

Kapitel 1

Einleitung

Die Erfindung der Silizium-Photomultiplier (SiPM) von den Forschungsgruppen um V.M. Golovin und Z.J. Sadygov in den 90er Jahren ermöglicht heute, nach zwei Jahrzehnten Optimierung und Verbesserung, die Erschließung neuer Applikationsfelder mit Silizium-basierten Photodetektoren [2, 3]. SiPMs sind hochempfindliche optische Sensoren, welche ähnlich wie Photomultiplier-Tubes (PMT) den quantitativen Nachweis von einzelnen Photonen ermöglichen. Sie besitzen eine hohe intrinsische Verstärkung im Bereich von $10^5 - 10^6$ und verfügen über eine Zeitauflösung im Bereich von wenigen Hundert Picosekunden [4]. SiPMs werden in vielen Applikationsbereichen als mögliche Ersatztechnologie für Avalanche-Photodioden (APD) und PMTs diskutiert, da sie Vorteile beider, wie eine potentiell kostengünstige Herstellung, eine Insensitivität auf magnetische Felder, eine hohe intrinsische Verstärkung und eine geringe Baugröße bieten [5–7]. Eine Übersicht von möglichen und bereits realisierten Applikationen ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

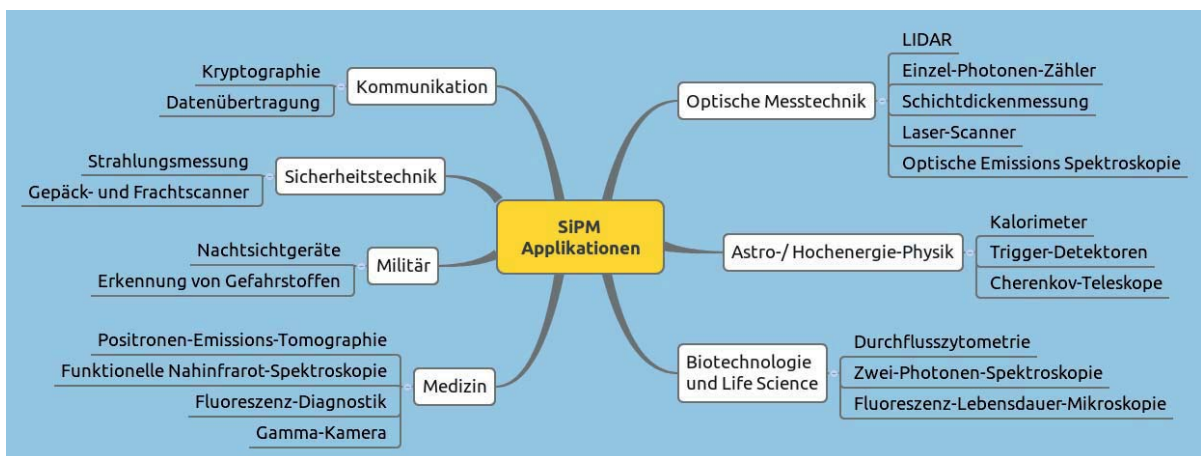


Abbildung 1.1: Übersicht möglicher Applikationen für SiPM.

Bereits erschlossene Anwendungsgebiete für SiPM sind Hochenergiephysik-Experimente, bei denen bisher PMTs oder Avalanche Photodioden (APDs) eingesetzt werden, um Szintillationsstrahlung von hochenergetischen Teilchen zu detektieren [8–11]. Besonders Kalorimeter stellen dabei hohe Ansprüche an den dynamischen Bereich der SiPM, da die Szintillationssignale im Bereich von wenigen 10 Photonen bis zu mehreren ≈ 1000 Photonen pro Interaktion skalieren können, je nach Energiedeposition und Teilchenart [12]. Hierzu werden derzeit optimierte SiPM entwickelt, welche einen großen dynamischen Bereich besitzen [13]. Außerdem wird der Einsatz von SiPM in der Atom-Absorptions-Spektroskopie, der Fluoreszenzdiagnostik in der Medizin und Biologie sowie für die zeitkorrelierte Einzelphotonenzählung untersucht [14–16].

