

Geiger-mode で駆動する avalanche photodiode の時間応答解析

Time domain analysis on Geiger-mode operating Avalanche Photodiodes

河田 剛

総合研究大学院大学

高エネルギー加速器科学研究科

物質構造科学専攻

令和 1 年度

(2019 年 12 月 6 日申請)

目次

1	序論	4
1.1	本研究の背景	4
1.2	本研究の目的	6
1.3	本論文の構成	10
2	光センサとしてのアバランシェフォトダイオード (APD)	11
2.1	光電子増倍管 (Photomultiplier tube: PMT)	11
2.2	マイクロチャンネルプレート (Microchannel plate: MCP)	13
2.3	PIN フォトダイオード	14
2.4	アバランシェフォトダイオード (Avalanche photodiode: APD)	16
2.5	まとめ～各計測方式の特徴と比較～	19
3	Geiger-mode で駆動する APD の応用と本研究の目的	21
3.1	APD の応用例	21
3.1.1	Light Detection and Ranging (LiDAR)	22
3.1.2	Positron emission tomography (PET)	24
3.1.3	物質の蛍光寿命測定	26
3.2	Geiger-mode で駆動する APD	29
3.2.1	GM-APD 出力信号の性質 (出力波形、APD 利得、光子検出効率)	29
3.2.2	GM-APD のノイズ (ダークカウント、過剰ノイズ)	31
3.3	GM-APD の展望	34
3.4	微細化に向けた GM-APD 開発の課題	36
3.5	本研究の目的	38
4	SPAD を用いた GM-APD 利得のマイクロセル入射光子数依存性の検討	39
4.1	GM-APD の動作と利得～これまでの理解～	39
4.2	実験のセットアップ	47
4.2.1	SPAD サンプル	47

序論

4.2.2	ピコ秒パルスレーザーを用いた利得評価実験	48
4.3	実験結果	52
4.3.1	低照射強度における SPAD 出力信号の解析	52
4.3.2	照射強度を大きくした場合の SPAD 出力信号の評価	53
4.4	考察	57
4.4.1	複数の avalanche 増倍を考慮した 1 次元ダイオードモデルの拡張	57
4.4.2	<i>Sav</i> をパラメータとした空乏層内での avalanche 増倍過程	62
4.4.3	計算値と実測値の比較検討	64
4.5	結論	66
5	SPAD アフターパルスの確率分布に関する研究	67
5.1	GM-APD の過剰ノイズに関する基礎的な理解	67
5.2	アフターパルスに関するこれまでの研究	69
5.3	実験方法	75
5.3.1	SPAD サンプル	75
5.3.2	実験体系	76
5.4	結果と考察	78
5.4.1	SPAD の利得 (Histogram1 の結果および考察)	78
5.4.2	アフターパルスの確率分布	80
5.5	結論	90
6	全体のまとめ	91
6.1	SPAD クエンチング動作と avalanche 電流密度の 2 次元効果	91
6.2	SPAD のアフターパルスの確率分布モデルの構築	92
6.3	時間分解計測法の検出器開発への応用	93
	参考文献	94
	付録	101
A	SPAD 出力パルスの信号処理方法	101
B	Avalanche 増倍の turn-on 確率	104

序論

C アフターパルス発生時刻の確率分布関数の微分方程式106

謝辞108

1 序論

要旨

Avalanche photodiode (APD)は半導体プロセスで作成でき、微弱光を高い増幅率で検出できる半導体光検出器である。光を粒として捉えるフォトンカウンティング計測を、安価でコンパクトに実現するデバイスとして注目されている。半導体製造プロセスの進歩で読み出し回路の高集積化が可能となり、CMOS プロセスによる読み出し回路と一体化した CMOS-APD センサの開発も検討されている。また、ダイオード内部で生じる avalanche 増倍過程は 100 ピコ秒程度と瞬時に完了する。優れた時間分解能を用いた、タイミング計測による飛行時間測定 (Time-of-flight: TOF) や単一光子計数法による発光寿命測定などに応用されている。Geiger-mode で駆動する APD (GM-APD) は、 $10^5 \sim 10^6$ 程度の高い利得を有し、10%以上の高い光子検出効率を有するため、光電子増倍管 (PMT) に置き換わるような半導体光検出器として注目されている。GM-APD を用いた時間分解計測において、APD 内部で起こる複雑な増倍過程や増倍過程による過剰ノイズ発生機構を理解することは、デバイスのカスタム設計やシステム応用の広範化を実現する上で重要である。本研究では GM-APD の時間応答に注目した。ピコ秒幅のパルスレーザーを単一 GM-APD に照射し、デバイス内部に電子 - 正孔対を励起する。その応答パルスの時間分解計測や出力波高計測を行い、GM-APD 内部の avalanche 増倍のクエンチングメカニズムの理解と、アフターパルスの確率モデルを検討した。序論では本研究の背景と目的を示す。1.1 節では本研究の背景として APD の概要とその応用分野を説明する。1.2 節では本研究で注目する GM-APD の特徴を説明し、本研究の目的を示す。1.3 節では本論文の全体構成を説明する。

1.1 本研究の背景

Avalanche photodiode (APD)は、衝突イオン化を生じるほどの電界分布をデバイス内部に形成し、光励起などで誘起されたキャリアを電子雪崩により増幅する半導体デバイスである。図 1.1 (a)に示すように、APD は p 型半導体と n 型半導体を接触させることで形成される、pn (あるいは p-i-n)接合ダイオードの不純物プロファイルを工夫し、デバイス内部に局所的に大きな電界分布を形成することで実現される[1], [2]。APD の空乏層内でひとたび電子 - 正孔対が生成されると、空乏層内の電界によって加速されて大きな運動エネルギーを獲得し、avalanche 領域において増倍現象を生じる。Avalanche 増倍は 100 ピコ秒程度と瞬時に完了するため、高速で微弱光に感度を有する、高感度光検出器を実現できる [1]-[5]。

半導体内部の avalanche 増倍に関する理論は 1960 年代には提案されており、種々の半導体材料を用いて APD 応用の開発が進められてきた[2], [6]-[8]。特に、単結晶シリコン (Si) で作成した APD は、可視光から近赤外領域に至る幅広い波長領域で高い量子効率を実現し、最先端の半導体プロセスを用いた微細加工プロセスも適用可能なことから、小型で高品質なデバイスとして注目されている。

図 1.1 (b)は Si を用いた種々の APD 素子の写真である。様々なピクセルサイズ、実装パッケージでのデバイス化に成功していることが分かる [9]。単結晶 Si の高純度化により、1 枚の半導体ウェハから均一な APD を作成することが可能となり、APD アレイの開発にも成

功している[10]-[12]。

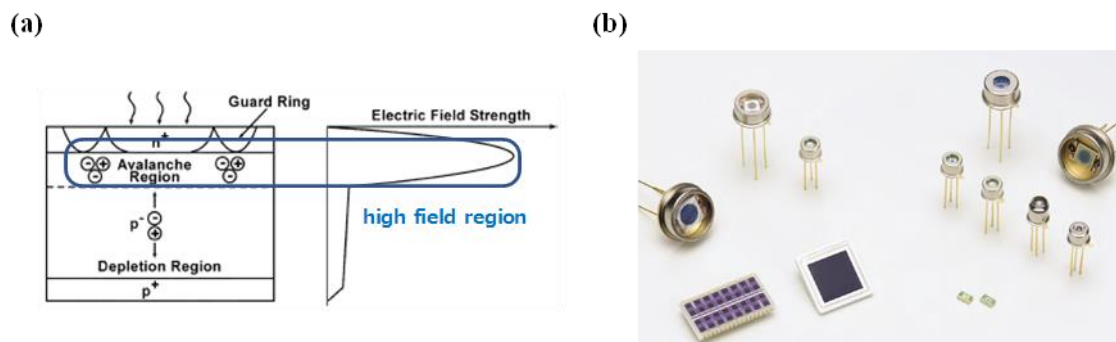


図 1.1 Avalanche photodiode (APD)の概念図 [1]. (a)APD のデバイスプロファイルと電界分布の模式図、(b) 種々の APD 素子 [9].

APD は単一光子が入射したことで生成されるキャリアを 100 倍程度の増幅率で出力し、代表的な光増倍素子である光電子増倍管 (photomultiplier tube: PMT) よりも低電圧 (<1000 V) で駆動する。さらに、半導体プロセスで作成するため、小型化・量産化に優れた増倍素子である。前述のように優れた時間応答性を有するため、微弱光計測システムの低コスト化に有効である。

APD の特性を利用した応用例を図 1.2 に示す。各応用例とその特徴は、以下のように理解することが出来る。

● レーザーを用いた測距システム (図 1.2 (a))

被写体にパルスレーザーを照射し、反射・散乱による戻り光を計測する。パルスレーザーの駆動タイミングと、戻り光の検出タイミングとの時間差を測定することで、光源と被写体との距離を推定することができる。TOF 方式と呼ばれるこのような測距方式は、light detection and ranging (LiDAR)システムとして地理計測などに応用されている。被写体からの戻り光は非常に微弱なため、PMT が検出器として用いられてきた[13], [14]。APD のコンパクト化・高感度化により、PMT を置き換えるデバイスとして注目されている[15], [16]。コンパクト化により、自動運転技術用衝突防止システム (車載 LiDAR) を担う技術として、各社研究機関で鋭意開発が進められている[17]。

● シンチレーション計測による放射線計測 (図 1.2 (b))

放射線検出するために用いられるシンチレーション検出器も、従来は PMT の利用が一般的であったが、APD への置き換えが検討されている[18], [19]。放射線の可視光への変換材料であるシンチレータ加工技術が発達し、APD とシンチレータを 1 対 1 で接続したマルチピクセル型の放射線検出器が開発されている。特定の核種から放出される γ 線を検出し、画

像化するガンマカメラや、電子-陽電子対消滅によって正反対に放出される1対の γ 線を、対向する γ 線検出器で計測することで放射線源の分布を可視化する、ポジトロン断層撮像装置 (Positron emission tomography: PET) の高精細化・高画質化が期待されている[20]-[22]。

● 蛍光寿命測定による光物性研究 (図 1.2 (c))

レーザー光を用いて物質を励起して発せられる蛍光を受光し、レーザーの駆動信号と蛍光光子の観測時間差頻度を計測することで、物質の蛍光寿命を評価することができる[23], [24]。このような計測手法は時間相関単一光子計数法 (time-correlated single photon counting: TCSPC) として古くから知られており、採用する検出器も、目的と用途に応じてPMTとAPDが使い分けられる。近年、その軽量性からAPDが採用されることも多い。生化学の分野では細胞に蛍光物質を分散し、蛍光寿命の空間分布を測定することで、細胞の機能情報を推定する、蛍光寿命顕微鏡法の検出器としてAPDが用いられている[24]-[26]。

このように、小型で軽量、そして低コストなAPDは、産業・医療・学術の幅広い領域で活用され始めており、微弱光計測を社会に役立てる重要なデバイスとして期待されている。

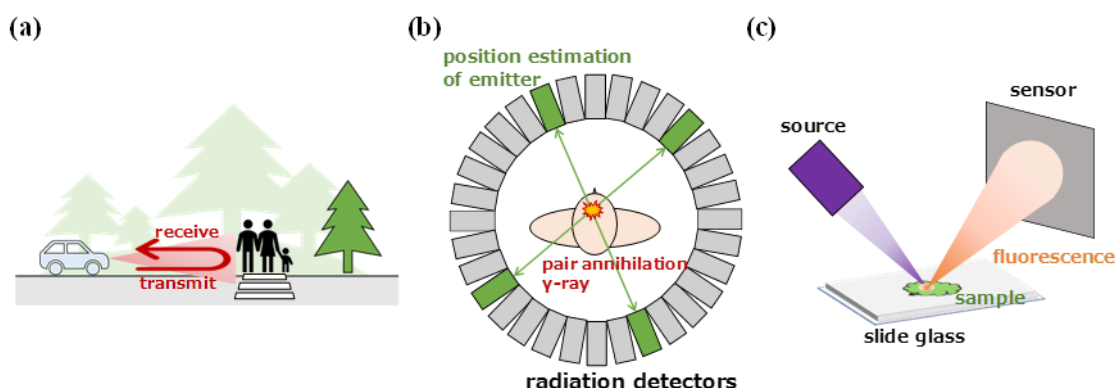


図 1.2 APD の応用例. (a) 測距システム (車載 LiDAR を例)、(b) シンチレーション計測による γ 線検出器 (例: ポジトロン断層撮像装置)、(c) 光物性計測 (例: 蛍光寿命測定)。

1.2 本研究の目的

本研究では近年発展が著しい、Geiger-mode で駆動する APD (GM-APD) に着目する[27]-[30]。図 1.3 (a) は APD に対して逆バイアスを印加したときの I-V 特性の概念図を示す [30]。通常のダイオード特性を表す normal-mode では、増倍素子としての利得は 1 である。逆バイアスを大きくしていくと衝突イオン化を引き起こし、avalanche 増倍による光電子増倍素子として機能する [2]。ダイオードのブレークダウン電圧近傍、あるいはそれ以下の動作条件では、APD に入射した光子数と増幅率の積に比例した電流パルスを出力する、比例モード APD として動作する。増倍素子としての増幅率は 100 倍程度である。APD に対して直列に 100 k Ω オーダーの巨大なクエンチ抵抗を接続することで、さらに逆バイアス電圧を増加す

序論

ることができる[3], [27]。このような動作領域では、単一光子に対して $10^3 \sim 10^6$ 程度の高い増幅率を示し、入射光子数によらず一定波高の電流パルスを出力する、Geiger-mode で動作する [31]。

Geiger-mode で駆動する APD は高い内部増幅率を有するため、読み出し回路の増幅率を低くすることができる。複数の GM-APD を並列に接続し、集積化して GM-APD アレイを形成すると、GM-APD アレイに入射した光子数に比例した波高の電流パルスを出力する。特に、シリコンで構成された GM-APD アレイはシリコンフォトマル (Silicon photomultiplier: SiPM)¹ と呼ばれる [31]。図 1.3 (b)は SiPM のデバイス表面像とその動作概念を示す [31]。SiPM 内それぞれの GM-APD に光子が入射したとき、応答した GM-APD の数に比例した波高の電流パルスが出力される。図 1.3 (b)は 3 個の GM-APD が応答した場合の出力パルスである。

1.1 節でも述べたように単結晶 Si の高純度化により、Si のダイオード特性が向上した。SiPM は高品質な Si ウェハと CMOS プロセスで作成可能なため、高い歩留まりで作成される半導体光検出器として期待されている。また、比例モード APD や PMT と比べて低電圧で駆動するので電源回路を簡略化することができ、高集積化できる微弱光検出デバイスとして注目されている。

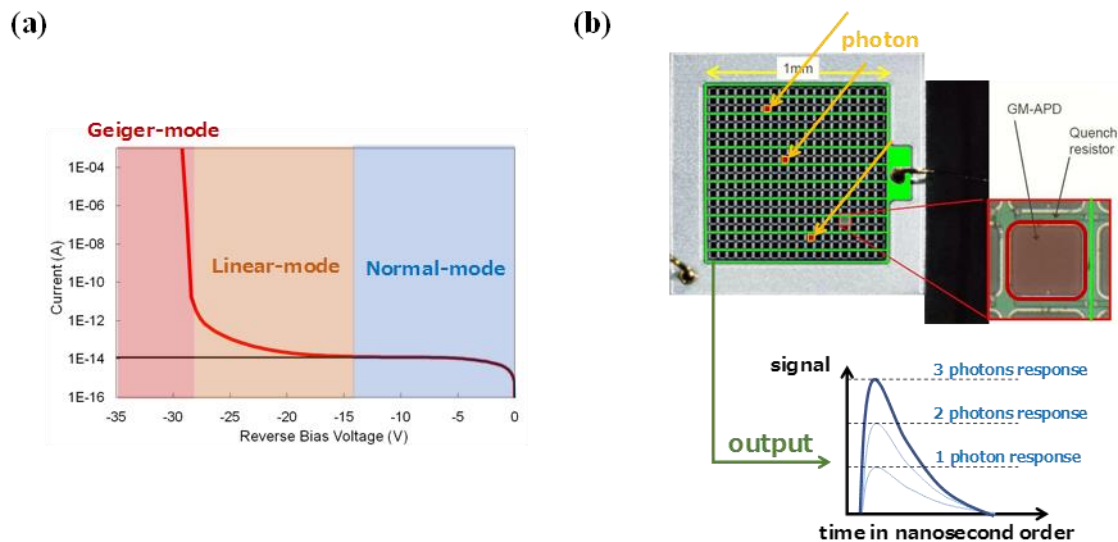


図 1.3 GM-APD の動作概念図. (a) ダイオードの I-V 特性と各動作モードの関係 [30]、(b) GM-APD を用いた微弱光計測 [31]。

GM-APD マイクロセルに複数の光子が同時に入射したとき、その APD はあたかも単一の APD が動作したかのように電流パルスを出力することが知られている [31]-[33]。図 1.4 (a) は SiPM の出力信号から推定した SiPM の応答マイクロセル数と入力光子数の関係である

¹ あるいは、Solid-state photomultiplier: SSPM と呼ばれることもある。

序論

[32]。入力光子数が 1000 個未満のとき、SiPM の応答マイクロセル数は十分小さいため概ね線形に応答するが、入力光子数が 3000 個程度と大きくなると、搭載された GM-APD に同時に 2 個以上の光子が入射する頻度が高くなり、SiPM の出力信号は飽和する。このように、入力光子数 n に対する SiPM の応答マイクロセル数 $N(n)$ は SiPM の光子検出効率 (photon detection efficiency: PDE) を α 、搭載マイクロセル数を N_{cell} としたとき

$$N(n) = N_{cell} \left(1 - \exp \left(-\alpha \frac{n}{N_{cell}} \right) \right), \quad (1.1)$$

と表せることが知られており、図 1.4 (a)に示すような特性となる [32]。

SiPM の入力光子数応答は GM-APD の Geiger-mode 動作から予想されたものであり、GM-APD のマイクロセルに同時に複数の光子が入射した場合に想定される応答を、デバイスシミュレーションを組み合わせて検討した報告例はない。すなわち、APD 内部に同時に複数の電子 - 正孔対が発生した場合に、avalanche 増倍がどのように時間発展するかを明確に示した例はない。GM-APD の時間応答特性を活用した応用を考えたとき、APD の avalanche 増倍の時間応答を正確に理解することは重要である。

GM-APD の時間応答を利用する上で考慮すべき問題としてアフターパルスがある。図 1.4 (b)に示すように、アフターパルスは光子入射に伴って GM-APD 内で発生した avalanche 増倍過程で発生したキャリアの一部が、空乏層内に存在する欠陥にトラップされ、一定時間経過して再度空乏層内に放出されて avalanche 増倍を引き起こす 2 次的な avalanche 増倍として理解されている[31], [34], [35]。アフターパルスは本来の avalanche 増倍に相関して出力される過剰ノイズなので、検出光子の誤検知によるタイミング揺らぎや検出光子数揺らぎの増加を招く。アフターパルスはその発生数を減少させることが好ましいが、空乏層内のトラップをゼロにすることは難しい。アフターパルスの発生機構をモデル化し、効果的に回避するか、出力信号を後処理により補正する手段の構築が必要となる。

アフターパルスの現象理解は古くから進められている。しかし、APD 内部のトラップの密度や、APD を構成するデバイスパラメータとの相関を定量的に評価した例は少ない。シミュレーションなどによるシステム設計を進める上で、十分にモデルが精査されている状況ではない。

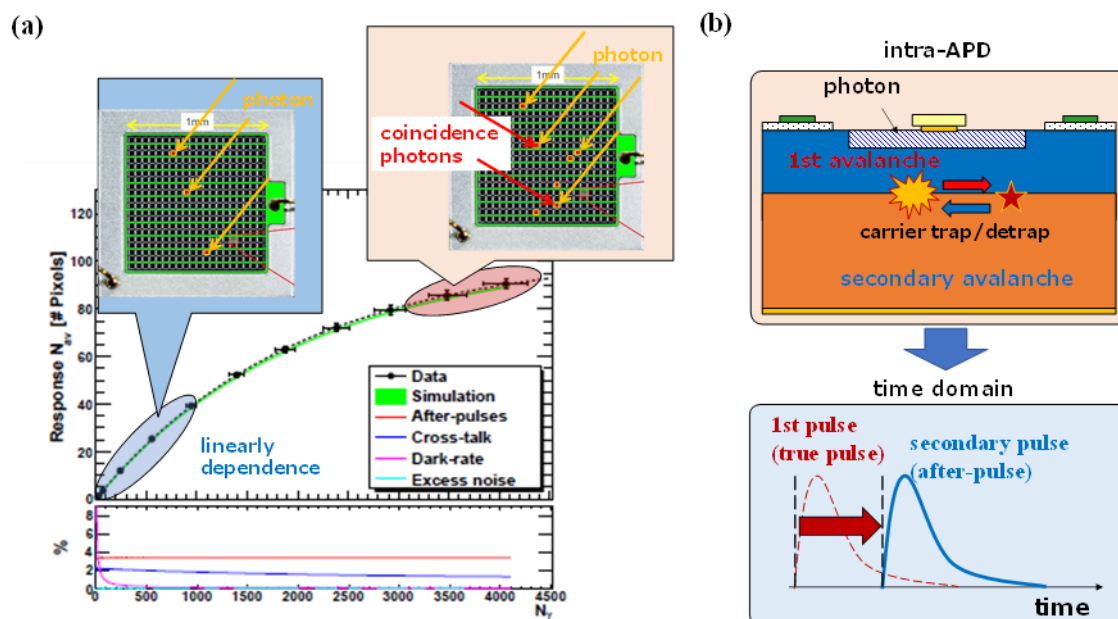


図 1.4 (a) SiPM 出力信号の入力光子数依存性 [31], [32]、(b) GM-APD 内部のキャリアトラップと解放を要因とするアフターパルスの発生原理。

複数光子の入射に対する GM-APD の出力特性や GM-APD のアフターパルスの特性を理解する上で、様々な観点での GM-APD の時間応答特性の理解を行うことが重要である。本研究では、GM-APD のマイクロ/マクロスコピックな時間応答特性に着目する。GM-APD 内部の avalanche 増倍過程は、空乏層内のキャリア増倍過程という基礎特性に関するミクロスコピックな時間応答特性である。一方、GM-APD 内部のアフターパルスの発生機構は、avalanche 増倍を起点とした空乏層内キャリアのトラップと放出に関するマクロスコピックな時間応答特性である。

本研究では種々のマイクロセルサイズとクエンチ抵抗の組み合わせで作成された GM-APD を用いて出力信号を評価した。ピコ秒パルスレーザーを用いた光学評価システムを構築し、Si ベースの単一 GM-APD マイクロセルのパルス応答を測定した。複数光子入射に対する GM-APD 応答の検討では APD に照射するパルスレーザー光強度を増加し、その出力パルス信号の積分電荷分布とアフターパルスを測定した。入射光子数の増加に伴い、単一 GM-APD 出力電荷の平均値は増加した。Spinelli らが提案したように [3]、APD 内の avalanche 増倍電流密度の実効面積は、APD のダイオード面積よりも小さく、APD 内で生成される電子 - 正孔対の数に応じて変化すると考えた。1次元ダイオードと、avalanche 増倍電流の実効断面積を考慮した2次元容量の効果を自作の technology computer-aided design (TCAD) に組み込み、ダイオード内部の avalanche 増倍過程を数値計算した。パルスレーザー光強度の増加に伴う単一 GM-APD 出力電荷の増加は、avalanche 電流実効面積の増加で説明できることを明らかにした。

序論

ピコ秒幅のパルスレーザーを GM-APD に照射し、パルスレーザーの繰り返し周波数内で観測される GM-APD 出力パルス数と観測時間間隔を測定して、GM-APD のアフターパルスに関する確率分布を検討した。アフターパルス発生数の確率分布は幾何分布に従うことを確認した。アフターパルス出力時刻の確率モデルを検討し、GM-APD 出力信号の検出時間間隔分布を評価した。提案したアフターパルス出力時刻の確率分布モデルは実験結果とよく整合し、アフターパルス発生確率のデバイスパラメータ依存性を評価することができた。GM-APD のアフターパルス確率は、GM-APD の端子電圧回復時間の増加化とともに減少した。これは GM-APD に実装されたクエンチ抵抗が大きいほどアフターパルス発生確率が減少することを意味する。

1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下のとおりである。1 章は本研究の背景と目的を示すための序論である。APD の概要とその特性を生かした応用システムについて述べる。2 章では光検出器としての APD について説明し、増倍機構などを有する種々の光検出器と APD の比較を行う。3 章では APD の優れた時間応答性とコンパクト性を利用した応用例を詳細に説明し、本研究で着目する GM-APD の特徴について詳述する。GM-APD がどのように改良されるべきかを述べ、潜在的な課題を挙げる。本研究で着目する GM-APD の時間応答特性の観点から提起される問題点を説明し、本研究の動機と目的を明確化する。4 章では複数光子入射に対する単一 GM-APD 応答特性に関する本研究の成果について述べる。GM-APD のクエンチングメカニズムに関する周辺研究についても 4 章で説明する。5 章では、GM-APD のアフターパルス発生機構に関して検討した本研究の成果について述べる。6 章は本研究のまとめである。

4、5 章を通して必要となる共通概念や、論文内の議論からは外れるが、本質的に重要な項目は付録で補足する。

2 光センサとしてのアバランシェフォトダイオード (APD)

要旨

本研究で注目するアバランシェフォトダイオード (APD) の光センサとしての特徴を、増倍機構を有する光電子増倍管 (PMT)、マイクロチャンネルプレート (MCP)、そして増倍機構を有さないフォトダイオード (PD) と比較する。特に、時間分解計測と強度分布を同時に測定することを目的とした場合に重要となる時間分解能および増幅率に着目する。PMT は時間分解能と単一光子に対する利得に対して優れた性質を有するが、空間分解能が低い。MCP は時間分解能、利得、そして空間分解能に優れた増倍素子であるが、出力信号の読み出しについての工夫が必要である。PD は空間分解能に優れるが、利得が低いため低照度環境での測定には不向きであり、時間分解能が悪い。比例モード APD は時間分解能と空間分解能に優れるが、単一光子計測において利得が不十分である。Geiger-mode で駆動する APD は高い利得と優れた時間分解能を実現できる。空間分解能は実用によっては課題があるが、比較的高集積可能な次世代の光センサとして期待されている。本章では 2.1 節で真空管を用いた増倍素子である PMT の原理と特徴を示し、2.2 節で同じく真空下で用いる MCP の特徴を述べる。続く 2.3 節で増倍機構を有さない半導体デバイスである PD の特徴を述べ、2.4 節で増倍機構を有する APD の特徴を、比例モードおよび Geiger-mode 駆動の場合で説明する。最後に、2.5 節で各光センサの特徴を並べて比較する。

2.1 光電子増倍管 (Photomultiplier tube: PMT)

PMT は古くから利用されている単一光子に感度を有する光検出器の一つである。図 2.1 (a)に示すように、光子の衝突に伴い光電子を発生する光電面(photocathode)、発生した光電子を集束する集束電極(focusing electrode)、そして、加速した光電子を衝突させ、次々に複数の 2 次電子を発生する複数のダイノード(dynodes)からなる、光電子の増倍機構が真空管内に埋め込まれている [36]。光電面に衝突した光子は、光電面材料の価電子帯電子を励起し、光電子を真空中に放出する。真空管を用いるのは、増倍した 2 次電子が気体原子イオンなどに衝突して消滅することを避けるためである。

光電子を増幅するダイノード間にはおよそ 100 V 程度の電位差が形成されており、ダイノードの段数にも依存するが、光電面と電気信号を出力するアノード間の電位差はおよそ 1000 V に達する。図 2.1 (b)に示すように取り扱う光子の波長によって使い分ける必要があるが、光電面にはアルカリ金属や GaAs などの III-V 族化合物半導体が用いられる [37]。増幅した光電子の増幅率 M はダイノードの平均的な 2 次電子放出比 δ とダイノードの段数 n で決定し、次のように与えられる [36]

$$M = \delta^n. \quad (2.1)$$

δ はダイノード間の印加電圧の関数であるため、PMT の印加電圧の増加とともに 2 次電子増幅率も増加する。典型例として、 $\delta = 5, n = 10$ の場合では式(2.1)より増幅率は 10^7 程度とな

光センサとしてのアバランシェフォトダイオード (APD)

る。増倍時の2次電子は真空中を高速に走行するため、1回の光電子増倍は数ナノ秒で完了する。仮に1回の増倍に要する時間を10 nsとした場合、 10^7 の増幅率を実現しているときに取り出せる電流値は、素電荷 $q = 1.602 \times 10^{-19}$ Cを考慮して、

$$1.602 \times 10^{-19} \times \frac{10^7}{10^{-9}} = 1.602 \times 10^{-3} \text{ A}, \quad (2.2)$$

となる。ゆえに、光電面から放出された1個の光電子につき1 mA程度の大きな電流出力を得ることが可能となる。

発生する光電子が電気パルスとなって出力される時間揺らぎは、光電面から集束電極までを光電子が走行する距離の違いによって生じる時間揺らぎが主たるものとなるが、高い電圧をもって光電子を加速するためその揺らぎは小さく、一般的なPMTの単一光子に対する信号のタイミング揺らぎは100ピコ秒程度である [36]。このことから、PMTは単一光子に対して高い感度と良好なタイミング均一性を有することから、フォトンカウンティング計測による飛行時間計測(Time of flight)を用いた時間分解計測や距離計測などに広く用いられている [36]。

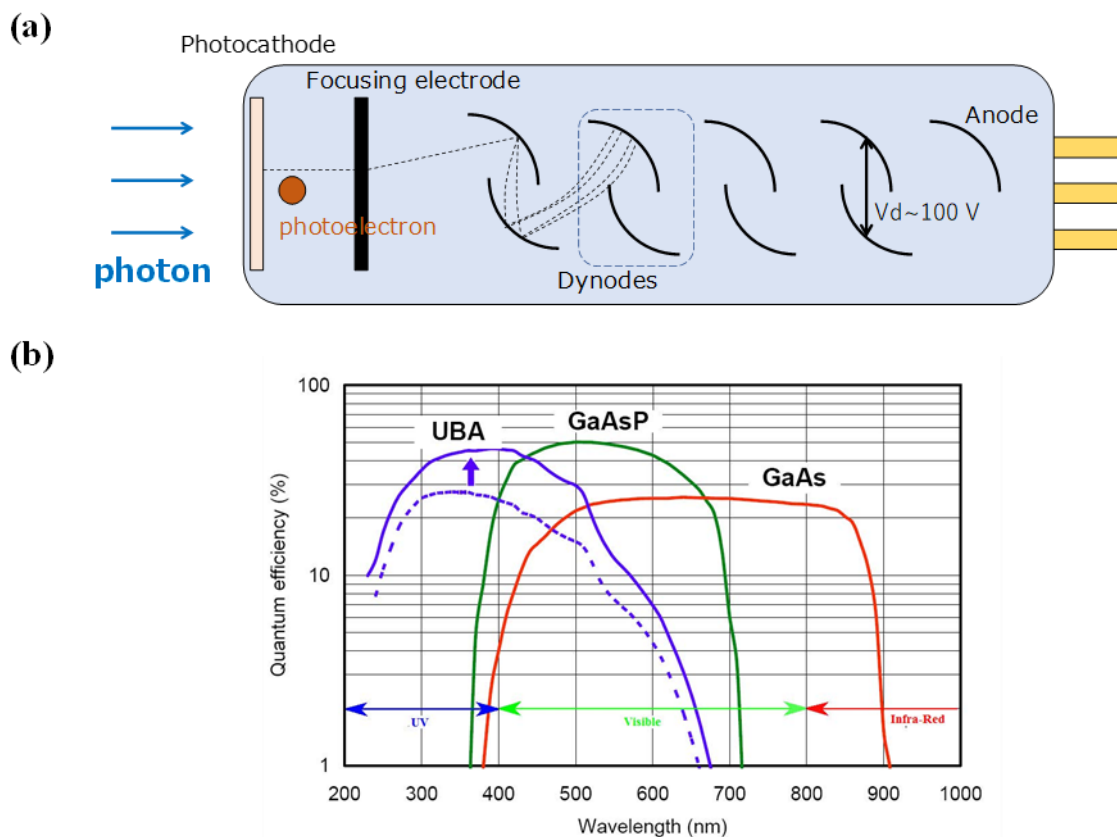


図 2.1 (a)PMT 内部構造の模式図 [36] と (b)光電面量子効率の分光特性 [37].

2.2 マイクロチャンネルプレート (Microchannel plate: MCP)

PMT のような増倍機構を有する真空増倍素子にマイクロチャンネルプレート (MCP) がある。図 2.2 に示すように、MCP はガラスプレートに微細な貫通孔を通し、ガラスプレートの両面に電極をコーティングしたような形態となっている[38]。ガラスプレートの上下面に 1 kV 程度の電圧を印可することで、貫通孔に入射した電子線や γ 線、X 線などによって発生する 2 次電子を加速し、貫通孔内壁との衝突を繰り返すことで雪崩増倍による 2 次電子増幅を生じる。2 次電子の内壁への衝突効率を高めるため、貫通孔は荷電粒子の入射面に対して 10° 程度傾いている。MCP の 2 次電子増幅率は通常 $10^2 \sim 10^3$ 程度で使用することが多く、増幅率を高めるためには複数の MCP を積層して使用することとなる [38]。3 枚程度の MCP を重ねて使用した場合、増幅率 10^7 程度となる。

MCP の増幅過程は非常に短時間 (< 1 ns) であり、また、貫通孔の径も $10 \mu\text{m}$ 程度と小さいため、高速で高い検出効率を有する 2 次元検出器として、イメージインテンシファイアなどに利用されている。高い時間分解能を有するため、2 次元時間分解測定が可能なストリークカメラ用の検出器素子などにも用いられる。ただし、増幅した 2 次電子を取り出すための読み出し回路には工夫を要する。

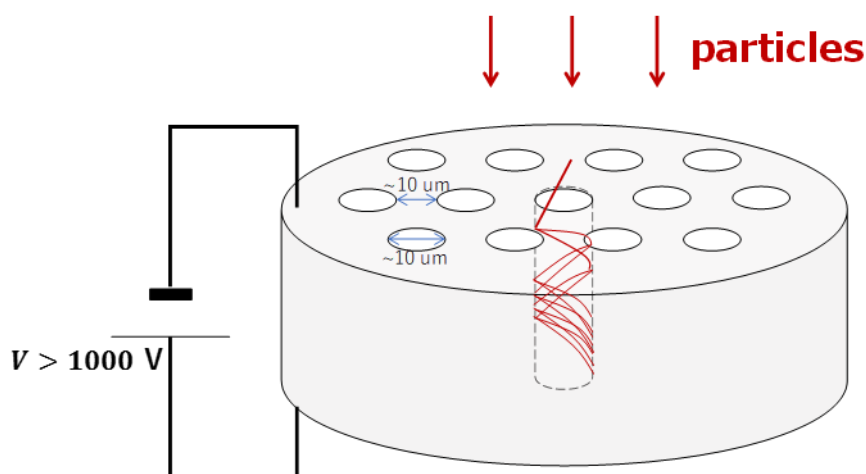


図 2.2 MCP の概念図 [38].

PMT も MCP も 2 次電子増倍素子であり、高い増幅率と応答速度を有するため、両者を相補的に用いる MCP-PMT としての活用も行われている [39]。しかし、耐久性という観点で広い産業用途への応用には課題がある。また、PMT は小型化・集積化が難しく、2 次元光子検出器としての活用は難しい。

MCP 単体は 2 次電子増倍素子であり、2 次元検出器として取り扱うためには 2 次電子を電気信号として読み出す機構を接続する必要がある。例えば、時間分解と位置計測を同時に実現するためには工夫が必要である [38], [39]。目的とする粒子 (可視光や荷電粒子) を簡便に検出し、集積化が容易なデバイスの開発が必要である。

2.3 PIN フォトダイオード

デバイスに入射した可視光を電流として取り出し、かつ、容易に集積化する方法の一つとして半導体を用いる方法を示す。図 2.3 上段に示すように、真性半導体(i)を p 型半導体と n 型半導体で挟むことで p-i-n ダイオードを構成する。半導体内部の電荷密度 ρ はイオン化したドナー濃度 N_D とイオン化したアクセプター濃度 N_A の差で近似的に表すことができる [2]

$$\rho = N_D - N_A. \quad (2.3)$$

図 2.3 中段に示すように、真性半導体領域では $\rho \approx 0$ であるため、キャリアの存在しない出払い領域 (空乏層) が形成される。ダイオードを構成する半導体のバンドギャップよりも大きなエネルギーの粒子が空乏層に入射すると、価電子帯の電子を励起し、電子 - 正孔対が生成される。空乏層内には大きな電界が形成されるため、ひとたび電子 - 正孔対が空乏層内に生成されると、キャリアが輸送され、結果としてドリフト電流を生じる。誘起された電流あるいは積分電荷量を測定することで、ダイオードに入射した光子の数を推定することができる。光子に対して感度を有するため、このような p-i-n 型ダイオードは PIN フォトダイオードと呼ばれる。

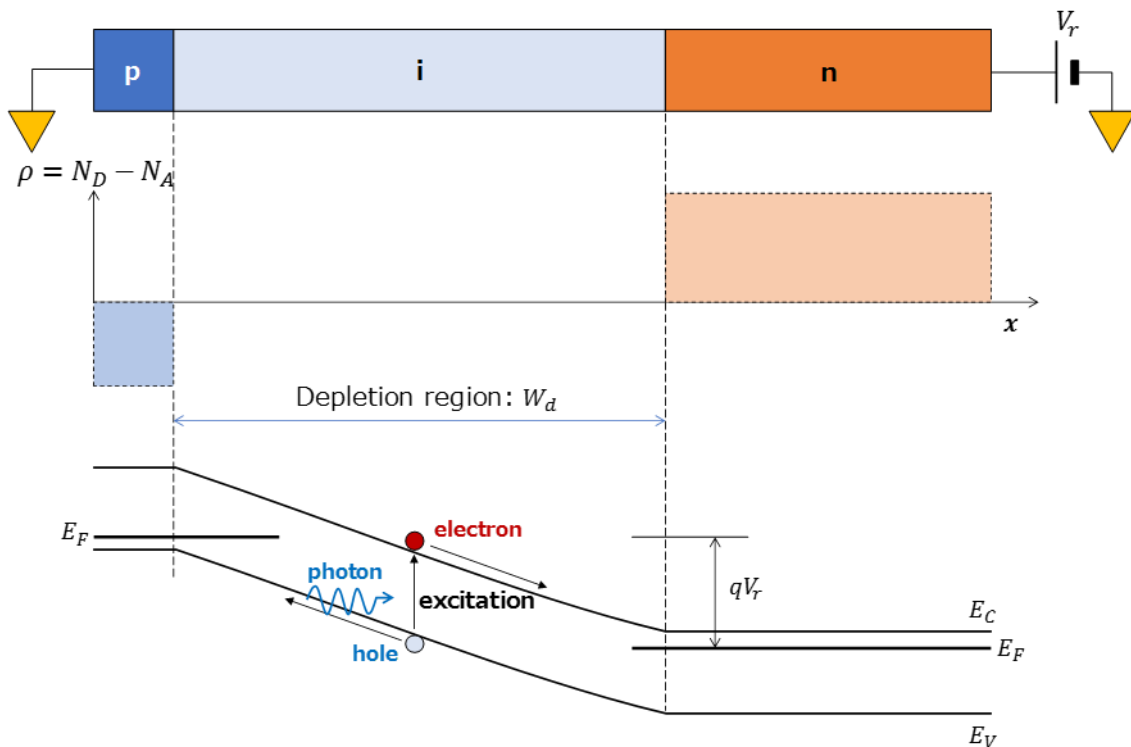


図 2.3 PIN フォトダイオードの概念図。上段：デバイスの断面概念図、中段：電荷密度の断面概念図、下段：ダイオード断面のエネルギーバンド図 [2].

