半導体レーザの磁界による発振波長シフトの
諸特性～ビート信号を用いた測定～

非会員	松田 真也	(新潟大)
非会員	柴田 和則	(新潟大)
非会員	中野 博之	(新潟大)
正員	佐藤 孝	(新潟大)
非会員	大河 正志	(新潟大)
正員	丸山 武男	(新潟大)
正員	榛葉 實	(東京電機大)

Some Oscillation Wavelength Shift Characteristics of a Semiconductor
Laser in a Magnetic Field ~ Observation Using a Beat Note ~

Shinya Matsuda, Kazunori Shibata, Hiroyuki Nakano, Non-members, Takashi Sato,
Member, Masashi Ohkawa, Non-member, Takeo Maruyama, Member (Niigata University)
Minoru Shimba, Member (Tokyo Denki University)

In papers published previously, we discussed the oscillation wavelength shift of semiconductor lasers in a magnetic field, at room temperature. Observations were carried out by means of a monochromator, which was able to measure the oscillation wavelength shift only in a steady state and subject to a certain degree of measurement errors. In this work, we used the beat note between two semiconductor lasers as a means of observing the wavelength shift. This method reduces overall measurement error down to about one tenth that obtained using the monochromator and enables us to observe the time dependence of the wavelength shift, after setting up a magnetic field. The observed wavelength shift was delayed, compared with the square of the magnetic flux density which is proportional to the wavelength shift in a steady state. This delay measured about 0.07s, which is much longer than we actually expected, when changing temperature in an active layer.

キーワード：半導体レーザ，発振波長シフト，磁界，時間遅れ，ビート信号

1. まえがき

半導体レーザの発振波長は、注入電流、レーザ温度、組成によって変化するが、これら以外に磁界や圧力によっても変化することが知られている。この内、注入電流、レーザ温度や組成による発振波長の制御は、光通信や分光学などの分野で応用されている。しかし、注入電流やレーザ温度だけの波長制御では、半導体レーザの発振波長のもつモードジャンプ特性のため、任意の波長を発振させることが困難である。そこで、これまで主として半導体レーザの物性的研究に用いられてきた、磁界による波長シフトに著者らは注目し、波長制御への応用の可能性の検討を始めた。しかも、従来の磁界による波長シフトの研究は、極低温、

強磁界における研究で^{(1)～(4)}、近年開発されている常温で連続発振する様々な内部構造をもつ半導体レーザを用いた研究ではなかった。著者らは、これら常温で発振する半導体レーザを用いて、比較的弱い磁界で実験を行い、磁界による発振波長シフトの観測に成功し、そのシフト機構の解明の研究を行ってきた^{(5)～(9)}。

本研究の初期には、Rb原子の吸収線を用いて大きな波長分解能をもつ観測系を構成して実験を行い、小さな波長シフトを観測することに成功した⁽⁵⁾。その後は通常のモノクロメータを使って、様々な内部構造をもつファブリ・ペロー共振器形のGaAlAsレーザダイオードの波長シフトの実験を行い、波長シフトを観測してきた。これらの実験において、波長シフトは磁界の印加方向に依存すると

いう結果が得られた。また、この波長シフト量は半導体レーザの内部構造により異なった⁽⁷⁾。波長以外の特性変化として注入電流と光出力の関係の測定を行い、この結果より、磁界を印加した場合に光出力が減少することを確認した⁽⁸⁾。以上のことから、磁界による波長シフトは半導体レーザ内部の温度の上昇による影響が大きいのではないかと考えた。しかし、モノクロメータを用いる観測方法では分解能の関係で誤差が大きいことが欠点であった。また定常状態の測定しか行えなかったため、波長シフトの時間応答を知ることができず、詳細な検討が行えなかった。そこで今回は、2つのレーザ光間のビート信号を用いることで大きな波長分解能をもち、波長シフトの時間変化も観測できる方法を考案し実験を行った⁽⁹⁾。実験ではこれまでの実験で最も再現性の良いIS (Inner Stripe) 形半導体レーザ⁽¹⁰⁾を用いた。その結果、波長シフトの時間変化を初めて測定すると共に、これまでのモノクロメータを用いた実験の結果を、誤差を低減させたより精度の高い結果として再確認することができた。

