

修士論文

時間軸超解像計測と単一光子計数を用いた
シーンの光学的な時間応答の解析

北野 和哉

2018 年 3 月 15 日

奈良先端科学技術大学院大学
情報科学研究科

本論文は奈良先端科学技術大学院大学情報科学研究科に
修士(工学) 授与の要件として提出した修士論文である。

北野 和哉

審査委員：

向川 康博 教授	(主指導教員)
加藤 博一 教授	(副指導教員)
舩富 卓哉 准教授	(副指導教員)
田中 賢一郎 助教	(副指導教員)
久保 尋之 助教	(副指導教員)

時間軸超解像計測と単一光子計数を用いた シーンの光学的な時間応答の解析*

北野 和哉

内容梗概

従来，シーンの認識や物性の解析，物理現象の可視化など幅広い分野において光学的現象の解析が行われてきた．特に近年では，計算能力の向上や半導体技術の進歩によってサブナノ秒からピコ秒単位における光の時間応答の計測が可能となった．超短時間光を照射した際に反射光として得られる時間応答は物体の物理的な性質を反映しているため，物体の材質や形状などの物理的な情報を含んでいる．物体の時間応答を計測することによって，細胞の蛍光を観測する時間分解分光やプラズマなどの物理現象の撮影，生体の活動量計測など物理的な性質を詳細に分析することが可能となる．また，コンピュータビジョンの分野においても，物体の質感や材質の認識，散乱や屈折，相互反射など物体内で発生する光学現象の解析に用いられている．しかしながら，光の時間応答を計測するためには，高価なデバイスや複雑な光学系などが必要となる．そこで，本研究は，距離計測デバイスである ToF カメラを用いた時間軸超解像計測と単一光子計数の2つのアプローチよりサブナノ秒からピコ秒単位の時間応答の推定を簡易なデバイスと計算の工夫によって実現した．時間軸超解像計測では，ToF カメラの光源と撮像素子の間にプログラマブルな遅延回路を組み込むことによって時間軸に低解像度な画像を複数枚撮影し，それらの画像群を超解像問題の応用による逆演算によって 250 ピコ秒単位の時間応答の計測を行った．単一光子計数では，100 ピコ秒程度の高速な光センサである 1 画素の Silicon PhotoMultiplier とピコ秒単位の時間計測が可

*奈良先端科学技術大学院大学 情報科学研究科 修士論文, NAIST-IS-MT1651041, 2018 年 3 月 15 日.

能な Time to Digital Converter を用いて単一光子計数を行い，数十ピコ秒の時間分解能で観測波形の計測を行った．また，それぞれの計測装置を用いて相互反射や透過，散乱などが発生するシーンの解析を行った．

キーワード

Transient Imaging, 時間応答, Time-of-Flight カメラ, 単一光子計数

Analysis of Temporal Impulse Response using Temporal Super-resolution Measurement and Single Photon Counting*

Kazuya Kitano

Abstract

Conventionally, optical phenomena have been analyzed in a wide range of fields such as recognition of scenes, analysis of physical properties, and visualization of physical phenomena. Particularly in recent years, it has become possible to measure the temporal response of light in sub-nanoseconds to picoseconds by improving computing power and advancing semiconductor technology. Since the temporal response obtained as reflected light when irradiating ultra-short light pulse reflects the physical properties of the object, it contains physical information such as the material and shape of the object. By measuring the temporal response of the object, it becomes possible to analyze the physical properties such as time-resolved spectroscopy for observing the fluorescence of cells, photographing of physical phenomena such as plasma, and biological activity measurement. Also in the field of computer vision, it is used for analysis of optical phenomena occurring in objects such as texture and material recognition of objects, scattering, refraction, mutual reflection. However, in order to measure the temporal response of light, expensive devices and complicated optical systems are required. Therefore, in this research, estimation of the temporal response in sub-nanoseconds to picoseconds from the two approaches of time axis super-resolution measurement

*Master's Thesis, Graduate School of Information Science, Nara Institute of Science and Technology, NAIST-IS-MT1651041, March 15, 2018.

using a distance measuring device ToF camera and single photon counting is simple device and calculation It was realized by devising. In the time axis super resolution measurement, by incorporating a programmable delay circuit between the light source of the ToF camera and the image pickup device, a plurality of low resolution images are taken on the time axis, and these image groups are applied to a super resolution problem temporal response in units of 250 picoseconds was measured. In single photon counting, single photon counting is performed using one pixel Silicon PhotoMultiplier which is a high speed optical sensor of about 100 picoseconds and Time to Digital Converter capable of measuring time in picoseconds, We measured the temporal response of about 10 picoseconds. We also analyzed the scenes where mutual reflection, transmission, scattering etc occurred using each measuring device.

Keywords:

Transient Imaging, Temporal impulse response, Time-of-Flight Camera, Single Photon Counting

目次

1. はじめに	1
2. 関連研究	3
2.1 ストリークカメラによる光伝播の撮影	3
2.2 干渉による光伝播の撮影	3
2.3 高速光検出器による光伝播の撮影	4
3. 時間応答による反射光の歪み計測	5
4. ToF カメラを用いた時間応答の時間軸超解像計測	7
4.1 ToF カメラの動作原理	7
4.2 発光時間の遅延による時間応答の推定	8
4.3 数学的な実装	9
4.4 実環境実験	11
4.4.1 表面下散乱や相互反射を引き起こすシーンの撮影	13
4.4.2 複数回の反射を引き起こすシーンの撮影	15
5. 単一光子計数による時間応答の高時間分解計測	17
5.1 光検出器の種類と検出方法について	17
5.1.1 フォトダイオードを用いた光検出	17
5.1.2 単一光子検出器を用いた光検出	17
5.2 単一光子検出器の動作原理	18
5.2.1 Single Photon Avalanche Diode の動作原理	19
5.2.2 Silicon PhotoMultiplier の動作原理	21
5.3 Time to Digital Converter の動作原理	22
5.4 単一光子計数による時間応答計測モデル	24
5.5 実環境実験	28
5.5.1 LED 光源の発光波形計測	29
5.5.2 材質の透過光計測	31

6. まとめ	39
謝辞	41
参考文献	42

図 目 次

1	表面下散乱や相互反射によって反射波形が歪む様子	5
2	ToF カメラの動作原理	8
3	発光開始時間の遅延	10
4	実験に用いた装置	12
5	システムの概要	13
6	実験結果	14
7	マネキンのシーンの計測結果	16
8	回路構成	18
9	フォトダイオードの V-I 特性	19
10	単一光子計数の概要	20
11	素子の外観	21
12	アヴァランシェ増倍の様子	22
13	SiPM の内部接続	23
14	Vernier 型 TDC	24
15	Vernier 型 TDC のタイムチャート	24
16	TDC 内部に信号が伝播していく様子	25
17	光子検出効率-波長のグラフ	28
18	計測システムの概要	29
19	設計した回路図	33
20	製作した基板	34
21	実験環境	34
22	光源を対象とした場合の光子検出確率	35
23	光源を対象とした場合の光子検出確率 (拡大)	35
24	計測対象の材質	36
25	混合の元となる材質	36
26	白色の材質の検出確率	37
27	黒色の材質の検出確率	37
28	白色・黒色の材質の検出確率	38

表 目 次

1	使用機器	15
2	光源の仕様	15
3	使用機器	29
4	ファンクションジェネレータの設定	31

1. はじめに

光が物体に照射された際に、物体表面で反射する光は物体の物理的な性質に影響を受けることで空間的・時間的・波長的に変化する．これらの影響は物体の形状や材質、表面の粗さ、内部構造などによって変化する．光は直進性が高いため、物体から受けた影響を遠くまで伝播する性質を持つ．これらの性質は直進性の低い超音波や電波、侵襲性の高い X 線と比較して物体の計測を行う上で有用な性質である．光を用いた計測の一例として、水素原子の移動を時間と波長の応答によって可視化する研究 [11] や、時間分解分光による生体内部の可視化 [12]、DNA シーケンサー [14]、素粒子検出などの高エネルギー物理分野 [2] などが挙げられる．このように、光の応答を用いた研究は幅広い分野で行われている．

一方で、コンピュータビジョンの分野では、従来より画像処理によるシーン認識の研究が行われてきた．一般的な画像処理では、カメラによって撮影された画像に対して特徴点の検出や幾何的な処理を行い、画像の特徴を認識することで物体の識別やシーン認識を行っているが、画像は光線が空間・時間・波長的に積分された情報のみを取り扱っているに過ぎず、光線が持つ情報のほんの一部しか利用していない．そこで、近年のコンピュータビジョン分野において時間応答などの情報を高い分解能で計測し、シーンの理解に役立てようという研究が行われている．しかしながら、物体の時間応答はピコ秒やフェムト秒単位で生じる光学的な変化であるために、従来のカメラで計測することは困難である．一例として、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 ミリ秒の間に光は約 300km 進むので、一般的なカメラで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でさえも 40 ナノ秒程度の露光時間が限界であり、その間に光は 12m も進むこととなる．このように、光の伝播や時間応答を撮影するには特殊な機材が必要である．例えば、Velten[13] らはピコ秒程度の分解能で光伝播の可視化を実現したが、フェムト秒レーザやストリークカメラなどの特殊でかつ高価な機材が必要であった．また、Gkioulekas ら [3] は干渉を用いることによって数ピコ秒単位の光伝播を可視化したが、干渉という現象を扱う性質上、複雑な光学系や高性能な光源が必要であった．

そこで、本研究では簡易なデバイスと計算の工夫によってサブナノ秒からピコ秒

単位の時間応答の計測を行う方法と、それらのデバイスを用いたシーンの時間応答の解析方法を2種類提案する．一つ目は、ToF カメラに簡易な改造と計算処理によって高時間分解能な時間応答の計測を実現する時間軸超解像計測である．二つ目は、安価で高速応答なフォトダイオードセンサである Silicon PhotoMultiplier センサとデジタル回路で簡単に高時間分解能な計測が可能な Time to Digital Converter を用いた単一光子計数による高時間分解計測である．時間軸超解像計測では、ToF カメラの光源と撮像素子の間にプログラマブルに遅延時間を変更可能な遅延 IC を組み込むことによって時間軸に低解像度な画像を複数枚撮影し、それらの画像群をセンサシフト方式の超解像問題の応用による逆演算によって 250 ピコ秒単位の時間応答の計測を行う．この方法では、 160×120 の画像領域において 250 ピコ秒の時間分解能で計測可能である．しかしながら、ハードウェア上の制約によりサブナノ秒以上の時間分解能で計測することが難しい．一方で、単一光子計数は、1 画素ではあるが 100 ピコ秒以下の時間分解能で光子計数が可能な光センサである Silicon PhotoMultiplier と 10 ピコ秒単位の時間計測が可能な Time to Digital Converter を用いて高時間分解能な計測を行う．シーンに対して光源の照射を複数回繰り返すことによって、高時間分解能な観測波形のヒストグラムを取得する．また、それぞれの計測装置を用いて相互反射や透過、散乱などが発生するシーンの解析を行う．

2. 関連研究

本章では，光伝播の撮影とその利用方法に関する従来研究について述べる．

2.1 ストリークカメラによる光伝播の撮影

Velten ら [13] は，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を開発した．この方法では，1.85 ピコ秒の時間分解能で1 フレームを撮影することが可能である．また，ミラーを用いてレーザの方向を制御し，繰り返し撮影することによってシーン全体に光が伝播していく様子を1 兆フレームの時間分解能で撮影した．この方法では，フェムト秒レーザとストリークカメラを用いて，光源の発光時間とカメラの露光時間を同期させて撮影を行い，計算処理によって画像の再構成を行った．しかし，撮影を行うためには数千万円以上のストリークカメラが必要であり，また，フェムト秒レーザの強力な光源を使用するには安全面に配慮する必要があることや撮影に時間がかかるなどの問題がある．

