

超高感度光ポンピング原子磁気センサの開発と生体磁気計測

鎌田 啓吾

2015 年

目次

1	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	研究の目的	5
1.3	本論文の構成	5
	参考文献	7
2	光ポンピング原子磁気センサ	11
2.1	光ポンピング	11
2.2	磁場計測原理	14
2.3	スピン緩和	16
2.4	Spin-Exchange Relaxation-Free (SERF) 条件	20
	参考文献	22
3	光ポンピング原子磁気センサのセンサ特性に関する検討	25
3.1	はじめに	25
3.2	OPAM のセンサ特性	26
3.3	センサ特性の理論値計算	32
3.4	センサ特性の動作条件依存性の検証実験	34
3.5	センサ特性計測結果	37
3.6	検討	41
3.7	まとめ	45
	参考文献	46
4	光ポンピング原子磁気センサによる MCG 計測	49
4.1	はじめに	49
4.2	実験方法	50
4.3	実験結果	54
4.4	検討	60
4.5	まとめ	62
	参考文献	63

5	モジュール型 OPAM による MEG 計測	65
5.1	はじめに	65
5.2	モジュール型 OPAM 及び計測系の構成	66
5.3	計測方法	69
5.4	解析方法	71
5.5	計測結果	72
5.6	検討	78
5.7	まとめ	80
	参考文献	81
6	高感度化に向けた検討	83
6.1	はじめに	83
6.2	高感度化に向けたシステムノイズの低減	85
6.3	グラジオメータによる環境磁場ノイズ低減に関する検討	91
6.4	光学的グラジオメータによる環境磁場ノイズ低減に関する検討	96
6.5	検討	102
6.6	まとめ	102
	参考文献	104
7	考察	105
7.1	前章までの結果の検討	105
7.2	OPAM の小型化に伴う課題	106
7.3	多チャンネル化に伴う課題	107
7.4	生体磁気計測及びシステム開発の展望	107
	参考文献	109
8	まとめ	111
A	付録	115
A.1	ガラスセル作製方法	115
A.2	K 原子の特性値	115
A.3	生体ファントム磁場の計算	117
A.4	反射による磁気光学回転角の損失と楕円偏光への変化	118
	参考文献	121

図目次

1.1	磁気センサの計測可能磁場強度及び周波数	2
2.1	アルカリ金属原子エネルギー準位	12
2.2	光ポンピング	13
2.3	OPAM による磁場計測原理	15
2.4	スピン交換衝突による緩和	20
3.1	センサ特性の動作条件依存性	30
3.2	センサ特性計測実験系の構成	35
3.3	K セルにおける吸収スペクトル	37
3.4	周波数特性計測結果	38
3.5	周波数特性計測結果及びフィッティング曲線	39
3.6	ポンプ光強度に対するセンサ特性依存性	40
3.7	プローブ光に対するセンサ特性依存性	42
3.8	プローブ光波長変化時の帯域幅の変化及び R_{OP} , R_{PR} の空間分布	44
4.1	疑似心磁波形	50
4.2	生体磁気計測用磁気シールド	52
4.3	ヒト MCG 計測用実験系	53
4.4	周波数特性計測結果	55
4.5	疑似心磁波形計測波形及び計算波形	55
4.6	疑似心磁波形復元後波形及び入力波形	56
4.7	相関係数	57
4.8	ヒト MCG 計測系におけるノイズスペクトル密度	58
4.9	ヒト MCG 波形	59
4.10	ヒト MCG 磁場分布：被験者 1	60
4.11	計測位置におけるヒト MCG 加算平均波形及び磁場分布	61
5.1	モジュール型 OPAM の構造	66
5.2	モジュール型 OPAM の磁気シールド内配置	67
5.3	SQUIDMEG システムの構成	68
5.4	生体ファントム	69
5.5	モジュール型 OPAM におけるノイズスペクトル密度	72
5.6	生体ファントム磁場計測結果	73

目次

5.7	開眼・閉眼時における FFT スペクトル	74
5.8	ERD 解析結果	75
5.9	ERD トポグラフィ	76
5.10	聴覚刺激に対する ERF	77
5.11	後頭部における OPAM 及び SQUID ピックアップコイル配置	79
6.1	ピックアップコイルの種類	84
6.2	生体磁気計測系における開発当初のノイズスペクトル密度	86
6.3	変調によるノイズの低減	86
6.4	プローブ光によるノイズの検討	87
6.5	温風循環による加熱機構の構造	90
6.6	OPAM におけるグラジオメータ構成	91
6.7	グラジオメータ構成における周波数特性計測結果及びフィッティング曲線	92
6.8	Golay コイル	93
6.9	直接受光ポラリメータ	94
6.10	グラジオメータノイズスペクトル密度	95
6.11	光学的グラジオメータ	96
6.12	反射による磁気光学回転角の損失	98
6.13	グラジオメータにおけるプローブ光波長に対する磁場応答信号強度	99
6.14	光学的グラジオメータのノイズスペクトル密度	100
6.15	グラジオメータによる SNR 計測結果	101
A.1	アルカリ金属原子セル作製手順	116
A.2	Sarvas の式におけるモデル図	117
A.3	楕円偏光	118
A.4	入射方位角に対する偏光状態	119

表目次

6.1	グラジオメータ構成におけるノイズレベル	95
6.2	光学的グラジオメータ及び従来のグラジオメータにおける SNR	101
A.1	K 原子特性値	116

略語リスト

DFB (Distributed feedback)	分布帰還型
ECDL (External cavity diode laser)	外部共振器付き半導体レーザー
ERD (Event-related desynchronization)	事象関連脱同期
ERF (Event-related field)	事象関連脳磁界
MCG (Magnetocardiography)	心磁図
MEG (Magnetoencephalography)	脳磁図
MRI (Magnetic resonance imaging)	磁気共鳴画像
MSG (Magnetospinography)	脊磁図
OPAM (Optically-pumped atomic magnetometer)	光ポンピング原子磁気センサ
PBS (Polarizing beam splitter)	偏光ビームスプリッタ
SNR (Signal-to-noise ratio)	信号対雑音比
SQUID (Superconducting quantum interference device)	超伝導量子干渉素子

1 序論

1.1 研究背景

生体機能の解明は、疾患や障害の状態やメカニズムを知ることにより治療法を見つけることを目的とした医療的な要望の他、ヒトの思考や意識の発生機序を知りたいという知的好奇心、そこから得られる知見を活かしてブレイン-マシン・インタフェース (Brain Machine Interface : BMI) のような人々の生活を豊かにする新たな技術開発を実現するなど、様々な目的を持って、長年、多くの科学者が取り組んできた課題の一つである。特に、未知なる臓器とされる脳のメカニズムについては、動物を用いた解剖学的な研究により多くの知見が得られているものの、更なる発展には実際にヒトを対象とした研究が不可欠である。しかしながら、ヒトを対象とする以上、人体に電極を差し入れるような侵襲的な計測方法は、被験者の負担を考慮すると多用できないため、非侵襲的な計測方法が必要となる。

非侵襲的な脳機能計測モダリティとして、脳波 (Electroencephalography : EEG) や脳磁図 (Magnetoencephalography : MEG) [1], 近赤外分光法 (Near-Infrared Spectroscopy : NIRS), 機能的磁気共鳴画像 (functional Magnetic Resonance Imaging : fMRI), 陽電子放出断層撮影 (Positron Emission Tomography : PET) 等がある。計測対象として脳神経活動そのものを捉えるか、脳神経活動に伴う脳血流の変化を捉えるか、計測の指標として、電位変化を捉えるか磁気信号や光、放射線を捉えるかなどの違いから、時間分解能や空間分解能に優劣があり、装置の可搬性や扱いの容易さも含め、モダリティによって一長一短があるため、それぞれの技術の発展が脳機能解明分野全体の発展につながると考えられる。

1.1.1 生体磁気計測

上述した非侵襲的な脳機能計測モダリティの中でも、脳神経細胞の電気活動に伴い生じる磁気信号を捉える MEG は、電極を頭皮に装着し電位変化として捉える EEG 計測同様、高い時間分解能を有するものである。また、MEG においては、生体組織の比透磁率は組織の種類に拘わらずほぼ 1 であることから、信号源推定により脳神経活動を正確に捉えることが可能であるといった点で EEG より優れていると考えられている。加えて、脳活動だけでなく心臓から生じる磁気信号を計測する心磁図 (Magnetocardiography : MCG) [2] や、脊髄における神経活動に伴う磁気信号を計測する脊磁図 (Magnetospinography : MSG) [3,4] といった技術も開発されている。特に、MSG は脊柱管狭窄症などにおいて、神経が圧迫されることで神経伝達信号が正常に伝わらない様子を、信号源推定により正確に捉えることができると考えられている。そのため、コンピュータ断層撮影 (Computed Tomography : CT) を用いた形態画像診断や空間分解能が悪い経皮電極による電気生理学的診断よりも患部の特定に優れていると考えられており [4], 臨床における需要も高いと期待されている。

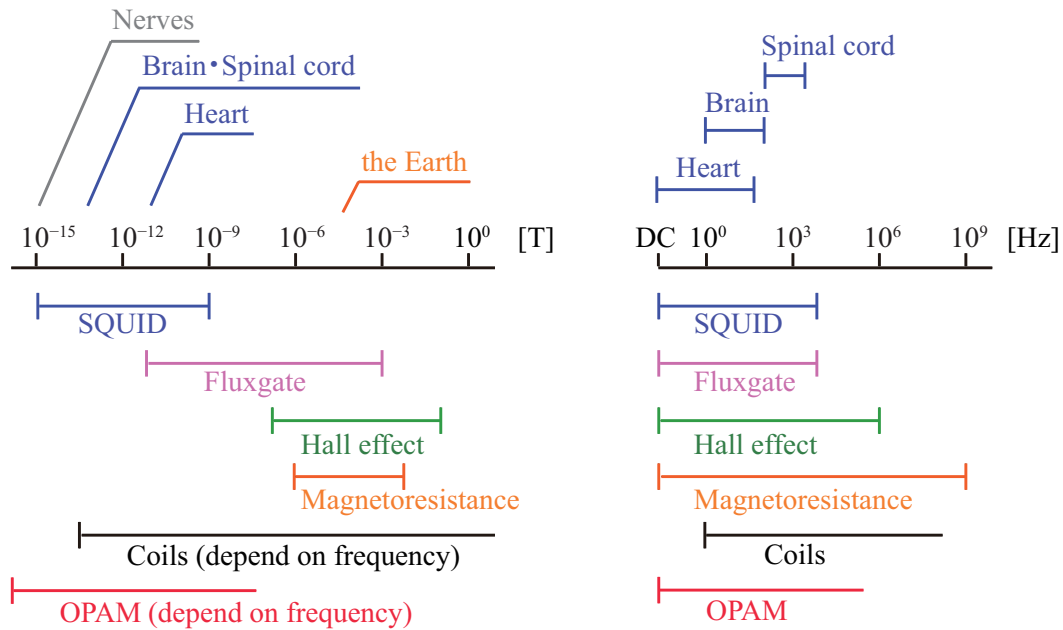


図 1.1 磁気センサの計測可能磁場強度及び周波数.

また、人体から生じる磁気信号を計測するという点では、磁気共鳴画像 (Magnetic Resonance Imaging: MRI) も医療分野で一般的に利用されているツールである。MRI はあくまで形態画像診断ツールではあるが、その原理を利用した fMRI は、非侵襲な脳機能計測モダリティとして、EEG や MEG よりも高い空間分解能を有するとともに、断層撮影による脳深部の活動を捉えることも可能であり、他のモダリティでは得られない情報を提供できるツールとして脳機能解明の分野ではたびたび利用されている。このように MEG や fMRI に代表される生体磁気信号の計測技術は、脳機能解明分野の発展に大きく貢献している。

1.1.2 磁気センサ

生体磁気信号を計測するには当然ながら、磁気センサが必要となる。図 1.1 に示す通り、磁気センサー一つとっても電磁誘導を利用した基本的なピックアップコイルの他、フラックスゲート [5,6] やホール素子 [7]、磁気抵抗素子 [8] など計測原理の違いから計測できる磁気信号の大きさや周波数も様々であり [9]、医療用途や、駅の改札などで利用される非接触の IC カード、地雷撤去や金属探知等の軍事或いは産業面など、幅広い場面で利用されている。では生体磁気計測では、どのような磁気センサを用いればよいだろうか。一般的に、地磁気の大きさが約 $50 \mu\text{T}$ 程度であるのに対し、心臓から発生する磁気信号は体表面近辺で 100 pT と極めて微弱である。脳や脊髄から発生する磁気信号はさらに微弱で数十～数百 fT 程度とされ、神経単位で発生する磁気信号は 1 fT 程度とされている [10]。こうした極微弱な磁気信号を計測するために、生体磁気計測の分野においては、超伝導量子干渉素子 (Superconducting QUantum Interference Device: SQUID) を用いた磁気センサが使用されてきた [11]。SQUID を用いた磁気センサ

は実験的には数 $\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$ [12,13], 市販されているシステムでも $10 \text{ fT}/\text{Hz}^{1/2}$ 程度の最小検出限界を持った [14] 高感度な磁気センサであり, この SQUID を用いた全頭型の MEG 計測装置は臨床応用や脳機能計測を目的とした研究用に市販されている.

一方, MRI では一般的にピックアップコイルが計測に利用され, T オーダーの強い静磁場に伴う数十 MHz の高い周波数を用いることで, 高い信号対雑音比 (Signal-to-Noise Ratio : SNR) での計測が実現されてきた. このような強い静磁場の使用は, 高解像度の画像につながる反面, 大型の装置や超伝導磁石が必要な上, 体内に金属インプラントを有している人には使えないといった問題点も存在する [15]. そのため, MRI の分野では高磁場化の流れとは別に, 静磁場強度が数百 μT 以下の超低磁場 MRI の開発も注目されており, MRI 装置の低コスト化にもつながると期待されている [16]. また, 超低磁場 MRI と MEG の同時計測により, 脳機能解明分野へ大きな発展をもたらすことも期待されている [17]. しかしながら, 静磁場強度が下がれば周波数も低くなるため, ピックアップコイルでは十分な SNR を得られないことから, 超低磁場 MRI の分野においても磁気信号の計測に SQUID が利用されている [18].

このようにこれまで, 生体磁気信号の計測には感度の高い SQUID が利用されてきた. しかしながら, SQUID は超伝導状態で動作させるため, 液体ヘリウムを用いた極低温の冷却が必要不可欠であり, 液体ヘリウムを蓄えるデュワーの存在から装置全体が大型になりやすい. 加えて, 液体ヘリウムの気化に伴う定期的な補充も必要であるため, 研究や臨床の現場で恒常的に使うには, 磁気センサ本体とは別に, 液体ヘリウムの貯蔵, 回収機能を備えた大掛かりな施設も必要となってくる. また, 近年, ヘリウムの国際的な需要の高まりに伴い供給不足が深刻化し, それに伴って日本国内においても価格が高騰しており, システムの維持コストが高くなるとともに入手自体も困難な傾向にある. こうしたデメリットは, 生体磁気計測の普及を妨げる一因となっている.

1.1.3 光ポンピング原子磁気センサ

生体磁気計測の分野で SQUID を用いた磁気センサが長年利用されてきた中, 近年 SQUID に替わる新たな磁気センサとして光ポンピング原子磁気センサ (Optically-Pumped Atomic Magnetometer : OPAM) が注目を集めている [19]. このセンサは, 光ポンピング現象 [20] によるアルカリ金属原子の電子スピン偏極を利用した磁気センサであり, 磁気の変化を光の変化を介して高感度に捉えることが出来る.

光ポンピングを利用した磁気センサは 1960 年代には開発され [21,22], ホール素子などに比べると高感度ではあるものの SQUID 磁気センサの性能には及ばず [9,23], 生体磁気計測への利用は困難であると考えられていた. しかしながら, 感度を制約していたスピン交換衝突の影響を無視できる (Spin Exchange Relaxation Free : SERF) [24] 条件で動作させることで高い感度を実現できることが示され [25], OPAM に対する認識は大きく変化した. この SERF 条件で動作する OPAM は非常に感度が高く, 理論上 $10 \text{ aT}/\text{Hz}^{1/2}$ の最小検出限界を達成し得ると考えられており [26], SQUID の理論限界 $100 \text{ aT}/\text{Hz}^{1/2}$ [15] を超えている. また, 冷却装置を必要としないことから維持コストも低く, 装置の小型化, 多チャンネル化の実現も容易であると考えられ, 感度, 構造両面において SQUID を凌ぐ磁気センサとして期待されている. 実際に K を用いた計測では, 磁場ノイズの小さい理想的な環境下において $160 \text{ aT}/\text{Hz}^{1/2}$ の値を

達成したことが報告されている [27]。また実際に実験用サンプルにおける核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance : NMR) 信号の計測 [28, 29] やヒトを対象にした MEG 計測 [30–33], MCG 計測 [34–38] など, 生体磁気計測に関する報告例も年々増えており, OPAM の研究が活発に行われている。

OPAM と一言で言っても, 光ポンピングによるスピン偏極を利用している点は共通であるが, 磁場を計測する方法や構成の違いから様々な種類がある。磁場による光の吸収特性の変化を基に, 磁場変調を併用して磁場の変化を計測する一軸型 [36, 39] や, 円偏光のポンプ光により生じたスピン偏極の磁気による挙動の変化をポンプ光に直交する直線偏光のプローブ光の磁気光学回転を介して計測するポンプ・プローブ型 [19, 26] を筆頭に, 一本の楕円偏光によりポンプ・プローブの両機能を持たせて照射する楕円偏光型 [40] や, ポンプ・プローブの 2 本のレーザー光を光ファイバを介して同軸上に照射する 2 色型 [30] などがある。ポンプ・プローブ型では 2 本のレーザー光を直交させて使うため, 他の構成に比べ, 小型化しにくいと考えられており, モジュール化に関する研究では一軸型が採用される場合が多い [30, 41–43]。しかしながら, ポンプ・プローブ型は他の構成と異なり, 磁場変調なしに高感度に計測可能である。

また, センサ本体のアルカリ金属原子として, K [26] の他, Rb [44, 45] や Cs [36] を使用したもの, Rb と K を併用したハイブリッド型 [46, 47] など, 使用する原子も様々である。Rb や原子時計に利用されている Cs は, 高い原子密度を達成しやすいため, OPAM に利用されるケースが多いが, K の方がスピン偏極の緩和に影響する衝突断面積が小さく高感度計測を達成することができる。

以上のように, 原子種やセンサ構成により OPAM も様々であるが, ポンプ・プローブ型の K 原子を使用した磁気センサは, 磁場ノイズの少ない理想的な環境下で高い感度を達成し [26, 27], 可搬性のない巨大なシステムで MEG 計測が実施された [33] 以降は, 実用化に向けたモジュール化などの検討は, 一軸型や他の原子種に比べ進んでいない。しかしながら, SQUID に替わる磁気センサという意味では, 他の OPAM よりも高い感度を達成できる K を用いたポンプ・プローブ型の OPAM の実用化が望まれる。また, K を用いた OPAM の開発により得られた知見は, K と Rb を併用したハイブリッド型の開発 [47, 48] にも応用できることから, K を用いた OPAM の開発は重要である。

1.1.4 実用化に向けた検討

一般的に高感度な磁気センサといった場合, 磁気信号に対する応答信号が強いことを示す。一方, SQUID を含めた磁気センサの分野では, たびたび, 磁場応答信号強度が強かつノイズが低いことで最小検出限界が小さい状態を高感度と表現する場合も多い。本研究では, このような曖昧さを避けるため, 高感度という表現はあくまで概念的な性能の良さを示し, 実際の値を述べる際には, 磁場応答信号強度や最小検出限界を用いるものとする。

微小な生体磁気信号を計測するには, 磁場応答信号強度が強かつノイズが小さいセンサシステムの実現が必要となる。OPAM は光を介して磁場を捉えるため, 最終的な最小検出限界は, レーザ光の受光の際の光子ショットノイズによって決定されるとされている [26]。しかしながら, 実際のセンサ開発では, レーザの安定性に起因する強度や波長の揺らぎの他, 加熱機構やレーザー光伝搬に伴うノイズが生じる可能性がある。また, センサシステム自体のノイズが低い場合であっても, 実際の計測の際には環境磁場ノイ

ズを捕捉してしまう可能性があるため、センサシステムの実用化に向けてこれらのノイズの低減に関する検討も必要となる。

また、センサ特性という点に着目すると、実際に生体磁気計測を行う場合、SQUID では DC から 10 kHz 程度まで幅広い帯域を持っているのに対し、OPAM の帯域は動作条件に依存するため、生体磁気計測に適した動作条件の設定や適切なキャリブレーションが必要となる。また、ピックアップコイルのフラックストランスフォーマで磁気信号を捉える SQUID と、レーザ光の照射領域の磁気信号を捉える OPAM では、物理的にセンシング可能な領域も異なるため、実際にヒトを対象にした計測を行い、開発した OPAM が SQUID の代替となるかどうか、両者の結果を比較した議論も必要となる。

以上の様に、OPAM は生体磁気計測分野に大きな発展をもたらす可能性を持った磁気センサであるが、実用的な生体磁気計測システムの実現に向けて検討すべき事項も多く発展途上の技術であるといえる。

本研究は OPAM を用いた生体磁気計測システムの開発を目的とした、京都大学・キャノン協働研究「高次生体イメージング先端テクノハブ」プロジェクトの一環として、その助成を受けて研究を行っている。

1.2 研究の目的

本研究では、超高感度を達成可能なポンプ・プローブ直交型でかつ K 原子を用いた OPAM の開発を行い、生体磁気計測システムを実現する上で必要と考えられる要素について多角的に検討し、実用化に向けた技術・知見を蓄積することを目的とする。

具体的には、まず計測帯域及び磁場応答信号強度などのセンサ特性に関して、先行研究に基づく理論値と計測値を比較、検証した上で、先行研究では考慮されていない計測帯域の可変性について検討する。次に、得られた知見を基に生体磁気計測に適した OPAM の動作条件を決定し、実際にヒトの MCG 及び MEG 計測を行うことで、開発した K 原子を用いたポンプ・プローブ型の OPAM が生体磁気信号を計測可能であることを示す。加えて、SQUID に匹敵する高感度なシステムの実現を目指し、システムノイズ及び環境磁場ノイズの低減を実現するセンサ構成に関して検討し、その効果を検証する。

1.3 本論文の構成

本論文は全 8 章で構成される。各章の内容は次のとおりである。

- 第 1 章は序論である。
- 第 2 章では、本論文の主題である光ポンピング原子磁気センサの計測原理に関連する、光ポンピング、磁気光学回転などの各要素について述べる。
- 第 3 章では、センサ特性の動作条件依存性に関する検証結果について述べる。
- 第 4 章では、生体磁気計測の一つとして実施した心磁図 (MCG) 計測について述べる。
- 第 5 章では、協働研究の中で開発されたモジュール型の OPAM を用いて行った脳磁図 (MEG) 計測について述べる。
- 第 6 章では、生体磁気計測実施に向けて行った高感度化に関する技術的検討、及び環境磁場ノイズ

低減に向けて行った新たな検討について述べる。

- 第 7 章では，前章までで述べた OPAM による生体磁気計測システム開発に関しての総括的な検討と今後の展望について述べる。
- 第 8 章は本論文のまとめである。

参考文献

- [1] M. Hämäläinen, R. Hari, R.J. Ilmoniemi, J. Knuutila, and O. V. Lounasmaa, Magnetoencephalography: theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 65, No. 2, pp. 413–497, 1993.
- [2] 塚田啓二, 心磁図の読み方, コロナ社, 2006.
- [3] Y. Adachi, J. Kawai, G. Uehara, M. Miyamoto, S. Tomizawa, and S. Kawabata, A 75-ch SQUID biomagnetometer system for human cervical spinal cord evoked field, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 17, No. 4, pp. 3867–3873, 2007.
- [4] Y. Adachi, D. Oyama, S. Kawabata, K. Sekihara, Y. Haruta, and G. Uehara, Magnetospinography: Instruments and application to functional imaging of spinal cords, *IEICE Trans. Electron.*, Vol. 96, No. 3, pp. 326–333, 2013.
- [5] F. Primdahl, The fluxgate magnetometer, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, Vol. 12, No. 4, pp. 241–253, 1979.
- [6] P. Ripka, Advances in fluxgate sensors, *Sensors and Actuators A: Physical, Proceedings of the 4th European Magnetic Sensors and Actuators Conference*, Vol. 106, pp. 8–14, 2003.
- [7] F. Schmidt, S. Linzen, F. Schmidl, M. Mans, and P. Seidel, Development of a thin-film high-temperature superconductor hall magnetometer, *Supercond. Sci. Technol.*, Vol. 15, No. 4, pp. 488–493, 2002.
- [8] D. J. Mapps, Magnetoresistive sensors, *Sensors and Actuators A: Physical, Proceedings of the 1st European Magnetic Sensors and Actuators Conference*, Vol. 59, pp. 9–19, 1997.
- [9] J. Lenz and A. S. Edelstein, Magnetic sensors and their applications, *IEEE Sens. J.*, Vol. 6, No. 3, pp. 631–649, 2006.
- [10] K. Sternickel and A. I. Braginski, Biomagnetism using SQUIDs: status and perspectives, *Supercond. Sci. Technol.*, Vol. 19, No. 3, pp. S160–S171, 2006.
- [11] W. G. Jenks, S. S. H. Sadeghi, and J. P. Wiksw Jr., SQUIDs for nondestructive evaluation, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 30, No. 3, pp. 293–323, 1997.
- [12] D. Drung, Recent low temperature SQUID developments, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, Vol. 4, No. 3, pp. 121–127, 1994.
- [13] D. Drung, J. Assmann, C. and Beyer, A. Kirste, M. Peters, F. Ruede, and T. Schurig, Highly sensitive and easy-to-use SQUID sensors, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, Vol. 17, No. 2, pp. 699–704, 2007.
- [14] Y. S. Greenberg, Application of superconducting quantum interference devices to nuclear magnetic resonance, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 70, No. 1, pp. 175–222, 1998.
- [15] M. Mößle, S.-I Han, W. R. Myers, S. K. Lee, N. Kelso, M. Hatridge, A. Pines, and J. Clarke,

- SQUID-detected microtesla MRI in the presence of metal, *J. Magn. Reson.*, Vol. 179, No. 1, pp. 146–151, 2006.
- [16] R. McDermott, S. Lee, B. T. Haken, A. H. Trabesinger, A. Pines, and J. Clarke, Microtesla MRI with a superconducting quantum interference device, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, Vol. 101, No. 21, pp. 7857–7861, 2004.
- [17] V. S. Zotev, A. N. Matlashov, P. L. Volegov, I. M. Savukov, M. A. Espy, J. C. Mosher, J. J. Gomez, and R. H. Kraus Jr., Microtesla MRI of the human brain combined with MEG, *J. Magn. Reson.*, Vol. 194, No. 1, pp. 115–120, 2008.
- [18] R. McDermott, A. H. Trabesinger, M. Mück, E. L. Hahn, A. Pines, and J. Clarke, Liquid-state NMR and scalar couplings in microtesla magnetic fields, *Science*, Vol. 295, No. 5563, pp. 2247–2249, 2002.
- [19] D. Budker and M. V. Romalis, Optical magnetometry, *Nat. Phys.*, Vol. 3, No. 4, pp. 227–234, 2007.
- [20] A. Kastler, Quelques suggestions concernant la production optique et la detection optique d’une inegalite de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. application a l’experience de stern et gerlach et a la resonance magnetique, *J. Phys. Radium*, Vol. 11, pp. 255–265, 1950.
- [21] A. L. Bloom, Principles of operation of the rubidium vapor magnetometer, *Appl. Opt.*, Vol. 1, No. 1, pp. 61–68, 1962.
- [22] J. Dupont-Roc, S. Haroche, and C. Cohen-Tannoudji, Detection of very weak magnetic fields (10^{-9} gauss) by ^{87}Rb zero-field level crossing resonances, *Phys. Lett. A*, Vol. 28, No. 9, pp. 638–639, 1969.
- [23] E. B. Alexandrov, M. V. Balabas, A. S. Pasgalev, A. K. VeVershovskii, and N. N. Yakobson, Double-resonance atomic magnetometers: from gas discharge to laser pumping, *Laser Phys.*, Vol. 6, No. 2, pp. 244–251, 1996.
- [24] W. Happer and H. Tang, Spin-exchange shift and narrowing of magnetic resonance lines in optically pumped alkali vapors, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 31, No. 5, pp. 273–276, 1973.
- [25] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, No. 13, 130801, 2002.
- [26] I. K. Kominiis, T. W. Kornack, J. C. Allred, and M. V. Romalis, A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer, *Nature*, Vol. 422, No. 6932, pp. 596–599, 2003.
- [27] H. B. Dang, A. C. Maloof, and M. V. Romalis, Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, No. 15, 151110, 2010.
- [28] S. Xu, V. V. Yashchuk, M. H. Donaldson, S. M. Rochester, D. Budker, and A. Pines, Magnetic

- resonance imaging with an optical atomic magnetometer, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, Vol. 103, No. 3–4, pp. 12668–12671, 2006.
- [29] S. Xu, C. W. Crawford, S. Rochester, V. Yashchuk, D. Budker, and A. Pines, Submillimeter-resolution magnetic resonance imaging at the Earth’s magnetic field with an atomic magnetometer, *Phys. Rev. A*, Vol. 78, No. 1, 013404, 2008.
- [30] C. Johnson, P. D. D. Schwindt, and M. Weisend, Magnetoencephalography with a two-color pump-probe, fiber-coupled atomic magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, No. 24, 243703, 2010.
- [31] T. H. Sander, J. Preusser, R. Mhaskar, J. Kitching, L. Trahms, and S. Knappe, Magnetoencephalography with a chip-scale atomic magnetometer, *Biomed. Opt. Express*, Vol. 3, No. 5, pp. 981–990, 2012.
- [32] V. K. Shah and R. T. Wakai, A compact, high performance atomic magnetometer for biomedical applications, *Phys. Med. Biol.*, Vol. 58, No. 22, pp. 8153–8161, 2013.
- [33] H. Xia, A. B. A. Baranga, D. Hoffman, and M. V. Romalis, Magnetoencephalography with an atomic magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 89, No. 21, 211104, 2006.
- [34] J. Belfi, G. Bevilacqua, V. Biancalana, S. Cartaleva, Y. Dancheva, and L. Moi, Cesium coherent population trapping magnetometer for cardiosignal detection in an unshielded environment, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 24, No. 9, pp. 2357–2362, 2007.
- [35] G. Bison, N. Castagna, A. Hofer, P. Knowles, J. L. Schenker, M. Kasprzak, H. Saudan, and A. Weis, A room temperature 19-channel magnetic field mapping device for cardiac signals, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 95, No. 17, 173701, 2009.
- [36] G. Bison, R. Wynands, and A. Weis, Dynamical mapping of the human cardiomagnetic field with a room-temperature, laser-optical sensor, *Opt. Express*, Vol. 11, No. 8, pp. 904–909, 2003.
- [37] S. Knappe, T. H. Sander, O. Kosch, F. Wiekhorst, J. Kitching, and L. Trahms, Cross-validation of microfabricated atomic magnetometers with superconducting quantum interference devices for biomagnetic applications, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, No. 13, 133703, 2010.
- [38] R. Wyllie, M. Kauer, R. T. Wakai, and T. G. Walker, Optical magnetometer array for fetal magnetocardiography, *Opt. Lett.*, Vol. 37, No. 12, pp. 2247–2249, 2012.
- [39] S. Groeger, G. Bison, J. L. Schenker, R. Wynands, and A. Weis, A high-sensitivity laser-pumped M_x magnetometer, *Eur. Phys. J. D*, Vol. 38, pp. 239–247, 2006.
- [40] V. Shah and M. V. Romalis, Spin-exchange relaxation-free magnetometry using elliptically polarized light, *Phys. Rev. A*, Vol. 80, No. 1, 013416, 2009.
- [41] P. D. D. Schwindt, B. Lindseth, S. Knappe, V. Shah, J. Kitching, and L.-A. Liew, Chip-scale atomic magnetometer with improved sensitivity by use of the M_x technique, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 90, No. 8, 081102, 2007.
- [42] V. Shah, S. Knappe, P.D.D. Schwindt, and J. Kitching, Subpicotesla atomic magnetometry

- with a microfabricated vapour cell, *Nat. Photonics*, Vol. 1, No. 11, pp. 649–652, 2007.
- [43] J. Preusser, S. Knappe, J. Kitching, and V. Gerginov, A microfabricated photonic magnetometer, *Proceedings of Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International*, pp. 1180–1182. IEEE, 2009.
- [44] R. Mhaskar, S. Knappe, and J. Kitching, A low-power, high-sensitivity micromachined optical magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 101, No. 24, 241105, 2012.
- [45] D. Sheng, S. Li, N. Dural, and M. V. Romalis, Subfemtotesla scalar atomic magnetometry using multipass cells, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 110, 160802, 2013.
- [46] M. V. Romalis, Hybrid optical pumping of optically dense alkali-metal vapor without quenching gas, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 105, 243001, 2010.
- [47] Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada, and T. Kobayashi, Sensitivity improvement of spin-exchange relaxation free atomic magnetometers by hybrid optical pumping of potassium and rubidium, *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 47, No. 10, pp. 3550–3553, 2011.
- [48] Yosuke Ito, Hiroyuki Ohnishi, Keigo Kamada, and Tetsuo Kobayashi, Development of an optically pumped atomic magnetometer using a K-Rb hybrid cell and its application to magnetocardiography, *AIP Adv.*, Vol. 2, No. 3, 032127, 2012.

2 光ポンピング原子磁気センサ

本章では、光ポンピング原子磁気センサ (OPAM) を構成するうえで、基本原理となる光ポンピング及び、本研究で対象としているポンプ・プローブ型の OPAM における磁場計測原理、OPAM の感度を定める要因となるスピン偏極および、感度向上のきっかけとなった SERF 条件について、先行研究で示されている一般式やそれらを基に導出した式を用いて説明する。

2.1 光ポンピング

OPAM の基本となる電子スピン偏極を生成する光ポンピングは、1950 年に Kastler により提唱され [1], 1952 年には Brosserl らにより実験的に証明された [2]. 1960 年代には光ポンピングを利用した磁気センサが開発された [3, 4]. 光ポンピングは、特定の波長と偏光を持った光を原子に照射することで電子スピン偏極を生じさせる方法である。光ポンピングの提唱当時にはランプ光源が用いられてきたが、単色性がよく周波数が可変で高強度かつ指向性の高い光を照射可能なレーザ技術の発展により、ポンピング時間が短くなり、スピン偏極の寿命が短い原子や分子などに対しても光ポンピングが可能となった [5]. また、スピン交換衝突により直接光ポンピングされない原子のポンピングも可能であることが示されており [6], 光ポンピングは本研究で用いる OPAM や、 ^3He や ^{129}Xe の超偏極 MRI [7, 8] など、さまざまな分野で利用されている。

2.1.1 エネルギー準位

光ポンピング現象では、光の吸収によるエネルギー準位間の電子の移動を利用している。そこで、本項では、原子の基本的なエネルギー準位について説明する。なお、以降の説明では、角運動量の最小単位 \hbar は省略している。

原子のエネルギー準位は、電子のスピン \mathbf{S} 、軌道角運動量 \mathbf{L} 、及び原子核の角運動量 \mathbf{I} により決定され、電子の全角運動量 \mathbf{J} 及び原子の全角運動量 \mathbf{F} は、 $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ 、 $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J} = \mathbf{I} + \mathbf{L} + \mathbf{S}$ となる。アルカリ金属原子の価電子のスピン大きさは $S = |\mathbf{S}| = 1/2$ であり、基底状態の s 軌道における軌道角運動量の大きさは $L = |\mathbf{L}| = 0$ であるため、 s 軌道における電子の全角運動量の大きさは $J = |\mathbf{J}| = |\mathbf{S}| = 1/2$ であり、 $S_{1/2}$ の準位となる。一方、 p 軌道における軌道角運動量の大きさは $L = 1$ であり、電子の全角運動量の大きさは、 $J = L + S = 3/2$ または $J = L - S = 1/2$ の値をとりうるため、 $P_{3/2}$ 、 $P_{1/2}$ の準位に分けられる。図 2.1 に示すこれらの準位はスピンと軌道角運動量の相互作用により生じ、微細構造 (Fine Structure) と呼ばれる。 $S_{1/2}$ から $P_{1/2}$ 、 $P_{3/2}$ への遷移はそれぞれ D1 遷移、D2 遷移と呼ばれ、本研究で用いる OPAM は D1 遷移を用いて光ポンピングを行った。微細構造に加え、原子核の角運動量 \mathbf{I} を考

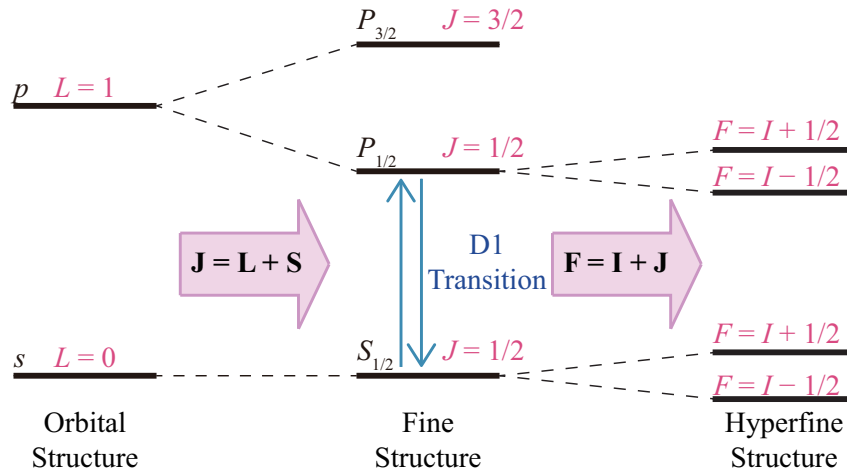


図 2.1 アルカリ金属原子エネルギー準位.

慮した場合、 \mathbf{I} と \mathbf{J} の相互作用により、図 2.1 の超微細構造 (Hyperfine Structure) と呼ばれる準位へと更に分けられる。超微細構造の準位は、磁場が無い状態ではそれぞれが縮退しているが、磁場が印加されることで分裂する。このような準位の分裂をゼーマン効果 (Zeeman Effect) と言い、分裂した準位はゼーマン準位と呼ばれる。

2.1.2 光ポンピングによる電子スピン偏極

アルカリ金属原子において価電子は 1 つであり、基底状態 ($S_{1/2}$) では図 2.1 の $F = I \pm \frac{1}{2}$ でスピンの向きが異なる超微細準位のどちらかに存在し、それぞれの準位にある電子は $\pm \frac{1}{2}$ の電子スピン角運動量を持つ。一方、円偏光には回転方向により光子の持つ角運動量が異なり、それぞれ $+1$ の σ_+ 偏光と -1 の σ_- 偏光がある。円偏光を吸収した場合、角運動量保存則により励起状態 ($P_{1/2}$) の角運動量は $\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$ の値をとり得るが、D1 遷移においては図 2.1 のように $\pm \frac{3}{2}$ の値の励起状態がないため、 σ_+ 偏光を使用した場合、図 2.2(a) のように $-\frac{1}{2}$ の基底状態にあった電子のみを $+\frac{1}{2}$ へと励起することになる。一方、励起状態から基底状態に脱励起する場合は自然放出過程であるため、どちらの準位にも戻りえる。そのため、 $+\frac{1}{2}$ の励起状態の電子は、 $\pm \frac{1}{2}$ の基底状態に脱励起する。この過程を繰り返すことで、基底状態の準位 $+\frac{1}{2}$ の占拠数が $-\frac{1}{2}$ の占拠数よりも大きくなることでスピン偏極が生じる [5, 9].

バッファガスとクエンチングガス

上記の過程で生じるスピン偏極であるが、実際にアルカリ金属原子のみを使用した場合には光ポンピングで励起された励起状態の準位の占拠数が異なるため、図 2.2(a) のように元いた基底状態に脱励起する確率が高く、光ポンピングの効率が下がってしまう。そこで通常は、アルカリ金属原子と共に He や Xe といった不活性ガスをバッファガスとして封入することにより、光ポンピングの効率が高められている。

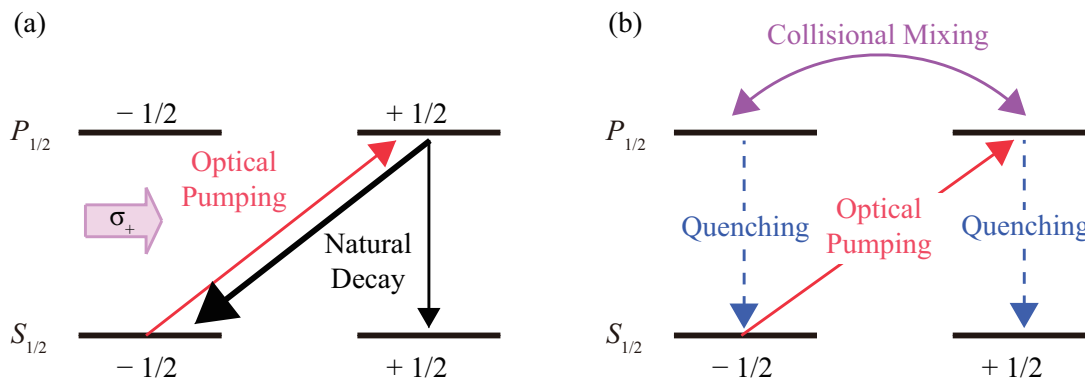


図 2.2 光ポンピング. (a) バッファガス及びクエンチングガスが無い場合. (b) バッファガス及びクエンチングガスがある場合.

バッファガスを用いることで、励起状態の大きな衝突断面積の下、衝突混合 (collisional mixing) [10] が図 2.2(b) のように生じ励起状態の準位の占拠数が等しくなる。その結果、2つの基底状態に脱励起する確率が等しくなり、光ポンピングの効率が向上する。なお、バッファガスはアルカリ金属原子の拡散を抑制することで後述するスピン緩和の一つであるアルカリ金属原子とガラスセル壁面との衝突による緩和を低減させる目的でも使用されている。

また励起状態から脱励起する際、余分なエネルギーは光として放出される。この時放出される脱励起光の偏光や方向はランダムであるため、放出エネルギーの再吸収によってスピン偏極が緩和してしまう。こうした緩和を抑制するために、アルカリ金属原子と共に N_2 を封入し、脱励起によるエネルギーを N_2 分子の振動エネルギーや回転エネルギーとして消費させる方法がある。この方法はクエンチングと呼ばれ、この方法により光ポンピングの効率がさらに向上する [11]。本研究においても、He および N_2 をバッファガスとクエンチングガスとして使用することで、光ポンピングによるスピン偏極の効果を高めている。

光ポンピングレート

光ポンピングにおいてその効果の大きさはポンピングレート R_{OP} によって表される。 R_{OP} は、吸収断面積 $\sigma(\nu)$ 及び、ポンプ光の光束 $\Phi(\nu)$ より得られる [12]。 $\sigma(\nu)$ は D1 遷移の共鳴周波数 ν_0 を中心に光の周波数 ν に対して周波数特性を持つ。周波数特性の半値幅は、励起状態の電子の不確定性原理に基づく自然幅が、バッファガス原子との相互作用による圧力広がりを受け、さらにアルカリ金属原子自体の動きによるドップラー広がりを受けることで決定される。通常使用するバッファガスの圧力では圧力広がり支配的であるため、吸収断面積は以下のローレンツ分布を持つ。

$$\sigma(\nu) = r_e c f \frac{\Gamma/2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (2.1)$$

ここで, r_e は古典電子半径, c は光速, f は振動子強度であり, Γ は圧力幅 (圧力広がり半値全幅) である. 振動子強度 f は光の吸収による状態遷移の強さを表しており, D1 遷移の場合は $f \simeq 1/3$ となる [13]. 一方, ポンプ光の光束 $\Phi(\nu)$ は, ポンプ光が強度 I_{pump} , 断面積 A_{pump} , 中心周波数 ν_{pump} を持つ時, 以下のガウス分布に従う.

$$\Phi(\nu) = \frac{2I_{\text{pump}}\sqrt{\pi\ln 2}}{A_{\text{pump}}\pi h\nu_{\text{pump}}\Delta\nu} \exp\left[-\frac{4(\nu - \nu_{\text{pump}})^2\ln 2}{\Delta\nu^2}\right]. \quad (2.2)$$

ポンピングにレーザ光を使用する場合, レーザ光の線幅 $\Delta\nu$ は狭く $\Gamma \gg \Delta\nu$ となり, $\nu_{\text{pump}} = \nu_0$ とポンプ光の周波数を D1 遷移に一致させることにより,

$$R_{\text{OP}} = \int \sigma(\nu)\Phi(\nu)d\nu \simeq \frac{2cr_e f I_{\text{pump}}}{h\nu_0 \Gamma A_{\text{pump}}}, \quad (2.3)$$

となる. 式 (2.3) より, 光ポンピングはバッファガスによる圧力幅と入射光強度密度に依存することがわかる.

2.2 磁場計測原理

本研究で採用したポンプ・プローブ型の OPAM の磁場計測原理について説明する. OPAM において, センサ本体となるアルカリ金属原子は, 前項で述べたバッファガス及びクエンチングガスと共にガラスセル内に封入される. 一般的にアルカリ金属原子は加熱することにより, 気体状態で使用する. このガラスセルに封入したアルカリ金属原子において, 以下の 3 ステップにより磁場を計測することが可能となる.

1. 光ポンピングによるスピン偏極
2. 計測対象磁場によるスピン偏極の回転
3. プローブ光の磁気光学回転

1. の光ポンピングに関しては先述した通りであり, z 方向に円偏光のポンプ光を照射することで, 光ポンピングによる電子スピン偏極 \mathbf{S} が図 2.3(a) のように z 方向に生じる ($\mathbf{S} = (0, 0, S_z)$).

2.2.1 計測対象磁場によるスピン偏極の回転

z 方向にスピン偏極が生じている状態で, y 方向に計測対象となる磁場 B_y が印加されると, 以下の Bloch 方程式で示す磁場とスピンの相互作用によるトルクを受け, スピン偏極 \mathbf{S} が zx 平面上で図 2.3(a) のように磁場を軸に回転する [9]. スピン偏極は z 軸方向の光ポンピングや後に述べるスピン緩和とのつりあいにより, x 軸方向のスピン偏極成分 S_x を生じる.

$$\frac{d}{dt}\mathbf{S} = \gamma\mathbf{S} \times \mathbf{B}. \quad (2.4)$$

式 (2.4) 内の γ は磁気回転比を示す. なお, 計測対象磁場が小さい領域においては, スピン偏極 \mathbf{S} に対し x 軸方向成分 S_x が極めて小さいため, S_x は磁場 B_y に比例する. この S_x を計測することにより, 計測

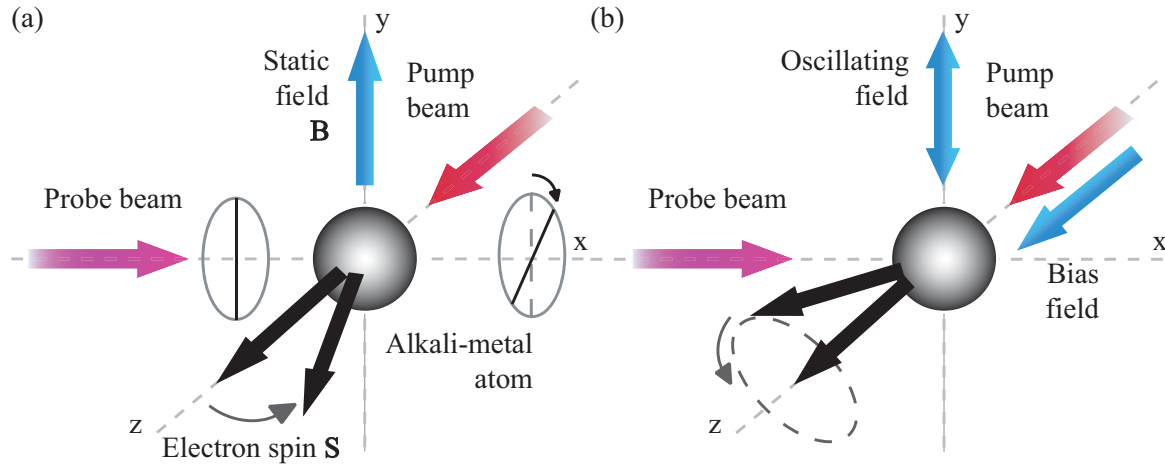


図 2.3 OPAM による磁場計測原理. (a) ゼロ磁場環境下におけるスピンの挙動. (b) バイアス磁場存在下におけるスピンの挙動.

対象磁場 B_y を計測することが可能となる. ポンプ・プローブ型の OPAM では, S_x をプローブ光を利用して計測する.

図 2.3(a) に示す原理は, バイアス磁場が存在しない状態 (ゼロ磁場) であり, 振動磁場よりも静磁場に対する応答の方が大きい. ゼロ磁場状態では振動磁場の周波数が増加するに従い, 応答は低下してしまうため, NMR 信号など振動成分を持った信号の計測には適していない. しかしながら, 図 2.3(b) のようにポンプ光と平行にバイアス磁場を印加することにより, スピンはバイアス磁場を軸に歳差運動し, 計測対象の周波数と歳差運動の周波数が一致する時, その周波数における応答は増加する. OPAM ではバイアス磁場を調整することで, 任意の周波数の磁気信号を高感度に計測することが可能となる [13]. しかしながら, 高周波の磁気信号を計測するためにバイアス磁場を強く印加した場合, 後述する SERF 条件が成立しなくなるため, 磁場応答信号強度は低周波領域に比べ低下する.

