

# Inhalt

<b>1) Einführung</b>	<b>Seite</b>
1.1 Die Idee zu dieser Arbeit	2
1.2 Unsere Ziele	2
<b>2) Theoretische Grundlagen</b>	
2.1 Wie funktioniert eine Avalanche Diode	3
2.2 dark counts	4
2.3 Photomultiplier contra APD	4
2.4 Detektions-Wahrscheinlichkeiten	4
<b>3) Ergebnisse</b>	
3.1 wir „sehen“ Photonen – Versuchsaufbau und Bilder vom Oszilloskop	5
3.2 Die Lawine (Avalanche)	8
3.3 zeitliche Auflösung	9
3.4 wir „zählen“ das Licht	10
3.5 quantitative Messungen zu den Betriebsdaten der APD	
3.5.1 Zusammenhang $U_{BR}$ und Temperatur T	
3.5.2 Zusammenhang Anzahl der Pulse und $\Delta U$	
3.5.3 Zusammenhang dark counts und Temperatur T	
3.6 Zählverluste	12
3.7 Konstruktion und Fertigung eines Detektorkopfs	13
<b>4) Interferenzmessung</b>	14
<b>5) Diskussion der Ergebnisse und Perspektiven</b>	
5.1 Genauigkeit; Kritik	15
<b>6) Literaturverzeichnis, Bezugsquellen, Unterstützung</b>	
6.1 Literaturverzeichnis	15
6.2 Bezugsquellen	15
6.3 Hilfen, Dank	15

# 1) Einführung

## 1.1 die Idee zu dieser Arbeit

Als Einstein in seiner berühmten Abhandlung von 1905 über den Photoeffekt die quantenhafte Energieabgabe des Lichts beim Auftreffen auf Materie voraussagte, da legte er neben seiner Relativitätstheorie einen zweiten Grundstein, der die klassische Physik zum Einsturz brachte. Auch heute noch ist der Photoeffekt in der Schule der bevorzugte Einstieg in die Quantenphysik. Doch in der Schule gibt es bislang kein Experiment, welches tatsächlich die Energiequanten des Lichts, von Einstein Photonen genannt, als Einzelobjekte registriert. Vielmehr misst man anstelle von Photonen den Photostrom oder die Photospannung und erklärt die Phänomene des Effekts allein durch die Annahme von Lichtquanten; wirklich „sehen“ im Sinne einer Einzelregistrierung können wir sie mit schulischen Mitteln nicht. Dies liegt hauptsächlich an den hohen Kosten und dem großen Aufwand für die notwendigen Apparaturen, etwa eines Photomultipliers mitsamt nachgeschaltetem Verstärker und Zählleinrichtung.

Anfang Oktober brachte unser Physiklehrer von einem Besuch des quantenphysikalischen Instituts der Universität Wien die Idee zurück, dass man Photonen nun auch mit weit geringerem materiellen Aufwand nachweisen kann. Dies sollte mit einer sogenannten Avalanche Diode möglich sein. Im Internet fanden wir dazu einige Artikel, die uns schließlich auf die Website des Herstellers: Perkin Elmer <http://www.perkin-elmer.com/default.htm> führte.

Diese Firma wiederum vermittelte uns den deutschen Vertriebspartner: Lasercomponents GmbH: <http://www.lasercomponents.de/>

Von hier bezogen wir eine Avalanche Photodiode vom Typ Perkin-Elmer C30902S [B4]

## 1.2 Unsere Ziele

In dieser Arbeit wollen wir mit verhältnismäßig einfachen apparativen Mitteln, wie sie in der Schule vorhanden sind, das Auftreffen einzelner Photonen mit einem Oszilloskop „sichtbar“ machen und darüber hinaus für quantitative Messungen die Photonen mit einem elektronischen Frequenzmesser „zählen“. Um die Funktionsweise einer Avalanche-Photodiode besser zu verstehen, werden wir die für uns wichtigen Betriebsdaten und ihre Zusammenhänge durch eigene Messungen dokumentieren. Dann wollen wir die von einem Laserpointer ausgesandten Photonen auszählen, indem wir die Lichtintensität durch Graufilter in definierter Weise herabsetzen. Schließlich bauen wir für unsere APD einen kühlbaren Detektorkopf, um die lästigen dark counts so gut wie möglich zu reduzieren. Die praktische Anwendung der APD wollen wir mit einem Beugungsexperiment demonstrieren, das so ausgelegt ist, dass immer nur ein Photon in der Messanordnung ist.

# 2) Theoretische Grundlagen

## 2.1 Wie funktioniert eine Avalanche Photodiode (APD) ?

Dioden lassen elektrischen Strom normalerweise nur in einer Richtung durch. Legt man an eine Diode eine Spannung in Sperrpolung, so fließt nur ein minimaler Sperrstrom [L1, S300f].

Wird dabei allerdings eine bestimmte Spannung überschritten, die Durchbruchsspannung bzw. breakdown voltage ( $U_{BR}$ ) genannt wird, so steigt die Stromstärke plötzlich steil an. Vereinfacht gesagt ist das elektrische Feld in der Diode nun so stark, dass die wenigen freien Elektronen derart stark beschleunigt werden, dass sie im folgenden durch Stöße mit dem Kristallgitter weitere Elektronen frei machen und so eine Lawine (Avalanche) losstreten.

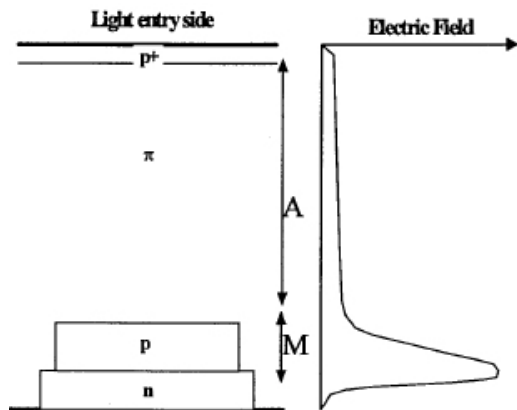


Abb. 1) Die APD Struktur [L4]

