

X
Interner Bericht
DESY FH1T-89-03
Mai 1989

Computersimulation der Elektronenlawine in zylindersymmetrischen elektrischen Feldern

von

Jan Groh

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:		
Accession:	27. NOV. 1989	
Leihst:	7	Tage
Loan period:	7	days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser”

COMPUTERSIMULATION
DER
ELEKTRONENLAWINE
IN
ZYLINDERSYMMETRISCHEN
ELEKTRISCHEN
FELDERN

Experimentalphysikalische Diplomarbeit

vorgelegt von

JAN GROH

II. Institut für Experimentalphysik

Universität Hamburg

11. Mai 1989

Abstract

A computer program has been developed which simulates the electron avalanche in cylindrically symmetric electric fields by tracing each electron through all its collisions on microscopic scale. An algorithm for the simulation of shielding effects due to space charges was developed. Data sets of electron molecule collision cross sections for two gases, argon and methane, have been made available in the program. Investigations were carried out for a mixture of 90% argon with 10% methane. Avalanches with gas amplifications of more than $5 \cdot 10^4$ could be simulated completely. For these gas gains no influence of the accumulated space charge on the spatial distribution of the avalanche could be observed. Gas amplification takes place only close to the anode ($\approx 100 \mu\text{m}$), but earlier ionizations strongly influence the overall multiplication factor. Substructures in the time and space distribution have been observed in the avalanche of single primary electrons. They lead to two or more partial avalanches separated by several nsec in time and several hundred μm along the anode in space. Partial avalanches have dimensions of $\approx 25 \mu\text{m}$ along and ≈ 45 degrees around the anode (both full width half maximum). Their development is completed within $\approx 0.5 \text{ nsec}$. The full space charge of a completed partial avalanche (gain ≈ 11500) leads to no significant change of these parameters for secondary avalanches developing inside the space charge of an earlier one. The results are in satisfactory agreement with former experimental investigations.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	2
1 Funktionsweise von Proportional- und Driftkammern	4
1.1 Primärisionisation	5
1.1.1 Ionisation durch ein geladenes Teilchen	5
1.1.2 Ionisation durch Photonen	7
1.2 Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld	8
1.3 Gasverstärkung und Funktionen des Füllgases	10
1.4 Signalentstehung und Auslese	13
2 Motivation der Arbeit	10
2.1 Kurzer Überblick über den Kenntnisstand zur Lawinentwicklung	17
2.2 Andere Ansätze und Kritik	18
2.3 Simulation von Elektronenschwärmen in Gasen	20
2.4 Der Ansatz dieser Arbeit	21
3 Das Programm ELAVA und seine Entwicklung	24
3.1 Die Programmstruktur im Überblick	24
3.2 Schritte der Programmentwicklung	27
3.3 Die wichtigsten Programmabschnitte	28
3.3.1 Beschreibung der Kammer und der äußeren Parameter	28
3.3.2 Bewegung der Elektronen	30
3.3.3 Wechselwirkung der Elektronen mit dem Füllgas	34
3.3.4 Berechnung der elektrischen Felder	41
3.3.5 Die vollständige Programmstruktur	44
4 Ergebnisse	47
4.1 Die Entwicklung der äußeren Lawine	49
4.2 Die räumliche und zeitliche Entwicklung von Partiallawinen	51
4.3 Der Einfluß der Abschirmung - sekundäre Partiallawinen	55
5 Fehlerbetrachtung und Diskussion der Ergebnisse	50
5.1 Fehlerbetrachtung	59
5.2 Diskussion der Ergebnisse	60
6 Zusammenfassung	63
Danksagung	68

Einleitung

In der Hochenergiephysik kommt heutzutage eine kaum noch zu überschauende Vielfalt von Detektoren zum Einsatz, um Reaktionen zwischen den kleinsten Konstituenten der Materie zu untersuchen. Ihre Aufgabe ist es, Informationen über Ort, Impuls, Energie, Masse und Ladung und noch einige weitere physikalische Größen der an den Reaktionen beteiligten Teilchen zu liefern. Dabei werden z.T. sehr unterschiedliche Vorgänge in den Detektoren ausgenutzt, um die Wechselwirkungen der Elementarteilchen und ihrer Folgeprodukte zu messen. Allgemein muß ein ursprünglich mikroskopischer Vorgang auf einer makroskopischen Ebene nachweisbar gemacht werden. Dazu wird die Zustandsänderung, die von der Teilchenreaktion im Detektor ausgelöst wurde, soweit verstärkt, daß sie - meistens elektronisch oder optisch - möglichst signifikant von den Hintergrundsignalen des Detektors unterschieden werden kann. Es kommt also darauf an, Verstärkungsverfahren zu finden, die einerseits eine saubere Trennung von Signal und Hintergrund im Detektor gestatten, andererseits aber trotzdem möglichst viele für das jeweilige Ereignis spezifische Eigenschaften bewahren bzw. deren Rekonstruktion zulassen.

Seit vielen Jahrzehnten bereits gehören Gasionisationskammern zu den am weitesten verbreiteten Detektortypen in der Hochenergiephysik. Sie kommen von Proportional- über Drift- bis zu Streamer- und Funkenkammern in vielfältiger Form zum Einsatz. Allen Erscheinungsformen ist jedoch der Prozeß gemeinsam, der zum Nachweis der Elementarteilchen ausgenutzt wird, nämlich die Ionisation eines oder mehrerer Gasmoleküle durch das primäre, nachzuweisende Teilchen. Im Gas des Detektors liegen also nach dem Teilchendurchgang freie Ladungen vor, die räumlich getrennt, gesammelt und anschließend vervielfacht werden können, um so ein elektronisch verwertbares Ausgangssignal des Detektors zu liefern. Unterschiede zwischen den verschiedenen Gasionisationskammern bestehen jedoch bezüglich der Verfahren, mittels derer die Ladungssammlung und -vervielfachung erfolgt.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Prozessen, wie sie in Proportional- und Driftkammern vorkommen. Diese speziellen Typen von Gasionisationskammern fanden lange Zeit nur als ortsempfindliche Nachweisgeräte Eingang in die Hochenergiephysik. Seit neuem werden sie jedoch auch zur Bestimmung des Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ der in den Reaktionen erzeugten Teilchen eingesetzt. Damit hat sich ihr Aufgabenfeld von der Orts- und Impulsbestimmung zur Energiemessung und Teilchenidentifikation erweitert. Eine genaue Kenntnis der Vorgänge in diesen Detektoren ist die Voraussetzung für eine fundierte Interpretation der mit ihnen gewonnenen Daten.

Während die Energieabgabe durch Ionisation sowie die Drift und Diffusion der freigesetzten Elektronen und Ionen in Proportional- und Driftkammern theoretisch gut verstanden sind [1], liegen für die Ladungsvervielfachung (*Gasverstärkung*) am Signaldraht zur Zeit nur Näherungsbeschreibungen vor. Die vorliegende Arbeit ist ein Beitrag zum besseren Verständnis dieses Prozesses.

Es wurde ein Computerprogramm entwickelt, das es ermöglicht, die Vorgänge der Elektro-

nenbewegung und -streuung in einem Gas bei Anwesenheit elektrischer Felder zu simulieren. Dabei wurde die Programmstruktur speziell auf die Verhältnisse in zylindersymmetrischen elektrischen Feldern zugeschnitten, wie sie in der Umgebung der Signaldrähte in den genannten Detektortypen vorkommen. Es soll jedoch erwähnt werden, daß - am Gesamtprogramm gemessen - geringfügige Änderungen in wenigen Unterprogrammen einen sehr viel allgemeineren Einsatz des Programms zulassen würden, wie es am Beispiel der Driftgeschwindigkeitsbestimmungen (s. Kap. 3.3.3) auch gezeigt werden konnte.

Mit Hilfe des Programms wurden Aspekte der Gasverstärkung in dem Gas Argon-Methan (Mischungsverhältnis 90%-10%) untersucht.

Die Arbeit hat folgende Gliederung: Kapitel 1 rekapituliert kurz die prinzipielle Funktionsweise von Proportional- und Driftkammern. Hier wird auf die verschiedenen an der Signalentstehung beteiligten Prozesse eingegangen. Kapitel 2 will erläutern, warum eine gezielte Simulation der Elektronenlawine notwendig erschien und warum der hier realisierte Ansatz gewählt wurde. In Kapitel 3 werden dann die Struktur des Simulationsprogramms "ELAVA" und seine Entwicklung beschrieben. Besonderes Gewicht wird hierbei auf der zugrundeliegenden physikalischen Modellbildung liegen, wohingegen die verwendeten Algorithmen recht kurz abgehandelt werden können. Kapitel 4 schließlich referiert die Ergebnisse, die bislang mit dem Programm gewonnen werden konnten und in Kapitel 5 zusammen mit den Fehlerquellen diskutiert werden. Dort wird noch einmal auf das physikalische Modell und die Schwierigkeiten eingegangen, die eine genaue Fehlerabschätzung behindern. Eine Zusammenfassung beschließt die Arbeit.

Kapitel 1

Funktionsweise von Proportional- und Driftkammern

Proportional- und Driftkammern kommen heutzutage in vielen Experimenten der Hochenergiephysik zum Einsatz. Sie werden benutzt, um Informationen über die Bahn und den Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ der zu beobachtenden Teilchen zu gewinnen. Im Allgemeinen bestehen diese Detektoren aus einem Gasvolumen, in dem sich ein Anodendraht geringen Durchmessers (Größenordnung 10 bis einige hundert μm im Durchmesser) und eine je nach Kammer unterschiedlich ausgestaltete Kathode befinden. Bei Driftkammern treten zu dieser Anordnung noch Feldformelektroden hinzu, die dem Verlauf des elektrischen Feldes eine spezielle Geometrie geben sollen. Obwohl die physikalischen Prinzipien, die beiden Detektortypen zugrunde liegen, prinzipiell identisch sind, gibt es doch große Unterschiede bezüglich ihres Aufbaus und ihres Einsatzes. Während Proportionalkammern in der Regel nur einen kleinen Querschnitt (max. wenige cm im Durchmesser) und ein stark inhomogenes, häufig zylindersymmetrisches, elektrisches Feld besitzen, schließt sich bei Driftkammern an den inhomogenen Feldbereich noch ein Gebiet an, in dem das elektrische Feld so vorgegeben wird, daß eine eindeutige Beziehung zwischen dem Durchgangsort eines Teilchens und der Entstehungszeit des Kammer Signals bestimmt werden kann. Meist wird für diesen Teil ein möglichst homogenes Feld angestrebt (Abweichungen im promille Bereich).

Die Funktion ist nun wie folgt: Ein Teilchen durchquert das Gasvolumen und ionisiert dabei ein oder mehrere Atome/Moleküle des Füllgases. Die positiven Ionenrümpfe und die freien Elektronen werden durch das anliegende elektrische Feld getrennt und bewegen sich zur Kathode bzw. Anode der jeweiligen Kammer. Gelangt das Elektron dann in das sehr starke elektrische Feld in der unmittelbaren Umgebung des Anodendrahtes setzt die sogenannte Gasverstärkung ein, d.h. das Elektron gewinnt zwischen seinen Stößen mit den Gas-molekülen genügend Energie, um selbst ionisierend zu wirken, schlägt ein weiteres Elektron aus einem Molekül frei und führt somit zu einer Vervielfachung der negativen Ladungen, die sich auf die Anode zubewegen (*Gasverstärkung*). Gleichzeitig werden natürlich auch positive Ionenrümpfe gebildet, die im elektrischen Feld zur Kathode driften. Durch die Bewegung der nun sehr großen Zahl von Ladungen im elektrischen Feld entsteht ein elektrisches Signal zwischen Kathode und Anode, das mit geeigneten Verstärkern elektronisch weiterverstärkt und anschließend analysiert werden kann.

Auf die einzelnen Abschnitte dieses Prozesses soll im folgenden kurz eingegangen werden. Eine ausführlichere Darstellung der Funktionsweise von Proportional- und Driftkammern findet sich z.B. in [1].

1.1 Primärionisation

Unter der Primärionisation in einer Proportional- oder Driftkammer versteht man diejenigen Ionisationen des Füllgases, die unmittelbar durch das nachzuweisende Teilchen erfolgen. Sie kann auf zwei grundsätzlich verschiedenen Wegen geschehen: Erstens durch inelastische elektromagnetische Streuung des - in diesem Falle geladenen - Teilchens an den Molekülen des Füllgases; oder zweitens, im Falle das Teilchen ein Photon ist, durch vollständige Absorption durch eines der Moleküle.

1.1.1 Ionisation durch ein geladenes Teilchen

Ein Ausdruck für den mittleren differentiellen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ (Energieverlust pro Einheitslänge) eines geladenen Teilchens in einem Medium aufgrund von Coulomb-Wechselwirkung wurde im Rahmen der relativistischen Quantenmechanik entwickelt und ist als Bethe-Bloch-Gleichung bekannt:

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{N_L q^2 c^2}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{\rho}{\beta^2} \cdot \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I_0(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (1.1)$$

(N_L : Loschmidt-Zahl; e, m_e : Elektronenladung und -masse; Z, A, ρ : Kernladungszahl, Atomgewicht und Dichte des Mediums; q, β : Ladung und Geschwindigkeit ($\beta = \frac{v}{c}$) des einlaufenden Teilchens; c : die Lichtgeschwindigkeit; δ ist die sogenannte Dichtefunktion). In diesem vereinfachten Ausdruck sind weder höhere Ordnungen der elektromagnetischen Wechselwirkung (Bremsstrahlung, Čerenkovlicht, Übergangsstrahlung) noch Schalenkorrekturen aufgrund der genauen chemischen Struktur des Mediums berücksichtigt. Trotzdem beschreibt er den Verlauf des differentiellen Energieverlusts recht gut. Gleichung 1.1 zeigt, daß der Energieverlust unabhängig von der Masse des ionisierenden Teilchens ist. Er fällt zunächst im Bereich nicht-relativistischer Energien ungefähr mit $\frac{1}{\beta^2}$ ab, erreicht bei etwa $\beta = 0.96$ ein Minimum (minimal ionisierende Teilchen) und steigt dann zu sehr hohen Energien hin langsam wieder an, bis er ein Plateau erreicht, das bei Gasen etwa 50% über dem Minimalwert liegt. Dieses Plateau ist eine Folge des sogenannten Dichteeffekts, Polarisationsseffekten im Medium, die einen weiteren Anstieg des Energieverlusts verhindern. Eine kurze Diskussion auch der hier vernachlässigten Terme gibt [2] (S. 64, dort auch Hinweise auf die Originalarbeiten). Abbildung 1.1 zeigt einen typischen Verlauf des Energieverlusts.

Der mittlere Energieverlust in einer Schicht der Dicke δx ist $\frac{dE}{dx} \delta x$. Der tatsächliche Energieverlust ist jedoch nach Poisson-Statistik verteilt und unterliegt - insbesondere in dünnen Schichten - starken Fluktuationen. Dort ist seine Verteilung breit, mit einem Maximum, das unterhalb des mittleren Energieverlusts liegt, und einem langen Ausläufer zu hohen Energien. Landau und Sternheimer entwickelten als erste eine einfache Beschreibung dieser Verteilung. Später wurde mit dem sogenannten Photoabsorptions Ionisations Modell (PAIM) eine bessere, allerdings auch sehr viel kompliziertere Parametrisierung gegeben ([3], S. 88f). Erst für sehr dicke Schichten, $\frac{dE}{dx} \delta x \gg 2m_e \beta^2 \gamma^2 c^2$, wird die Verteilung ungefähr gaußförmig.

Der ausgeprägte hochenergetische Ausläufer der Verteilung ist von Bedeutung für die Detailstruktur der Primärionisation. Die Wechselwirkung des Teilchens mit dünnen Schichten des Mediums kann als eine Abfolge diskreter Prozesse beschrieben werden, bei denen das Teilchen jeweils nur mit einem Elektron reagiert. Während der größte Teil dieser Primärelektronen Energien besitzt, die unterhalb der Ionisierungsenergie des Mediums liegen, gibt es dennoch eine recht hohe Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Elektronen mit einer

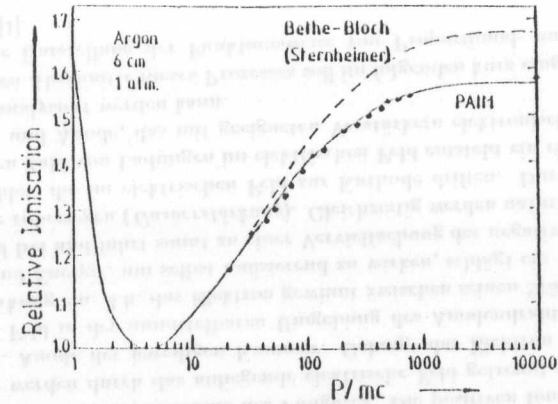


Abbildung 1.1: Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation in Argon ([3])

kinetischen Energie weit oberhalb dieser Grenze. Dieses Verhalten ist in Abb. 1.2 illustriert. Z.B. werden von einem 1 GeV Proton in einer Schicht von 1 cm Argon unter Normalbe-

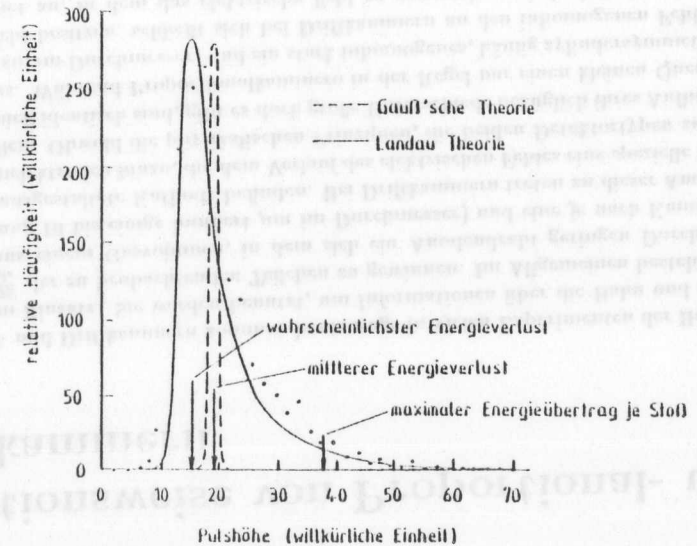


Abbildung 1.2: Spektrum der Gesamtenergie (Landau-Spektrum) von durch Ionisation erzeugten primären Elektronen [1]

dingungen 10 Elektronen mit mehr als 15 eV, dem Ionisationspotential von Argon (genauer: 15.8 eV [39]), herausgestreut, und die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron mit mehr als 1 keV zu finden, beträgt immerhin 0.1 [1]. Diese sogenannten δ -Elektronen werden bevorzugt senkrecht zur Teilchenspur emittiert. Sie durchlaufen ihrerseits das Füllmedium, bis auch sie ihre Energie in - meist - ionisierenden Stößen verloren haben (Sekundärionisation). Der maximal

Gas	Z	A	ρ $\frac{g}{dm^3}$	E_{Anreg}	E_i	I_0	W_i	$\frac{dE}{dx}$ $\frac{keV}{cm}$	n_p	n_T
He	2	4	1.66	19.8	24.5	24.6	41	32	5.9	78
N ₂	14	28	1.17	8.1	16.7	15.5	35	1.96	10 ¹	56
O ₂	16	32	1.33	7.9	12.8	12.2	31	2.26	22	73
Ne	10	20.2	1.839	16.6	21.5	21.6	36	1.41	12	39
Ar	18	39.9	1.66	11.6	15.7	15.8	26	2.44	29.4	94
Kr	36	83.8	3.49	10.0	13.9	14.0	24	4.60	22 ¹	192
Xe	54	131.3	5.49	8.4	12.1	12.1	22	6.76	44	307
CO ₂	22	44	1.86	5.2	13.7	13.7	33	3.01	34 ¹	91
CH ₄	10	16	0.670	-	15.2	13.1	28	1.48	16	53
C ₄ H ₁₀	34	58	2.42	-	10.6	10.8	23	4.50	46 ¹	195

¹ Wert durch Abschätzung (vgl. [1])

Tabelle 1.1: Eigenschaften einiger Gase für Driftkammern unter Normalbedingungen [1]

mögliche Energieübertrag auf ein Elektron ist

$$E_M = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2,$$

der kinematischer Grenzwert bei Annahme eines Zweikörperstoßes (nach [1]). Ist ΔE der gesamte Energieverlust eines Teilchens entlang seiner Spur und W_i die mittlere für eine Ionisation verbrauchte Arbeit, läßt sich die Anzahl der primär und sekundär entstandenen Elektron-Ion-Paare² zu

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i}$$

abschätzen - eine Rechenweise, die freilich die elektronischen, nicht ionisierenden, und molekularen Anregungen im Medium vernachlässigt. Im Mittel erzeugt ein minimalionisierendes Teilchen in Argon etwa 29 primäre Ionenpaare je cm und 94 Ionenpaare insgesamt ([1], vgl. auch Tab. 1.1).

Von Bedeutung für die Ortsauflösung einer Drift- oder Proportionalkammer ist die Breite der Ionisationsspur des nachzuweisenden Teilchens. Ausschlaggebend ist hierfür die Reichweite der niederenergetischen δ -Elektronen. Sie beträgt für Energien unterhalb 3 keV in Argon zwischen wenigen μm und ca. 100 μm [1]. Der Spurradius wird mithin in derselben Größenordnung liegen und kleiner sein als der mittlere Abstand zweier Primärelektronen, der in Argon etwa 300 μm beträgt (s.o.). Die Sekundärelektronen werden sich also in Gruppen um ihr jeweiliges primäres Elektron herum anordnen (*Elektronencluster*). Mehratomige Gase, wie sie als Beimischungen zu Edelgasen in Proportional- und Driftkammern in der Regel vertreten sind, reduzieren die Spurbreite weiter gegenüber diesem Wert, da sie durch zusätzliche Anregungsmechanismen (Vibrationen, Rotationen) besser als reine Edelgase die Energie der Elektronen aufzunehmen vermögen.

Tabelle 1.1 zeigt eine Übersicht der Eigenschaften einiger häufig verwendeter Füllgase.

1.1.2 Ionisation durch Photonen

Wenngleich auch Photonen ihre Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung im Medium deponieren, ist der Mechanismus im Detail doch wesentlich verschieden von der Ioni-

²im weiteren häufig als *Ionenpaar* bezeichnet

sation durch ein geladenes Teilchen. Während diese ihre kinetische Energie in vielen Einzelreaktionen langsam verlieren, reagiert ein Photon nur an einem einzigen Punkt, an dem es seine gesamte Energie an ein Elektron oder ein Atom/Molekül³ des Mediums abgibt. Die Wahrscheinlichkeit P für die Absorption eines Photons der Energie E in einem Medium der Teilchendichte N als Funktion der Dicke des Mediums x ist gegeben durch

$$P(x) = \frac{I(x)}{I_0} = e^{-\sigma(E)Nx} = e^{-\mu x}.$$

Dabei ist I_0 die Anzahl der einfallenden Photonen und I die Zahl der nach einer Strecke x noch vorhandenen Photonen. $\sigma(E)$ ist der energieabhängige Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines Photons durch das Medium. Die Größe $\frac{1}{\mu}$ kann dann als mittlere freie Weglänge des Photons interpretiert werden.

Je nach Energie des einfallenden Photons wird die Absorption von unterschiedlichen Prozessen dominiert:

- PHOTOEFFEKT: bei Energien bis ca. 100 keV;
- COMPTON-STREUUNG: im Bereich um 1 MeV;
- PAARERZEUGUNG: Schwelle bei 1.02 MeV, dominant ab einigen MeV.