極低温、強磁界の条件下の研究で観測されている波長の短波長側へのシフトの説明は、磁界により半導体のエネルギーバンド中に形成されるランダウ準位により行われている⁽²⁾。また、量子井戸構造の半導体レーザを用いて、磁界によりキャリアの自由度を下げ、量子細線構造の半導体レーザを実現する研究が報告されているが、これも極低温、強磁界の条件下での研究であり、ランダウ準位が形成される条件での研究である⁽⁴⁾。しかし、著者らの研究の場合、実験条件および実験結果より、波長シフトの機構はランダウ準位の形成によるものでは説明できないので、仮説を立てて説明を試みてきた^{(7),(8)}。これまでの報告である程度までの説明がなされてきたが、著者らはまだ十分説明できたとは考えていない。ここでは、時間変化を調べるなど、今回の新たな実験方法により得られたいくつかの実験結果を用いて、これまで考えてきた波長シフトのメカニズムに更に考察を加え、常温で比較的弱磁界における半導体レーザの特性の変化を検討したので報告する。

2. 実験方法と実験結果

図1に実験系を示す。実験に用いた半導体レーザはIS形半導体レーザで、発振波長は780~790 nmである。実験にIS形半導体レーザを用いたのは、これまでの実験で最も再現性がよく波長のシフト量も比較的大きかったためである。半導体レーザの磁性体でできている保護キャップを取り外し、その上で7 mm×7 mm×7 mmの電磁石の磁極間に半導体レーザを固定する。この半導体レーザをLD1とする。このLD1のレーザに磁界を印加して生じる波長シフト量を測定する。次に、測定する場合に波長の基準となる半導体レーザを用意する。これをLD2としLD1とはほぼ等しい波長で発振させる。ビート信号を観測するため、この光学系ではLD1とLD2の光路をビームス

プリッタ (BS) やミラーを用いて一致させてアバランシェフォトダイオード (APD) に導いている。その出力をスペクトラムアナライザに入力して、2つのレーザLD1とLD2の発振周波数 f_1 と f_2 の差周波数 $\Delta f = |f_1 - f_2|$ をビート信号として検出した。なお、本実験ではレーザの動作条件を一定にする必要があるため、温度制御回路を用いてLD1、LD2それぞれ温度の変動を長期的には1/100℃以下(周波数変動では300 MHz以下)に制御してある。個々の実験に要する時間(約5秒)程度の短期の温度安定度は、磁界の影響を受けないLD2においては実験の再現性から約1/1000℃程度とさらに高いものと思われる。

これまでモノクロメータを用いた実験では500 MHz(波長に直すと約0.001 nm)以下のシフト量は測定できなかったが、今回のビート信号を用いた実験方法により約50 MHz程度のシフト量を観測できるようになった。これまでの、磁束密度1.4 Tを印加した場合についてのみの実験であったが、少ないシフト量も測定できるようになったため、様々な強さの磁束密度で実験した。

これまでの研究より波長シフトは磁界の印加方向に依存することが確認されているため、磁界の印加方向とレーザの角度並びにそのなす角 θ の定義について図2、図3に示す。半導体レーザの結晶の積層面に対する法線方向ベクトルを n とし、磁束密度ベクトルを B とする。この n と B が平行($B \parallel n$)になる場合と垂直($B \perp n$)になる場合について磁界を印加し波長のシフト量を測定した。その結果を図4に示した。スペクトラムアナライザは絶対値で表示されるので、0 MHzの位置で波形が折り返される。そこでここに示した波形では大きなシフト量を観測することを

図1 実験系

Fig.1. Experimental setup.

可能にするためにあらかじめ基準となるゼロ磁界での図4 (a) の波形は中心から移動させてある。ここでは、平行に磁束密度0.65 Tを印加した図4 (b) と1.12 Tを印加した図4 (c) を示した。図4 (c) の波形は折り返されているのでシフト量が約1.0 GHzあったことが確認できる。波長シフトの方向はモノクロメータを用いた実験結果より長波長側であることがわかっている。図には示していないが磁束密度0.93 T印加した場合は約400 MHzのシフトが観測された。これらの結果から周波数シフトの磁界依存性を調べると図5のようにシフト量が磁束密度の2乗に比例することが確認できた。

本実験においては磁界の印加方向とレーザの角度も重要となる。そこで、直線偏光板を用いて、半導体レーザ光がレーザの結晶の積層面に平行な偏光をもつ直線偏光（厳密には、わずかにだ円偏光）である性質を利用して測定することで、磁界の方向を正確に測定する方法を考案した。この角度依存性についての実験結果を図6に示す。図より、磁界の印加方向が $\theta = 0^\circ$ ($B \parallel n$) の場合に、約700 MHzの周波数シフト量が観測され、 $\theta = 90^\circ$ ($B \perp n$) の場合はシフトは観測されず、角度を平行から垂直に変えていくとシフト量が減少しているのがわかる。なお、この実験ではスペクトラムアナライザで正確に測定できるように比較的大きなシフト量になる磁束密度0.93 Tを印加した。

