

博士論文

多様な光計測系のための超解像技術の一般化

北野 和哉

奈良先端科学技術大学院大学

先端科学技術研究科

知能社会創成科学プログラム

主指導教員: 向川 康博

光メディアインタフェース研究室（情報科学領域）

令和3年3月17日提出

本論文は奈良先端科学技術大学院大学先端科学技術研究科に
博士(工学) 授与の要件として提出した博士論文である。

北野 和哉

審査委員：

主査	向川 康博	(情報科学領域 教授)
	太田 淳	(物質創成科学領域 教授)
	船富 卓哉	(情報科学領域 准教授)
	田中 賢一郎	(情報科学領域 助教)
	久保 尋之	(情報科学領域 客員准教授, 東海大学 情報通信学部 講師)

多様な光計測系のための超解像技術の一般化*

北野 和哉

内容梗概

物体に光を照射した際に生じる様々な光学現象は、その物体の物理的な性質を反映している。そのため、物体に照射した光の波長軸または時間軸の変化を観察する方法が科学分野で幅広く利用されてきた。一般的に、光が示す応答を計測する手段として固体撮像素子が用いられる。固体撮像素子は、半導体の微細化や技術の進歩と共に空間解像度や感度が向上したが、微細化の限界や撮像素子に利用される材質の制約によりこれ以上の性能向上が困難であると言われている。科学分野では、新たな事象を発見するために撮像系の分解能や計測範囲、感度などの進歩が期待されている。そのため今後も撮像系の性能を向上させる必要がある。一方で、コンピュータビジョンの分野では低解像度な画像から高解像度な画像を復元する超解像と呼ばれる技術が存在する。

本論文では、超解像技術を画像以外の多様な計測系に応用することで、既存の計測系に対する分解能の向上を実現する方法を提案する。画像の超解像技術から高分解能な計測に必要な要素を一般化し、多様な計測系に対する超解像計測モデルを提供する。一例として時間軸と波長軸に対するサンプリング方法と観測過程の推定手法を検討し、提案した超解像手法を実際の計測機器に対して実装することでその有効性を示す。時間軸の超解像手法として、遅延回路を用いて間接的に露光時間をずらす方法を提案し、Time-of-Flight カメラに提案手法を実装した。実環境での計測を実施し、20ns のサンプリング幅から 250ps の超解像を達成した。また、波長軸の超解像手法として、分散型分光器に二次元の撮像素子を取り付け、それを少し傾斜させることにより各行で得られる観測を少しずつ変化させる方法

*奈良先端科学技術大学院大学 先端科学技術研究科 博士論文, 令和 3 年 3 月 17 日.

と、波長依存の観測過程を推定する方法として疎な原子輝線から補間する手法を提案する．分散型の分光器を構築し，計測した分光分布からボケ関数を除去することで約 12.9 倍の超解像を達成した．

キーワード

トランジェントイメージング、飛行時間計測、分光計測、分光器設計、超解像

Generalization of Super-resolution for Multimodal Optical Measuring System*

Kazuya Kitano

Abstract

Various optical phenomena that are caused by light irradiation indicate the associated physical properties of an object. Hence, analytical methods that are based on observing the temporal and spectral responses of light are widely employed in the field of science. In general, a method for observing the optical response involves the usage of image sensors. Presently, owing to advancements in semiconductor miniaturization and semiconductor technology, image sensors have enhanced resolution and sensitivity. However, it is difficult to improve the performance of an image sensor owing to limited miniaturization and constraints associated with materials. In the field of science, advancements in the resolution, measurement range, and sensitivity of image sensors can aid in discovering new phenomena. Hence, it is necessary to improve the performance of an image sensor. In computer vision, the technique termed as super-resolution involves recovering a high-resolution image from a low-resolution image. In this study, to improve the resolution of existent measurement systems, we propose a generalized super-resolution method for multimodal optical measurement systems. The proposed method was designed by generalizing the underlying principle of image super-resolution. We implemented the measurement systems with respect to the temporal and spectral axes for demonstrating the effectiveness of the proposed method. We considered sub-sampling and blur function estimation for the

*Doctoral Dissertation, Graduate School of Science and Technology, Nara Institute of Science and Technology, March 17, 2021.

temporal and spectral axes. Furthermore, we designed a sub-sampling method to enable indirect gate shifting in the temporal axis and implemented the same for a time-of-flight camera. The obtained results indicate that we can achieve a super-resolution of 0.25 ns from the 20 ns sampling width in real environments. With respect to the spectral axis, we tilted the area sensor for realizing accurate sub-pixel shifting and for recovering a high-resolution spectrum by employing interpolated spectrally-varying kernels. Based on experimental validation, it is found that the proposed method can achieve a high spectral resolution of 12.9x super-resolution in the 400 nm–800 nm range through the mere tilting of the sensor in the spectrometer.

Keywords:

Transient imaging, Time-of-flight imaging, Spectrum measurement, Spectrometer design, Super-resolution

目次

1. 序論	1
1.1 受光素子の進歩とその限界	1
1.2 本論文の貢献	3
1.3 本論文の構成	4
2. 画像における超解像技術	6
2.1 概要	6
2.2 超解像技術の種類	7
2.3 撮像モデル	7
2.4 センサシフト方式	8
2.5 撮像系のボケ関数推定	9
2.6 超解像の理論限界	9
2.7 空間的な高周波成分の復元に必要な要素	10
3. 超解像技術の多様な計測系への応用	12
3.1 概要	12
3.2 超解像計測モデルの一般化	12
3.2.1 低分解能な観測による信号の劣化	12
3.2.2 観測の微小移動による折り返しの除去	13
3.2.3 計測系内部の観測過程除去による高周波成分の復元	16
3.3 多様な計測系への導入における問題点	16
3.4 多様な計測系への超解像技術の導入	18
3.4.1 窓関数の間接的な微小移動	18
3.4.2 観測過程の推定	19
4. 時間軸超解像	20
4.1 緒論	20
4.2 時間応答の計測手法	21
4.2.1 光電子増倍管	21

4.2.2	ストリークカメラ	21
4.2.3	波長軸を用いたバーストイメージング	22
4.2.4	Single Photon Avalanche Diode (SPAD) センサ	22
4.3	時間応答による反射光の歪み計測	23
4.4	Time-of-Flight(ToF) カメラの動作原理	25
4.5	発光時間の遅延制御による高分解能化な時間応答計測	25
4.6	高分解能な時間応答の推定手法	29
4.7	ToF カメラの実装	30
4.8	実験	31
4.8.1	表面下散乱や相互反射を引き起こすシーンの撮影	31
4.8.2	複数回の反射を引き起こすシーンの撮影	38
4.9	結論	38
5.	波長軸超解像	41
5.1	緒論	41
5.2	分光分布の計測手法	42
5.2.1	分散型分光器	43
5.2.2	フーリエ変換型分光器	43
5.2.3	アダマール変換型分光器	44
5.3	シーンの分光分布計測モデル	44
5.4	センサ傾斜法の計測モデル	45
5.5	波長依存な観測過程の推定	46
5.6	分光器の実装	49
5.7	シミュレーション	49
5.8	実験	51
5.8.1	実環境実験	51
5.8.2	ボケ除去と超解像の効果の評価	54
5.8.3	波長依存な観測過程の推定手法の評価	56
5.9	結論	57

6. 結論	58
6.1 まとめ	58
6.2 今後の展望	59
謝辞	61
参考文献	62
業績リスト	74

目 次

1	光の照射によって発生する光学現象	1
2	画像の撮像モデル	7
3	センサシフト方式の概要	8
4	時間領域における一次元の信号計測モデル	13
5	周波数領域における低分解能な計測系による折り返しの発生	14
6	サンプリング点の微小移動による折り返しの除去	15
7	表面下散乱によって反射波形が歪む様子	23
8	相互反射によって反射波形が歪む様子	24
9	ToF カメラの動作原理	26
10	発光開始時間の遅延	28
11	時間軸超解像の実験に用いた装置	33
12	時間軸超解像システムの概要	34
13	レーザ光源の発光波形	35
14	実験装置の配置	35
15	計測対象のシーン（本や鏡などを配置したシーン）	36
16	時間応答の推定結果	36
17	本や鏡などを配置したシーンの Light-in-flight 画像	37
18	計測対象のシーン（マネキンと網戸を配置したシーン）	39
19	マネキンと網戸を配置したシーンの計測結果	40
20	分光超解像の概要	42
21	低圧水銀ランプの原子輝線	46
22	輝線の検出と観測過程の生成方法	47
23	確率密度関数による観測過程の補間	48
24	累積度数分布による観測過程の補間	48
25	構築した分光器の概要	50
26	シミュレーションデータの生成方法	51
27	ダウンサンプリングした分光分布と復元した分光分布の比較	52
28	ボケた分光分布と超解像により復元した分光分布	53

29	観測数を増やした場合における輝線の半値幅の変化	55
30	観測過程 $o_\lambda(u)$ の推定と真値の比較	56

表 目 次

1	時間軸と波長軸の超解像	18
2	使用機器	32
3	光源の仕様	32
4	観測数と半値幅の関係	55
5	正規化相互相関とピークの差	56

1. 序論

1.1 受光素子の進歩とその限界

物体に光を照射すると屈折や反射，散乱，吸収，蛍光など様々な光学現象が生じる (図 1)．これは物体が照射光に対して作用した結果であるため，この応答を解析することで物体の物理的な性質を知ることができる．従来より，物体の性質を知るために時間軸や波長軸を用いた計測が幅広い分野に利用されてきた．時間軸を用いた計測技術としては，ピコ秒やナノ秒の超短パルスを用いた物体に照射し，反射光の時間軸における輝度変化を計測する時間分解計測が挙げられる．この計測手法は，高エネルギー物理学での粒子の識別 [1] や距離計測 [2, 3]，生体内部の可視化 [4]，DNA シーケンサー [5] などに応用されている．また，波長軸を用いた計測技術としては，物体が入射光を透過した割合を計測することで液体や気体の組成を知る方法や物体が入射光を反射した割合からその物体の性質を知る方法が挙げられる．この計測手法は，工場における食品検査や航空機や人工衛星を用いて地表の植生や土地の利用分布を可視化するリモートセンシング，分光分布より星の組成や温度などを知る天体分光 [6–8] などに応用されている．

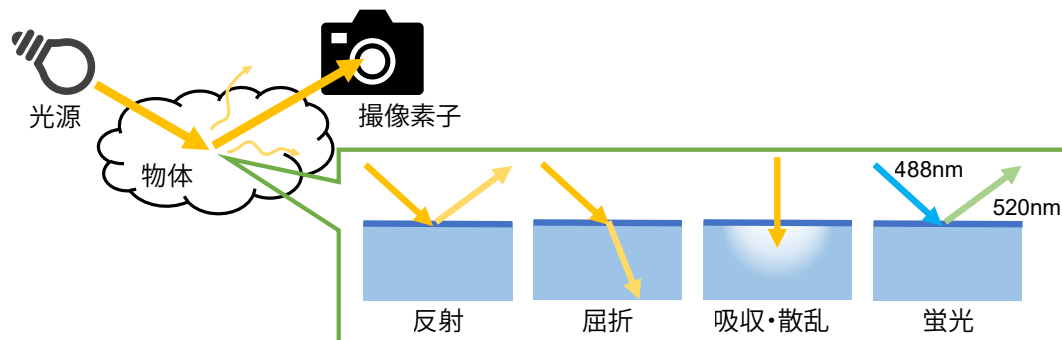


図 1 光の照射によって発生する光学現象

空間中で生じる光学現象を計測する方法としてフォトダイオードや光電管などの受光素子を用いる方法がある．この方法は，光電効果によって光が電気信号に

変換されることによって光量を電氣的に観測する．従来より光計測を行うために様々な受光素子が発明された．E. Becquerel は光起電力効果を報告 [9] し，製作した受光素子の分光感度特性の計測を行った．また，H. Hertz は紫外線が電極に照射されることによって放電が生じることによる電圧降下から光電効果を発見した [10]．光電効果は最終的に A. Einstein が導入した光量子仮説によって理論的に説明された [11]．これらの発見がきっかけとなり，光電効果を用いて光を定量的に計測する手法が確立された．最初期には，光起電力効果を利用した光電池が開発された．しかしながら，光電池は低感度であるため，すぐに光電管が開発された．光電管は，電子管の一種で金属に光を照射すると電子が飛び出す外部光電効果を利用した素子である．また，光電子増倍管の登場により微弱信号を増幅することが可能となった．光電子増倍管は，光電管を改良したもので，増倍効果により高感度な光計測を実現した．後に，高感度なものが開発され，単一光子を検出することが可能となった．さらに，サブナノ秒からナノ秒程度の応答速度で動作するものが開発され，時間軸の計測にも利用された [12]．しかしながら，高電圧が必要，寿命が短い，耐久性が低い，磁場の影響を受けやすいなどの欠点がある．そこで，これらの欠点を克服するために半導体を用いたフォトダイオードが開発された．1980 年代に入ると，CCD や CMOS イメージセンサに代表される固体撮像素子の登場 [13–15] により，受光領域を高密度に配置することが可能となり，機器の小型化や分解能の向上に貢献した．近年では，Single Photon Avalanche Diode (SPAD) センサや Silicon Photomultiplier (SiPM) などの単一光子検出が可能な固体撮像素子が開発されている．これらの素子は，低電圧で動作し，小型で耐久性も高く磁場の影響を受けないために光電子増倍管を置き換えている．このように，これらの光を計測する技術は従来より科学技術の要求により分解能や計測範囲を向上させてきた．

近年では，量子トンネル効果を解析するためにアト秒で生じる電子の移動を可視化する研究 [16] や，分光計測と組み合わせてフェムト秒で生じる水素原子の移動を可視化する研究 [17] などの新たな計測技術が日々提案されている．このように，受光素子の性能は，科学技術の進歩や計測対象の変化によってさらなる進歩が期待されている．

しかしながら、光学素子や撮像素子の進化には物理的な制約がある。空間的な分解能を制限する物理的な要因として回折限界が存在する。回折限界は、ある波長における空間的な分解能の限界を示す指標である。E. Fossum は、F 値 2.8 のレンズを用いた場合の回折限界は $3.7\text{ }\mu\text{m}$ であると述べている [18]。回折限界は F 値にも依存するが現実的な撮影を想定した場合、概ね数 μm 程度である。2020 年現在、イメージセンサの画素サイズは $1.45\text{ }\mu\text{m}$ を達成した研究 [19] が存在する。可視光における撮像技術は物理的な分解能の限界に到達しようとしている。

また、半導体の微細化による製造技術の限界も要因の一つとして挙げられる。集積回路の発明以降、その微細化は急速に進歩し、現在では最小の配線幅が 10 nm 以下の世界となっている。半導体はフォトリソグラフィと呼ばれる技術によって材料に塗布した感光材に配線パターンを露光することで回路を作成している。この技術による微細化が限界に近づいていると言われているが、有望な技術がないためにしばらくは現行の技術を工夫して使うことを強いられると言われている [20]。また、撮像素子の画素数は年々増加しているが、撮像素子のサイズにはいくつかの規格があり、同じ規格で画素数を増やした場合、一画素当たりの面積を小さくすることになる。画素の小型化は受光領域を小さくすること等価であり、信号雑音比 (S/N 比) を低下させることにつながる [21]。画素の大きさを保ったまま分解能を向上させると、撮像素子のサイズを大きくする必要がある。その結果、大きな光学素子が必要となるが、光学素子は精密な加工が必要であるために撮像素子全体の価格が高価となる。一般的に大型の造形物ほど表面のなめらかさなどの加工精度を担保することが困難であるので、光学素子の精度が低下する。これは分解能と計測範囲にトレードオフが生じていると言える。

1.2 本論文の貢献

本論文では、コンピュータビジョンで利用されている超解像技術のうち、低解像度な観測群を得る方法とボケ関数の推定手法を一般化し、多様な計測系に対して応用する方法を検討する。コンピュータビジョン分野における超解像技術は、一枚もしくは複数枚の画像から計算処理によって解像度を向上させる方法である。利点としては、低解像度な撮像素子を用いて高解像度な画像を撮影できる点や画

素の大きな撮像素子を利用することができるためにS/N比が向上する点などが挙げられる。超解像技術は多く存在する[22,23]が、中でもセンサシフト方式[24,25]は簡単で効果的な方法である。これは、少しずつ異なる視点から複数の画像を撮影し、計算処理によって高解像度な画像を復元する技術である。超解像技術で重要な少しずつ異なる観測を得る方法やボケ関数の推定方法にはさまざまな手法が提案されている。

超解像技術が空間以外の撮像系、例えば時間軸や波長軸などで利用できれば、安価で低分解能な機器で高分解能な計測の実現が可能であり、また高分解能な計測ができる機器においてもさらなる分解能の向上が期待できる。これは、計測系の工夫と計算処理の組み合わせによって計測機器を物理的な制約から解放する事が可能であると言える。本手法では、多様な撮像系に対して応用可能な超解像技術を検討し、一例として時間軸と波長軸に本手法を適用し、計測機器の物理的な制約を超えた撮像を実現する。本論文の貢献は以下のとおりである。

- 多様な計測系に対して超解像技術を導入するためにその計測原理を一般化した。
- 超解像計測のためのサンプリング手法を検討し、時間軸と波長軸に対して実装した。
- ボケ関数の推定手法とその除去について検討し、時間軸と波長軸に対してボケ除去の効果を検証した。

1.3 本論文の構成

本章では、序論として従来の受光素子や素子の性能向上に関する研究を紹介し、素子の性能向上には物理的な限界が存在するために計測範囲や分解能が制限される問題点について述べた。その解決方法として本論文は物理的な限界を突破する方法としてコンピュータビジョン分野で利用されている超解像技術を多様な計測系に対して一般化し、時間軸と波長軸に超解像技術を導入する。

2章では、コンピュータビジョン分野における超解像技術の従来研究を紹介し、低解像度な撮像系を用いて高解像度な画像を復元する方法を解説する。また、超

解像技術で一般的に用いられている手法を多様な計測系に応用する方法を考察する。

3章では，超解像技術を多様な計測系へ応用する方法を検討し，一次元の信号に対して超解像を一般化する．さらに，超解像技術を多様な計測系に導入する際の問題点について考察し，解決方法を提案する。

4章では，時間軸に超解像技術を導入する手法を提案する．実際にナノ秒程度の撮像が可能なカメラである Time-of-Flight カメラに実装し，実環境実験の結果と考察を示す。

5章では，波長軸に超解像技術を導入する手法を提案する．また，透過型分光器の光学系を構築し，実環境実験の結果と考察を示す。

6章では，全体のまとめとして結論と今後の展望を述べる。

2. 画像における超解像技術

2.1 概要

超解像とは、一つ以上の低解像度な画像から一つの高解像度画像を得る手法である [23]。超解像技術は衛星画像や航空写真 [26–30]，医用画像 [31–34]，超音波画像 [35] などの幅広い分野で利用されている。一般的に，超解像技術は単位面積当たりの画素数を増加させることで，撮像素子の空間周波数よりも高周波な空間情報を獲得することを目的とする [36]。

撮像素子の改良によって空間的な解像度の向上を試みる場合，通常は二つの方法が考えられる。一つ目は，撮像素子の画素を小さくすることで単位面積当たりの画素を増やす方法である。しかしながら，Iwai ら [20] が述べているように半導体微細化の限界が近いために画素の小型化はいずれ困難となる。また，画素を小さくすると光量が減少し，ショットノイズの増加や回折などの影響を受けやすいなどの問題が生じる。もう一つは，画素の大きさはそのまま撮像素子のサイズを大きくし，より多くの画素を詰め込む方法である。この方法は，前者のような信号雑音比の劣化が生じない。しかしながら，撮像素子の大型化は静電容量の増加を引き起こし，電荷の転送速度が低下する。電荷の転送速度が低下する事によって，撮像系の時間分解能が低下する。また，撮像素子の大型化は光学系の大型化につながる。光学素子は精密な加工によって製造されるが，大きな光学素子の製造は難しいために撮像系全体が高価になる。一般的に光学素子が大型になるほど精密に加工することが困難であるので，必然的に光学素子の精度が低下する。従来のハードウェアを中心とした改良によって生じる上記の問題点を解決する方法として計算処理を活用した方法である超解像技術が提案された。

超解像技術は，撮像素子の画素を小型化することなく高解像度な画像の復元が可能な手法である。この技術は，低解像度なサンプリングによって減衰された高周波成分を復元する技術であり，減衰された高周波成分が復元されない補間や内挿などの手法とは原理が異なる。また，レンズなどのボケを除去する方法や画像を鮮明化する処理は，画像における画素数を変えずに画像の品質を向上させるが，超解像技術は画像のボケを除去した上で単位面積当たりの画素数も増加させる。

2.2 超解像技術の種類

超解像を実現するための手法は様々な種類があるが、大別すると空間領域を用いるものと周波数領域を用いるものの2種類に分類される。空間領域では、複数枚の画像から復元する手法 [37–39] と事前情報を用いて単一画像から復元する手法 [40–42] があり、画像の位置合わせ手法や事前情報の取り扱いによって様々な方法がある。周波数領域では、フーリエ変換で処理する方法 [43–45] とウェーブレット変換で処理する方法 [46–48] に大別される。本稿では、多様な計測系に応用が容易であるという点から空間領域における超解像技術を中心に解説する。