光センサとしてのアバランシェフォトダイオード (APD)

PIN フォトダイオードの両端に印加する電圧を変化させた場合の挙動を考える。図 2.4 に示すような縦型のデバイス構造において、表面の p 層と底面の n 層との間（厚さ数 μm ）に 10 V 程度の電圧を印加することを考える。右側には電圧を印加したときのデバイス内部の電界分布を示す。PIN フォトダイオードに印加する電圧を大きくすると、図 2.4 右側に示すように、電圧の大きさに応じてデバイス内部の電界強度が大きくなる。光子の入射に伴って生じるキャリア（電子・正孔）が空乏層を移動する速度をそれぞれ v_n, v_p とすると、キャリアの移動速度は電界強度に比例するため、

$$\begin{cases} v_p = \mu_p E \\ v_n = \mu_n E \end{cases} \quad (2.4)$$

と表すことができる。ここで、それぞれの比例係数 μ_n, μ_p は電子、正孔のキャリア移動度 (cm^2/Vs) である [2]。

式(2.24)より、PIN フォトダイオード内部で生成されたキャリアは空乏層内の電界分布に従ってドリフトし、それぞれの電極へ到達することがわかる。また、デバイスへの印加電圧の増加とともに電界強度が増加し、移動速度が速くなる。このような性質を用い、PIN フォトダイオードもパルス計測用の検出器として用いられることがある [2], [40]。また、PIN フォトダイオード近傍にトランジスタを設置し、ダイオードとトランジスタを 1 単位としてアレイ化・集積化することでイメージセンサとして利用することもできる [41]。シリコンなどは、CMOS 半導体プロセスの発展により、非常に高密度な CMOS イメージセンサが開発され、様々な用途に用いられている [41], [42], [43]。

PIN フォトダイオードは単純なデバイス構造であり、半導体ウェハ上に様々な形態で実装することができるため上述のように応用範囲が広いが、キャリアの増倍機構がない。単一光子に相当する計測能力を得るためには大きな外部増幅器を接続・集積する必要がある。しかし、複数のトランジスタを集積する必要があるのでフォトダイオード領域の開口率が低下する。また、通常のイメージセンサは降伏電圧以下で駆動することが普通である。この場合、生成されたキャリアの移動速度はおおよそ $10^5 \sim 10^6 \text{ cm/s}$ 程度である。可視光の計測では、空乏層の厚さは十分に厚く設計した場合、 $10 \mu\text{m}$ 程度であるため、空乏層を走るキャリアの移動時間は数 ナノ秒程度となる。検出器に到達する光子を時間分解することで光源の位置推定を行うような場合に、空乏層内のキャリア移動時間は時間分解能に直結する。1 ns 未満の高い時間分解能を必要とするような LiDAR や PET、そして蛍光寿命計測などに適用するためには、高速に移動可能な物理現象を利用する必要がある。

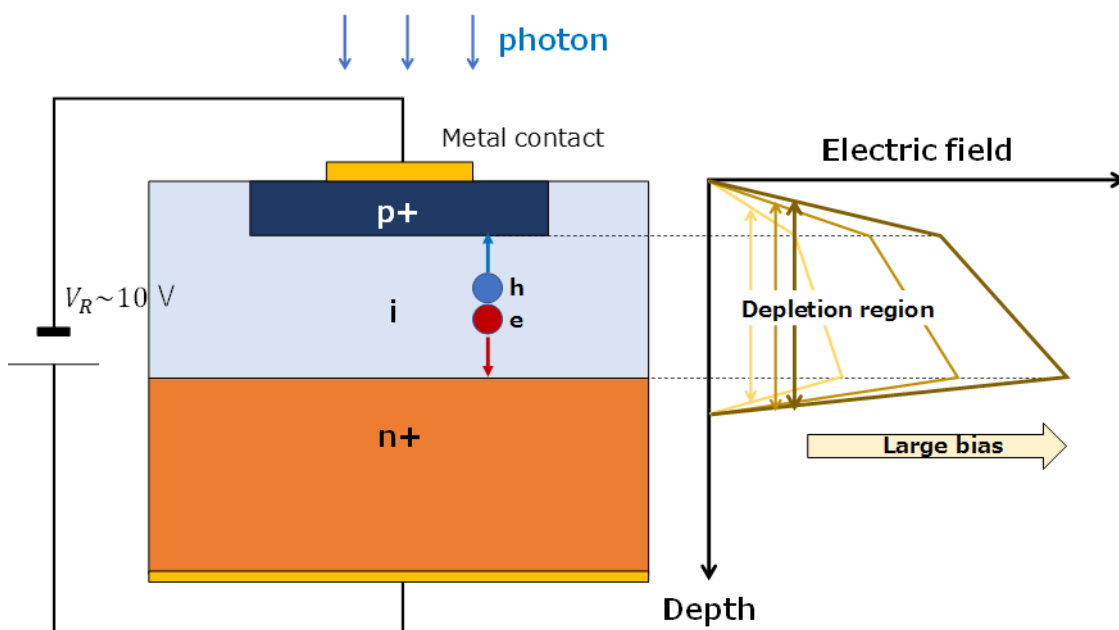


図 2.4 PIN フォトダイオードに電圧を印加した場合の挙動.

2.4 アバランシェフォトダイオード (Avalanche photodiode: APD)

PIN フォトダイオード両端の電位差を大きくすると、加速した電子・正孔のキャリアがデバイス内部を構成する結晶格子に衝突し、次々にキャリアを励起する、雪崩増倍 (avalanche 増倍) を引き起こす [2], [44]。Avalanche 増倍はデバイス内部の電界分布が十分大きく、特にシリコンの場合は 10^5 cm/V 程度に達したときに引き起こされる。特別な工夫を用いない場合、大電流がデバイスを貫通してデバイスは絶縁破壊する。

Avalanche diode は PIN ダイオードの不純物構造を工夫し、図 2.5 に示すように効果的に avalanche 増倍を引き起こすことが可能なデバイスである [1], [45]。特に光子の入射とともに avalanche 増倍を誘起する avalanche photodiode (APD)がある。APD は増倍機構を有する半導体光検出器であり、高感度光検出器や放射線検出器として広く利用されている [9]-[12]。

光センサとしてのアバランシェフォトダイオード (APD)

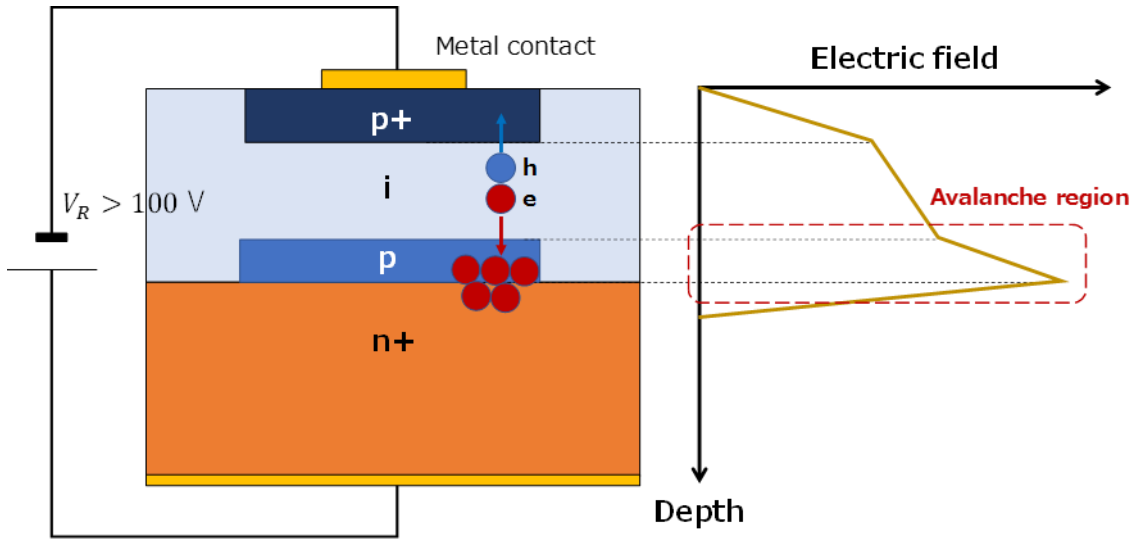


図 2.5 APD の断面構造の例とその電界分布.

Avalanche 増倍を指標するパラメータとして、キャリア飽和速度 v_{sat} と衝突イオン化係数 α_n, α_p がある。 n, p はそれぞれ電子、正孔を表す。シリコンの場合、室温での v_{sat} は 10^7 cm/s 程度である [2]。衝突イオン化係数は、キャリアが単位長さを走行する間にイオン化するキャリア数の指標であり、1/cm の単位で表される。図 2.6 (a)に示すように、衝突イオン化係数は局所電界 F の関数であり、実用する領域では以下のように近似することができる [2], [46]-[48]

$$\alpha = A \exp\left(-\frac{B}{|F|}\right). \quad (2.5)$$

A は電界強度に依存しない衝突イオン化係数(1/cm)であり、シリコンでは $10^5 \sim 10^6$ 1/cm 程度である。 B は衝突イオン化が起き始める電界強度を表す定数であり、シリコンでは 10^5 cm/V 程度である。どちらも電子、正孔で値が異なるが、おおよそのオーダーは同じである。

シリコンの場合、デバイス内部の電界強度が 10^5 cm/V を越えると衝突イオン化による avalanche 増倍を生じる [46]-[48]。増幅率は印加電圧にも依存するが、比例モード APD では 100 倍程度である。この場合、読み出し回路に利得 $10^3 \sim 10^4$ 程度の電荷有感型増幅器 (charge sensitive amplifier: CSA) あるいは抵抗変換型増幅器 (Transimpedance amplifier: TZA) を用いることで、単一可視光光子入射によって誘起された電荷をパルスとして読み出すことが可能である。エネルギーの高い X 線などが入射した場合、一度に誘起される電荷量が大きいため、接続する増幅器の利得を低くすることができる。

空乏層内を走行するキャリアの速度は飽和速度 $v_{sat} = 10^7$ cm/s に達しているため、空乏層内を通過するのに要する時間は 10~100 ps 程度である。したがって、APD は内部増幅機構

光センサとしてのアバランシェフォトダイオード (APD)

を有し、時間分解能の高い光検出器として利用することができる。100 V 程度の内部増幅率と高い時間分解能という特徴を利用し、X 線計測の位置検出用 APD が開発されている他、物性計測用の検出器としても幅広く利用されている [10]。図 2.6 (b)-1 に軟 X 線検出器として開発された比例モード APD アレイを示す。放射光を用いた核共鳴散乱法のための検出器用途に用いられた、ピクセルサイズ $0.2 \times 0.2 \text{ mm}^2$ 、画素数 8×2 の APD アレイである。X 線を計測するために空乏層厚は $30 \text{ }\mu\text{m}$ としているため、印加電圧は -200 V であった。図 2.6 (b)-2 は出力パルスである [10]。立ち上がり・立下りを含めた半値全幅が 2.3 ns となっており、非常に高速かつ高計数な計測が可能となる。

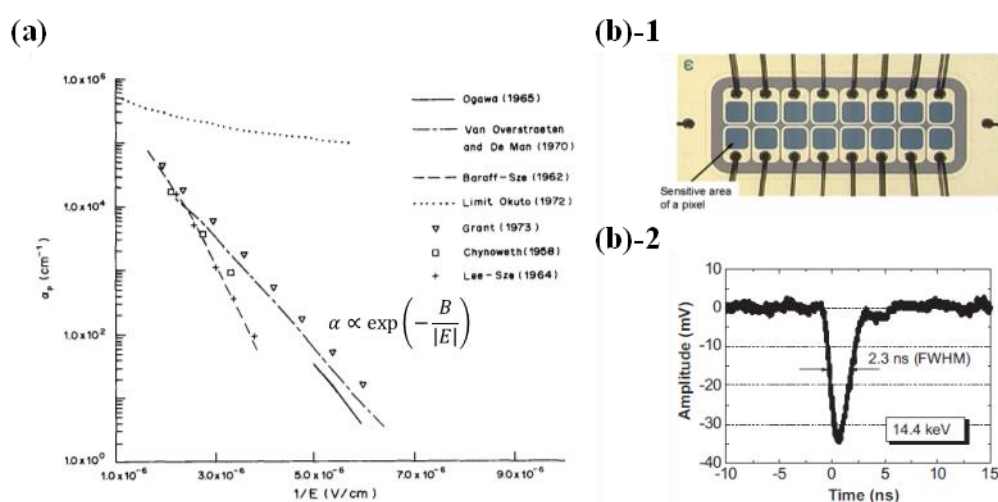


図 2.6 (a) 衝突イオン化係数の電界強度依存性 [46]、(b)-1 比例モード APD アレイ、(b)-2 APD 出力パルス [10]。

APD の研究開発は古くから取り組まれており、上述のような比例モード APD に巨大な抵抗を直列接続することでブレークダウン電圧以上の電圧を印加し、単一光子に対して $10^5 \sim 10^6$ 程度の増幅率で Geiger-mode による駆動ができることが知られている [27], [31]。Geiger-mode 駆動 APD の概念は古くから存在する [49], [50]。当時は単一 APD を用いた Geiger-mode APD (GM-APD) が主流であったが、近年の半導体製造プロセスの進歩により、GM-APD を高密度に集積することが可能となった。シリコンを用いて集積化された GM-APD アレイはシリコンフォトマルチプライヤ (Silicon photomultiplier: SiPM) として知られる [51]-[53]。

SiPM の例として浜松ホトニクス社製の multi-pixel photon counter (MPPC) を図 2.7 に示す。図 2.7 (a) は MPPC チップの表面顕微鏡像と単一 GM-APD の拡大写真、およびその等価回路図である。シリコンの APD にクエンチ抵抗が集積され、 $25 \text{ }\mu\text{m}$ ピッチで GM-APD が集積されている。図 2.7 (b) に示すように、このような APD に光子が入射すると、励起された電子 - 正孔対が avalanche 増倍を生じ、 $10^3 \sim 10^6$ 倍に増幅される。この増幅率は PMT に匹敵し、

光センサとしてのアバランシェフォトダイオード (APD)

SiPM のように GM-APD を並列に集積することで入射光子数に比例した波高の電流パルスを出力するため、PMT を代替する小型な増倍素子として注目されている。Avalanche 増倍は瞬時に完了し、高い時間分解能が期待され、GM-APD 毎には高い空間解像度 ($\sim 25 \mu\text{m}$) を有するため、単一光子レベルの計測を必要とする様々な分野での応用が期待される。

Geiger-mode で駆動しているため、複数の光子が同時に同じ APD に入射しても出力パルスの波高が変化しない。また、ひとたび avalanche 増倍を起こした APD の端子電圧はブレークダウン電圧付近まで低下し、端子電圧は有限の時間をかけてゆっくりと回復する。例えば、浜松ホトニクス社の MPPC では、図 2.7 (b) に示されているように 30 ns 程度の回復時間となる。端子電圧がブレークダウン電圧付近まで低下すると新たな avalanche 増倍を起こすことは出来ない。ゆえに、SiPM に同時に入射する光子数が増加すると出力される電流パルス波高の線形性が崩れていく。この線形性は集積する APD の数に依存するが、単位面積当たりの APD 集積度を増加すると、APD セルに占める配線領域が大きくなる。この場合、APD 開口領域が減少し、光子の検出感度が低下する。光子に対する検出感度は、構成する装置、あるいはシステムの性能に直結する事項であるため、SiPM などの GM-APD アレイを実用するのは簡単ではない。しかし、半導体プロセスを適用することが可能で、1 枚のウェハから多数のセンサチップを一度に得ることが出来ることから低コストで高品質な光検出器として注目されている。また、磁場への耐性を有するため、真空管を用いる PMT では適用できない分野への展開が期待されている。

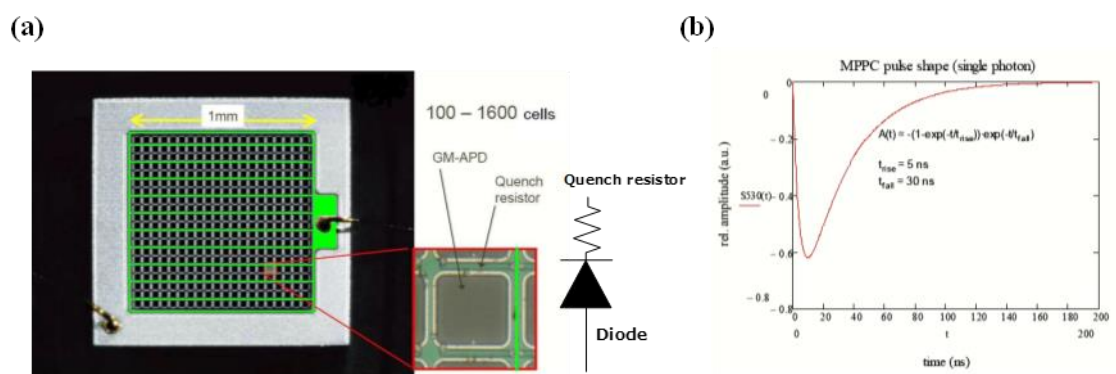


図 2.7 Geiger-mode 駆動 APD. (a) デバイス概観、(b) 単一光子応答波形. [31]

2.5 まとめ～各計測方式の特徴と比較～

紹介した光検出器の特徴をまとめたものを表 2.1 に示す。それぞれ一長一短が認められるが、アプリケーションごとに光検出器を適切に選択し、活用することが重要となる。

本研究では精力的に開発が進められている、Geiger-mode 駆動の APD に注目する。以下に続く章では GM-APD の原理と特徴を説明し、期待される応用例とその上で生じる課題を説明する。

光センサとしてのアバランシェフォトダイオード (APD)

表 2.1 光検出器の特徴まとめ.

DEVICES	PMT	MCP	PD	APD	GM-APD
量子効率 (@500 nm)	25~40%	光電変換材に依存	~80%	70~80%	10~50%*1
内部増幅率	~10 ⁶	10 ³ ~10 ⁴	1	~10 ²	10 ³ ~10 ⁶
空間分解能	~10 mm	~ 10 μm	1~ 5 μm	5~ 100 μm	~ 1 mm*2
時間分解能	~200 ps	~20 ps	> 1 ns	~20 ps	~20 ps
応答時間	5~10 ns	<1 ns	~ 1 ns	~ 1 ns	~ 10 ns
駆動電圧	~ 1000 V	> 1000 V	<100 V	< 1000 V	< 100 V
課題	デバイス単価が 高い	短寿命、 電子増倍素子で増 幅信号の可視化に 要工夫	半導体プロセスで 量産可能	半導体プロセスで 開発可能 ブレイクダウン特 性の均一化に課題	半導体プロセスで開 発可能 ブレイクダウン特性 の均一化に課題

*1 GM-APD の開口率に依存する.

*2 GM-APD アレイを一単位として使用した場合の空間分解能. 単一 GM-APD として用いた場合は 10~50 μm 程度である.

3 Geiger-mode で駆動する APD の応用と本研究の目的

要旨

増倍機構を有する光検出器としての APD の特徴を第 2 章で示した。Avalanche 増倍を用いてキャリアを増幅する APD は、瞬時に avalanche 増倍を完了することで達成される高速な時間応答と高い増幅率を実現する。さらに、半導体プロセスで作成できるため小型で集積化可能である。APD は、空乏層内で生成したキャリアを単純に増幅して増幅率と発生キャリア数の積に比例した電流パルスを出力する比例モードと、空乏層内で生成したキャリア数によらず高い増幅率で電流パルスを出力する Geiger-mode に分類することができる。本章では、APD の優れた時間応答性、そして、半導体プロセスを適用することで実現される高い集積性を利用した APD の応用例を示し、特に Geiger-mode で駆動する APD (GM-APD) に注目して、その特徴を説明する。そして、GM-APD の改良のポイントとその応用について検討し、改良に向けた課題を指摘する。最後に、指摘した課題のうち、本研究で着目する GM-APD の時間応答に関する項目を述べる。本章の構成は以下のとおりである。3.1 節で APD の応用として、車載 LiDAR、ポジトロン断層撮影装置 (PET)、そして蛍光寿命計測の例を示す。3.2 節では GM-APD に着目し、利得、光子検出効率、そして各種ノイズの特性を説明する。3.3 節で GM-APD の展望として、APD セルの微細化と応用範囲の広がりについて述べる。3.4 節で高精細検出器に向けた課題を述べ、3.5 節にて、課題を受けた本研究の目的を述べる。

3.1 APD の応用例

APD の優れた時間応答特性と集積性を利用した飛行時間 (time-of-flight: TOF) 測定システムへの応用を説明する。TOF 測定の概略は図 3.1 に示された通りである [54]。被写体 (object) と基準点 (光源など) との距離 L_1, L_2 を推定する方法として TOF 測定を用いた場合を示す。

TOF 測定ではパルス光 (irradiation pulse) を被写体に照射し、その戻り光 (reflected pulse) を光検出器 (photo detector) で検出する。光検出器の出力信号に対して discriminator を用いて一定の閾値を設け、閾値以上のパルス信号を検知した場合のみ、信号を出力するような構成をとる。

パルス光源の駆動トリガ信号と discriminator 出力信号を、時間波高変換器 (Time-to-Amplitude Converter: TAC) 等の入力とする。TAC ではパルス光源の駆動トリガ信号の入力時刻 t_a と discriminator 出力信号の入力時刻 t_b の時間差 $t_b - t_a$ に比例する波高の電圧パルスを生成する。TAC 出力パルス波高を AD 変換し、 $t_b - t_a$ に関するヒストグラムを作成し、ヒストグラムの平均値を求めることで、トリガ信号に対する被写体からの戻り光の平均遅延時間を推定することができる。平均遅延時間に光速 $c = 3.0 \times 10^8$ m/s を掛けることで、被写体と基準点との平均距離 L を推定することができる

$$L \propto c \cdot (t_b - t_a). \quad (3.1)$$

比例関係としたのは、この光学系を取り巻く環境の屈折率を考慮する必要があるためであ

る。真空、大気圧中では屈折率が 1 なので、式(331)において等号が成り立つ。その他の媒質中では光速が媒質の屈折率によって減速する。

式(331)より、TOF 計測における装置の被写体距離分解能はパルス光源のパルス幅と photo detector の時間分解能に依存する。ゆえに、光源のパルス幅と photo detector の時間分解能は可能な限り短い時間であることが望ましい。APD の時間分解能は 100 ps 未満であるため、真空中での距離分解能は最小 3 cm 未満となる。APD を用いた TOF 計測システムは、自動車用前方監視システムである車載 LiDAR (Light Detection and Ranging) や陽電子放出断層画像診断装置 (Positron emission tomography: PET) などの医療機器への応用が期待される [15]-[17],[22]。また、TOF 計測システムの原理となっている時間分解計測手法は、光物性計測でしばしば用いられ、学術研究の領域でも重要なツールとなっている [24]。

以下では、APD や GM-APD を用いた TOF 計測応用、および物性測定への活用例を説明する。

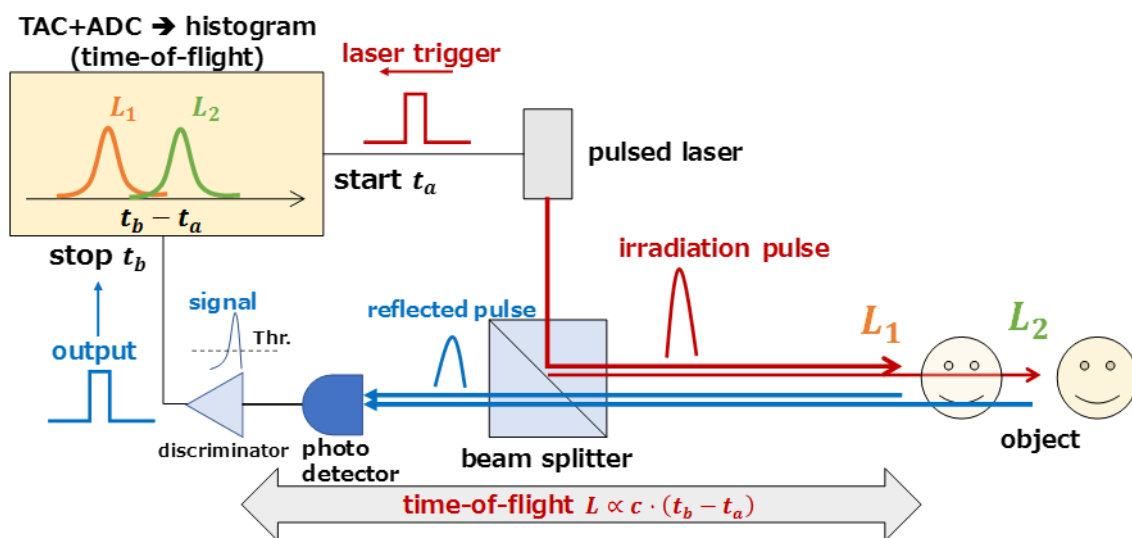


図 3.1 TOF 測定を用いた被写体距離の計測概念図 [54].

3.1.1 Light Detection and Ranging (LiDAR)

半導体デバイスである APD は、真空管をベースとした光子増倍素子と比べて集積化が容易である。特に、Geiger-mode で駆動可能な APD を集積化する技術は、距離計測イメージングにおいて、LiDAR の自動運転システム応用という新たな道を切り開いている [15]-[17]。

図 3.2(a)は、単一 GM-APD を並列に集積化したシリコンフォトマル (SiPM) アレイを用いた TOF 計測による LiDAR システムのアーキテクチャである [55]。図 3.1 で示したような TOF 計測を SiPM アレイで行い、被写体との距離に関する 2 次元分布 (Range Image) を取得する。Range Image を自動車の画像認識装置に入力し、前方物体との距離を把握、非常時の衝突を回避する [17],[55]。SiPM はこのような画像認識装置のキーデバイスとして注目

されている。

このような計測技術は SiPM の高性能化だけでは達成できない。図 3.1 に示したような、SiPM 出力と光源の駆動トリガ信号を用いた信号処理を高速・並列に行うプロセッサが不可欠である。LSI 開発の高度化により、高度な信号処理を高い集積度で並列実行可能となった。SiPM アレイを用いた車載 LiDAR 技術において、このような専用信号処理回路開発技術も同様に重要となっている。

車載 LiDAR では 1 m 程度の近距離から 200 m 程度の長距離の範囲での計測能力を必要とされる [17]。被写体から反射して SiPM へ入射する光子数は、被写体との距離の 2 乗に反比例するため、必要とされる光子数のダイナミックレンジは $200^2 = 40000$ 程度となる。SiPM は入射光子数に対して非線形応答となることが知られており、式(111)を再掲すれば、次のように与えられる [31]-[33]

$$N(n) = N_{cell} \left(1 - \exp \left(-\alpha \frac{n}{N_{cell}} \right) \right). \quad (3.2)$$

$N(n)$ は入射光子数 n に対する検出光子数であり、 α は SiPM の光子検出効率 (photon detection efficiency: PDE)、 N_{cell} は SiPM に搭載された GM-APD マイクロセル数である。式(332)より、 $N(n)$ は入射光子数の増加とともに飽和し、その特性は α/N_{cell} が大きいほど、すなわち、PDE が大きく、 N_{cell} が小さいほど急峻となる。ゆえに、車載 LiDAR 用 SiPM には高い PDE と多くの搭載 GM-APD マイクロセル数を必要とする。

APD の車載 LiDAR 応用として、CMOS イメージセンサを用いた例を図 3.2 (b) に示す [56]。CMOS イメージセンサのフォトダイオード部分を APD とし、Geiger-mode に近い状態で駆動する [57]。APD 部分は高い増幅率を有するため、到来した光子をパルス計測することができる。各々の APD の傍にトランジスタを集積し、図 3.1 に示した APD 出力パルスの信号処理を行う。この方式の利点は、APD と読み出し回路を一体化したデバイスとして用いるため、センサ全体を小型化することができ、さらに APD の avalanche 増倍過程をアクティブに制御できる点にある。APD 出力と読み出し回路が非常に近接しているため読み出し回路に対する入力換算雑音を小さくでき、計測に必要な回路利得を小さくすることもできる。

Hirose らは $11.2 \mu\text{m}$ ピッチ、ピクセル数 688×384 の APD アレイを試作し、最大測距距離 250 m、距離分解能 30 cm を実証した [56], [58]。図 3.2 (b) のように 2 次元輝度画像と距離画像を同じセンサで取得することができるため、輝度画像と距離画像の視差ズレをなくすることができる。よって、画像認識処理を行う際の距離画像の S/N を輝度画像によって補正できるため、被写体の認識性能を向上することが期待できる。

APD の車載応用の観点から、APD を並列化した SiPM をさらにアレイ化した、SiPM アレイによる LiDAR 技術と、APD をイメージセンサ化し、個々の APD から TOF 計測による距離画像を作成する方法を紹介した。

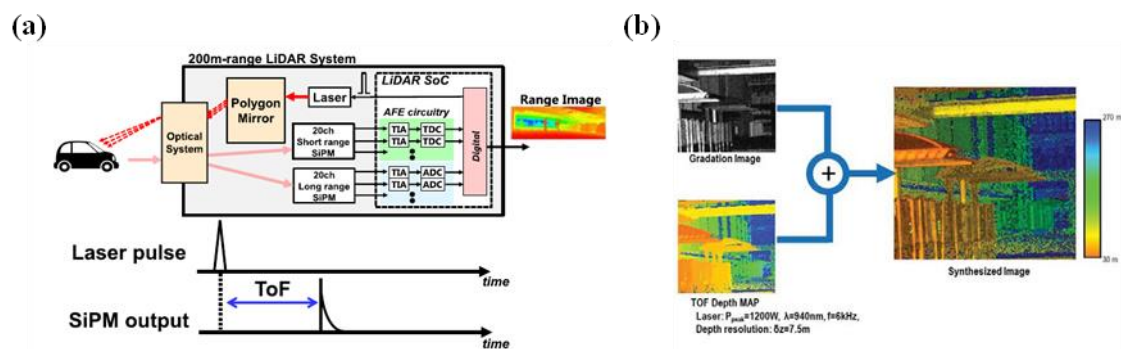


図 3.2 (a)SiPM を用いた LiDAR システムのアーキテクチャ [55]、(b)CMOS APD センサーを用いた高解像度 TOF イメージング計測 [56].

3.1.2 Positron emission tomography (PET)

GM-APD を集積化した SiPM などの登場は、医療機器産業においてもパラダイムシフトを起こしている。その一つとして、陽電子放出断層撮像装置 (PET) の TOF 計測における SiPM の利用を示す。図 3.3 (a)に PET 装置の計測原理を示す [22]。 ^{18}F などの不安定核種は陽電子を放出し、 β^+ 崩壊することで安定化する。このような不安定核種を人体に注入する。放出された陽電子は線源近傍の電子 (多くは水分子中に存在) と対消滅し、電子の静止質量に相当するエネルギーである 511 keV の γ 線を正反対に放射する。対消滅 γ 線を対向する γ 線検出器で同時検出することで放射源を推定する、というものである。このような γ 線検出器を、人体を覆うように円周上に配置することで、円周内で生じた対消滅 γ 線の同時計測分布を計測することができる [22]。

従来の PET 撮影では、図 3.3 (a)上部に示すように対消滅で生じた γ 線を 1 対の γ 線検出器で同時検出した場合、図 3.3 (a)左下のように、対となる検出器間を結んだ線路上に等しい重みで γ 線源の存在確率を与える。1 つの点光源が直線として応答するため、line of response (LOR) と呼ぶ。LOR を十分に積算することで、全方位に同様に確からしく放出した γ 線源の位置を推定できる。LOR を無限に積算すれば、重ね合わせた LOR から点光源を推定することができるが、実際の積算回数は有限であり、加えて人体に注入可能な放射能にも限りがある。ゆえに、PET 撮影において LOR を積算することで得られる点光源の広がり (point spread function: PSF) は十分小さいとは言えない。

図 3.3 (a)上部の図に戻る。陽電子 - 電子対消滅で生じる γ 線の発生位置は、本来は 1 点である。検出器間の同時計測に加えて、coincidence 時間内に応答した検出器間の検出時間差を計測すれば、点光源の位置を推定することができる。図 3.3 (a)右下図のように TOF 計測を行い、1 回の対消滅で生じる γ 線源の位置推定精度を向上する。このような撮影方法を、TOF-PET とよぶ [59]。TOF-PET では、検出器の時間分解能が装置の PSF (Point Spread Function) 改善に大きく作用する。PMT は単一光子に対する時間分解能に優れることで知られており、

従来の PET 装置の検出器は PMT が主流であった。しかしながら、PMT の空間分解能は $\phi 10$ mm 程度と大きいため、TOF 計測による γ 線源の位置推定精度向上の効果を十分には得られない。

図 3.3 (b)に示すように、SiPM は PMT と比較して小型で、PMT の受光面内に 10 個以上の受光領域を設けることができる。SiPM を用いて PET 検出器の空間分解能を向上し、さらに TOF 計測による位置推定精度の向上が期待される。近年は PMT を上回る TOF 計測時間分解能 (210 ps 程度) も報告されており、SiPM は TOF-PET 装置を構成する非常に重要なデバイスとなっている [22]。

種々の計測方法に対する PET 画像を図 3.3 (c) に示す。Siemens 社製の核医学診断装置 Biograph mCT PET/CT で撮影した PET 画像である [22]。検出器は LSO シンチレータ (4 mm ピッチ) と PMT を組み合わせたものであり、装置仕様としての時間分解能は 540 ps である。非 TOF 方式と TOF 方式の両方式で撮影が可能である。図 3.3 (c)の左から順に非 TOF 方式 (撮影時の時間分解能 527 ps)、TOF 方式 (同 527 ps)、TOF 方式 (同 210 ps、Biograph Vision (検出器は LSO シンチレータ+SiPM、3.2 mm ピッチ)) の疑似検体 (ファントム) 撮影像である。

非 TOF/TOF 方式を比較すると、TOF 方式においてバックグラウンドノイズの改善、そして円柱の解像度の向上が認められる。検出器の時間分解能は同様であっても、TOF 方式とすることで PET 画質の向上を期待することができる。TOF 方式において、検出器の時間分解能の改善 ($\Delta t = 527/210$ ps) と検出器の空間分解能の向上 (4/3.2 mm ピッチ) を達成した場合の画質を比較する。バックグラウンドノイズ改善と空間解像度向上に加えて顕著な結果として、図中に円で示した、最も小さい径のファントムも解像できている。検出器の空間分解能と時間分解能の向上がもたらす、新たな撮影方式の適用は PET 装置の性能向上に寄与する。

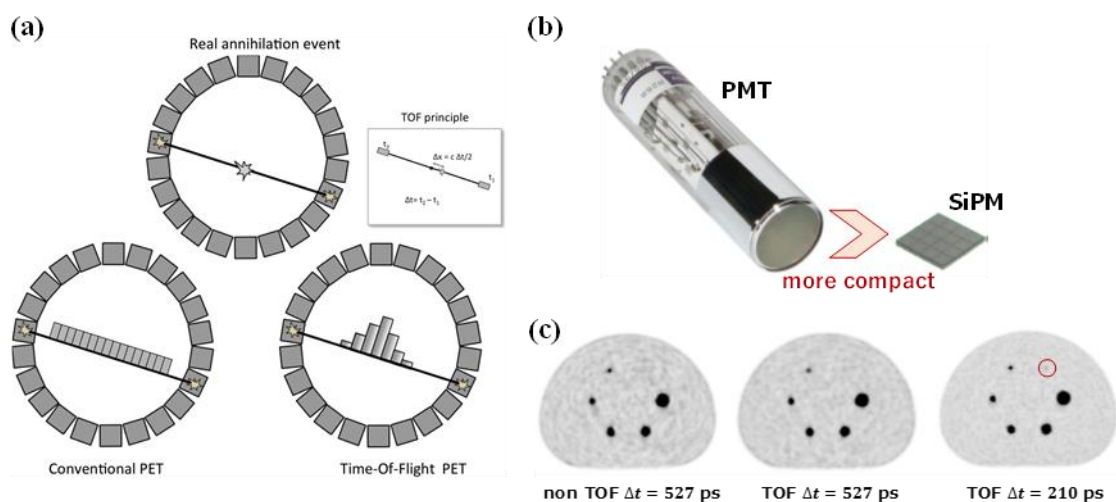


図 3.3 (a) これまでの PET と比較した TOF-PET の概念図. (b) PMT と SiPM の比較、(c) TOF-PET と non-TOF-PET の画質比較.

3.1.3 物質の蛍光寿命測定

最後に、APD の実用例として蛍光寿命計測の例を示す。本研究では量子ドット発光の分光計測を例に説明する。図 3.4 は半導体内で励起された励起子の様子を表す概念図である。図 3.4 (a)はバルク半導体内の励起子状態を示し、励起子状態を構成する電子と正孔の波動関数は、バルク半導体全体に広がる。図 3.4 (b)は励起子のボーア半径 ($\sim 1\text{ nm}$) 程度の量子井戸を形成し、励起子を励起した状態を示す。励起子波動関数が量子井戸に閉じ込められるため、電子と正孔の波動関数の重なりが大きくなる。波動関数の重なりが大きくなるため、励起子再結合による輻射確率も向上する。

このように、半導体に量子井戸を形成することで、発光体の発光効率を向上させることが出来るほか、井戸幅に応じたバンドギャップのシフトを起こすことが出来る。特に量子ドットでは、励起子の自由度を 3 次元的に制限するため量子井戸の効果が大きくなり、より発光効率が向上する [61], [62]。このような量子ドットは、バイオマーカーや、単一光子源としてのデバイス応用が期待されており、その発光メカニズムの解明は重要である。

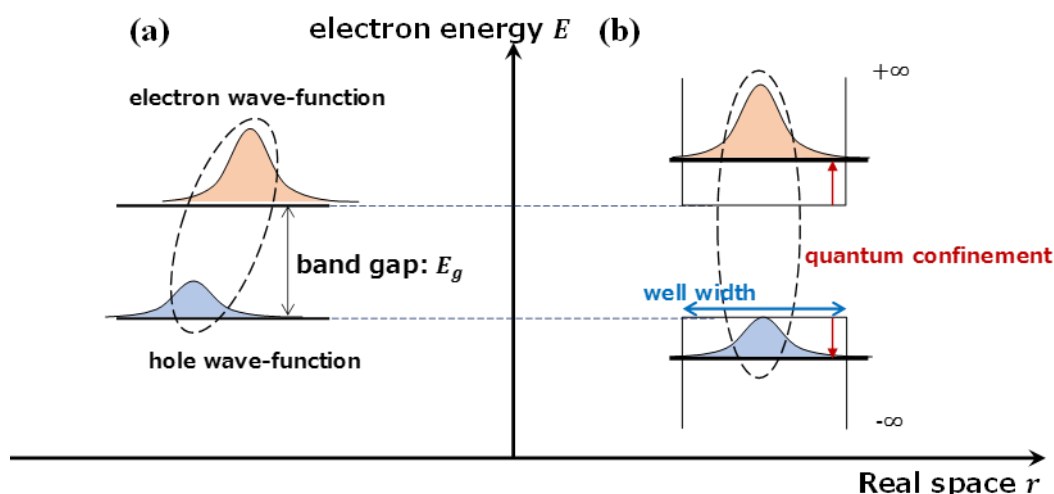


図 3.4 量子井戸構造の概念図. (a) バルク半導体内の励起子、(b) 量子井戸に束縛された励起子.

