

PPDにおけるノイズの相乗効果，およびそれを超克しうる構造について

H. Oide^{*,a}, T. Murase^a, H. Otono^a, S. Yamashita^b

^aDepartment of Physics, University of Tokyo, 7-3-1, Hongo, Bunkyo, Tokyo, Japan

^bICEPP, University of Tokyo, 7-3-1, Hongo, Bunkyo, Tokyo, Japan

Abstract

半導体光検出器として近年脚光を浴びている PPD (Pixelated Photon Detector) の課題の一つは高いノイズレートである。ランダムなノイズに加えて、アフターパルス、クロストークといったノイズの存在が PPD のゲインや面積の限界を決めている。今回、これらのノイズを独立かつ正確に測定することによって、現在の PPD の最終的な性能の限界がこれらの相乗効果によって決まることを定量的に示すことに成功した。特に、ノイズレートの増加を支配する主な要因はアフターパルスであるということが分かった。これらの結果と、PPD の信号発生過程のメカニズムから、われわれはノイズレートを抑えつつも高いゲインを実現するような新しい PPD の設計を提案する。

Key words: PPD (Pixelated Photon Detector), MPPC (Multi-pixel Photon Counter), SiPM (Silicon Photomultiplier), Gain, Noise, Afterpulsing, Structure

1. Introduction

Pixelated Photon Detector (PPD) は G-APD あるいは MPPC, SPAD, SiPM などとも称される、ガイガーモードで駆動する APD をピクセル状に多数並列配置した半導体光検出器である [1]。各個のピクセルは光子の入射に対してそれぞれ $10^5 - 10^6$ 程度の増倍率 (ゲイン) を有するバイナリな検出器で、単光子検出能力を持つ。PPD は光電子増倍管と比べても高い光子検出効率をもつほか、磁場耐性、低電圧動作、極薄型などの特長をもつため、次世代の半導体光検出器として最も期待されている装置の一つである。しかし、現状のゲインは光電子増倍管よりは低いため、さらなるゲインの増加が期待されているほか、高いノイズレートへの対処、大面積化、放射線耐性の向上などの課題がある。

PPD はガイガーモードで駆動するため、増倍を止めるためのクエンチ機構が必要となるが、特にダイオード部に高抵抗を直列配置するタイプ (受動クエンチ) の PPD では、ゲイン G は

$$G = C_d(V_{op} - V_0)/e \quad (1)$$

と表されることが知られている。ここで V_{op} は印可電圧であり、 V_0 はガイガーモードがはじまる閾値でブレイクダウン電圧と呼ばれる。 C_d はピクセルあたりのキャパシタンスを表す。ブレイクダウン電圧はダイオード中の不純物濃度分布と、シリコン中における電子・ホール衝突電離の確率から決まるが、上の式は、受動クエンチの機構を持つ PPD であれば構造にかかわらず一般的に成り立つ性質である [2]。ゲインの式から考えると、高いゲインを達成するためには、単純にブレイクダウン電圧からの電位差 $\Delta V \equiv V_{op} - V_0$ を大きくすれば良いのであるが、この試みは爆発的な PPD のノイズの増加によってすぐに破綻する。

PPD のノイズ信号は、光電子と同様に、ダイオード中に発生する単一の自由キャリアから、 $10^5 - 10^6$ のゲインをもつ信号になる。このメカニズムとして、ランダム・ノイズとアフターパルス、クロストークという異なる種類のノイズが存在することが知られている [3, 4, 5]。ここでアフターパルスとクロストークはともに、光電子による信号あるいはランダム・ノイズに付随して発生する二次的なパルスである。ノイズレートは ΔV が動作電圧とされる領域では典型的には mm^2 あたり数百 kcps 程度であるが、この領域からさらに数 V 程度動作電圧を上げるとノイズレートは急激に増加していき、数 ~ 10 Mcps 以上に達する。このような高いノイズレートのために、この領域ではもはや光検出器として使用不能に陥る。これは、アフターパルスやクロストークが二次的に発生する確率が ΔV の増加に従って増大していくにつれて、元のパルスに起因して二次的、三次的パルスが連続的に生成されるために起こると考えられる (図 1 参照)。このため、われわれはランダム・ノイズとアフターパルス、クロストークを分離してそれぞれを独立に測定し、それらの結果をもとに、ノイズの増加する様子の再現を行った。本論文ではこの結果を報告するとともに、そこから推察されるノイズ信号の発生メカニズムについて議論する。さらに、これまでわれわれが行ってきた PPD の動作メカニズムに関する研究を踏まえ、ノイズを抑制しつつ PPD のゲインを向上するためにはいかなる方策が取りえるのか、ということについて議論する。

2. 測定方法

今回われわれが測定に用いた PPD は、浜松ホトニクス社製の MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) と呼ばれるタイプの PPD [6, 7] であり、そのうちの $25\mu\text{m}$ 角ピッチ・1600 ピクセルのもの (S10362-11-25) である。信号の読み出しは、浜松ホトニクス社製のボルテージアンプ C5594 を用いた。このアンプの利得は 36dB (63 倍) であり、帯域は

*Corresponding author

Email address: oide@icepp.s.u-tokyo.ac.jp (H. Oide)

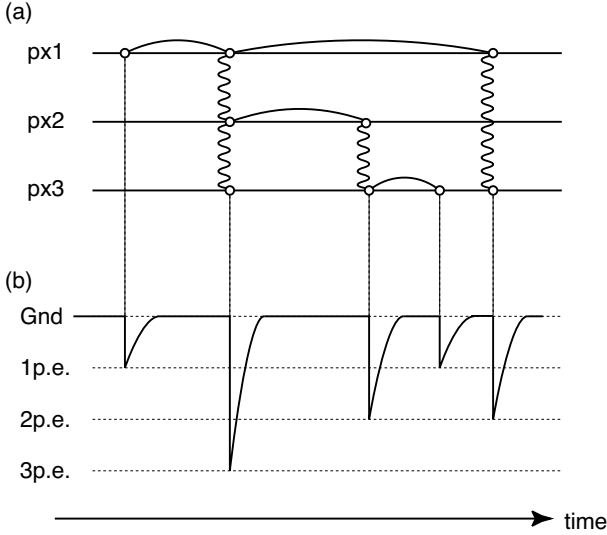


Figure 1: (a) ひとつのパルスを契機として、アフターパルスとクロストークによって持続的にパルスが放出される様子のダイアグラム．同じピクセルの中でのタイがアフターパルスを表し、ピクセル間の波線がクロストークを表している．(b) (a) のようにパルスが放出された場合に観測される波形の模式図．