A: Absorptionsbereich der Photonen  
M: Multiplikationsbereich der Elektronen

Bei der APD wird dieser Effekt durch die spezielle Bauart unterstützt. Im sogenannten „Geiger-Mode“ [L3, Appendix] schaltet man eine APD in Reihe mit einem entsprechend großen Widerstand  $R_1$  (Größenordnung 200kΩ) und legt sie an eine Spannung  $U$  knapp über  $U_{BR}$ . Dann fließt auch bei geringfügigem Überschreiten von  $U_{BR}$  gerade noch kein Strom, weil keine freien Ladungsträger im Multiplikationsbereich  $M$  vorhanden sind. Die Diode ist in diesem Zustand aber extrem sensibel. Wird ein Elektron - gleich ob thermisch durch Wärmebewegung oder optisch durch Absorption eines Photons - ausgelöst, so wird dieses Elektron aufgrund der sehr großen elektrischen Feldstärke innerhalb der Diode so stark beschleunigt, dass es aufgrund von Stößen mit der Gitterstruktur die oben erwähnte Lawine losstritt. Die Folge ist ein kleiner Strompuls (Avalanche Puls), der von empfindlichen Messgeräten registriert werden kann. Entscheidend für das Photon counting ist aber, dass dieser Puls sofort wieder abbricht, solange keine weiteren Elektronen ausgelöst werden. Hierin besteht auch der Hauptunterschied zwischen der APD und einer normalen Photodiode. Während Photodioden eine kontinuierliche Spannung erzeugen, die keinerlei Rückschlüsse auf die Zahl der Photonen erlaubt, erzeugt die APD messbare Einzelpulse. Dieses „Löschen“ des Stromimpulses beruht laut der Angabe von Perkin Elmer darauf, dass der Widerstand  $R_1$  die Stromstärke auf solch kleine Werte (unter  $50\mu A$ ) beschränkt, dass nach dem Auslösen der Lawine keine weiteren freien Elektronen im Multiplikationsbereich existieren und so der Stromfluss wieder zum Stillstand kommt. Diese simple Schaltungsart wird „passively quenching“ (to quench = löschen) genannt [L3, Appendix]. Das Löschen des Impulses aufgrund der Verarmung von freien Ladungsträgern in der Avalanche Region erinnert im übrigen an die Funktion des Löschgases in einem Geiger-Müller Zählrohr. Vermutlich rührt daher auch der Name „Geiger-Mode“

## 2.2 dark counts

Wie schon in der Einleitung erwähnt, wird ein Avalanche Puls entweder von einem Photon ausgelöst oder aber durch Wärmebewegung innerhalb des Kristallgitters. Beidesmal kann dadurch ein sogenanntes Elektron-Loch Paar erzeugt und Lawine ausgelöst werden. Da allein der durch die nachfolgende Lawine erzeugte Stromimpuls gemessen wird, lässt sich nicht

entscheiden ob solch ein Puls nun von Photonen oder von der Wärmebewegung erzeugt wurde. Ebenso wenig kann man im Geigermode die Energie der Photonen unterscheiden; die Avalanche Pulse sind nämlich alle weitgehend gleich hoch. Die thermisch ausgelösten Pulse sind daher der „Feind“ einer präzisen Photonen zählung. Diese sogenannten „dark counts“ lassen sich durch Kühlung der Diode zwar bis  $-25^{\circ}\text{C}$  zwar drastisch reduzieren, dies erhöht aber den apparativen Aufwand gewaltig. Andererseits kann man bei Perkin Elmer spezielle handverlesene Exemplare erwerben (Typ „S“), bei denen die dark counts um einen Faktor 5 niedriger liegen als bei den Standardtypen (Typ „E“). Wir haben uns deshalb für die Anschaffung einer „S“- Diode entschieden.

### 2.3 Photomultiplier contra APD

Bislang ist der Photomultiplier das Standard-Messgerät für die Registrierung von Photonen. Nachteilig sind die sehr hohen Kosten ( $> 5000 \text{ EUR}$ ) und der hohe apparative Aufwand. Bei dem von uns verwendeten Equipment schlagen nur die Kosten für die APD selbst zu Buche, da Geräte für Spannungsversorgung und Registrierung der Pulse normalerweise in Schulsammlungen vorhanden sind. Im Unterschied zu Photomultipliern ist allerdings die Anzahl der dark counts bei APD's doch deutlich größer.

Avalanche Photodioden finden ihre Anwendung heute hauptsächlich im Bereich des roten Lichts und im nahen Infrarot, da in diesem Bereich der Wellenlänge die Photomultiplier sehr unempfindlich sind und dann die APD's Vorteile bieten.

### 2.4 Detektions – Wahrscheinlichkeiten

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein auf den Detektor treffendes Photon auch tatsächlich registriert wird, hängt von zwei Faktoren ab, der „Quantum efficiency“, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein auftreffendes Quant absorbiert wird und ein Elektron freisetzt, und der „Electron detection probability“, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein derart freigesetztes Elektron auch tatsächlich eine Lawine (avalanche) auslöst.

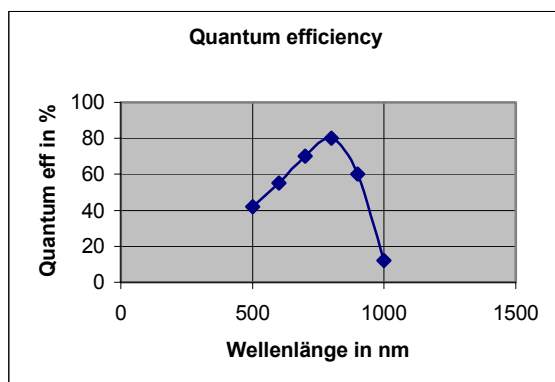


Abb. 2) - *Quantum efficiency*

rekonstruiert aus Datenblatt [L3]

Die Quantum efficiency hängt stark von der Wellenlänge der Photonen ab (Abb.2). Bei Halbleiterdetektoren liegt das Maximum im roten Bereich, was sehr günstig ist bei Verwendung der billigen roten Laser bzw. Laserpointer (Wellenlänge 633nm).

Die Electron detection probability ist hingegen entscheidend davon abhängig, wie groß die Spannungsdifferenz  $\Delta U$  über der Breakdownvoltage  $U_{BR}$  ist. Wir entscheiden uns bei unseren Messungen für einen sehr kleinen Wert für  $\Delta U$ ; das entspricht einer Electron detection probability von etwa 5% . (aus dem Datenblatt [L3] entnommen). Das Produkt beider

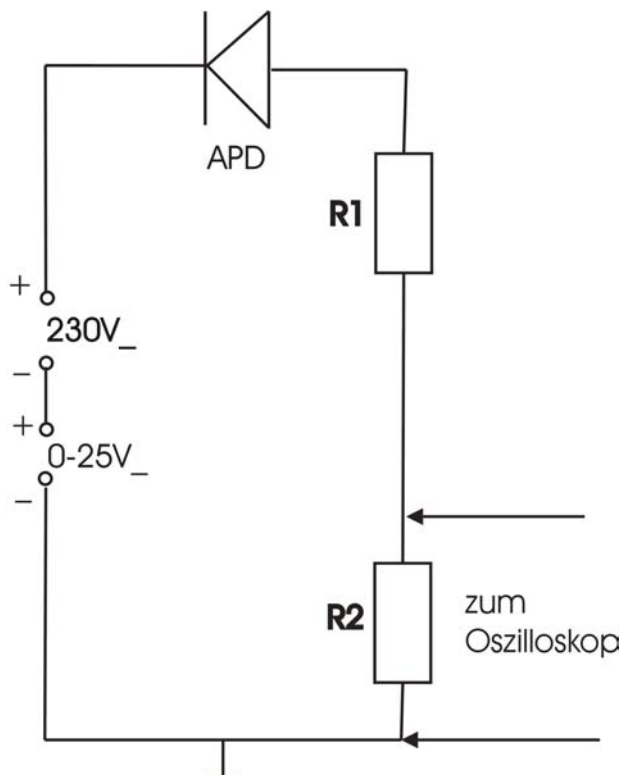
Wahrscheinlichkeiten ergibt schließlich die „Photon detection probability“, also die Wahrscheinlichkeit, dass ein auftreffendes Photon tatsächlich registriert wird. Für rotes Laserlicht (633nm) ergibt sich damit näherungsweise eine Photon detection probability von  $0,6 \cdot 0,05 = 0,03$  oder 3%

Man könnte diesen Wert mittels Erhöhung von  $\Delta U$  leicht um den Faktor 10 erhöhen, doch steigen damit auch die dark counts auf den zehnfachen Wert, weshalb dann eine effektive Kühlung notwendig wird. Vor allem aber ist unsere zeitliche Auflösung der Impulse gering (siehe weiter unten), weshalb wir mit relativ niedrigen Zählraten arbeiten müssen.

