

TR-AC-0054

003

半導体超格子を用いる光電流発振素子

大谷 直毅

2001. 3.15

ATR環境適応通信研究所

ATR Technical Report

報告題名：半導体超格子を用いる光電流発振素子

報告者：大谷直毅

概論

本報告においては、光励起で動作するアンドープ GaAs/AlAs 超格子の光電流連続発振に関する新しい知見が解説されている。これらの知見は世界的に見ても非常に新しい発見であり、半導体超格子内の電子輸送機構に対し物理学上の貢献をなし、なおかつ単体素子における光-電磁波変換を可能とするなど、新たな応用の可能性を示唆するものである。

ここで述べる光電流連続発振はガン効果とは異なり不安定電界ドメインによって生じる現象である。不安定電界ドメインが電流発振を示す事実は数年前に発見された。そこではシリコンをドープした超格子ダイオード素子を用いた観測実験が行なわれた。しかし、光励起アンドープ超格子においては減衰を伴う発振しか観測されておらず、同時に理論研究でも連続発振は不可能という回答が示されていた。

しかし本研究によって、超格子中のキャリア輸送経路に Γ -X 散乱が寄与する場合において、アンドープ素子でも光電流連続発振が可能であることを示した。

アンドープ素子の発振メカニズムの特徴を知るための基礎的検討によって、その複雑で多様な振舞いを知ることができた。電流発振のキャリア密度および温度依存性に関する検討では、温度上昇により素子が無発振状態から連続発振状態に移移するというたいへんユニークな現象を発見した。またキャリア密度および温度を変数として発振条件を視覚化するフェーズダイアグラムを実験から得ており、発振の境界条件について検討を行なっている。

また直流電圧に交流電圧を重畳して変調すると発振スペクトルにカオスが見られる。このとき交流電圧の振幅を変数として発振スペクトルに見られる分岐パターンについて検討している。

目次

第1章	緒論	1
1.1	本研究の背景	1
1.2	本報告の構成	3
第2章	タイプ1超格子における光電流連続発振のメカニズム	6
2.1	Γ -X 共鳴	6
2.2	実験例	6
第3章	光電流発振領域の温度依存性	11
3.1	実験方法と素子構造	11
3.2	測定結果	11
3.3	温度依存性についての考察	13
第4章	安定および不安定ドメイン形成のフェーズダイアグラム	20
4.1	発振最大振幅の抽出	20
4.2	フェーズダイアグラムについての考察	21
第5章	カオスと発振スペクトルの分岐	28
5.1	実験方法	28
5.2	観測されたカオスと分岐パターン	28
第6章	結論	32
6.1	超格子のキャリア輸送に関して	32
6.2	今後の課題	32

謝辞	34
関連図書	35
本研究に関する对外発表（論文）	39

第1章 緒論

1.1 本研究の背景

半導体超格子の成長方向に垂直に電界を印加したときのキャリア輸送、いわゆる vertical-transport には多くの興味深い現象がある。ミニバンド輸送、hopping transport, Wannier-Stark 局在など多種多様な物理現象があり、またそれらが膜厚の違いにより大きく様相を変化させることから、多方面への応用が期待されている。電界ドメイン形成もそのひとつである。

障壁層が比較的厚い半導体超格子において、高電流密度による空間電荷効果に起因して電界ドメインが形成されることは、半導体超格子研究の草創期に江崎と Chang により発見された [1]。超格子中の電界ドメインは電子のドリフト速度と印加電界との非線形性によって生じる。障壁層が厚い超格子では隣り合う量子井戸間の量子準位が共鳴するいわゆる共鳴トンネリングが生じる電界において電子のドリフト速度が極大値を示し、それら極大値の間に微分負性ドリフト速度 (Negative differential velocity, NDV) 領域ができる (図 1.1(a) 参照)。この NDV をともなう極大値の谷間にある電界が超格子に印加され、なおかつ超格子を流れる電流が比較的大きいとき空間電荷効果によって図 1.1(b) に示すように超格子中の電界分布が不均一になり、高電界 F^+ および低電界 F^- ドメインに分割される。これらふたつの電界 F^+ および F^- は空間電荷効果と電流保存則により自己無撞着に定まる。すなわち、 F^+ および F^- は等しい電子ドリフト速度が得られる電界であるので等しい電流密度 j_i が与えられる (図 1.1(a) 参照)。一方、電界分布を二つに分割している境界領域は非共鳴状態にあるため電流保存則を満たす必要上から電子の charge sheet を形成する。この charge sheet の空間電荷効果により電界ドメインが形成されている。江崎らは観測で得られた時間平均電流-電圧特性に微細構造が現れることから、空間電荷効果による電界ドメインの存在を考察している。

この現象のユニークな点のひとつは、自己無撞着に定まる電界ドメインによって電子の移動度が上昇することである。すなわち、電界分布が均一であれば電子のドリフト速度は低速であるが、電界を分割することにより電子の移動度を上昇させることができる。従って、移動度の上昇を引き起こす電界ドメイン形成は、空間電荷効果をともなうキャリア輸送過程においては必然的な帰結であると思われる。

このような自由度の大きい一次元非線型キャリア輸送システムは多重安定状態などの興味を引く振る舞いを示すため盛んに研究されてきたが[2]、近年になり電界ドメインによる電流の自励発振が不純物ドーピングされた超格子において観測された[3, 4, 5]。江崎らの発見から20年も後のことである。電流密度が比較的低いとき電界を二分割している charge sheet が安定に存在できなくなり、charge sheet がアノード側へ移動する。しかし新しい charge sheet がカソード側から現われて電界ドメインを維持するように作用する。この charge sheet のリサイクル運動に起因する不安定な電界ドメイン、すなわち電界分布のダイナミクスが電流の自励発振を引き起こす(図 1.2 参照)。

一方、光励起で動作するアンドープ超格子においては光電流の連続発振は観測されず、ステップ光入射時における減衰をともなう不連続発振のみ観測されていた[6]。また数値計算によっても連続発振が不可能であることが示されていた[7]。半導体発振素子は同様な特徴を持っており、他の発振素子(例えば、ガンダイオード)でもアンドープでは光電流連続発振という報告はない。

しかし最近の研究により、間接遷移型のバンド構造を有するいわゆるタイプ2超格子を用いることにより光電流連続発振が実現できることが明らかとなった[8]。この原因は、直接遷移型(タイプ1)超格子の光励起キャリア寿命がナノ秒からピコ秒オーダーであるのに対し、タイプ2超格子においてはその寿命がマイクロ秒オーダーにまで延長され、光電流連続発振を維持するのに十分なキャリア寿命が実現されているためと考えられる。

更にごく最近の筆者等の研究により、アンドープのタイプ1超格子においても、次章で解説する条件を満たすとき光電流の連続発振が可能であることが明らかになった[9, 10]。本稿では、光励起アンドープ超格子の光電流発振に関する筆者等の最近の研究成果を紹介する。

1.2 本報告の構成

第2章では不安定な電界ドメインによるタイプ1超格子の発振メカニズムに関して、 Γ -X 共鳴の必要性に重点を置き解説する。

第3章では温度依存性について考察する。キャリア密度が安定/不安定領域の境界付近にある場合、光電流発振を示す電圧範囲は温度変化に追従して奇妙に変動する。

第4章では発振状態のキャリア密度依存性から得られたフェーズダイアグラム、すなわち発振状態が確認できる条件について解説する。光励起システムにおいては励起光強度が可変であるため超格子内部のキャリア密度を容易に制御できる。

第5章ではカオス生成について解説する。非線形キャリア輸送の多様性の一つであるこの現象は、たいへん美しい分岐ダイアグラムを示す。

最後に第6章において本報告を総括する。

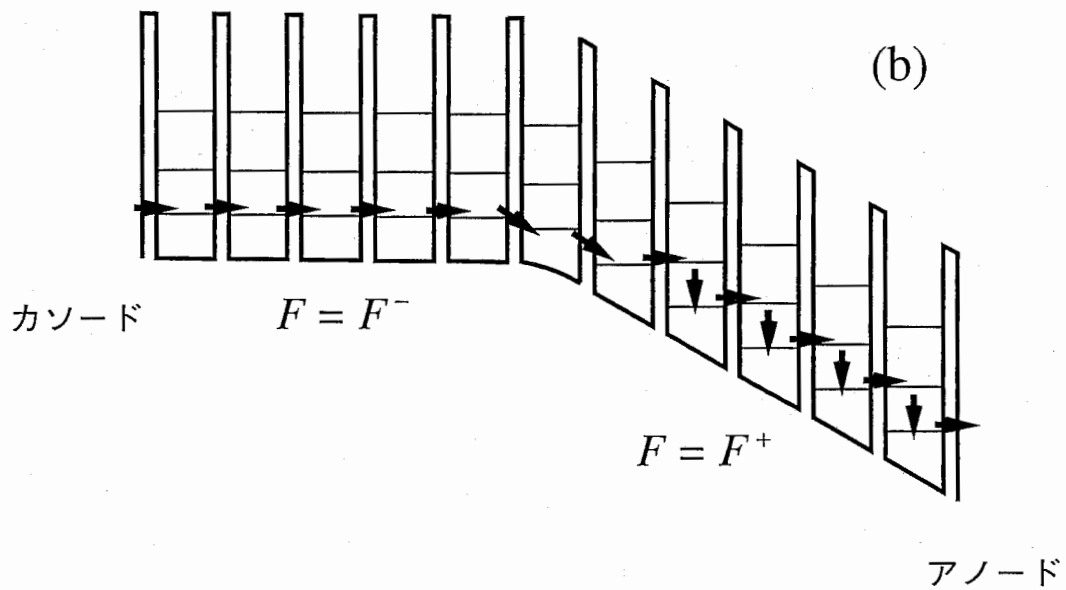
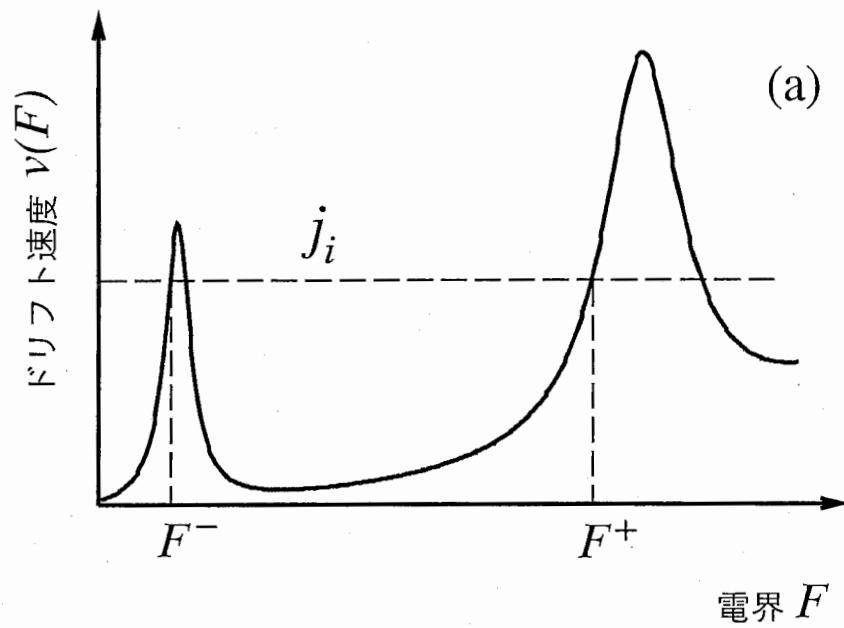


図 1.1: 電界ドメイン形成の概略図。(a) 弱結合超格子における電子ドリフト速度の電界依存性。隣り合うサブバンドの共鳴によりドリフト速度の極大値が生じる。(b) 電界ドメイン形成時のポテンシャル分布。

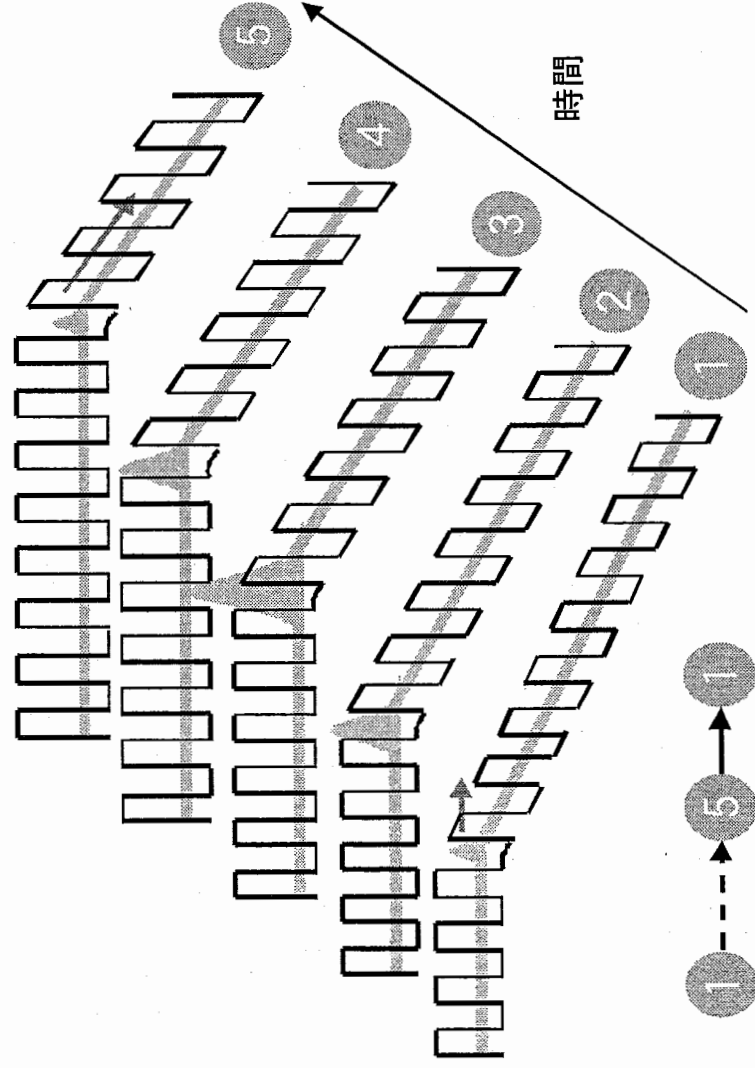


図 1.2: 光電流発振スペクトルの電圧依存性 (a) と時間平均の光電流 (b)。レーザー強度 2 mW、サンプル温度 20 K。図 (a) において黒い部分が大きな振幅に対応する。