Nachteile von großflächigen SiPMs gegenüber PMTs sind das höhere Dunkelrauschen im Bereich einiger Hundert Kilohertz pro Quadratmillimeter bei Raumtemperatur und die schlechtere Zeitauflösung für Einzelphotonen (engl. *Single Photon Time Resolution*, SPTR). Die typische SPTR von PMTs liegt im Bereich von 200-300 ps [17], wobei die derzeit besten Detektoren, bestehend aus einer Kombination von *Multi-Channel Plate* und PMT, eine SPTR von 70-120 ps erreichen [18]. Aktuell verfügbare SiPM besitzen dagegen geringfügig schlechtere SPTR im Bereich einiger Hundert Picosekunden. Es wurden bereits SiPM mit $1 \times 1 \text{ mm}^2$ aktiver Fläche vorgestellt, die eine Zeitauflösung von etwa 123 ps erzielten und damit die Eignung der Technologie für zeitkritische Applikationen bewiesen [6]. Weitere Arbeiten lieferten SPTR von $\approx 150 - 180 \text{ ps}$ für $1 \times 1 \text{ mm}^2$ SiPM [19–21]. Bei SiPM mit größeren aktiven Flächen als $1 \times 1 \text{ mm}^2$ lässt sich aufgrund der steigenden parasitären Kapazität eine deutliche Verschlechterung der SPTR erkennen [22, 23]. Vorangegangene Untersuchungen haben außerdem gezeigt, dass die SPTR bei großflächigen SiPMs wesentlich durch Transit-Zeit-Unterschiede¹ (engl. *Transit Time Difference*, TTD) limitiert wird [24, 25]. Derzeit verfügbare $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SiPM erreichen deshalb SPTR von 235 ps (S10262-33-50, Hamamatsu) [21] bis 460 ps (S10930-100P, Hamamatsu) [26]. SiPM vom Hersteller AdvanSiD erzielen Werte im Bereich von 460 ps (3SP-50, AdvanSid) [26].

Diese Arbeit konzentriert sich auf den Einsatz von SiPMs in Applikationen, die hohe Ansprüche an die Zeitauflösung des Detektors stellen, wie z.B. bei der Positronen-Emissions-Tomographie². Diese gilt als eine der kommerziell vielversprechendsten Anwendungen für den Einsatz von SiPMs, da hierbei vergleichsweise große Stückzahlen von SiPMs pro Endgerät benötigt werden. Die Verwendung von SiPMs für PET wurde in den vergangenen Jahren von vielen Gruppen intensiv diskutiert [27–31].

¹Laufzeitunterschiede von Signalen unterschiedlichen lokalen Ursprungs.

²Medizinisches, bildgebendes Verfahren basierend auf der koinzidenten Detektion zweier γ -Quanten.

Speziell *Time-of-Flight*-PET-Systeme (ToF-PET), bei denen aus der Zeitdifferenz zwischen den detektierten γ -Quanten der Ort der Annihilation eingegrenzt wird, stellen hohe Ansprüche an die Zeitauflösung der eingesetzten Detektoren. In derzeit verfügbaren PET-Systemen werden sowohl APDs als auch PMTs verwendet, wobei in ToF-PET-Systemen bis zuletzt ausschließlich PMTs verwendet werden. Die erzielte Koinzidenz-Zeitauflösung (engl. *Coincidence Time Resolution*, CTR) von APD-basierten PET-Systemen liegt typisch im Bereich von 2 bis 6 ns und ist damit zu ungenau für eine Rückrechnung auf den Ort der Annihilation [32]. Die PMT-basierten ToF-PET-Systeme erreichen derzeit CTR im Bereich von 500-600 ps (z.B. Philips Gemini TF, Siemens mCT, GE Discovery 690) [33]. Bei der zuletzt erschienenen, neuesten Gerätegeneration von kombinierten ToF-PET Magnet-Resonanz-Tomographen werden bereits SiPM eingesetzt und CTR von ≈ 400 ps erreicht [34].

In verschiedenen Laborexperimenten konnten mit SiPMs CTR im Bereich von 170-300 ps erzielt werden. Dabei wurden ^{22}Na γ -Quellen, $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SiPMs verschiedener Hersteller und das Szintillatormaterial Lutetium Yttrium Oxyorthosilikat ($\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_5:\text{Ce}$, LYSO) verwendet [22, 29, 35]. LYSO ist ein weit verbreitetes Szintillatormaterial für PET-Systeme und wird üblicherweise mit einer Länge von 15-30 mm verwendet.