2.3 撮像モデル

一般的な超解像における撮像モデルは図 2 のように、元の画像に対して変形、撮像系によるぼかし、撮像素子のサンプリングによる低解像度化、暗電流やショットノイズなど素子固有のノイズを印加され、最終的に観測された画像が電気信号として出力される。ここで、撮像系のボケ関数によって画像の高周波成分が弱められ、さらに撮像素子による原信号の低解像度化によって折り返しが発生する。このように、撮像系に入力される原信号は上記の要因を経て高周波成分を減衰、消失する。特に、撮像系によるぼかしやサンプリングによる低解像度化は原信号の高周波成分を減衰させる大きな要因である。

超解像技術を用いて低解像度な画像から高解像度な画像を得るためには、低解像度な画像に高周波成分の情報が含まれている必要があり、かつ高周波成分の折り返しが発生した観測を何らかの方法で元の信号に復元する必要がある。高周波



図 2 画像の撮像モデル

成分の折り返しを打ち消す方法としては、観測が異なる複数枚の画像から演算により折り返し部分の信号を消す方法がある。観測を変える方法としては、撮像系の微小移動 [37, 49] や視点が異なる複数のセンサからの入力 [50]、複数の絞りをを用いる [38]、カラー画像の RGB チャンネルを用いる [51] などの方法がある。通常、これらの複数の観測を統合して超解像するには、それらの変化を補償する方法が必要である。低解像度な画像間の変化を補償する最も一般的な方法としては、幾何学的位置合わせが挙げられる。本稿では、様々な超解像技術のうち最も基本的な方法である撮像系を動かす方法であるセンサシフト方式について解説し、この方法を多様な計測系に応用する方法を検討する。

2.4 センサシフト方式

本節では、基本的な超解像手法であるセンサシフト方式について説明する。

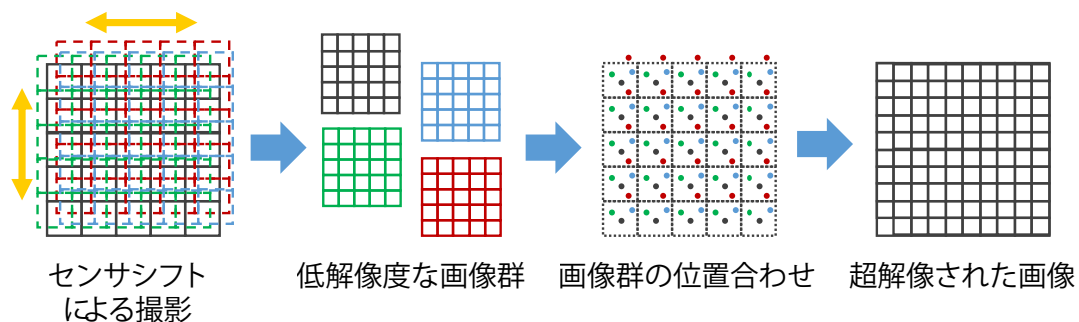


図 3 センサシフト方式の概要

撮像素子の微小移動によって少しずつ観測が異なる画像を得る方法をセンサシフト方式と呼ぶ。センサシフト方式は、撮像素子を移動させて視点が異なる画像を複数枚撮影する事で折り返しを除去するための情報を増やし、計算処理によって高周波成分を復元する手法である。図 3 にセンサシフト方式の概要を示す。まず最初に、撮像素子を上下や左右にサブピクセル精度の微小な移動をさせてから撮影を行う。これは、視点をほんの少しだけ変えながら複数枚の画像を撮影する

ことに相当する．次に，撮影された複数枚の画像の位置合わせを行う．各画像の特徴点を検出し，基準となる画像に対してのずれ量を計算することで位置合わせをする．最後に，折り返しを除去するために最適化問題を解くことで高周波成分が復元された画像を得る．

2.5 撮像系のボケ関数推定

高周波成分を減衰させるもう一つの要因として撮像系内部のボケ関数の影響がある．通常，撮像系の空間的なボケは一画素の領域内に収まるように設計されている．これは通常の撮影では問題ないが，超解像によって高解像度な画像を復元する際に撮像系のボケの影響を受けるという問題が生じる．そこで，超解像技術では様々なボケ関数の推定手法が提案されている．

レンズによる空間的なボケや低解像度な撮像素子のサンプリングの影響により低解像度な画像群だけではボケた画像が得られる．そこで，これらのボケやサンプリング幅の影響をあらかじめ計測し，撮影した画像からその影響を除くことによって高周波成分の情報を復元する．本稿では，撮像系内部で生じるボケや撮像素子のサンプリング幅の影響を観測過程と呼ぶ．

一般的な手法では，撮像素子内部のボケを点拡がり関数 (PSF) としてモデル化し，2次元のガウスカーネルとして表現される [52–54]．また，レンズの PSF が入手できない場合，黒い背景に白の小さな点を空間的なインパルスとし，それを走査して観測過程を推定する．低解像度な画像しか入手できない場合，ブラインドデコンボリューションと呼ばれる手法を用いてボケ関数を推定する．この方法は，画像中にある点やエッジなどの特徴の劣化具合 [55, 56] や一般化クロスバリデーションと呼ばれる方法 [57] によってボケ関数を推定する．

2.6 超解像の理論限界

低解像度な画像を高解像度する場合，倍率の限界に関する研究はいくつか存在する．Baker らによる研究 [58] では，ボケ関数の形状を箱型と仮定した場合では2以上の整数倍では方程式の条件数が無限大となるために高解像度な画像を安定

して推定する事が困難であることを示した。Lin らによる研究 [59] では、箱型のボケ関数を仮定した場合における安定性の指標を条件数の逆数から求めることによって定量的に評価している。Tanaka らの研究 [60] では、箱型やガウシアンなどの様々なボケ関数を用いた場合における方程式の条件数と超解像の理論限界の関係を導出した。Tanaka らによると、任意の空間不変なボケ関数において、ボケ関数の平均パワースペクトルが超解像の理論限界に影響を与えていると述べている。また、推定によってボケ関数を求めた場合、その近似誤差が理論限界に影響を与えとも述べている。一方で、Sasao らは、面積を持った画素による畳み込みの影響が高周波成分を減衰させることによって超解像の倍率を制限していると述べている [61]。画像における超解像では、ボケ関数の近似精度やボケ関数の形状、面積を持った画素によるサンプリングが与える影響によって超解像の限界が決定されることが分かる。

2.7 空間的な高周波成分の復元に必要な要素

これまでの説明より、空間的な高周波成分を減衰または消失させる主な要因は、撮像素子内部のボケ関数が重畳される事と低解像度なサンプリングによって生じる高周波成分の折り返しであることが分かる。以下にそれぞれの影響について説明する。

撮像素子は、二次元に並べられた画素によって入射光を空間的にサンプリングする素子である。このとき、画素の間隔によって空間周波数が制限されているため、その間隔よりも狭い信号が入力されると、高周波成分が折り返される。折り返された高周波成分をうまく除去できれば、低周波成分に重畳されて観測できなくなった高周波成分を復元できる。この高周波成分は、複数の少しずつ異なる観測から折り返し成分を除去するための最適化問題を解くことによって復元することが可能である。ここで、高周波成分を復元するためには、それぞれの低解像度な観測に折り返された高周波成分がある程度含まれている必要がある。複数枚の画像から超解像する方法を用いる場合、撮影した画像間で視点やボケ、絞りなどの撮影時に制御できる要素のうちどれか一つが変化している必要がある。

撮像素子の内部では、光学系や撮像素子によって空間的なボケが生じる。このと

き、ボケ関数が畳み込まれることによって得られる画像の高周波成分が減衰する。サンプリングの工夫により密な観測を取り戻したとしても、撮像系内部のボケ関数によって解像度が低下する。そのため、高周波成分を復元するためにはボケ関数の推定と除去も必要である。撮像系のボケ関数を推定し、これを逆畳み込み演算によって除去できれば、減衰された高周波成分を復元することができる。撮像系内部のこれらの影響を除去するためには、撮像系の応答を正しくモデル化することが重要である。本論文では、撮像系内部で生じる光学系のボケやサンプリングの窓関数の影響による折り返しの影響をまとめて観測過程と呼ぶ。観測過程は通常、入力に対するインパルス応答で表現され、撮像系に対して十分インパルスと見なせるものを入力して得られた観測から求めることが可能である。

3. 超解像技術の多様な計測系への応用

3.1 概要

本章では、多様な計測系へ超解像技術を導入するために画像で利用されてきた超解像手法のうち、最も単純な方法であるセンサシフト方式をベースとして考える。まず、センサシフト方式で行われているサブピクセルシフトを一次元信号における計測モデルに適用する方法を検討する。次に計測系内部の観測過程が信号の高周波成分に与える影響を考察し、これらの影響を除去する方法を検討する。最後に、多様な計測系に導入する際の問題点について議論し、一例として時間軸と波長軸に対して超解像を実装する方法を提案する。

3.2 超解像計測モデルの一般化

画像による超解像では、複数の低解像度な画像から高解像度な画像を復元し、撮像系内部のボケ関数を推定することで、失われた高周波成分を復元した。これを一次元の信号を対象としたサンプリングとして考えると、折り返しが生じた観測を複数の少しずつ異なる観測を用いて高周波成分を復元し、また計測系内部の観測過程を様々な方法を用いて推定し、観測過程の影響を除去することで高周波成分が復元されるということである。ここで、一次元の信号に対する超解像を実現するためには、少しずつ異なる低分解能な観測群の計測方法と計測系内部の観測過程の推定方法の二つを検討する必要がある。本節では、多様な計測系における高周波成分の劣化と低分解能な観測からの高周波成分の復元方法や観測過程の推定方法について議論し、低分解能な観測群から高周波成分を復元する方法と観測過程による影響を除去する方法を検討する。

3.2.1 低分解能な観測による信号の劣化

一般的な計測モデルによって生じる低分解能な観測による信号の劣化について考える。まず、一次元の信号に対するサンプリングについて考える。原信号 $f(t)$ は周波数領域で f_{BW} の帯域を持つ信号で、くし形関数 $\text{comb}(t)$ のサンプリング周

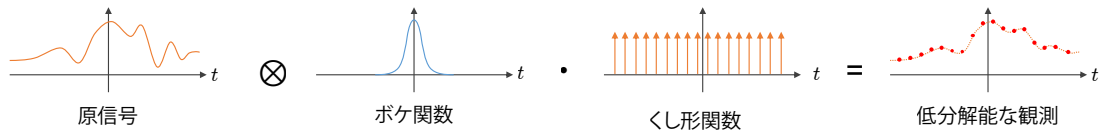


図 4 時間領域における一次元の信号計測モデル

期は $1/f_{BW}$ と定義する．時間領域では，図 4 より，計測系に対して入力される原信号は，計測系内部のボケ関数によって信号がぼかされ，高周波成分が減衰する．さらに，くし形関数によってサンプリングされ，低分解能な観測が得られる．結果として，低分解能な観測は式 (1) のように，原信号 $f(t)$ に対して計測系内部のボケ関数 $b(t)$ が畳み込まれ，くし形関数 $comb(t)$ が乗算されることによって得られる．

$$fs(t) = f(t) \otimes b(t) \cdot comb(t) \quad (1)$$

ここで，くし形関数 $comb(t)$ のサンプリング周期は $1/f_{BW}$ であるので，サンプリング定理を満たせない．つまり，観測された信号に折り返しが発生する．画像における撮像モデルでは，撮像系内部のボケ関数が畳み込まれる影響とサンプリングによる低解像度化によって画像の高周波成分が劣化する．次節からは，超解像を一般化するために低分解能なサンプリングから高周波成分を復元する方法と観測過程を推定・除去する方法について考える．

3.2.2 観測の微小移動による折り返しの除去

低分解能なサンプリングの影響と高周波成分の復元方法について考える．図 5 に低分解能な計測系で生じる高周波成分の折り返しの概要を示す．ここでは，周波数領域での信号のサンプリングと複数の観測による高周波成分の復元について考える．簡単のために，位相が $1/2$ 周期だけ異なる二つの低分解能な信号がある場合を考える．まず，原信号 $f(t)$ と，くし形関数 $comb(t)$ の乗算によってサンプリングされた信号 $fs(t)$ が得られるとする．

$$fs(t) = f(t) \cdot comb(t) \quad (2)$$

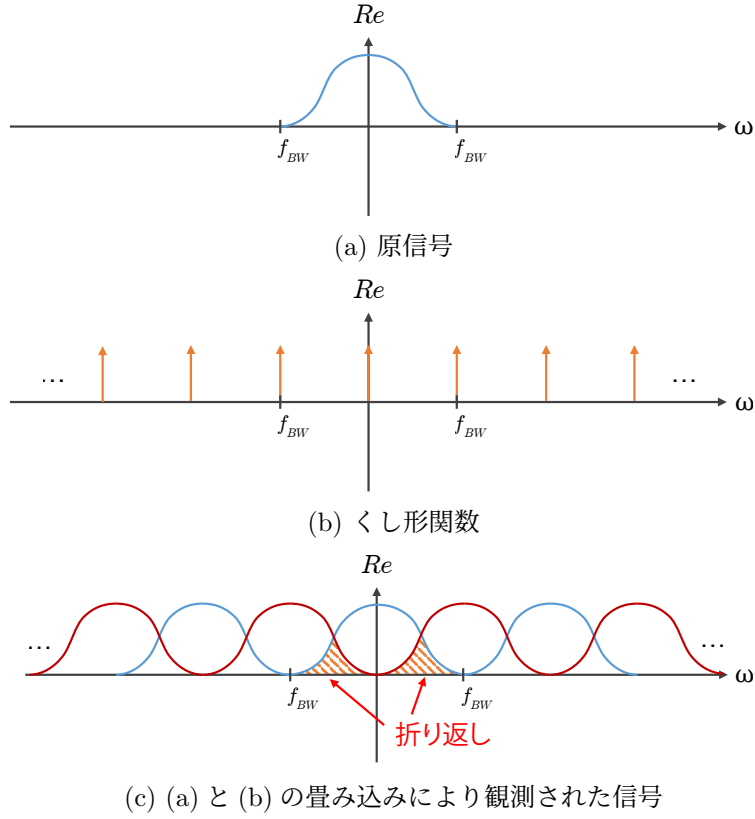


図 5 周波数領域における低分解能な計測系による折り返しの発生

くし形関数のサンプリング点を Δt だけずらしてサンプリングされた信号を $f_{s\Delta t}(t)$ とすると、原信号との関係は次のように表される。

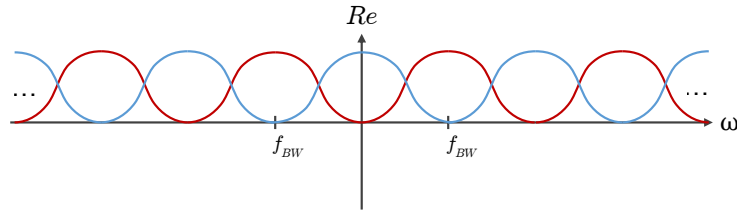
$$f_{s\Delta t}(t) = f(t + \Delta t) \cdot \text{comb}(t) \quad (3)$$

くし形関数のサンプリング周期は図 5(b) に示すように原信号の帯域と同じ f_{BW} であり、サンプリング周期を満たすには十分な周期ではない。そのため、図 5(c) のように観測には高周波成分の折り返しが生じる。サンプリングされた関数をそれぞれフーリエ変換すると、次式で表される。

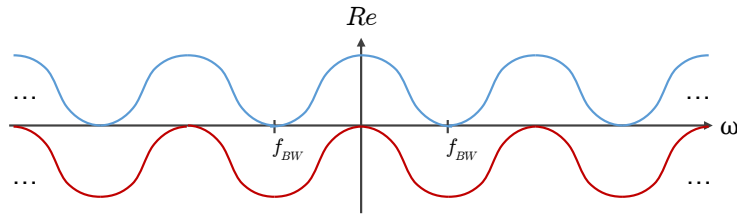
$$Fs(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} F(\omega - k) \quad (4)$$

$$F_{s\Delta t}(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp^{2\pi i k \Delta t} F(\omega - k) \quad (5)$$

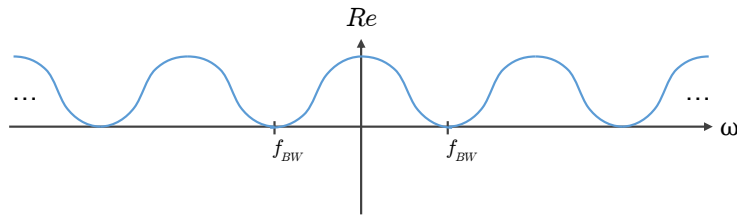
ここで、 $F(\omega)$ は、原信号 $f(t)$ をフーリエ変換した関数である。 $F_s(\omega)$ と $F_{s_{\Delta t}}(\omega)$ はそれぞれ $f_s(t)$ と $f_{s_{\Delta t}}(t)$ をフーリエ変換した関数である。周波数領域では、原信号 $f(t)$ と $\text{comb}(t)$ は畳み込みとなる。そのため、 $k = -\infty$ から $k = \infty$ の範囲に原信号のスペクトルがくし形関数の周期に応じて繰り返し現れる。



(a) 観測された信号



(b) サンプリング周期が半周期ずれた観測



(c) (a) と (b) を足し合わせて折り返しが除去された観測

図 6 サンプリング点の微小移動による折り返しの除去

(a) と (b) の波形はそれぞれ青と赤のスペクトルが加算されたものが実際に観測されるスペクトルである。ここでは、分かりやすさのために原信号とくし形関数の畳み込み演算によって現れるスペクトルのうち奇数と偶数のデルタ関数によって畳み込まれたスペクトルを分離して示す。

サンプリング点を半周期移動させたと考えると、図 6(b) のようにサンプリングされた信号の位相が π ずれたものが観測される。これを位相がずれていない信号である図 6(a) と足し合わせると、式 (4) と式 (5) より、 k が奇数の場合のスペクトルが相殺され、図 6(c) のように高周波成分の折り返しが除去される。このように、サンプリング点を半周期移動させると、観測の高周波成分を復元することが可能である。また、位相がずれた複数の観測が存在する場合、原信号に対して

それぞれの位相の折り返し成分が足しあわされていると考えて、原信号に対する重みを1とし、それぞれの折り返し成分の重みを0とするような問題を設定してそれを解けばよい。これは、重み係数を連立方程式として計算することで容易に解くことが可能である。このように、サンプリング点の微小移動によって周波数領域で位相をずらす方法は、一般的な計測モデルを採用する多様な計測系に対して導入することが可能である。

3.2.3 計測系内部の観測過程除去による高周波成分の復元

観測過程による高周波成分の減衰とその復元方法について考える。一般的な計測モデルのボケ関数は、インパルス状の入力に対して計測系の応答が畳み込まれた観測をインパルス応答と呼ぶ。

通常、計測系内部で生じるボケ関数は光学素子や受光素子の影響によって生じる。これらは物理的な要因のためにその影響を計測系から完全に排除することは困難である。また、ボケ関数は原信号に畳み込まれ、信号の高周波成分を劣化させる。そのため、低分解能な観測群から高分解能な観測を得る方法のみでは、計測系に起因する観測過程の影響を除去できないために高周波成分が欠落するので、何らかの方法で観測過程を知る必要がある。一般的に、計測系のインパルス応答は、その系が十分インパルスであると見なせる計測対象を用意して、対象の観測結果をインパルス応答として利用することが多い。しかしながら、十分インパルスである計測対象を用意できないこともある。その場合、計測系の観測過程を近似することで代用する。得られた観測過程を逆畳み込み演算することによって、減衰した高周波成分が復元される。この問題は一般的に不良設定問題として知られているため [62]、場合によっては問題に対して何らかの制約を設ける必要がある。

3.3 多様な計測系への導入における問題点

多様な計測系に対して超解像技術を導入する場合、低分解能な観測を増やす方法と計測系の観測過程を推定する方法を検討する必要がある。ここでは、一例と

して時間軸と波長軸に超解像技術を導入する方法を考える。

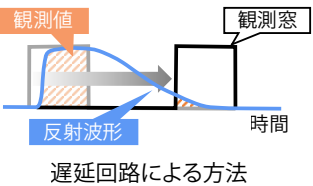
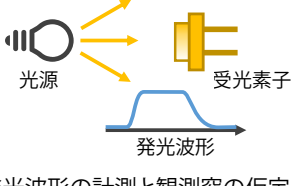
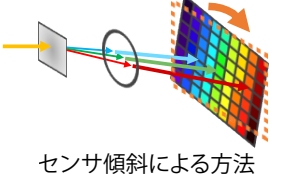
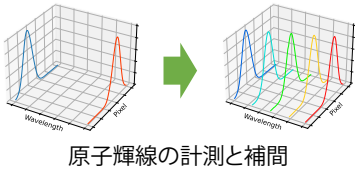
まず、低分解能な観測群を撮影する方法であるが、画像における超解像の場合、観測を増やす方法として撮像素子を空間軸に対して微小移動させることで実現した。しかしながら、これを時間軸や波長軸などの多様な計測系に対して導入しようと試みると、その微小な移動の実現は空間軸ほど容易ではない。次に、観測過程の推定を行うための方法であるが、サブナノ秒の時間軸ではピコ秒程度の信号が必要となり、また波長軸では波長によって応答が異なるために波長ごとにインパルス状の分光分布が必要となる。

サブナノ秒の時間軸に対する計測では、時間軸上でサンプリングする窓関数を微小な時間単位で移動させることによって低分解能な観測群を撮影することができる。しかしながら、窓関数の信号は、撮像素子の内部で生成され、各画素で同期されるためにこれを直接移動させることは困難である。また、計測系の観測過程を推定するためには、ピコ秒もしくはそれ以下のパルス光を入力することで、インパルス応答を計測することができると考えられるが、それらの信号を用意することは簡単ではない。

波長軸における分光計測では、分散型の光学素子を用いて波長情報を空間軸に展開する。このとき、入射光の各波長は、分散型の光学素子によって空間のある点に対応付けられる。そのため、画像におけるセンサシフト方式の超解像手法がそのまま適用できると考えられる。しかしながら、分光器は精密に構築された光学系であるため、波長と画素の対応関係を保つために撮像素子をサブピクセル精度で移動させる必要がある。画素の大きさが数マイクロメートルであることを考えると、移動には最低でも数百ナノメートルの精度が必要であるために撮像素子の物理的な移動は困難であることが分かる。また、光学素子は波長によってボケが異なるため、分光器のすべての計測範囲に対して観測過程の推定が必要である。400 nm–800 nm の範囲を 1 nm の分解能の計測可能な分光器を考えると、最低でも 400 バンドに対してインパルス状の信号を用意しなければならない。これは、計測時間や光源の用意の点から考えても大変困難である。

このように、多様な計測系に超解像技術を導入するためには低分解能な観測群を撮影する方法と観測過程の推定方法の両方に対して何らかの工夫が必要である。

表 1 時間軸と波長軸の超解像

計測系	観測窓の移動方法	観測過程の推定方法
時間軸超解像	 遅延回路による方法	 発光波形の計測と観測窓の仮定
波長軸超解像	 センサ傾斜による方法	 原子輝線の計測と補間

3.4 多様な計測系への超解像技術の導入

3.4.1 窓関数の間接的な微小移動

窓関数を直接移動することが困難であるため、ここからは窓関数を間接的に微小移動する方法を考える。まず、微小移動によって少しずつ異なる観測を得る場合、窓関数を微小移動させる必要はなく、原信号を微小移動させてもよい。これは、窓関数を固定した状態で原信号を微小移動させると、相対的に撮像素子が微小移動することと等価になるためである。計測する対象によっては、窓関数の移動が困難であるが、原信号の移動はさほど困難ではない場合もある。一例として、時間軸では写真撮影のストロボ発光のように、光源の照射と撮像素子の露光時間を同期して撮影するため、光源の発光タイミングと撮像素子の露光タイミングをずらすことによって、相対的に窓関数を微小移動させることが可能である。また、波長軸では、一般的な分光器に内蔵されている一次元の撮像素子を二次元の撮像素子に交換し、少し傾ける事で、分光分布に対して各行の窓関数が微小移動するため間接に撮像素子を微小移動させることが可能になる。本論文では、間接的に窓関数を移動する方法を検討し、時間軸と波長軸において提案手法を実装することで超解像技術による分解能向上の有効性を示す。表 1 に時間軸と波長軸におけ

る低分解能な観測群の計測方法を示す.