APD の可視光に対する高い感度と優れた時間分解能を用いることで、微弱な発光を時間分解計測することができる。図 3.5 (a)は、このような計測例として半導体量子ドット発光の時間分解計測の概念図である。分光器を用いて量子ドット発光をスペクトル分解し、分光した特定の波長に対して時間分解する計測システムである [60]。

ピコ秒の短パルスレーザーを用いて量子ドットサンプルを励起し、量子ドットの発光を分光器へ集光・スペクトル分解し、CCD による発光スペクトル計測 (図 3.5 中緑枠のグラフ) と、分光した特定の波長のみを APD へ入射して時間分解計測 (図 3.5 中赤枠のグラフ) する。光源には波長 407 nm、パルス幅 60 ps の半導体パルスレーザーを用いた。なお、パル

スの繰り返し周波数は 20 MHz である。パルスレーザーの駆動信号 (TTL 出力) と、量子ドット発光の受光に伴って出力された APD 出力パルスを同期し、図 3.1 と同様な時間相関計測を行った。

実験で用いたサンプルは CdSe/ZnS の core/shell 量子ドットであり、コロイド溶液で保存されている。このような量子ドットは室温における発光の量子効率が高い [61], [62]。また、量子ドットの core 径を励起子 Bohr 半径程度と小さいことで生じる量子閉じ込め効果により、量子ドットの発光波長を調整することが可能である。量子ドットを保護用の修飾基を付加することで量子ドットの接続相手を選択することが可能である。

コロイド状の半導体量子ドットは生体細胞や基板上に分散して用いるため、その発光機構の量子ドット密度依存性は大きな関心を集めてきた。基板上に分散された状態では、光励起によって量子ドット内で生成される双極子 - 双極子間相互作用により、2次元平面内を光子エネルギーが双極子輻射を伴って移動する。このような効果を Förster 共鳴エネルギー移動 (Förster resonance energy transfer: FRET) と呼ぶ [61]。FRET の相互作用は双極子間距離が小さいほど大きく、Förster 距離 R_0 で指標される [61], [62]。CdSe/ZnS 量子ドットの R_0 は 3.4 nm 程度なので、量子ドット径が十分小さい 3 nm 未満では FRET が顕著に観測される。

一方、量子ドットが三次元的に分布し、量子ドット径が 3 nm よりも大きい場合、FRET が観測されるかどうかは自明ではない。このような物理系における量子ドットの発光機構は、量子ドットを三次元的に配置してデバイスとして動作させる場合に理解する必要がある。Kawata らは、複数の粒子径の CdSe/ZnS core/shell 型半導体量子ドットコロイド溶液の発光寿命を、コロイド濃度を変化させて測定した。実験で用いた量子ドットの平均 core 径は 3.2 nm 以上であった。

図 3.5 (b)は半導体量子ドット発光寿命のコロイド溶液濃度依存性である。発光波長の異なる量子ドットサンプル A (520 nm), B (580 nm), C (640 nm)を用いた。濃度の増加とともに発光寿命が大きくなっていることがわかる。量子ドットの空間濃度が増加した場合、FRET によるエネルギー移動が支配的となり、結果として非輻射過程の増加による発光寿命の高速化が予想されるが、コロイド溶液の場合は逆であった。このような現象を、図 3.5 (c)に示すような共鳴輻射の閉じ込め効果から高濃度での発光寿命の遅延を説明した [63]。

このように分光器と組み合わせることで、量子ドットにかかわらず、発光を伴う材料物性を詳細に評価することが可能となる。APD のように、大きな利得で高速に応答可能な光検出器と組み合わせることで、微弱で高速な発光現象を評価することができる。例で示した量子ドットの発光現象も 1~10 ns と短時間で生じる現象のため、高い時間分解能が必要となる。集積化可能で高い時間分解能を有し、増倍機構を有する APD はこのような材料物性計測分野においても有用なデバイスである。

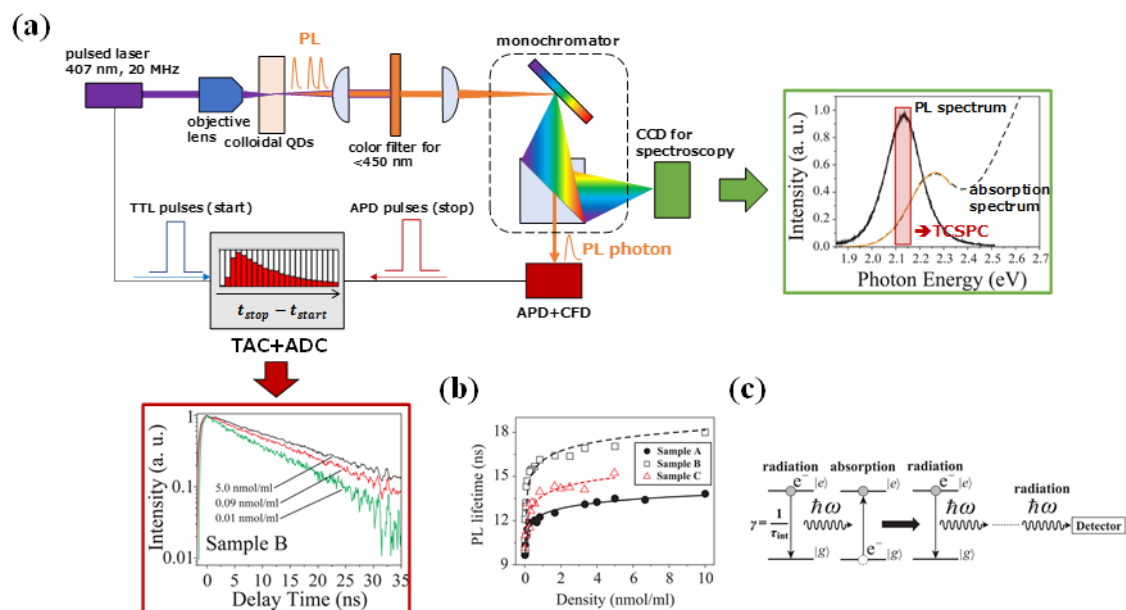


図 3.5 APD の物性測定応用. (a) 分光器を組み合わせた、量子ドット発光の時間分解計測概念図、(b) 量子ドット発光寿命のコロイド濃度依存性、(c) 量子ドット発光寿命のコロイド濃度依存性のメカニズム (共鳴輻射の閉じ込め効果). [60]

3.2 Geiger-mode で駆動する APD

APD の実用として、産業（車載 LiDAR）、医療（PET 診断装置）、物性計測（時間相関単一光子計数法）の例を述べた。これらの例では Geiger-mode で駆動する APD と、通常の動作モードで駆動する APD を交えて示した。本節では Geiger-mode で駆動する APD（GM-APD）に着目し、GM-APD の特徴を述べる。

本節の 3.2.1 で GM-APD の出力信号と利得、そして光子検出効率について述べる。3.2.2 では GM-APD の一般的な課題として、ダークカウント、クロストーク、そしてアフターパルスを取り上げる。

3.2.1 GM-APD 出力信号の性質（出力波形、APD 利得、光子検出効率）

GM-APD 出力信号の性質について説明する。図 3.6 は、GM-APD 内部で avalanche 増倍を生じた場合の出力信号特性を示したものであり、順を追って説明する。

図 3.6 (a)は GM-APD に入射した光子によって APD 内部に電子 - 正孔対が生成され、avalanche 増倍を引き起こした時のデバイス内キャリア分布の概念図とその出力パルスを示す [3]。Avalanche 増倍によって出力される電流パルスの概形は、GM-APD のダイオード接合容量とダイオードに直列に接続されたクエンチ抵抗の積で表される時定数 τ の指数減衰関数で表現される。そして、その積分値は増倍電荷量に等しい。GM-APD 出力パルスをパルス毎に積分し、積分値の頻度分布を作成することで APD の利得を見積もることができる。

図 3.6 (b)-1 は、GM-APD を並列に接続して集積した、SiPM 出力パルス積分値の頻度分布を計測した結果である [32]。SiPM の読み出し回路利得を考慮し、デジタル値（グラフの横軸）を SiPM から取り出せた電荷量当量に較正している。得られた波高分布を光子数単位（photon equivalent: p. e.）で表すと、0, 1, 2, ... p. e.信号が離散分布となる。SiPM では応答した GM-APD 数に応じて出力信号が離散化し、内部増幅率が高いため、1 p. e.信号でも容易に観測することができる。図 3.6 (b)-1 において、0, 1, 2, ... p. e.信号を構成するそれぞれの分布のピーク位置との差は、単一 GM-APD が応答して得られる電荷量 Q_{1pe} に等しい。 Q_{1pe} は素電荷 q に、駆動電圧 V における SiPM の利得 $G(V)$ を掛けたものと等しいので、

$$Q_{1pe} = q \cdot G(V), \quad (3.3)$$

となる。したがって、図 3.6 (b)-1 のような波高分布から Q_{1pe} を求め、素電荷 q で割ることで SiPM の利得 $G(V)$ を得ることができる。

図 3.6 (b)-2 は、上述の方法で推定した SiPM 利得の駆動電圧依存性 $G(V)$ である [52]。SiPM 利得は駆動電圧 V に対して線形に振舞っている。これは、SiPM 利得が駆動電圧に対して

$$G(V) = AV + B, \quad (3.4)$$

と近似できることを意味する。式(3.4)から駆動電圧切片を求めると、その電圧はダイオードがブレークダウンを開始する電圧 V_{bd} に等しい。SiPM が Geiger-mode で駆動し始める動作点 V_{bd} はこのような方法で求めることができ、駆動電圧 V とブレークダウン電圧 V_{bd} との差 $V_{ov} := V - V_{bd}$ を指標とすることが一般的である。式(3.4)はこの流儀に従うと

$$G(V_{ov}) = AV_{ov}, \quad (3.5)$$

となり、扱いが単純になる。

SiPM の動作を小信号的に扱おうと、ブレークダウン時のダイオード接合容量 C_d を求めることができる。式(333)を駆動電圧 V で微分し、式(334)を用いれば、

$$C_d = \frac{dQ_{1pe}}{dV} = q \frac{dG(V)}{dV} = qA, \quad (3.6)$$

となる。式(336)より、SiPM 利得の駆動電圧に対する比例係数 A と素電荷 q との積はダイオードの接合容量 C_d に一致する。

次に、GM-APD の光検出器としての性能指標である、光子検出効率 (photon detection efficiency: PDE) を説明する。GM-APD の利得と、APD に入射する平均光子数が分かれば、出力波高分布から実測の平均光子数が分かる。さらに平均入射光子数で割ることで PDE を算出することができる。図 3.6 (c)-1 は、GM-APD の PDE の分光特性である [31]。図 3.6 (c)-1 赤枠で示した波長(450 nm)について、GM-APD の駆動電圧を変化させて PDE を測定した結果が図 3.6 (c)-2 である [31]。駆動電圧に対して非線形に振舞うことが分かる。PDE のバイアス依存性を定式化することは難しいが、ひとまず、 V_{ov} に対して指数関数で評価した関数

$$PDE(V_{ov}) = PDE_0(1 - \exp(-aV_{ov})), \quad (3.7)$$

が良い近似であることが知られている [64]。

式(337)のように、PDE が 0 となるような動作点を推定することで GM-APD のブレークダウン電圧を知ることができる。特に、 V_{ov} が小さい領域では式(337)は線形近似できるため、GM-APD の利得を直接求めるよりも場合によっては簡便である。しかし、 V_{ov} が小さい領域では GM-APD の利得も小さくなるため、出力パルスも小さくなる。この場合、読み出し回路ノイズの影響で PDE の推定値が不正確になることに注意が必要である。式(3.4), (3.7)で推定するブレークダウン電圧は概ね等しいため、本研究では GM-APD の利得評価からブレークダウン電圧を推定する方法を用いる。

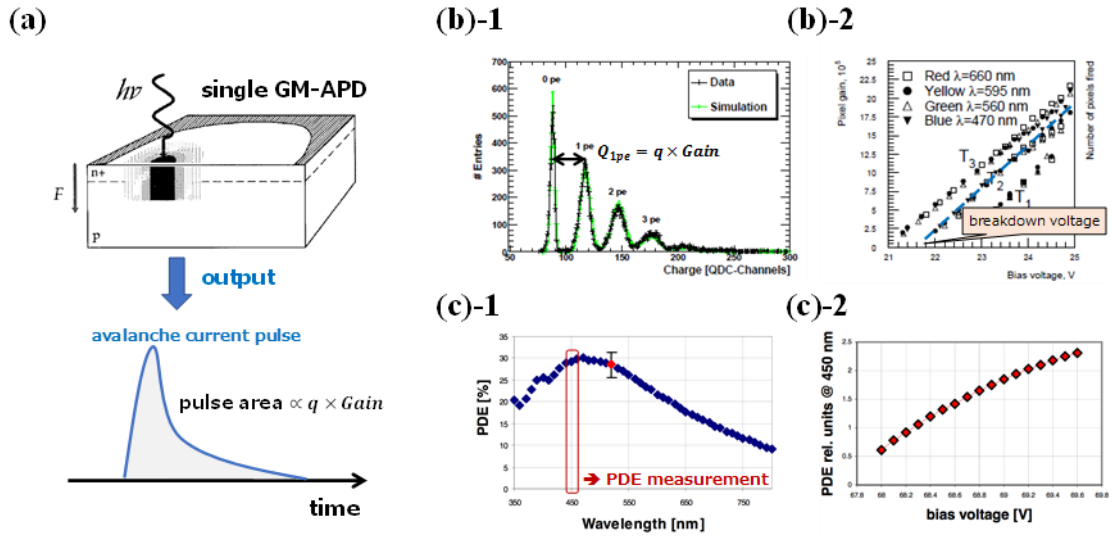


図 3.6 GM-APD の動作概念図. (a) GM-APD の単一光子応答 [3]、(b)-1 GM-APD 出力波形の波高分布 [32]、(b)-2 波高分布から推定した利得の GM-APD 駆動電圧依存性 [52]、(c)-1 ある駆動電圧の GM-APD 光子検出効率 (PDE) の入射光子波長依存性、(c)-2 波長 450 nm の光子に対する PDE の駆動電圧依存性 [31].

3.2.2 GM-APD のノイズ (ダークカウント、過剰ノイズ)

前節では GM-APD の単一光子応答について述べた。本節では GM-APD の出力信号に重畳するノイズについて説明する。光子の入射によらずデバイス内で発生した電子 - 正孔対によって avalanche 増倍を起し、出力信号は光子入射によって出力されるパルス信号と見分けがつかない。室温で駆動しているシリコンデバイスの場合、熱励起によって価電子帯の電子が励起され、バンドギャップ中央で再結合せずに即座に avalanche 増倍を起しうするため、暗電流 (ダークカウント) が無視できない。また、avalanche 増倍によって生じる 2 次電子が、空乏層内で新たな avalanche を引き起こすことがある。このようなノイズは直前の avalanche 増倍と相関するため、本来の光子入射に起因して生じる avalanche 増倍によっても発生しうる過剰ノイズである。

本節では、これらの GM-APD 出力にみられるノイズの内、代表的なものとしてダークカウント、過剰ノイズとして APD セル間クロストーク・アフターパルスについてその主要なノイズ源と基本的な性質について説明する。

● ダークカウント

図 3.7 (a)に GM-APD のダークカウントレート (dark count rate: DCR) のバイアス依存性を示す。駆動電圧の増加とともに DCR の増加が認められる [31]。図 3.7 (b)は GM-APD の DCR の発生源として代表的な熱励起 (左側) と電界効果 (右側) によるキャリア生成を表したものである [31]。室温で駆動する GM-APD の場合、DCR の発生源として主要な成分は

熱励起によるものであり、数 μm の空乏層厚さのデバイスで、 25°C の雰囲気では $0.1 \sim 1 \text{ Mcps}^2/\text{mm}^2$ 程度の DCR となる [31]。シリコンでは熱励起による DCR は 8°C 毎に 2 倍になるため、デバイスの動作温度を適切に設定する必要がある。さらに、APD の作成プロセスで生じるデバイス表面や内部の欠陥もノイズ源となるため、デバイス作成プロセスの品質も重要となる。

DCR は GM-APD へ入射する光子とは無関係に発生する、バックグラウンドノイズであるため、フォトンカウンティング計測においては信号処理の閾値を高め設定すればノイズ検出率を抑制することができる。しかし、このような方法は検出しようとする光子のダイナミックレンジを狭めることに繋がるため、可能な限り DCR を抑制する必要がある。

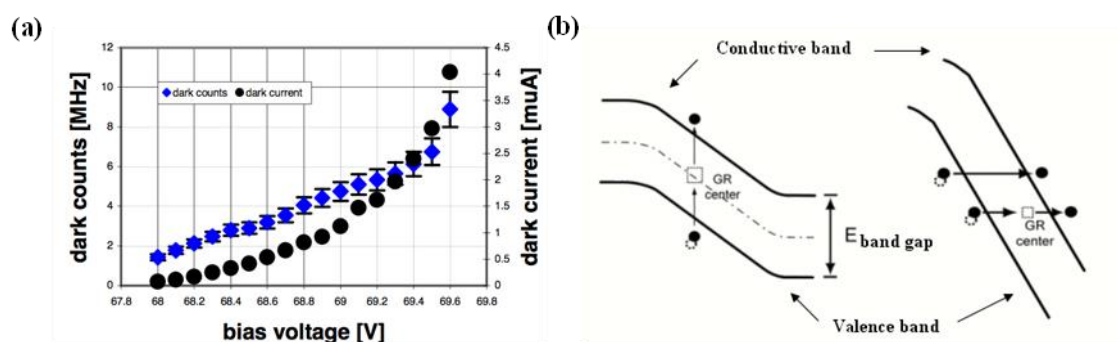


図 3.7 (a) GM-APD のダークカウントレートのバイアス依存性、(b) ダークカウントの発生源. 熱励起 (左側) と電界効果 (右側) によるキャリア生成. [31]

● 過剰ノイズ

GM-APD の avalanche 増倍に起因する過剰ノイズの特性について説明する。図 3.8 は GM-APD の過剰ノイズとして代表的な、APD マイクロセル間クロストークとアフターパルスの発生機構の模式図である。どちらも APD への光子入射、あるいは APD 内部の熱励起によって生じた電子 - 正孔対を起点とする avalanche 増倍によって発生するが、機構は異なる。

まず、GM-APD をアレイとした場合に問題となる、APD マイクロセル間クロストークを説明する。図 3.8 (a)-1 に示すように、バンドギャップよりも大きな運動エネルギーのキャリアが増倍の際に放出する 2 次光子が、隣接するマイクロセルの空乏層へ伝搬し、隣接するマイクロセル内で生成された電子 - 正孔対が再度 avalanche 増倍を発生することで観測される。シリコンの場合、室温のバンドギャップエネルギー 1.12 eV よりも大きな運動エネルギーを獲得するキャリアの割合は 3 個/ 10^5 キャリア程度である [31], [65], [66]。隣接マイクロセルへの光子の伝搬、そして 2 次 avalanche 増倍は瞬時に発生するため、まったく同じタイミングで複数の GM-APD が応答したかのように観測される。

クロストークが生じると、本来入射した光子数よりも過剰に APD マイクロセルが応答す

² cps: count per seconds.

るため、光子の過検出や検出器のダイナミックレンジの低下を招く。放出された 2 次光子はデバイス内部の電界分布の影響を全く受けないため、電気的な性質を利用してクロストークを抑制することは困難である。図 3.8 (a)-2 に示すように、APD マイクロセル間に埋め込み金属による分離溝（トレンチ）を用いて抑制することができ、クロストーク発生確率は大きく低下する [67]。トレンチ素子分離構造に用いる領域が光子の不感領域となるため、GM-APD の感度とクロストークの抑制はトレードオフの関係にあり [68]、微細な加工プロセスの確立が必要となる。

次に、アフターパルスについて説明する。図 3.8 (b)-1 に示すように、アフターパルスは GM-APD マイクロセル内の avalanche 増倍で生じるキャリアの一部が、空乏層内の欠陥にトラップされ、一定時間経過して空乏層内に放出され、再度 avalanche 増倍を起こすことで観測される [34]。クロストークのように、複数の APD マイクロセルが同時に応答するわけではないため、出力信号の見かけは DCR に類似する。しかし、キャリアのトラップと解放は、直前の avalanche 増倍と関連しているため、GM-APD の出力信号について時間相関をとることで、アフターパルスの特徴を観測することができる [69]。

図 3.8 (b)-2 は、SiPM 出力信号の検出時間差と、検出したタイミングでのパルス波高（p.e.単位）との関係を散布図化したものである [69]。時間間隔 20 ns 未満の短時間領域において、1 p.e.以下の信号強度で高い検出頻度が認められる。DCR の項で説明したように、SiPM の DCR は 0.1 ~ 1 Mcps/mm² 程度なため、相関時間は 1 ~ 10 μ s であることが期待される。一方、図 3.8 (b)-2 の散布図から推定される相関時間は 10 ~ 100 ns 程度であるため、時間間隔 20 ns 未満に高頻度で検出される信号は、空乏層内のトラップを起源とするアフターパルスと考えられる。

クロストークとは対照的に、アフターパルスはデバイス内部の欠陥を起源として発生するため、物理的に抑制することは難しい。また、APD マイクロセル内は、不純物注入によるダメージや表面・素子分離領域の格子不整合などによる欠陥が点在している。ゆえに APD の作成プロセスで結晶内の欠陥を抑制することは難しい。デバイス内部の欠陥の入り方も製造プロセス、デバイス構造に依存するため、欠陥準位深さも SiPM の構造ごとに異なることが予想される。ゆえに、GM-APD 出力信号からデバイス内部の欠陥準位や密度・寿命を推定し、アフターパルスの発生機構を正確に理解するためのモデル検討が重要となる。

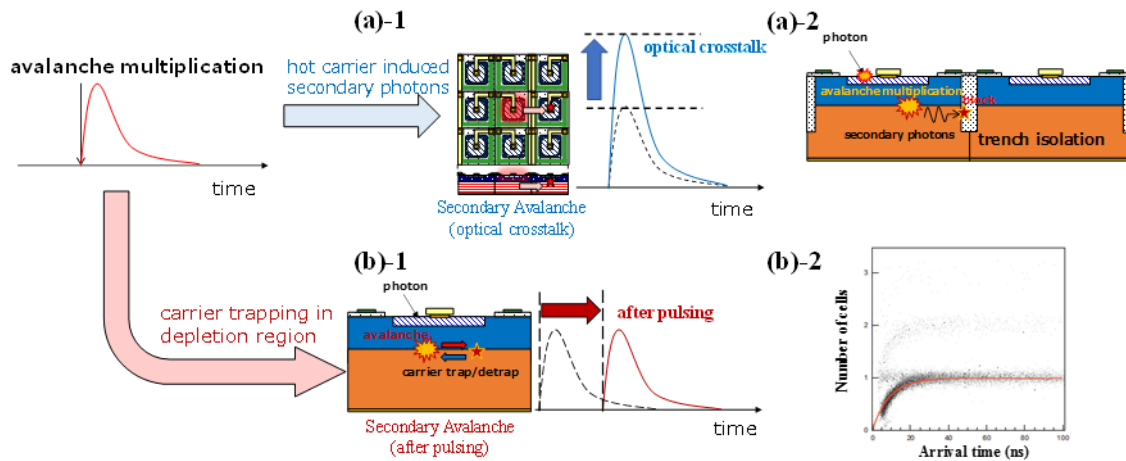


図 3.8 GM-APD の過剰ノイズの概念図. (a)-1 GM-APD アレイにおける、APD マイクロセル間クロストークと、(a)-2 トレンチ素子分離によるクロストークの抑制方法、(b)-1 APD マイクロセル内のアフターパルス発生概念図と、(b)-2 アフターパルスの実測.

3.3 GM-APD の展望

GM-APD の基本的な性質について、単一光子応答および各種ノイズについて述べた。これらを踏まえたうえで、GM-APD の今後の展望について述べる。図 3.9 は、筆者が考える GM-APD の今後の展望である。一部の研究機関ではすでに取り組みられているが、GM-APD の APD マイクロセルのさらなる微細化が進められると考える。図 3.9 (a)に示すように研究レベルではあるが、 $5\ \mu\text{m}$ ピッチの APD マイクロセルを有する SiPM が開発されている [70]。

APD マイクロセルの微細化がなされた場合、GM-APD の用途はさらに広がると考えられる。GM-APD の発展的応用として 2 例を図 3.9 (b), (c)に示す。図 3.9 (b)は、GM-APD と読み出し回路を一体化し、CMOS プロセスにて集積化した超高感度イメージセンサの例である [57]。先端の CMOS イメージセンサは画素間隔が $3\ \mu\text{m}$ 程度と、図 3.9 (a)最小画素サイズの約半分であるが、 $5\ \mu\text{m}$ 未満の画素サイズで GM-APD を集積できれば、車載カメラだけでなく、高精細な監視カメラなどの社会インフラとしての活用も見込まれる。デジタルカメラとして用いれば従来よりも広いダイナミックレンジで利用できるため、撮影可能な照度条件が増える。

さらに、時間分解計測を組み合わせることで、従来顕微鏡を 2 次元方向に走査していた蛍光寿命の 2 次元マッピング測定なども非常に短時間に行うことができる [71]。単一光子に対して感度を有するため、非常に微弱な蛍光を 2 次元で撮影可能となり、学術分野だけでなく生体医療の分野にも活用できる。分光器と組み合わせれば、図 3.5 (a)に示したような計測を一度に、しかも室温で行うことができる。GM-APD を用いた高精細 CMOS イメージセンサは様々な分野での活用が見込まれる、魅力的な光検出器と考える。

GM-APD の微細化による、SiPM など GM-APD アレイを単位としたピクセルセンサの小型化にも期待したい。図 3.9 (c)に示すように、微細 APD マイクロセルを用いることで、高

Geiger-mode で駆動する APD の応用と本研究の目的

分解能 (high resolution: HR) ピクセルでも広い光子ダイナミックレンジを維持することができる [72]。図 3.9(c) 下段に示すように、PET 検出器や γ 線イメージング装置 (γ -カメラ) の高精細化につながり、医療機器やインフラ機器などへの活用が期待される。

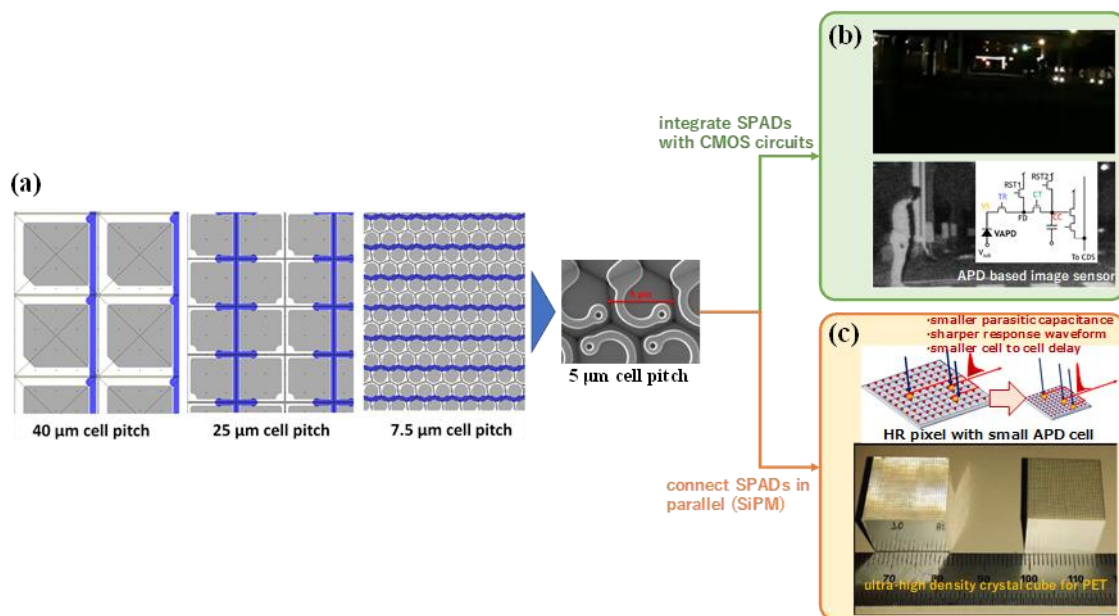


図 3.9 GM-APD の改良の方向性. (a) APD マイクロセルの微細化 [70]と、(b) 超高感度 CMOS-APD イメージセンサ応用 [57]と(c) 高精細 SiPM を用いた高精細 PET 検出器応用 [72].

各光センサの空間分解能と時間分解能との関係をまとめたものを図 3.10 に示す。表 2.1 を参考とした。車載 LiDAR や PET 応用を想定して要求される空間分解能と時間分解能を先の展望を含めて示したのが、それぞれの色で囲われた領域となる。MCP や比例モード APD も車載 LiDAR などのスコープには入るが、耐久性や利得などの課題がある。一方、GM-APD や GM-APD を Si ベースで集積化した SiPM は、車載 LiDAR や PET に必要とされる空間分解能と時間分解能を潜在的には満たしている。また、先述の展望を実現できれば、それぞれの装置としての性能向上に大きく寄与すると考えられる。

また、数 μm ほどの GM-APD を実現することが出来れば、物質構造科学の分野においても、高い空間分解能を必要とする放射光を用いた小角散乱や核共鳴散乱計測システムにおいて、多様な物質への展開が期待される [73]。

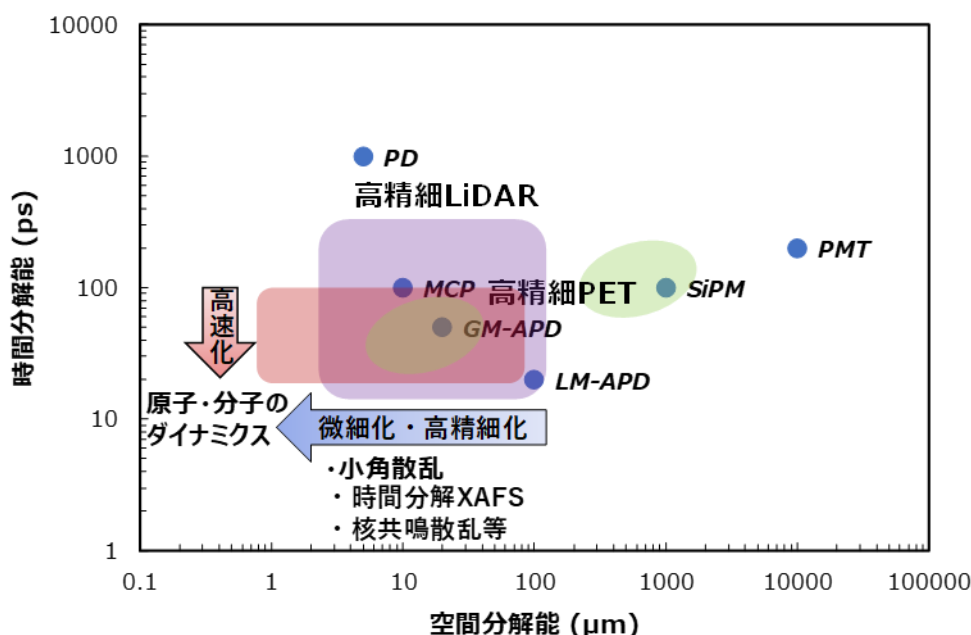


図 3.10 各光検出器の空間分解能と時間分解能との関係 (表 2.1 を参考に典型例を採用). なお、LM-APD は比例モード (Linear mode) APD を指す.

3.4 微細化に向けた GM-APD 開発の課題

APD マイクロセル微細化による、高精細検出器の実現に向けた課題を考える。APD 微細化のためには、微細レイアウトを高い歩留まりで解像するプロセス技術が必要である。特に、APD に接続するクエンチ抵抗やクエンチ回路の実装プロセス、そして、APD マイクロセル間の素子分離機構として用いる微細トレンチの加工技術の確立が必要である。読み出し回路の高集積化も要求される。PET やγ線カメラのようにシンチレーション検出器として利用する場合は、GM-APD アレイに接続するシンチレータ加工技術とその実装技術の確立も必要となる。APD アレイを基板へ接続するためのボンディング方法も検討する必要がある。APD の微細化を実現し、そのようなデバイスを検出器として実用するためには周辺技術の発展も必要である。

APD 内の avalanche 増倍による avalanche 電流の 2 次元効果は、APD マイクロセルの微細化における本質的な課題となりうる。図 3.11 (a)は、APD 内 avalanche 電流が受ける 2 次元効果を模式的に表したものである。図 3.6 (a)を引用した。APD マイクロセルサイズが小型化すると、ダイオードの接合面積が小さくなる。Avalanche 増倍によって誘起される電流は、ダイオードの接合方向に広がるが、電流の流れる方向とは垂直な、ダイオード平面方向にも拡散する。この拡散面積がダイオードの接合面積と比較して十分小さいとみなせる、大きな APD マイクロセルにおいては、avalanche 電流の 2 次元効果は無視できるほど小さいと考えられる。しかし、avalanche 電流の平面方向への拡散面積が、ダイオードの接合面積を感じるほどにダイオード接合面積が小さくなった場合、avalanche 増倍によって生成された空間

電荷が作る電界効果が無視できなくなる可能性がある。ゆえに、微細な APD マイクロセルにおいて GM-APD がひとたび avalanche 増倍を引き起こした場合に、正常にクエンチすることは保証されていないのである。詳細は後述するが、GM-APD 内部のクエンチ動作は 100 ps 程度で完了することが知られている。この時間領域は、図 3.10 に示した GM-APD に期待される応用分野で要求される時間分解能と非常に近いため、GM-APD のクエンチ動作は装置性能を左右する重要な要素である。

図 3.11 (b)は、APD の素子分離領域を考慮した TCAD シミュレーションによる 2 次元電界分布の計算例である [74]。この例では、APD 内部プロファイルにダイオード領域と素子分離領域との間にも空乏層が発生し、空乏層の境界面がダイオード直下まで侵入している。すなわち、ダイオード直下の空乏層境界よりも素子分離領域側に入射した光子は、ダイオード領域にドリフトできずに消失する。APD マイクロセルサイズが 25 μm の場合の電界分布を計算しているため、このようなキャリアの損失が PDE へ与える影響はそれほど大きくないが、微細な APD マイクロセルを形成した場合、このような現象は PDE 低下へ寄与する。APD マイクロセル微細化のためのダイオードは、複雑な効果を考慮した設計が必要となる。

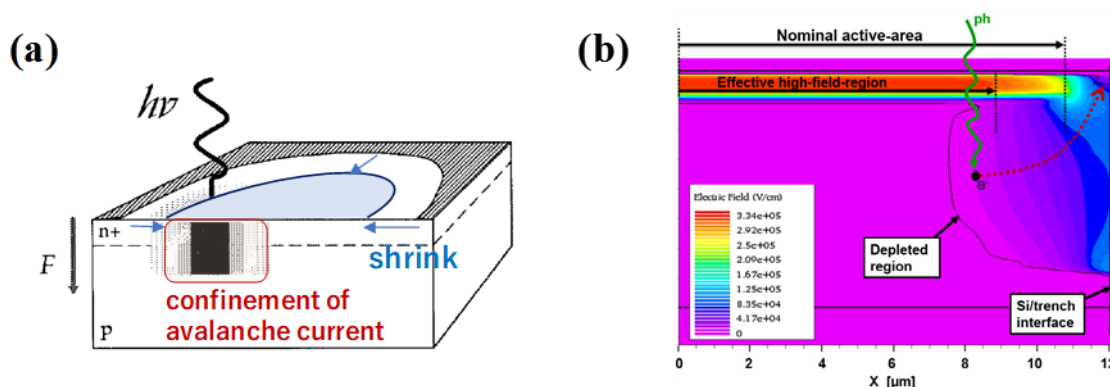


図 3.11 (a) APD マイクロセル微細化による avalanche 電流が受ける 2 次元効果、(b) APD マイクロセルの 2 次元 TCAD による電界分布計算例 [74].

APD のノイズ対策も重要である。APD マイクロセルの微細化により、単位面積当たりの APD マイクロセルの数が増加する。APD マイクロセル数が増加すると DCR が増加し、DCR の増加に伴い、avalanche 増倍に相関する過剰ノイズ発生数も増加する。APD マイクロセル間クロストークの場合、avalanche 増倍に伴って発生する 2 次光子の伝搬可能な隣接 APD の数が増えるため、クロストーク発生数が増加すると考えられる。クロストーク抑制のための微細トレンチによる素子分離構造の適用が必要となる。

APD マイクロセルを微細化すると、ダイオード領域と結晶欠陥が発生しやすい素子分離領域との距離が小さくなる。ダイオード接合領域の欠陥密度が増加すると、アフターパルスの発生確率が増加する可能性がある。アフターパルスは通常の avalanche 増倍信号に対して遅延して発生するため、時間応答計測においてノイズとなる。特に、PET などのシンチレー

シオン検出器として用いる場合、 γ 線のエネルギー弁別の際に検出器の出力信号を所定の時間（100 ns 程度）積分する必要がある。アフターパルスは正常な信号と区別が難しく、かつ、正常な信号に対して遅れて過剰に出力されるため、積分結果の誤差源となる。また、先に述べたように、アフターパルスは物理的な構造で抑制することが難しいため、アフターパルス発生機構を明らかにし、適切に対処する必要がある。

3.5 本研究の目的

本研究では、GM-APD 出力の時間応答に注目し、avalanche 増倍過程を改めて検証する。Avalanche 増倍電流の 2 次元効果を考慮したクエンチングメカニズム、そして、avalanche 増倍におけるアフターパルス発生機構について検討する。検討にはシリコンをベースとした、種々の単一 GM-APD マイクロセルサイズサンプルを用いた。

GM-APD のクエンチングメカニズムの検討には、GM-APD の端子電圧回復機構と APD 利得を実測し、1 次元 TCAD を用いて時間応答をモデル化した。Avalanche 電流の 2 次元効果は、1 次元 TCAD におけるダイオードに、2 次元効果を模擬した外部回路を接続することでモデル化した。

アフターパルス発生機構の検討では、単一 GM-APD のアフターパルスを効果的に測定するための実験系と、複数の欠陥準位によるキャリアトラップを考慮したアフターパルスの確率分布を構築した。種々の単一 GM-APD を用いてアフターパルス確率とその確率分布を実測し、構築した確率分布を用いて実験データを解析することで、構築したアフターパルス確率分布の妥当性を検討した。構築したアフターパルスのモデルは、アフターパルス確率の GM-APD デバイスパラメータ依存性をよく説明でき、GM-APD における、avalanche 増倍過程のアフターパルス発生機構を明らかにした。

4 SPAD を用いた GM-APD 利得のマイクロセル入射光子数依存性の検討

要旨

Geiger-mode で駆動する APD の利得は、印加電圧とブレークダウン電圧との差で定義されるオーバー電圧 (V_{ov}) に比例し、複数光子の入射に対して GM-APD が出力する信号波形は変わらないとされている。本研究ではこの関係が必ずしも成り立たないことがあることを示す。パルス幅数 10 ピコ秒のパルスレーザーを単一 GM-APD マイクロセルに照射し、パルスの入射タイミングに同期した SPAD 出力パルスの解析を行った。SPAD に照射するレーザー光強度を変化させたところ、Single-photon avalanche diode (SPAD) で発生した平均的な avalanche 増倍の数が 1 個以上のとき、明瞭な信号強度増加が認められた。これは、これまでの GM-APD の単純なモデルでは説明できない現象である。本研究では、SPAD の 1 次元 TCAD シミュレータを自作し、3 次元的な avalanche 電流を等価回路で模擬した。具体的にはダイオードの接合容量を、avalanche 電流領域 C_{av} と電流が流れない領域 C_p とに分割することで模擬した。取り扱う APD モデルにおいて、SPAD で発生する avalanche 増倍の数が増えるほど同時に生成されるアバランシェ増倍の電流領域の面積が増え、結果として avalanche 電流の構成する容量が大きくなる。提案したモデルを用いて実験結果を評価したところ、SPAD に入射する平均光子数が大きくなるほど、SPAD の出力信号が増加する様子を確認することが出来た。また、単一光子によって生成される avalanche 電流領域の断面積は、SPAD 内ダイオード領域の 10% 程度であると見積もった。本章の構成は以下の通りである。4.1 節で GM-APD 内における avalanche 増倍と利得に関する、これまでの理解と作動モデルについて紹介する。次に本博士論文において行った SPAD を用いた avalanche 増倍の時間発展による解析について、その目的と概略を述べる。続く 4.2 節でピコ秒パルスレーザーを用いた利得評価実験システム、および使用した SPAD サンプルについて説明する。4.3 節で実験によって得られた結果を説明し、4.4 節で実験結果の考察を行う。採用したダイオードモデルに関する詳細な説明と検討は第 4.4 節で行う。4.5 節はまとめである。

4.1 GM-APD の動作と利得～これまでの理解～

Geiger-mode で駆動する APD (GM-APD) に光子が入射し、ダイオード領域で電子 - 正孔対が生成した場合のクエンチング動作について掘り下げる。GM-APD のクエンチング動作の基本的な理解は、1960 年代に Haitz らや Oldham らが提唱した single-photon avalanche diodes (SPADs) の光子検出応答に基づく [75], [76]。

図 4.1 に示すように GM-APD のクエンチング動作は、avalanche 増倍が生じていない off 状態のダイオード内部に入射した光子によるキャリアが生成することを出発点とし、avalanche 増倍が完了後に初期の off 状態へ戻る過程で説明される。図 4.1 (a) は GM-APD (端子電圧: V_{op}) の avalanche 増倍の turn-on 過程から quenching を経て turn-off し、端子電圧が回復 (recharge) する過程を時間発展的に示したものである [75]。

図 4.1 (b) は図 4.1 (a) を電流-電圧特性におけるダイアグラムで表現したものである。APD のダイオード領域に光子が入射し、電子-正孔対が生成され、avalanche 増倍を開始すると、直ちに空乏層内のキャリアが増幅され、on 状態になる。Avalanche 増倍と同時に大きな電流

がクエンチング抵抗を介して流れるため、APD の端子電圧は電圧降下を生じ (quenching)、ダイオードのブレークダウン電圧 (V_{bd}) 付近まで端子電圧は低下する。この間、avalanche 増倍は継続するが、 V_{bd} 付近まで端子電圧が低下すると avalanche 増倍の turn-off 確率が増加し、あるタイミングで avalanche 増倍が停止する。この間に变化した端子電圧は $V_{op} - V_{bd}$ に概ね等しいため、APD を流れる電流 I_{av} は

$$I_{av} = \frac{V_{op} - V_{bd}}{R_q}, \quad (4.1)$$

と表現することが出来る。これが APD を流れる電流の最大値と考えられる。GM-APD の avalanche 増倍一回につき端子間を流れる電流パルスの時間応答 $I(t)$ は、GM-APD の端子電圧の回復時定数 τ_{rec} を用いて、

$$I(t) = I_{av} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{rec}}\right), \quad (4.2)$$

が良い近似となる。ここで、 τ_{rec} はクエンチ抵抗 R_q とダイオードの接合容量 C_d の積 $R_q C_d$ で近似できるため、式(4.2)を全時間に渡って積分した電荷量を、GM-APD における avalanche 増倍一回につき取り出せる全電荷量 Q_{tot} と考える。すなわち、

$$\begin{aligned} Q_{tot} &= \int_0^{\infty} I(t) dt = \int_0^{\infty} I_{av} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{rec}}\right) dt \\ &= \tau_{rec} I_{av} = \frac{R_q C_d (V_{op} - V_{bd})}{R_q} = C_d (V_{op} - V_{bd}), \end{aligned} \quad (4.3)$$

であり、GM-APD の avalanche 増倍キャリアのバイアス依存性に関する一般的な表現を得ることが出来る。この結果は図 4.1 の GM-APD の動作概念図と矛盾はしないが、実際に avalanche が停止するタイミングとそのときの電圧は avalanche 増倍の turn-off 確率に依存しているため、GM-APD が avalanche 増倍を一回生じる際に取り出せる電荷量は式(4.3)と完全には一致せず、turn-off timing の揺らぎの程度だけ利得はバラつきを持つことに注意が必要である [77], [78]。

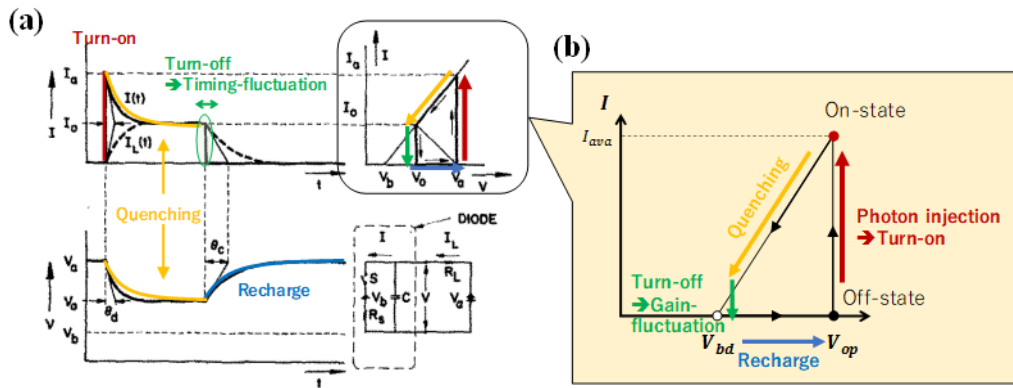


図 4.1 GM-APD スイッチング動作の概念図 [75].