モノクロメータを用いた同様の実験でも、波長のシフト

図2 磁界の方向の定義

Fig.2. Definition of a magnetic field

図3 磁束密度ベクトルBと法線ベクトルnのなす角度 θ

Fig.3. Angle θ between magnetic flux density B and normal vector n.

(a) $B = 0$ T

(b) $B = 0.65$ T

(c) $B = 1.12$ T

図4 ビート信号波形

Fig.4. Beat note spectrum.

図5 周波数シフトの磁界依存性

Fig.5. Dependence of frequency shift on magnetic flux density B.

量が $\cos^2 \theta$ の関数に従うという結果を得ていたが、読み取り誤差が大きいためエラーバーが $\pm 250 \text{ MHz}$ と大きいものだった。今回も、過去の実験結果と後述する理由から波長のシフト量が $\cos^2 \theta$ の関数に従うと考えてフィッティングすると今回の実験のエラーバーである $\pm 25 \text{ MHz}$ に収まる結果となり、ビート信号を用いた実験方法においても波長シフトの角度依存性が $\cos^2 \theta$ の関数に従うことがわかった。

これまでの実験方法では定常状態の観測しか行えなかった。しかし、著者らが考えているレーザ内部の温度変化が波長シフトの原因とする理論の詳細な検討のためには波長シフトの時間変化を測定することが重要である。今回、ビート信号を用いることでこの問題点を解決することができた。最初にスペクトラムアナライザの検出信号を磁界を印加する前から除去するまでの間ビデオカメラで撮影する。ここで用いたビデオカメラの1コマは、 $1/30 \text{ s}$ (=約 0.033 s) である。撮影した周波数シフト量 Δf とその時のテープのコマ数を評価することによって時間変化を観測する。磁界の大きさの時間変化と発振波長の時間変化との関係を調べるために、次にオシロスコープで電磁石電流 i の変化を測定し、ビデオカメラで撮影した。そして、そのコマ数とその時の電流値を評価することで電流値の時間変化を測定した。この実験で使用している電磁石は鉄心を使用しているため、電磁石電流と発生する磁界の間に時間遅れがあると考えられる。そこで、G a A s ホール素子を用いて電流に対する発生磁界の時間変化を調べた。ここで用いたホール素子は出力電圧において磁界の変化に対する時間遅れがないことを確認しており、出力電圧の温度係数が小さく、直線性が良いので磁界の大きさを単純に示しているということができる。

図7に磁束密度 0.63 T と 0.93 T を印加した場合のビート信号による周波数シフト量 Δf の測定結果と電磁石電流 i 、ホール素子の出力電圧から算出された印加磁束密度 B とその2乗である B^2 の時間変化を示す。縦軸のスケールは、周波数シフト量 Δf はその大きさを MHz で、電磁石電流 i 、印加磁束密度 B とその2乗の B^2 はそれぞ

図6 周波数シフトの角度依存性
Fig.6. Dependence of frequency shift on angle θ .

れの最大値を1として Δf の最大値に合わせ込んだものを示してある。図5に示したように Δf は B^2 に比例することがわかっている。そこで、 B^2 と Δf の時間変化の様子を比較すると、磁界を印加した直後は B^2 の変化に対して Δf の変化が図7に示すどちらの場合においても遅れていることがわかる。遅れが最大になるところでは $0.07 \sim 0.1 \text{ s}$ ほど遅れがあった。この実験は幾つかの試料を用いて行った。定量的には若干のばらつきはあったが、どの試料でも磁界印加直後から B^2 に対して時間の遅れが観測された。図8には磁束密度 0.65 T と 0.93 T を除去した場合の結果を示す。磁界の除去後についても印加時と同様に B^2 に対して Δf が遅れていることが確認された。

また、磁界を印加した場合のしきい値電流 I_{th} 、光出力の変化を調べるため、使用した半導体レーザの電流-光出力特性を測定した。この測定の時には、図1の実験系のLD1の集光させたレーザ光を光パワーメータに直接入射させた。 $B \parallel n$ 、 $B \perp n$ の場合の測定結果をそれぞれ図9 (a), (b) に示す。印加した磁束密度は 1.4 T である。この図からわかるように、 $B \parallel n$ の場合には磁界を印加するとわずかではあるが、しきい値電流付近から光出力が低下している。この時しきい値電流 I_{th} には大電流側に 0.13 mA 程度のシフトが観測された。また実際に波長シフトを観測している動作電流付近では $34 \mu \text{ W}$ の光出力の低下が観測された。 $B \perp n$ の場合には磁界を印加しても光出力、しきい値電流の変化は観測されなかった。また、

図7 磁界印加時の時間変化
Fig.7. Temporal changes after setting up a magnetic field.