3.4.2 観測過程の推定

一般的に、計測系に対して理想的なインパルス信号を用意することは困難である. また、インパルス状の信号を用意できたとしても、すべての計測範囲で用意できないことが多い. 一例として、サブナノ秒の時間計測では、計測系の応答を得るためにピコ秒程度の光信号が必要となる. しかしながら、ある程度の明るさを持ったピコ秒の光源はとても高価であり、簡単に用意できるものではない. そこで、時間軸の計測では、ナノ秒程度の幅を持った光源の発光波形をあらかじめ計測し、受光波形は計測する周期に対して十分に矩形窓であると仮定して、それらを観測過程として用いる. 一方で、波長軸の計測では、光学系の色収差や回折効率などの影響により、波長によって応答が異なる. 原子輝線などの光源は分光器の分解能に対して十分にインパルスであると見なせるが、計測範囲に対して疎な輝線であるため、計測範囲全体の観測過程を計測することは困難である. そこで、色収差による焦点距離の変化が緩やかに変化する点に着目し、光学系で生じる波長依存のボケ関数は緩やかに変化すると仮定することで、輝線間の観測過程を補間により求める. 表 1 に時間軸と波長軸におけるボケ関数の推定方法を示す.

4. 時間軸超解像

4.1 緒論

ピコ秒やナノ秒で発生する光の輝度値の時間的な変化は、物体の散乱や相互反射、屈折などの物体の物理的性質によって生じるため、物体が光に対して示す時間応答は古くから研究されてきた。高エネルギー物理学では、飛来する粒子のエネルギー差を利用して粒子の識別を行うカロリメーターと呼ばれる装置に利用されている。[1]。また、時間領域で生じる生物内部の散乱をモデル化し、生体内部の可視化に利用されている [4,63]。

近年のコンピュータビジョン分野において時間応答を高分解能で計測し、シーンの理解に役立てる研究が行われている。一例として、間接方式と呼ばれる手法を用いた Time-of-Flight (ToF) カメラによる距離計測 [2,3] や非視線方向の物体を可視化する Non-line-of-sight (NLOS) [64–66] や、散乱光越しに物体の形状を復元する研究 [67] などが行われている。

通常、物体の時間応答はピコ秒やフェムト秒単位で生じる輝度変化であるため、従来の一般的なカメラで計測することは困難である。一般的なカメラは数ミリ秒程度の露光時間が限界であるが、1 ms の間に光は約 300 km 進むために光の時間応答を撮影することはできない。また、市販されている高速度カメラを用いた場合でも 40 ns 程度の露光時間が限界であり、その間に光は 12 m も進むこととなる。

そこで、本研究では時間応答を計測するために、コンピュータビジョンで利用されている超解像技術を時間軸に導入する方法を提案する。本手法では、能動的な照明と露光時間の同期によって距離計測を行う ToF カメラの発光と露光を遅延させることによって低分解能な観測群を計測する。また、照明の発光波形を計測し、露光窓を発光波形に対して十分高速に動作すると仮定して矩形窓とし、それらを観測過程とする。得られた観測過程を低分解能な観測群に対して逆畳み込み演算し、高分解能な観測を復元する。実際に 20 ns 程度の露光が可能な ToF カメラに遅延回路を組み合わせる事で 160×120 の画像領域に対して 0.25 ns 単位の超解像を実現した。

4.2 時間応答の計測手法

本節では、ナノ秒からピコ秒における時間応答の計測装置とその原理について述べる。既存の装置や素子が達成している時間分解能や空間分解能を考察することで時間分解能や空間分解能が不足している現状を示し、時間軸超解像の必要性を示す。

4.2.1 光電子増倍管

光電子増倍管は、光電効果により放出された電子を増幅することで高い感度特性を実現する素子である。ガラス管に光電陰極やダイノード、陽極が封入されており、内部は真空となっている。この素子は、単一光子の検出やピコ秒やナノ秒程度の高速動作が可能である。これらの特性から、光電子増倍管は古くから高時間分解能が必要な高エネルギー物理学 [1] や時間分解分光計測 [68]、ポジトロン断層撮影 [69] などに幅広く利用されてきた。光電子増倍管は一画素の素子であるため、レーザを空間的に走査する方法や、ガルバノミラーを用いて受光側を空間的に走査する方法によって空間全体の時間応答を取得する [70]。類似の素子として小型の光電子増倍管を平面に並べた構造を持つマイクロチャネルプレートと呼ばれる素子があり、これに光電面と蛍光面を組み合わせると画像情報を空間的な走査の必要なく取得できる。通常、マイクロチャネルプレートはイメージンテンシファイアなどの暗視装置に利用される。この素子は、ガラス管のために衝撃に弱い点や磁場の影響を受ける点、量子効率が低いなどの欠点がある。

4.2.2 ストリークカメラ

ストリークカメラは、光電効果により放出された電子を掃引することで時間軸を二次元平面のうちの軸に展開する撮像管である。このカメラは、二次元平面の一方を空間軸としてもう一方を時間軸として記録することが可能である。電子を掃引する構造のためフェムト秒やピコ秒などの高速動作が可能である [71]。これらの特性より、ストリークカメラは二次元 X 線イメージングによるプラズマの撮影 [72] やフェムトフォトグラフィと呼ばれる光伝播を撮影する方法 [73] に利用

されている。ストリークカメラは一方の空間軸を撮像できないために複数回の撮影が必要である点やフェムト秒レーザと組み合わせて用いるために装置が大掛かりでかつ高価な点などの欠点がある。

4.2.3 波長軸を用いたバーストイメージング

波長軸に時間軸の情報を展開することで、フェムト秒単位のバーストイメージングを実現する方法として Sequentially Timed All-optical Mapping Photography (STAMP) が挙げられる [74]。STAMP はフェムト秒レーザのパルスをプリズムなどの光学素子で生じる波長分散を利用して引き延ばし、波長軸に一定間隔で並ぶ離散的なパルス列として構成する。このとき、光学素子を通ったパルスは波長分散によって時間軸に引き延ばされ、それは時間軸によって異なる波長をもつパルス列となる。波長軸のパルス列が複数回のストロボとして機能するため、それぞれの波長に時間軸の情報が展開される。この方法は、波長軸に時間軸の情報を展開するため再現性がない現象の撮影が可能である。その反面、波長軸を離散化することが困難であるために 100 フレーム程度が限界であると報告されている。

4.2.4 Single Photon Avalanche Diode (SPAD) センサ

Single Photon Avalanche Diode (SPAD) センサとは、光子の計測が可能なフォトダイオードである。光子が検出されると、パルス信号が出力される。応答速度が 100ps 程度と高速で一光子程度の微弱な光信号が検出可能である。一般的なフォトダイオードは、内部光電効果によって入射した光子が電子に変換される。一方、SPAD は、50–100V 程度の高電圧をかけることによって素子内部に強い電界を発生させている。この電界が内部光電効果によって発生した電子を加速させる。このとき、加速した電子が原子に衝突することで、原子を電離させ、さらにその電子が電界によって加速される。これらの現象が連鎖的に引き起こされることで雪崩のように信号が増倍される。この作用によって、高い増倍率と高速応答を実現している。SPAD は光子を検出してしまうと、電子雪崩によって電流が流れっぱなしになる。そこで、SPAD に対して抵抗を直列に接続することによって電流が

抵抗で消費され、SPAD 内部の電界が低下することによって雪崩を止めることができる。このような動作をガイガーモードと呼ぶ [75]。ただし、一度電界が低下してしまうと、元の電界強度に回復するまで光子の計測ができない。そのため、ピコ秒やナノ秒単位の光パルスを実測するためには繰り返し計測する必要がある。これらの特性から、シーン中の光伝播を撮影する研究 [76–78] や、非視線方向の物体を可視化する研究である NLOS [64–66] などの研究に利用されている。

4.3 時間応答による反射光の歪み計測

一般的なシーンでは、物体に光を照射すると、形状や材質などが光に作用することで散乱や相互反射、屈折などの光学現象が発生する。これらの光学現象は、照射した光源の性質を時間的・波長的・空間的に変化させる。これは、物体の光学的な応答によって反射される光の性質が変化しているためであるが、一般的なカメラでは、時間・空間・波長方向にそれぞれ積分するため、光の応答を高分解能で撮影することは難しい。これら光の高次元な応答を扱うことができれば、物体の物理的な性質を光計測のみで計測することが可能となる。特に、時間方向の情報は、物体の表面形状や内部構造、材質などの物理的な性質の影響を受けて反射波形が変化すると考えられる。一例として、自然界の物体で生じる事が多い光

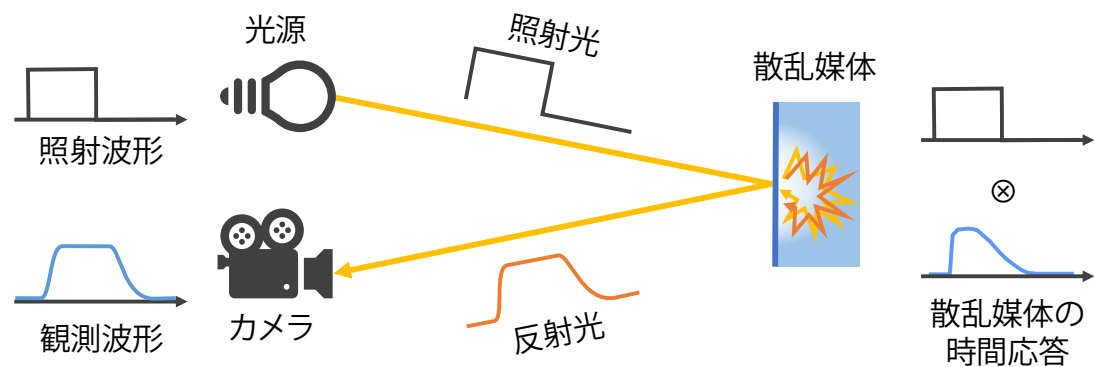


図 7 表面下散乱によって反射波形が歪む様子

学現象である散乱と相互反射を考える。散乱が発生するシーンの場合、理想的な

インパルス光 $\delta(t)$ をシーンに照射したとき、媒体表面で反射する光線と物体内部で広がる光線があるために、センサに到達する波形は時間的に広がりをもった波形が観測される。表面下散乱によって時間方向に波形が広がる様子を図 7 に示す。表面下散乱が示す時間応答は、現実のシーンにおいて半透明物体内部の粒子や散乱媒体の濃度などによって変化する。相互反射が発生するシーンの場合、理想的なインパルス光 $\delta(t)$ をシーンに照射すると、1 回反射してセンサに到達する光線と複数回反射してセンサに到達する波形が存在するために、複数のピークを持つ時間応答が観測されることが考えられる。相互反射によって時間方向に複数のピーク

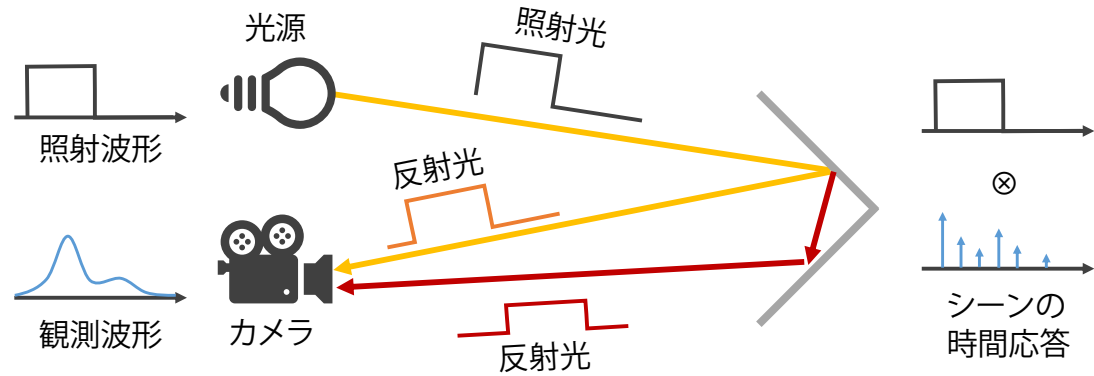


図 8 相互反射によって反射波形が歪む様子

が現れる様子を図 8 に示す。相互反射は、光源から照射された光が一回や複数回の反射を経てカメラに入射する。そのため、観測される波形はいくつもの反射による波形が重ね合わされる。相互反射が示す時間応答は、現実のシーンにおいてシーンの物体配置や形状などによって変化する。このように、物体の形状や表面構造、内部構造などの物理的性質によって物体が示す時間応答が変化する。一般に、センサに到達する波形 $o(t)$ は、光源の発光波形 $l(t)$ とシーンの時間応答 $r(t)$ の畳み込みで表される。

$$o(t) = (l \otimes r)(t) \quad (6)$$

計測系に到達する波形を観測した場合、得られる観測結果は計測系内部の応答が畳み込まれる。計測系の応答は内部の光学素子や撮像素子の特性によって変化する。

4.4 Time-of-Flight(ToF) カメラの動作原理

ToF カメラは、光源から照射した光が物体表面で反射してカメラに戻ってくるまでの時間を計測することで、物体までの距離を計測する装置である。物体までの距離 d は、照射した光が物体表面で反射し、センサに到達するまでの時間遅れ τ を用いて

$$d = \frac{c\tau}{2}, \quad (7)$$

で求められる。ただし、 c は光速である。本章では、間接 ToF 方式の中でも、数十ナノ秒幅の矩形パルス光を照射する間接 ToF 方式を仮定して議論を進める。間接 ToF 方式では、矩形パルス光の発光時間 T のもとでの露光タイミングを連続させて撮影した 2 枚の画像 I_1 , I_2 から反射光の時間遅れを得ることができる。図 9 に示すように、 I_1 は照明の発光開始と同時に露光を開始し、露光時間 T で撮影した画像であり、 I_2 は露光開始タイミングを T ずらして撮影した画像である。時間遅れ τ は I_1 と I_2 の比から以下の式によって、

$$\tau = \frac{I_2}{I_1 + I_2} T \quad (8)$$

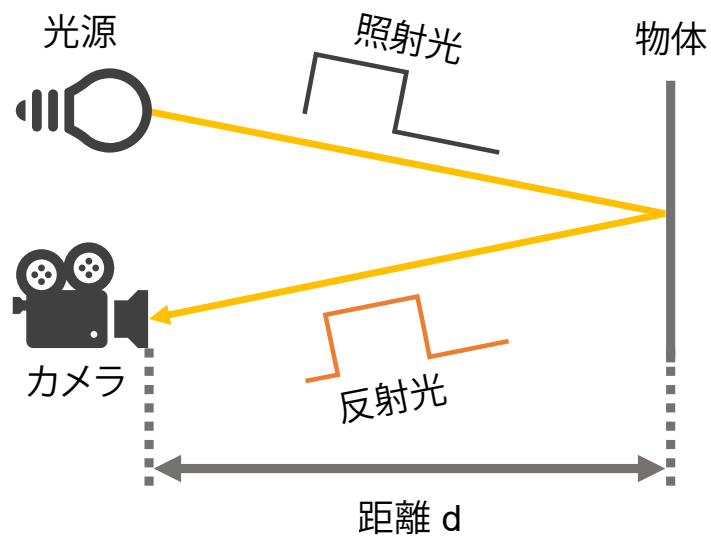
で求められる。ただし、 T は光源の発光時間であり、また露光時間である。また、観測可能な奥行き領域は矩形波の時間幅によって決定されるため、露光の開始時間を遅延させることによって観測可能な奥行き領域を変更する。このとき、式 (8) は

$$\tau = \frac{I_2}{I_1 + I_2} T + t_{\text{offset}} \quad (9)$$

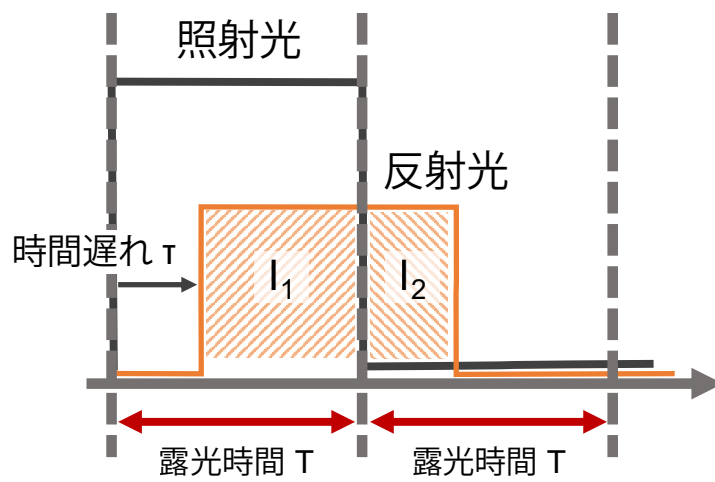
となる。ただし、 t_{offset} は露光開始時間の遅延量である。なお、本研究における ToF カメラの観測は画素ごとに独立しているが、表記の簡単化のためカメラの画素 p は省略する。

4.5 発光時間の遅延制御による高分解能化な時間応答計測

一般的なパルス照射型の間接方式 ToF カメラの場合、一定時間露光し、センサに電荷を蓄積する。得られる観測はある一定時間の光量を積分した値 i となる。ここで、画素が示す時間応答が発光波形や露光波形と比較して十分に高速である