Für den Betrieb von Proportional- und Driftkammern ist die Absorption von Photonen insbesondere zu Test- und Kalibrationszwecken interessant. Hierzu werden meist Laser mit Photonenenergien von einigen eV oder radioaktive γ -Strahler aus dem keV-Bereich eingesetzt. Z.B. deponiert ein 6 keV γ -Quant aus einer ⁵⁵Fe Quelle vergleichbar viel Energie wie ein minimalionisierendes Teilchen in 2 cm eines Gases. Beträchtliche Unterschiede bestehen jedoch hinsichtlich der räumlichen Verteilung der Ionenpaare. Der Radius der Ionenpaarverteilung wird in diesem Fall nur von der Reichweite der niederenergetischen (≈ 6 keV) Elektronen bestimmt. Sie beträgt, wie oben angegeben, einige 100 μm . Das Photon hinterläßt also keine Spur in der Kammer, sondern nur einen einzigen Cluster vergleichsweise hoher Ionendichte. Dieser Umstand ist von großer Bedeutung für den Prozeß der Gasverstärkung (s.u.).

1.2 Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld

Das Absinken der Elektronenenergien der primären und sekundären Elektronen unter die niedrigste Ionisierungsenergie des Füllgases kann thermodynamisch als Thermalisierung beschrieben werden. Die Elektronen geben solange Energie an das Gas ab, bis sie einen Gleichgewichtszustand mit ihm erreicht haben.

In Proportional- und Driftkammern ist in der Energiebilanz neben der Temperatur des Gases auch noch das anliegende elektrische Feld zu berücksichtigen, das mit den freien Ladungen wechselwirkt und ihnen im zeitlichen Mittel Energie zuführt. Diese ist schon im vergleichsweise schwachen Feld des Driftbereichs von Driftkammern und erst recht im Gasverstärkungsbereich wesentlich größer als die thermische Energie der Elektronen (≈ 40 meV). In einem typischen Driftfeld von z.B. 760 $\frac{V}{cm \cdot torr}$ beträgt sie in Argon-Methan-Gas (Mischungsverhältnis 90% -10%) etwa 2.2 eV, was einem mittleren Geschwindigkeitsbetrag von 880 $\frac{\mu m}{nsec}$

³Von nun an wird für die Konstituenten sowohl atomarer wie molekularer Gase der Begriff Molekül verwendet werden.

entspricht. Die Elektronen bewegen sich jedoch nicht mit dieser Geschwindigkeit auf die Anode zu. Vielmehr stoßen sie immer wieder mit Gasmolekülen zusammen und werden aus ihrer Richtung abgelenkt. In einem homogenen elektrischen Feld stellt sich eine stabile effektive Geschwindigkeit ein, mit der sich die Elektronen auf die Anode zubewegen, die *Driftgeschwindigkeit*. Ihre Größe, etwa $30 - 50 \frac{\text{mm}}{\text{ms}}$ für typische Gase und Driftfeldstärken, ist mit der wesentlich höheren Eigengeschwindigkeit von größenordnungsmäßig $900 \frac{\text{mm}}{\text{ms}}$ zu vergleichen. Daraus wird deutlich, daß die statistische Verteilung der Streurichtung bei Zusammenstößen mit den Gasmolekülen die Zwangsführung durch das elektrische Feld nur sehr schwach zur Geltung kommen läßt.

Die Driftgeschwindigkeit eines Gases wird in der Praxis meist als Funktion der *reduzierten Feldstärke* $\frac{E}{p}$ angegeben (p : Druck des Gases). Abb. 1.3 zeigt ihren Verlauf für einige Argonmischungen. Die starke Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Zusammensetzung des Gases ist offensichtlich.

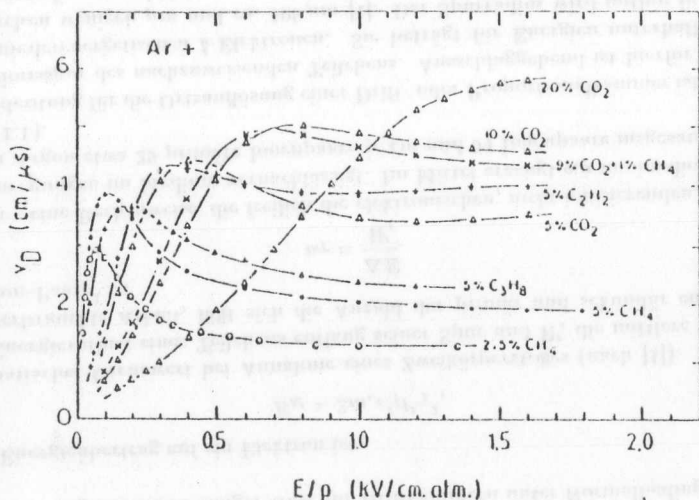


Abbildung 1.3: Driftgeschwindigkeiten von Elektronen in verschiedenen Argon-Mischungen [4]

In Proportionalkammern bzw. im inhomogenen Teil des Feldes von Driftkammern sind die Verhältnisse wesentlich komplizierter, als hier beschrieben. Das elektrische Feld ändert sich dort oft so schnell, daß viele für die Elektronenbewegung charakteristische Größen nicht ihren Gleichgewichtswert erreichen können. Das gilt z.B. in besonderem Maße für den ersten Townsend-Koeffizienten, auf den ausführlich in Kap. 2 eingegangen wird, aber auch für die Driftgeschwindigkeit und die kinetische Energie. Eine zusätzliche Schwierigkeit rührt daher, daß die Driftgeschwindigkeit bei sehr hohen (= Gasverstärkungs-) Feldstärken experimentell praktisch kaum zugänglich ist⁴. Beide Probleme werden bei Proportionalkammern primär durch den kleinen Querschnitt (kurzer Driftweg) und den Einsatz einer großen Anzahl von

⁴Vergleiche aber neueste Messungen von Konijn und Hartjes[54]

Kammern sowie geschickte Kalibration kompensiert, so daß trotz schlechter Kenntnis des Verlaufs der Driftgeschwindigkeit noch Aussagen über die Lage der Teilchenspur gemacht werden können.

Die Orts-Driftzeit-Beziehung ist für Driftkammern mit ihren ausgedehnten Bezirken homogener Feldstärke wesentlich einfacher zu beschreiben. Hat man den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs t_0 etwa mit Hilfe eines Szintillators bestimmt, kann bei Kenntnis des Driftgeschwindigkeitsverlaufs und der Zeit t_1 der Signalentstehung am Anodendraht der Abstand der Teilchenspur zu

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_{Drift} dt$$

berechnet werden; v_{Drift} : die Driftgeschwindigkeit. Die Inhomogenität des Gasverstärkungsfeldes läßt sich in diesen Kammern für Driftstrecken, die den Radius des inhomogenen Bereichs übersteigen, durch Kalibration eliminieren, da sein Einfluß sich auf die Addition einer Konstante t_c zu der vom homogenen Feldbereich allein vorgegebenen Driftzeit beschränkt.

Von weit größerer Bedeutung für die Ortsauflösung von Driftkammern ist, daß die Teilchenspur in der Regel nicht auf einer Linie gleicher Driftzeit (*Isochrone*) verlaufen wird, sei es, weil sie nicht senkrecht zum Driftfeld verläuft oder weil die Isochronen der Kammer gekrümmt sind.

Die *Diffusion* der Elektronen wird zumeist nur für die zeitliche Entwicklung des Signals eines einzelnen Elektronenclusters von Bedeutung sein. In realen Kammern ist die statistische Schwankung der Ankunftszeit in der Regel klein gegen die systematische Unsicherheit, die aus der beschriebenen Anisochronizität der Spur erwächst. Eine detailliertere Diskussion der Stoßprozesse, die zu der Diffusion der Elektronen führen findet sich in den Kapiteln 2 und 3.3.3.

Der *Einfluß eines Magnetfeldes* auf die Elektronenbewegung spielt zwar in der Praxis eine wichtige Rolle, ist aber für die vorliegende Arbeit, die sich auf rein elektrische Felder beschränkt, nicht von Bedeutung. Eine Beschreibung der damit verbundenen Effekte unterleibt deswegen an dieser Stelle. Sie wird z.B. in [1] gegeben. Dort findet sich auch eine makroskopische Abhandlung der Diffusion, die hier aus später ersichtlichen Gründen fast ausschließlich über die statistische Verteilung der Streurichtungen einzelner Elektronen beschrieben wird (s. Kap. 2 und 3.3.3).

1.3 Gasverstärkung und Funktionen des Füllgases

Die Prozesse im Füllgas der Kammer verkomplizieren sich wesentlich, wenn die Stärke des elektrischen Feldes so groß wird (einige kV pro cm), daß die Elektronen zwischen einzelnen oder kumulativ über mehrere Stöße genug Energie aufnehmen, um selbst Gasmoleküle anregen oder ionisieren zu können. Es kommt dann zu einer Vervielfachung der Elektronenzahl bei gleichzeitiger Produktion der dazugehörigen Ionen, also insgesamt zu einer Zunahme der frei beweglichen Ladungen. Dieser Effekt, die sogenannte *Gasverstärkung*, wird je nach Betriebsart der Kammer unterdrückt (z.B. in sogenannten Ionisationskammern) oder genutzt, um die Zahl der Ladungsträger soweit zu vergrößern, daß ein gut nachweisbares elektrisches Signal an der Kammer abgegriffen werden kann.

Die Notwendigkeit einer Verstärkung wird für Proportional- und Driftkammern sofort ersichtlich, wenn man bedenkt, daß ein minimalionisierendes Teilchen in typischen Füllgasen nur wenige hundert Elektron-Ion-Paare pro cm erzeugt, deren direkter Nachweis außerordentliche Schwierigkeiten bereiten würde. Durch eine geschickte Wahl der Potentiale und der

Geometrie der Kammer erreicht man einen Verlauf des elektrischen Feldes, der im Umfeld der Nachweiselektrode (meist der Anode) zu so hohen Feldstärken führt, daß dort Gasverstärkung einsetzt und trotzdem - in Driftkammern - eine gut definierte Orts-Driftzeit-Beziehung für den Driftraum erhalten bleibt. Da zumeist dünne, lange Drähte als Anoden verwendet werden, wird das Gasverstärkungsfeld in der Regel im wesentlichen zylindersymmetrisch sein, und demzufolge proportional zu $\frac{1}{r}$ (r : Radius) abfallen.

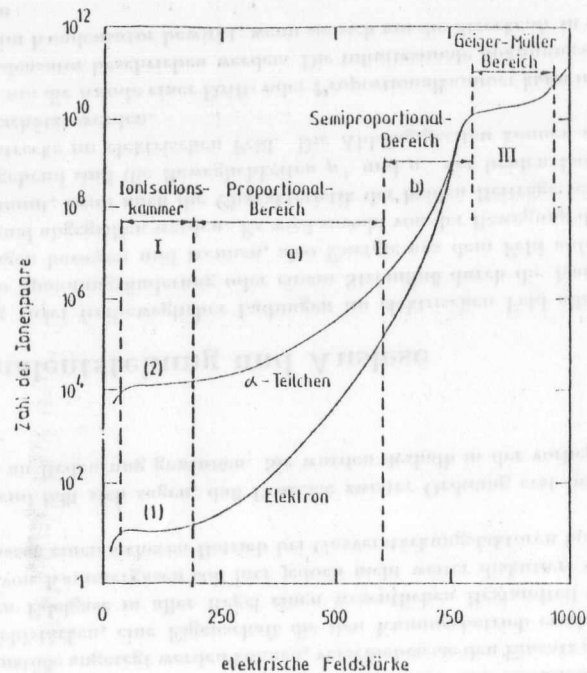


Abbildung 1.4: Verhalten des Gasverstärkungsfaktors bei zunehmendem Feld um den Signaldraht für zwei Ereignisse mit unterschiedlicher Primärelektronenzahl [1]

In Abhängigkeit von den vorherrschenden Feldstärken unterscheidet man drei Bereiche der Gasverstärkung (vgl. Abb. 1.4):

(I) Im Bereich niedriger Feldstärken reicht die von den Elektronen aufgenommene Energie nicht aus, um zu einer wirklichen Gasverstärkung zu führen. Gelegentliche Ionisationen gleichen in etwa den Verlust an Elektronen aus, der durch Anhaftungsstöße mit elektronegativen Atomen oder auch Ionen im Füllgas entsteht, und die Zahl der nachgewiesenen Ladungen entspricht den primär erzeugten Elektron-Ion-Paaren. Hier liegt der Arbeitsbereich von Ionisationskammern.

(II) Zu höheren Feldstärken hin setzt dann die eigentliche Gasverstärkung ein. Der Multiplikationsfaktor steigt rasch auf Werte bis zu $\approx 10^8$ an, wobei die Anzahl der auf der Anode nachgewiesenen Elektronen proportional zur Zahl der Primärelektronen bleibt:

Proportionalbereich^b (Bereich IIa in der Abbildung).

Bei weiterem Anwachsen der Feldstärke (Bereich IIb) geht diese strenge Proportionalität verloren, und Sättigungseffekte gewinnen an Bedeutung (*Semi-Proportionalbereich*). Die hohe Ladungsdichte im Gas um die Anode führt zu einer Abschwächung des Gasverstärkungsfeldes, so daß nachfolgende Elektronen eine geringere Vervielfachung erfahren. Dieser Effekt ist umso ausgeprägter, je größer die Anzahl der Primärelektronen war, wie an Kurve (2) deutlich ersichtlich.

(III) Die beiden Kurven (1) und (2) treffen sich schließlich, wenn Sättigungseffekte die Gasverstärkung dominieren und der *Geiger-Müller-Bereich* erreicht wird, in dem sich die Lawinenentwicklung über die gesamte Länge des Drahtes erstreckt. Die Gasverstärkung ist dann unabhängig von der Zahl der Primärelektronen. Jenseits des Geiger-Müller-Bereichs trägt sich die Entladung der Kammer von selbst weiter, und es kommt zu einem permanenten Stromfluß durch das Gas.

Für Drift- und Proportionalkammern sind vor allen Dingen der Proportional- aber z.T. auch der Semi-Proportionalbereich der Gasverstärkung von Bedeutung. Ein Ziel dieser Arbeit ist es, Erkenntnisse über den Übergang dieser beiden Bereiche zu gewinnen, also zu bestimmen, welche Ladungskonzentrationen signifikant die Lawinenentwicklung beeinflussen.

Zur Quantifizierung der Gasverstärkung wird in der Regel der Multiplikationsfaktor M angegeben, der sich aus dem Verhältnis der auf dem Draht nachgewiesenen zu den primär erzeugten Elektronen errechnet. Er läßt sich durch geeignete Wahl der Kammergeometrie, insbesondere des Durchmessers des Anodendrahtes, und der anliegenden Spannungen im Rahmen des in Abb. 1.4 dargestellten Verlaufs über weite Bereiche verändern.

In der Literatur finden sich oft Formeln zur Berechnung von M aus dem Verlauf des ersten Townsend-Koeffizienten mit der Feldstärke. Der erste Townsend-Koeffizient gibt die Anzahl der von einem Elektron pro Einheitsdriftweg erzeugten Elektron-Ion-Paare an und hängt von der elektrischen Feldstärke und dem Druck des Füllgases ab. Ein solcher Ansatz scheint die statistischen Effekte zu Beginn der Lawinenentwicklung jedoch zu wenig zu berücksichtigen. Für eine ausführliche Diskussion sei hier auf Kap. 2.2 verwiesen.

Ein detailliertes Verständnis der Gasverstärkung und der Lawinenentwicklung verlangt neben der Betrachtung von Stößen der Elektronen mit den Füllgasmolekülen, daß weitere Prozesse berücksichtigt werden, die hier in dem Terminus *Prozesse zweiter bzw. höherer Ordnung* zusammengefaßt werden sollen. An erster Stelle sei hier der sogenannte *Penning-Effekt* genannt. Man versteht unter ihm die Ionisation eines Gasteilchens durch Stoß mit einem zweiten Molekül, das sich in einem angeregten Zustand befindet, dessen Energie oberhalb der Ionisierungsenergie des Stoßpartners liegt. Ist die Lebensdauer des angeregten Zustandes eines Moleküls A verhältnismäßig groß, wird es mit hoher Wahrscheinlichkeit in dieser Zeit mit einem Molekül B zusammenstoßen, in seinen Grundzustand zurückkehren und B durch die übertragene Energie ionisieren. Es kommt also zu einer höheren Gasverstärkung, als man aus der Annahme lediglich von Elektron-Gas-Stößen vermuten würde. Dieser Effekt ist jedoch nur in speziellen Gasen, sogenannten *Penning-Gasen*, von größerer Bedeutung.

^bNach meinem Verständnis besteht eine strenge Proportionalität in Wirklichkeit nur zwischen dem Mittelwert der am Draht nachgewiesenen Ladungen und der Primärelektronenzahl, denn nach den Ergebnissen dieser Arbeit (vgl. Kap. 4) kann der Multiplikationsfaktor M , den ein einzelnes Elektron erfährt, um bis zu einer Größenordnung nach oben bzw. unten vom Mittelwert abweichen. In Proportional- und Driftkammern werden diese Abweichungen jedoch durch die große Zahl von Primärelektronen (typisch: ≈ 100) statistisch geglättet, so daß die Proportionalität für diese Kammer in guter Näherung erfüllt ist.

Immer tritt hingegen eine zusätzliche Ionisation durch Absorption von Photonen auf, die von angeregten Gasmolekülen abgestrahlt werden, wenn diese in ihren Grundzustand zurückkehren. Hier gilt dasselbe wie beim Penning-Effekt: Liegt die Energie des Photons (also des angeregten Zustandes) oberhalb der Ionisierungsschwelle des absorbierenden Moleküls, kommt es zu einer Ionisation. Ist die Reichweite des Photons im Füllgas groß und seine Energie höher als die Austrittsarbeit, kann es auch durch Photoeffekt ein Elektron aus den Elektroden der Kammer herauslösen. Beide Möglichkeiten führen dazu, daß die Lawine nicht länger genau lokalisiert bleibt. Sie sind die wesentliche Ursache für die Bildung von Sekundärlawinen und die Ausdehnung der Entladung über die gesamte Länge des Drahtes im Geiger-Müller-Bereich der Gasverstärkung.

Um Sekundärlawinen zu unterdrücken und den Einsatz des Geiger-Müller-Bereichs zu höheren Feldstärken hin zu verschieben, werden Drift- und Proportionalkammern zumeist mit einem Gemisch aus einem einfachen Edelgas (insbesondere Argon) und einem oder mehreren komplexen Gasen (z.B. CO₂, CH₄, C₂H₆, i-C₄H₁₀) betrieben. Die komplexen Moleküle sind in der Lage, den Energieübertrag aus Photonenabsorption oder Penning-Stößen durch Anregung von Vibrations- und Rotationsbanden aufzunehmen, ohne zu einer Sekundärlawine zu führen. Sie wirken als sogenanntes *Quenchgas*. Da ihre Vibrations- und Rotationsbanden aber auch durch Elektronstöße angeregt werden können, verschieben sie den Einsatz der Gasverstärkung zu höheren Feldstärken, eine Eigenschaft die den Kammerbetrieb erschwert. Aus diesem Grund machen Edelgase in aller Regel einen wesentlichen Bestandteil des Füllgases aus. Die Auswahl von Kammergasen soll hier jedoch nicht weiter diskutiert werden. Geeignete Mischungen lassen einen sicheren Betrieb bei Gasverstärkungsfaktoren bis zu 10⁶ oder sogar 10⁷ zu.

Vereinfachend läßt sich sagen, daß Prozesse zweiter Ordnung erst bei sehr hohen Gasverstärkungen an Bedeutung gewinnen. Sie wurden deshalb in der vorliegenden Simulation vernachlässigt.

1.4 Signalentstehung und Auslese

Die Erzeugung vieler freibeweglicher Ladungen im elektrischen Feld allein führt nicht zu einer meßbaren Spannungsänderung oder einem Stromfluß durch die Kammer. Erst wenn sich die Ladungen bewegen und trennen, also Energie aus dem Feld aufnehmen, kann ein elektrisches Signal abgegriffen werden. Es wird sowohl von der Bewegung der Elektronen wie der Ionen bestimmt, wenn auch die Charakteristik der beiden Beiträge sehr unterschiedlich ist. Ausschlaggebend sind die Beweglichkeiten μ^+ und μ^- der beiden Ladungsträgerarten⁶ und ihre Driftstrecke im elektrischen Feld. Die Abhängigkeiten können aus der folgenden Ableitung abgeschätzt werden.

Der Bereich um die Anode einer Drift- oder Proportionalkammer kann in erster Näherung als Zylinderkondensator beschrieben werden. Die infinitesimale Spannungsänderung dV , die eine Ladung Q im Kondensator bewirkt, wenn sie sich um die Strecke dr in radialer Richtung bewegt, ist dann

$$dV = \frac{Q}{lCV_0} dV dr \quad ; \quad (1.2)$$

wobei l die Länge, C die Kapazität pro Einheitslänge und V_0 die Spannungsdifferenz zwischen Anode und Kathode des Kondensators ist. Gleichung 1.2 verdeutlicht den starken Einfluß

⁶Es wird hier vereinfachend nur eine Sorte von Ionen angenommen.

der Driftstrecke im elektrischen Feld auf das Spannungssignal. Da der überwiegende Teil der Elektronen in unmittelbarer Nähe des Anodendrahtes erzeugt wird, typischerweise einige μm über der Drahtoberfläche, ist ihr Beitrag zum Spannungssignal klein im Verhältnis zu dem der Ionen, die zumeist etliche mm bis zur Kathode zurückzulegen haben. Auch die Dauer des Elektronenpulses ist kurz ($\approx 0.5 \text{ nsec}$) im Vergleich zum Ionensignal, da, über die große Driftstrecke für die Ionen hinaus, verstärkend auch noch ihre wesentlich geringere Beweglichkeit hinzutritt. Die höhere Beweglichkeit der Elektronen führt zwar zu einem rascheren Anstieg des Elektronensignals, das mithin in der Frühphase der Signalentstehung den Kammerpuls dominiert, doch wird dieser Effekt durch die begrenzte Bandbreite üblicher Ausleseelektroniken unterdrückt.

Das Kammerersignal kann also in sehr guter Näherung allein durch den Ionenpuls beschrieben werden. Sein zeitlicher Verlauf $V(t)$ ist dann durch

$$V(t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \quad (1.3)$$

gegeben, mit denselben Bezeichnungen wie oben; ϵ_0 : die Dielektrizitätskonstante; t_0 : eine Zeitkonstante, die von der anliegenden Spannung, der Kammerkapazität und dem gewählten Füllgas abhängt. Eine Ableitung von Gleichung 1.3 findet sich in [1].

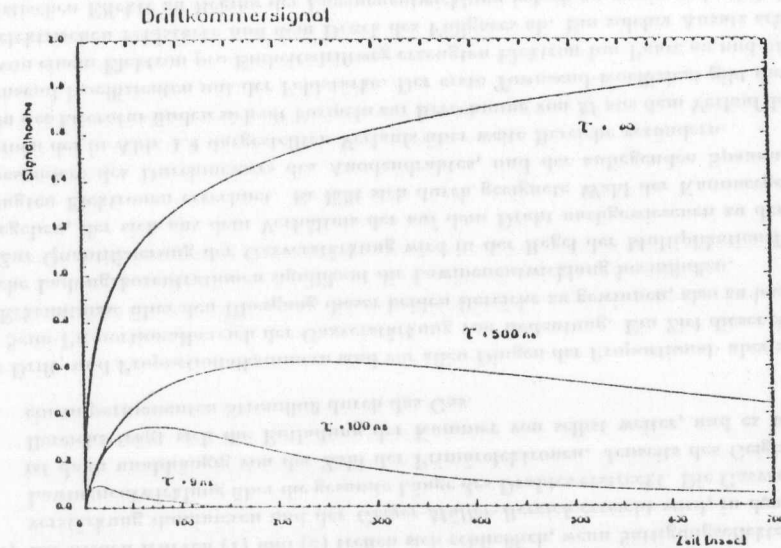


Abbildung 1.5: Kammerersignal für verschiedene Zeitkonstanten [5]

Typische Driftzeiten für die Bewegung der Ionen zur Kathode liegen in der Größenordnung von ca. 1 msec . Eine Auslese des Kammerersignals über einen solch langen Zeitraum ist jedoch unpraktisch, weil sie eine sehr lange Totzeit der Kammer zur Folge hätte. Gleichung 1.3 zeigt jedoch, daß die wesentliche Spannungsänderung in Zeiten eintritt, die klein gegen die Driftzeit der Ionen ist. Diese Eigenschaft des Kammerersignals wird ausgenutzt, indem man

die Kammer über ein Widerstand-Kondensator-Glied (*RC-Glied*) ausliest. Dadurch wird das Signal mit einer Zeitkonstante $\tau = RC$ differenziert und seine Dauer hinter dem *RC-Glied* auf typischerweise wenige hundert *nsec* begrenzt. Abbildung 1.5 zeigt den Verlauf eines Kammer Signals bei Verwendung verschiedener *RC-Glieder*.