2.2.2 プローブ光の磁気光学回転

物質に磁場が印加されると磁化が生じ誘電率が変化するため, 右回り円偏光と左回り円偏光が感じる屈折率に差が生じる. そのため, 右回り円偏光と左回り円偏光の足し合わせである直線偏光が磁場存在下の物質中を磁場と同一方向に通過する時, 屈折率の違いから左右の円偏光の位相に差が生じ偏光面が回転する (旋光性を持つ) [14]. このように磁場を印加することで旋光性を生じる現象はファラデー効果と呼ばれ, 偏光面の回転角は印加されている磁場の強さと物質内の通過距離に比例する. x 軸方向のスピンの偏極成分 S_x が存在している時, x 軸方向に S_x に比例した磁化がファラデー効果と同様に生じるため, x 軸方向に直線偏光のプローブ光を照射すると, S_x に比例してプローブ光の偏光面が図 2.3(a) のように回転する. この偏光面の回転角を計測することで, 間接的に磁場 B_y を計測することができる.

均一に S_x が存在するアルカリ金属原子中を距離 l_{cross} 通過した際の磁気光学回転による回転角 (磁気光

学回転角) θ は、プローブ光の周波数が ν_{probe} でアルカリ金属原子密度が n の時、 ν_{probe} に対しローレンツ曲線の分散特性を示す以下の式で表される [13, 15].

$$\theta = ncr_e f \frac{\nu_{\text{probe}} - \nu_0}{(\nu_{\text{probe}} - \nu_0)^2 + (\Gamma/2)^2} l_{\text{cross}} S_x. \quad (2.5)$$

磁気光学回転はポンプ光が照射されスピン偏極が存在する領域で生じ、 l_{cross} はポンプ光とプローブ光の交差領域のプローブ光方向距離を表している. 式 (2.5) に示す通り、磁気光学回転角 θ は ν_{probe} に対し分散特性を示すため、 θ が最大となる最適なプローブ光波長が存在することが示唆される.

2.2.3 偏光回転角の計測

光の偏光の計測方法としては検光子を用いた一般的な計測方法から、4 detector method [16], Rotating Waveplate Technique [17] など様々あるが、本研究では、構成が簡単かつ磁気光学回転角の時間変化を効率的に計測しやすい方法として、偏光ビームスプリッタ (Polarizing Beam Splitter: PBS) と 2 つのフォトディテクタ及び差動回路によって形成されるポラリメータを用いた. ガラスセルを通過したプローブ光は PBS により S 偏光と P 偏光に分割され、それぞれのパワーがフォトディテクタによって検出される. 各偏光を電界成分であらわすと $E_0 \cos(\theta + \delta)$, $E_0 \sin(\theta + \delta)$ となる. ここで、 E_0 は電界成分の絶対値、 θ は磁気光学回転角、 δ はガラスセル入射前のプローブ光の偏光角である. 光のパワーは電界成分の 2 乗に比例するので、S 偏光と P 偏光の検出されたパワーの差分出力は $E_0^2 \cos^2(\theta + \delta) - E_0^2 \sin^2(\theta + \delta) = E_0^2 \cos 2(\theta + \delta)$ に比例した値をとる. ここで $\delta = \frac{\pi}{4}$ とすれば、差分出力は $E_0^2 \sin(2\theta)$ となり、磁気光学回転が無ければ出力が 0 となる. また、 θ が十分小さい場合 $\sin(2\theta) \simeq 2\theta$ とみなすことができ、磁気光学回転角に比例した出力が得られる.

2.3 スピン緩和

平衡状態にあった系が、摂動を受け非平衡状態になり、そこから元の平衡状態に徐々に戻ることを緩和という. 光ポンピングの分野では、光ポンピングによってスピン偏極が存在している状態や、磁場により x 軸方向のスピン偏極成分 S_x が生じている状態が非平衡状態であり、そこからのスピン偏極が消失し電子の偏りがないランダムな状態に戻ることをスピン緩和という. こうしたスピン緩和がスピン偏極の寿命を決定し、OPAM の感度を制限する要因となっている. 通常このようなスピン緩和の影響は、磁気計測の際の磁気共鳴線の広がりやスピン緩和時間として表れる. 以降では、OPAM で生じるスピン緩和各種について説明する.

2.3.1 スピン破壊衝突による緩和

この緩和はスピン破壊衝突 (Spin-Destruction collisions: SD) と呼ばれる原子間の衝突によって生じるスピン緩和であり、アルカリ金属原子同士、あるいはアルカリ金属原子とバッファガス原子、アルカリ金属原子とクエンチングガス原子との間で発生する [18]. スピン破壊衝突による緩和は衝突原子間の電子

スピンと相対的な角運動量の相互作用によって生じると仮定されているが、詳細なメカニズムは解明されていない [12,19]. しかしながら、スピン破壊衝突の大きさは実験により計測されており、以下の式で示すスピン破壊衝突レートで表すことができる [18].

$$R_{SD} = \sum_X \sigma_X^{SD} \bar{v} n_X. \quad (2.6)$$

式 (2.6) において、 σ_X 及び \bar{v} はアルカリ金属原子とその他の原子間、或いはアルカリ金属原子間の衝突断面積及び相対熱速度であり、 n_X は各原子の原子密度を表している. アルカリ金属原子として K を使用し、バッファガス及びクエンチングガスに He, N₂ を使用した場合、 $X = K, He, N_2$ となる. また、相対熱速度 \bar{v} は、衝突する 2 つの原子の質量 m_1, m_2 、温度 T 、ボルツマン定数 k_B を用いて以下の式で表される.

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)}. \quad (2.7)$$

壁緩和抑制などの目的で使用するバッファガスやクエンチングガスにより、スピン破壊衝突による緩和は増加する. SERF 条件下では、スピン交換衝突による緩和が無視できるため、スピン破壊衝突による緩和が感度を制約する支配的な要因の一つである.

2.3.2 壁緩和

この緩和はアルカリ金属原子とガラス壁面との衝突により生じる. アルカリ金属原子 (及びスピン) は以下に示す式に従い拡散する.

$$\frac{d}{dt} \mathbf{S} = D \nabla^2 \mathbf{S}. \quad (2.8)$$

ここで、 D は拡散係数である. 拡散したアルカリ金属原子は壁面との衝突によりスピン偏極が無くなる ($S = |\mathbf{S}| = 0$) ため、ガラス壁面に到達する原子を減らすことにより壁緩和を小さくすることが可能である. 拡散係数 D はバッファガス原子種・バッファガス圧、温度によって決定され [20], バッファガス圧が高いほど拡散係数は小さくなり壁緩和を抑制することができる.

しかしながら、上述した通りバッファガス原子とアルカリ金属原子のスピン破壊衝突も生じるため、バッファガス圧が高くなるとスピン破壊衝突による緩和も増加する. そこで、壁緩和抑制の別の手法として、パラフィンなど分子長が大きい分子をセル壁面にコーティングを施すことで、一度の衝突ではスピン偏極に緩和を発生させない方法も提案されてる [21–23]. しかしながら、高分子によるコーティングには使用できる温度に限界があり、K を用いた OPAM を高感度で動作させるための高温では使用できないといった問題点も存在する [24].

2.3.3 磁場勾配による緩和

通常、熱運動に伴い、アルカリ金属原子は封入されたガラスセル内で動き回る. 計測対象の磁場がガラスセル内で空間的に不均一である時、スピン偏極されたアルカリ金属原子が異なる磁場の領域を通過する

と、異なる周波数で歳差運動しようとするため、スピン偏極全体の均一性が低下し、スピン緩和として働く。上述した壁緩和同様、バッファガスの使用によりスピンの拡散を抑えることで、異なる磁場の領域間を移動することを防ぎ、磁場勾配による緩和は抑制できる。

また、異なる磁場の領域間を移動しないということは、ガラスセル内においてそれぞれの位置でアルカリ金属原子が独立して磁気センサとして動作することを示唆している。このことを利用して、一つのガラスセル内に複数のセンシング領域を構成するマルチチャンネル計測も提案、実施されている [25, 26]。この特性を利用した光学的グラジオメータ構成による磁場ノイズ低減効果については第 6 章で説明する。

2.3.4 光ポンピングによる緩和

光ポンピングはスピン偏極を生成する必須の要素である反面、光ポンピング自体がスピン緩和としても働く。上述した通り、 z 方向にスピン偏極がある状態で、 y 方向に計測対象となる磁場 B_y が印加されると、式 (2.4) に従いスピン偏極 \mathbf{S} が回転するが、光ポンピングは z 方向に常にスピン偏極を生じさせようとするため、光ポンピングが強すぎると、 x 軸方向のスピン偏極成分 S_x は小さくなってしまう。これが光ポンピングによるスピン緩和である。 S_x を最大とする光ポンピングの最適値も存在するため、高感度に計測する上ではプローブ光の波長と同様に、ポンプ光の強度の設定も重要な要素である。光ポンピングによる緩和レートは式 (2.3) のポンピングレートとなる。

2.3.5 プローブ光の吸収による緩和

OPAM では、プローブ光をアルカリ金属原子の D1 遷移の吸収波長付近で使用するため、プローブ光はアルカリ金属原子に吸収されつつガラスセルを通過する。直線偏光は右回り円偏光と左回り円偏光の和であるため、吸収されたプローブ光は、超微細準位のいずれの電子も励起してしまうため、スピン偏極の緩和につながる。

プローブ光の吸収による緩和レートは、ポンピングレートと同様に吸収断面積 $\sigma(\nu)$ とプローブ光の光束 $\Phi_{\text{probe}}(\nu)$ 及び、プローブ光の吸収による強度変化を考慮することで導くことができる。

アルカリ金属原子中を通過することによる円偏光の光束 $\Phi(\nu)$ の減衰は伝搬方向のスピン偏極の大きさに依存し、 z 方向に照射するポンプ光の場合、 S_z 及びアルカリ金属原子の密度 n を用いて以下の式で与えられる [7, 27]。

$$\frac{d}{dz}\Phi(\nu) = -n\sigma(\nu)\Phi(\nu)(1 - 2S_z). \quad (2.9)$$

一方、 x 方向に照射するプローブ光の場合 $z \rightarrow x$ となり、直線偏光のプローブ光の場合スピン偏極は生じず、計測対象の磁場により生じる S_x も極めて小さいため、式 (2.9) におけるスピン偏極の項は除外される。従って、光束ではなくプローブ光強度で表す時、伝搬位置 x におけるプローブ光強度は以下の式で表される。

$$I_{\text{probe}}(x) = I_{\text{probe}}(0) \exp[-n\sigma(\nu_{\text{probe}})x]. \quad (2.10)$$

吸収断面積 $\sigma(\nu_{\text{probe}})$ は、式 (2.1) において $\nu = \nu_{\text{probe}}$ とすることにより表される。

一方、プローブ光の光束 $\Phi_{\text{probe}}(\nu)$ も、式 (2.2) と同様に強度 $I_{\text{probe}}(x)$ 、断面積 A_{probe} 、中心周波数 ν_{probe} である時、以下のガウス分布に従う。

$$\Phi_{\text{probe}}(\nu) = \frac{2I_{\text{probe}}\sqrt{\pi\ln 2}}{A_{\text{probe}}\pi h\nu_{\text{probe}}\Delta\nu} \exp\left[-\frac{4(\nu - \nu_{\text{probe}})^2\ln 2}{\Delta\nu^2}\right]. \quad (2.11)$$

式 (2.5) に示される分散特性より、通常プローブ光は $\nu_{\text{probe}} \neq \nu_0$ で使用するため、伝搬位置 x におけるプローブ光の吸収による緩和レート $R_{\text{PR}}(x)$ は以下の様にあらわされる。

$$R_{\text{PR}}(x) = \int \sigma(\nu)\Phi_{\text{probe}}(\nu)d\nu \simeq \frac{c r_e f}{h\nu_{\text{probe}}A_{\text{probe}}} I_{\text{probe}}(x) \frac{\nu_{\text{probe}} - \nu_0}{(\nu_{\text{probe}} - \nu_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (2.12)$$

式 (2.12) より、プローブ光の波長を大きく離調させることでプローブ光の吸収による緩和を小さくすることは可能であるが、式 (2.5) に示した磁気光学回転角自体も小さくなってしまふといった特徴がある。また、第 6 章で述べる光学的グラジオメータにおいては、プローブ光の吸収による緩和が、センサ特性に大きく影響するため、高感度に計測する上で、適したプローブ光の波長の設定は重要な要素の一つである。

2.3.6 スピン交換衝突による緩和

この緩和はアルカリ金属原子間のスピン交換衝突 (Spin-Exchange collisions : SE) によって生じるスピン緩和である。スピン偏極を利用する分野においては、このスピン交換衝突による緩和がスピン緩和の中で支配的であった [28]。スピン交換衝突を説明するにあたり図 2.1 のエネルギー準位について更に詳しく説明する。図 2.1 において説明した超微細構造準位は、原子核の角運動量 \mathbf{I} の値により更に区別される。

基底状態の $S_{1/2}$ において $F = I \pm 1/2$ の二つに分けられる準位の全角運動量は F は、仮に $I = 3/2$ である時、 $F = 2$ 及び、 $F = 1$ となる。これらの準位はそれぞれがゼーマン準位に分けられ、磁気量子数 m_F ($|m_F| \leq F$) を用いて図 2.4(a) のように表すことができる。

スピン交換衝突が生じた場合、衝突原子間での角運動量すなわち磁気量子数 m_F の総和は保存されるが、衝突原子間で m_F が再分配されるため、衝突した片方もしくは両方の原子の準位が $F = I \pm 1/2$ の間で変化する可能性がある。即ち、図 2.4(b) に示したスピン交換衝突の概念図の様に、 $F = I + 1/2$ かつ $m_F = 1$ にあった原子 1, 2 の衝突により、原子 1 は $F = I + 1/2$ かつ $m_F = 2$ に、原子 2 は $F = I - 1/2$ かつ $m_F = 0$ へと変化する可能性がある。磁場がある状態では、異なる準位 $F = I \pm 1/2$ に存在する原子は、同じ角周波数で互いに逆向きの歳差運動をするため、原子全体としての均一性が低下しスピン緩和として働く。

スピン交換衝突レート R_{SE} は式 (2.6) と同様に、相対熱速度 \bar{v} とアルカリ金属原子の密度 n 、及びアルカリ金属原子間のスピン交換衝突断面積 σ^{SE} の積により以下の式で表される。

$$R_{\text{SE}} = \sigma^{\text{SE}}\bar{v}n. \quad (2.13)$$

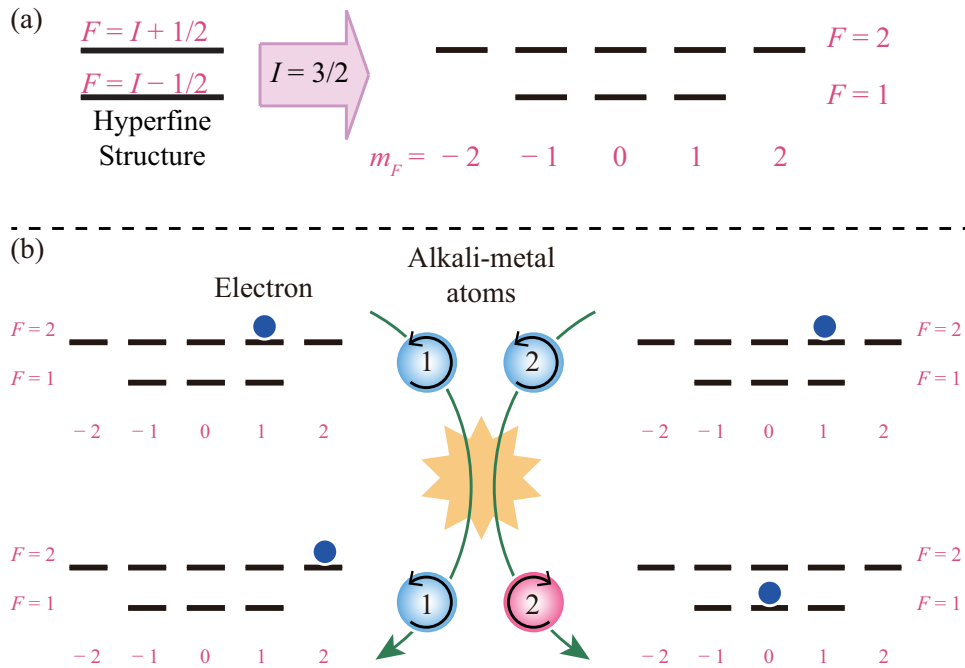


図 2.4 スピン交換衝突による緩和. (a) $I = 3/2$ の時の基底状態の超微細準位. (b) スピン交換衝突による準位間の移動.

2.3.7 スローダウンファクタ

上述したポンピングレート R_{OP} 及び R_{SD} などの各種スピン緩和レートは、原子間の衝突及び吸収レートに基づいている。しかしながら、実際には核スピンの存在することにより原子全体としてスピン偏極がある程度維持されるため、スピン緩和の影響が磁気共鳴線の広がりやスピン緩和時間の低下という形で現れる際には、これらのレートそのものより軽減される。このような軽減効果はスローダウンファクタ q を導入することで表される。スローダウンファクタ q はスピン偏極の大きさ S を用いて以下の式で与えられる [12].

$$q(S) = \frac{6 + 2(2S)^2}{1 + (2S)^2}. \quad (2.14)$$

なお、式 (2.14) に示す q は、 $I = 3/2$ の K 原子の場合を示しており、原子によってスローダウンファクタは異なる。

2.4 Spin-Exchange Relaxation-Free (SERF) 条件

OPAM が提唱された当初は、上述したスピン交換衝突による緩和の影響が大きかったため、磁気センサとして SQUID のような高感度の実現には至らなかった。しかしながら、1973 年 Happer らにより特

定の条件下でスピン交換衝突の影響を無視できることが発見され [29], その後 Allred ら [18] によって OPAM の感度向上につながることを示されて以降, OPAM の研究は急速に加速していった.

スピン交換衝突の影響を無視できる条件は SERF (Spin-Exchange Relaxation-Free) 条件と呼ばれ, 低磁場環境かつ高密度のアルカリ金属原子によって達成される. 高密度のアルカリ金属原子が低磁場中にあると, スピン交換衝突の頻度に対し歳差運動の角周波数が小さくなる. この状態では, 図 2.4(b) に示したようにスピン交換衝突で $F = I \pm 1/2$ の準位間を電子が移動し, 逆向きの歳差運動を生じた場合であっても, ほとんど回転しない間に次のスピン交換衝突で再び $F = I \pm 1/2$ の準位間を移動することになる. 結果的に, 位相のずれも生じず歳差運動 1 周期の間に見かけ上はスピン交換衝突の影響を受けていないような状態となる. この SERF 条件で動作させることで, OPAM の感度は大きく向上する.

なお, SERF 条件が成立するかどうか不確定な低磁場領域におけるスピン交換衝突による緩和は以下の式において表され, バイアス磁場 B_0 が 0 に近づく, 或いは原子密度の増加により R_{SE} が大きくなることで SERF 条件が達成され, $1/T_2^{SE} \rightarrow 0$ となる [13, 30].

$$\frac{1}{T_2^{SE}} = \left[\frac{\gamma^e B_0}{q(0)} \right]^2 \frac{q(0)^2 - (2I + 1)^2}{2R_{SE}}. \quad (2.15)$$

本研究では, SERF 条件及び式 (2.15) でスピン交換緩和が定義される低磁場領域において動作する OPAM の開発を目的としている.

参考文献

- [1] A. Kastler, Quelques suggestions concernant la production optique et la detection optique d'une inegalite de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. application a l'experience de stern et gerlach et a la resonance magnetique, *J. Phys. Radium*, Vol. 11, pp. 255–265, 1950.
- [2] Jean Brossel, Alfred Kastler, Jacques Winter, et al., Gréation optique d'une inégalité de population entre les sous-niveaux zeeman de l'état fondamental des atomes, *J. Phys. Radium*, Vol. 13, No. 12, pp. 668–668, 1952.
- [3] A. L. Bloom, Principles of operation of the rubidium vapor magnetometer, *Appl. Opt.*, Vol. 1, No. 1, pp. 61–68, 1962.
- [4] J. Dupont-Roc, S. Haroche, and C. Cohen-Tannoudji, Detection of very weak magnetic fields (10^{-9} gauss) by ^{87}Rb zero-field level crossing resonances, *Phys. Lett. A*, Vol. 28, No. 9, pp. 638–639, 1969.
- [5] 藪崎努, 岩波講座 物理の世界 ものを見るとらえる 〈2〉 レーザー光による原子物理, 岩波書店, 2007.
- [6] H. G. Dehmelt, Spin resonance of free electrons polarized by exchange collisions, *Phys. Rev.*, Vol. 109, No. 2, pp. 381–385, 1958.
- [7] T. G. Walker and W. Happer, Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 69, No. 2, pp. 629–642, 1997.
- [8] E. W. Otten, Take a breath of polarized noble gas, *Europhys. News*, Vol. 35, No. 1, pp. 16–20, 2004.
- [9] D. Suter, *The physics of laser-atom interactions*, Cambridge University Press, 1997.
- [10] F. A. Franz and J. R. Franz, Excited-state mixing in the optical pumping of alkali-metal vapors, *Phys. Rev.*, Vol. 148, No. 1, pp. 82–89, 1966.
- [11] F. A. Franz, Enhancement of alkali optical pumping by quenching, *Phys. Lett. A*, Vol. 27, No. 7, pp. 457–458, 1968.
- [12] S. Appelt, A. B. A. Baranga, C. J. Erickson, M. V. Romalis, A. R. Young, and W. Happer, Theory of spin-exchange optical pumping of ^3He and ^{129}Xe , *Phys. Rev. A*, Vol. 58, No. 2, pp. 1412–1439, 1998.
- [13] M. P. Ledbetter, I. M. Savukov, V. M. Acosta, D. Budker, and M. V. Romalis, Spin-exchange-relaxation-free magnetometry with Cs vapor, *Phys. Rev. A*, Vol. 77, No. 3, 033408, 2008.
- [14] 佐藤勝昭, 光と磁気 (現代人の物理), 朝倉書店, 改訂, 2001.
- [15] I. M. Savukov, S. J. Seltzer, M. V. Romalis, and K. L. Sauer, Tunable atomic magnetometer for detection of radio-frequency magnetic fields, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 95, No. 6, 063004, 2005.
- [16] R. M. A. Azzam, Arrangement of four photodetectors for measuring the state of polarization

- of light, *Opt. Lett.*, Vol. 10, No. 7, pp. 309–311, 1985.
- [17] B. W. Lites, Rotating waveplates as polarization modulators for stokes polarimetry of the sun: evaluation of seeing-induced crosstalk errors, *Appl. Opt.*, Vol. 26, No. 18, pp. 3838–3845, 1987.
- [18] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, No. 13, 130801, 2002.
- [19] N. D. Bhaskar, J. Pietras, J. Camparo, W. Happer, and J. Liran, Spin destruction in collisions between cesium atoms, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 44, pp. 930–933, 1980.
- [20] W. Franzen, Spin relaxation of optically aligned rubidium vapor, *Phys. Rev.*, Vol. 115, No. 4, pp. 850–856, 1959.
- [21] S. Groeger, A. S. Pazgalev, and A. Weis, Comparison of discharge lamp and laser pumped cesium magnetometers, *Appl. Phys. B*, Vol. 80, No. 6, pp. 645–654, 2005.
- [22] M. V. Balabas, D. Budker, J. Kitching, P. D. D. Schwindt, and J. E. Stalnaker, Magnetometry with millimeter-scale antirelaxation-coated alkali-metal vapor cells, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 23, No. 6, pp. 1001–1006, 2006.
- [23] M. V. Balabas, T. Karaulanov, M. P. Ledbetter, and D. Budker, Polarized alkali-metal vapor with minute-long transverse spin-relaxation time, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 105, No. 7, 070801, 2010.
- [24] S. J. Seltzer, D. M. Rampulla, S. Rivillon-Amy, Y. J. Chabal, S. L. Bernasek, and M. V. Romalis, Testing the effect of surface coatings on alkali atom polarization lifetimes, *J. Appl. Phys.*, Vol. 104, No. 10, 103116, 2008.
- [25] I. K. Komminis, T. W. Kornack, J. C. Allred, and M. V. Romalis, A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer, *Nature*, Vol. 422, No. 6932, pp. 596–599, 2003.
- [26] H. Xia, A. B. A. Baranga, D. Hoffman, and M. V. Romalis, Magnetoencephalography with an atomic magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 89, No. 21, 211104, 2006.
- [27] B. Chann, E. Babcock, L. W. Anderson, and T. G. Walker, Skew light propagation in optically thick optical pumping cells, *Phys. Rev. A*, Vol. 66, No. 3, 033406, 2002.
- [28] E. M. Purcell and G. B. Field, Influence of collisions upon population of hyperfine states in hydrogen., *Astrophys. J.*, Vol. 124, pp. 542–549, 1956.
- [29] W. Happer and H. Tang, Spin-exchange shift and narrowing of magnetic resonance lines in optically pumped alkali vapors, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 31, No. 5, pp. 273–276, 1973.
- [30] I. M. Savukov and M. V. Romalis, Effects of spin-exchange collisions in a high-density alkali-metal vapor in low magnetic fields, *Phys. Rev. A*, Vol. 71, No. 2, 023405, 2005.

3 光ポンピング原子磁気センサのセンサ特性に関する検討

3.1 はじめに

本章では、光ポンピング原子磁気センサ (OPAM) の出力信号及び、主に計測帯域を中心としたセンサ特性の動作条件依存性に関して説明する。

計測対象である脳神経活動や心臓の活動に伴い発生する非常に微弱な生体磁気信号は、特定の周波数のみを有するわけではなく、広い周波数成分を含んだ信号である。脳磁図 (MEG) の場合、0.5~3 Hz の δ 波、4~7 Hz の θ 波、8~13 Hz の α 波、14~30 Hz の β 波、30~80 Hz の γ 波、80 Hz 以上の high- γ など様々ある [1,2]。また、MEG 計測では、何らかの感覚刺激を提示し、その誘発反応を計測することが一般的であり、信号の大きさや周波数は刺激の種類に依存する。脊磁図 (MSG) の場合も、提示した電気刺激によって生じる神経伝達信号の流れを計測するものであり、100~2000 Hz の周波数を持ちえるとされている [3]。また、心磁図 (MCG) の場合は、DC~40 Hz 程度の周波数成分を持つとされている [4]。これらの生体磁気信号を波形が歪むことなく正確に計測するには、高感度かつ広い計測帯域が必要となる。SQUID 磁気センサの場合には、DC~10 kHz 程度までの計測帯域を持ったセンサが実現されており [5]、感度だけでなく計測帯域の面でも生体磁気計測に適したセンサであるといえる。

一方、OPAM の計測帯域、特に帯域幅はスピン緩和によって決定されるため、スピン破壊衝突の衝突断面積が小さい K 原子を用いた OPAM において感度のみを追究した場合、その帯域幅は非常に狭くなると考えられる。その一方で、OPAM の計測帯域はセンサの動作条件に大きく依存する。計測帯域の中心周波数は図 2.3(b) に示した通り、ポンプ光と平行にバイアス磁場を印加することで任意に決定することができる。また、帯域幅はスピン緩和に依存するため、スピン緩和に関わる動作条件を調整することで、生体磁気計測に必要な帯域幅を実現することも可能であると考えられる。当然ながら、スピン緩和の増加は磁場応答信号強度の低下につながるため、OPAM の計測帯域を生体磁気計測に適した値に設定する上では、計測帯域と磁場応答信号強度の動作条件依存性を把握する必要がある。

OPAM の特性を決定するパラメータも様々あり、ポンプ光強度、プローブ光強度、プローブ光波長、バイアス磁場、動作温度、バッファガス密度 (バッファガス圧) などがあげられる。これらのパラメータにおいて磁場応答信号強度を最大とする最適動作条件に関しては先行研究において既に検討されている [6]。しかしながら、これらの動作条件によるセンサの帯域幅への影響に関しては十分に議論されおらず、検討の必要がある。

上述したように OPAM にはその特性を決定する様々なパラメータが存在する。しかしながら、実際に生体磁気計測システムを構成した場合、ガラスセルの耐久性などの観点から自由に変更できないバッファガス密度や、センサの断熱性能や SERF 条件成立のために必要な原子密度により決定される動作温度な

どは自由度の少ないパラメータである。また、理論的にもバッファガス密度の変化に対する帯域幅や磁場応答信号強度の変化は極めて小さいことから、これらを調整して計測対象に応じて任意の計測帯域に設定するという事は実用的ではないといえる。加えて、現状では人の手によるガラスセル作製であるため、バッファガス密度やアルカリ金属原子密度を任意の状態に精度よく設定し、バッファガス密度に応じた特性の検証を実施することは困難である。

そこで、本章ではバッファガス密度及び動作温度は一定の条件で、その他のパラメータである、ポンプ光強度、プローブ光強度、プローブ光波長及びバイアス磁場に対するセンサ特性を計測する。先行研究で示されている理論式及びそれらを基に導出した式を用いて、K 原子を使用したポンプ・プローブ型 OPAM の磁場応答信号の理論値を計算し、計測値と比較することで結果の妥当性を検証する。その上で、先行研究では議論されていない OPAM の計測帯域の調整可能性について検討する [7]。また、理論値計算において、セル全体を一つの集団としてみなす場合に加え、セル内での原子の拡散及びポンプ光・プローブ光の減衰を考慮することで、センサ特性の空間分布を計算し、センサ特性の検証に利用する。

3.2 OPAM のセンサ特性

3.2.1 OPAM の磁場応答信号

OPAM で検出される磁場応答信号 S_{out} は以下の式に示すように、入射したプローブ光 I_{probe} が式 (2.10) に従いアルカリ金属原子内で減衰するとともに、式 (2.5) の磁気光学回転角 θ を生じた後、ポラリメータに組み込まれたフォトディテクタにより電圧信号へと変換されることにより得られる。

$$S_{\text{out}} = \eta I_{\text{probe}} e^{-\alpha l} \sin(2\theta). \quad (3.1)$$

ここで η はプローブ光の光強度信号から電圧信号への変換効率、 l はプローブ光のガラスセル内の伝搬距離を示し、ガラスセルの内寸に等しい。 α は減衰係数であり、式 (2.10) における原子密度 n と吸収断面積 $\sigma(\nu_{\text{probe}})$ の積として以下の式で表される。

$$\alpha = n\sigma(\nu_{\text{probe}}) = n c r_e f \frac{\Gamma/2}{(\nu_{\text{probe}} - \nu_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (3.2)$$

ガラスセル全体をポンプ光が照射する場合 l は式 (2.5) 内の l_{cross} に等しいが、ガラスセル内の一部しかポンプ光が照射されない場合には $l > l_{\text{cross}}$ となる。また、磁場によるスピン偏極の回転を示す式 (2.4) は、z 方向へのポンピング及び、スピン緩和、式 (2.8) に示すスピンの拡散を考慮することで、以下の Bloch 方程式となる。

$$\frac{d}{dt} \mathbf{S} = D \nabla^2 \mathbf{S} + \frac{\gamma^e}{q} \mathbf{S} \times \mathbf{B} - \frac{1}{T_2} \mathbf{S} + \frac{1}{2q} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ R_{\text{OP}} \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

ここで、 T_2 はスピン緩和時間を示しており、前章で示したスピン緩和レート及びスローダウンファクタにより以下の式で与えられる [8,9].

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{q}(R_{OP} + R_{SD} + R_{PR} + \frac{1}{T_2^{SE}}). \quad (3.4)$$

プローブ光の吸収による緩和レート R_{PR} は、式 (2.12) に示した各位置におけるプローブ光の吸収による緩和レートにおいて、式 (2.10) に従うプローブ光の減衰を考慮し、距離 l を伝搬した際の平均値として以下の式で表すことができる.

$$R_{PR} = \frac{1}{l} \int R_{PR}(x)dx = \frac{I_{\text{probe}}(0)}{h\nu_{\text{probe}}A_{\text{probe}}nl} (1 - e^{-n\sigma(\nu_{\text{probe}})l}). \quad (3.5)$$

式 (3.5) は、単位時間当たりの吸収された光子数をプローブ光が通過した体積中に存在するアルカリ金属原子数で割った形となることから、定性的にもプローブ光の吸収による緩和を正しく記述できているといえる.

また、式 (2.3) で記述されるポンピングレート R_{OP} は、式 (2.9) に示したスピン偏極の大きさに応じた減衰が生じるため [10,11], 入射位置からの距離 z におけるポンピングレート $R_{OP}(z)$ は以下の式で表される.

$$R_{OP}(z) \exp[\frac{R_{OP}(z)}{R_{REL}}] = R_{OP}(0) \exp[\frac{R_{OP}(0)}{R_{REL}} - \frac{2cr_e f}{\Gamma}nz]. \quad (3.6)$$

R_{REL} はポンピングレート R_{OP} を除いた緩和レートの総和である. 式 (3.6) より、各位置における $R_{OP}(z)$ を求め、平均化することによりポンプ光の減衰を考慮したポンピングレート \bar{R}_{OP} を求めることができる.

$$\bar{R}_{OP} = \frac{1}{N} \sum_{z=0}^N R_{OP}(z). \quad (3.7)$$

セルのサイズが大きく、ポンプ・プローブ光の伝搬による減衰が無視できない場合には、式 (3.5) や式 (3.7) などを用いることで、動作条件から磁場応答信号を計算することが可能となる.

式 (3.3) の右辺第一項のスピン偏極の拡散の影響に関しては、基本的に定義する解析式は無いため、ガラスセル内でのスピン偏極の空間分布を正確に把握するには、原子の拡散を考慮した数値計算が必要となる [12]. しかしながら、球体状のセルの場合は、壁面にて $S = |\mathbf{S}| = 0$, 球の中心では偏極率 $P = 1(S = 1/2)$ と境界条件を置き、式 (2.8) を球ベッセル関数を用いて解くことにより以下の式で与えられることが示されている [8].

$$R_{WALL} = D(\frac{\pi}{a})^2. \quad (3.8)$$

なお、 a は球体の半径を表す. 式 (3.8) は球体状セルにのみ適応されるが、それ以外の形状であっても式 (3.8) により壁緩和の大まかな影響を見積もる事は可能であると考えられる.

R_{WALL} はスピン緩和項として式 (3.4) に含めることができるが、ガラス壁面との衝突では、電子・核のスピン偏極がどちらも緩和するため、スローダウンファクタ q による緩和軽減の作用は働かない。従って式 (3.4) は、 R_{WALL} を用いることで以下の式で表される。

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{q}(R_{\text{OP}} + R_{\text{SD}} + R_{\text{PR}} + \frac{1}{T_2^{\text{SE}}}) + R_{\text{WALL}}, \quad (3.9)$$

$$= \frac{1}{q}(R_{\text{OP}} + R_{\text{SD}} + R_{\text{PR}} + \frac{1}{T_2^{\text{SE}}} + qR_{\text{WALL}}). \quad (3.10)$$

3.2.2 OPAM における周波数特性

OPAM の周波数特性は、式 (3.3) に示す Bloch 方程式において、バイアス磁場 B_0 と計測対象となる振動磁場を加えることにより導出できる。なお、式 (3.3) の右辺第一項のスピン偏極の拡散項は、 R_{WALL} として式 (3.10) を用いることにより表すこととする。

磁場が何も印加されていない時のスピン偏極 \mathbf{S} を $\mathbf{S} = (0, 0, S_z)$ とした場合、 S_z は

$$S_z = \frac{R_{\text{OP}}}{2(R_{\text{OP}} + R_{\text{SD}} + R_{\text{PR}} + \frac{1}{T_2^{\text{SE}}} + qR_{\text{WALL}})} = \frac{R_{\text{OP}}}{2(R_{\text{OP}} + R_{\text{REL}})}, \quad (3.11)$$

となる。計測対象磁場 B_y が印加された時、スピン偏極は $\mathbf{S} = (S_x, 0, S'_z)$ となり x 方向成分を持つ。計測対象磁場 B_y が生体磁気信号のように極めて小さい時 S_x も同様に小さく、 $S'_z \simeq S_z$ とみなすことができる。 B_y が $B_y = B' \cos(\omega t)$ の振動磁場である時、 S_x は式 (3.3) の Bloch 方程式を解くことで、式 (3.11) の S_z を用いて以下のように表すことができる。

$$S_x = \frac{\gamma S_z B'}{2} \left[\frac{\Delta\omega \cos(\omega t) + (\omega - \omega_0) \sin(\omega t)}{(\Delta\omega)^2 + (\omega - \omega_0)^2} + \frac{\Delta\omega \cos(\omega t) + (\omega + \omega_0) \sin(\omega t)}{(\Delta\omega)^2 + (\omega + \omega_0)^2} \right]. \quad (3.12)$$

ここで、 ω_0 は磁気共鳴線の共鳴周波数であり、以下のように電子の磁気回転比 γ^e とスローダウンファクタ q 、及びバイアス磁場 B_0 により決定される [9]。

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \gamma B_0 = \frac{\gamma^e}{q} B_0. \quad (3.13)$$

一方、式 (3.12) における $\Delta\omega$ は磁気共鳴線の半値半幅 (Half Width at Half Maximum: HWHM) であり、以下の様に式 (3.4) または式 (3.10) のスピン緩和によって決定される [8]。

$$\Delta\omega = 2\pi\Delta f = \frac{1}{T_2}. \quad (3.14)$$

式 (2.5) の磁気光学回転角 θ に含まれる S_x を式 (3.12) を用いて表し、磁気光学回転角 θ が十分小さい時、式 (3.1) において $\sin(2\theta) \simeq 2\theta$ と近似出来ることを利用して、式 (3.1) の磁場応答信号 S_{out} は以下のようにまとめることが可能である。

$$S_{\text{out}} = K(B') \left[\frac{\Delta\omega \cos(\omega t) + (\omega - \omega_0) \sin(\omega t)}{(\Delta\omega)^2 + (\omega - \omega_0)^2} + \frac{\Delta\omega \cos(\omega t) + (\omega + \omega_0) \sin(\omega t)}{(\Delta\omega)^2 + (\omega + \omega_0)^2} \right]. \quad (3.15)$$

$K(B')$ は印加磁場強度及び実験条件によって決定される信号周波数には依存しない係数であり、以下の式で表される。

$$K(B') = \eta I_{\text{probe}} e^{-\alpha l} n_{\text{cr}} e f \frac{\nu_{\text{probe}} - \nu_0}{(\nu_{\text{probe}} - \nu_0)^2 + (\Gamma/2)^2} l_{\text{cross}} \gamma S_z B'. \quad (3.16)$$

また、式 (3.15) は、以下の様に変形することで、周波数特性による強度変化及び位相遅れを表すことができる。

$$S_{\text{out}} = A(\omega) B' \cos(\omega t - \theta(\omega)), \quad (3.17)$$

$$A(\omega) = \sqrt{A_1(\omega)^2 + A_2(\omega)^2} / B', \quad (3.18)$$

$$\theta(\omega) = \tan^{-1}(A_2(\omega)/A_1(\omega)), \quad (3.19)$$

$$A_1(\omega) = K(B') \left[\frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)^2 + (\omega - \omega_0)^2} + \frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)^2 + (\omega + \omega_0)^2} \right], \quad (3.20)$$

$$A_2(\omega) = K(B') \left[\frac{(\omega - \omega_0)}{(\Delta\omega)^2 + (\omega - \omega_0)^2} - \frac{(\omega + \omega_0)}{(\Delta\omega)^2 + (\omega + \omega_0)^2} \right]. \quad (3.21)$$

以上の式に示すように、OPAM のセンサ特性は、磁場応答信号強度 S_{out} 、共鳴周波数 ω_0 及び半値半幅 $\Delta\omega$ により決定される。

3.2.3 動作条件によるセンサ特性への影響

動作温度及びバッファガス圧の影響

OPAM では、気体状態のアルカリ金属原子を使用する。K を使用する場合、融点は 63 °C、沸点は 759 °C であり、通常の動作温度は沸点以下であるため、原子密度は飽和蒸気密度によって決定する。融点～沸点間の絶対温度 $T(\text{K})$ における K 原子の原子密度は以下の式で表される [13]。

$$n_{\text{K}} = \frac{10^{32.2682-4453/T}}{T} \text{ (m}^{-3}\text{)}. \quad (3.22)$$

式 (3.22) において、原子密度は温度が高いほど増加する。第 2.4 項で述べたとおり、原子密度が高いほどスピン交換緩和は小さくなるため、OPAM はできる限り高い温度で動作させることが望ましい。その一方で、温度の上昇に伴い、原子密度だけでなく原子の熱速度や拡散係数も増加するため、スピン破壊衝突による緩和や壁緩和などは増大する可能性が考えられる。また、原子密度の増加に伴い、光学回転角は増加する反面、プローブ光の吸収も増加するといった、信号出力を決定する上で相反する効果を示し、最適な動作温度が存在すると考えられる。

そこで、第 3.4 項に後述する実験系において、共鳴周波数 100 Hz とし、振幅 10 pT、周波数 100 Hz の入力磁場信号を計測することを想定した場合の磁場応答信号強度を計算した。バッファガス及びクエンチングガスは He と N₂ を 10:1 の割合で合計 1.38 amg*¹ (室温において 150 kPa) とし、プローブ光強度は 4 mW とした。動作温度ごとにプローブ光波長及びポンプ光強度を 769.6~770.1 nm 及び 0~1.6

*¹ 気体原子密度単位 : 1 amg = 2.687 × 10²⁵ m⁻³ (at 0 °C, 1 atm)

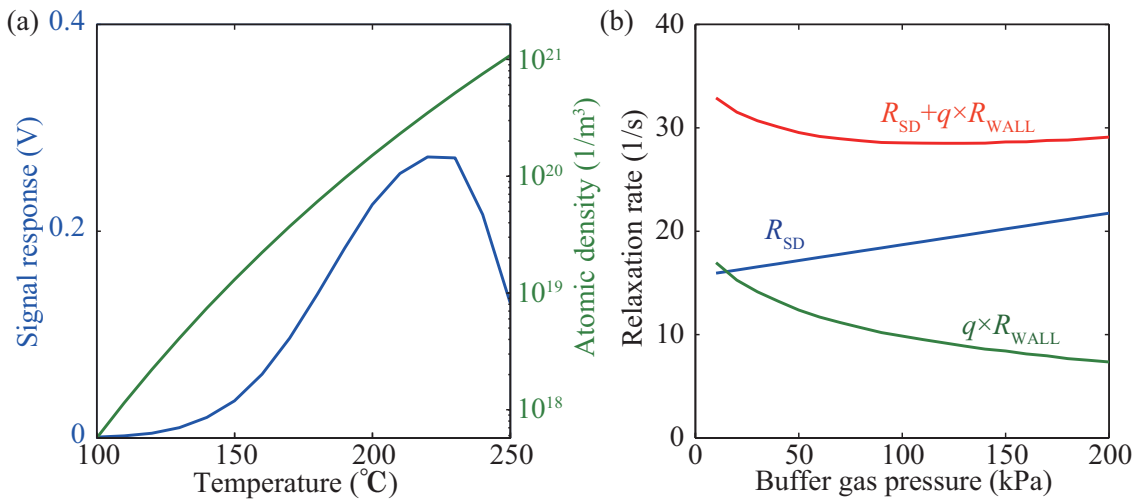


図 3.1 センサ特性の動作条件依存性. (a) 動作温度に対する磁場応答信号強度及び K 原子密度変化. 入力磁場信号: 振幅 10 pT, 周波数 100 Hz. OPAM の動作条件: 共鳴周波数 100 Hz, プローブ光強度 4 mW, バッファガス密度 1.38 amg, プローブ光波長及びポンプ光強度は動作温度ごとに最適化. (b) バッファガス (He) の圧力に対するスピン緩和レートの変化. 動作温度 180 °C.

mW/cm² の範囲で変化させた場合に, それぞれの条件における磁場応答信号強度を計算し, 動作温度ごとの最大値を図 3.1(a) に図示した. 図 3.1(a) には式 (3.22) より求めた K 原子密度も合わせて示す.

図 3.1(a) に示す通り, 温度上昇に伴い原子密度が増加し続けるのに対し, 磁場応答信号強度は 220 °C 付近で最大となる. 以上の結果より, 動作温度は 220 °C 付近が望ましいと考えられる. しかしながら, 高温で加熱した場合, アルカリ金属原子がガラス内壁に拡散, 或いはガラス内壁から放出されるアウトガスによるアルカリ金属原子の酸化によって, アルカリ金属原子の消費が早くなる [14]. 実際の実験では 200 °C で加熱した場合, ガラスセルが数十時間で劣化し長期の使用ができないといった事態に陥った. また, 高温になればなるほど, ヒトを計測する際の断熱材がより多く必要になり, OPAM 自体の大型化につながるといった実用化に対する懸念もある. そこで本研究では, セルがすぐに劣化しない中で高い原子密度を維持できる 180 °C を動作温度とし, 以降のセンサ特性の計測及び第 4 章以降の生体磁気計測を実施した.