2.2 干渉による光伝播の撮影

Gkioulekas ら [3] は，干渉を応用することで光伝播を撮影する方法を開発した．この方法では，1 ピコ秒の時間分解能で光伝播を撮影することが可能である．また，通常のカメラを用いて撮影することが可能であるために，光伝播をカラーで撮影することが可能である．この方法では，光線の飛行時間はすなわち光路長と等価であるという観点から光伝播の時間分解能を干渉計の光路長の分解能と置き換えて考えることで光伝播の撮影を行っている．しかし，干渉を用いる性質上，複雑な光学系を構成する必要がある点や小さなシーンしか撮影できない点，撮影に2～8時間かかるなどの問題がある．

2.3 高速光検出器による光伝播の撮影

OToole ら [7] は、1次元の高速な光センサアレイとピコ秒レーザを用いた光伝播の撮影法を開発した。この方法では、300 ピコ秒の時間分解能で光伝播を撮影することが可能である。また、ミラーを用いてカメラに入射する光線を制御することでシーン全体に広がる光の伝播を撮影した。この方法では、高速な光センサである Single Photon Avalanche Diode センサの1次元センサアレイと300 ピコ秒で発光するピコ秒レーザを用いて光源とカメラを同期して撮影し、計算処理によってポアソンノイズの除去と画像の再構成を行った。また、撮影時間が64秒と上の手法と比較して短時間である。しかし、暗室で撮影しなければならない点やカラー画像が撮影できない点などの問題がある。

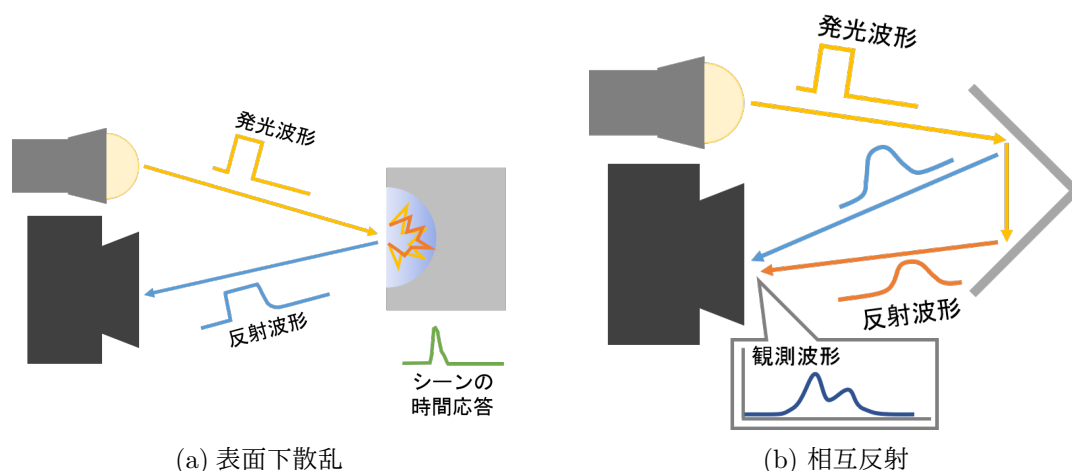


図 1 表面下散乱や相互反射によって反射波形が歪む様子

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、物体に光線を照射すると、形状や材質などが光線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、照射した光源の発光波形を変化させる。これは、物体の光学的な応答によって反射波形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、光の応答を高い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、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 1(a) 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と考えられる。相互反射によって時間方向に複数の

ピークが現れる様子を図 1(b) に示す．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．

$$o(t) = (l \otimes r)(t) \quad (1)$$

到達波形をセンサで観測した場合，その結果はセンサの応答を加えてモデル化することになる．センサの応答関数はセンサの特性によって異なるので，センサによって応答モデルを考えなければならない．本稿では，パルス照射型 ToF カメラと SiPM センサの 2 種類を考えるが，それぞれのセンサ特性が異なるために，応答モデルも大きく異なる．詳細については 4 章，5 章で述べる．

4. ToF カメラを用いた時間応答の時間軸超解像計測

本章では、時間軸超解像計測の原理と計測方法について述べる。

4.1 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

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

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 2 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、

$$\tau = \frac{I_2}{I_1 + I_2}T, \quad (3)$$

で求められる。ただし、 T は光源の発光時間と露光時間である。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 (3) は

$$\tau = \frac{I_2}{I_1 + I_2}T + t_{\text{offset}}, \quad (4)$$

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。

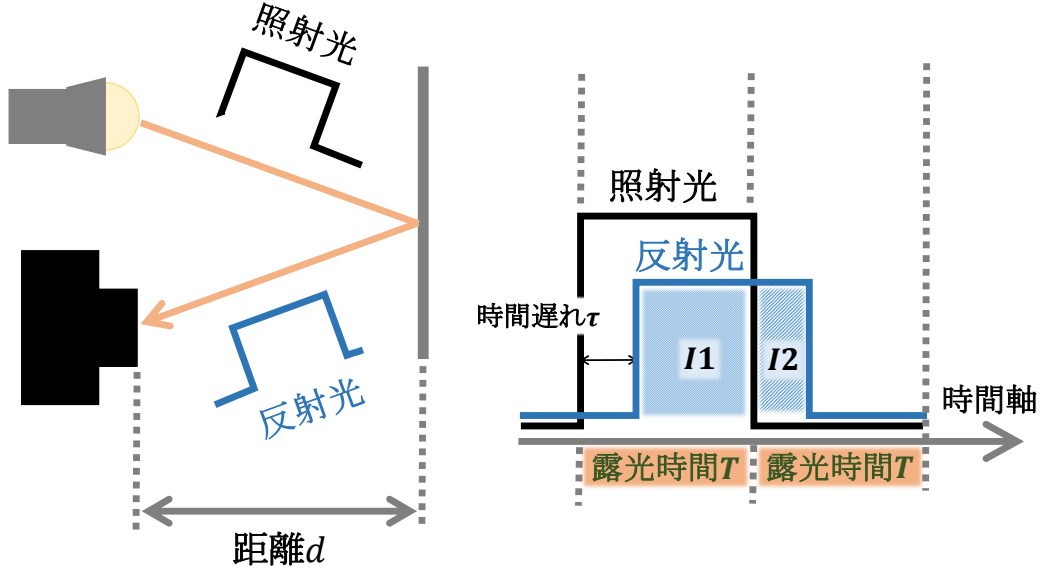


図 2 ToF カメラの動作原理

4.2 発光時間の遅延による時間応答の推定

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．センサの応答を数学的にモデル化すると，得られる観測はある一定時間の積分値 i となる．ここで，センサの応答がセンサの応答が発光波形と比較して十分に高速であるので， $g(t)$ は矩形の窓関数とみなせる．よって，式 (1) は以下の式で表される．

$$i = \int g(s)(l \otimes r)(s)ds \quad (5)$$

ToF カメラの発光および露光が自由に制御可能である場合，シーンの時間応答を容易に得ることができる．発光および露光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 (5) 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．

$$r(t_j) = \int \delta(s - t_j)((\delta \otimes r)(s))ds. \quad (6)$$

露光開始時間を適切に遅延させると、全体の時間応答 $r(t)$ を直接得ることが可能である。しかしながら、論理回路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。もし、発光時間や露光時間を短く設定できなかったとしても、発光開始時間を遅延させることで時間応答を推定することができる。図 3 のようにカメラと光源の間に遅延回路を入れることで発光波形を細かく制御することが可能となる。また、発光開始時間が遅延す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ていることが分かる。本研究では、遅延回路 IC を用いることで発光波形の遅延を細かく制御する。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。

$$\begin{aligned} i(t_j) &= \int g(s - t_j)(l \otimes r(s))ds \\ &= g^* \otimes l \otimes r(t_j), \end{aligned} \quad (7)$$

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、ぼけた時間応答 $i(t)$ を観測することが可能である。

発光波形 $l(t)$ と露光波形 $g(t)$ が既知のとき、元の時間応答 $r(t)$ は逆畳み込み演算によって推定される。露光開始時間の微小な遅延を実現するために、既存の遅延回路を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 3 に概要を示す。発光タイミングを遅延させることは、露光タイミングを時間軸上で逆方向に遅延させることに相当するので、露光タイミングの遅延は容易に制御することが可能である。この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、得られた複数枚のぼけた時間応答画像群から逆畳み込み演算によって高時間分解能な時間応答を復元することが可能である。

4.3 数学的な実装

ここでは、撮影した結果から計算すること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

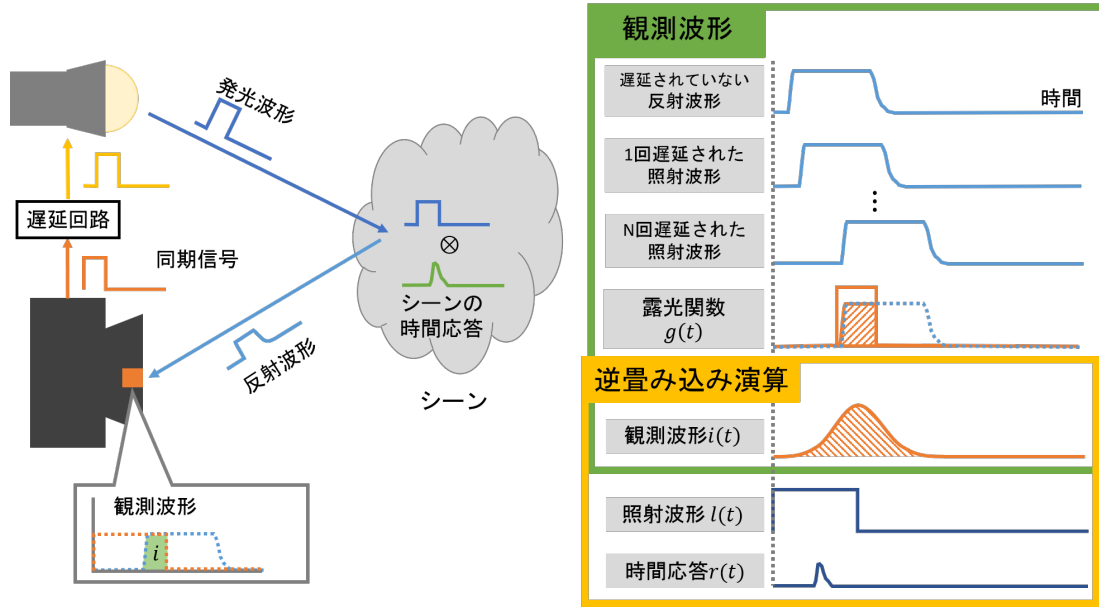


図 3 発光開始時間の遅延

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。

る遅延時間 j における観測 i_j は式 (1) より

$$i_j = \int g_j(s)((l \otimes r)(s))ds, \quad (8)$$

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 (8) は離散化すると、次のように記述できる。

$$i_j = \mathbf{g}_j^T \mathbf{L} \mathbf{r}, \quad (9)$$

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 (9) 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。

$$\mathbf{i} = \mathbf{G} \mathbf{L} \mathbf{r}, \quad (10)$$

ただし,

$$\begin{cases} \mathbf{i} &= \begin{bmatrix} i_1 & i_2 & \cdots & i_m \end{bmatrix}^T \\ \mathbf{G} &= \begin{bmatrix} \mathbf{g}_1^T & \mathbf{g}_2^T & \cdots & \mathbf{g}_m^T \end{bmatrix}^T, \end{cases} \quad (11)$$

ここで, m は観測数である.