Vergleicht man die erzielten CTR im Bereich von 170-300 ps mit der intrinsischen Zeitauflösung eines Szintillatorkristalls, welche in der Größenordnung der Transit-Zeit der generierten Photonen liegt, fällt auf, dass der SiPM einen maßgeblichen Einfluss auf die Zeitauflösung des Systems (Kombination aus Szintillator, SiPM und Elektronik) hat. Betrachtet man etwa einen LYSO-Szintillationskristall mit einer Länge von 20 mm und einem Brechungsindex von $n \approx 1.8$ [36], liegt der Zeitversatz der direkt eintreffenden Photonen aufgrund der Interaktionstiefe im Kristall (engl. *Depth of Interaction*, DoI) bei bis zu $(20 \text{ mm} \cdot 1.8) / (3 \cdot 10^8 \text{ m/s}) = 120 \text{ ps}$.

Anhand dieses Vergleichs lässt sich ein deutlicher Einfluss der SPTR des SiPM erkennen. Dies lässt folgern, dass zur Verbesserung der Koinzidenz-Zeitauflösung des Systems die SPTR des Detektors optimiert werden muss. Die Motivation dieser Arbeit ist es daher, die limitierenden Einflussgrößen der Zeitauflösung von SiPMs aufzuzeigen und zu optimieren.

Wie Seifert *et al.* zeigten, wird die bestmögliche CTR erreicht, wenn der Zeitstempel durch die ersten eintreffenden Photonen erzeugt wird [23, 37]. Dies setzt eine niedrige Dunkelzählrate, optisches Übersprechen und Afterpulsing des SiPM voraus, wobei die Nachweiseffizienz möglichst hoch sein sollte. Daher konzentrierte sich der erste Teil dieser Arbeit auf der Entwicklung eines Messaufbaus, welcher die umfassende Charakterisierung

der genannten Parameter und deren Abhängigkeit vom Herstellungsprozess ermöglicht. Die anschließenden Kapitel beschäftigen sich mit der Messung, Simulation und Optimierung des Zeitverhaltens von SiPMs.

In **Kapitel 2** wird die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Testumgebung beschrieben, mit der SiPMs für zeitkritische Applikationen untersucht werden können. Die Testumgebung ermöglicht es, die wichtigsten Parameter, wie die Durchbruchspannung, Dunkelzählrate, optisches Übersprechen, Afterpulsing, Excess Noise, absolute Nachweiseffizienz, spektrale Empfindlichkeit, Signalform und das Zeitverhalten von SiPMs zu quantifizieren. Die verwendeten Methoden werden anhand der messtechnischen Charakterisierung von aktuell verfügbaren $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SiPMs (PM3350T/PM3360T/PM3375T von KETEK) beschrieben.

In **Kapitel 3** werden die Auflösungsgrenzen der verwendeten Messverfahren für das Zeitverhalten von SiPMs und der Einfluss elektronischer Komponenten untersucht. Die Verifizierung der Messverfahren liefert die Ausgangsbasis für die spätere Bewertung der Ergebnisse.

Kapitel 4 beinhaltet die Untersuchung der Zeitauflösung von SiPMs, bei denen sich die technologische Realisierung des Kathoden-Kontakts unterscheidet. Außerdem werden SiPMs mit verschiedenen aktiven Flächen hinsichtlich ihrer Zeitauflösung untersucht. Mit Hilfe von ortsaufgelösten Messungen wird die Transit-Zeit-Differenz von SiPMs mit aktiven Flächen von $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$, $3 \times 3 \text{ mm}^2$ und $6 \times 6 \text{ mm}^2$ quantifiziert. Zusätzlich wird untersucht, wie sich die Position der Kontaktanschlüsse des Leiterbahnnetzwerks auf die Form und Breite der Einzelphotonenzeitverteilung auswirkt.

Die in **Kapitel 5** beschriebenen Simulationsmodelle berücksichtigen den technologischen Aufbau der im vorangegangenen Kapitel charakterisierten SiPMs und ermöglichen die Identifikation von parasitären Einflussgrößen auf das Zeitverhalten. Das entwickelte Simulationsmodell der SiPMs mit optischen Barrieren zwischen den Mikrozellen³ ist das derzeit erste bekannte Ersatzmodell, welches die elektrische Verschaltung aller Mikrozellen eines SiPM und sein parasitäres Leiterbahnnetzwerk berücksichtigt. Mit diesem Modell kann die Abhängigkeit der entstehenden Signalform von der Position der ausgelösten Mikrozellen beschrieben und somit Transit-Zeit-Differenzen nachvollzogen werden.

³Diese SiPM verfügen über einen Graben (engl. *Trench*) zwischen den Mikrozellen, der als optische Barriere und niederohmiger Kathodenkontakt verwendet wird.