(a) シーン中の照射光と反射光の関係



(b) 露光時間による積算と時間遅れの関係

図 9 ToF カメラの動作原理

と仮定すると、 $g(t)$ は矩形の窓関数とみなせる．式 (6) を用いて、ToF カメラの応答を考慮した場合の輝度値 i は以下の式で表される．

$$i = \int g(s)(l \otimes r)(s)ds \quad (10)$$

まず、理想的な ToF カメラを用いた場合のシーンの時間応答計測を考える．ToF カメラの発光波形および露光波形の時間幅を無限小にすることで、インパルス光 $l(t)$ および露光 $g(t)$ はディラックのデルタ関数 $\delta(t)$ とみなすことが可能である．式 (10) より、露光開始時間の遅延量 t_j における時間応答 $r(t_j)$ の値は次の式で求められる．

$$r(t_j) = \int \delta(s - t_j)((\delta \otimes r)(s))ds \quad (11)$$

露光開始時間を遅延させながら複数回計測すると、時間応答 $r(t)$ を直接得ることが可能である．これは、デルタ関数 $\delta(t)$ を用いて時間応答を一定間隔でサンプリングしていることと等価である．しかしながら、現実的にはセンサの応答時間の制約によって発光および露光時間幅を無限小にすることは困難である．一般的な ToF カメラは、数十ナノ秒程度の露光時間が限界である．発光時間や露光時間を無限小に設定できない場合でも、発光開始時間を適切に遅延させることができれば、超解像により時間応答を推定することが可能である．図 10 のようにカメラと光源の信号を遅延させることによって発光波形の発光開始時間を細かく制御することが可能となる．このとき、発光開始時間が遅延されることによって露光開始時間が相対的に負の時間方向へずれる．露光開始時間の移動量 t_j における観測 $i(t_j)$ は以下の式で表される．

$$\begin{aligned} i(t_j) &= \int g(s - t_j)(l \otimes r(s))ds \\ &= g^* \otimes l \otimes r(t_j) \end{aligned} \quad (12)$$

ただし、 g^* は時間軸を反転した露光関数である．露光開始時間を細かく遅延することで、低分解能な観測群を計測することが可能である．このとき、観測群は計測系内部の応答によってぼけた時間応答 $i(t)$ として観測される．

ここで、発光波形 $l(t)$ と露光波形 $g(t)$ が計測系内部の応答であり、これらは超解像における観測過程である．この観測過程を逆畳み込み演算によって除去する

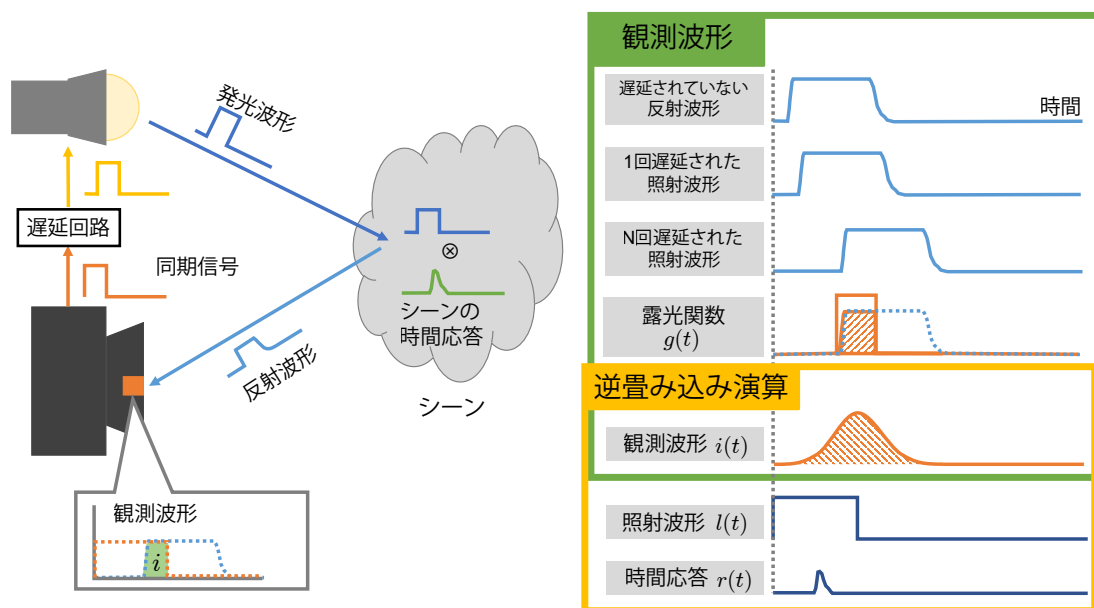


図 10 発光開始時間の遅延

発光開始時間は、カメラと光源の間に挿入した回路によって一定間隔で遅延される。発光開始時間の遅延は、露光開始時間を遅延させることと等価である。

ことで、元の時間応答 $r(t)$ を復元することが可能である。露光開始時間の微小な遅延を実現するために、遅延回路 IC をカメラと光源の間に挿入して発光タイミングを遅延させる方法を採用した。図 10 に発光時間の遅延と得られる観測の関係を示す。発光タイミングを遅延させることは、相対的に露光タイミングを時間軸上で遅延させることに相当する。そのため、露光タイミングの相対的な遅延は発光タイミングの遅延に相当するので容易に制御することが可能である。遅延回路を用いることによって、サブナノ秒単位で同期信号を遅延させ、得られた複数枚の低分解能な観測群から逆畳み込み演算によって高分解能な時間応答を復元することが可能である。

4.6 高分解能な時間応答の推定手法

ここでは、撮影した低分解能な観測群から逆畳み込み演算によってインパルス応答の高分解能な推定を行う方法を説明する。カメラと光源の間に遅延回路を考慮した場合、ある遅延時間 j における観測 i_j は式 (6) より

$$i_j = \int g_j(s)((l \otimes r)(s))ds \quad (13)$$

と表される。ただし、 g_j は j 番目の露光関数であり、 j 番目の光源の遅延時間に対応する。式 (13) は離散化すると、次のように記述できる。

$$i_j = \mathbf{g}_j^T \mathbf{L} \mathbf{r} \quad (14)$$

ただし、 $\mathbf{g}_j$ は j 番目の露光を表すベクトル、 $\mathbf{L}$ は照射波形の畳み込みを表す行列、 $\mathbf{r}$ は離散化されたインパルス応答である。

式 (14) より、遅延回路の設定を m 通りを組み合わせたすべての観測 $\mathbf{i}$ は次のように線形に表現される。

$$\mathbf{i} = \mathbf{G} \mathbf{L} \mathbf{r} \quad (15)$$

ただし、

$$\begin{cases} \mathbf{i} &= \begin{bmatrix} i_1 & i_2 & \cdots & i_m \end{bmatrix}^T \\ \mathbf{G} &= \begin{bmatrix} \mathbf{g}_1^T & \mathbf{g}_2^T & \cdots & \mathbf{g}_m^T \end{bmatrix}^T \end{cases} \quad (16)$$

ここで、 m は観測数である．また、行列 $\mathbf{GL}$ は計測系内部の応答を示す観測過程である．画素の露光時間は理想的な矩形波であると仮定すると、露光関数の形状は既知となり、また、照射波形は計測によって求めることが可能であるため、観測過程は既知となる．そのため、十分な観測数があれば、時間応答 $\mathbf{r}$ は最小二乗法で

$$\mathbf{r} = (\mathbf{GL})^+ \mathbf{i} \quad (17)$$

のように線形に求めることができる．ただし、 $(\mathbf{GL})^+$ は擬似逆行列である．

実際には、行列 $\mathbf{GL}$ は超解像における研究 [62] よりボケ関数の影響によりランク落ちが生じる場合があるために性質が悪いので、式 (17) に示す最適化問題は不安定である．そこで、光の強度は負の値を持たないという性質を利用することで、計算の不安定性に対してロバストな推定が期待される．インパルス応答の推定は、次のような非負拘束付き最小二乗法問題に変換できる．

$$\underset{\mathbf{r}}{\operatorname{argmin}} \quad \|\mathbf{i} - \mathbf{GLr}\|_2^2 \quad \text{s.t.} \quad \mathbf{r} \succeq 0 \quad (18)$$

式 (18) は凸最適化問題であるため、多項式時間で最適解を得ることができる．本手法では、Kim らによる非負制約付きの最小二乗法 [79] を用いた．しかしながら、行列 $\mathbf{GL}$ は下三角行列となるので、列の端と中央で立式される方程式の数が異なる．そのため、最小二乗法は方程式の変数が少ない両端の要素にノイズを寄せてしまう．そこで、端の重みを大きくし、中央の重みを小さくなるような重みベクトル $\mathbf{w}$ を行列 $\mathbf{GL}$ と $\mathbf{i}$ にかける必要がある．重み $\mathbf{w}$ は以下の式から求められる．

$$\mathbf{w} = 1 / \sqrt{[\mathbf{gl}_1 + \mathbf{gl}_2 + \cdots + \mathbf{gl}_m]} \quad (19)$$

ここで、 $\mathbf{gl}_m$ は行列 $\mathbf{GL}$ の列ベクトルを表す．

4.7 ToF カメラの実装

本手法による超解像計測が可能であることを示すために、図 11 に示すような計測機器を構築した．実験で使用した機材を表 2 に示す．ToF カメラは浜松ホトニクス社製の評価キットで、画素数は 160×120 画素、5 ns 毎に露光時間を遅延

させることができる。また、発光時間と露光時間は最小で 10 ns の時間幅で設定が可能である。しかしながら、10 ns 以下の露光設定では、安定して動作しないために実験では発光・露光時間共に 20 ns で計測を行っている。また、光源の発光波形を遅延させるために遅延回路 IC を用いた回路を作製した。作製した遅延回路はコンピュータを通じて設定した任意の遅延時間に応じてカメラから光源に向かう信号を 0.25 ns 単位で遅延させることが可能である。このカメラは、ToF カメラの露光時間や遅延時間などのパラメータ設定や遅延回路の設定、画像の撮影をコンピュータから制御している。このカメラを使用して、露光開始時間を 0.25 ns 毎のステップで変化させて撮影を繰り返すことで、低分解能な観測群を取得する。本実験では、4.8.1 節の実験では 0 ns から 63.75 ns までの 255 段階遅延させながら撮影を行った。また、4.8.2 節の実験では、シーンが広いために ToF カメラの遅延機能を利用して 0 ns から 127.5 ns までの 510 段階遅延させながら撮影を行った。図 12 にシステムの概要を示す。本実験で使用した光源は、Heide [80] らが公開している光源の設計図を用いて製作した。この光源は、200MHz までの連続波方式のレーザダイオードに対応しており、1 個の基板で 1.5A のレーザダイオードを 3 個駆動することが可能な設計となっている。本実験では、850 nm 帯のレーザダイオードを 9 個使用した。表 3 に光源の仕様を示す。光源の発光波形は理想的な矩形波ではないため、計測系の観測過程の一部としてモデル化もしくは計測からその波形を得る必要がある。しかしながらレーザー光源の発光波形をモデル化することは困難であるため、オシロスコープとフォトダイオードを用いて光源の発光波形を事前に計測した。このとき、オシロスコープのサンプリング周期は計測する対象の波形に対して十分短い。またフォトダイオードの応答速度も同様に十分高速な応答速度を有している。計測した波形を図 13 に示す。

4.8 実験

4.8.1 表面下散乱や相互反射を引き起こすシーンの撮影

本実験では、図 15 (a) に示すようなシーンを対象とした。実験環境を図 14 に示す。シーン中には、表面下散乱が起きにくい木材と表面下散乱が起きる物体で

表 2 使用機器

機器名	品番	製造元
ToF センサ	S11963-01CR	浜松ホトニクス
光源	ML520G12	三菱電機
レーザダイオードドライバ	IC-HG	ic haus
フォトダイオード	S5973-02	浜松ホトニクス
オシロスコープ	6404D	Pico Technology
遅延素子	DS1023	Maxim Integrated
マイコン	Arduino UNO	Arduino LLC

表 3 光源の仕様

項目	値
ドライバ出力	1.5A
駆動周波数	200MHz (最大)
光源の波長	850nm
光源の出力	200mW

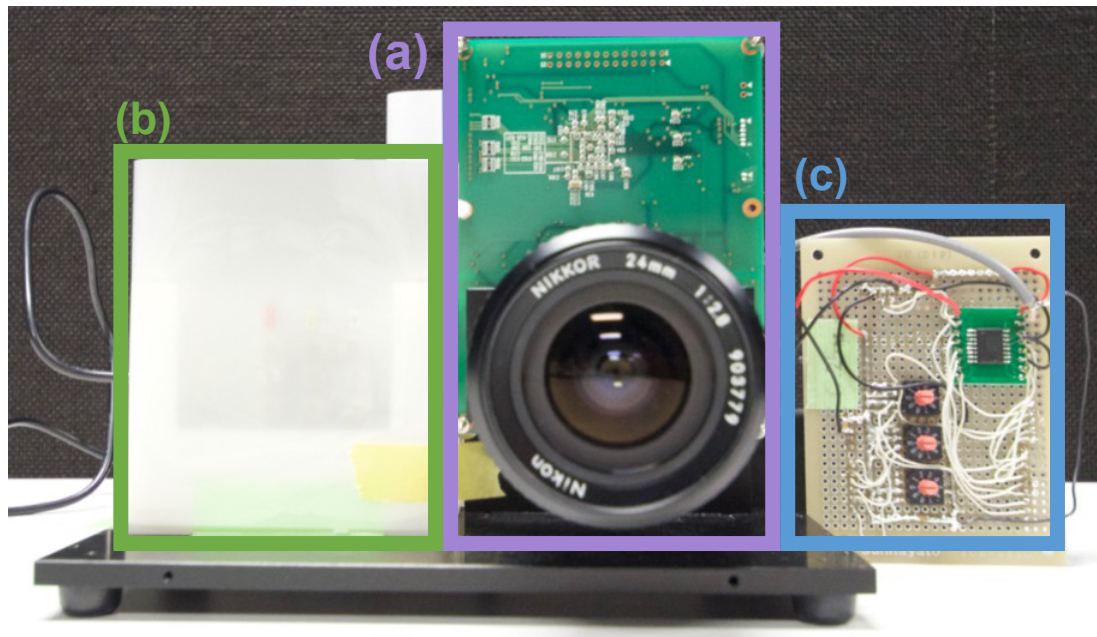


図 11 時間軸超解像の実験に用いた装置
(a) ToF カメラ. (b) 光源. (c) 遅延回路

あるろうや石鹸が配置され、さらに相互反射を発生させるために開いた本や鏡などを配置した。

最初に、非負制約の有効性を確認するために、疑似逆行列による超解像と非負制約を付けた場合の超解像を比較した。図 16 (a) に低時間分解能な観測結果と疑似逆行列による時間応答を推定した結果、非負制約付きの最小二乗法による時間応答を推定した結果をそれぞれ示す。なお、用いたインパルスは正規化された輝度値が 0.25 ns の区間だけ 1 となる波形である。発光波形と露光時間の畳み込みにより、観測波形は時間軸方向に 30 ns の範囲でぼけている。疑似逆行列による時間応答の推定は、観測が低照度であることやショットノイズの影響を受けて推定結果が発散している。一方で、非負制約付きの最小二乗法の推定結果は一つのインパルスを安定して求めていることが分かる。実験結果より、非負制約の有効性が確認された。

次に、様々な半透明物体中のある一点における時間応答の推定結果を図 16 (b) に示す。結果より、木材と他の半透明物体の時間応答は立ち上がりと立下りに大

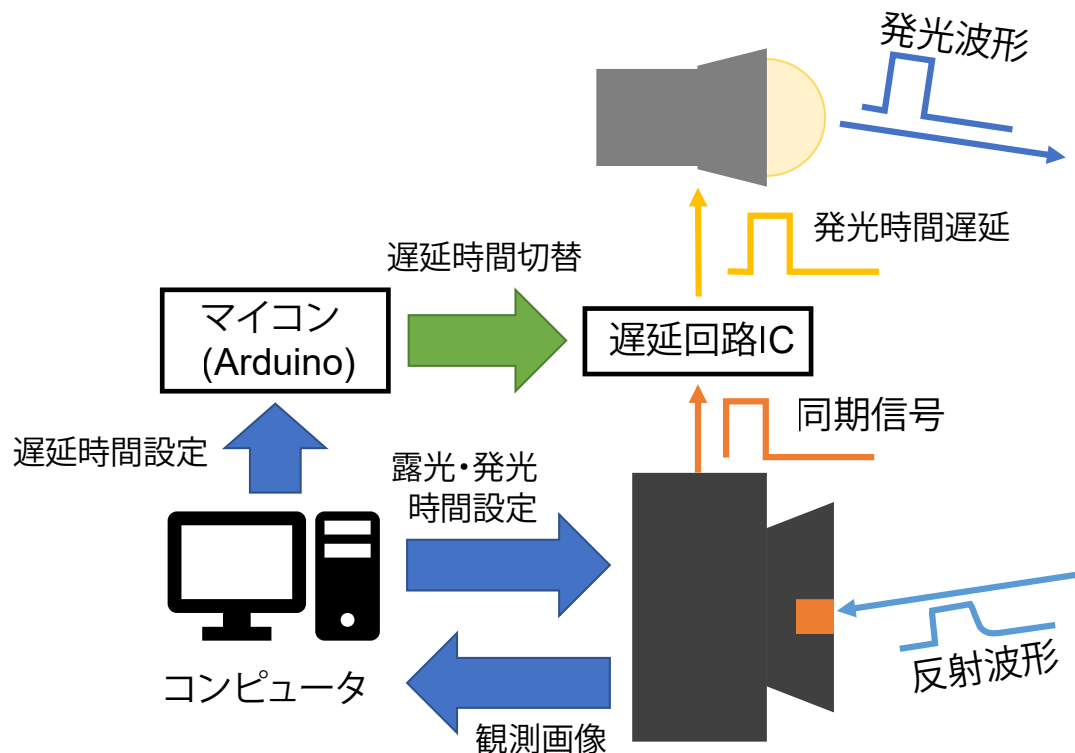


図 12 時間軸超解像システムの概要

きな違いがあることが分かる。木材は他の2つの物体と比較して内部で光が散乱しないためであると考えられる。しかしながら、半透明物体の大きさから検討すると、内部で発生する光の伝播は1 ns よりも短い時間で終了していると考えられる。そのため、様々な散乱媒体の時間応答を計測するためには、0.25 ns よりも高い分解能が必要であることが分かる。

最後に、すべての画素における時間応答の推定結果を図 17 に示す。これは、Light-in-Flight 画像と呼ばれるもので、光がシーン内でどのように伝播するかを示している。0 ns–1 ns の時間でろうや石鹸で生じる散乱のために木材と比較して応答時間が少し長いことが分かる。0.75 ns–1.75 ns の時間では、本に光が照射され、本の内側では、相互反射の影響を受けていることが分かる。1.75 ns–2.5 ns では、光が壁に広がっていく様子が分かる。2.5 ns–3.25 ns の時間では、光が鏡に照

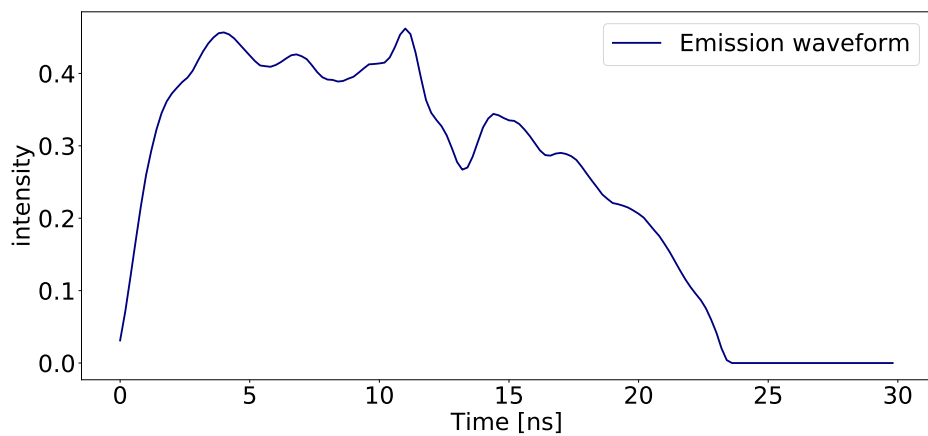


図 13 レーザ光源の発光波形

高速なフォトダイオードとオシロスコープよりレーザー光源の発光波形を観測した結果、理想的な矩形波ではないことが分かる。

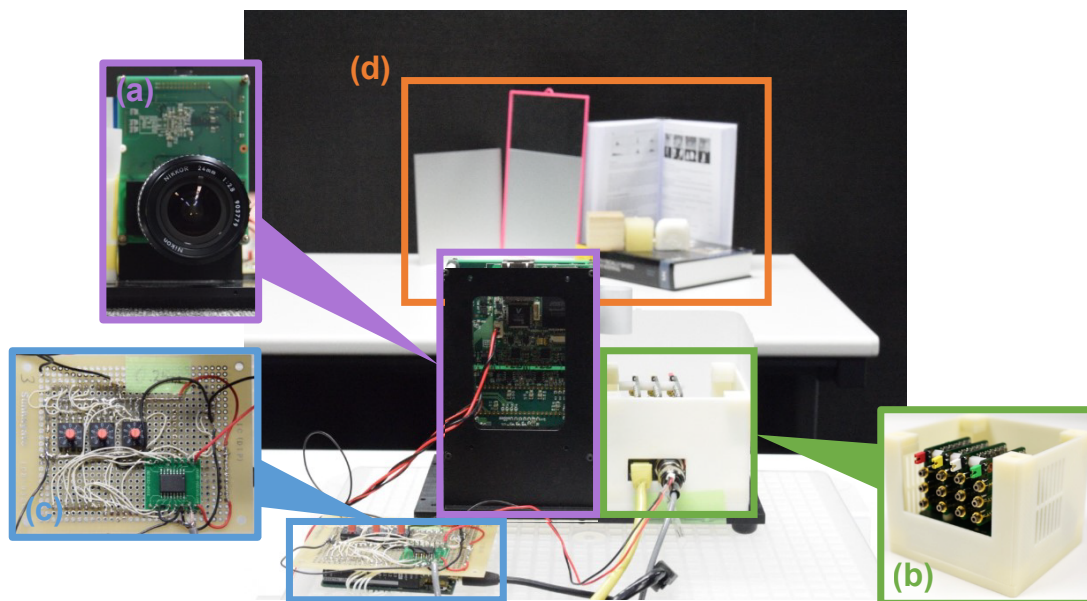
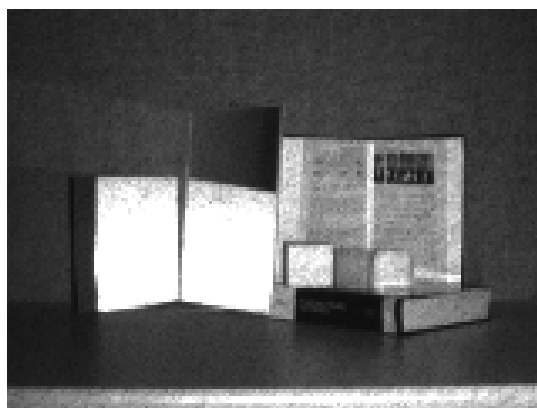


