

は、高品質量子細線の作製が必須である。第1章では、T型量子細線レーザーの作製方法である、へき開再成長法を示し、近年量子細線の高品質化に成功した成長中断アニーリング技術を示した。本研究では上記の新技术を用い、1本の量子細線からなる、単一量子細線レーザーの開発に初めて成功した。図1に単一量子細線レーザー構造の断面図を示す。T型量子細線は、6nm・GaAsのArm wellと14nm・Al_{0.07}Ga_{0.93}AsのStem wellという2つの量子井戸の交線部分に形成される。下部の等高線は電子の

存在確率を示す。上部の等高線は導波路中の光の存在確率を示す。量子細線は、0.5μm×0.111μmの導波路の中心付近に埋め込まれる。単一量子細線レーザーの成功は、作製された量子細線の高品質さを実証するものである。本研究では、高品質単一量子細線レーザーを用いることにより、そのレーザー発振メカニズムの解明、多体効果の理解が可能となった。

第2章では、量子細線レーザーの分光測定をするために必要な顕微分光技術について説明した。測定方法は大きく分けて、イメージ測定、点励起測定、レーザー発振測定の3つである。顕微分光技術を駆使することにより、以下に示す様々な実験が可能となった。

第3章では、顕微分光測定による単一量子細線レーザーの品質評価を行った。図2に点励起測定によって得られた、量子細線の発光スペクトルの空間分布を示す。図中右は、量子細線を25μmの領域で0.5μm間隔で測定点をスキャンさせたときの各点の発光スペクトルである。1.582eVの量子細線の発光ピークは量子細線の自由励起子によるものである。発光線幅1.3meVの単一ピークが広い領域に渡って観測され、10μm以上の長さにわたって、原子的に均一な量子細線が形成されていることがわかった。図3に、単一量子細線レーザーのレーザー発振スペクトルを示す。1.578eVの発振ピークは量子細線からのものであり、高エネルギー側のレーザー発振ピークはそれぞれArm well、Stem wellからのものである。量子細線レーザーは、低閾値、シングルモード発振、発振エネルギーの安定という量子井戸レーザーに比べて優れた特性を示した。

第4章では、量子細線のレーザー発振メカニズム・多体効果に関する背景及びこれまでの報告を紹介した。現在までに、励起子、局在励起子、電子正孔プラズマによる量子細線のレーザー発振が報告され、レーザー発振メカニズム・