Kapitel 6 bildet den Schwerpunkt dieser Arbeit und beschreibt die Optimierung des Zeitverhaltens von SiPMs. Die Hauptarbeit liegt dabei auf der messtechnischen Charakterisierung der TTD von modifizierten SiPMs und die anschließende Korrelation mit dem Simulationsmodell. Es werden drei wesentliche Einflussfaktoren identifiziert und optimiert: Die parasitäre Kapazität des Leiterbahnnetzwerks, die Leiterbahnwiderstände und die Anschlusskonfiguration. Verschiedene modifizierte SiPMs werden anschließend hinsichtlich ihrer SPTR verglichen. Außerdem wird die SPTR eines im Rahmen dieser Arbeit optimierten SiPMs mit der SPTR eines unmodifizierten KETEK PM3350T bzw. mit SiPM anderer Hersteller verglichen. Zuletzt folgt eine theoretische Abschätzung mit Hilfe des entwickelten Simulationsmodells, an der erkannt werden kann, dass die TTD durch künftige technologische Modifikationen weiterhin reduziert werden kann.

In **Kapitel 7** werden die Ergebnisse zusammengefasst und es folgt ein Ausblick über weitere denkbare technologische Modifikationen.



Kapitel 2

Theorie und Methoden

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen von Silizium-Photomultipliern (SiPM) erklärt und messtechnische Methoden zu deren Charakterisierung beschrieben. Dabei wird insbesondere auf die Eigenschaften der von KETEK hergestellten SiPM eingegangen. Die wichtigsten Unterschiede zu SiPM von anderen Herstellern werden beschrieben und wenn möglich anhand der technologischen Unterschiede erklärt. Alle hier vorgestellten Messmethoden wurden während dieser Arbeit angewendet und in Form eines automatisierten Messverfahrens etabliert.

2.1 Aufbau und Funktion eines SiPM

SiPM bestehen aus einer Parallelschaltung von mehreren Hundert bis mehreren Tausend Avalanche Photodioden, die im Geiger-Modus betrieben werden (siehe Abbildung 2.2 und 2.3). Jede APD ist mit einem Vorwiderstand zu einer sogenannten Mikrozelle verschaltet. Durch eintreffende Photonen können freie Elektron-Loch-Paare im Bereich der Raumladungszone generiert werden und die Mikrozelle auslösen. Dabei wird die Ladung der Mikrozelle frei und kann am Ausgang des SiPM als Signalpuls gemessen werden. Beim gleichzeitigen Auftreffen mehrerer Photonen auf verschiedene Mikrozellen, superpositionieren sich die einzelnen Signale zu einem Gesamtsignal.

Der quantitative Nachweis von einzelnen Photonen wird durch die gleichmäßige Vervielfachung der Mikrozellen, den potentiell niedrigen zusätzlichen Rauschfaktoren (engl. *Excess Noise*) und geringes thermisches Rauschen des Detektors erzielt [38–40]. SiPMs verfügen im Gegensatz zu PMTs über eine geringe Baugröße von wenigen Millimetern und eine Insensitivität auf magnetische Felder.

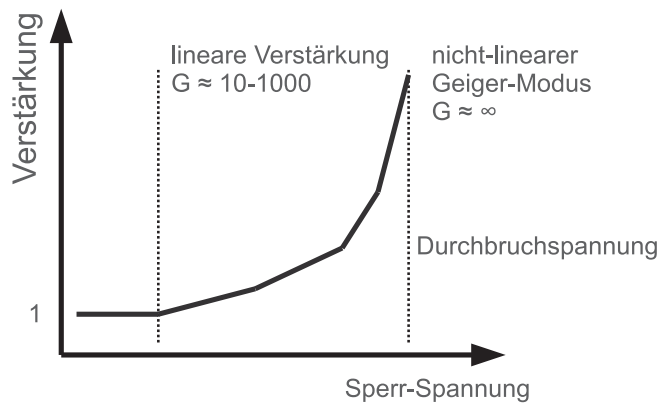


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Verstärkung einer Mikrozele in Abhängigkeit der Sperr-Spannung. Nach dem linearen Verstärkungsbereich folgt der sog. Geiger-Modus, in dem die Verstärkung nur noch durch die zur Verfügung stehende Ladung begrenzt wird.

Wie bereits beschrieben, werden die Avalanche-Photodioden oberhalb des Geiger-Durchbruchs betrieben. In diesem Betriebspunkt verhält sich das Bauteil instabil und kann schon durch ein einzelnes Photon bzw. Photo-Elektron ausgelöst werden.