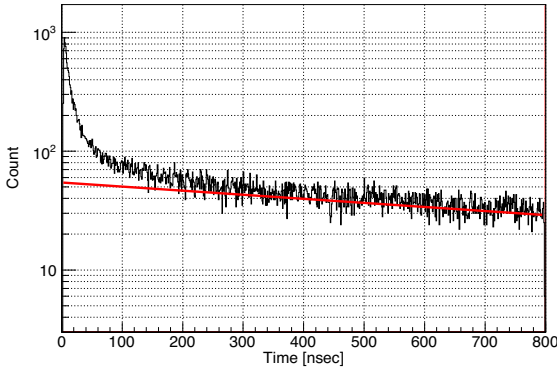


Figure 2: $\Delta V = 3.45V$ のときのトリガパルスと、その直後に発生するパルスの時間間隔の頻度分布．図の直線はランダム・ノイズの分布を表す．

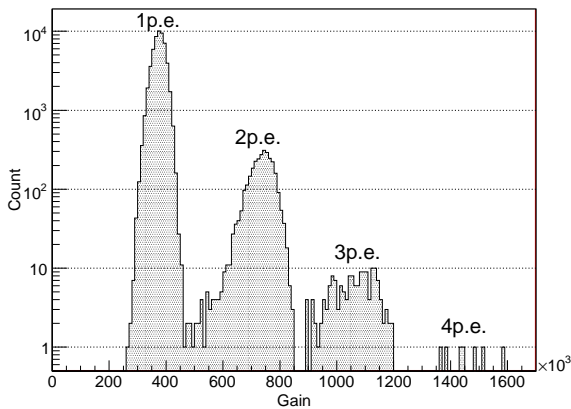


Figure 3: $\Delta V = 2.65V$ におけるパルスの大きさの分布．横軸をゲインに換算してある．

1.5GHz である．測定はすべて 300K で行った．今回測定したサンプルのブレイクダウン電圧は、300K において 73.5V であった．測定した項目は、ランダム・ノイズ、アフターパルス、クロストーク、総和のノイズ、相対光子検出効率 (PDE) である．今回の測定はすべて暗箱の中で行った．相対 PDE 測定を除いて外部光の入射は行っていない．測定した電圧の範囲は、 $\Delta V = 1.5V$ から $\Delta V = 5.1V$ の範囲である． $\Delta V < 1.5V$ では読み出しアンプの倍率のため信号が小さく、また $\Delta V > 5.1V$ の範囲では高いノイズレートのために後述する波形解析が使えなかったため、測定には用いなかった．温度変化、電源の安定性等を考慮した、測定電圧点の誤差は $\pm 0.04V$ であった．

2.1. アフターパルスとランダム・ノイズレート

暗箱中で一つパルスが発生してから、次に発生するパルスまでの時間間隔を測定し、その頻度分布を作成する．ランダムにパルスが到来する場合、分布は指数関数的に減少し、その時定数 τ_N の逆数がランダム・ノイズの頻度を表す．アフターパルスが存在すると、アフターパルスはトリガパルスのすぐ後に発生する [8] ので、その時定数は短く、アフターパルスはランダム・ノイズの分布に対する超過として観測される．われわれはこの頻度分布をオシロスコープを用いた波形取得と、オフラインでの波形解析のプログラム [9] によって求めた．この方法では、二つのパルスが 2ns 以上離れていれば、パルスを分離して識別し、それぞれの時間と大きさを求めることができた．なお、同様の波形解析の試みは、[10] にも見ることができる．この方法によって求められたパルス間の時間間隔の分布を図 2 に示す．長時間経過後に残る尾部がランダム・ノイズを表し、短時間に見られるランダム・ノイズからの超過がアフターパルスである．アフターパルスには固有の時定数をもつ、いくつかの準位がある．この分布は

$$n(t; \Delta V) = \sum_j A_j \exp(-t/\tau_j) + A_N \exp(-t/\tau_N) \quad (2)$$

という関数でフィットできる．ここで τ_j はアフターパルスの時定数、 $1/\tau_N$ はランダム・ノイズの頻度を表し、 A_j 、 A_N はそれぞれの時定数に対応する係数である．フィットにあたり、 τ_N については、後述する方法で求めたランダム・ノイズレートをを用いた．アフターパルスに 2 つの時定数があるとしてフィットしたところ、2 つの時定数はそれぞれ $8.6 \pm 2ns$ 、 $74^{+50}_{-20}ns$ の範囲にあり、有意な電圧依存性が見られなかった．このため、全ての電圧測定点に対して 2 つの時定数 τ_1 、 τ_2 をそれぞれ 8.6ns と 74ns に固定した．また、測定電圧点の範囲で、 A_1/A_2 の値に有意な変動は見られず、これも定数とした．このようにして、 A_1 、 A_2 、 A_N についてのフィットを行った．このようにフィットした結果から求めた、

$$P_{AP}(\Delta V) = \frac{A_1 \tau_1 + A_2 \tau_2}{A_1 \tau_1 + A_2 \tau_2 + A_N \tau_N} \quad (3)$$

が、与えられた電圧におけるアフターパルスの発生確率であるとした．

また、この頻度分布から、パルスをトリガしたのち $1\mu s$ 程度の十分な VETO 時間においてノイズレートをスケイラーを用いて測定すれば、ランダム・ノイズレートのみを測定できることがわかる．ただし、 $1\mu s$ の VETO 時間はその間にもランダム・ノイズが発生すると考えて補正する．

2.2. 総和のノイズレート

一方で、VETO 時間を最小限にしてパルス数をスケーラーで測定すれば、アフターパルスも含んだ総和のノイズレートを測定できる。われわれの測定系では、一度パルスをトリガーすると 13.5ns の不感時間をがった。この不感時間の扱いであるが、アフターパルスは図 2 に見るように前のパルスと相関をもつ。このため、ランダム・ノイズの測定とは異なり、アフターパルスに関する特別な補正が必要である。この補正法については、3.2 節で詳述する。