露光設定は既知であり, 照射波形は計測可能であるため, 行列 $\mathbf{GL}$ は既知の行列となる. 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

$$\mathbf{r} = (\mathbf{GL})^+ \mathbf{i}, \quad (12)$$

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 $\mathbf{GL}$ は性質がよくないため, 式 (12) に示す計算は不安定である. 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.

$$\underset{\mathbf{r}}{\operatorname{argmin}} \quad \|\mathbf{i} - \mathbf{GLr}\|_2^2 \quad \text{s.t.} \quad \mathbf{r} \succeq 0. \quad (13)$$

式 (13) 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. 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少ない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.

$$\mathbf{w} = 1 / \sqrt{\left[\mathbf{gl}_1 + \mathbf{gl}_2 + \cdots + \mathbf{gl}_m \right]} \quad (14)$$

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

4.4 実環境実験

実環境実験を行い, 本手法の有効性を確認する. 最初に, 図 4 に示すような計測機器を構築した. 本実験で使用した機材を表 1 に示す. ToF カメラは浜松ホト

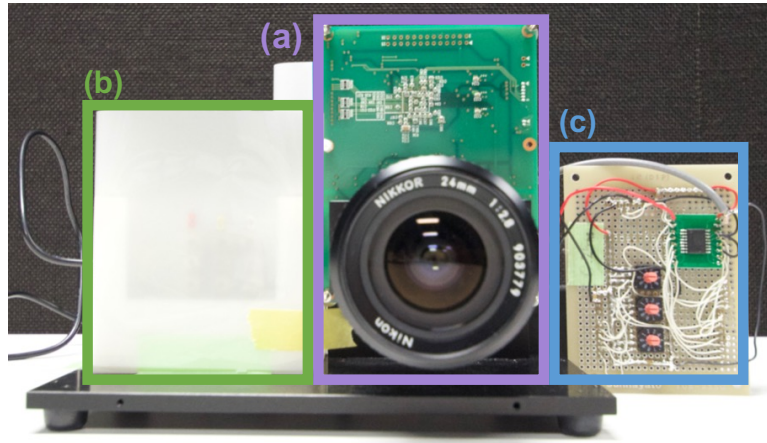


図 4 実験に用いた装置
(a) ToF カメラ. (b) 光源. (c) 遅延回路

ニクス社製の評価キットで、画素数は 160×120 画素で、5 ナノ秒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 ナノ秒までの時間幅で設定が可能である。しかしながら、遅延回路の制約により本実験では発光・露光時間共に 20 ナノ秒で計測を行っている。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 ナノ秒単位で遅延させることが可能である。このシステムは、ToF カメラのパラメータ設定や遅延時間、画像の撮影をコンピュータから制御している。このシステムを使用して、露光開始時間を 0.25 ナノ秒毎のステップで変化させることにより、複数の画像を撮影する。本実験では、4.4.1 節の実験では 0 ナノ秒から 63.75 ナノ秒までの 255 段階遅延させながら撮影を行った。また、4.4.2 節の実験では、シーンが広いので ToF カメラの遅延を利用して 0 ナノ秒から 127.5 ナノ秒までの 510 段階遅延させながら撮影を行った。図 5 にシステムの概要を示す。本実験で使用した光源は、Heide[4] 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 Continuous Wave 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、850nm 帯のレーザダイオードを 9 個使用した。表 2 に光源の仕様を示す。

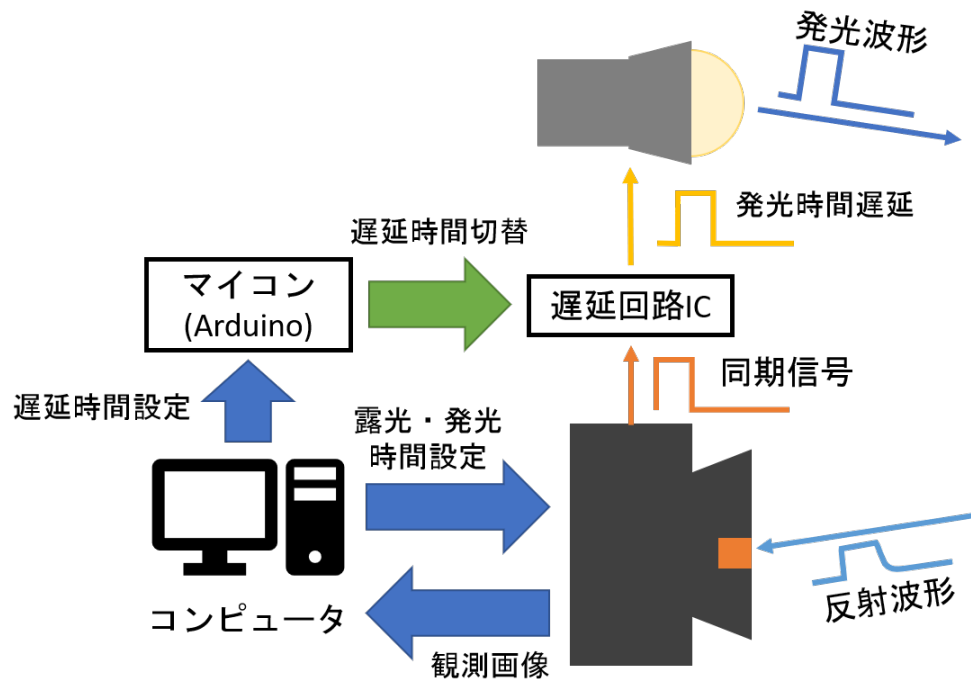


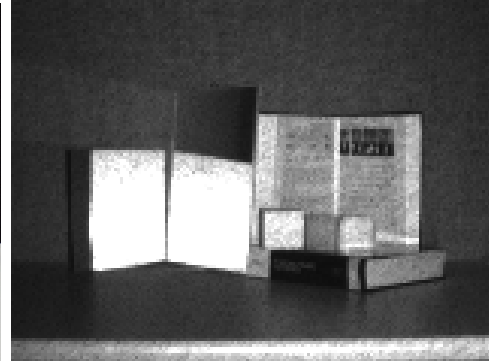
図 5 システムの概要

4.4.1 表面下散乱や相互反射を引き起こすシーンの撮影

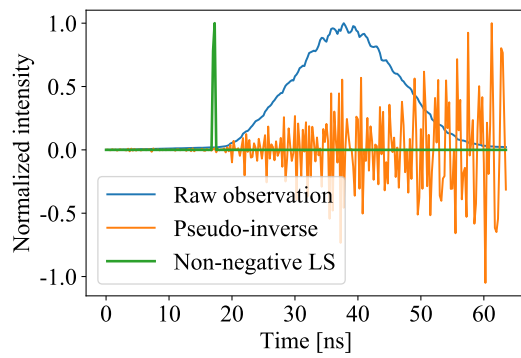
本実験では，図 6 (a) に示すように木材やろう，石鹼，本，鏡などを配置した表面下散乱と相互反射を引き起こすシーンを撮影対象とした．最初に，逆畳み込み演算において非負制約の有効性を確認した．図 6 (c) に低時間分解能な観測結果と疑似逆行列による時間応答を推定した結果，非負制約付きの最小二乗法による時間応答を推定した結果をそれぞれ示す．発光波形と露光時間の畳み込みにより，観測波形は時間軸方向に 30 ナノ秒の範囲でぼけている．疑似逆行列による時間応答の推定はオーバーフィッティングによって推定がうまくできていないが，非負制約付きの最小二乗法の推定結果は安定していることがわかる．実験結果より，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 6 (d) に示す．結果より，木材と他の半透明物体の時間応答に大きな違いがあることがわかる．これは，他の 2 つの物体と比較して木材は内部で光が散乱しないためであると考えられる．また，半透明物体の大きさから考えると，内部で発生する光の伝播は 1 ナノ秒よりも短い時間で終了している



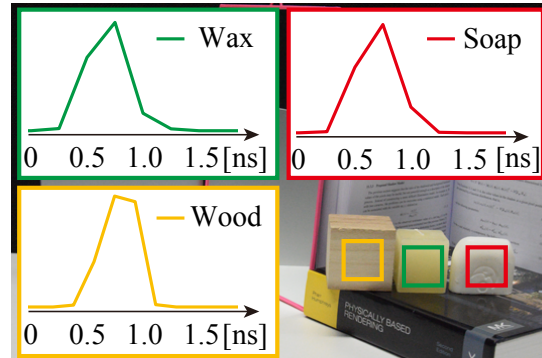
(a) 計測対象のシーン



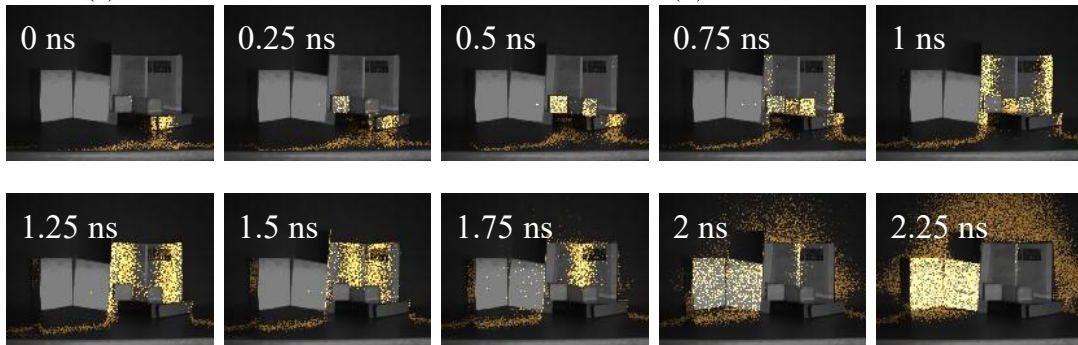
(b) 長時間露光画像



(c) 観測波形と推定した時間応答



(d) 半透明物体の時間応答



(e) Light-in-flight 画像

図 6 実験結果

(a) 計測対象のシーン (b) ToF カメラで長時間露光した画像 (c) 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 (d) 時間応答の異なる半透明物体の計測結果 (e) Light-in-flight 画像. 黄色い点で示した時間応答は, 長時間露光画像と重ねて表示している

表 1 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
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

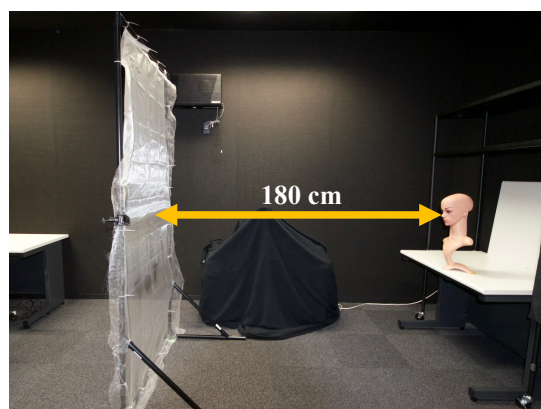
表 2 光源の仕様

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

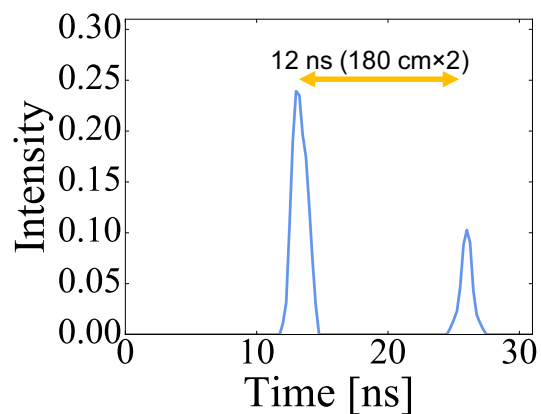
と考えられる。これらの結果から、様々な物体の時間応答を計測するためにはナノ秒以下の計測が必要であることがわかる。最後に、すべての画素における時間応答の推定結果を図 6 (e) に示す。これは、Light-in-Flight 画像と呼ばれるもので、光がシーン内でどのように伝播するかを示している。