ここまでの議論で注意すべきは、avalanche 増倍が停止するタイミングは quenching 時の turn-off 確率に依存している点である。ひとたび発生した avalanche 増倍が停止する時刻を定式化した理論的な枠組みはない [77]。式(443)を用いて得られる GM-APD の利得のバイアス依存性は実測の振る舞いによく一致するため、GM-APD の特性評価の基本としてよく用いられている。利得のバイアス切片から GM-APD のブレークダウン電圧 V_{bd} を推定し、ダイオードの接合容量はバイアス依存性の傾きを用いて推定する方法は広く用いられている。

しかし、図 4.1 から分かるように、GM-APD の avalanche 増倍停止時の電圧は厳密には V_{bd} に一致しないこともあるため、avalanche 増倍によって発生するキャリアのバイアス依存性の比例係数がダイオードの接合容量 C_d に一致するかどうかは、実は自明ではない。ゆえに、GM-APD の avalanche 増倍時に生じる総電荷量 Q_{tot} は、 $V_{ov} \equiv V_{op} - V_{bd}$ として

$$Q_{tot} = \alpha C_d V_{ov}, \quad \alpha > 0, \quad (4.4)$$

と表されるべきである。GM-APD に関するこれまでの報告例は $\alpha \approx 1$ として良い近似が成り立つ場合を取り扱っていると考えられる。

Turn-off 確率による avalanche 増倍の停止を考えない場合、Geiger-mode での avalanche 過程で取り出せる最大の電荷量はどうか。Sadygov らは、 p^+i-n^+ ダイオードの avalanche 増倍によって生じるキャリア数と、クエンチ抵抗 R_q を接続した場合に端子間を流れることで生じる電圧降下の時間発展について、数値計算による検討を行った [79]。図 4.2 (a) に示すような PIN ダイオードの空乏層 (i-領域) に、時刻 0 でキャリアを発生させた場合のキャリア数と端子電圧の時間発展を計算した結果が図 4.2 (b) および (c) である。

APD の端子電圧の時間発展を示す図 4.2 (c) を見てみると、面白いことに、avalanche 増倍の開始と同時に APD の端子電圧は降下し、ブレークダウン電圧 (U_{br}) よりも低電圧側まで降下している。avalanche 増倍が停止するまでに振れる正味の電位差はおよそ $2V_{ov}$ というものである。これは、avalanche 増倍において端子間を流れる正味の電流 I_{av} がおよそ $2V_{ov}/R_q$ で与

えられることを意味しており、式(441)に矛盾する。なぜ、このような結果が得られるのだろうか。この結果を説明するために、avalanche 増倍で生じるキャリア数の時間発展を表す図 4.2 (b)を参照する。avalanche 増倍により、空乏層内部のキャリア数は急激に増加し、増倍するキャリアの時間変化に応じてクエンチ抵抗に電流が流れ、端子電圧が降下する。端子電圧がある V_{bd} 近傍まで降下した段階で、avalanche 増倍による空乏層内のキャリアの増加が最大となるが、このタイミングで avalanche 増倍が停止するわけではない。self-sustained avalanche 増倍を続けることで、空乏層内にはキャリアが残っている。この間、端子電圧は降下を続け、また、減少に転じた空乏層内キャリアが排出される際の時間変化がキャリア増加時のものと対称になる。結果として、端子電圧降下の時間変化率は維持され、ブレークダウン電圧以下まで端子電圧が降下する。

この数値計算の検討は 1 次元であるため、avalanche 増倍時の増倍電荷が作る電界分布がデバイス内部のポテンシャルへ与えるような、2 次元的な効果は検討がなされていない。しかし、もし avalanche 増倍における増倍キャリアの平面分布が一様で、turn-off 確率に依存せずに完全な avalanche の停止が実現された場合、APD の端子電圧は V_{ov} よりも大きく振れることがあり得るのである。こういった可能性を考慮した場合、式(443)で与えられる avalanche 増倍における総電荷量のバイアス依存性はもはや自明ではなくなる。

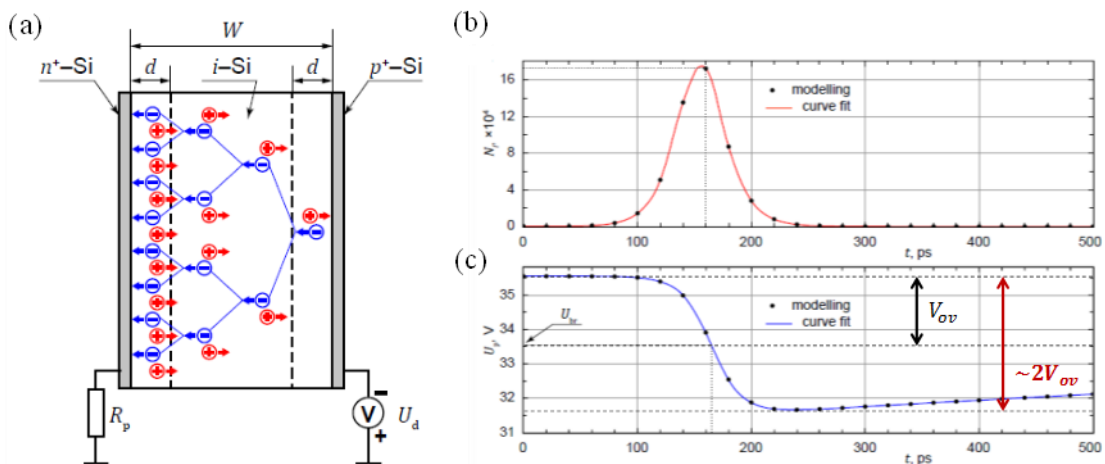


図 4.2 p⁺-i-n⁺ダイオード内部の avalanche 増倍過程の数値計算による検討 [79].

GM-APD の利得が式(443)に従わず、これまでの GM-APD のモデルを修正する必要がある場合、どのような影響が生じるだろうか。試作デバイスを試験し、開発するシステムの挙動を評価する場合、システムに用いた GM-APD の利得を実測すれば良いので、これまでのモデルを修正する必要はない。Sadygov や Otono らは、GM-APD が avalanche 増倍過程で端子電圧がブレークダウン電圧以下に降下する可能性を指摘しているが、その上で、APD 利得のバイアスに対する線形性が崩れることについては言及していない [79], [80]。実測した GM-APD の利得がバイアスに対して線形であり、そのバイアス切片からブレークダウン電

圧等を推定可能であれば、大幅なモデルの修正は不要と考えられる。

3章で述べたように、GM-APD の APD マイクロセルを微細化していく過程で、APD のクエンチ動作の予測が困難となる場合は問題である。また、GM-APD の設計パラメータから開発システムの挙動を見積もる場合にも問題となる [81], [82]。そのような例として、図 4.3 に GM-APD アレイとシンチレータを組み合わせたシンチレーション検出器の出力信号を、GM-APD の等価回路モデルを用いて模擬する場合を示す [82]。図 4.3 (a)は GM-APD の一般的な等価回路モデルである。電流源 $i_d(t)$ と並列にダイオード接合容量 C_d が接続され、並列接続されたクエンチ抵抗 R_q とクエンチ容量 C_q がダイオードと直列に接続されている。このような等価回路モデルを用い、GM-APD にシンチレーション光が入射したときの出力信号を模擬したものが図 4.3 (b)である。

このようなシミュレーションモデルにおいて、クエンチ抵抗は設計値を採用することが可能であるが、ダイオードの接合容量 C_d は実測から推定した結果を用いる。接合容量の推定根拠として式(443)を用いるが、この関係式が非自明な場合、シミュレーションによって得られたパルス波形は試作デバイスの出力波形から乖離したものとなる。専用読み出し回路 (ASIC) 等を設計する場合、検出器シミュレーションの結果を用いることがあり得るが、実デバイスのパラメータから乖離したモデルを用いたとき、最悪の場合は GM-APD 出力信号と ASIC の間の入出力範囲が整合しなくなる。

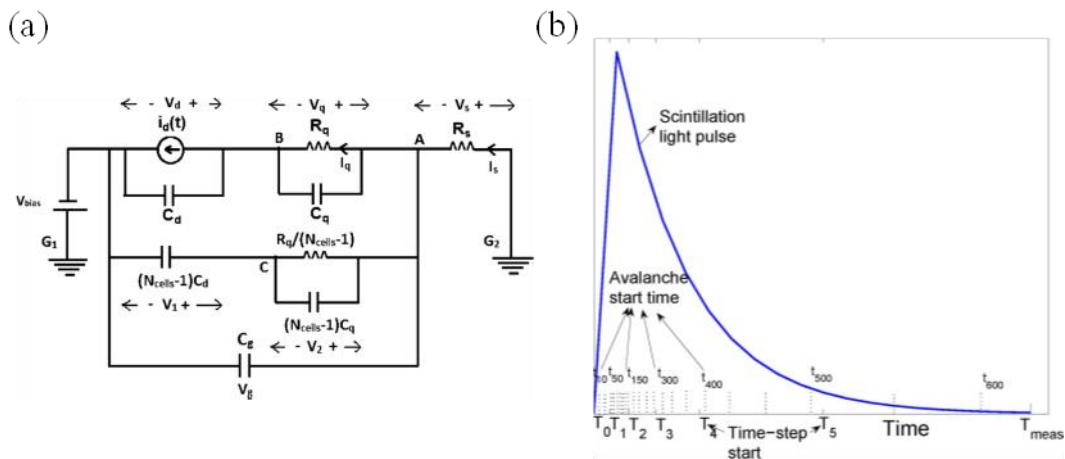


図 4.3 GM-APD のデバイスパラメータからシステムの性能を推定する例 [82].

ゆえに、GM-APD の設計パラメータを用い、このような検出器を組み込んだシステムの性能を予測し、設計の最適化を行うような高度な目的においては、設計対象とする GM-APD の動作を深く理解し、種々の設計パラメータに対する出力特性を予想可能な環境の構築が重要となる。

Spinelli と Lacaita らは、APD 内部で発生した avalanche 増倍過程の 3 次元的な取り扱いについて数値的な検討を行った [3]。図 4.4 (a)は APD への光子入射に伴い、ダイオード内部

に発生した電流フィラメントの模式図である。光子入射に伴ってダイオード内部に発生した電子-正孔対はダイオード内部の電界(F)によってダイオード内部をドリフトし、p-n 接合面の電界強度が大きな領域で avalanche 増倍を生じる。電界方向のキャリアのドリフト速度は、avalanche 増倍時は飽和速度 (10^7 cm/s) に達する [2]。一方、横方向の電界強度はそれほど大きくないため、横方向の電流密度の広がりには拡散速度で決定すると考えられる。

図 4.4 (b)は avalanche 増倍時のキャリア密度の横方向の拡散長 L_{sp} と拡散速度 v_{sp} の関係である。Spinelli らの検討によれば、avalanche 増倍から十分時間が経過したときの avalanche 電流の実効的な広がりには $13\ \mu\text{m}$ である [3]。図 4.4 (b)より、avalanche の広がりが $10\ \mu\text{m}$ の時の拡散速度は $30\ \mu\text{m}/\text{ns}$ 程度であるため、これを実効的な拡散速度として見積もってよい。Sadygov らの検討によれば、図 4.2 (b)より avalanche 増倍の正味の所要時間は $0.2\ \text{ns}$ 程度である。したがって、一回の avalanche 増倍での avalanche 停止までのキャリアの拡散長 L_{sp} はおおよそ $10\ \mu\text{m}$ 程度と見積もられる。 $50\ \mu\text{m}$ 四方を一区画とする APD のダイオード領域面積は、APD の開口率を 50%とすれば $1250\ \mu\text{m}^2$ である。Avalanche 増倍停止時の実効電流面積はおおよそ $300\ \mu\text{m}^2$ 程度であるから、APD のダイオード面積と比べて avalanche 増倍による実効的な増倍電流の断面積は小さいことがわかる。

Avalanche 増倍で発生する電流フィラメントの断面積が、GM-APD のダイオード領域と比べて十分小さい場合、すなわち、十分大きな APD セルを用いる場合、avalanche 増倍で発生する電流がダイオード領域から受ける寄与は無視できるほど小さいと考えて良い。しかし、APD マイクロセルの微細化に伴いダイオード領域が小さくなる場合、avalanche 増倍領域がダイオード領域によって閉じ込められ、avalanche 増倍のクエンチングが不十分となる可能性がある。これは、微細な APD を作成し、デバイスとして活用する場合に大きな問題となる。

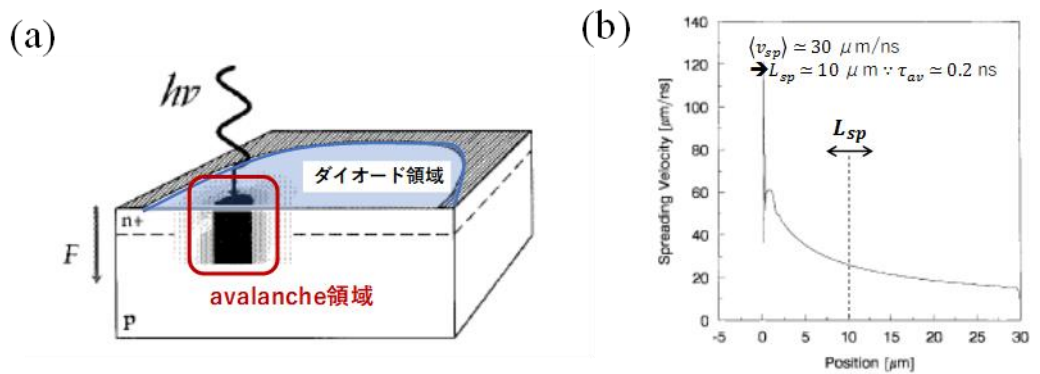


図 4.4 ダイオード領域内部の(a) avalanche 領域の模式図 [3]と(b) avalanche の横方向への拡散速度 [3].

本章では、複数の光子が入射したとしても SPAD の出力が式(443)に従うとされてきたこ

れまでの通説に対し、場合によっては式(443)に従わない場合があることを示す。さらに、SPAD を用いた avalanche 増倍の時間発展に関する解析を行い、SPAD 内で発生した平均的な avalanche 増倍の数が 1 個以上のとき、SPAD の出力信号強度が増加することを明らかにした成果について説明する。

ピコ秒幅のパルスレーザーを SPAD に照射し、SPAD に入射するパルス 1 個当たりの光子数を変化させて SPAD 出力信号を解析した。このとき、レーザーパルスに同期した SPAD 出力信号では、SPAD 内で発生した平均的な avalanche 増倍の数が 1 個よりも大きい場合に明瞭な出力信号強度の増加が認められた。一方、レーザーパルスと非同期な SPAD 出力信号では、どの照射強度でも SPAD 出力信号強度に変化は見られなかった。そこで、SPAD に入射する平均光子数に応じて出力信号強度が変化する原因を、発生した avalanche 電流源の数が APD 内部の増倍過程に与える影響に着目して検討した。

Avalanche 増倍によって発生する空間電荷が作る電界効果を考慮した場合、avalanche 電流フィラメントの断面積と初期に誘起される avalanche 増倍の個数が比例関係にあるか否かは自明ではない。しかし、ダイオード内部に単一の avalanche 増倍が誘起された場合と、複数の avalanche 増倍が同時に誘起された場合とで、avalanche 電流フィラメントの断面積は異なると予想される。すなわち、実験的に SPAD への照射光強度を変化させることは、APD 内部で同時に発生する avalanche 増倍の個数を変化させることに対応し、avalanche 電流のフィラメント断面積を変化させることに対応する。

このような現象を詳細に理解するためには 3 次元の TCAD (Technology Computer Aided Design) シミュレーションを行う必要があるが、計算コスト (容量・時間) の観点で本目的において 3 次元 TCAD シミュレーションを行うことは得策ではない。本研究では、SPAD 出力信号のレーザー照射光強度依存性を定性的に理解するため、図 4.5 のように 1 次元 TCAD シミュレーションを拡張することで実験結果を模擬できるかを検討した。

図 4.5 (a)はダイオードに入射する平均光子数 n に応じて変化すると考えられる avalanche 電流の実効断面積を模式的に表したものである。具体的には、図 4.5 (b)のように、1 次元の TCAD シミュレーションによって得られたダイオードの接合容量 C_d を、avalanche 電流フィラメントに対応する領域(容量 C_{av})とそれ以外の領域(容量 C_p)とに分割し、集中定数回路とした。SPAD への照射光強度の増加とともに変化すると考えられる avalanche 面積 S_{av} が avalanche 増倍に及ぼす効果は、avalanche 電流領域に対応する容量 C_{av} を変化させることで検討することが出来る。

本研究では、Spinelli, Lacaita らの検討を踏まえ、1 回の avalanche 増倍で発生する電流フィラメント領域の半径は 1~10 μm 程度であると仮定し、発生する avalanche 増倍の数に比例して実効的な avalanche 領域の面積が増加するとした。

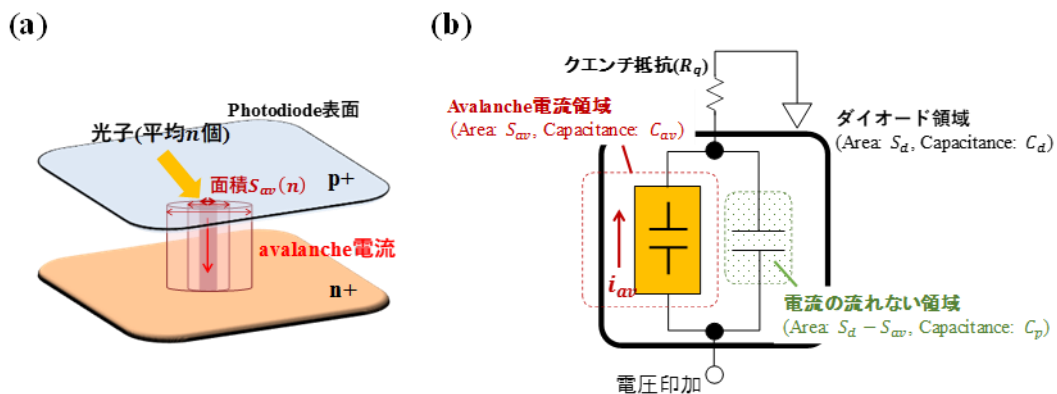


図 4.5 ダイオード表面に入射する平均光子数に応じて変化する avalanche 電流フィラメント面積の概念 (a)と、そのダイオードモデルへの取り入れ方の概念図 (b)。

提案した 1 次元ダイオードシミュレータを用いることで、SPAD への照射光強度に応じて変化する出力信号強度の様子を定性的に評価することが出来た。結果として、単一光子入射によって発生する avalanche 増倍電流の実効面積はダイオード領域の 10%程度と小さく、照射光強度の増加とともに実効面積が大きくなっていることが示唆された。

4.2 実験のセットアップ

4.2.1 SPAD サンプル

本実験で用いた SPAD サンプルについて説明する。図 4.6 に示すような表面レイアウトで $p^+-\pi-p-n$ 型³のダイオードプロファイルを有する SPAD を用いた [83]。p+側のアノードにクエンチ抵抗 R_q が接続されており、n 側のカソードに逆バイアスを印加して SPAD として用いた。ダイオード有感領域を表す面積は S_a であり、領域 S_a に渡って拡大領域で示したダイオードプロファイルが実現されているとみなす [83]。

表 4.1 に評価に用いた SPAD のパラメータを示す。15、25、そして $50\ \mu\text{m}$ 四方の異なるマイクロセルサイズを有する SPAD を評価した。それぞれのダイオードには $125\ \text{k}\Omega$ あるいは $500\ \text{k}\Omega$ のクエンチ抵抗を集積しており、I-V 測定から推定されたダークカウントレートはそれぞれ 10、30、そして 200 cps であった。なお、各ダイオードのブレイクダウン電圧 V_{bd} は 43 V 程度であり、ダイオード端子電圧の回復時定数、そして推定方法の異なるダイオード接合容量を含めて後述の実験結果から見積もった。

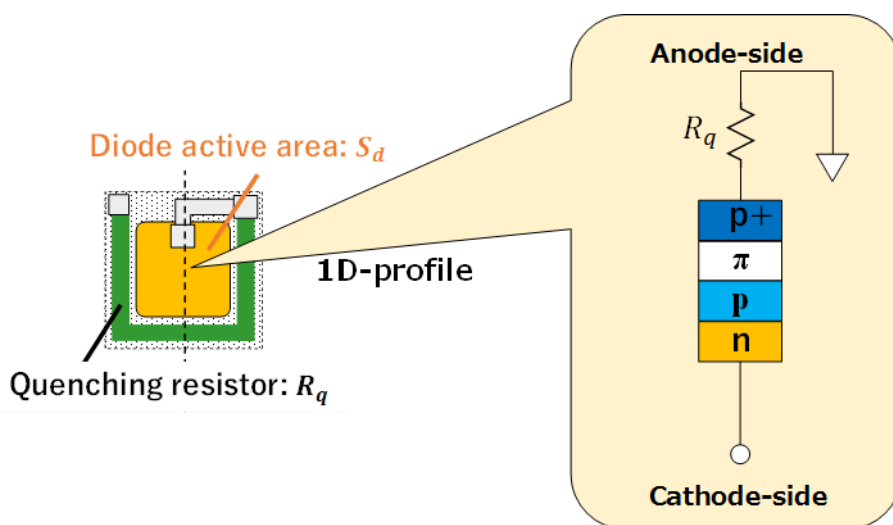


図 4.6 SPAD の表面レイアウトと内部構造の概念図 [83].

³ π 型：不純物濃度の小さい p 型半導体（一般的に $10^{17}\ \text{1/cm}^3$ 未満）。

表 4.1 評価に用いた SPAD のパラメータ (推定値を含む).

Parameters	15 μm	25 μm	50 μm
Quenching resistance ($\text{k}\Omega$)	500	500	125
Photodiode area S_d (μm^2)	95	323	1763
Dark count rate (cps)	10	30	200
Recovery time constant τ (ns)	7.8	20.8	24.7
Estimated C_{d1} (fF)	16.9	40.1	203.1
Estimated C_{d2} (fF)	15.4	40.3	178.0

4.2.2 ピコ秒パルスレーザーを用いた利得評価実験

図 4.7 を用いて SPAD サンプルの特性を評価するための評価系について説明する。暗箱内に SPAD を配置し、fianium 社製の短パルスレーザー WhiteLase SC400 (パルス幅: ~10 ps、繰り返し周波数: 100 kHz、波長: 532 nm) を光源に用いた [84]。パルスレーザーはビームスプリッターを用いて一部を SPAD へ入射し、残りを強度モニタ用のパワーメータへ入射した。SPAD への照射光強度は ND フィルタの光濃度を変化させることで調整した。SPAD の出力信号は浜松ホトニクス社製高速アンプ C5594 (帯域 1.5 GHz、50 Ω 入力インピーダンスでの利得 3.15 mV/uA) で増幅され、Tektronix 社製オシロスコープ MDO4034 (帯域 350 MHz、サンプリングレート 2.5 Giga-sample/s) に入力される。

オシロスコープ DPO4034 は USB ケーブルを用いてデータ取得用の PC へ接続され、レーザー駆動用のトリガ信号を用いて波形の時系列サンプリングデータの取得タイミングを生成した。約 30000 パルスに対する応答を計測し、取得したサンプルデータはバイナリファイルに保存され、取得実験後に off-line での波形解析を行った。

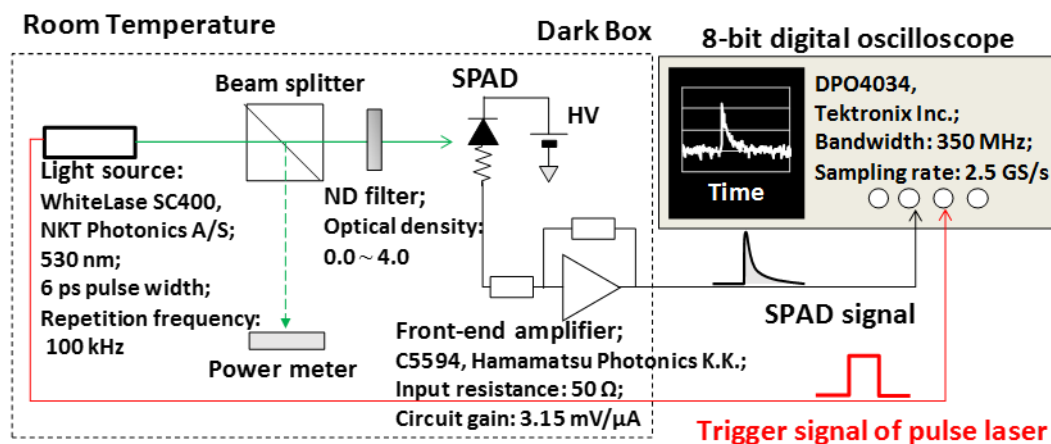


図 4.7 ピコ秒パルスレーザーを用いた SPAD 利得の評価実験系.

図 4.8 (a)を用いて SPAD 出力波形の信号処理方法を説明する。ピコ秒幅のパルスレーザーの出力タイミングを決定しているトリガ信号 (図 4.8 (a)緑線) と SPAD のアナログ出力信号 (同青線) の時系列データを同一タイミングで取得した。SPAD アナログ出力信号は立ち上がりが急峻な指数減衰関数 ($\exp(-t/\tau_S)$ 、 τ_S は SPAD の出力時定数) で評価することが出来るため、SPAD アナログ出力信号のデジタルサンプルデータ $sig[i]$ (i は自然数)のデコンボリューション波形 $Dsig[i]$ を

$$Dsig[i] = sig[i] - \left(1 - \frac{n\Delta t}{\tau_S}\right) sig[i - n], \quad (4.5)$$

と定義することで SPAD 出力時定数 τ_S による波形劣化の逆変換と、パイルアップによる出力波高の推定ずれの抑制を行った。なお、 n は $sig[i]$ の差分をとるサンプル間隔であり、 Δt は取得データのサンプリング時間間隔 (ns/sample) である。信号処理に用いた式(445)の導出は本稿付録 A に掲載した。

SPAD 出力パルス測定には時間相関単一光子計数法 (Time-correlated single-photon counting: TCSPC) を用い、パルスレーザーの出力タイミング (図 4.8 (a)緑線) と SPAD 出力波形のデコンボリューション波形 (同赤線) との時間相関を計測した。SPAD 出力信号の検出閾値は 0.5 光子相当信号レベル (photon equivalent: p. e.) に設定し、閾値を越えたタイミングで SPAD 出力のデコンボリューション波形を一定時間 (5~10 ns) 積分して SPAD 出力波形の面積を推定した。SPAD 出力波形の積分期間は評価に用いた SPAD 毎に異なるが、デコンボリューション波形を全て含むように積分期間を設定した。

図 4.8 (b)は具体的なパルス検出アルゴリズムを示すフローチャートである。レーザー駆動のタイミング信号を検出したタイミングで、TCSPC 法による検出器波高計測を開始する。レーザー駆動信号検出から一定期間、SPAD 出力のデコンボリューション信号を探索する。この期間はそれぞれの信号の伝送線路長による遅延で決定される。探索期間内に SPAD 出力信号を検出した場合、レーザー照射による SPAD 応答および SPAD のアフターパルス信号の計測を開始する。

SPAD のアフターパルス計測については二つの異なる起原のアフターパルスに注意して計測した：

- レーザー照射に同期して出力された信号の直後に観測されたアフターパルス (AP_L)
- アフターパルスによって誘起されたアフターパルス (AP_A)

それぞれのアフターパルスのコンボリューションパルス面積と検出時間間隔 ΔT の組を記録し、2次元ヒストグラムを構築した。なお、本実験ではデコンボリューション波形の積分時間は 5~10 ns 程度であったため、計数のデッドタイムも積分時間程度となり、この時間内に飛来したイベントの情報を得ることが出来ないが、後述のように、SPAD 利得の回復時定数が 10 ns 以上であるため、この間に発生するイベント自体に対して不感である。本実験で用

いたオシロスコープの帯域 (350 MHz) は実験結果へ与える影響は十分に小さいと考えられる。

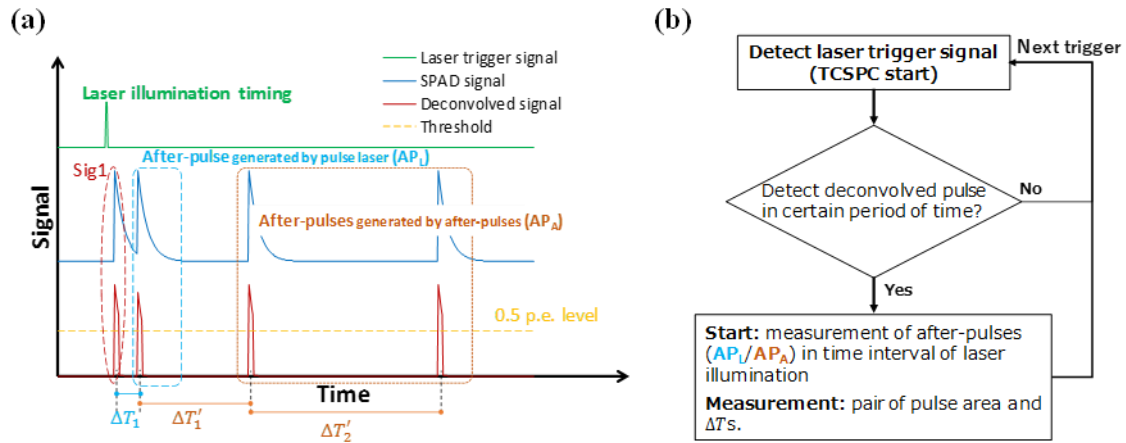


図 4.8 SPAD 出力波形の信号処理方法. (a) 具体的な波形処理と (b)パルス検出アルゴリズム.