一方, 第 2 章で説明したバッファガスは壁緩和を抑制する反面, スピン破壊衝突による緩和を増加させる効果がある. 図 3.1(b) は, バッファガスとして使用する He の圧力を変化させた時の壁緩和 R_{WALL} , スピン破壊衝突による緩和 R_{SD} 及びその合計値の変化を示している. 壁緩和レート R_{WALL} はスローダウンファクタ q の影響を受けないため, 逆に q をかけることで R_{SD} と比較している. 本研究では立方体のガラスセルを想定しているため, R_{WALL} の影響について厳密に検討する場合, 球体のガラスセルを想定した式 (3.8) を使用することはできない. そこで, 原子の拡散を考慮することで壁緩和レート R_{WALL} を求めた (詳細は次節に示す). ガラスセルは内寸が一辺 3 cm の立方体とし, ポンプ光及びプローブ光を直径 3 cm で照射した場合を想定した. また, He の圧力は室温時 (27 °C, 300 K) の値であり, 動作温度は 180 °C とし, K 原子密度は式 (3.22) に従うものとした. 図 3.1(b) に示す通り, バッファガス圧の増加

と共に、壁緩和の影響が低下する半面、スピン破壊衝突による緩和が増加するため、合計値は 50～200 kPa の範囲ではほとんど変化しない、従って、バッファガス圧の変化による帯域幅への影響は小さいものと考えられる。

なお、図 3.1(b) からは 110 kPa 付近がスピン緩和が最も少なく、磁場応答信号強度を最大とする最適値であると予想されるが、ガラスセルは付録 A.1 に示す方法での人の手による作製であるため、実際の原子密度は式 (3.22) 通りにはならず、必ずしも 110 kPa というバッファガス圧の値が最適とは限らない、また、50～200 kPa の範囲でスピン緩和もほとんど変化しないことから、以降のセンサ特性の計測及び 4 章以降の計測では、50～200 kPa の範囲で作製した中で磁場応答信号強度が最大となったガラスセルを使用した。

バイアス磁場による影響

ポンプ光と平行に印加するバイアス磁場は、式 (3.13) に示すように共鳴周波数を決定するため、バイアス磁場の調整により計測帯域の中心を任意に決定することが可能となる。しかしながら、式 (2.15) に示すスピン交換衝突による緩和にもバイアス磁場は影響するため、共鳴周波数を高くした場合 SERF 条件が成立しなくなる。

一方、バイアス磁場の存在は、ポンプ光の吸収特性にも影響を与える。式 (2.9) に示す通り、ポンプ光の減衰はポンプ光方向のスピン偏極の大きさ S_z に依存する。 S_z は印加磁場が無い場合には式 (3.11) で表されるが、 z 方向のバイアス磁場 B_0 やその他の方向に残留磁場 B_{xy} が存在する場合以下の様になる [9]。

$$S_z^* = S_z \frac{B_0^2 + (R_{OP} + R_{REL})^2 / (\gamma^e)^2}{B_0^2 + B_{xy}^2 + (R_{OP} + R_{REL})^2 / (\gamma^e)^2}. \quad (3.23)$$

式 (3.23) は、磁場存在下でのスピン偏極の z 方向の大きさを表しており、残留磁場 B_{xy} の大きさにより S_z^* が変化し、式 (2.9) に従い透過率が変化する。OPAM では磁場存在下での透過率の変化を利用して、ポンプ光の透過光をモニターすることで、磁場環境の調整を行っている [15]。

残留磁場 B_{xy} が完全に 0 でない場合、バイアス磁場 B_0 が大きいほど残留磁場の影響は小さくなり、式 (3.23) の S_z^* は式 (3.11) の S_z に近づく。以降のセンサ特性の検証では、残留磁場に影響されずに理論値と計測値を比較するため、バイアス磁場 B_0 を印加し共鳴周波数 f_0 を 100 Hz 付近に設定した。この場合、SERF 条件は完全には成立しないが、式 (2.15) を用いることでその影響を考慮した。

ポンプ光による影響

光ポンピングを生じさせるポンプ光の波長は、アルカリ金属原子の D1 遷移の吸収波長によって決定される。本研究では K を使用するため、ポンプ光の波長は 770.1 nm とした。ポンプ光の強度密度は、式 (2.3) に示す通りポンピングレートに直接影響する。ポンピングレートが増加した場合、式 (3.12) における S_z の増加と共に式 (3.4) の緩和項も増えるため、磁場応答信号強度に対しては、最適なポンプ光強度密度が存在する。一方、帯域幅は式 (3.4)、式 (3.14) よりポンプ光の強度密度の増加と共に広がる。

また、式 (2.5) に示す通り、磁気光学回転角はポンプ光とプローブ光の交差領域のプローブ光方向距離 l_{cross} に比例して増加する。プローブ光の多重反射により l_{cross} を増やす方法も提案されてはいるが [16]、

高度な光学設計が必要であるため、 l_{cross} を増やす方法としてポンプ光のビーム径を拡大して照射するケースが多い。しかしながら、最適なポンプ光強度密度を維持するには、断面積に応じてポンプ光の強度を強める必要がある。加えて、OPAMの実用化を考えた場合レーザー光を拡大して照射することはOPAMの小型化と相反するため、磁場応答信号強度とセンササイズはトレードオフの関係にあるといえる。

プローブ光による影響

プローブ光の波長は式(2.10)に示す吸収特性と式(2.5)に示す磁気光学回転角の分散特性を介して磁場応答信号強度に大きく影響し、その最適値はアルカリ金属原子の吸収波長から少し離調した波長にある。また、式(3.5)に示すプローブ光の吸収による緩和を小さくし磁場応答信号強度を強くするには、短波長側に離調する方が望ましいといえる。

一方、プローブ光の強度は式(3.1)で示すとおり磁場応答信号強度と比例関係にあるため、磁場応答信号強度のみを考えた場合プローブ光強度は強い方が良い。また、緩和レートを小さくする上では強度密度は小さい方がよいので、ポンプ光同様拡大して照射するべきであるがセンササイズや受光素子との兼ね合いにより断面積は決定される。

式(3.4)、(3.14)より、プローブ光強度密度を増やす、或いは波長をアルカリ金属の吸収波長に近づけることで、プローブ光の吸収による緩和が増え、帯域幅は増加すると考えられる。

3.3 センサ特性の理論値計算

本節ではOPAMのセンサ特性の検証実験を行う前に、立方体セルにおける壁緩和レートの計算方法及び、原子の拡散とレーザー光の減衰に伴うスピン偏極の空間分布の計算方法について説明する。

前章でも説明した通り原子は拡散するため、壁との衝突によりスピン偏極が緩和し、スピン偏極は空間分布を生じる。拡散はバッファガスを使用により影響を小さくできるが、アルカリ金属原子の吸収によるレーザー光の減衰もセル内での特性の空間分布を発生させる。しかしながら、吸収によるレーザー光の減衰が生じる場合であっても、後述するポンプ光強度依存性の計測の場合の様にセル全体において平均的に起きる場合には、式(3.5)や、式(3.7)のような平均化したプローブ光の吸収による緩和レートやポンピングレートをを用いることで、ガラスセル内のアルカリ金属原子全体を一つのセンサとみなし、磁場応答信号の理論値を計算することが可能である。

一方、後述するプローブ光依存性の計測の場合にはレーザー光の吸収による減衰が局所的に大きく、セル全体で平均化した値が必ずしもセンサ特性を反映するとは限らない。そこで、本研究では先行研究[12]で実施された拡散を考慮した数値計算を応用することで、センサ特性のプローブ光依存性の検証の際に使用した。

先行研究では、拡散やポンプ光の減衰及びポンピングレートの空間分布に関しては考慮されているが、プローブ光の吸収による緩和レートはセル全体として式(3.5)により表現されている。それに対し、本計算では位置ごとのプローブ光の吸収による緩和を表す式(2.12)を用いることで、より詳細なセンサ特性の空間分布を求めた。

3.3.1 壁緩和レートの計算

まず、レーザ光の減衰を考慮せず計算が容易な壁緩和レート R_{WALL} の導出方法を説明する。スピン偏極の空間分布は、一辺の長さが l の立方体セルを、微小長 Δl で各方向に分割し微分法により求める。

式 (3.3) の Bloch 方程式より、拡散係数が D の場合、磁場が無い時の S_z の定常状態は次式となる。

$$0 = D \nabla^2 S_z - \frac{1}{T_2} S_z + \frac{R_{\text{OP}}}{2q}. \quad (3.24)$$

式 (3.24) において、 $1/T_2 = (R_{\text{OP}} + R_{\text{SD}} + R_{\text{PR}})/q$ とし、拡散項を微分法により展開することで、 $S_z(x, y, z)$ は以下の式で表される。

$$S_z(x, y, z) = \frac{\frac{R_{\text{OP}}}{2q} + D \frac{S_z^{x+} + S_z^{x-} + S_z^{y+} + S_z^{y-} + S_z^{z+} + S_z^{z-}}{\Delta l^2}}{\frac{R_{\text{OP}} + R_{\text{SD}} + R_{\text{PR}}}{q} + \frac{6D}{\Delta l^2}}. \quad (3.25)$$

なお、 $S_z^{x\pm}$, $S_z^{y\pm}$, $S_z^{z\pm}$ は、 $S_z^{x\pm} = S_z(x \pm \Delta l, y, z)$, $S_z^{y\pm} = S_z(x, y \pm \Delta l, z)$, $S_z^{z\pm} = S_z(x, y, z \pm \Delta l)$ を表す。 (x, y, z) いずれかが 0 または l の時、 $S_z(x, y, z) = 0$ という境界条件を置き、 $S_z(x, y, z)$ が収束するまで式 (3.25) を用いて S_z を繰り返し更新することにより、拡散及び壁緩和考慮した $S_z(x, y, z)$ の空間分布が得られる。

壁緩和レート R_{WALL} の計算では、 R_{OP} および R_{SD} , R_{PR} は空間的に一定な任意の値を与え S_z の空間分布を得た後、式 (3.11) を逆算することで壁緩和レートの空間分布を求めた。図 3.1(b) では壁緩和レートの空間分布を、ポンプ光・プローブ光の照射領域において平均した値を壁緩和レート R_{WALL} とした。

3.3.2 レーザ光の減衰を考慮した空間分布計算

ここでは、壁緩和レート R_{WALL} の導出では考慮しなかったプローブ光の吸収による緩和及び、ポンプ光の減衰を含めてスピン偏極の空間分布を導出する。以下に計算の流れを示す。

1. 動作条件と式 (2.3), (2.6), (2.12), (3.6) より $R_{\text{OP}}(x, y, z)$, $R_{\text{PR}}(x, y, z)$, R_{SD} を求め、式 (A.2) より拡散係数 D を計算する。
2. R_{WALL} を除いた式 (3.11) 及び $R_{\text{OP}}(x, y, z)$, $R_{\text{PR}}(x, y, z)$, R_{SD} より $S_z(x, y, z)$ を求める。
3. $S_z(x, y, z)$ より $q(x, y, z)$ を求める。
4. $R_{\text{OP}}(x, y, z)$, $R_{\text{PR}}(x, y, z)$, R_{SD} , $q(x, y, z)$, $S_z(x, y, z)$, D 及び式 (3.25) より拡散させたスピン偏極 $S_z^{\text{NEW}}(x, y, z)$ を計算する。
5. $S_z^{\text{NEW}}(x, y, z)$, 入射光に基づく $R_{\text{OP}}(x, y, 0)$, 及び式 (2.9) により、 $R_{\text{OP}}(x, y, z)$ を計算する。
6. $S_z^{\text{NEW}}(x, y, z) \rightarrow S_z(x, y, z)$ とし 3 に戻る。

上記のように $S_z(x, y, z)$ 及び、 $R_{\text{OP}}(x, y, z)$ の更新を繰り返す計算を、拡散を考慮する前後の $S_z(x, y, z)$ 及び $S_z^{\text{NEW}}(x, y, z)$ の誤差が 1% 以下になるまで行った。

後述するセンサ特性のプロブ光依存性の検証では、以上の計算により $S_z(x, y, z)$, $R_{OP}(x, y, z)$, $R_{PR}(x, y, z)$, $q(x, y, z)$ を求め、 R_{SD} と共に先述した OPAM の帯域幅や共鳴周波数、磁場応答信号の計算に利用した。

3.4 センサ特性の動作条件依存性の検証実験

本節では、OPAM の計測帯域への影響が大きいと考えられる、バイアス磁場、ポンプ光強度、プロブ光強度、及びプロブ光波長を変えた場合の周波数特性の計測結果、及び、理論式に基づいた数値計算により、センサ特性の動作条件依存性について検証する。

3.4.1 実験系の構成

センサ特性の計測は図 3.2 に示すセンサ特性検証用に構成した OPAM を用いて行った。センサ本体となるセルには図 3.2(a) に示す寸寸が一辺 30 mm の立方体のパイレックスガラスセルを使用した。セル内部には K 原子の他にバッファガス及びクエンチングガスとして He と N_2 を 10 : 1 の割合で合計 1.38 amg (室温において 150 kPa) 封入した。環境磁場を打ち消すため、図 3.2(b) に示すシールドファクタが 10^4 (at 30 Hz) の 3 層磁気シールドを使用した。図 3.2(c) に示す通り、シールド内部にはシールドを透過する環境磁場を相殺するための 3 軸ヘルムホルツコイルを設置した。また、y 軸方向にはヘルムホルツコイルと同軸上に参照磁場印加用コイルを配置した。ガラスセルはガラス容器と断熱材によって構成されるオープン内に配置され、磁気シールド外部のヒータによって温めた空気をオープン内に循環させることで、アルカリ金属原子を気化させた。ポンプ光とプロブ光には外部共振器付き半導体レーザ (External Cavity Diode Laser : ECDL, Sacher Lasertechnik, Tiger(ポンプ光), Lion(プロブ光)) を使用した。各レーザ光はレンズによって拡大し、強度分布が一様な中心部分を直径 30 mm の円形状で切り出し、平行光としてガラスセルに照射した。図 3.2(c) において、ガラスセルに入射するポンプ光が円偏光となるように波長板を調整した。プロブ光の偏光面の回転角は偏光ビームスプリッタ (PBS) と 2 つのフォトディテクタ及び差動増幅回路によって形成されるポラリメータにより計測した。

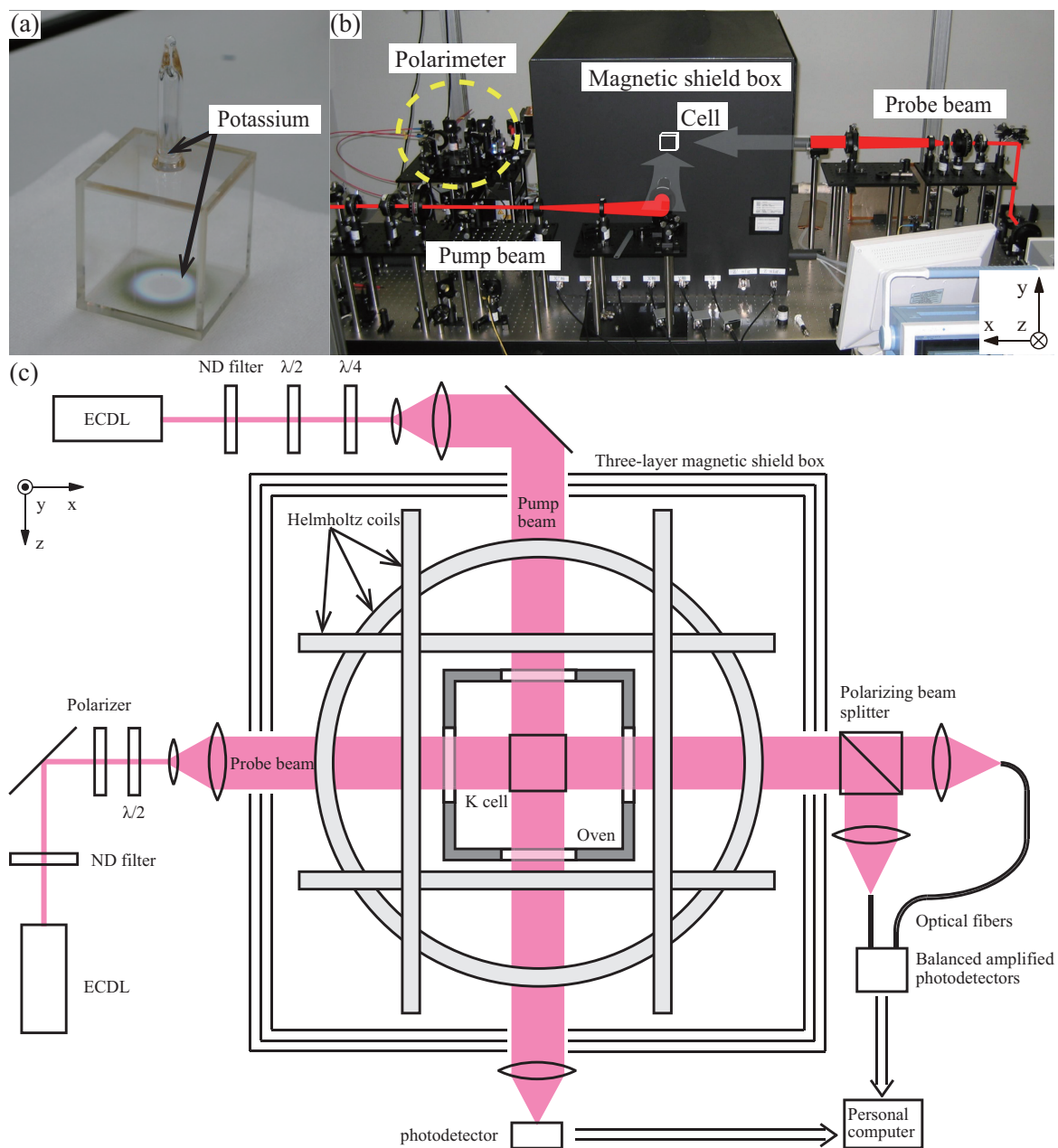


図 3.2 センサ特性計測実験系の構成. (a) 一辺 30 mm パイレックスガラスセル. (b) 外観図. (c)OPAM の構成.

3.4.2 実験条件

原子密度及び圧力幅の計測

センサ特性の計測に先立ち、使用したガラスセルにおける原子密度 n_K 及び圧力幅 Γ を推定するため、プローブ光を用いて、ガラスセルの吸収スペクトルを計測した。プローブ光の入射光強度は 0.4 mW/cm^2 とし、 $769.70 \sim 770.29 \text{ nm}$ の範囲でプローブ光波長を変化させ、プローブ光の透過率を計測した。

センサ特性の計測

OPAM の周波数特性を決定する磁場応答信号強度 S_{out} 、共鳴周波数 ω_0 及び半値半幅 $\Delta\omega$ を得るため、振幅 10 pT の正弦波を複数の異なる周波数で重畳させることで生成した入力磁場信号を、参照磁場印可成コイルから印加しその磁場応答信号を計測した。サンプリング周波数は 1000 Hz とした。

計測した磁場応答信号の FFT 解析によって得られたスペクトルに対し、式 (3.20), (3.21) における $K(B')$, ω_0 , $\Delta\omega$ をフィッティングパラメータとして、式 (3.17) の振幅 $A(\omega)B'$ を最小二乗近似によりフィッティングすることで、 ω_0 と $\Delta\omega$ を得た。

バイアス磁場に対するセンサ特性の計測では、共鳴周波数を 10 Hz , 20 Hz , 40 Hz , 100 Hz になるように設定した時の周波数特性を計測した。プローブ光強度は 0.57 mW/cm^2 、プローブ光波長は 770.00 nm で固定とし、ポンプ光強度は共鳴周波数での磁場応答信号強度が最大となるように調整した。

ポンプ光強度に対するセンサ特性は、ポンプ光強度を $0.2 \sim 1.5 \text{ mW/cm}^2$ の範囲で変化させた時の周波数特性を計測した。プローブ光強度及び波長は 0.57 mW/cm^2 , 770.00 nm 、共鳴周波数は 100 Hz 付近に設定した。

プローブ光強度及び波長に対するセンサ特性の計測では、プローブ光強度を、 0.29 , 0.57 , 0.86 mW/cm^2 (2 , 4 , 6 mW) とし、プローブ光波長を $769.65 \sim 770.09 \text{ nm}$ の範囲で変化させた時の周波数特性を計測した。ポンプ光強度は 0.42 mW/cm^2 で固定とし、共鳴周波数は 100 Hz 付近に設定した。

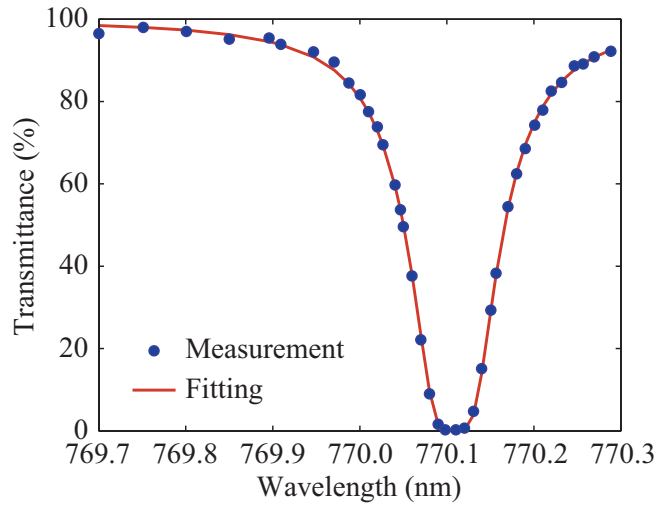


図 3.3 K ガラスセルにおける吸収スペクトル及びフィッティング曲線.

3.5 センサ特性計測結果

3.5.1 原子密度及び圧力幅の計測

K とバッファガス原子を封入したガラスセルの吸収スペクトルを図 3.3 に示す．図 3.3 には，式 (2.10) を用いてフィッティングした吸収曲線も合わせて示す．式 (2.10) におけるアルカリ金属原子密度 n は K の原子密度 n_K とし， n_K と式 (2.1) で表される吸収断面積 σ に含まれる圧力幅 Γ をフィッティングパラメータとした．フィッティングで得た原子密度 n_K 及び圧力幅 Γ は， $n_K = 9.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ， $\Gamma = 17 \text{ GHz}$ であった．封入したバッファガス圧から計算される圧力幅 [17] は 17.3 GHz であり，フィッティング結果は良い一致を示している．一方，動作温度より式 (3.22) を用いて計算した原子密度は $6.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であり，フィッティング結果は計算値よりも大きく下回っていた．原子密度の計測結果が設定温度から推定される値よりも下回る傾向は，他のセルや市販の分光計を用いた計測でも確認されている．設定温度と実際の温度に誤差があることも考えられるが，付録 A.1 に示したガラスセル作製手法の不安定さ故，密度が低下しているものと考えられる．以下に示すセンサ特性の検証においては，フィッティングによって得られた原子密度及び圧力幅を理論値計算に用いた．

3.5.2 センサ特性の動作条件依存性

周波数特性計測の一例を図 3.4 に示す．図 3.4(a) は，OPAM の共鳴周波数を 100 Hz 付近に設定した場合の周波数特性を計測するために印加した入力磁場信号の FFT スペクトルを示している．図 3.4(a) の入力磁場信号は，振幅 10 pT で周波数が 25, 50 - 150 (5 Hz 刻み), 175, 200 Hz の正弦波を有している．

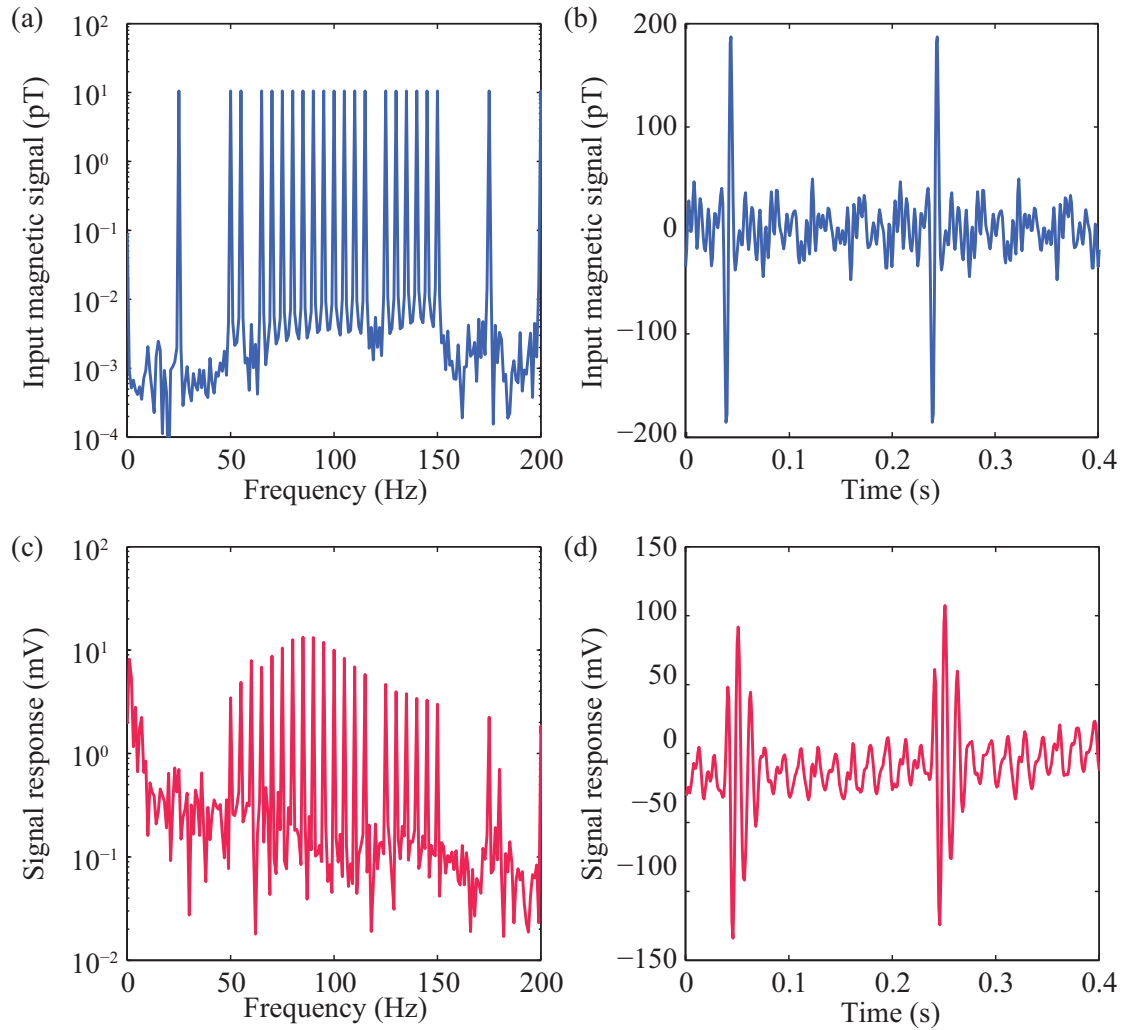


図 3.4 周波数特性計測結果. (a) 入力磁場信号 FFT スペクトル. (b) 入力磁場信号時間波形. (c) 磁場応答信号 FFT スペクトル. (d) 磁場応答信号時間波形. ポンプ光強度 0.21 mW/cm^2 , プローブ光強度 0.57 mW/cm^2 , プローブ光波長 770.00 nm , 共鳴周波数は 100 Hz 付近に設定.

入力磁場信号には 60 Hz や 120 Hz の電源ノイズ及びその高調波成分は含めていない. 図 3.4(b) は, 図 3.4(a) の周波数成分を持った入力磁場信号の時間波形である. 図 3.4(c), 3.4(d) は, ポンプ光強度 0.21 mW/cm^2 , プローブ光強度 0.57 mW/cm^2 , プローブ光波長 770.00 nm とした時の磁場応答信号の FFT スペクトル及び時間波形を示している. 図 3.4(a) でフラットであった入力スペクトルが, 図 3.4(c) では OPAM の周波数特性の影響を受けることで, 90 Hz 付近にピークを持ったスペクトルへと変化している. また, 図 3.4(a) では含んでいない 60 Hz や 180 Hz の成分が図 3.4(c) では確認できることから, 電源系に起因する磁場ノイズを観測したと考えられる. 図 3.4(d) の磁場応答信号も図 3.4(b) の入力磁場信号とは波形が異なっており, OPAM の周波数特性の影響を受けていることが確認できる.

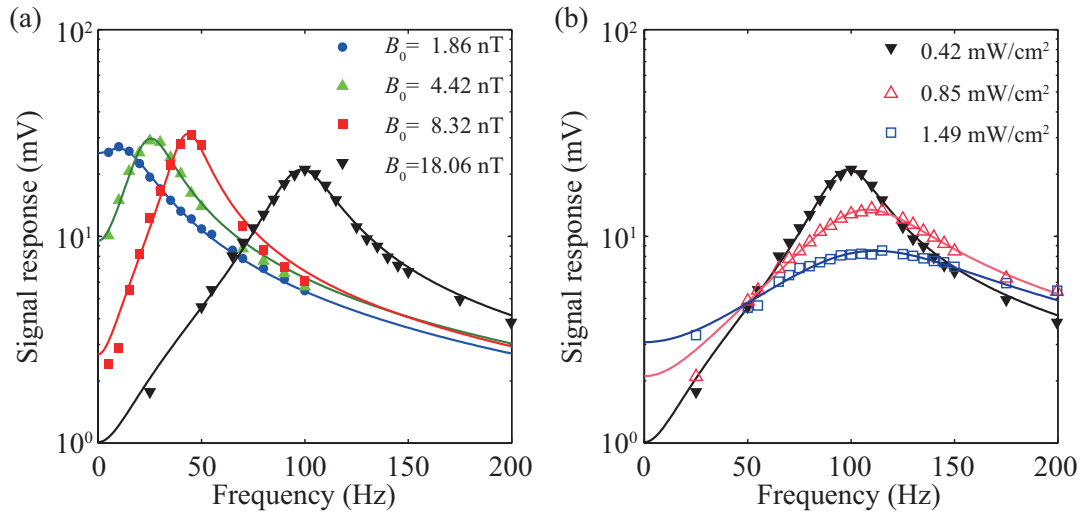


図 3.5 周波数特性計測結果及びフィッティング曲線。(a) バイアス磁場変化時。(b) ポンプ光強度変化時。

以上の周波数特性の計測を OPAM の動作条件を変えて行った。共鳴周波数を 10, 20, 40 Hz 付近に設定した場合には、入力磁場信号の周波数は 5 - 50 (5 Hz 刻み), 70, 80, 90, 100 Hz とした。

図 3.5 にはバイアス磁場及びポンプ光強度を変えた場合の周波数特性の計測結果を示す。図 3.5 の各点は、図 3.4(c) の様に計測した磁場応答信号の FFT スペクトルから、入力磁場信号の周波数に対する磁場応答信号強度のみを動作条件ごとにプロットしたものである。図 3.5 には式 (3.17), (3.20), (3.21) を用いてフィッティングを行った結果も合わせて示す。

いずれの動作条件においても計測結果とフィッティング曲線はよく一致しており、式 (3.17), (3.20), (3.21) 及びこれらの式の基となる式 (3.15) が OPAM の周波数特性を定義する式として正しいことが確認できた。

図 3.5(a) に示すバイアス磁場を変えた場合には、バイアス磁場の増加に応じて、計測帯域が高周波にシフトしていくことが観測できる。図 3.5(a) では、10Hz 付近に共鳴周波数がある場合に比べ、20Hz 或いは 40Hz 付近に共鳴周波数がある場合の方が磁場応答信号強度のピークが高いことが確認できる。この原因としてはバイアスが大きいほど式 (3.23) に示した残留磁場による S_z の低下が少なかったためと考えられる。一方、バイアス磁場を更に強め 100 Hz 付近に共鳴周波数を設定した場合には、残留磁場の影響は小さいものの、SERF 条件から外れることでスピン交換衝突による緩和が生じ、磁場応答信号強度が低下したと考えられる。

センサ特性のポンプ光強度依存性

次に、図 3.5 に示した周波数特性の計測及びフィッティングによって得た、磁場応答信号強度 S_{out} 、帯域幅 Δf 、共鳴周波数 f_0 のポンプ光強度に対する変化を図 3.6(a)~3.6(c) に示す。各図にはポンプ光の減衰を考慮せず、入射光強度より式 (2.3) を用いてポンピングレートを算出した理論値計算結果 (破線) も

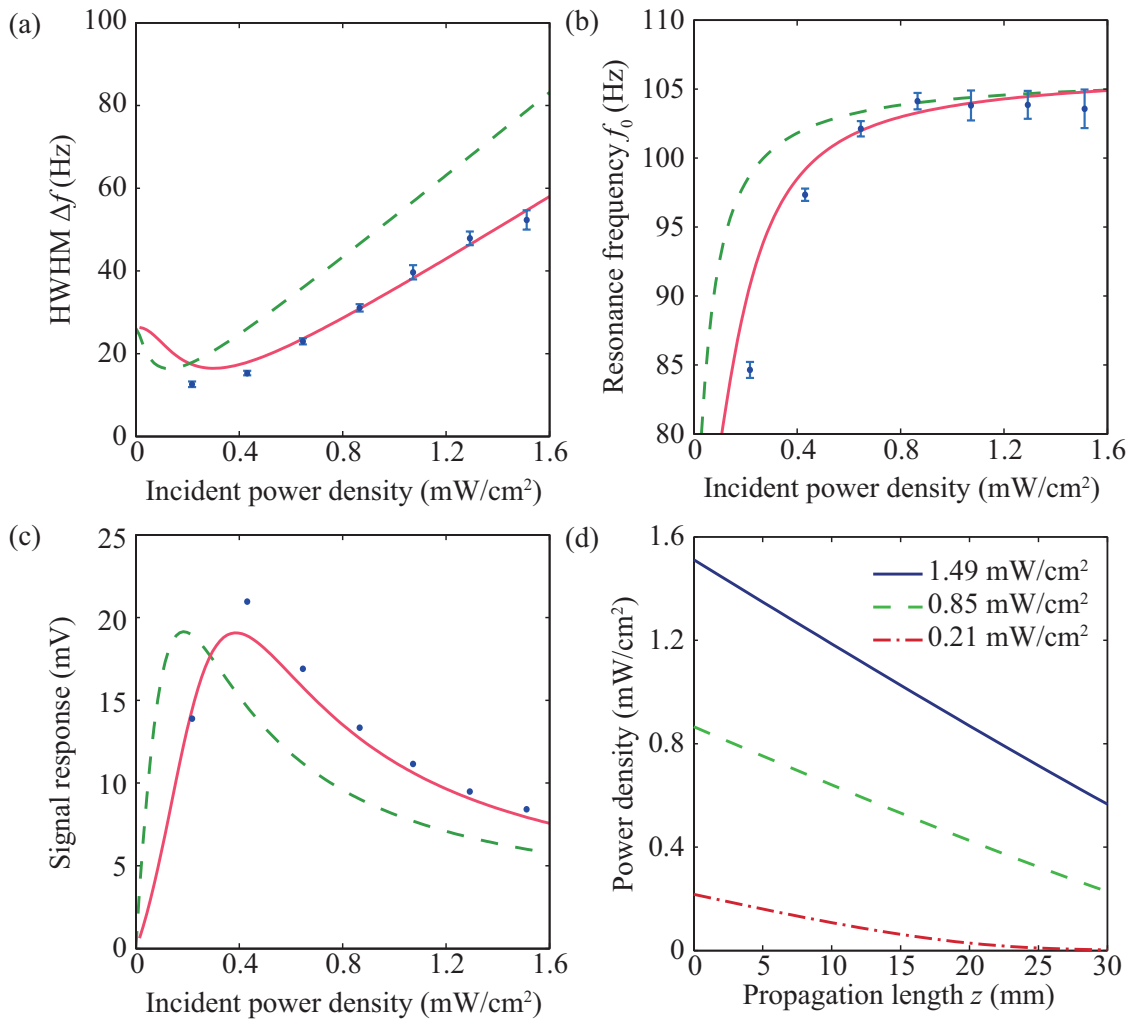


図 3.6 ポンプ光強度に対するセンサ特性依存性. (a) 帯域幅の変化. (b) 共鳴周波数の変化. (c) 磁場応答信号強度の変化. (d) 伝搬に伴うポンプ光の減衰. (a)~(c) 内の点はフィッティングにより求めた帯域幅 Δf , 共鳴周波数 f_0 , 及び共鳴周波数における磁場応答信号強度を示す, (a)~(c) 内の破線はポンプ光の減衰を考慮しない場合の計算値, 実線は考慮した場合の計算値.

示している. フィッティングで求めた共鳴周波数 f_0 及び半値半幅 Δf には, 95% の信頼区間を示すエラーバーも合わせて表示している. 図 3.6(a)~3.6(c) に示す通り, ポンプ光の減衰を考慮しない場合, 理論値と計測値では大きな差が生じた.

そこで, 図 3.6(d) に示すポンプ光の減衰を考慮した. 図 3.6(d) は式 (3.6) を用いて, 入射光強度から計算した伝搬距離におけるポンプ光強度の変化を示しており, 使用したセルにおいてポンプ光の減衰は大きく, セル全体としてのポンピングレートは入射光強度のみで計算した値に比べ大きく低下することが示唆される. そこで, 伝搬距離でポンピングレートを平均化した式 (3.7) を入射光強度に対する実効的なポ

ンピングレートとして、磁場応答信号強度 S_{out} 、帯域幅 Δf 、共鳴周波数 f_0 を再計算した。図 3.6(a)～3.6(c) の実線は、ポンプ光の減衰を考慮した理論値であり、計測値とよく一致した。

図 3.6(a) に示す通り、ポンプ光強度の増加に合わせて帯域幅も増加し、理論値では、 0.4 mW/cm^2 以上の範囲でほぼ線型に変化している。また、図 3.6(b) の共鳴周波数はポンプ光強度の増加に伴い、急激に増加した後、 0.6 mW/cm^2 付近から 103 Hz 付近に収束するといった傾向がみられた。一方、図 3.6(c) の共鳴周波数における磁場応答信号強度は 0.4 mW/cm^2 付近でピークを迎えた後、徐々に低下していく傾向がみられる。

ポンプ光強度が増加すると、スピン偏極が大きくなりスローダウンファクタ q は一定値に収束する。そのため、式 (3.13) に従う共鳴周波数は、バイアス磁場 B_0 によって決定する値に収束する。また、式 (3.4)、(3.14) によって決定する帯域幅も q が一定となることにより、ポンピングレートに対して線形的に変化するようになり、計測領域において $20\sim 50 \text{ Hz}$ と大きな変化を見せた。

センサ特性のプロープ光依存性

続いて、プロープ光の強度及び波長を変化させた時のセンサ特性の変化を図 3.7 に示す。理論値計算においては、前節で示した原子の拡散及び各レーザ光の減衰による空間分布を考慮した数値計算を行った。プロープ光強度及び波長に対するセンサ特性は、計測値及び理論計算値において概ねその特徴は一致している。プロープ光波長を D1 遷移の吸収波長 (770.1 nm) に近づけた場合、プロープ光の吸収による緩和が増え、帯域幅が増加することが予想されたが、図 3.7(a)、3.7(d) に示す通り、計測値、理論計算値ともに吸収波長に近づくとつれ一度減少し、その後増加するという傾向がみられた。また、図 3.7(b)、3.7(e) に示す共鳴周波数においても、吸収波長に近づくとつれ減少した後、再び増加するという傾向が計測値及び計算値で確認された。

続いて、図 3.7(c)、3.7(f) に示した、共鳴周波数における磁場応答信号強度に着目する。プロープ光強度が増加すると磁場応答信号強度も増加することが、計測値及び理論計算値でともに確認できる。一方、図 3.7(g)、3.7(h) に示したプロープ光の入射光強度で規格化した磁場応答信号強度はプロープ光強度が強いほど小さくピークも D1 遷移の吸収波長から離調していることが分かる。このことから、磁場応答信号強度においてもプロープ光吸収による緩和の影響が表れており、その影響はプロープ光強度に伴い強くなるといえる。

計測範囲内において帯域幅の変化は $14\sim 19 \text{ Hz}$ 程度と大きくなく、帯域幅や共鳴周波数が比較的大きく変化する波長は磁場応答信号強度がかなり低下した波長であった。従って、プロープ光のパラメータの変化は計測帯域よりも磁場応答信号強度への影響の方が大きいといえる。

3.6 検討

OPAM の周波数特性計測結果と理論式によるフィッティングはよく一致し、フィッティングにより得られた帯域幅や共鳴周波数などセンサ特性の傾向も、動作条件から計算した結果と一致したことから、OPAM は、理論通りの挙動を示したといえる。

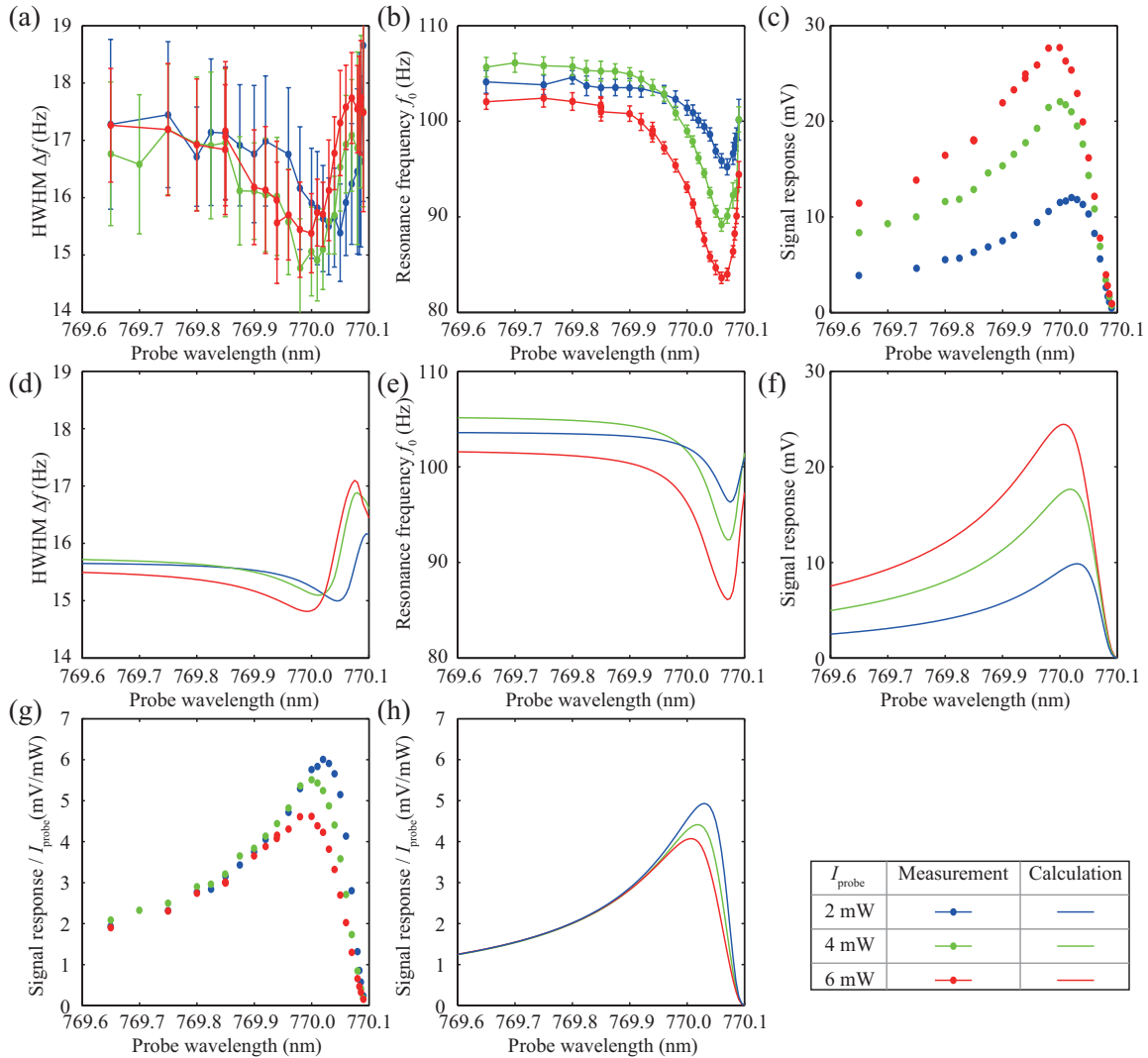


図 3.7 プローブ光に対するセンサ特性依存性. (a) 帯域幅の変化 (計測結果). (b) 共鳴周波数の変化 (計測結果). (c) 磁場応答信号強度の変化 (計測結果). (d) 帯域幅の変化 (計算結果). (e) 共鳴周波数の変化 (計算結果). (f) 磁場応答信号強度の変化 (計算結果). (g) プローブ光強度で規格化した磁場応答信号強度 (計測結果). (h) プローブ光強度で規格化した磁場応答信号強度 (計算結果).

バイアス磁場を増加させた場合には理論式から予想された通り、高周波へ計測帯域がシフトすることから、バイアス磁場の調整により任意の周波数を中心とした計測が可能であることを改めて確認した。ポンプ光の強度を変化させた場合、磁場応答信号強度が最大となる値以上の範囲では、共鳴周波数は一定値に収束し、帯域幅はポンプ光強度に比例して大きく変化することが確認された。勿論、ポンプ光強度が強すぎた場合、帯域幅の増加の影響により磁場応答信号強度も低下するが、式 (3.12) に示した通り S_x は S_z に比例するため、ポンプ光強度の増加により S_z が増える要素も加わり、その変化は緩やかである。

以上のことから、ポンプ光強度を磁場応答信号強度に対する最適値以上の範囲で調整することで、共鳴

周波数が一定の状態では磁場応答信号強度をある程度維持しつつ、帯域幅を調整できると考えられる。加えて、バイアス磁場により計測帯域の中心となる共鳴周波数を調整することで、計測帯域を生体磁気計測に適した任意の範囲に設定できると考えられる。

プローブ光の強度及び波長を変化させた場合には、プローブ光の吸収による緩和の増加に伴い帯域幅は増加すると予想されたが、吸収波長に近づくにつれ一度減少しその後増加するという傾向がみられた。この傾向はスピン偏極やレーザー光強度の空間分布を考慮した計算値でも確認されたことから、計算値よりセル内でのセンサ特性の空間分布について検討する。

図 3.8(a) は、プローブ光強度が $I_{\text{probe}} = 4 \text{ mW}$ の時の各緩和レートの帯域幅への影響を示している。加えて、図 3.8(a) の各波長におけるプローブ光の吸収による緩和レート R_{PR} とポンピングレート R_{OP} の空間分布を、図 3.8(b) の平面で図示したものを図 3.8(c)~3.8(h) に示す。

プローブ光の波長が 769.60 nm と十分に離調している時、図 3.8(c) に示すようにプローブ光の吸収による緩和はほとんどないため、ポンピングレートは図 3.8(f) に示す通り z 方向に進むにつれ徐々に減衰していき、 x 方向の空間分布はセル壁面付近を除きほとんど生じない。

一方、プローブ光の波長が 770.05 nm と吸収波長に近づくと、プローブ光の吸収による緩和が増加しポンプ光の減衰が増えることで、セル全体としてポンピングレートが低下する。プローブ光の減衰により、プローブ光の吸収による緩和も図 3.8(d) に示す通り $x = 0 \text{ mm}$ の入射側が強く伝搬に伴い徐々に低下するため、ポンピングレートは図 3.8(g) の様に x 方向の位置により減衰量が異なる。また、ポンピングレートの低下によりスピン偏極の大きさも小さくなるため、スローダウンファクタも大きくなり、結果的にスピン交換衝突による緩和は図 3.8(a) に示す通り増加する。しかしながら、プローブ光の吸収による緩和やスピン交換衝突による緩和の増加よりも、ポンピングレートの低下が大きいため、図 3.7(a) では帯域幅が減少し、式 (3.13) で表される共鳴周波数はスローダウンファクタの増加により図 3.7(b) のように低下したと考えられる。

プローブ光の波長が 770.10 nm と更に吸収波長に近づいた場合には、図 3.8(a) ではプローブ光の吸収による緩和がさらに増加する反面、ポンピングレートは増加しスローダウンファクタも低下している。図 3.8(e) に示すように、波長が吸収波長に近づくとプローブ光が入射した直後の領域 ($x = 0 \sim 5 \text{ mm}$) では吸収が大きいためプローブ光強度もすぐに減衰し、結果的に $x > 15 \text{ mm}$ の領域でのプローブ光の吸収による緩和が図 3.8(d) よりも小さくなる。そのため、図 3.8(h) に示すように $x > 15 \text{ mm}$ の領域でのポンプ光の減衰が小さくなり、セル全体で見たときのポンピングレートは図 3.8(g) よりも大きくなったと考えられる。このようなプローブ光の吸収による緩和の空間的な分布が図 3.7(a), 3.7(b) 吸収波長付近での帯域幅と共鳴周波数の増加を招いたと考えられる。

プローブ光の波長や強度を変化させた場合には、共鳴周波数や帯域幅に複雑な変化を与えることが分かった。しかしながら、ガラスセル内でのスピン偏極やレーザー光強度の空間分布を考慮することで、このような複雑な挙動を表すことが可能である事を示した。

このような空間分布の計算は、第 6 章で示すサイズの大きなセルを使用したグラジオメータ構成において、センサ特性の正確な把握に役立つと考えられる。

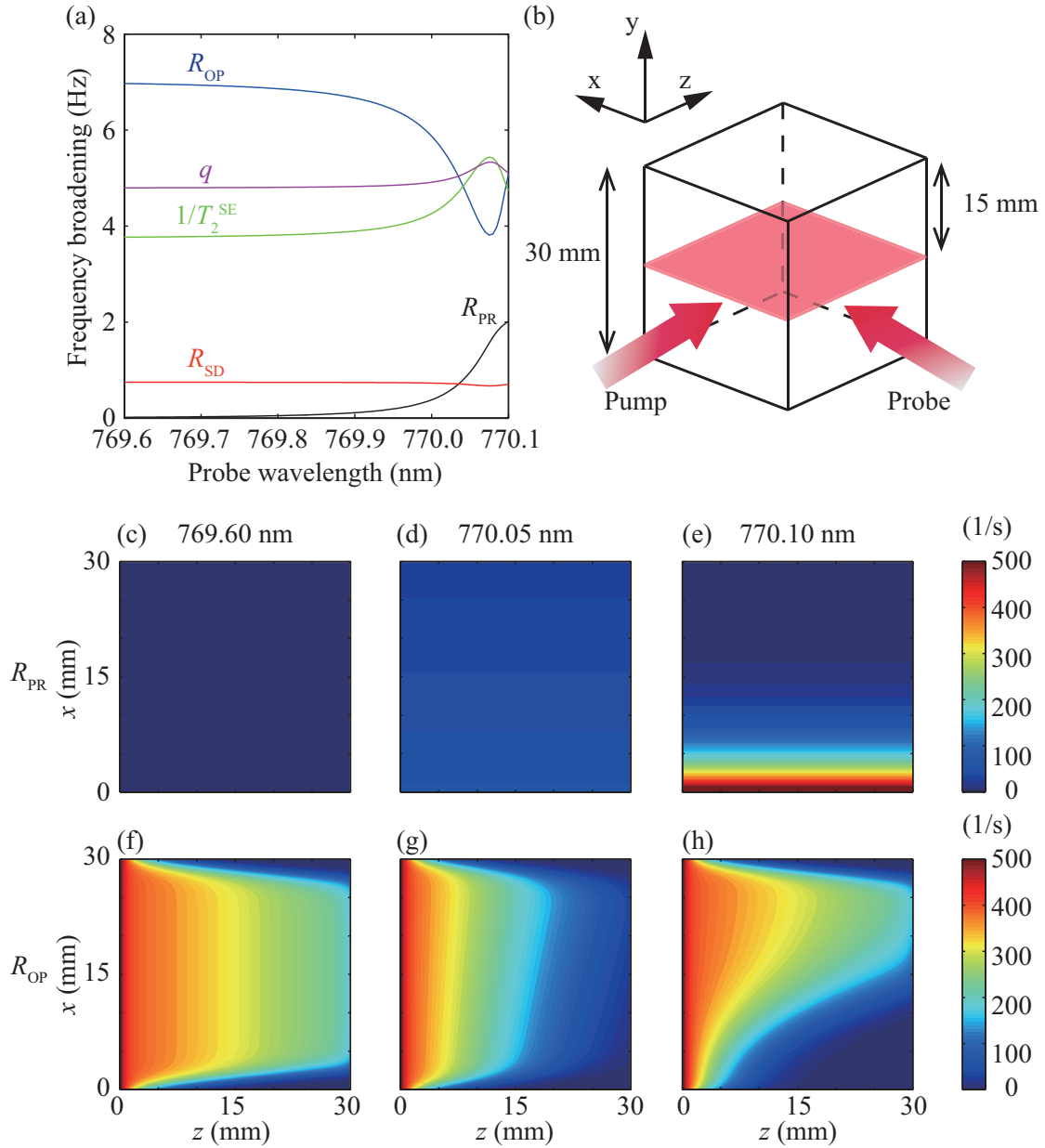


図 3.8 プローブ光波長変化時の帯域幅の変化及び R_{OP} , R_{PR} の空間分布. (a) $I_{\text{probe}} = 4\text{mW}$ の時のプローブ光波長に対する緩和レートの変化. (b) 空間分布断面位置. (c) R_{PR} 分布図 (769.60 nm). (d) R_{PR} 分布図 (770.05 nm). (e) R_{PR} 分布図 (770.10 nm). (f) R_{OP} 分布図 (769.60 nm). (g) R_{OP} 分布図 (770.05 nm). (h) R_{OP} 分布図 (770.10 nm).