図 14 実験装置の配置

(a) ToF カメラ. (b) 光源. (c) 遅延回路. (d) 計測対象

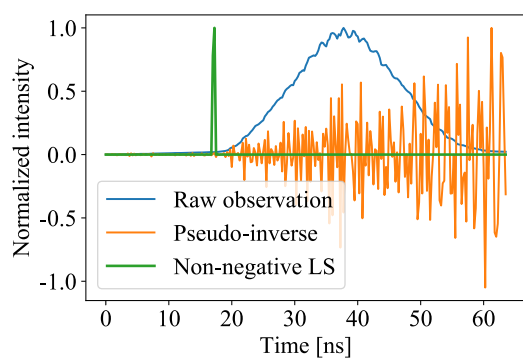


(a) 計測対象のシーン

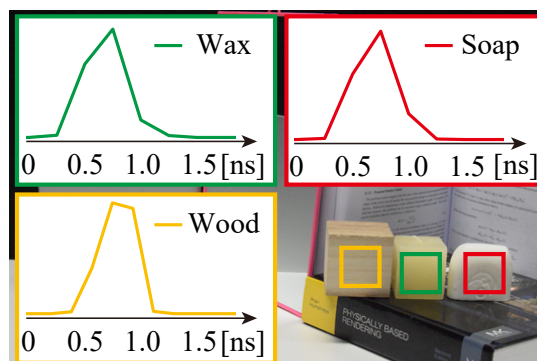


(b) ToF カメラによる長時間露光画像

図 15 計測対象のシーン（本や鏡などを配置したシーン）



(a) 観測波形と推定した時間応答



(b) 半透明物体の時間応答

図 16 時間応答の推定結果

(a) 非負制約がある場合とない場合における推定結果の比較 (b) 時間応答の異なる半透明物体の計測結果

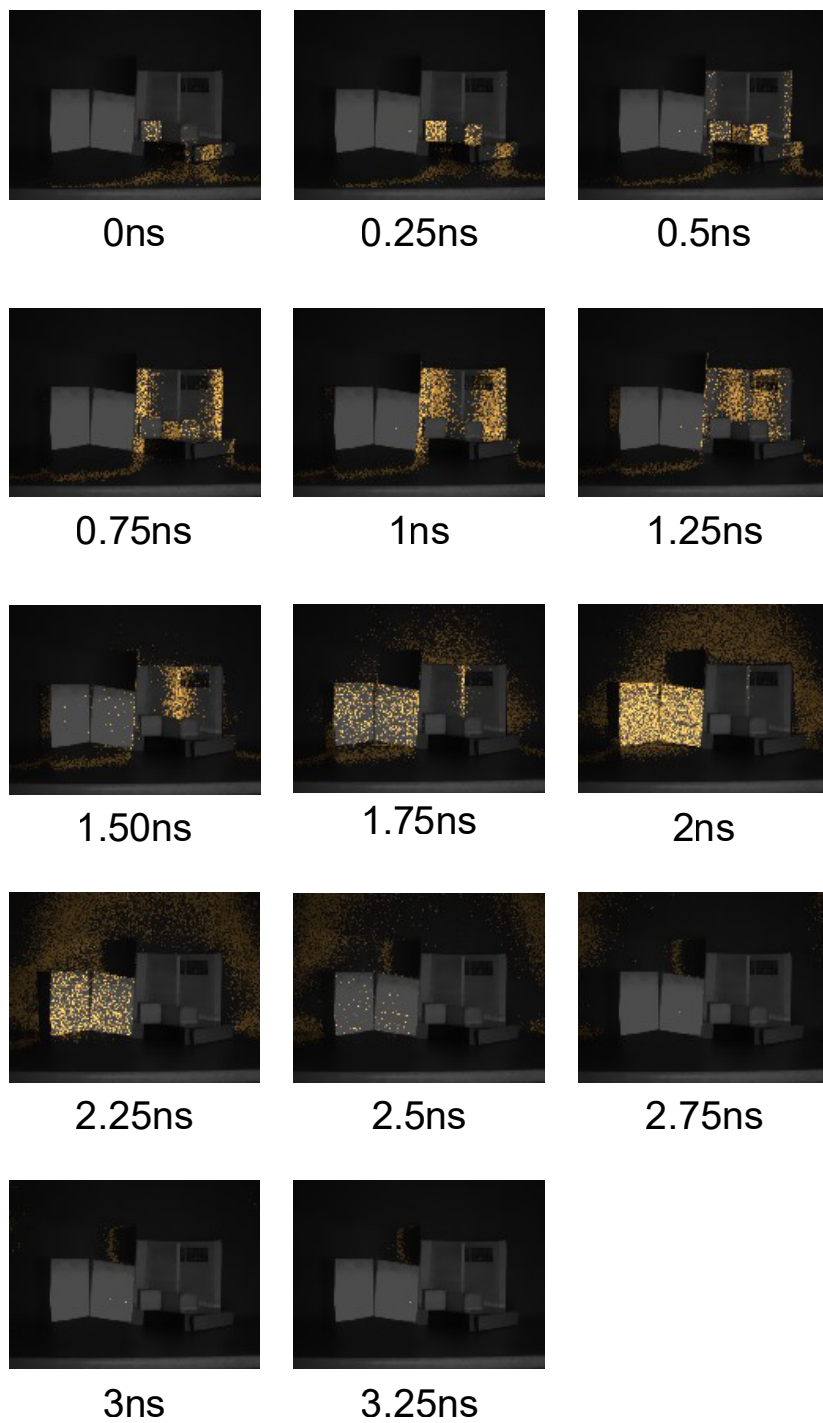


図 17 本や鏡などを配置したシーンの Light-in-flight 画像
 黄色い点はカメラがその時刻に光を受光した事を示している。分かりやすさのためにグレースケールの長時間露光画像と重ねて表示している

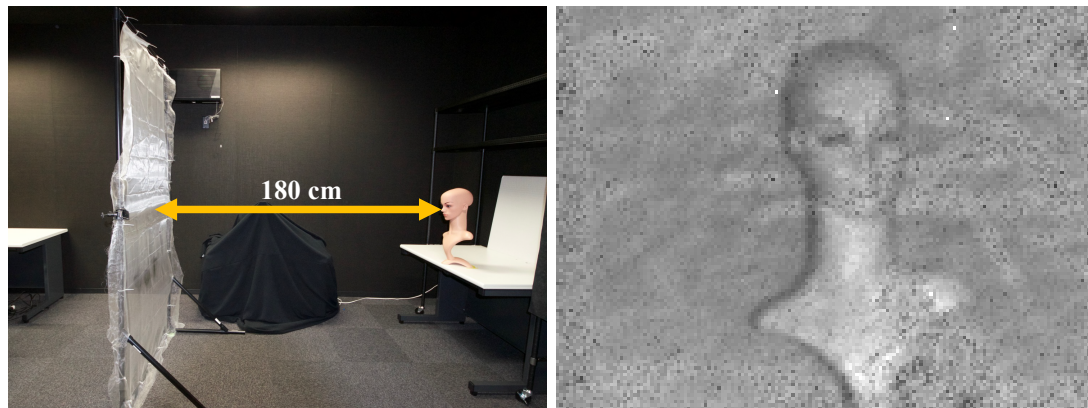
射され、それが遠くの壁で反射して、さらに鏡に入射してカメラに戻ってくる様子が分かる。

4.8.2 複数回の反射を引き起こすシーンの撮影

超解像によって時間応答を正しく復元できることを確認するために、通常の ToF カメラの時間分解能では分離不可能な複数回の反射を引き起こすシーンを撮影した。図 18 (a) に示すように網戸とマネキンを配置し、網戸とマネキンでそれぞれ反射を引き起こすシーンに対して時間応答を推定した。図 18 (b) は、ToF カメラで長時間露光した画像である。一般的なカメラで撮影した場合と同様に網戸とマネキンの両方の物体が撮影されている。超解像した時間応答を図 19 (a) に示す。結果より、復元された時間応答に二つのピークが存在することが確認できる。これら 2 つのピークの間隔は約 12 ns であった。ToF カメラの発光時間と露光時間は 20 ns に設定されているために通常は分離不可能である。このことより、ボケた観測が超解像によって高分解能な観測を復元したことが分かる。また、 12 ns は光が往復で約 180 cm 飛行する時間に対応する。これは、実験環境における網戸とマネキン間の距離と同様であることから物理的にも正しい値が復元されていることが分かる。さらに、時間応答の実験結果を用いて、それぞれのピークを切り出し、一定区間の輝度値を合算することで手前にある網戸と奥にあるマネキンの反射光を分離した。図 19 (b) に網戸の反射光を、図 19 (c) にマネキンの反射光を示す。図 19 (b) の画像より、波打った網戸のみが復元されていることが分かる。また、図 19 (c) より、マネキンによって反射された光のみが復元されていることが分かる。このように、時間分解能の向上によってシーン中の複数の反射を時間方向に分離することが可能となる。

4.9 結論

本章では、一般化した超解像の一例として、時間軸における超解像手法を提案した。パルス照射型の間接方式の ToF カメラにおける超解像手法を光源と露光タイミングの遅延という形でモデル化した。遅延回路を用いて発光タイミングをサ



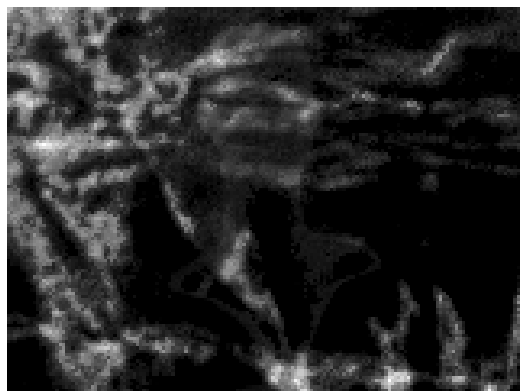
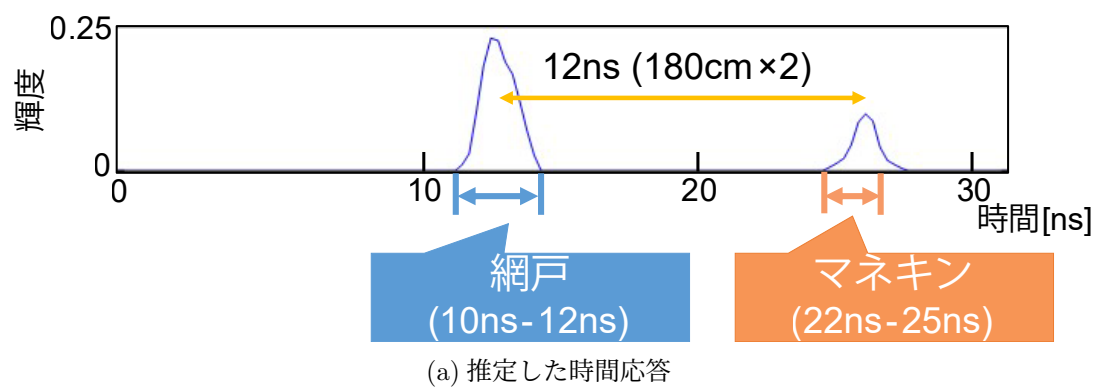
(a) 2 回の反射が発生するシーン

(b) 長時間露光画像

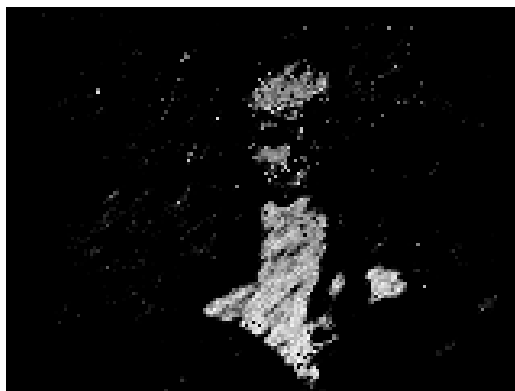
図 18 計測対象のシーン（マネキンと網戸を配置したシーン）

(a) マネキンは網戸の向こう側に配置されている (b) 長時間露光画像. マネキンと網戸の反射光が重なっている

ピコ秒単位で制御することで低分解能な観測群の計測を実現した. また, 露光関数を矩形波と仮定し, 光源の発光波形を計測により取得することで観測過程を求めた. 非負制約付きの最小二乗法により観測過程の影響を除去することで高分解能な時間応答を復元した. 提案手法を市販の ToF カメラに実装し, 実環境実験より 20 ns のサンプリング幅から遅延回路により 0.25 ns の超解像を達成した. 実環境実験では, 空間中に光が伝播する様子を低分解能な観測群から復元し, 媒体の散乱度合いによって時間応答が変化することを確認した. また, 時間応答からシーンにおける相互反射の影響を確認できた. さらに, 網戸やマネキンを配置したシーンにおいて, 超解像によって双方を時間的に分離し, それぞれの物体のみを可視化した. しかしながら, 表面下散乱の解析には数 mm 単位の光路差を分解する必要があるためにさらなる分解能の向上が課題となる. また, 時間応答は時空間的に疎な分布であることが多いが, 提案手法は時空間を均一にサンプリングするために無駄の多い計測となっている. そのため, 時間応答のサンプリング手法には工夫の余地がある.



(b) 前景



(c) 背景

図 19 マネキンと網戸を配置したシーンの計測結果
(a) 推定した時間応答 (b) 前景 (網戸の反射光) (c) 背景 (マネキンの反射光)

5. 波長軸超解像

5.1 緒論

分散型分光器の波長分解能はカメラレンズのF値やスリット幅、回折格子の溝数、センサのピクセル数、ピクセルの面積によって決定される。従来の分光器は、光学系の改良 [81–84] によって高い分解能を実現した。しかし、従来手法では光学系や撮像素子の進化が限界に近づいているためにさらなる性能向上は困難である。

本手法では、分散型分光器に超解像技術を適用し、波長分解能と計測範囲の性能向上を両立させることを目的とする。超解像技術を分光器に適用するにあたり、2つの課題がある [23, 85]。1つは、低解像度のセンサをサブピクセル精度で移動させるもしくは撮影後に正確に位置合わせする作業が困難な点である。もう1つは、波長軸の観測過程を全ての計測範囲に対して推定する事が困難な点である。計測装置の観測過程はレンズの収差や回折の影響により波長に依存して変化するが、これを数千から数万バンドある計測範囲全体に対して計測するのは困難である。

そこで、我々はセンサ傾斜を用いた高周波成分の折り返し除去と波長依存な観測過程を疎な原子輝線から推定する方法を提案する。理想的な回折格子の回折限界はレイリーの基準 [86] によって決定される。本研究では、サブピクセルシフトによるサンプリングと光学系の観測過程を除去することで分解能を向上させる。このように、本手法では撮像素子の限界を突破することが可能であるが、レイリーの基準は本手法による解像度の向上に上限を与える。本手法は、レイリーの基準を上限とした超解像手法を提供するものである。まず、Watanabe らの手法 [87] を応用し、一次元のセンサをシフトするのではなく二次元のセンサを少し傾ける事で簡単かつ正確なセンサシフトを実現する。提案する分光器は一般的な分光器と同様の構造であるが、少し傾けたエリアセンサを配置している点が異なる。エリアセンサの画素は規則正しく並んでいるので、隣接する行の計測はサブマイクロメートル精度でセンサシフトした場合と同等の計測が可能になる。次に、疎な原子輝線から補間により波長依存な観測過程を推定する。原子輝線は極めて狭いピークを複数持つ分光分布であるため、精度よく観測過程が得られる反面、ピークの分布が疎である。そこで疎に得られた観測過程を補間することで計測範囲全

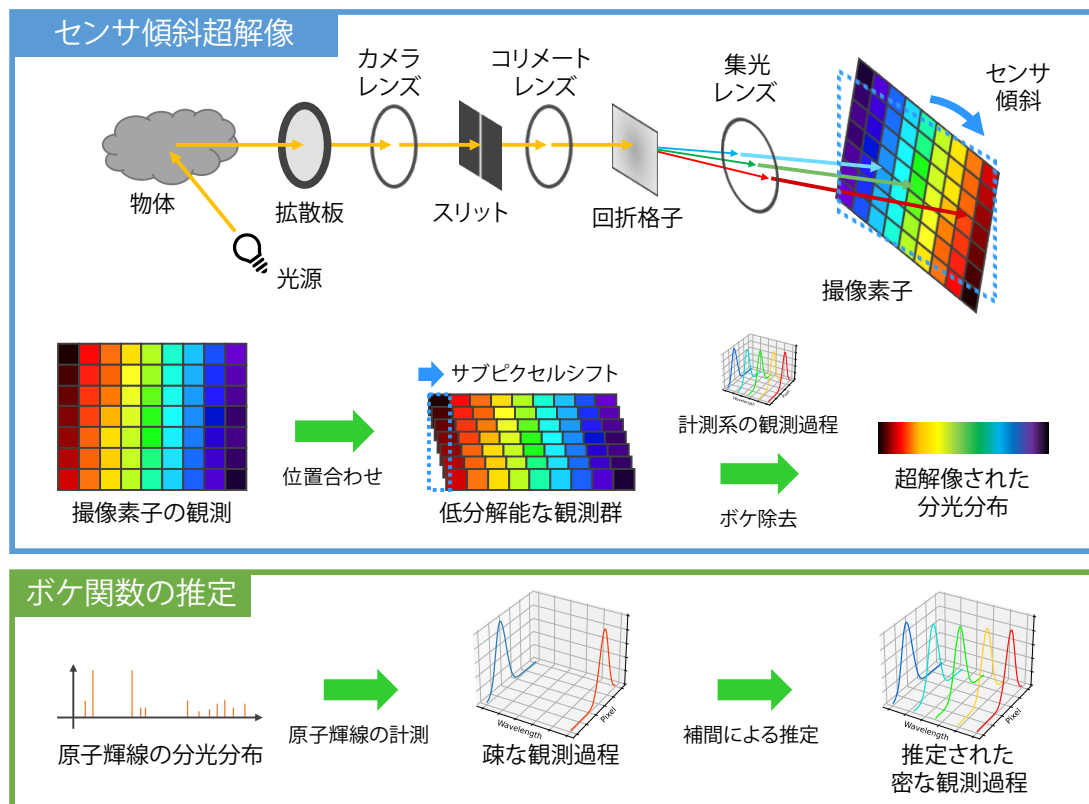


図 20 分光超解像の概要

体での観測過程を推定する．これを逆畳み込み演算することで超解像された分光分布が得られる．図 20 に分光超解像の概要を示す．

5.2 分光分布の計測手法

本節では，分光分布の計測装置とその原理について述べる．また，従来より提案されてきた様々な方式の分光器を考察し，波長分解能の向上が困難であることを示し，波長軸超解像の必要性を示す．

5.2.1 分散型分光器

紫外や可視光，近赤外における分散型分光器は，プリズムや回折格子を用いて波長軸を空間軸に展開し，空間的な輝度分布を計測することで入射光の分光分布を計測する装置である．一般的には，スリットによって空間情報を切り取った光線をコリメートレンズで平行光線とし，プリズムや回折格子に入射することで，波長毎の屈折率の差や格子で生じる回折現象を利用して波長軸を空間軸に展開する．単純な原理であるため，現在でも多くの分光器に採用されている．古くは Newton がレンズの性質を研究する過程で分光器を構築し，その後 Fraunhofer が太陽光の分光分布から暗線を発見した．現在では，分子分光学やリモートセンシング，プラズマの観測 [88–91] など幅広い分野で利用されている．しかしながら，分散型分光器は空間軸に波長情報を展開するために計測範囲が拡大すると撮像素子を大きくするか画素を小さくする必要がある．よって波長分解能と計測範囲にはトレードオフの関係がある．

5.2.2 フーリエ変換型分光器

フーリエ変換型分光器とは，マイケルソン干渉計の一方の鏡を動かしながら干渉縞を計測し，得られた干渉縞を計算処理によって逆フーリエ変換することで分光分布を計測する装置である．鏡の移動量は計測する波長の波数に対応し，鏡の移動量が大きいほど分解能が高くなる．この鏡の移動が分光分布のフーリエ変換に相当する．Fellgett らは，多重化された計測によって分散型の分光器と比較して分光分布を構成するサンプリング数の平方根オーダーの信号雑音比の改善があると述べている [92]．フーリエ変換型分光器は広い波長範囲の分光分布を高精度に計測する事が可能であることから，分子の振動の影響を受けやすい近赤外領域で用いられることが多い．主な応用例としては，大気中のガス分析 [93] や計量化学 [94]，繊維の材質評価 [95] などの分野で利用されている．

5.2.3 アダマール変換型分光器

アダマール変換型分光器とは、分散型の分光器に疑似ランダム系列のマスクで分光分布を符号化することで信号雑音比を改善した分光器である。この方法では、分散型の分光器の撮像素子の部分に疑似ランダム系列で生成されたマスクを挿入し、マスクを通過した光を一つのセンサで受光する。それを複数の疑似ランダム系列のマスクを交換しながら符号化し、得られた輝度値ベクトルとアダマール行列から復号化することで分光分布を得る。この方法は、計測精度と信号雑音比の両方を向上させることが可能である [96]。フーリエ変換型分光器と同時期に生まれたこの手法は、複数の計測を混合して取得し、計算によってそれらを分離する計測のマルチプレックス化と呼ばれる考えに基づいている [97]。しかしながら、分解能の数だけマスクを用意する必要があるために計測範囲や分解能によっては莫大な計測数が必要である。

5.3 シーンの分光分布計測モデル

本節の目的は、分光器に入射する光線の分光分布 $f(\lambda)$ を推定することである。実際の分光器の光学系では光軸と焦点距離に誤差があるため、回折された光線が空間的にボケる。これが観測された分光分布にボケを生じさせる原因となる。またこのボケは光学系の収差や回折の影響により波長によって変化する。分光器内部の光学系によってボケた分光分布 $\bar{f}(\lambda)$ は光学系のボケ関数 $o_\lambda(u)$ と入射光の分光分布 $f(\lambda)$ との畳み込みで表される。

$$\bar{f}(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} o_\lambda(u) f(\lambda - u) du. \quad (20)$$

光学系のボケ関数 $o_\lambda(u)$ の波形は、波長 λ によって変化する。画素サイズが波長軸のサンプリング幅に対応するため、画素サイズに対応した波長範囲の積分を考える必要がある。 N ピクセルのリニアセンサにおける n 番目の画素の輝度値 i_n は次式で表される。

$$i_n = \int_{-\infty}^{\infty} p_n(\lambda) \bar{f}(\lambda) d\lambda, \quad (21)$$

ここで, $p_n(\lambda)$ ($0 \leq n < N$) は画素の窓関数を表す. この窓関数は, 各画素における波長軸のサンプリング幅に対応する矩形関数である.