Nach der Differentiation wird das Kammer signal elektronisch weiterverstärkt und anschließend digitalisiert. Dazu werden schnelle Analog-Digital-Wandler (*FADCs*⁷) verwendet, die das Signal in Abständen von typischerweise 10 *nsec* abtasten und den jeweiligen Spannungswert in digitalisierter Form abspeichern (vgl. 1.6). Vom *FADC* wird der Puls in einen

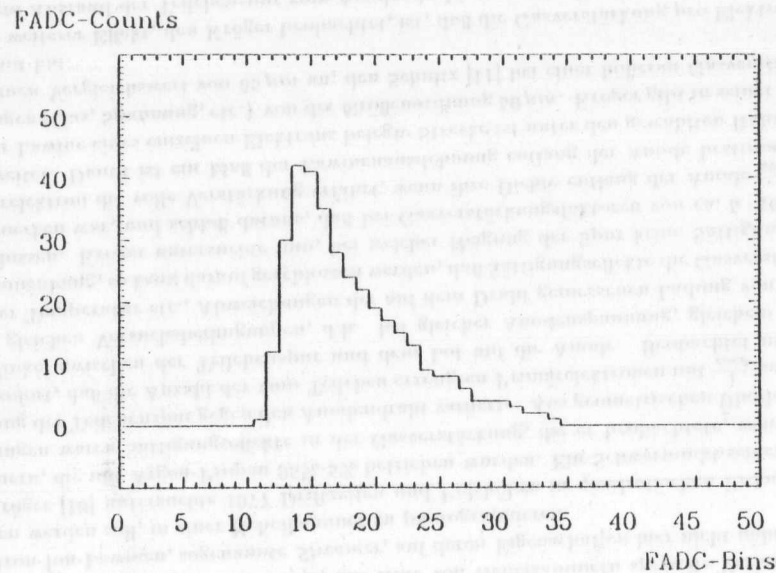


Abbildung 1.6: Kammerpuls nach der Digitalisierung durch einen *FADC*. Ein *FADC-Bin* entspricht 10 *nsec*, ein Count ist ein Digitalisierungsschritt [8]

Computer eingelesen und anschließend ausgewertet.

Mit Hilfe verschiedener Algorithmen kann aus dem digitalisierten Signal dann eine Zeitmarke für die Ankunftszeit der Elektronen am Draht gewonnen werden. Bei Kenntnis der Orts-Driftzeit-Beziehung der Kammer ist damit der Ort des Teilchendurchgangs bestimmt. Einen kurzen Überblick über einige gängige Algorithmen gibt [6].

Aus dem Integral über den Puls kann die deponierte Ladung und somit der Energieverlust des nachgewiesenen Teilchens bestimmt werden [7]. Die beiden wichtigsten Funktionen von Proportional- und Driftkammern, Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation aus dem Energieverlust, sind somit gewährleistet.

⁷ von engl. flash analog to digital converter

Kapitel 2

Motivation der Arbeit

Ein genaues Verständnis der Signalformen von Proportional- und Driftkammern ist für eine fundierte Analyse der Kammerdaten unerlässlich. Variationen der Pulsform haben unmittelbare Auswirkungen auf die Messung der Lage der Teilchenspur und des Energieverlusts $\frac{dE}{dx}$. Es ist deshalb notwendig, Algorithmen zu finden, die entweder - weitgehend - unabhängig von solchen Schwankungen sind oder doch eine Abschätzung der auftretenden Fehler zulassen, so daß diese in der Auswertung berücksichtigt werden können.

Einer der wesentlichen Prozesse, von denen die Pulsform abhängt, ist die Gasverstärkung. Die räumliche und zeitliche Struktur der Elektronenlawine bestimmt die Erzeugung der positiven Ionen, deren Drift nach Abschnitt 1.4 den wesentlichen Beitrag zur Spannungsänderung - und damit auch dem Stromfluß - in der Kammer liefert. Die genaue Kenntnis der Ionisationsstatistik innerhalb der Elektronenlawine¹ ist also eine Vorbedingung für ein detailliertes Verständnis der Kammerpulse.

Das wird klar, wenn man sich an die Ausführungen von Kapitel 1.3 erinnert, wo die Abhängigkeit der Gasverstärkung vom elektrischen Feld beschrieben wurde. Dort wurde bereits erwähnt, daß zu hohen Gasverstärkungen hin die Proportionalität zwischen der Zahl der Primärelektronen und der auf dem Draht nachgewiesenen Ladungen aufgehoben ist. Geht man bei Auswertung trotzdem von einer bestehenden Proportionalität aus, wird das $\frac{dE}{dx}$ des Teilchens im Mittel zu niedrig bestimmt werden und z.B. die Möglichkeit Teilchen durch ihren charakteristischen Energieverlust zu unterscheiden verschlechtert sich.

Die Ortsauflösung der Kammer hängt entscheidend von der Stabilität der Zeitmarke für die Ankunftszeit der Elektronen am Draht ab. Driftgeschwindigkeiten der Elektronen von typischerweise 50 $\frac{\mu m}{nsec}$ verlangen bei angestrebten Auflösungen von ca. 100 μm , daß die gemessenen Zeiten auf wenige *nsec* genau reproduziert werden können. Bedenkt man, daß die analogen Kammer signale nur etwa alle 10 *nsec* abgetastet und digitalisiert werden, leuchtet es unmittelbar ein, daß eine Zeitbestimmung dieser Güte nur möglich ist, wenn sehr zuverlässige, weitgehend von der jeweiligen Pulsform unabhängige Analysealgorithmen zur Verfügung stehen.

Diese Ausführungen veranschaulichen, daß eine Untersuchung der Gasverstärkung über den Gewinn von Grundlagenkenntnissen zur Kammerphysik hinaus auch direkt nutzbare Einsichten für den Kammerbetrieb liefern kann. Wie weit ein Verständnis dieses Prozesses bereits bestand und warum der in dieser Arbeit realisierte Ansatz gewählt wurde, soll in diesem Kapitel dargelegt werden.

¹ Nicht zu verwechseln mit der Primär Ionisationsstatistik des nachzuweisenden Teilchens!

2.1 Kurzer Überblick über den Kenntnisstand zur Lawinenentwicklung

Die Elektronenlawine in starken elektrischen Feldern ist aufgrund ihrer i.A. geringen Ausdehnung und den sehr kurzen Zeiten ihrer Ausbildung experimentell nur schwer zugänglich. Nichtsdestoweniger sind Untersuchungen ihrer Struktur schon seit vielen Jahrzehnten vorgenommen worden. Die mir bekannten Experimente konnten jedoch die Lawine immer nur global erfassen, ohne in der Lage zu sein, eventuell vorhandene Substrukturen aufzulösen. Dadurch entsteht ein grundlegendes Problem. Obwohl ein Ensemble von Ereignissen als ganzes durch seine Mittelwerte bzgl. verschiedenster Parameter gut beschrieben ist, erwachsen dennoch Schwierigkeiten, sobald Messungen nicht länger von einer Vielzahl sondern von nur noch wenigen oder gar nur einem einzigen Ereignis abhängt. Dann muß die Verteilung der Einzelereignisse bekannt sein, um zuverlässige Aussagen aus den Messungen gewinnen zu können. Das ist für die Elektronenlawinen in Drift- und Proportionalkammern jedoch nur unzureichend der Fall. Trotzdem lassen sich aus indirekten Messungen Aussagen über einige ihrer grundlegende Eigenschaften ableiten.

Bereits 1955 gelang es Raether [9] mit Hilfe von Nebelkammern spezielle Varianten von Elektron-Ion-Lawinen, sogenannte *Streamer*, auf deren Eigenschaften hier nicht näher eingegangen werden soll, in einer Nebelkammer zu photographieren.

Kröger [10] untersuchte 1977 Driftzeiten und Pulshöhen in quadratischen Proportionalkammern, die mit Argon-Propan 95%-5% betrieben wurden. Ein Schwerpunkt seiner Untersuchungen waren Sättigungseffekte in der Gasverstärkung, die er beobachtete, wenn er die Neigung der Teilchenspur gegen den Anodendraht variierte. Aus geometrischen Überlegungen folgt sofort, daß die Anzahl der vom Teilchen erzeugten Primärelektronen mit $\frac{1}{\cos \vartheta}$ zunimmt; ϑ : Winkel zwischen der Teilchenspur und dem Lot auf die Anode. Beobachtet man nun unter gleichen Versuchsbedingungen, d.h. bei gleicher Anodenspannung, gleichem Druck, gleicher Temperatur etc., Abweichungen der auf dem Draht gemessenen Ladung von diesem Zusammenhang, so kann darauf geschlossen werden, daß Sättigungseffekte die Gasverstärkung beeinflussen. Kröger untersuchte nun, bei welcher Neigung der Spur keine Sättigung mehr zu bemerken war, und schloß daraus, daß bei Gasverstärkungsfaktoren von ca. $5 \cdot 10^4$ jedes Primärelektron die volle Verstärkung erfährt, wenn ihre Dichte entlang der Anode $\frac{1}{50 \mu\text{m}}$ unterschreitet. Damit ist ein Maß der Lawinenausdehnung entlang der Anode bestimmt: Die von der Lawine eines einzelnen Elektrons belegte Strecke ist unter den gewählten Rahmenbedingungen (Gas, Spannung, etc.) von der Größenordnung $50 \mu\text{m}$. Kröger gibt in seiner Arbeit noch einen Vergleichswert von $65 \mu\text{m}$ an, den Schultz [11] bei einer höheren Gasverstärkung bestimmt hat.

Ein weiterer Effekt, den Kröger beobachtet, ist, daß die Gasverstärkung pro Elektron mit größerem Abstand der Teilchenspur vom Anodendraht zunimmt. Die Diffusion verteilt dann die Elektronen gleichmäßig über einen längeren Bereich des Drahtes (sogenanntes *Declustering*), so daß mehr Platz für die Ausbildung der einzelnen Lawinen zur Verfügung steht.

Fischer et al. [12,13,14] untersuchten die azimutale Verteilung der Lawine um die Anode. Dazu benutzten sie eine Proportionalkammer mit segmentierter Kathode, wie sie in Abbildung 2.1 wiedergegeben ist. Um die Winkelverteilung der Lawine zu bestimmen, wurde der durch die Ionendrift auf den einzelnen Kathodensegmenten induzierte Strom gemessen. Dabei wurde angenommen, daß die Diffusion der Ionen nur gering sei, und ihre Verteilung auf der Kathode ein direktes Abbild ihrer Verteilung bei der Entstehung sei. Fischer et al. fanden, daß die Lawine im Proportionalbereich der Gasverstärkung auf einer Seite der Anode

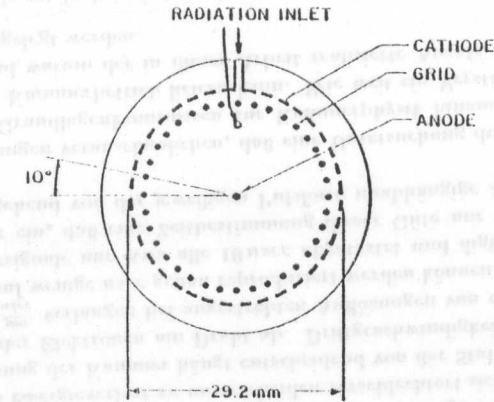


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Proportionalkammer von Fischer et al. [14]. Das Gitter ermöglicht eine bessere Auslese der Kathoden.

lokalisiert ist. Erst für Gasverstärkungen oberhalb von 10^6 beobachteten sie, daß die Anode von der Lawine umflossen wurde. Ein Effekt, den sie auf die - absolut - erhöhte Emission von Photonen zurückführen. Für eine Verstärkung von 10^4 geben sie in Argon-Methan 90%-10% bei einem Anodendurchmesser von $25,4 \mu\text{m}$ eine Volle-Breite-bei-halber-Höhe ($FWHM^2$) der Winkelverteilung der Lawine von $(80 \pm 10)^\circ$ an. Die Tendenz ist fallend zu niedrigeren Gasverstärkungen.

Weit verbreiteter als Untersuchungen der Lawine selbst, sind Ansätze, die versuchen, Aussagen über den Gasverstärkungsfaktor M bzw. den ersten Townsend-Koeffizienten α zu gewinnen. Sie sollen im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

2.2 Andere Ansätze und Kritik

Der erste Townsend-Koeffizient α gibt in Abhängigkeit von der Feldstärke des elektrischen Feldes an, wieviele ionisierende Stöße ein Elektron im Durchschnitt pro Einheitsdriftweg ausführt³. Es verwundert daher nicht, daß schon in den 40er Jahren versucht wurde, einen analytischen Zusammenhang zwischen α und dem elektrischen Feld E zu bestimmen, der nach Möglichkeit nur eine einfache Abhängigkeit von der jeweiligen Wahl des Gases haben sollte. Man vermutete, dann bei Kenntnis des Verlaufs der Feldstärke die Gasverstärkung M in einer gegebenen Konfiguration aus α ausintegrieren zu können, in dem man den Ansatz

$$M = \int_{\text{Driftweg}} e^{\alpha(E)x} dx \quad (2.1)$$

wählte⁴.

² von engl. full width half maximum

³ Eine ausführliche Diskussion des ersten und zweiten Townsend-Koeffizienten findet sich z.B. in [15].

⁴ In der Literatur werden in der Regel sowohl α wie auch das elektrische Feld E auf den Druck p normiert, so daß Abhängigkeiten zwischen $\frac{\alpha}{p}$ und $\frac{E}{p}$ angegeben werden.

Rose und Korff [16] (1941), Khristov [17] (1947), Williams und Sara [18] (1962), Diethorn [19] (1956), Zastawny [20] (1967) und Charles [21] (1972) bis zu Kowalski [22] (1984) haben $\frac{\alpha}{p}$ bzw. M unterschiedlich parametrisiert. Sie konnten ihre Formeln i.A. in gute Übereinstimmung mit den ihnen zur Verfügung stehenden experimentellen Daten bringen. Verfolgt man die Entwicklung in der Literatur, fällt jedoch auf, daß sich die Parametrisierung nur selten auf weitere oder neuere Experimente übertragen ließ. Bedenkt man weiter, daß Charles erst 1972 darauf hinwies, wie stark Messungen der Gasverstärkung von den Eigenschaften der benutzten Elektronik abhängen, und daß keine der Parametrisierungen theoretisch begründbar oder gar ableitbar ist, wird deutlich, auf welche Schwierigkeiten ein globaler Ansatz für M stoßen bereiten muß, wenn etwa Aussagen über die räumlichen Strukturen oder die Sättigungseffekte in der Lawine gewonnen werden sollen.

Ansätze über eine Parametrisierung von $\frac{\alpha}{p}$ scheinen zunächst bessere Aussichten auf Erfolg zu bieten. Der erste Townsend-Koeffizient ist für weite Feldstärkebereiche und viele Gase aus Messungen in homogenen elektrischen Feldern bekannt. Computersimulationen von Thomas und Thomas [23] (1969), Folkard und Haydon [24] (1970) und Sato und Tagashira [25] (1985) zeigen jedoch, daß der Townsend-Koeffizient eine Gleichgewichtsgröße ist und sich nur langsam im Vergleich zur Feldstärkeänderung in zylindersymmetrischen elektrischen Feldern auf seinen Gleichgewichtswert einstellt. Folkard und Haydon fanden, daß Elektronen in Wasserstoff in einem homogenen elektrischen Feld erst nach durchlaufenen 70 V entsprechend dem Townsend-Koeffizienten ionisieren, wenn sie - nahezu - ohne kinetische Energie erzeugt werden. Diese Ergebnisse konnten durch Messungen bestätigt werden.

Thomas und Thomas hatten ein ähnliches Verhalten zuvor schon für die kinetische Energie der Elektronen gezeigt. Danach stellt sich ein stabiler Mittelwert für die Elektronen erst ein, wenn die durchlaufene Spannungsdifferenz ΔV größergleich fünfmal des auf die Elementarladung bezogenen Energiemittelwertes $\bar{\epsilon}$ ist: $\Delta V \geq \frac{5}{2} \bar{\epsilon}$. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den 70 V von Folkard und Haydon überein. Weiter stellen Thomas und Thomas fest, daß die ergodische Hypothese nicht zur Beschreibung von Elektronenlawinen geeignet ist. Unter dieser Hypothese versteht man die Annahme, daß der Mittelwert einer Beobachtungsgröße den selben Wert annimmt, gleichgültig ob er zeitgleich über ein großes Ensemble von Teilchen oder über sehr viele zeitliche getrennte Zustände nur eines Teilchens gebildet wird. In diesem Zusammenhang bedeutet das, daß aus dem statistischen Verhalten großer Ensembles von Elektronen (Townsend-Koeffizient) nicht ohne weiteres auf das Verhalten einer Lawine geschlossen werden kann.

Sato und Tagashira simulierten Elektronen in Stickstoff bei einem Feldgradienten von $10^6 \frac{V}{cm^2}$.⁴ Während die mittlere kinetische Energie $\bar{\epsilon}$ und die Driftgeschwindigkeit v_{drift} praktisch keine Abweichung von ihren Gleichgewichtswerten für die jeweilige Feldstärke zeigten, wich $\frac{\alpha}{p}$ z.T. um viele Größenordnungen von seinem Wert im homogenen Feld ab. Englert [26] hatte allerdings schon 1971 gezeigt, daß $\frac{\alpha}{p}$ seinen Mittelwert schneller erreicht, wenn die Feldstärke des elektrischen Feldes zunimmt.

Es zeigt sich also, daß auch ein Ansatz über den ersten Townsend-Koeffizienten fragwürdig ist, da nicht abgeschätzt werden kann, ob dieser in der Lawine durch die in homogenen Feldern bestimmten Werte gut beschrieben ist. Somit ist es auch fraglich, ob die hervorragenden Ergebnisse von Robson und Ness [27,28] und Biagi [29], in denen der Townsend-Koeffizient aus einer Multi-Term-Entwicklung der Boltzmann-Gleichung für homogene Felder gewonnen wird, auf Drift- und Proportionalkammern übertragen werden können.

⁴Das ist etwas kleiner als typische Gradienten in Drift- und Proportionalkammern.

2.3 Simulation von Elektronenschwärmen in Gasen

Die Schwierigkeiten, auf die sowohl experimentelle wie globale theoretische Untersuchungen der Elektronenlawine bzw. der Gasverstärkung stoßen, haben schon sehr früh dazu geführt, Zugänge über Computersimulationen der mikroskopischen Prozesse im Füllgas zu suchen. Dabei werden einzelne Elektronen durch ihre Stöße mit einzelnen Gasmolekülen bis zur Anode verfolgt, um so Aussagen über Driftgeschwindigkeit, Diffusion und mittlere Energie der Elektronen zu gewinnen.

Untersuchungen dieser Art wurden zuerst im Zusammenhang mit Laser-, Lampen- und Plasmaphysik in homogenen elektrischen Feldern durchgeführt und erst recht spät auf inhomogene Felder übertragen [25,52]. Gute Einführungen in die Thematik sind in [30] und [31] zu finden.

Erste Simulationen von Elektronenschwärmen wurden bereits in den 60er Jahren ausgeführt [23]. Das Interesse konzentrierte sich bei diesen Untersuchungen auf charakteristische Eigenschaften des Füllgases, wie Driftgeschwindigkeit, Diffusionskoeffizienten und ersten Townsend-Koeffizienten bei verschiedenen, konstanten Feldstärken. Nicht zuletzt aufgrund der damals noch sehr beschränkten Rechenleistung und der kleinen Arbeitsspeicher der Computer wurde eine spezielle Technik entwickelt, Elektronenlawinen zu simulieren. Dabei wird zunächst nur ein einzelnes Elektron im elektrischen Feld bewegt. Aus den Wirkungsquerschnitten für die verschiedenen Streuprozesse⁵ wird dann entsprechend der Energie des Elektrons eine freie Weglänge des Elektrons bestimmt, der jeweilige Streuprozess simuliert und Position und Energie eines eventuell erzeugten Sekundärelektrons gespeichert. Die einzelnen Schritte werden dann so oft wiederholt, bis das Elektron die Anode erreicht hat. Anschließend wird das erste Sekundärelektron in gleicher Weise verfolgt. Auch hier werden Position und Energie jedes neu erzeugten Elektrons abgespeichert. Die Simulation endet, wenn alle Elektronen bis zur Anode bewegt worden sind. Häufig wird der Ablauf durch Projektion in eine Dimension, die Feldrichtung, weiter vereinfacht, falls nicht nach der transversalen Diffusion gefragt wird.

Mit dieser Technik wurden zahlreiche Simulationen durchgeführt, die experimentelle Ergebnisse z.T. außerordentlich genau reproduzieren konnten (z.B. [24,32,33]). Dazu war es nötig, die Streuprozesse durch die differentiellen Wirkungsquerschnitte möglichst genau zu charakterisieren. Trotzdem gelang es erst durch nachträgliche, geringfügige Korrekturen an einigen der Wirkungsquerschnitte, die Ergebnisse der Simulation auf wenige Prozent an die experimentellen Daten anzupassen. - Es soll schon an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß die Berücksichtigung der differentiellen Wirkungsquerschnitte sehr rechenzeit-intensiv ist, da die Streurichtung der Elektronen entsprechend z.T. recht komplizierten 3-dimensionalen Wahrscheinlichkeitsverteilungen bestimmt werden muß. Darüber hinaus ist sie nur sinnvoll, wenn die differentiellen Querschnitte mit hinreichender Genauigkeit bekannt sind, ein Problem, auf das in Kapitel 3.3.3 näher eingegangen wird.

Während sich diese Simulationen zumeist auf eine bzw. zwei Dimensionen beschränkten und die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den einzelnen Elektronen und Ionen vernachlässigten, wurden Rechnungen in der Plasmaphysik schon bald in drei Dimensionen und unter Einbeziehung der Kräfte zwischen den Ladungsträgern ausgeführt (vgl. [31]). Im Zentrum solcher Untersuchungen stand jedoch meistens die zeitliche Entwicklung eines unendlich ausgedehnten Plasmas mit konstanter Zahl von Ladungsträgern. Die Schwierigkeit dabei ist, eine nahezu unendlich große Zahl von Teilchen durch Simulation möglichst weniger korrekt

⁵Elastische, anregende, ionisierende oder Anhaftungsstöße.

zu beschreiben.

Birdsall und Langdon [31] geben dafür folgendes Verfahren an⁷. Die Verteilung der Ladungsträger wird als periodisch im Raum angenommen. Das heißt, daß z.B. für die Ladungsdichte $\rho(x)$ gilt:

$$\rho(x) = \rho(x + L) \quad ,$$

wobei L die Ausdehnung des simulierten Volumens ist. Verläßt ein Teilchen das Volumen auf der einen Seite, tritt es auf der anderen Seite wieder ein.