3.7 まとめ

本章では、異なる動作条件において、OPAM の周波数特性を計測し、OPAM の計測帯域可変性について検討した。計測結果及び理論値計算より、OPAM の計測帯域はバイアス磁場により中心周波数を決定し、ポンプ光強度により帯域幅を調整することで、任意の計測帯域に設定できるという結論に至った。プローブ光波長や強度の変化は計測帯域への影響は小さいことから、磁場応答信号強度が最大となる動作条件設定が望ましいと考えられる。セル内でのスピン偏極やレーザ光強度の空間分布を考慮した理論値計算は、センサ特性の複雑な挙動を正確に表すことができ、今後、より複雑なセンサを構成する場合の特性の把握に役立つと考えられる。

参考文献

- [1] 呉景龍, 津本周作, 神経医工学 - 脳神経科学・工学・情報科学の融合, オーム社, 2009.
- [2] R. T. Canolty, E. Edwards, S. S. Dalal, M. Soltani, S. S. Nagarajan, H. E. Kirsch, M. S. Berger, N. M. Barbaro, and R. T. Knight, High gamma power is phase-locked to theta oscillations in human neocortex, *Science*, Vol. 313, No. 5793, pp. 1626–1628, 2006.
- [3] Y. Adachi, D. Oyama, S. Kawabata, K. Sekihara, Y. Haruta, and G. Uehara, Magnetospinography: Instruments and application to functional imaging of spinal cords, *IEICE Trans. Electron.*, Vol. 96, No. 3, pp. 326–333, 2013.
- [4] G. Bison, R. Wynands, and A. Weis, A laser-pumped magnetometer for the mapping of human cardiomagnetic fields, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, Vol. 76, No. 3, pp. 325–328, 2003.
- [5] W. G. Jenks, S. S. H. Sadeghi, and J. P. Wikswo Jr., SQUIDS for nondestructive evaluation, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 30, No. 3, pp. 293–323, 1997.
- [6] 柏井茂達, 田上周路, 石川潔, 市原直, 杉岡秀行, 平井義和, 田畑修, 小林哲生, 光ポンピング原子磁気センサにおける磁気光学回転の基礎的検討, 電気学会マグネティックス研究会資料, Vol. 102, pp. 19–24, 2007.
- [7] K. Kamada, S. Taue, and T. Kobayashi, Optimization of bandwidth and signal responses of optically pumped atomic magnetometers for biomagnetic applications, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 50, No. 5, 056602, 2011.
- [8] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, No. 13, 130801, 2002.
- [9] M. P. Ledbetter, I. M. Savukov, V. M. Acosta, D. Budker, and M. V. Romalis, Spin-exchange-relaxation-free magnetometry with Cs vapor, *Phys. Rev. A*, Vol. 77, No. 3, 033408, 2008.
- [10] B. Chann, E. Babcock, L. W. Anderson, and T. G. Walker, Skew light propagation in optically thick optical pumping cells, *Phys. Rev. A*, Vol. 66, No. 3, 033406, 2002.
- [11] T. G. Walker and W. Happer, Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 69, No. 2, pp. 629–642, 1997.
- [12] N. Mizutani, K. Okano, K. Ban, S. Ichihara, A. Terao, and T. Kobayashi, A plateau in the sensitivity of a compact optically pumped atomic magnetometer, *AIP Adv.*, Vol. 4, No. 5, 057132, 2014.
- [13] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics.*, Boca Raton, Florida: CRC Press, 2005.
- [14] 辻本和也, アルカリ金属ソースタブレットと犠牲マイクロ流路気密封止技術を用いた原子磁気センサ用アルカリ金属蒸気セルの作製手法に関する研究, 京都大学博士学位論文, March 2014.
- [15] H. Dong, H. Lin, and X. Tang, Atomic-signal-based zero-field finding technique for unshielded

- atomic vector magnetometer, *IEEE Sens. J.*, Vol. 13, No. 1, pp. 186–189, 2013.
- [16] S. Li, P. Vachaspati, D. Sheng, N. Dural, and M. V. Romalis, Optical rotation in excess of 100 rad generated by Rb vapor in a multipass cell, *Phys. Rev. A*, Vol. 84, No. 6, 061403, 2011.
- [17] N. Allard and J. Kielkopf, The effect of neutral nonresonant collisions on atomic spectral lines, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 54, No. 4, pp. 1103–1182, 1982.

4 光ポンピング原子磁気センサによる MCG 計測

4.1 はじめに

ヒトの生体磁気信号の中でも高い強度を持つ心磁図 (MCG) は、1960 年代にはじめて計測されて以降、SQUID 磁気センサの発展と共に盛んに研究されてきた [1]。MCG は、生体磁気計測全般の特徴である、非接触で計測が行える点や、臓器や血管、骨などの生体組織による影響が少ないといった点で、一般的に幅広く普及している心電図 (Electrocardiography:ECG) より優れている。これらの利点から、胎児の MCG 計測 [2] による出生前の心疾患の診断や、背面からの MCG 計測により、ECG では観測できない心臓の裏側の活動の捕捉が可能になり、医療分野からの注目を集めている。MCG の計測にも SQUID は用いられているが、成人の MCG では 100 pT 程度の大きな信号が生じるため、感度は低下するが液体窒素により冷却可能な高温 SQUID が用いられるケースも多く [3-5]、維持コストの面では大きく改善している。しかしながら、大型な装置や扱いが困難であるといった特徴は依然として存在するため、MCG 計測の普及を妨げる要因となっている。

近年、OPAM による生体磁気計測が注目を集めている中、MCG 計測も当然ながら行われてきた [6,7]。Cs を利用した小型化した複数の OPAM による MCG の多チャンネル計測も既に報告されている [8]。これらの計測は、一軸型の OPAM によるものであり、SQUID との同時計測により MCG 計測への有用性は示されている反面、原理上必要な変調磁場によって生じたと思われるセンサ間の干渉も報告されており [9]、将来的な高密度な多チャンネル計測を行う上での障害となる可能性もある。また、Rb を利用したポンプ・プローブ型の OPAM による MCG 計測 [2] も報告されているが、スピン破壊衝突断面積が小さく [10]、理論的に高感度を実現可能である K を用いた OPAM による MCG 計測は行われていない。

K を用いたポンプ・プローブ型の OPAM による生体磁気システムの開発を目指すうえでは、MCG 計測の実施も必要である。計測対象である心臓の活動に伴い発生する生体磁気信号は、DC~40 Hz 程度の周波数成分を含んだ信号である [11]。一方、スピン破壊衝突断面積が小さい K を用いた OPAM において感度のみを追究した場合、帯域幅が狭くなる。その結果、計測波形の歪みなど OPAM の周波数特性の影響を受ける可能性が考えられる。以上の観点から前章では、ポンプ光の強度調整により計測帯域を調整可能であることを示したが、MCG 計測を行う上で、どのように計測帯域を設定すればよいかといった知見は得られていない。

そこで本章では、帯域幅が狭く計測波形が歪みやすいと考えられる K を用いた OPAM において、MCG 計測時の OPAM の周波数特性の影響について検討する。まず、疑似的に作成した MCG 波形を異なる帯域において計測し、計測波形の形状の変化について検討する。次に、センサの周波数特性を補正するキャリブレーションの有効性について検証する。また、それらの結果を踏まえて、MCG 計測に適した動

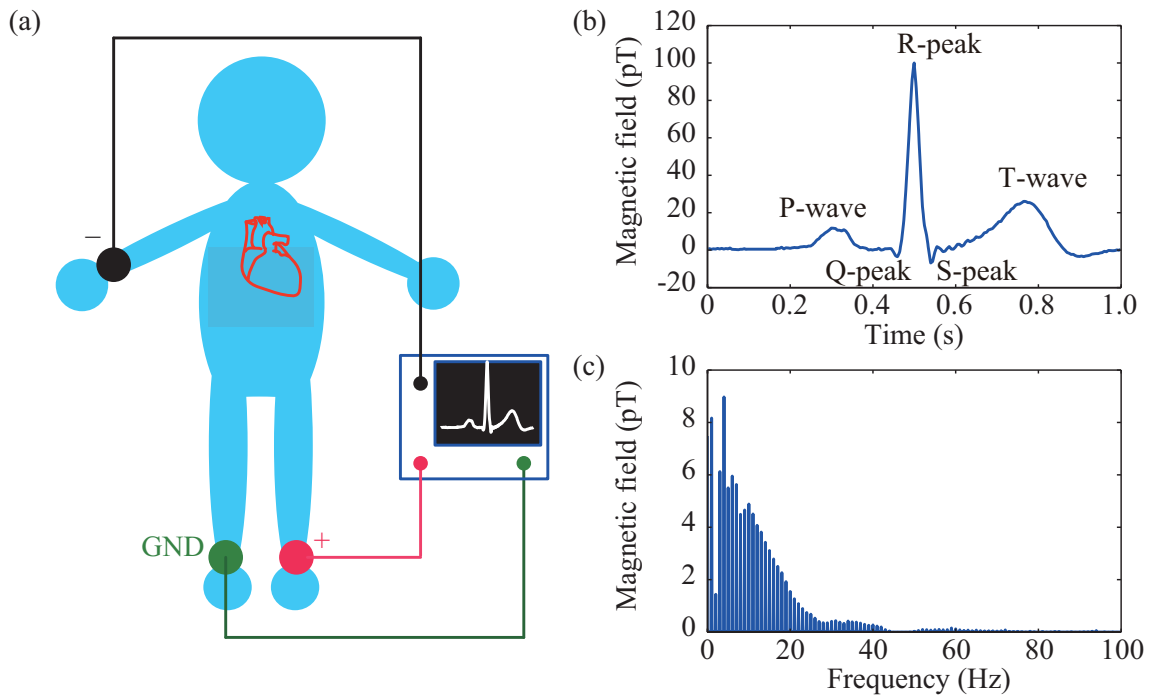


図 4.1 疑似心磁波形 (a) 第 II 誘導による心電図計測. (b) 疑似心磁時間波形. (c)FFT スペクトル.

作条件を決定する. その上で, K 原子を用いたポンプ・プローブ型 OPAM によるヒト MCG 計測を初めて実施し [12], 多点計測の結果から得た磁場分布を検討することで, K を用いたポンプ・プローブ型の OPAM による MCG 計測の実現可能性について検討する.

4.2 実験方法

4.2.1 センサの周波数特性による波形歪みの検討

まず, 疑似的に作成した心磁波形を異なる帯域において計測し, 波形の歪みなど OPAM の周波数特性が計測波形に与える影響について検討する.

疑似心磁波形

疑似心磁波形は, ヒトの心電図を基に作成した. 心電図の計測にはサンプリング周波数 256 Hz の生体アンプ (Bio-logic, Inc.) を用い, 図 4.1(a) のように右上肢と左下肢の電位差を計測する第 II 誘導により計測した. 被験者は 23 歳の健常男性とした.

計測した心電波形から 60 Hz の電源ノイズを除去した後, 400 パルス分を R ピークを中心に加算平均し電圧信号を作成した. この電圧信号を抵抗を介して参照磁場信号用コイルより印加し疑似心磁波形とした. 波形の振幅は先行研究に基づく人間の心磁波形に合わせて R ピークの振幅を 100 pT に設定した.

心磁波形の周期は、被験者の心拍に合わせ 1 s とした。図 4.1(b), 図 4.1(c) には心電図より作成した心磁波形及び、その FFT スペクトルを示している。図 4.1(b) の波形は P 波, Q, R, S ピーク及び T 波といったヒトの心電図の典型的な特徴を有している。図 4.1(c) に示す通りヒトの MCG は 10 Hz 付近を中心に 1 Hz から 40 Hz 程度までの周波数成分を持った波形である。

実験条件

疑似心磁波形の計測は、前章の図 3.2 に示したセンサ特性計測用実験系を用いて行った。計測には、K を封入した一辺 30 mm のパイレックスガラスセルを用い、バッファガス及びクエンチングガスとして He と N₂ を 10:1 の割合で合計 1.38 amg (室温において 150 kPa) 封入し、180 °C に加熱した。ポンプ光、プローブ光はレンズによって拡大し、強度分布が一様な中心部分を直径 30 mm の円形状で切り出し、平行光としてガラスセルに照射した。プローブ光の波長は、770.00 nm、入射光強度密度は 0.57 mW/cm² とした。ポンプ光と平行に印加するバイアス磁場とポンプ光の強度密度により、OPAM の計測帯域を任意に変更できることを利用して、異なる計測帯域に設定した場合の疑似心磁波形の磁場応答信号を計測した。疑似心磁波形の計測に先立ち、設定条件ごとに、周波数の異なる複数の正弦波を重畳して印加し、OPAM の周波数特性を計測した。印加した正弦波の周波数は 5 Hz から 5 Hz ごとに 70 Hz まで (60 Hz を除く) 及び、80 Hz, 90 Hz, 100 Hz とし、各正弦波の振幅は 10pT とした。疑似心磁波形は 1 kHz のサンプリング周波数で 10 秒間 (10 パルス) 計測した。

疑似心磁波形の磁場応答信号

図 4.1(b) に示す疑似心磁波形から、磁場応答信号を計算する際には、まず疑似心磁波形をフーリエ変換することにより図 4.1(c) のようなスペクトル $B'_{\text{MCG}}(\omega)$ 及び周波数ごとの位相情報 $\varphi(\omega)$ を得た上で、事前に求めたセンサの周波数特性による強度変化及び位相遅れを加え、逆フーリエ変換により磁場応答信号を導出する。疑似心磁波形 B_{MCG} が以下の式で表される時、

$$B_{\text{MCG}} = \sum_{\omega} B'_{\text{MCG}}(\omega) \cos(\omega t + \varphi(\omega)), \quad (4.1)$$

その磁場応答信号 $S_{\text{out}}^{\text{MCG}}$ は、前章で示した OPAM の周波数特性を表す式 (3.17)~(3.21) を用い以下の様に表すことができる。

$$S_{\text{out}}^{\text{MCG}} = \sum_{\omega} A(\omega) B'_{\text{MCG}}(\omega) \cos(\omega t + \varphi(\omega) - \theta(\omega)). \quad (4.2)$$

$\theta(\omega)$ は、 $A(\omega)$, $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ をフィッティングパラメータとした最小二乗近似によるフィッティングで求めた後、式 (3.19) より導出する。

計測した磁場応答信号から磁場信号を得る際は逆に、フーリエ変換により磁場応答信号のスペクトル及び周波数ごとの位相情報を得た上で、周波数特性による強度変化及び位相遅れを補正し、逆フーリエ変換により磁場信号へと変換する。

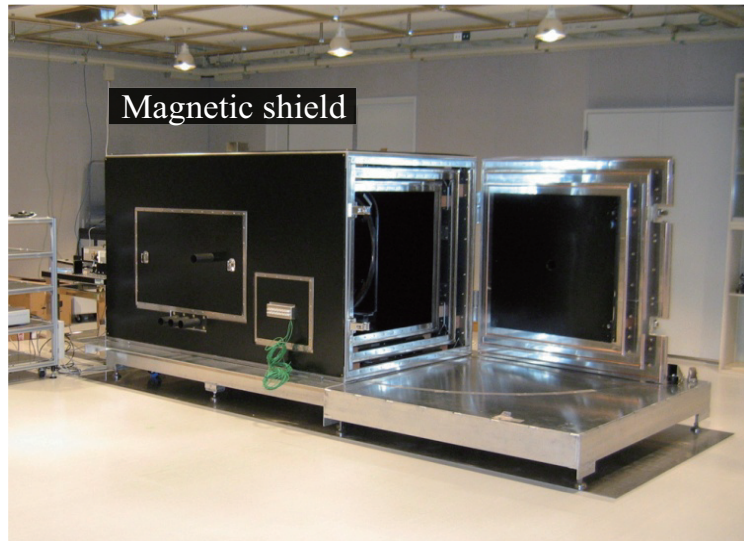


図 4.2 生体磁気計測用磁気シールド。

4.2.2 ヒト MCG の計測

実験系の構成

ヒト MCG の計測は図 4.2 に示した，内寸 $900 \times 900 \times 1700 \text{ mm}^3$ でシールドファクタが 10^4 (at 1 Hz) の 3 層磁気シールドを用いて行った．図 4.3 にヒト MCG 計測用の実験系の配置を示す．磁気シールド内部には，3 軸の磁場調整用コイルと y 軸方向の参照磁場印加用コイルを配置した．磁場調整用コイル内部には被験者が横たわるためのベッドを図 4.3(b) の様にレーザ光の光路と干渉しない形で配置した．壁緩和の影響を小さくし，感度を向上させるために，一辺 50 mm のパイレックスガラスセルを用いた．ガラスセルには He と N_2 を 25:1 の割合で合計 1.84 amg(室温において 200 kPa) 封入した．ガラスセルは断熱構造のオープン内に配置し，磁気シールド外部のヒータによって温めた空気をオープン内に循環させることで K を気化させた．オープン内の温度は $180 \text{ }^\circ\text{C}$ に設定した．ポンプレーザには Ti-Sapphire laser (Coherent Inc., MBR-110) を用い，ポンプ光はレンズにより拡大し，強度分布が一様な中心部分を直径 30 mm の円形状で切り出し，ガラスセル中央に照射した．プローブレーザには分布帰還型 (Distributed FeedBack : DFB) レーザ (TOPTICA Photonics AG, DL DFB) を使用した．疑似心磁波形の計測系と異なりプローブ光はレンズでは拡大せず，直径 4 mm 程度 (赤外線 (IR) カードに照射した際に目視できる直径) でガラスセル中央に照射した．プローブ光の光路は，外気の対流が生じないようにアクリル製の筒により被覆した．プローブ光の偏光面の回転角はポラリメータにより計測し，電圧信号として出力した．以上のセンサ構成において，OPAM が磁場に対して感度を持つ 2 つのレーザ光の交差領域と，被験者との y 方向の距離は 50 mm であった．上記の系を構成するにあたり実施した高感度化に関する検討については，第 6 章でまとめて述べるものとする．

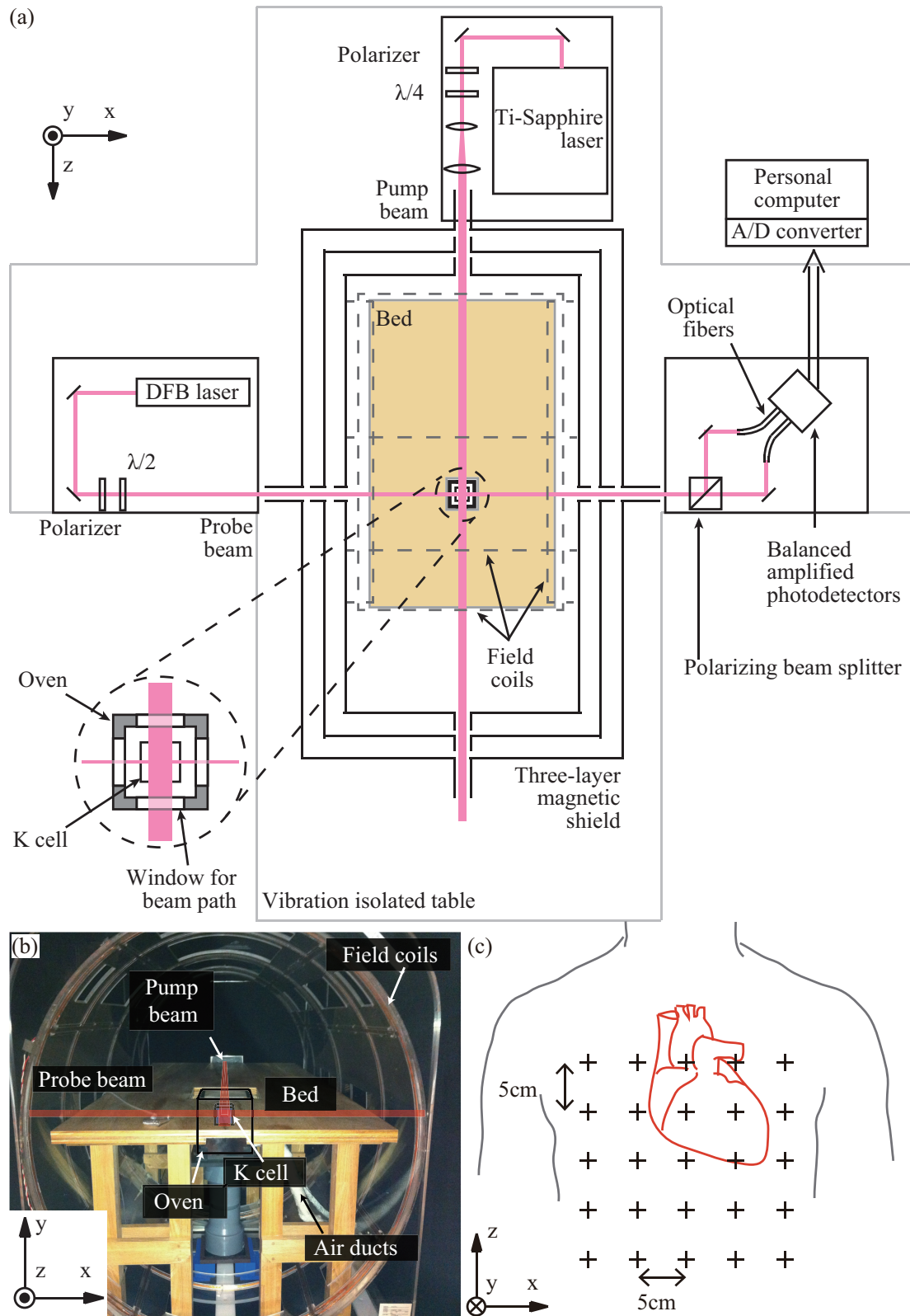


図 4.3 ヒト MCG 計測用実験系. (a) センサ構成図. (b) 磁気シールド内部. (c) MCG 計測位置.

実験条件

ポンプ光の波長は K 原子の D1 遷移共鳴波長である 770.1 nm に調整し、ポンプ光強度は 3.01 mW/cm^2 とした。プローブ光の波長は 769.9 nm、プローブ光強度は 7.96 mW/cm^2 とした。計測帯域の中心となる共鳴周波数は 10 Hz 付近に設定した。開発した OPAM は可搬性を持たないため、ヒトの MCG を計測する際には、OPAM 上部に設置したベッド上に被験者がうつ伏せになる形で行った。ベッド上で被験者を動かし、相対的に被験者とセンサ間の位置を変化させることで、図 4.3(c) に示す通り被験者の胸部付近 $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ の範囲で 5 cm 間隔、合計 25 点で MCG を計測した。便宜上、図 4.3(c) における x 軸及び z 軸の方向と図 4.3(a)、図 4.3(b) のセンサ構成における x 軸及び z 軸の方向は異なっている。以上の構成において、OPAM は図 4.3 における y 軸方向の磁気信号を計測する。MCG 信号は 1 kHz のサンプリング周波数で 1 箇所ごとに 10 秒間計測した。被験者は 22-28 歳の健常男性 5 名とした。

また、MCG の計測に先立ち、センサの周波数特性を計測するとともに、OPAM の最小検出限界を計測し、実際にヒトの MCG 計測が可能であるかどうかを確認した。

4.3 実験結果

4.3.1 センサの周波数特性による波形歪みの検討

センサの周波数特性に関しては前章同様、フィッティングにより共鳴周波数 f_0 及び半値半幅 Δf を求めた。図 4.4 はポンプ光強度及びバイアス磁場の調整により異なる帯域に設定した場合の周波数特性及びフィッティング結果である。図 4.4(a)~4.4(c) は共鳴周波数 f_0 を 10 Hz 付近に設定し、半値半幅 Δf が異なる場合である。一方、図 4.4(b) 及び 4.4(d) は、半値半幅 Δf が 10 Hz 程度で、共鳴周波数 f_0 が異なる場合を示している。いずれの場合でも、周波数特性の計測値とフィッティング結果はよく一致している。フィッティングで得られた共鳴周波数 f_0 や半値半幅 Δf は、図 4.5 の波形の計算や周波数特性を考慮した波形の復元に利用した。

次に、図 4.4 の各周波数特性に設定した場合の疑似心磁波形の計測結果を図 4.5 に示す。図 4.5 では、10 s の計測結果に対し、1 s 周期で加算平均した結果を示している。また、図 4.1 の入力波形及び、計測した周波数特性より式 (4.2) を用いて求めた計算値も合わせて示す。図 4.4 の (a) では磁場応答信号強度が小さく帯域幅も狭いため、対応する図 4.5(a) の出力波形は小さく、図 4.1(b) の入力波形とは大きく形状が異なっている。図 4.5(b) では磁場応答信号強度が図 4.5(a) に比べ強いが、依然として帯域幅が狭いため、入力波形にはほとんどない S ピーク状の突出がみられる。一方、図 4.5(c) に示す帯域幅が広い場合には、入力波形に近い波形を観測できており、MCG 計測に適した計測帯域の設定であるといえる。図 4.5(d) は帯域幅が図 4.5(b) と同程度ではあるが、計測対象が図 4.1(c) の様に 10 Hz 付近に周波数成分が集中しているのに対し、共鳴周波数が 35 Hz 付近と大きく異なるため、出力波形自体も小さく、60 Hz の電源ノイズの影響を受けやすいことから、ヒトの MCG 計測には適していない帯域であるといえる。しかしながら、各図に示した計算波形と計測波形はよく一致していることから、式 (4.2) に示す周波数特性による位相遅れを含めた計算式は正しいといえる。

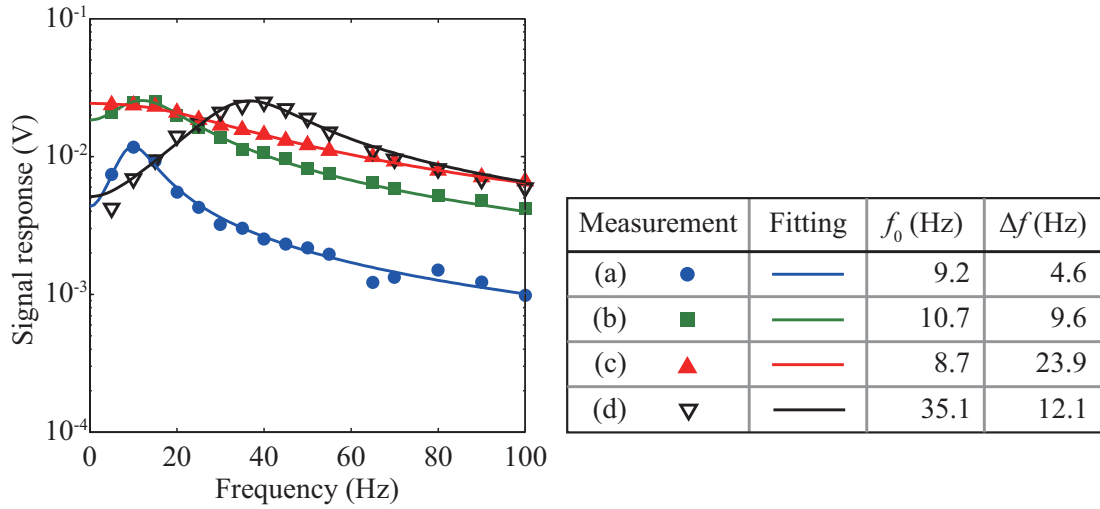


図 4.4 周波数特性計測結果. 計測値及びフィッティング曲線. (a) $f_0=9.2$ Hz, $\Delta f=4.6$ Hz. (b) $f_0=10.7$ Hz, $\Delta f=9.6$ Hz. (c) $f_0=8.7$ Hz, $\Delta f=23.9$ Hz. (d) $f_0=35.1$ Hz, $\Delta f=12.1$ Hz.

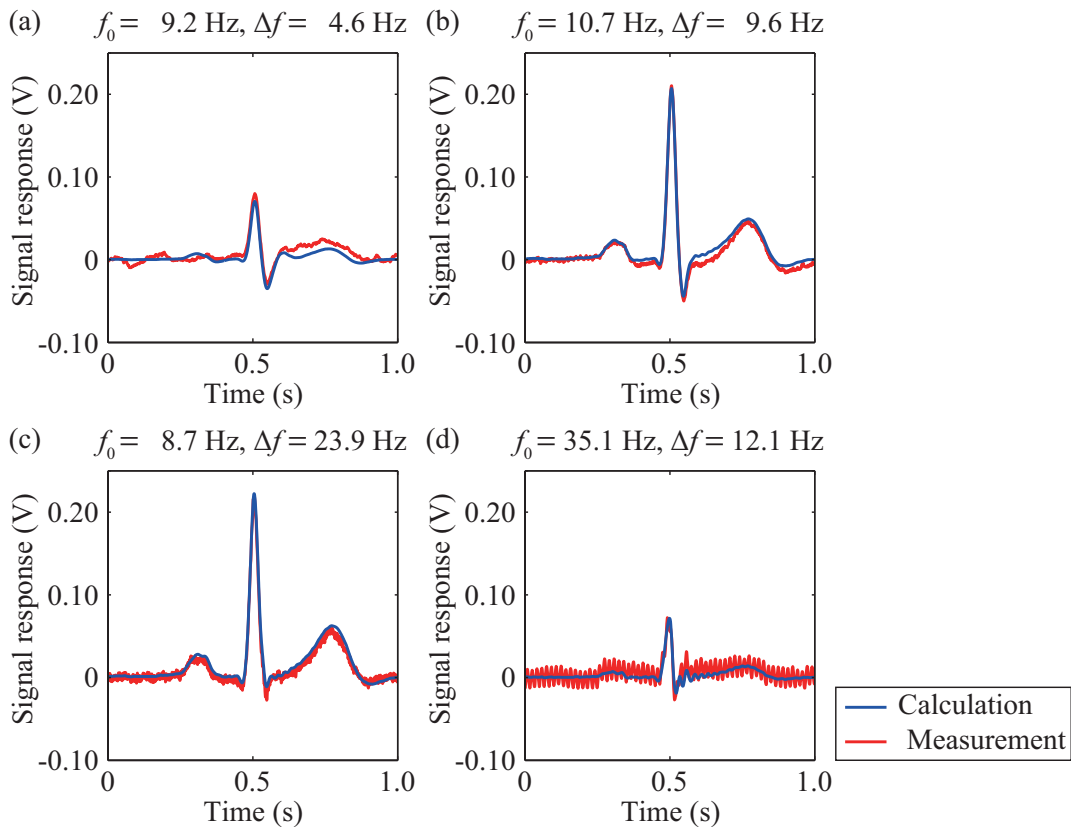


図 4.5 疑似心磁波形計測波形及び計算波形. (a) $f_0=9.2$ Hz, $\Delta f=4.6$ Hz. (b) $f_0=10.7$ Hz, $\Delta f=9.6$ Hz. (c) $f_0=8.7$ Hz, $\Delta f=23.9$ Hz. (d) $f_0=35.1$ Hz, $\Delta f=12.1$ Hz.

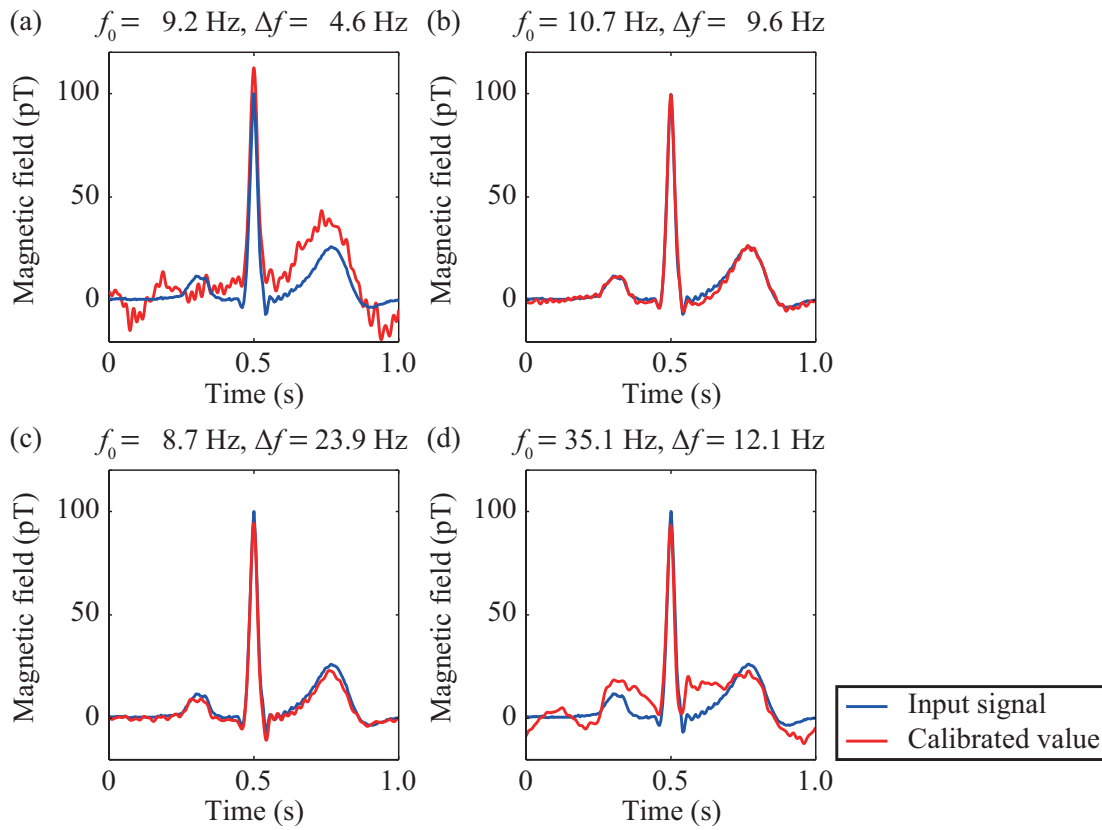


図 4.6 疑似心磁波形復元後波形及び入力波形. (a) $f_0=9.2 \text{ Hz}, \Delta f=4.6 \text{ Hz}$. (b) $f_0=10.7 \text{ Hz}, \Delta f=9.6 \text{ Hz}$. (c) $f_0=8.7 \text{ Hz}, \Delta f=23.9 \text{ Hz}$. (d) $f_0=35.1 \text{ Hz}, \Delta f=12.1 \text{ Hz}$.

図 4.5 において、計算波形と計測波形が一致したことを受け、続いては周波数特性を補正することで、計測波形から入力波形の復元を試みた。波形を復元する際には、60 Hz の電源ノイズや計測で生じる低周波の揺らぎを取り除くため、0.5 ~ 50 Hz のバンドパスフィルタを使用した後、1 s 周期で加算平均した。図 4.6 に示した復元波形では、図 4.6(a) の帯域幅が狭い場合や図 4.6(d) の共鳴周波数が一致していない場合には、入力波形を完全には復元できていない。

図 4.4 の周波数特性に着目した場合、波形の復元が完全に行えていない図 4.6(a) に対応する図 4.4(a) では全体的に磁場応答信号強度が低く、図 4.6(d) に対応する図 4.4(d) では信号成分が多く含まれる低周波領域での磁場応答信号強度が低くなっている。信号成分が多く含まれる領域での磁場応答信号強度が低くなると、相対的にシステムノイズの割合が増加し、周波数特性を補正することで、システムノイズがより顕著に表れる。そのため、図 4.6(a)、4.6(d) では、本来計測すべき疑似心磁波形の成分に対しノイズ成分の割合が多くなり、本来の波形が得られなかったと考えられる。一方、図 4.6(b)、4.6(c) では、図 4.4 でも低周波領域の磁場応答信号強度は高く、復元波形と入力波形はよく一致しており、センサの周波数特性の補正により波形の復元が正しく行えたといえる。

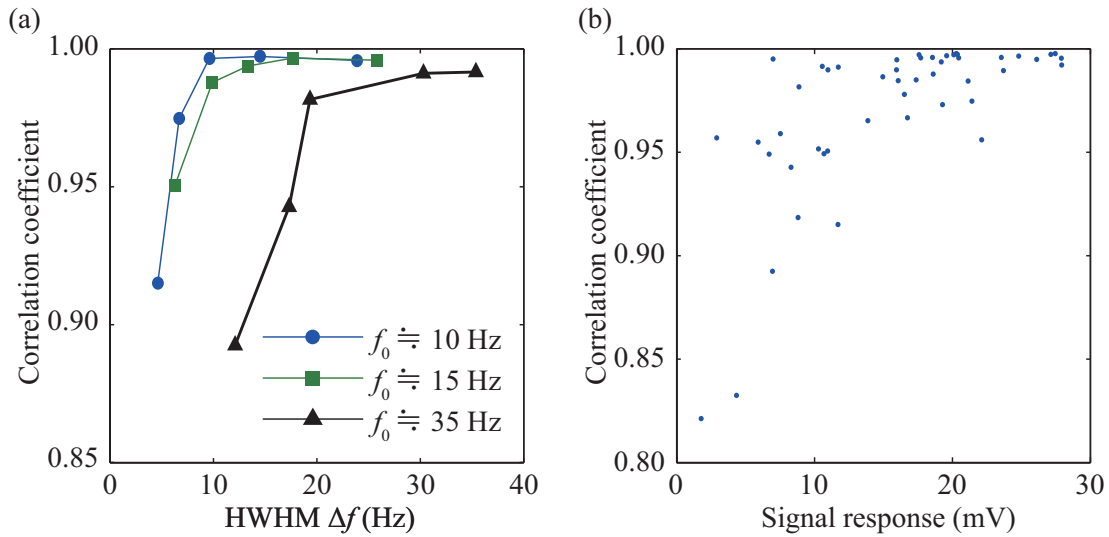


図 4.7 相関係数. (a) 帯域幅に対する相関係数の変化. (b) 10 Hz の磁場応答信号強度に対する相関係数の変化.

ここで、復元波形と入力波形の一致度を定量的に評価するために、以下に示す相関係数 ρ_{xy} [13] を計算した.

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y}, \quad (4.3)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^N (x(t) - \bar{x})(y(t) - \bar{y}). \quad (4.4)$$

σ_x, σ_y は入力波形 x 及び復元波形 y の 0~1.0 秒の標準偏差であり、 σ_{xy} は x と y の共分散、 \bar{x} 及び \bar{y} は 0~1.0 秒の平均値である.

図 4.7(a) は異なる共鳴周波数ごとの帯域幅に対する相関係数の変化を示している. ノイズが無い理想的な環境の場合、いかなる条件においても相関係数は 1 となるはずである. しかしながら実際には、共鳴周波数が低いまたは、帯域幅が広いほど相関係数は高くなる傾向にある. すなわち、低周波領域における磁場応答信号強度が高いことが重要であると考えられる.

計測対象の MCG は図 4.1(c) に示すように DC から 20 Hz に含まれる成分が多い. そこで図 4.7(b) では 10 Hz における磁場応答信号強度に対する相関係数 ρ_{xy} の変化を示している. 多少のばらつきがあるが、磁場応答信号強度の増加と共に相関係数が高くなる傾向が確認できる.

以上の結果より、MCG 計測においては信号成分が多く含まれる周波数の磁場応答信号強度を高くするために、共鳴周波数をその付近に設定し、帯域幅ではなく磁場応答信号強度を優先した動作条件の設定により、高い精度での波形の復元が可能であると考えられる.

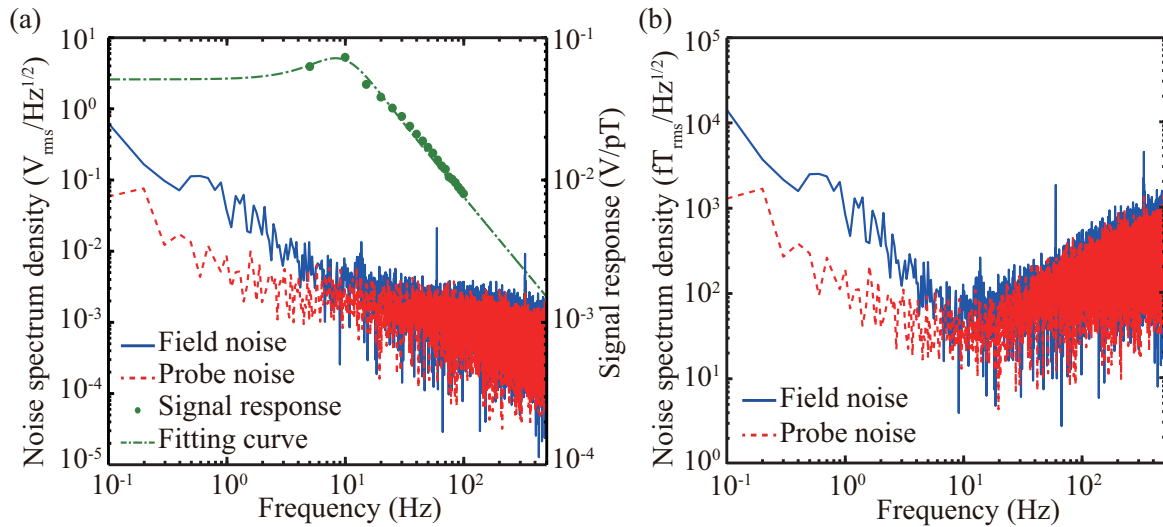


図 4.8 ヒト MCG 計測系におけるノイズスペクトル密度. (a) 周波数特性補正前の磁場ノイズ及びプローブ光ノイズ, 周波数特性計測結果及びフィッティング曲線. (b) 周波数特性補正後の磁場ノイズ及びプローブ光ノイズ.

4.3.2 ヒト MCG の計測結果

上述した疑似心磁波形の計測結果より, MCG 計測においては帯域の中心となる共鳴周波数が計測対象の周波数と一致していれば, 適切なセンサ特性のキャリブレーションにより, MCG 波形は正確に復元できることが確認できた. そこでヒト MCG 計測においても, 共鳴周波数を 10 Hz 付近とし, 磁場応答信号強度が最大となるように実験条件を設定した.

MCG 計測系における最小検出限界

図 4.8(a) は, 図 4.3 の実験系で計測した磁場ノイズ及び, プローブ光ノイズのスペクトル密度及び, 計測した周波数特性とそのフィッティング曲線を示している. フィッティングの結果, 磁気共鳴線の半値半幅 Δf は 6.5 Hz で, 共鳴周波数 f_0 は, 7.4 Hz であった. 図 4.8(b) には, 図 4.8(a) の周波数特性を基に補正したノイズスペクトル密度を示す. 共鳴周波数以上の周波数では, 周波数の増加に伴い, 磁場応答信号強度が低下するため, 図 4.8(a) の $1/f$ ノイズは相対的に増加し, 図 4.8(b) に示す通り, 500 Hz 付近にまでなると $1 \text{ pT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 程度まで増加しているが, ヒト MCG の周波数帯である 40 Hz 付近まででは, $100 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 程度を維持している. 図 4.8(b) に示した 60 Hz の電源ノイズは, プローブ光ノイズには表れていないことから, 環境磁場ノイズとして検出されたと考えられる. 20 Hz 以上の領域では, プローブ光ノイズと磁場ノイズがほぼ同等のレベルであることから, プローブ光ノイズにより最小検出限界が決定されていると考えられる. 一方, 10 Hz 以下の領域では, 磁場ノイズがプローブ光ノイズを上回っており, 環境磁場ノイズが支配的である. 10 Hz における磁場ノイズの最小検出限界は $60 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$,

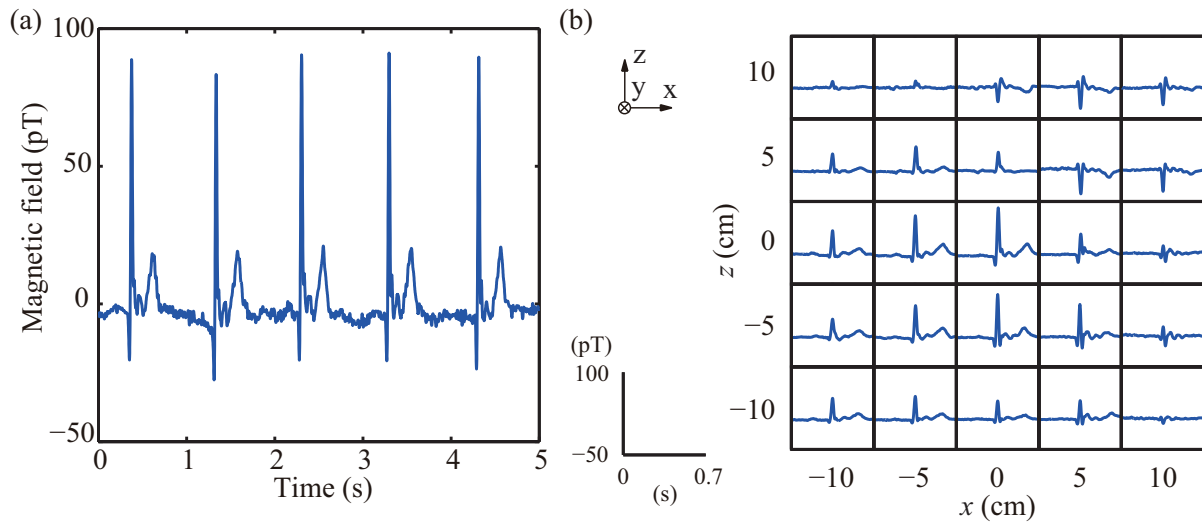


図 4.9 ヒト MCG 波形. (a) キャリブレーション及びバンドパスフィルタ適用後の MCG 波形. (b) 各計測位置における加算平均波形.

一方、プローブ光を磁場単位に補正した等価磁場ノイズは $38 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ であった. これらの値はヒトの MCG を計測するのに十分な値であるといえる. なお、最小検出限界の値は 10 Hz 付近 (8 ~ 12 Hz) のノイズの平均値とした.

ヒト MCG 計測結果

図 4.9 に被験者 1 において OPAM で計測したヒトの MCG 波形の一例を示す. 図 4.9 の波形ではセンサの周波数特性を補正した後、被験者の呼吸による低周波の揺らぎや 60 Hz の電源ノイズを取り除くため、疑似心磁波形同様 0.5 ~ 50 Hz のバンドパスフィルタを使用した. 図 4.9(a) は 25 か所の計測位置の内、胸部中央における MCG 波形である. 約 1 s 周期で繰り返される 80 pT を超える R ピークや Q ピークや T 波など、ヒトの MCG の典型的な特徴を確認することができた. 続いて、図 4.9(a) の MCG 波形を各パルスに分割し、R ピークを中心に加算平均した. この処理を各計測点の MCG 波形ごとで行い、それぞれの計測点に並べたものが図 4.9(b) であり、計測位置により波形が異なることが確認できる. 図 4.10(a) に被験者 1 の胸部中央における加算平均波形を示す. このとき、R ピークが 350 ms で中心となるようにした. この場合、Q ピークは 325 ms, T 波は 575 ms において観測された.

続いて、図 4.9(b) の結果を基に、MCG の典型的な特徴が観測された潜時における、磁場分布図を図 4.10(b)~4.10(d) に示す. 分布図の図示に当たっては、Matlab(MathWorks) 内蔵の双 3 次補完法に基づく 2 次元補完関数を用いて計測点以外の値を内挿した. 図 4.10(b)~4.10(d) において、磁場分布の時間変化を観測することができ、これらの磁場分布は、先行研究 [11, 14] と矛盾しない結果であった.

図 4.11 には同様の処理を行ったその他の被験者における加算平均波形及び R ピークの磁場分布を示している. 被験者間で心拍数や周期が異なるため、1 パルスあたりの時間長は異なっている. 図 4.11 の加

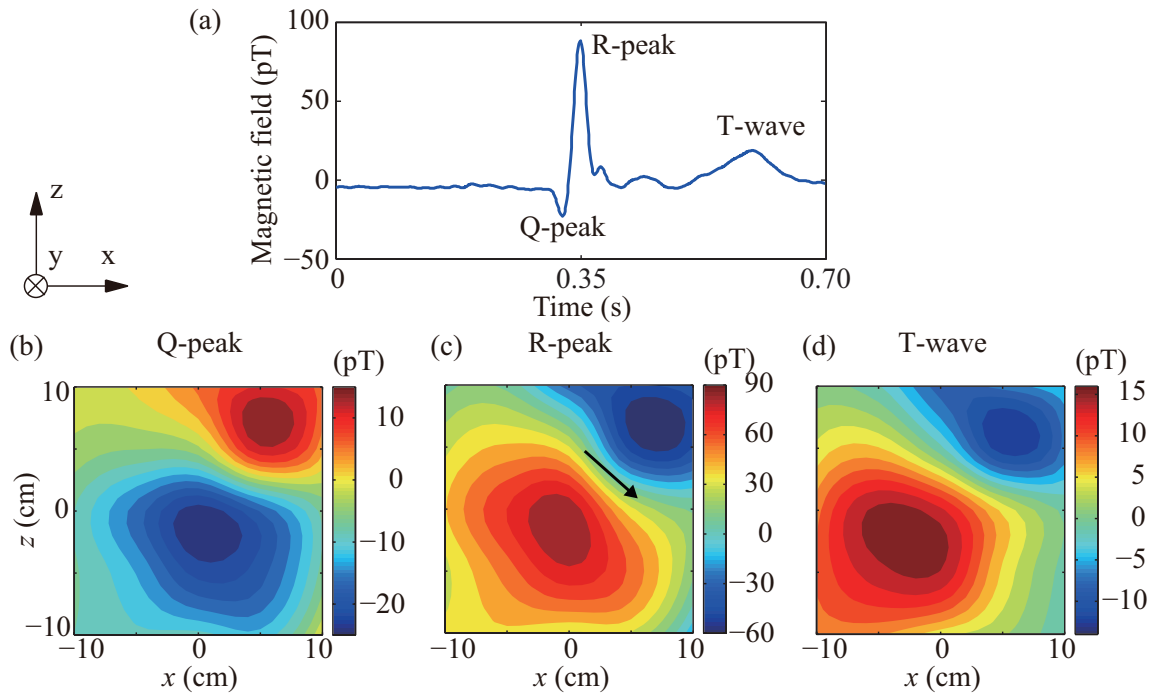


図 4.10 ヒト MCG 磁場分布：被験者 1. (a) $x=0$ cm, $z=0$ cm における加算平均波形. (b)Q ピーク磁場分布 (325 ms). (c)R ピーク磁場分布 (350 ms). (d)T 波磁場分布 (575 ms).