5.4 センサ傾斜法の計測モデル

前節のモデルをセンサ傾斜法を用いた超解像計測のモデルに拡張する. まず, センサの微小な傾斜によって各行で得られる分光分布がサブピクセル精度でシフトすると考える. このとき, センサの傾斜は微小であるので画素による分光分布のサンプリング幅は変化しないものとする. M 回のサブピクセルシフトで1ピクセル分のシフトがなされる場合を考える. このとき, m 回サブピクセルシフトした場合の n 番目画素の輝度値は以下の式で表される.

$$i_{m,n} = \int_{-\infty}^{\infty} p_{m,n}(\lambda) \bar{f}(\lambda) d\lambda. \quad (22)$$

このとき, n はリニアセンサの画素の位置を表し, m はサブピクセルシフトの移動量を表す. 式 (22) を離散化すると以下のように表される.

$$i = \mathbf{P}\mathbf{O}f, \quad (23)$$

このとき, f は S 次元の離散化された分光分布, i は $M \times N$ の画像として観測された MN 次元の輝度値ベクトル, $\mathbf{P}$ は離散化された画素の窓関数行列である. $\mathbf{O}$ は $S \times S$ 次元の畳み込み行列で光学系のボケを表す. 窓関数 $\mathbf{P}$ とボケ関数 $\mathbf{O}$ の積が分光器の観測過程を表している. i はボケた分光分布の輝度値ベクトルである. $\mathbf{O}$ ここで, 行列 $\mathbf{P}$ の大きさは $M \times N$ である.

分光分布の強度が常に正であるという点を利用して, 超解像された分光分布は次式のように非負制約付きの最小二乗法を用いて求められる.

$$\hat{f} = \underset{f \geq 0}{\operatorname{argmin}} \quad \|i - \mathbf{P}\mathbf{O}f\|_2^2 \quad (24)$$

この問題は, 凸最適化問題であるため, 大域的最適解を求めることができる. 本手法では, Kim ら [79] による非負制約付きの最小二乗法を用いた.

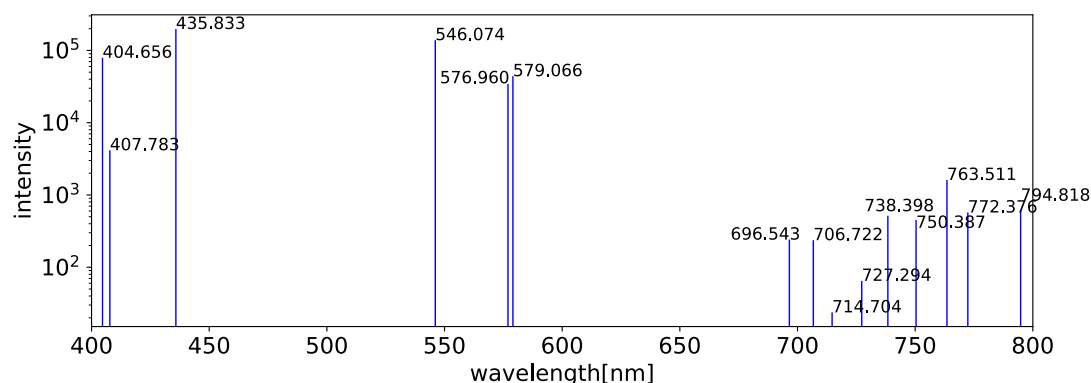


図 21 低圧水銀ランプの原子輝線

5.5 波長依存な観測過程の推定

分光分布の分解能を低下させる要因は主に二つ存在する．一つ目は，スリットやレンズ，回折格子などによる光学的なボケである．二つ目は，撮像素子のサンプリング周期が粗い点である．逆畳み込み演算によって光学的なボケを除去するだけでは解像度向上の上限が画素の幅に制限される．そこで，一画素以下の解像度向上を実現するために，分光器にサブピクセルシフトを導入する．

超解像を実現するためには，観測過程である $\mathbf{PO}$ を正確に求めることが重要となる．本手法では，低圧水銀ランプのように原子によって固有の鋭いピークを持つ分光分布を計測し，ピークに対する応答を波長軸に沿って補間することで $MN \times S$ 行列である $\mathbf{PO}$ を推定する．実際の計測では，観測過程の行列 $\mathbf{PO}$ が得られ，それぞれを分離して求めることができないが，最適化処理では行列 $\mathbf{PO}$ をまとめて計算するため分離する必要はない．

図 21 で示すように，水銀ランプの輝線は波長軸に沿って疎に分布しており，それぞれの輝線が特定の波長に対応している事が知られている [98]．また，輝線の半値幅はおよそ 0.00010 nm であり，一般的な分光器の分解能に対して無視できるほど小さい．この輝線を分光器で計測すると，図 22 に示すように，斜めに並んだ線の集合として観測される．それぞれの観測された輝線は，対応する波長の観測値とみなすことができる．

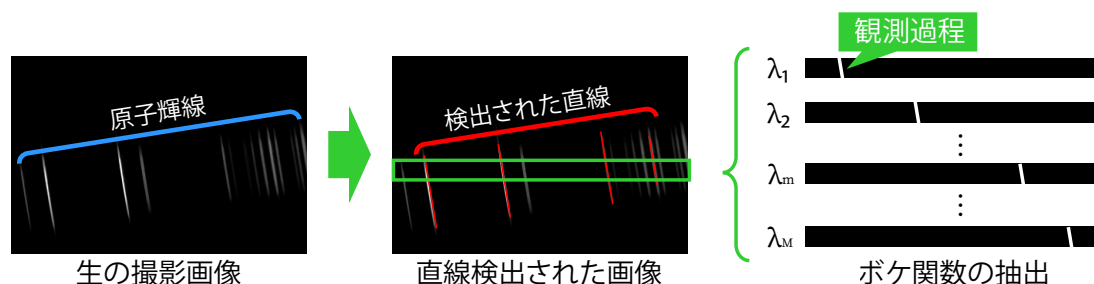


図 22 輝線の検出と観測過程の生成方法

左の画像は原子輝線を構築した分光器で観測した画像である．画像より，直線検出することで傾きから超解像の倍率を算出できる．画像の中央から倍率に応じて数行取り出し，輝線ごとに切り出すことで観測過程とする．

撮影された画像からそれぞれの輝線を切り出す．なお，(404.656, 407.783 nm) や (576.960, 579.066 nm) のように輝線間の間隔が狭いものは光学系のボケによってそれぞれの輝線が重なるために除外している．提案手法では，Line Segment Detector [99] を用いて直線検出し，検出された線分の周囲をあらかじめマージンを持って画像から切り出し，各輝線のみを観測した個別の $M \times N$ の画像として抽出する．なお，他の輝線を観測した部分は 0 で埋める．抽出した画像の各行は，対応する波長を観測した場合の強度分布とみなすことができる．観測は，光学系のコマ収差などの単色収差に起因するボケのために波長によって輝度分布が変化する．さらに，抽出した画像の各列は異なる観測過程それぞれにおける観測を表している．よって，各輝線を抽出した画像の各行は，輝線の波長に対応する M 回分の観測として **PO** のうち M 個の列に含まれる．輝線は波長軸に対して疎であるため，上記の処理では **PO** の列の全てを埋めることはできない．

そこで，疎な観測を補間することで輝線が観測できない波長における観測過程を推定する．この補間は，輝線を観測した画像の各行に対して独立に行う．観測過程を補間するために，光学系の物理的な性質から導き出される三つの仮定を置く．一つ目は，ボケ関数の形状は波長によって少しずつ変化する．ボケの主要因はスリット幅であり，これは波長不変なボケである．波長依存なボケ関数として，レンズの色収差があるが，その影響はスリットと比較して小さいと考えられ

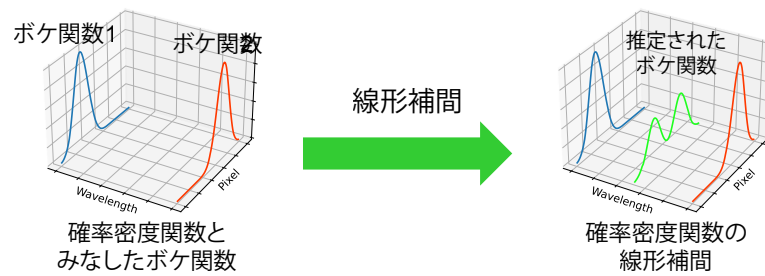


図 23 確率密度関数による観測過程の補間

計測によって得られたボケ関数の間をそれぞれ直接補間する．このとき，最も簡単な方法として確率密度関数を線形補間する方法が考えられるが，その方法では右のように補間結果の波形が歪な形状となる．

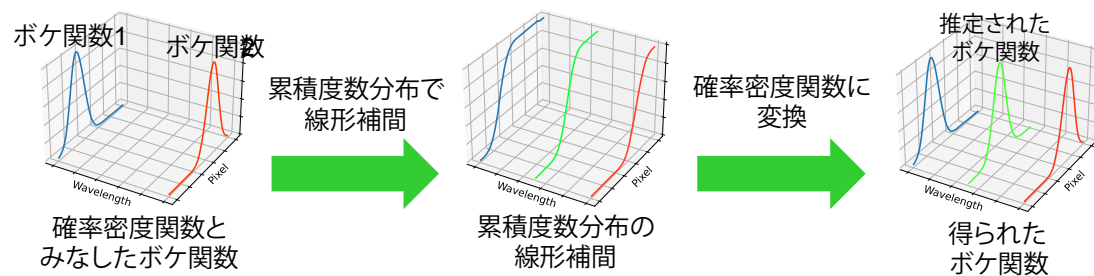


図 24 累積度数分布による観測過程の補間

計測されたボケ関数を確率密度関数とみなし，それを累積度数分布に変換する．さらに累積度数分布で線形補間し，それを確率密度関数に戻すことで計測によって得られたボケ関数と似た形状のものが推定できる．

る．よって，ボケ関数の形状は波長に応じて大きく変化することはない．二つ目は，回折格子は波長軸を空間軸になめらかに断続なく変換する．最後に，センサの分光感度特性が波長軸に対してなめらかに変化する．これらの仮定によって，観測過程は波長に応じてなめらかに変化すると定義できる．

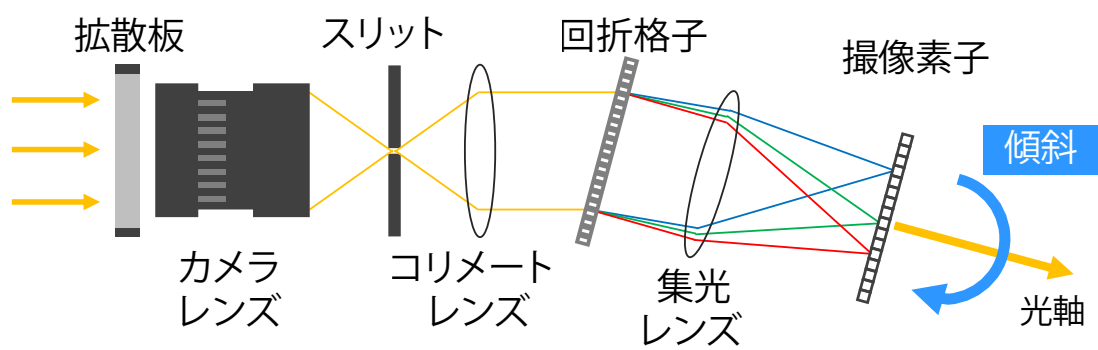
観測過程の補間を行う場合，最も簡単な方法は輝線から計測された二つの観測過程間の線形補間である．観測過程の補間を計算するために二つの観測過程を足し合わせると，補間された観測過程は図 23 のように小さな二つのピークを持つ．しかしながら，上記で仮定したように実際に得られる観測過程の形状からは大きく異なる．この問題を解決するために累積度数分布を用いて観測過程を補間する．本手法では，図 24 のように確率密度関数を累積度数分布に変換し，累積度数分布を線形補間する方法 [100] を採用する．この方法では，確率密度関数を線形補間する方法よりも観測過程をなめらかに補間できる．

5.6 分光器の実装

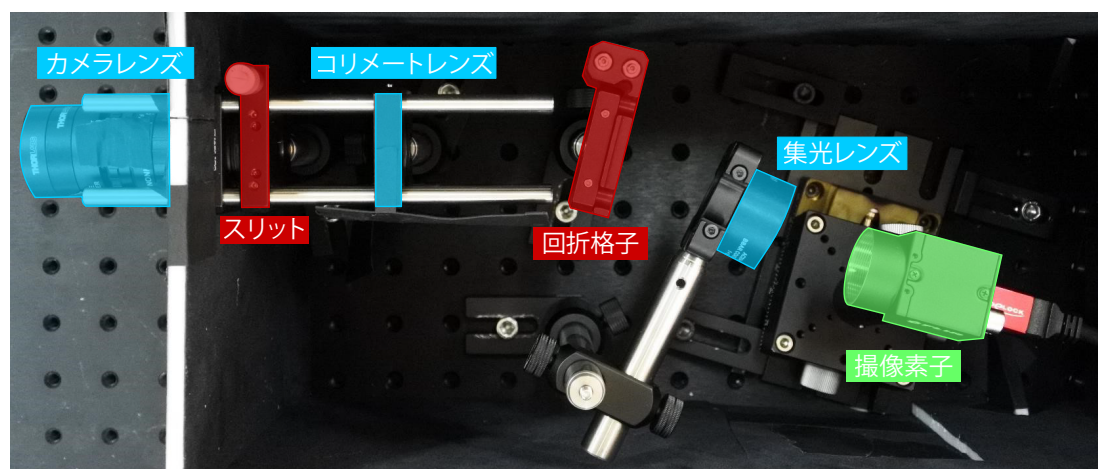
図 25 に示すような透過型分光器を構築した．入射光を均一にする目的で拡散板を配置し，カメラレンズ (FUJINON HF12.5HA-1B) で集光し，スリット (Thorlabs VA100C) で横方向の空間軸を遮蔽し，コリメートレンズ (Thorlabs LB1471) で回折格子 (Thorlabs GT25-06V) に集光した．回折された光はアクロマートレンズ (AC254-050-A-ML) を介してイメージセンサ (FLIR BFS-U3-200S6M-C) に集光される．このセンサは，回折格子と集光レンズを通過する光軸を中心に傾けることができる．スリットの幅は $1\text{ }\mu\text{m}$ に設定した．

5.7 シミュレーション

超解像技術が分光計測に適用できることを検証するためにシミュレーション実験を行った．実験では，図 26 に示すように実環境で計測した分光分布をダウンサンプリングして複数の低解像度な分光分布を生成し，それを用いて超解像した分光分布をダウンサンプリング前の元の分光分布と比較する．元の分光分布は実環境で計測した太陽光の分光分布を使用した．元の分光分布は二次元画像の中央



(a) 構築した分光器の上面図



(b) 実験環境

図 25 構築した分光器の概要

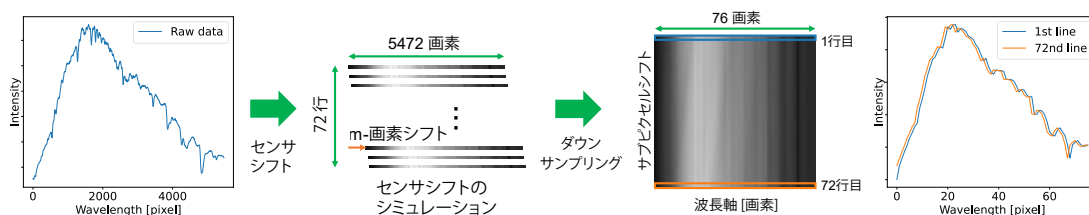


図 26 シミュレーションデータの生成方法

構築した分光器で得られた画像から中央の行を切り出す。切り出した行を 1 72 画素ずらして一枚の画像を生成する。生成された画像の横軸を $1/72$ 倍することで低分解能な観測群が得られる。

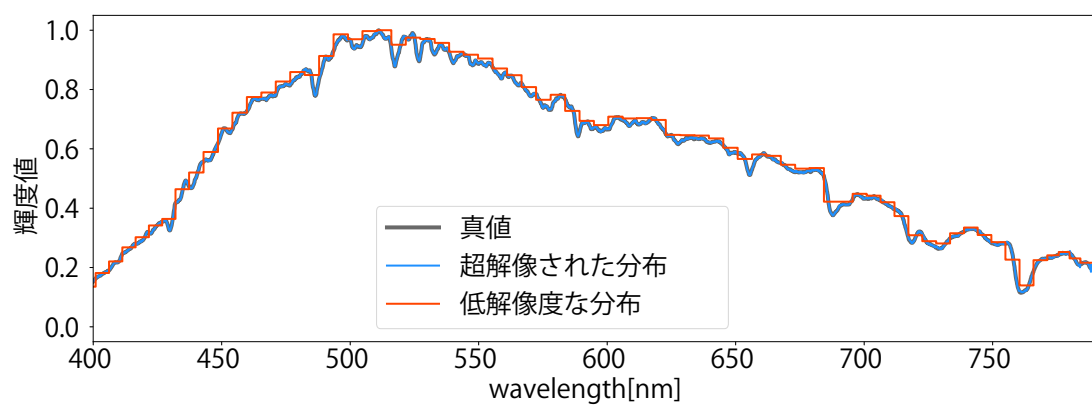
列を切り出した 5472 次元のベクトルである。ダウンサンプリングでは、計測値を 72 画素からなる 76 個のグループに分割し、それぞれの合計を取り、76 個の画素で計測した分光分布を合成する。センサシフトを模するため、合成に用いる画素を移動させながら、異なる 72 個の分光分布を得る。これは 76×72 ピクセルのセンサを用いたセンサシフト方式の計測と等価である。なお、合成した分光分布には量子化誤差を含めている。図 27 に実験結果を示す。

分光分布の谷は空気中の原子による吸収を示すフラウンホーファー線に対応している。500-600 nm の範囲では、分光分布の小さな谷がぼけており、低解像度な分光分布では谷の識別が困難である。一方、超解像された分光分布では、谷が復元されていることが分かる。本実験では、量子化誤差が含まれている低解像度な分光分布から高解像度な分光分布を復元し、復元結果が真値とほぼ一致することを確認した。

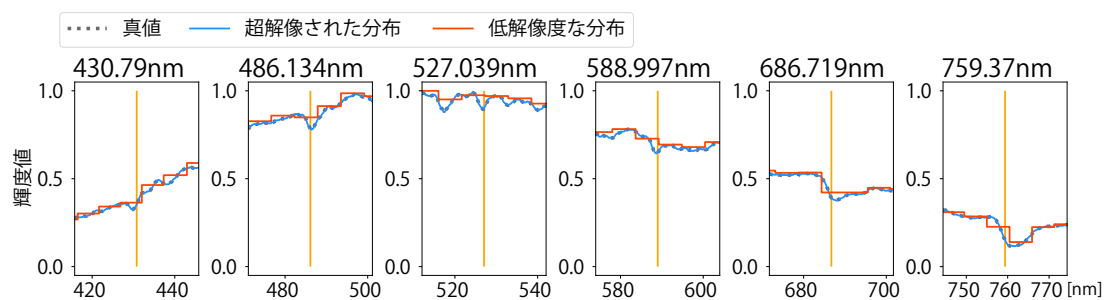
5.8 実験

5.8.1 実環境実験

構築した分光器で計測した低圧水銀ランプの輝線を復元することにより、本手法による分解能を評価する。光源は、低圧水銀ランプ (Ocean Insight HG-2) を用いた。観測過程の推定には、低圧水銀ランプの 400-800 nm の範囲にある輝線のうち、435.833, 546.074, 696.543, 763.511 nm を使用した。また、近接する二つの輝



(a) シミュレーションデータを超解像した結果



(b) フラウンホーファー線による吸収を拡大した結果

図 27 ダウンサンプリングした分光分布と復元した分光分布の比較
(a) 低分解能な観測を超解像した結果. (b) フラウンホーファー線による吸収が起きている周辺を拡大. 黄色い線はフラウンホーファー線の中心波長.