図 4.9 を用いてレーザーパルス 1 個につき、SPAD 内で発生した avalanche 増倍の数 N を推定する方法を説明する。図 4.9 (a) は 45 V を印加した 25- μm サンプル出力信号のパルスレーザーに対するパルス面積の分布である。パルス面積の小さい領域 (~ 10 ADU) の分布は pedestal を表しており、レーザーパルスの駆動タイミングで SPAD 出力パルスを観測しなかった場合のカウントを計数した分布である。青枠で囲われた 100 \sim 150 ADU 付近の分布はパルスレーザーの駆動に同期した信号を計数して得られた分布である。

レーザーパルス内の光子数 N が Poisson 分布に従うと仮定すると、レーザーパルスを照射することで生じる avalanche 増倍電流の数は Poisson 分布に従い、avalanche 増倍を全く生じない確率は $\exp(-N)$ で与えられる。この確率は、実験的にレーザーパルスのトリガを検出しながら、SPAD 出力パルスを観測しなかった確率 $N_{ped}/(N_{trg} + N_{ped})$ に一致する。 N_{ped} は波高分布における pedestal の計数、 N_{trg} は計測時間内で検出したレーザーパルスの駆動トリガ数である。同時に誘起された avalanche 増倍電流の数 N は

$$N = -\ln\left(\frac{N_{ped}}{N_{trg} + N_{ped}}\right), \quad (4.6)$$

で与えられる。レーザーの照射強度が大きくなると、 N_{ped} の検出数が低下するため式(4.46)の近似自体が成り立たず、線形性から外れる。そこで、レーザーの照射強度が大きい場合の N は低照射強度で推定した N とパワーメータの値から線形外挿して推定した。

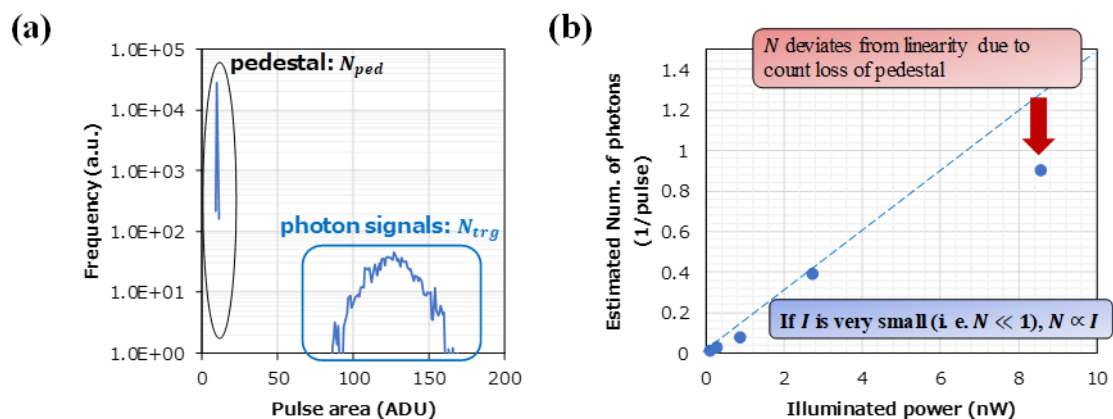


図 4.9 パルス当りに誘起される avalanche 増倍数の推定方法. (a) パルス面積に関するヒストグラムの測定結果とその帰属、(b) Poisson 分布を仮定したときのパルス内光子数

4.3 実験結果

得られた実験結果について説明する。まず、照射強度が十分小さい場合、すなわち、パルス一個あたりの光子数が 1 光子未満の場合の SPAD 出力信号の評価結果について示し、次に照射強度を大きくした場合の SPAD 出力信号の結果を示す。

4.3.1 低照射強度における SPAD 出力信号の解析

低照射強度での SPAD 出力信号の評価結果を図 4.10 に示す。図 4.10 (a)は各 SPAD サンプル単一光子利得のバイアス依存性である。読み出し回路の増幅率を考慮して単一光子利得を推定した。各サンプルの単一光子利得はバイアスに対して線形な振る舞いとなっている。GM-APD である SPAD の利得は、SPAD 出力電荷のバイアス依存性 (式(443)) の両辺を素電荷 q (1.602×10^{-19} C)で割ることで推定出来る

$$G(V_{op}) = \frac{C_d}{q} (V_{op} - V_{bd}). \quad (4.7)$$

式(447)を用い、SPAD 利得のバイアス依存性のバイアス切片からダイオードのブレークダウン電圧 V_{bd} を定義し、傾きからダイオードの接合容量 C_d を推定した。推定したダイオードの接合容量は C_{d1} として表 4.1 に記載した。

ダイオードの接合容量 C_d を別の方法で推定する。図 4.10 (b)は SPAD 出力パルス面積 PA と検出時間間隔 ΔT の 2 次元ヒストグラムである。各時間間隔 ΔT における最大検出頻度で規格化した。図 4.10 (b)より各 ΔT における最大カウント数を与えるパルス面積は ΔT に対して指数関数的に増加している。SPAD の駆動電圧 V_d とブレークダウン電圧 V_{bd} との差を V_{ov} とすると、avalanche 増倍がクエンチした後のダイオードの端子電圧 V_d の時間変化は

$$V_d = V_{bd} + V_{ov} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right), \quad (4.8)$$

で与えられる [85], [86]。 τ は端子電圧の回復時定数であり、ダイオードの接合容量 C_d とクエンチ抵抗 R_q の積で与えられる

$$\tau = C_d \cdot R_q. \quad (4.9)$$

Avalanche 増倍時に SPAD 内部で発生する総電荷量が式(443)に従うという立場において、クエンチ後の SPAD 利得の回復プロファイル $f(\Delta T)$ は次式で与えられる

$$f(\Delta T) = \frac{C_d}{q} (V_d - V_{bd}) = \frac{C_d}{q} V_{ov} \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta T}{\tau}\right)\right),$$

$$= G_0 \left(1 - \exp \left(-\frac{\Delta T}{\tau} \right) \right). \quad (4.10)$$

G_0 は式(447)に従う駆動電圧 V_{ov} における単一光子利得である。

図 4.10 (b)から各時間間隔 ΔT のパルス面積ヒストグラムピーク位置を推定し、ピーク位置と ΔT との関係を式(4410)で評価した。 G_0 は単一光子利得評価で得られたものを採用し、回復時定数 τ をフィッティングパラメータに用いた。例えば、25 μm サンプルに対してフィッティングを行った場合、 $\tau = 20.8 \text{ ns}$ とすることで図 4.10 (b)のようにフィッティングすることが出来る。

各サンプルの回復時定数の推定値を表 4.1 のように求め、回復時定数 τ をクエンチ抵抗 R_q で割ることでダイオードの接合容量 C_d を推定し、 C_{d2} として表 4.1 に記載した。2 通りの方法で推定したダイオード接合容量 C_{d1} 、 C_{d2} 間は $C_{d1} = 1.13 \times C_{d2}$ となっており、妥当な推定となっていることが分かる。本検討では推定値 C_{d1} をダイオードの接合容量に採用し、幅広く受け入れられている SPAD の単一光子利得のバイアス依存性 $G(V_{ov}) = C_d V_{ov} / q$ の計算に用いる。

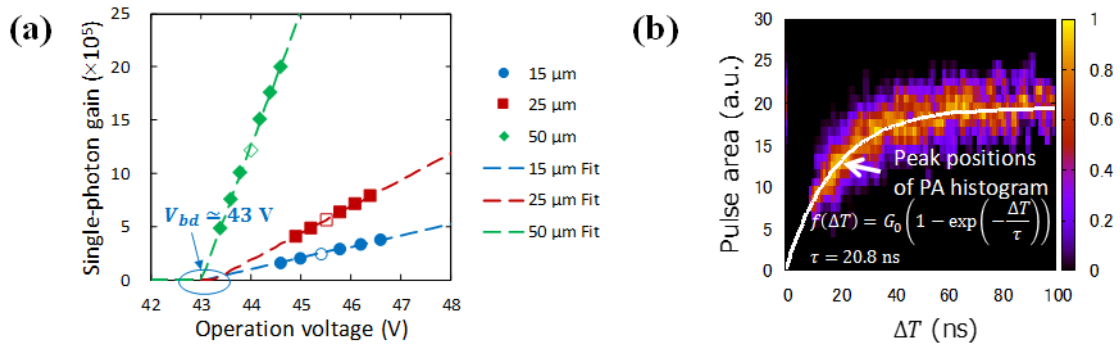


図 4.10 低照度での SPAD 出力信号評価結果. (a) 各 SPAD サンプル単一光子利得のバイアス依存性、(b) 25 μm サンプル出力パルス面積と観測時間間隔 ΔT の 2 次元ヒストグラム. 2 次元ヒストグラムは各時間間隔 ΔT における最大検出頻度で規格化した。

4.3.2 照射強度を大きくした場合の SPAD 出力信号の評価

次に、SPAD に照射したレーザー光強度を変化させた場合を考える。SPAD 出力信号の照射光強度依存性を見積もるため、パルスレーザーに同期した SPAD 出力信号と、パルスレーザーに非同期な SPAD のダークカウントあるいはアフターパルスのパルス面積ヒストグラムを評価した。

図 4.11 (a), (b)はそれぞれ、パルスレーザーに非同期および同期した 25 μm セルサイズの SPAD 出力信号パルス面積ヒストグラムである。横軸は低照射強度での SPAD の利得を考慮して光電子単位 (photo-electron unit: p. e.) に変換した。図 4.11 (a)のパルスレーザーに非同

期な SPAD 出力信号を用いて作成したパルス面積ヒストグラムは、4.2.2 節で用いたパルス面積 PA とアフターパルスに誘起されたアフターパルス (AP_A) の検出時間間隔 ΔT の 2 次元ヒストグラムにおいて、 $\Delta T > 100$ ns を満たす PA ヒストグラムを加算して作成した。図 4.11 (a)の凡例 (Condition1~Condition6) はパルスレーザーの照射強度の違いを表し、図 4.11 (b)に示した、パルス当たり発生した avalanche 増倍数に対応する。また、各照射強度でパルス当たり誘起された avalanche 増倍の数を、式(446)を用いて推定して図 4.11 (b)の各スペクトルに併記した。

図 4.11 (a)より、パルスレーザーに非同期な SPAD 出力信号はパルスレーザーの照射強度によらず一定である。一方図 4.11 (b)では、パルス照射光強度の増加とともに SPAD 出力信号が高 p. e.側にシフトしていた。

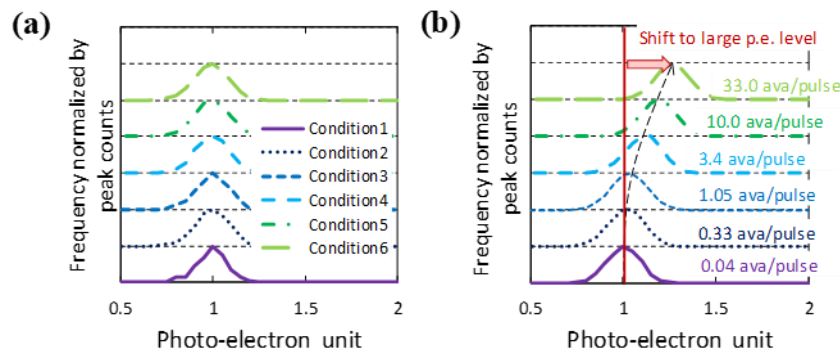


図 4.11 パルスレーザー照射光強度毎の 25 μm サンプルの SPAD 出力パルス面積ヒストグラム。(a) パルスレーザーと非同期なイベントで、検出時間間隔 $\Delta T > 100$ ns のヒストグラムを加算して作成したヒストグラム、(b) パルスレーザーに同期した SPAD 出力信号のみをもちいて作成したヒストグラム。

パルス当たり誘起される avalanche 増倍数を変化させたときの SPAD 出力信号利得 $G_{\text{photon}}(V_{ov})$ の、SPAD 単一光子利得 $G_0(V_{ov})$ に対する増加率 α を式(444)のように定義する。再掲すれば、

$$G_{\text{photon}}(V_{ov}) = \alpha G_0(V_{ov}), \quad \alpha \geq 1 \quad (4.11)$$

である。式(4411)の α は、各照射強度での波高分布のピーク位置から推定した。15, 25, 50 μm サンプルにおいて、 α をパルス当たり avalanche 増倍数に対して推定した結果を図 4.12 に示す。図 4.10 (a)の低照射強度における SPAD の利得測定で、白抜きで表される利得に対応する駆動条件で測定した。各 SPAD サンプルでパルス当たり光子数が 1 個より大きい場合に、 $\alpha > 1$ となり、パルス当たり avalanche 増倍数の増加とともに α が大きくなっていることがわかる。

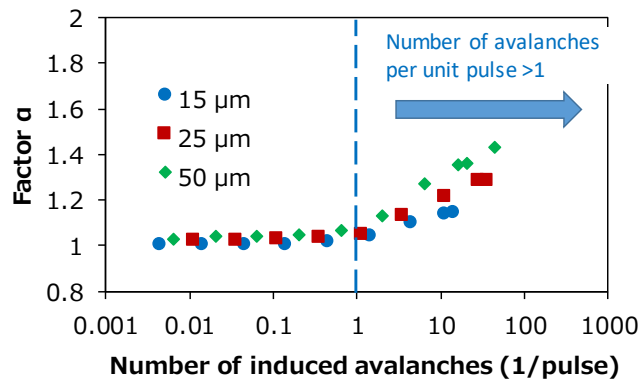


図 4.12 SPAD 出力信号の単一光子利得に対する増加率 α のパルス当たり avalanche 増倍数依存性.

$\alpha > 1$ のとき、SPAD 利得の回復過程がどのようになっているかを見ておく。式(4.4)や(447)で見てきたように、SPAD の利得は avalanche 増倍がクエンチするまでの端子電圧の総降下電圧とダイオード接合容量 C_d の積で与えられる。 $\alpha = 1$ のとき、総降下電圧は $V_{ov} = V_d - V_{bd}$ に等しい。一方 $\alpha > 1$ の場合は総降下電圧が αV_{ov} となり、avalanche 増倍のクエンチ時に端子電圧 $V_d = V_{bd} + V_{ov} - \alpha V_{ov} = V_{bd} - (\alpha - 1)V_{ov}$ となる。すなわち、 $V_d < V_{bd}$ となる状態が存在するはずである。Avalanche 増倍がクエンチした後、端子電圧は式(448)や(4.1.8)のように時定数 $\tau = C_d \cdot R_q$ で回復するため、 $V_d > V_{bd}$ となるまでの時間が avalanche 増倍を起こすことができない不感時間 (dead time) となる。このとき、クエンチ後の SPAD 利得の回復プロファイル $f(\Delta T)$ は次のように修正される

$$F(\Delta T) = G_0 \left(1 - \alpha \exp\left(-\frac{\Delta T}{\tau}\right) \right). \quad (4.12)$$

ここで用いた G_0 と τ は式(4410)と同じである。

図 4.13 は $\alpha = 1.2$ (パルス当たり avalanche 増倍数は 10 個程度)と推定した 25 μm サンプルの、レーザーパルスに同期した avalanche 増倍に起因するアフターパルス(AP_L)で構築した 2 次元ヒストグラムの、各時間間隔 ΔT での平均パルス面積を ΔT に対してプロットしたものである。赤破線は式(4412)で $G_0 = 1$ 、 $\tau = 20.8 \text{ ns}$ 、 $\alpha = 1.2$ とした場合の曲線である。実測値とよく合っていることから、複数の光子が同時に SPAD に照射した場合、すなわち、複数の avalanche 増倍が同時に発生した場合に、端子電圧は V_{bd} より小さい電圧まで降下し、結果として SPAD 出力信号強度の増加と不感時間の発生が生じることが示唆される。

以下では、複数の avalanche 増倍が同時に生じた場合の SPAD 時間応答を、1 次元ダイオードシミュレータに avalanche 面積の増加による 2 次元効果を組み込んで検討する。

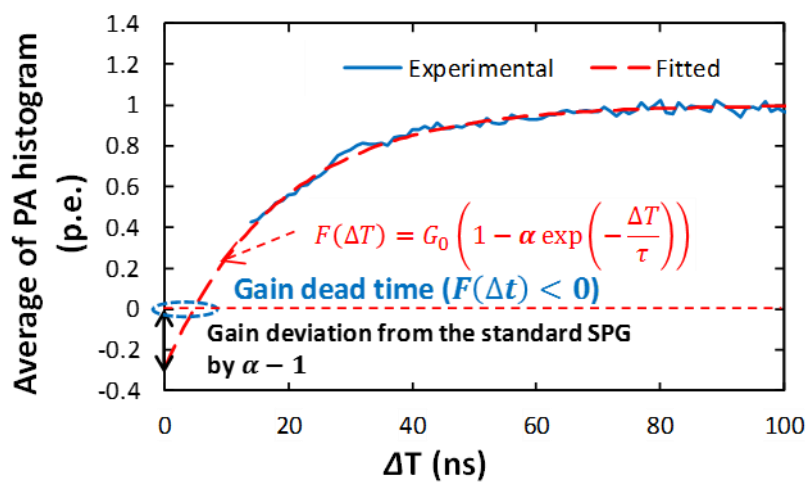


図 4.13 パルスレーザーと同期して観測された SPAD 出力パルスに対するアフターパルスのみで構築した 2 次元ヒストグラムの、各時間間隔 ΔT での平均パルス面積。パルス面積は $G_0(V_{ov})$ で規格化した。

4.4 考察

SPAD に複数の光子が入射し、複数の avalanche 増倍が同時に生じた場合に、SPAD 出力信号利得が増加して観測される要因を考える。ダイオード内に複数の電子 - 正孔対が同時に発生して avalanche 増倍が発生したとき、内部の電界プロファイルやキャリア濃度の時間発展を正確に検討するためには、4.1 節で述べたように 3 次元シミュレーションを行う必要がある。しかし、ダイオードの 3 次元構造を考慮した時間発展シミュレーションを行うためには、大規模なメモリと計算時間が必要となる。SPAD のマイクロセルサイズと発生 avalanche 増倍の数を複数条件でシミュレーションし、実測と合わせるためには膨大なコストを必要とし、本結果を考察するという目的において得策とはいえない。まずは 1 次元シミュレーションを拡張し、実験結果を説明することが出来るかを検討し、デバイス設計に反映する必要があれば 3 次元シミュレーションへの拡張を検討、というプロセスが妥当である。

以下では実験結果から予想されるダイオード内部の状態を 1 次元シミュレーションで模擬する方法を説明し、検討したダイオードモデルを用いた場合の avalanche 増倍過程の時間発展について示す。そして計算によって得られた結果を実測と比較し、モデルの適用範囲を議論する。なお、本研究のダイオード 1 次元シミュレーションは自作 TCAD ツールによるものであり、市販のデバイスシミュレータは使用していない。

4.4.1 複数の avalanche 増倍を考慮した 1 次元ダイオードモデルの拡張

図 4.14 を用いて、avalanche 増倍電流の 2 次元効果を模擬するためのダイオードモデルを説明する。図 4.14 (a)は複数の光子が SPAD に同時に入射した場合の状況を示す。Spinelli らが提案したように、ダイオード内部で avalanche 増倍が発生したとき、キャリア密度は avalanche 増倍を生じながらダイオード内部のドリフト方向とダイオード表面と平行な水平方向に拡散する [3]。Avalanche 増倍は瞬時に完了するため、横方向の拡散は有限の拡散幅で avalanche 増倍が停止する。このため、avalanche 増倍 1 回につき発生する avalanche 電流の実効面積は、ダイオードの活性領域面積(S_d)と比較して小さいと考えることが出来る。このような場合にダイオード内部で複数の avalanche 増倍が同時に発生したとき、拡散による面積は単一の avalanche 増倍を生じた場合のそれと比べて大きくなるはずである。本研究で検討するモデルでは、avalanche 増倍電流のダイオード横方向の拡散過程を各時間ステップで考えない代わりに、avalanche 増倍で発生する電流の実効面積 $S_{av}(< S_d)$ を考える。すなわち、同時に発生する avalanche 増倍の個数に応じて S_{av} が変化すると考える。

図 4.14 (b)は avalanche 増倍電流の実効面積 S_{av} を考慮した場合のダイオードモデルの概要である。ダイオード領域のうち電流が流れるのは実効面積 S_{av} の領域のみであるため、avalanche 電流が流れるダイオード領域を等価的な容量 C_a とし、avalanche 電流が流れない領域を、並列容量 C_p としてダイオードに接続された集中定数回路と見なす。 C_a, C_p , そしてダイオード接合容量 C_d の間には、以下の関係式が成り立つ：

$$\begin{cases} C_a = \frac{S_{av}}{S_d} C_d, \\ C_a + C_p = C_d. \end{cases} \quad (4.13)$$

GM-APD のダイオード領域はドリフト拡散モデルによる電子、正孔に関する電流連続の式と電位に関する Poisson 方程式 [2]

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon} (N_d - N_a + p - n), \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + G(x) - U(x), \\ \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + G(x) - U(x), \end{cases} \quad (4.14)$$

を連立して自己無撞着に解く [87], [88]。ここで、 $G(x)$ は生成項を表し、 $U(x)$ は消滅項を表す。生成項には avalanche 増倍に関与する Impact ionization (衝突イオン化) モデル

$$G(x) = \frac{1}{q} (\alpha_n |J_n(x)| + \alpha_p |J_p(x)|), \quad (4.15)$$

を用いる [2]。なお、正孔と電子の衝突イオン化係数 α_p, α_n は局所電界 E の関数であり、パラメータ a_p, b_p, a_n, b_n を用いて

$$\alpha_p = a_p \exp\left(-\frac{b_p}{|E|}\right), \quad (4.16)$$

$$\alpha_n = a_n \exp\left(-\frac{b_n}{|E|}\right), \quad (4.17)$$

と表すことが出来る [2], [88]。衝突イオン化係数 α_p, α_n の選び方には種々の報告例があるが、本論文では Crowell らによって報告されたパラメータを採用した [89]。バンドギャップ中央におけるトラップによる深いエネルギー準位でのキャリア再結合モデルとして Shockley-Read-Hall recombination model (SRH 再結合モデル)

$$U_{SRH}(x) = \frac{p(x)n(x) - n_i^2}{\tau_n(p + n_i) + \tau_p(n + n_i)}, \quad (4.18)$$

および Coulomb-enhanced Auger recombination モデル

$$U_{Auger}(x) = (C_n n(x) + C_p p(x))(p(x)n(x) - n_i^2), \quad (4.19)$$

を用いた [90]。ここで、 n_i は真性半導体のキャリア濃度である。各変数の定義は表 4.2 に示した通りである。

クエンチ抵抗 R_q と並列容量 C_p を外部回路として接続したデバイスを一体として解くため、端子電圧 V_d に関する接続条件として

$$i_{av} + C_p \frac{dV_d}{dt} = \frac{V_d}{R_q}, \quad (4.20)$$

$$i_{av} = S_{av} J = S_{av} \left(J_p + J_n - \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial x} \right), \quad (4.21)$$

を課し、かつ、電極上のキャリア密度が熱平衡状態であるという条件

$$pn = n_i^2 \Leftrightarrow \phi_p(0) = \phi_n(0) = V_d, \psi(0) - \phi_p(0) = \text{Const.} \quad (4.22)$$

を用いた。 ϕ_p, ϕ_n は正孔、電子の擬フェルミポテンシャルである。

SPAD の不純物プロファイルは SPAD サンプルを二次イオン質量分析法 (Secondary ion Mass spectrometry: SIMS) で実測したものをを用いた。GM-APD の Geiger-mode 動作を模擬するため、衝突イオン化係数を意図的に 0 として動作電圧 V_d での直流定常解を求めておき、時刻 0 でデバイス内部に電子 - 正孔対を生成した。同時に衝突イオン化定数を設定し、3 つの変数 ψ, p, n を各時間ステップで計算する、Webster らのアルゴリズムを用いた [4]。デバイス内部の電子または正孔が avalanche を引き起こす avalanche 確率 P_p も各時間ステップで計算した。この計算には Oldham らが提唱した avalanche モデルを用いた [76]。

ダイオードの単位面積当たり接合容量 c_d (F/cm²) は、直流定常解計算の際に小信号解析

$$c_d = \left| \frac{dq_{tot}}{dV} \right|, \quad (4.23)$$

で求めた値を採用した [2], [91]。 q_{tot} は単位面積当たりの空乏層内全電荷である。ダイオードの接合容量 C_d は $C_d = S_d c_d$ で求めることができる。

直流定常状態を計算することで求めた APD のブレイクダウン電圧は 44 V 程度、接合面積が不純物注入領域で定義されるとみなした時の 25 μm SPAD の接合容量は 45.1 fF であった。これはデバイス特性を実測した結果である表 4.1 とよく一致する。なお、本論文で用

いた avalanche 確率の具体的な計算方法については付録 B に記載する。

各 SPAD サンプルに対して実効的な avalanche 面積 S_{av} の関数として、式(4.4)で定義される利得の乖離係数 α を計算した。結果を図 4.15 に示す。 S_{av} の増加に伴い、 α が 1 から 2 の範囲で大きくなっている。25- μm サンプルの結果より、 S_{av} が小さくて 10 μm^2 のとき、 α はほぼ 1 である。一方で avalanche 面積がダイオードの接合領域面積にほぼ等しくなるとき ($S_{av} \approx S_d = 323 \mu\text{m}^2$)、 α は 1.93 程度まで増加している。同様の結果が 15, 50 μm SPAD サンプルにも見られたため、これは APD マイクロセルサイズに依存しない一般化された現象と考えられる。以下では 25 μm サンプルを用いて S_{av} が空乏層内のダイナミクスへ与える影響について考察する。

表 4.2 1次元 SPAD デバイスシミュレーションに用いた各変数の流儀.

変数名	説明	単位
$\psi(x)$	位置 x の電位	V
$p(x)$	位置 x の正孔密度	$1/\text{cm}^3$
$n(x)$	位置 x の電子	$1/\text{cm}^3$
$N_d(x)$	位置 x のイオン化ドナー密度	$1/\text{cm}^3$
$N_a(x)$	位置 x のイオン化アクセプター密度	$1/\text{cm}^3$
$J_p(x)$	位置 x の正孔電流密度	$1/\text{cm}^3$
$J_n(x)$	位置 x の電子電流密度	$1/\text{cm}^3$
q	素電荷	1.602×10^{-19} C
ε	Si 基板内誘電率	F/cm
α_p, α_n	正孔/電子の衝突イオン化係数	$1/(\text{cm} \cdot \text{mA})$
a_p	正孔の衝突イオン化係数 [89]	2.25×10^7 $1/(\text{cm} \cdot \text{mA})$
b_p	正孔の飽和電界強度 [89]	3.26×10^6 V/cm
a_n	電子の衝突イオン化係数 [89]	3.6×10^6 $1/(\text{cm} \cdot \text{mA})$
b_n	電子の飽和電界強度 [89]	1.75×10^6 V/cm
τ_p	正孔の再結合寿命 [92]	2.5×10^{-3} s
τ_n	電子の再結合寿命 [92]	2.5×10^{-3} s
C_p	正孔の Auger 再結合係数 [90]	9.9×10^{-32} $1/(\text{cm}^6 \cdot \text{s})$
C_n	電子の Auger 再結合係数 [90]	2.5×10^{-31} $1/(\text{cm}^6 \cdot \text{s})$

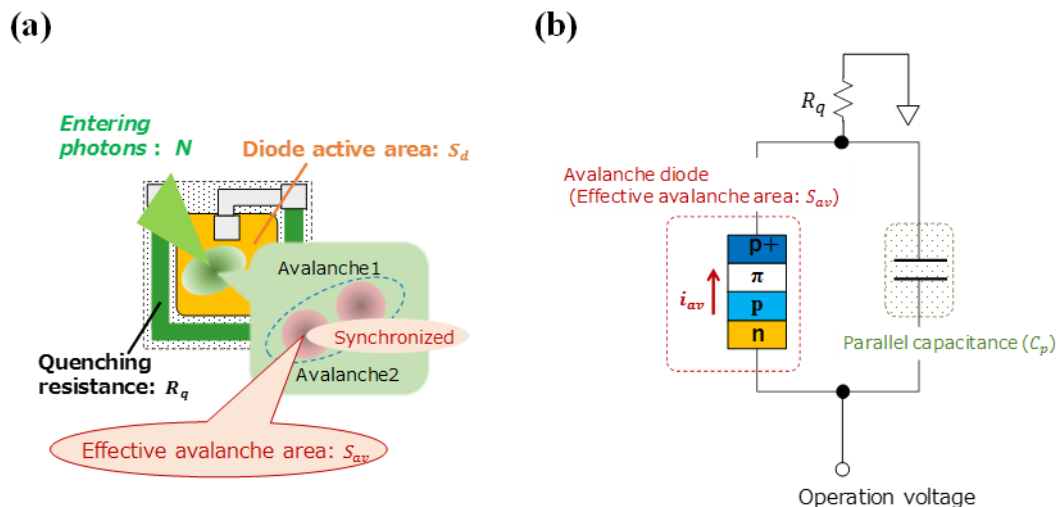


図 4.14 複数の avalanche 増倍が同時に発生した場合のダイオードモデルの拡張に関する概念図. (a) 複数の avalanche 増倍が同時に誘起された場合の SPAD、(b) 1次元ダイオードモデルの拡張のための等価回路モデル (図 4.4 (b)に類似).

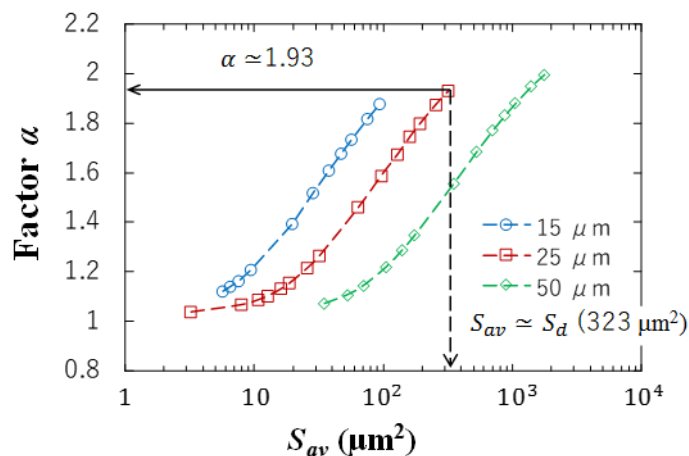


図 4.15 数値計算による 15, 25, 50- μm SPAD サンプル利得の $C_d V_{ov}$ に対する乖離係数 α の実効 avalanche 面積 S_{av} 依存性.

4.4.2 S_{av} をパラメータとした空乏層内での avalanche 増倍過程

ブレークダウン電圧よりも高い電圧で実現している直流定常状態の SPAD 内部に、時刻 0 でキャリアを発生し、avalanche 確率 P_p 、端子電圧 V_d 、そして空乏層内のキャリア総数 N_{dep} の時間発展を計算した結果を図 4.16 (a), (b), (c) にそれぞれ示す。 $V_{ov} = 2.0$ V とし、25 μm SPAD サンプルに対して $S_{av}/S_d = 10, 100\%$ の場合を比較した。

Avalanche を引き起こす確率 $P_p(t)$ に着目する (図 4.16 (a))。Avalanche 増倍を生じてからおおよそ 100 ps 経過した時点 ($t \equiv t_a$) で $S_{av}/S_d = 10, 100\%$ の両者で avalanche 増倍を生起する確率はほとんど 0 に低下している。すなわち、時刻 t_a 以降は空乏層内キャリアの衝突イオン化に起因する新たな avalanche 増倍は起こらない。図 4.16 (b) をみると、 $S_{av}/S_d = 100\%$ の場合、時刻 t_a でのダイオード端子電圧 V_d はブレークダウン電圧 V_{bd} 近傍まで降下している。一方、 $S_{av}/S_d = 10\%$ では時刻 t_a における端子電圧はブレークダウン電圧 V_{bd} に対して $V_{ov} = +1$ V 程度である。ダイオードの端子電圧は新たな衝突イオン化が発生しない間も降下する。これは、衝突イオン化による avalanche 増倍によって発生した電荷が空乏層内部に残っており、時刻 t_a 以降も増倍電荷を空乏層から完全に排出する間は、端子電圧が降下し続けるためであると考えられる。これは、Sadygov らの 1 次元 GM-APD シミュレーションの結果とも矛盾しない。

次に、avalanche 増倍時の空乏層内キャリア数の時間変化を考える。図 4.16 (c) より、 $S_{av}/S_d = 100\%$ の場合では空乏層内キャリア数の時間変化は時刻 t_a について対称である。これは、時刻 t_a 以降の端子電圧の時間変化が avalanche 増倍停止までのそれと同程度となることを意味する。これが $S_{av}/S_d = 100\%$ の場合に avalanche 増倍からクエンチするまでの一連の動作で、端子電圧の振幅 V_{swing} が約 $2V_{ov}$ 程度なった理由である。しかし、 $S_{av}/S_d = 10\%$ の場合のようにブレークダウン電圧 V_{bd} よりも高い電圧で avalanche 増倍が停止した場合、端子電圧の振幅 V_{swing} は $2V_{ov}$ よりも小さくなる。図 4.16 (c) に示されているように、 $S_{av}/S_d = 10\%$ の場合、時刻 t_a 以降の空乏層内キャリア排出過程が t_a について非対称となっている。ゆえに avalanche 増倍停止以降の電圧降下は $S_{av}/S_d = 100\%$ の場合と比較して緩やかとなる。なお、クエンチ抵抗を解して端子電圧が回復するまでの間に空乏層内にキャリアが残っていた場合、新たな avalanche 増倍を生じるためクエンチは失敗する。ゆえに、 S_{av} が小さい場合での最小の端子電圧の振れ幅 V_{swing} は V_{ov} 以上となることが期待される。

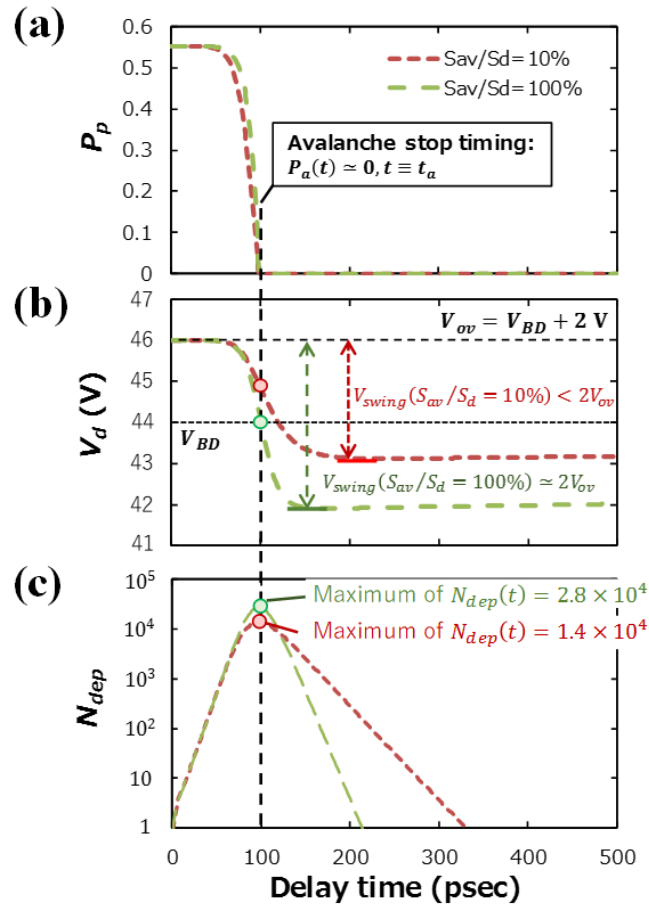


図 4.16 $S_{av}/S_d = 10, 100\%$ に対する、(a) avalanche 確率 P_p 、(b) 端子電圧、(c) 空乏層内電子数の時間依存性. 赤破線： $S_{av}/S_d = 10\%$ 、緑破線： $S_{av}/S_d = 100\%$.

次に、なぜ小さい avalanche 面積 S_{av} のときにブレークダウン電圧 V_{bd} よりも高い電圧で avalanche 増倍が停止するのか、という点を考える。図 4.17 を参照することでその理由を検討する。図 4.17 は $S_{av}/S_d = 10\%$ の場合の時刻 $t = t_a$ における SPAD 内部の電界分布（赤破線）と、時刻 $t = t_a$ と同じ電圧での直流定常状態の電界分布（黒実線）である。時刻 t_a における電界分布では、デバイス表面の比較的電界強度の低い領域で定常状態の電界強度よりも大きくなっており、一方で、avalanche 増倍を起こしている pn 接合面の電界強度がピークとなる領域では定常状態の電界強度よりも小さくなっている。

時刻 t_a における同電圧での電界強度の低下が、avalanche 増倍が停止するときの電圧が V_{bd} よりも高くなる理由である。では、なぜこのような変化が生じるのか。図 4.16(c)を用いて考える。 $S_{av}/S_d = 10\%$ の時刻 t_a における空乏層内部のキャリア数は、 $S_{av}/S_d = 100\%$ のもの約半分である。一方、実効的な avalanche 面積は $1/10$ となっている。ゆえに空乏層内の avalanche 電流フィラメント内のキャリア密度は $S_{av}/S_d = 100\%$ のもの約 5 倍となる。小さな avalanche 面積 S_{av} による avalanche 増倍時のキャリア密度の増加により、空乏層内の空

間電荷が作る電界分布でデバイス内部の電界分布が変化し、とりわけキャリア密度が高くなる avalanche 増倍領域では電界強度が弱くなる。結果として端子電圧がブレークダウン電圧 V_{bd} よりも高い状態で avalanche 増倍が停止するのである。

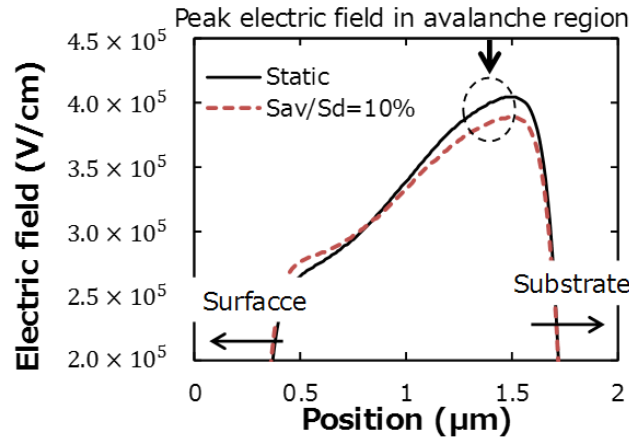


図 4.17 1次元シミュレーションによる SPAD 内部の電界分布の計算値. 位置座標は SPAD 表面をから測った.

4.4.3 計算値と実測値の比較検討

提案した GM-APD モデルがどの程度実際のデバイス動作を説明できているかを検討する。簡単のため、1光子当たりに誘起される avalanche 増倍電流の実効面積 S_{single} は、同時に誘起される avalanche 増倍の数には依存しないものとする。すなわち、2次元以上の avalanche 増倍の効果は無視する。このとき、 N 個の avalanche 増倍が同時に APD に誘起された場合の実効的な avalanche 増倍電流面積 $S_{av}(N)$ は、 $S_{av}(N)$ がダイオードの接合面積 S_d と比べてそれほど大きくない場合には $S_{av}(N) = S_{single}N$ とみなすことができる。このような仮定に基づいて、25 μm サンプルに対する α を N の関数として $S_{single} = 1,8 \mu\text{m}^2$ の場合を実測と比較した結果を図 4.18 に示す。横軸の誤差はレーザーパルスに含まれる光子数が Poisson 分布に従うと仮定し、その標準偏差を推定誤差として定義した。

図 4.18 の実測値は、各サンプルにおいて実験的に求めた α を N の関数としてプロットしたものである。 N が小さいとき、各サンプルの $\alpha(N)$ は S_{single} の選び方によらず数値計算結果に近いが、 N が大きくなるにつれて実測と計算との乖離が誤差範囲を超えて大きくなった。さらに、15, 25, 50 μm と APD セルが大きくなるにつれ、実測に近いふるまいを示す S_{single} が大きくなった。

このような結果となった理由として 2 点、考えられる可能性を検討する。1 点目として、1 回の avalanche 増倍で誘起される avalanche 電流の実効面積は、ダイオード面積と比べて小さく、Spinell, Lacaïta らの検討のように 10 μm^2 程度であり、avalanche 増倍過程は空間的な電界分布の影響を強く受ける、ということである。表 4.1 の通り、50 μm サンプルはダイオ

ード領域が $1700 \mu\text{m}^2$ と大きいため、avalanche 増倍の発生数による avalanche 電流面積の増加が結果に与える影響が他のサンプルと比べて小さい。一方、 $15, 25 \mu\text{m}$ とダイオードサイズが小さくなると、avalanche 増倍発生数の増加とともに計算結果からの乖離が大きくなる。これは、avalanche 増倍電流がダイオード領域の閉じ込めによる制限を受けているということを示唆している。

2 点目として、 S_{single} が avalanche 増倍の数に依存する、ということである。すなわち、複数の avalanche 増倍電流が増倍層を通過することで avalanche 領域の空間電荷が作る電界分布の影響でキャリア密度が低下する。結果として単一 avalanche 電流の場合と比べてキャリア密度が小さくなる。Avalanche 増倍による空間電荷と空乏層内の少数キャリアがバランスしながら avalanche 増倍は横方向へ拡散するため、横方向への拡散過程は空乏層内のキャリア密度に依存するはずである。ゆえに、複数の avalanche 増倍が誘起された場合、単一 avalanche 増倍の電流面積の実効値は、単一 avalanche 増倍電流のものとは比べて小さくなると考えられる。

同時に誘起される avalanche 増倍の数とその実効電流面積 $S_{av}(N)$ 、そしてダイオード領域の面積 S_d との関係を得るのであれば、2 次元ないし 3 次元の avalanche 増倍シミュレーションを行う必要がある。

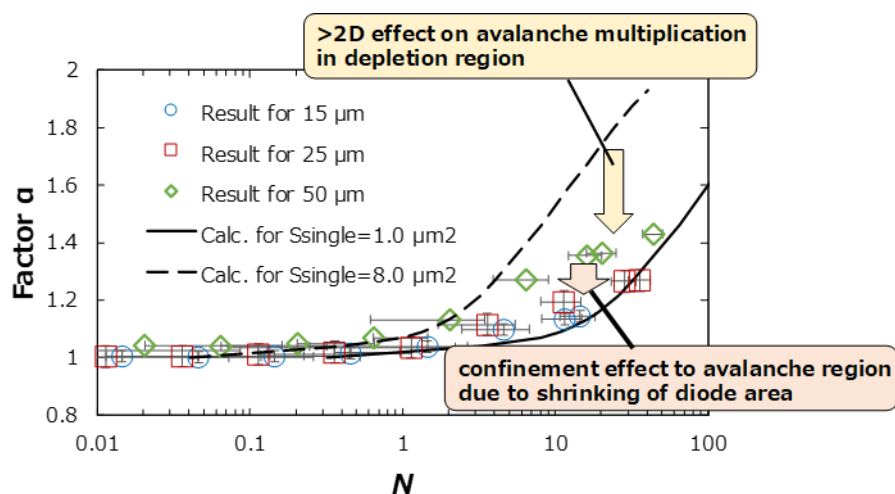


図 4.18 Avalanche 増倍発生数と α との関係. 実測と計算との比較 ($S_{single} = 1, 8 \mu\text{m}^2$).