4.4.2 複数回の反射を引き起こすシーンの撮影

また、図 7 (a) に示すように網戸とマネキンを配置し、複数回の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 7 (c) 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。本実験で推定した時間応答を図 7 (b) に示す。推定結果より、復元された時間応答に 2 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 12 ナノ秒で、光が約 180cm 飛行する時間に対応する。これは、網戸のマネキン間の距離と同様である。このことから、網戸とマネキン



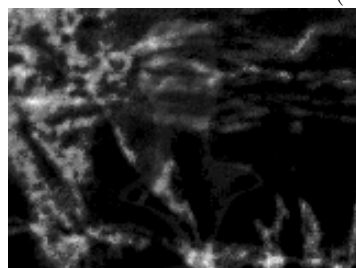
(a) 2回の反射が発生するシーン



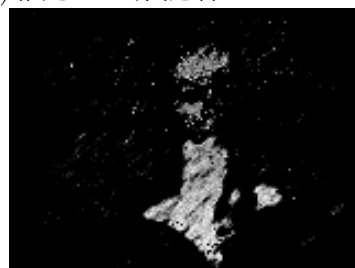
(b) 推定した時間応答



(c) 長時間露光画像



(d) 前景



(e) 背景

図 7 マネキンのシーンの計測結果

(a) マネキンは網戸の向こう側に配置されている (b) 推定した時間応答. 2つのピークがある (c) 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 (d) 前景 (網戸の反射光) (e) 背景 (マネキンの反射光)

のそれぞれの時間応答を計測しているといえる. さらに, 時間応答の推定結果を用いて, 手前にある網戸と奥にあるマネキンの反射光を分離することが可能である. 図 7 (d) に網戸の反射光を, 図 7 (e) にマネキンの反射光をそれぞれ示す. 図 7 (d),(e), より, 網戸のみに反射した光とマネキンのみに反射した光にそれぞれ分離されている.

5. 単一光子計数による時間応答の高時間分解計測

本章では、単一光子計数によるシーンの時間応答の計測方法について述べる。

5.1 光検出器の種類と検出方法について

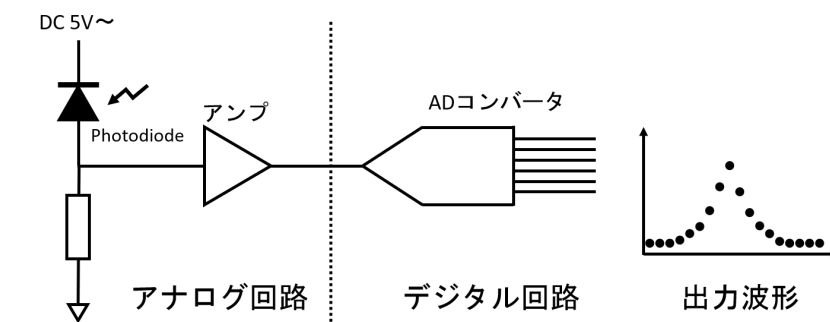
従来の光検出器や単一光子検出器も光が物体に入射した際に電子に変換される光電効果によって光を検出しているが、動作原理が根本的に異なる。以下、それぞれの素子の光検出方法について解説する。

5.1.1 フォトダイオードを用いた光検出

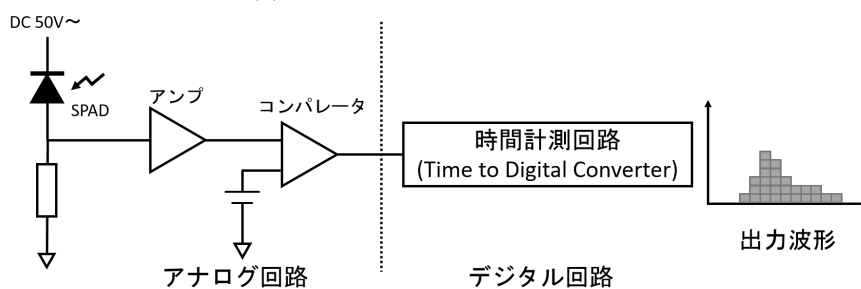
フォトダイオードに代表される従来の光検出器は、図 8(a) のようにフォトダイオードが出力した波形を AD コンバータでデジタル信号に変換することでセンサが受光した光の波形を知ることができる。これは、光電効果による電流出力が入射光量に応じて線形に変化するためである。また、これらの素子は低電圧で駆動し、信号を増幅するだけで入射波形が得られるために扱いやすい。しかしながら、素子自体の時間分解能は 1 ナノ秒程度が限界であるので、それ以上高速な光量変化を計測することができない。

5.1.2 単一光子検出器を用いた光検出

光は波と粒子の両方の性質があるが、極端に光量が少ない場合において、光は粒子的な振る舞いが強くなるので、光の粒子（光子）を数えることができる。この光子を数えることを単一光子計数と言う。単一光子計数を行うための素子として、光電子増倍管や Single Photon Avalanche Diode (SPAD) などの光検出器が存在する。これらの素子は、光子が入射した瞬間に降伏現象が発生するために短いパルスを出力する。このような動作を一般的なフォトダイオードの線形モードに対してガイガーモードと呼ぶ (図 9)。ある程度の幅を持った発光波形を計測するには、光子の入射時間を複数回計測し、図 10 のように光子の入射時間とカウント数のヒストグラムを求める必要がある。実際には、図 8(b) のようにセンサか



(a) フォトダイオードの回路構成



(b) SPAD の回路構成

図 8 回路構成

ら出力されたパルス信号を増幅し，発光信号からの時間を専用の回路を用いて計測することで光子が入射した時間を計測する．一般的な単一光子検出器は，数百ピコ秒から数十ピコ秒の時間分解能があるので，高速な光計測が可能である．

5.2 単一光子検出器の動作原理

単一光子検出器とは，微弱光や超短時間で発生する光学現象を捉えるための光センサである．このセンサは，光子を検出した場合にパルス信号を出力する．単一光子検出器は大きく分けて光電子増倍管と固体撮像素子に分けられる．今回は，固体撮像素子である SPAD と SiPM について解説する．図 11 に SPAD と SiPM の外観を示す．

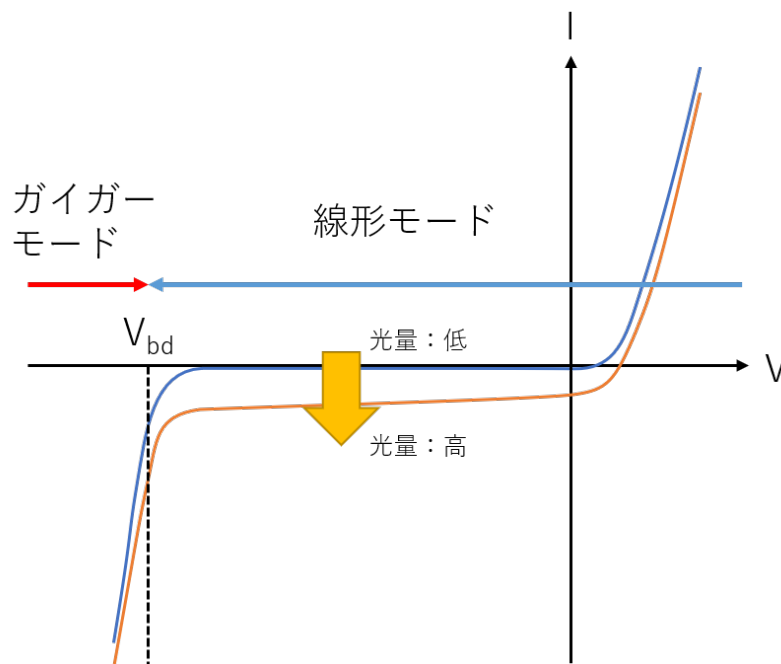


図 9 フォトダイオードの V-I 特性

一般的なフォトダイオードは逆方向に電圧をかけて使用する．動作としては，光量が増加するにつれて電流が増加する．一方で，SPAD では，光子が入射した瞬間に降伏現象が発生するために電流が流れ続ける．

5.2.1 Single Photon Avalanche Diode の動作原理

Single Photon Avalanche Diode(SPAD) 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 1 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．電子が増倍されていく様子を図 12 に示す．この図では，黒

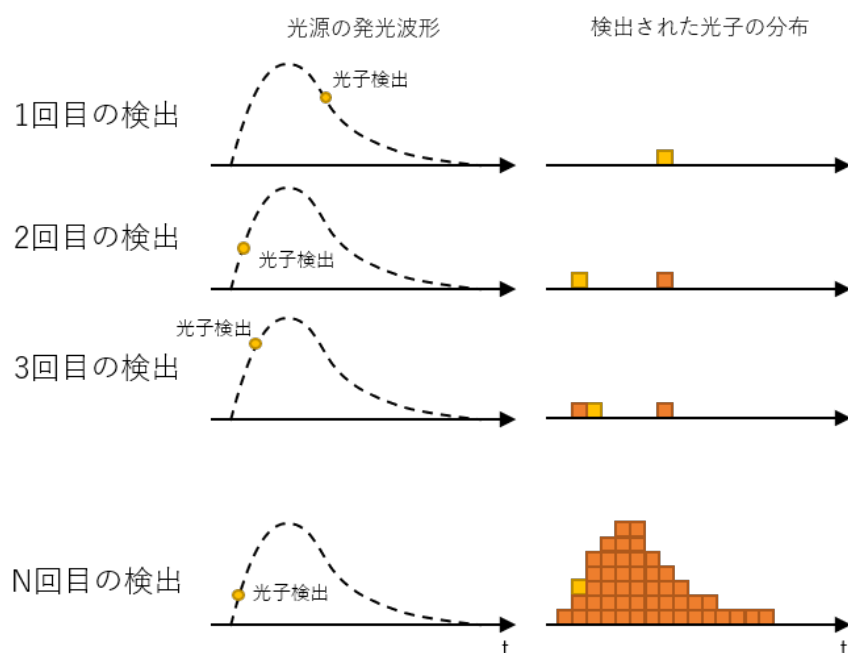
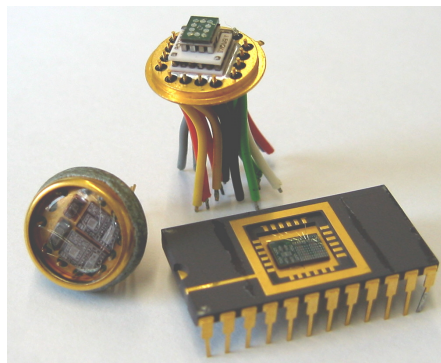


図 10 単一光子計数の概要

い点が原子，黄色い点が電子を表している．この作用によって，高速応答を実現している．ただ，増倍を引き起こす領域（アヴァランシェ領域）にはある程度の厚さがあるために，光子の入射場所によっては信号が出力されるまでの時間が異なる．信号の出力時間は光子計数のヒストグラムの形に影響を及ぼす．実際，計数された波形の立ち下がり部分が指数関数的減衰を示す．これは，Diffusion tail と呼ばれ，カウントされる光子数が少ないほどはっきりと現れる．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．この抵抗をクエンチング抵抗と呼ぶ [1]．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．計測できない時間のことをリセット時間と呼ぶ．そのため，ピコ秒やナノ秒単位の光パルス計測するためには繰り返し計測する必要がある．また，SPAD のノイズ要因としては，一般的なフォトダイオードと同様に暗電流の電子が加速されることによって生じるダークカウントや，格子欠