第2章 タイプ1超格子における光電流連続発振のメカニズム

2.1 Γ -X 共鳴

量子井戸層が GaAs、障壁層が AlAs からなる GaAs/AlAs 超格子を考える。AlAs は X 点に伝導帯の最低エネルギー状態をもつ間接遷移型材料であり、その X 点は GaAs/AlAs ヘテロ構造においては GaAs の X 点よりも低エネルギー状態となる。従って、AlAs 層は X 電子に関しては量子井戸層となり、X 量子準位（以下 X 準位）が形成される [11]。

GaAs/AlAs 超格子は GaAs 層の Γ 量子準位が隣接する X 準位と共鳴する、いわゆる Γ -X 共鳴が生じる電界において Γ 準位から X 準位への電子輸送が可能となる。 Γ -X 散乱時間はポンプ・プローブ法により 1 ps 以下の高速であることが知られている [12]。複数の散乱過程が競合するとき、より高速のものが優先権をもつことになる。従って AlAs 層が厚い場合、となり合う GaAs 井戸間の電子輸送は非共鳴状態の Γ - Γ 輸送より Γ -X 共鳴の方が速くなり、従って Γ -X 共鳴時に電子ドリフト速度が極大値になると考えられる（図 2.1 参照）。X 準位に流れ込んだ電子の性質は間接遷移型となるであろうから、高電界あるいは低電界の一方が Γ -X 共鳴によって定まれば、光電流連続発振に必要な長さのキャリア寿命が得られると考えられる。

2.2 実験例

n-GaAs 基板の上に MBE 成長された 40 周期のアンドープ超格子（GaAs 量子井戸層が 9 nm、AlAs 障壁層が 4 nm）に Ne-Ne レーザを照射したときの光電流伝導特性を図 2.2 に示す。素子は 50 ミクロン角の *p-i-n* ダイオードにプロセスされており *i* 層に超格子が挿入されている。クライオスタットに固定され、20 K に冷却されており、10 倍の対物レンズによりキャップ層にレーザ光を照射し、*i* 層にキャリアを生成している。

図 2.2(b) のインセットは空間電荷効果が生じない程度のレーザ強度 $1 \mu\text{W}$ で弱励起された時間平均の光電流である。約 5 V に $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$ 共鳴による電流値のピークと NDV による微分負性抵抗が確認できる。一方 8 V 付近には $\Gamma_1 \rightarrow X_1$ 共鳴による電流増加が見られる。

この 5 V と 8 V との間にある微分負性抵抗の領域には、強励起すると光電流の連続発振が観測される。図 2.2(a) はレーザ光強度 2 mW のときに観測される光電流発振スペクトルで図 2.2(b) はそれに対応する時間平均の光電流である。図 2.2(a) の色の濃い部分が大きな振幅に対応しており、 5.48 から 6.64 V の電圧範囲において発振が観測され、 10 MHz 前後の基本周波数とそれに追従する高周波成分が観測されている。図 2.2(b) の電圧-光電流特性は平坦 (plateau) なものとなっており、インセットに示した弱励起時の微分負性抵抗はもはや観測されない。この plateau 形成は第 1 章で説明した電界ドメイン形成による電子ドリフト速度の上昇が原因である。この本来 NDV 領域である電圧範囲では、伝達行列法による Γ と X 準位の計算から、低電界ドメインは $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$ 共鳴、一方高電界ドメインは $\Gamma_1 \rightarrow X_1$ 共鳴によって定まると考えられる [5]。このアンドープ素子ではこれ以外の電圧範囲では連続発振は観測されない。

一方、同じ膜厚と周期を持つ超格子にシリコン不純物により n 型ドーピングした素子でも電流発振が観測されている (この場合は光励起を必要としない) [5]。このドーピング超格子でも 5 から 8 V の NDV 領域で発振が観測されており、アンドープ超格子と同じ発振メカニズムが作用している。しかし、それ以外に低電圧側の 1 V から 4 V の範囲でも電流発振が観測されている。この電圧範囲は低電界ドメインが $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_1$ 共鳴、高電界ドメインが $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$ 共鳴によって定まる第一 plateau 領域であるため、電界ドメインの形成に Γ - X 共鳴は関与していない。同じ第二 plateau 領域において同じ構造のアンドープ超格子に光電流発振が観測されないことから、 5 から 8 V の第二 plateau 領域における高電界ドメインの Γ - X 共鳴が光電流連続発振に必要な十分なキャリア寿命を提供していると考えられる [9]。従って、タイプ 1 アンドープ超格子の光電流連続発振の実現には低電界あるいは高電界のどちらか一方が Γ - X 共鳴によって定まるキャリア輸送であることが必要であると結論できる。

表 2.1: アンドープおよびドープされた素子の比較。素子は GaAs/AlAs 9 nm/4 nm40 周期の超格子である。 Γ -X 共鳴が関与しない第一 plateau 領域において発振の有無に違いがある。

Sample #	第一 plateau	第二 plateau
	$\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_1$ & $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$	$\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$ & $\Gamma_1 \rightarrow X_1$
アンドープ超格子 ($p-i-n$)	発振なし	発振あり
ドープされた超格子 ($n^+-n^-n^+$)	発振あり	発振あり

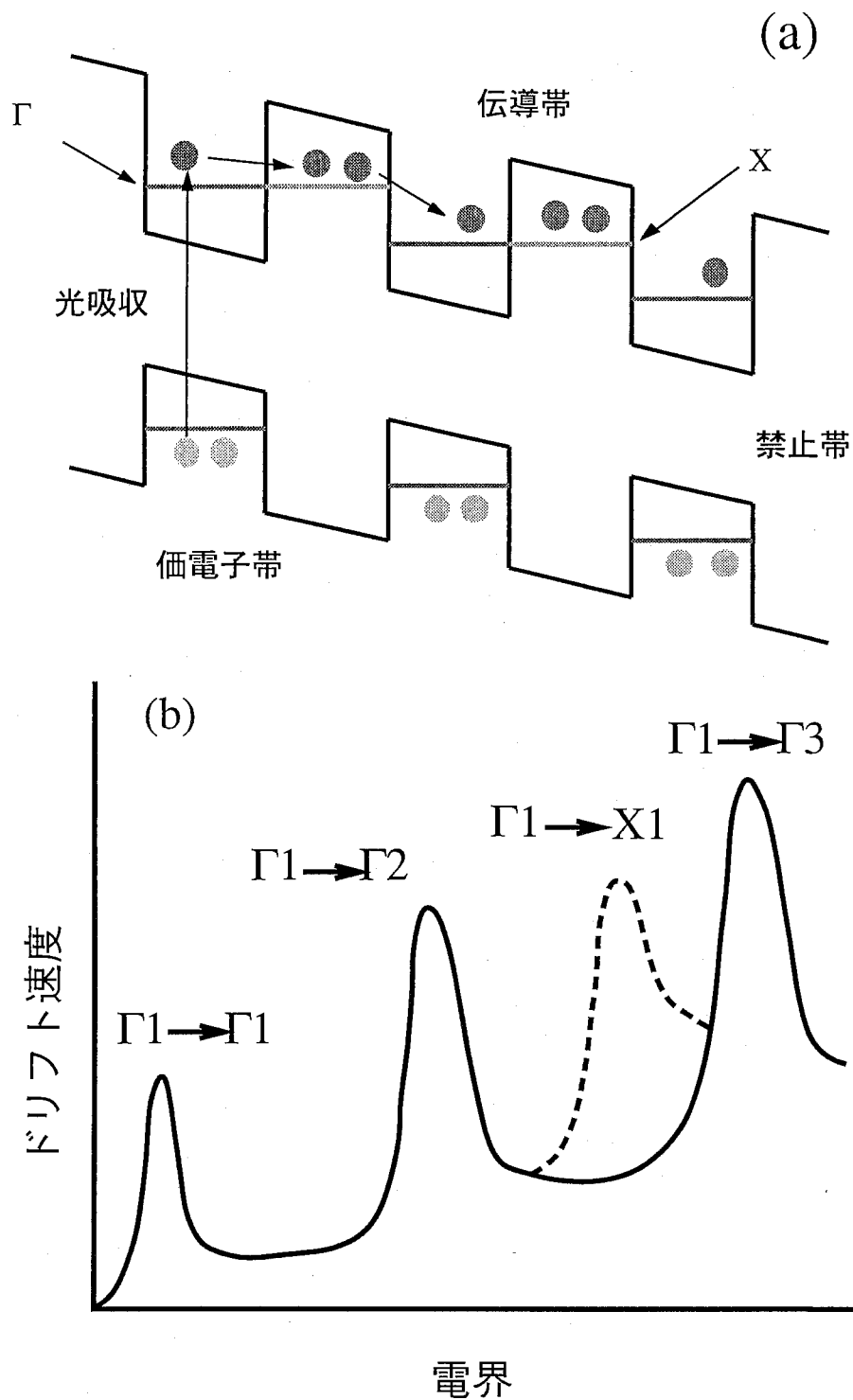


図 2.1: Γ -X 共鳴 (a) と電界-ドリフト速度 (b) の模式図。 Γ -X 共鳴によりドリフト速度の極大値が生じる。

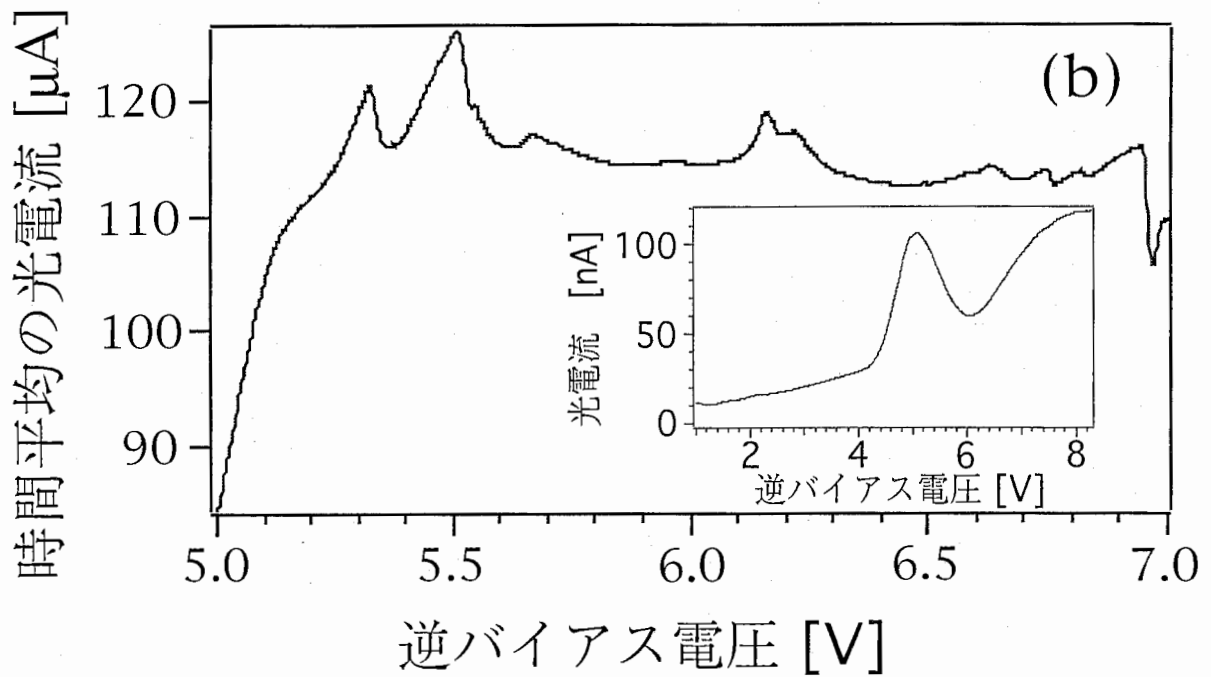
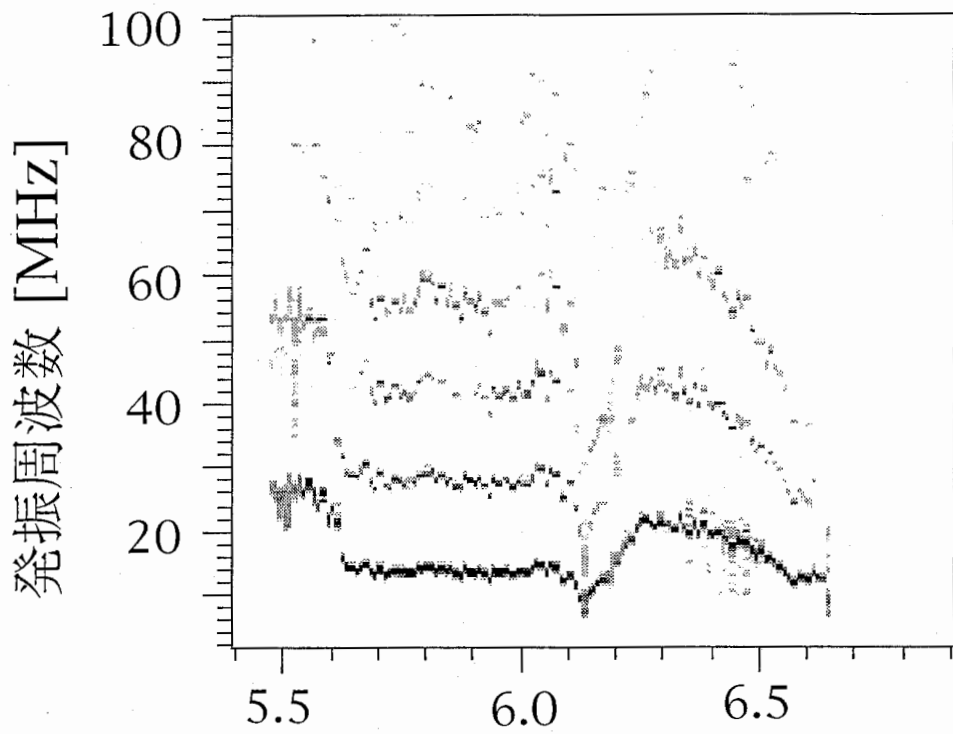