Diese Annahme periodischer Randbedingungen hat große Vorteile, wenn die elektrostatische Wechselwirkung der Ladungen berücksichtigt werden soll. Hierzu wird das simulierte Volumen V , durch ein gedachtes Gitter in gleichartige Zellen aufgeteilt. Aus der Ladungsverteilung in den Zellen werden nun mittels eines geeigneten Verfahrens Ladungsdichten auf den Gitterpunkten berechnet.

Um aus ihnen das elektrische Potential auf den einzelnen Gitterpunkten zu bestimmen, nutzt man die periodischen Randbedingungen. Ladungsdichte ρ und elektrisches Potential ϕ hängen über die *Poisson-Gleichung*

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

zusammen; ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante. Transformiert man das mathematische Gitter unter der Annahme von periodischen Randbedingungen in den Fourierraum (k -Raum), verschwindet die zweifache Differentiation und wird durch eine Multiplikation mit k^2 ersetzt, oder umgeformt:

$$\phi(k) = \frac{\rho(k)}{\epsilon_0 k^2} \quad (2.3)$$

Durch erneute Fouriertransformation ist dann das Potential auf den Gitterpunkten bestimmt, Gradientenbildung ergibt die Feldstärke, aus der das Feld am Teilchenort durch Interpolation näherungsweise bestimmt werden kann.

Auf die Details der beiden hier beschriebenen Verfahren zur Simulation von Elektronenschwärmen, die für diese Arbeit von Bedeutung sind, wird in Kapitel 3.3 genauer eingegangen. Zunächst aber sollen aus dem bisher Gesagten, die Anforderungen abgeleitet werden, die an ein Programm gestellt werden müssen, das Aufschluß über die zeitliche und räumliche Entwicklung und Sättigungseffekte in der Elektronenlawine von Drift- und Proportionalkammern geben soll.

2.4 Der Ansatz dieser Arbeit

Vergleicht man die oben beschriebenen Untersuchungen mit den Anforderungen, die an die Simulation der Elektronenlawine in Drift- und Proportionalkammern gestellt werden, so fallen besonders zwei Mängel auf. Zum einen muß das stark inhomogene äußere elektrische Feld in diesen Detektoren simuliert werden, wenn realistische Aussagen über die Lawine gewonnen werden sollen. Zum anderen müssen auch die hohen Ladungsdichten in der Umgebung der Anode und ihr Einfluß auf Feldstärke und Feldverlauf berücksichtigt werden.

Die zweite Forderung legt nahe, daß alle Teilchen der Lawine zeitlich parallel verfolgt werden müssen, damit ihre Coulomb-Wechselwirkung mit einbezogen werden kann. Das hat unmittelbare Auswirkungen auf die zu wählenden Algorithmen. Könnte bei Beobachtung nur

⁷Ich beschränke mich in dieser Darstellung auf nur eine Dimension.

eines Teilchens die mittlere freie Weglänge als Grundlage zur Bestimmung der Streuprozesse dienen, muß bei einem Teilchenensemble die mittlere freie Flugzeit an ihre Stelle treten. Da jedoch die Teilchen in der Regel unterschiedliche kinetische Energie besitzen, entsteht das Problem eine Methode zu finden, Zeitintervalle für die Bewegung des Ensembles zu definieren, ohne die Energieverteilung der Teilchen zu übergehen. Ein Ausweg aus dieser Schwierigkeit wird in Kapitel 3.3.3 beschrieben.

Die Forderung, die Coulomb-Wechselwirkung der Teilchen in der Lawine zu berücksichtigen, stellt kein prinzipielles Problem dar, kann jedoch den Rechenzeitbedarf nahezu beliebig anwachsen lassen. Die Anzahl der notwendigen Rechenschritte, um alle Zweikörperwechselwirkungen zwischen den Ladungsträgern zu berechnen, wächst ungefähr proportional zum Quadrat ihrer Anzahl. Hinzu kommt, daß dafür zeitintensive Berechnungen von Quadratwurzeln erforderlich sind, so daß eine direkte Berechnung der Wechselwirkungen ausgeschlossen ist, wenn die Rechenzeit in einem vernünftigen Rahmen bleiben soll.

Es muß also ein Algorithmus gefunden werden, der eine näherungsweise Berechnung der Coulomb-Wechselwirkung in der Lawine in kurzer Zeit zuläßt. Er wurde in Anlehnung an die Verfahren aus der Plasmaphysik entwickelt und wird in Kapitel 3.3.4 ausführlich beschrieben.

Die erste Forderung, die Bewegung von Elektronen in stark inhomogenen elektrischen Feldern verfolgen zu können, bedingt, daß die Teilchen in drei Dimensionen bewegt werden müssen. Zusammen mit den drei Impulskoordinaten sind die Teilchen somit in einem 6-dimensionalen Phasenraum zu beobachten, wobei die hohe Dimensionalität auch hier wieder schnelle Algorithmen verlangt. Die Koordinaten müssen jedoch nicht nur berechnet sondern auch abgespeichert werden. Will man Lawinen von $\approx 5 \cdot 10^6$ Teilchen berechnen, wäre es deshalb wünschenswert, über ein Verfahren zu verfügen, daß den Speicherplatzbedarf von ca. $6 \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot 8 \text{ Byte} = 2.4 \text{ MByte}^8$, der allein für die Phasenraumkoordinaten nötig wäre, deutlich reduziert. Dieses Verfahren muß notwendigerweise von der zeitlichen Struktur der Lawinenentwicklung abhängen. Es wird im nächsten Kapitel beschrieben.

Wie in beinahe allen oben angegebenen Simulationen kann auch bei der Berechnung von Elektronenlawinen in Drift- und Proportionalkammern die Bewegung der positiven Ionen wegen ihrer wesentlich geringeren Beweglichkeit μ^+ gegenüber den Elektronen in erster Näherung vernachlässigt werden. Dasselbe gilt - aufgrund ihrer vergleichsweise geringen kinetischen Energie - auch für die Bewegung der neutralen Gasmoleküle.

Auch Prozesse zweiter Ordnung, wie sie in Kapitel 1.3 beschrieben wurden, sind für die Simulation zunächst nicht von Bedeutung, wenn man die dadurch bedingten Fehler mit denen vergleicht, die aufgrund der unvermeidbaren Approximationen in der Nachbildung der physikalischen Prozesse auftreten. Ganz allgemein ist festzustellen, daß aufgrund der Vielzahl schwer quantifizierbarer Fehlerquellen den Ergebnissen des Simulationsprogramms eher qualitative denn quantitative Natur zugesprochen werden muß. Für eine detailliertere Diskussion der Fehlerquellen sei auf Kapitel 3 und 5 verwiesen.

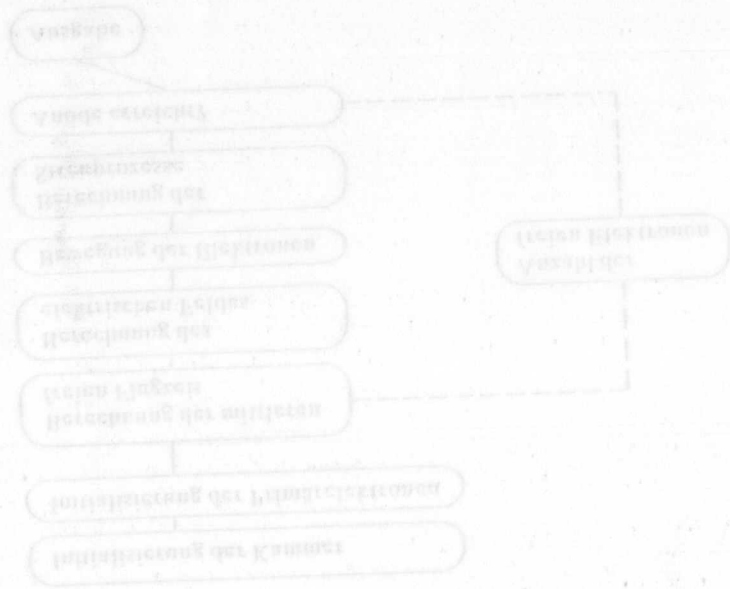
Damit läßt sich die Zielsetzung für die Programmentwicklung wie folgt zusammenfassen. Es soll ein Programm geschrieben werden, das

- die Bewegung von Elektronen in einem elektrischen Feld in drei Dimensionen simuliert,
- alle Elektronen zeitlich parallel bewegt,
- elastische und inelastische Stöße der Elektronen mit dem Füllgas einbezieht,

⁸8-Byte ist die Länge einer Variable mit doppelter - also besonders hoher - Genauigkeit, wie sie für die Berechnung von stark iterativen Prozessen zu empfehlen ist (vgl. Kap. 3.3.1).

- die Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen mit den Ladungen der Ionen und der anderen Elektronen berücksichtigt,
- die Simulation großer Teilchenzahlen (10^4 bis 10^5) zuläßt,
- schnell ist,
- hinreichend wenig Speicherplatz belegt,
- und dessen Genauigkeit bei der Simulation physikalischer Prozesse ausreicht, um zumindest qualitative Aussagen über die Lawinenentwicklung zuzulassen.

Die Entstehung und die Struktur des zu diesem Zweck entwickelten Programms ELAVA⁹ wird im folgenden Kapitel beschrieben.



⁹Der Name leitet sich von electron avalanche - englisch für Elektronenlawine - her.

Kapitel 3

Das Programm ELAVA und seine Entwicklung

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Anforderungen an ein Programm dargelegt worden sind, das zumindest qualitative Aussagen über die räumliche und zeitliche Entwicklung der Elektronenlawine zuließe, sollen in diesem Kapitel die Struktur des entwickelten Programms und die einzelnen Schritte der Entwicklung beschrieben werden.

3.1 Die Programmstruktur im Überblick

Die Elektronenlawine in Drift- und Proportionalkammern entsteht aus dem Zusammenwirken vieler verschiedener physikalischer Prozesse. Hier sind vor allen Dingen die elektromagnetische Wechselwirkung mit dem äußeren Feld, die Coulomb-Wechselwirkung der elektrischen Ladungen untereinander und die Wechselwirkungen der Elektronen mit dem Füllgas von Bedeutung. Bedenkt man weiterhin, daß jeder dieser Prozesse nur in mehreren Teilschritten simuliert werden kann, wird deutlich, welchen Vorteil es für die Entwicklung des Programms bedeuten muß, wenn es aus kleinen, miteinander kompatiblen, weitgehend voneinander unabhängigen Teilabschnitten (*Unterprogramme bzw. englisch: subroutines*) aufgebaut ist.

Aus den vielen Abschnitten sollte sich dann durch einfaches Zusammenfügen ein - den jeweiligen Anforderungen entsprechend - mehr oder weniger komplexes Simulationsprogramm aufbauen lassen, das durch seine modulare Struktur darüber hinaus auch leicht an zunächst zweckfremde Aufgabenstellungen angepaßt werden kann. Dieser Einsicht entsprechend setzt sich ELAVA aus insgesamt 29 Unterprogrammen und einem Zentralteil zusammen, dessen Aufgabe im wesentlichen darin besteht, die einzelnen Funktionsabschnitte des Programms aufzurufen. Das sind:

- (I) der Initialisierungsblock,
- (II) die Gruppe von Unterprogrammen, in der die eigentliche Teilchenverfolgung vorgenommen wird und
- (III) der Ausgabeblock.

Jeder dieser Hauptabschnitte des Programms setzt sich seinerseits wieder aus mehreren Unterprogrammen zusammen.

Die Struktur von ELAVA ist leicht zu verstehen, wenn man den Ablauf einer Lawinenentstehung nachvollzieht und Schritt für Schritt nach einer geeigneten Umsetzung in ein Computerprogramm sucht. Es ergeben sich dann die folgenden Abschnitte (vgl. Abb. 3.1).

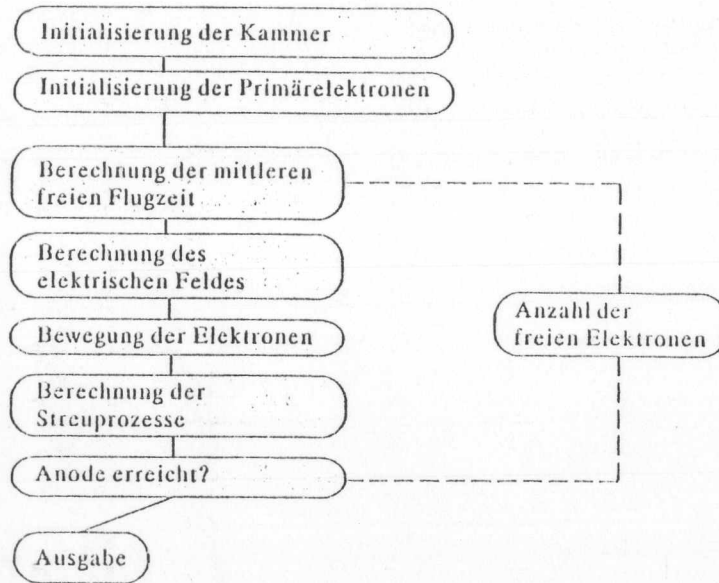


Abbildung 3.1: Übersicht über die Programmstruktur von ELAVA

I. INITIALISIERUNG:

Ganz analog zu einem experimentellen Aufbau müssen zunächst die Geometrie und die Abmessungen des Detektors festgelegt werden. Da die Elektronenlawine in Proportional- und Driftkammern in der unmittelbaren Umgebung des Anodendrahtes entsteht, wurde für die vorliegende Version von ELAVA angenommen, daß die elektrischen Felder für beide Kammerarten durch einen zylindersymmetrischen Verlauf gut angenähert werden können, wenngleich es - je nach Geometrie der Kammern - in Abständen von mehreren Millimetern beträchtliche Abweichungen von diesem Verlauf geben kann. Der Detektor wird deshalb als unendlich langer Zylinderkondensator beschrieben. Zusammen mit der Geometrie des Detektors müssen auch die Potentiale von Anode und Kathode sowie das Füllgas festgelegt werden. Je nach Bedarf kann der Feldverlauf in der Kammer aufgrund der Annahme modifiziert werden, daß sich die freien Ladungen (Elektronen und Ionen) einer vorangegangenen Lawine noch im be-

obachteten Volumen befinden. Dadurch wird es möglich, Effekte zu studieren, die von der Abschirmung des elektrischen Feldes der Kammer herrühren.

Sind diese Festlegungen geschieden, wird der Ausgangszustand der Simulation definiert. Hierzu gehören Anzahl und räumliche Verteilung der primären Elektronen, die zur Anode verfolgt werden sollen, wie auch ihre Geschwindigkeitsverteilung und anfängliche Bewegungsrichtung. Anschließend wird der Ausgangszustand protokolliert.

II. BEWEGUNG DER ELEKTRONEN:

In Kapitel 2.4 wurde hervorgehoben, daß es notwendig sei, alle Ladungen zeitlich parallel zu beobachten bzw. für den Fall der Elektronen auch zu bewegen. Dort wurde auch das Konzept der mittleren freien Flugzeit erwähnt, das die Grundlage der Gleichzeitigkeit bildet, wie in Abschnitt 3.3.2 ausführlich dargelegt werden wird. Die Bewegung der Elektronen erfolgt iterativ, d.h. durch fortwährende Wiederholung ein und desselben Programmabschnitts, bis die Lawinenentwicklung abgeschlossen ist.

Zu Beginn der Schleife wird aus der Energieverteilung der Elektronen in Abhängigkeit vom gewählten Kammergas eine mittlere freie Flugzeit berechnet, die als Eingangswert für die sogenannte *null-collision-technique*¹ (vgl. Kap. 3.3.2) dienen, mit deren Hilfe die Stoßfrequenz der einzelnen Elektronen korrekt beschrieben wird, auch wenn deren Energie stark vom errechneten Mittelwert abweicht. Jedes Elektron wird nun einzeln solange im elektrischen Feld bewegt, bis alle über eine auf der mittleren freien Flugzeit basierende Zeitspanne (*time section*) beobachtet worden sind.

Hat die Berechnung für ein Elektron ergeben, daß es im Verlauf der *time section* mit einem Gasmolekül zusammengestoßen ist, so wird es zunächst nur bis zu diesem Zeitpunkt bewegt. Dann wird aus den energieabhängigen Wirkungsquerschnitten für die verschiedenen Stoßprozesse die Art des Stoßes bestimmt und die neue kinetische Energie und Bewegungsrichtung des Elektrons unter der Annahme von Energieerhaltung errechnet. Das wird so häufig wie nötig wiederholt, bis das Elektron das Ende der *time section* erreicht hat.

Wurde in dieser Zeitspanne ein Gasmolekül ionisiert, so wird das neuentstandene Elektron vom Zeitpunkt der Ionisation an durch den verbleibenden Teil der *time section* genau wie jedes andere Elektron hindurchbewegt.

Erreicht ein Elektron die Anode, wird es auf ihrer Oberfläche abgelegt und bleibt von der weiteren Bewegung der Teilchen ausgeschlossen. Die Lawine ist abgeschlossen, wenn sämtliche Elektronen eingefangen worden sind.

In Abständen, deren Länge von den errechneten mittleren freien Flugzeiten abhängt, wird der Momentanzustand der Lawine auf einen Graphikdatensatz geschrieben, so daß er später zur Auswertung der Lawinenentwicklung verwendet werden kann.

In Abhängigkeit von der Änderung der Zahl der freien Ladungen und der Anzahl der vergangenen freien Flugzeiten wird darüber hinaus nach gewissen Zeitspannen die Coulomb-Wechselwirkung innerhalb der Lawine neu berechnet und somit deren zeitliche Veränderung berücksichtigt.

III. DER AUSGABEBLOCK:

In diesem letzten Teil des Programms werden die errechneten Eigenschaften der Lawine(n) aufgearbeitet und in geeigneter Form ausgegeben, so daß sie einer weiteren Analyse zugänglich sind. Verschiedene Abfragen, die die Programmausführung abrechnen, wenn der Zeitver-

¹Der Ausdruck steht sinngemäß für einen Algorithmus, in dem ein Teil der Stöße ohne Impulsübertrag angenommen wird.

brauch zu groß wird, stehen strukturell zwischen den Abschnitten II und III.

Eine ausführliche Diskussion der hier skizzierten Programmteile findet in Kapitel 3.3 statt.

3.2 Schritte der Programmentwicklung

Das Erstellen eines umfangreichen Computerprogramms wird wesentlich erleichtert, wenn es sich seine Gesamtfunktion in verschiedene Funktionsbereiche aufspalten läßt, die einzeln und möglichst unabhängig voneinander entwickelt und getestet werden können. Fehler sind dann leichter zu lokalisieren bzw. überhaupt zu bemerken, weil Tests speziell auf den jeweiligen Funktionsbereich zugeschnitten werden können und keine Rücksicht auf Interferenzen mit den anderen Programmteilen zu nehmen brauchen. Wie für die Übersichtlichkeit der Programmstruktur zeigt sich also auch für die Programmentwicklung, daß ein modularer Aufbau des Programms außerordentlich vorteilhaft ist.

Die verschiedenen Phasen der Programmentwicklung unterschieden sich durch die aufsteigende Komplexität der Wechselwirkungen, denen die Elektronen unterlagen. Damit ist bereits gesagt, daß alle Hauptteile der Programmstruktur (Initialisierung, Bewegung, Ausgabe) von Anfang an zumindest rudimentär vorhanden sein mußten. Entsprechend den Anforderungen der jeweiligen Entwicklungsphasen wurden sie dann nach und nach ergänzt und verfeinert.

Die physikalischen Wechselwirkungen der Elektronen, die in die Simulation aufgenommen werden sollten, wurden in drei Gruppen unterteilt und sukzessive in das Programm aufgenommen.

1. Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem elektrischen Feld der vollständig evakuierten Kammer (*äußeres Feld*);
2. die verschiedenen Stoßprozesse mit dem Füllgas der Kammer; und schließlich
3. die Wechselwirkung der Elektronen mit den Ladungen innerhalb der Lawine, also den Ionenrümpfen und anderen Elektronen (Berechnung des *intrinsischen elektrischen Feldes*).

Jede Entwicklungsphase wurde von Tests der neuimplementierten Funktionen begleitet, wobei jedoch nur im ersten Schritt die Funktion an sich, d.h. vollständig unabhängig von den anderen Wechselwirkungen, überprüft werden konnte. Es wurde jedoch auch in den beiden folgenden Abschnitten versucht, die Funktion des neuen Programmteils durch Anwendungen zu testen, die signifikant auf dessen korrektes Verhalten schließen ließen. Hier sei nur auf die Berechnung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen in homogenen Feldern für das jeweilige Füllgas verwiesen, die ausgeführt wurde, um die Beschreibung der Stoßprozesse auf ihre Genauigkeit zu überprüfen (vgl. Kap. 3.3.3). Es soll jedoch nicht verschwiegen werden, daß der zunehmende Programmumfang eine detaillierte Untersuchung neuer Funktionen immer stärker behinderte.

ELAVA ist in der Programmiersprache FORTRAN77 geschrieben, gebraucht jedoch auch einige Zusatzprogramme, die der Programmbibliothek des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) entnommen wurden². Jedes Unterprogramm wurde - soweit mit einfachen Mitteln möglich - auf schnelle Ausführung hin optimiert. Dabei wurden im wesentlichen die Richtlinien aus [34], Kap. 7 und 8 befolgt. Im Zweifelsfall wurde stets einer größeren Geschwindigkeit gegenüber einem vielleicht geringeren Speicherbedarf der Vorzug gegeben.

²Hier ist vor allen Dingen das Graphik-Editions-Programm GEP zu nennen.

Die anfängliche Hoffnung, die Schnelligkeit des Programms durch Einsatz sogenannter Vektorrechner, d.h. durch parallele Ausführung gleichlautender Programmteile, steigern zu können, mußte aufgrund der Eigenarten der simulierten Prozesse³ für die meisten Programmabschnitte aufgegeben werden. Trotzdem konnte der Vektorprozessor des am DESY installierten IBM 3090 Computers für einige Unterprogramme sehr zeitsparend eingesetzt werden.

Jeder Programmabschnitt wurde ausführlich kommentiert. Darüber hinaus findet sich am Anfang des Zentralteils eine Liste aller nicht-lokalen Variablen, also jener Variablen, die in mehr als einem Unterprogramm verwendet werden. Ohne diese Liste wäre die Programmentwicklung nur in erheblich längerer Zeit möglich gewesen.

Die in ELAVA verwendeten Maßeinheiten sind ebenfalls im Kopf des Zentralteils erläutert. Soweit für das Verständnis dieser Arbeit notwendig werden sie im nächsten Abschnitt beschrieben. Sie werden durchgehend in allen Unterprogrammen verwendet. Nur im Initialisierungs- und im Ausgabeteil des Programms findet eine Einheitenkonversion von bzw. nach SI-Einheiten statt, um dem Benutzer die Arbeit mit dem Programm zu erleichtern.

In der vorliegenden Version umfaßt ELAVA ca. 2500 Befehlszeilen und eine vergleichbare Anzahl von Kommentarzeilen.

Bei der Entwicklung wurde darauf geachtet, daß die Programmstruktur es zuläßt, später - falls gewünscht - auch die Bewegung der Ionen in die Simulation aufzunehmen.

3.3 Die wichtigsten Programmabschnitte

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Methoden und Algorithmen beschrieben, die in ELAVA Verwendung finden.

3.3.1 Beschreibung der Kammer und der äußeren Parameter

Die simulierte Proportionalkammer wird als zylindersymmetrisch angenommen. Sie ist somit durch die Radien der beiden Elektroden, die als konzentrische Zylinder angesetzt wurden, bzgl. der Feldgeometrie vollständig beschrieben. Die Radien r_a der Anode und r_k der Kathode können variiert werden, hatten jedoch in allen Simulationen die Werte $10 \mu\text{m}$ für r_a bzw. 5mm für r_k . Da die Stärke und der Verlauf des elektrischen Feldes in einem Zylinderkondensator allein durch die Spannungsdifferenz zwischen Anode und Kathode eindeutig festgelegt ist, kann nur das Potential der Anode frei gewählt werden, während das Potential der Kathode stets zu null gesetzt ist (vgl. Abb. 3.2).