算平均波形では、いずれの被験者も計測位置により波形が異なることが確認できる。また、図 4.11(a)～4.11(c) の被験者 2～4 では、R ピークにおける磁場の湧き出し吸い込みを確認できる磁場分布が得られた。一方、図 4.11(d) の被験者 5 の場合、他の被験者と同様の磁場分布は得られず、磁場の湧き出し吸い込みが不明瞭であった。使用した OPAM は単一チャンネルであるため、上記の磁場分布は位置を変えて計測した結果の合算である。そのため、計測位置の精度は低く、図 4.11(d) の被験者 5 のような磁場分布となった可能性が考えられる。

4.4 検討

前章において示した計測帯域の変性を踏まえた上で行った疑似心磁波形の計測では、同じく前章で示したセンサの周波数特性を考慮した波形の復元を高い精度で行うには、共鳴周波数を計測対象に一致させ、帯域幅ではなく、計測対象付近の磁場応答信号強度を高める動作条件の設定が重要であることが分かった。

以上の動作条件の設定はあくまで周波数成分が既知な健常なヒト MCG の計測を想定した場合であり、生体磁気計測を実際に臨床の場で使用するには必ずしも周波数が既知というわけではない。また、MCG の場合であっても疾患による異常が発生した場合には通常とは異なる周波数成分が生じる [15]。そのような場合も考慮すると、実際に臨床の場で使用する際には、磁場応答信号強度よりも計測帯域を優先

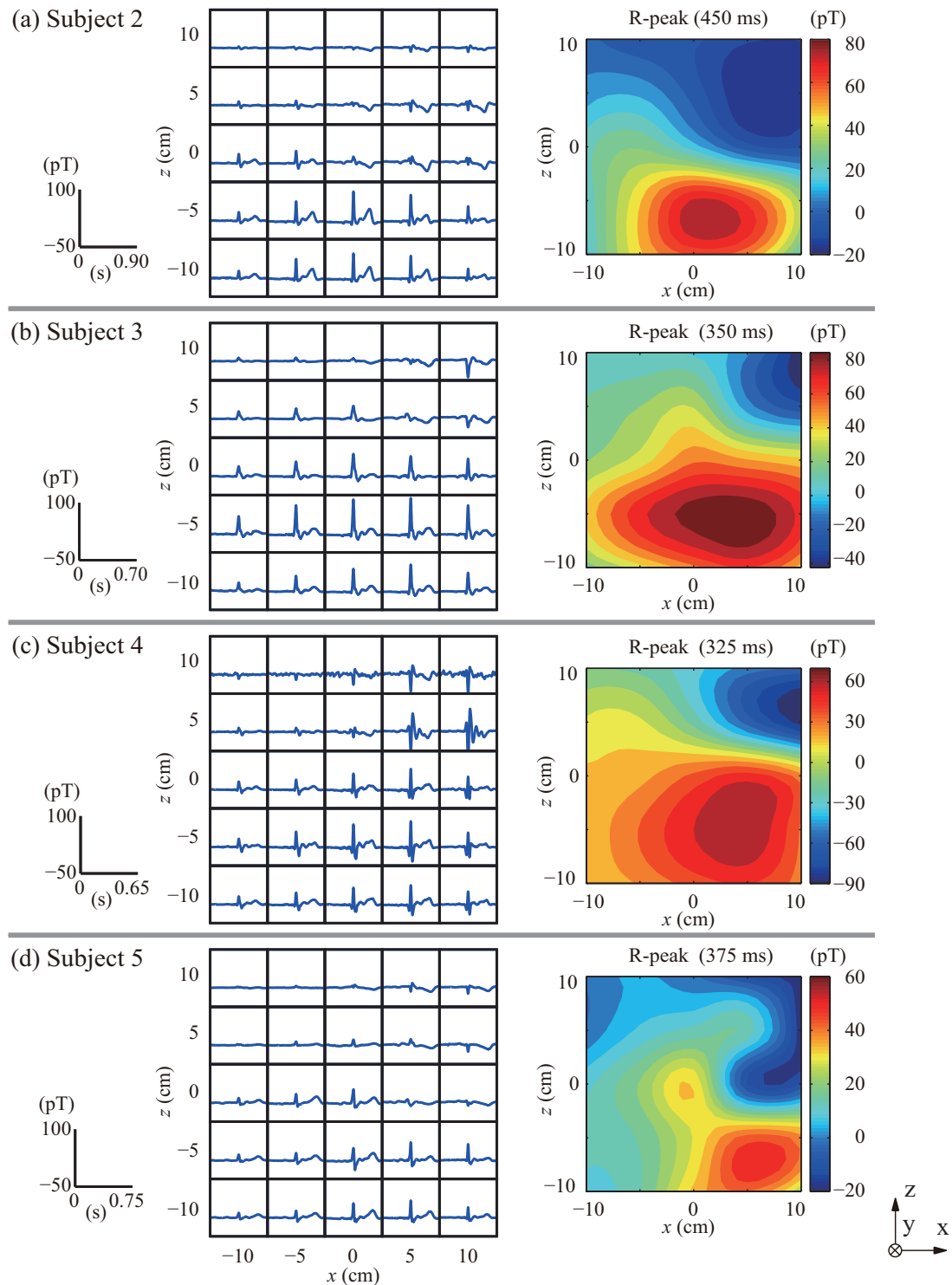


図 4.11 計測位置におけるヒト MCG 加算平均波形及び磁場分布. (a) 被験者 2, R ピーク (450 ms). (b) 被験者 3, R ピーク (350 ms). (c) 被験者 4, R ピーク (325 ms). (d) 被験者 5, R ピーク (375 ms).

した条件設定も必要になると考えられる。その際には磁場応答信号の低下を補う意味で、第 6 章で示すノイズの低減がより一層重要となる。

上述した通り、実用の面を考えた際には帯域を優先した条件設定も必要となるが、本研究では被験者を健常男性としており、開発したセンサがヒトの MCG 計測可能な性能を有しているかを確認することを目的とした。そのため、計測では場応答信号強度が強く、最小検出限界が小さくなることを優先した条件設定を行い、ヒトの MCG 計測可能な最小検出限界を達成した。これらの値は、SQUID や OPAM で達成されている最小値には達していないものの、MCG 計測に使用される高温 SQUID に匹敵する値であった [16]。ヒトを対象にした計測の場合、疑似心磁波形と異なり既知の入力波形というものは存在しないため、実際に実験条件において波形が正確に復元されているかどうかは計測波形のみでは判断はできないが、Q、R、S ピークや T 波など典型的な特徴を観測するとともに、先行研究に矛盾しない磁場分布を得ることができた。

図 4.10 の磁場分布は、y 軸方向の磁気信号の zx 平面における磁場分布であるため、磁場分布において値が 0 となる位置の y 軸方向に平行移動した場所に磁場分布を形成する電流源が存在する。図 4.10(c) の R ピークの分布図においては、右ねじの法則より図内に示した矢印方向に等価電流が流れたと考えられる。心臓活動に伴うイオンチャンネルや電位の変化に関する生理学的知見 [17] より、心尖部に興奮が伝わると R ピークが生成されることがわかっており、心臓の長軸方向に等価電流が流れたとみなすことができる。一般的なヒトの心臓は左下方向に長軸方向があることから、図 4.10(c) に示した磁場分布および等価電流の方向は生理学的知見とも矛盾しておらず、開発した OPAM による MCG 計測の実現可能性を示す結果を得ることができたと考えられる。

勿論、本研究で使用した OPAM は、単一チャンネルであり、位置を変えて、異なるタイミングで計測した結果の合算であるため、図 4.11(d) のような不明瞭な磁場分布となってしまう場合もあり、臨床的診断に活用できるレベルの正確性を示すには不十分である。臨床に向けた OPAM の実用化の際には、多チャンネル化による多点同時計測の実現は勿論のこと、同じ被験者に対して、既存の SQUID-MCG 装置を用いて同等の結果が得られるかどうかの検証 [9] や、MRI や心エコー計測による心臓の形態画像と矛盾しないかどうかの確認が今後必要となる。

4.5 まとめ

本章では、疑似心磁波形を対象とした計測により、OPAM の周波数特性を考慮した MCG 波形の復元について検討した。ヒトの MCG においては、共鳴周波数を計測対象に一致させ、磁場応答信号強度を強く、最小検出限界を小さくする動作条件の設定が望ましいという結論に至った。ヒトの MCG 計測用に構成した OPAM システムでは、上記の条件で動作させることで、ヒト MCG 計測が十分に可能な最小検出限界を達成した。実際にヒトを対象に多点で計測した MCG では、R ピークや T 波といった典型的な特徴を確認するとともに、生理学的な知見とも矛盾しない磁場分布を得ることができ、K を用いたポンプ・プローブ型の OPAM による MCG 計測の実現可能性を示す結果を得ることができた。

参考文献

- [1] 塚田啓二, 心磁図の読み方, コロナ社, 2006.
- [2] R. Wyllie, M. Kauer, R. T. Wakai, and T. G. Walker, Optical magnetometer array for fetal magnetocardiography, *Opt. Lett.*, Vol. 37, No. 12, pp. 2247–2249, 2012.
- [3] H. Koch, SQUID magnetocardiography: status and perspectives, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 11, No. 1, pp. 49–59, 2001.
- [4] H. C. Yang, S. Y. Wang, C. H. Chen, J. T. Jeng, J. H. Chen, and H. E. Horng, Research and some applications of high- T_c SQUIDS, *J. Low Temp. Phys.*, Vol. 131, No. 3-4, pp. 509–520, 2003.
- [5] I. S. Kim, K. K. Yu, Y. H. H. Lee, K. W. Kim, and Y. K. Park, High- T_c squid magnetometers for low noise measurements of magnetocardiograms, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 15, No. 2, pp. 652–655, 2005.
- [6] G. Bison, R. Wynands, and A. Weis, Dynamical mapping of the human cardiomagnetic field with a room-temperature, laser-optical sensor, *Opt. Express*, Vol. 11, No. 8, pp. 904–909, 2003.
- [7] J. Belfi, G. Bevilacqua, V. Biancalana, S. Cartaleva, Y. Dancheva, and L. Moi, Cesium coherent population trapping magnetometer for cardiosignal detection in an unshielded environment, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 24, No. 9, pp. 2357–2362, 2007.
- [8] G. Bison, N. Castagna, A. Hofer, P. Knowles, J. L. Schenker, M. Kasprzak, H. Saudan, and A. Weis, A room temperature 19-channel magnetic field mapping device for cardiac signals, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 95, No. 17, 173701, 2009.
- [9] S. Knappe, T. H. Sander, O. Kosch, F. Wiekhorst, J. Kitching, and L. Trahms, Cross-validation of microfabricated atomic magnetometers with superconducting quantum interference devices for biomagnetic applications, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, No. 13, 133703, 2010.
- [10] T. G. Walker and W. Happer, Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 69, No. 2, pp. 629–642, 1997.
- [11] G. Bison, R. Wynands, and A. Weis, A laser-pumped magnetometer for the mapping of human cardiomagnetic fields, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, Vol. 76, No. 3, pp. 325–328, 2003.
- [12] K. Kamada, Y. Ito, and T. Kobayashi, Human MCG measurements with a high-sensitivity potassium atomic magnetometer, *Physiol. Meas.*, Vol. 33, No. 6, pp. 1063–1071, 2012.
- [13] 石村園子, すぐわかる確率・統計, 東京図書, 2001.
- [14] S. Groeger, G. Bison, P. E. Knowles, R. Wynands, and A. Weis, Laser-pumped cesium magnetometers for high-resolution medical and fundamental research, *Sens. Actuators, A*, Vol. 129, No. 1-2, pp. 1–5, 2006. EMSA 2004 - Selected Papers from the 5th European Magnetic Sensors & Actuators Conference - EMSA 2004, Cardiff, UK, 4-6 July 2004.

- [15] 小林義典, 野上昭彦, 心内局所電位 - アブレーションに役立つ特殊電位観察法, 南江堂, 2014.
- [16] H. C. Yang, J. C. Chen, K. L. Chen, C. H. Wu, H. E. Horng, and S. Y. Yang, High- T_c superconducting quantum interference devices: Status and perspectives, *J. Appl. Phys.*, Vol. 104, No. 1, 011101, 2008.
- [17] 山下武志, 心筋細胞の電気生理学 - イオンチャネルから、心電図、不整脈へ, メディカルサイエンスインターナショナル, 2002.

5 モジュール型 OPAM による MEG 計測

5.1 はじめに

前章では、生体磁気信号の中でも信号強度が 100 pT 程度と比較的大きな心磁図 (MCG) を、開発した OPAM システムを用いて計測した。しかしながら、脳から発生する磁気信号はさらに微弱で数十～数百 fT 程度であり、OPAM が SQUID に替わる磁気センサとしての性能を有していることを示す上で、脳磁図 (MEG) 計測の実施は必須である。OPAM の研究初期に実施された MEG 計測では、可搬性を持たない大きなシステムが用いられた [1, 2]。しかしながら、比較的平面である胸部にセンサを配置する MCG 計測と比べ、MEG 計測では曲面の多い頭部へ小型のセンサを複数配置することが望ましい。そのため、MEG 計測及びセンサシステムの実用化に向けて、センサの小型化、モジュール化に関する研究が盛んに進められている [3–6]。

近年では、モジュール化した OPAM による MEG 計測も実施されているが、OPAM のモジュール化においては、小型化の容易な一軸型の報告例が多い [5, 7–10]。しかしながら、磁場変調を併用する必要のある一軸型では、多チャンネル計測において磁場変調によりもたらされるチャンネル間の磁気的な干渉が生じる可能性があるため [11]、磁場変調の必要のないポンプ・プローブ型のモジュールの開発が望まれる。また、D1 遷移にあった波長のレーザを入手しやすく、融点が低いため高い原子密度も得やすいといった理由から、モジュール型 OPAM のほとんどでアルカリ金属原子として Rb が使用されている [6, 8, 12, 13]。しかしながら、OPAM が SQUID に代わる磁気センサとなるには、理論的に Rb よりも高い感度を達成できる K [14] を用いたモジュール型 OPAM の開発が望ましい。

京都大学とキャノンの協働研究プロジェクトでは以前より、K を用いたポンプ・プローブ型のモジュール型 OPAM の開発を行ってきた [15]。先行研究で開発されたモジュール型 OPAM の最小検出限界は 10 Hz 付近で 60 fT/Hz^{1/2} 程度であり、ガラスセル内の磁気信号に対して感度を有する領域から被験者に接するモジュール型 OPAM 表面までの距離は 37 mm であった。一方、モジュール型 OPAM と同等の最小検出限界を有する第 4 章の MCG 計測系において、プローブ光の照射位置を変更することで被験者との距離を 35 mm にまで近づけた上で、ヒト MEG 計測実験を実施した。しかしながら、ヒト MEG の特徴は確認されず、構造及び感度面で同等の性能を有するモジュール型 OPAM でもヒト MEG の計測は困難であることが示唆された。そこで、上記の結果を踏まえてセンサ構成を再検討することにより、感度を向上させるとともに被験者との距離を縮めるように改良を加え、ヒト MEG 計測用の新たなモジュール型 OPAM が開発された。

本章では、新たに開発されたモジュール型 OPAM を用いてヒト MEG 計測の実現を目指す。モジュール型 OPAM を第 3 章で示したセンサ特性の動作条件依存性を考慮して動作させることにより、ヒト

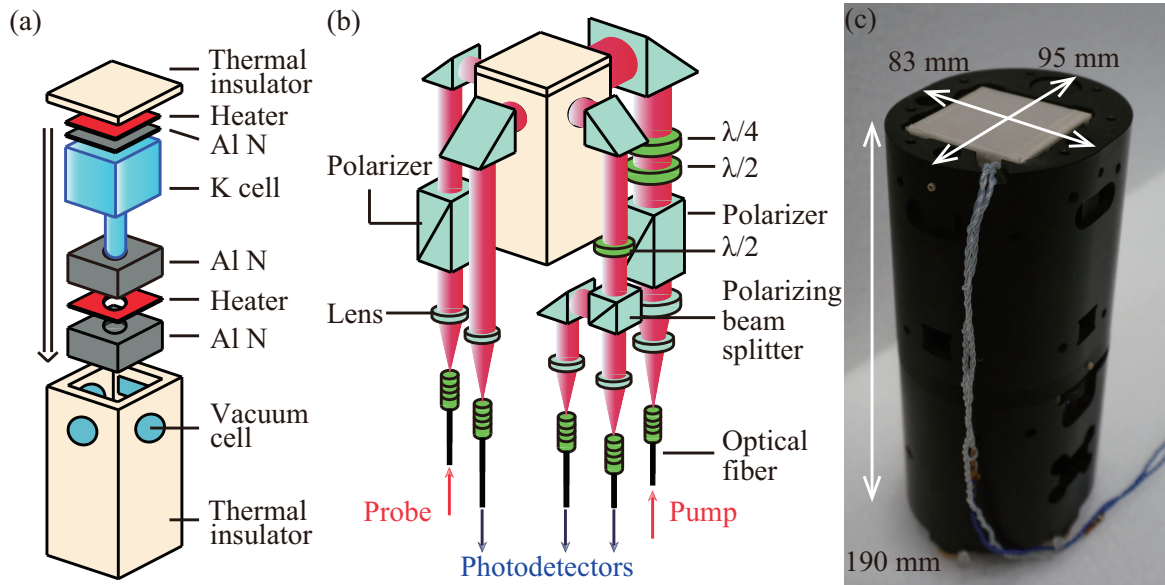


図 5.1 モジュール型 OPAM の構造. (a) ガラスセルおよび加熱機構. (b) 光学素子の配置. (c) 外観図. 参考文献 [16] より転載.

MEG を計測可能な感度を実現する. その上で, ヒトの頭部を模して作製した生体ファントムから発生する磁場を計測することで, 開発されたモジュール型 OPAM が構造的にもヒト MEG を計測可能な性能を有しているかを評価する. その後, 第 4 章で示した周波数特性のキャリブレーションを適用しつつ, K 原子を用いたポンプ・プローブ型のモジュール型 OPAM によるヒト MEG 計測を初めて実施し [16], α 波帯 (8-13 Hz) における事象関連脱同期 (Event-Related Desynchronization : ERD) [17] や事象関連脳磁界 (Event-Related Field : ERF) を計測する. また SQUID を用いた既存の全頭型 MEG システムで計測した結果と比較することで, 結果の妥当性を確認し, モジュール型 OPAM の MEG 計測用センサとしての有用性を示す.

5.2 モジュール型 OPAM 及び計測系の構成

5.2.1 モジュール型 OPAM の構造

MEG 計測用モジュール型 OPAM の構造を図 5.1 に示す. モジュールでは K 原子を封入した立方体のパイレックスガラスセル (内寸一辺 20 mm) を使用した. ガラスセルには K の他, He と N_2 を 10:1 の割合で合計 1.38 amg(室温において 150 kPa) 封入した. セル内の原子密度を均一に増加させるため, ガラスセルの周囲を窒化アルミニウムで覆い, 上下をヒータで挟んだ上で断熱材ボックス内に配置し, 180 °C まで加熱した (図 5.1(a)). なお, 図 5.1(a) において, ガラスセル側面の窒化アルミニウムは省略している. ヒータは, Ti 導線が 2 層に配線されており, 上下の配線に逆向きの電流が流れることで, ヒータか

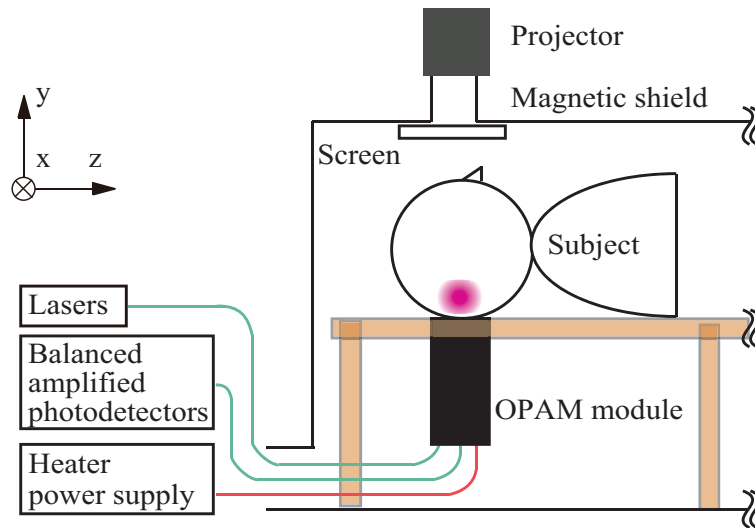


図 5.2 モジュール型 OPAM の磁気シールド内配置. 参考文献 [16] より転載.

ら計測を阻害する磁場が発生するのを防いでいる [15]. また, 電源系とヒータとの間にハイパスフィルタを使用し, ヒータに 100 kHz の高周波を印加することで, MEG 計測に関わる低周波領域における電源系からのノイズの影響を防いでいる. レーザ光は断熱材ボックスに埋め込んだ真空窓を通してガラスセルに照射した. ガラスセルおよび加熱機構の周囲には図 5.1(b) に示すようにレンズや波長板, 偏光子などの光学素子をモジュール本体に埋め込む形で配置した. レーザ光は光ファイバを介してモジュール内に導入し, モジュール内のレンズにより, ポンプ光は直径 18 mm, プローブ光は直径 8 mm に拡大してガラスセルに照射した. 式 (2.5) で表される磁気光学回転角は, ポンプ光とプローブ光の交差領域のプローブ光方向距離 l_{cross} に比例するため, 先行研究 [15] では直径 8 mm であったポンプ光を直径 18 mm に拡大することにより, 磁場応答信号強度を向上させた. 図 5.1(c) はモジュールの外観図を示しており, 断面は 83 mm × 95 mm で高さは 190 mm であった. 磁気信号に対して感度を有する 2 本のレーザ光の交差領域の中心からモジュール表面までの距離は 22 mm であった.

5.2.2 モジュール型 OPAM による MEG 計測系の構成

MEG 計測は前章の MCG 計測と同様, 図 4.2 に示したシールドファクタが 10^4 (at 1 Hz) の 3 層の磁気シールド内で行った. シールド内部には磁場調整用コイルや参照磁場印加用コイルを設置し, 被験者が横たわるための木製のベッドを配置した. ポンプレーザには Ti-Sapphire laser (Coherent Inc., MBR-110), プローブレーザには DFB レーザ (TOPTICA Photonics AG, DL DFB) を使用した. レーザやヒータ用電源, 受光回路付きの差動アンプは磁気シールド外に配置した. モジュール型 OPAM は被験者がベッド上に仰臥位で横たわった時, 後頭部直下にくるように図 5.2 の様に配置した. 計測の際に

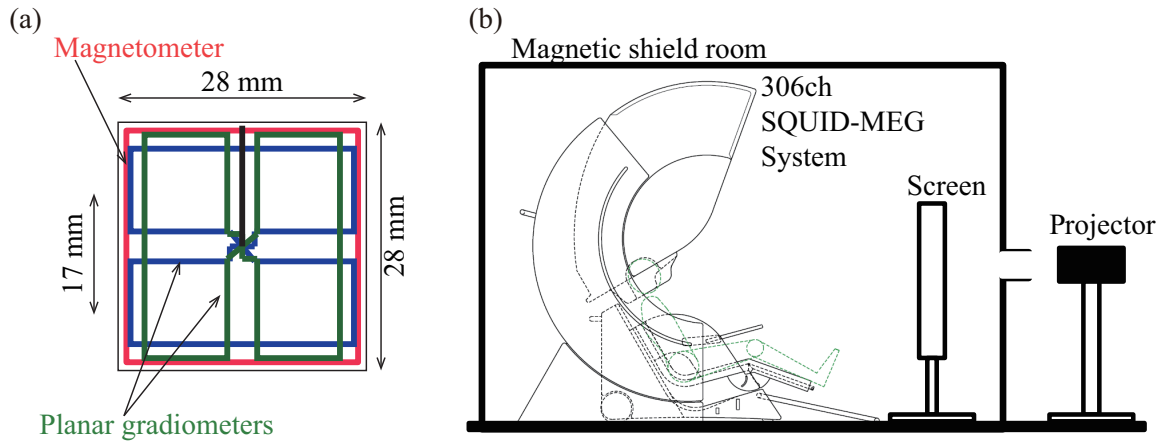


図 5.3 SQUIDMEG システムの構成. (a) ピックアップコイルの構造. (b)MEG 計測系の構成.

は、被験者がモジュール型 OPAM を不用意に動かすことを防ぐため、被験者とモジュール型 OPAM の間に厚さ 2 mm のアクリル板を挟んだ。また、プロジェクタでスクリーンを照射することで、磁気シールド内部を明るく照らした。被験者には非磁性のイヤホンを通じて音による合図や音刺激を提示した。

なお、モジュール型 OPAM は可搬性もあり取り外しも容易であるが、磁場調整用のコイルなどに可動性がないため、計測条件を変えないように、生体ファントム磁場やヒト MEG の計測の際には、ファントムを動かす、或いは被験者の位置や態勢を変えることで計測位置を変更した。

5.2.3 SQUID-MEG システム構成

比較対象である SQUID 磁気センサには、306ch の全頭型の SQUID-MEG システム (Elekta, Neuromag Vectorview™) を用いた。このシステムでは、 $28 \times 28 \text{ mm}^2$ のシリコンチップ上に蒸着された薄膜状のピックアップコイルが、102ヶ所の計測位置ごとに使用されている。各計測位置では、図 5.3(a) に示すように直交する 2 つの 8 の字型の平面グラジオメータとそれらを取り囲むようにマグネトメータが配置されており、それぞれのピックアップコイルが dc SQUID にフラックストランスフォーマとして接続されている。従って、このシステムは合計 102 チャンネルのマグネトメータと 204 チャンネルの平面グラジオメータを有している [17]。グラジオメータの 2 つの計測位置の距離 (8 の字の 2 つのループ間の距離) は、17 mm であった。また、グラジオメータ及びマグネトメータのそれぞれのコイルの実効的な面積は 540 及び 760 mm^2 であった。このシステムでは頭部表面の外後頭隆起点などの特徴点と Head Position Indicator (HPI) コイルの相対位置を事前に記録し、HPI コイルから生じる信号を SQUID センサで計測することで、SQUID センサと頭部の相対位置を計測することが可能である。モジュール型 OPAM の計測系と同様に、SQUID による MEG 計測においても図 5.3(b) に示す通りプロジェクタを用いて磁気シールド内部のスクリーンを照射して実験を行った。

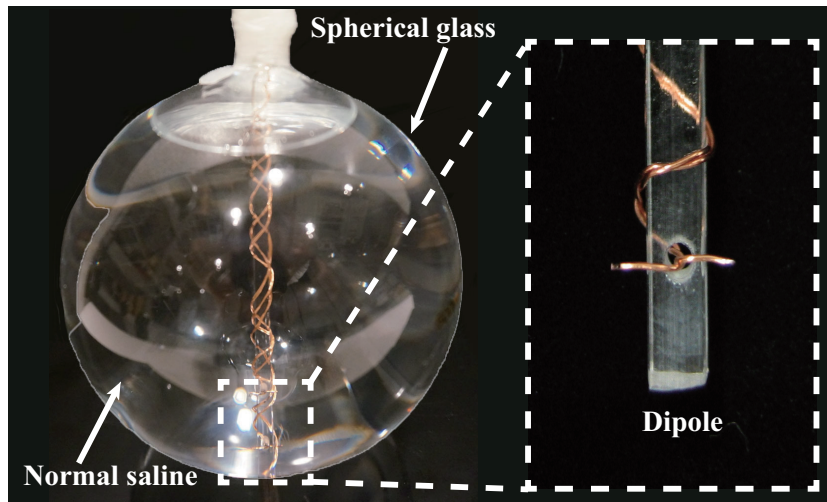


図 5.4 生体ファントム.

5.2.4 生体ファントム

生体ファントムは図 5.4 に示す生理食塩水を満たしたガラス球体内に、ダイポール電極を配置した形となっている。脳神経活動を表すダイポールに流れる電流と、導電性媒質である生理食塩水を流れる分布電流により、脳内の電気活動を再現する。生体ファントムの直径は 100 mm、ダイポール電極の長さは 6 mm とした。MEG で計測されやすい脳活動は頭部の表面に対して平行に流れる電流であるので、ダイポール電極は球体の底から 10 mm の位置に底に対して平行に配置した。なお、生体ファントムから発生する磁場は付録 A.3.1 に示す Sarvas の式 [18, 19] により求めることができ、田上ら [20] により SQUID および OPAM の計測結果と計算結果の比較により、その妥当性は検証されている。従って、本章ではこの生体ファントムにヒトの脳神経活動に近い大きさの電流を流し、その磁場を計測可能かどうか検証することで、モジュール型 OPAM がヒトの MEG を計測可能な性能を有していることを示す。

5.3 計測方法

本節では、生体ファントム磁場の計測及び、ヒト MEG 計測の方法について説明する。MEG といった場合、呈示された感覚刺激に伴い発生する ERF が一般的である。一方、MEG には ERF だけでなく自然に発生している α 波などの自発脳磁界も存在する。通常、自発脳磁界の方が ERF よりも磁場強度が大きいので、本章ではまず自発脳磁界の変化を計測した。その後、信号強度の弱い ERF 計測も行い、モジュール型 OPAM の MEG 計測用センサとしての有用性を示した。

本研究では、8~13 Hz 帯の自発脳磁界を計測対象とし、共鳴周波数は 10 Hz、ポンプ光及びプローブ光の波長は 770.1 及び 769.9 nm、ポンプ光及びプローブ光の強度は 3.34 及び 0.12 mW/cm² とした。

5.3.1 生体ファントム磁場の計測

生体ファントム磁場の計測では、まず脳神経活動よりも大きな電流を流し、その磁場分布を計測することで、磁場強度が最大となる計測点を決定した。ダイポール電極に流す電流は、振幅 $100 \mu\text{A}$ 、周波数 10 Hz の正弦波電流とした。図 5.2 の系において、電極が x 軸に平行に向くように配置し、ファントムはベッドの上を zx 平面 $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ の領域を 1 cm 間隔で動かし合計 121 点計測した。なお、使用したアクリル板やファントムの治具の厚みを含め、ダイポール電極からモジュール型 OPAM の計測領域の中心までの y 方向の距離は 35 mm であった。

磁場強度が最大となる計測点を見つけた後、ダイポール電極に流す電流値を $100 \mu\text{A}$ から $0.36 \mu\text{A}$ まで低下させ、発生した磁場を計測した。

5.3.2 開眼に伴う ERD 計測

本項では、MEG の中でも信号強度の強い $8 \sim 13 \text{ Hz}$ (α 波) の自発脳磁界を計測対象とする。何らかの感覚刺激が呈示された時、この自発脳磁界の振幅は減衰する。この現象は事象関連脱同期 (ERD) と呼ばれ、局所的な神経活動を反映することが知られている [17]。

本論文では、この ERD を生じさせる実験として、開眼閉眼実験を行った。被験者は 27 歳の健常男性とした。被験者を図 5.2 のように仰臥位で横たわせ、外後頭隆起点の直下にモジュールを配置した。開眼閉眼実験では、被験者には 4 s ごとに鳴るビーブ音の合図に従い、開眼、閉眼を交互に切り替えるように指示した。ビーブ音は合計 200 回繰り返し、100 回の開眼状態と 100 回の閉眼状態を生じさせた。

また、比較対象として、ビーブ音に関わらず常に閉眼状態を維持するように指示した常時閉眼実験も行った。常時閉眼実験では、ビーブ音は開眼閉眼実験と同様 200 回繰り返した。ビーブ音は非磁性のイヤホンを通じて被験者の右耳に呈示した。上記の 2 実験における MEG をサンプリングレート 500 Hz で計測し、各実験における計測時間はそれぞれ 800 s とした。

加えて、上記の 2 実験と同様の実験を図 5.3(b) に示した SQUID-MEG システムにおいても実施した。

5.3.3 聴覚刺激に対する ERF 計測

上記の全頭型 SQUID-MEG システムによる開眼・閉眼実験の計測過程において、合図として使用したビーブ音に対する ERF が聴覚野付近において観測されたことから、本項では、モジュール型 OPAM 及び SQUID-MEG システムにおいて、実験条件を揃えた上で、聴覚野付近での ERF 計測を改めて行った。

被験者は上記の実験と同様とし、左後側頭部付近がモジュール型 OPAM に接するよう左側臥位で配置した。計測位置は、開眼閉眼実験の合図音に対する聴覚野付近の活動が観測され、なおかつ、左後側頭部を OPAM に接触させる際に被験者に負担がかからない体勢となるよう決定した。音刺激は 800 Hz で持続時間 200 ms 、音圧 70 dB とし、 $2 \sim 3 \text{ s}$ 間隔で右耳に呈示した。サンプリングレート 500 Hz 、呈示回数は合計 100 回とした。同様の実験を SQUID-MEG システムでも実施した。

5.4 解析方法

本節では、計測したデータに対する解析方法について説明する。なお、OPAM の計測結果に対しては、前章の MCG 計測同様、事前に計測した周波数特性を用いて補正を行ったものとする。生体ファントムの磁場分布計測では、キャリブレーション後の波形の FFT スペクトルから 10 Hz の振幅を求め、電極に流した電流との位相差より正負を決定し、計測位置ごとに図示する。また、SQUID 計測結果において各計測位置における 2 つのグラジオメータの出力は、二乗和平方根 (Root Sum Square: RSS) 値を求めた上で以下のプロセスを行うものとする。

5.4.1 FFT 解析

まず、開眼閉眼実験結果に対し、FFT 解析を行い、開眼、閉眼の切替による MEG の変化を確認する。

1. 開眼・閉眼それぞれを指示するピープ音が呈示される時刻を 0 s とし、1~3 s を 1 試行として、計測結果を開眼 100 試行、閉眼 100 試行に分割。
2. 各試行で FFT スペクトルを算出。
3. 開眼、閉眼、それぞれで FFT スペクトルの加算平均値を算出。

なお、手順 1. では開眼、閉眼が完全に切り替わった状態を用いるため 1~3 s とした。

5.4.2 ERD 解析

ERD 解析では、計測結果に対して注目した周波数帯の信号強度の時間変化を計算する古典的な手法 [21] をベースに以下の解析を行った。

1. 8~13 Hz の活動に着目するため、8~13 Hz のバンドパスフィルタを適用。
2. 開眼を指示するピープ音が呈示される時刻を 0 s とし、-0.5~8 s を 1 試行として、合計 100 試行に分割。
3. 同一潜時における試行間の分散を計算。
4. 8~13 Hz の活動の振幅の変化に着目するため、4 Hz のローパスフィルタを適用。
5. -0.5~0 s までの値の平均値が 100 % となるように、分散値を標準化。

通常、自発脳磁界の活動は、呈示刺激に対して位相の同期性はないため、試行間での平均値はほぼ 0 になる。従って、手順 3. は振幅からパワー値へと変換した後、同一潜時において施行間での加算平均を得ることにほぼ等しい。上記の方法により、注目周波数帯 (8~13 Hz) の信号強度の ERD を観測する。

また、ピープ音に関わらず閉眼状態を維持する常時閉眼実験の結果に対しては、2. において奇数番目のピープ音呈示時刻を 0 s として、100 試行に分割した。

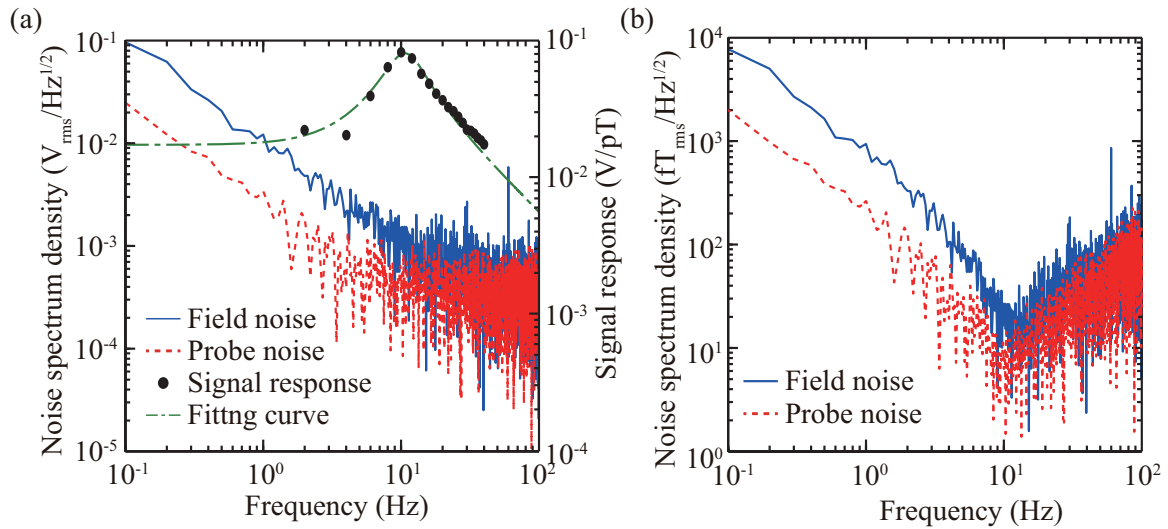


図 5.5 モジュール型 OPAM におけるノイズスペクトル密度. (a) 周波数特性補正前の磁場ノイズ及びプローブ光ノイズ, 周波数特性計測結果及びフィッティング曲線. (b) 周波数特性補正後の磁場ノイズ及びプローブ光ノイズ. 参考文献 [16] より転載.

5.4.3 ERF 解析

ERF 解析では ERD 解析とは逆に, 以下の様に試行間で単純な加算平均を取ることで, 自発脳磁界の影響を取り除き呈示刺激に対する反応を観測する.

1. 低周波の揺らぎや電源ノイズを取り除くため, 0.1~50 Hz のバンドパスフィルタを適用.
2. 音刺激が呈示される時刻を 0 s とし, -0.5~1.5 s を 1 試行として, 合計 100 試行に分割.
3. 同一潜時における試行間の加算平均を算出.
4. 加算平均で生じた揺らぎを取り除くため, 0.5~40 Hz のバンドパスフィルタを適用.
5. -0.5~0 s までの値の平均値が 0 になるように, 基線を調整.

上記の方法により, 呈示刺激に対して位相が同期して生じる ERF の時間変化を観測する.

5.5 計測結果

まず初めに, モジュール型 OPAM の最小検出限界を示す. 図 5.5(a) にはモジュール型 OPAM で計測した磁場ノイズとプローブ光ノイズのスペクトル密度及び, 計測した周波数特性とそのフィッティング曲線, 図 5.5(b) には周波数特性を基に補正したノイズスペクトル密度を示す. フィッティングの結果, 磁気共鳴線の半値半幅 Δf は 3.5 Hz, 共鳴周波数 f_0 は 9.2 Hz であった. なお, ERF 解析では, 0.5~40

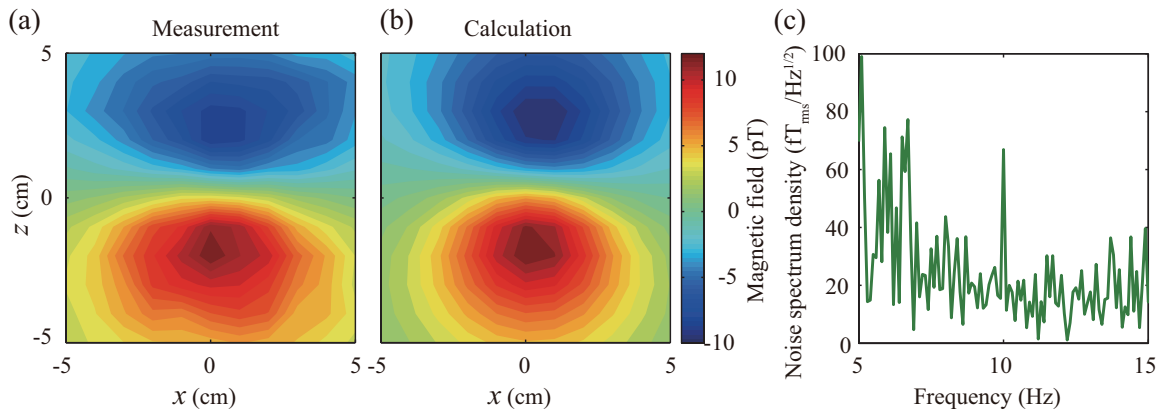


図 5.6 生体ファントム磁場計測結果. (a) 磁場分布計測結果 (100 μA). (b) 磁場分布計算結果 (100 μA). (c) 微小電流印加時の計測磁場スペクトル ($x=0$ cm, $z=2$ cm, 0.36 μA).

Hz まで観測しているが、顕著な特徴は 10 Hz 付近に存在し、ERD 解析でも 8~13 Hz 帯を対象としているため、10 Hz 付近の磁場応答信号強度を優先した動作条件設定を行った。図 5.5(b) に示す通り、10 Hz 以下の領域では、磁場ノイズがプローブ光ノイズを大きく上回っており、環境磁場ノイズが支配的である。10 Hz における磁場ノイズの最小検出限界は $21 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 、一方、プローブ光を磁場単位に補正した等価磁場ノイズは $8 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ であった。ヒト MEG の信号強度は数十~数百 fT 程度とされていることから、 $21 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ という最小検出限界は MEG 計測可能な値である。

5.5.1 生体ファントム磁場の計測

上述した最小検出限界はヒトの MEG を計測するのに十分な値であるといえるが、実際には被験者や信号源とセンサ間の距離によって MEG 計測が可能かどうか決定される。そこで、生体ファントム磁場の計測を行い、モジュール型 OPAM の性能を評価した。図 5.6(a), 5.6(b) は電流ダイポールに周波数 10 Hz, 振幅 100 μA の電流を流した時の磁場分布計測結果及び Sarvas の式で計算した計算結果を示している。図 5.6(a), 5.6(b) は大きさ、磁場分布ともによく一致しており、付録 A.3.2 に示す計測点と計算結果の一致度を表す g 値 (goodness of fit value) も 96% 以上となった。

図 5.6(a) の分布より、磁場強度が強い位置は $x=0$ cm, $z=2$ cm 付近であった。そこで、その点においてダイポール電極に流す電流値を 100 μA から低下させながら磁場を計測したところ、0.36 μA において、図 5.6(c) のようなスペクトルが得られた。10 Hz における信号対雑音比 (Signal to Noise Ratio: SNR) は 2.8 であり、ノイズに対して約 3 倍の大きさの磁場信号を検出したことから、0.36 μA の電流を流した場合の磁場を計測することが可能な性能を有しているといえる。この時、電極の長さが 6 mm であるため、ダイポールモーメントは 2.16 nAm である。脳神経活動におけるダイポールモーメント [22] は

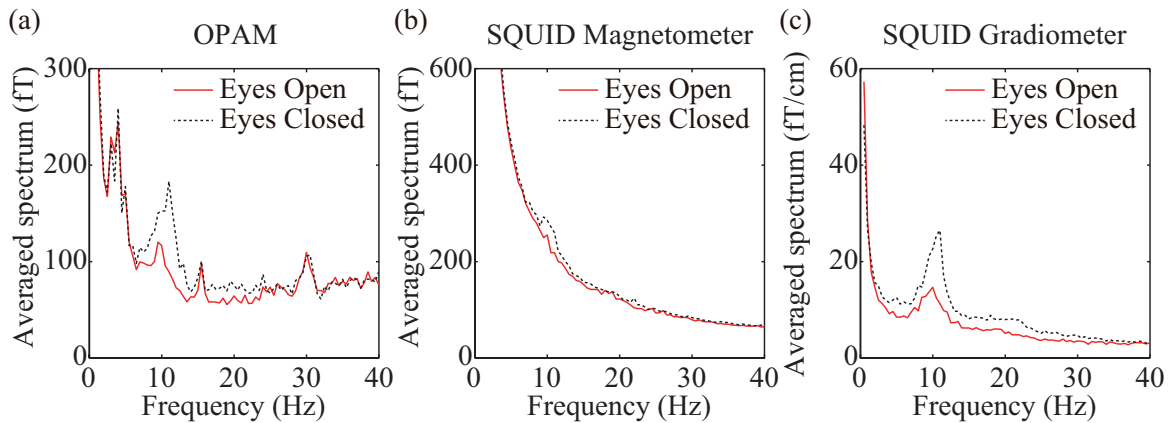


図 5.7 開眼・閉眼時における FFT スペクトル. (a)OPAM 計測結果. (b)SQUID マグネトメータ計測結果. (c)SQUID グラジオメータ計測結果 (RSS 値).

弱いもので 2~5 nAm, 強いものでは 10~50 nAm とされていることから, 図 5.6(c) の磁場を計測可能なモジュール型 OPAM は脳神経活動から生じる磁場も計測可能であるといえる.

5.5.2 開眼に伴う ERD 計測

本項では, 開眼閉眼実験及び, 常時閉眼実験の解析結果について説明する.

FFT 解析結果

はじめに開眼閉眼実験において 5.4.1 項で示した FFT 解析を行った結果を図 5.7 に示す. OPAM を頭部表面の特徴点である外後頭隆起点の直下に配置したことから, SQUID では 102 ヶ所の計測位置の内, 最も外後頭突起に近い位置での結果を表示している. 図 5.7(a) に示す OPAM の計測結果では, 開眼時における 8-13 Hz の α 波帯の信号強度が, 閉眼時よりも大きく低下していることがわかる. 図 5.7(b) に示す SQUID のマグネトメータでは, そもそも OPAM と構造が異なるため, 図 5.7(a) の OPAM に比べると信号強度が大きく, 低周波での $1/f$ のノイズも増えているが, 開眼時における α 波帯の信号強度が, 閉眼時よりも低いといった特徴は OPAM と同様に確認できる. 図 5.7(c) に示す SQUID のグラジオメータでは, 図 5.7(b) の SQUID マグネトメータに比べ低周波のノイズが大きく低下している. SQUID のグラジオメータは図 5.3(a) の 8 の字の 2 つのループそれぞれで捉える磁場の差を出力するため単位そのものが異なるが, 開眼時における α 波帯の信号強度の低下も顕著に確認することができる.

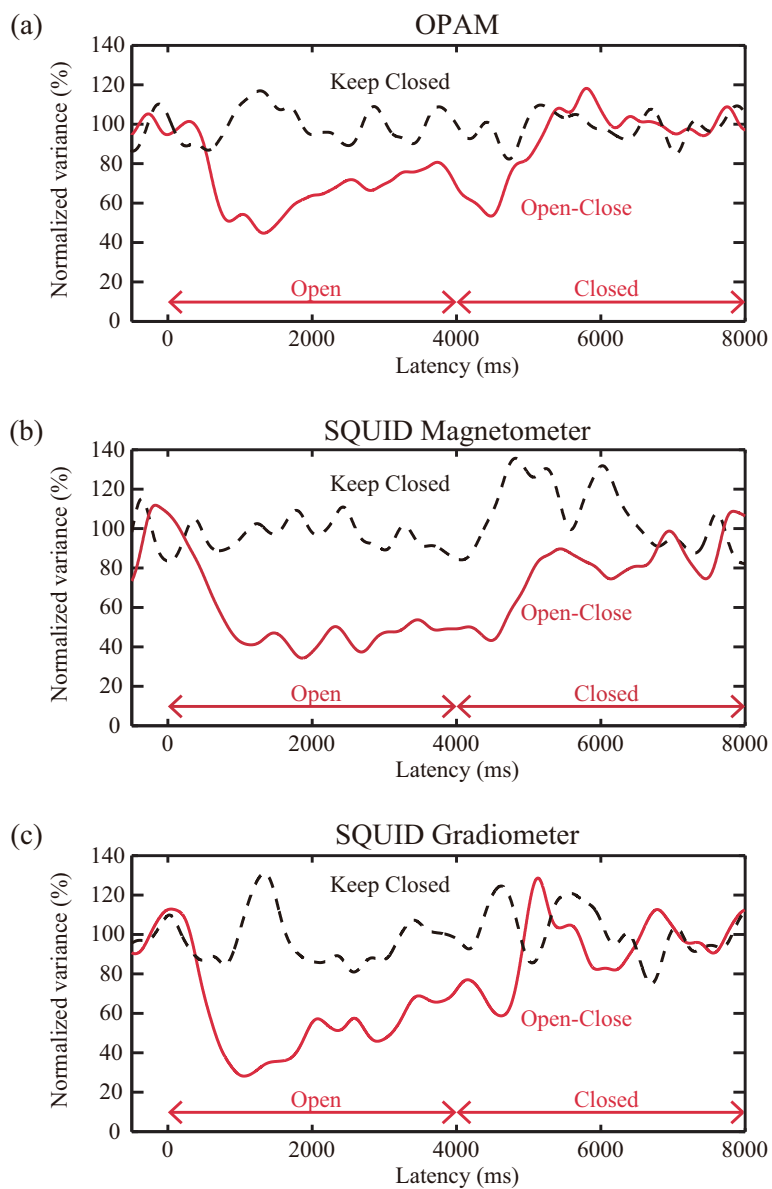


図 5.8 ERD 解析結果. (a)OPAM 計測結果. (b)SQUID マグネトメータ計測結果. (c)SQUID グラジオメータ計測結果 (RSS 値). 参考文献 [16] より転載.

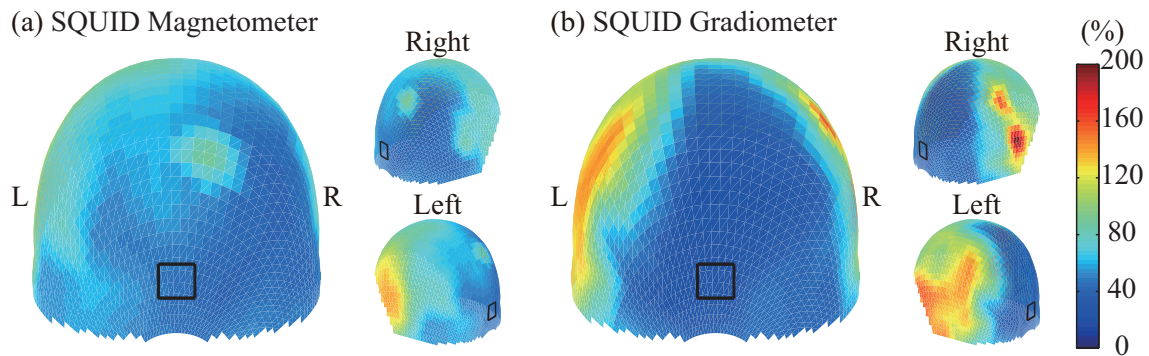


図 5.9 ERD トポグラフィ. (a)SQUID マグネトメータで得られたトポグラフィ (開眼閉眼実験, 1000 ms). (b)SQUID グラジオメータで得られたトポグラフィ (開眼閉眼実験, 1000 ms). 四角: OPAM 計測位置. 参考文献より [16] 転載.