図 2.2: 光電流発振スペクトルの電圧依存性 (a) と時間平均の光電流 (b)。レーザ強度 2 mW、サンプル温度 20 K。(b) のインセットはレーザ強度 $1 \mu\text{W}$ のときの時間平均光電流で、空間電荷効果が見られない。

第3章 光電流発振領域の温度依存性

この章では電界ドメイン形成の安定／不安定遷移に関するキャリア密度および温度依存性について考察している。光励起システムでは励起用レーザ強度によってキャリア密度を簡単に変えることができる。キャリア密度が上昇すると、電界ドメインは不安定から安定なものに遷移する。一方、温度が上昇すると安定から不安定な電界ドメインとなり電流発振を示す電圧範囲が広がる。温度上昇による電流発振の発生について理論からも検討している。

3.1 実験方法と素子構造

使用した素子は第2章と同じものである。10倍の対物レンズを用いてHe-Neレーザをキャップ層に照射している。2次元キャリア密度はレーザ強度1 mWあたり約 10^{11}cm^{-2} 台である。サンプルはクローズドサイクルのクライオスタットに固定されている。

時間平均の電流-電圧特性は半導体パラメータアナライザHP 4145Bを用いて測定している。また発振スペクトルは、スペクトラムアナライザHP 8566Bを用いている。

3.2 測定結果

レーザ強度2 mW、素子温度20 Kにおける光電流発振スペクトルと時間平均の電流-電圧特性を図3.1(a)と(b)に示す。測定範囲は光電流発振が観測される第2 plateau 領域である5から8 Vに特定する。前述したようにこの第2 plateau は低電界ドメインが $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2$ 共鳴トンネリング、一方高電界ドメインが $\Gamma_1 \rightarrow X_1$ 共鳴トンネリングで定まる。[5, 13] 図3.1(a)に示すように、光電流発振は5.48から6.64 Vの範囲で観測されている。時間平均光電流は6.15 Vにおいて最大値を示し、発振周波数は極小値を示している。

電流発振は、電界ドメインが安定なものにならない程度に電流密度が小さい場合に生じる。従って、キャリア密度を増加させると（この場合、レーザ強度を上昇させると）図 3.1(a) の発振スペクトルは大きく変化することは容易に予測できる。レーザ強度 3 mW のとき、5.48 から 6.64 V の電圧範囲において発振が観測されない。更にレーザ強度を上昇させると、図 3.2(a) に示すように、発振が観測される電圧範囲は 5.77 から 6.52 V の間に狭められていることがわかる。更にこの電圧範囲内では、発振が観測されないふたつの領域、5.90 から 6.01 V、および 6.07 から 6.26 V が現れている。図 3.2(b) に示す時間平均光電流は微細構造が顕著に現れるようになり、電界分布が不安定から安定なものへと遷移していることを示している。すなわち、ドメイン境界（モノポールの位置）が安定になると、印加電圧に伴うそのドメイン境界の移動が電流値に明瞭に現れる [1]。ほとんどの発振スペクトルはブロードなものであり、これは Zhang らによって報告された undriven chaos の存在を示している。[16] レーザ強度が更に上昇すると発振範囲は更に狭まり、8 mW 以上ではすべての電圧範囲において電界分布が安定となり発振はもはや観測されない。これらの結果は、レーザ強度が 3 から 8 mW において超格子内部の電界ドメインの安定／不安定間の遷移がレーザ強度を変えることにより容易に観測されることを示している。

不安定電界ドメインの温度依存性を調べるため、レーザ強度を 3.5 mW に固定して素子温度を 20 K から上昇させる測定を行なう。図 3.3(a) と (b) に 40 K における発振スペクトルとそれに対応する時間平均電流-電圧特性を示す。温度上昇によって発振範囲が明らかに広がっている。(図 3.2(a) との比較)。同時に内部にある安定電界ドメイン領域も 6.08 から 6.14 V の範囲だけに観測されており、これは 20 K のときと比較してかなり狭くなっている。更に素子温度を 60 K に上昇させると、安定ドメイン領域はまったく観測されず、発振範囲は 5.5 から 6.8 V までに広がっている (図 3.4(a))。

図 3.2-3.4(a) に示した異なる 3 種類の温度における発振特性を比較すると、温度上昇により発振範囲は広がり安定ドメイン領域は狭められることが明らかである。同時に発振周波数はわずかに速くなっている。更に図 3.2(b)-3.4(b) に示した電流-電圧特性を比較すると、温度上昇により発振領域にあるほとんどの微細構造が減少していることがわかる。60 K ではほとんどすべて消失している [Fig. 3.4(b)]。これらの結果は、低温

における安定ドメインが熱による活性化のために破壊されて不安定ドメインへと変化することを明確に示している。このような熱的活性化の影響は 3 mW 以上のレーザ強度において観測される。例えば、すべての電圧範囲において発振が認められない 8 mW 以上のレーザ強度においても、温度上昇によって発振を示す電圧範囲が現れる。

3.3 温度依存性についての考察

熱による活性化について考えられる原因は、ドメインを安定状態に保つのに必要なキャリア密度値が温度上昇により増加することである。この現象は不純物がドーピングされた超格子の場合 [17] について考えてみると理解できる。安定ドメイン形成に必要な 2D ドーピング密度は $N_0 = v_{min} \epsilon (F_{min} - F_{max}) / [e(v_{max} - v_{min})]$ である。ここに v_{max} (resp. v_{min}) は考慮している plateau での最高 (resp. 最低) 電子速度であり、電界 F_{max} (resp. $F_{min} > F_{max}$) において与えられる。 ϵ と e は GaAs の誘電率と電子素量である。ところで、 v_{max} と F_{max} は共鳴トンネリングで定まるので温度の影響はほとんど受けないと考えられる。一方、最低速度は散乱過程に対してとても敏感であるから、温度上昇の影響を強く受ける。これは電子の実効的な速度に比例する sequential tunneling 電流を与えられた一定の電界の関数として計算することにより定量化できる (文献 [18] 中の式 (2) 参照)。この計算結果を用いると、GaAs 散乱スペクトル関数幅の増加に比例して N_0 が増加することを確認できる。スペクトル関数の拡大に関する散乱メカニズムの温度依存性は文献 [18] では考察されておらず、ここではこれ以上の検討は行わない。

アンドープ超格子においては、レーザ強度 I_0 がドーピング濃度 N_0 と同じ役割を果たす。計算によって電界ドメインが安定となる、すなわち光電流発振が止まる I_0 を知ることができる [19]。数値シミュレーションは以下に示す構造をもつ周期 N の超格子に対して、安定ドメインの解を与える：低電界ドメイン (j 番目の周期での電界が $F_j < F_{max}$ for $1 \leq j \leq n$) がドメイン境界によって高電界ドメイン ($F_j > F_{min}$ for $n+1 \leq j \leq N$) と分離されている。このとき、全ての F_j において $dv/dF > 0$ である。ドーピングされた、あるいは光励起されていない超格子においてはこの安定解は厳密に証

明されている [17]。正確な I_0 を推定するために、(ドーブした超格子と同様に) 安定ドメインが一次元情報から構成されることに着目する。すなわち、 $F_{j-1} = f(F_j; \gamma, J) \equiv F_j - Jd/[\epsilon v(F_j)] + \gamma \tau_{Re} F_{max} v(F_j)/J$, $1 \leq j \leq N$ (文献 [19] の式 (2.4) と (2.5) に実単位で表記されている)。 J , d , τ_R および $\gamma = \alpha I_0/(\hbar\omega)$ は超格子中の全電流密度であり、また超格子一周期の長さ、電子-正孔の再結合時間、および光励起レートである。 ω はレーザの周波数であり α は吸収係数である。一次元情報 $f(F; \gamma, J)$ は十分大きな γ における $v(E)$ と同様に 3 分岐の形状をしている。低電界および高電界の安定解は以下の条件のときに存在する。 $f(F_{min}, \gamma, J) \leq f(F_{n+1}, \gamma, J) = F_n$: ただし一次元情報 f が F_{min} より低い電界においてその最低値にあり、 v の三番目の分岐における電界が常に f の三番目の増加している分岐に存在する。前述の条件は次のような不一致をもたらす。 $(F_{min} - F_n) v_{min} \leq Jd/\epsilon - \gamma \tau_{Re} F_{max} v_{min}^2/J$ 。これは次の場合はじめて満足される $F_n = F_{max}$ and $J = v_{max}(e\gamma\epsilon F_{max}\tau_R/d)^{1/2}$, 低電界ドメインとして最も可能な最大値 (文献 [19] の式 (2.3) 参照)。これらの値を代入すると、正確な I_0 が次式で得られる。

$$I_0 = \frac{\hbar\omega v_{min}^2 v_{max}^2 \epsilon (F_{min} - F_{max})^2}{ed\tau_R \alpha F_{max} (v_{max}^2 - v_{min}^2)^2} \quad (3.1)$$

この式から最低速度 v_{min} が上昇すると I_0 が増加することがわかる。以上のことは温度上昇が散乱スペクトル関数幅を拡大することを示唆しており、結局、最低速度を上昇させる。しかるに、温度上昇時には安定ドメイン形成により大きなレーザ強度が必要となる。

熱活性化の他に考えられる原因は、GaAs 量子井戸面内における励起子 2 次元拡散である。レーザのスポット径 $20 \mu\text{m}$ は $50 \mu\text{m}$ 角メサよりも小さい。2 次元励起子の移動度の温度依存性は Hillmer らによって測定されており [20]、100 K 以下の低温領域において温度上昇に伴い移動度が速くなる (この低温領域では界面ラスネス散乱に支配される)。この効果によって超格子の温度上昇が光励起キャリア密度を低下させるであろう。温度上昇により電界ドメインが不安定となり発振が観測されることから、熱的アシストに伴う 2 次元励起子拡散によるキャリア密度の低下は安定ドメインの不安定化への遷移を生じさせていると考えられる。時間平均の光電流が温度上昇によりやや増加しているが、これは再結合寿命が長くなったためと思われる。光励起キャリアの量

量子井戸内部での拡散は安定ドメインの破壊に重要な役割を果たしていると考えられる。熱活性化による安定ドメインの破壊は安定および不安定ドメインが共存するレーザー強度 8 mW 以下において容易に観測される。ドーピングされた量子井戸においても電子の移動度は温度に影響されることが知られており [21]、ドーピングされた超格子のドメイン安定状態も熱活性化の影響を受けるかもしれない。

