測出基態底部的 tunneling barrier height，得到 tunneling barrier height 與高溫活化能相等，也證明了基態載子躍遷也符合低溫穿遂，高溫熱激發的模式

在高溫的-C-F 量測數據中，發現捕捉截面積(capture cross section)對應偏壓的改變有數量級的變化，我們將其現象歸因於電子間的庫倫排斥力(Coulomb repulsive force)，一個電子填入量子點約略會減少捕捉截面積一個數量級。我們與正常的量子點作比較，發現應力鬆弛對於量子點之捕捉截面積大約會減少兩個數量級，考慮到缺陷能階在空間上位置處在量子點旁邊，推測捕捉截面積數量級減少是由於缺陷能階中之電子對 QD 中電子產生庫倫排斥力所致。

接著探討在低溫下，從 CF 的量測數據發現有溫度增加，但載子躍遷速度變慢的現象，我們將其歸為兩群 QD，利用改變 ac 訊號量測，算出對應的 tunneling barrier height，與 PL 數據對照，發現電性上量測之兩群 QD 訊號分別為鬆弛 QD 與少部份未鬆弛 QD，而在變溫 PL 中，鬆弛 QD 的訊號強度隨著溫度升高而快速減少，而未鬆弛 QD 之訊號強度減少幅度不大，故我們在變溫的 CF 量測中才會量測到載子躍遷速度不增反減的現象，由此現象也說明了鬆弛樣品 QD 之均勻性不足，才會形成兩群 QD

最後我們利用雷射照射樣品來量測電性，試圖將光性與電性結合，由 CV 發現照射雷射時量測，QD 平台電容值會增加，使逆向偏壓提早接觸平台區，在縱深圖便會看到量子訊號往前移動且變矮的現象，而在 CF 上，照射雷射量測會使載子躍遷速率增加，發現其與改變偏壓 CF 量測十分相同，故推論對樣品照射雷射會改變空乏區載子濃度，進而使 QD 填入更多的載子，更多的載子會填置更高的能階，也印證了在電性上量測到的現象

參考文獻

- [1] Tzy-Rong Lin, Mao-Kuen Kuo, Bo-Ting Liao and Kuo-Pin Hung, “Mechanical and optical properties of InAs/GaAs self-assembled quantum dots,” Bulletin of the College of Engineering, N.T.U., No. 91 (2004).
- [2] I. N. Stranski, and Von L. Krastanow, Akad. Wiss. Lit. Mainz.-Natur. Kl. Iib. 146 797(1939)
- [3] F. C. Frank, and J. H. van der Merwe, Proc. Soc. London A 198, 205 (1949).
- [4] M. Volmer, and A. Weber, Z. Phys. Chem. 119, 277 (1926).
- [5] D. Leonard, K. Pond, and P. M. Petroff “Critical layer thickness for self-assembled InAs island on GaAs”, Phys. Rev. B50, 11687 (1997)
- [6] J.M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, and O. Vatel, “Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs”, Appl Phys. Lett. 64, 196 (1994)
- [7] A. Stintz, G. T. Liu, H. Li, L. F. Lester and K. J. Malloy, “Low-Threshold Current Density 1.3- μ m InAs Quantum-Dot Lasers with the Dots-in-a-Well(DWELL) Structure” IEEE Photonics Technology Letters 12 (6) (2000)
- [8] V. M. Ustinov, N.A. Maleev, A. E. Zhukov, A.R. Kovsh, A. Yu. Egorov, A. V. Lunev, B. V. Volovik, I. L. Krestnikov, Yu. G. Musikhin, N.A. Bert, P. S. Kop’ev, Zh. I. Alferov, N. N. Ledentsov and D. Bimberg, “InAs/InGaAs quantum dot structures on GaAs substrates emitting at 1.3 μ m” Appl. Phys. Lett. 74(19) 2815 (1999).
- [9] C. M. A. Kapteyn, F. Heinrichsdorff, O. Stier, R. Heitz, M. Grundmann, and P. Werner, Phys. Rev. B 60, 14265 (1999)
- [10] P. N. Brunkov, A. Patane, A. Levin, L. Eaves, P. C. Main, Y. G. Musikhin, B. V. Volovik, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, and S. G. Konnikov, Phys. Rev. B **65**, 085326 (2002).

- [11] J. Ibanez, R. Leon, D. T. Vu, S. Chaparro, S. R. Johnson, C. Navarro, and Y. H. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2013 (2001).
- [12] J. S. Wang, J. F. Chen, J. L. Huang, P. Y. Wang, and X. J. Guo, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3027 (2000)
- [13] 陳宜屏, 交通大學電子物理研究所碩士論文, ”氮含量與砷化銦厚度對砷化銦/砷化鎵量子點光性影響” (2003)
- [14] 汪炎宗, 交通大學電子物理研究所碩士論文, ”InAs 量子點應力鬆弛所引發缺陷對量子躍遷之影響” (2007)
- [15] 徐榕鎂, 交通大學電子物理研究所碩士論文, ”應力鬆弛引發之缺陷效應下的 InAs/InGaAs 量子躍遷機制” (2008)
- [16] 王建國, 交通大學電子物理研究所碩士論文,
- [17] T. Wosinski *J. Appl. Phys.* **65** 1566 (1989)
- [18] G. P. Watson and D. G. Ast *J. Appl. Phys.* **71** 3399 (1992)
- [19] J. Ibañez, R. Leon, D. T. Vu, S. Chaparro, S. R. Johnson, C. Navarro, and Y. H. Zhang, “Tunneling carrier escape from InAs self-assembled quantum dots”, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2013 (2001)
- [20] E. N. Korol et al., “Ionization of impurity states in semiconductors by an electric field”, *Sov. Phys. -Solid State*, **19**, 1327 (1977)
- [21] M. Geller et al., ”Hole capture into self-organized InGaAs quantum dots”, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 232105 (2006)
- [22] M. Geller, C. Kapteyn, L. Muller-Kirsch, R. Heitz, and D. Bimberg, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2706 (2003)