Der Geiger-Modus befindet sich in Sperrrichtung der Diodenkennlinie oberhalb des linearen Verstärkungsbereichs (siehe Abbildung 2.1), in dem üblicherweise APDs betrieben werden. Die Vervielfachung im Geiger-Modus ist anders als im linearen Verstärkungsbereich nur noch abhängig von der zur Verfügung stehenden Ladung. Betreibt man eine handelsübliche Diode in diesem Modus kommt es durch den unlimitierten Stromfluss zu einer irreversiblen lokalen Schädigung des PN-Übergangs. Daher ist beim SiPM jede APD an einen Serienwiderstand geschaltet, welcher den maximalen Stromfluss limitiert [41].

Wird ein eintreffendes Photon im PN-Übergang des SiPM absorbiert und ein freies Photo-Elektron generiert, führt das hohe elektrische Feld zur Beschleunigung und anschließenden Multiplikation der freien Ladungsträger, wobei sowohl Elektronen als auch Löcher zur Vervielfachung beitragen. Es entsteht eine Ladungsträgerlawine, welche zu einem erheblichen Stromfluss durch die feuernde Zelle führt (Übergang von 3 nach 1 in Abbildung 2.2). Dieser Stromfluss erzeugt einen Spannungsabfall über dem Quench-Widerstand R_q und zieht damit das Potential an der Avalanche-Photodiode in den Bereich unterhalb des Geiger-Modus, was dazu führt, dass sich die Ladungsträgerlawine selbst reguliert (Übergang von 1 nach 2). Anschließend kann sich die Mikrozele wieder aufladen und erreicht somit wieder den Zustand, in dem sie für Einzel-Photonen empfindlich ist (Übergang von 2 nach 3).

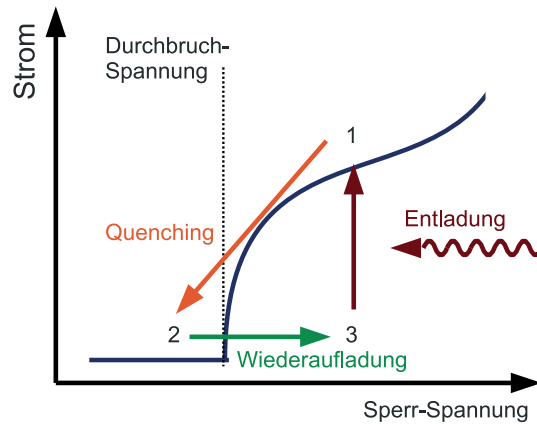


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der drei Prozesse, die bei Auslösung einer Mikrozele abfolgen. Während der Entladung der Mikrozele durch ein ankommendes Photon entsteht ein Stromfluss durch den vorgeschalteten Serienwiderstand. Dieser führt dazu, dass das Potential über der Diode in den Bereich unterhalb des Geiger-Modus abfällt. Die Ladungsträgerlawine wird dadurch reguliert und die Diode kann sich anschließend wieder aufladen.

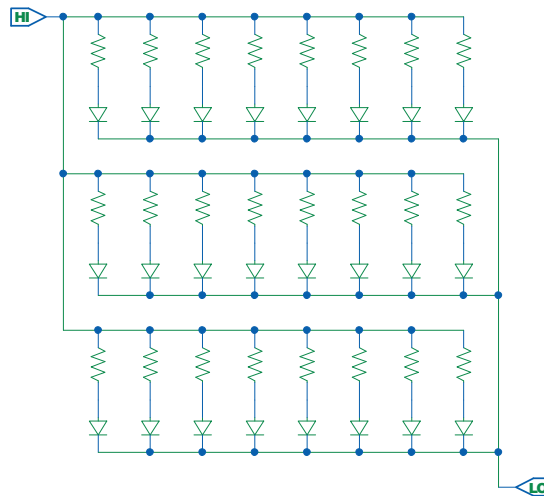


Abbildung 2.3: Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines SiPM. *Hi* bezeichnet den Anschluss an den die negative Versorgungsspannung angeschlossen wird. *Lo* beschreibt den Anschluss an dem das Signal abgegriffen wird.