2.3. クロストーク

アバランシェ増幅時に発される光子が近傍のピクセルで吸収され、複数のピクセルがほぼ同時に信号を発するものがクロストークである。通常のランダム・ノイズに対してクロストークが生成される確率は、暗箱内で発生した信号の大きさの分布を調べることで求めることができる。高いノイズレートでは、信号どうしのパイルアップがパルスの大きさを測定する上で問題になる。われわれは前述した波形解析を使うことで、近接する信号の影響を排除して、着目している信号の大きさを精密に測定することに成功した。このようにして求めた信号の大きさの分布を図 3 に示す。いくつかのピークが観測されるが、左から順に 1p.e., 2p.e., ... と呼ぶ。分布全体における 2p.e. 以上の占める割合をクロストーク確率と定義する。参考のために、分布全体における 3p.e. 以上の占める割合 (これを「3p.e. 以上のクロストーク確率」と呼ぶ) も求めた。

2.4. 相対 PDE

この測定は、のちの議論に用いるために行ったもので、相対的な PDE を簡易に求めたものである。LED 光を点灯させたときと点灯させないときを比較することで、PDE の ΔV 依存性を求めた。LED 光源にはピーク波長 470nm の青色 LED を使用し、ほとんど単光子のみが検出されるように十分に減衰させた。測定値は $V_{op} = 75.0V$ ($\Delta V = 1.55V$) における計数で規格化した。

3. 測定結果

3.1. 個々の測定

ランダム・ノイズ

図 4 にランダム・ノイズの ΔV 依存性を示す。これを見ると、 $1.5V \lesssim \Delta V \lesssim 4.5V$ では、ランダム・ノイズは ΔV に対して非常によい近似で線形に増加していることがわかる。一方で、 $\Delta V \gtrsim 4.5V$ で線形からの大幅な超過が観測される。この超過はランダム・ノイズの実際の増加を表すのではなく、アフターパルスが混入している効果であると推定される。これについては、次節でさらに議論する。

アフターパルス

前節に述べたような方法でアフターパルス確率の ΔV 依存性を求めた結果を、図 5 に示す。点線は、アフターパルス確率が ΔV^2 に比例するとしてフィットしたものである。このプロットは、アフターパルス確率は非常によい精度で ΔV^2 に比例していることを示している。 A_1/A_2 が ΔV に対して定数であることから、これは、二つの時定数 τ_1, τ_2

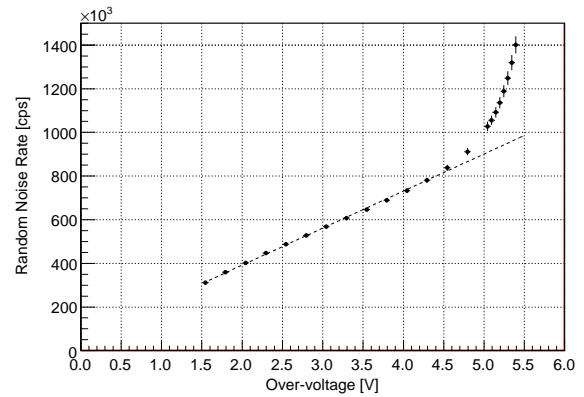


Figure 4: ランダム・ノイズの ΔV 依存性。 $\Delta V \gtrsim 4.5V$ における領域で急激な増加が見られるのは、アフターパルスを遮蔽しきれなくなることによる効果だと考えられる。

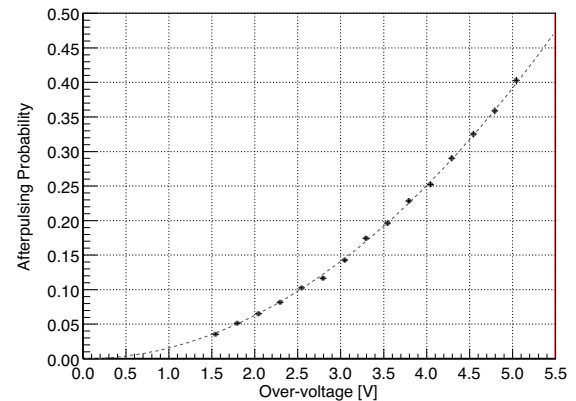


Figure 5: アフターパルス確率の ΔV 依存性。点線は測定点を ΔV^2 に比例するとしてフィットしたものの。

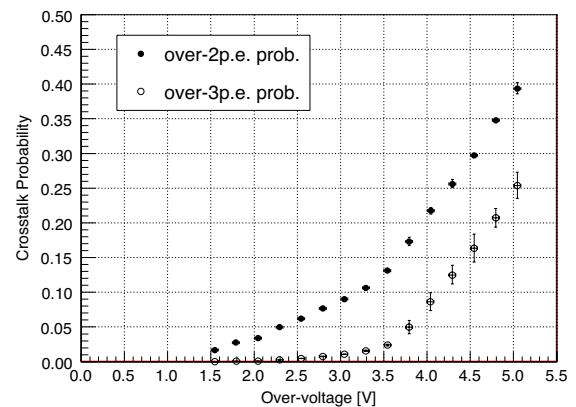


Figure 6: クロストーク確率の ΔV 依存性。

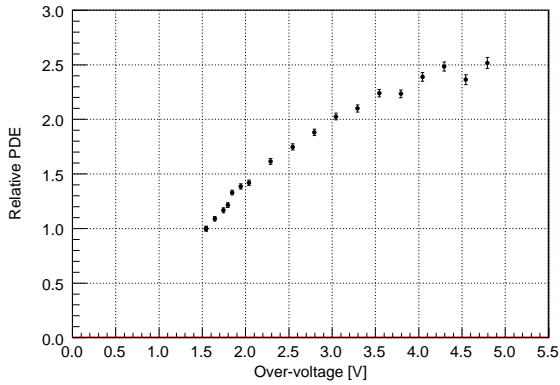


Figure 7: 相対 PDE . $V_{op} = 75.0V$ ($\Delta V = 1.55V$) における値で規格化した .

それぞれについても独立に成り立っている . すなわち , アフターパルス確率 (時間依存性を含む) は ,

$$\mathcal{P}_{AP}(t; \Delta V) = \alpha_1 \Delta V^2 e^{-t/\tau_1} + \alpha_2 \Delta V^2 e^{-t/\tau_2} \quad (4)$$

の形に書くことができる .