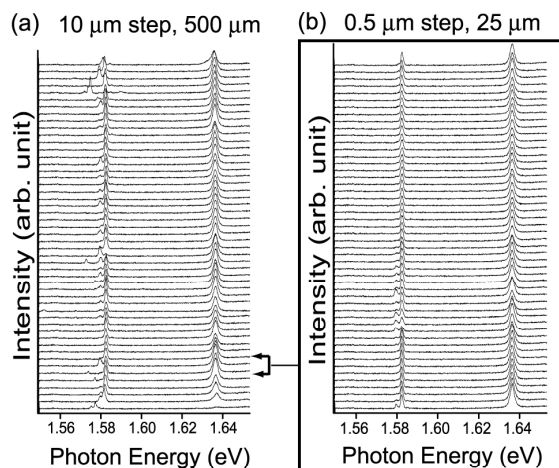


図2：発光スペクトルの空間分布

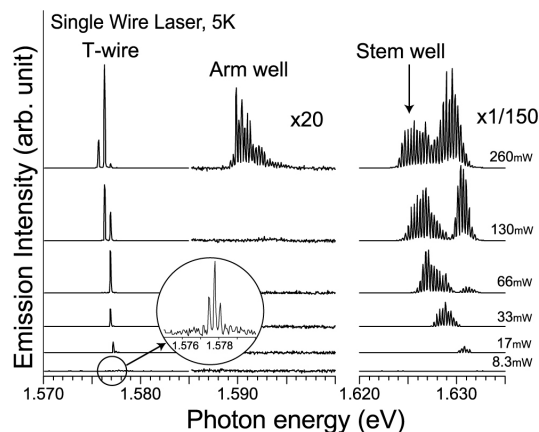


図3：レーザー発振スペクトル

多体効果に関する議論には決着がついていない。

第5章では、高品質単一量子細線の発光スペクトルを示し、1次元の多体効果を議論した。図4は温度30Kで励起強度0.083 μ Wから170 μ Wでの単一量子細線レーザーの発光スペクトルである。弱励起下1.582eVの発光ピークは励起子の基底状態、また点線はそれぞれ励起状態、連続状態からの発光ピークを示す。励起子の2.8meV低エネルギー側のピークは励起子分子による発光である。また強励起下のブロードな発光は電子正孔プラズマの特徴を示す。以上から量子細線のキャリア状態はキャリア密度増大とともに励起子から電子正孔プラズマへ励起子分子を介して連続的に移り変わることがわかった。さらに、強励起下、▼は電子正孔プラズマのバンド端エネルギーと考えられるが、弱励起でのバンド端である励起子連続状態の発光(点線)と▼は励起強度22 μ Wにおいて不連続である。この結果は、量子細線の多体効果が、従来の励起子モット転移モデルでは説明できないことを示し、新しいモデルの必要性を明らかにした。

第6章では、利得吸収測定の方法と結果を示し、量子細線レーザーの発振メカニズム及び多体効果について考察した。量子細線の利得吸収測定の手法は本研究でもっとも工夫された点のひとつである。図5下部は、励起強度8.3mWでの単一量子細線レーザーからの導波路放出光スペクトルを示す。本研究では、この導波路放出光の縦モードを解析することにより、各モードの利得係数を導いた。図5上部に、導かれた吸収スペクトルを実線で示す。吸収スペクトルは、準平衡状態のTwo band modelで解釈され、 Δ はフェルミエネルギー、 \blacktriangle はバンド端エネルギーと考えることができる。これより、量子細線レーザーでは電子正孔プラズマによって利得が発生していることが推測される。図6に幅広いキャリア密度で測定された吸収スペクトル(実線)・発光スペクトル(点線)を示す。最下部には量子細線中にキャリアのないときの吸収スペクトルを示す。これは、1.582eVに励起子の基底状態、高エネルギー側に励起状態の吸収ピークをもつ。励起強度の増大とともに励起子の吸収ピークはエネルギー

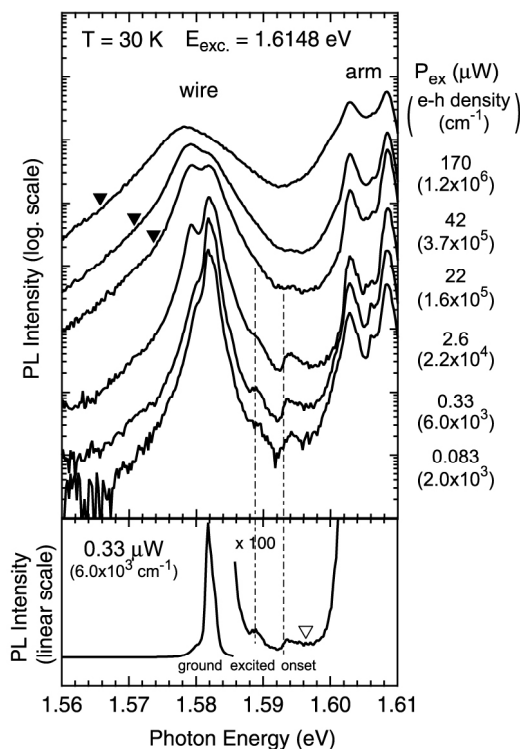


図4：発光スペクトル

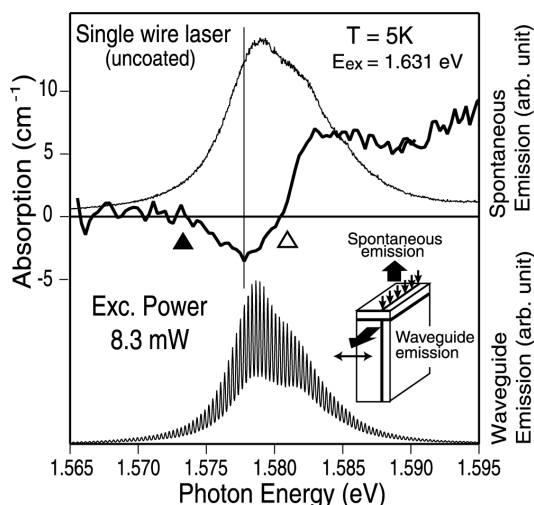


図5：導波路放出光と吸収スペクトル

シフトせずに、強度を弱めながら吸収線幅が大きくなる。また、励起子基底状態よりも高エネルギー側は、キャリア密度の増大とともに、吸収が次第に大きくなり、キャリア密度 $3.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ 以上での利得発生とともに、ピークをもたない吸収帯に変化する。この変化は、キャリア密度の増大とともに、励起子吸収から縮退した電子正孔プラズマの吸収へとスペクトルの特徴が変化していることを示す。よって利得の起源は電子正孔プラズマであると考えられる。