### 3) Ergebnisse

#### 3.1 wir „sehen“ Photonen – Versuchsaufbau und Bilder vom Oszilloskop

„Wäre unser Auge noch etwas besser entwickelt, dann hätten wir alle schon sehr dunkles einfarbiges Licht als Abfolge kleiner Blitze von gleicher Intensität gesehen“ [L2, S25]. Unsere APD kann diese „Blitze“ registrieren. Dazu bauen wir die nebenstehend abgebildete Schaltung auf:



*Abb. 3) Elektrische Schaltung der Avalanche Diode*

Wir folgen dabei der Empfehlung des Herstellers Perkin Elmer [L3]. Für R1 setzen wir  $200\text{K}\Omega$ , für R2 wählen wir im Unterschied zu den Hersteller-Angaben  $47\text{K}\Omega$  (dort nur  $200\Omega$ ).

Damit erreichen wir einen Avalanche-Puls mit einer Spannungsspitze von etwa 50mV im Unterschied zu nur 4mV, falls wir den Hersteller-Angaben folgen. Somit sind die Pulse mit einem einfachen Oszilloskop ohne Vorverstärker darstellbar und können später auch direkt einen elektronischen Zähler ansteuern. Nachteilig ist allerdings der deutlich verlangsamte Abfall des Spannungsimpulses (siehe 3.3)

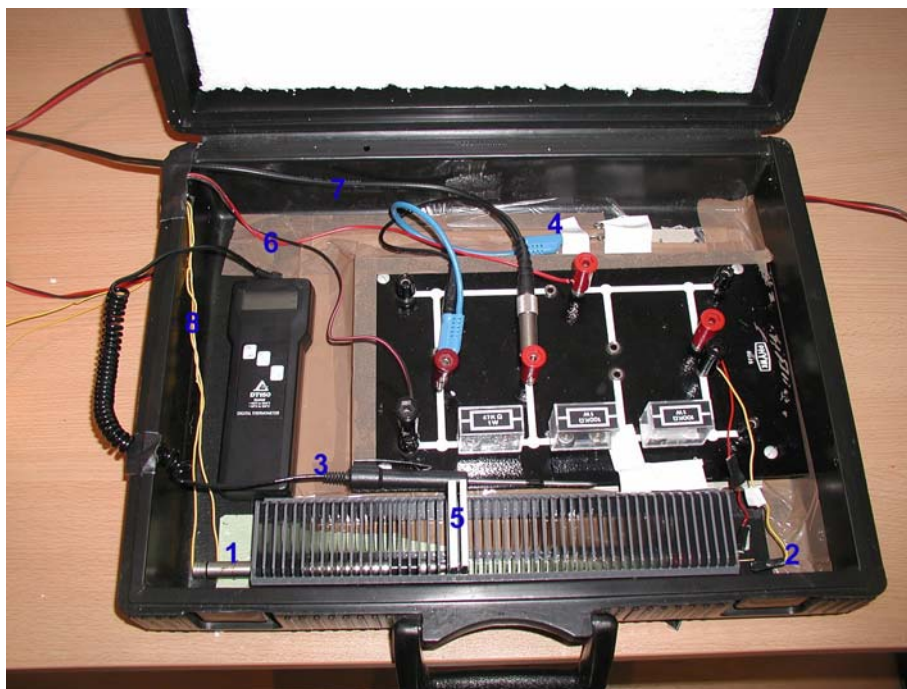
Als Spannungsquelle verwenden wir ein schulübliches Netzgerät (0-230Volt), das wir in Reihe mit einem fein regulierbaren Netzgerät (0-25V) schalten.



**Abb. 4) Spannungsversorgung**

Auf diese Weise können wir mit einfachen Mitteln eine Spannungsquelle realisieren, die im Bereich der Durchbruchspannung von  $U_{BR} = 240$  Volt bei Raumtemperatur (siehe Abb. 12) auf 0,1 Volt fein regulierbar ist. Allerdings zeigt unsere Spannungsquelle in den ersten 10 Minuten nach dem Einschalten eine deutliche Spannungsdrift nach oben (etwa 2 V in 10 Minuten), die sich danach aber stabilisiert.

Die elektrische Schaltung konstruieren wir zunächst in „fliegendem Aufbau“ mit Hilfe von schulüblichen Steckbrettern. Dies gibt uns die Möglichkeit die Schaltung zu variieren ohne jedesmal Löt- oder Montagearbeiten durchführen zu müssen.



**Abb. 5) lichtdichter Koffer**

1. Laserpointer
2. APD
3. Temperatur-Fühler
4. Erdung
5. Graufilter
6. Spannungsversorgung
7. Oszilloskop-Kabel (geschirmt)

Das Schaltbrett samt APD und Laserpointer bauen wir in einen möglichst lichtdicht verschließbaren Koffer ein, damit wir bei normaler Raumbelichtung messen können. Um Brummeinstreuungen des Stromnetzes oder Hochfrequenzeinstreuungen von Sendeanlagen etwas zu reduzieren, wird der Boden des Koffers mit Aluminiumfolie ausgelegt und diese mit Masse verbunden.

Die APD wird in einem wenige Zentimeter langen Metallrohr gehalten. Zusätzlich kleben wir auf das Rohr eine winzige Lochblende (Durchmesser etwa 1mm) auf, um die einfallende Lichtintensität weiter zu verringern und präziser auf die Dektorfläche von nur 0,5mm

Durchmesser auszurichten. Als Lichtquelle verwenden wir einen Laserpointer und alternativ dazu auch einen Satz von Leuchtdioden, die wir getrennt ein- und ausschalten können.



**Abb. 6) – Diamagazin von unten**

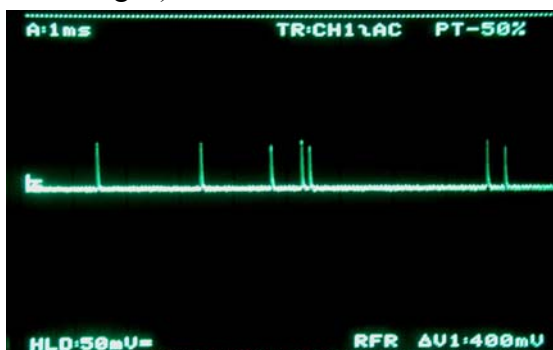
1. Laserpointer
2. Metallrohr mit APD

Die APD und der Laserpointer werden in einem Diamagazin fixiert. Letzteres ermöglicht es in einfacher Weise Graufilter einzusetzen und damit die Lichtintensität gezielt zu erniedrigen. Wir verwenden Graufilter mit den Abschwächungen  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$  und  $10^{-5}$  [B3]. Zur optischen Registrierung der Impulse verwenden wir ein Speicheroszilloskop. Dies bietet uns über die Hold-Funktion die Möglichkeit Schirmbilder einzufrieren und abzufotografieren. Darüberhinaus lassen sich mit dieser Methode Impulse auszählen und die Ergebnisse mit der Anzeige des elektronischen Zählers vergleichen.