(a)Single Photon Avalanche Diode



(b)Silicon PhotoMultiplier

図 11 素子の外観

(a) 引用:SPADlab, Politecnico di Milano research group,

<http://www.everyphotoncounts.com/spad.php>

(b) 引用元:浜松ホトニクス S13360-1325CS データシート,

<http://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/category/3100/4004/4113/S13360-1325CS/index.html>

陥に捉えられた電子が少し遅れて出力されるアフターパルスが存在する．ダークカウントは，一般の計測と異なり，パルスの出力が弱いために容易に区別がつく．しかしながら，アフターパルスは，光電効果によって発生した電子が一時的に格子欠陥に捉えられるために，光子の検出信号と区別がつかない．ただし，それぞれのノイズの出力確率は，光子の検出確率よりも低いために問題にならないことが多い．

5.2.2 Silicon PhotoMultiplier の動作原理

SPAD はデバイスの特性上，一度光子を検出すると，電界強度が回復するまで光子を計測することができない．そこで，図 13 に示すように SPAD を 2 次元状に並べ，複数個並列に接続することによって連続的に光子の計測を実現した素子が Silicon PhotoMultiplier(SiPM) である．SiPM は，複数の SPAD が接続されているので，ある程度の大きさの光量までならば連続して光子計測が可能である．また，SPAD と比較して連続的にカウントが可能のためにダイナミックレンジが

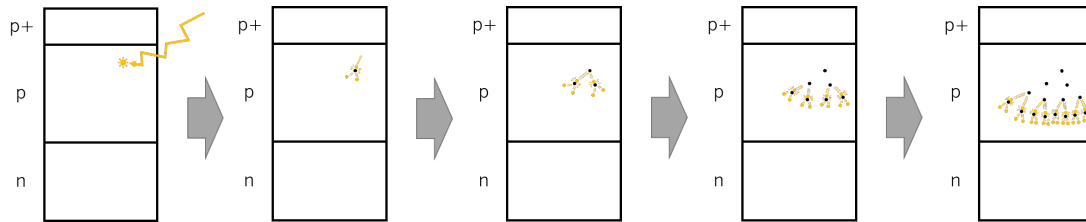


図 12 アヴァランシェ増倍の様子

左から順に光子の衝突により電子が発生．加速された電子が原子に衝突することで原子がイオン化し複数の電子を放出する現象が連鎖的に発生する

広く，SPAD よりも素子自体の増倍率が高いために簡単な回路構成で利用できるなどの利点がある．しかしながら，増倍率が高いとはいえ，数十 mV 程度の信号出力なので，RF アンプなどの高周波アンプで信号を増幅する必要がある．また，SPAD のノイズ要因に加えて SiPM のノイズ要因として考慮しなければならないものとしてクロストークが挙げられる．クロストークは，隣の画素に電子が飛び出すことによって 1 画素で検知したにもかかわらず 2 画素分の信号が出力される現象である．本研究では，検知レベルを 2 値で設定しているために問題とならないが，ある 1 回の計測における光子のカウント数を厳密に求めたい場合には問題となる．

5.3 Time to Digital Converter の動作原理

Time to Digital Converter(TDC) とは，時間をデジタル回路のみで計測するデバイスである．このデバイスは，2 つのパルス信号の立ち上がり時間の差を計測する．本章では，一般的な TDC である Vernier 型 TDC の動作原理について説明する．Vernier 型 TDC とは，D-Flip Flop(D-FF) とバッファ素子を用いた TDC である．構造が単純で簡単に作製可能なことから一般的な TDC の実装方法として普及している [9]．図 14 に Vernier 型 TDC の回路図を示す．この実装では，バッファ素子が入力信号を数十～数百ピコ秒単位で遅延させることを利用して参照信号と入力信号との時間差を計測している．実際の動作原理について図 15 を用い

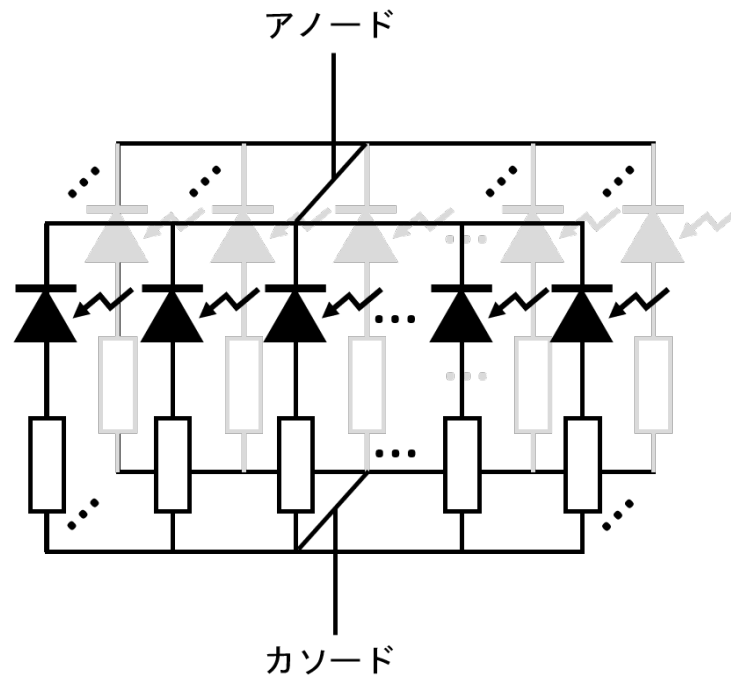


図 13 SiPM の内部接続

て説明する．まず，参照信号 (clock) が一定の周期で入力される．ある時間 t において入力信号 (hit) が入力されると，バッファ素子を通じて各 D-FF に信号が入力される．ある時間 $t + \Delta t$ において k 番目の D-FF に信号が伝播した時点で参照信号が立ち上がると，すべての D-FF が一斉に D 端子の入力を読み出す．この時，1 番目から k 番目の D-FF には信号が伝播しているために 1 を出力し， $k + 1$ 番目から n 番目までの D-FF には信号が伝播していないために出力値が 0 となる．ここで，バッファ素子の遅延は既知であり，それぞれのバッファ素子の遅延は同じであるとする．1 を出力した D-FF の個数から参照信号次の立ち上がりと入力信号の時間差を求めることができる．ただし，図 15 より，入力信号と参照信号の次の立ち上がりまでの時間が得られるので，参照信号の周期から求められた時間差を引くことで実際の時間差を求めることができる．図 16 に信号が伝播していく様子を示す．信号が伝播した素子をオレンジ色で表している．

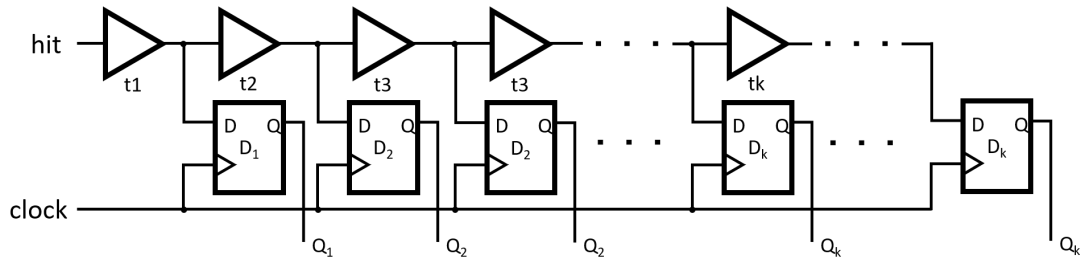


図 14 Vernier 型 TDC

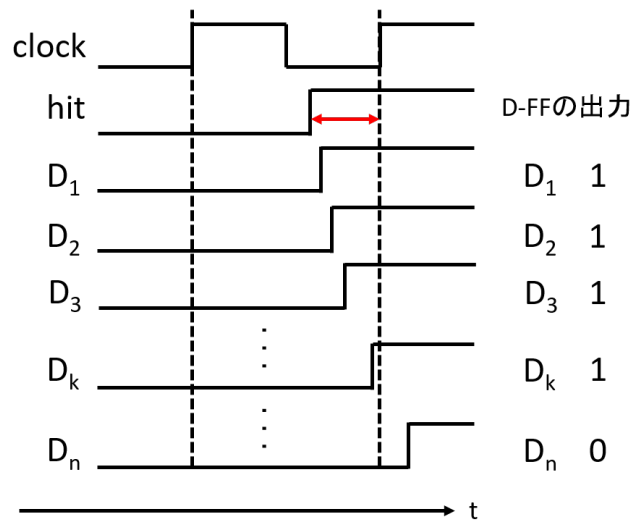


図 15 Vernier 型 TDC のタイムチャート

5.4 単一光子計数による時間応答計測モデル

3 章では，シーンを計測する場合の時間応答モデルとして光源の発光波形と時間応答，センサ波形の畳み込みで表されるモデルを提案した．ここでは，単一光子計数を用いた場合の時間応答計測モデルとして Shin[10] が提案した手法を，また，SPAD センサの時間応答モデルについて Quercus ら [5] らが提案した手法をそれぞれ解説し，実際のシーンの時間応答やセンサの応答特性を考慮したモデルを提案する．

まず，Shin[10] が提案した時間応答モデルについて解説する．反射率 a と距離

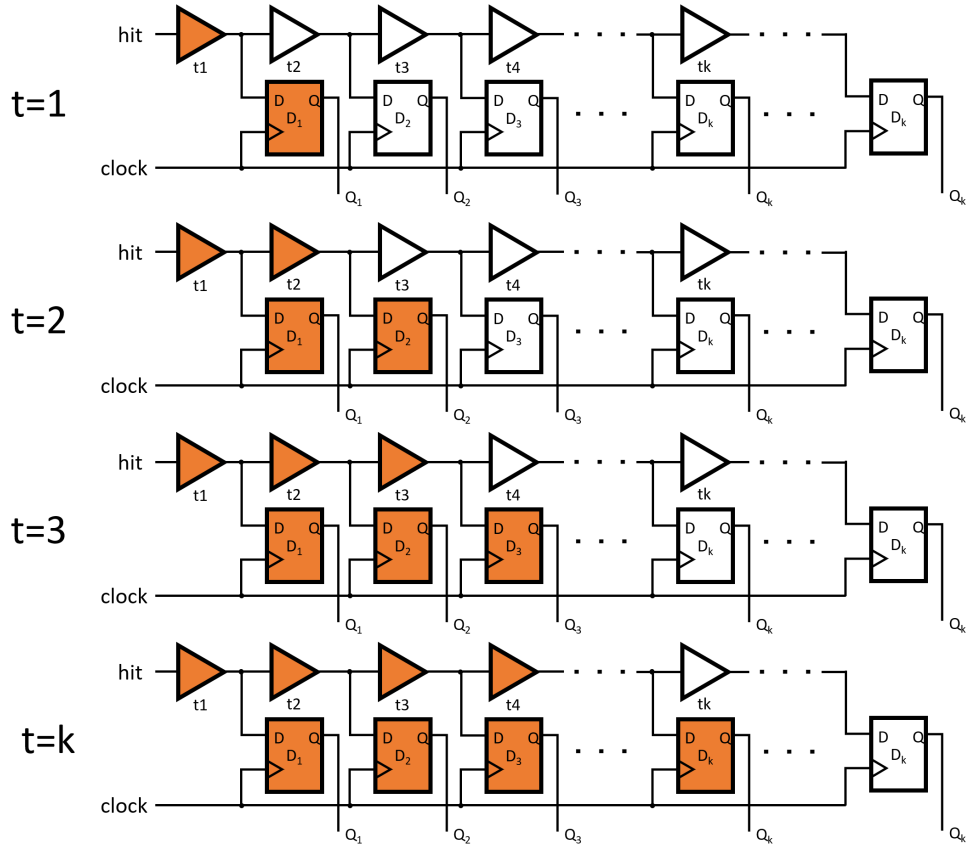


図 16 TDC 内部に信号が伝播していく様子

d, 背景の反射 b が未知の場合を仮定する．このとき，物体は散乱や相互反射を起こさない理想的な物体とする．従って，デルタ関数を仮定した単発のパルス波形 $\delta(t)$ をシーンに対して発光させた場合にセンサに入射する反射波形は，

$$s(t) = a\delta(t - 2d/c) + b \quad (15)$$

で表される．ここで，シーンからセンサに入射した光子が信号として出力される割合を考える．前式より，光子が信号として出力される確率 $\lambda(t)$ は以下の式で表される．

$$\begin{aligned} \lambda(t) &= \eta(a\delta(t - 2d/c) + b) \\ &= \eta(s(t)) + b_a \end{aligned} \quad (16)$$