ERD 解析結果

続いて, 5.4.2 項で示した α 波帯の ERD 解析を行った結果を述べる. 開眼閉眼実験及び常時閉眼実験における標準化した分散値の変化を図 5.8 に示す. 図 5.8(a) は OPAM, 図 5.8(b) は SQUID マグネトメータ, 図 5.8(c) は SQUID グラジオメータの結果を示している. 図 5.8(a)~5.8(c) に示すように, 常時閉眼実験の場合, 分散値はいずれのセンサにおいても 100% 付近を維持している. 一方, 図 5.8(a) の OPAM の結果が示す通り, 開眼閉眼実験では, 開眼後の 1000 ms 付近で分散値は大きく減衰している. その後, 閉眼後の 5000 ms 付近で再び 100% にまで回復している. このような 1000 ms 付近の急激な減衰と 5000 ms 付近の回復傾向は, 図 5.8(b), 5.8(c) の SQUID マグネトメータ及びグラジオメータでも観測された.

これらの α 波帯の減衰は, 開眼という事象に伴う ERD であり, 視覚野から生じていると推測される. そのことを確認するため, 全頭型の SQUID-MEG システムの残りのチャンネルの結果と共に, トポグラフィ表示したものを図 5.9(a), 5.9(b) に示す. 図 5.9(a) はマグネトメータ, 図 5.9(b) はグラジオメータにより得られたトポグラフィであり, 1000 ms における結果を示している. トポグラフィ内の四角は, OPAM の計測位置と最も近い SQUID のチャンネル位置である. 図 5.9(a), 5.9(b) いずれも 40% まで減衰する ERD が視覚野のある後頭葉を中心に生じていることが確認でき, SQUID で観測した ERD は視覚野由来であると言える. 従って, 図 5.8(a)~5.8(c) の波形の類似性を踏まえると, OPAM において観測された ERD も視覚野のある後頭葉を中心に生じたといえる.

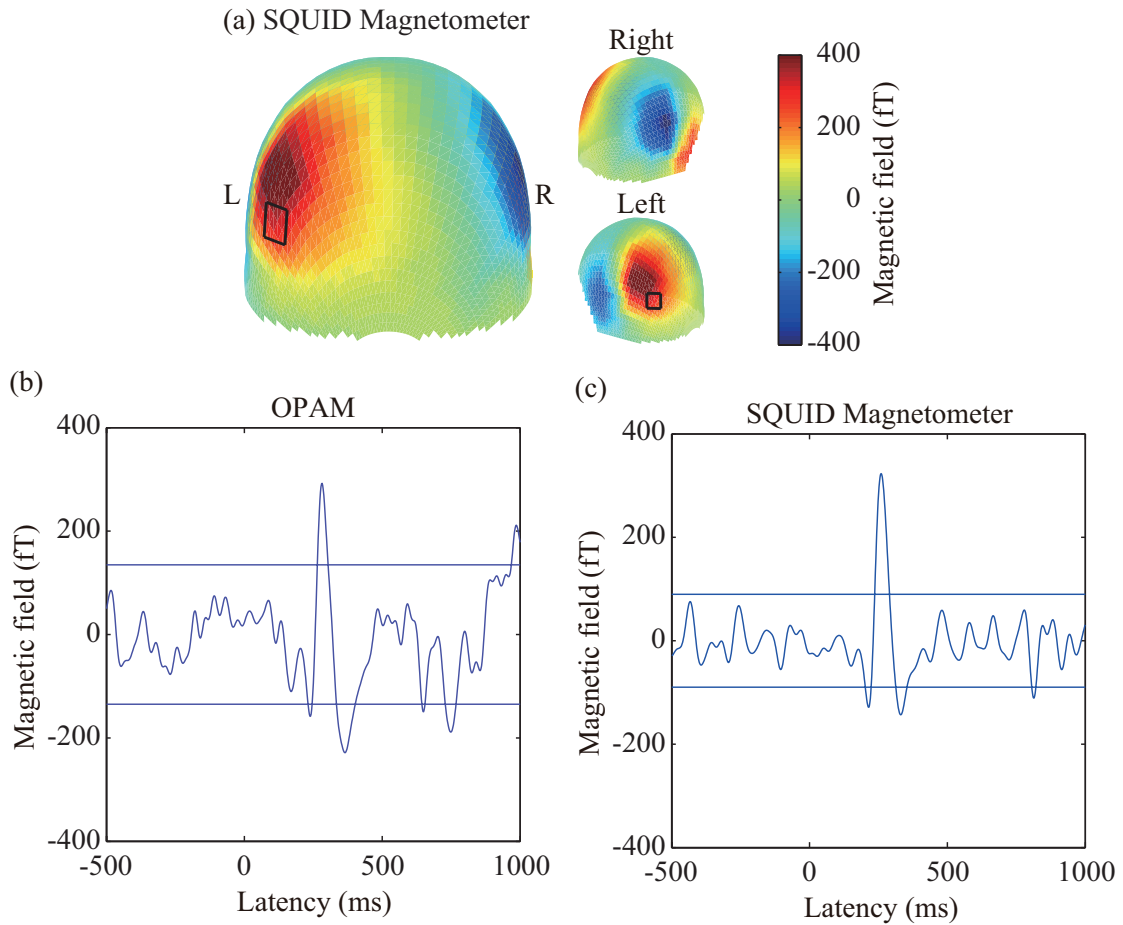


図 5.10 聴覚刺激に対する ERF. (a)SQUID マグネトメータで得られたトポグラフィ (260 ms) 及び OPAM 計測位置 (四角). (b)OPAM 計測結果. (c)SQUID マグネトメータ計測結果.

5.5.3 聴覚刺激に対する ERF 計測

聴覚刺激に対する MEG では OPAM 及び SQUID マグネトメータによる計測結果に対して, 5.4.3 項で示した ERF 解析を行った.

図 5.10(a) は, SQUID マグネトメータでピークが観測された 260 ms におけるトポグラフィを示している. トポグラフィ内の四角は, OPAM の計測位置と最も近い SQUID のチャンネル位置である. 図 5.10(a) では, 聴覚野のある側頭葉を中心に湧き出し吸い込みが両側でそれぞれ確認される. 図 5.10(b), 5.10(c) には, OPAM 及び SQUID マグネトメータの ERF 波形を示す. 図 5.10 には, $-0.5 \sim 0$ s までの値の標準偏差 SD の 3 倍の値 $\pm 3SD$ のラインも示しており, これらのラインを超える特徴は統計的に有意である. 図 5.10(b) の OPAM の結果は多少ノイズの影響が大きく, SD の値も SQUID に比べ増加し

ている。有意な特徴として OPAM では 280 ms, SQUID マグネトメータでは 260 ms に 300 fT 程度のピークが観測され, その前後のマイナス側へのピークも OPAM, SQUID の両方で観測された。

これらのピークの潜時の差に関しては, 被験者に聞こえる音の大きさの違いが考えられる。通常, 感覚刺激において刺激の大きさが小さくなると, それに対応する反応の潜時は長くなる [23]。刺激としてイヤホンから生じる音圧は OPAM, SQUID とともに同一となるように設定したが, OPAM では右耳にイヤホンをつけ左側臥位となることで, 右耳の周囲には何も無い状態である。一方, 図 5.3 の SQUID ではセンサが配置されたヘルメットで耳まで覆うため, 音や空気の逃げ場がなく, OPAM よりも聞こえる音刺激が強くなった可能性がある。その場合, SQUID で観測される潜時は OPAM よりも短くなると考えられ, 計測した結果は妥当であるといえる。

5.6 検討

生体磁気計測用のモジュール型 OPAM は非常に高い感度を有し, 生体ファントムを用いた脳神経活動を模した電流から生じる磁場の計測では, ダイポールモーメントが 2.16 nAm と微弱な脳神経活動を想定した場合の磁場も計測することが可能であった。

上記の結果は, 生体ファントムにおいて底から 10 mm に設置したダイポール電極が, 35 mm 離れたセンシング領域に磁場を発生する場合である。脳神経活動が生じる深さは活動する部位により様々であるが, 頭皮から後頭の視覚野までの深さは 40 mm 前後である [24]。仮に脳神経活動が生じた深さ (生体ファントムの底からダイポールまでの距離) が 45 mm になった場合, センシング領域までの距離は 70 mm となる。磁場信号強度は距離の二乗に反比例するので, 同一の磁場強度を計測位置に発生するために必要なダイポールモーメントは 8.64 nAm である。この値は, 上述した脳神経活動におけるダイポールモーメントの範囲内である。よって, モジュール型 OPAM は実際に脳神経活動によって生じる磁場を計測可能な性能を有しているといえる。

図 5.8 では, 開眼による 1000 ms の急激な減衰の ERD と閉眼による 5000 ms の回復傾向をいずれのセンサでも確認できたため, OPAM で計測した結果が妥当であると考えられる。しかしながら, より詳細に波形を観察した場合, OPAM と SQUID-MEG システムで計測された ERD 波形に若干の違いが確認できる。1000 ms での減衰後, 開眼状態において図 5.8(a) の OPAM では分散値は 50% から 80% 程度まで徐々に回復している。その後, 100% に回復する前に 4000 ms での 2 回目のビーブ音後に僅かながら減少している。これらの特徴は, 図 5.8(b) に示す SQUID のマグネトメータでは観測されなかったが, 図 5.8(c) の SQUID グラジオメータでは確認することができた。

OPAM で使用しているレーザ光の直径や, アクリル板の厚みなどを考慮すると, センサの直上にあった被験者の外後頭隆起点からセンシング領域までの距離は 20~28 mm であった。一方, SQUID-MEG システムのヘルメットと被験者の頭には, ギャップがあるため, 外後頭隆起点から最も近いチャンネルの中心までの距離は 28 mm, 最短距離で 26 mm であった。また, SQUID のセンシング領域の断面積が 28 mm × 28 mm であるのに対し, モジュール型 OPAM では 18 mm × 8 mm であった。SQUID で使用した HPI コイルの情報, ピックアップコイルと OPAM の構造及び位置関係を外後頭隆起点 (Inion) と共

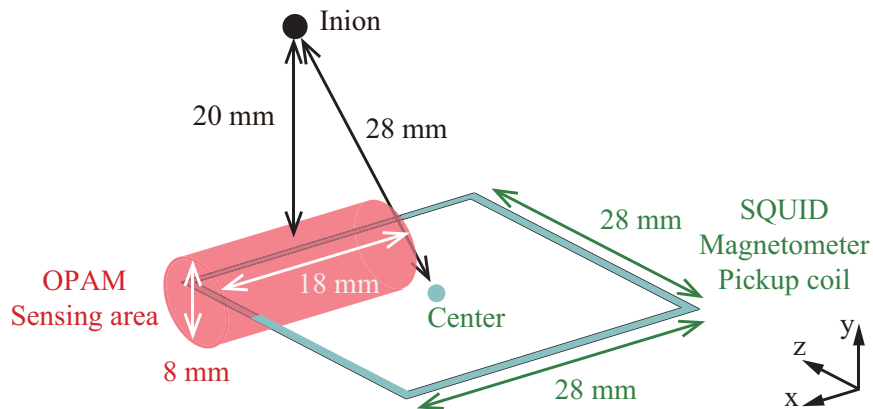


図 5.11 後頭部における OPAM, SQUID ピックアップコイル配置及び外後頭隆起点 (Inion) との相対位置。

に図示すると図 5.11 のようになる。

脳活動の信号源の位置や方向にも依存するが、図 5.11 の配置ではモジュール型 OPAM よりも SQUID-MEG システムのセンサのセンシング領域の方が信号源に対して遠いため、SQUID で計測される信号強度が OPAM よりも小さくなり、波形の差が生じた可能性がまず考えられる。

また、センサの構造の違いが波形の差を生じた可能性も考えられる。SQUID グラジオメータでは環境磁場ノイズを取り除くことができるが、ベースラインが 17 mm と短いため、ピックアップコイルの直上の浅い領域にある信号源からの局所的な信号変化は捉えやすい。一方、SQUID マグネトメータは、深い領域の信号源からの信号も検出できる反面、ピックアップコイルの直上の信号源の活動を検出しにくいといった特徴がある。OPAM もマグネトメータ型ではあるが、図 5.11 の zx 方向の断面積は SQUID の方が大きく、SQUID マグネトメータは OPAM よりも広い領域からの信号を計測し得る。また、OPAM と SQUID の計測位置の中心は一致していないため、OPAM と SQUID マグネトメータでは活動を捉えやすい信号源が異なる。

以上の点より、図 5.8(a) や 5.8(c) で観測された開眼中の回復傾向に関わる信号源が SQUID マグネトメータの直上付近にあった場合、SQUID マグネトメータでは広くかつ深い領域からの信号やノイズに覆われ、検出されなかったのではないかと考えられる。

図 5.10 に示した聴覚 ERF の場合、SQUID マグネトメータと頭部表面までの距離は 24 mm であり、図 5.11 の後頭部付近における頭部との距離と異なる。SQUID では液体ヘリウムのデューワーがあるため、頭部のヘルメットの形状に可変性や柔軟性はなく、被験者の頭の形状によってはセンサに十分近づけないといった問題がある。本研究で観測した例としては、ERF を観測した側頭付近に比べ、ERD を観測した後頭付近の方が頭部との距離が長いことから、頭部とヘルメットにギャップがあったといえる。このようなセンサ配置の柔軟性のなさも SQUID-MEG システムの問題点であるといえる。

一方、本研究で使用したモジュール型 OPAM は単一チャンネルであるため被験者に対して確実に接触させることが可能であったが、将来的に多チャンネル化が実現された場合でも、SQUID のデューワーのような構造上の制限がないため、被験者に合わせてセンサ位置を微調整することも可能である。このようなセンサ配置の柔軟性も OPAM のメリットである。

5.7 まとめ

本章では、生体磁気計測用モジュール型 OPAM を用いて、MEG 計測を実施した。モジュール型 OPAM は α 波帯付近の磁場応答信号強度を優先した動作条件の設定により、 $21 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ という最小検出限界を達成した。また、生体ファントム磁場の計測により、モジュール型 OPAM が構造的にもヒトの MEG を計測可能であることを示した。その上で、ヒト MEG 計測を実施し、開閉眼切替に伴う ERD や聴覚刺激に対する ERF を観測した。加えて、SQUID-MEG システムによる計測結果と比較することで、センサ構造の違いからくる計測結果の差異も含めた妥当性を検証した。モジュール型 OPAM は MEG 計測において既存の SQUID-MEG システムに劣らない高い性能を有していることを示し、OPAM の将来的な多チャンネル配置における柔軟性など SQUID に対する OPAM の利点を示唆することが出来た。

参考文献

- [1] H. Xia, A. B. A. Baranga, D. Hoffman, and M. V. Romalis, Magnetoencephalography with an atomic magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 89, No. 21, 211104, 2006.
- [2] K. Kim, S. Begus, H. Xia, S. K. Lee, V. Jazbinsek, Z. Trontelj, and M. V. Romalis, Multi-channel atomic magnetometer for magnetoencephalography: A configuration study, *Neuroimage*, Vol. 89, pp. 143–151, 2014.
- [3] P. D. D. Schwindt, B. Lindseth, S. Knappe, V. Shah, J. Kitching, and L.-A. Liew, Chip-scale atomic magnetometer with improved sensitivity by use of the M_x technique, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 90, No. 8, 081102, 2007.
- [4] V. Shah, S. Knappe, P.D.D. Schwindt, and J. Kitching, Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell, *Nat. Photonics*, Vol. 1, No. 11, pp. 649–652, 2007.
- [5] J. Preusser, S. Knappe, J. Kitching, and V. Gerginov, A microfabricated photonic magnetometer, *Proceedings of Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International*, pp. 1180–1182. IEEE, 2009.
- [6] C. Johnson, P. D. D. Schwindt, and M. Weisend, Magnetoencephalography with a two-color pump-probe, fiber-coupled atomic magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, No. 24, 243703, 2010.
- [7] T. H. Sander, J. Preusser, R. Mhaskar, J. Kitching, L. Trahms, and S. Knappe, Magnetoencephalography with a chip-scale atomic magnetometer, *Biomed. Opt. Express*, Vol. 3, No. 5, pp. 981–990, 2012.
- [8] R. Mhaskar, S. Knappe, and J. Kitching, A low-power, high-sensitivity micromachined optical magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 101, No. 24, 241105, 2012.
- [9] V. K. Shah and R. T. Wakai, A compact, high performance atomic magnetometer for biomedical applications, *Phys. Med. Biol.*, Vol. 58, No. 22, pp. 8153–8161, 2013.
- [10] G. Lembke, S. N. Ern e, H. Nowak, B. Menhorn, and A. Pasquarelli, Optical multichannel room temperature magnetic field imaging system for clinical application, *Biomed. Opt. Express*, Vol. 5, No. 3, pp. 876–881, 2014.
- [11] S. Knappe, T. H. Sander, O. Kosch, F. Wiekhorst, J. Kitching, and L. Trahms, Cross-validation of microfabricated atomic magnetometers with superconducting quantum interference devices for biomagnetic applications, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, No. 13, 133703, 2010.
- [12] R. Wyllie, M. Kauer, R. T. Wakai, and T. G. Walker, Optical magnetometer array for fetal magnetocardiography, *Opt. Lett.*, Vol. 37, No. 12, pp. 2247–2249, 2012.
- [13] D. Sheng, S. Li, N. Dural, and M. V. Romalis, Subfemtotesla scalar atomic magnetometry using multipass cells, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 110, 160802, 2013.

-
- [14] I. K. Kominis, T. W. Kornack, J. C. Allred, and M. V. Romalis, A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer, *Nature*, Vol. 422, No. 6932, pp. 596–599, 2003.
- [15] K. Okano, A. Terao, K. Ban, S. Ichihara, N. Mizutani, and T. Kobayashi, Development of high-sensitivity portable optically pumped atomic magnetometer with orthogonal pump and probe laser beams, *Proceedings of Sensors, 2012 IEEE*, pp. 1–4, 2012.
- [16] K. Kamada, D. Sato, Y. Ito, H. Natsukawa, K. Okano, N. Mizutani, and T. Kobayashi, Human magnetoencephalogram measurements using a newly developed compact module of high-sensitivity atomic magnetometer, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 54, No. 2, 026601, 2015.
- [17] P. C. Hansen, M. L. Kringelbach, and R. Salmelin, *MEG: An introduction to methods*, Oxford University Press, 2010.
- [18] M. Hämäläinen, R. Hari, R.J. Ilmoniemi, J. Knuutila, and O. V. Lounasmaa, Magnetoencephalography: theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 65, No. 2, pp. 413–497, 1993.
- [19] J. Sarvas, Basic mathematical and electromagnetic concepts of the biomagnetic inverse problem, *Phys. Med. Biol.*, Vol. 32, No. 1, pp. 11–22, 1987.
- [20] S. Taue, Y. Sugihara, T. Kobayashi, S. Ichihara, K. Ishikawa, and N. Mizutani, Development of a highly sensitive optically pumped atomic magnetometer for biomagnetic field measurements: A phantom study, *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 46, No. 9, pp. 3635–3638, 2010.
- [21] G. Pfurtscheller and F. H. Lopes da Silva, Event-related EEG/MEG synchronization and desynchronization: basic principles, *Clin. Neurophysiol.*, Vol. 110, No. 11, pp. 1842–1857, 1999.
- [22] 原宏, 栗城真也, 脳磁気科学 - SQUID 計測と医学応用, オーム社, 1997.
- [23] T. W. Picton, S. A. Hillyard, H. I. Krausz, and R. Galambos, Human auditory evoked potentials. I: Evaluation of components, *Electroencephalogr. Clin. Neurophysiol.*, Vol. 36, No. 0, pp. 179–190, 1974.
- [24] J. Talairach and P. Tournoux, *Co-Planar Stereotaxic Atlas of the Human Brain: 3-Dimensional Proportional System : An Approach to Cerebral Imaging (Thieme Classics)*, George Thieme Verlag, 1988.

6 高感度化に向けた検討

6.1 はじめに

SERF 条件で動作する OPAM は理論上 $10 \text{ aT/Hz}^{1/2}$ の最小検出限界を達成し得る非常に高感度なセンサである [1]。OPAM では光を介して磁場を捉えるため、最終的な最小検出限界はレーザ光の受光の際の光子ショットノイズによって決定されるとされている。しかしながら、実際にセンサを構成した場合、レーザ自身の強度揺らぎや波長の不安定性に起因するノイズ、アルカリ金属原子の気化に使用する加熱機構によりレーザ光の光路上に生じる揺らぎ、レーザ光の光学系や受光部によって生じるノイズなど、感度を制約する要因は様々ある。また、上述したノイズを低減し、OPAM の特性を把握して磁場応答信号強度を高めることで、センサシステム自体の検出限界を改善した場合であっても、実際の計測環境では環境磁場ノイズも存在するため、微弱な生体磁気信号の計測には環境磁場ノイズを低減させる方法の検討も必要となる。

環境磁場ノイズの低減には高いシールドファクタを持った磁気シールドの使用が考えられるが、本研究では既に高性能な磁気シールドを使用しており、更なるシールドはその分システム全体が高額となるため実用的な方法ではない。もう一つの環境磁場ノイズ低減方法として、SQUID に用いられているようなグラジオメータ構成が考えられる。

一次微分型のグラジオメータでは 2 ヶ所の計測位置で磁場を捉え、その差動計測を行う。環境磁場ノイズのノイズ源が十分遠方にあると仮定されるとき、2 ヶ所の磁場ノイズはほぼ同一であるとみなされるため、差動出力を得ることで環境磁場ノイズの影響を軽減することができる。差動計測により計測対象から生じる磁気信号自体も減少してしまうが、磁気信号の大きさは信号源からの距離の二乗に反比例するため、2 ヶ所の計測位置が計測対象の近傍にある場合、信号成分はある程度残存し、結果的に信号対雑音比 (SNR) が向上する。通常、一次微分型の軸型グラジオメータにおいては、信号源から計測位置までの距離に対し、2 ヶ所の計測位置の距離 (ベースライン) が長い時、SNR の向上が見込まれる [2,3]。また、一次微分型の出力同士の差分を取り、空間的に勾配を持った環境磁場ノイズの影響を低減させる二次微分型など、差分を繰り返すことで空間的に不均一な環境磁場ノイズを取り除く高次のグラジオメータも考えられている。

SQUID では磁束の捕捉はピックアップコイルにより行われるため、図 6.1 に示すようにピックアップコイルの形状を変えることでグラジオメータが実現される。図 6.1 には、通常のマグネトメータ型に加え、2 ヶ所の計測位置が捕捉する磁場の方向と一致している一次微分の軸型グラジオメータや二次微分の軸型グラジオメータ、2 ヶ所の計測位置が捕捉する磁場の方向と垂直な平面型グラジオメータ用のピックアップコイルを示している。前章で MEG 計測に利用した全頭型 SQUID-MEG システムでは、図 5.3(a)

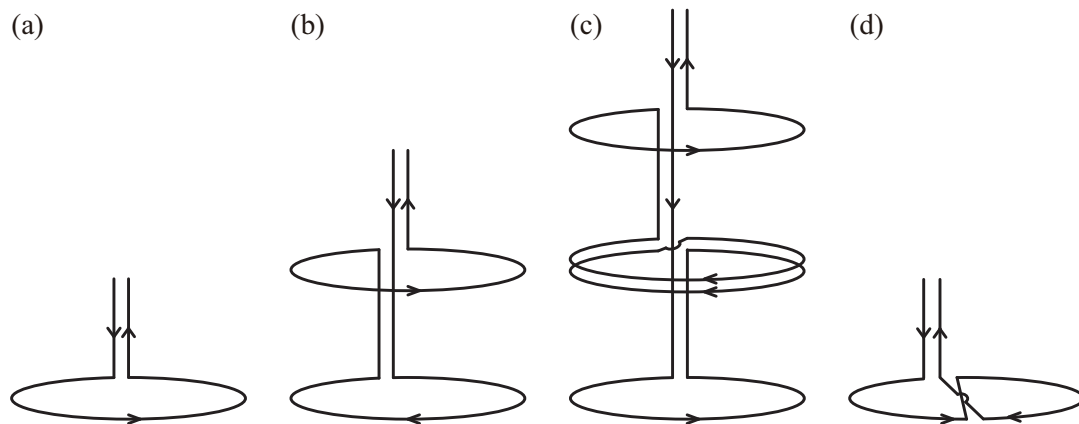


図 6.1 ピックアップコイルの種類. (a) マグネトメータ. (b) 一次微分軸型グラジオメータ. (c) 二次微分軸型グラジオメータ. (d) 平面型グラジオメータ.

のような形状の平面型グラジオメータピックアップコイルが使用されている [4].

OPAM においてグラジオメータを構成する方法としては、個々のセンサを小型化し複数配置する方法が考えられる. 小型化が容易な一軸型のモジュール型 OPAM を用いたグラジオメータ計測では, Shah ら [5] により感度の向上が示されている. ポンプ・プローブ型の場合, Wyllie ら [6] による胎児の MCG 計測において, 信号強度の大きい母体の MCG を取り除く方法として 4 つの OPAM を使用したグラジオメータ構成も利用されているが, 感度の向上に関しては言及されていない.

OPAM においてグラジオメータを構成する別の方法としては, フォトダイオードアレイを用いてガラスセル内においてセンシング領域を複数構成する方法がある. 1 つのガラスセル内に複数センサを構成する方法は, 原子密度やバッファガス圧などが各センサ領域で同一であるため, センサ特性を揃えやすいという利点がある. この方法により, Kominis ら [1] や Xia ら [7] はポンプ・プローブ型の OPAM による軸型グラジオメータを構成し, Johnson ら [8] は一軸 2 色型 OPAM による平面グラジオメータも実装した. 上記の報告ではグラジオメータ構成により感度が向上することが示されている. しかしながら, 前者のポンプ・プローブ型 OPAM の軸型グラジオメータではベースラインが mm オーダーと極めて短く, 差分出力において環境磁場ノイズと共に信号成分も大きく減衰することが予想されるが, SNR の変化については言及されていない.

以上より, 本章前半では前章までの生体磁気計測に必要な感度を達成するために実施した, システムノイズ低減方法について説明する. システムノイズの低減では, プローブ光の照射方法や加熱機構周辺で生じるノイズに関して検討した. 本章後半では, システムノイズ低減により顕在化した環境磁場ノイズ低減方法として, OPAM のグラジオメータ構成に関して説明する. 本研究では一辺 50 mm のガラスセル内にベースラインが 30 mm のグラジオメータを構成する. また, 上述した構成や先行研究におけるグラジオメータ構成は, あくまで複数位置の個々の出力から差動アンプ或いはオフライン上で差動出力を得る差動計測であり, 図 6.1 のピックアップコイルの様に磁場の差が直接出力に反映されるグラジオメータとは

厳密には異なる．そこで，本研究では 2 つの計測位置の磁場の差を直接磁気光学回転角に反映する光学的なグラジオメータを新たに構成し [9]，従来のグラジオメータと共に感度及び SNR 向上効果を示す．

6.2 高感度化に向けたシステムノイズの低減

OPAM システムの開発は図 4.2 の内寸 $900 \times 900 \times 1700 \text{ mm}^3$ でシールドファクタが 10^4 (at 1 Hz) の 3 層磁気シールドを用いて行った．磁気シールド外で温めた空気を加熱機構内で循環させる温風加熱方式を採用し，ポンプレーザには Ti-Sapphire laser (Coherent Inc., MBR-110)，プローブレーザには外部共振器付き半導体レーザ (Sacher Lasertechnik, Lion) を使用した．図 6.2 は上記の系におけるノイズスペクトル密度を示している．アルカリ金属原子セルには一辺 3 cm の立方体ガラスセルを使用し，共鳴周波数は 10 Hz，プローブ光が直径 10 mm，強度 1 mW，波長 770.03 nm で，ポンプ光は 0.57 mW/cm^2 でセル全体を照射した．この条件下での 10 Hz における図 6.2 の磁場ノイズは $455 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ と非常に悪く，プローブ光ノイズとほぼ同一レベルであることから，プローブ光ノイズにより最小検出限界が制限されているといえる．この値では MEG 計測はほぼ不可能であるといえる．

そこで，以下に高感度化に向けたシステムノイズの低減方法について述べる．ノイズの低減方法としては，ノイズの少ない周波数での変調と，ノイズ源の除去に関して検討を行った．OPAM のノイズ源として考えられるものは，システム全体の振動，ポンプ光，プローブ光の揺らぎ，加熱機構からのノイズ，受光部でのノイズが挙げられる．振動に関しては除振台を使用することで出来る限りその影響を取り除いている．また，ポンプ光のノイズに関しても，アルカリ金属原子の光ポンピングを介すため，直接ポンプ光のノイズが影響することは少ないと考え，それら以外のノイズに関して検討した．

6.2.1 変調によるノイズの低減

図 6.2 のように磁場ノイズ以外のノイズが支配的である場合には，動作条件の最適化による磁場応答信号強度の向上と，ノイズの少ない周波数での変調及びロックイン検出により，ノイズを低減する方法が考えられる．動作条件の最適化では，プローブ光波長を 770.03 nm から 770.00 nm に離調させ，ポンプ光強度を 0.42 mW/cm^2 に変更した．変調を行う場合，ポッケルス効果を生じる電気光学変調器 (Electro-Optic Modulator : EOM) [10] を用いて，図 6.3(a) に示すように 10 kHz の矩形波でプローブ光の偏光面を $\pm \frac{\pi}{4}$ で変調させる方式を使用した．図 6.3(b) は変調の効果の有無を示している．変調しない場合の磁場ノイズは $200 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ ，変調した場合の磁場ノイズは $136 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ であり，動作条件の最適化によりノイズが下がるとともに，変調及びロックイン検出により感度が向上することが確認された．

しかしながら，依然として最小検出限界は $100 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 以上と MEG 計測可能な値ではなく，システムノイズの原因も判明していないことから，以降ではノイズ源の追究を行った．

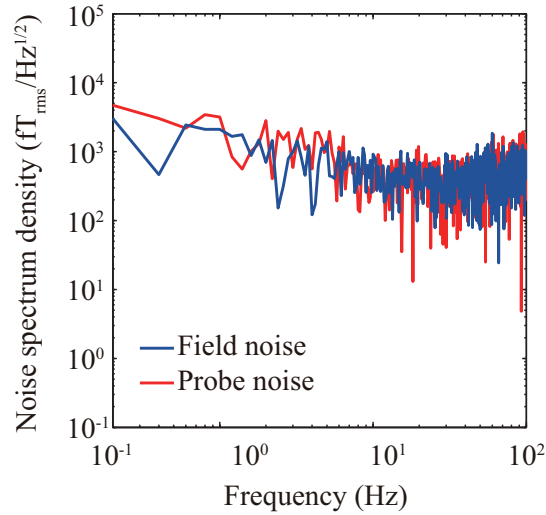


図 6.2 生体磁気計測系における開発当初のノイズスペクトル密度. プローブ光波長 770.03 nm, プローブ光強度 1 mW, 直径 10 mm, ポンプ光強度 0.57 mW/cm².

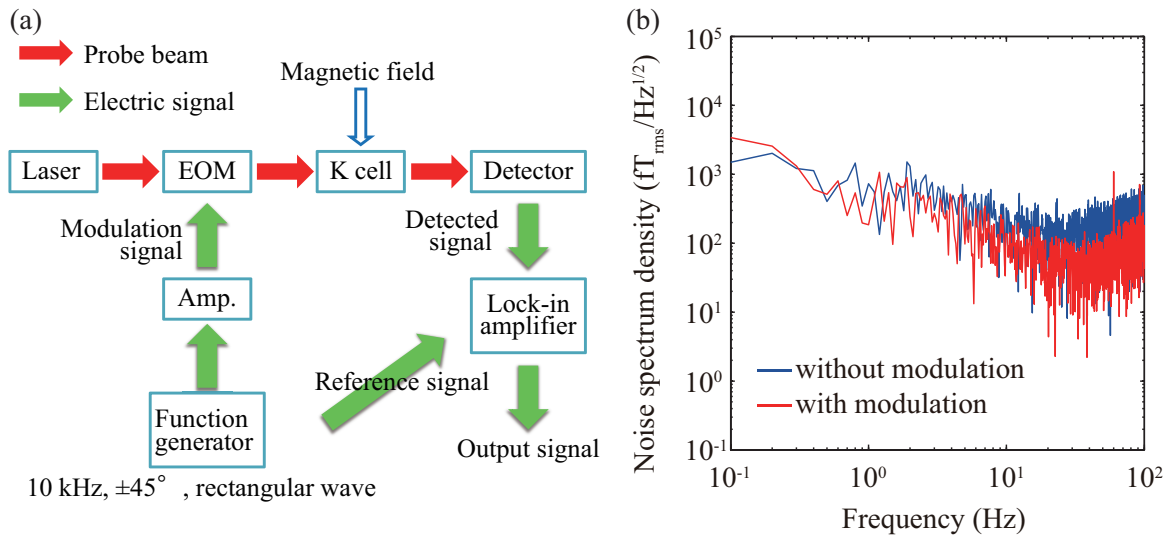


図 6.3 変調によるノイズの低減. (a) 変調系模式図. (b) 変調の有無によるノイズの変化.

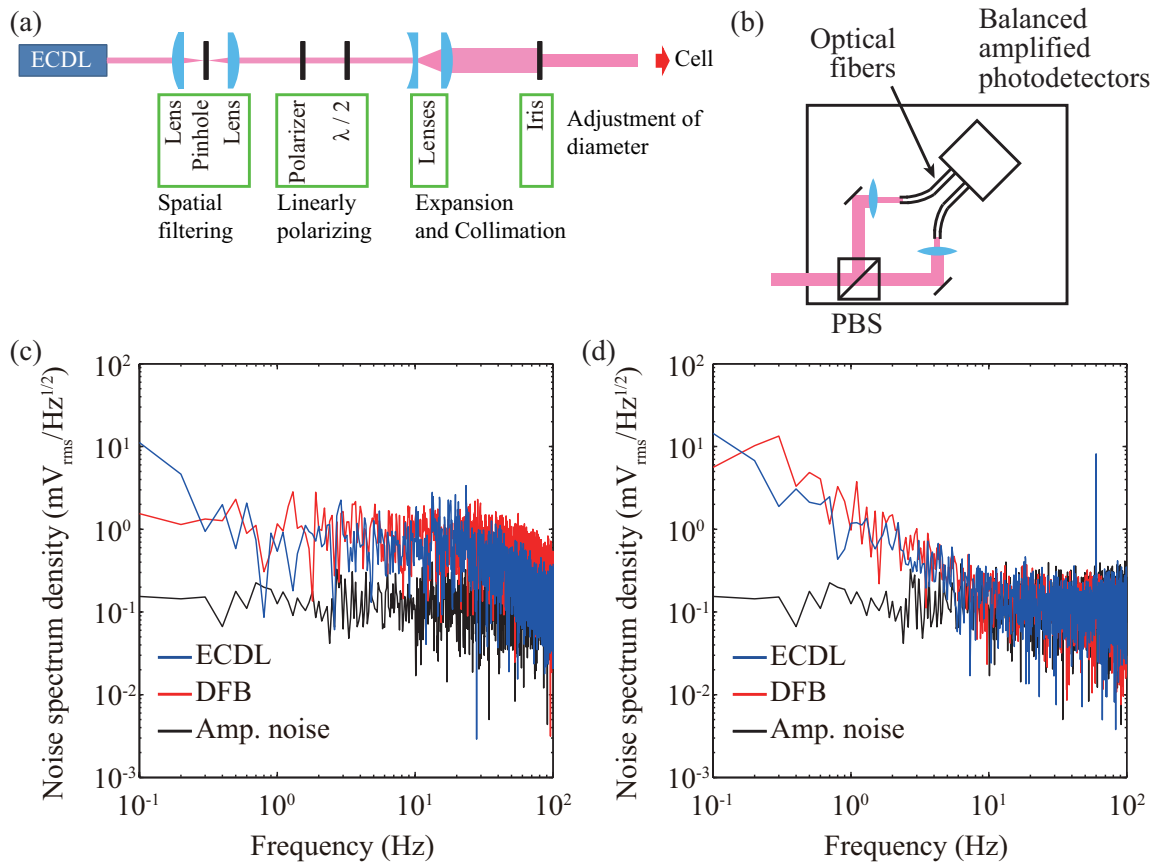


図 6.4 プロブ光によるノイズの検討. (a) プロブ光照射方法. (b) プロブ光受光方法. (c) プロブ光のノイズスペクトル密度 (室温, プロブ光拡大あり). (d) プロブ光のノイズスペクトル密度 (室温, プロブ光拡大なし).

6.2.2 プロブ光によるノイズの検討

まず、プロブ光の光源として、外部共振器付き半導体レーザ (ECDL) と分布帰還型 (DFB) レーザを比較した。使用した ECDL (Sacher Lasertechnik, Lion) は線幅が 100 kHz 以下であり、アルカリ金属原子の吸収特性計測にも使用できるほど波長を広い範囲で変えることができる。その反面、実験中に随時調整を有するほど波長やモードの安定性が悪くノイズ源となる可能性が考えられる。一方、DFB レーザ (TOPTICA Photonics AG, DL DFB) は線幅が 4 MHz 以下と ECDL に比較すると広いが、数時間放置しても波長がほとんど変化しないほどの高い安定性を有している。

また、同時にプロブ光の照射方法に関しても比較した。図 6.3(b) の計測では、プロブ光は図 6.4(a) に示す通り、ビーム成形してから直線偏光とした後レンズで拡大し、強度分布が無いレーザ光の中央付近をアイリスにより直径 10 mm で切り出した上でガラスセルに照射した。上記の場合と、ビーム成形して

から直線偏光とした後、レンズで拡大せずに照射した場合のノイズレベルを比較した。レンズで拡大しない場合のプロローブ光のビーム径は IR カードに照射した際に目視できる直径で、ECDL が 2 mm, DFB レーザが 4 mm であった。プロローブ光は図 6.4(b) に示すように、PBS で分割した後レンズが搭載されたファイバカプラにより集光し、光ファイバを介してフォトディテクタ付きの差動アンプで受光した。プロローブ光の強度は 1 mW とし、ガラスセルおよび加熱機構は配置せず、室温状態のプロローブ光ノイズのみを計測した。

図 6.4(c) に示すプロローブ光を拡大した場合には、プロローブ光ノイズは受光部のアンプのノイズレベルを上回っており、プロローブ光ノイズは受光部の電気的なノイズには制限されていないことがわかる。レーザ間では DFB レーザの方がノイズが高く、10 Hz のノイズレベルは 0.62 及び 1.00 $\text{mV}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ であった。一方、アンプのノイズは 0.11 $\text{mV}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ であった。図 6.4(d) のプロローブ光を拡大しない場合には、図 6.4(c) に比べ、ほぼアンプのノイズと変わらないレベルにまで下がっており、レーザ間の差は確認できなかった。ECDL 及び DFB の 10 Hz のノイズレベルは 0.18 及び 0.17 $\text{mV}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ でほぼ等しく、アンプノイズを僅かながら上回っていた。アンプノイズとプロローブ光のノイズとの差はほとんどないが、ガラスセルを加熱する際には、プロローブ光のノイズは大きく増加するため、アンプノイズは計測に大きな影響は与えないと考えられる。

プロローブ光を拡大し、アイリスを使用してレーザ光の一部を遮る図 6.4(a) の構造の場合、光路上の空気の揺らぎや光学系上で除振台で除去しきれない微小な揺らぎが生じると、受光する光量の変動する可能性がある。拡大せずに照射する場合には、そのような要素が無い場合、ノイズが低下したものと考えられる。なお、プロローブ光を拡大しない場合レーザ間でのノイズに差は無いが、波長の安定性を優先し、以降は DFB レーザをプロローブ光の光源として使用した。

6.2.3 加熱機構によるノイズの検討

加熱方式

まず、アルカリ金属原子セルの加熱方式について説明する。アルカリ金属原子セルの加熱方式としては主に、温風加熱と電気加熱がある。電気加熱は小型化が容易で可搬性も高いが、ヒータや電源系からのノイズの影響を受ける可能性がある。温風加熱は、磁気シールド外部で温めた空気をアルカリ金属原子セルの周囲で循環させるため小型化が難しく、温風を通すダクトがあるため安全性や可搬性は低い。しかしながら、加熱用ヒータがガラスセル近傍になく、ヒータから生じる磁気ノイズに影響されないといったメリットがある。また、ガラスセル全体を均一に加熱可能であるという特徴もある。

以上の点より、本研究ではヒータから生じるノイズに影響されない温風加熱を採用した。その後、モジュール型 OPAM でも採用した磁場を発生しないヒータ配線及び、高周波加熱方式の確立に伴い [11]、電気加熱方式へと変更した。

温風加熱によるノイズの検討

続いて、温風加熱によって生じる可能性のあるノイズについて検討した。図 6.5(a) に温風加熱機構の構造を示す。温風加熱では、アルカリ金属原子セルの周囲をガラス容器で密閉し、その中で温風を循環させる。そのため、プローブ光の光路と温風が重なることで、プローブ光に揺らぎが生じることが考えられる。真空のガラスセルなどを加熱機構内の光路上に配置することで、光路上の空気を遮断することは可能であるが、空気の循環を妨げアルカリ金属原子を均一に加熱できない可能性も懸念される。

そこでまず、加熱機構外部におけるプローブ光の揺らぎに着目した。加熱機構は周囲を断熱材で覆うが、レーザー光を通過させる窓を必要とする。そのため、窓の外側の空気が高温に熱せられ通過するレーザー光に揺らぎが生じる可能性がある。また、熱対流や温風の漏れなどが加熱機構周囲に生じる可能性も考えられる。そこで本研究では、図 6.5(b) に示す真空ガラスセルを外部に取り付け、窓の外側の空気の加熱を防ぐことによるノイズレベルの変化を確認した。また、図 6.5(c) のように磁気シールド内の光路全体を筒で覆い、光路上での空気の対流を防ぐことによるノイズの変化を確認した。

図 6.5(d), 6.5(e) には、アルカリ金属原子セルのない状態での、室温時、180 °C 加熱時、真空セル装着時、光路被覆時のプローブ光とアンプのノイズスペクトル密度を示している。プローブ光は DFB レーザより拡大せずに照射し、強度は 1 mW とした。なお、加熱の際には加熱機構のガラス面が存在するため、透過光量は 10% 程度低下し、真空セルを使用した場合には更に 30% 程度低下する。そのため、図 6.5(d), 6.5(e) では、透過光量を計測しそれらが等しくなるように調整した。室温で $0.25 \text{ mV}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ (at 10 Hz) であったノイズレベルが 180 °C に加熱することで $2.85 \text{ mV}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ まで上昇し、加熱によるノイズが生じていることが確認できる。図 6.5(d) の真空セルを装着した場合には、何も無い場合に比べノイズは低下し、 $1.41 \text{ mV}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ にまで改善された。一方、図 6.5(e) の光路を覆った場合にはノイズは大きく低下し、 $0.49 \text{ mV}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ と室温時と遜色のないレベルまで改善された。よって、加熱することで生じる光路上の空気の流れが、ノイズの支配的な要因であると考えられる。

図 6.5(b), 6.5(c) 両者を併用することで、さらなるノイズの低減も期待できるが、物理的な配置の困難さと、真空セルによって生じる光量の低下及び、光学面増加による多重反射等を避けるため、温風加熱においては、図 6.5(c) の光路の被覆のみを採用することとした。

プローブ光のレーザー及び照射方法の変更、加熱機構光路の被覆といった改良及び、アルカリ金属原子セルを一辺 5 cm の立方体ガラスセルに変更して行った感度計測の結果が図 4.8 であり、磁場ノイズにおいて $60 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 、プローブ光ノイズでは $38 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ と最小検出限界が大きく低下した。図 6.2 では磁場ノイズとプローブ光ノイズがほぼ同等であったのに対し、磁場ノイズの値がプローブ光ノイズを上回ったことから、システムノイズの低減が効果を発揮したといえる。

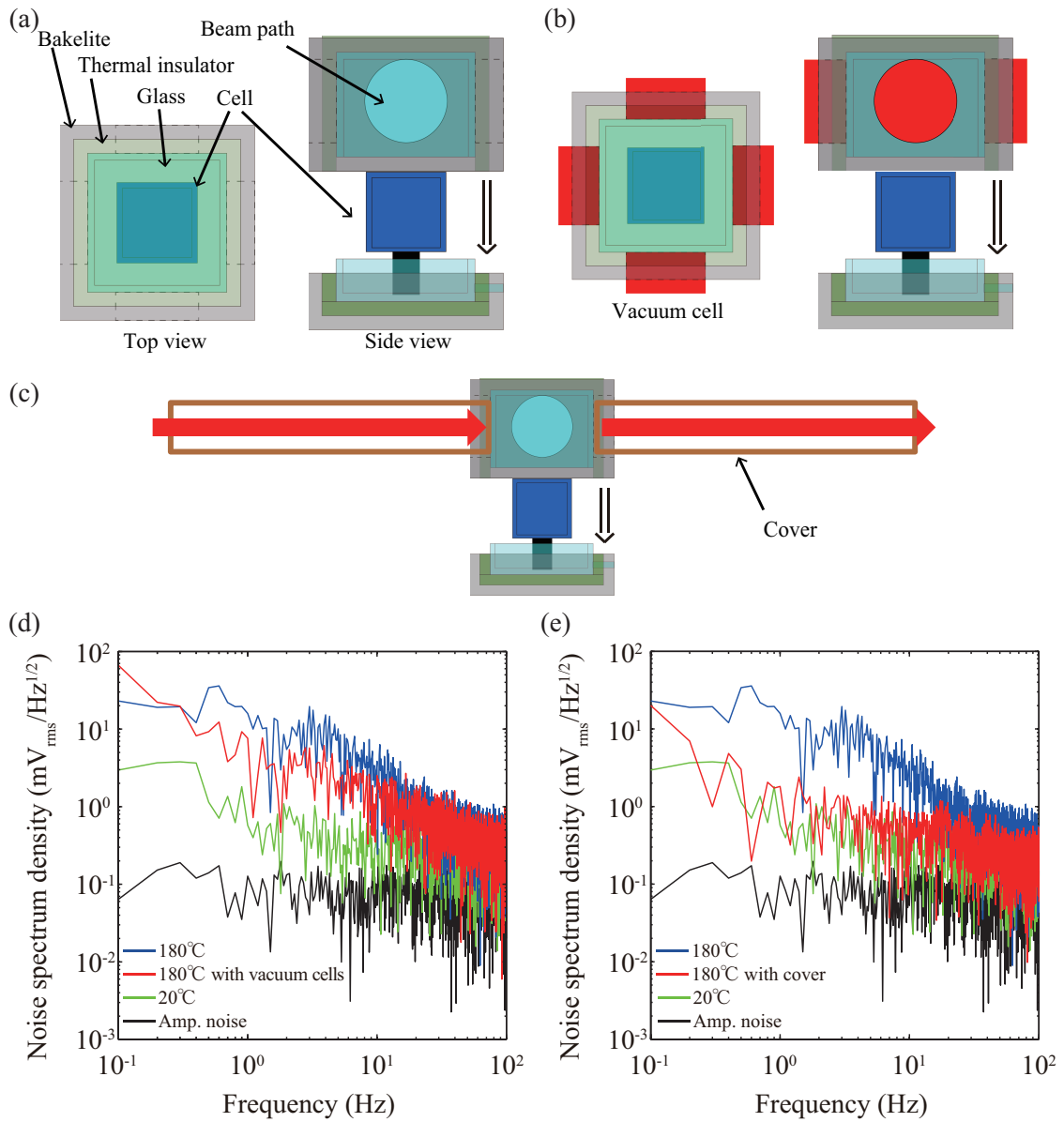


図 6.5 温風循環による加熱機構の構造. (a) 加熱機構外観図. (b) 真空セルによる断熱. (c) 光路被覆による対流の遮断. (d) 真空セル使用時のノイズスペクトル密度. (e) 光路被覆時のノイズスペクトル密度.

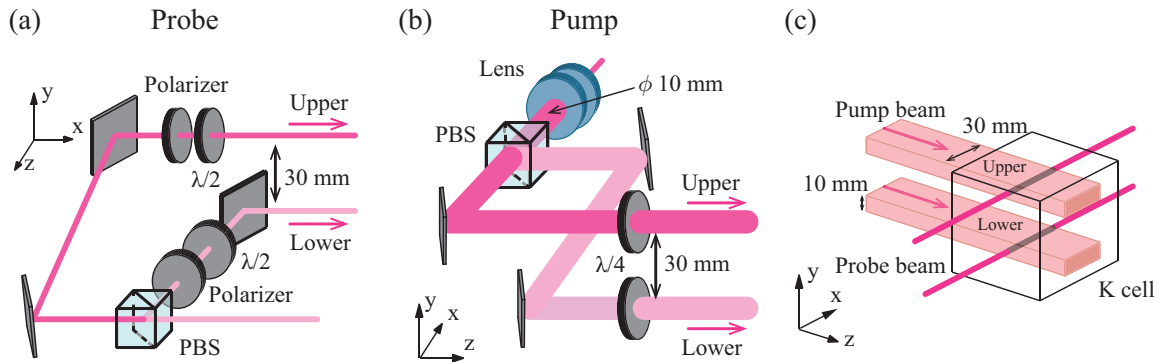


図 6.6 OPAM におけるグラジオメータ構成. (a) プローブ光学系の構成. (b) ポンプ光学系の構成. (c) ガラスセル内でのレーザー光の照射位置.