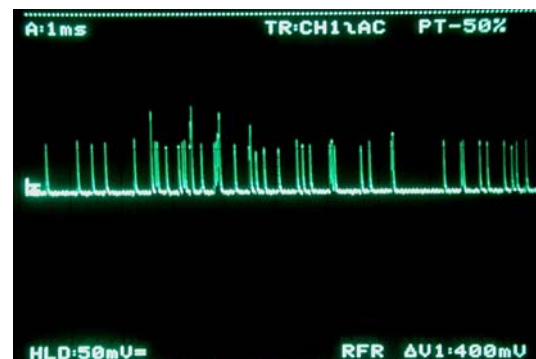
**Abb. 7) elektronischer Zähler [B2] und Speicheroszilloskop**

Die nachfolgenden Abbildungen 8) und 9) zeigen unsere ersten Messergebnisse. Abb. 8) zeigt ausschließlich dark counts. Wir sehen 7 Pulse in 10ms, was hochgerechnet einer darkcount rate von etwa 700c/s (bei allerdings großer statistischer Unsicherheit) entspricht. Abb. 9) zeigt die counts bei eingeschaltetem Laser ( $10^{-9}$  Abschwächung durch Graufilter). Wir sehen ca. 40 Pulse, teilweise mit Überlagerungen, was einer count rate von etwa 4000c/s entspricht. Folglich sind nach Abzug der dark count rate etwa 3300c/s auf Photonen zurückzuführen. (dies sind natürlich Mittelwerte, die einer starken statistischen Streuung unterliegen)



**Abb. 8) dark counts**

$\Delta U = 2,0 \text{ V}$  und Temperatur  $16,6^{\circ}\text{C}$   
Zeitablenkung  $1\text{ms/cm}$



**Abb. 9) Photon counts +dark counts**

$\Delta U = 2,0 \text{ V}$  und Temperatur  $16,6^{\circ}\text{C}$ ;  
Laserpointer (633nm)

Wie man durch Vergleich von Abb. 8) mit Abb. 9) erkennt, sind die Pulse im Prinzip gleich hoch, solange keine Überlagerungen stattfinden. Es gibt also keine Möglichkeit dark counts und Photon counts zu unterscheiden. Man kann freilich eine Netto-Pulsrate ermitteln, indem man den dark count „Untergrund“ wie in diesem Beispiel getrennt misst und von der Messung mit Licht subtrahiert.

### 3.2 Die Lawine (Avalanche)

Mit dem Speicheroszilloskop können wir bei entsprechend kurzer Zeitablenkung den Verlauf eines Avalanche Pulses im Detail darstellen.

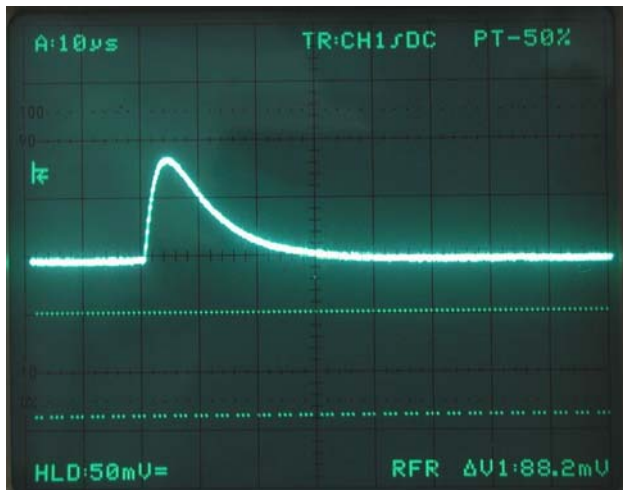


Abb. 10) Typischer Avalanche-Puls

$R_2 = 47\text{K}\Omega$   
 Zeitablenkung  $10\mu\text{s}/\text{cm}$   
 Y-Ablenkung  $50\text{mV}/\text{cm}$

Nach dem Ohm'schen Gesetz entspricht dem hier gemessene Spannungsverlauf  $U(t)$  ein dazu proportionaler Stromverlauf  $I(t) = U(t)/R_2$ . Die Fläche unter der Stromkurve  $I(t)$  stellt die durch  $R_2$  im Verlauf des Pulses geflossene Ladung  $Q$  dar.

Wir schätzen die Fläche mit etwa 2 Quadraten ab. Gemäß den eingestellten Werten für die Zeitablenkung und Y-Ablenkung (siehe Abb. 10) entspricht ein Quadrat damit der Ladung  $Q = 10\mu\text{s} \cdot 50\text{mV}/47\text{K}\Omega$ , was wiederum etwa  $1,0 \cdot 10^{-11} \text{ C}$  entspricht. Da diese Ladungslawine von einem einzigen Elektron gestartet worden ist, können wir eine Ladungsverstärkung von  $2,0 \cdot 10^{-11} \text{ C} / 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 1,3 \cdot 10^8$  berechnen. Dies steht in Übereinstimmung mit den Aussagen, die man zu Avalanche Dioden findet [L4] und die von Ladungsverstärkungen im Bereich von  $10^6$  bis  $10^8$  sprechen.

#### Ein Vergleich – die Schneelawine

Um den Verstärkungsfaktor in einem nicht physikalischen Beispiel zu veranschaulichen, stellen wir uns eine Schneeball mit etwa 10cm Durchmesser vor. Dieser Schneeball stellt das ausgelöste Elektron dar. Der Schneeball wird auf einen stark geneigten, schneebedeckten Hang geworfen. Meist geschieht dabei nichts, es kann aber sein, dass der Schneeball eine Lawine auslöst. Die Wahrscheinlichkeit, dass dies passiert, entspricht der Elektron detection probability, die stark von der Hangneigung ( $\Delta U$ ) abhängt. Der oben gemessene Verstärkungsfaktor von  $1,3 \cdot 10^8$  bedeutet in unserem Lawinenbild, dass der Schneeball ein Schneevolumen von  $68000 \text{ m}^3$  ausgelöst hat, oder um im Bild der Lawine zu bleiben, entspricht dies einem Schneebrett von einem Meter Dicke und einer Fläche von  $100\text{m} \cdot 680\text{m}$ . Dies ist natürlich nur ein Beispiel; wir haben die Berechnung auf das Volumen bezogen; Schnee kann freilich komprimiert werden, was wir hier aber nicht berücksichtigen wollen. Mit unserem Oszilloskop registrieren wir letztlich die Lawine. Ihre Registrierung gestattet uns aber keinerlei Rückschluss darauf, woher der auslösende Schneeball stammt.