クロストーク

同様に , クロストーク確率と , 3p.e. 以上のクロストーク確率の ΔV 依存性を求めた結果を , 図 6 に示す . アフターパルスと違って , クロストーク確率の変化はより複雑である . 特に , $\Delta V \simeq 3.5V$ 付近に確率の増加傾向に折れ曲がりが存在している . 3p.e. 以上のクロストーク確率の変化を見ると , ちょうど $\Delta V \gtrsim 3.5V$ から 3p.e. 以上の割合が急激に増加してくることがわかる . すなわち , この折れ曲がりには 3p.e. 以上の割合が増加している傾向が現れている .

相対 PDE

相対 PDE の測定結果を図 7 に示す . この図および , $\Delta V = 0.0V$ では PDE は 0 であることが期待されることを総合すると , PDE は ΔV に対して徐々に飽和していく傾向があることがわかる . 同様の結果は , たとえば [11] にも見られる .

3.2. ノイズの再構成

前項までで , 各電圧点におけるランダム・ノイズレートとアフターパルス , クロストークの確率がそれぞれ測定できた . ここでは , まずこれらの測定から総和のノイズを再構成するためのモデルの導出を行い , 次に 2.2 項における総和のノイズの測定の結果に対する補正について述べる . 最後にモデルと測定を比較する .

まずランダム・ノイズレートにアフターパルスとクロストークの効果を取り入れて総和のノイズの再構成をするモデルについて述べる . 再構成を行うためには , アフターパルスとクロストークの , お互いの相乗効果を考慮する必要がある . 完全な実態を把握しようとするモンテカルロ法などを用いたフル・シミュレーションが必要になるが , 平均的なノイズレートのみを知るためには , その必要はない . 以下にその方法を述べる .

ランダム・ノイズがひとつ発生したとき , クロストークによって 1p.e. , 2p.e. , 3p.e. , \dots といくつかのピクセルが同

時にヒットするが , これらは測定ですべて「1つの信号」として観測され , その違いはパルスの大きさの違いにのみ現れる . とくにアフターパルスを全く考えない場合には , 単一のランダム・ノイズを起源として発される信号の数は恒等的に 1 である :

$$X_0 = 1 \times 1 = 1 \quad (5)$$

ここで X_k はひとつのランダム・ノイズを起源として生成される信号の数の平均を表す . 添字の k は , k 次のアフターパルスまで考慮することを表す (以後 , 個数の意味を強調する文字は太字で表し , 確率などは , 通常の書体で表すことにする) .

ある信号が , クロストークの効果で j p.e. のパルスとして観測される確率を q_j とする . ここで , $\sum_{j=1} q_j = 1$. この記法を用いると , 例えば図 6 で求めた 2p.e. 以上のクロストーク確率は $1 - q_1$ で与えられ , 3p.e. 以上のクロストーク確率は $1 - (q_1 + q_2)$ で与えられる .

各ピクセルにつき 1 つのアフターパルス (1 次のアフターパルスと呼ぶ) まで考える . このとき , はじめのパルスが p.e. 数が j だったとすると , その j 個のヒットしたピクセルについて , 独立にアフターパルスを考えることができる . いま与えられた ΔV におけるアフターパルス確率 $P_{AP}(\Delta V)$ を p とおくと , j について平均をとったアフターパルスの個数は ,

$$q_1 \times 1 \times p + q_2 \times 2 \times p + \dots = \sum_j j q_j p = \bar{q} p \quad (6)$$

ここで $\bar{q} \equiv \sum_{j=1} j q_j$ である . 上式にはじめのパルスを加えると , X_1 が求められる :

$$X_1 = 1 + \bar{q} p \quad (7)$$

2 次のアフターパルスまで考慮して X_2 を求めると ,

$$X_2 = 1 + \bar{q} p (1 + \bar{q} p) = 1 + \bar{q} p + (\bar{q} p)^2 \quad (8)$$

となる . 同様にして無限次のアフターパルスまで考慮すると ,

$$X_\infty = 1 + (\bar{q} p) + (\bar{q} p)^2 + \dots = \frac{1}{1 - \bar{q} p} \equiv \xi \quad (9)$$

となる . したがって , ランダム・ノイズレートを N_{rand} とおくと , 総和のノイズレート N_{tot} は ,

$$N_{\text{tot}} = \xi N_{\text{rand}} = \frac{1}{1 - \bar{q} p} N_{\text{rand}} \quad (10)$$

と表される . ここで , われわれは N_{rand} が ΔV に対し $\Delta V > 4.5V$ の領域でも線形な増加が続くと仮定した . 式 (10) がアフターパルスとクロストークの寄与を取り入れた , 総和のノイズレートを表すモデルである . 特に , N_{tot} は $\bar{q} p = 1$ で発散するという点に注意されたい .

この結果と , 測定された総和のノイズレートを比較する . 2.2 節で述べたように , 測定系は不感時間 $T_d = 13.5\text{ns}$ をもっている . アフターパルスは前のパルスと相関があるために , 不感時間内のランダム・ノイズの発生に関する補正に加えて , アフターパルスについての補正を行う必要があ

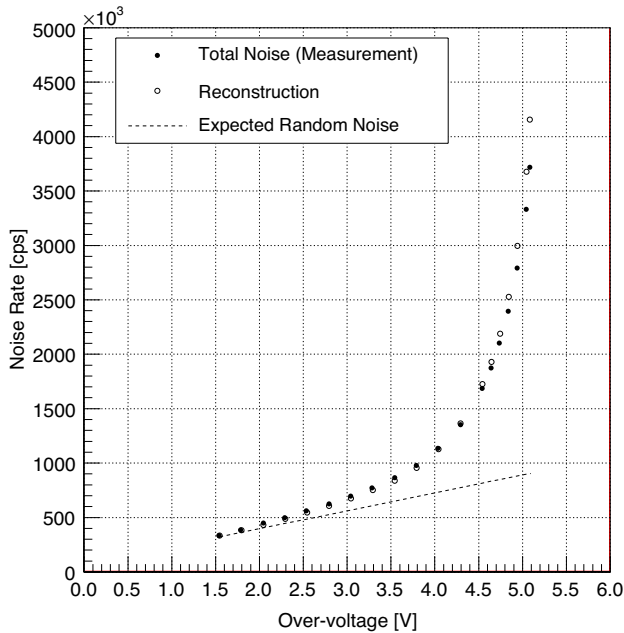


Figure 8: アフターパルスとクロストークの相乗効果をもとにした、ノイズレートの再構成．ランダム・ノイズ源が ΔV に対して線形に増加していると仮定すると、総和のノイズの増加をよく説明することができる．