ここで、 $\eta \in (0, 1]$ は、センサの量子効率を示し、 b_d は、SPAD センサのダークカウントの頻度を示す。Shin はセンサの応答がデルタ関数 $\delta(t)$ で表される理想的な応答であると仮定している。ある時間 Δ を単一光子計数における光子が入射する時間ビンの幅とすると、 $m = T_r/\Delta$ を時間ビンの総数と定義する。ある画素にパルス波形 $\delta(t)$ を N_s 回照射したときの各時間ビンにおける光子計数の結果は $m \times 1$ ベクトル y と定義する。ここで、照明が十分暗い場合を仮定した場合、パルスを N_s 回照射したときの光子検出数は、ポアソン分布で表すことができる。

$$Poisson(X = k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \quad (17)$$

このとき、 X は確率変数、 λ は所要の時間内にある事象が発生する平均回数、 k はある時間における事象の発生回数である。ある時間ビン k における光子の到着確率ベクトル y_k は以下の式で表される。

$$y_k \sim Poisson(N_s \int_{(k-1)\Delta}^{k\Delta} [\eta(a\delta(t - 2d/c) + b) + b_d] dt) \quad (18)$$

ここで、 $k = 1, \dots, m$ である。また、照明が十分暗い場合を仮定すると、

$$\sum_{k=1}^m y_k \ll N_s \quad (19)$$

が成立する。よって、SPAD センサのリセット時間が無視できる。

次に、Quercus ら [5] が提案したセンサの時間応答モデルについて解説する。Quercus らによると、SPAD センサにインパルス状の光を入射した時のセンサの応答波形は光子検出効率と Exponentially Modified Gaussian(EMG) を主とした関数やアフターパルス、ダークカウントなどの要素を複合的に表す方法が提案されている。Jeansonne ら [6] によると、EMG の確率密度関数は、ガウス分布と指数関数的減衰を畳み込んだ関数となる。本研究では、センサの応答波形モデルとして最も支配的なパラメータである光子検出確率と Exponentially Modified Gaussian(EMG) のみを用いて表す。また、SiPM は連続的に光子計数が可能であるが、1 回の参照信号の時間内には 1 光子しか観測しないものとする。ここで、 μ はセンサ波形のピーク時間、 σ はセンサの応答波形の半値幅より求められる標準

偏差, λ は半導体の内部パラメータによって決まる diffusion tail である. σ はセンサの応答波形の半値幅 t_{FWHM} より以下の式から求められる.

$$\sigma = \frac{t_{FWHM}}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (20)$$

式 (21) より, Exponentially Modified Gaussian の確率密度関数を示す.

$$g_c(t; \mu, \sigma, \lambda) = \frac{\lambda}{2} e^{\frac{\lambda}{2}(2\mu + \lambda\sigma^2 - 2t)} \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu + \lambda\sigma^2 - t}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (21)$$

ここで, $\operatorname{erfc}(t)$ は,

$$\begin{aligned} \operatorname{erfc}(t) &= 1 - \operatorname{erf} \\ &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\infty}^t e^{-s^2} ds \end{aligned} \quad (22)$$

で表される相補誤差関数である. SiPM の光子検出効率は半導体の内部構造や SiPM の降伏電圧, 動作電圧, 照射される波長などの関数となるが, これらは最終的に波長と温度のみに依存する関数となる. 図 17 に本実験で使用した SiPM の光子検出効率を示す.

しかしながら, 上記のモデルでは, 光源の発光波形の時間幅や, センサ応答のノイズや時間方向の揺らぎなどが考慮されていない. 光源の発光時間を $l(t)$, シーンの時間応答を $r(t)$ としたとき, 式 (15) は以下の式で表される.

$$s(t) = (l \otimes r)(t) + b \quad (23)$$

光源を N_s 回照射したときのある時間ビン k における光子の到着個数の分布は, 到着過程を $Poisson(t)$, センサの量子効率を $\eta(t)$, 光電変換過程を $g_c(t)$ とすると,

$$y_k \sim Poisson\left(N_s \int_{(k-1)\Delta}^{k\Delta} g_c \otimes (\eta(s(t)) + b_d)(t) dt\right) \quad (24)$$

で表される. 順問題として光源の波形や物体の時間応答を考慮した時に, 光子計数のヒストグラムは, 光子の到着確率ベクトル y_k より求められる. ここで, 単一光子計数によって求められたヒストグラムは, 光源の波形そのものではないことに注意が必要である.

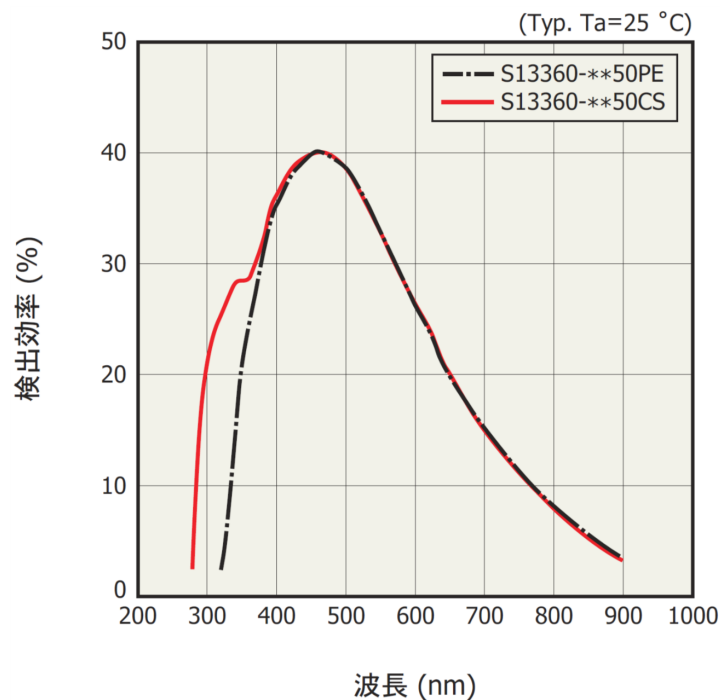


図 17 光子検出効率-波長のグラフ

引用:浜松ホトニクス S13360-1350CS データシート,

<http://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/category/3100/4004/4113/S13360-1325CS/index.html>

5.5 実環境実験

実際にハードウェアの試作を行い、実環境実験を行った。実際に構築したシステムの概要を図 18 に示す。本実験では、センサ基板とコンパレータ基板に適切なものがなかったために設計・製作した。図 19 に設計した回路図を、図 20 に製作した基板を示す。また、本実験で使用した機器を表 3 に示す。

本システムを用いて単一光子計数を行う方法について説明する。まず、LED と TDC に同期信号を入力する。次に発光した LED が光子を放出する。SiPM センサが受光した瞬間に微弱なパルス信号を放出する。これを RF アンプで増幅し、コンパレータである閾値を基準としたデジタル信号に変換する。最後に、TDC が SiPM から来た信号とファンクションジェネレータから来た同期信号を比較し、

表 3 使用機器

機器名	品番	製造元
SiPM センサ	S13360-1350CS	浜松ホトニクス
Time to Digital Converter	TDC-GPX2	浜松ホトニクス
オシロスコープ	6404D	Pico Technology
ファンクションジェネレータ	DG4162	RIGOL
直流安定化電源	PW36-1.5AD	KENWOOD
直流安定化電源	PMC 18-2	KIKUSUI

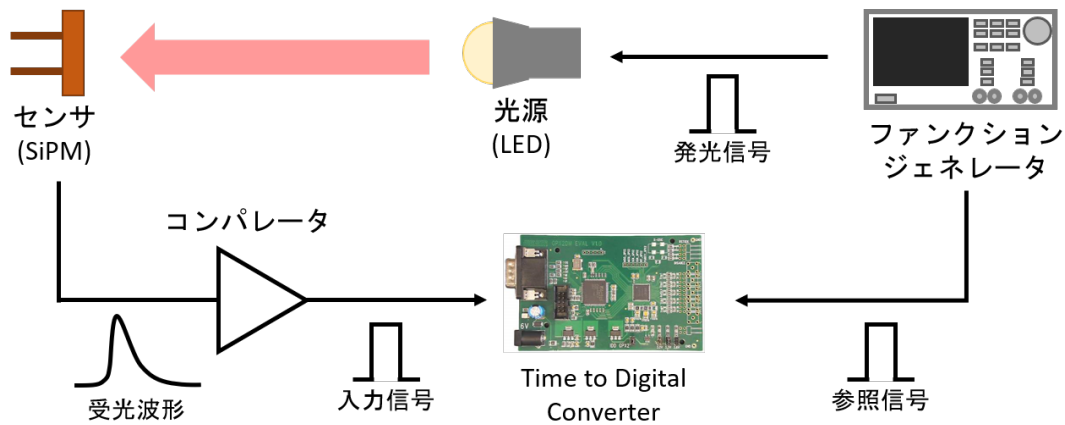


図 18 計測システムの概要

信号間の時間差を計測する．これを複数回繰り返すことによって，時間方向における光子の分布が得られる．

5.5.1 LED 光源の発光波形計測

最初に，赤色 LED の発光波形を光子計数により計測した．システムの構成は図 18 と同様の構成である．以下にファンクションジェネレータの設定を示す．本実験では，LED を 10MHz 周期で 20ns 幅だけ発光させ，LED の駆動電圧を 1.9V と 2.0V~3.0V まで 0.2V 刻みで変えながら撮影した．センサと光源は対向する形で設置した．実験環境を図 21 に示す．また，計測結果のヒストグラムは，ばらつ

きが大きいので、10 個のデータの単純移動平均の処理を行い、ヒストグラムを面積で正規化した。図 22 に光子計数から求めた光子の検出確率を示す。ヒストグラムのビン間隔は 100 ピコ秒単位となっている。実際の LED の発光波形は、光量のピークを中心に対称的な正規分布であると考えられるが、前節で示したようにセンサの特性である光子の入射確率や時間方向の揺らぎを考慮すると、光子の分布が変化する。2200mV を境に光子のカウント数が急激に増加しているが、これは LED 光源の性質である。一般的に、ダイオードは図 9 の正の動作領域のグラフのように、電圧をかけ続けるとある電圧を超えたあたりから急激に出力電流が増加する。そのため、LED の光量が急激に増加し、それに伴って光子のカウント数が増加したと考えられる。1 つの時間ビンにたくさんの光子が入射するような明るい光源の場合、LED の照射波形のピーク部分が多くカウントされるために波形は鋭くなる。これは、ピーク付近では、入射するフォトン数が多いために放電されるピクセルが増加し、ピーク以外の領域で光子がカウントされる確率が低下することから結果的に波形が鋭くなったものであると考えられる。また、LED の駆動電圧が 2400mV 以上の場合、60000 ピコ秒の部分に小さな山があるが、文献 [8] によるとこれはアフターパルスの影響である。一方で、図 23 に示すように光源が暗い場合、つまり、1 つの時間ビンに数光子しか入らない場合、光子の検出確率は低くなりかつ時間軸上で早い時間の段階で入射した光子の検出確率が高くなる。グラフより、LED の駆動電圧が 1900mV と 2000mV のときに波形に一定のバイアスが加わった形状となっていることがわかる。これは、光源が暗くなることによって、ダークカウントを増倍する確率が高くなったために現れたものであると考えられる。ダークカウントは、計測とは無相関に発生するもので、光子計数では、バイアス成分として計測されることが知られている。実験結果から、SiPM と TDC を用いた光子計数を行う場合には、照射する光量について検討しなければならないことがわかる。これは、物体による反射などの要因で光量に変化すると、提案した時間応答計測モデルの適用が難しくなると予想されるためである。