### 3.3 Die zeitliche Auflösung

Den Abb. 8-9) kann man entnehmen, dass die Avalanche Pulse statistisch unregelmäßig ankommen. Dies ist nicht weiter verwunderlich und bereits von der Radioaktivität bekannt. Bisweilen erkennt man einige wenige Avalanche Pulse, deren Peak deutlich höher ist (\*). Diese Impulse stammen von Überlagerungen zweier Pulse, die zeitlich sehr dicht aufeinanderfolgen.

Der Abb. 10) kann man entnehmen, dass ein Avalanche Puls nach etwa  $30\mu\text{s}$  vollständig abgeklungen ist. Folgen Impulse aber in zeitlich kürzeren Abständen aufeinander; so überlagern sie sich additiv (Abb. 11). Hier haben die beiden Pulse einen zeitlichen Abstand von etwa  $20\mu\text{s}$ . Sie sind auf dem Oszilloskop noch gut als getrennte Pulse erkennbar, allerdings stellt sich die Frage, ob oder ab wann ein elektronischer Zähler solche Überlagerungen nicht mehr als zwei getrennte Signale zählt, was einen Verlust an Zählrate nach sich ziehen würde.

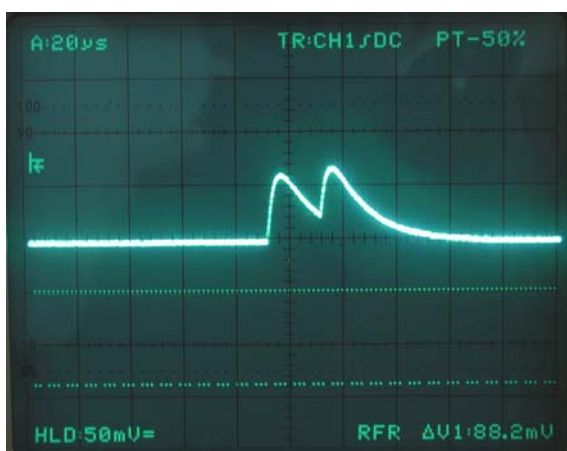


Abb. 11) Überlagerung zweier Avalanche Pulse

Zeitablenkung  $20\mu\text{s}/\text{cm}$

Wir nehmen das hier dargestellte Messbeispiel einmal als Grenzfall dafür, dass ein elektronischer Zähler die Pulse noch getrennt registrieren kann. Unter der extrem vereinfachenden Annahme, dass die Pulse in zeitlich gleichem Abstand liegen, würde dies einer Pulszahl von  $1/20\mu\text{s} = 50.000\text{c/s}$  entsprechen. In der Praxis streuen aber die zeitlichen Abstände der Pulse beträchtlich (Abb. 8-9). Deshalb ist schon bei deutlich niedrigeren Zählraten mit einem Verlust an registrierten Pulsen zu rechnen.

(\*) Laut Herstellerangaben [L3, Appendix] kommt es bisweilen zu einem „after-pulsing“; das ist ein zweiter Avalanche-Puls, der einem Photon-induzierten Puls folgt und von ihm ausgelöst wurde. Dieser Zweitpuls tritt typischerweise innerhalb einer Zeitspanne von  $0,1\mu\text{s}$  auf, kann also bei unserer Zeitauflösung gar nicht getrennt erkannt werden.

### 3.4 wir „zählen“ das Licht

Dazu brauchen wir einen elektronischen Zähler. Keiner der in der Physik-Sammlung vorhandenen Zähler verschiedener Lehrmittelfirmen war in der Lage die Avalanche Impulse zuverlässig zu registrieren. Ein Grund war einerseits die geringe Eingangsempfindlichkeit (typischerweise etwa  $200\text{mV}$ ) und andererseits der relativ niedrige Eingangswiderstand (bei  $10\text{K}\Omega$ ). Damit wird die am Widerstand  $R_2$  abfallende Spannung durch Parallelschaltung mit dem Eingangswiderstand deutlich herabgesetzt. Die ebenfalls nicht zu vernachlässigende Eingangskapazität verschlechtert zudem die zeitliche Auflösung und trägt somit dazu bei, dass keine klar getrennten Impulse mit ausreichend großen Spannungsspitzen mehr vorliegen. Unsere Versuche mit verschiedenen Vorverstärkern aus der Physik-Sammlung waren vermutlich aus denselben Gründen nicht erfolgreich. Von der Universität Wien wurde uns ein

„schneller“ Vorverstärker-Baustein empfohlen, der speziell bei Photomultipliern eingesetzt wird ([www.amptek.co./121.html](http://www.amptek.co./121.html)), jedoch würde sein Einsatz sowohl den Kostenrahmen sprengen wie auch die zeitlichen Randbedingungen, die uns durch die Termine gesetzt sind. Glücklicherweise wurden wir auf einen low-cost Zähler des ELV - Versands aufmerksam gemacht [B2], der die nötigen Gerätedaten besitzt (Eingangsempfindlichkeit 25mV bei 1M $\Omega$  Eingangswiderstand und 20pF Eingangskapazität). Trotz der etwas unangenehmen Einschränkungen in der Bedienbarkeit des Geräts (keine Start-Stop Funktion, kein PC Anschluss möglich), können wir mit diesem Gerät die Impulse zuverlässig innerhalb der noch zu untersuchenden Grenzen für die Impulsraten zählen.

### 3.5 Quantitative Messungen zu den Betriebsdaten der APD

#### 3.5.1 Zusammenhang zwischen $U_{BR}$ und Temperatur (in $^{\circ}C$ )

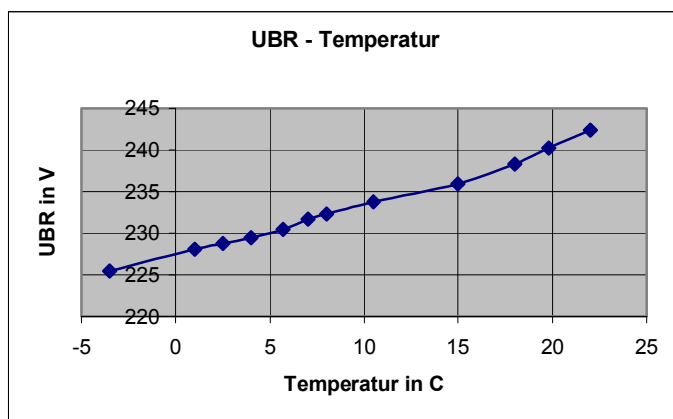


Abb. 12)

**Abhängigkeit der Breakdown-voltage  $U_{BR}$  von der Temperatur**

Messgenauigkeit:

Temperatur:  $\pm 0,5K$

$U_{BR}$ :  $\pm 0,2V$

Die Breakdownvoltage  $U_{BR}$  ist die wichtigste Betriebsgröße der APD. Sie ist stark von der Temperatur abhängig. Wir messen den oben dargestellten Zusammenhang, indem wir in den Koffer (Abb. 5) Kühlakkus um die APD legen. Dadurch können wir die Temperatur bis knapp unter  $0^{\circ}C$  absenken.