Die Anodenspannung wurde verschiedentlich variiert, um ihren Einfluß auf die Gasverstärkung abzuschätzen und einen realistischen und bezüglich der Rechenzeit günstigen⁴ Arbeitspunkt der Kammer einzustellen. Ausführliche Untersuchungen der Abhängigkeit zwischen Gasverstärkung und Anodenspannung in den simulierten Gasen wurden wegen des großen Rechenzeitbedarfs nicht vorgenommen. Zur Abschätzung der Gasverstärkung wurden bei jeder Spannung nur wenige Lawinen durchgerechnet und aus den Ergebnissen in

³Vor allen Dingen die stets variierende Anzahl von Schleifendurchläufen und statistisch bestimmte Aufrufe weiterer Unterprogramme standen einer erfolgreichen Vektorisierung im Wege, die besonders günstig für ein voraus genau festgelegte Schleifenstrukturen funktioniert.

⁴Als obere Grenze für den Rechenzeitbedarf einer einzelnen *Partielllawine* (s. Kap. 4) wurden 75min. CPU-Zeit in IBM 3084 Einheiten, wie sie am DESY Berechnungsgrundlage sind, angesetzt. Diese Zeit ist das Limit der Rechenzeitklasse mit der höchsten Maximalzeit, die am DESY zur Verfügung steht, ohne einer Beschränkung der Ausführung auf Nachtzeiten zu unterliegen.

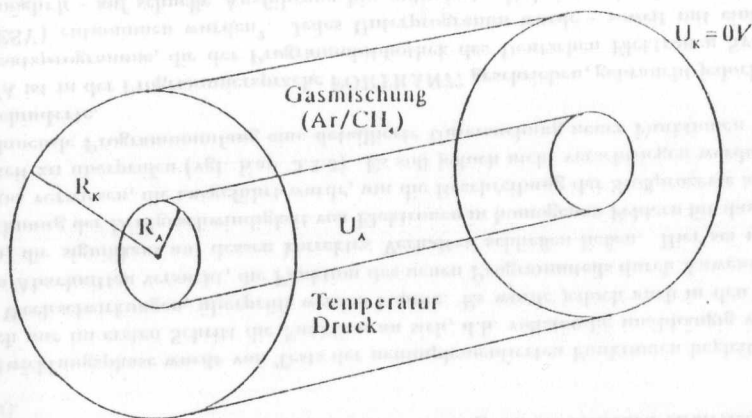


Abbildung 3.2: Illustration zur Beschreibung der Kammer und äußeren Parameter; angegeben sind die variabel gehaltenen Größen.

Verbindung mit theoretischen Überlegungen zum Gang der Verstärkung mit der Anodenspannung eine geeignete Spannung eingestellt. Im Rahmen der ohnehin weiten Streuung des Verstärkungsfaktors selbst unter äußerlich gleichen Bedingungen führte dieses Verfahren zu vollständig befriedigenden Ergebnissen. Für das überwiegend verwendete Gas Argon/Methan (Mischungsverhältnis 90%-10% - Kurzbezeichnung: Ar/CH₄ 90/10) wurde eine Anodenspannung von 1300 V eingestellt, die zu Gasverstärkungsfaktoren in der Größenordnung 10⁴ führte.

Die Beschreibung der äußeren Parameter wird vervollständigt durch die Festlegung des Füllgases, seines Drucks p und seiner Temperatur T . Das Füllgas wird im wesentlichen durch die Masse seiner Moleküle (in Einheiten der Elektronenmasse) und die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Elektron-Molekül-Stöße definiert. Seine Dichte leitet sich aus der Zustandsgleichung eines idealen Gases

$$pV = n \cdot kT$$

ab, wo p der Druck, V das betrachtete Volumen, T die Temperatur, n die Anzahl der Moleküle und k die Boltzmann-Konstante ist. Die Teilchendichte $\rho = \frac{n}{V}$ ergibt sich dann zu

$$\rho = \frac{n}{V} = \frac{p}{kT}$$

Die Wirkungsquerschnitte von zwei Gasen, Argon und Methan, wurden bereitgestellt. Ihre Festlegung und die Algorithmen für die Wechselwirkungen zwischen den Elektronen und den jeweiligen Gasmolekülen wird in Kapitel 3.3.3 erläutert.

Temperatur, Druck und Mischungsverhältnis des Füllgases wurden variabel gehalten. Weitere Gase können leicht in ELAVA implementiert werden, sofern die notwendigen Wirkungsquerschnitte zur Verfügung stehen. Die Simulationen wurden ausnahmslos unter der Annahme einer Temperatur von $T = 300 K$ und einem Druck von $p = 1013.25 hPa$ ausgeführt. Das Gas war zumeist Ar/CH₄ 90/10. Tabelle 3.1 faßt die wichtigsten Variablen und ihre häufigste Einstellung noch einmal zusammen.

Einstellbare Parameter:	
Radius der Anode r_a :	10 μm
Radius der Kathode r_k :	5 mm
Anodenspannung U_a :	1300 V
Gas:	
Argon	90 %
Methan	10 %
Temperatur T :	300 K
Druck p :	1013.25 hPa
Abhängige Größen:	
el. Feldstärke auf der Anode E_a :	20.9 $\frac{KV}{mm}$
Moleküldichte ρ :	$2.45 \cdot 10^{26} m^{-3}$

Tabelle 3.1: Parameter der Kammerbeschreibung und ihre häufigste Einstellung

3.3.2 Bewegung der Elektronen

Zur Festlegung der Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten von Teilchen werden zwei Koordinatensysteme benutzt, ein cartesisches und ein zylindersymmetrisches. Sie kommen je nach Anwendung gleichberechtigt zum Einsatz. Ist eine Beschreibung in Zylinderkoordinaten besser an eine Fragestellung angepaßt, wie etwa bei der Berechnung des elektrischen Feldes der Anode, wird diese verwendet, während z.B. die Berechnung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den freien Ladungen in cartesischen Koordinaten erfolgt, weil diese die Superposition der elektrischen Felder der verschiedenen Ladungen einfacher und in kürzerer Zeit⁶ erlauben. Transformationen zwischen den Koordinatensystemen werden auf ein Minimum beschränkt und finden zumeist in ohnehin notwendigen Rechenschritten statt. So z.B. wenn aus den cartesischen x - und y Koordinaten eines Elektrons der Radius r in Zylinderkoordinaten berechnet wird, um zu überprüfen, ob das Elektron den Anodendraht erreicht hat.

Die Lage der beiden Koordinatensysteme ist in Abb. 3.3 wiedergegeben. Die z -Koordinate liegt stets entlang des Drahtes. Der Radius r in Zylinderkoordinaten gibt den Abstand von der Mitte des Anodendrahtes an, der Azimutalwinkel ϕ den Winkel gegen die Hauptdriftrichtung. Diese ist im wesentlichen durch die Verbindungslinie zwischen der Ausgangsposition des Elektrons und der Drahtmitte in der r, ϕ -Ebene gegeben. Die x -Koordinate in cartesischen Koordinaten deckt sich mit der Hauptdriftrichtung, die y -Koordinate steht senkrecht zu ihr.

Die Simulation beginnt stets mit einer zu Anfang des Initialisierungsteils festgelegten Anzahl n von Primärelektronen. Ihre Ausgangskoordinaten im 6-dimensionalen Phasenraum

⁶Keine Zeitaufwändigen sin- und cos-Berechnungen!

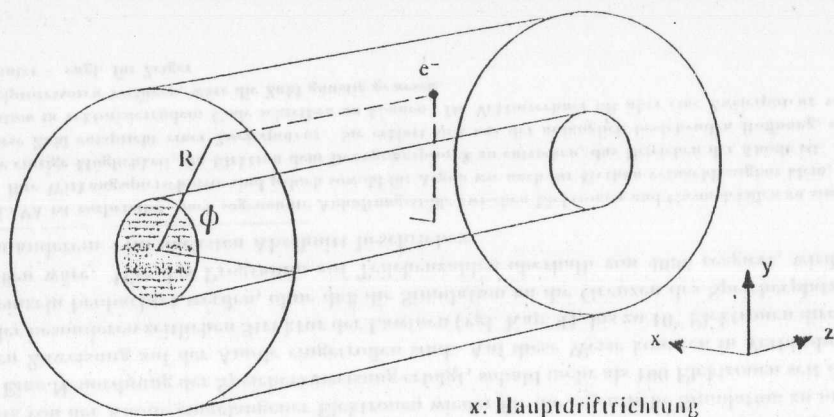


Abbildung 3.3: Die Lage der von ELAVA verwendeten Koordinatensysteme

werden wie folgt festgelegt. Für die Erzeugung der Primärelektronen wird ein mittlerer Abstand r_{ini} vorgegeben, der von einem Bereich der Breite $2 \cdot \Delta r_{ini}$ umgeben ist, in dem die Elektronen statistisch gleichverteilt generiert werden. Analog erfolgt die Initialisierung der ϕ - und z -Koordinate.

Die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen wird gemäß einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung der kinetischen Energie E_{kin} um den häufigsten Wert E_h bestimmt. E_h wird in der Initialisierungsroutine vorgegeben und kann somit an die elektrische Feldstärke angepaßt werden, von der die kinetische Energie der Elektronen im verwendeten Gas bestimmt wird. Obwohl Folkard und Haydon [24] gezeigt haben, daß die Energieverteilung der Elektronen in der Lawine⁶ nicht einer Maxwell-Verteilung entspricht, schien sie doch als erste Näherung zur Beschreibung der Variation der kinetischen Energie sinnvoll zu sein. Die anfängliche Bewegungsrichtung wird unter der Annahme einer isotropen Verteilung mit Hilfe von Zufallszahlen festgelegt.

Die Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld erfolgt nach einem Algorithmus, der in der Literatur als *leap-frog method*⁷ bekannt ist [30,31]. Dieser Algorithmus integriert die Bewegungsgleichungen⁸

$$m \frac{dv}{dt} = F \quad (3.1)$$

und

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (3.2)$$

⁶Die Energieverteilung innerhalb einer Elektronenlawine ist für die Initialisierung von *Partiallawinen* (s. Kap. 4) von Bedeutung.

⁷engl. für Bocksprung-Methode

⁸fett gedruckte Buchstaben bezeichnen Vektoren

wobei F die Kraft, v die Geschwindigkeit, x der Ort und t die Zeit ist, über eine Näherung auf der Basis *finiter Differenzen*. Als finite Differenzen geschrieben, nehmen die Gleichungen 3.1 und 3.2 die Gestalt

$$m \frac{v_{neu} - v_{alt}}{\Delta t} = F_{alt} \quad (3.3)$$

bzw.

$$\frac{x_{neu} - x_{alt}}{\Delta t} = v_{neu} \quad (3.4)$$

an. Hierbei wurde berücksichtigt, daß Gl. 3.3 ausgewertet werden muß, ehe die neue Position des Elektrons berechnet werden kann. Die neue Geschwindigkeit des Elektrons in Abhängigkeit vom elektrischen Feld am Ort x_{alt} ist dann durch

$$v_{neu} = v_{alt} + \frac{\Delta t F_{alt}}{m} \quad (3.5)$$

gegeben, der Ort nach der Zeit Δt durch

$$x_{neu} = x_{alt} + v_{neu} \Delta t \quad (3.6)$$

Damit ist eine näherungsweise Berechnung der neuen Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten nach Ablauf der Zeit Δt prinzipiell möglich. Da jedoch v und x nicht gleichzeitig bekannt sind, ist der Algorithmus in dieser Form sehr anfällig gegen schnelle Änderungen von F , denen die Bewegung der Teilchen nur ungenau folgen würde. Aus diesem Grund wird im *leap-frog*-Algorithmus die Berechnung von v um ein halbes Zeitintervall $\frac{\Delta t}{2}$ zu negativen Zeiten verschoben. Das kann leicht durch entsprechende Anwendung von Gleichung 3.5 bei der Initialisierung des Algorithmus erreicht werden. Der vollständige Algorithmus wirkt dann, wie in Abb. 3.4 dargestellt.

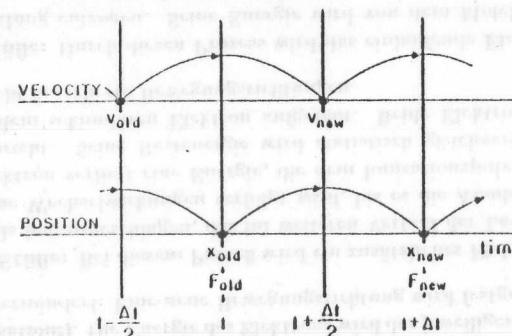


Abbildung 3.4: Wirkungsweise des *leap-frog*-Algorithmus [31]

Aus den Gleichungen 3.1 bis 3.4 ist sofort ersichtlich, daß der *leap-frog*-Algorithmus im Grenzfalle $\Delta t \rightarrow 0$ die Bewegung der Elektronen exakt wiedergeben würde. Eine Computersimulation ist jedoch auf endliche, unter Umständen sogar "lange" Zeitintervalle für die Verfolgung der Teilchen angewiesen. Aus diesem Grund wurden Untersuchungen zur Genauigkeit des Algorithmus unter Bedingungen durchgeführt, die Ähnlichkeit mit den Feld- und Geschwindigkeitsverhältnissen in der später simulierten Proportionalkammer hatten.

Bei diesen Untersuchungen wurde die Kammer als vollständig evakuiert angenommen, und ein Elektron so initialisiert, daß es eine Kreisbahn um den Anodendraht beschreiben würde, wenn der Algorithmus fehlerfrei funktionierte. Bereits mit Zeitintervallen $\Delta t = 0.2 \text{ psec}$, die ungefähr zehnmal so lang wie die späteren Beobachtungsintervalle (Größenordnung 0.02 psec) waren, blieb der Radius der Kreisbahn auf besser als 1% stabil, obwohl die Umlaufgeschwindigkeit des Elektrons mehrere Zehnerpotenzen größer war, als die typischen Geschwindigkeiten eines Elektrons in der Lawine, d.h. der verwendete Polygonzug eine wesentlich schlechtere Approximation der Bahnkurve darstellen mußte.

Mit dem leap-frog-Algorithmus steht somit ein Verfahren zur Verfügung, das schnell, wenig speicherplatzintensiv und von sehr guter Genauigkeit ist. Es erfüllt mithin alle Anforderungen, die an die Algorithmen von ELAVA gestellt wurden. Eine Teilchenbewegung durch finite-Differenzen-Techniken höherer Ordnung ist aufgrund der erreichten Genauigkeit nicht zu rechtfertigen und würde die Programmausführung deutlich verzögern, da die Berechnung nur der Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten ca. 20% der gesamten Rechenzeit erfordert (ohne Berechnung der Felder, der Länge des Beobachtungsintervalls etc.).

Die Kraft F , der die Bewegung der Elektronen unterliegt, wird aus den elektrischen Feldern des Zylinderkondensators und der freien Ladungen berechnet. Um Multiplikationen bei der Bestimmung der neuen Elektronengeschwindigkeit zu sparen, wurde die Einheit der Länge in ELAVA gegenüber SI-Einheiten um den Faktor $10^6 \cdot \frac{m}{\mu m}$ modifiziert (m : Elektronenmasse, e : Elementarladung, $\epsilon = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$). Der Faktor 10^6 erklärt sich aus der Benutzung des μm , in dessen Größenordnung sich alle beteiligten Prozesse abspielen. Als Einheit der Zeit wurde aus denselben Gründen die psec (10^{-12} sec) verwendet.

Alle Elektronen werden verfolgt, bis sie die Anode erreicht haben⁹. Das entscheidende Kriterium ist hierfür, daß die r -Koordinate des betrachteten Elektrons kleiner als der Radius der Anode r_a sein muß. Ankunftszeit und -ort werden anschließend auf die Drahtoberfläche zurückgerechnet. Eine spezielle Variable markiert das Elektron dann als eingefangen und schließt es von einer weiteren Bewegung aus.

Im gegenwärtigen Zustand ist ELAVA in der Lage, 4096 Elektronen¹⁰ zeitlich parallel zu bewegen. Diese Zahl wird allerdings schon bei relativ geringen Gasverstärkungen überschritten. Aus diesem Grund erfolgt die Zuordnung von Elektroneneigenschaften (Ort, Geschwindigkeit, etc.) über ein vermittelndes pointer-Feld¹¹, das es ermöglicht, den Speicherplatz bereits von der Anode eingefangener Elektronen wieder für die eigentliche Simulation zu nutzen. Eine Neuordnung der Speicherzuweisung erfolgt, sobald mehr als 100 Elektronen seit der letzten Zuweisung auf der Anode eingetroffen sind. Auf diese Weise kommen in Verbindung mit der besonderen zeitlichen Struktur der Lawinen (vgl. Kap. 4), bis zu 10^5 Elektronen direkt und einzeln beobachtet werden, ohne daß die Simulation an die Grenzen des Speicherplatzes gestoßen wäre. Wie das Programm auf Teilchenzahlen oberhalb von 4096 reagiert, wird neben anderem – im nächsten Abschnitt beschrieben.

⁹ELAVA ist vorbereitet, auch sogenannte Anhaftungsstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen zu simulieren. Ihre Wirkungsquerschnitte sind jedoch sowohl für Argon wie auch für Methan vernachlässigbar klein, so daß die einzige Möglichkeit, ein Elektron dem Bewegungsprozeß zu entziehen, das Erreichen der Anode ist.

¹⁰Diese Zahl entspricht einer Zweierpotenz. Sie erklärt sich aus der anfänglich bestehenden Hoffnung, die Simulation in vektorisierendem Code schreiben zu können. Da Vektorrechner oft über eine Zweierpotenz von Parallelprozessoren verfügen, wäre die Zahl günstig gewesen.

¹¹pointer = engl. für Zeiger

3.3.3 Wechselwirkung der Elektronen mit dem Füllgas

Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Füllgas kann in vier Klassen verschiedener Prozesse eingeteilt werden.

1. **Elastische Stöße:** Bei diesen Prozessen wird die Energie des Elektrons nicht geändert und nur seine Bewegungsrichtung neu festgelegt – die Gasmoleküle werden im Vergleich zu den Elektronen als unendlich schwer angenommen.
2. **Anregende Stöße:** Der Stoß des Elektrons bewirkt eine Zustandsänderung des Moleküls, z.B. die Anregung eines Vibrationsniveaus, Übergänge in den Elektronenschalen etc. (keine Ionisation!). Die Energie des Elektrons wird der jeweiligen Zustandsänderung entsprechend vermindert. Eine neue Bewegungsrichtung wird festgelegt.
3. **Ionisierende Stöße:** Bei diesem Prozeß wird ein zusätzliches Elektron aus der Schale des Gasmoleküls herausgeschlagen, das im weiteren Verlauf der Lawine als freies Teilchen durch seine Wechselwirkungen verfolgt wird, bis es die Anode erreicht hat. Das einlaufende Elektron verliert eine Energie, die dem Ionisationspotential des jeweiligen Moleküls entspricht. Seine Restenergie wird statistisch gleichverteilt zwischen dem primären und dem sekundären Elektron aufgeteilt. Beide Elektronen erhalten neue, miteinander nicht korrelierte Bewegungsrichtungen.
4. **Anhaftungsstöße:** Durch diesen Prozess wird das einlaufende Elektron der weiteren Lawinenentwicklung entzogen. Seine Energie wird von dem Molekül absorbiert, das nun als – ortsfestes – negatives Ion behandelt wird.

Stöße von Elektronen mit Ionen oder angeregten Molekülen werden in ELAVA ebenso vernachlässigt, wie Drei- oder Mehrkörperprozesse. Diese Näherung ist durch die sehr kleinen Wahrscheinlichkeiten solcher Ereignisse gerechtfertigt.

Beschreibung des Gases

Die in der Simulation verwendeten Füllgase werden in ELAVA durch ihre Wirkungsquerschnitte, die zugehörigen Anregungsenergien und durch die Masse der Moleküle beschrieben. Die Masse hat dabei in der vorliegenden Version des Programms keinen Einfluß auf die physikalischen Prozesse. Da während der Programmentwicklung jedoch darauf geachtet wurde, eine spätere Simulation auch der Ionenbewegung im elektrischen Feld möglichst weitgehend vorzubereiten, wurde die Molekülmasse als zusätzlicher Parameter in die Beschreibung des Füllgases aufgenommen.

Stoßprozesse zwischen Elektronen und Molekülen sind durch den energieabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma(E)}{d\Omega}$ ($d\Omega$: Raumwinkelenelement) und den zugehörigen Energieverlust ΔE bezüglich der in dieser Simulation zu berücksichtigenden Effekte vollständig beschrieben. Es wurde oben jedoch schon ausgeführt, daß eine Simulation des differentiellen Wirkungsquerschnitts in drei Dimensionen sehr zeitintensiv bezüglich der Berechnung der Streurichtung wäre. Unabhängig davon, ob die notwendigen Querschnitte überhaupt in der Literatur zu finden wären, würde ihre Berücksichtigung erheblichen Speicherplatz belegen. Zudem müßten die Ablenkungen um verschiedene Streuwinkel in der Beschreibung als grundsätzlich verschiedene Prozesse behandelt werden. Statt zwischen 4 Prozessen müßte dann unter einer sehr viel größeren Zahl die Festlegung der jeweiligen Streuung erfolgen. Eine deutliche Verlangsamung des Programms wäre die Folge. Aus diesen Gründen wurde

eine integrale Beschreibung des Wirkungsquerschnitts gewählt, obwohl Thomas und Thomas [23] die Erfahrung gemacht haben, daß die Ergebnisse einer Simulation der Elektronenbewegung durch die Berücksichtigung der Richtungsabhängigkeit der Streuprozesse wesentlich verbessert wird.

Um diese Abhängigkeit der Streuprozesse dennoch wenigstens integral zu berücksichtigen, wurden anstelle des totalen Wirkungsquerschnitts der sogenannte *momentum-transfer-Wirkungsquerschnitt*¹² σ_m verwendet (vgl. z.B. [41]). σ_m ist definiert als

$$\sigma_m(E) = \int_{4\pi} (1 - \cos \vartheta) \sigma(E, \vartheta) d\Omega, \quad (3.7)$$

d.h. als ein mit der Streurichtung gewichteter integraler Wirkungsquerschnitt. Dabei ist $\sigma(E, \vartheta)$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für eine Streuung um den Winkel ϑ .

In Verbindung mit der Annahme isotroper Streuung erlaubt σ_m somit eine besserer Approximation der wirklichen Streuvorgänge, als sie bei Verwendung des totalen Wirkungsquerschnitts möglich wäre.¹³ Ein weiterer Vorteil des momentum-transfer-Wirkungsquerschnitts ist, daß er aus Driftgeschwindigkeits- und Diffusionsmessungen wenigstens bis zu Elektronenenergien von ca. 10 eV recht gut bestimmt werden kann [41]. Dennoch bereitet die Kompilation der verschiedenen Wirkungsquerschnitte über den erforderlichen Bereich der Elektronenenergien (ca. 0.01 eV bis 300 eV) erhebliche Schwierigkeiten. In der Regel stehen sie nur für einfache hochsymmetrische Moleküle zur Verfügung, bei denen σ_m für elastische Prozesse aus den Messungen der Driftgeschwindigkeit und Diffusion abgeleitet werden kann, und sich die inelastischen Anregungen auf eine kleine Zahl von Prozessen beschränken, die experimentell gut getrennt werden können.

Geeignete Messungen oder theoretische Ableitungen von σ_m stehen neben den Edelgasen vor allen Dingen für Methan und in etwas geringerem Umfang auch für CO₂ zur Verfügung. Es sei jedoch angemerkt, daß in jüngster Zeit auch komplexere Kohlenwasserstoffe Gegenstand von Untersuchungen waren. Aus diesem Grund könnte die Simulation weit verbreiteter Füllgase wie insbesondere Ethan in näherer Zukunft möglich sein.