Jede ausgelöste (getriggerte) Mikrozele generiert eine diskrete Ladungsmenge Q_{Zelle} , welche im wesentlichen von der Überspannung und der Mikrozellenkapazität C_{Zelle} abhängt:

$$Q_{Zelle} = U_{OV} \cdot C_{Zelle} \quad (2.1.0.1)$$

Die Überspannung U_{OV} ist dabei die Differenz zwischen Betriebsspannung und Durchbruchspannung des SiPM. Werden mehrere Mikrozellen gleichzeitig getriggert, überlagern sich

die Signale durch Superposition. Aufgrund der hohen Verstärkung eines SiPM im Bereich von $10^5 - 10^7$ kann die Menge der getriggerten Mikrozellen quantitativ unterschieden werden (siehe Abbildung 2.4) [4]. In dieser Abbildung wurde ein SiPM mit schwachen Lichtpulsen bestrahlt und das resultierende Ausgangssignal synchronisiert gemessen. Wie man erkennen kann, entstehen äquidistante Pulshöhen, die in einem Zeitfenster integriert und anschließend in einem Histogramm erfasst werden (in gelb dargestellt). Das Histogramm folgt der Poisson-Verteilung und liefert die mittlere detektierte Anzahl von Photonen pro Lichtpuls [42].

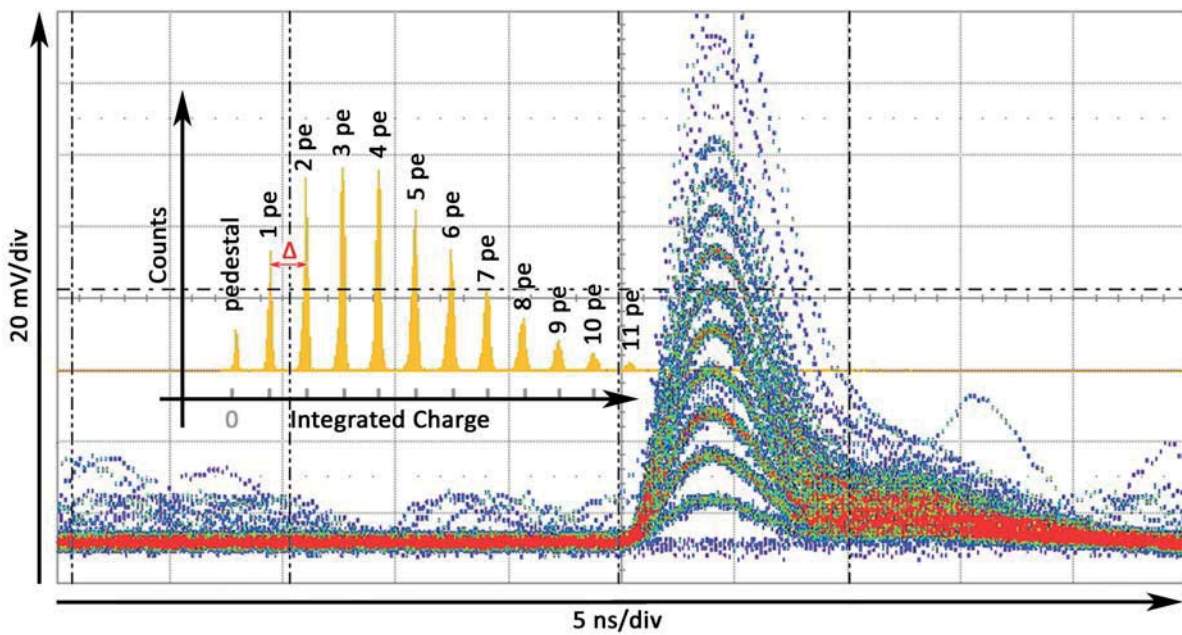


Abbildung 2.4: Graphische Darstellung des verstärkten Detektorsignals am Oszilloskop. Das Histogramm der integrierten Fläche unter dem Puls ist gelb dargestellt. Die darin erkennbaren diskreten Signalhöhen treten in äquidistanten Abständen auf und sind jeweils mit der entsprechenden Anzahl der detektierten Photo-Elektronen (pe) gekennzeichnet.

Wird eine Mikrozele durch zwei Photonen getriggert, ist das Ausgangssignal nicht unterscheidbar vom Signal eines einzelnen Photons. Dadurch kommt es zu einem Sättigungsverhalten und einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen optischem Eingangs- und elektrischem Ausgangssignal des SiPM bei gepulster Bestrahlung. Dieses Verhalten kann mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$N_{out} = N * (1 - e^{-\frac{N_{ph} * PDE}{N}}) \tag{2.1.0.2}$$

Darin ist N die begrenzte Anzahl der Mikrozellen des SiPM, N_{out} die Signalhöhe am Ausgang des SiPM in der Einheit der Ladung einer einzelnen Mikrozele und N_{ph} die