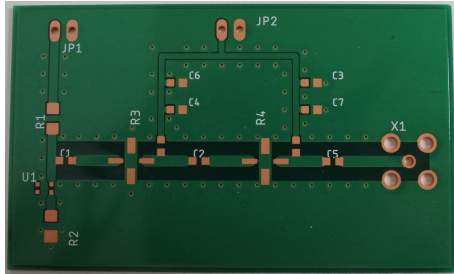
表 4 ファンクションジェネレータの設定

項目	設定値
参照信号周波数	10MHz 50% Duty
発光信号周波数	10MHz 20% Duty
光源信号電圧	1.9V~3.0V

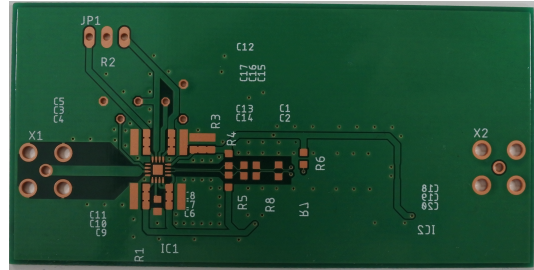
5.5.2 材質の透過光計測

次に、光源とセンサの間に異なる材質を置いた状態で光子計数に生じる変化を検証する。本実験では、図 24 に示す 6 個の材質を使用した。この材質は、Stratasys 社製の複数の材質が混合可能な 3D プリンタを用いて製造したもので、デジタルマテリアルと呼ばれる製品である。本実験で用いた材質は、形状がすべて同一で、図 25 のようなクリア素材と白もしくは黒色の材質の混合率が異なる。画像では、右から左に白もしくは黒の材質の割合が増加する。実験環境を図 21 に示す。中央に材料を取り付け、右側から発光した LED の透過光を左側の SiPM センサで計測する。得られた計測結果のヒストグラムは、ばらつきが大きいので、10 個のデータの単純移動平均の処理を行い、ヒストグラムを面積で正規化した。ヒストグラムのビン間隔は 100 ピコ秒単位となっている。図 26 に白色の材質の光子計数から求めた光子の検出確率を示す。実験結果より、白色の濃度が濃い材質 (WT003) の検出確率が低く、薄い材質 (WT007) の検出確率が高いことがわかる。材質の濃度が濃くなるにつれて透過光の減衰が大きくなるので、実験結果は実際の物理現象と一致している。また、光源の発光波形は 20 ナノ秒と長い発光時間ではあるが、それぞれの材質の立ち上がり部分の波形や立下り部分の波形が異なる様子がわかる。これは、濃度によっての散乱度合いが異なるために時間応答に影響を与えていると考えられる。図 27 に黒色の材質の光子計数から求めた光子の検出確率を示す。白色の材質と異なり、黒色の材質は光を吸収するため、光がより減衰する。そのため、実験結果では同じ混合率の場合でも、白色の材質より検出確率が低いことがわかる。ただ、KT007 は黒色の材質の混合率が低いので、散乱や減衰の影響を受けにくいために WT007 の材質と同じような応答波形となっている。これは、クリアの材質の応答が支配的になっているのではないかと考えられ

る．図 28 に白色の材質 (WT003) と黒色の材質 (KT003) の検出確率をそれぞれ示す．黒色の材質は，光子の検出確率が白色よりも低い．これは，黒色の材質は光を吸収ためであると考えられる．また，黒色と白色の材質で立ち上がりの応答に差が生じていることがわかる．ただ，光源の発光波形が 20 ナノ秒と長いことやセンサの時間応答，時間分解能を考慮していないために，波形の差異が小さい．