ELAVA enthält in seiner derzeitigen Form Sätze von Wirkungsquerschnitten für Argon und Methan. Argon ist vermutlich das am weitesten verbreitete Edelgas in der Drift- und Proportionalkammerphysik.

Argon

Die momentum-transfer-Wirkungsquerschnitte für *elastische* Stöße der Elektronen mit Argon wurden [35] und [36] entnommen. Sie decken einen Energiebereich von 0 - 300 eV ab, bei Fehlern von 8% bzw. 30% für σ_m . Ein weiterer Stützpunkt für die Berechnung der elastischen Streuung wurde aus den Daten von [36] für eine Elektronenenergie von 200 eV extrapoliert.

Die Daten für die *anregenden* Stöße stammen aus [37] und [38]. Chutjian und Cartwright geben in [37] die momentum-transfer-Wirkungsquerschnitte für 23 verschiedene Elektronenübergänge in Argon an. Diese wurden aus Gründen, die oben bereits im Zusammenhang mit dem differentiellen Querschnitten diskutiert worden sind, für jede einzelne Elektronenenergie zu einem einzigen gemittelten Übergang zusammengefaßt. Die Mittelung geschah

¹²engl. für Impulsübertrags-Wirkungsquerschnitt

¹³In der Arbeit von Schmidt [41] wird ausführlich dargelegt, daß Drift und Diffusion von Elektronen in Gasen durch σ_m besser als durch den totalen Wirkungsquerschnitt beschrieben werden. Exakt ist natürlich nur die differentielle Beschreibung.

gemäß

$$\sigma_{m_{anreg}} = \sum_{i=1}^{23} \sigma_{m_{anreg}}^i$$

für den Wirkungsquerschnitt und gemäß

$$\overline{\Delta E}_{anreg} = \frac{\sum_{i=1}^{23} \sigma_{m_{anreg}}^i \cdot \Delta E^i}{\sum_{i=1}^{23} \sigma_{m_{anreg}}^i},$$

wobei ΔE^i die zu den einzelnen Übergängen gehörenden Energieverluste (aus [38]) und $\sigma_{m_{anreg}}^i$ ihre Wirkungsquerschnitte sind. Die gemittelten Wirkungsquerschnitte haben Fehler zwischen 10% und 20%.

Bei der Beschreibung der *Ionisation* wurden nur Anregungen mit der niedrigsten Ionisierungsenergie (15.76 eV) betrachtet, was im betrachteten Energieintervall eine gute Näherung ist. Die Wirkungsquerschnitte wurden [39] entnommen. In diesem Fall handelt es sich um totale Wirkungsquerschnitte, weil Werte für σ_m nicht zur Verfügung standen¹⁴. Der Fehler der Querschnitte wurde zu 15% angegeben.

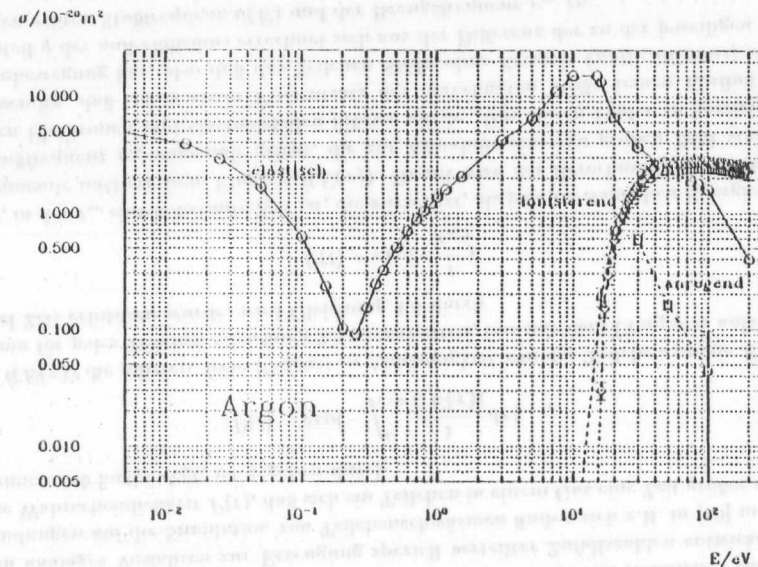


Abbildung 3.5: Wirkungsquerschnitte für Stöße von Elektronen mit Argon

Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte ist in Abb. 3.5 wiedergegeben. Deutlich ist das Ramsauer-Minimum bei Elektronenenergien von ca. 0.25 eV zu erkennen. Es kommt durch einen quantenmechanischen Effekt zustande, der hier nicht näher diskutiert werden soll (vgl. z.B. [40]).

¹⁴Die Angabe von σ_m wäre auch nur dann sinnvoll, wenn sowohl das einlaufende wie auch das freigesetzte Elektron berücksichtigt würden.

Methan

Die Wirkungsquerschnitte für elastische Elektron-Molekül-Streuung stammen aus [41,42] und [45]. Ihre Fehler betragen zwischen 1% und 40%.

Für die anregenden Prozesse wurde das gleiche Verfahren benutzt, das bei Argon Anwendung fand. Methan kann allerdings Energie nicht nur in Elektronenübergängen absorbieren, sondern verfügt darüber hinaus auch über Rotations- und Vibrationsbanden, die bei deutlich niedrigeren Energien einsetzen als die elektronischen Übergänge. Der Energieverlust durch Anregung von Rotationsniveaux kann jedoch vernachlässigt werden [41]. Die benutzten Wirkungsquerschnitte stammen aus [41]-[45]. Die Fehler sind von derselben Größenordnung wie für die elastische Streuung.

Daten zur Ionisation schließlich wurden [46] und [47] entnommen. Hierbei ist zu beachten, daß für Methan im hier interessierenden Energiebereich fünf verschiedene Ionisierungsprozesse existieren. Sie wurden entsprechend dem oben beschriebenen Verfahren zu einem einzigen Prozeß zusammengefaßt. Der Fehler wurde in der Literatur mit mit 10% angegeben.

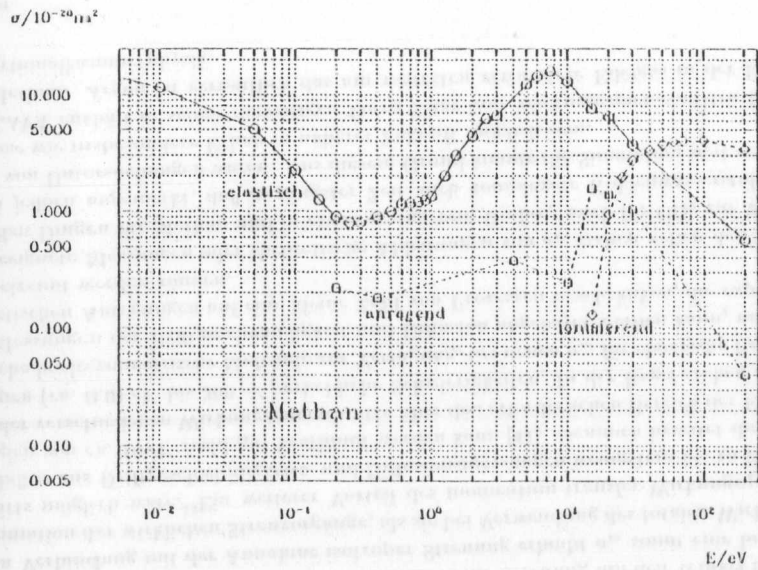


Abbildung 3.6: Wirkungsquerschnitte für Stöße von Elektronen mit Methan

Abb. 3.6 zeigt den Verlauf der verschiedenen Wirkungsquerschnitte für Elektron-Methan-Stöße. Die große Ähnlichkeit mit dem Verlauf in Argon fällt sofort auf. Sie ist eine Folge der hohen Symmetrie des Methanmoleküls.

Das Füllgas der Kammer bestand bei der Mehrzahl der Programmläufe aus Ar/CH₄ 90/10, wobei sich das Mischungsverhältnis auf die Anteile an der Gesamtzahl der Gasmoleküle bezieht. Ar/CH₄ wurde verwendet, weil es ein recht weit verbreitetes und gut untersuchtes Driftkammergas ist, so daß ausreichend Daten zur Kontrolle des Programms zur Verfügung standen.

Berechnung der mittleren freien Flugzeit

Aus Abschnitt 3.3.2 ist bisher noch die Frage offen geblieben, auf welche Weise die Zeitintervalle für die Bewegung der Elektronen festgelegt werden. Nachdem nun die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Streuprozesse bekannt sind, kann erläutert werden, wie aus ihnen mittlere freie Flugzeiten berechnet werden können und wie die starke Energieabhängigkeit der Querschnitte berücksichtigt werden kann, obwohl die Energie der Elektronen über weite Bereiche der Skala variieren kann.

Hierzu wird in ELAVA ein Verfahren verwendet, das unter dem Namen *null-collision- oder null-event-technique*¹⁵ bekannt ist. Es geht auf eine Arbeit von Neumanns zurück [48], der ein analoges Verfahren zur Erzeugung speziell verteilter Zufallszahlen entwickelt hatte. Anwendungen auf die Simulation von Teilchenschwärmen finden sich z.B. in [49] und [50].

Die Wahrscheinlichkeit $P(t)$, daß sich ein Teilchen in einem Gas eine Zeit größer als t ohne Zusammenstoß fortbewegt, ist gegeben durch

$$P(t) = \exp\left(-\int_{\tau=0}^t \frac{1}{\bar{t}(E(\tau))} d\tau\right) \quad (3.8)$$

wobei $\bar{t}(E(\tau))$ die mittlere freie Flugzeit in Abhängigkeit von der Teilchenenergie E ist. Anstatt nun für jedes Teilchen Gleichung 3.8 auszuwerten, was mit dem Computer außerordentlich viel Zeit erfordern würde, wird Gleichung 3.8 durch

$$P(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_{nc}}\right) \quad (3.9)$$

ersetzt, in der τ_{nc} eine konstante Zeit ist, die kürzer ist, als jede im fraglichen Energieintervall vorkommende mittlere freie Flugzeit $\bar{t}(E(\tau))$. Damit wird der Berechnung der Stoßprozesse eine Stoßfrequenz ν_{nc} zugrunde gelegt, die zur Annahme einer zu großen Zahl von Stößen zwischen Elektronen und Gasmolekülen führen würde. Um diesen Fehler zu korrigieren, ist es notwendig, daß ein gewisser Prozentsatz der berechneten Stöße keinen Einfluß auf die Teilchenbewegung hat, also daß das Teilchen Stöße ohne Ereignis (*null-collisions*) ausführt. Der Anteil q der null-collisions errechnet sich aus der Differenz der zu der jeweiligen Energie gehörigen echten Stoßfrequenz $\nu(E)$ und der Bezugsfrequenz ν_{nc} zu

$$q = 1 - \frac{\nu(E)}{\nu_{nc}}$$

Somit ist unter Umgehung der Berechnung des Integrals in Gleichung 3.8 die Energieabhängigkeit der mittleren freien Flugzeit vollständig berücksichtigt und eine schnelle Berechnung der korrekten Stoßfrequenzen möglich.

Nimmt man an, daß der Wirkungsquerschnitt für einen Streuprozess nicht von der Dichte der Gasmoleküle abhängt, ergibt sich die mittlere freie Weglänge eines Elektrons Λ gemäß

$$\Lambda = \frac{1}{\sigma N}$$

aus dem Wirkungsquerschnitt σ des Prozesses und der Moleküldichte N (die Energieabhängigkeit von σ sei für einen Augenblick zurückgestellt). Bewegt sich das Elektron mit der Geschwindigkeit v , ergibt sich dann aus Λ die mittlere freie Flugzeit τ zu

$$\tau = \frac{\Lambda}{v} = \frac{1}{\sigma N v}$$

¹⁵engl. für *Kein-Ereignis-Technik*

Mit Hilfe dieser Gleichung kann nun der Zusammenhang zwischen den Streuquerschnitten und der mittleren freien Flugzeit der Elektronen hergestellt werden.

ELAVA bestimmt zunächst die mittlere kinetische Energie des betrachteten Elektronenensembles. Aus den Verläufen der Wirkungsquerschnitte der Komponenten des Füllgases wird dann der zu der gefundenen Energie gehörende Querschnitt errechnet, indem linear zwischen den Stützpunkten interpoliert wird, die den Energiewert umgeben. Dabei wird jeweils diejenige Komponente als Referenz gewählt, die den größten Streuquerschnitt bei dieser Energie aufweist. Aus der Quadratwurzel der mittleren Energie¹⁶ und der Teilchendichte N wird dann eine mittlere freie Flugzeit τ bestimmt.

Da die Wirkungsquerschnitte der beiden verwendeten Gase Argon und Methan jedoch mit der Energie über mehrere Größenordnungen variieren, wurde als Beschränkung verlangt, daß τ maximal 20% länger als die kürzest mögliche mittlere freie Stoßzeit sein darf. Auf diese Weise wird verhindert, daß bei der Bewegung einzelner Elektronen, deren Energie gerade in der Umgebung des Minimums der mittleren freien Flugzeit liegt, ein zu großer Fehler gemacht wird, selbst wenn die mittlere Energie des Ensembles gerade dem Ramsauer-Minimum des Wirkungsquerschnitts, also großen mittleren freien Flugzeiten entspricht.

Berechnung der einzelnen Wechselwirkungen

Frühere Untersuchungen, z.B. von Thomas und Thomas [23], haben gezeigt, daß die Bewegung der Elektronen mit guter Genauigkeit erfolgt, wenn sie in Abschnitten von ca. $\frac{1}{10}$ der mittleren freien Flugzeit ($\tau_{0.1}$) vorgenommen wird. Dieser Erfahrungswert wurde für ELAVA übernommen. Er trägt insbesondere der starken Inhomogenität des elektrischen Feldes Rechnung.

Für jedes Elektron wird eine gemäß $t^x - 1, x \geq 0$, verteilte Zufallszahl erzeugt, durch die die freie Flugzeit t des Elektrons in Einheiten der mittleren freien Flugzeit gegeben ist. Ist nun t größer als ein Zehntel der mittleren freien Flugzeit, so wird das Elektron mittels des leap-frog-Algorithmus einen Abschnitt $\tau_{0.1}$ in der Zeit vorgerückt.

Ist t kleinergleich $\tau_{0.1}$, so wird nach der null-collision-Technik entschieden, um welche Art Streuprozess es sich bei dem Stoß gehandelt hat (null-collision, elastisch, anregend oder ionisierend) und dementsprechend weiterverfähren. Die Prozedur wird so oft wiederholt, bis das Elektron um $\tau_{0.1}$ in der Zeit vorgerückt ist. Analog wird anschließend für die anderen freien Elektronen verfahren.

Nach jeweils 10 mittleren freien Flugzeiten wird deren Länge aus der Energieverteilung im Elektronenensemble neu bestimmt.

Zur Simulation der Stoßprozesse bleibt zu sagen (s.o.), daß sie unter der Annahme von Energie- aber nicht von Impulsübertrag erfolgt. Letzteres kann durch den unbekanntem Impulsübertrag auf das beteiligte Gasmolekül gerechtfertigt werden. Die Streurichtungen sind isotrop verteilt.

Für den Fall, daß die Zahl der gleichzeitig zu bewegenden Elektronen die Speichertiefe der betroffenen Variablenfelder von 4096 Elementen übersteigt, ist in ELAVA vorgesehen, daß das statistische Gewicht jedes erneut ionisierenden Elektrons verdoppelt wird. Das bedeutet, daß angenommen wird, das neu erzeugte Elektron werde sich im folgenden auf exakt demselben Pfad bewegen, wie das ionisierende. In Abhängigkeit vom statistischen Gewicht dieses Elektrons werden also bei den nächsten Ionisationen 2, 4, 8 usw. bis 2^n weitere Elektronen erzeugt.

¹⁶genauer: der root mean square (rms) Geschwindigkeit der Elektronen

Dieses sehr grobe Verfahren ließe sich natürlich verfeinern, indem z.B. nicht bei jeder weiteren Ionisation eine Verdoppelung des statistischen Gewichts angenommen, sondern die Zunahme entsprechend eines exponentiellen Abfalls mit mittlerer Zunahme 2 zufällig bestimmt würde. Da der Fall einer Speicherplatzsättigung jedoch in den untersuchten Simulationen nicht auftrat, wurde darauf verzichtet, dieses verfeinerte Verfahren in ELAVA zu implementieren.

Test des Ansatzes - Driftgeschwindigkeitsbestimmung

Die Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen den Elektronen und dem Füllgas wurde durch Simulation der Driftgeschwindigkeit in verschiedenen homogenen elektrischen Feldern getestet. Abbildung 3.7 zeigt den Verlauf der simulierten Driftgeschwindigkeit v_{Drift} in

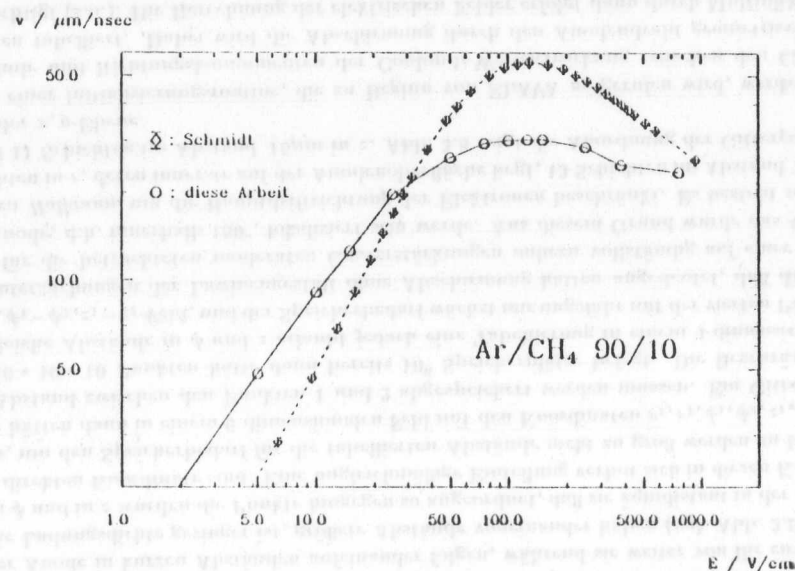


Abbildung 3.7: Vergleich zwischen gemessener [51] und simulierter Driftgeschwindigkeit für Elektronen in Ar/CH₄ 90/10

Abhängigkeit vom Driftfeld im Vergleich zu experimentell bestimmten Daten [51]. Deutlich ist zu erkennen, daß der qualitative Verlauf der Kurve gut reproduziert wird. Dennoch bestehen Abweichungen bis zu einem Faktor 2 in der absoluten Größe von v_{Drift} .

Sie sind vermutlich eine Folge der doch sehr vereinfachten Beschreibung der Wirkungsquerschnitte für die Elektron-Molekül-Stöße. In Anlehnung an Küçükarpaci und Lucas [33] liegt die Interpretation nahe, daß insbesondere das Fehlen der detaillierten Information über die Streurichtung aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten zu den Abweichungen beiträgt. Aus demselben Grund muß jedoch die Simulation der Driftgeschwindigkeit im Rahmen der vorgenommenen Vereinfachungen als gute Reproduktion der Meßdaten angesehen

werden, zumal eine Anpassung der Wirkungsquerschnitte innerhalb ihrer Fehlergrenzen vermutlich noch zu besseren Ergebnissen der Simulation führen könnte. Eine solche Anpassung wurde jedoch nicht vorgenommen, weil sie außerordentlich zeitintensiv gewesen wäre und die erzielte Genauigkeit für die beabsichtigten qualitativen Studien genügt.

Es sei angemerkt, daß eine Überprüfung der Beschreibung des Füllgases bei Feldstärken oberhalb von $1 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ in Ermangelung experimenteller Daten nicht möglich war.

3.3.4 Berechnung der elektrischen Felder

Die Berechnung der elektrischen Felder, von denen die Lawinenentwicklung bestimmt wird, erfolgt in zwei Schritten. Das Feld des Zylinderkondensators E_{Zyl} wird in r, ϕ, z -Koordinaten entsprechend der elementaren Elektrodynamik ausgewertet:

$$E_{Zyl}(r) = \frac{V_a}{\ln \frac{r_k}{r_a} \cdot r} ;$$

dabei ist V_a die Anodenspannung, r_k der Kathodenradius, r_a der Anodenradius und r der Abstand zum Mittelpunkt der Anode. Die Berechnung erfolgt für jedes Elektron an seinem jeweiligen Aufenthaltsort. x - und y -Koordinaten des Feldes werden mit Hilfe der Winkelkoordinate des Elektrons gewonnen. E_{Zyl} hat per definitionem keinen z -Anteil.

Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Ionen und Elektronen

Wesentlich komplizierter gestaltet sich die Simulation der elektrischen Felder zwischen den Ladungsträgern in der Lawine. Eine direkte Berechnung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungen für jeden einzelnen Bewegungsabschnitt scheidet aus rechenzeittechnischen Gründen von vornherein aus.

Nimmt man etwa an, die Simulation habe einen Zustand mit lediglich 1000 \pm 1 Ladungsträgern (Elektronen und Ionen) und 100 zu bewegendes Elektronen erreicht, so müßten für jeden Bewegungsabschnitt der Länge $\tau_{0,1}$ ($\approx 0,01 \text{ psec}$) $100 \cdot 1000 = 10^6$ Coulombwechselwirkungen errechnet werden. D.h.: 10^6 Abstände aus quadratischer Addition der cartesianischen Koordinaten-Differenzen mit anschließendem Wurzelziehen und Berechnen der xyz -Komponenten sowie der Überprüfung, ob der Anodendraht die Wechselwirkung nicht abschirme (ob die Verbindungslinie der beiden Ladungen nicht den Draht schneide). Ein unpraktikables Verfahren, wenn man weiter bedenkt, daß die eigentliche Lawinenentwicklung etwa 1000 psec erfordert und zudem in späteren Stadien leicht $5 \cdot 10^4$ Ladungsträger bei einigen hundert zu bewegendes Elektronen umfassen kann.

Auch die Neuberechnung des Lawinenfeldes in Abständen von mehreren psec kann den Rechenzeitbedarf dieses Verfahrens nicht auf ein vertretbares Maß reduzieren. Untersuchungen zeigten, daß insbesondere die Wurzelberechnung, die notwendig ist, um die Größe der x -, y -, z -Komponenten zu bestimmen, den Zeitbedarf der Routine bestimmt. Eine Tabellierung der Wurzelwerte hätte hier zwar Abhilfe geschafft, die kürzere Rechenzeit jedoch mit enormem Speicherplatzbedarf erkaufen müssen, da die Abstände zwischen den Ladungsträgern von Bruchteilen von μm bis zu etlichen hundert μm reichen können. Mag diese Schwierigkeit durch geschickte Rasterung der gespeicherten Quadratwurzeln vielleicht noch zu umgehen sein, so bleibt doch der Faktor der sehr großen Zahl von Ladungsträgern in späteren Stadien der Lawinenentwicklung bestehen. Den Einfluß von einigen 10^4 Ladungen zu berechnen verböte sich selbst dann, wenn angenommen würde, daß die Wurzelberechnung instantan, d.h. ohne Zeitverlust, geschehen könnte.

Die Lösung dieses Problems wurde wesentlich durch die Lektüre von [52] und [31] angeregt. In logischer Fortsetzung des im vorigen Absatz entwickelten Ansatzes wurde für die Feldberechnung eine *Diskretisierung* nicht nur der Zeit sondern auch des Raumes in der Umgebung der Anode vorgenommen und der rechenzeitintensive Teil der Berechnung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungen auf ein mathematisches Gitter verlegt, das die Anode umgibt. Im Zusammenwirken mit einem geeigneten Algorithmus, der die Ladungen aus dem kontinuierlichen Raum auf die diskreten Gitterpunkte zu projiziert, kann die Auswertung der Felder zwischen den Ladungen nun zwischen einer festen Zahl vorgegebener Punkte mit bekannten Abständen erfolgen. Die Stärke des elektrischen Feldes am eigentlichen Teilchenort kann dann durch Interpolation zwischen den Gitterpunkten ermittelt werden.