#### 3.5.2 Zusammenhang zwischen der Anzahl der Pulse und $\Delta U$

Im Geigermode arbeitet die APD knapp über der Durchbruchspannung  $U_{BR}$ . Die Anzahl der gemessenen Impulse, gleich ob dark counts oder photon counts, hängt dabei sehr empfindlich von dieser Spannungsdifferenz  $\Delta U$  über  $U_{BR}$  ab. Letztlich entspricht dies der Elektron detection probability.

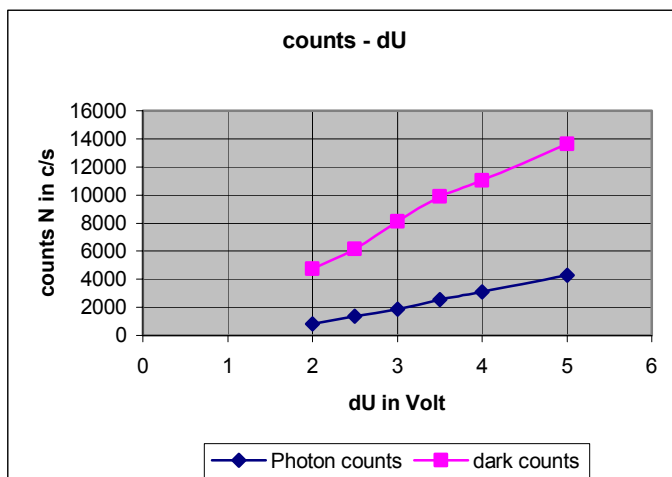


Abb. 13)

**Zusammenhang zwischen  $\Delta U$  und Impulsrate  $N$**

Temperatur:  $20^{\circ}C$

Messgenauigkeit:

$\Delta U$ :  $\pm 0,2 V$ ;

counts:  $\pm \sqrt{N}$

In diesem Beispiel ist  $U_{BR} = 241,0V$ , was einer Temperatur von  $20,0^{\circ}C$  entspricht. Für  $\Delta U=2,0V$  erhalten wir knapp 1000 dark counts pro Sekunde. (Vergleich: die Herstellerfirma gibt für dieses handverlesene Exemplar bei  $22,5^{\circ}C$  und  $\Delta U = 2,6V$  etwa 3700 c/s an. Dieser deutlich höhere Wert ist mit der höheren Temperatur und dem höheren  $\Delta U$  zu begründen. Wie schon oben erwähnt wollen wir auf Kosten der detection probability die dark counts reduzieren und legen uns auf  $\Delta U = 2,0V$  fest. Die Impulse sind dann mit etwa 50mV noch hoch genug um den Zähler sicher aussteuern zu können.

### 3.5.3 Zusammenhang zwischen dark counts und Temperatur

Bei allen Halbleiterdetektoren hängt die Freisetzung von Elektron-Loch-Paaren entscheidend von der Temperatur ab. Diesen Zusammenhang messen wir mit unserer APD wiederum bei einem festen Wert  $\Delta U = 2,0 V$ .

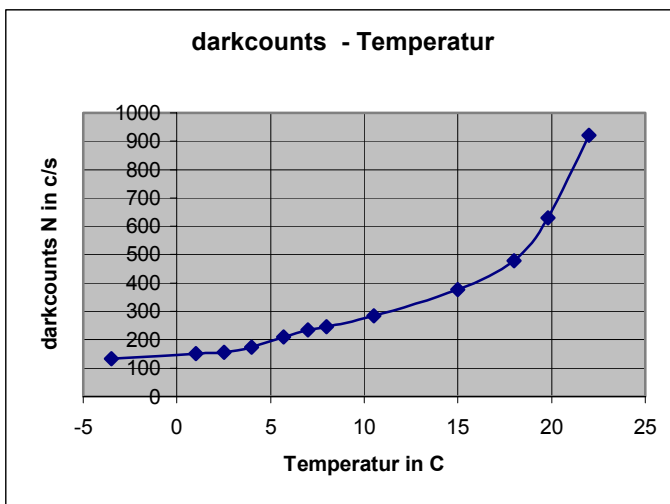


Abb. 14)

*Dark counts in Abhängigkeit mit der Temperatur*

Messgenauigkeit:

Temperatur:  $\pm 0,5K$

Counts:  $\pm \sqrt{N}$

Die dark counts nehmen mit wachsender Temperatur rapide zu (es ist im Prinzip ein exponentieller Anstieg).

### 3.6 Zählverluste

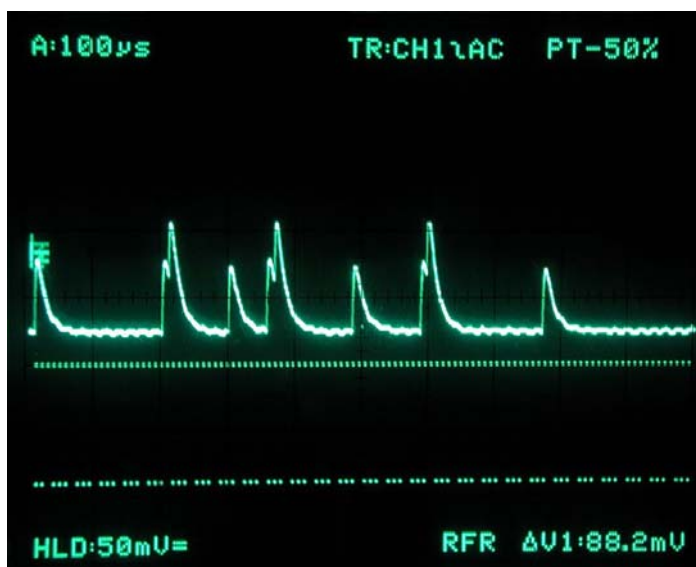


Abb. 15)

*Zählverluste bei hohen Pulsraten*

Zeitablenkung 100µs/cm

Eigentlich sollte es selbstverständlich sein, dass zwischen der Anzahl der am Detektor auftreffenden Photonen und der gemessenen Anzahl im Zähler ein proportionaler Zusammenhang besteht. Leider finden wir, dass dies nicht generell der Fall ist. Der erste Hinweis auf diese Tatsache ergab sich bei Verwendung verschiedener Graufilterkombinationen. So können wir Transmissionsgrade von  $10^{-8}$ ,  $10^{-9}$  und  $10^{-10}$ , einstellen. Demzufolge haben wir ein Verhältnis der gezählten Pulse von 100:10:1 zu erwarten. Doch fanden wir trotz vielfacher Versuchswiederholungen stets ein deutlich geringeres Zahlenverhältnis. Wir erklären uns dies damit, dass bei anwachsender Pulszahl der elektronische Zähler Pulse verschluckt.