上記ふたつのメカニズムによって熱活性化のプロセスが説明できる。これらを明確に分離する観測実験が必要であるが、今後の研究進捗に期待したい。

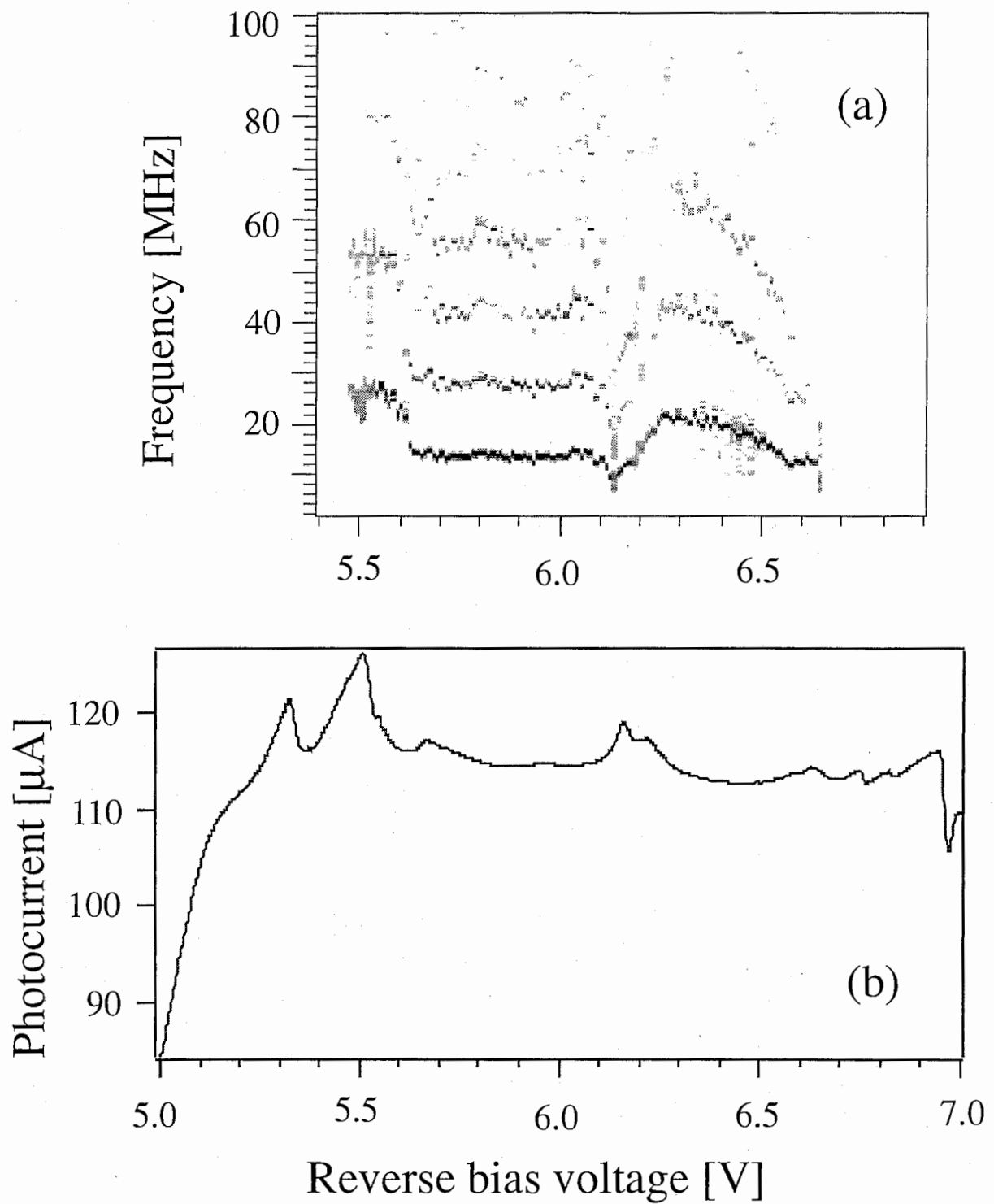


図 3.1: (a) 光電流発振スペクトルと (b) 対応する時間平均電流-電圧特性。レーザー強度 2 mW で、サンプル温度 20 K である。色の濃い部分が大きな振幅に対応している。

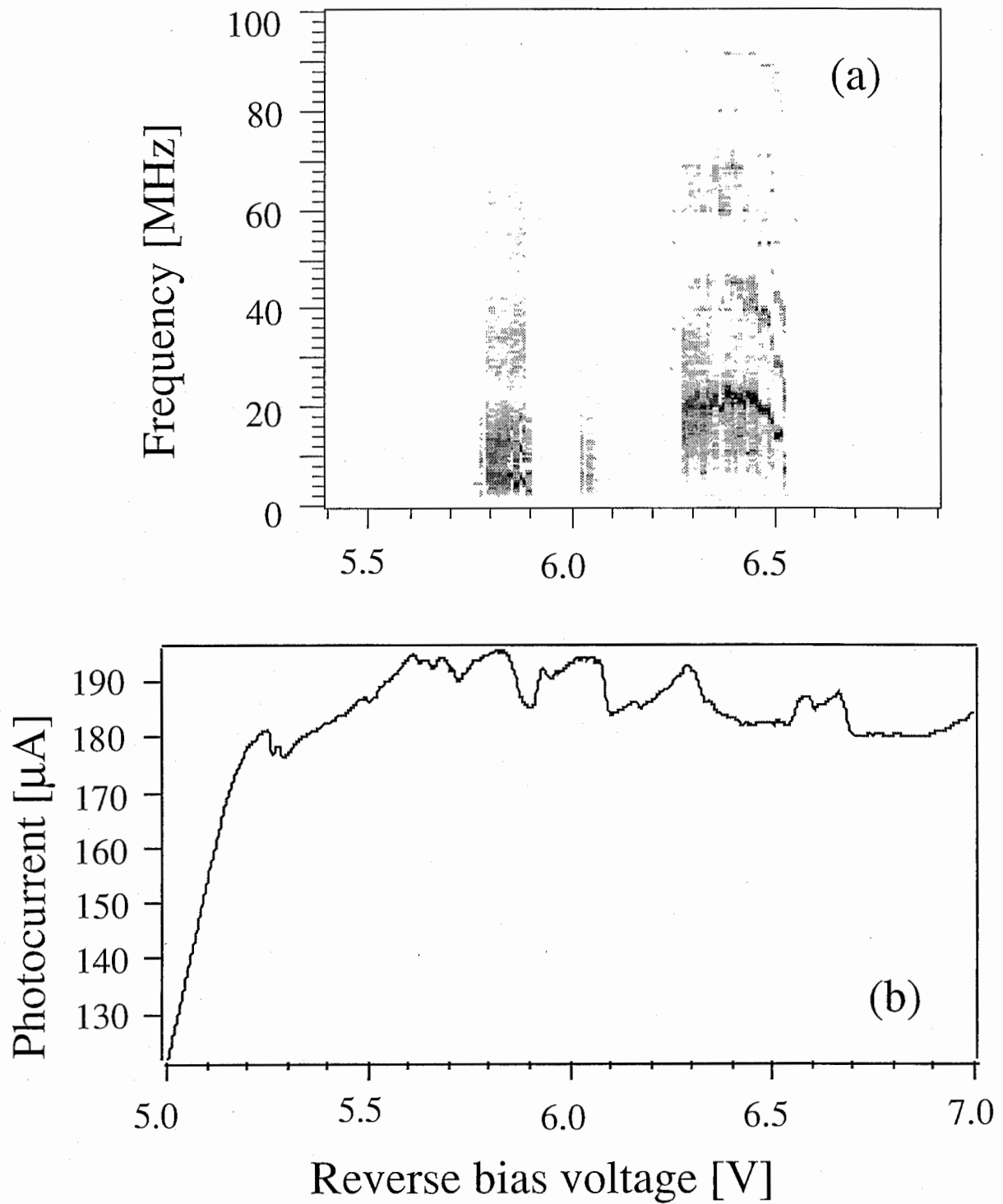


図 3.2: (a) 光電流発振スペクトルと (b) 対応する時間平均電流-電圧特性。レーザ強度 3.5 mW で、サンプル温度 20 K である。色の濃い部分が大きな振幅に対応している。

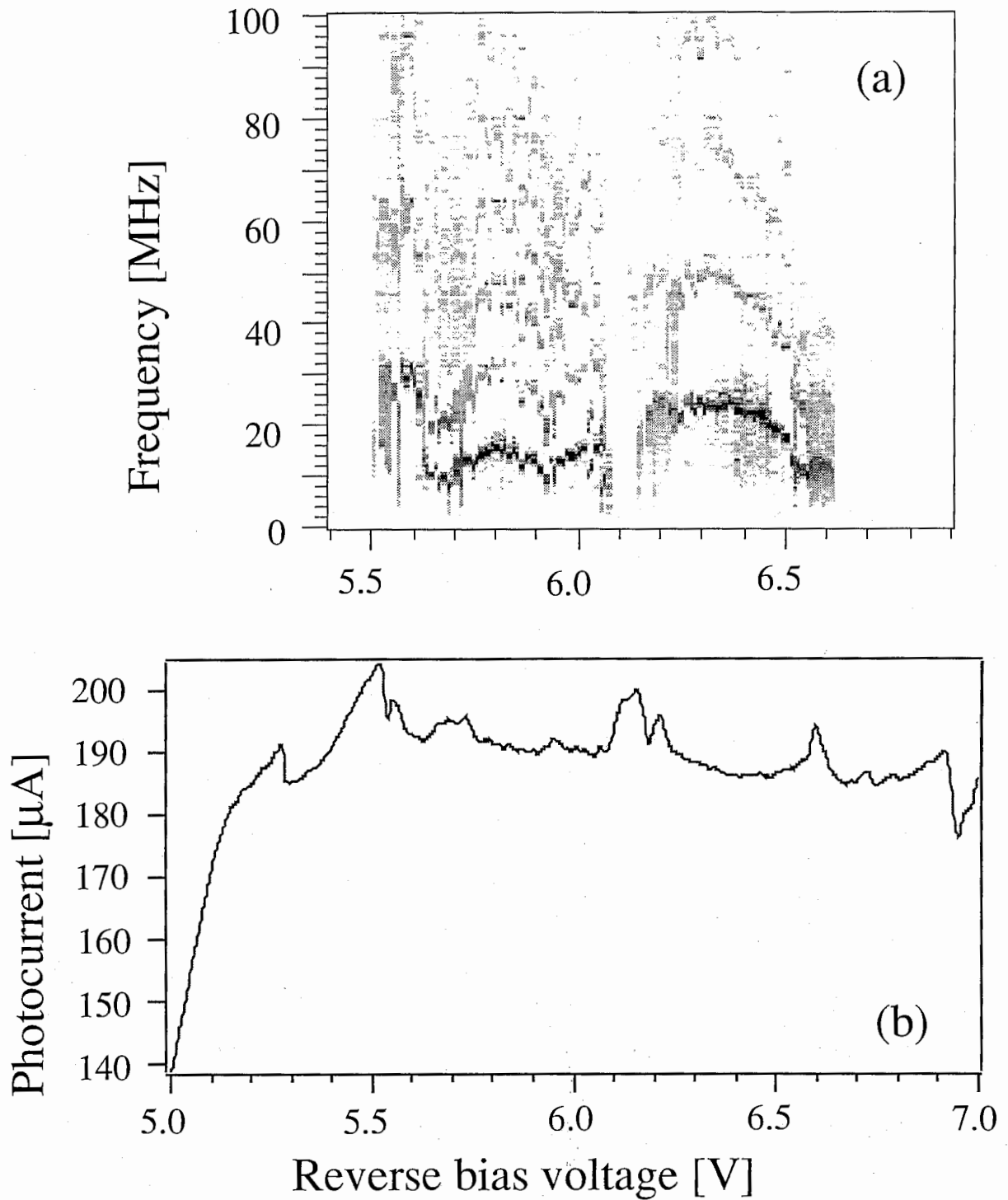


図 3.3: (a) 光電流発振スペクトルと (b) 対応する時間平均電流-電圧特性。レーザ強度 3.5 mW で、サンプル温度 40 K である。色の濃い部分が大きな振幅に対応している。