(a) $B=0.65\text{T}$

(b) $B=0.93\text{T}$

図8 磁界除去時の時間変化

Fig.8. Temporal changes after removing a magnetic field.

(a) $B \parallel n$

(b) $B \perp n$

図9 電流－光出力特性

Fig.9. Current vs. light power characteristics.

図10 光出力の磁界依存性

Fig.10. Dependence of light output on magnetic flux density B .

光出力シフトの磁界依存性を測定した結果を図10に示す。図から光出力のシフト量においても、印加磁束密度の2乗 B^2 に比例することが確認できた。

3. 考察と検討

極低温、強磁界の下での研究で観測されている短波長側へのシフトは、磁界により半導体のエネルギーバンド中に形成されるランダウ準位により説明されている⁽²⁾。しかし、本研究における常温で比較的弱い磁界ではランダウ準位は形成されない。また、これまでの実験より磁界による波長シフトは長波長側という結果を得ており、これはランダウ準位形成による波長シフトとシフトの方向が異なる。これらのことから、本実験で観測された波長シフトのメカニズムはランダウ準位の形成によるものではないと考えられる。またこの波長のシフトは半導体レーザの内部構造に強く依存する。そこで著者らは以下のような仮説を立てた。まず、半導体中を流れる電流（電流の主たる方向は n の方向）にはば平行に磁界が印加されると、電流の拡散が押さえられて電流密度が高くなると同時に半導体レーザ中を流れる電流の通路に変化が生じる。その結果、活性層付近の温度が上昇し、共振器長、屈折率分布、キャリア分布などが変化し、波長が長波長側へシフトするというものである。

波長シフトの角度依存性が $\cos^2 \theta$ に依存する傾向が示されたのは、波長シフトの原因が活性層付近の温度変化の効果であると考えたと法線（電流）方向と磁界となす角 θ の変化による磁界の電流への影響は $B \cos \theta$ の関数に従う。図5の結果より、波長シフトは B^2 に比例していることから、この角度 θ の変化による影響は $B^2 \cos^2 \theta$ の関数に比例するのだと考えられる。ここで波長シフトが磁界の大きさの2乗に比例する図5の結果は、磁界の大きさに比例した力が半導体レーザに流れる電流に働き、その電流の2乗に電力は比例すること、そして電力に比例して温度は変化すること。つまり、温度の変化は磁界により影響を受ける半導体レーザの電流の変化の大きさの2乗に比例し、その温度の変化に比例して波長がシフトすることに

よると考えられる。

また、 B^2 と Δf の時間変化の結果より、過渡状態において Δf の遅れが一樣ではなく、 B^2 の変化の割合が大きい所ほど発振周波数のシフトが遅れていることがわかる。この遅れは大きな所で 0.07 ~ 0.10 s 程度であり、ビデオカメラによる撮影の 2 ~ 3 コマの遅れに相当する。温度による効果を考えた場合、活性層内の発振周波数の温度応答速度は μ s 以下であり、活性層外からの温度の応答は余分に時間が掛かることから、この非常に遅い発振周波数シフトの原因は活性層外の半導体レーザの素子全体における温度変化によるのではないかと考えている。更に図 9 (a) に示すように $B \parallel n$ のときの電流-光出力特性において、しきい値電流値 I_{th} が大電流側に变化した実験結果も、温度が上昇した場合の変化と同じである。一方、動作点に近い光出力 2 mW を与える電流値の磁界による増加が、しきい値電流値の増加よりも大きくなっていることから、電流が多く流れているときにこの変化が大きくなっていることがわかる。ここで、 $B \parallel n$ のときには磁界により電流の拡散が押えられるはずであり電流の閉じ込めが良くなるはずである。通常、電流の閉じ込めが良くなるということは、しきい値電流の減少につながるから、余分な発熱が減少すると考えられる。従って、磁界による電流閉じ込めに起因する波長シフトは短波長側に生じるはずである。しかし、これまでの実験結果から波長のシフトは長波長側がほとんどである。そこで著者らは、磁界の印加は活性層内で電流密度の増加を生じ波長を短波長側へシフトさせると同時に、活性層外での発熱による活性層の温度上昇に寄与するのではないかと考えた訳である。すなわち、 $B \parallel n$ に磁界を印加した場合には磁界による電流の変化のうち、活性層の温度を上昇させる効果のほうが活性層内の電流密度の増加をもたらす効果よりも大きいため、長波長側へシフトしたと考えている。