4.5 結論

ピコ秒幅のパルスレーザーと単一光子 avalanche ダイオード(SPAD)を用いて、複数の光子が同時に SPAD へ入射し、複数の avalanche 増倍が同時に発生するような状態を検討した。Geiger-mode で駆動する SPAD の出力信号が、ダイオードの接合容量 C_d とブレイクダウン電圧との差分 $V_{ov}(> 0)$ の積から乖離する可能性があることを発見した。この現象は、以下に示す二つの可能性から理解することが出来る：

- ・単一光子による avalanche 増倍によって生じる avalanche 領域面積は、ダイオードの活性領域とくらべて非常に小さい
- ・複数光子の入力により複数の avalanche 増倍が誘起され、結果として接合面を流れる avalanche 電流フィラメントの面積が大きくなる

数値計算によるダイオード内部の avalanche 増倍の過渡応答解析により、avalanche 増倍停止時のダイオードの端子電圧はブレイクダウン電圧よりも高くなることが示され、さらに avalanche 停止電圧は avalanche 領域内のキャリア密度に依存することが示された。結果として avalanche 領域面積が大きくなると、SPAD 出力信号は $C_d V_{ov}$ から $2C_d V_{ov}$ まで増加することができる。

Avalanche 増倍電流の拡散を avalanche 増倍領域の実効面積で置き換えた APD モデルを検討し、複数の光子が同時に入射した場合の利得を誘起された avalanche 増倍の個数の関数として評価した。1 回の avalanche 増倍で発生する avalanche 電流の実効面積は、Spinelli, Lacaita らの検討から $1\sim 10\ \mu\text{m}^2$ 程度とし、1 度に誘起される avalanche 増倍の数に比例して avalanche 電流の実効面積が比例するものとした。各サンプルとも、発生した avalanche 増倍数の増加とともに数値計算結果から実測が乖離する傾向は同じであったが、APD セルサイズが小さいほどこの傾向は顕著であった。この結果は、複数の avalanche 増倍が同時に発生した場合の avalanche 領域面積は、誘起された avalanche 増倍の数に依存し、発生した avalanche 電流フィラメントの横方向への広がりにはダイオード領域の閉じ込めによる制限を受けることを示唆するものである。

SPAD の活性領域が $100\ \mu\text{m}^2$ 程度の、GM-APD アレイに用いられるようなデバイスの場合、avalanche 電流面積の大きさが APD の利得へ与える影響は小さいと考えられる。しかし、SPAD を各々受光素子とするようなイメージセンサとして用いる場合、SPAD の活性領域が $10\ \mu\text{m}^2$ 以下となりうる。この場合、avalanche 増倍電流の実効面積は SPAD 活性領域のそれと同程度となりうるため、空乏層を通過する avalanche 電流フィラメント内の空間電荷効果が無視できなくなる。これは、SPAD のクエンチング条件が変化する可能性を示唆しており、必要な動作領域を確保するためには正確な理解を必要とするものである。

5 SPAD アフターパルスの確率分布に関する研究

要旨

Geiger-mode で駆動する APD やそれを並列に接続してアレイ化した検出器において、観測光子数の正確さや光子数揺らぎは APD の過剰ノイズに制限される。ここで、GM-APD の過剰ノイズとしてはアフターパルスや APD マイクロセル間クロストークが考えられる。これらの過剰ノイズは互いに相関しているため、相互の影響を排除して独立にアフターパルスや APD マイクロセル間クロストーク確率を決定することは難しい。とりわけ、アフターパルスは素子分離構造を用いるなどして物理的に抑制することが出来ないため、現象理解が重要となる。本章では、APD マイクロセル間クロストークの影響を排除するために単一 GM-APD である SPAD を再び用いる。SPAD 出力の時間相関測定を行い、アフターパルスの発生数や発生タイミングの確率的モデルを検討した。パルス幅 10 ピコ秒程度のパルスレーザーを用いてパルスサイクル内に観測されるアフターパルス数の頻度とアフターパルスの観測時間間隔の分布を測定した。パルスサイクル内のアフターパルス発生数の期待値は幾何分布に従うことを確認した。アフターパルス発生時刻に関する確率分布を解析的に求め、アフターパルスの観測時間分布の解析を行った。評価した SPAD サンプルでは、10 ns 程度の浅い欠陥準位と 100 ns 程度の深い欠陥準位がアフターパルスへの寄与に支配的であることを見いだした。また、観測アフターパルス数の期待値から推定したアフターパルス確率が、時間相関解析から推定したアフターパルス確率によく一致することを確認し、SPAD のデバイス特性（SPAD 利得、端子電圧の回復時間）からアフターパルス確率を予測することに成功した。本章の構成は以下の通りである。5.1, 5.2 節で GM-APD の過剰ノイズについてのこれまでの理解を説明する。過剰ノイズとしては APD マイクロセル間クロストークとアフターパルスを取り上げる。5.3 節では本研究で用いた実験体系について説明する。使用した SPAD サンプルや信号処理を説明する。5.4 節は SPAD のアフターパルス実測結果と提案したモデルについての説明である。実測に対して提案モデルを検証する結果と考察である。5.5 章は本章の結論である。

5.1 GM-APD の過剰ノイズに関する基礎的な理解

GM-APD は単一光子の入射によって生じる電子-正孔対を $10^5 \sim 10^6$ 程度に増幅してパルスとして出力するため、非常に微弱な環境下での光検出に適している。複数の GM-APD を並列接続して構成される GM-APD アレイは、検出器に同時に入射した可視光光子の数を推定することが出来るため、このような光検出器は光電子増倍管 (PMT) やマイクロチャンネルプレート (MCP) を置き換え、LiDAR などに代表される time-of-flight (TOF) 計測を用いた測距計測器や、シンチレーション計測による放射線検出器アレイ応用への期待が高まっていることは序論でも述べた。

GM-APD のキーとなる特性は光子検出効率 (photon-detection efficiency: PDE) や、検出光子数のダイナミックレンジ (APD マイクロセル数)、そしてダークカウントノイズや過剰ノイズの発生頻度で指標される。GM-APD の過剰ノイズは光子検出信号の発生と同時に、あるいは遅延をもって発生するため、過剰ノイズ発生確率が大きくなると、同時に受光すること

が可能な光子数が少なくなる。また、過剰ノイズが新たな過剰ノイズの発生源となりうるため、観測信号の揺らぎも大きくなる。よって GM-APD の性能は APD の過剰ノイズによる制限を受ける。ゆえに、APD マイクロセル間クロストークや APD マイクロセル内のアフターパルスの発生機構を理解し、対処法を策定することが GM-APD を用いたシステム設計、APD の仕様検討において重要である。

図 5.1 (a)に示すように APD 間のクロストークは、avalanche 増倍時に発生する二次光子が隣接 APD マイクロセルに伝播し、avalanche 増倍を発生する機構として理解される。1回の avalanche 増倍につき隣接する複数の APD が同時に二次的な avalanche 増倍を生じる可能性があるため、GM-APD アレイ出力への影響が大きい [93]。一般的に、図 5.1 (b)に示すように APD マイクロセル間にトレンチによる分離溝を設けて素子分離することで大幅に低減されることが知られている [68], [70]。

APD マイクロセル内部で生じるアフターパルスは図 5.1 (a)に示すように、avalanche 増倍電流が空乏層を通過する際に、増倍されたキャリアの一部が空乏層内の欠陥に捕獲されて一定時間後に放出される機構（黄色領域で図示）、あるいは、avalanche 増倍時に生じる二次光子が APD 基板側で吸収され、基板内を拡散した後に空乏層へ入る機構（青色領域で図示）によって生じる、二次的な avalanche 増倍として知られる。空乏層内の欠陥密度はウェハの品質や作成プロセスに依存し、その性質上、完全に取り去ることは不可能である。さらに、これらのノイズは相互に関連しているため、アフターパルスと APD 間クロストークの確率分布やそのバイアス依存性については現在も大きな議論の対象となっている。

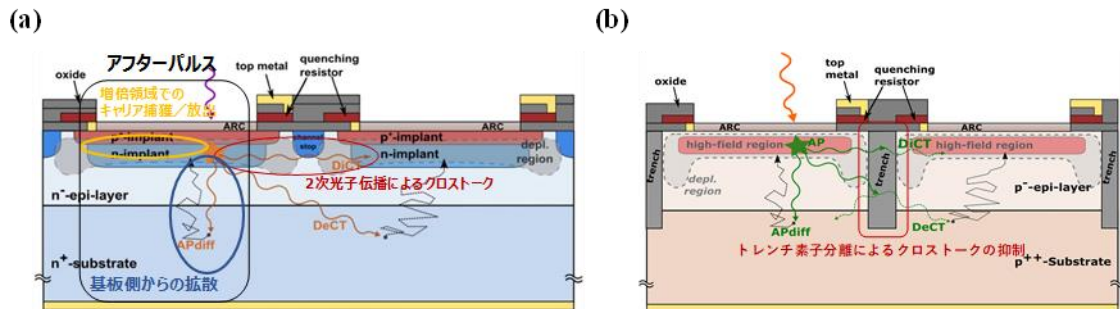


図 5.1 (a) GM-APD の過剰ノイズ（アフターパルスの概観）と (b) トレンチ素子分離によるクロストークの抑制 [93], [70].

5.2 アフターパルスに関するこれまでの研究

アフターパルスに関するこれまでの研究について説明する。まず、過剰ノイズ全般が GM-APD を用いた検出器へ与える影響を説明する。APD 間クロストークが検出器性能へ与える影響についても紹介する。

図 5.2 は Nagano らによる、浜松ホトニクス社製 GM-APD (multi-pixel photon counter: MPPC) の APD 間クロストークが単一光子時間分解能 (single-photon timing resolution: SPTR) へ与える影響について検討したものである [68]。図 5.2 (a) は MPPC の APD 間クロストーク発生確率のバイアス依存性である。APD マイクロセルサイズや APD 間の素子分離構造をパラメータとしている。図 5.2 (a) において、TP-A サンプルと TP-B はそれぞれ、APD 間にトレンチによる分離構造を適用していない/したものとのクロストーク発生確率の比較を示す。トレンチを実装することで、APD 間クロストークの発生確率が大幅に減少している。図 5.2 (b) は MPPC 出力パルスのトレンチ有無の違いである。左側がトレンチ無し、右側がトレンチ有りを表し、同一駆動電圧 ($V_{ov} = 4.0$ V) での出力波形を比較している。トレンチ構造の適用により、MPPC のダークノイズが大幅に低減し、結果として出力波形の揺らぎが低減した。図 5.2 (c) に示した SPTR のバイアス依存性からも明らかなように、クロストーク発生確率の減少により MPPC 出力パルスの揺らぎが低減し、SPTR の改善が認められる。

SPTR が 50 ps 改善する場合、TOF による被写体間距離推定において 1.5 cm 程度の推定距離揺らぎの改善につながる。これは、LiDAR などの測距アプリケーションにおいて非常に重要な検討事実である。

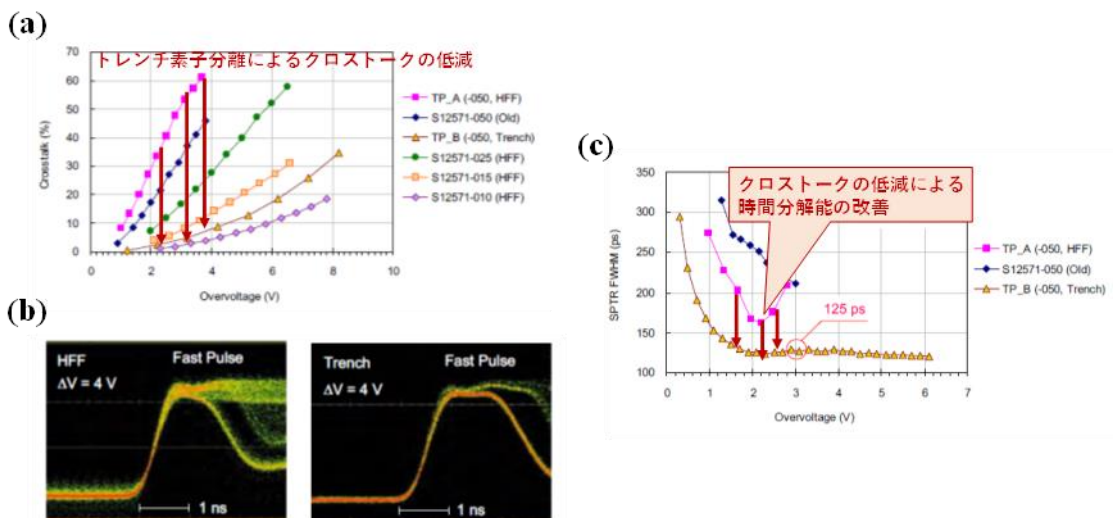


図 5.2 APD 間クロストークが検出器性能へ与える影響. (a) デバイス構造に対するクロストーク発生確率のバイアス依存性、(b) トレンチによる素子分離適用による GM-APD 出力波形の違い、(c) クロストークの低減による GM-APD 単一光子時間分解能のバイアス依存性に関する比較. [68]

続いて、特定のアフターパルスを抑制した場合に、GM-APD の性能がどのように改善するかを見ておく。図 5.3 はイタリアの研究機関 *Fondazione Bruno Kessler (FBK)* で開発した GM-APD (silicon photomultiplier: SiPM) の、APD 基板からの拡散によるアフターパルス (Delayed avalanche: DeAva) を低減した場合の (a) 出力パルス、(b) I-V 特性、(c) 光子検出効率 (PDE) の変化を示したものである [93]。APD 基板 (空乏層外) 由来のアフターパルスは、基板内で発生したキャリアが拡散し、APD の空乏層へ突入することで発生する。これを抑制するためには、空乏層外の APD 基板内で発生したキャリアが空乏層へ到達する前に基板内の再結合中心でキャリアが再結合すればよい。すなわち、APD 基板の不純物濃度を大きくすれば、キャリア再結合寿命を小さくすることが出来る。このような処置を施すことで、図 5.1 (a) に示したような基板からの拡散由来のアフターパルスは図 5.3 (a) のように低減する。アフターパルス発生確率が低減することで、アフターパルスの連鎖による SiPM 出力の飽和が抑制される。結果として、図 5.3 (b) に示すように SiPM の I-V 特性においても印加電圧の増加による出力電流の飽和を軽減し、より高い動作電圧で駆動できるようになっていることが分かる。これは APD 間クロストークの低減において説明した効果と同様である。

一般的に、SiPM の avalanche 増倍の発生確率 P_p の駆動電圧依存性 $P_p(V_{ov})$ は、低い動作電圧において V_{ov} に対して線形で有り、駆動電圧の増加とともに特定の avalanche 確率 P_{p0} へ漸近することが知られている。この特性を解析的に示すのは難しいが、ひとまず、指数関数で漸近するような関数がよい近似である [64]

$$P_p(V_{ov}) = P_{p0}(1 - \exp(-aV_{ov})). \quad (5.1)$$

a は avalanche 確率が飽和するような電圧を指標するパラメータである。式(551)より、avalanche 確率は V_{ov} が大きいほど高くなる。一方、図 5.2 (a) のように過剰ノイズの発生確率は V_{ov} の大きさに応じて高くなる傾向にあるため、GM-APD の駆動電圧が大きく、過剰ノイズ発生確率が 1 に近づくと、ひとたび avalanche 増倍を生じた場合に過剰ノイズの連鎖により出力が飽和する。同一のデバイス構造で過剰ノイズが小さくなれば、図 5.3 (b) のように GM-APD 出力信号の飽和が高い V_{ov} 側へシフトするため、そのシフト量に応じて avalanche 確率の高い領域で駆動することが可能となる。avalanche 確率が高くなれば、検出光子数の確からしさが向上し、結果として観測揺らぎの少ない計測が可能となる。したがって、過剰ノイズの低減による動作点の増加は計測システムの性能を左右する。

図 5.3 (c) は基板由来のアフターパルスを抑制しない場合 (SiPM #1) と抑制した場合 (SiPM #2) の PDE の分光特性を示す。基板由来のアフターパルスを抑制したサンプル (SiPM #2) は、そうでない場合 (SiPM #1) と比べて長波長側の PDE が低下している。これは、基板由来のアフターパルスを抑制した結果、基板部分で吸収された長波長の光子が avalanche 増倍に寄与できないことを示している。クロストーク抑制の際に用いられるトレンチ分離構造

も、GM-APD の有感領域を削減してしまうため PDE の低下につながる。過剰ノイズの低減と APD の PDE はトレードオフの関係となる場合があるため、過剰ノイズの性質を正しく理解し、目的に応じた APD 設計を行う必要がある。以下では GM-APD のアフターパルスの性質を理解するために、これまで取られてきた手法を 2 例説明する。

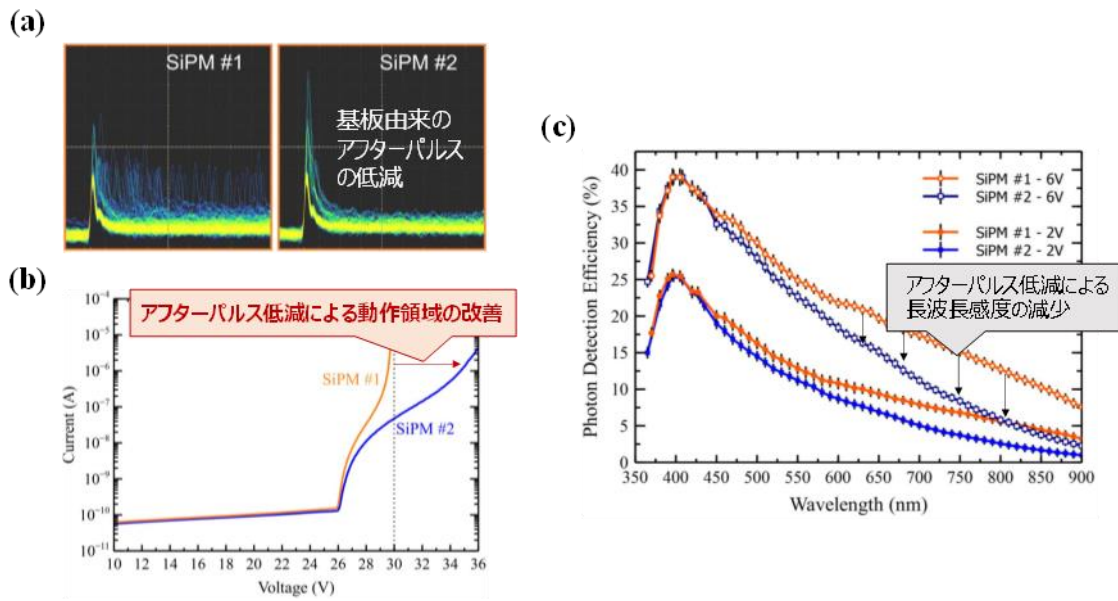


図 5.3 アフターパルスの GM-APD (SiPM) 動作特性へ与える影響. (a) SiPM 出力パルスの違い、(b) I-V 特性における動作領域の改善、(c) 光子検出効率 (PDE) への影響. [93]

初期の SPAD アフターパルス計測とその解析方法を説明する。図 5.4 は Cova らが提案した SPAD アフターパルスの計測概念図である [27], [34]。4 章でも述べたように、avalanche 増倍のクエンチは 1 ns 以下の時間で瞬時に完了する。増倍過程で生じた一部のキャリアは空乏層内の欠陥に捕獲される (図 5.4 (a): Filling deep level population)。欠陥に捕獲されたキャリアは一定の時間経過の後、空乏層へ解放され、再度 avalanche 増倍を生じる。この間、図 5.4 (b)で示したように SPAD の端子電圧はブレークダウン電圧近傍まで降下し、時定数 $\tau_S = R_q C_d$ で回復して再度 avalanche 増倍可能な状態となる (Hold-off time)。この状態で再び生じた avalanche 増倍による出力信号を検出し、直前の SPAD 出力パルスを検出した時刻との差 Δt をヒストグラム化する (図 5.4 (c))。

トラップによるキャリアの捕獲および放出は、トラップの寿命 τ を時定数とする Poisson 過程に従うと考えられるため、図 5.4 (c) の SPAD 出力信号の遅延時間 (delay time: Δt) に対する検出頻度分布は

$$f(\Delta t) = A_0 + A_1 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) + \dots, \quad (5.2)$$

と表すことが出来る。 A_0 はダークカウントの検出頻度を表し、 τ_1, τ_2, \dots は1次,2次、そして2次以上のトラップ準位の寿命、 A_1, A_2, \dots は各トラップ準位の密度比に相当するパラメータである [34]。

式(552)による Δt 分布の解析は単純で扱いやすいが、欠陥密度 A_1, A_2, \dots とその寿命の推定結果の任意性が高いため、アフターパルス発生機構と SPAD のデバイス構造やその動作電圧との関連付が難しい。また、SPAD 出力のダークカウント計測を用いるため、SPAD の APD マイクロセルサイズに依存してアフターパルスの検出効率が変化する。アフターパルスの発生機構を理解するという立場では、種々の SPAD 出力を効率良く計測する必要があるため、SPAD の APD マイクロセルサイズに依存せず、図 5.4 (c)のような出力信号の Δt 分布を得るような計測手法の確立が必要である。

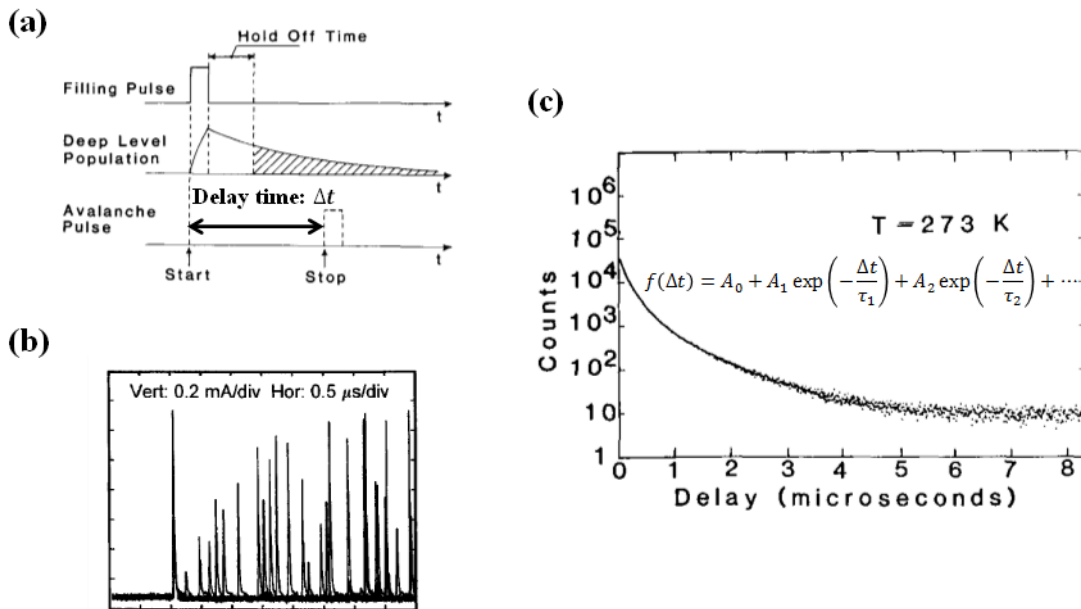


図 5.4 SPAD のアフターパルス評価方法. (a)Avalanche 増倍による出力パルス検出の信号処理方法、(b) アフターパルスによる SPAD 出力パルス、(c)SPAD 出力パルスの delay time に対する検出頻度分布. [27], [34]

SPAD を用いたダークカウント計測の場合、SPAD 出力パルスの時間間隔分布を任意の APD マイクロセルに対して行うことは難しい。SiPM のような GM-APD を並列接続したデバイスであれば、ダークカウントを一定量計測することが出来る。SiPM の利用シーンの拡大に伴い、SiPM における GM-APD のアフターパルスの理解がより必要性となっている。

Rosado らは MPPC のダークカウントを測定し、 Δt と検出波高値の頻度分布を詳細に解析することで、MPPC の過剰ノイズ特性を理解するための確率モデルを検討した [94]。図 5.5

に Rosado らの検討結果を示す。図 5.5 (a)は MPPC ダークカウントの Δt と波高値の 2 次元ヒストグラムであり、図 5.5 (b)は 2 次元ヒストグラムを波高値方向に積分し、 Δt に関する確率密度関数として表したものである。図 5.5 (b)-1, (b)-2 はそれぞれ Δt 分布の解析に用いたモデルが異なる。図 5.5 (b)-1 は式(552)に類似する関数で評価した結果であるのに対し、図 5.5 (b)-2 は式(552)において τ_1 のみを考慮し、さらに DeAva の時間相関モデルを加えたものである。図 5.5 (b)に赤丸表された確率密度は、図 5.5 (a)の四角領域で表される、primary avalanche を生じた APD 出力とは異なる APD から出力されたパルスのみを積分したものである。Primary avalanche を生じた APD とは無関係な APD マイクロセルから出力されたパルスであるとすれば、この確率密度分布はダークカウントのものに一致するはずである。しかし、図 5.5 (b)-1 の解析結果によればその分布はダークカウントから推定される分布には一致せず、図 5.5 (b)-2 に示されるように、DeAva の時間相関モデルを考慮することで理解される、ということである。

DeAva は avalanche 増倍を生じた APD の周囲の APD が avalanche を生じる、クロストークの類いであるため、単一 GM-APD のアフターパルスと切り離して計測するためには、Rosado らが示したように工夫を要する。さらに、ダークカウントの Δt 分布を解析するためのモデルが複雑となり、取り扱うパラメータも増えるので解析結果をデバイスパラメータと絡めて検討することが難しい。

本研究では、APD 間クロストークを考えずに検討することが可能な、単一 GM-APD である SPAD を用いて GM-APD のアフターパルスの確率分布を検討する。ピコ秒幅のパルスレーザーを用いることで、意図的に avalanche 増倍を発生し、レーザーパルスの繰り返し内に観測した出力信号の数と、アフターパルスの時間間隔 Δt の頻度分布を作成した。

レーザーの繰り返し内に観測した出力信号の数は、1 回の avalanche 増倍を起点として誘起されるアフターパルス発生数の期待値と見なすことが出来る。ゆえに、観測信号数に関するヒストグラムを構築することでアフターパルスの従う確率分布を推定することが出来る。また、パルスレーザーを用いて意図的に avalanche 増倍を起こせるため、効率良く Δt に対する頻度分布を構築することが出来る。本研究では空乏層内の欠陥に増倍キャリアがトラップされ、再度解放されることでアフターパルスが生じるというモデルでアフターパルス発生時刻の確率分布を検討した。アフターパルスの発生に関与するトラップの深さとしては 10, 100 ns の複数の準位を仮定し、各準位の密度比の推定、およびアフターパルス発生確率とデバイスパラメータとの相関について検討した。検討したモデルは実験結果を効果的に説明できることも併せて説明する。

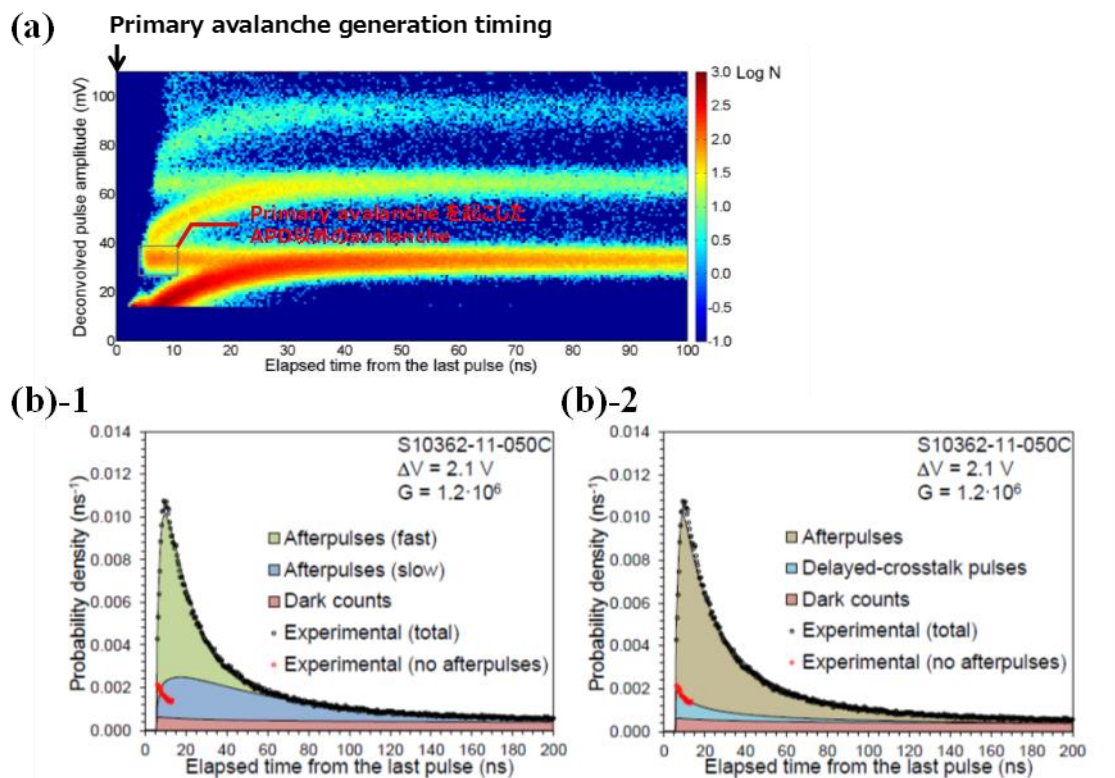


図 5.5 MPPC ダークカウン트의時間相関解析. (a) Δt と検出波高値との関係を表す 2 次元ヒストグラム、(b) 異なるモデルによるダークカウン트의 Δt 分布の解析 ((b)-1 アフターパルスを複数のトラップ準位で評価、(b)-2 アフターパルスと DeAva を区別して評価). [94]

5.3 実験方法

5.3.1 SPAD サンプル

実験に用いた SPAD サンプルについて説明する。APD マイクロセルサイズおよびクエンチ抵抗値の異なる 7 種の passive-quenching 型の SPAD サンプルを用いた。推定される空乏層厚さは $1.5\ \mu\text{m}$, SPAD のブレークダウン電圧はおよそ $43\ \text{V}$ である [83]。図 5.6 は使用した SPAD サンプルの表面レイアウト図である。面積 S のダイオード領域が金属コンタクトを介してクエンチ抵抗へ接続されている。クエンチ抵抗を含む SPAD を囲むような一辺 l の正方形を一区画として SPAD の大きさを定義した。

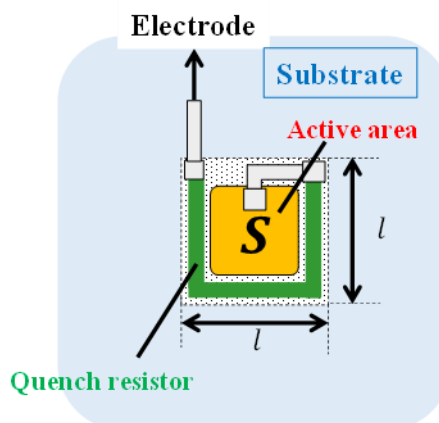


図 5.6 SPAD サンプルの表面レイアウト。

表 5.1 に示すように、SPAD 領域 l とクエンチ抵抗値 R_q の異なる 7 種の SPAD サンプルを用いた。本実験で用いた SPAD サンプルは、SPAD 領域 l について $25, 50\ \mu\text{m}$ の 2 グループに分けることができる ($25\text{-}\mu\text{m}\text{-a, -b, -c, 50}\text{-}\mu\text{m}\text{-a, -b, -c, d$)。それぞれのサンプルに対して、接続されるクエンチ抵抗値 R_q を $125\sim 1000\ \text{k}\Omega$ で変化させた。

なお、実験に用いた SPAD サンプルのダイオード構造は 4 章で用いたものと同一であるため、ここでの記述は省略する。

表 5.1 実験に用いた SPAD サンプル。

Sample ID	Microcell size l (μm)	Active area S (μm^2)	Quench resistor R_q ($\text{k}\Omega$)
25- μm -a	25	323	250
25- μm -b	25	323	500
25- μm -c	25	323	1000
50- μm -a	50	1763	125
50- μm -b	50	1763	250
50- μm -c	50	1763	500
50- μm -d	50	1763	1000

5.3.2 実験体系

実験のセットアップは 4 章で述べた SPAD 利得のレーザー照射強度依存性の検討と同様である。再掲すれば、図 5.7 の通りである。なお、本実験では SPAD 利得のレーザー照射強度依存性を考えないようにするため、十分に減光 (ND フィルタの OD で 3~4 程度) した。実験は室温で行われ、オシロスコープによるデータ収集後、信号処理はオフラインにて実施した。

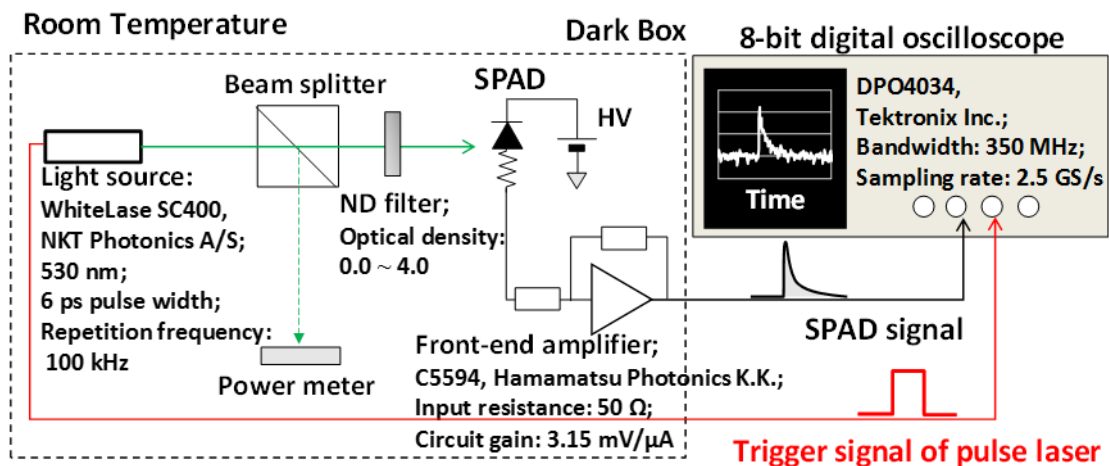


図 5.7 SPAD 出力信号の評価系。

SPAD出力波形の処理方法 (パルスデコンボリューションおよび信号検出アルゴリズム) も4章記載のものと同様であるため、詳細は4章および付録Aを参照されたい。なお、信号処理に用いるSPADサンプルの時定数 τ_s は25- μ m-a, -b, -c, 50- μ m-a, -b, -c, -dの出力パルスを指数関数でフィッティングすることで推定し、それぞれ、9.1, 17.9, 35.7, 21.2, 43.3, 83.1, 156.1 nsであった。以下ではSPAD出力信号を計数する際に構築する複数のヒストグラムを概説する。

図 5.8 に示すように、レーザーの駆動パルスを検出すると、一定期間内でデコンボリューションされた SPAD 出力パルス (Sig 1) を観測するか否かを判定する。なお、信号処理の閾値は 0.5 光電子相当(photoelectron equivalent: p. e.)とする。Sig 1 はパルスレーザーによって誘起された、アフターパルスを伴わない primary avalanche 増倍信号と見なすことが出来る。Sig 1 を検出した場合、続いて観測されるアフターパルス (Sig 2, Sig 3, ...) を計測する。このとき、以下に示す三種類のヒストグラムを生成する。

Histogram1: Sig 1 のパルス面積のヒストグラム。アフターパルス観測によるスペクトル劣化を含まない。SPAD 出力信号利得の推定に用いた。

Histogram2: パルスレーザーの繰り返し期間中に観測されるパルス数 (Sig 1, Sig 2, ...) に関するヒストグラム。アフターパルスの従う確率分布の評価に用いた。

Histogram3: パルスの検出時間間隔 ΔT のヒストグラム。図 5.8 において $\Delta T_1 - \Delta T_4$ で図示したものの。

なお、実験に用いた SPAD サンプルのダークカウントレートは 1 kcps 未満と非常に小さいため、パルスレーザーの繰り返し期間中に得られた信号はすべてアフターパルスによって生じたものとみなした。

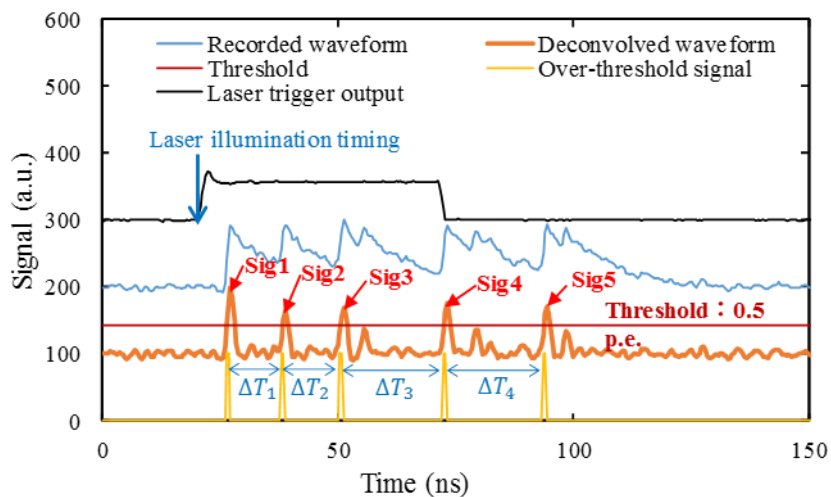


図 5.8 パルスデコンボリューションアルゴリズムを用いた時間相関計測.

5.4 結果と考察

ピコ秒幅のパルスレーザーを用いた時間相関計測で得られた、Histogram1～Histogram3 を示しながら、SPAD アフターパルスの発生機構について説明する。

5.4.1 SPAD の利得 (Histogram1 の結果および考察)

まず、SPAD の利得を推定するために評価した Histogram1 の結果を説明する。図 5.9 (a) は 25- μm -a サンプルの Histogram1 を 44.6, 44.9, 45.2 V で計測した結果である。パルス面積はアンプ出力波形をオシロスコープで計測した値を 8-bit で量子化し、積分した結果を AD 値 (analog-to-digital units: adu) に換算して示した。図 5.9 (a)に示すように、それぞれの駆動電圧での pedestal を除いたヒストグラムのピーク位置を、SPAD の平均利得として推定した。

図 5.9 (b)は、SPAD に接続したフロントエンドアンプの利得を考慮して SPAD 平均利得を駆動電圧毎にプロットしたものである。実験に用いたすべての SPAD サンプル (25- μm -a～-c, 50- μm -a～-d サンプル) の結果を掲載した。43～46 V の低い駆動電圧の領域では、SPAD 出力の利得は線形である。また、それぞれの APD マイクロセルサイズのグループにおいて同様のバイアス依存性を示していることから、低い駆動電圧 (<45 V) での振る舞いを線形近似し、SPAD 利得のバイアス依存性 $G(V_{op})$ を

$$G(V_{op}) = G_0(V_{op} - V_{bd}), \quad (5.3)$$

で評価した。、 V_{bd} は SPAD のブレイクダウン電圧、 G_0 は $V_{ov} (\equiv V_{op} - V_{bd})$ が 1.0 V のときの SPAD の利得である。それぞれの SPAD サンプルに対して推定した利得は 2.34×10^5 1/V (for 25- μm samples), 9.57×10^5 1/V (for 50- μm samples) であった。

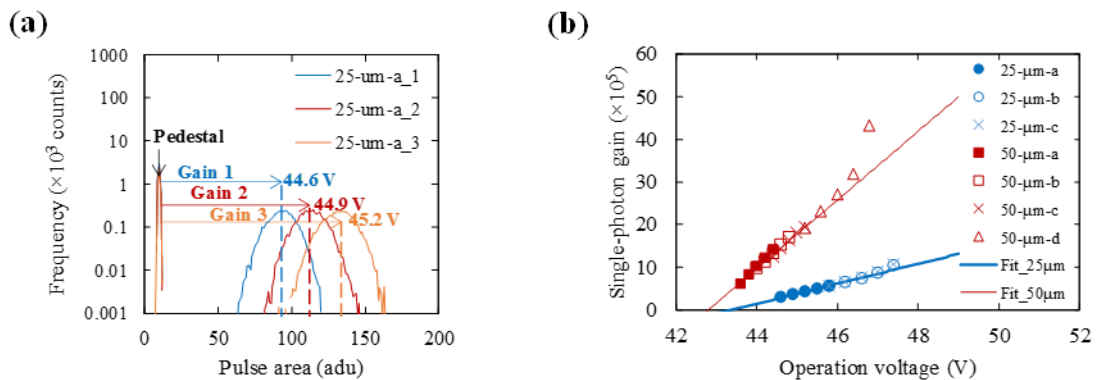


図 5.9 SPAD の利得推定. (a) 25- μm -a サンプルの Histogram1 (44.6, 44.9, 45.2 V で駆動したときの結果)、(b) SPAD 利得の駆動電圧依存性 (25- μm -a～-c, 50- μm -a～-d サンプル)。

46 V よりも大きな電圧領域では SPAD 利得のバイアス依存性が低電圧駆動時のものから乖離していく様子も観測された。このような現象は 25-, 50- μm サンプルのどちらでも見ら

れた。この原因を考えてみる。4章でも述べたように、入射した光子数によって一度に誘起される avalanche 増倍の数に応じて実効的な avalanche 電流の断面積が変化することで GM-APD の利得は変化する。本研究では実験に用いたレーザーパルスの照射強度は十分小さく、1 パルス当たりの光子数は 1 個未満である。ゆえに、一度に誘起される avalanche 増倍の数が変化することによる利得の変化は考えにくい。

ここでは、Haitz らが提示した avalanche 増倍の不安定性について検討する。4章で示したように、Haitz らは SPAD における avalanche 増倍の発生 (turn-on) から停止 (turn-off) するまでが確率過程であることを提示した [75]。Avalanche 増倍の turn-off 確率(p_{10})は avalanche 電流の関数であり、図 5.10 (a)のような傾向になることが知られている [75]。本研究で利得の非線形性が顕著にみられた 25- $\mu\text{m-c}$, 50- $\mu\text{m-d}$ サンプルについて考える。それぞれのサンプルの時定数は 36, 160 ns であり、非線形が見え始めた利得はそれぞれ、 1.0×10^6 , 3.0×10^6 であった。Avalanche 増倍が短時間のうちに発生したとすると、avalanche 電流の時間応答は

$$I_{av}(t) \sim q \frac{G(V_{ov})}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right), \quad (5.4)$$

で与えられる。 τ_s は SPAD の応答時定数、 q は素電荷である。式(554)を用いて、非線形性が見え始めた avalanche 電流の瞬時値を推定すると、それぞれ、4.4, 3.0 μA 程度となり、図 5.10 (a)における赤破線で示した turn-off 時定数 (1 ns 程度) となる。

4章でも示したように、正常な avalanche 増倍過程は 1 ns よりも十分速く停止する。しかし、SPAD の利得が増加し、avalanche 電流の瞬時値が 1 μA よりも大きくなってくると、avalanche 増倍の turn-off 時定数が 1 ns よりも大きくなる。図 5.10 (b)に示すように、デバイスには avalanche 電流が約 1 ns の間流れ続ける。流れ続ける電流値は avalanche 増倍時の電流量と比べれば小さいが、正常な avalanche 停止時間の約 10 倍の間電流が流れるため、積分値が大きくなる可能性が考えられる。

このように、SPAD の利得と応答時定数に依存する、SPAD 出力電流量によっても avalanche 増倍のクエンチが不安定となりうるため、APD の動作モデルの検討には注意が必要である。本章では、以下の考察で SPAD アフターパルスのバイアス依存性を議論する。アフターパルスのバイアス依存性を特徴づけるようなパラメータの推定には、利得の線形性が保証されている V_{ov} が小さい駆動電圧の領域で行った。

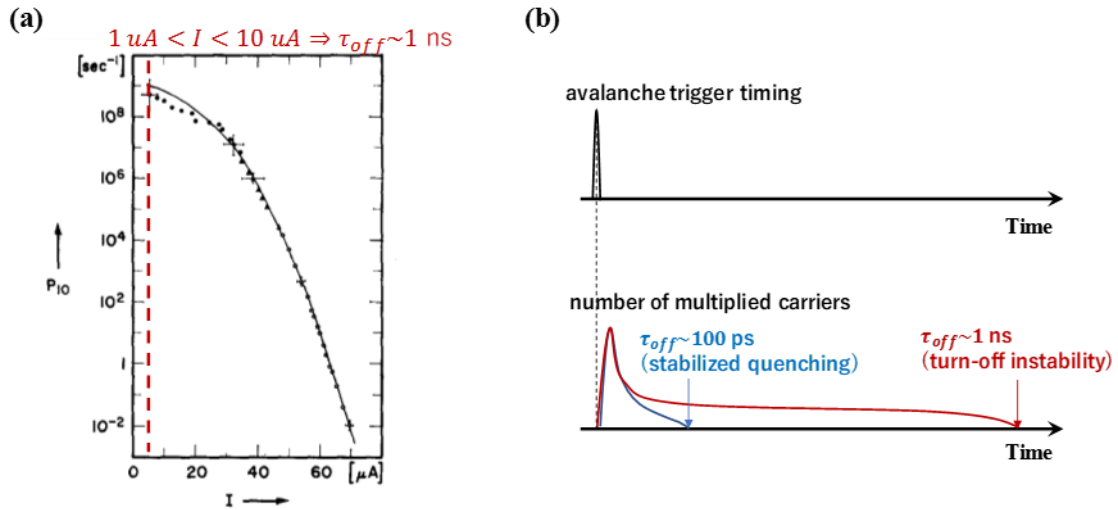


図 5.10 SPAD の avalanche 増倍停止確率 p_{10} の概念図. (a) p_{10} の avalanche 電流依存性 [75]、(b) 正常にクエンチした場合とクエンチが不安定 (turn-off instability) な場合の増倍キャリアの時間応答.