る．1 次のアフターパルスまで考えるとき、これは

$$\beta \equiv \frac{\int_0^{\infty} dt (\alpha_1 \Delta V^2 e^{-t/\tau_1} + \alpha_2 \Delta V^2 e^{-t/\tau_2})}{\int_0^{\infty} dt (\alpha_1 \Delta V^2 e^{-t/\tau_1} + \alpha_2 \Delta V^2 e^{-t/\tau_2})} = \frac{\alpha_1 \tau_1 e^{-T_d/\tau_1} + \alpha_2 \tau_2 e^{-T_d/\tau_2}}{\alpha_1 \tau_1 + \alpha_2 \tau_2} \quad (11)$$

という ΔV に依存しない定数によって補正される¹．ランダム・ノイズについてのみ補正した測定値 N_m に対して、補正後の測定値 $N_m^{(c)}$ は

$$N_m^{(c)} = \frac{1}{1 - (1 - \beta)q\mu} N_m \quad (12)$$

となる．この $N_m^{(c)}$ を、実測の総和のノイズレートとし、上記のモデルによる再構成 N_{tot} と比較した．なお、2 次以上のアフターパルスに関するデッドタイム補正については、パルスの時間の起点が一定でないために、計算が非常に複雑になる．よって、今回は 1 次の補正のみ行った．

このようにして総和のノイズレートの再構成モデルと、実測の総和のノイズを比較したものが図 8 である．再構成した曲線と実測値がよく一致していることがわかる．再構成の曲線が $\Delta V \gtrsim 4.5V$ でややずれが大きくなっているのは、2 次以上のアフターパルスの補正の効果を考慮していないためだと考えられる．以上のことから、ノイズ増加の要

¹ β が ΔV に依存しないのは、 $\mathcal{P}_{AP}(t; \Delta V)$ が ΔV^2 に比例するという性質からくる．

因をランダム・ノイズ、アフターパルス、クロストークのそれぞれの ΔV 依存性と、その間の相乗効果に還元することができた．

4. 議論

4.1. ランダム・ノイズレートと PDE について

ランダム・ノイズの電圧依存性について考える．ランダム・ノイズレートは、ランダムに生成されるキャリアの個数とアバランシェ確率の積で決定される．ここでアバランシェ確率とは、「ひとつのキャリアからガイガーモードに至る確率」を表すものである．300K における生成されるキャリアの個数は主に熱励起によって支配されている [13]．この量が電場によって変化する可能性もあるが、測定した電圧領域での電場の変化は 5% 程度であり、ノイズレートが V_0 を起点として ΔV に対して線形に増加することの主な理由とするのは適当でない．一方で、アバランシェ確率は、ガイガーモードが V_0 以降で発生することから、 ΔV に依存する量であると考えられる．このことから、ランダム・ノイズの ΔV 依存性は、主としてアバランシェ確率の ΔV 依存性を反映しているものと考えられる．

つぎに、PDE の電圧依存性を考える．PDE は、光電変換の量子効率 (QE) と素子のアクセプタンス、およびアバランシェ確率の積で決定されるはずである．QE とアクセプタンスは電圧に対してほぼ依存しない量である．したがって、PDE の ΔV 依存性もまた、アバランシェ確率の ΔV 依存性を反映しているものと考えられるのが自然である．

ランダム・ノイズと PDE が同じアバランシェ確率を反映するものならば、両者の ΔV 依存性は同様の傾向を示すはずである．しかし、図 4 と図 7 に示すように、ランダム・ノイズは ΔV に対して線形に増加するのに対し、PDE は ΔV に対して飽和する傾向を示している．

アバランシェ増幅は電子やホールによる衝突電離に基づくが、電子の衝突電離確率とホールの衝突電離確率は、一桁程度異なっている [14]．このため、はじめの増倍の起源を電子とする場合と、ホールとする場合とで、アバランシェ確率は異なるものと考えられる．

そこで、ランダム・ノイズと PDE の ΔV 依存性と、電子を起源とする場合とホールを起源とする場合のアバランシェ確率の違いとの関係を調べるために、アバランシェ確率について、以下のような簡単なシミュレーションを行った．一次元の領域に空乏層の厚さが数 μm 程度であるようなガウス関数型の電場分布を用意し、残りの部分では電場は 0 であるとする．ガイガーモードの起こるような強さの電場のもとでは、電子やホールのドリフト速度はほぼ一定で飽和しているので、これは 10^7cm/s として一定にした．電場が与えられたときに、単位距離 (すなわちこの場合単位時間あたり) に衝突電離をして新しい電子・ホール対を生成する確率 α_e, α_h [1/cm] は文献 [14] を参考にし、次式で定義した：

$$\alpha_e(E) = \exp\left(A_e + \frac{B_e}{E}\right) \quad (13)$$

$$\alpha_h(E) = \exp\left(A_h + \frac{B_h}{E}\right) \quad (14)$$

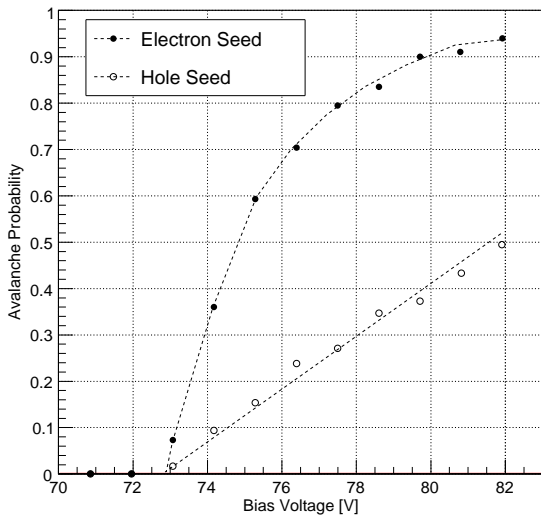


Figure 9: シミュレーションに基づく、アバランシェ確率の電圧依存性．ブレイクダウン電圧は、空乏層の厚さを調節することで変動するが、アバランシェ確率の ΔV に対する増加傾向は大きく変化しない．