著者らの立てた仮説が正しいとすると半導体レーザによりこの波長シフトの大きさが異なることは、半導体レーザの内部構造により電流の拡散の特性が異なっていることを示す。波長シフトが小さいレーザは内部構造により電流の閉じ込めが十分行われていると考えられ、波長シフトが大きいレーザは閉じ込めが不十分であるといえる。具体的なレーザの構造で考えると、活性層の所での電流閉じ込めは I S 形や V S I S 形 (V-Grooved Substrate Inner Stripe)⁽¹¹⁾ はレーザ内部に構造を持つため良いと思われるが、電極がストライプ状になっておらず、素子全体としての閉じ込めに問題がある。そのため I S 形と V S I S 形で大きなシフトが観測されるのだと考えている⁽⁸⁾。一方、C S P 形 (Channelled Substrate planar)⁽¹¹⁾ では、活性層での電流の閉じ込めは他のレーザと比較して必ずしも良いとはいえないが、Zn 拡散により電流の通路を形成しており、電極がストライプ状になっていることに相当するため、全体としては電流の通路がより強く制限され、波長シフトがわずかであったのだと思われる⁽⁸⁾。

4. むすび

これまでの研究から、半導体レーザの磁界による発振波長シフトはレーザに印加する磁界の方向に依存し、また半導体レーザの内部構造によっても異なることがわかっている。しかしながらこれまでの結果はすべて定常状態の測定によるものであった。そこで今回は、ビート信号を用いることにより周波数シフトの時間変化の測定を行った。測定には、内部構造が左右対称でこれまで実験に用いた中で波長シフトが比較的大きく再現性のよい I S 形半導体レーザを用いた。また、磁界を印加した場合の光出力-電流特性を測定した。その結果、 $B \parallel n$ に磁界を印加した場合にしきい値電流が大電流側にシフトし、光出力が低出力側にシフトした。

実験方法にビート信号を用いたことで、測定誤差がモノクロメータを用いた実験方法に比べて $1/10$ 程度に小さくなったため、周波数シフトの磁界依存性と角度依存性についても精度の高い測定を行えた。そして、周波数シフトが磁束密度の 2 乗に比例することと $\cos^2 \theta$ の関数に従う角度依存性を持つことをより高い精度で確認できた。

また、ビート信号を用いた実験方法をとることで周波数シフトの時間変化を測定することができ、定常状態では比例する B^2 に比べて Δf が 0.07 ~ 0.1 s 遅れてシフトしていることが確認できた。このような遅い周波数シフトは極低温、強磁界での波長シフトの説明に用いられているランダウ準位の形成によるものではないことがこれまでの考察で確認されている。これらの結果には著者らの仮説を支持する内容が多く含まれている。しかしながら考察でも述べたように活性層内での電流密度の増加により波長が短波長側にシフトする効果もあると考えられるが、現在の我々の実験装置ではこの効果を確認するのは不可能である。従って更に応答速度の速い測定方法を考案する必要がある。また、著者らの結論である「波長のシフトは半導体レーザの内部構造に依存する」ということを確認するためにも、これまでの GaAlAs を用いた 780 nm 付近の半導体レーザではなく AlGaInP を用いた材料の違う 680 nm 付近の短波長の半導体レーザを用いた実験を行い、理論を確立していく必要がある。

既に報告している T J S 形半導体レーザや、T S 形半導体レーザのような内部構造が非対称なレーザでは、波長シフト特性が不安定で個々の試料レーザによりシフト特性が異なることがある⁽⁸⁾。また、これまで用いた半導体レーザは量子井戸構造のものではないので、今後これらのレーザについても更に詳しく検討していく予定である。

本研究を進めるにあたり、実験に協力していただいた平田光一君に感謝いたします。

(平成 8 年 6 月 24 日受付)