5.4.2 アフターパルスの確率分布

APD 間クロストークやアフターパルスなどの過剰ノイズに関する多くの確率モデルがこれまでに提案されている [34], [85], [86], [94]-[100]。本節では、アフターパルス発生回数とアフターパルス発生タイミングの確率分布を検討する。

A) アフターパルス発生回数の確率分布

まず、avalanche 増倍一回につき発生するアフターパルス数の従う確率分布について考える。図 5.11 (a)は最初の avalanche 増倍を起点として次々にアフターパルスが発生する (Sig 1, 2, 3, ...) 連鎖過程の模式図を示す。もし、avalanche 増倍一回につき発生するアフターパルスの発生確率 p が各過程で変わらないとすれば、一回目の avalanche 増倍と $n - 1$ 個のアフターパルス発生によってちょうど n 個の avalanche 信号が発生する確率分布 $P_g(n)$ は幾何分布に従うと考えることができる [97]

$$P_g(n) = p^{n-1}(1 - p), \text{ for } n \geq 1. \quad (5.5)$$

25- μm -a サンプルに対する Histogram2 を図 5.11 (b) (白抜き円)に示す。アフターパルス確率 $p = 0.39$ とした場合の式(555)を用いて描いた解析曲線を赤破線で示す。実験結果は幾何分布を用いて評価できていると考えられる。解析的には、トラップに捕獲されるキャリアの個数は avalanche 増倍で発生するキャリア数に依存する。4 章で示したように、アフターパルスは GM-APD の端子電圧が回復している最中にも発生しうるため、各々のアフターパルスでトラップに捕獲されるキャリアの数はアフターパルスの発生間隔に依存するはずであ

る。本実験で SPAD 出力信号の検出に課した閾値は 0.5 p. e. であったので、実際にアフターパルスに寄与する増倍キャリアの範囲は、SPAD 利得の半分以上ということになる。Avalanche 増倍によってトラップに捕獲されるキャリアの個数は高々数個程度と考えられるので、トラップに捕獲される過程も Poisson 過程に従うとみなすことができる。今回の議論ではアフターパルスの発生間隔が確率分布へ与える影響が小さいとみなすことができる。以下の議論では、アフターパルスの連鎖でアフターパルスが 1 回発生する確率 p はすべての過程で一定であると考えて進める。

アフターパルス発生数の確率分布が幾何分布に従うとみなせる場合において、アフターパルス発生数の期待値 μ_{AP} は以下のように考えることができる [97]

$$\mu_{AP} = \frac{N_{AP}}{N_{sync}} = \sum_{n=1}^{\infty} n \cdot p^{n-1}(1-p) = \frac{p}{1-p}. \quad (5.6)$$

N_{AP} はレーザーパルスサイクル内に観測したアフターパルス数であり、Histogram3 の積分値である。 N_{sync} はレーザーパルスに同期した APD 出力信号数の総計であり、Histogram1 の pedestal を除いたヒストグラムから計算することができる。

すべての SPAD サンプルに対して、式(556)を用いてアフターパルス確率 p を種々の駆動電圧に対して計算し、 V_{ov} の関数としてプロットした。図 5.11 (c) は各サンプルのアフターパルス確率の V_{ov} 依存性である。空乏層中のトラップにキャリアが捕獲される確率は、avalanche 増倍によって発生する総キャリア数、すなわち利得に比例すると考えることができる。5.4.1 節でも述べたように、GM-APD の利得は V_{ov} に比例する。トラップされたキャリアが空乏層に放出されたとき、再び avalanche 増倍を生起する確率は GM-APD の avalanche 確率に比例する。式(551)で示したように GM-APD の avalanche 増倍確率は V_{ov} に対して指数関数的な依存性を示すが、 V_{ov} が大きくない動作電圧 ($V_{ov} < 1/\alpha$) では V_{ov} に比例すると考えられる。ゆえに、アフターパルスの発生確率 p は V_{ov} が大きくないときは V_{ov}^2 に比例すると考えられる。図 5.11 (c) に示すように、実験結果の $V_{ov} < 3$ V の領域ではアフターパルス確率が V_{ov}^2 で良く評価できている。一方、高いバイアスではアフターパルス確率の近似曲線からの乖離が認められる。これはアフターパルス確率の増加による、アフターパルスのパイルアップを原因とするパルスの数え落とし、および高い V_{ov} における avalanche 確率の非線形性が原因と考えられる。

アフターパルス発生数の期待値を用いたアフターパルス確率の推定は簡便で応用範囲が広いと考えられるが、アフターパルス間隔が SPAD の時定数 τ_s よりも小さくなるような領域、すなわち、非常に浅いトラップを原因とするアフターパルスの推定を行った場合は過小評価となりうる。アフターパルスの出力パルスが平均的に 0.5 p. e. の閾値以下となり、信号処理閾値を下回るからである。

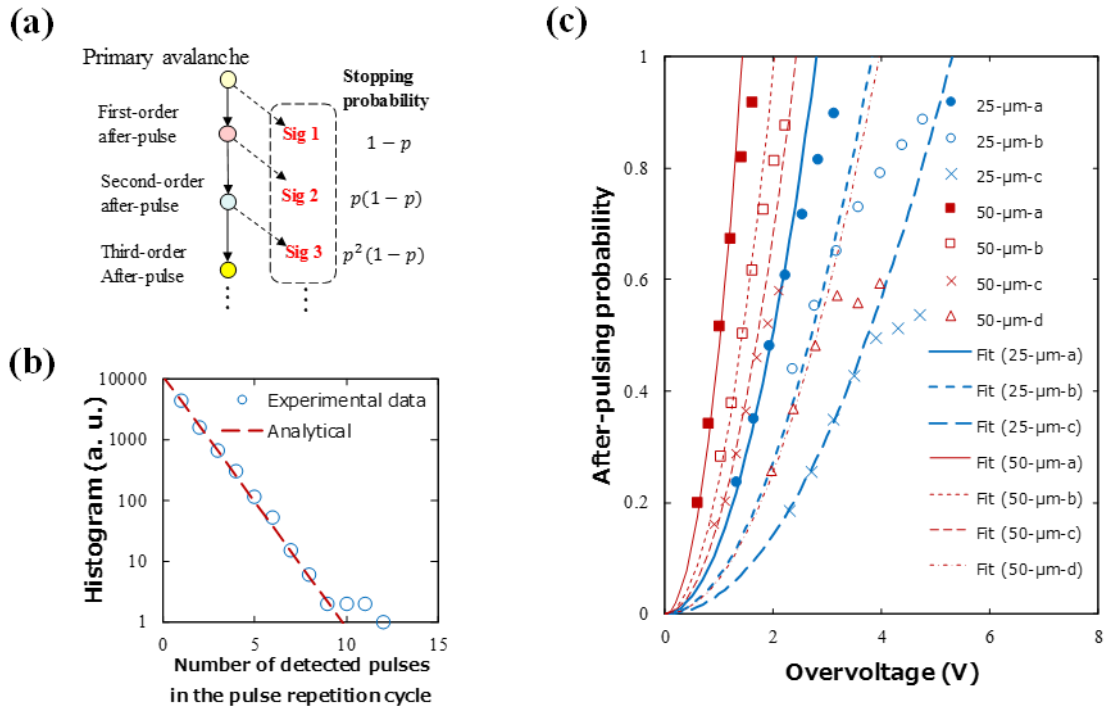


図 5.11 アフターパルス生起数の確率分布の検討。(a) アフターパルスによって n 個の avalanche 増倍出力が得られることを考慮した、アフターパルスの確率分布 $P_g(n)$ の簡易モデル、(b) レーザーパルスサイクル内に検出したパルス数のヒストグラム、(c) 推定したアフターパルス確率のバイアス依存性(V_{ov})。

B) アフターパルス発生時刻の確率分布

つぎに、欠陥によるトラップ、およびトラップからの放出がアフターパルス発生で支配的としたモデルで、アフターパルス発生時間間隔の確率分布を検討する。図 5.12 (a)はこのようなアフターパルス発生機構の概略図である。初期の avalanche 増倍によって生じたキャリア（黒線）の一部が空乏層内の欠陥に捕獲され（青線）、捕獲されたキャリア $n_j(t)$ は時定数 τ_j で空乏層に放出される。 j は空乏層内のトラップのエネルギー準位に相当し、次数が低いほど浅いエネルギー準位であるとする。時刻 t_1 で放出されたキャリアが avalanche 増倍を発生させたなら、そのパルスはアフターパルスとして観測される（同図赤線）。空乏層内に放出されたキャリアが再び avalanche 増倍を発生する確率は、その時刻の端子電圧で決定する avalanche 確率 $\varepsilon(t_1)$ に比例する（同図緑破線）。このような2次 avalanche 増倍を発生させるタイミングでの SPAD の端子電圧は、駆動時のそれと比べると小さくなっている。Avalanche 確率 $\varepsilon(t)$ の回復時間がトラップの寿命 τ_j に近い場合、放出されたキャリアによって引き起こされる2次 avalanche 増倍によってトラップされるキャリアの数は、初期のものと同程度であると考えられる。以下で検討するように、アフターパルス発生時刻の分布を解析する際に用いたトラップの寿命 τ_j は端子電圧の回復時定数 τ_S に近い値となっている。アフターパルス

確率 p が一連のアフターパルス連鎖過程でほぼ一定とみなすことができたのは、このような発生機構にも要因があると考えられる。アフターパルス発生数の確率分布 $P_g(n)$ が幾何分布で評価できたのもっともらしい現象論的な説明はこのように与えられる。

図 5.12 (a)を用いて、アフターパルス発生時間の確率分布関数を具体的に求めていく。Avalanche 確率のバイアス依存性は指数関数であらわされるが、 $V_{ov} < 1/a$ を満たすようなバイアス領域では概ねバイアスに比例するとみなしてよい。4 章でも示したように、avalanche 増倍によって SPAD の端子電圧はブレイクダウン電圧付近まで低下し、その後時定数 τ_S で回復する。Avalanche 確率が V_{ov} に比例するとみなせるような動作領域では、初期の avalanche 増倍から時間 t 経過したときの avalanche 確率 $\varepsilon(t)$ は

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \right), \quad (5.7)$$

で表すことができる。 ε_0 はバイアス V_{ov} における SPAD の avalanche 確率である。

次に、欠陥でのトラップおよび放出を考える。電子・正孔で同じ議論が成り立つため、簡単のため電子のトラップを例に考える。 j 次のトラップに捕獲されたキャリア数の時間発展は、以下で示されるトラップのレート方程式に従う [2]

$$\frac{\partial n_j(x, t)}{\partial t} = C_j n(x, t) (N_j - n_j(x, t)) - \frac{n_j(x, t)}{\tau_j}. \quad (5.8)$$

C_j は j 次のトラップのキャリア捕獲係数であり、キャリアの熱速度 v_{th} と捕獲断面積 σ_j の積で与えられる。 $n(x, t)$ は avalanche 増倍によって励起される空乏層内のキャリア密度であり、 N_j は j 次のトラップの密度である。本研究では、各トラップ準位の密度は空間的に一様であるとみなす。トラップされたキャリアの放出寿命 τ_j は

$$\tau_j = \frac{1}{C_j \exp\left(-\frac{\Delta E_j}{kT}\right) N_c}, \quad (5.9)$$

で与えられる。 ΔE_j は伝導帯の下端から測ったトラップのエネルギー準位であり、 N_c は伝導帯の状態密度、 k は Boltzmann 定数、 T は絶対温度である [2]。

どれほど利得が大きくても、トラップされるキャリアでは空乏層の欠陥は満たされないという条件 ($N_j \gg n_j(x, t)$) の下で、式(5.8)を空間(x)に渡って積分すると、トラップされたキャリア数 $n_j(t)$ に関する非常に簡単な時間に関する微分方程式

$$\frac{dn_j(t)}{dt} = C_j N_j n(t) - \frac{n_j(t)}{\tau_j}, \quad (5.10)$$

を得ることができる。平面方向に一様であると仮定し、4章で示したように有限の avalanche 領域面積を S_{av} することで、avalanche 増倍で発生するキャリア数 $n(t) \equiv S_a \int_0^w n(x, t) dx$, そして、トラップされたキャリア数 $n_j(t) \equiv S_a \int_0^w n_j(x, t) dx$ を定義した。なお、 w は空乏層厚である。

正常にクエンチした場合、SPAD の avalanche 増倍は空乏層内の欠陥によるトラップおよび放出の過程と比べて瞬時に完了する。そこで、avalanche 増倍によって発生するキャリア数の時間発展を δ 関数で近似する ($n(t) \approx \alpha G_0 V_{ov} \delta(t)$)。ここで、 G_0 は $V_{ov} = 1$ V での SPAD の利得であり、ダイオードの接合容量 C_d を素電荷 q で割ることで定義される。 α は比例係数である。増倍キャリアの総利得は増倍された電子数と正孔数の総量で定義されるため、 $\alpha < 1$ を定数として導入した。時刻 $t = 0$ においてトラップされたキャリアが存在しないとする。すなわち、初期条件 $n_j(0) = 0$ である。このとき、式(5.10)は解析的に解くことができる

$$n_j(t) = \alpha C_j G_0 \Delta V \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right). \quad (5.11)$$

次に、トラップされたキャリアがアフターパルスとして観測される確率を考える。以下の二つの確率分布関数 $\bar{P}(t)$ および確率密度分布関数 $P(t)$ を導入する。

- $\bar{P}(t)$: 時間 t の経過でアフターパルスを一つも観測しない確率。
- $P(t)dt$: 時刻 t でアフターパルスを観測する確率。

導出に関する詳細は付録 C にて掲載する。ここでは結果のみを示すと、 $\bar{P}(t)$ と $P(t)$ は以下の方程式に従う

$$\begin{cases} \frac{d\bar{P}(t)}{dt} = \sum_j E_j n_j(t) \log(1 - \varepsilon(t)) \bar{P}(t) \\ P(t) = - \sum_j E_j n_j(t) \log(1 - \varepsilon(t)) \bar{P}(t) \end{cases}. \quad (5.12)$$

E_j は j 次のトラップに捕獲されたキャリアの放出係数であり、トラップの寿命 τ_j の逆数で与えられる。式(5.57), (5.11)を式(5.12)に代入し、時刻 $t = 0$ ではアフターパルスを観測しないという初期条件 $\bar{P}(0) = 1$ を課すことで、確率分布関数 $\bar{P}(t)$ と確率密度分布関数 $P(t)$ は、少々複雑ではあるが以下のように解くことができる

$$\begin{cases} \bar{P}(t) = \exp\left(\sum_j \frac{a_j}{\tau_j} \int_0^t \exp\left(-\frac{t'}{\tau_j}\right) \times \log(1 - \varepsilon(t')) dt'\right) \\ P(t) = -\sum_j \frac{a_j}{\tau_j} \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right) \times \log(1 - \varepsilon(t)) \bar{P}(t) \end{cases} \quad (5.13)$$

a_j は以下のように与えられる定数値である

$$a_j = \alpha C_j N_j G_0 V_{ov} \quad (5.14)$$

式(5.13)による $\bar{P}(t)$ と $P(t)$ の表現は、実験結果を評価する上では不便である。そこで、 $\log(1 - \varepsilon(t))$ を $\log(1 - \varepsilon_0) (1 - \exp(-t/\gamma\tau_s))$ のように近似する。ここで、 γ は ε_0 に弱く依存する定数である。このような近似の下で、確率分布関数 $\bar{P}(t)$ と確率密度分布関数 $P(t)$ は以下のように陽に解くことができる。

$$\begin{cases} \bar{P}(t) = A_0 \exp\left(-\sum_j A_j \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right) - \frac{\tau_j'}{\tau_j} \exp\left(-\frac{t}{\tau_j'}\right)\right]\right) \\ P(t) = -\sum_j A_j \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_j'}\right)\right] \bar{P}(t) \\ \frac{1}{\tau_j'} = \frac{1}{\tau_j} + \frac{1}{\gamma\tau_s} \end{cases} \quad (5.15)$$

A_0, A_j は無次元の定数であり、以下のように定義される

$$\begin{cases} A_0 = \exp\left(\sum_j A_j \left(1 - \frac{\tau_j'}{\tau_j}\right)\right) \\ A_j = \alpha C_j N_j G_0 V_{ov} \log(1 - \varepsilon_0) \end{cases} \quad (5.16)$$

式(5.15), (5.16)を用いて表現されるアフターパルス発生時刻の確率密度分布関数の形を考える。 $P(t)$ を次のように書き換える

$$\begin{cases} P(t) = \sum_j P_j(t) \\ P_j(t) = -\frac{A_j}{\tau_j} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_j'}\right)\right] \bar{P}(t) \end{cases} \quad (5.17)$$

式(5517)において $P_j(t)$ は j 次のトラップのアフターパルスへの寄与を表しており、 A_j はそれらの寄与率を表す。式(5515)を考慮すると、 $P_j(t)$ はこれまでにアフターパルスの確率分布を記述してきたような単純な指数関数では与えられないことがわかる [34], [94]-[100]。さらに、 $P_j(t)$ は SPAD の利得 G_0 、回復時定数 τ_S を用いて陽に解かれているため、実験結果を評価することで得られる $P_j(t)$ の解析パラメータを用いることで、アフターパルス発生確率と SPAD を構成するデバイスパラメータとの相関を検討することができる。

導出したアフターパルスの確率密度分布関数 $P(t)$ を用いて実験結果を解析する。図 5.12 (b)は 25- $\mu\text{m-a}$, 50- $\mu\text{m-a}$ サンプルに対する Histogram3 の実測結果（それぞれ、青線、赤線）である。これらのヒストグラムはどちらも、それぞれのサンプルの回復時定数 τ_S の近傍で最大値を取っている。これは、信号処理の閾値を 0.5 p. e. に設定していることで発生するアーティファクトである。残念ながら、今回用いた SPAD は 10 ns 以下の回復時定数を有するサンプルがないため、非常に浅いトラップの寄与を実験的に評価することはできない。しかし、それぞれの Histogram3 を注意深く見てみると、25- $\mu\text{m-a}$ サンプルでは 10 ns 付近、そして両サンプルで 100 ns 付近に緩やかなへこみが認められる。これらの実験結果は 10, 100 ns という 2 種類の寿命のトラップがアフターパルスの発生に支配的であることを示唆している。この結果はこれまで SiPM について検討されてきた 2 種トラップモデルと矛盾はしない [27], [34], [86], [96]。

2 種類のトラップ（寿命は 10, 100 ns）が支配的であるとした場合に、 A_j ($j = 1, 2$) をフィッティングパラメータとして採用し、式(5517)を用いて Histogram3 を評価することで、これらのトラップの寄与率を推定した。図 5.12 (b)の黒線および黒破線がフィッティング結果である。実験結果とフィッティング結果は、フィッティングに用いた近似と、フィッティングパラメータを A_j に絞ったということを考慮にいれてもよく整合している。また、 γ の値が結果に大きな影響を与えないことも確認できたため、各条件の評価には $\gamma = 1$ を採用した。

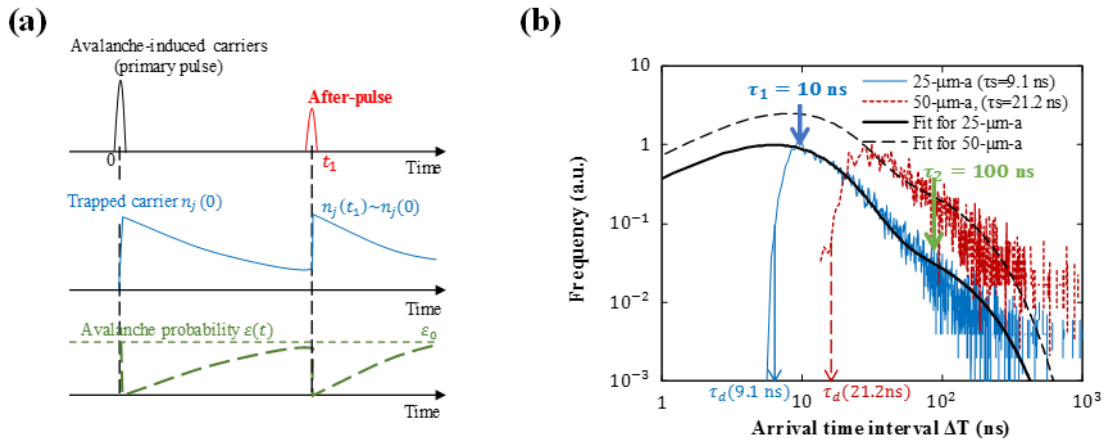


図 5.12 アフターパルス発生タイミングの確率分布関数の検討. (a) アフターパルス発生時間の確率モデル. 時刻 0 で発生した avalanche 増倍によって増倍キャリアが空乏層内の欠陥にトラップされ、時間 t_1 経過後に空乏層内に放出される、(b) 25- $\mu\text{m-a}$ 、50- $\mu\text{m-a}$ サンプルの観測時間間隔 ΔT の分布.

25- $\mu\text{m-a}$ 、50- $\mu\text{m-a}$ サンプルの各駆動電圧 V_{ov} での結果を解析し、 A_j ($j = 1, 2$)のバイアス依存性などを検討する。図 5.13 (a)に解析で得られたそれぞれのサンプルに対する $|A_1|, |A_2|$ の V_{ov} 依存性を示す。両サンプルに対する V_{ov} の増加とともに A_j は増加しており、その増加傾向は V_{ov}^2 に近い。式(5516)を参照すると、 A_j は V_{ov} と $\log(1 - \epsilon_0)$ の積に比例する。 V_{ov} が小さいとき、 $\epsilon_0 \ll 1$ が成り立つため、 $\log(1 - \epsilon_0) \approx -\epsilon_0$ である。さらに、式(551)より $V_{ov} < 1/a$ のとき、 ϵ_0 は V_{ov} に比例すると考えて良い近似となるため、 $|A_j|$ の低電圧での挙動は V_{ov}^2 で評価できると考えられる。図 5.13 (a)の実線および破線からも明らかなように、 $|A_j|$ の定電圧での挙動は V_{ov}^2 で評価できることが分かる。

式(5516)をもう一度参照する。 A_j は SPAD の $V_{ov} = 1$ V での利得 G_0 にも比例することが分かる。 $|A_j|$ が 25、50 μm サンプル間で異なる要因は、各サンプルの G_0 が異なるからである。図 5.13 (b)は $V_{ov} = 1$ V のときの $|A_j|$ を G_0 の関数としてプロットしたものである。 $|A_j|$ は式(5516)から想定されるモデルに合致しており、 $|A_j|$ が G_0 に比例すると考えられるモデルにおいて、その比例係数の比は $|A_1|/|A_2| \approx 2.5$ であった。これは、浅いトラップ ($\tau_j \sim 10$ ns) によって捕獲された avalanche 増倍キャリアのアフターパルスへの寄与が、深いトラップ ($\tau_j \sim 100$ ns) によって捕獲されたものの寄与よりも 2.5 倍程度大きいことを意味する。

式(5516)からも明らかなように、空乏層内のトラップ準位のアフターパルスへの寄与を表す A_j は SPAD の利得や avalanche 確率以外にも依存する。以上の議論は、各サンプルのトラップ密度、捕獲・放出係数、そして avalanche 電流の断面積が等しいとみなした場合のものである。図 5.13 (b)の各プロットの線形性からのずれは、各パラメータ推定における不確かさも反映されていることに注意が必要である。

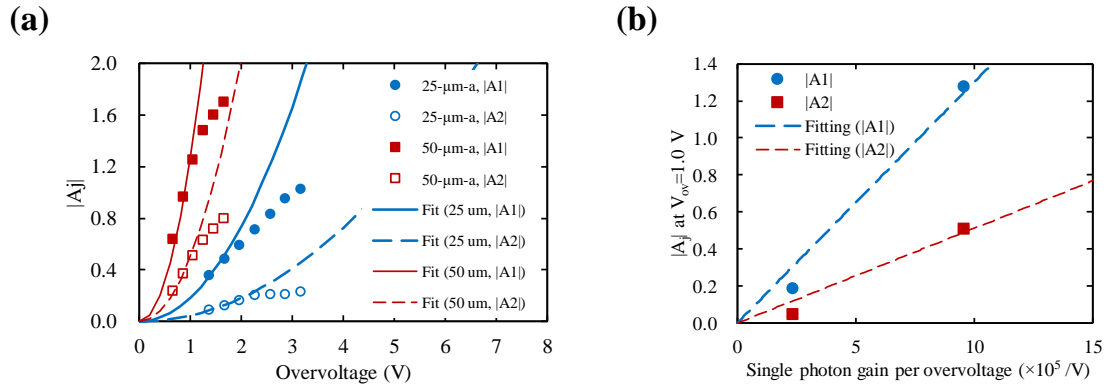


図 5.13 アフターパルスの発生時刻の確率分布の解析結果. (a) $|A_1|, |A_2|$ のオーバー電圧 V_{ov} 依存性、(b) $V_{ov} = 1$ における $|A_1|, |A_2|$ と SPAD 利得の関係.

最後に、アフターパルス発生時刻の確率分布モデルを用いて、幾何分布から推定したアフターパルス確率を表せるかどうかを検討する。図 5.14 は図 5.11(c)をから推定した、各サンプルの $V_{ov} = 1$ V におけるアフターパルス確率を、SPAD 端子電圧の回復時定数 τ_S の関数としてプロットしたものである。それぞれの凡例は記載のとおりである。アフターパルス確率は回復時定数 τ_S に依存しており、 τ_S が大きくなるほどアフターパルス確率は小さくなる傾向が読み取れる。

アフターパルス発生時刻の確率分布において、1 回の avalanche 増倍につき発生するアフターパルスの確率は $P(t)$ を時間にわたって積分すればよい。なお、本実験では、0.5 p. e. を検出の閾値としたため、avalanche 増倍を生じてから $\tau_d = \tau_S \log 2$ 以降のイベントについて積分することに注意すると、

$$p = \int_{\tau_d}^{\infty} P(t) dt, \quad (5.18)$$

である。確率密度関数の定義と式(5512)より、 $P(t) = -d\bar{P}(t)/dt$ を式(5518)へ代入すると、端子電圧の回復時定数 τ_S の関数としてアフターパルス確率 $p(\tau_S)$ を以下のように計算することができる

$$\begin{aligned} p(\tau_S) &= - \int_{\tau_d}^{\infty} \frac{d\bar{P}(t)}{dt} dt \\ &= -\bar{P}(\infty) + \bar{P}(\tau_d) \\ &= A_0 \left[\exp \left\{ - \sum_j A_j \left(\exp \left(-\frac{\tau_d}{\tau_j} \right) - \frac{\tau_j'}{\tau_j} \exp \left(-\frac{\tau_d}{\tau_j'} \right) \right) \right\} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (5.19)$$

$V_{ov} = 1$ Vにおける各サンプルの A_j は図 5.13 (b)で求めている。式(5519)において、図 5.13 (a)で推定した 2 つのトラップ準位($\tau_1 = 10, \tau_2 = 100$ ns)に対する各サンプルの値(25 μm SPAD : $A_1 = 0.19, A_2 = 0.046$, 50 μm SPAD : $A_1 = 1.25, A_2 = 0.51$)を代入することで、図 5.14 の実線および破線として 25-, 50- μm サンプルの $V_{ov} = 1$ Vでのアフターパルス確率の回復時間依存性を得ることができる。アフターパルス発生時刻の確率分布から解析的に求めたアフターパルス確率は、アフターパルス発生数の期待値から推定した値とよく一致する。これは、アフターパルスの発生機構として一貫したモデルの提案に成功したことを意味する。

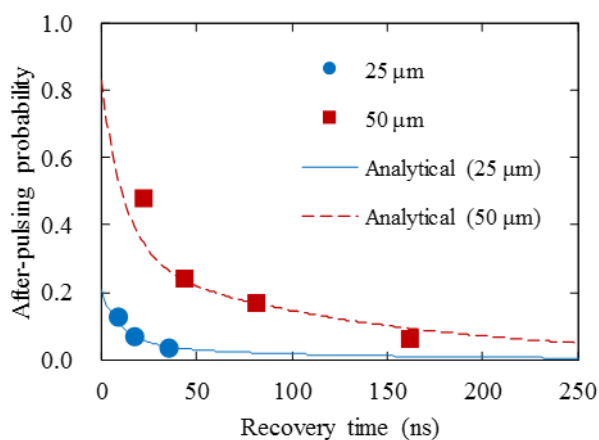


図 5.14 $V_{ov} = 1$ Vにおけるアフターパルス確率の SPAD 端子電圧回復時間 τ_S 依存性.

5.5 結論

ピコ秒幅のパルスレーザーを用い、単一 GM-APD である SPAD の avalanche 増倍に伴って生じるアフターパルスの発生機構について検討した。構築した計測システムは、アフターパルス発生確率の計測に有効であることを示した。Avalanche 増倍 1 回につき発生するアフターパルス数は幾何分布に従い、幾何分布を用いて推定したアフターパルス確率は、低いオーバー電圧(V_{ov})において V_{ov} の 2 乗に比例した。

アフターパルス発生時刻の確率密度分布に関する解析的な表現を構築し、計測されたアフターパルス発生時刻の分布がこれまでに議論されてきた 2 種類のトラップ準位を用いたアフターパルスモデルと乖離はなかった。そして、GM-APD のデバイスパラメータとの相関を検討できることを示した。評価に用いた SPAD サンプルでは、2 種類のトラップの放出時定数はそれぞれ 10, 100 ns であり、浅いトラップ ($\tau_j \sim 10$ ns) のトラップ準位が深いトラップ準位 ($\tau_j \sim 100$ ns) と比べて 2.5 倍程度の寄与を持つことを明らかにした。さらに、構築したアフターパルスの確率密度関数を用いてアフターパルス確率の SPAD 回復時定数依存性について議論し、二つの異なる手法で推定したアフターパルス確率に矛盾がないことを確認した。

アフターパルス発生確率は SPAD の回復時定数に強く依存する。これは、アフターパルスの発生確率と SPAD の switching 速度との間に重要なトレードオフの関係があることを示すものである。GM-APD を用いた計測システムを構築する際に、デバイスの設計上注意すべき大切な事実である。

6 全体のまとめ

比例モード APD よりも低電圧で駆動しながら、高い増幅率と光子検出効率を有する GM-APD の時間応答に注目し、avalanche 増倍のクエンチングメカニズムとアフターパルス発生機構の検討を行った。APD マイクロセル間の相関を排除するために単一光子アバランシェダイオード (SPAD) を用い、種々の APD マイクロセルサイズとクエンチ抵抗を組み合わせたデバイスを評価した。実験にはピコ秒幅のパルスレーザーを用いた。本研究の到達点と今後の展望を以下に示す。

6.1 SPAD クエンチング動作と avalanche 電流密度の 2 次元効果

ピコ秒幅のパルスレーザーを用い、SPAD に照射する光強度を変化させたときの応答を評価した。パルスレーザーに同期した出力信号の大きさが変化し、これまで GM-APD の動作に対する理解とは異なる結果となった。パルスレーザーとは同期していない、アフターパルスやダークカウントの出力信号は通常の GM-APD 動作に一致した。

Avalanche 増倍に寄与する領域に着目し、通常の avalanche 増倍領域はダイオードの接合領域ほど広がっていないと考えた。このような 2 次元効果を取り入れるために、avalanche 電流が流れる領域とそうでない領域とにダイオード接合容量を分割するような 1 次元 TCAD の拡張を行った。Avalanche 電流の実効面積の増加に伴い、APD 出力信号強度が大きくなることをシミュレーションで確認した。

これは、avalanche 電流面積は有限の大きさ (~ダイオードサイズの 10%程度) であり、APD に照射される光子数、すなわち、一次励起キャリアの個数に応じて avalanche 電流面積は大きくなることを意味する。Avalanche 電流の実効面積が APD を構成するダイオード領域面積に等しくなると、APD の動作は 1 次元ダイオードモデルで取り扱うことができる。この場合、avalanche 増倍が完全に停止するときに端子電圧はダイオードのブレイクダウン電圧以下まで降下する。ブレイクダウン電圧からの降下幅はおおよそ V_{ov} に等しく、GM-APD の利得は $2C_d V_{ov}$ まで変化する。

実際の利得が $C_d V_{ov}$ で評価できるのは、avalanche 電流の実効面積がダイオード面積全体まで広がることのできないためである。Avalanche 電流の実効面積がダイオード領域面積の 10%程度であるため、avalanche 増倍時の空乏層内の電流密度は真の 1 次元ダイオードモデルのものよりも大きくなる。ゆえに、avalanche 増倍によって生成された空間電荷が作る電界によってダイオード内部の電界分布が弱められ、ブレイクダウン電圧よりも端子電圧が高い状態で avalanche 増倍が停止する。

このような現象を正確に理解するためには、3 次元での TCAD シミュレーションを行う必要がある。本研究では avalanche 増倍のクエンチング動作に関与する要因解明を目的とし、avalanche 電流の 2 次元効果を 1 次元のダイオードシミュレーションに形式的に取り入れることで達成した。

Avalanche 増倍によってデバイス内部を流れる avalanche 電流の実効面積はダイオードの

全体のまとめ

接合面積と比べて 10%程度であることが本研究で明らかとなった。これは、APD のさらなる微細化を想定する際に重要と考えられる。APD 微細化に伴い、ダイオードの接合面積はより小さくなる。もし、APD 微細化において GM-APD の avalanche 電流実効面積が上述のスケールを維持している場合、APD 微細化とともに avalanche 増倍で生じる電流の密度は大きくなる。同様に avalanche 増倍時の APD 内の増倍キャリアの密度も大きくなり、空間電荷が作る電界分布の、デバイス内部の電界分布への影響が大きくなる。すなわち、微細な APD では正常なクエンチングを実現できない可能性がある。一方、単一の avalanche 増倍電流実効面積がダイオードの接合面積によらず数 $10\sim 100\ \mu\text{m}^2$ 程度であるとすれば、avalanche 増倍電流のダイオード面積に占める割合が大きくなり、avalanche 増倍が停止したときの端子電圧はブレイクダウン電圧以下まで降下する。この場合、GM-APD の利得は $C_d V_{ov}$ とはならず、 $\alpha C_d V_{ov}, \alpha > 1$ となる。

今後の展望として、avalanche 増倍を適切に扱うことができる、2次元以上の APD 用 TCAD シミュレーションの構築を行い、ダイオード内部の avalanche 増倍とデバイス構造との関係を詳細に検討することが挙げられる。また、APD セル面積の縮小によるクエンチング不良に備え、APD セルとトランジスタを組み合わせたクエンチング方式の検討も必要であると考える。すなわち、APD 内の avalanche 増倍による急激な電流増加、あるいは電圧降下を検知して瞬時にダイオードを off 状態へスイッチする方法である。この場合、トランジスタを配置することによる APD 開口率低下を軽減するため、裏面照射型のデバイス構造も検討する必要がある。

6.2 SPAD のアフターパルスの確率分布モデルの構築

ピコ秒幅のパルスレーザーを用い、SPAD 内に意図的にキャリアを生成し、avalanche 増倍の過剰ノイズとしてのアフターパルス計測とそのモデルを検討した。レーザーパルスの繰り返し間隔内に生じるアフターパルスの個数は、アフターパルス発生確率を基底とする幾何分布に従うことを示した。アフターパルス発生確率の実測値は SPAD に対するオーバー電圧の 2 乗に比例することを確認した。

アフターパルスの検出時間間隔の確率モデルを検討し、アフターパルス発生確率と APD のデバイスパラメータとの相関について議論した。2種類の寿命のトラップ (10, 100 ns) がアフターパルスに寄与することを考慮し、それぞれの寿命のアフターパルスへの寄与率を推定した。デバイス固有のパラメータ (APD マイクロセルサイズ面積、クエンチ抵抗) を用いることでアフターパルス発生確率を予測することが可能であることを実証した。この検討からアフターパルス確率は、利得が大きいほど、そして APD 回復時間が短いほど大きくなることを示した。

アフターパルス発生確率のデバイスパラメータ依存性と確率分布が分かれば、デバイスパラメータを変更した場合の出力信号の期待値やその分散を予測することが出来る。出力信号の期待値や分散、あるいは推定したトラップ深さなどから、デバイス開発プロセスの品

質を正確に理解することが出来る。アフターパルス発生機構のモデル化により、APD の微細化などで新規に追加した加工プロセスやデバイス構造に応じてノイズ源を検討することができる。

また、PET やγ線カメラのようなシンチレーション検出器応用では、シンチレーション光に応じて出力されるパルス信号を一定時間積分することでエネルギースペクトルを得る。このような応用において、パルス内に混入するアフターパルスを後処理で補正する場合にも、本研究で見出した確率モデルの考え方が有効と考えられる。