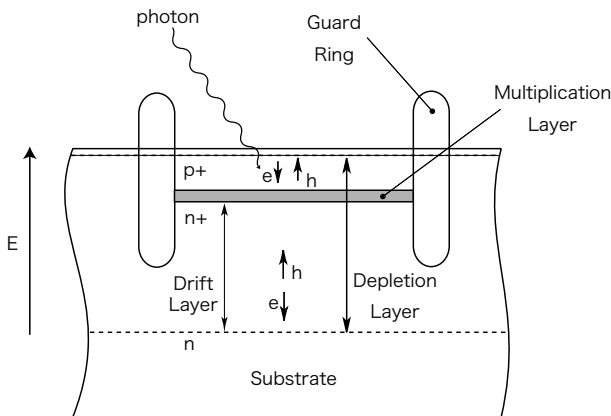


Figure 10: p-on-n 型の PPD の構造

ここで、 $A_e = 1.35 \times 10^6$, $A_h = 1.44 \times 10^6$, $B_e = -1.17 \times 10^6$, $B_h = -1.95 \times 10^6$ である． E は [V/cm] の単位で与える．始状態として電子あるいはホールを 1 つ用意して、電場のかかっている領域の端に配置して、時間変化を追う．一定時間でシミュレーションを打ち切り、発生した電子・ホール対の数が 10^4 以上に達している場合にガイガーモードに成長したと判定し、そのようなイベントの割合を調べた．なお、再結合等によるキャリアのロスは無視している．シミュレーションの結果を図 9 に示す．

この結果をまとめると、増倍が電子起源の場合にはアバランシェ確率は飽和傾向を示すのに対して、ホール起源の場合にはアバランシェ確率はほぼ線形な増加傾向を示すということである．したがって、ランダム・ノイズレートがホールのアバランシェ確率を反映し、PDE が電子のアバランシェ確率を反映していると考え、ランダム・ノイズと PDE のそれぞれの ΔV 依存性を説明することができる．

以下、この可能性について、定性的な議論を行う．今回測定に用いた PPD のタイプは p-on-n 型であり、Si における吸収長が 0.5nm 程度である 470nm の波長の光子に対しても感度を持つために、増倍層は入射面の表層に比較的近い場所にある [15, 16]．このため、光電変換は増倍層よりも上層部で電子ホールペアを生成し、増倍層に電子がドリフトしていく場合が主であると考えられる．一方、ランダム・ノイズについては空乏層の大部分が増倍層よりも下部にあるため、ランダムに電子ホールペアが生成される場合、増倍層には主としてホールを起源とするキャリアが向かっていくことになる．いま述べたことが、空乏層のドリフト領域のみならず、さらにその下部の基盤部分 (substrate) においても起こっている可能性もある．このように考えれば、PDE の増加傾向とランダム・ノイズの増加傾向を無矛盾に説明することが可能になる．

同時にノイズ低減を重視した PPD の構造としては、p-on-n 型が適していることがわかる．すなわち入射する光子に対してはアバランシェ確率を高くし、発生するランダム・ノイズについてはその確率を小さく抑えられる構造であるからである．今回測定した MPPC は、このような構造になっている．

4.2. アフターパルスについて

次に、アフターパルスの発生確率の ΔV 依存性が、非常に良い一致で ΔV^2 に比例するという結果について考察する．アフターパルスの起源は、格子欠陥によるキャリアの捕獲と再放出であると考えられている．この描像から、アフターパルス確率は、はじめのキャリアの数と捕獲・再放出確率、およびアバランシェ確率の積によって決まると考えるのが自然である．

キャリアの数は、(1) によりこれは ΔV に比例する一方で、キャリアの捕獲・再放出の確率は電場に強依存しないと考えられるため、アフターパルス確率を説明するためにはアフターパルスのアバランシェ確率が ΔV に比例しなければならない．アバランシェ確率が ΔV に比例するというのは、前述したランダム・ノイズと同じ発生機構、つまりホールを起源とするアバランシェ増幅が主であるということを示唆している．この推論が正しければ、増倍過程で発生した電子が増倍層の下部のドリフト領域で捕獲・再放出され、そのとき生じるホールが増倍層に辿り着くことでアフターパルスが発生する過程が主になっていることになる．実際にこのようなことが生じているかどうかについては、さらなる調査が必要である．

4.3. ノイズの削減の効果

前節におけるノイズの再構成で、総和のノイズがランダム・ノイズとアフターパルス、クロストークの確率に還元できた．このことから逆に、ランダム・ノイズレートと、アフターパルスとクロストークの ΔV に対する応答曲線を与えれば、その電圧における総和のノイズレートを推定することが可能になる．これは PPD の開発においてノイズの低減を目指したときに、具体的なノイズレートの数値計算が可能になるという点で有用である．

試験的に、われわれは次の場合を試した：(i) アフターパルスを 50%削減した場合、(ii) クロストークを 50%削減した場合、(iii) 両方とも 50%削減した場合、(iv) アフターパ

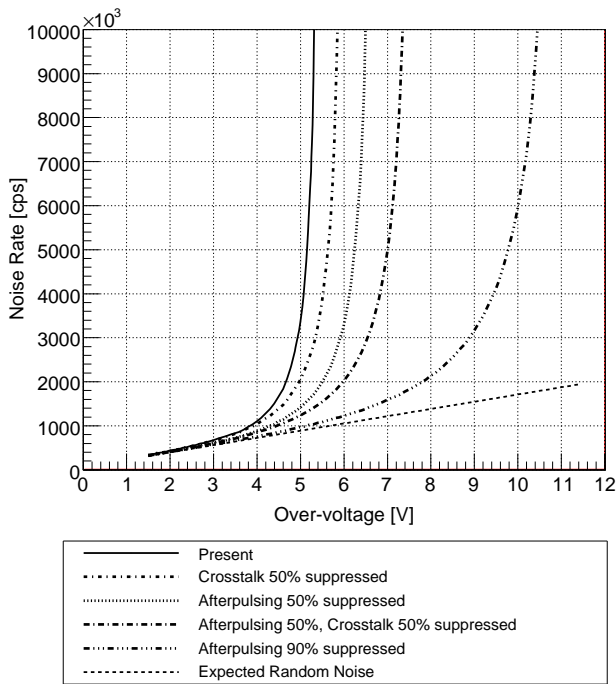


Figure 11: アフターパルス確率やクロストーク確率を様々に変更したときの、予測されるノイズ・パルスの量

ルスを 90%削減した場合、それぞれの結果をプロットしたものが図 11 である。ただし、アフターパルスとクロストークの確率について、今回測定した ΔV より上の領域については測定されたデータからの外挿を行っているが、これは推定値である。