文 献

- (1) I. Melngailis & R. Rediker: "Magnetically tunable cw InAs diode maser", Appl. Phys. Lett., 2, 11, 202 ~ 204 (1963-06)
- (2) F. Galeener, I. Melngailis, G. Wright & H. Rediker: "Magnetic Properties of InAs Diode Electroluminescence", J. Appl. Phys., 36, 5, 1574~1579 (1965-05)
- (3) A. Calawa, J. Dimmock, C. Harman & I. Melngailis: "Magnetic field dependence of laser emission in $Pb_{1-x}Sn_x$ Se diodes", Phys. Rev. Lett., 23, 1, 7~10 (1969-07)
- (4) Y. Arakawa, H. Sakaki, M. Nishioka, M. Okamoto & N. Miura: "Spontaneous emission characteristics of quantum well lasers in strong magnetic fields - an approach to quantum-well-box light source", Jpn. J. Appl. Phys., 22, 12, L804~L806 (1983-12)
- (5) T. Sato, S. Yashima & M. Shimba: "Frequency shift of a GaAlAs diode laser in a magnetic field", Electron. Lett., 22, 19, 979~981 (1986-09)
- (6) T. Sato, S. Sato & M. Shimba: "Frequency shift characteristics of a GaAlAs diode laser in a magnetic field", QELS '89, WDD38 (1989)
- (7) 佐藤 孝・川島英俊・中村利男・大河正志・丸山武男・榛葉 實: 「磁界によるGaAlAsレーザダイオードの発振波長シフト」信学論, J75-C-I, 9, 579~586 (平4-9)
- (8) 佐藤 孝・川島英俊・星 倫哉・山本茂樹・大河正志・丸山武男・榛葉 實: 「半導体レーザの磁界による発振波長シフトとそのシフト機構の検討」電学論, 114, 10, 1031~1038 (平6-10)
- (9) T. Sato, S. Matsuda, K. Shibata, S. Yamamoto, M. Ohkawa, T. Maruyama & M. Shimba: "Oscillation wavelength shift characteristics of a semiconductor laser in a magnetic field", Semiconductor Lasers - Advanced Devices and Applications, TuE13-1 (1995)
- (10) 末松安晴・伊賀健一: 「光ファイバ通信入門」91~94, オーム社 (1991)
- (11) B. Mrozwiecz, M. Bugajski & W. Nakwaski: "Physics of semiconductor lasers", 228~252, North-Holland, Amsterdam (1991)

松田 真也 (非会員) 1996年新潟大学大学院工学研究科修士課程電気電子工学専攻修了。同年、日本シャープ株式会社入社。在学中、磁界による半導体レーザの発振波長シフトの研究に従事。

柴田 和則 (非会員) 1995年新潟大学工学部電気電子工学科卒業。現在、同大学大学院自然科学研究科生産システム専攻在学中。磁界による半導体レーザの発振波長シフトの研究に従事。

中野 博之 (非会員) 1994年新潟大学大学院工学研究科電気工学専攻修了。現在、同大学大学院自然科学研究科生産科学専攻在学中。半導体レーザの発振波長の安定化の研究に従事。

佐藤 孝 (正員) 1983年京都大学大学院工学研究科博士課程電子工学専攻修了。新潟大学工学部助手を経て、1995年同教授、現在に至る。レーザによる粒子生成、半導体レーザの波長安定化の研究に従事。電子情報通信学会、日本物理学会、応用物理学会、レーザー学会、IEEE、OSA各会員。工博。

大河 正志 (非会員) 1989年大阪大学大学院基礎工学研究科物理系専攻電気工学分野博士課程修了。光集積回路、光計測の研究に従事。同年、新潟大学工学部助手。光情報処理の研究に従事。1995年同助教授、現在に至る。電子情報通信学会、応用物理学会、レーザー学会各会員。工博。

丸山 武男 (正員) 1965年新潟大学工学部電気工学科卒業。同年、新潟大学工学部助手。1989年新潟大学工学部教授、現在に至る。プラズマ物理、放電現象の基礎、固体物性の研究に従事。電子情報通信学会、日本物理学会各会員。工博。

榛葉 實 (正員) 1955年早稲田大学理工学部電気通信学科卒業。同年電電公社電気通信研究所入所。1983年新潟大学工学部教授。1992年東京電機大学工学部教授。ミリ波導波管伝送、準ミリ波アンテナ・伝搬および光伝送の研究に従事。電子情報通信学会、IEEE各会員。工博。