Ein Grund dafür könnte die in 3.3 dokumentierte Überlagerung der Avalanche-Pulse sein. Wie man Abb. 15) entnehmen kann können sich dicht aufeinander folgende Pulse quasi addieren. Dieses kann dazu führen das der elektronische Zähler aufaddierte Pulse als einen einzigen Puls erkennt. Um die Zählverluste zu ergründen und quantitativ zu dokumentieren haben wir die „gesehen“ Pulse auf dem Speicheroszilloskop ausgezählt. In Abb. 15) kann man 10 Pulse in 1000  $\mu$ s erkennen. Dabei sieht man 3 Überlagerungen, die ein elektronischer Zähler höchstwahrscheinlich als jeweils nur einen Impuls werten wird. Ein Zähler wird also nur 7 Pulse registrieren. Wir vergleichen die mit dem elektronischen Zähler registrierte Zählrate in einer Sekunde mit 20 Auszählungen des Oszilloskop-Schirmbildes bei 100  $\mu$ s/cm Zeitablenkung. Der elektronische Zähler zeigt 7104 c/s. Der Mittelwert der „handgezählten“ Pulse beträgt 9,15 entspricht also 9150 c/s. Folglich werden nur 78 % der tatsächlichen Pulse vom Zähler registriert, was in Übereinstimmung mit dem Resultat in Abb. 16) steht.

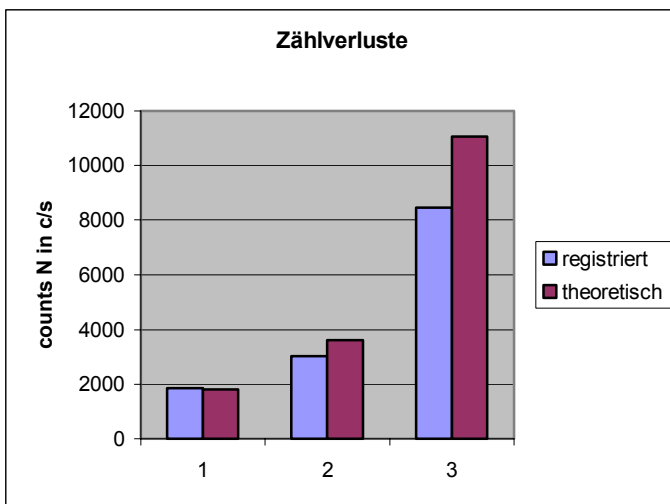


Abb. 16)

### Zählverluste bei verschiedenen Zählraten

Messgenauigkeit:

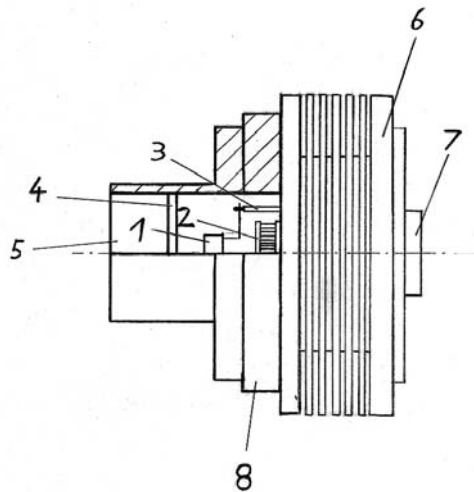
$$\text{Counts: } \pm \sqrt{N}$$

Wie Abb. 16) deutlich macht steigt die Anzahl der Zählverluste bei Erhöhung der Lichtintensität deutlich an. Dies stellt für uns einen weiteren Grund dar, die Zählraten möglichst gering zu halten, bzw. die dark counts niedrig zu halten.

### 3.7 Konstruktion und Fertigung eines Detektorkopfes

Um die hochempfindliche APD in ein schützendes Gehäuse einzubauen und für das spätere Beugungsexperiment eine stabile Halterung zur Verfügung zu haben, konnten wir auf ein ausgedientes Bauteil aus der Astronomiesammlung zurückgreifen. Es ist das Gehäuse einer ehemaligen CCD-Kamera, das Kühlrippen besitzt und im Innern ein kleines, durch ein Glasfenster nach außen abgeschlossenes Luftvolumen aufweist. Dort haben wir am Boden des Kühlkörpers ein Peltier-Element mit Wärmeleitklebstoff befestigt. Direkt darüber wird die APD plaziert. Allerdings benötigen wir für beide Bauteile zusammen eine größere Bauhöhe als ursprünglich vorhanden. Zu diesem Zweck fertigten wir eine Distanzscheibe aus

schwarzem, lichtundurchlässigem Kunststoff. Die elektrischen Verbindungen nach außen werden durch eine Bohrung im Kühlkörper ermöglicht. Auf der Diodenseite erfolgt die Befestigung des Detektorkopfes mit einem in der Astronomie gebräuchlichen 1 1/4'' Stutzen. Seitlich wird später noch ein kleines Aluminiumgehäuse angeflanscht, welches die Widerstände R1 und R2 (Abb.3) aufnimmt. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit liegen noch keine experimentellen Erfahrungen mit dem Detektorkopf vor.



**Abb. 17) Konstruktion des Detektorkopfes**

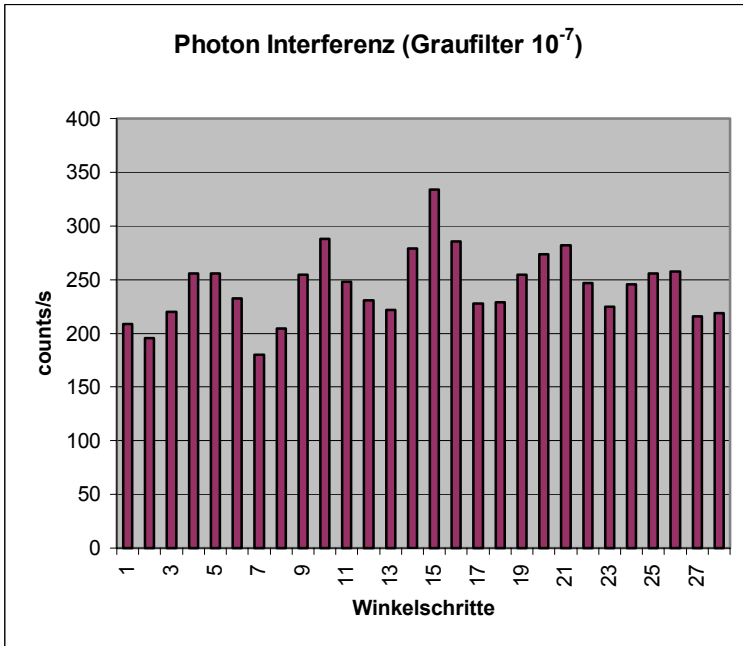
1. APD
2. Peltier-Element zur Kühlung
3. Kabeldurchführung für APD
4. Glasscheibe
5. 1 1/4'' Stutzen
6. Kühlkörper
7. Kabeldurchführung
8. Distanzscheibe

#### 4) Interferenzmessung

1909 wurde bereits ein Versuch mit „einzelnen“ Photonen von Taylor durchgeführt. Taylor verwendete natürlich eine Photoplatte als Detektor.

Zu diesem Zweck haben wir in einem zweiten Koffer einen Versuchsaufbau zur Messung der Interferenz von Photonen an einem Gitter installiert. Ein handelsüblicher 1 mW Laser (670 nm Wellenlänge), welcher in einem Diamagazin angebracht ist, dient auch hier als Lichtquelle. Im Diamagazin vor dem Laser sitzen jetzt nicht nur die schon beim ersten Versuch verwendeten Graufilter, sondern zusätzlich noch ein Gitter mit dem Gitterabstand 0.1mm. Der Laserstrahl wird mit Hilfe eines durch einen Schrittmotor drehbaren Spiegels in Richtung des Detektors umgelenkt. Dies ermöglicht uns das Interferenzbild über die Detektorfläche der APD zu fahren, wobei es schrittweise ‚abgescannt‘ wird.