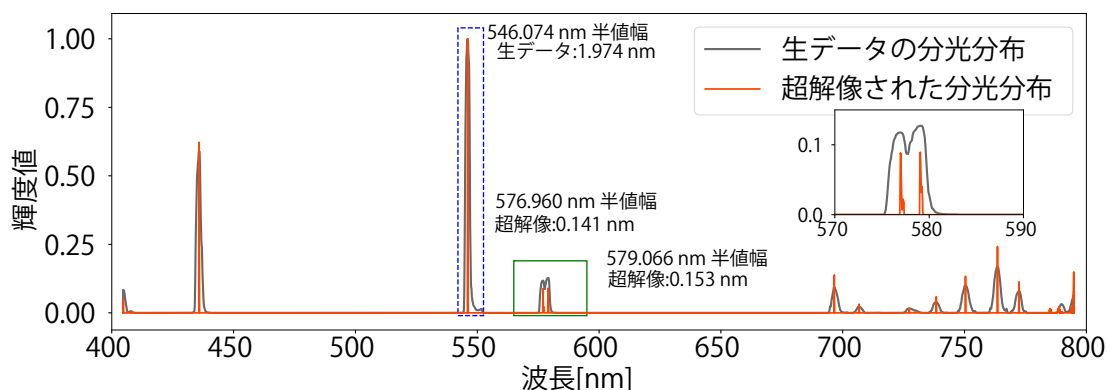


図 28 ボケた分光分布と超解像により復元した分光分布

灰色の線が計測された生の分光分布を示し、オレンジ色の線が超解像によって得られた分光分布を示している。それぞれの分光分布は超解像による効果を分かりやすく示すためにそれぞれの分布の最大値で正規化されている。

線である (404.656, 407.783 nm) と (576.96 579.066 nm) を推定から除外した。輝線の傾きを計算し、超解像した分光分布の倍率を計算した。理想的には、撮像素子の傾斜角で超解像後のサンプリング周期が決まるが、実際にはある特定のサンプリング周期に合わせてセンサを傾けることは困難である。そこで、観測群からサンプリング周期を構成し、実際のセンサの傾きを求める必要がある。実験では、サンプリング周期が $M = 6$ 前後になるようにセンサを傾斜させ、観測群からサンプリング周期である $M = 6.17$ を取得した。実際に、生画像の横中央から 6 本の線を抜き出してそれらを低分解能な観測群として使用し、超解像する分光分布の範囲を 400-800 nm, サンプリング周期を 0.015 nm とした。また、超解像の効果を分かりやすく示すためにそれぞれの分光分布をそれぞれの分布の最大値で正規化している。ボケた分光分布と超解像した分光分布の半値幅を用いて分解能を評価した。計測した分光分布と超解像した分光分布を図 28 に示す。

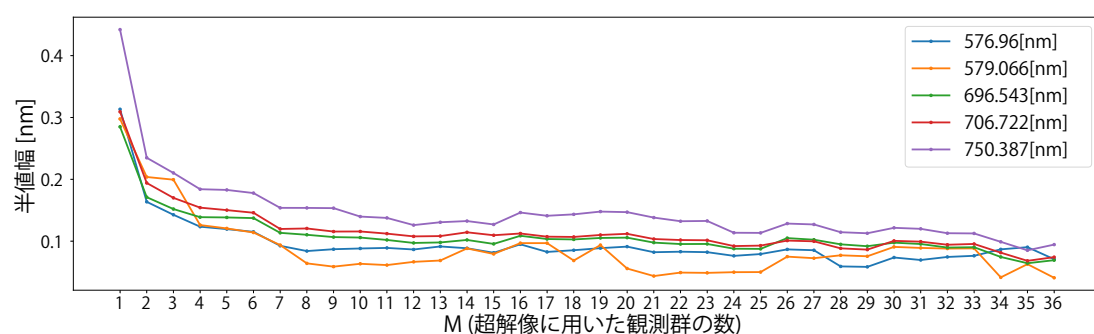
波長分解能の評価は観測過程の推定から除外した二つの輝線である 576.960 と 579.066 nm を用いた。これらの輝線は従来研究 [98] により計測された半値幅がある。評価に用いた輝線の半値幅は 0.000 10 nm であり、構築した分光器の分光分布のサンプリング幅よりもはるかに小さい。二つの輝線の間隔は約 2nm である

が、構築した分光器で計測した分光分布では、これらの輝線を分離できなかった。546.074 nm の 2 つのピーク付近のボケた分光分布の半値幅は 1.974 nm であり、これは 2 つの輝線の間隔に近い。一方、提案手法では、超解像によって 2 つの輝線が明確に分離された。また、576.960 と 579.066 nm の半値幅はそれぞれ 0.141 nm と 0.153 nm であった。結果より、ボケ除去と超解像を組み合わせる事で約 12.9 倍の分解能向上を達成したといえる。

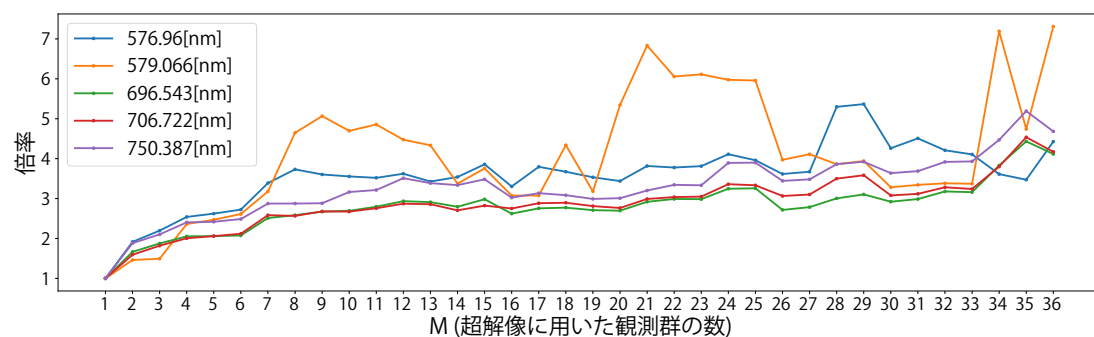
5.8.2 ボケ除去と超解像の効果の評価

ボケ除去と高周波成分の折り返し除去のそれぞれが超解像に寄与する度合いを評価するために、ボケ除去と折り返し除去をそれぞれ分離して評価した。実験に用いたデータは、5.8.1 節で用いた低圧水銀ランプの計測結果を使用する。観測過程については、404.656, 435.833, 546.074, 696.543, 706.722, 738.398, 750.387, 763.511, 772.376 nm の 9 本の輝線を用いて推定した。輝線を追加したことにより前項の実験で用いた観測過程とは推定精度が異なる点は注意していただきたい。ボケ除去単独の効果は $M = 1$ としたときの観測値、つまり分光分布が観測された画像から一行のみを抜き出し、その観測に対してボケ除去の処理を行い、得られた輝線の半値幅を評価することで評価する。折り返し除去の効果については、復元に用いる低分解能な観測群を $M = 1$ から $M = 36$ まで増加させたときの半値幅の変化より評価する。表 4 と図 29 に低分解能な観測群の数を変化させたときの半値幅の変化を示す。

表の $M = 1$ は撮像素子の画素数と同じ場合であり、高周波成分の折り返し除去の効果がないボケ除去のみを適用した結果である。ここで、579.066 nm は他の輝線と比較して大きく外れているために評価から除外する。 $M = 1$ における半値幅は 576.960, 696.543, 750.387 nm でそれぞれ 0.278, 0.257, 0.382 nm であった。 $M = 36$ の場合と比較すると、高周波成分の折り返し除去による分解能の向上は 3.7–4.0 倍程度となる。図 29 より、 $M = 1$ から $M = 36$ へと低分解能な観測を増やすと、撮像素子の傾斜により少しずつ異なる観測が得られるため波長分解能が向上していることが分かる。この結果より、ボケ除去と折り返し除去の双方に分解能を向上させる効果があることが分かる。



観測群の数と半値幅の関係



観測群の数と倍率の関係

図 29 観測数を増やした場合における輝線の半値幅の変化

(a) 観測群を増やして超解像した場合の半値幅の変化．観測群が 1 の時は生の分光分に対してボケ除去のみを適用している．(b) ボケ除去のみを適用した結果を 1 とした時における観測群と超解像の倍率の関係．

表 4 観測数と半値幅の関係

波長 [nm]	m (観測数) における半値幅 [nm]						
	1	6	12	18	24	30	36
576.96	0.278	0.116	0.086	0.093	0.076	0.074	0.071
579.066	0.284	0.114	0.066	0.095	0.050	0.091	0.041
696.543	0.257	0.138	0.097	0.109	0.088	0.098	0.069
706.722	0.278	0.147	0.108	0.113	0.092	0.100	0.074
750.387	0.382	0.179	0.126	0.151	0.114	0.122	0.094

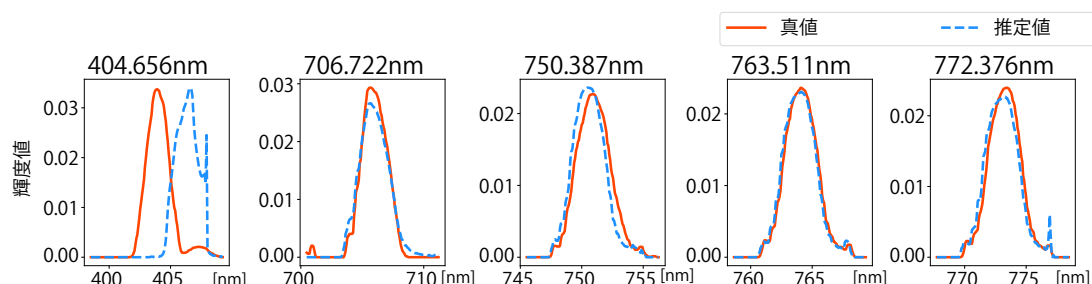


図 30 観測過程 $o_\lambda(u)$ の推定と真値の比較

赤色の線が構築した分光器で輝線を観測した際の分光分布である．青色の線は補間によって推定された観測過程である．

表 5 正規化相互相関とピークの差

輝線 [nm]	真値とのピーク差 [nm]	正規化相互相関の最大値
404.66	2.700	0.8988
706.72	0.1157	0.9930
738.40	0.0000	0.9963
763.51	0.0771	0.9995
772.38	0.1543	0.9921

5.8.3 波長依存な観測過程の推定手法の評価

本手法で推定した観測過程を輝線から計測した観測過程と比較することで観測過程の推定精度を評価する．低圧水銀ランプの輝線のうち 435.833, 546.074, 696.543, 738.398 nm の 4 本の輝線を推定に使用し，累積度数分布を用いて観測過程を補間した．精度評価のために，補間した輝線とは異なる 5 本の輝線を選択した．計測範囲や分解能，傾斜角は 3.3 節の設定と同様である．指標として，観測値と推定値の類似性を確認するためにピーク間の距離と正規化相互相関を利用した．観測過程の真値は，低圧水銀ランプの輝線を用いた．図 30 に補間された観測過程と輝線から得られた実測値を示し，表 5 に真値と推定された観測過程のピークの差と正規化相互相関の最大値を示す．

700nm 付近の輝線は，真値とよく一致しており，ピーク間の誤差も小さい．表 5

より、404.656nm は、推定された観測過程の形状が測定された形状と異なり、また、ピークが大きく移動している。この推定精度が悪い要因には以下の3つが考えられる。まず、この波長は推定に用いた輝線の外側にあるため、外挿により推定精度が悪化した点である。次に、407.783nm にある輝線が推定精度に影響を与えた点である。最後に、この波長はレンズの周辺部に近いためレンズ歪みの影響を受けた点である。

5.9 結論

本章では、一般化した超解像の一例として、波長軸における超解像手法を提案した。一次元の撮像素子を微小移動する代わりに、二次元の撮像素子をわずかに傾けることで分光計測の分解能を向上させる超解像法を提案した。撮像素子を微小移動させる超解像は、異なる視点から複数回撮影するため動的なシーンに不向きである。一方で、本手法は二次元画像のうち、分光計測に利用しない一次元を高周波成分の折り返し除去に利用するため、ワンショットで低分解能な観測群の撮影が可能である。実際に、分散型の回折格子を用いて分光器を構築し、提案手法が実環境にて機能する事を示した。また、累積度数分布による補間法を用いて、疎な輝線を計測した観測過程から波長方向に変化する観測過程を推定した。推定された観測過程と水銀ランプの観測値を比較することで、観測過程の推定精度を評価した。実環境実験より、観測数を6とした場合に12.9倍の分解能向上を達成した。倍率の内訳としては、観測過程の除去による分解能向上が約4倍、高周波成分の折り返し除去による分解能向上が約3倍であった。実験より、観測過程の除去と高周波成分の折り返し除去のそれぞれが分解能向上に貢献していることが示された。

6. 結論

6.1 まとめ

本論文では、画像で用いられている超解像手法から高周波成分の復元に必要な要素を検討し、それらを多様な計測系に応用するための超解像計測モデルを提案した。また、高周波成分の復元に必要な要素である低分解能な観測群の計測方法と計測系の観測過程を計測する方法を検討し、多様な計測系に対して実装可能な手法を提案した。実際に、時間軸と波長軸に対して提案手法を実装し、それぞれの軸で分解能が向上することを示したことで一般化された超解像モデルが多様な計測系に実装可能であることを示した。

サブナノ秒の時間応答計測では、市販のパルス照射型の間接方式 ToF カメラに遅延回路を組み合わせ、時間を遅延させながら撮影する事で少しずつ異なる低分解能な観測群を得る手法を提案した。光源の波形をあらかじめ計測し、撮像素子の観測窓を矩形と見なし、それらを合わせて観測過程とした。20 ns 分解能の低分解能な観測群に対して非負制約付きの最小二乗法を用いた最適化による観測過程の除去を行うことで 250 ps の超解像を達成した。実環境では、表面下散乱や相互反射を引き起こすシーンを撮影し、提案手法を用いて空間中で生じる光伝播を動画として可視化することでシーン中で生じる散乱現象や相互反射が可視化された。得られた光伝播の動画を用いて、材質ごとの時間応答を評価し、散乱度合いが異なる材質において時間応答が変化することが確認された。また、カメラの手前に半透明物体を配置し、半透明物体から 180 cm 先にマネキンを配置したシーンを撮影し、ボケた時間応答が超解像によって2つのピークに分離され、ピーク間の時間が往復で 180 cm の距離を光が飛行する時間に相当する 12 ns と一致する事を確認した。

波長軸の超解像では、分散型の分光器にエリアセンサを少し傾けた状態で設置する事で各行の分光分布の観測が少しずつ変化する事を利用した低分解能な観測群を得る手法を提案した。疎な原子輝線をインパルスと見なして撮影し、得られた観測を撮像系の観測過程とし、それらを補間することで分光器全体のボケ関数を推定した。低分解能な分光分布の観測群に対して非負制約付きの最小二乗法を

用いた最適化による観測過程の除去を適用し、 0.141 nm の分解能を達成した．実環境において、低圧水銀ランプの原子輝線を撮影し、 400 nm – 800 nm の範囲にある輝線を超解像により少なくとも 12.9 倍の分解能向上を達成した．さらに、低分解能な観測群による折り返し成分の除去と観測過程除去の効果を個別に評価するために、それぞれを分離してその効果を検証した．また、波長可変なボケ関数の推定手法を評価するために、原子輝線で計測した輝線を真値として補間した観測過程との比較を行った．正規化相互相関とそれぞれのピーク差を用いてそれぞれを比較し、外挿による影響を受けた 404.656 nm 以外の輝線において真値の計測結果と概ね一致した．

また、提案した超解像モデルは時間軸や波長軸以外の光応答を計測する系に対しても応用可能である．一例として、ライトフィールド撮影の超解像が挙げられる．通常、ライトフィールド光学系は四次元空間で表されるが、これを撮像素子によって取得するために二次元空間に展開することが多い．その場合に用いられるのがマイクロレンズアレイであるが、代償として空間解像度が犠牲となる．そこで、本手法をライトフィールド光学系に応用することで、視点軸の超解像が実現できると考えられる．

6.2 今後の展望

画像における超解像の従来研究や本研究における超解像の一般化において、観測過程が超解像の分解能向上に与える影響について議論した．本論文では、超解像された計測結果と生の計測結果を比較した場合におけるダイナミックレンジの増減については取り扱っていない．また、画像における超解像の従来研究でも上記の内容はほとんど議論されていない．ダイナミックレンジは計測機器の性能を決定する要素の一つであるためにこれらの議論は重要である．今後は、超解像が計測結果のダイナミックレンジに与える影響を様々な視点から検証する必要がある．

サブナノ秒の時間応答計測では、観測過程を光源の発光波形の実測と矩形窓を露光関数から求めたが、露光の立ち上がりや立ち上がりなどのセンサの応答速度を考慮することでさらなる精度向上が可能であると考えられる．本手法は、時間軸上での計測範囲を広くすると撮影回数を増やす必要があるので、広い空間の撮

影には向かない．時間応答は時空間的に疎な分布をしていることが多いために，重点サンプリングや光源の変調を工夫する方法によって必要な観測数を減らすことが可能であると考えられる．今後は，観測過程の推定手法の改良やサンプリング手法の工夫などを検討する必要がある．

分光分布の超解像では，観測過程の推定時に外挿となる波長の推定精度が低下する問題がある．簡単な解決方法としては，他の原子輝線を用いて外挿される波長帯を狭くする方法が考えられる．本手法では，輝線間の観測過程を直線補間したが，補間方法を色収差による波長ごとの焦点距離の変化を考慮した形にするとさらに推定精度が向上すると考えられる．今後は，観測過程の推定手法の改良やハイパースペクトルカメラへなどの空間軸と波長軸を同時に撮影する計測系への応用が期待できる．

また，本手法による超解像計測を時間軸や波長軸以外の様々な計測系に対して応用する方法を検討し，実際の計測系に実装することで，多様な計測系に対する応用が期待できる．

謝辞

本研究を進めるにあたり、懇切なる御指導、御鞭撻を頂いた光メディアインタフェース研究室 教授 向川 康博 様に心より感謝致します。また、本研究の遂行にあたり、有益なご助言、御鞭撻を頂いた光機能素子科学研究室 教授 太田 淳 様に厚くお礼申し上げます。本研究を進めるにあたり、終始細やかなご指導、ご助言を頂いた 光メディアインタフェース研究室 准教授 船富 卓哉 様に厚くお礼申し上げます。本研究を行うにあたり、多大なるご助言を頂いた光メディアインタフェース研究室 助教 田中 賢一郎 様に厚く感謝申し上げます。本研究を行うにあたり、貴重なご助言を頂いた東海大学 講師 久保 尋之 様に感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり、分光器の構築など光学分野の視点から貴重なご助言を頂いた生体プロセス研究室 教授 細川 陽一郎 様に厚くお礼申し上げます。また、分光計測や光学機器の構築に関する貴重なご助言を頂いた生体プロセス研究室 助教 安國 良平 様に厚くお礼申し上げます。

研究室生活において様々な活動を支えて頂いた、光メディアインタフェース研究室秘書 登 淑恵 様に厚くお礼申し上げます。実験機材の提供や研究内容について熱心なご指導、ご助言を頂いた筑波大学 助教 青砥 隆仁 様に厚くお礼申し上げます。計測対象の提供や研究内容についてご助言頂いた国立情報学研究所 特任研究員 高谷 剛志 様に厚くお礼申し上げます。研究内容についてご助言頂いた光メディアインタフェース研究室 博士研究員 櫛田 貴弘 様に厚くお礼申し上げます。研究内容についてご助言を頂いた、西 諒一郎 様に厚くお礼申し上げます。そして、学生生活でお世話になった光メディアインタフェース研究室の皆様には感謝の意を表します。

参考文献

- [1] G Erika. Silicon photomultipliers for high energy physics detectors. *Journal of Instrumentation*, 6(10):C10003, October 2011.
- [2] T Spirig, P Seitz, O Vietze, and F Heitger. The lock-in ccd-two-dimensional synchronous detection of light. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(9):1705–1708, 1995.
- [3] R Lange and P Seitz. Solid-state time-of-flight range camera. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37(3):390–397, 2001.
- [4] Y Tsuchiya. Photon path distribution and optical responses of turbid media: theoretical analysis based on the microscopic beer-lambert law. *Physics in Medicine and Biology*, 46(8):2067–2084, July 2001.
- [5] D Vinit, C Lu, G Georgiy, T Andriy, T Ivan, and G Vera. Silicon photomultiplier: Detector for highly sensitive detection of fluorescence signals. *2008 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science*, May 2008.
- [6] J.-H Qu, D Liu, J.-H Cheng, D.-W Sun, J Ma, H Pu, and X.-A Zeng. Applications of near-infrared spectroscopy in food safety evaluation and control: A review of recent research advances. *Critical reviews in food science and nutrition*, 55, April 2014.
- [7] E. J MILTON. Review article principles of field spectroscopy. *International Journal of Remote Sensing (IJRS)*, 8(12):1807–1827, 1987.
- [8] F Eisenhauer and W Raab. Visible/infrared imaging spectroscopy and energy-resolving detectors. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 53(1):155–197, 2015.
- [9] R Williams. Becquerel photovoltaic effect in binary compounds. *The Journal of Chemical Physics*, 32(5):1505–1514, 1960.