(a) SiPM センサ基板



(b) コンパレータ基板

図 20 製作した基板

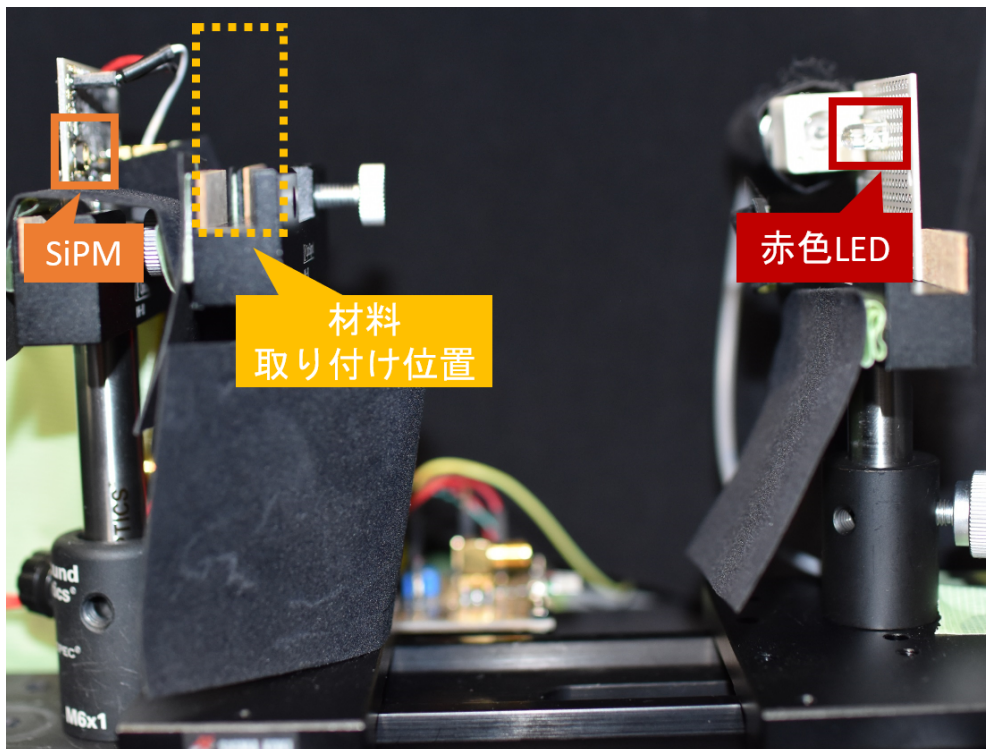


図 21 実験環境

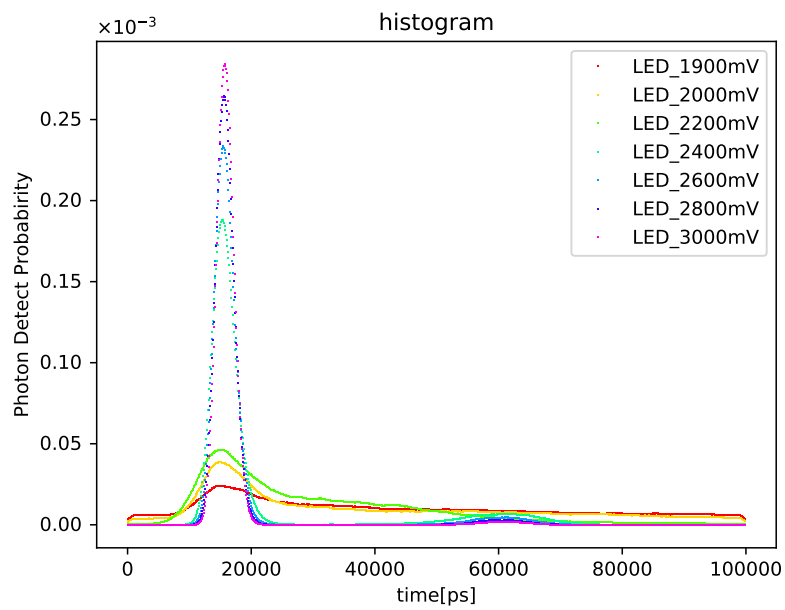


図 22 光源を対象とした場合の光子検出確率

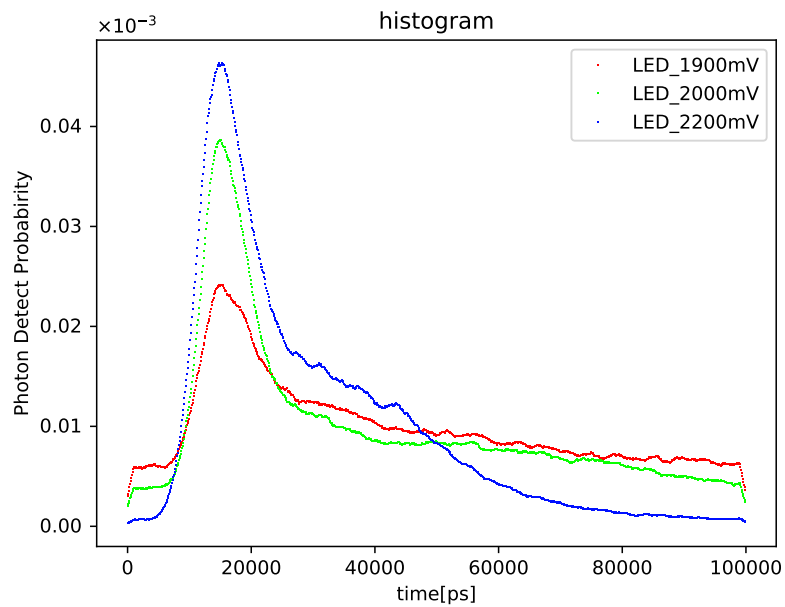


図 23 光源を対象とした場合の光子検出確率 (拡大)
低電圧部分のグラフを拡大した図

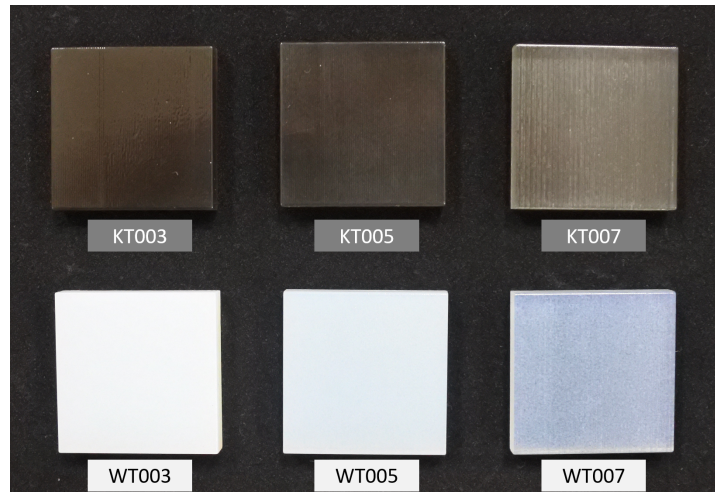


図 24 計測対象の材質

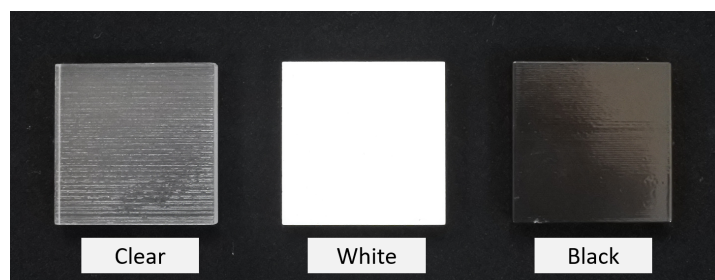


図 25 混合の元となる材質

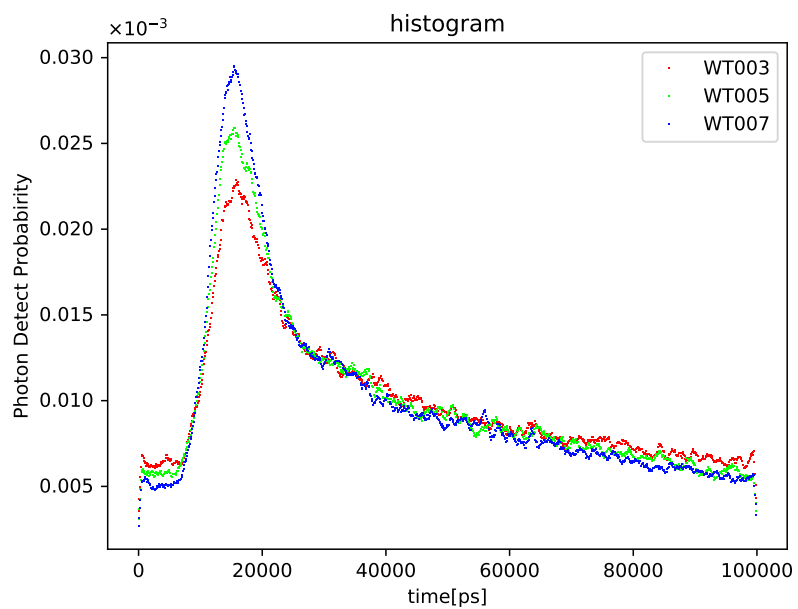


図 26 白色の材質の検出確率

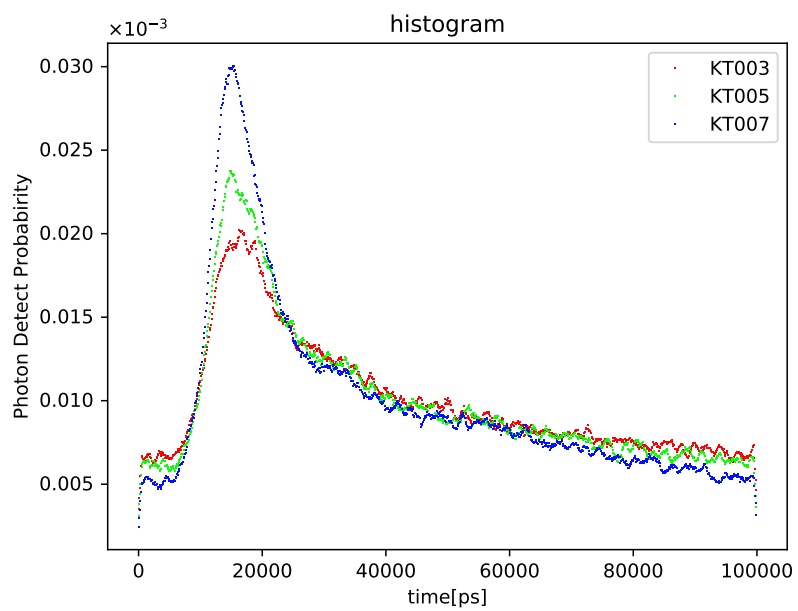


図 27 黒色の材質の検出確率

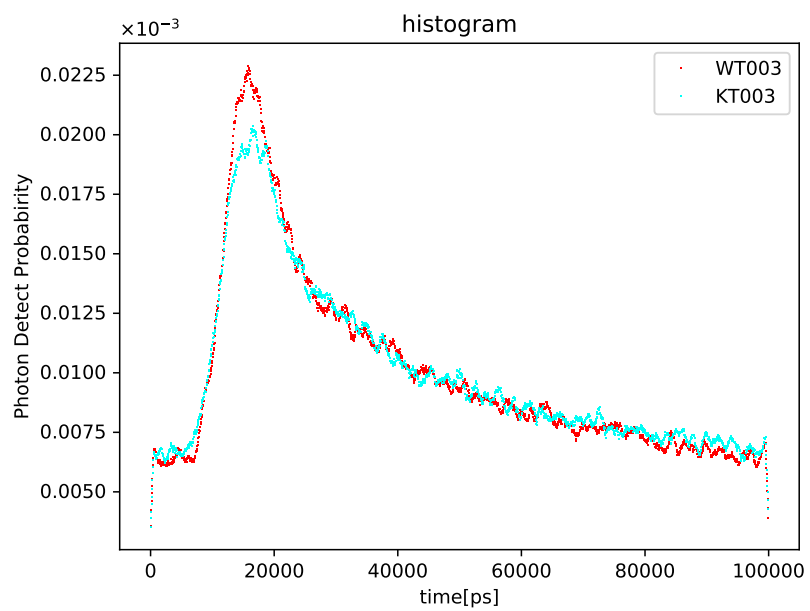


図 28 白色・黒色の材質の検出確率
WT003 : 白色の材質, KT003 : 黒色の材質

6. まとめ

本稿では，時間応答の解析方法として，ToF カメラを用いた超解像的手法と，SiPM と TDC を用いた単一光子計数による手法を提案した．

ToF カメラを用いた超解像的手法では，遅延回路を用いて撮影された低解像度な画像群から時間応答を復元する際に，非負制約を加えることによって，通常の最小二乗法と比較して時間応答の推定が安定することを確認した．さらに，散乱や相互反射などが発生するシーンを撮影し，光伝播が生じる様子を 250 ピコ秒単位の動画像として作成した．また，求めた時間応答から，不透明物体と半透明物体の時間応答を比較し，それぞれの応答に差が生じることが確認された．複数回の反射が発生するシーンを用いて，推定した時間応答とシーン中の物体の距離を比較し，推定結果が実際のシーンの距離に対応していることを確認した．本手法の課題としては，低い時間分解能と長い撮影時間が挙げられる．現状，遅延回路 IC の制約から 250 ピコ秒の時間分解能が限界である．一方で，使用したレーザダイオードの出力が低いために，露光時間を長時間にする必要があった．解決策としては，高性能な遅延回路 IC の使用や FPGA 上に遅延回路を実装することでさらなる時間分解能の向上が可能であると考えられる．また，実験で用いた光源の出力が弱いために，長時間の露光が必要な点とシーンの広さに応じて 250~500 枚程度の撮影が必要なために 11 時間程度の撮影時間が必要である．解決策としては，強力な光源を用いることや，圧縮センシングなどを用いて撮影回数を減らす方法を検討している．

一方で，SiPM と TDC を用いた単一光子計数による時間応答の計測手法では，素子の特性を考慮した時間応答計測モデルを提案した．本手法によって，10 ピコ秒単位で光の時間応答の計測が可能になった．さらに，光源の波形を計測し，光量によって光子の分布が変化することやダークカウント・アフターパルスなどのノイズの影響が入射する光子数によって変化することを確認した．また，散乱媒体の透過光を計測し，媒体それぞれの時間応答が異なることが確認された．本手法の課題として，1 画素のみの計測と長い撮影時間が挙げられる．現在，世界の半導体メーカーが製造している SPAD や SiPM は 1 画素のものがほとんどであるために生じる制約である．解決策としては，プロジェクタなどに使用されているマ

マイクロミラーを2次元方向に集積したデバイスである Digital Micromirror Device などを用いて画素の数だけ複数回計測することで画像方向の計測を実現する．また，今回の回路実装は，SPAD や SiPM が光電効果によって発生する降伏現象をクエンチング抵抗により降伏現象を収束させるパッシブクエンチングと呼ばれる方法であるが，この方法はリセット時間が長いために計測時間を短縮することができない．そこで，SPAD や SiPM の駆動回路を光電効果が発生した瞬間に FET やトランジスタによってリセットするアクティブクエンチングと呼ばれる回路に改良することで計測時間を $1/10$ 以下に短縮する予定である．

今後は，それぞれの手法において時間分解能を向上させることや，逆問題を安定に解くことが可能なアルゴリズムの検討，計測時間の低減や動的なシーンでの時間応答の撮影，光源波長の多波長による分光分布の同時推定などを行い，より高次元な光のセンシングを行う予定である．

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 向川 康博 教授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，御鞭撻を頂いたインタラクティブメディア設計学研究室 加藤 博一 教授に厚くお礼申し上げます．また，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 船富 卓哉 准教授に厚くお礼申し上げます．また，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 田中 賢一郎 助教に厚く感謝申し上げます．また，本研究を行うにあたり，貴重なご助言を頂いた光メディアインタフェース研究室 久保 尋之 助教に感謝の意を表します．

また，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 淑恵さんに厚くお礼申し上げます．また，実験機材の提供や研究内容について熱心なご指導，ご助言を頂いた国立情報学研究所 特任研究員 青砥 隆仁さんに厚くお礼申し上げます．また，計測対象の提供や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 博士後期課程 学生 高谷 剛志さんに厚くお礼申し上げます．また，研究内容についてご助言を頂いた，西 諒一郎さん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感謝の意を表します．

参考文献

- [1] 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.
- [2] Garutti Erika. Silicon photomultipliers for high energy physics detectors. *Journal of Instrumentation*, 6(10):C10003, October 2011.
- [3] Ioannis Gkioulekas, Anat Levin, Frédo Durand, and Todd Zickler. Micron-scale light transport decomposition using interferometry. *ACM Transactions on Graphics (ToG)*, 34(4):37:1–37:14, August 2015.
- [4] Felix Heide, Matthias B. Hullin, James Gregson, and Wolfgang Heidrich. Low-budget transient imaging using photonic mixer devices. *ACM Transactions on Graphics (ToG)*, 32(4):45:1–45:10, July 2013.
- [5] Quercus Hernandez, Diego Gutierrez, and Adrian Jarabo. A computational model of a single-photon avalanche diode sensor for transient imaging. In *eprint arXiv:1703.02635v1*, February 2017.
- [6] Mark Jeansonne and Joe Foley. Review of the exponentially modified gaussian (emg) function since 1983. *Journal of Chromatographic Science*, 29(6):258–266, June 1991.
- [7] Matthew O’Toole, Felix Heide, David B. Lindell, Kai Zang, Steven Diamond, and Gordon Wetzstein. Reconstructing Transient Images from Single-Photon Sensors. *Proc. IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, 2017.
- [8] Kapusta Peter, Wahl Michael, and Rainer Erdmann. *Advanced Photon Counting*, pages 28–29. Springer, 2015.
- [9] Dan I. Porat. Review of sub-nanosecond time-interval measurements. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 20(5):36–51, October 1973.

- [10] D. Shin. *Computational imaging with small numbers of photons*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, Feb 2016.
- [11] Satoshi Takeuchi and Tahei 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.
- [12] Yutaka Tsuchiya. Photon path distribution and optical responses of turbid media: theoretical analysis based on the microscopic beer-lambert law. *Physics in Medicine & Biology*, 46(8):2067–2084, July 2001.
- [13] Andreas Velten, Ramesh Raskar, Di Wu, Adrian Jarabo, Belen Masia, Christopher Barsi, Chinmaya Joshi, Everett Lawson, Mounsi Bawendi, and Diego Gutierrez. Femto-photography: Capturing and visualizing the propagation of light. *ACM Transactions on Graphics (ToG)*, 32(4):44:1–44:8, 2013.
- [14] Dhulla Vinit, Cheng Lu, Gudkov Georgiy, Tsupryk Andriy, Tovkach Ivan, and Gorfinkel 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.