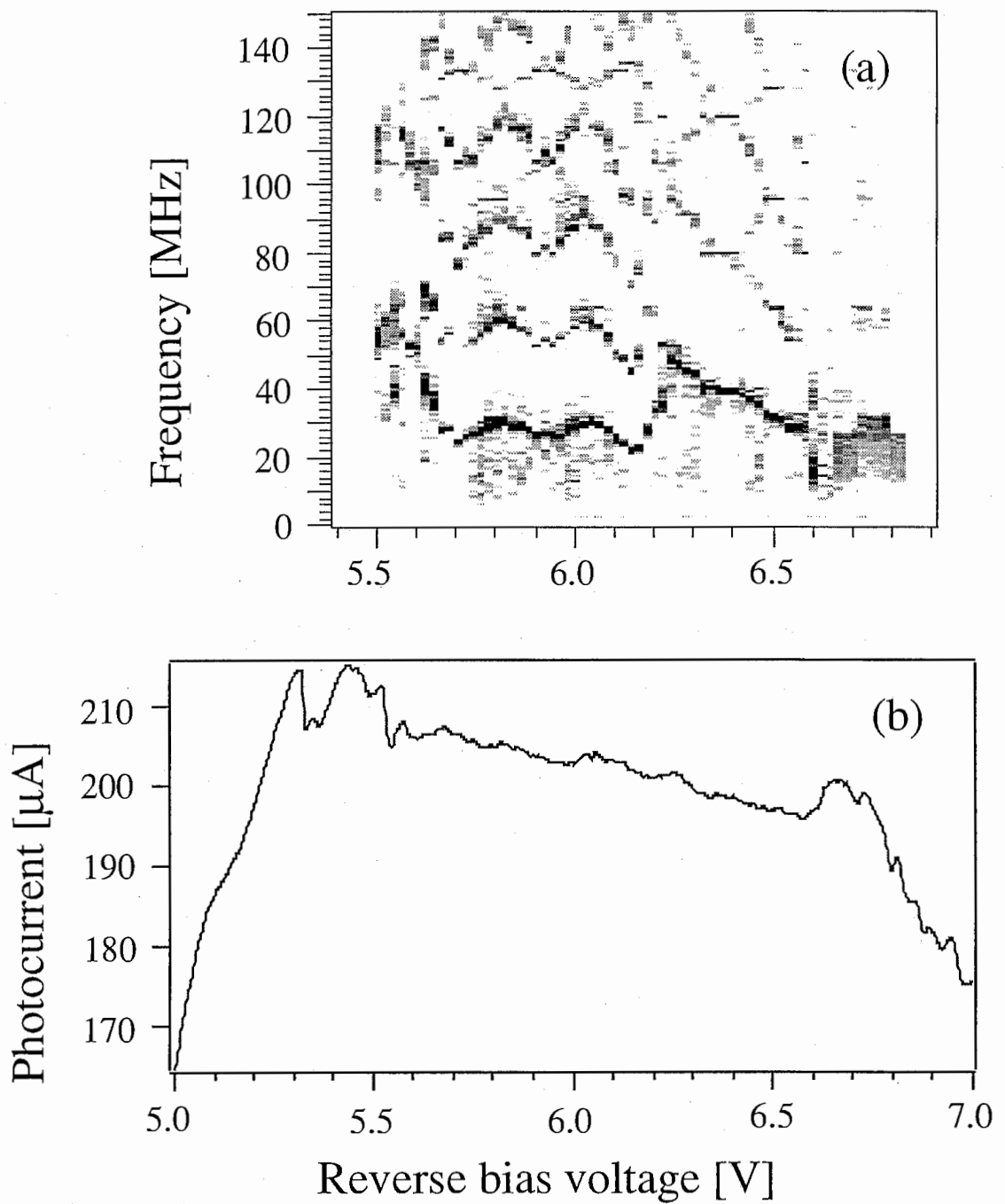


図 3.4: (a) 光電流発振スペクトルと (b) 対応する時間平均電流-電圧特性。レーザー強度 3.5 mW で、サンプル温度 60 K である。色の濃い部分が大きな振幅に対応している。

第4章 安定および不安定ドメイン形成のフェーズダイアグラム

前章において、不安定ドメインが形成される電圧範囲はキャリア密度（電流密度）および温度に強く影響されることを示した。電流密度が十分に大きいときには電界ドメインは安定に存在するために電流発振は起こらないが、電流密度がある程度小さいときには連続した電圧範囲で発振が観測される。それならば、発振が観測される範囲は電流密度（光励起システムではレーザー光強度すなわちキャリア密度）の関数として定義することが可能であろう。この章では、観測によって得られた安定／不安定電界ドメイン形成のフェーズダイアグラム [22] について議論する。得られたフェーズダイアグラムはキャリア密度および印加電圧の2変数空間に発振領域を明瞭に示すことから、不安定電界ドメイン領域が視覚化されて2変数空間での発振条件を明確に知ることができる。またフェーズダイアグラムは超格子の膜厚や組成のゆらぎの影響を明瞭に反映するので、内部構造はもとより結晶成長の評価にも有効であることを示す。この研究と同時期に、理論面からも発振可能な条件を求める研究が行なわれ [17, 23, 24]、両者は良い一致を示しており実験結果とあわせて紹介する。

4.1 発振最大振幅の抽出

図 4.1(a) は前章と同じ素子構造のアンドープ超格子観測された光電流発振スペクトルで、レーザー光強度 2.5 mW、サンプル温度 20 K のときのものである。印加電圧 5.46 V から 6.64 V の連続した電圧範囲で発振が観測されている。このデータから各印加電圧における振幅の最大値を抽出したものを図 4.1(b) に示す。この最大値はおおむねスペクトル中の基本周波数の振幅に対応する。

レーザー励起システムではレーザー光強度により素子内部のキャリア密度を容易に制御

できるので、同様な測定を他のレーザ光強度でも行なうと発振が観測される電圧範囲が大きく変化することがわかる。図 4.2(a) はレーザ光強度 4.25 mW のときの発振周波数スペクトルの電圧依存性である。発振が観測される電圧範囲はもはや連続しておらず、電圧値に依存して安定および不安定ドメインが交互に形成されていることがわかる [10]。図 4.2(a) から各電圧での最大振幅を抽出したものが図 4.2(b) である。

4.2 フェーズダイアグラムについての考察

レーザ光強度をある間隔で変化させながら同様の手順で最大振幅を抽出すると、各レーザ強度における発振の電圧範囲が判明し、図 4.3 に示すフェーズダイアグラムを描くことができる [22]。この図から逆バイアス電圧（電界）とレーザ強度（キャリア密度）の 2 変数空間中での安定／不安定ドメインの境界を知ることができる。図 4.3(a) に示す 20 K のときのフェーズダイアグラムを詳細に見てみると、まず 0.50 mW においてふたつの発振領域が 5.65 と 6.2 V 付近に現われる。キャリア密度を上昇させると、そのふたつの発振領域は次第に広がりやがてひとつの広い発振領域に融合する。この結果は、各バイアス電圧において安定および不安定ドメインの境界は異なるキャリア密度に存在することを意味する。

更にキャリア密度を上昇させると、図 4.2(a) に示したような発振が生じない安定な電界ドメインを形成する電圧範囲が観測される。安定および不安定なドメイン形成の境界は Hopf bifurcation point と見なすことができる [23]。すなわち、図 4.2(a) のような安定および不安定電界ドメイン形成が交互に生じる現象は、Hopf tongue 交差の発現および消滅に対応すると理解できる。キャリア密度の上昇とともに安定な電界ドメインの電圧範囲は広がり、5 mW 以上では 6.4 V 付近に唯一つの発振観測範囲が存在する。10 mW 以上では全ての電圧範囲で発振は観測されず、安定な電界ドメインだけが残る。Hopf tongue の消滅とともに光電流発振も観測されなくなるキャリア密度は stationary saddle-node で定められ [17, 23]、このジグザグ形状は理論計算で示された様相ともよく一致している。

フェーズダイアグラムは安定／不安定ドメイン形成の境界を示すだけでなく、超

格子内部の様子に関する重要な情報も与えてくれる。図 4.3(a) のフェーズダイアグラムから、全てのキャリア密度において 6.2 V 付近の発振振幅が急激に減少していることがわかる。それと同時に、発振周波数も大きく変化している（例えば図 4.1(b) 参照）。この印加電圧に依存する変化は、結晶成長時の膜厚のゆらぎなどの超格子構造の不完全さが原因である [26]。従って、フェーズダイアグラムの観測は超格子結晶成長の評価にも有効である。

サンプル温度を上昇させて 60 K のときのフェーズダイアグラムを図 4.3(b) に示す。フェーズダイアグラムの形状は 20 K とよく似ているが、より広い範囲で光電流の発振が観測されていることがわかる。例えば、レーザー光強度が 7 から 9 mW の範囲において電圧 6.95 V 付近に 20 K では見られなかった発振領域が観測されている。これは温度上昇に伴う新しい Hopf tongue の発現と考えられる。この温度上昇による発振領域の拡大の原因については前章を参考にしていきたい。

また上方のジグザグの境界線が 20 K のものより明瞭に観測されない。これは saddle-node で定まる境界線が温度に対して敏感であるためであり、その結果より高温では境界線の明瞭さが失われてしまう。しかし 6.2 V 付近の振幅の減少は明瞭に現われており、超格子構造の不完全さは高温においても影響力が強いことがわかる。

これらのフェーズダイアグラムより、基本周波数の最大振幅のキャリア密度依存性に関する情報を得ることができる。図 4.4(a) に 5.88 V における最大振幅をレーザー強度の関数として示す（図 4.3(a) より得られたもの）。発振はレーザー強度が 0.75 mW から始まる。レーザー強度の増加によって、最大振幅は徐々に大きくなり 2.5 から 4 mW の間で最大となる。更にレーザー強度が増加すると振幅は急に減少する。4.75 mW において発振は完全に消失する。発振周波数はキャリア密度の増加とともに遅くなり [10, 25]、一方の振幅は発振が消失する直前までほぼ一定値をとるので、観測された分岐は文献 [23] における数値計算で示された homoclinic connection である。しかし、印加しているバイアス電圧を若干変化させると、この最大振幅のキャリア密度依存性は undriven chaos [15, 13] の存在によって大きく異なる様相を示す場合がある。図 4.4(b) はバイアス電圧を 5.76 V に変えたときの最大振幅のキャリア密度依存性であり、(a) と同様図 4.3(a) より得られたものである。高いキャリア密度において発振振幅がゼロに減少して

いくとき、4 mW 付近においてステップ状の特性が明らかに観測されている。この平坦部分において、超格子は undriven chaos 発振を示すことから（その undriven chaos 特有のブロードな発振スペクトルは図 4.2(a) に確認できる）、カオスにより homoclinic connection とは異なる特徴となることがわかる。図 4.3 に示したフェーズダイアグラムには、発振を示す電圧範囲の低電圧側において undriven chaos がよく観測されている。これはカオス発振が微分負性抵抗の存在と深く関係していることを示唆している [10, 15, 13]。

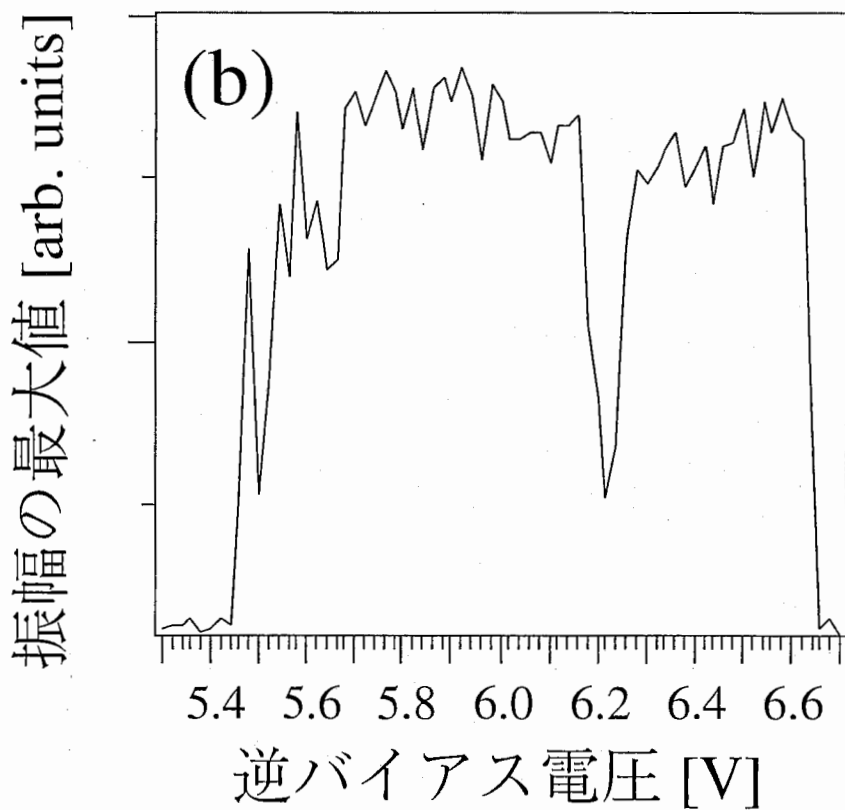
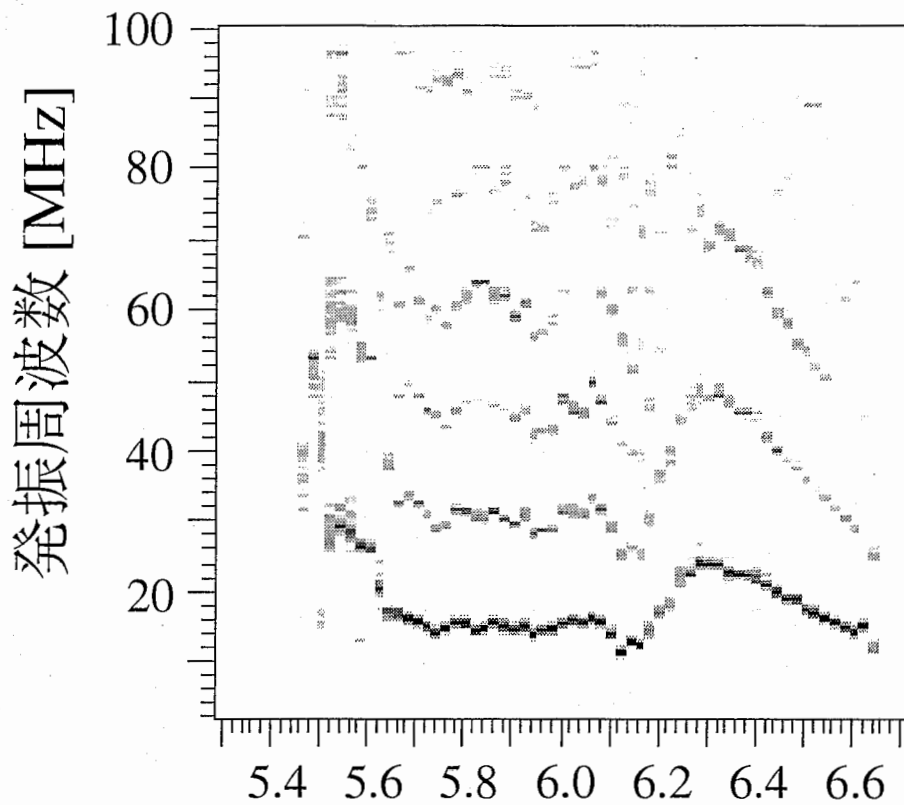