Die Geometrie des mathematischen Gitters wurde wie folgt in Zylinderkoordinaten, also r, ϕ, z , festgelegt. Um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß ein großer Teil der Elektron-Ion-Paare dicht über der Oberfläche der Anode erzeugt wird, wurden die Abstände in der r -Koordinate so gewählt, daß die Gitterpunkte äquidistant in $\frac{1}{r}$ sind. Das heißt, daß Schichten an der Anode in kurzen Abständen aufeinander folgen, während sie weiter von ihr entfernt, wo die Ladungsdichte geringer ist, größere Abstände voneinander haben (vgl. Abb. 3.8).

In ϕ und in z wurden die Punkte hingegen so angeordnet, daß sie äquidistant in der jeweiligen direkten Koordinate sind. Eine ungleichmäßige Einteilung verbot sich in diesen Koordinaten, um den Speicherbedarf für die tabellierten Abstände nicht zu groß werden zu lassen. Diese hätten dann in einem 6-dimensionalen Feld mit den Koordinaten $r_1, r_2, \phi_1, \phi_2, z_1, z_2$ für den Abstand zwischen den Punkten 1 und 2 abgespeichert werden müssen. Ein Gitter mit nur $10 \cdot 10 \cdot 10$ Punkten hätte dann bereits 10^6 Speicherplätze belegt. Die Beschränkung auf gleiche Abstände in ϕ und z erlaubt jedoch eine Tabellierung in einem 4-dimensionalen $r_1, r_2, \phi_1 - \phi_2, z_1 - z_2$ -Feld, und der Speicherbedarf wächst nur ungefähr mit der vierten Potenz.

Untersuchungen der Lawinengestalt ohne Abschirmung hatten angedeutet, daß die Lawine für die betrachteten moderaten Gasverstärkungen nahezu vollständig auf einer Seite der Anode, d.h. innerhalb 180° , lokalisiert sein werde. Aus diesem Grund wurde das Gitter auf den *Halbraum* um die Hauptdiffriktion der Elektronen beschränkt. Es besteht aus 10 Schichten in r , deren innerste auf der Anodenoberfläche liegt, 13 Schichten im Abstand 15° in ϕ und 11 Schichten im Abstand $15 \mu\text{m}$ in z . Abb. 3.8 zeigt die Anordnung der Gitterpunkte in in der x, y -Ebene.

In einer Initialisierungsroutine, die zu Beginn von ELAVA aufgerufen wird, werden die Abstände und Richtungskomponenten der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Gitterpunkten tabelliert. Dabei wird die Abschirmung durch den Anodendraht geometrisch berücksichtigt (s.o.). Die Berechnung der elektrischen Felder erfolgt dann durch Multiplikation der Abstandsmatrix mit der Ladungsverteilung auf den einzelnen Gitterpunkten. Dieses Verfahren hat über seine intrinsische Schnelligkeit hinaus den Vorteil, sehr gut zu vektorisieren, also für die Bearbeitung durch Parallelprozessoren geeignet zu sein. Die benötigte Rechenzeit konnte für das Unterprogramm auf diese Weise um einen Faktor 3 bis 4 gesenkt werden¹⁷. Dennoch beansprucht die Berechnung der Coulomb-Wechselwirkung innerhalb der Lawine ca. 25% der gesamten Rechenzeit von ELAVA.

Das Verfahren zur Verteilung der Ladungen, die in der Simulation ja prinzipiell jede beliebige Position im Raum einnehmen können, folgt [31]. Ideal wäre eine Gewichtung der Ladung q gewesen, die jedem der acht Gitterpunkte, die einen Ladungsträger umgeben, einen Anteil an q gemäß dem Inversen seines quadratischen Abstandes vom Teilchenort zuweisen. Ein solches Verfahren erschien aber zu kompliziert und zu zeitaufwändig, um neben der Verteilung

¹⁷Diese Angabe bezieht sich auf eine IBM 3090 Modell 150E.

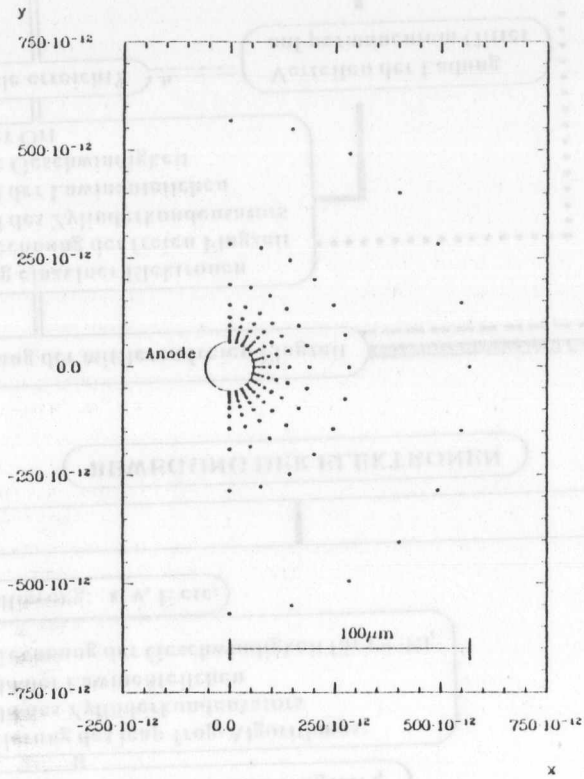


Abbildung 3.8: Lage der Gitterpunkte in der x, y -Ebene. In z ist das Gitter äquidistant.

der Ladungen auf Gitterpunkte auch die Interpolation der Feldstärken auf den Teilchenort zuzulassen. Aus diesem Grund wurde eine Gewichtung gewählt, die mit Volumenelementen arbeitet.

Die Gitterzelle, in der sich die betrachtete Ladung befindet, wird durch den Ort des Ladungsträgers und Senkrechten auf die Zellenwände in acht Teilzellen unterteilt, an deren äußeren Eckpunkten sich jeweils ein Eckpunkt der Gesamtzelle befindet. Einem Eckpunkt i der Gesamtzelle wird nun der Anteil an der Ladung q zugewiesen, der dem Anteil derjenigen Teilzelle am Gesamtzellenvolumen entspricht, die an den Punkt j stößt, der i räumlich diagonal gegenüber liegt. Das Verfahren ist in Abb. 3.9 illustriert. Es berücksichtigt durch die spezielle Art der Gewichtung, daß die Feldstärke einer Punktladung mit dem Abstand von einem Gitterpunkt abnimmt.

Eine Diskussion des Einflusses der Art der Gewichtung auf die Simulation findet sich in [31].

Die Interpolation der Feldstärke auf den Gitterpunkten auf den Teilchenort erfolgt einzeln für jede der drei Komponenten nach dem inversen Verfahren.

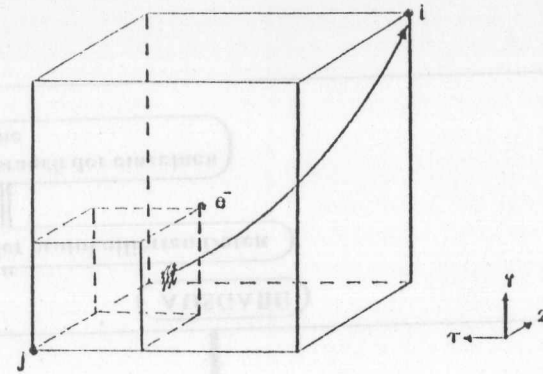


Abbildung 3.9: Illustration der Ladungsverteilung auf das diskrete Gitter

Zur Beschreibung der Ladungsträger werden in ELAVA zwei Gitter benutzt, deren Koordinaten im Raum identisch sind. Ionen sowie Elektronen, die dem Bewegungsprozeß entzogen sind¹⁸, werden auf einem *permanenten Gitter* additiv abgelegt. Das bedeutet, daß z.B. die Ladung jedes neu erzeugten Ions entsprechend der Gewichtung zu der auf den Gitterpunkten bereits vorhandenen Ladungen hinzu addiert wird. Die freien Elektronen hingegen werden auf einem *zeitabhängigen Gitter* abgelegt, das nach ca. 2 *pscc* simulierter Zeit - oder im Mittel ca. 3% Änderung der Ladungsträgerzahl - vollkommen neu berechnet wird. Zur Bestimmung der Feldstärke auf den Gitterpunkten werden beide Gitter linear überlagert. Eine Neuberechnung der Gitterfeldstärke erfolgt in den gleichen zeitlichen Abständen wie die Anpassung des zeitabhängigen Gitters.

3.3.5 Die vollständige Programmstruktur

Mit dem Algorithmus zur Berechnung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern in der Lawine ist die Beschreibung der wichtigsten Funktionen von ELAVA abgeschlossen. Ein Vergleich mit dem Forderungenkatalog, der am Ende von Kapitel 2 aufgestellt wurde, zeigt, daß ELAVA zu allen Punkten befriedigende Lösungen anbietet. Die Ausführungen dieses Kapitels sollten gezeigt haben, welche Schwierigkeiten einer genaueren Simulation der physikalischen Prozesse im Wege stehen.

Auf den nächsten Seiten ist die Programmstruktur von ELAVA noch einmal als Übersicht wiedergegeben. Dabei wurde das Schwergewicht in der Darstellung auf die Hierarchie der verschiedenen Teilfunktionen gelegt, während Schleifendurchläufe nur angedeutet wurden.

Mit ELAVA steht - nach Wissen des Verfassers - erstmals ein Programm zur Verfügung, das Elektronenlawinen in inhomogenen elektrischen Feldern für hohe Gasverstärkungen in Einzelteilchenverfolgung zu simulieren vermag.

¹⁸also entweder vom Anodendraht oder einem Gasatomkühl eingefangen wurden

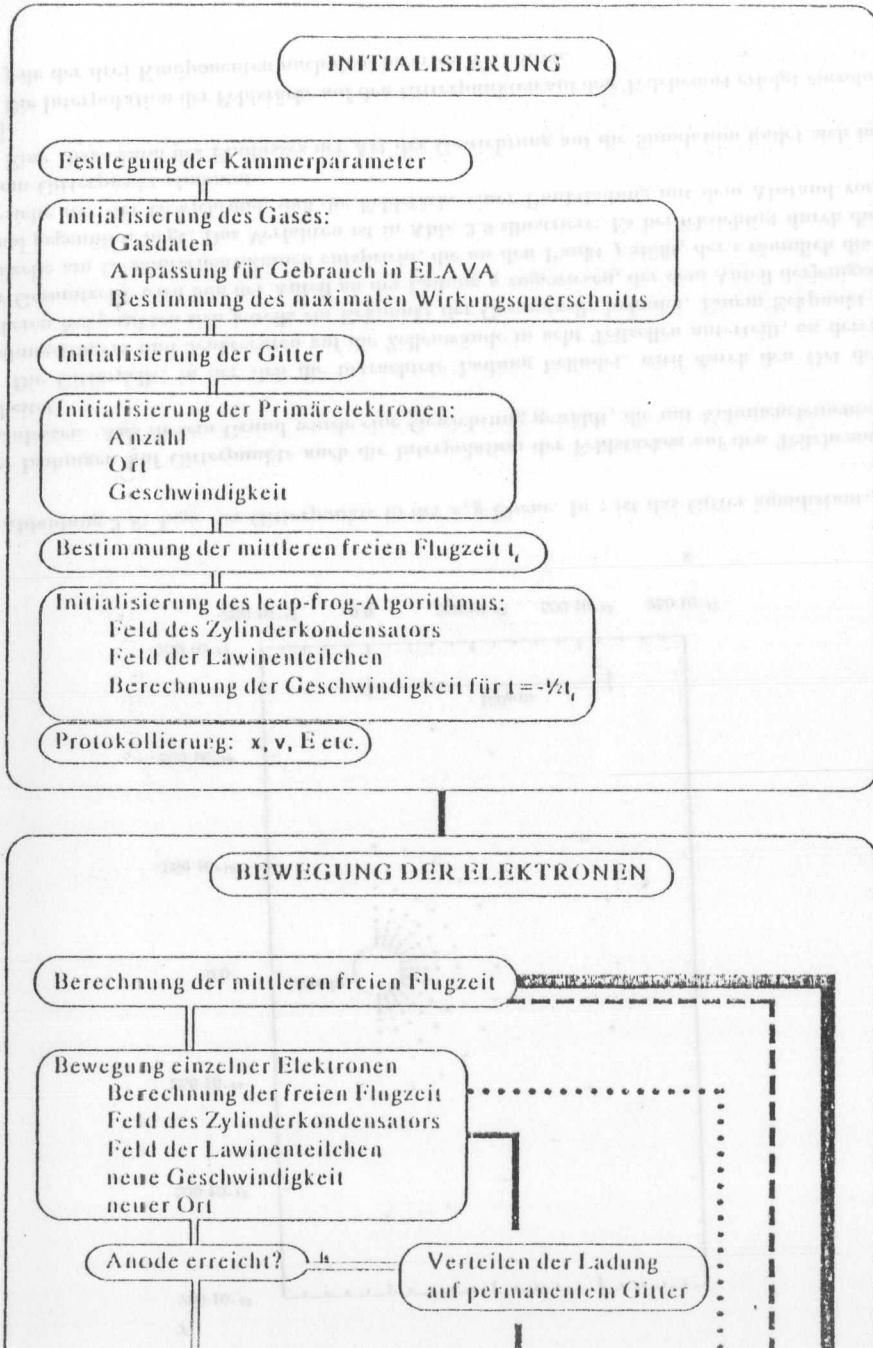


Abbildung 3.10: Die Programmstruktur von ELAVA

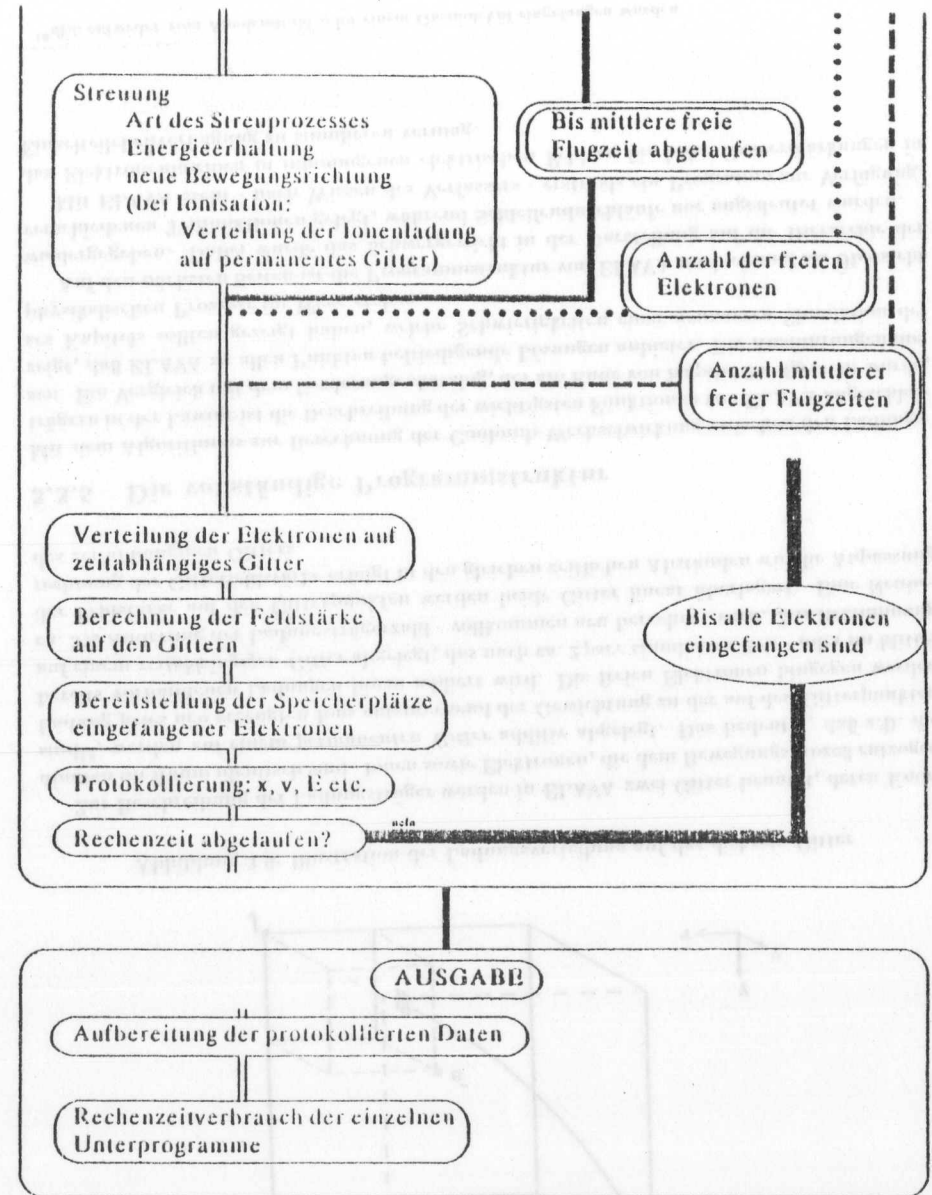


Abbildung 3.11: Die Programmstruktur von ELAVA (Fortsetzung)

Kapitel 4

Ergebnisse

Die Simulation der Elektronenlawinen gliederte sich in drei Abschnitte, die jeweils unterschiedlichen Phasen des Gasverstärkungsprozesses entsprechen. Diese Einteilung wurde weitgehend durch den Ablauf des Prozesses selbst vorgegeben, so daß bei der Strukturierung der Simulationen auf den Rechenzeitbedarf des Programms Rücksicht genommen werden konnte, ohne künstliche Grenzen für einzelne Teiluntersuchungen einführen zu müssen. Dennoch bleibt die Unterteilung der Simulation ein nichtphysikalischer Eingriff, und es muß sorgfältig untersucht werden, wie weit sich aus den jeweiligen Teilresultaten der Verlauf des gesamten Gasverstärkungsprozesses tatsächlich rekonstruieren läßt.

Soweit nicht ausdrücklich vermerkt, wurden alle Ergebnisse in diesem Kapitel mit den Einstellungen der Kammerparameter aus Tab. 3.1 gewonnen.

Abb. 4.1 zeigt die vollständige Lawine eines Primärelektrons, das aus 1mm Abstand zur Anode driftet. In der Abbildung sind verschiedene Momentaufnahmen der x - und z -Koordinaten aller zum jeweiligen Zeitpunkt bewegten Elektronen überlagert worden, so daß ein Eindruck von der räumlichen Struktur der Lawine entsteht. Zur Veranschaulichung sind die Bahnen des Primär- und des ersten Sekundärelektrons nachgezeichnet worden, so weit dies aus den Momentaufnahmen heraus möglich war. Zwischen den Aufnahmen lagen jeweils 200 mittlere freie Flugzeiten - die Elektronen führen also in Wahrheit wesentlich mehr Stöße aus, als der Darstellung entnommen werden kann. Das veranschaulicht Abbildung 4.2. Sie zeigt den Weg eines Elektrons zur Anode aus 1mm Entfernung, wobei der Teilchenort nach jeder mittleren freien Flugzeit protokolliert wurde. Diese Simulation wurde unter der Annahme reinen Argons bei einer Anodenspannung von 1500 V berechnet. Die übrigen Kammerparameter waren mit den Angaben in Tab. 3.1 identisch.

Deutlich sind drei grundlegende Merkmale der Lawinenentwicklung aus Abb. 4.1 abzulesen:

1. die eigentliche Vervielfachung der Elektronen geschieht erst dicht über der Anode - 100 μm sind ein guter Richtwert für die hier gewählten Kammerparameter;
2. vereinzelt finden erste Ionisationen auch in vergleichsweise großem Abstand von der Anode statt (hier ca. 280 μm);
3. jedes Elektron aus soleh einer frühen Ionisation erzeugt eine eigene *Partiallawine*, die ca. 100 μm über dem Draht beginnt; die Ankunftszeit der Partiallawinen kann um mehrere *nsec* differieren.

Dieser allgemeinen Struktur entsprechend wurde die Simulation der Lawine gegliedert. In unabhängigen Programmdurchläufen wurden

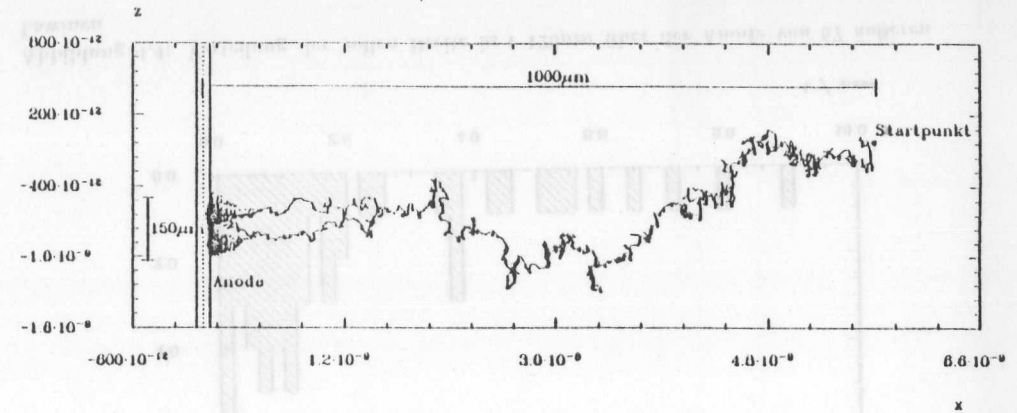


Abbildung 4.1: Vollständige Lawine eines Primärelektrons für 1 mm Driftweg zur Anode

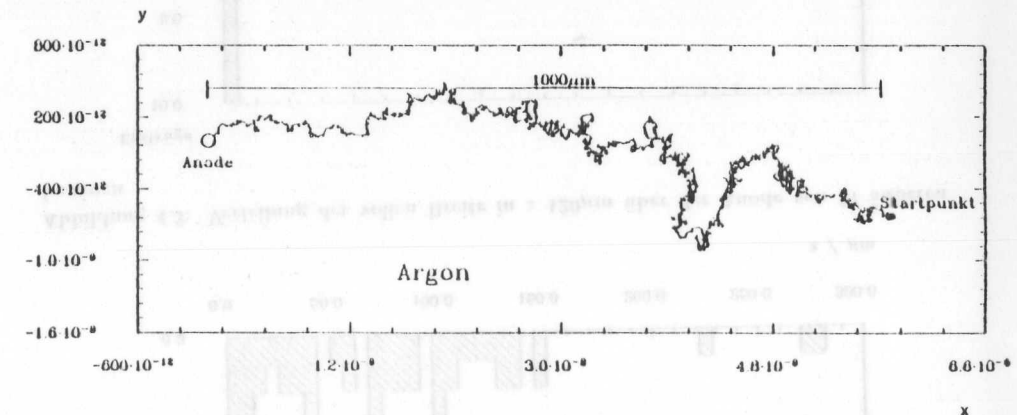


Abbildung 4.2: Weg eines Elektrons in reinem Argon ($U_A = 1500 \text{ V}$)

1. Primärelektronen aus großem Abstand bis auf 120 μm an die Anode heranbewegt (*äußere Lawine*) und jeweils die Gesamtzahl der Elektronen an dieser Grenze sowie die volle Breite der Verteilung in z (entlang des Drahtes) und in der Zeit bestimmt;
2. Partiallawinen untersucht, die sich aus einzelnen Elektronen entwickelten, die im Abstand von 120 μm ¹ von der Anode freigesetzt wurden;
3. Partiallawinen von einzelnen Elektronen (ebenfalls aus 120 μm Abstand von der Anode) untersucht, die sich in der Ladungswolke einer vorangegangenen Partiallawine

¹Die Abstandsangaben sind so zu verstehen, wie in Kapitel 3.3.2 dargelegt.

entwickeln; die Ladungswolke wurde dabei durch die Ladungsverteilung auf dem Feldberechnungsgitter im Endzustand einer Partiallawine angenähert.