6.3 グラジオメータによる環境磁場ノイズ低減に関する検討

前節までのシステムノイズの低減により、環境磁場ノイズが感度を制限する要因となった。更なる感度の向上には環境磁場ノイズの低減が必要であり、グラジオメータ構成の実現が求められる。そこでまず、ガラスセル内に複数のセンシング領域を構成するグラジオメータ [1] のベースラインを長くした場合の磁場ノイズ低減効果を検証した。グラジオメータの構成においては、2つのセンシング領域の磁場環境の均一性を高めるため、勾配磁場コイルを導入した。また、受光部における差分効果の低減を防ぐため、受光方法を変更した。

6.3.1 グラジオメータの構成

十分なベースライン長を得るにはレーザー光を拡大して照射することが求められるが、拡大せずに照射した場合の方がプローブ光ノイズは低いため、図 6.6(a) に示す通りプローブ光を PBS により 2 本に分割し、高さを変えてガラスセルへと照射した。また、ポンプ光とプローブ光の交差領域のプローブ光方向の距離がファラデー回転角に影響するため、ポンプ光は拡大して照射することが望ましい。しかしながら、ポンプ光のレーザー光断面には強度分布が存在したため、グラジオメータの 2つの計測領域のポンプ光強度に差が生じる可能性が考えられた。そこで、ポンプ光も図 6.6(b) に示す通り、直径 10 mm に拡大した後 PBS により 2 本に分割し、高さを変えてガラスセルへと照射することで、上下のポンプ光の強度を調整可能にした。その後、プローブ光方向への長さを確保するためシリンジカルレンズで x 方向にさらに拡大した。ポンプ光が磁気シールドのレーザー光用開口部の縁に当たるのを防ぐため、幅 30 mm のスリットを通過させ、図 6.6(c) の 10 mm × 30 mm の長形状でガラスセルに照射した。レーザー光は、ガラス壁面の緩和に影響されにくく、かつベースライン長を十分にとることを目的に、上下の壁面より 10 mm 離

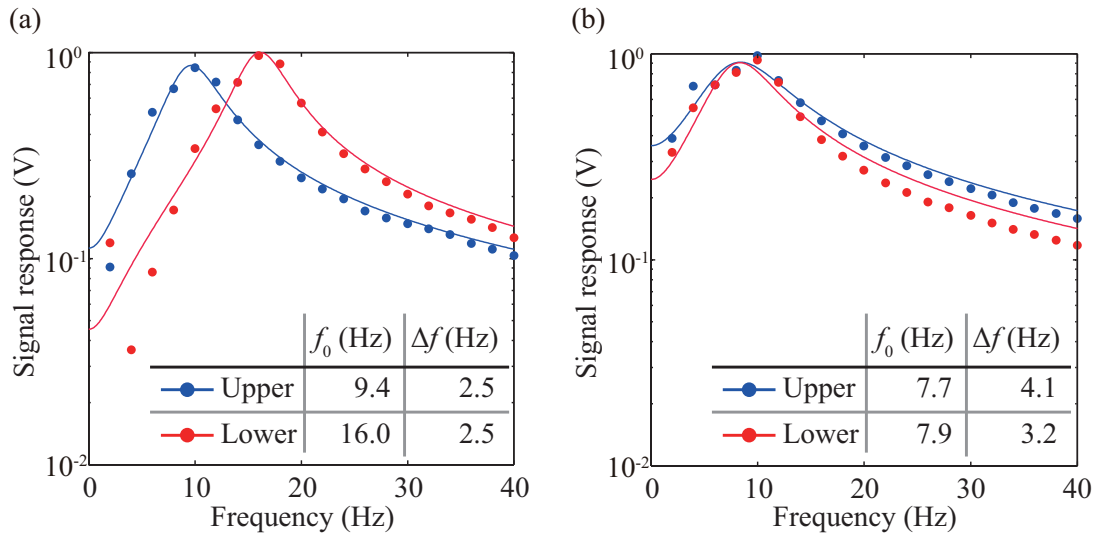


図 6.7 グラジオメータ構成における周波数特性計測結果及びフィッティング曲線. (a) 勾配磁場コイル導入前. (b) 勾配磁場コイル導入後.

れた位置に照射し、ベースライン長はプローブ光の中心間距離で 30 mm とした。

グラジオメータ構成により環境磁場ノイズの低減を行うには、磁場ノイズを捉えたプローブ光の位相などが乱されることなく受光される必要がある。その点で、温風加熱では加熱機構内でのプローブ光と温風との交差が差動効果を阻害する懸念があったため、電気加熱方式へと変更した。図 5.1(a) のモジュール型 OPAM の加熱機構と同様に、電気加熱ではガラスセルの周囲を窒化アルミニウムで覆い、上下をヒータで挟んだ上で断熱材で覆った。レーザ光は断熱を兼ねた真空ガラスセルを通してガラスセルに照射した。また、同時に以下の改良を行った。

6.3.2 勾配磁場コイルの導入

グラジオメータ構成において上下の 2 つの計測位置における動作条件を等しくし、周波数特性を計測したところ図 6.7(a) の周波数特性が得られた。図 6.7(a) では、共鳴周波数に 6.6 Hz(バイアス磁場強度にして約 1.2 nT) の差が生じていることから、上下のセンサ領域のバイアス磁場の強度が同一でないと考えられる。すなわち、z 方向の磁場の大きさが y 方向の位置により異なることにより、周波数特性に違いが生じている。磁気シールド内部には磁場調整用の 3 軸のコイルを設置しガラスセル近辺に空間的に均一な磁場を印加しているが、環境磁場が空間的に勾配を持っている場合には、上下のセンサ領域の磁場環境は等しいとは限らず、バイアス磁場を等しくすることも不可能である。

そこで、磁場調整用の 3 軸のコイルに加えて、図 6.8(a) の Golay コイルを導入した。Golay コイルは MRI において磁場勾配を生じさせる際に利用されており [12]、逆に既存の磁場勾配を打ち消すことにも利用できる。Golay コイルは、半径の 2.13 倍の長さを有する鞍型コイルペア 2 組を、半径の 0.78 倍の距

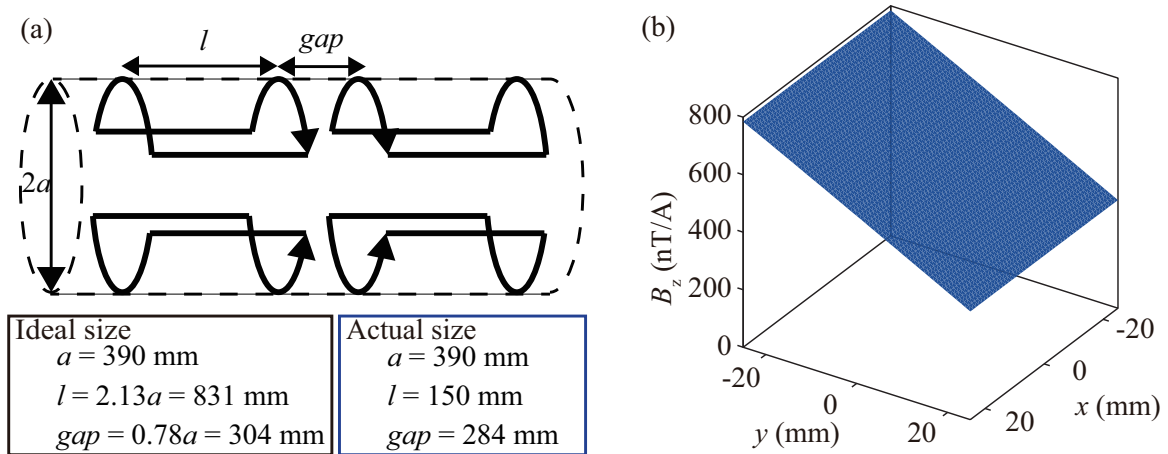


図 6.8 Golay コイル. (a)Golay コイルの構造. (b) 作製したコイルで発生する磁場勾配.

離を取って配置したものであり，これに図 6.8(a) のように電流を流すことでコイル間に線形性の高い磁場勾配を生じさせることが出来る．実際の実験環境では $a = 390 \text{ mm}$ であり，先述したような理想的な寸法で追加しようとする磁気シールド内には収まらない．そこで，配置可能な寸法において，ビオ・サバルの法則よりセル位置の z 方向の磁場を計算した．図 6.8(b) に示す計算結果では，グラジオメータを構成する領域内で z 方向の磁場の大きさ B_z が y 方向の位置でほぼ線型に変化し，配置可能な寸法でも磁場調整に十分利用できることを示す結果が得られた．そこで，図 6.8(b) で計算した Golay コイルを磁気シールド内に設置し，更に磁場環境の均一性を高めるため， z 方向の磁場が x 方向の位置で異なる Golay コイルも合わせて設置した．

図 6.7(b) は勾配磁場コイル導入後の周波数特性の計測結果であり，共鳴周波数はほぼ等しい値に調整することができた．帯域幅については 0.9 Hz ほどの差があるが，第 3 章で示した通りポンプ光強度を変化させることで帯域幅は調整可能である．

6.3.3 受光方法の変更

グラジオメータ構成では 4 組 (Upper, Lower×S 偏光, P 偏光) の受光部分が必要であり，図 6.4(b) の受光方法ではそれぞれがファイバカプラ，光ファイバ及び差動アンプ内の受光素子を必要とする．上記の方法では，光ファイバへの結合効率や受光素子への入射率など，磁場ノイズの差分効果を低下させる可能性のある要素が多い．そこで，受光方法を図 6.9(a) に示すポラリメータへと変更した．図 6.9(a) の 2 つのポラリメータはそれぞれが図 6.9(b) の様に PBS と 2 つのフォトダイオードにより構成されている．プローブ光が光ファイバを介さず直接フォトダイオードに入射するため構成要素が少なく，磁場ノイズの差分効果が表れることが期待される．

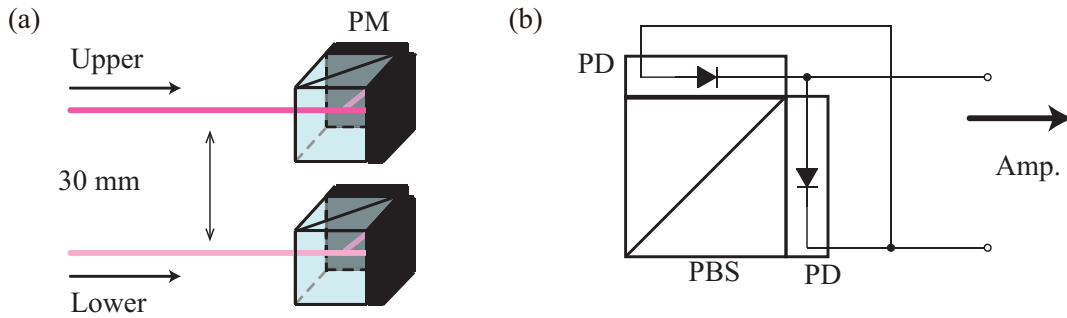


図 6.9 直接受光ポラリメータ. (a) グラジオメータにおけるポラリメータ構成. PM = ポラリメータ. (b) ポラリメータ受光回路. PD = フォトダイオード.

グラジオメータ構成による磁場ノイズ低減

以上の改良を経てグラジオメータ構成による磁場ノイズ低減効果を計測した. 計測では, バッファガス及びクエンチングガスとして He と N₂ を 10:1 の割合で合計 0.95 amg(室温において 108 kPa) 封入した一辺 50 mm の K ガラスセルを用いた. 共鳴周波数は今までと同様に 10 Hz とし, プローブ光波長は 770.00 nm とした. プローブ光強度は, プローブ光のノイズがアンプのノイズを上回る範囲で最小となるように 0.25 mW とした. ポンプ光強度は磁場応答信号強度が最適となる付近で, 上下のチャンネルの磁場応答信号の差が小さくなるように微調整した結果, Upper では 0.43 mW/cm², Lower では 0.46 mW/cm² となった. 以上の動作条件で計測した上下のチャンネル及び, オフラインで差分した差動出力のノイズスペクトル密度を図 6.10 に示す. 図 6.10(d) は, 図 6.10(a)~6.10(c) の磁場ノイズをまとめた結果である. また, 表 6.1 には図 6.10 の 10 Hz の値を示す.

図 6.10(a), 6.10(b) 及び, 表 6.1 に示す通り, 受光方法や加熱方式の変更によりプローブ光ノイズは約 $3 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ と, 6.2 節よりも更にシステムノイズを低減することができた. しかしながら, 磁場ノイズはプローブ光ノイズを依然として上回っており, 磁場ノイズが最小検出限界を制限する支配的な要因であるといえる. 図 6.10(d) 及び, 表 6.1 では, 差動出力により磁場ノイズが単一チャンネルより低下していることが確認できた. また, 図 6.10(a), 6.10(b) の Upper, Lower では磁場ノイズスペクトル及びプローブ光ノイズスペクトルいずれでも 30 Hz 付近においてノイズが確認できる. 一方, 図 6.10(c) の差動出力では, 30 Hz のノイズがプローブ光ノイズスペクトルでは確認できず, 磁場ノイズスペクトルにおいても低下していることから, システムノイズであると推測され, グラジオメータ構成は, 磁場ノイズだけでなくシステムノイズの低減にも有用であることが示唆される. 図 6.10(c) では, 差動出力において磁場ノイズがプローブ光ノイズを未だに上回っていることから, 一次微分型のグラジオメータでは除去しきれない勾配を持った磁場ノイズが存在する可能性が考えられるが, OPAM において 30 mm という先行研究に対して長いベースラインでもグラジオメータ構成による環境磁場ノイズ低減効果があることが示された.

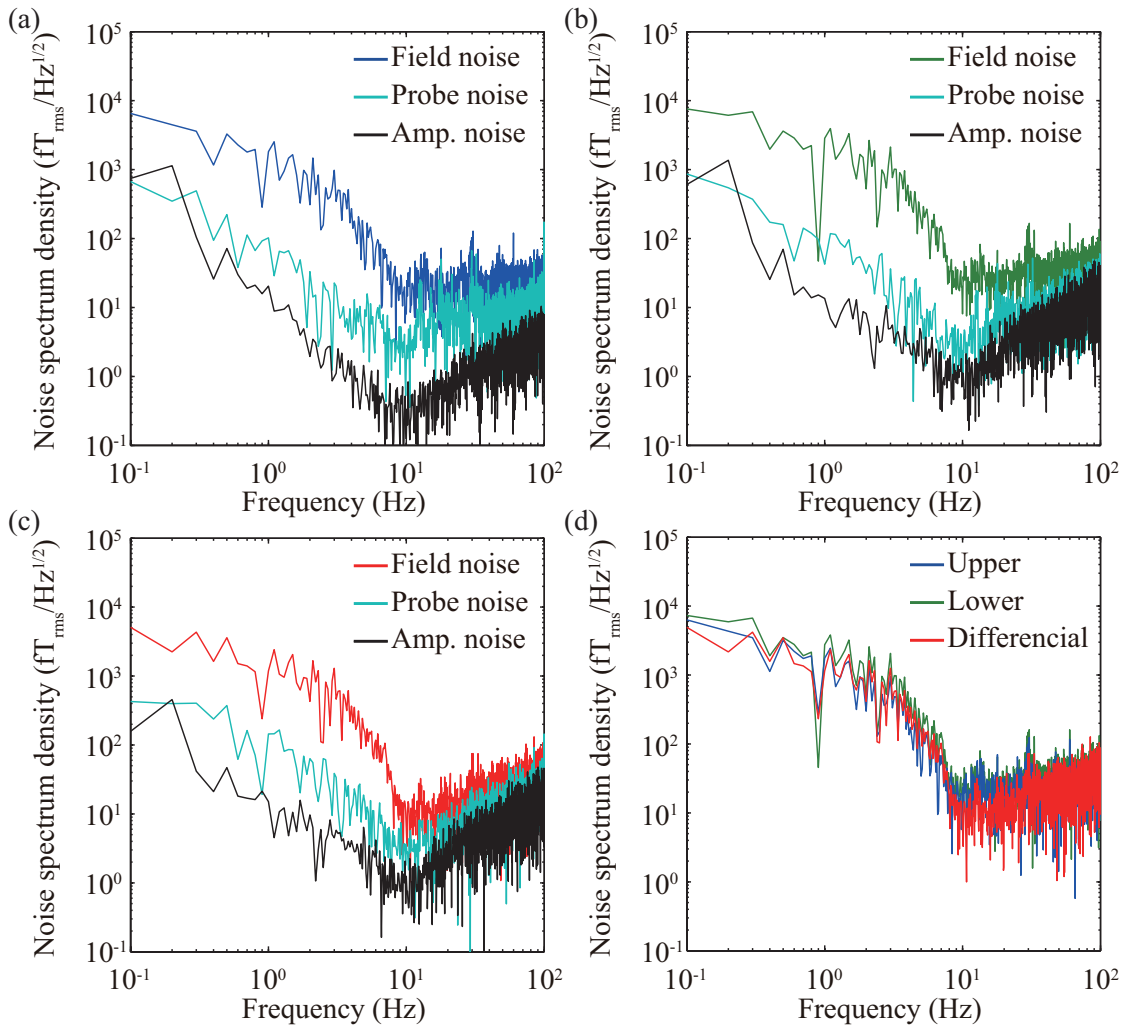


図 6.10 グラジオメータノイズスペクトル密度. (a)Upper. (b)Lower. (c) 差動出力. (d) 磁場ノイズ.

表 6.1 グラジオメータ構成におけるノイズレベル (at 10 Hz, $fT_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$).

	Magnetic noise	Probe noise	Amp. noise
Upper	20.8	2.9	0.3
Lower	24.2	3.3	1.1
Differential	11.5	3.1	1.0

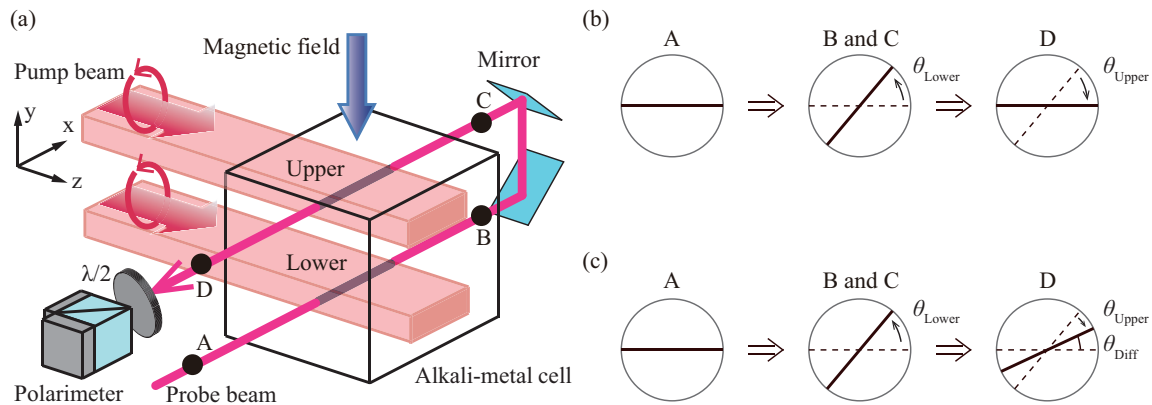


図 6.11 光学的グラジオメータ. (a) 光学的グラジオメータの構成. (b) 偏光面の変化 (磁場の差がない場合). (c) 偏光面の変化 (磁場の差がある場合).

6.4 光学的グラジオメータによる環境磁場ノイズ低減に関する検討

前節で、グラジオメータによる環境磁場ノイズ低減効果を示すことができた。しかしながら、前節のグラジオメータでは、構成する光学部品も多く、小型化やモジュール型センサへの実装には適さない構造となっている。また、前節の構成では 2 つの計測位置の磁場をそれぞれ計測した後、差動アンプの使用や計測後のデータ処理により差動出力を得ていたため、図 6.1 のピックアップコイルの様に磁場の差が直接出力に反映されるグラジオメータとは厳密には異なる。

そこで本研究では、OPAM において環境磁場ノイズを抑制する新たな方法として、光学的に差動計測を行う光学的グラジオメータを構成した。光学的グラジオメータでは、2 ヶ所の計測位置における磁場の差を 1 本のプローブ光の磁気光学回転角に直接反映させることができるため、図 6.4(b) のような光ファイバを利用した受光部においても磁場ノイズ低減効果が期待できる。また、光学的グラジオメータは前節のグラジオメータに比べ、構成要素を減らすことが可能なため、小型化に適した構造である。本節では、光学的グラジオメータの特性及び最適な動作条件について検証した。その上で、光学的グラジオメータによる感度向上効果を示した。また、先行研究では議論されていなかった SNR の向上に関して、従来の OPAM グラジオメータとともに検討した。

6.4.1 光学的グラジオメータ

光学的グラジオメータは図 6.11(a) に示す通り、1 本のプローブ光を 2 ヶ所の計測位置に通過させた後、ポラリメータで受光する構成となっている。上下の計測位置で生じる回転角をそれぞれ θ_{Upper} , θ_{Lower} とすると、A 点で 0 であった偏光面の角度は、B 点では θ_{Lower} となる。高さを変えるため 90 度ずつ 2 回反射した C 点における偏光面の角度は B 点と等しい。上下の計測位置の磁場が同一である図 6.11(b) の場

合、 $|\theta_{\text{Upper}}| = |\theta_{\text{Lower}}|$ となるが、光ポンピング及び磁場によって生じるスピン偏極の x 方向成分 S_x の向きに対し、上下の計測位置を通過するプローブ光の進行方向が異なるため、偏光面の回転は打ち消しあう。一方、上下の計測位置の磁場が異なる図 6.11(c) 場合には、 $|\theta_{\text{Upper}}| \neq |\theta_{\text{Lower}}|$ であるため、回転角 $\theta_{\text{Diff}} \neq 0$ が得られる。

$$\theta_{\text{Diff}} = \theta_{\text{Lower}} - \theta_{\text{Upper}}. \quad (6.1)$$

従って、上下の磁場の差を磁気光学回転角に直接反映させることができる。また、Upper, Lower いずれかのポンプ光を遮ることで一方のみを動作させることも可能である。なお、プローブ光を反射して使用する光学的グラジオメータでは、プローブ光が楕円偏光になるのを防ぐため、入射時には S 偏光で照射した。その後、ポラリメータ前の $\lambda/2$ 波長板により磁場が無い場合にはポラリメータに入る偏光角が $\pi/4$ になるように回転させた。

6.4.2 反射方法の検討

光学的グラジオメータを効率的に動作させるには、Lower で生じた θ_{Lower} を反射により損失することなく図 6.11(a) の C 点まで維持する必要がある。そこで、図 6.12(a) の台形プリズム (シグマ光機, DOP-10-4) を用いる場合と、図 6.12(b) の誘電体多層膜ミラー 2 枚 (オーテックス, BND-10, シグマ光機, TFVM-30C05-780) を使用した場合の、反射前後の偏光状態の変化を計測し、反射による磁気光学回転角の損失及び楕円偏光への変化を計算した。計算の詳細は付録 A.4 に示す。図 6.12(c) には OPAM で 10 Hz の振動磁場を計測した際に、図 6.11(a) の B 点での磁気光学回転角の最大値を 1 とした時の C 点での回転角を示している。台形プリズムの磁気光学回転角の振幅が 0.481 に減衰したのに対し、誘電体多層膜ミラーは 0.976 とほぼ減衰せず磁気光学回転角を維持することが分かった。図 6.12(d) は、図 6.11(a) の C 点での楕円率を示しており、誘電体多層膜ミラーに比べ台形プリズムでは楕円偏光になりやすいことがわかる。従って、偏光特性が良くない台形プリズムでは、直線偏光のプローブ光が図 6.11(a) の C 点で楕円偏光となり、磁気光学回転角が小さくなるため、光学的グラジオメータには適さないと考えられる。よって、光学的グラジオメータの構成には偏光特性の良い誘電体多層膜ミラーを使用するものとする。

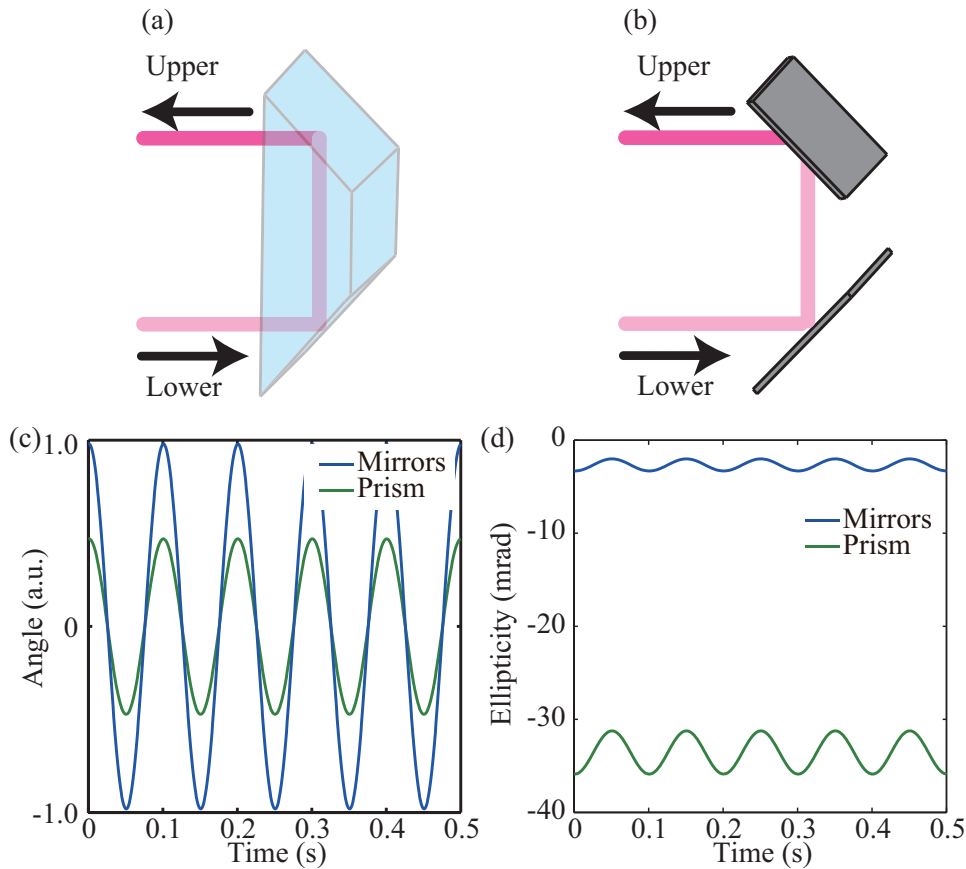


図 6.12 反射による磁気光学回転角の損失. (a) 台形プリズム. (b) 誘電体多層膜ミラー. (c) 磁気光学回転角の損失. (d) 楕円偏光への変化.

6.4.3 センサ特性の計測

光学的グラジオメータでは、Lower 通過時の光吸収や光学面での反射による損失を含むため、Upper を通過するプローブ光強度は Lower に比べ小さくなる。そのため、式 (3.5) に示すプローブ光の吸収による緩和レートが上下で異なり、同じ計測対象磁場に対して得られるスピン偏極の x 方向成分 S_x が上下で異なる可能性がある。従って、十分な差動効果を得るには、プローブ光の吸収による緩和の差が小さい条件で動作させる必要がある。式 (3.5) よりプローブ光の波長を離調し、強度を小さくすることで緩和自体を軽減できるが、第 3 章でも示したようにプローブ光の波長と強度は磁場応答信号強度にも影響する。

そこで、その影響を調べるために、Upper, Lower いずれかのポンプ光を遮断し、それぞれを単独で動作させた場合の磁場応答信号強度をプローブ光の波長を変化させて計測した。プローブ光の波長は実験系において出力可能な 769.7 ~ 770.05 nm の範囲において変化させた。プローブ光の入射光強度は、2 度ガラスセルを通過するために減衰の大きい光学的グラジオメータの場合には 0.5 mW で固定とした (図

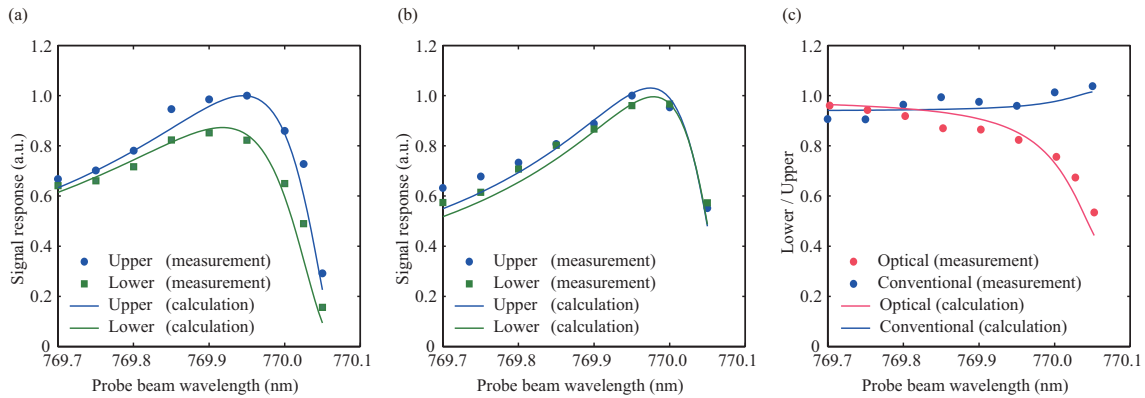


図 6.13 グラジオメータにおけるプローブ光波長に対する磁場応答信号強度. (a) 光学的グラジオメータにおける磁場応答信号強度. (b) 従来のグラジオメータにおける磁場応答信号強度. (c) 磁場応答信号強度比.

6.10 のグラジオメータではそれぞれ 0.25 mW とした). ポンプ光強度はプローブ光波長の変化に伴い、磁場応答信号強度が最大となるように随時調整した.

センサ特性の計測結果

プローブ光波長に対する Upper, Lower における磁場応答信号強度の変化を図 6.13(a) に示す. 図 6.13(a) では計測値と共に、第 3 章で示した原子の拡散及びレーザ光の減衰を考慮した数値計算による計算結果も合わせて示している. また、図 6.13(b) には比較のために、従来のグラジオメータの Upper, Lower それぞれの磁場応答信号強度を示しており、両者を比較するため最大値で規格化している. 計測値と計算値の傾向は図 6.13(a), 6.13(b) でそれぞれ一致している. 磁気光学回転角 θ_{Lower} , θ_{Upper} に対応する磁場応答信号強度を $S_{\text{out}}^{\text{Lower}}$, $S_{\text{out}}^{\text{Upper}}$ とし、その比 $S_{\text{out}}^{\text{Lower}}/S_{\text{out}}^{\text{Upper}}$ を図 6.13(c) に示す. 磁場応答信号強度比が 1 に近いほど Upper, Lower の特性の差が無く差動効果が高くなる. 従来のグラジオメータでは、磁場応答信号強度比は波長に関わらずほとんど変化しないことから、磁場応答信号強度を最大とする 769.95~770.00 nm 付近の波長が最適な波長であるといえる. 一方、光学的グラジオメータにおいては、計測範囲内で D1 遷移から最も離調した 769.7 nm において磁場応答信号強度比が高くなっている. 図 6.13(a) において 769.7 nm の磁場応答信号強度は、Upper の最大値に比べ 40% 程度低下している. しかしながら、後述する感度計測において 769.7 nm での磁場ノイズはプローブ光ノイズを上回っており、769.7 nm の磁場応答信号強度も動作させる上で問題ない値である. よって、実験条件の範囲内において、光学グラジオメータの動作波長として最適な波長は 769.7 nm とした.

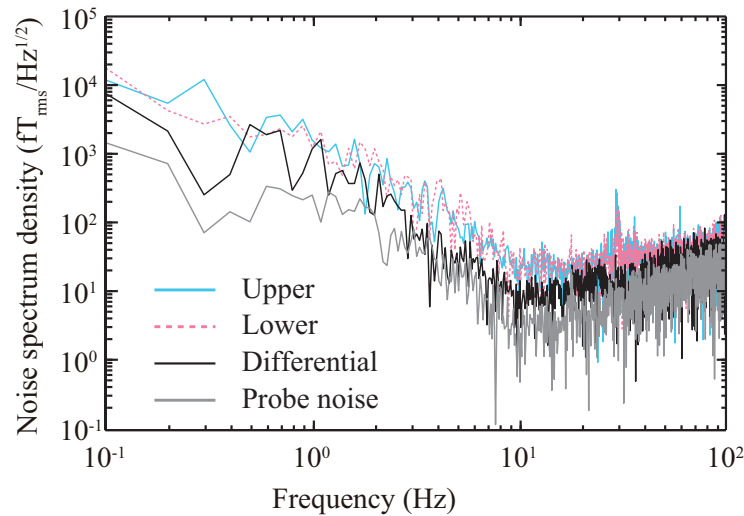


図 6.14 光学的グラジオメータのノイズスペクトル密度. 10 Hz 共鳴プローブ光強度 0.5 mW, プローブ光波長 769.7 nm, ポンプ光強度 0.43 mW/cm²(Upper), 0.44 mW/cm²(Lower).

6.4.4 光学的グラジオメータの感度及び SNR 計測

感度計測

上述したセンサ特性計測の結果を受け、プローブ光波長 769.7 nm で動作させた時のノイズスペクトルを図 6.14 に示す。動作時のポンプ光強度は、Upper では 0.43 mW/cm²、Lower では 0.44 mW/cm² とほぼ同等であったことから、プローブ光の吸収による緩和の差はほとんどないものと考えられる。

図 6.14 において、Upper, Lower のノイズスペクトルに対し、差動出力のノイズスペクトルは計測周波数範囲内で全体的に低下していることが確認できる。また、図 6.10 の従来のグラジオメータ同様、Upper, Lower で観測される 30 Hz 付近のノイズが、差動出力やプローブ光ノイズでは消失していることが確認できた。Upper, Lower での最小検出限界が 10 Hz でそれぞれ 26.9, 25.1 fT_{rms}/Hz^{1/2} であったのに対し、プローブ光ノイズは 3.3 fT_{rms}/Hz^{1/2} であったことから、磁場ノイズが支配的であるといえる。光学的グラジオメータの差動出力の最小検出限界は 9.3 fT_{rms}/Hz^{1/2} と Upper, Lower より低下し、磁場ノイズの影響を低減できたといえる。

SNR 計測

最後に、先行研究では議論されていなかった SNR 向上効果を検討すべく、疑似的に作成した磁場ノイズの計測を行った。疑似磁場ノイズとして、直径 800 mm の参照磁場印加用のサドルコイルより空間的に均一で平均値が 140 fT_{rms}/Hz^{1/2} 程度のホワイトノイズを印加した。また、同時に Upper の 33 mm 上に疑似信号源として直径 6 mm のコイルを配置し、疑似信号と疑似ノイズの SNR を計測した。コイル

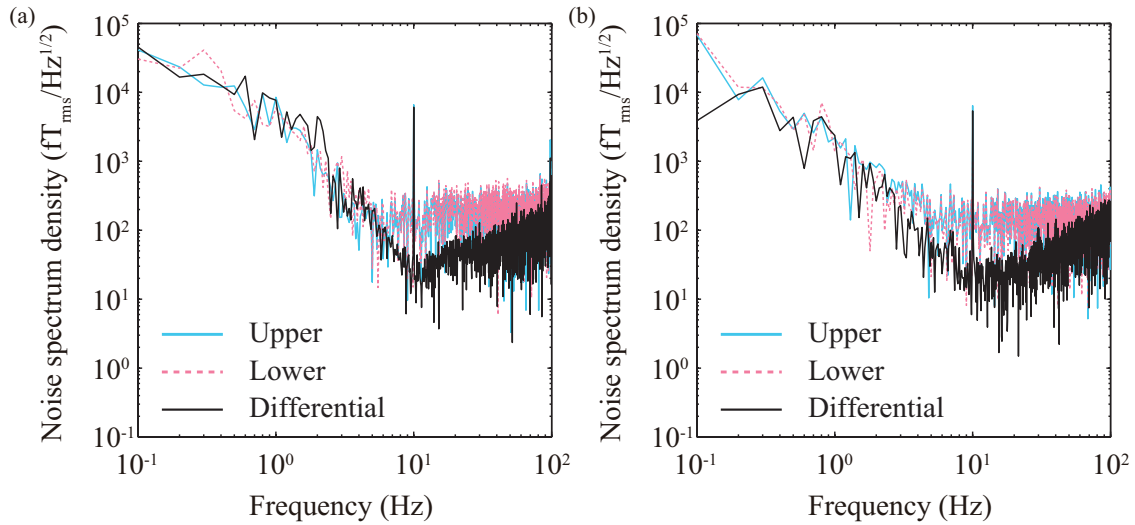


図 6.15 グラジオメータによる SNR 計測結果. (a) 光学的グラジオメータ. (b) 従来のグラジオメータ.

表 6.2 光学的グラジオメータ及び従来のグラジオメータにおける SNR(at 10 Hz, $\dagger fT_{rms}/Hz^{1/2}$).

	Optical gradiometer			Conventional gradiometer		
	Signal \dagger	Noise \dagger	SNR	Signal \dagger	Noise \dagger	SNR
Upper	6630.8	140.3	47.3	6404.2	140.1	45.7
Lower	913.1	137.5	6.6	1022.3	131.9	7.7
Differential	6094.2	24.1	246.5	5384.0	22.3	241.1

には 10 Hz, 振幅 0.02 mA の正弦波電流を加えた. また, 同一の疑似磁場ノイズ及び疑似信号コイルを用いて, 従来のグラジオメータにおいても SNR を計測した.

SNR 計測で得られたノイズスペクトルを図 6.15 に示す. 図 6.15(a) の光学的グラジオメータ及び, 図 6.15(b) の従来のグラジオメータでは, いずれも Upper, Lower で観測されたほぼ同一な磁場ノイズが, 差動計測により大きく低減していることが確認できる. 表 6.2 は図 6.15 における 10 Hz の磁場信号強度, 10 Hz 付近のノイズレベル, 及びその比である SNR を示している. 光学的グラジオメータ及び従来のグラジオメータのいずれの場合も, 差動計測によりノイズレベルは低下している. Upper の出力に比べ, 差動出力の磁場信号強度も差動効果により減少しているが, ノイズの減少率の方が大きいため, SNR は Upper から差動計測で大きく向上している. SNR の向上率は従来のグラジオメータで 5.3 倍, 光学的グラジオメータで 5.2 倍とほぼ同等であった.

以上の結果より, 光学的グラジオメータが, 磁場ノイズ低減効果, 及び SNR 向上効果など, 従来のグラジオメータに匹敵する性能を有していることが示された.

6.5 検討

システムノイズの低減において、プローブ光の照射方法やレーザの変更により、プローブ光ノイズの改善が確認された。レーザのノイズに関してはレーザの個体差に依存するため、使用した DFB レーザがベストであるとは限らない。従って、更にノイズの低いレーザの使用により更なる感度の向上の余地があると考えられる。

ショットノイズで決定される理論的な最小検出限界は、磁場に対して感度を持つレーザ光の交差領域の体積が 1 cm^3 である時、 $0.007 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ ($0.01 \text{ fT}/\text{Hz}^{1/2}$) とされている [1]。本研究の交差領域の体積は 0.38 cm^3 であり、理論的な最小検出限界は $0.011 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ である。一方、本章で示した各種検討により、システムノイズの低減は実現できたものの、プローブ光ノイズは約 $3 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 程度であった。理論的な最小検出限界の実現には、低ノイズのレーザの使用を含めたノイズの更なる低減と動作条件の更なる最適化などが改善すべき点があるといえる。しかしながら、実際の使用環境においては環境磁場ノイズにより感度が制限されているため、環境磁場ノイズの低減に注力する必要がある。

磁場ノイズ低減に向けて行ったグラジオメータ計測では、ポンプ光の強度分布の不均一性の影響を考え、ポンプ光を 2 本に分けて使用した。しかしながら、強度分布の小さい理想的なレーザ光を使用すれば分割の必要はなくなり、光学系の構成要素はさらに少なくなると考えられる。

本研究の光学グラジオメータでは、プローブ光の中心間で 30 mm のベースライン長としたが、大型のセルを使用し、レーザ光の照射位置を互いに遠ざけることで、ベースラインをより長くすることが可能である。また、光学的グラジオメータにおいて、本研究では一次微分軸型グラジオメータのみを提示したが、更に大きなセルを使い反射回数を増やすことで、高次のグラジオメータの実現も可能であり、感度の向上も期待できる。大きなセルの使用は小型化と相反するが、磁場方向にのみセルを伸ばし、zx 平面の面積は小さくすることで、グラジオメータと小型化の両立も可能である。また、プローブ光を折り返す方向を y 方向ではなく、z 方向にすることで、平面型のグラジオメータの実現も可能である。その際には、z 方向のポンプ光の減衰による特性の差が生じることが予想されるが、セル特性が空間的に均一なハイブリッドセルの使用によりそれらの問題も解決されることが考えられる [13]。

今後は、本研究で構成した光学的グラジオメータのモジュール型 OPAM への実装や、平面型や高次グラジオメータなどの更なる進展が期待される。

6.6 まとめ

本章では、前章までのセンサシステム開発を通じて行ってきた、システムノイズの低減に関する改善方法について述べた。センサシステムの構成要素のノイズ源を追究することにより、生体磁気計測が可能な感度の実現に至った。その後、システムノイズの低減により顕在化した環境磁場ノイズの影響を取り除くべく、グラジオメータを構成した。グラジオメータ構成に伴うシステム改良の結果、システムノイズは更に低減し、約 $3 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ にまで改善された。グラジオメータ構成では、 $20 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 以上の環境

磁場ノイズが $11.5 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ にまで低下し、環境磁場ノイズ低減効果を示した。加えて、構造的に従来のグラジオメータより利点の多い光学的グラジオメータを構成した。光学的グラジオメータにおいても、 $25 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 以上の環境磁場ノイズが $9.3 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ にまで低下、SNR も 5 倍以上に向上し、感度面でも優れた性能を有することを示した。

参考文献

- [1] I. K. Kominis, T. W. Kornack, J. C. Allred, and M. V. Romalis, A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer, *Nature*, Vol. 422, No. 6932, pp. 596–599, 2003.
- [2] M. Hämmäläinen, R. Hari, R.J. Ilmoniemi, J. Knuutila, and O. V. Lounasmaa, Magnetoencephalography: theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 65, No. 2, pp. 413–497, 1993.
- [3] A. Garachtchenko, A. Matlashov, R. H. Kraus Jr., and R. Cantor, Baseline distance optimization for SQUID gradiometers, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 9, No. 2, pp. 3676–3679, 1999.
- [4] P. C. Hansen, M. L. Kringelbach, and R. Salmelin, *MEG: An introduction to methods*, Oxford University Press, 2010.
- [5] V. K. Shah and R. T. Wakai, A compact, high performance atomic magnetometer for biomedical applications, *Phys. Med. Biol.*, Vol. 58, No. 22, pp. 8153–8161, 2013.
- [6] R. Wyllie, M. Kauer, R. T. Wakai, and T. G. Walker, Optical magnetometer array for fetal magnetocardiography, *Opt. Lett.*, Vol. 37, No. 12, pp. 2247–2249, 2012.
- [7] H. Xia, A. B. A. Baranga, D. Hoffman, and M. V. Romalis, Magnetoencephalography with an atomic magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 89, No. 21, 211104, 2006.
- [8] C. Johnson, P. D. D. Schwindt, and M. Weisend, Magnetoencephalography with a two-color pump-probe, fiber-coupled atomic magnetometer, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, No. 24, 243703, 2010.
- [9] K. Kamada, Y. Ito, S. Ichihara, N. Mizutani, and T. Kobayashi, Noise reduction and signal-to-noise ratio improvement of atomic magnetometers with optical gradiometer configurations, *Opt. Express*, (to be published).
- [10] 中村壮一, 藤江大二郎, 基礎からわかる光学部品, オプトロニクス社, 2006.
- [11] K. Okano, A. Terao, K. Ban, S. Ichihara, N. Mizutani, and T. Kobayashi, Development of high-sensitivity portable optically pumped atomic magnetometer with orthogonal pump and probe laser beams, *Proceedings of Sensors, 2012 IEEE*, pp. 1–4, 2012.
- [12] 荒木力, 決定版 MRI 完全解説 第2版, 学研メディカル秀潤社, 2014.
- [13] Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada, and T. Kobayashi, Effect of spatial homogeneity of spin polarization on magnetic field response of an optically pumped atomic magnetometer using a hybrid cell of K and Rb atoms, *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 48, No. 11, pp. 3715–3718, 2012.