図 4.1: (a) レーザ光強度 2.5 mW、サンプル温度 20 K における光電流発振スペクトルの逆バイアス電圧依存性。色の濃い部分が大きな振幅に対応している。(b) 発振スペクトル中の最大振幅の逆バイアス電圧依存性。

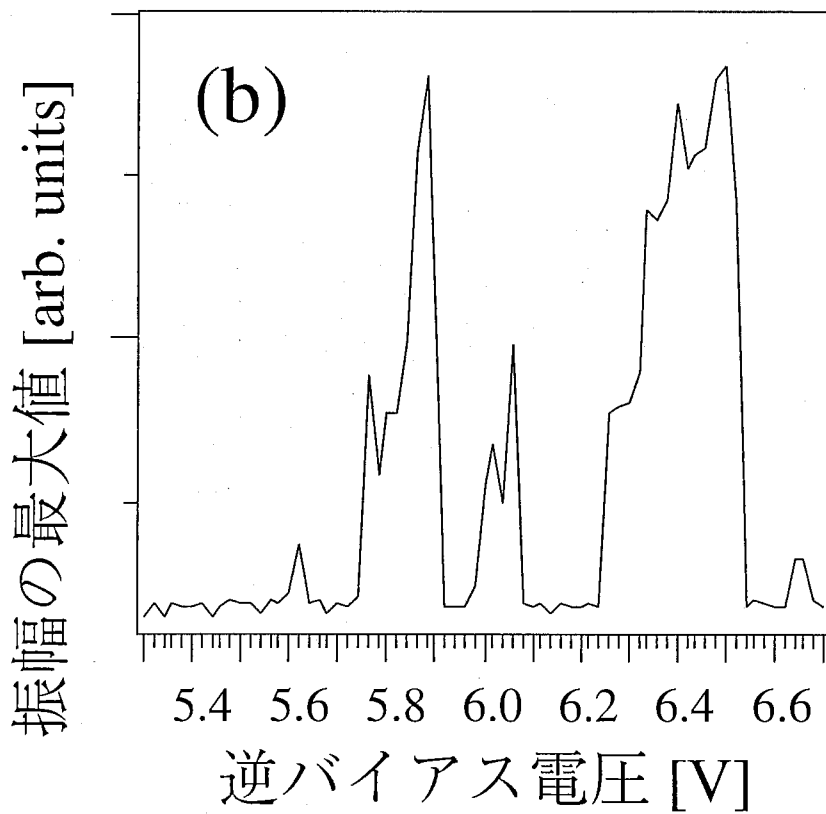
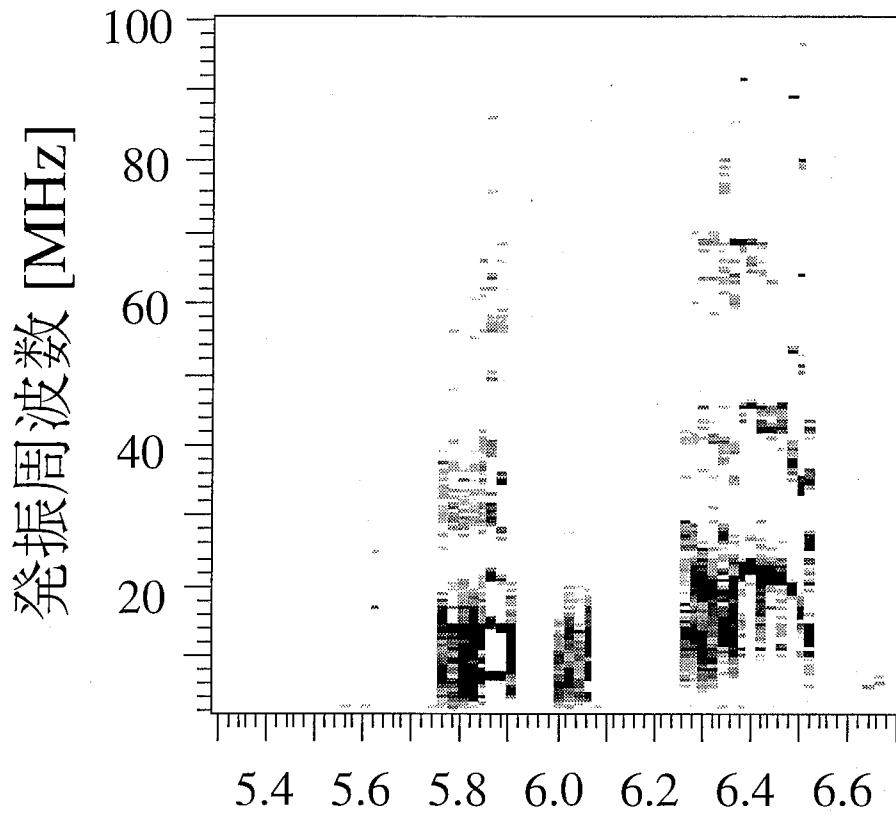


図 4.2: (a) レーザ光強度 4.25 mW、サンプル温度 20 K における光電流発振スペクトルの逆バイアス電圧依存性。色の濃い部分が大きな振幅に対応している。(b) 発振スペクトル中の最大振幅の逆バイアス電圧依存性。

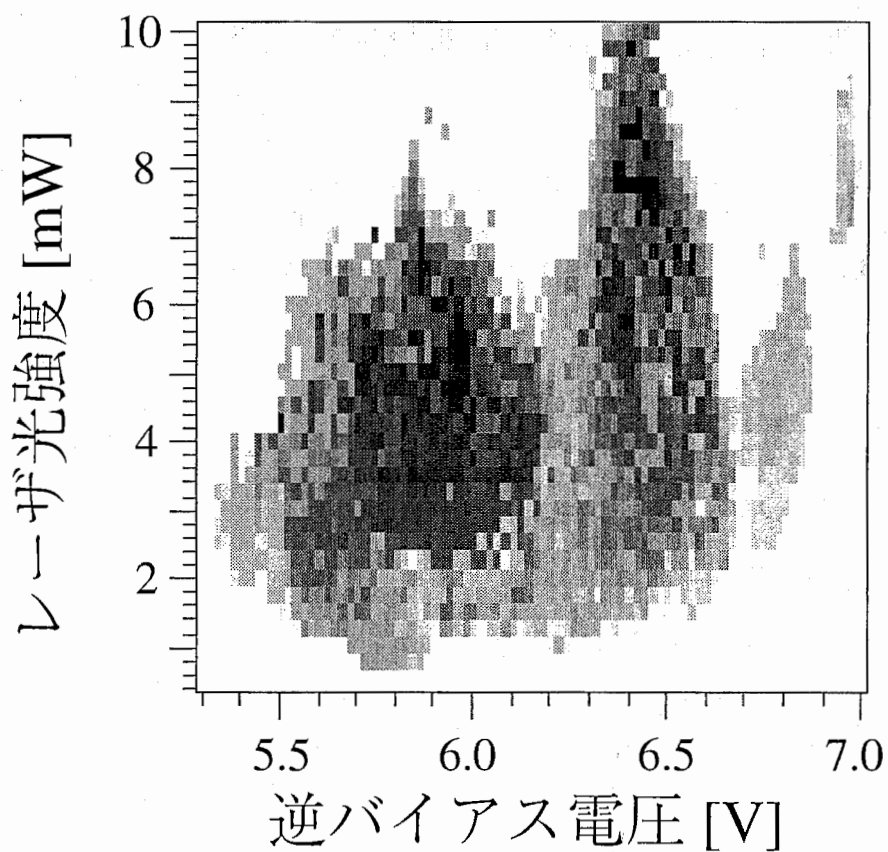
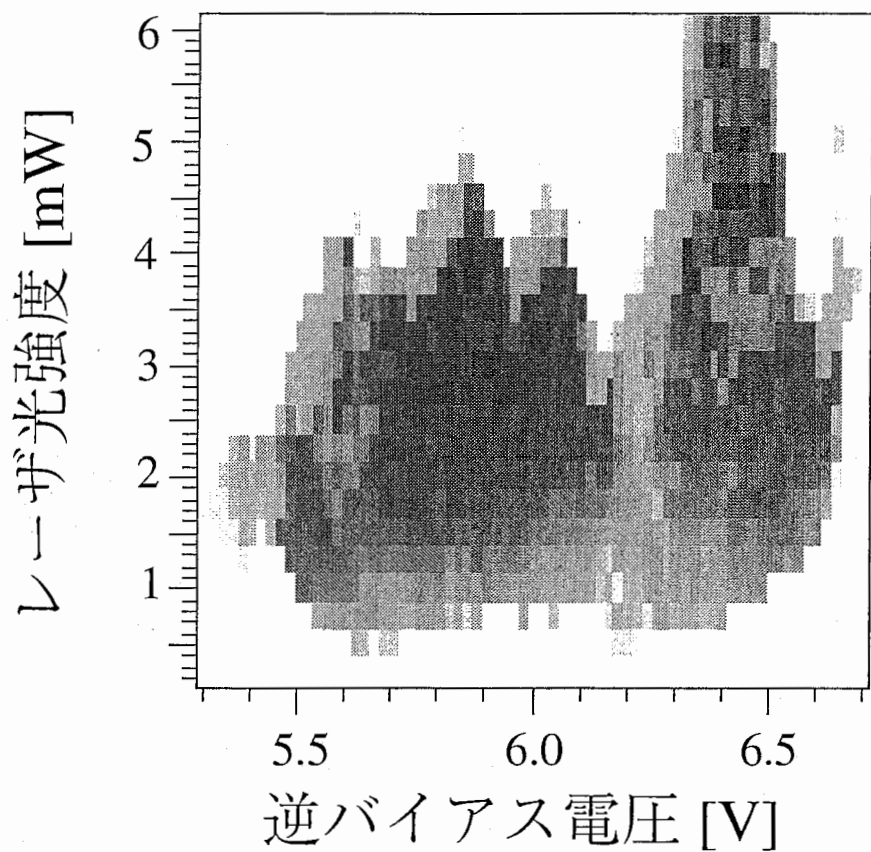
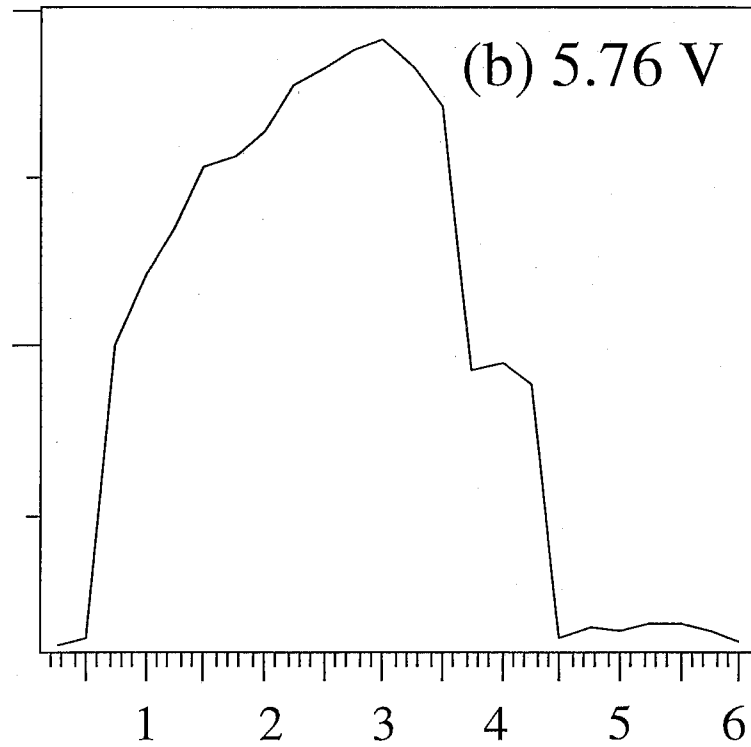
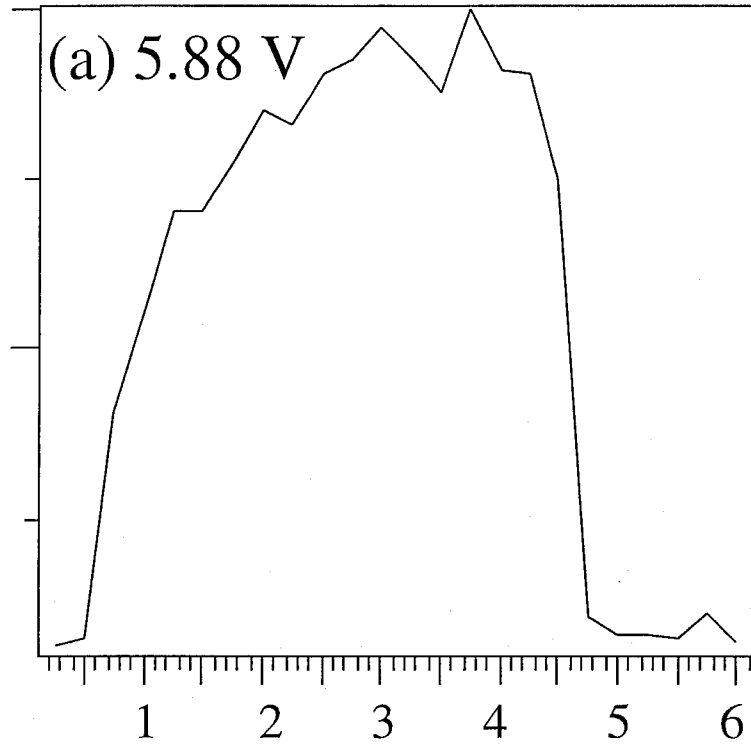