- [10] S. L Vesely and A. A Vesely. Concerning Hertz’ photoelectric effect. *arXiv e-prints*, physics/0202061, February 2002.
- [11] R. H Stuewer. Einstein’s revolutionary light-quantum hypothesis. In *Meeting of the Division of Atomic, Molecular and Optical Physics*, 27, Los Alamitos, CA, USA, May 2005. Bulletin of the American Physical Society.
- [12] B Leskovar and C Lo. Single photoelectron time spread measurement of fast photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods*, 123(1):145 – 160, 1975.
- [13] J. W Horton, R. V Mazza, and H Dym. The scanistor—a solid-state image scanner. *Proceedings of the IEEE*, 52(12):1513–1528, 1964.
- [14] G. P Weckler. Operation of p-n junction photodetectors in a photon flux integrating mode. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 2(3):65–73, 1967.
- [15] P. J. W Noble. Self-scanned silicon image detector arrays. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 15(4):202–209, 1968.
- [16] G Porat, G Alon, S Rozen, O Pedatzur, M Krüger, D Azoury, A Natan, G Orenstein, B Bruner, M Vrakking, and N Dudovich. Attosecond time-resolved photoelectron holography. *Nature Communications*, 9, December 2018.
- [17] S Takeuchi and T Tahara. The answer to concerted versus step-wise controversy for the double proton transfer mechanism of 7-azaindole dimer in solution. *Proc. National Academy of Science of the USA*, 104(13):5285–5290, March 2007.
- [18] J Nakamura. *Image Sensors and Signal Processing for Digital Still Cameras*. Optical Science and Engineering. CRC Press, 2017.
- [19] M Sato, Y Yorikado, Y Matsumura, H Naganuma, E Kato, T Toyofuku, A Kato, and Y Oike. 5.8 a 0.50e⁻ rmsnoise 1.45μm-pitch cmos image sensor

- with reference-shared in-pixel differential amplifier at 8.3mpixel 35fps. In *2020 IEEE International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)*, 108–110, February 2020.
- [20] H Iwai. Future of nano cmos technology. *Solid-State Electronics*, 112:56 – 67, 2015. Selected Papers from EuroSOI’2014 Conference.
 - [21] M Bigas, E Cabruja, J Forest, and J Salvi. Review of cmos image sensors. *Microelectronics Journal*, 37:433–451, May 2006.
 - [22] Sung Cheol Park, Min Kyu Park, and Moon Gi Kang. Super-resolution image reconstruction: a technical overview. *IEEE Signal Processing Magazine*, 20(3):21–36, May 2003.
 - [23] K Nasrollahi and T. B Moeslund. Super-resolution: A comprehensive survey. *Machine Vision and Applications*, 25(6):1423–1468, August 2014.
 - [24] M Irani and S Peleg. Improving resolution by image registration. *CVGIP: Graphical Models and Image Processing*, 53(3):231 – 239, 1991.
 - [25] M Elad and A Feuer. Restoration of a single superresolution image from several blurred, noisy, and undersampled measured images. *IEEE Transactions on Image Processing*, 6(12):1646–1658, 1997.
 - [26] P Cheeseman, B Kanefsky, R Kraft, J Stutz, and R Hanson. *Super-Resolved Surface Reconstruction from Multiple Images*, 293–308. Springer Netherlands, Dordrecht, 1996.
 - [27] D Pastina. Two-dimensional super-resolution spectral analysis applied to sar images. *IEE Proceedings - Radar, Sonar and Navigation*, 145:281–290(9), October 1998.
 - [28] Zhaoqiang Bi, Jian Li, and Zheng-She Liu. Super resolution sar imaging via parametric spectral estimation methods. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 35(1):267–281, January 1999.

- [29] R Hardie. A fast image super-resolution algorithm using an adaptive wiener filter. *IEEE Transactions on Image Processing*, 16(12):2953–2964, 2007.
- [30] Q Yuan, L Zhang, and H Shen. Multiframe super-resolution employing a spatially weighted total variation model. *IEEE Transactions on Circuits and Systems for Video Technology*, 22(3):379–392, 2012.
- [31] A Schatzberg and A. J Devaney. Super-resolution in diffraction tomography. *Inverse Problems*, 8(1):149–164, February 1992.
- [32] D Rajan and S Chaudhuri. An mrf-based approach to generation of super-resolution images from blurred observations. *Journal of Mathematical Imaging and Vision*, 16:5–15, January 2002.
- [33] R Islam, A. J Lambert, and M. R Pickering. Super resolution of 3d mri images using a gaussian scale mixture model constraint. In *Proc. IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*, 849–852, 2012.
- [34] Y Zhang, G Wu, P Yap, Q Feng, J Lian, W Chen, and D Shen. Reconstruction of super-resolution lung 4d-ct using patch-based sparse representation. In *Proc. IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, 925–931, 2012.
- [35] R Morin, A Basarab, and D Kouamé. Alternating direction method of multipliers framework for super-resolution in ultrasound imaging. In *2012 9th IEEE International Symposium on Biomedical Imaging (ISBI)*, 1595–1598, 2012.
- [36] M Protter, M Elad, H Takeda, and P Milanfar. Generalizing the nonlocal-means to super-resolution reconstruction. *IEEE Transactions on Image Processing*, 18(1):36–51, 2009.

- [37] S Peleg, D Keren, and L Schweitzer. Improving image resolution using subpixel motion. *Pattern Recognition Letters*, 5(3):223 – 226, 1987.
- [38] E Faramarzi, V. R Bhakta, D Rajan, and M. P Christensen. Super resolution results in panoptes, an adaptive multi-aperture folded architecture. In *IEEE International Conference on Image Processing*, 2833–2836, 2010.
- [39] Y Tian and K Yap. Multi-frame super-resolution from observations with zooming motion. In *Proc. IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*, 1257–1260, 2012.
- [40] K Guo, X Yang, R Zhang, and S Yu. Learning super resolution with global and local constraints. In *2009 IEEE International Conference on Multimedia and Expo*, 590–593, 2009.
- [41] C Kim, K Choi, H Lee, K Hwang, and J. B Ra. Robust learning-based super-resolution. In *Proc. IEEE International Conference on Image Processing (ICIP)*, 2017–2020, 2010.
- [42] W. W Zou and P. C Yuen. Very low resolution face recognition problem. *IEEE Transactions on Image Processing*, 21(1):327–340, 2012.
- [43] D Sheppard, B. R Hunt, and M. W Marcellin. Super-resolution of imagery acquired through turbulent atmosphere. In *Conference Record of The Thirtieth Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers*, volume 1, 81–85 vol.1, 1996.
- [44] F Orieux, T Rodet, and J Giovannelli. Super-resolution with continuous scan shift. In *Proc. IEEE International Conference on Image Processing (ICIP)*, 1169–1172, 2009.
- [45] N. K Bose, M. K Ng, and A. C Yau. Super-resolution image restoration from blurred observations. In *2005 IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, 6296–6299 Vol. 6, 2005.

- [46] Shubin Zhao, Hua Han, and Silong Peng. Wavelet-domain hmt-based image super-resolution. In *Proc. IEEE International Conference on Image Processing (ICIP)*, volume 2, II–953, 2003.
- [47] N Fan. Super-resolution using regularized orthogonal matching pursuit based on compressed sensing theory in the wavelet domain. In *2009 Sixth International Conference on Computer Graphics, Imaging and Visualization*, 349–354, 2009.
- [48] R Islam, A. J Lambert, and M. R Pickering. Super resolution of 3d mri images using a bivariate laplacian mixture model constraint. In *2012 9th IEEE International Symposium on Biomedical Imaging (ISBI)*, 1499–1502, 2012.
- [49] S Farsiu, M. D Robinson, M Elad, and P Milanfar. Fast and robust multiframe super resolution. *IEEE Transactions on Image Processing*, 13(10):1327–1344, 2004.
- [50] E Shechtman, Y Caspi, and M Irani. Space-time super-resolution. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence (TPAMI)*, 27(4):531–545, 2005.
- [51] S Peleg and A Zomet. Multi-sensor super-resolution. In *Applications of Computer Vision, IEEE Workshop on*, 27, Los Alamitos, CA, USA, December 2002. IEEE Computer Society.
- [52] U Mudenagudi, R Singla, P Kalra, and S Banerjee. Super resolution using graph-cut. In P. J Narayanan, S. K Nayar, and H.-Y Shum, editors, *Proc. Asian Conference on Computer Vision (ACCV)*, 385–394, Berlin, Heidelberg, 2006. Springer Berlin Heidelberg.
- [53] S Farsiu, D Robinson, M Elad, and P Milanfar. Advances and challenges in super-resolution. *International Journal of Imaging Systems and Technology*, 14(2):47–57, 2004.

- [54] Hu He and L. P Kondi. A regularization framework for joint blur estimation and super-resolution of video sequences. In *Proc. IEEE International Conference on Image Processing (ICIP)*, volume 3, III–329, 2005.
- [55] N Nguyen, G Golub, and P Milanfar. Blind restoration/superresolution with generalized cross-validation using gauss-type quadrature rules. In *Conference Record of the Thirty-Third Asilomar Conference on Signals, Systems, and Computers (Cat. No.CH37020)*, volume 2, 1257–1261 vol.2, 1999.
- [56] N Nguyen, P Milanfar, and G Golub. Efficient generalized cross-validation with applications to parametric image restoration and resolution enhancement. *IEEE Transactions on Image Processing*, 10(9):1299–1308, 2001.
- [57] I Begin and F. P Ferrie. Psf recovery from examples for blind super-resolution. In *Proc. IEEE International Conference on Image Processing (ICIP)*, volume 5, V – 421–V – 424, 2007.
- [58] S Baker and T Kanade. Limits on super-resolution and how to break them. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence (TPAMI)*, 24(9):1167–1183, 2002.
- [59] Zhouchen Lin and Heung-Yeung Shum. Fundamental limits of reconstruction-based superresolution algorithms under local translation. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence (TPAMI)*, 26(1):83–97, 2004.
- [60] M Tanaka and M Okutomi. Theoretical analysis on reconstruction-based super-resolution for an arbitrary psf. In *Proc. IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, volume 2, 947–954 vol. 2, 2005.

- [61] T Sasao, S Hiura, and K Sato. Super-resolution with randomly shaped pixels and sparse regularization. In *Proc. International Conference on Computational Photography (ICCP)*, 1–11, 2013.
- [62] Z Wang and F Qi. Analysis of multiframe super-resolution reconstruction for image anti-aliasing and deblurring. *Image and Vision Computing*, 23(4):393 – 404, 2005.
- [63] S Mottin and B Montcel. Bird brains: Using picosecond optical tomography to assess neuralactivity. *Opt. Photon. News*, 23(11):40–47, November 2012.
- [64] S. I Young, D. B Lindell, B Girod, D Taubman, and G Wetzstein. Non-line-of-sight surface reconstruction using the directional light-cone transform. In *Proc. IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, 1404–1413, 2020.
- [65] D. B Lindell, G Wetzstein, and M O ’ Toole. Wave-based non-line-of-sight imaging using fast f-k migration. *ACM Transactions on Graphics (ToG)*, 38(4):116, 2019.
- [66] F Heide, M O ’ Toole, K Zang, D. B Lindell, S Diamond, and G Wetzstein. Non-line-of-sight imaging with partial occluders and surface normals. *ACM Transactions on Graphics (ToG)*, 38(3), May 2019.
- [67] D. B Lindell and G Wetzstein. Three-dimensional imaging through scattering media based on confocal diffuse tomography. *Nature Communications*, 11(4517), 2020.
- [68] F Ariese, K Roy, V Ravi Kumar, H. C Sudeeksha, S Kayal, and S Umaphathy. *Time-Resolved Spectroscopy: Instrumentation and Applications*, 1–55. American Cancer Society, 2017.
- [69] G Nützel. *Single-Photon Imaging Using Electron Multiplication in Vacuum*, 73–102. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2011.

- [70] Z Liu, K. C Bhamu, L Luo, S Shah, J.-M Park, D Cheng, M Long, R Biswas, F Fungara, and R Shinar. Spatial-temporal spectroscopy characterizations and electronic structure of methylammonium perovskites. *MRS Communications*, 8(3):961–969, 2018.
- [71] A Takahashi, M Nishizawa, Y Inagaki, M Koishi, and K Kinoshita. New femtosecond streak camera with temporal resolution of 180 fs. In R. P Trebino and I. A Walmsley, editors, *Generation, Amplification, and Measurement of Ultrashort Laser Pulses*, volume 2116, 275 – 284. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1994.
- [72] K Uchiyama, B Cieřlik, T Ai, F Niikura, and S Abe. Various ultra-high-speed imaging and applications by streak camera. *International Workshop on Image Sensor and Systems (IWISS2016)*.
- [73] A Velten, R Raskar, D Wu, A Jarabo, B Masia, C Barsi, C Joshi, E Lawson, M Bawendi, and D Gutierrez. Femto-photography: Capturing and visualizing the propagation of light. *ACM Transactions on Graphics (ToG)*, 32(4):44:1–44:8, 2013.
- [74] T Suzuki, F Isa, L Fujii, K Hirose, K Nakagawa, K Goda, I Sakuma, and F Kannari. Sequentially timed all-optical mapping photography (stamp) utilizing spectral filtering. *Optics Express*, 23:30512–30522, November 2015.
- [75] S Cova, M Ghioni, A Lacaita, C Samori, and F Zappa. Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. *Applied Optics*, 35(12):1956–1976, April 1996.
- [76] M O ’ Toole, F Heide, D Lindell, K Zang, S Diamond, and G Wetzstein. Reconstructing Transient Images from Single-Photon Sensors. *Proc. IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, 2017.
- [77] D Lindell, M O ’ Toole, and G Wetzstein. Towards Transient Imaging at

- Interactive Rates with Single-Photon Detectors. *Proc. International Conference on Computational Photography (ICCP)*, 2018.
- [78] F Heide, S Diamond, D. B Lindell, and G Wetzstein. Sub-picosecond photon-efficient 3d imaging using single-photon sensors. *Scientific Reports*, 2018.
- [79] D Kim, S Sra, and I. S Dhillon. A non-monotonic method for large-scale non-negative least squares. *Optimization Methods and Software*, 28(5):1012–1039, 2013.
- [80] F Heide, M. B Hullin, J Gregson, and W Heidrich. Low-budget transient imaging using photonic mixer devices. *ACM Transactions on Graphics (ToG)*, 32(4):45:1–45:10, July 2013.
- [81] S Vogt, S Allen, B Bigelow, L Bresee, B Brown, T Cantrall, A Conrad, M Couture, C Delaney, H Epps, D Hilyard, E Horn, N Jern, D Kanto, M Keane, R Kibrick, J Lewis, J Osborne, G Pardeilhan, and M. Z Wei. Hires: the high-resolution echelle spectrometer on the keck 10-m telescope. In *Proc. SPIE Instrumentation in Astronomy VIII*, volume 2198, 362 – 375, June 1994.
- [82] C Schwab, J Spronck, A Tokovinin, and D Fischer. Design of the chiron high-resolution spectrometer at ctio. In *Proc. SPIE Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, volume 7735, 1702 – 1708, July 2010.
- [83] A Scheeline. How to design a spectrometer. *Applied Spectroscopy*, 71(10):2237–2252, 2017. PMID: 28644044.
- [84] T Konishi, Y Yamasaki, and T Nagashima. Super spectral resolution beyond pixel nyquist limits on multi-channel spectrometer. *Opt. Express*, 24(23):26583–26598, November 2016.

- [85] P Gege, J Fries, P Haschberger, P Schötz, H Schwarzer, P Strobl, B Suhr, G Ulbrich, and W Jan Vreeling. Calibration facility for airborne imaging spectrometers. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 64(4):387 – 397, 2009.
- [86] G. R Harrison. The production of diffraction gratings: Ii. the design of echelle gratings and spectrographs1. *Journal of the Optical Society of America*, 39(7):522–528, July 1949.
- [87] A Watanabe and H Furukawa. Super-resolution technique for high-resolution multichannel fourier transform spectrometer. *Optics Express*, 26(21):27787–27797, October 2018.
- [88] T Giovannini, F Egidi, and C Cappelli. Molecular spectroscopy of aqueous solutions: a theoretical perspective. *Chemical Society Reviews*, 49:5664–5677, 2020.
- [89] T Visser. *Infrared Spectroscopy in Environmental Analysis*. American Cancer Society, 2006.
- [90] E. T Slonecker and M. J Bengert. Remote sensing and mountaintop mining. *Remote Sensing Reviews*, 20(4):293–322, 2001.
- [91] S Reuter, J. S Sousa, G. D Stancu, and J.-P. H van Helden. Review on VUV to MIR absorption spectroscopy of atmospheric pressure plasma jets. *Plasma Sources Science and Technology*, 24(5):054001, August 2015.
- [92] P. B Fellgett. On the ultimate sensitivity and practical performance of radiation detectors. *Journal of the Optical Society of America*, 39(11):970–976, November 1949.
- [93] E Semon, S Ferary, J Auger, and J. L Le Quéré. Gas chromatography-fourier transform infrared spectrometry of fatty acids: New applications

- with a direct deposition interface. *J. Am. Oil Chem. Soc.*, 75:101–105, February 1998.
- [94] J Zhang, B Li, Q Wang, X Wei, W Feng, Y Chen, P Huang, and Z Wang. Application of fourier transform infrared spectroscopy with chemometrics on postmortem interval estimation based on pericardial fluids. *Scientific Reports*, 7, December 2017.
- [95] V Raditoiu, I. E Chican, A Raditoiu, I Fierascu, R. C Fierascu, and P Fotea. Application of fourier-transform infrared spectroscopy (ftir) for the study of cultural heritage artifacts. In *VR Technologies in Cultural Heritage*, 3–9, Cham, 2019. Springer International Publishing.
- [96] N. J. A Sloane and M Harwit. Masks for hadamard transform optics, and weighing designs. *Applied Optics*, 15(1):107–114, January 1976.
- [97] D. K Graff. Fourier and hadamard: Transforms in spectroscopy. *Journal of Chemical Education*, 72(4):304, 1995.
- [98] K Alexander, Yuri, Ralchenko, R Joseph, and and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.7.1), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2020, March 16]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2019.
- [99] R Gioi, J Jakubowicz, J.-M Morel, and G Randall. Lsd: A fast line segment detector with a false detection control. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence (TPAMI)*, 32:722–32, April 2010.
- [100] A Read. Linear interpolation of histograms. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 425(1):357 – 360, 1999.

業績リスト

学術論文誌

1. Kazuya Kitano, Takuya Funatomi, Ryohei Yasukuni, Kenichiro Tanaka, Hiroyuki Kubo, Yoichiro Hosokawa, Yasuhiro Mukaigawa, "Super-resolution for Dispersive Spectrometer Using Tilted Area Sensor and Spectrally-varying Blur Kernel Interpolation", Optic Express, Vol.29, No.2, January 2021.
2. Kazuya Kitano, Takanori Okamoto, Kenichiro Tanaka, Takahito Aoto, Hiroyuki Kubo, Takuya Funatomi, Yasuhiro Mukaigawa, "Recovering Temporal PSF using ToF Camera with Delayed Light Emission", IPSJ Transactions on Computer Vision and Applications, Vol.9, No.1, June 2017.

国際会議 (査読あり)

1. Kazuya Kitano, Takuya Funatomi, Ryohei Yasukuni, Kenichiro Tanaka, Hiroyuki Kubo, Yoichiro Hosokawa, Yasuhiro Mukaigawa, "Spectral Super-resolution by Image Sensor Tilting", OSA Optical Sensors and Sensing Imaging and Applied Optics Congresses 2020 (OSA COSI2020), June 2020.

国内会議 (査読あり)

1. Kazuya Kitano, Takanori Okamoto, Kenichiro Tanaka, Takahito Aoto, Hiroyuki Kubo, Takuya Funatomi, Yasuhiro Mukaigawa, "Recovering Temporal PSF using ToF Camera with Delayed Light Emission", 画像の認識・理解シンポジウム (MIRU2017), 広島国際会議場, August 2017.