第7章では、T型量子細線レーザーの発振動作の温度特性を示した。単一量子細線レーザーは60K、20周期量子細線レーザーは150Kまでの低温領域で発振する。図7に温度5K、80K、120Kでの20周期量子細線レーザーの励起強度にともなう吸収スペクトルの変化を示す。温度の上昇とともに、利得ピークは線幅が増大し、利得係数が低下することがわかった。さらに、温度120Kでは、量子細線による利得ピークに替わって、Arm wellの利得ピークが高エネルギー側に現れることがわかり、キャリアの熱分布に起因する利得発生メカニズムの変化が観測された。T型量子細線レーザーの室温動作を実現させるためには、温度上昇にともなうArm wellでの利得発生の抑制が重要であることがわかった。

第8章では、T型量子細線レーザー動作温度改善の手段の一つである量子閉じ込めエネルギーの増大に向けて、数値計算により構造の最適化を行った。計算結果から、Arm wellを薄く、Stem wellを厚くすることによって、より大きな量子閉じ込めエネルギーが得られることがわかった。

第9章では本研究によって得られた知見をまとめる。

Single wire laser (uncoated) $E_{ex} = 1.631 \text{ eV}$

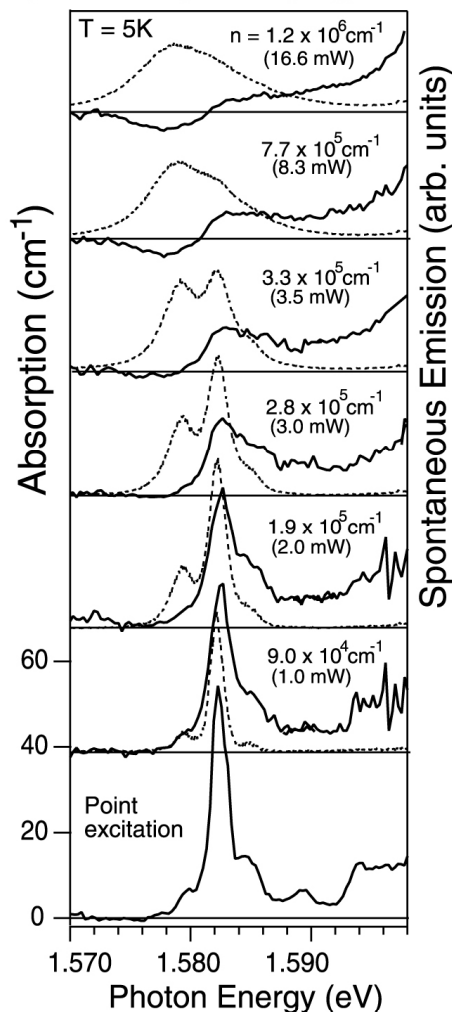


図6：吸収スペクトル

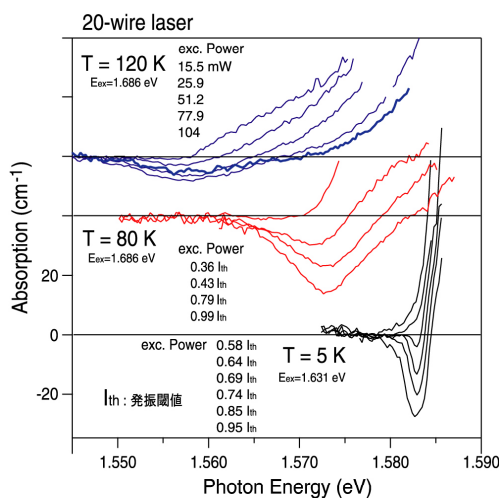


図7：吸収スペクトルの温度変化