図 4.3: (a) 安定および不安定な電界ドメイン形成のフェーズダイアグラム。サンプル温度はそれぞれ (a) 20 K、および (b) 60 K。レーザー光強度は 0.25 mW ステップで変化させている。色の濃い部分が各々のバイアス電圧とレーザー光強度における光電流発振の最大振幅に対応している。

Maximum amplitude [arb. units]



Laser intensity [mW]

図 4.4: 最大振幅のキャリア密度依存性 (a) 逆バイアス電圧 5.88 V、(b) 5.76 V。素子温度は 20 K、図 4.3 から得られたもの。

第5章 カオスと発振スペクトルの分岐

電界ドメインの不安定性により電流発振を示す状態において直流バイアスに交流電界を重畳すると、charge sheet のリサイクル運動が時空間コヒーレンスを失い発振スペクトルに低次元カオスが現われることが理論研究から予測された [27, 28]。その後ドーブした超格子の電流発振からカオスを検出してその理論予測は実証されている [15]。ここではアンドープ超格子の光電流発振に観測されたカオスについて紹介する [29]。

5.1 実験方法

本章では $n-i-n$ ダイオードに加工されその i 層に GaAs 層 3.4 nm、AlAs 層 5.1 nm で 75 周期の GaAs/AlAs 超格子を含む素子を用いている。この素子はタイプ 2 の間接遷移型のバンド構造であり、光励起アンドープ素子の連続発振の条件を満たす（素子構造の詳細については文献 [29] を参照）。この素子の n キャップ層に He-Ne レーザ連続光を照射してキャリアを生成する。素子には直流電圧とそれに重畳して比較的振幅の小さい交流電圧を印加して発振状態に変調をかける。サンプルはクライオスタットのなかに固定されて 20 K に冷却されている。

5.2 観測されたカオスと分岐パターン

レーザ強度 15 mW、サンプル温度 5.0 K、逆バイアス電圧 7.4 V のとき、この超格子は基本周波数 8.6 MHz の光電流発振を示す。これらの条件を一定に維持したまま変調信号としてバイアスに交流電圧 V_{AC} を重畳する。このとき変調信号の周波数は基本周波数の黄金律の逆数倍、すなわち 1.618 倍に対応する 14 MHz とする [28]。 V_{AC} を増加すると発振スペクトルは図 5.1(a) に示す複雑な分岐パターンを示す。 V_{AC} の関数としてカオス領域に挟まれた三ヶ所の frequency-lock 領域が確認できる。 V_{AC} が 0.1 から 0.3 V

の間ではカオスが発生するために位相情報が不鮮明でブロードなスペクトルとなる。0.3 V 以上では急にカオスが消滅して frequency-lock 領域となりその周波数は V_{AC} の周波数の $m/3$ 倍 ($m = 1, \dots, 4$) である。 V_{AC} が 0.44 V 以上ではこれらの周波数が背景ノイズ的な信号を伴いながら複数のピークに分裂する。 V_{AC} が 0.6 V になるとこれらのピークは別の frequency-lock 領域に入りその周波数は V_{AC} の周波数の $m/4$ 倍 ($m = 1, \dots, 5$) である。 V_{AC} が 0.66 から 0.69 V の範囲でふたたび背景ノイズを伴うピークの分岐を示し、 V_{AC} が 0.69 から 0.72 V の間ではまた別の frequency-lock に入りその周波数は V_{AC} の周波数の $m/5$ 倍 ($m = 1, \dots, 7$) である。 V_{AC} の増加とともに frequency-lock 領域の電圧幅は狭まっており、従って別の frequency-lock 領域 (周波数が V_{AC} の $1/6, 1/7, \dots$) が 0.72 から 0.82 V の間のカオス領域に存在している可能性もある。

異なるキャリア密度では全く別の分岐パターンが観測される。レーザ光強度 18 mW のとき、発振周波数も異なり基本周波数 13.2 MHz の光電流発振を示すので V_{AC} の周波数を 21.6 MHz と設定し得られた分岐パターンを図 5.1(b) に示す。 $V_{AC}=0.04$ V のとき、変調周波数の subharmonics が確認できる (その周波数は変調信号の $m/5$ ($m = 1 \dots 4$))。 V_{AC} が 0.08 から 0.44 V の間では V_{AC} の増加にともないこれらの subharmonics の周波数が増減している。またこの電圧範囲では背景ノイズ的な信号を伴うことからカオスの存在を意味している。 V_{AC} が 0.44 V に達するとこの背景ノイズ信号が消滅して subharmonics がふたたび現われる (周波数は変調信号の $m/3$ ($m = 1 \dots 4$))。 V_{AC} が 0.5 V 以上では V_{AC} の増加にともないこれらの subharmonics が増減し多数の交差が生じている。そして V_{AC} が 0.8 V 以上では光電流発振は止まる。 V_{AC} が 0.5 から 0.8 V の間では狭いカオス領域が存在するようだが、図の解像度からは明確には確認できない。

背景ノイズ的な信号の中にカオスが存在することは、Luo 等が発振の時系列データを詳細に調査して Poincaré map を描写するなどして検証されている [30, 31]。

図 5.1 に示した分岐パターンは不純物ドーブ超格子で観測されたものとはかなり異なるが [15]、不純物ドーブおよびアンドーブ超格子で得られた分岐パターンは数値計算で予想されたものよりかなり複雑でなおかつ美しい対称性を示す。おそらく膜厚のゆらぎなどの構造の不完全さがシステムの自由度を増すことになり、その結果理論予測よりも複雑で多様な結果が得られるのだろう。そのシステム自由度の増加が原因と考

えられる現象のひとつに、交流変調信号を必要としない直流バイアス印加のみで発生する undriven chaos も明瞭に観測されている。[16, 32]

なお同様な実験を $p-i-n$ 素子でも試みたが、綺麗な分岐パターンは得られなかった。おそらくは光励起によって生成された動きの遅い正孔が交流信号による変調に追従できないためではないかと考えている。

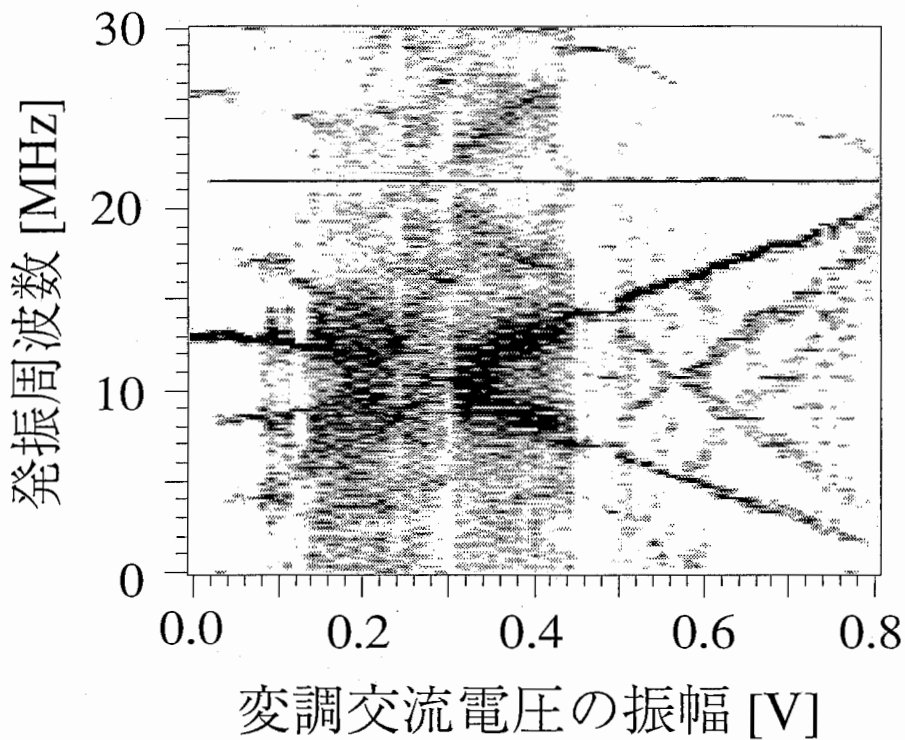
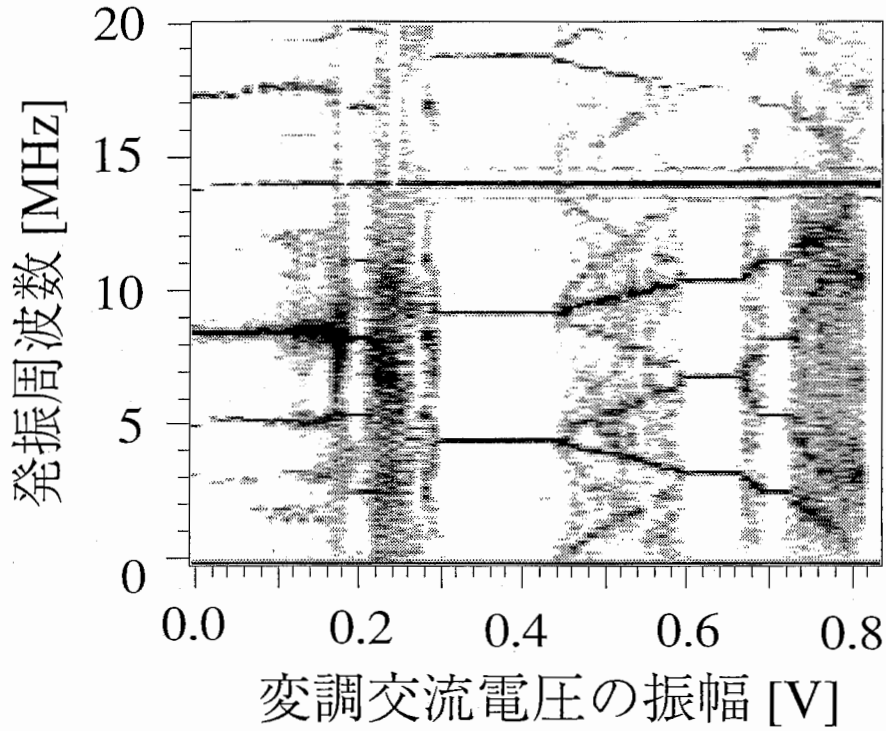


図 5.1: 発振周波数の分岐ダイアグラム。色の濃い部分が大きな振幅に対応している。(a) の条件はレーザー強度 15 mW、逆バイアス電圧 7.4 V、サンプル温度 5.0 K。変調交流電圧の周波数は 14 MHz に設定されており、これは光電流発振の基本周波数 8.6 MHz の黄金律の逆数倍に対応している。(b) の条件はレーザー強度 18 mW、逆バイアス電圧 6.6 V、サンプル温度 7.6 K。変調交流電圧の周波数は 21.6 MHz に設定されており、光電流発振の基本周波数 13.2 MHz の黄金律の逆数倍に対応している。

第6章 結論

6.1 超格子のキャリア輸送に関して

本報告は GaAs/AlAs アンドープ超格子の光電流発振に関する研究成果をまとめたものである。半導体超格子は自由度の大きいシステムであるため、特に非線型キャリア輸送に絡んで複雑な現象を提示する。ここで紹介した、不安定電界ドメインのフェーズダイアグラム、カオスなどは一例である。なお理論研究の動向に関しては [33, 34, 35] などの文献にまとめられているので参考にしていきたい。