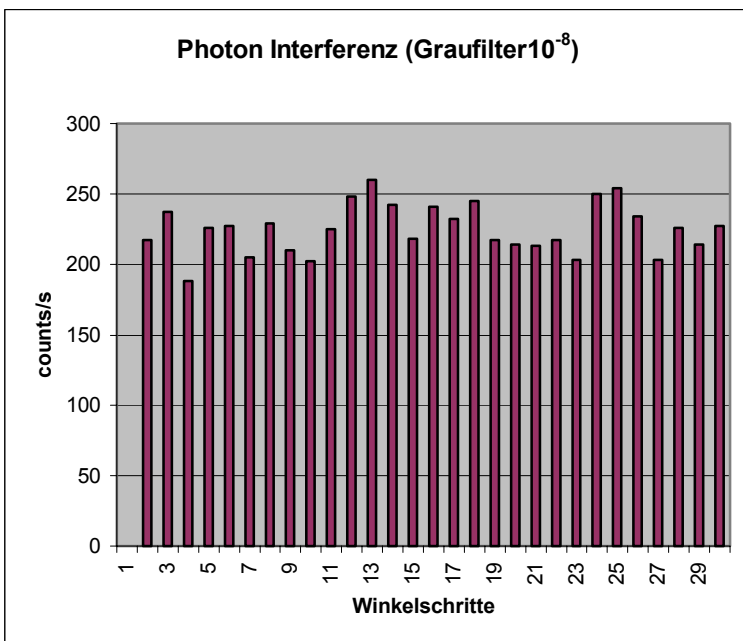
Nach Durchführung verschiedener Messreihen mit unterschiedlichen Abschwächungsstufen der Laserintensität wurde die Kombination der Graufilter mit Abschwächungsfaktor  $10^{-7}$  von uns als am besten geeignet eingestuft, da sich bei einer noch höheren Abschwächung der Laserintensität keine deutliche Interferenzbildung mehr registrieren lässt (siehe Abb. 18-19). Für uns ist es von großer Bedeutung die Photonendichte so weit als irgend möglich abzusenken um dem experimentellen Vorbild des Taylor – Versuches nahezukommen. Nach Abschluß der Messreihe mit dem oben genannten Abschwächungsfaktor und unter Verwendung einer Lochblende (1:10; Lichtleistung des Lasers auf 0,1mW reduziert, gemessen mit einem Laser-Leistungsmessgerät ) vor dem Laser, konnten wir einen mittleren Photonenabstand von 8,9m berechnen. Deshalb können wir behaupten, dass sich immer nur ein einziges Photon in der Apparatur befindet. Diese geringe Photonendichte hat für uns auch den Vorteil, dass die geringen Zählraten sehr wenig Pulsüberlagerungen mit sich bringen und somit zu Messergebnissen mit vernachlässigbaren Zählverlusten führen. Um zusätzlich die störenden darkcounts niedrig zu halten haben wir auf unseren in Abb. 17 gezeigten Detektorkopf zurückgegriffen, welcher eine Kühlung der APD auf ca. 0°C ermöglicht.



**Abb 18) Photonen Interferenz**

(Abschwächung durch Graufilter um  $10^{-7}$ )

Der mittlere Photonenabstand beträgt bei dieser Messung 8,9m. Man kann deutlich ein periodisches Muster erkennen, das sich über einem Untergrund aus dark counts aufbaut



**Abb 19) Photonen Interferenz**

(Abschwächung durch Graufilter um  $10^{-8}$ )

Der mittlere Photonenabstand ist bei dieser Messung mit zehnmal stärkerer Abschwächung im Vergleich zur obigen Messung auch zehnmal so groß, also 89m.. Man kann nun kein deutliches periodisches Muster mehr erkennen; die statistische Schwankungen der Zählrate sind zu stark. Hier liegt also die Nachweisgrenze für Interferenz bei unserer Apparatur.

Im Prinzip kann man über eine Eichung der Winkelschritte des Schrittmotors die Wellenlänge bestätigen, was wir hier jedoch nicht beabsichtigt haben.

## 5) Diskussion der Ergebnisse

### 5.1 kritische Betrachtung unserer Versuchsergebnisse

Als erstes Ergebnis unserer Untersuchungen können wir feststellen, dass es mit Hilfe einer APD relativ einfach und vor allem mit geringem Aufwand und geringen Kosten (wenn man einmal von der Anschaffung der APD selbst absieht), das heißt mit schulüblichen Geräten, möglich ist, Photonen als **Einzelobjekte** nachzuweisen.

Die Grenzen unseres einfachen Versuchsaufbaus werden aber schnell sichtbar, wenn wir quantitative Auswertungen vornehmen. Hier stört insbesondere bei niedriger Photonendichte die hohe Zahl der dark counts, wie auch die langsame Drift von Temperatur und Spannungsversorgung.

Die relativ bescheidene zeitliche Auflösung von nur etwa  $20\mu\text{s}$  ist ebenfalls ein Kompromiss, den wir aufgrund der simplen Elektronik ohne Vorverstärker eingehen müssen.

Dennoch ist es uns damit gelungen eine Anwendung der APD im Bereich der Quantenmechanik zu demonstrieren und die Interferenz von Photonen nachzuweisen, auch wenn immer nur ein Photon in der Apparatur war.

## 6) Literaturverzeichnis, Bezugsquellen, Hilfen

### 6.1 Literaturverzeichnis

- [L1] Dorn Bader, Franz, Physik 12/13, Hannover 2000, Schroedel Verlag
- [L2] Feynman, Richard, QED (Quantenelektrodynamik), München 1988, Piper Verlag
- [L3] Laser Components GmbH, Silicon Avalanche Photodiodes C30902E, C 30902S, Data Sheet, 82140 Olching, Werner-von-Siemens-Str. 15,
- [L4] <http://opto.perkinelmer.com/library/papers/tp5.htm> „APD, User's Guide“

### 6.2 Bezugssquellen

- [B1] Conrad Electronic, 92240 Hirschau (Laserpointer, Laser-Leistungsmessgerät)
- [B2] ELV Elektronik AG, 26787 Leer (elektronischer Zähler)
- [B3] Itos GmbH, Carl-Zeiss-Straße 23, 55129 Mainz, Tel 06131-58089-0 (optische Filter)
- [B4] Laser Components GmbH, Postfach 1129, 82133 Olching (APD's)

### 6.3 Hilfen

Von Herrn Dr. Markus Arndt vom Institut für Experimentalphysik an der Universität Wien haben wir die Anregung zu dieser Arbeit erhalten.

Unser Fachlehrer im bilingualen Physik LK, Herr Wolf-Peter Hirlinger, hat uns in vielen Fragen zur Theorie und zu den Messungen beraten.

Herr Günter Edelmann hat uns bei der technischen Konstruktionen unterstützt.

Unser Mitschüler Julian Bee hat die Schrittmotor-Steuerung für das Abfahren des Beugungsspektrums entworfen.