この結果によれば、クロストークを 50%削減しても、ノイズレートが発散する電圧を 0.5V 程度押し上げる効果があるのみで、劇的な性能向上はないということである。同様に、アフターパルスを 50%削減したとしても、アフターパルスが次のアフターパルスを作る効果が大きくなるために ΔV の安定動作範囲はわずかに広がるだけである。アフターパルスを 90%削減することができれば、増加のしかたが緩やかになり、頭打ちになっているゲインを 2 倍程度に向上することができる。アフターパルスの削減は、前項の議論によれば、ランダム・ノイズの削減と同時に行うことができる。ただし、アフターパルスの起源はシリコン結晶の欠陥構造に起因しており、90%も削減することは難しいであろう。この試算から分かることは、アフターパルスやクロストークの削減に取り組んだとしても、数割の削減では PPD の飛躍的なゲインの向上は望めないということである。とはいえ、光子数を精密に測定するためには、アフターパルスやクロストークの影響は極力少ないのが望ましいので、これらの削減に向けての努力は継続して行われるべきである。

4.4. 議論のまとめ

以上の議論をまとめると、今回測定した 1600px MPPC について、以下のことが判明した。

- ランダム・ノイズは ΔV に対して線形の増加傾向を示す (図 4)。

- PDE は ΔV に対して飽和傾向を示す (図 7)。
- アフターパルス確率は、 ΔV^2 に比例している (図 5)。
- クロストーク確率は、 ΔV に対して急激に増加するが、その傾向は複雑である (図 6)。
- 総和のノイズの爆発的な増加は、アフターパルスとクロストークの相乗効果によるものである (図 8)。
- 総和のノイズの爆発的な増加に寄与しているのは、主にアフターパルスである (図 11)。

また、これらの事実から推察されることとして、以下のことが挙げられる。

- PDE の増加傾向は電子起源のアバランシェ確率と対応するのに対し、ランダム・ノイズの増加傾向は、ホール起源のアバランシェ確率と対応する。
- ランダム・ノイズは増倍層下部のドリフト領域で発生するホールによるアバランシェ増幅が、その主な発生源である。
- 高い PDE と低いノイズを実現する構造としては、p-on-n 型が適している。
- アフターパルスの ΔV 依存性から、アフターパルスも、ランダム・ノイズと同様にドリフト領域で発生するホールを起源とする可能性が示唆される。

5. 新しい構造の提案

これまでの測定結果と議論から、それぞれのノイズの起源とそれらの相乗効果の関係が明らかになった。これらは、PPD の構造を決めるための非常に重要な情報を与えるものであり、これによってはじめて新しい構造の提案を行うことが可能になった。

アフターパルスやクロストークを低減するための努力は引き続き行われるべきであるが、殊にゲインの増加を見込む場合には、もっと別の角度からのアプローチが必要であるということがわかった。受動クエンチの PPD では、適切にクエンチを引き起こすことができれば、さまざまな形の PPD が製作可能である。

このことを踏まえ、われわれの提唱する、ノイズを抑えながら高いゲインを実現する新しい PPD の構造の要点を以下に挙げる：

- バッファ・キャパシタ C_b をダイオードと並列に設置する (図 12 参照)。
- C_b は受光部であるダイオードの下層に積層に配置する。
- クエンチング抵抗は現在の値より小さくする。
- ドリフト領域およびバルクの厚さの圧縮を行う。

各項目について、その理由を以下に詳述する。

まず 1. が本質的に重要である。このような構造を組むと、増倍で発生する電荷はバッファであるキャパシタからダイオードに流れ込む電荷によって打ち消され、ダイオード部における電圧降下が緩和される。この結果、増倍過程が引きのばされ、クエンチの起こるまでに高いゲインに達する。定量的には、ダイオードのキャパシタンス C_d とバッファの

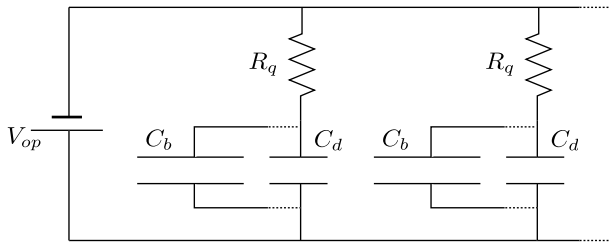


Figure 12: 新しい PPD の構造の等価回路

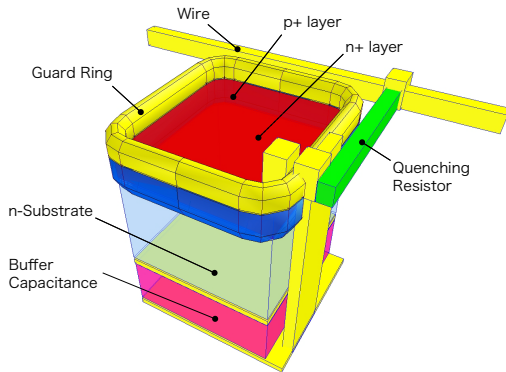


Figure 13: 新しい PPD の概念図

キャパシタンス C_b に対して、ゲインは $G = (C_d + C_b)\Delta V/e$ となると予測される。これらの結果は数値計算でも確かめられた。

これの本質は正味のキャパシタンスを増加させることで高いゲインを実現するというところにある。実際、同じような深さ方向の構造を持つ PPD でもそのピクセルのサイズが大きい方がキャパシタンスが大きいので、(1) により、 ΔV に対してゲインの増加率が高い。ところが、ダイオード部の面積によってキャパシタンスを増加させると当然それに伴って空乏層も拡大するので、ノイズの数じたいを低減することができない。われわれの提案は、絶縁体を用いたキャパシタをダイオードに対して並列に配置するというものであり、ダイオードの面積を拡大するということとはコンセプトが全く違う。これにより、ノイズの起源となる空乏層などは据え置いて、正味のキャパシタンスだけを增加させることができると考えられる。この構造は、特に PPD の単位面積あたりのピクセル数増加させようとして、各ピクセルのサイズを小さくする場合、ダイオードのキャパシタンスは小さくなるので、その対応策として有効である。なお、バッファ・キャパシタは高誘電率の HfO_2 などの素材を用いることが望ましい。