6.1 節でも指摘したように、APD の微細化により *avalanche* 増倍のクエンチングメカニズムをより詳細に検討する必要があると考えられる。今後の展望として、APD の利得など、過剰ノイズの発生機構に関わる特性理解の進展に合わせ、モデル構築の柔軟な対応が必要とされることが挙げられる。

6.3 時間分解計測法の検出器開発への応用

本研究では短パルスレーザーを用いた時間分解計測法を GM-APD の動作メカニズム解析に利用した。ピコ秒幅のように短パルスレーザーを用いることで、測定対象となる光検出器に意図したタイミングで瞬時にキャリアを発生することが出来る。本研究で用いたピコ秒幅のパルス光源を用いる場合、サブナノ秒から数十ナノ秒の物理過程を計測することが出来る。このような時間領域は、発生したキャリアが検出器内で伝搬し、信号として出力されるような領域であり、検出器内の電荷輸送現象を詳細に評価することに適している。短パルス励起による過渡応答を解析することで、検出器性能の改善やシステム応用に必要な知見を与えてくれる。さらに、光検出器に照射する光源の波長を種々に変更することで、キャリアの平均発生深さに関する光検出器応答のダイナミクスを知ることにもできる。

このようにして構築されたデバイスの動作モデルは、シミュレーションの高精度化に寄与する。微細な GM-APD を設計する場合に、このようにして得られる新たな動作モデルに用いることで、高性能なデバイス開発につながると考えられる。

参考文献

- [1] H. N. Becker, *et al.*, "Dark current degradation of near infrared avalanche photodiodes from proton irradiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. **51**, No. 6, pp. 3572-3578, (2004).
- [2] S. M. Sze, *et al.*, "Physics of Semiconductor Devices", Wiley, (2006).
- [3] A. Spinelli, *et al.*, "Physics and numerical simulation of single photon avalanche diodes", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **44**, No. 11, pp. 1931-1943, (1997).
- [4] E. A. G. Webster, *et al.*, "Transient Single-Photon Avalanche Diode Operation, Minority Carrier Effects, and Bipolar Latch Up", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **60**, No. 3, pp. 1188-1194, (2013).
- [5] M. Ghioni, *et al.*, "Progress in Silicon Single-Photon Avalanche Diodes", *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.*, Vol. **13**, No. 4, pp. 852-862, (2007).
- [6] G. L. Pearson, *et al.*, "Silicon P-N Junction Alloy Diodes", Proceedings of the IRE, Vol. **40**, No. 11, pp. 1348-1351, (1952).
- [7] A. G. Chynoweth, *et al.*, "Effect of Dislocations on Breakdown in Silicon p - n Junctions", *J. Appl. Phys.*, Vol. **29**, No. 7, pp. 1103-1110, (1958).
- [8] W. Shockley, "Problems related to p-n junctions in silicon", *Solid State Electron.*, Vol. **2**, No. 1, pp. 35-67, (1961).
- [9] Hamamatsu Photonics K. K., "Si APD (avalanche photodiode)", selection guide, Vol. **6**, No. KAPD0001J10, pp. 1-16, (2019).
- [10] S. Kishimoto, *et al.*, "A Si-APD array detector for nuclear resonant scattering using synchrotron X-rays and its fast-pulse processing", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **623**, No. 1, pp. 608-609, (2010).
- [11] S. Kishimoto, *et al.*, "Array of avalanche photodiodes as a position-sensitive X-ray detector", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **513**, No. 1, pp. 193-196, (2003).
- [12] S. Kishimoto, *et al.*, "64-Pixel linear-array Si-APD detector for X-ray time-resolved experiments", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **731**, pp. 53-56, (2013).
- [13] Y.B. Acharya, *et al.*, "Signal induced noise in PMT detection of lidar signals", *Measurement*, Vol. **35**, No. 3, pp. 269-276, (2004).
- [14] E. Carlsten, *et al.*, "Field demonstration of a scanning lidar and detection algorithm for spatially mapping honeybees for biological detection of land mines", *Appl. Opt.*, Vol. **50**, pp. 2112-23, (2011).
- [15] R. Agishev, *et al.*, "Simple approach to predict APD/PMT lidar detector performance under sky background using dimensionless parametrization", *Opt. Lasers Eng.*, Vol. **44**, pp. 779-796, (2006).
- [16] R. Jordi, *et al.*, "Silicon photomultiplier detector for atmospheric lidar applications", *Opt. Lett.*, Vol. **37**, No. 7, pp. 1229-1231, (2012).
- [17] I. Takai, *et al.*, "Single-Photon Avalanche Diode with Enhanced NIR-Sensitivity for Automotive

参考文献

- LIDAR Systems", *Sensors*, Vol. **16**, No. 4, p. 459, (2016).
- [18] C. J. Stapels, *et al.*, "Direct photon-counting scintillation detector readout using an SSPM", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **579**, No. 1, pp. 87-90, (2007).
- [19] S. Yamamoto, *et al.*, "A high resolution radiation imaging detector using a ceramic YGAG", *J. Instrum.*, Vol. **14**, No. 03, pp. P03014-P03014, (2019).
- [20] J. Kataoka, *et al.*, "Development of large-area, reverse-type APD-arrays for high-resolution medical imaging", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **604**, No. 1, pp. 323-326, (2009).
- [21] R. Sato, *et al.*, "Development of 2cm-square Hamamatsu avalanche photodiodes for high-resolution X-rays and γ -rays detection", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **556**, No. 2, pp. 535-542, (2006).
- [22] M. Conti, *et al.*, "The new opportunities for high time resolution clinical TOF PET", *Clin. Transl. Imaging.*, Vol. **7**, No. 2, pp. 139-147, (2019).
- [23] M. Bondani, *et al.*, "Photon time-of-flight distributions through turbid media directly measured with single-photon avalanche diodes", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. **20**, No. 11, pp. 2383-2388, (2003).
- [24] M. Gersbach, *et al.*, "High frame-rate TCSPC-FLIM using a novel SPAD-based image sensor", *SPIE NanoScience + Engineering*, Vol. **7780**, pp. 77801H-1-77801H-13, (2010).
- [25] V. Zwiller, *et al.*, "Single quantum dots emit single photons at a time: Antibunching experiments", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. **78**, No. 17, pp. 2476-2478, (2001).
- [26] R. M. Thompson, *et al.*, "Single-photon emission from exciton complexes in individual quantum dots", *Phys. Rev. B*, Vol. **64**, No. 20, pp. 201302-201305, (2001).
- [27] S. Cova, *et al.*, "Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection", *Appl. Opt.*, Vol. **35**, No. 12, pp. 1956-1976, (1996).
- [28] T. Leitner, *et al.*, "Measurements and Simulations of Low Dark Count Rate Single Photon Avalanche Diode Device in a Low Voltage 180-nm CMOS Image Sensor Technology", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **60**, No. 6, pp. 1982-1988, (2013).
- [29] A. Gola, *et al.*, "A Passive-Quenching Active-Recharge Analog Silicon Photomultiplier", *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.*, Vol. **20**, No. 6, pp. 240-248, (2014).
- [30] A. Stewart, *et al.*, "Study of the properties of new SPM detectors - art. no. 61190A", *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, Vol. **6119**, pp. 84-93, (2006).
- [31] D. Renker, *et al.*, "Advances in solid state photon detectors", *J. Instrum.*, Vol. **4**, No. 04, pp. P04004, (2009).
- [32] P. Eckert, *et al.*, "Study of the response and photon-counting resolution of silicon photomultipliers using a generic simulation framework", *J. Instrum.*, Vol. **7**, No. 08, p. P08011, (2012).
- [33] Z. Guoqing, *et al.*, "Demonstration of the over dynamic range of MPPC by high intensity pulsed light illumination", *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, Vol. **127**, No. 5, pp. 2936-2938, (2016).

参考文献

- [34] S. Cova, *et al.*, "Trapping phenomena in avalanche photodiodes on nanosecond scale", *IEEE Electron Device Lett.*, Vol. **12**, No. 12, pp. 685-687, (1991).
- [35] A. C. Giudice, *et al.*, "A process and deep level evaluation tool: afterpulsing in avalanche junctions", ESSDERC '03. 33rd Conference on European Solid-State Device Research, 2003., pp. 347-350, (2003).
- [36] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会, "光電子増倍管 - その基礎と応用 - ", HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division, pp. 1-337, (2017).
- [37] M. Suyama, "Latest status of PMTs and related sensors", Proceedings of International Workshop on new Photon-Detectors (PD007), Vol. **51**, No. 18, pp. 1-11, (2008).
- [38] 岸本 俊二, "放射光ユーザーのための検出器ガイド—原理と使い方", 講談社, (2011).
- [39] A. Lehmann, *et al.*, "Systematic studies of micro-channel plate PMTs", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **639**, No. 1, pp. 144-147, (2011).
- [40] Wolfgang W. Gärtner, "Depletion-Layer Photoeffects in Semiconductors", *Phys. Rev.*, Vol. **116**, No. 1, pp. 84-87, (1959).
- [41] P. Magnan, "Detection of visible photons in CCD and CMOS: A comparative view", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **504**, No. 1, pp. 199-212, (2003).
- [42] S. Inoue, *et al.*, "A 3.25Mpixels APS-C size CMOS image sensor", IEEE Workshop on CCD and Advanced Image Sensor, Lake Tahoe, pp. 1-4, (2001).
- [43] R.C. Stirbl, *et al.*, "Advances in second-generation ultralow-power CMOS active pixel sensor imagers for remote sensing, star tracking, optical comm, and low-cost solar array/antenna boom deployment metrology", Proceedings Volume 4540, *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites V*, Vol. **4540**, pp. 278-287, (2001).
- [44] R. L. Batdorf, *et al.*, "Uniform Silicon p - n Junctions. I. Broad Area Breakdown", *J. Appl. Phys.*, Vol. **31**, No. 7, pp. 1153-1160, (1960).
- [45] K. Hwang, *et al.*, "Breakdown voltage optimization of silicon p- π -v planar junction diodes", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **31**, No. 9, pp. 1126-1135, (1984).
- [46] W. Maes, *et al.*, "Impact ionization in silicon: A review and update", *Solid State Electron.*, Vol. **33**, No. 6, pp. 705-718, (1990).
- [47] D. J. Massey, *et al.*, "Temperature Dependence of Impact Ionization in Submicrometer Silicon Devices", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **53**, No. 9, pp. 2328-2334, (2006).
- [48] A. G. Chynoweth, "Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon", *Phys. Rev.*, Vol. **109**, No. 5, pp. 1537-1540, (1958).
- [49] R. H. Haitz, "Mechanisms Contributing to the Noise Pulse Rate of Avalanche Diodes", *J. Appl. Phys.*, Vol. **36**, No. 10, pp. 3123-3131, (1965).
- [50] R. J. McIntyre, "Theory of Microplasma Instability in Silicon", *J. Appl. Phys.*, Vol. **32**, No. 6, pp. 983-995, (1961).

参考文献

- [51] A. Gallivanoni, *et al.*, "Progress in Quenching Circuits for Single Photon Avalanche Diodes", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. **57**, No. 6, pp. 3815-3826, (2010).
- [52] P. Buzan, *et al.*, "THE ADVANCED STUDY OF SILICON PHOTOMULTIPLIER", *Advanced Technology and Particle Physics*, pp. 717-728, (2002).
- [53] J. Ninković, *et al.*, "SiMPI—An avalanche diode array with bulk integrated quench resistors for single photon detection", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **617**, No. 1, pp. 407-410, (2010).
- [54] G. S. Buller, *et al.*, "Scanning of low-signature targets using time-correlated single-photon counting", *SPIE Advanced Photon Counting Techniques III*, Vol. **7320**, pp. 1-10, (2009).
- [55] K. Yoshioka, *et al.*, "A 20-ch TDC/ADC Hybrid Architecture LiDAR SoC for 240x96 Pixel 200-m Range Imaging with Smart Accumulation Technique and Residue Quantizing SAR ADC", *IEEE J. Solid-State Circuits*, Vol. **53**, No. 11, pp. 3026-3038, (2018).
- [56] Y. Hirose, *et al.*, "5.6 A 400×400-Pixel 6µm-Pitch Vertical Avalanche Photodiodes CMOS Image Sensor Based on 150ps-Fast Capacitive Relaxation Quenching in Geiger Mode for Synthesis of Arbitrary Gain Images", 2019 IEEE International Solid-State Circuits Conference - (ISSCC), pp. 104-106, (2019).
- [57] Y. Hirose, *et al.*, "A 250 m Direct Time-of-Flight Ranging System Based on a Synthesis of Sub-Ranging Images and a Vertical Avalanche Photo-Diodes (VAPD) CMOS Image Sensor", *Sensors*, Vol. **18**, No. 11, (2018).
- [58] S. Koyama, *et al.*, "A 220 M-Range Direct Time-of-Flight 688 × 384 CMOS Image Sensor with Sub-Photon Signal Extraction (SPSE) Pixels Using Vertical Avalanche Photo-Diodes and 6 KHz Light Pulse Counters", 2018 IEEE Symposium on VLSI Circuits, pp. 71-72, (2018).
- [59] S. Seifert, *et al.*, "Ultra precise timing with SiPM-based TOF PET scintillation detectors", 2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), pp. 2329-2333, (2009).
- [60] G. Kawata, *et al.*, "Density dependence of photoluminescence lifetime of CdSe/ZnS core-shell colloidal quantum dots", *J. Appl. Phys.*, Vol. **110**, No. 6, pp. 064323, (2011).
- [61] A. R. Clapp, *et al.*, "Förster Resonance Energy Transfer Investigations Using Quantum-Dot Fluorophores", *Chem. Phys. Chem*, Vol. **7**, No. 1, pp. 47-57, (2006).
- [62] M. A. Shivkumar, *et al.*, "FRET from CdSe/ZnS core-shell quantum dots to fluorescein 27 dye", *Open J. Phys. Chem.*, Vol. **3**, No. 01, p. 40, (2013).
- [63] T. Holstein, "Imprisonment of Resonance Radiation in Gases", *Phys. Rev.*, Vol. **72**, No. 12, pp. 1212-1233, (1947).
- [64] A. N. Otte, *et al.*, "Characterization of three high efficiency and blue sensitive silicon photomultipliers", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **846**, pp. 106-125, (2017).
- [65] R. Mirzoyan, *et al.*, "Light emission in Si avalanches", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **610**, No. 1, pp. 98-100, (2009).

参考文献

- [66] A. L. Lacaita, *et al.*, "On the bremsstrahlung origin of hot-carrier-induced photons in silicon devices", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **40**, No. 3, pp. 577-582, (1993).
- [67] C. Dietzinger, *et al.*, "Improved SiPM device performance by introduction of a new manufacturing technology", *Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications VII*, Vol. **8847**, (2013).
- [68] T. Nagano, *et al.*, "Timing resolution dependence on MPPC geometry and performance", 2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC), pp. 1-5, (2013).
- [69] Y. Du, *et al.*, "After-pulsing and cross-talk in multi-pixel photon counters", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **596**, No. 3, pp. 396-401, (2008).
- [70] F. Acerbi, *et al.*, "High Efficiency, Ultra-High-Density Silicon Photomultipliers", *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.*, Vol. **24**, No. 2, pp. 1-8, (2018).
- [71] X. Michalet, *et al.*, "Single-molecule spectroscopy and microscopy", *C. R. Phys.*, Vol. **3**, No. 5, pp. 619-644, (2002).
- [72] A. A. Refaey, *et al.*, "Characterization of 0.5-mm lutetium oxyorthosilicate detector arrays for high-resolution PET applications", 2016 IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference and Room-Temperature Semiconductor Detector Workshop (NSS/MIC/RTSD), pp. 1-3, (2016).
- [73] S. Kishimoto, *et al.*, "Si-APD linear-array x-ray detector with 10-100 μm spatial and sub-nanosecond time resolution", *AIP Conference Proceedings*, Vol. **1741**, No. 1, p. 040034, (2016).
- [74] F. Acerbi, *et al.*, "Silicon photomultipliers and single-photon avalanche diodes with enhanced NIR detection efficiency at FBK", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **912**, pp. 309-314, (2018).
- [75] R. H. Haitz, "Model for the Electrical Behavior of a Microplasma", *J. Appl. Phys.*, Vol. **35**, No. 5, pp. 1370-1376, (1964).
- [76] W. G. Oldham, *et al.*, "Triggering phenomena in avalanche diodes", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **19**, No. 9, pp. 1056-1060, (1972).
- [77] W. G. Oldham, *et al.*, "An approximate turn-off theory for miniature avalanche diodes", *physica status solidi (a)*, Vol. **28**, No. 2, pp. 555-559, (1975).
- [78] R. J. McIntyre, "Theory of Microplasma Instability in Silicon", *J. Appl. Phys.*, Vol. **32**, No. 6, pp. 983-995, (1961).
- [79] Z. Sadygov, *et al.*, "Model of single-electron performance of micropixel avalanche photodiodes", arXiv e-prints, Vol. **1410.2619**, No. arXiv:1410.2619, p. arXiv:1410.2619, (2014).
- [80] H. Otono, *et al.*, "On the basic mechanism of Pixelized Photon Detectors", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **610**, No. 1, pp. 397-399, (2009).
- [81] S. Seifert, *et al.*, "Simulation of Silicon Photomultiplier Signals", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. **56**,

参考文献

- No. 6, pp. 3726-3733, (2009).
- [82] A. K. Jha, *et al.*, "Simulating Silicon Photomultiplier Response to Scintillation Light", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. **60**, No. 1, pp. 336-351, (2013).
- [83] Y. Nobusa, *et al.*, "Silicon photomultipliers with 8-um thick substrate for enhancing photo-sensitivity in the 900-nm range and reducing afterpulse and delayed crosstalk", Proceedings SPIE Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXIII, Vol. **10921**, (2019).
- [84] UK Fianium, "Ltd., 2013b. WhiteLase SC sources and accessories".
- [85] H. T. van Dam, *et al.*, "A Comprehensive Model of the Response of Silicon Photomultipliers", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. **57**, No. 4, pp. 2254-2266, (2010).
- [86] W. J. Kindt, *et al.*, "Modelling and fabrication of Geiger mode avalanche photodiodes", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. **45**, No. 3, pp. 715-719, (1998).
- [87] D. L. Scharfetter, *et al.*, "Large-signal analysis of a silicon Read diode oscillator", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **16**, No. 1, pp. 64-77, (1969).
- [88] C. M. Lee, *et al.*, "Semiconductor Device Simulation", *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. **22**, No. 3, pp. 160-177, (1974).
- [89] C. R. Crowell, *et al.*, "Temperature Dependence of Avalanche Multiplication in Semiconductors", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. **9**, No. 6, pp. 242-244, (1966).
- [90] A. Richter, *et al.*, "Improved quantitative description of Auger recombination in crystalline silicon", *Phys. Rev. B*, Vol. **86**, No. 16, p. 165202, (2012).
- [91] H. K. Gummel, *et al.*, "Depletion - Layer Capacitance of p+n Step Junctions", *J. Appl. Phys.*, Vol. **38**, No. 5, pp. 2148-2153, (1967).
- [92] W. Shockley, *et al.*, "Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons", *Phys. Rev.*, Vol. **87**, No. 5, pp. 835-842, (1952).
- [93] F. Acerbi, *et al.*, "NUV Silicon Photomultipliers with High Detection Efficiency and Reduced Delayed Correlated-Noise", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. **62**, No. 3, pp. 1318-1325, (2015).
- [94] J. Rosado, *et al.*, "Characterization and modeling of crosstalk and afterpulsing in Hamamatsu silicon photomultipliers", *JINST*, Vol. **10**, No. 10, p. P10031, (2015).
- [95] P. Finocchiaro, *et al.*, "Features of Silicon Photo Multipliers: Precision Measurements of Noise, Cross-Talk, Afterpulsing, Detection Efficiency", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. **56**, No. 3, pp. 1033-1041, (2009).
- [96] C. Piemonte, *et al.*, "Performance of NUV-HD Silicon Photomultiplier Technology", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. **63**, No. 3, pp. 1111-1116, (2016).
- [97] S. Vinogradov, "Analytical models of probability distribution and excess noise factor of solid state photomultiplier signals with crosstalk", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **695**, pp. 247-251, (2012).
- [98] F. Wang, *et al.*, "Non-Markovian Property of Afterpulsing Effect in Single-Photon Avalanche

参考文献

- Detector", *J. Lightwave Technol.*, Vol. **34**, No. 15, pp. 3610-3615, (2016).
- [99] S. Cova, *et al.*, "Evolution and prospects for single-photon avalanche diodes and quenching circuits", *J. Mod. Opt.*, Vol. **51**, No. 9-10, pp. 1267-1288, (2004).
- [100] P. Eckert, *et al.*, "Characterisation studies of silicon photomultipliers", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, Vol. **620**, No. 2, pp. 217-226, (2010).

付録

A SPAD 出力パルスの信号処理方法

信号処理で用いた SPAD 出力信号のデコンボリューション方法を説明する。単一 GM-APD の一般的な等価回路モデルを図 A.1 (a)に示す。本文でも述べたように、GM-APD の avalanche 増倍過程は 100 ps 程度で完了する。これは実験に用いたオシロスコープのサンプリング間隔(400 ps)と比べて小さいため、avalanche 電流源 $i_{av}(t)$ を δ 関数($qG\delta(t)$)として近似しても一般性を失わない。 q は素電荷、 G は GM-APD の利得である。等価回路モデルの各節点で回路方程式を立てて解くと、GM-APD 出力端での電圧 $v_{out}(t)$ は指数関数の線形結合で表現することができる。

$$v_{out}(t) \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right). \quad (\text{A.1})$$

τ_f は指数関数の減衰時定数、 τ_r は SPAD 出力信号の立ち上がり時定数である。

等価回路モデルにおいて、クエンチ抵抗 R_q の並列容量 C_q が十分小さく($C_q \ll C_d$)、また、フロントエンドアンプの入力抵抗 R_{in} が R_q と比べて十分小さければ、式(AA1)の時定数 τ_f は単純にクエンチ抵抗 R_q とダイオード接合容量 C_d の積で表すことができる

$$\tau_f \simeq C_d \times R_q. \quad (\text{A.2})$$

本研究では $R_{in}=50 \Omega$ 、 $R_q = 100 \text{ k}\Omega$ であるため、この近似は正当である。また、SPAD 出力信号の立ち上がり時定数 τ_r はフロントエンドアンプおよび計測に用いたオシロスコープの帯域で決定する。この時定数は 1 ns 程度と考えると良いため、ひとまずは無視することができる。この場合、ダイオードに光子が入射して avalanche 増倍を生じることによる APD の出力信号は単純に、

$$v_{out}(t) \simeq v_{out}(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) U(t), \quad (\text{A.3})$$

と表すことができる。 $U(t)$ は階段関数である。

式(AA3)の両辺を時間 t で微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{dv_{out}(t)}{dt} &= v_{out}(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) \delta(t) - \frac{v_{out}(t)}{\tau_f} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) U(t) \\ &= v_{out}(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) \delta(t) - \frac{v_{out}(t)}{\tau_f} \quad (\because \text{Eq. (A.3)}), \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

となる。デコンボリューション関数 $Dv_{out}(t)$ を次のように定義することで、GM-APD 出力信号のインパルス応答を以下のように得ることが出来る

$$Dv_{out}(t) \equiv \frac{dv_{out}(t)}{dt} + \frac{v_{out}(t)}{\tau_f}, \quad (\text{A.5})$$

$$Dv_{out}(t) = v_{out}(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) \delta(t). \quad (\text{A.6})$$

オシロスコープを用いた波形計測は、式(AA3)~(AA6)を離散的にサンプルすることを意味する。そこで、式(AA3)~(AA6)を離散化した表現 $v_{out}[i], Dv_{out}[i], i \in \mathbb{N}$ を用いれば、 $Dv_{out}[i]$ は差分形式で以下のように書くことが出来る

$$Dv_{out}[i] = \frac{v_{out}[i] - v_{out}[i-n]}{n\Delta t} + \frac{1}{\tau_f} v_{out}[i-n]. \quad (\text{A.7})$$

ここで、 $n \in \mathbb{N}$ 、 Δt はサンプリング間隔であり、サンプリングポイントと n サンプル前の時刻の信号との差分を考えた。

実測信号 $sig[i]$ はアフターパルスも含め、式(AA7)で表される $Dv_{out}[i]$ の重ね合わせと見なすことが出来るため、観測パルスは式(AA7)を用いてデコンボリューションすることができる。本論文では、実測信号に対するデコンボリューション波形を $Dsig[i]$ とし、以下のように定義した

$$Dsig[i] = sig[i] - \left(1 - \frac{n\Delta t}{\tau_f}\right) sig[i-n]. \quad (\text{A.8})$$

実験では、 $n\Delta t$ が1~3 ns程度となるよう、 n の値として2~6程度の値を採用した。図 A.1 (b) は式(AA7)を用いた、実測波形（青線）のデコンボリューション波形（橙線）を示す。デコンボリューション波形に対して閾値（灰色線）を0.5 p. e.程度に設定し、SPADの信号計測（黄色線）を行った。

$v_{out}(t)$ として式(AA1)を仮定し、 $Dv_{out}(t)$ を時間全体で積分すれば、その面積は $v_{out}(t)$ の面積に比例する

$$\int_0^{\infty} Dv_{out}(t)dt = \int_0^{\infty} \left(\frac{dv_{out}(t)}{dt} + \frac{v_{out}(t)}{\tau_f}\right) dt$$

$$= [v_{out}(t)]_0^{\infty} + \frac{1}{\tau_f} \int_0^{\infty} v_{out}(t) dt = 0 + \frac{1}{\tau_f} \int_0^{\infty} v_{out}(t) dt, \quad (\text{A.9})$$

本研究では式(AA 9)を用いて閾値以上のデコンボリューション波形(式(AA 8))を、適当な時間幅で積分することで出力波形の面積を推定し、パルス面積に関する波高分布を構築した。また、デコンボリューション波形が閾値を越えるタイミングを計測し、検出パルスとレーザー駆動トリガ信号間、検出パルス間の時間相関を測定した。

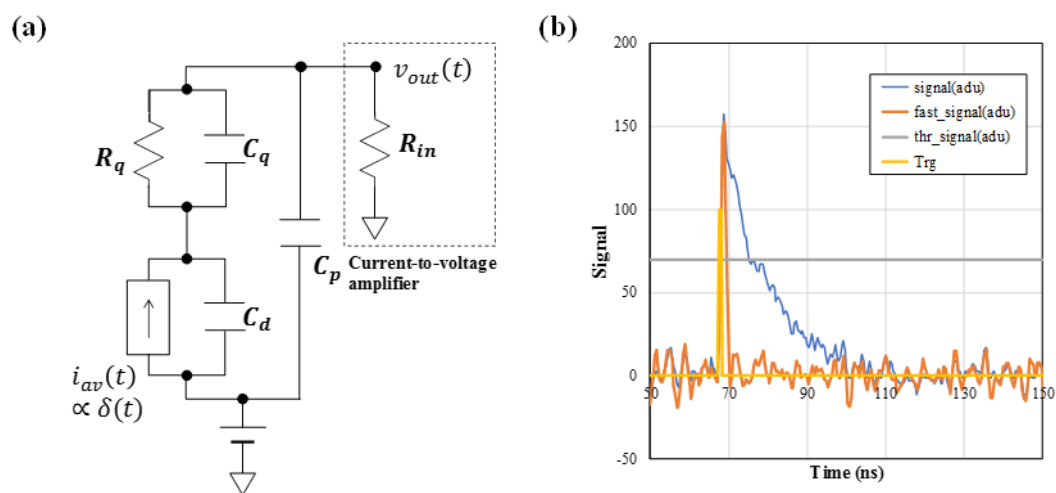


図 A.1 SPAD 出力信号処理方法. (a) SPAD の等価回路モデル、(b) 出力信号処理.

B Avalanche 増倍の turn-on 確率

デバイス内部で生成されたキャリアが空乏層を抜けるまでに avalanche 増倍を生起する確率は有限である。Oldham らは、空乏層内のキャリアが avalanche 増倍を生起する確率を検討するための巧妙なモデルを提案した。ここでは空乏層内で生成されたキャリアの avalanche 増倍 turn-on 確率に関する理論を説明する。

図 B.2 は avalanche 増倍の turn-on 確率の概要を示す。図 B.2 (a)は Oldham らが提唱した avalanche 理論に基づく、キャリアの turn-on モデルを表す。p-i-n ダイオードに逆バイアスを印加したときのデバイス内部のキャリアの挙動を示す。検討に際し、位置 x で発生したキャリアが、空乏層を通過するまでに avalanche 増倍を開始する確率 $P_e(x), P_h(x), P_p(x)$ を導入する。それぞれ、電子、正孔、そして電子か正孔のどちらか一方が avalanche 増倍を開始する確率である。 $P_p(x)$ は $P_e(x), P_h(x)$ を用いて簡便に表すことができる

$$P_p(x) = P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x). \quad (\text{B.10})$$

電子の場合を考える。位置 $x + \Delta x$ で発生したキャリアが avalanche を開始する確率は、次の確率を考慮することで表すことができる。

- 位置 x まで通過し、位置 x で avalanche 増倍を開始する ($P_e(x)$)
- 位置 $x + \Delta x$ から x まで走る間に衝突イオン化を開始する。この確率は、電子または正孔が $x + \Delta x$ から x まで走る間に次のキャリアを生成する確率に等しいので、 $P_p(x)$ と $\alpha_e(x)\Delta x$ の積である。ここで、 $\alpha_e(x)$ は電子の衝突イオン化係数である。

位置 $x + \Delta x$ で発生した電子が位置 x に到達するまでに、どのキャリアも avalanche 増倍を生じない確率 $(1 - P_e(x))(1 - \alpha_e(x)\Delta x P_p(x))$ を 1 から引けばよい

$$\begin{aligned} P_e(x + \Delta x) &= 1 - (1 - P_e(x))(1 - \alpha_e(x)\Delta x P_p(x)) \\ &= P_e(x) + \alpha_e(x)\Delta x P_p(x) - \alpha_e(x)\Delta x P_e(x)P_p(x). \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

式(BB 11)を微分形式で表せば、電子に関する avalanche 増倍の発生確率 $P_e(x)$ に関する微分方程式

$$\frac{dP_e(x)}{dx} = \alpha_e(x)(1 - P_e(x))P_p(x), \quad (\text{B.12})$$

を得ることができる。正孔の場合も同様に計算することができ、以下のように得ることができる。

$$\frac{dP_h(x)}{dx} = -\alpha_h(x)(1 - P_h(x))P_p(x). \quad (\text{B.13})$$

ここで、 α_h は正孔の衝突イオン化係数である。

式(BB 10), (BB 12), そして(BB 13)を連立微分方程式として解けば、ブレークダウン電圧よりも大きなバイアスを印加されているときのデバイス内部の **avalanche** 増倍発生確率を知ることができる。境界条件としては、n 側と p 側の境界面において、それぞれ電子と正孔の **avalanche** 増倍発生確率が 0 となる条件を課せばよい。図 B.2 に従えば、

$$\begin{cases} P_e(w) = 0, \\ P_h(0) = 0 \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

となる。 w は空乏層の端をデバイス表面から測った距離である。

図 B.2 (b)は公知文献のデバイス情報 [96]から推定した 1 次元デバイスプロファイルを用いて計算した APD 内部の電界分布と **avalanche** 確率の空間分布である。**Avalanche** 増倍の発生確率の実効値の計算は空乏層内で $P_e(x)$ を積分し、空乏層厚 w で割ることで推定した。

$$P_e = \frac{\int_0^w P_e(x) dx}{w}. \quad (\text{B.15})$$

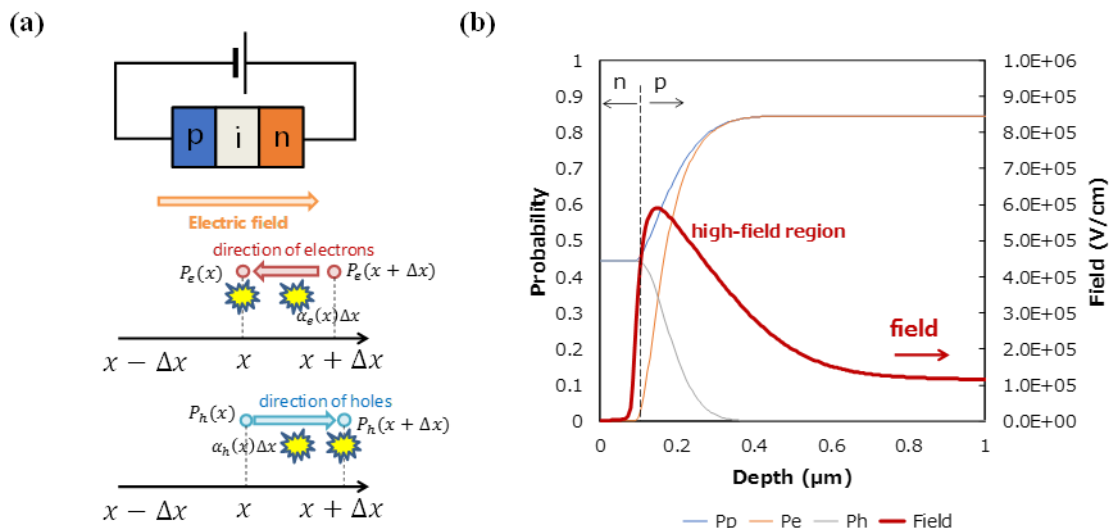


図 B.2 APD 内部で生成されたキャリアが **avalanche** 増倍を **turn-on** する確率の概念図。(a) デバイス内部の電子・正孔の **turn-on** モデル、(b) 公知文献のデバイス構造を用いた **turn-on** 確率の 1 次元分布と電界分布。

C アフターパルス発生時刻の確率分布関数の微分方程式

アフターパルスの発生時刻に関する確率分布 $\bar{P}(t)$ および確率密度分布関数 $P(t)$ の従う微分方程式(5512)の導出を説明する。 $\bar{P}(t)$ と $P(t)$ を再掲すれば、

- ・ $\bar{P}(t)$: 時間 t の経過でアフターパルスをも観測しない確率.
- ・ $P(t)dt$: 時刻 t でアフターパルスを観測する確率.

であり、それぞれが従う微分方程式は

$$\begin{cases} \frac{d\bar{P}(t)}{dt} = \sum_j E_j n_j(t) \log(1 - \varepsilon(t)) \bar{P}(t) \\ P(t) = - \sum_j E_j n_j(t) \log(1 - \varepsilon(t)) \bar{P}(t) \end{cases} \quad (C.16)$$

である。

まず、時間 t の間に j 次のトラップ準位から放出されるキャリア数を $n_j^{emit}(t)$ とする。 $n_j^{emit}(t)$ は j 次のトラップされたキャリア数 $n_j(t)$ を用いて、

$$n_j^{emit}(t) = E_j \int_0^t n_j(t') dt', \quad (C.17)$$

と表すことができる。ここで、 E_j はトラップから解放される放出係数である。

$n_j^{emit}(t + \Delta t) - n_j^{emit}(t)$ は時間間隔 $t + \Delta t \sim t$ の間にトラップから放出されるキャリアの数を表すから、この間に放出されたどのキャリアも、空乏層内で *avalanche* 増倍を生じない確率 $\bar{p}_j(t)$ は、 $\varepsilon(t)$ を時刻 t における *avalanche* 確率とすれば $\bar{p}_j(t) = (1 - \varepsilon(t))^{n_j^{emit}(t+\Delta t) - n_j^{emit}(t)}$ となる。時刻 $t + \Delta t$ までにアフターパルスを生じない確率分布関数 $\bar{P}(t + \Delta t)$ は、 $\bar{P}(t)$ にすべてのトラップ j について $\bar{p}_j(t)$ を乗ずればよく、

$$\bar{P}(t + \Delta t) = \bar{P}(t) \prod_j (1 - \varepsilon(t))^{n_j^{emit}(t+\Delta t) - n_j^{emit}(t)}, \quad (C.18)$$

となる。 $n_j^{emit}(t + \Delta t) - n_j^{emit}(t) = (dn_j^{emit}(t)/dt)\Delta t$ とし、時間に関する差分 Δt が十分小さい、という条件の下で式(CC 18)を以下のように書き換える

$$\begin{cases} \bar{P}(t + \Delta t) = (1 - \varepsilon(t))^{\Delta n^{emit}} \times \bar{P}(t) \\ \Delta n^{emit} \equiv \sum_j \frac{dn_j^{emit}(t)}{dt} \Delta t \end{cases} \quad (C.19)$$

式(C.19)の両辺の対数を取れば、

$$\log \bar{P}(t + \Delta t) = \Delta n^{emit} \log(1 - \varepsilon(t)) + \log \bar{P}(t), \quad (C.20)$$

となる。対数微分の性質を用いれば、 $\log \bar{P}(t + \Delta t) - \log \bar{P}(t) \simeq d\bar{P}(t)/dt \cdot \Delta t / \bar{P}(t)$ である。式(C.20)を微分形式で表現すれば、

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{P}(t)}{dt} \cdot \frac{\Delta t}{\bar{P}(t)} &= \Delta n^{emit} \log(1 - \varepsilon(t)) \\ \Leftrightarrow \frac{d\bar{P}(t)}{dt} &= \bar{P}(t) \frac{\Delta n^{emit}}{\Delta t} \log(1 - \varepsilon(t)) = \bar{P}(t) \log(1 - \varepsilon(t)) \sum_j \frac{dn_j^{emit}(t)}{dt}, \end{aligned} \quad (C.21)$$

となる。式(C.17)より、時刻 t までに放出されたキャリア数 $n_j^{emit}(t)$ の時間微分はトラップされたキャリア数 $n_j(t)$ と放出係数 E_j の積に一致するので、確率分布関数 $\bar{P}(t)$ に関する微分方程式

$$\frac{d\bar{P}(t)}{dt} = \sum_j E_j n_j(t) \log(1 - \varepsilon(t)) \bar{P}(t), \quad (C.22)$$

を得る。

確率密度分布関数 $P(t)$ は確率密度関数の定義に従えば、

$$\begin{aligned} P(t) &= \frac{d}{dt} (1 - \bar{P}(t)) \\ &= -\frac{d\bar{P}(t)}{dt} \\ &= -\sum_j E_j n_j(t) \log(1 - \varepsilon(t)) \bar{P}(t), \end{aligned} \quad (C.23)$$

となる。

謝辞

謝辞

本研究は本当に多くの方々の支えの上に成り立っています。末筆ではありますが、この場を借りて感謝の意を表したいと思います。

高エネルギー加速器研究機構 物質構造科学研究所 岸本俊二教授には本論文の作成において多くの指導を賜りました。論文博士の審査をお引き受け頂き、さらに手厚いご指導を頂きました。構成上難しい内容をまとめ上げるために様々なアドバイスを頂き、感謝しております。本当にありがとうございました。

本研究の成果は、(株) 東芝 研究開発センター在籍時の研究内容を基としています。このような研究の機会を与えて頂いたことに感謝の意を表するとともに、ご助言・ご支援くださった方々に厚く御礼申し上げます。

(株) 東芝 研究開発センターOB の吉田二朗さん、投稿論文の執筆において、多くのきめ細やかなご指導・ご鞭撻を賜りました。吉田さんの研究に対する姿勢、目の前の現象に対する誠実さを見ながら研究に取り組めたことは私にとって大きな財産です。

(株) 東芝 研究開発センター 長谷川励研究主幹、佐々木啓太研究主務には、論文投稿において、実験結果の議論や論文校閲のアドバイスなど多くのサポートを賜りました。長谷川さん、佐々木さんのサポートなしには学位取得への歩みに至ることが出来ませんでした。ありがとうございました。

キヤノンメディカルシステムズ(株) 研究開発センター先行技術研究部 中井宏章主幹、杉山真哉部長には、学位取得プロセスを後押し頂きました。杉山さん、中井さんのご配慮なしにここまで走りきることは出来ませんでした。本当にありがとうございました。

妻 河田愛香さんには、私の意思を尊重いただき、論文博士による学位取得をあらゆる面でサポート頂きました。長女 結愛の育児と職場への復帰という多忙な中で、学位論文執筆のプロセスを心身ともにサポート頂きました。本当にありがとうございました。