7 考察

本研究では、他の OPAM よりも高い感度を達成可能な K を用いたポンプ・プローブ型の OPAM の開発を行い、生体磁気計測システムを実現する上で必要と考えられる要素について検討してきた。本章では、それらの結果について総括的に検討する。また、今後システムの開発が進むことで生じると予想される課題や今後の展望について述べる。

7.1 前章までの結果の検討

OPAM を用いた生体磁気計測システムの実現に向けて、本論文ではまず初めに、OPAM の計測帯域に着目し、その動作条件依存性を検証した。第 3 章では、バイアス磁場及びポンプ光強度の調整により、計測帯域を任意に設定できることを示した。一方、第 4 章の疑似心磁波形の計測では、計測帯域は中心周波数を計測対象に一致させ、感度を優先した動作条件に設定すべきという結論に至り、第 4 章、第 5 章の生体磁気計測も感度を優先した動作条件で実施した。しかしながら、こうした結論は、周波数成分が 20 Hz 以下の周波数に集中している健常者の MCG 計測や、計測対象を α 波帯などに限定した MEG 計測のみあてはまるものであり、将来的に、心疾患を有している被験者の心臓の活動や、幅広い周波数帯での脳活動を正確に観測する場合には、帯域幅を広めに設定する必要があると考えられ、第 3 章の計測帯域の可変性が有用になると考えられる。

生体磁気計測という点では、第 4 章においてヒト MCG を多点で計測したものの、現状の OPAM は単一チャンネルであり、臨床の場で使用できるレベルに達するには多チャンネル化などの大きな発展が必要である。しかしながら、第 5 章の MEG 計測を含め、生体磁気計測の計測結果は生理学的知見や SQUID システムの計測結果とも矛盾しておらず、K 原子を用いたポンプ・プローブ型 OPAM による生体磁気計測の実現可能性を示した。

OPAM 開発を通して行ってきた感度向上に関しては、システムノイズの低減を実施することで、上記の生体磁気計測を実施可能な感度を達成することが出来た。また、システムノイズの低減に伴い顕在化した環境磁場ノイズを低減するために、グラジオメータ及び光学的グラジオメータを構成し、磁場ノイズの低減、SNR 向上の効果を示した。第 3 章で示した原子の拡散及びレーザ光の減衰を考慮したガラスセル内でのセンサ特性の空間分布の数値計算は、光学的グラジオメータの理論値計算にも使用し、計測結果と傾向は一致した。OPAM のグラジオメータ構成は高次のグラジオメータ構成など更なる感度向上の余地もあり、応用的開発も期待できるが、現状の感度においても MEG 計測は十分可能である。したがって、実用的な OPAM 生体磁気計測システムの実現という点で、今後は小型化や多チャンネル化に注力し、開発が進むことで感度が低下した際には、改めてノイズ低減に関して検討すべきと考える。

7.2 OPAM の小型化に伴う課題

OPAM が SQUID の代替となる磁気センサとして実用化に至るには、既存の SQUID システムに匹敵するチャンネル数の実現が求められる。第 5 章で使用した SQUID-MEG システムの場合、102 ヶ所に 1 つのマグネットメータと 2 つの平面グラジオメータをそれぞれ有し、306 チャンネルのシステムを構成している。102 ヶ所の計測位置におけるピックアップコイルの面積が $28 \text{ mm} \times 28 \text{ mm}$ であることから、OPAM がこのシステムに匹敵するには、モジュール型 OPAM の更なる小型化が必須である。しかしながら、OPAM そのものを小さくするには、アルカリ金属原子セルやレーザー光の直径を小さくする必要があり、必然的に磁場応答信号強度の低下が予想される。そのため、MEG 計測可能な感度を維持すべく、磁場応答信号強度の低下を補う構成やシステムノイズの更なる低減が必要となる。

ガラスセルが小さくなれば、ガラス壁面とセンシング領域との距離も小さくなり、壁緩和の影響は大きくなる。その際には、第 3 章で実施した原子の拡散を考慮した壁緩和レートの計算により、最適なバッファガス圧の設定が重要になると考えられる。また、K の動作温度でも使用できる高分子コーティングの実現にも期待が寄せられる。

磁場応答信号強度の低下を補う構成としては、プローブ光をガラスセル内で多重反射させ、ファラデー回転角を増大させる方法も提案されている [1]。しかしながら、緻密な光学設計を必要とするため、モジュール型の OPAM に搭載するには実用的ではないと考えられる。

磁場応答信号強度の維持という観点から、第 6 章の光学的グラジオメータを構成する際に得られた知見より、第 5 章のモジュール型 OPAM に関する改善点も浮かび上がる。図 5.1(b) に示したモジュール型 OPAM は、光ファイバを介して入射したプローブ光が、直角プリズムにより 90 度に反射されセルに入射し、出射側の直角プリズムにより再び 90 度に反射された後、ポラリメータを構成する PBS に入射する構成となっている。偏光特性の良くないプリズムの場合、反射後は楕円偏光になりやすく、磁気光学回転角が減少する可能性が考えられる。この点に関しては、光学的グラジオメータと同様に、直角プリズムではなく偏光特性の良い誘電体多層膜のミラーをプローブ光の反射に利用することで、プローブ光が楕円偏光になるのを防ぎ、磁場応答信号強度の向上につながると期待される。

また、Rb と K を併用するハイブリッドセルの使用も磁場応答信号強度の増加につながることが期待される。ハイブリッドセルではポンプ原子とプローブ原子を分けて使用し、光ポンピングによりポンプ原子に生じたスピン偏極をスピン交換衝突によりプローブ原子に移すことで動作させる。従って、ポンプ原子が脱励起する際に生じる脱励起光がプローブ原子のスピン緩和として働かないため、クエンチングガスとして使用している N_2 が必要なくなる [2]。 N_2 もアルカリ金属原子とスピン破壊衝突による緩和を生じるため、 N_2 を必要としないハイブリッドセルは、スピン緩和が少なくなり、磁場応答信号強度が向上すると考えられる。

第 6 章ではノイズ源の追究を行うことで、システムノイズの低減に至ったが、理論的な最小検出限界には達していないため、低ノイズのレーザーの使用などによりシステムノイズを低減させることが出来れば、小型化に伴う感度の低下の影響をより小さくできると考えられる。また、ノイズ源が判明しない環境下で

は、第 6 章の初めに実施したプローブ光の偏光面を変調させる方法も有効であると考えられる。

7.3 多チャンネル化に伴う課題

SQUID に匹敵するチャンネル数を実現を目指す上での課題も生じる。まず一つ目に磁場環境の調整が挙げられる。OPAM を高感度で動作させるには SERF 条件達成のための低磁場環境が必要となる。また、第 3 章で示した方法で計測帯域を設定する場合には、多チャンネルの OPAM にそれぞれ印加されるバイアス磁場を調整する必要がある。第 6 章のグラジオメータ構成では、30 mm という短い間隔においても環境磁場の不均一性により、3 軸の磁場調整コイルではバイアス磁場を一致させることが出来ず、勾配磁場コイルの導入が必要であった。多チャンネル化を実施する場合、更に広い領域に OPAM を配置することになるため、それらを調整できるコイル設計が必須である。心磁図 (MCG) や脊磁図 (MSG) の場合、OPAM はほぼ平面上に配置されるため [3, 4]、磁場設計の難易度もそこまで高くないと予想されるが、脳磁図 (MEG) の場合には、頭部を取り囲むように OPAM を配置するため、複雑な磁場設計が必要となる。

或いは、個々の OPAM に磁場調整用コイルを備え付ける方法も考えられる。ポンプ・プローブ型の OPAM は、一軸型と異なり磁場変調を必要とせず、磁場環境調整に印加する磁場やバイアス磁場も直流であるため、多チャンネル化においてもセンサ間の干渉は生じにくい。また、第 5 章の SQUID-MEG システムで観測されたような、被験者とセンサ間のギャップを生じさせないためには、センサ位置を微調整できる構造が望ましい。そういった点でも、個々の OPAM が磁場調整出来る構造は理想的である。

バイアス磁場の調整精度については、第 3 章で示した帯域幅の可変性を利用して、広めの帯域幅に設定することで、センサ間のバイアス磁場の差を多少許容することも可能であると考えられる。その際には、帯域幅の増加に伴い磁場応答信号強度の低下が生じるため、システムノイズの低減が更に重要となる。

多チャンネル化に伴うもう一つの課題は、アルカリ金属原子セル作製精度の向上である。本研究では、人の手による作製であったため、原子密度などを任意に設定することは難しく、作製した中で磁場応答信号強度の高いセルを使用するという状況であった。多チャンネル化の際には、個々の OPAM でキャリブレーションを実施するとはいえ、センサ特性はある程度揃う必要があるため、精度よくアルカリ金属原子セルを作製する手法の確立が求められる。ガラスセルの安定的な作製に関する研究も行われ、要素技術の確立は成されている [5]。しかしながら、実用に足る性能を有したアルカリ金属原子セルは作製されていないため、セル作製に関する研究の更なる発展と実用化が望まれる。

7.4 生体磁気計測及びシステム開発の展望

本論文で実施した生体磁気計測は、単一チャンネルの計測であり、信号源推定などは実現できていないが、今後、上述した小型化、多チャンネル化の課題がクリアされれば、OPAM は SQUID を凌ぐ感度及び空間分解能を有したシステムの実現も可能であり、高い精度での信号源推定の実現が期待できる。

実験室レベルの低ノイズの環境で動作する OPAM において MEG, MCG 計測は多数実施されている

ことから、今後は臨床に使用できる段階へとセンサ開発が進み、OPAM による生体磁気計測の有用性が示される必要があると考えられる。また、第 6 章で示した光学的グラジオメータのような磁場ノイズ低減機能を搭載することで、OPAM による生体磁気計測システムの有用性が更に高まると考えられる。

加えて、医療の場での需要も高いと考えられる MSG 計測の実施も期待される。MSG は OPAM を用いた計測例がないだけでなく、SQUID での計測例も少なく、非常に発展性の高い分野であるといえる。特に、SQUID と異なり多チャンネル配置の柔軟性が期待される OPAM は、被験者の体に合わせて自由に配置することでより精度の高い計測の実施が期待できる。MSG 計測により、OPAM の有用性のみならず生体磁気計測全般の有用性が示され、生体磁気計測分野の発展につながることを期待できる。

参考文献

- [1] S. Li, P. Vachaspati, D. Sheng, N. Dural, and M. V. Romalis, Optical rotation in excess of 100 rad generated by Rb vapor in a multipass cell, *Phys. Rev. A*, Vol. 84, No. 6, 061403, 2011.
- [2] M. V. Romalis, Hybrid optical pumping of optically dense alkali-metal vapor without quenching gas, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 105, 243001, 2010.
- [3] Y. Adachi, J. Kawai, G. Uehara, M. Miyamoto, S. Tomizawa, and S. Kawabata, A 75-ch SQUID biomagnetometer system for human cervical spinal cord evoked field, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 17, No. 4, pp. 3867–3873, 2007.
- [4] G. Lembke, S. N. Ern e, H. Nowak, B. Menhorn, and A. Pasquarelli, Optical multichannel room temperature magnetic field imaging system for clinical application, *Biomed. Opt. Express*, Vol. 5, No. 3, pp. 876–881, 2014.
- [5] 辻本和也, アルカリ金属ソースタブレットと犠牲マイクロ流路気密封止技術を用いた原子磁気センサ用アルカリ金属蒸気セルの作製手法に関する研究, 京都大学博士学位論文, March 2014.

8 まとめ

本論文では、光ポンピング原子磁気センサによる生体磁気計測システムの実現に向けて、K 原子を用いたポンプ・プローブ型の OPAM を開発し、センサ特性や高感度化、生体磁気計測の実施など、OPAM の実用化に向けて必要と考えられる事項について多角的に検討した。

第 3 章では、OPAM の出力信号及び、主に計測帯域を中心としたセンサ特性の動作条件依存性に関して検討を行った。計測環境下で調整可能なパラメータに対する磁場応答信号強度や計測帯域の変化を計測し、計測原理に基づく理論値と比較することでその妥当性を検証するとともに、計測帯域の可変性について検討した。計測結果及び理論値はよく一致しており、開発した OPAM が理論に即した挙動を示していることを確認した。セル内でのスピン偏極やレーザ光強度の空間分布を考慮した数値計算により、センサ特性の複雑な挙動を表すことができた。プローブ光波長や強度の変化は計測帯域への影響が小さいことから、磁場応答信号強度が最大となるプローブ光の設定が望ましいことが示唆された。OPAM の計測帯域はポンプ光と平行に印加するバイアス磁場により中心周波数を決定し、ポンプ光強度により帯域幅を調整することで任意の範囲に設定できるという結論に至った。

第 4 章では心磁図 (MCG) の計測における OPAM の周波数特性の影響について検討した。第 3 章での計測帯域の可変性を受け、異なる計測帯域に設定した場合に疑似心磁波形を計測することで、計測波形の形状の変化について検討すると共に、センサの周波数特性を補正するキャリブレーションの有効性について検証した。その中で、ヒト MCG 計測に適した帯域の設定条件について検討した。幅広く周波数成分を含んでいるヒト MCG ではあるが、実際には 20 Hz 以下の周波数領域に主な信号成分が集中している。そのため、ヒト MCG 計測では、共鳴周波数を 10 Hz 付近に設定し、磁場応答信号強度が強く、最小検出限界が小さくなることを優先した動作条件の設定が望ましいという結論に至った。上記の結論を踏まえた上で生体磁気計測用に構成した OPAM システムにおいてヒト MCG 計測可能な最小検出限界を達成した。実際にヒトを対象に多点で計測した MCG では、R ピークや T 波といった典型的な特徴を確認するとともに、生理学的な知見とも矛盾しない磁場分布を得ることができ、開発した OPAM による MCG 計測の実現可能性を示した。

第 5 章では、生体磁気計測用のモジュール型 OPAM を用いて、脳磁図 (MEG) 計測を実施した。モジュール型 OPAM はヒト MEG を計測可能な感度を有していることを示した。また、ヒトの頭部を模して作製した生体ファントムから発生する磁場の計測により、モジュール型 OPAM が構造的にもヒト MEG を計測可能な性能を有していることを示した。以上の結果を踏まえて実施したヒト MEG 計測では、開閉眼の切り替えに伴う α 波帯 (8-13 Hz) における事象関連脱同期や聴覚刺激に対する事象関連脳磁界を観測した。加えて、既存の全頭型 SQUID-MEG システムで計測した結果と比較することで、センサ構造の違いからくる計測結果の差異も含めた妥当性を検証した。モジュール型 OPAM は、MEG 計測に

において既存の SQUID-MEG システムに劣らない性能を有していること示すとともに、将来的な多チャンネル配置における柔軟性など SQUID に対する OPAM の利点が示唆された。

第 6 章では、前章までのセンサシステム開発を通じて行ってきた、高感度化に向けたノイズ低減方法についてまとめた。レーザ光源の種類や照射方法、アルカリ金属原子の加熱に伴い加熱機構周囲で生じる揺らぎなど、センサシステムの構成要素のノイズ源を一つ一つ追究することにより、OPAM のシステムノイズの低減に成功し、生体磁気計測が可能な感度の実現に至った。OPAM のシステムノイズは、理論的な最小検出限界には達していないため、更なる感度向上の余地が見込まれる。その後、システムノイズ低減により顕在化した環境磁場ノイズの影響を取り除くべく、グラジオメータを構成した。グラジオメータ構成に伴うセンサシステムの改良により、システムノイズは更に低減し、約 $3 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ の最小検出限界を達成した。グラジオメータ構成においては、 $20 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 以上の環境磁場ノイズを $10 \text{ fT}_{\text{rms}}/\text{Hz}^{1/2}$ 程度まで低減させることができた。その後、構造的に従来のグラジオメータより利点の多い光学的グラジオメータを新たに構成した。光学的グラジオメータは、従来のグラジオメータに匹敵するノイズ低減、SNR 向上効果を示し、感度面でも優れた性能を示す結果を得ることができた。

以上、本研究では、OPAM のセンサ特性に関する検証やシステムノイズ低減に関する検討、計測した波形のキャリブレーション、生体磁気計測に適した動作条件の設定など、OPAM を用いた生体磁気計測システムの実現に向けて、必要と考えられる事項について多角的に検討した。加えて、ヒトの MEG や MCG 計測を実施することで、OPAM による生体磁気計測の実現可能性を示した。また、光学的グラジオメータによる磁場ノイズ低減など、OPAM の応用的構成についても検討した。OPAM による実用的な生体磁気計測システムを実現する際には、小型化や多チャンネル化などに伴い、感度の低下や磁場環境調整などの課題が生じると予想される。こうした課題をクリアする上で、本研究で実施したセンサ特性の把握やノイズ低減に向けた検討結果が役立つと考えられる。また、光学的グラジオメータのような他の OPAM にはない機能を搭載することで、開発中の生体磁気計測システムの有用性が更に高まると考えられる。OPAM を用いた実用的な生体磁気計測システムの実現により、生体磁気計測分野及び、脳機能や生体機能研究の更なる発展につながることを期待できる。

謝辞

本研究は、京都大学大学院工学研究科電気工学専攻教授の小林哲生先生のご指導のもと行われたものであり、ここに博士論文としてまとめることができました。本研究を遂行するにあたり、学部時代より修士課程、博士課程と長きにわたりご指導を賜り、時には厳しく、時には温かいご助言を頂きましたことを深く感謝いたします。

また、京都大学大学院工学研究科電気工学専攻教授の萩原朋道先生、和田修己先生には、副指導教員として日頃より研究についてディスカッションをしていただき、また、本論文の審査をしていただきました。ここに深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科電気工学専攻准教授の濱田昌司先生には、本研究を遂行するにあたり、ゼミなどを通して有意義なディスカッションをしていただきました。ここに、深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科電気工学専攻助教の笈田武範先生には、本研究を遂行するにあたり、勾配磁場コイルの磁場計算手法に関するご助力のほか、研究環境の維持の面でも多くの時間を費やしていただきました。ここに、深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科電気工学専攻助教の伊藤陽介先生には、本研究を遂行するにあたり、実験環境の構築から、データ処理・原理面でのディスカッション、本論文を始め様々な面でのご助言など、多方面でご助力いただき、多くの時間を費やしていただきました。ここに、深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科電気工学専攻特定助教の夏川浩明先生には、本研究を遂行するにあたり、脳磁図計測の補助をしていただいたほか、有意義なディスカッションをしていただきました。また、学生時代より長きにわたり、多方面にてご助力いただきました。ここに、深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科電気工学専攻研究員の奥畑志帆博士には、本研究を遂行するにあたり、脳磁図計測の補助の他、有意義なディスカッションをしていただきました。ここに、深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科電気工学専攻特定研究員の Ingo Hilschenz 博士及び山本哲也博士には、本研究を遂行するにあたり、有意義なディスカッションをしていただきました。ここに、深く感謝いたします。

本研究は京都大学・キャノン協働研究「高次生体イメージング先端テクノハブ」プロジェクトの一環として、その支援を受けたものです。キャノン株式会社、技術フロンティア研究センター磁気計測デバイス研究室の水谷夏彦室長を始め、岡野一久氏、藩和宏博士、寺尾亮氏、市原直氏には、本研究を遂行するにあたり、協働研究における事務手続き他、モジュール型 OPAM の作製、セル作製、光学系の構成や理論、原理面でのご助言、ディスカッションなど、多くのご助力を頂きました。ここに、深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科マイクロエンジニアリング専攻の平井義和助教、辻本和也博士(現 東京エレクトロン株式会社)にはセル作製において、ご協力いただきました。ここに、深く感謝いたします。

Princeton University の Romalis グループ、Mike Romalis 教授には国際連携教育研究プログラムによる海外短期教育研修を受け入れていただきました。また、同グループ Nezh Dural 博士には実験装置の使い方など、ご指導いただきました。ここに、深く感謝いたします。

兵庫県立大学大学院物質理学研究科准教授の石川潔先生には、本研究を遂行するにあたり、OPAMの基本理論についてご指導いただきました。ここに、深く感謝いたします。

岡山大学大学院自然科学研究科産業創成工学専攻助教の田上周路先生には、本研究において、OPAMの基本的な使い方から、光学系の構築方法、工作機器の使い方など、初歩から懇切丁寧に教えていただきました。また、学外においても多方面でご助力いただくなど、多くの時間を費やしていただきました。ここに、深く感謝いたします。

京都大学大学院工学研究科電気工学専攻生体医工学講座生体機能工学分野の研究室の学生の皆様とは、ともに充実した研究・学生生活を送ることができました。特に、杉原靖幸氏、大西宏征氏、佐藤大地氏の協力なくしては、本研究を遂行することはできなかったと考えております。ここに、深く感謝いたします。

本研究は日本学術振興会特別研究員制度により支援を受けたものであり、本研究を遂行するにあたり、快適な研究環境をご支援いただきました。日本学術振興会に深く感謝いたします。

最後に、私の研究生生活を精神的、経済的に支えていただきました両親、家族に深く感謝いたします。

A 付録

A.1 ガラスセル作製方法

OPAMにおいてセンサ本体となる，アルカリ金属原子とバッファガス，クエンチングガスを封入したガラスセルは，図 A.1 に示す系により以下の手順で作製する [1]．図 A.1 ではアルカリ金属原子を生成するための試料 (KCl と Ca) の保持部及びガラスセルを接続したガラス管を，真空ポンプ並びにバッファガス，クエンチングガス用のタンクに接続している．図 A.1 及び以下の手順では，K を使用した場合を示しているが，他のアルカリ金属原子においても基本的な手順は同じである．

1. 真空引きしながら，300 °C 以上で 24 時間以上ベーキングし，ガラス内のアウトガスを排出する (図 A.1(a)).
2. バーナーを用いて試料を加熱し，下記の化学反応により K を生成する．



その後，バーナーで温度勾配を設けながら K を気化させることで，ガラスセル内に K を移動させる (図 A.1(b)).

3. 真空ポンプを遮断し，ガスタンクから，バッファガス (He) とクエンチングガス (N_2) をガラスセル内に充填する (図 A.1(c)).
4. ガラスセル上部のガラス管をバーナーを用いて溶断することで，ガラスセルを封止する (図 A.1(d)).

なお，封止の際には，ガラス管内部の圧力 (バッファガス圧) < 大気圧であることが望ましいが，液体窒素によってガラスセルを冷却しながら，手順 3.，4. を進めることで，大気圧以上のバッファガス圧を封入する事も可能となる．

このセル作製手法では，試料の保持部があることにより大量のアルカリ金属原子を封入できる反面，アルカリ金属原子の移動や封止の際のバーナー作業にテクニックを必要とするため，作製するセルの原子密度のばらつきが生じる可能性がある．

A.2 K 原子の特性値

表 A.1 に第 3 章で実施したセンサ特性の理論値計算において使用した K 原子のスピン破壊衝突断面積，スピン交換衝突断面積，拡散係数の文献値を示す [2–6]．表 A.1 に示す拡散係数 D_0 は標準状態 ($p_0 = 1$ atm, $T_0 = 273$ K) の値である．拡散係数 D はバッファガス圧 p に反比例し [7]，動作温度が T の時 $T^{3/2}$

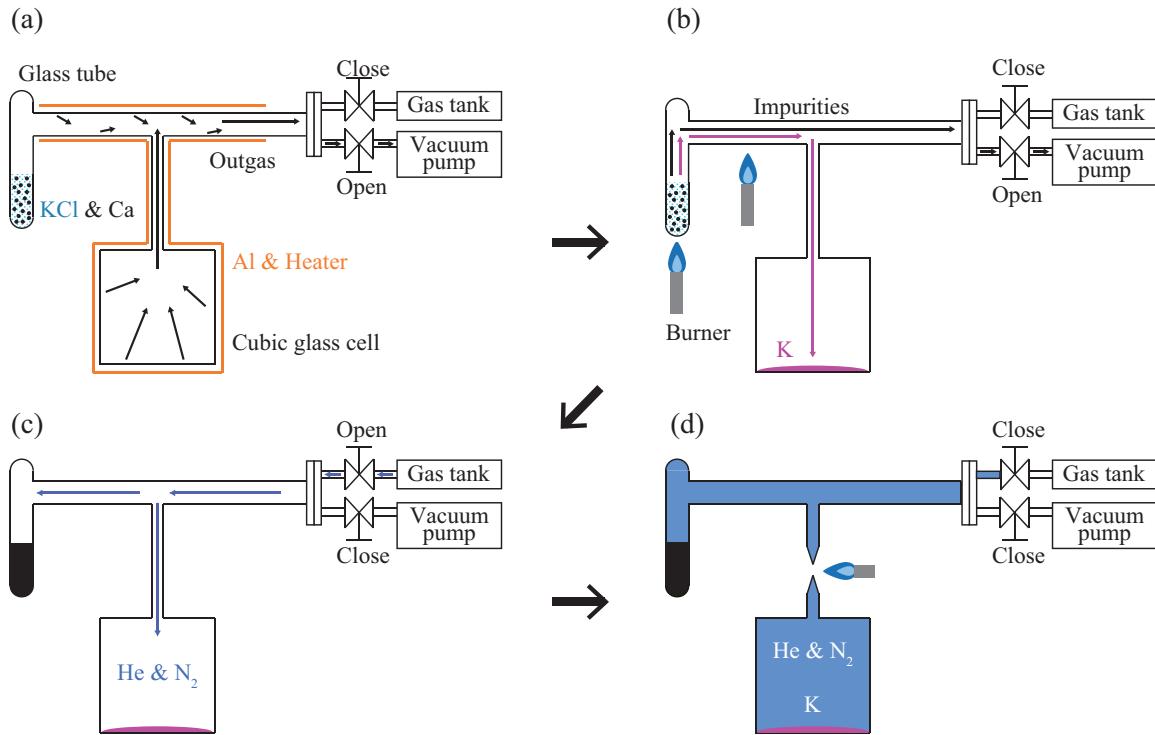


図 A.1 アルカリ金属原子セル作製手順. (a) ベーキング. (b) アルカリ金属原子の生成とガラスセルへの移動. (c) バッファガス及びクエンチングガスの導入. (d) ガラスセルの封止.

表 A.1 K 原子特性値. ($^{\dagger}\text{cm}^2$, $^{\ddagger}\text{cm}^2/\text{s}$ (1 atm, 273 K における値))

	K-K	K-He	K-N ₂
$^{\dagger}\sigma_{\text{SD}}$	1.0E-18	8.0E-25	7.9E-23
$^{\dagger}\sigma_{\text{SE}}$	1.45E-14		
$^{\ddagger}D_0$		0.35	0.20

に比例するため [5], 動作条件における拡散係数 D は以下の式で与えられる.

$$D = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{p_0}{p} \quad (\text{A.2})$$

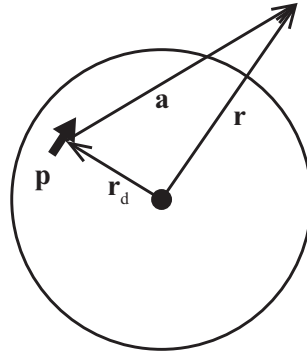


図 A.2 Sarvas の式におけるモデル図.

A.3 生体ファントム磁場の計算

A.3.1 Sarvas の式

図 A.2 に示すように，導電性媒質である生理食塩水で満たされた球体内部にダイポールが存在する時，球体外部の位置 \mathbf{r} では磁場 $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ が観測され，以下の Sarvas の式により表される [8,9].

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi F^2} (F\mathbf{p} \times \mathbf{r}_d - ((\mathbf{p} \times \mathbf{r}_d) \cdot \mathbf{r})\nabla F), \quad (\text{A.3})$$

$$F = a(\mathbf{r} \cdot \mathbf{a} + ra), \quad (\text{A.4})$$

$$\mathbf{a} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_d, \quad (\text{A.5})$$

$$\nabla F = (F/a^2 + a + r)\mathbf{a} + (a + a^2/r)\mathbf{r}, \quad (\text{A.6})$$

$$\mathbf{p} = Id. \quad (\text{A.7})$$

ここで， \mathbf{r}_d はダイポールの位置， \mathbf{p} はダイポールモーメント， I はダイポールに流れる電流値， \mathbf{d} はダイポールの方向ベクトル， \mathbf{a} はダイポールから計測点 \mathbf{r} に向かうベクトルであり， μ_0 は真空の透磁率である．また， $a = |\mathbf{a}|$ ， $r = |\mathbf{r}|$ とする．

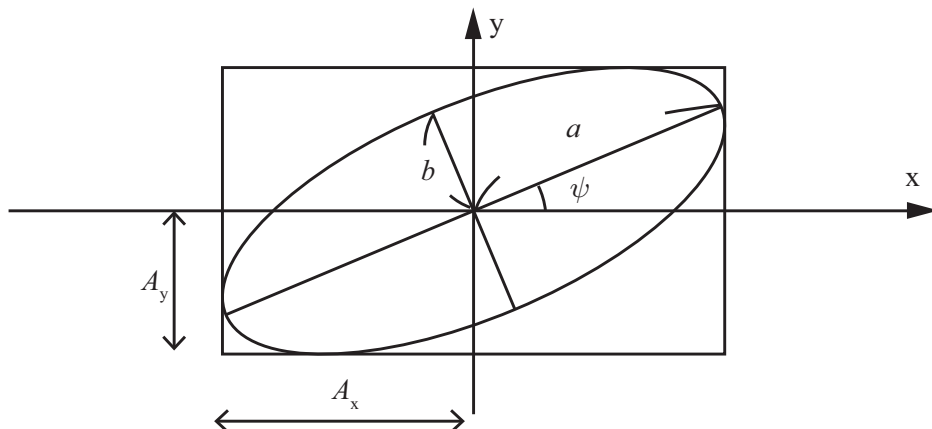


図 A.3 楕円偏光.

A.3.2 g 値

Sarvas の式に基づく計算値と、計測値の一致度は以下の式で定義される g 値 (goodness of fit value) を用いて計算した.

$$g = \left\{ 1 - \frac{B_e^2}{\sum_i B_i'^2} \right\} \times 100, \quad (\text{A.8})$$

$$B_e^2 = \sum_i (B_i' - B_i)^2. \quad (\text{A.9})$$

B_i' と B_i はそれぞれ計測点 i における磁束密度の計測値と計算値である. g 値は 100% に近いほど、計測結果と計算結果の一致度が高いことを示している.

A.4 反射による磁気光学回転角の損失と楕円偏光への変化

図 6.12 の台形プリズム及び誘電体多層膜ミラーにより、プローブ光を反射した場合の磁気光学回転角の損失及び楕円偏光への変化の計算方法を説明する.

z 方向に伝搬する光の電界成分 $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$ は以下の式で表される.

$$E_x = A_x e^{i(\omega t - kz + \phi_x)}, \quad (\text{A.10})$$

$$E_y = A_y e^{i(\omega t - kz + \phi_y)}. \quad (\text{A.11})$$

位相差 $\delta = \phi_y - \phi_x \neq 0$ の時、 z 方向に伝搬する光は図 A.3 に示す楕円偏光となる. 偏光状態は図 A.3 における x 軸と楕円偏光の長軸がなす方位角 ψ ($-90 \sim 90^\circ$) と、楕円率 $\chi = \tan^{-1}(b/a)$ ($-45 \sim 45^\circ$) に

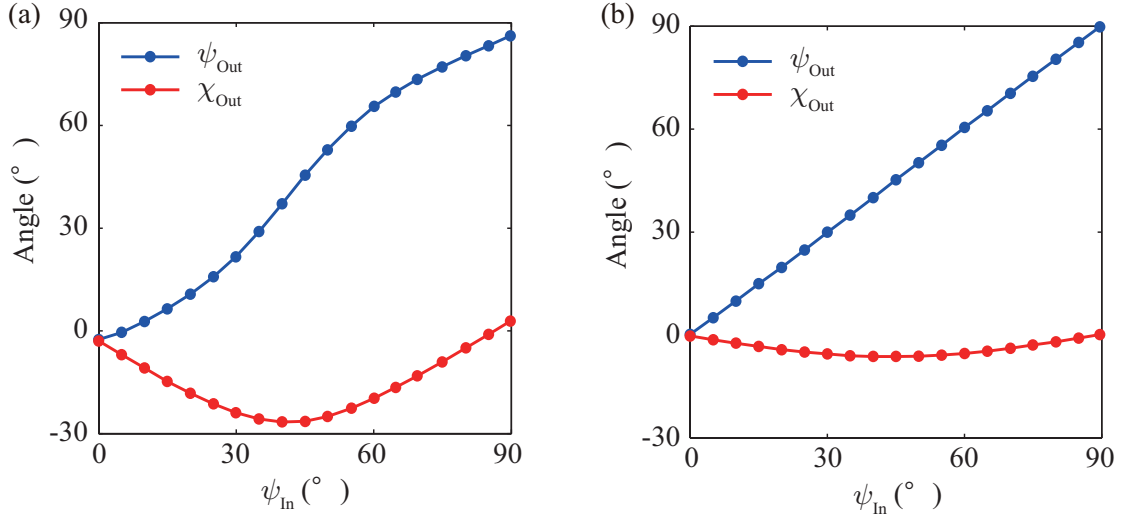


図 A.4 入射方位角に対する偏光状態. (a) 台形プリズム. (b) 誘電体多層膜ミラー 2 枚.

よって表される. 楕円率 $\chi = 0^\circ$ で直線偏光となり, $\chi = +45^\circ$ で右回り円偏光, $\chi = -45^\circ$ で左回り円偏光となる.

まずはじめに, 図 6.12(a) の台形プリズム及び図 6.12(b) の誘電体多層膜ミラー 2 枚それぞれで, プローブ光を 90° ずつ 2 度反射した場合の偏光状態の変化を計測した. 偏光状態は Rotating Waveplate Technique [10] を用いた市販の偏光計 (Thorlabs, PAX 5710IR1) により計測した. 入射光の楕円率を 0° に設定し, 方位角を $0 \sim 90^\circ$ の範囲で変化させた場合の, 反射光の偏光状態を計測した.

図 A.4 にその計測結果を示す. 図 A.4(a) の台形プリズムの場合, 反射光の方位角 ψ_{Out} は線形的に変化せず, 入射光の方位角が $\psi_{\text{In}} = 45^\circ$ 付近で反射光の楕円率が $\chi_{\text{Out}} = -30^\circ$ 近くまで変化し楕円偏光になることを確認した. 一方, 図 A.4(b) の誘電体多層膜ミラーを 2 枚使用した場合には, 反射光の方位角 ψ_{Out} は線形的に変化し, 楕円率も $|\chi_{\text{Out}}| < 6.3^\circ$ と台形プリズムに比べ楕円偏光になりにくいことを確認した.

続いて, 図 A.4 に示した偏光状態の変化を基に, 台形プリズム及び誘電体多層膜ミラー 2 枚それぞれで, 90° ずつ 2 度反射した場合のジョーンズ行列を求める. 振幅比を $\tan \alpha = (A_y/A_x)$ とする時, 光の電界成分と偏光状態のパラメータ (ψ, χ) は以下の関係式を持つ [11].

$$A_x^2 + A_y^2 = a^2 + b^2, \quad (\text{A.12})$$

$$\tan 2\psi = \tan 2\alpha \cos \delta, \quad (\text{A.13})$$

$$\sin 2\chi = \sin 2\alpha \sin \delta. \quad (\text{A.14})$$

以上の関係式及び計測した偏光状態より, 入射光及び反射光の位相差 δ と振幅比 $\tan \alpha$ を導出する. その

から，以下の式より入射光及び反射光のジョーンズベクトル \mathbf{J}_{In} , \mathbf{J}_{Out} を求める．

$$\mathbf{J}_{\text{In/Out}} = \begin{pmatrix} E_x^* \\ E_y^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha e^{-i\delta/2} \\ \sin \alpha e^{i\delta/2} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.15})$$

その後，ジョーンズベクトル \mathbf{J}_{In} , \mathbf{J}_{Out} より，以下の式が成り立つジョーンズ行列を台形プリズム及び誘電体多層膜ミラーそれぞれで導出する．

$$\mathbf{J}_{\text{Out}} = \begin{pmatrix} J_{11} J_{12} \\ J_{21} J_{22} \end{pmatrix} \mathbf{J}_{\text{In}}. \quad (\text{A.16})$$

OPAM において振動磁場が印加され，図 6.11(a) において，S 偏光で入射したプローブ光に Lower で振幅 3 mrad，周波数 10 Hz で振動する磁気光学回転角 θ_{Lower} が生じたとする．図 6.11(a) の B 点における反射前のプローブ光の楕円率を $\chi_B = 0^\circ$ と仮定した上で，方位角 $\psi_B = \theta_{\text{Lower}}$ より，反射前のジョーンズベクトル \mathbf{J}_B を求める． \mathbf{J}_B 及び式 (A.16) で求めたジョーンズ行列より，

$$\mathbf{J}_C = \begin{pmatrix} J_{11} J_{12} \\ J_{21} J_{22} \end{pmatrix} \mathbf{J}_B, \quad (\text{A.17})$$

として，図 6.11(a) の C 点における反射後のジョーンズベクトル \mathbf{J}_C を導出する．その後， \mathbf{J}_C より得られた反射後の楕円率 χ_C が図 6.12(d) であり，直線偏光であったプローブ光が 2 度の反射により楕円偏光に変化したことを示す．一方，反射後の方位角 ψ_C を反射前の方位角 $\psi_B = \theta_{\text{Lower}}$ で規格化した図 6.12(c) は，反射による磁気光学回転角の損失を表す．

参考文献

- [1] 辻本和也, アルカリ金属ソースタブレットと犠牲マイクロ流路気密封止技術を用いた原子磁気センサ
用アルカリ金属蒸気セルの作製手法に関する研究, 京都大学博士学位論文, March 2014.
- [2] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, High-sensitivity atomic mag-
netometer unaffected by spin-exchange relaxation, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, No. 13, 130801,
2002.
- [3] S. Kadlecěk, L. W. Anderson, and T. G. Walker, Measurement of potassium-potassium spin
relaxation cross sections, *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 402, No. 2, pp. 208–211, 1998. Proceed-
ings of the 7th RCNP International Workshop on Polarized He Beams and Gas Targets and
Their Application.
- [4] N. W. Ressler, R. H. Sands, and T. E. Stark, Measurement of spin-exchange cross sections for
 Cs^{133} , Rb^{87} , Rb^{85} , K^{39} , and Na^{23} , *Phys. Rev.*, Vol. 184, No. 1, pp. 102–118, 1969.
- [5] F. A. Franz and C. Volk, Electronic spin relaxation of the $4^2S_{1/2}$ state of K induced by K-He
and K-Ne collisions, *Phys. Rev. A*, Vol. 26, No. 1, pp. 85–92, 1982.
- [6] J. A. Silver, Measurement of atomic sodium and potassium diffusion coefficients, *J. Chem.*
Phys., Vol. 81, No. 11, pp. 5125–5130, 1984.
- [7] W. Franzen, Spin relaxation of optically aligned rubidium vapor, *Phys. Rev.*, Vol. 115, No. 4,
pp. 850–856, 1959.
- [8] M. Hämmäläinen, R. Hari, R.J. Ilmoniemi, J. Knuutila, and O. V. Lounasmaa, Magnetoen-
cephalography: theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working
human brain, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 65, No. 2, pp. 413–497, 1993.
- [9] J. Sarvas, Basic mathematical and electromagnetic concepts of the biomagnetic inverse problem,
Phys. Med. Biol., Vol. 32, No. 1, pp. 11–22, 1987.
- [10] B. W. Lites, Rotating waveplates as polarization modulators for stokes polarimetry of the sun:
evaluation of seeing-induced crosstalk errors, *Appl. Opt.*, Vol. 26, No. 18, pp. 3838–3845, 1987.
- [11] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference
and Diffraction of Light*, Cambridge University Press, 7th edition, 1999.

研究業績

本論文に含まれる研究業績

論文

1. K. Kamada, S. Taue, and T. Kobayashi, Optimization of bandwidth and signal responses of optically pumped atomic magnetometers for biomagnetic applications, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 50, No. 5, 056602, 2011.
2. K. Kamada, Y. Ito, and T. Kobayashi, Human MCG measurements with a high-sensitivity potassium atomic magnetometer, *Physiol. Meas.*, Vol. 33, No. 6, pp. 1063-1071, 2012.
3. K. Kamada, D. Sato, Y. Ito, H. Natsukawa, K. Okano, N. Mizutani, and T. Kobayashi, Human magnetoencephalogram measurements using newly developed compact module of high-sensitivity atomic magnetometer, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 54, No. 2, 026601, 2015.
4. K. Kamada, Y. Ito, S. Ichihara, N. Mizutani, and T. Kobayashi, Noise reduction and signal-to-noise ratio improvement of atomic magnetometers with optical gradiometer configurations, *Opt. Express* (to be published).

研究会資料等

1. 鎌田 啓吾, 田上 周路, 石川 潔, 小林 哲生, 生体磁気計測を目指した超高感度光ポンピング原子磁気センサの開発－計測感度と帯域幅のセンサ動作条件依存性に関する検討－, 電子情報通信学会技術研究報告, Vol. 110, No. 52, pp. 13-18, 2010.
2. 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 超高感度光ポンピング原子磁気センサによるヒト心磁図の計測, 電子情報通信学会技術研究報告, Vol. 111, No. 121, pp. 71-76, 2011.
3. 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 高感度光ポンピングカリウム原子磁気センサによる心磁図計測, 第 55 回自動制御連合講演会 講演論文集, pp. 1219-1222, 2012.
4. 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 夏川 浩明, 岡野 一久, 水谷 夏彦, 小林 哲生, 原子磁気センサモジュールによる事象関連脱同期及び事象関連脳磁界の計測, 電子情報通信学会技術研究報告, Vol. 114, No. 258, pp. 31-36, 2014.
5. 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 市原 直, 水谷 夏彦, 小林 哲生, 光ポンピング原子磁気センサにおける光学的差動計測, 電気学会計測研究会資料, IM-14-43, pp. 9-14, 2014.

学会発表

1. 鎌田 啓吾, 田上 周路, 石川 潔, 小林 哲生, 生体磁気計測を目指した超高感度光ポンピング原子磁気センサの開発ー計測感度と帯域幅のセンサ動作条件依存性に関する検討ー, 電子情報通信学会 ME とバイオサイバネティクス研究会, 富山県富山市, 2010 年 5 月 (口頭).
2. 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 超高感度光ポンピング原子磁気センサによるヒト心磁図の計測, 電子情報通信学会 ME とバイオサイバネティクス研究会, 徳島県徳島市, 2011 年 7 月 (口頭).
3. 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 生体磁気計測に向けた高感度光ポンピング原子磁気センサの開発 : ヒト MCG 計測への適用, 第 27 回日本生体磁気学会大会, 東京都足立区, 2012 年 5 月 (ポスター).
4. 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 高感度光ポンピングカリウム原子磁気センサによる心磁図計測, 第 55 回自動制御連合講演会, 京都府京都市, 2012 年 11 月 (口頭).
5. K. Kamada, D. Sato, Y. Ito, K. Okano, N. Mizutani, and T. Kobayashi, A phantom study toward MEG measurements by a newly developed compact module of atomic magnetometer, International Conference on Basic and Clinical Multimodal Imaging, Geneva, Switzerland, September 2013 (Poster).
6. 鎌田 啓吾, 佐藤 大地, 伊藤 陽介, 岡野 一久, 水谷 夏彦, 小林 哲生, モジュール型光ポンピング原子磁気センサによる MEG 計測に向けた生体ファントム実験, 第 74 回応用物理学会秋季学術講演会, 京都府京田辺市, 2013 年 9 月 (口頭).
7. 鎌田 啓吾, 佐藤 大地, 伊藤 陽介, 夏川 浩明, 岡野 一久, 水谷 夏彦, 小林 哲生, モジュール型光ポンピング原子磁気センサによる MEG 計測, 第 61 回応用物理学会春季学術講演会, 神奈川県相模原市, 2014 年 3 月 (口頭).
8. 鎌田 啓吾, 佐藤 大地, 伊藤 陽介, 夏川 浩明, 岡野 一久, 水谷 夏彦, 小林 哲生, 原子磁気センサモジュールによる事象関連脱同期及び事象関連脳磁界の計測, 電子情報通信学会 ME とバイオサイバネティクス研究会, 大阪府寝屋川市, 2014 年 10 月 (口頭).
9. 鎌田 啓吾, 佐藤 大地, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 光学的グラジオメータによる光ポンピング原子磁気センサのノイズ低減, 第 75 回応用物理学会秋季学術講演会, 北海道札幌市, 2014 年 9 月 (口頭).
10. 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 市原 直, 水谷 夏彦, 小林 哲生, 光ポンピング原子磁気センサにおける光学的差動計測, 電気学会計測研究会, 佐賀県佐賀市, 2014 年 11 月 (口頭).

受賞歴

1. 第 27 回日本生体磁気学会大会 U35 奨励賞, 日本生体磁気学会, 2012 年 5 月.
2. 第 35 回 (2013 年秋季) 応用物理学会講演奨励賞, 応用物理学会, 2014 年 3 月.
3. 平成 26 年 優秀論文発表賞 (基礎・材料・共通部門表彰), 電気学会, 2014 年 11 月.

その他関連する研究業績

論文

1. S. Taue, Y. Sugihara, T. Kobayashi, K. Ishikawa, and K. Kamada, Magnetic field mapping and biaxial vector operation for biomagnetic applications using high-sensitivity optically pumped atomic magnetometers, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 50, No. 11, 116604, 2011.
2. Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada, and T. Kobayashi, Sensitivity improvement of spin-exchange relaxation free atomic magnetometers by hybrid optical pumping of potassium and rubidium, *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 47, No. 10, pp. 3550–3553, 2011.
3. T. Oida, Y. Ito, K. Kamada, and T. Kobayashi, Detecting rotating magnetic fields using optically pumped atomic magnetometers for measuring ultra-low-field magnetic resonance signals, *J. Magn. Reson.*, Vol. 217, pp. 6–9, 2012.
4. Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada, and T. Kobayashi, Effect of spatial homogeneity of spin polarization on magnetic field response of an optically pumped atomic magnetometer using a hybrid cell of K and Rb atoms, *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 48, No. 11, pp. 3715–3718, 2012.
5. Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada, and T. Kobayashi, Development of optically pumped atomic magnetometer using a K-Rb hybrid cell and its application to magnetocardiography, *AIP Adv.*, Vol. 2, No. 11, 032127, 2012.
6. Y. Ito, D. Sato, K. Kamada, and T. Kobayashi, Measurements of magnetic field distributions with an optically pumped K-Rb hybrid atomic magnetometer, *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 50, No. 11, 4006903, 2014.

研究会資料等

1. 伊藤陽介, 佐藤大地, 大西宏征, 鎌田 啓吾, 小林哲生, K-Rb ハイブリッドセルを用いた光ポンピング原子磁気センサによる生体磁気計測に向けた磁場分布計測, 電子情報通信学会技術研究報告, Vol. 112, No. 479, pp. 31–34, 2013.
2. Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada, and T. Kobayashi, Rate-equation approach to optimal density ratio of K-Rb hybrid cells for optically pumped atomic magnetometers, Proceedings of 35th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society (EMBC'13), pp. 3254–3257, 2013.
3. 佐藤 大地, 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 生体磁気計測に向けた光ポンピング K-Rb ハイブリッド原子磁気センサのスピン偏極空間均一性の理論的検討, 電子情報通信学会技術研究報告,

Vol. 113, No. 499, pp. 91–96, 2014.

4. 佐藤 大地, 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 光ポンピング K-Rb ハイブリッド原子磁気センサにおけるアルカリ金属原子の密度比に関する検討, 電子情報通信学会技術研究報告, Vol. 114, No. 361, pp. 33–38, 2014.

学会発表

1. 伊藤 陽介, 田上 周路, 鎌田 啓吾, 石川 潔, 小林 哲生, 超高感度光ポンピングカリウム原子磁気センサ I ~感度向上及び測定帯域の拡張~, 第 71 回応用物理学会学術講演会, 長崎県長崎市, 2010 年 9 月 (口頭).
2. 田上 周路, 伊藤 陽介, 鎌田 啓吾, 石川 潔, 小林 哲生, 超高感度光ポンピングカリウム原子磁気センサ II ~プローブ光の強度・波長の最適化による SN 比改善~, 第 71 回応用物理学会学術講演会, 長崎県長崎市, 2010 年 9 月 (口頭).
3. 伊藤 陽介, 田上 周路, 鎌田 啓吾, 石川 潔, 小林 哲生, 超高感度光ポンピングカリウム原子磁気センサの開発と測定感度向上, 京都大学工学研究科生体医工学研究部門平成 22 年度研究発表交流会, 京都府京都市, 2010 年 9 月 (ポスター).
4. Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada, and T. Kobayashi, Sensitivity improvement of spin-exchange relaxation free atomic magnetometers by hybrid optical pumping of potassium and rubidium, International Magnetism Conference, Taipei, Taiwan, April 2011 (Poster).
5. 伊藤 陽介, 大西 宏征, 鎌田 啓吾, 小林 哲生, K-Rb ハイブリッドセルを用いた光ポンピング原子磁気センサの基礎的検討, 京都大学工学研究科インテック高等研究院生体医工学研究部門平成 23 年度報告会, 2011 年 5 月 (ポスター).
6. 伊藤 陽介, 大西宏征, 鎌田 啓吾, 小林 哲生, K-Rb ハイブリッドセルを用いた光ポンピング原子磁気センサの周波数特性, 第 72 回応用物理学会学術講演会, 山形県山形市, 2011 年 8 月 (口頭).
7. 市原 直, 鎌田 啓吾, 伊藤陽介, 水谷夏彦, 小林哲生, 光ポンピング原子磁気センサにおける 1 光軸型配置と 2 光軸型配置の実験的比較, 第 59 回応用物理学会春季学術講演会, 東京都新宿区, 2012 年 3 月 (口頭).
8. Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada, and T. Kobayashi, Effect of spatial homogeneity of spin polarization on magnetic field response of an optically pumped atomic magnetometer using a hybrid cell of K and Rb atoms, International Magnetism Conference, Vancouver, Canada, May 2012 (Poster).
9. 伊藤 陽介, 大西 宏征, 鎌田 啓吾, 小林 哲生, K-Rb ハイブリッドセルを用いた光ポンピング原子磁気センサの基礎的検討 II, 第 73 回応用物理学会学術講演会, 愛媛県松山市, 2012 年 9 月 (口頭).
10. 伊藤 陽介, 佐藤 大地, 大西 宏征, 鎌田 啓吾, 小林 哲生, K-Rb ハイブリッドセルを用いた光ポンピング原子磁気センサによる生体磁気計測に向けた磁場分布計測, 電子情報通信学会 ME とバ

- イオサイバネティックス研究会，東京都町田市，2013年3月（口頭）。
11. T. Kobayashi, Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada and T. Oida, A K-Rb hybrid optically pumped atomic magnetometer toward ultra-low field multimodal MRI systems, 5th International Conference on Non-invasive Brain Stimulation, Leipzig, Germany, March 2013 (Poster).
 12. 佐藤 大地, 大西 宏征, 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, K-Rb ハイブリッドセルを用いた光ポンピング原子磁気センサによる生体磁気多点同時計測に向けた検討, 第28回日本生体磁気学会大会, 新潟県新潟市, 2013年6月（口頭）。
 13. 伊藤 陽介, 大西 宏征, 鎌田 啓吾, 小林 哲生, 超高感度光ポンピング K-Rb 原子磁気センサの開発とヒト MCG への応用, 第28回日本生体磁気学会大会, 新潟県新潟市, 2013年6月（口頭）。
 14. Y. Ito, H. Ohnishi, K. Kamada, and T. Kobayashi, Rate-equation approach to optimal density ratio of K-Rb hybrid cells for optically pumped atomic magnetometers, 35th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, Osaka, Japan, July 2013 (Poster).
 15. Y. Ito, D. Sato, K. Kamada, and T. Kobayashi, Biomagnetic field measurements with an optically pumped atomic magnetometer using a hybrid cell of K and Rb atoms, International Conference on Basic and Clinical Multimodal Imaging, Geneva, Switzerland, September 2013 (Poster).
 16. 市原 直, 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 水谷 夏彦, 小林 哲生, 光ポンピング原子磁気センサにおける差動測定によるノイズ低減, 第74回応用物理学会秋季学術講演会, 京都府京田辺市, 2013年9月（口頭）。
 17. 佐藤 大地, 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 光ポンピング K-Rb ハイブリッド原子磁気センサを用いた頭部ファントムから生じる微弱磁場の多点同時計測, 第74回応用物理学会秋季学術講演会, 京都府京田辺市, 2013年9月（口頭）。
 18. 佐藤 大地, 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 生体磁気計測に向けた光ポンピング K-Rb ハイブリッド原子磁気センサのスピンの偏極空間均一性の理論的検討, 電子情報通信学会 ME とバイオサイバネティックス研究会, 東京都町田市, 2014年3月（口頭）。
 19. Y. Ito, D. Sato, K. Kamada, and T. Kobayashi, Measurements of magnetic field distributions with an optically pumped K-Rb hybrid atomic magnetometer, International Magnetics Conference, Dresden, Germany, May 2014 (Poster).
 20. 市原 直, 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 水谷 夏彦, 小林 哲生, 光ポンピング原子磁気センサにおける差動測定での SNR 向上, 第29回日本生体磁気学会大会, 大阪府吹田市, 2014年5月（口頭）。
 21. 佐藤 大地, 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 光ポンピング K-Rb ハイブリッド原子磁気センサによるヒト MCG の多点同時計測, 第75回応用物理学会秋季学術講演会, 北海道札幌市, 2014年9月（口頭）。
 22. 伊藤 陽介, 佐藤 大地, 鎌田 啓吾, 小林 哲生, 光ポンピング原子磁気センサを用いたポンプ光変調による磁場分布計測に向けた検討, 第75回応用物理学会秋季学術講演会, 北海道札幌市, 2014年

9月（口頭）.

23. Y. Ito, D. Sato, K. Kamada, and T. Kobayashi, Simultaneous measurement of human MCG distribution with an optically pumped K-Rb hybrid atomic magnetometer, 生体医工学シンポジウム, 東京都小金井市, 2014年9月（ポスター）.
24. 佐藤 大地, 鎌田 啓吾, 伊藤 陽介, 小林 哲生, 光ポンピング K-Rb ハイブリッド原子磁気センサにおけるアルカリ金属原子の密度比に関する検討, 電子情報通信学会 ME とバイオサイバネティクス研究会, 愛知県名古屋市, 2014年12月（口頭）.
25. 夏川 浩明, 鎌田 啓吾, 小林 哲生, 高感度光ポンピング原子磁気センサモジュールによる視覚誘発応答計測, 日本視覚学会 2015年冬季大会, 東京都新宿区, 2015年1月（ポスター）.
26. 山本 哲也, 夏川 浩明, 伊藤 達哉, 鎌田 啓吾, 小林 哲生, 光ポンピング原子磁気センサと多チャンネル脳波計を用いた視覚誘発応答の同時計測, 日本視覚学会 2015年冬季大会, 東京都新宿区, 2015年1月（ポスター）.

受賞歴

1. Best Poster Award, International Magnetism Conference (INTERMAG 2011), Taipei, Taiwan, April 2011.