第 2 項は、PPD の開口率を下げないために重要である。ただし、ダイオードの下部にキャパシタをおくのは技術的難易度が高いことが予想される。特にダイオードと並列配線を組むためには、素子に縦方向に深い孔を掘り、導線を通す必要がある。

第 3 項は、パルスの時間特性についての考慮である。ケ

ンチング抵抗の役割は、十分に大きな抵抗をダイオードと直列に置くことによって、増倍時にダイオードに流れる電荷量を抑制することにある。バッファ・キャパシタをダイオードに並列に置くと、クエンチング抵抗から流れる電流の一部はバッファ・キャパシタに流れ込むため、それが無いときに比べてダイオードに流れる電荷量は少なくなる。このことから、バッファ・キャパシタを置くことによって、より小さな値のクエンチング抵抗を配置できると考えられる。PPD の時間特性を考えると、その時定数は $\tau = R_q(C_d + C_b)$ で決まるので、バッファ・キャパシタを置くことは時間特性の悪化に繋がってしまうが、今の議論により、 C_b の増加の分に応じて R_q を小さくできるので、時定数はほとんど一定に保つことが可能であると考えられる。また、 R_q を小さくすることで、PPD の開口率を向上することができる点もメリットとして挙げられる。

第 4 項は、ノイズの発生源、とくにランダム・ノイズを減らす目的で行う。前述したように、ランダム・ノイズは増倍層よりも下のドリフト領域または空乏層の下のバルク部がその主な起源になっていると考えられる。ピクセルの熱励起の発生率と、キャリアを捕獲する格子欠陥の数はこの発生源の体積に比例すると考えられるので、これらの部分を極力小さくすることでノイズの減少につながると思われる。これは、同時にアフターパルスの減少ももたらすと考えられる。

図 13 に、このような構造の PPD の概念図を示す。Substrate 層の下の極板と、そのさらに下に設置した極板との間に容量を形成し、最下層の極板とダイオードの上層とのあいだを導線で接続している。実際にここに予期したような性能を発揮するかどうかは、実機の製作を待たなくてはならない。

6. 結論

PPD のノイズをその起源ごとに分離・独立に測定することに成功した。PPD においてノイズが ΔV に対して劇的に増加する振る舞いが、アフターパルスとクロストークの相乗効果によるものであることを演繹的に示した。また、この劇的なノイズの原因が、主としてアフターパルスに帰せられることも判明した。さらに、アバランシェが生成される確率についてのシミュレーションを行い、光電子の信号が電子由来である一方、ランダム・ノイズ信号がホール由来であることが強く示唆された。ノイズの発生機構に基づいて、新しい構造の提案として、ダイオードに対してキャパシタンスを並列配置する構造が、高いゲインと低いノイズを両立する可能性があることを指摘した。

Acknowledgments

本研究への貢献に対し、浜松ホトニクス社および KEK 測定器開発室光検出器グループに感謝いたします。本研究は日本学術振興会科学研究費補助金 20654021 と、日本学術振興会特別研究員 20.4439 に基づいて行われました。

References

- [1] D. Renker, "Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems" Nucl. Instrum. Meth. A 567 (2006) 48-56

- [2] H. Otono *et al.*, “Study of the internal mechanisms of Pixelized Photon Detectors operated in Geiger-mode”, arXiv:0808.2541
- [3] P. Buzhan *et al.*, “Large area silicon photomultipliers: Performance and applications”, Nucl. Instrum. Meth. A 567 (2006) 78-82
- [4] E. Sciacca *et al.*, “Crosstalk Characterization in Geiger-Mode Avalanche Photodiode Arrays”, IEEE Elec. Dev. Lett., Vol. 29, no. 3, 218-220
- [5] I. Rech *et al.*, “A New Approach to Optical Crosstalk Modeling in Single-Photon Avalanche Diodes”, IEEE Photon. Tech. Lett. Vol. 20, no. 5, 330-332
- [6] K. Yamamoto *et al.*, “Newly Developed Semiconductor Detectors”, in proceedings of PD07, PoS(PD07)004
- [7] S. Uozumi *et al.*, “Development and study of the multi pixel photon counter”, Nucl. Instrum. Meth. A 581 (2008) 427-432
- [8] S. Cova, G. Ripamonti, “Trapping Phenomena in Avalanche Photodiodes on Nanosecond Scale”, IEEE Elec. Dev. Lett., 12 (12) 1991
- [9] H. Oide, *et al.*, “On the basic mechanism of PPDs”, arXiv:0808.2546
- [10] F. Retière, *et al.*, “Using MPPCs for T2K Fine Grain Detector”, in proceedings of PD07, PoS(PD07)017
- [11] S. Uozumi, *et al.*, “Development and study of the multi pixel photon counter”, NIMA 581 (2007) 427-432
- [12] H. Oide, *et al.*, “Study of afterpulsing of MPPC with waveform analysis”, in proceedings of PD07, PoS(PD07)008
- [13] M. Grundmann, “The Physics of Semiconductors”, Springer (2006)
- [14] K. De Meyer *et al.*, “Impact ionization in silicon: a review and update”, Solid-State Elec. Vol.33, no. 6, (1990) 705-718
- [15] W.C. Dash, *et al.*, “Intrinsic Optical Absorption in Single-Crystal Germanium and Silicon at 77°K and 300°K”, Phys. Rev. 99, 1151, 1955
- [16] C. Piemonte, “A new Silicon Photomultiplier structure for blue light detection”, Nucl. Instrum. Meth. A 568 (2006) 224-232