ミニバンド輸送、Wannier-Stark 局在などの研究も盛んに行なわれているが、これら異なるキャリア輸送過程を融合した理論体系に組み込もうとする研究動向もあり [35, 36]、今後超格子中のすべてのキャリア輸送過程が解明され、新たな応用の道が開かれることに期待したい。本研究もその役割の一部に貢献することができれば幸いである。

6.2 今後の課題

メゾスコピック系で見られる物理現象の弱点は熱による散乱であろう。本報告で紹介した観測結果はほとんどが素子を低温で冷却して行なわれており、発振が観測されるのはおよそ 100 K 以下である。

しかし最近になり、Si ドープされた超格子において n -AlGaAs クラッド層の DX センターがキャリア輸送に悪影響を及ぼすことが明らかになってきた。DX センターは $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ において x が 0.22 から 0.85 の間のときに存在する。

ごく最近の実験で、Si ドープされた超格子の前後に従来存在する n -AlGaAs クラッド層を取り除くとほとんど全ての素子が室温連続発振を示すことが確認された [37]。従って、 p - i - n 素子においても n -AlGaAs クラッド層を取り除くことにより光電流の室温連続発振の実現が期待できる。(Be ドープの p 型クラッド層には DX センターは存在しな

い) 実用レベルの物理現象と認められるためには室温動作は必須であろうから、アンドープ素子においてもぜひとも動作確認をする必要がある。

謝辞

この研究の機会を与えて頂いた株式会社エイ・ティ・アール環境適応通信研究所の小宮山牧兒社長、會田田人室長、江上典文元室長（現、NHK放送技術研究所）に深謝いたします。

そして素子作製に協力していただいた堂本千秋研究員（現、京セラ株式会社中央研究所）と西村剛太研究員、Dr. A. Fisherに感謝します。また実験協力および有意義な議論をしていただいた第四研究室の半導体グループの諸氏、および大阪市立大学の細田 誠教授に感謝いたします。

本研究に関しては諸外国の研究者にもたいへん関心を持っていただき、なかでもベルリン工科大学のProf. Dr. E. Schöll, Dr. A. Wacker、レーゲンスブルグ大学のDr. E. Schomburg、カルロス3世マドリッド大学のProf. L. Bonillaの皆様には有意義なコメントを頂きました。

本研究はドイツ・ベルリン市ポールドゥルーデ固体電子研究所との共同研究プロジェクトとして行なわれたものであり、研究代表者のDr. H. T. Grahnとの議論は大変有意義なものでした。またカオスに関する研究成果は筆者が同研究所に滞在した期間に得られたものであり、研究所長のProf. Dr. K. Ploogをはじめとする所員の皆様の厚遇に感謝いたします。

関連図書

- [1] L. Esaki and L. L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **8** (1974) 496.
- [2] H. T. Grahn, in *Semiconductor superlattices*, chap. 5, edited by H. T. Grahn (World Scientific 1995).
- [3] J. Kastrup, R. Klann, H. T. Grahn, K. Ploog, L. L. Bonilla, J. Galán, M. Kindelan, M. Moscoso, and R. Merlin *Phys. Rev. B* **52** (1995) 13761.
- [4] H. T. Grahn, J. Kastrup, K. Ploog, L. Bonilla, J. Galán, M. Kindelan, and M. Moscoso, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **34** (1995) 4526.
- [5] J. Kastrup, R. Hey, K. H. Ploog, H. T. Grahn, L. L. Bonilla, M. Kindelan, M. Moscoso, A. Wacker, and J. Galán, *Phys. Rev. B* **55** (1997) 2476.
- [6] S. H. Kwok, T. B. Norris, L. L. Bonilla, J. Galán, J. A. Cuesta, F. C. Martínez, J. M. Molera, H. T. Grahn, K. Ploog, and R. Merlin, *Phys. Rev. B* **51** (1995) 10171.
- [7] L. L. Bonilla, J. Galán, J. A. Cuesta, F. C. Martínez, J. M. Molera, *Phys. Rev. B* **50** (1994) 8644.
- [8] H. Mimura, M. Hosoda, N. Ohtani, K. Tominaga, K. Fujita, T. Watanabe, H. T. Grahn, and K. Fujiwara, *Phys. Rev. B* **54** (1996) R2323.
- [9] N. Ohtani, N. Egami, K. Kuroyanagi, M. Ando, M. Hosoda, H. T. Grahn and K. H. Ploog, *Physica Status Solidi (b)*, **204** (1997) 489.

- [10] N. Ohtani, N. Egami, H. T. Grahn, K. H. Ploog, and L. L. Bonilla, *Phys. Rev. B* **58** (1998) R7528.
- [11] M. Hosoda, H. Mimura, N. Ohtani, K. Tominaga, K. Fujita, T. Watanabe, H. Inomata, and M. Nakayama, *Phys. Rev. B* **55** (1997) 13689.
- [12] J. Feldmann, R. Sattmann, E. Göbel, J. Kuhl, J. Hebling, K. Ploog, R. Muralidharan, P. Dawson and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 1892.
- [13] N. Ohtani, N. Egami, K. Kuroyanagi, M. Ando, M. Hosoda, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, *Phys. Status Solidi B* **204**, 489 (1997).
- [14] O. M. Bulashenko and L. L. Bonilla, *Phys. Rev. B* **52**, 7849 (1995).
- [15] Y. Zhang, J. Kastrup, R. Klann, K. H. Ploog, and H. T. Grahn, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3001 (1996).
- [16] Y. Zhang, R. Klann, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, *Superlattices and Microstructures* **21**, 565 (1997).
- [17] A. Wacker, M. Moscoso, M. Kindelan, and L. L. Bonilla, *Phys. Rev. B* **55** (1997) 2466.
- [18] R. Aguado, G. Platero, M. Moscoso, and L. L. Bonilla, *Phys. Rev. B* **55**, R16 053 (1997).
- [19] L. L. Bonilla, J. Galán, J. A. Cuesta, F. C. Martínez, and J. M. Molera, *Phys. Rev. B* **50**, 8644 (1994).
- [20] H. Hillmer, A. Forchel, S. Hansmann, M. Morihashi, E. Lopez, H. P. Meier, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* **39**, 10 901 (1989).
- [21] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, and T. Matsusue, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1934 (1987).

- [22] N. Ohtani, N. Egami, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, *Phys. Rev. B* **61** (2000) R5097.
- [23] M. Moscoso, J. Galán, and L. L. Bonilla, in *Proceedings of the 24th International Conference on the Physics of Semiconductors*, edited by D. Gershoni (World Scientific, Singapore, 1999), V-C-14 (0524.pdf).
- [24] M. Patra, G. Schwarz, and E. Schöll, *Phys. Rev. B* **57** (1998) 1824 .
- [25] K. J. Luo, S. W. Teitsworth, H. Kostial, H. T. Grahn, and N. Ohtani, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3845 (1999).
- [26] E. Schöll, G. Schwarz, and A. Wacker, *Physica B* **249–251** (1998) 961.
- [27] L. L. Bonilla, O. M. Bulashenko, J. Galán, M. Kindelan, and M. Moscoso, *Solid-State Elec.*, **40** (1996) 161.
- [28] O. M. Bulashenko, M. J. García, and L. L. Bonilla, *Phys. Rev. B* **53** (1996) 10008.
- [29] N. Ohtani, N. Egami, K. Fujiwara, and H. T. Grahn, *Solid State Elec.*, **42** (1998) 1509.
- [30] K. J. Luo, H. T. Grahn, K. H. Ploog, and L. L. Bonilla, *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 1290.
- [31] K. J. Luo, H. T. Grahn, S. W. Teisworth, and K. H. Ploog, *Phys. Rev. B* **58** (1998) 12613.
- [32] N. Ohtani, N. Egami, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, *Physica B*, **249-251** (1998) 878.
- [33] L. L. Bonilla in *Nonlinear Dynamics and Pattern Formatin in Semiconductors and Devices*, chap. 1, edited by F.-J. Niedernostheide (Springer 1994).

- [34] E. Schöll and A. Wacker in *Nonlinear Dynamics and Pattern Formation in Semiconductors and Devices*, chap. 2, edited by F.-J. Niedernostheide (Springer 1994).
- [35] A. Wacker, in *Theory of Transport Properties of Semiconductor Nanostructures*, chap. 10, edited by E Schöll (Chapman & Hall 1998).
- [36] A. Wacker and A.-P. Jauho, *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998) 369.
- [37] M. Rogozia and H. T. Grahn, private communications.

本研究に関する対外発表（論文）

- [101] N. Ohtani, M. Hosoda, and H. T. Grahn: “Photocurrent self-oscillations in a direct-gap GaAs-AlAs superlattice”, *Applied Physics Letters*, Vol. 70, No. 3, pp. 375-377 (Jan. 1997).
- [102] M. Hosoda, N. Ohtani, K. Tominaga, H. Mimura, and T. Watanabe : “Anomalous large negative differential resistance due to Γ -X resonances in type-I GaAs/AlAs superlattices”, *Physical Review B*, Vol. 56, No. 11, pp. 6432-6435 (Sep. 1997).
- [103] N. Ohtani, N. Egami, K. Kuroyanagi, M. Ando, M. Hosoda, H. T. Grahn and K. H. Ploog: “Current self-oscillations in undoped, photoexcited GaAs/AlAs type-I superlattices”, *Physica Status Solidi (b)*, Vol. 204, No. 1, pp. 489-492 (Nov. 1997).

以上3本はタイプ1超格子における光電流連続発振のメカニズムに関する報告。

- [104] N. Ohtani, N. Egami, K. Fujiwara, and H. T. Grahn: “Photocurrent self-oscillations in undoped GaAs/AlAs superlattices modulated by an external ac voltage”, *Solid State Electronics*, Vol. 42, Nos. 7-8, pp. 1509-1513 (July 1998).
- [105] K. J. Luo, S. W. Teitworth, H. Kostial, H. T. Grahn, and N. Ohtani: “Controllable bistabilities and bifurcation scenarios in an undoped, photoexcited GaAs/AlAs superlattice”, *Applied Physics Letters*, Vol. 74, No. 25, pp. 3845-3847 (June 1999).

以上2本はカオス発振と分岐パターンについての報告。

- [106] N. Ohtani, N. Egami, H. T. Grahn, and K. H. Ploog: "Carrier density dependence of transitions between chaotic and periodic photocurrent oscillations in undoped GaAs/AlAs superlattices", *Physica B*, Vols. 249-251, pp. 878-881 (Aug. 1998).
- [107] N. Ohtani, N. Egami, H. T. Grahn, and K. H. Ploog: "Carrier density and temperature dependence of photocurrent self-oscillations in GaAs/AlAs superlattices", in *Proceedings of the 24th International Conference on Physics of Semiconductors (ICPS-24)*, **ThP-73**, Jerusalem, Israel (Aug. 1998).
- [108] N. Ohtani, N. Egami, H. T. Grahn, K. H. Ploog, and L. L. Bonilla: "Transition between static and dynamic electric-field domain formation in weakly coupled GaAs/AlAs superlattices", *Physical Review B*, Vol. 58, No. 12, pp. R7528-R7531 (Sep. 1998).

以上3本は光電流発振のキャリア密度および温度依存性についての報告。

- [109] N. Ohtani, N. Egami, H. T. Grahn, and K. H. Ploog: "Phase diagram of static and dynamic electric field domain formation in semiconductor superlattices", *Physica B*, Vol. 272, Nos. 1-4, pp. 205-208 (Dec. 1999).
- [110] N. Ohtani, N. Egami, H. T. Grahn, and K. H. Ploog: "Phase diagram of static and dynamic-domain formation in weakly coupled GaAs/AlAs superlattices", *Physical Review B*, Vol. 61, No. 8, pp. R5097-R5100 (Feb. 2000).

以上2本はフェーズダイアグラムに関する報告。

- [111] M. Hosoda, H. Mimura, N. Ohtani, K. Tominaga, T. Watanabe, K. Fujiwara, and H. T. Grahn: "Current self-oscillations in photoexcited type-II GaAs-AlAs superlattices", *Applied Physics Letters*, Vol. 69, No. 4, pp. 500-502 (July 1996).
- [112] H. Mimura, M. Hosoda, N. Ohtani, K. Tominaga, K. Fujita, T. Watanabe,

H. T. Grahn, and K. Fujiwara: "Electric field domain formation in type-II superlattices", *Physical Review B*, Vol. 54, No. 4, pp. R2323-R2326 (July 1996).

[113] N. Ohtani, M. Hosoda, H. Mimura, K. Tominaga, T. Watanabe, K. Fujiwara, and H. T. Grahn: "Current self-oscillation originating from resonant tunneling through X states in GaAs/AlAs type-II superlattices", in *Proceedings of the 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-23)*, Vol. 3, pp. 1675-1678, edited by M. Scheffler and R. Zimmermann, Berlin, Germany, (World Scientific, Singapore 1996).

[114] N. Ohtani, M. Rogozia, C. Domoto, T. Nishimura, and H. T. Grahn: "Photocurrent self-oscillations in weakly coupled, type-II GaAs/AlAs superlattices embedded in p-i-n and n-i-n diodes", in *Proceedings of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS25)*, Part I, **D128**, p. 150, Osaka, Japan (Sep. 2000).

以上3本はタイプ2超格子における光電流発振に関する報告。