In einer Voruntersuchung war bestimmt worden, daß eine Anodenspannung von 1300 V zu Gasverstärkungen pro Partiallawine in der Größenordnung von $M = 1 \cdot 10^4$ führte, ein Wert, der rechen-² und physikalisch sinnvoll ist. Mit dieser Spannung ergeben sich Gesamtgasverstärkungen von einigen 10^4 bis 10^5 , wie sie in Drift- und Proportionalkammern häufig eingestellt werden.

4.1 Die Entwicklung der äußeren Lawine

Für diesen Abschnitt der Untersuchung wurden einzelne Primärelektronen 1 mm über der Anode freigesetzt und durch das Gas verfolgt, bis der Abstand jedes beobachteten primären oder sekundären Elektrons zur Anode kleiner als $120 \mu\text{m}$ geworden war. Ihre Anfangsenergie wurde dabei aus einer Boltzmannverteilung um die häufigste Energie 4 eV bestimmt. Dieser Wert entspricht der mittleren kinetischen Energie von Elektronen, die sich in einem homogenen elektrischen Feld von $\approx 2.3 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ bewegen. In 1 mm Abstand von der Anode herrscht in der gewählten Kammerkonfiguration eine vergleichbare Feldstärke.

Nachdem alle Elektronen bis auf $120 \mu\text{m}$ an die Anode heranbewegt worden waren, wurden die volle Breite der Elektronenverteilung entlang des Anodendrahles (z-Koordinate) und der Ankunftszeit t der Elektronen für diesen Abstand bestimmt. Die Verteilung dieser vollen Breiten für 57 Lawinen ist in den Abbildungen 4.3 und 4.4 wiedergegeben. Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der Anzahl der Elektronen in der Lawine für diesen Abstand.

Obwohl nur eine relativ kleine Anzahl von äußeren Lawinen simuliert wurde, läßt sich dennoch deutlich erkennen, daß bereits die Sekundärelektronen eines einzelnen Primärelektrons, das nur 1 mm über der Anode freigesetzt wird, um mehrere nsec in der Zeit versetzt an der Anode eintreffen können. Bedenkt man, daß die anschließende Entwicklung einer Partiallawine innerhalb von $\approx 1 \text{ nsec}$ abgeschlossen ist, so wird deutlich, daß ein einzelnes Primärelektron zu mehreren zeitlich vollständig getrennten Elektronenlawinen in der Kammer führen kann. Tatsächlich können mit stark differenzierenden Verstärkern Substrukturen im nsec-Bereich auf Kammer Signalen beobachtet werden [53]. Diese Substrukturen wurden bisher als Folge der Lawinen verschiedener Primärelektronen interpretiert [53]. Eine eindeutige Zuordnung ist nach den Ergebnissen der Simulation jedoch nicht länger möglich. Die Substrukturen des Signals müssen vielmehr als Überlagerung der Partiallawinen von einem oder mehreren Primärelektronen verstanden werden.

Abb. 4.3 zeigt, daß die Elektronen bis zu einigen hundert μm in z-Richtung auseinanderdiffundiert sein können. Dabei ist die Breite der Verteilung bei $r = 120 \mu\text{m}$ wesentlich vom Ort der ersten Ionisation in der äußeren Lawine abhängig. Je weiter von der Anode entfernt diese stattfindet, desto größer vermag der Abstand zwischen den Elektronen aufgrund der Diffusion zu werden. Eine ähnliche Korrelation ist auch bzgl. der Elektronenzahl zu beobachten. Sie bewegt sich zwischen 1 (keine Ionisation durch das Primärelektron außerhalb eines Radius von $120 \mu\text{m}$) und ≈ 20 . Diese Zahlen geben einen ersten Eindruck davon, mit welcher Bandbreite der Wert der Gasverstärkung streuen kann.

Die mittlere Driftzeit der Elektronen lag bei ca. 35 nsec, was einer gemittelten Driftgeschwindigkeit von etwa $25 \frac{\mu\text{m}}{\text{nsec}}$ über den gesamten Feldstärkebereich entspricht. Daß die verbleibende Driftstrecke von $120 \mu\text{m}$ in ungefähr 1 nsec zurückgelegt wird, zeigt, wie stark

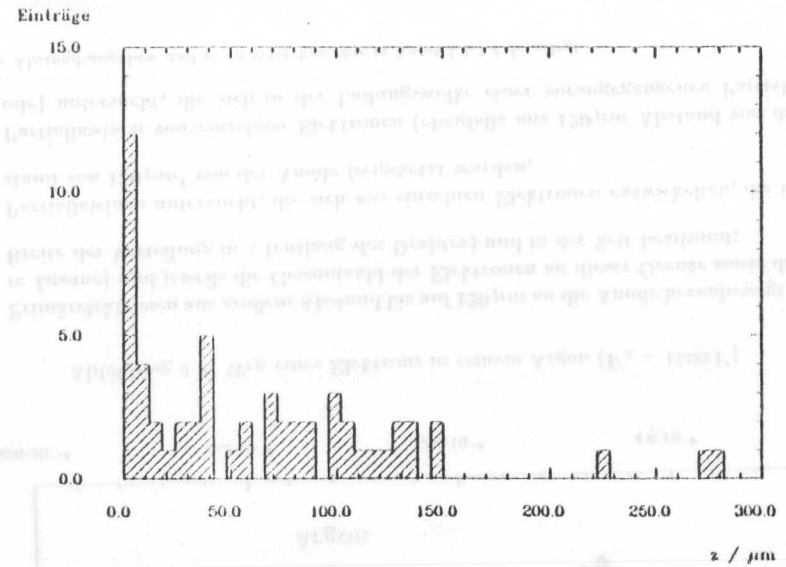


Abbildung 4.3: Verteilung der vollen Breite in z $120 \mu\text{m}$ über der Anode von 57 äußeren Lawinen

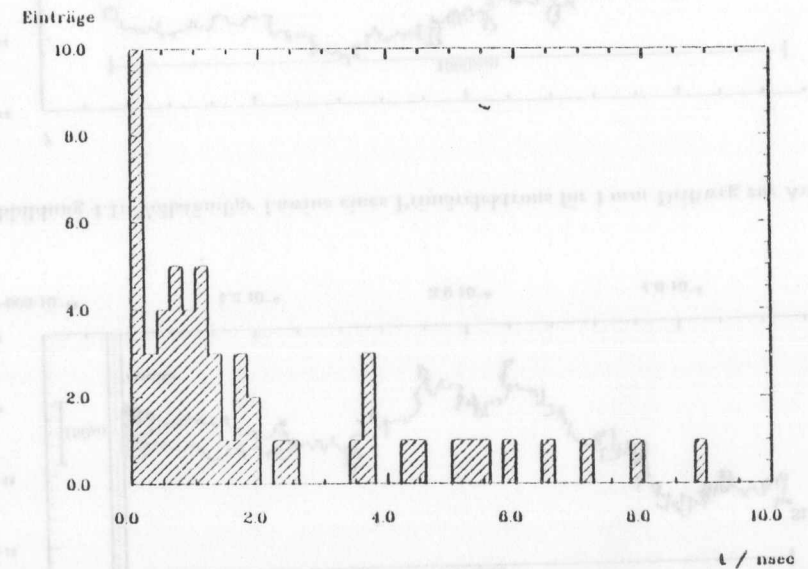


Abbildung 4.4: Verteilung der vollen Breite in t $120 \mu\text{m}$ über der Anode von 57 äußeren Lawinen

²vgl. Fußnote 4 in Kap. 3.3.1

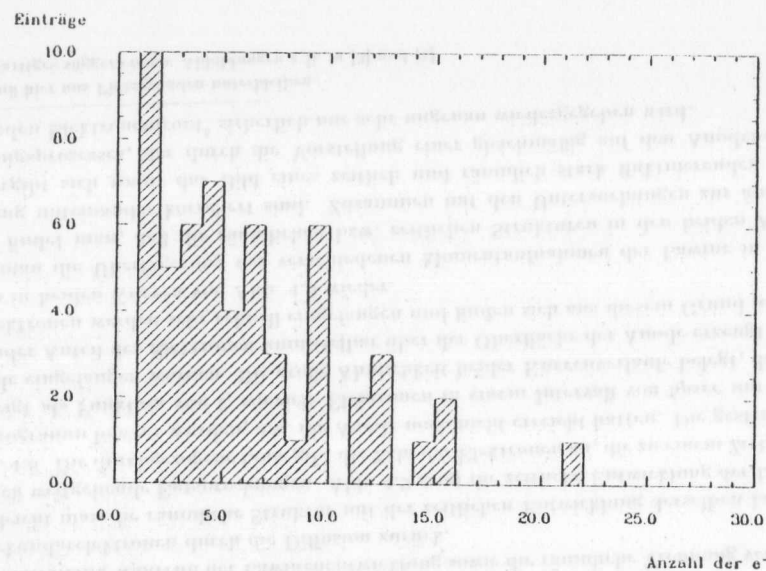


Abbildung 4.5: Verteilung der Gesamtelektronenzahl von 57 äußeren Lawinen in $120\ \mu\text{m}$ Abstand von der Anode

die Driftgeschwindigkeit mit der Feldstärke variiert³. Neueste experimentelle Untersuchungen von Konijn und Hartjes [54] an Argon-Ethan 69%-31% bestätigen diesen Verlauf der Driftgeschwindigkeit im Prinzip, wenngleich ein anderes Gas verwendet wurde.

4.2 Die räumliche und zeitliche Entwicklung von Partiallawinen

Im zweiten Abschnitt der Simulation der vollständigen Elektronenlawine wurden Partiallawinen berechnet, deren Ausgangselektron im Abstand $120\ \mu\text{m}$ von der Anode mit einer häufigsten Energie von $4\ \text{eV}$ freigesetzt wurde. Dieser Wert für die kinetische Energie der Elektronen muß im nachhinein als etwas zu niedrig angesehen werden, um tatsächlich den Anschluß an die Simulation der äußeren Lawine herstellen zu können. Ein Wert von ca. $6\ \text{eV}$ hätte den Übergang besser beschrieben, andererseits aber den Rechenzeitbedarf über die kritische $75\ \text{min}$ Grenze hinaus erhöht, da sich die größere Anfangsenergie der Elektronen vor allen Dingen in der Ionisationsstatistik niederschlägt. Ionisationen in großem Abstand vom Anodendraht wären wahrscheinlicher und somit die Gasverstärkung insgesamt größer geworden. Ein merklicher Einfluß der erhöhten Anfangsenergie auf die räumliche und zeitliche Entwicklung der Partiallawinen konnte innerhalb der statistischen Fehlergrenzen nicht beobachtet werden.

³Diese Aussage übergibt vereinfachend die Frage, wie weit die Driftgeschwindigkeit in dem stark inhomogenen Feld überhaupt im Gleichgewicht ist. Dieses Problem wurde nicht untersucht.

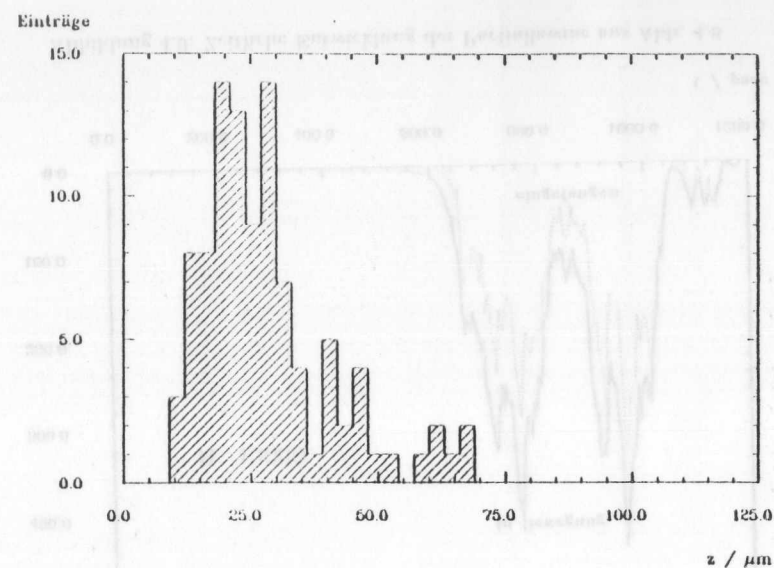


Abbildung 4.6: Verteilung der FWHM der z -Koordinate der Elektronen auf der Anode von 100 Partiallawinen

Insgesamt wurden 100 Partiallawinen simuliert. Schwerpunkte der Untersuchung waren dabei

1. die Ausdehnung der Partiallawine entlang der Anode (z -Koordinate);
2. die azimutale Ausdehnung (ψ -Koordinate); und
3. die zeitliche Struktur des Verstärkungsprozesses.

Abb. 4.6 ist ein Histogramm der FWHM der Elektronenverteilung entlang der Anode. Das Maximum liegt bei einer FWHM von ungefähr $25\ \mu\text{m}$, doch kommen Lawinen mit einer FWHM von bis zu $70\ \mu\text{m}$ vor. Bei der Interpretation dieser Werte muß berücksichtigt werden, daß die Verteilung der Elektronen entlang der Anode in der Regel durch eine Gauß-Verteilung nur schlecht beschrieben wird. Starke Asymmetrien und mehrere Maxima können häufig beobachtet werden. Dennoch gibt die Verteilung der FWHM einen guten Eindruck von den Dimensionen der Partiallawinen, wenn man hinzuzieht, daß die Fußbreite der Lawine in der Regel in der Größenordnung von $60 - 70\ \mu\text{m}$ und nicht oberhalb von $120\ \mu\text{m}$ liegt.

Abb. 4.7 zeigt die Verteilung der FWHM des Azimutalwinkels der Elektronen von 100 Partiallawinen. Ihr Mittelwert liegt bei ca. 45° . Die FWHM streuen jedoch deutlich weniger stark als für die z -Verteilung und sind symmetrisch um den Mittelwert verteilt. Die Fußbreite der Azimutalverteilung der Elektronen beträgt stets weniger als 180° , so daß die Elektronenlawine sich also nur auf einer Seite der Anode entwickelt. Ein Umließen des Drahtes wurde in keinem Fall beobachtet. Wie die Untersuchungen von Fischer et al. [12,13,14] gezeigt haben, tritt dieses Phänomen erst bei höheren Gasverstärkungen auf und hängt wesentlich mit

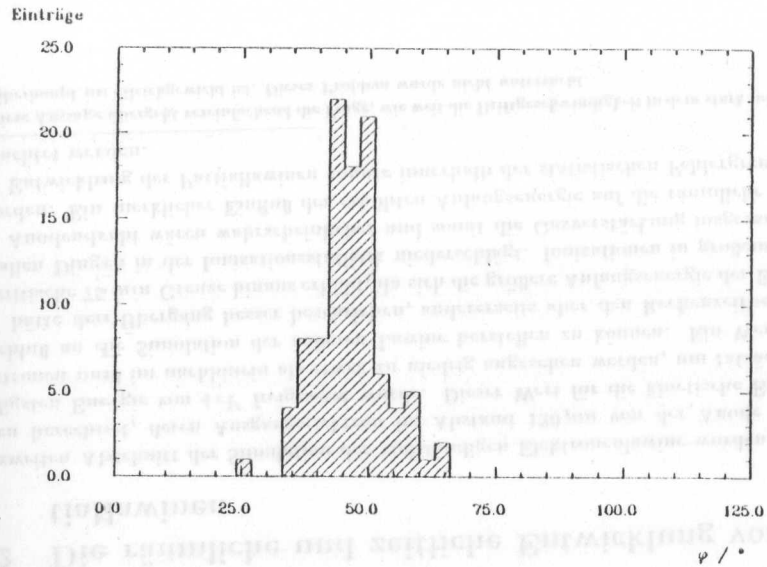


Abbildung 4.7: Verteilung der FWHM der Azimutalwinkel der Elektronen auf der Anode (ϕ -Koordinate) von 100 Partiaallawinen

der Emission und Absorption von Photonen zusammen (vgl. Kap. 1.3), Prozessen also, die nicht in die Simulation einbezogen wurden.

Ein Beispiel für die räumliche Struktur einer Partiaallawine in der x - z -Ebene findet sich in Abb. 4.8. Deutlich können Substrukturen in der Lawine erkannt werden. Sie gehen auf die Ionisationsstatistik während der Lawinenentwicklung sowie die räumliche Trennung verschiedener Sekundärelektronen durch die Diffusion zurück.

Vergleicht man die räumliche Struktur mit der zeitlichen Entwicklung derselben Lawine, finden sich weitgehende Entsprechungen. Abb. 4.9 zeigt die zeitliche Entwicklung der Lawine aus Abb. 4.8. Die durchgezogene Linie gibt die Zahl der Elektronen an, die zu einem Zeitpunkt t vom Programm bewegt wurden, d.h. die Anode noch nicht erreicht hatten. Die gestrichelte Kurve zeigt als Funktion von t , wieviele Elektronen in einem Intervall von 5ps um t von der Anode eingefangen wurden. Die große Ähnlichkeit beider Kurvenverläufe belegt, daß ein bedeutender Anteil der Elektronen unmittelbar über der Oberfläche der Anode erzeugt wird. Diese Elektronen werden sehr schnell eingefangen und finden sich aus diesem Grund nahezu zeitgleich in beiden Kurven von Abb. 4.9 wieder.

Löst man die Überlagerung der verschiedenen Momentaufnahmen der Lawine in Abb. 4.8 auf⁴, findet man, daß die räumlichen bzw. zeitlichen Strukturen in den beiden Abbildungen eng miteinander korreliert sind. Zusammen mit den Untersuchungen zur äußeren Lawine ergibt sich somit das Bild eines zeitlich und räumlich stark fluktuierenden Gasverstärkungsprozesses, der durch die Vorstellung einer gleichmäßig auf den Anodendraht vorrückenden Elektronenfront⁵ sicherlich nur sehr ungenau wiedergegeben wird.

⁴Dies muß hier aus Platzgründen unterbleiben.

⁵vgl. derartige suggerierende Abbildungen z.B. in [3] und [1]

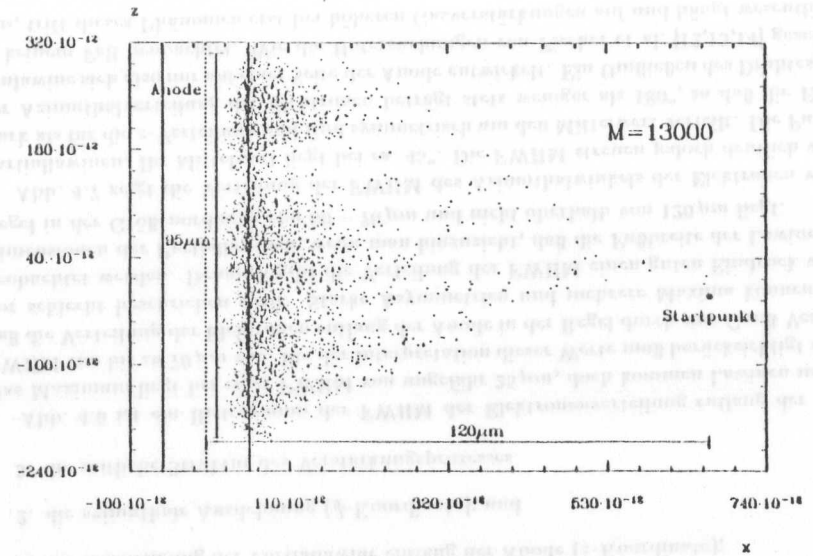


Abbildung 4.8: Beispiel für die räumliche Struktur einer Partiaallawine in der x - z -Ebene; die Gasverstärkung beträgt $M = 13000$.

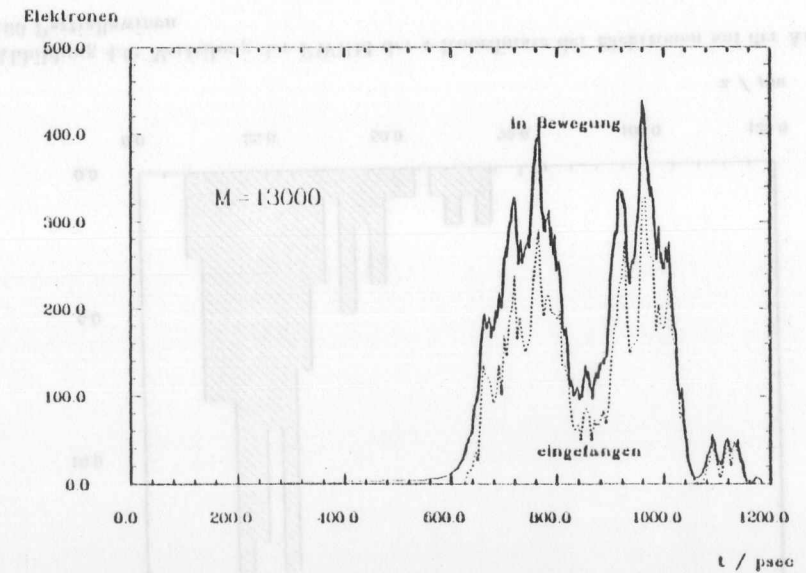


Abbildung 4.9: Zeitliche Entwicklung der Partiaallawine aus Abb. 4.8

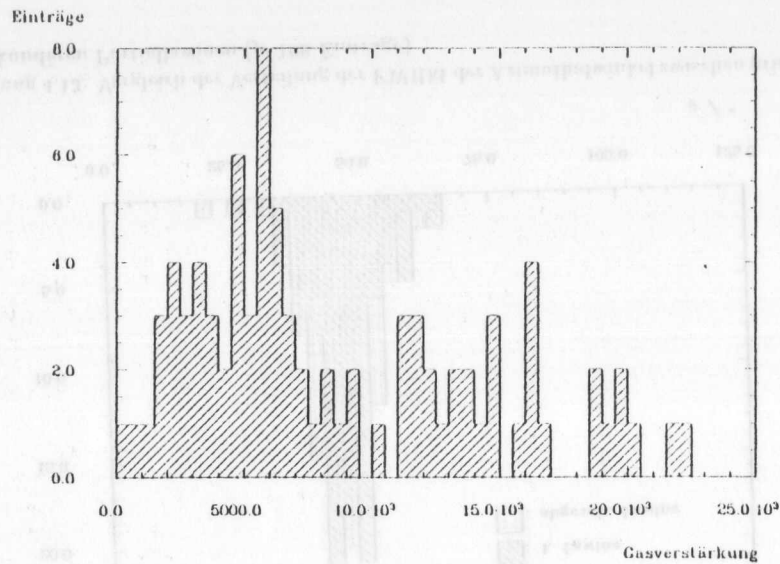


Abbildung 4.10: Verteilung des Gasverstärkungsfaktors M für 100 Partiallawinen

Die Gasverstärkung in den verschiedenen Partiallawinen schwankte um nahezu zwei Größenordnungen zwischen ca. $M = 500$ und M weit über 30000. Für diese sehr großen Lawinen reichte das Rechenzeitlimit von 75min. nicht aus. Sie wurden deshalb nicht vollständig berechnet, ihre Gasverstärkung fand keinen Eingang in die Auswertung. Aus Abb. 4.10 läßt sich eine häufigste Gasverstärkung von ca. $M = 6000$ ablesen.

Der Gasverstärkungsfaktor M ist mit dem Ort der ersten Ionisation innerhalb der Partiallawine korreliert, wie Abb. 4.11 zeigt. In dieser Abbildung ist besonders deutlich zu erkennen, wie stark M in Abhängigkeit von der Ionisationsstatistik variieren kann.

Korrelationen zwischen M und den FWHM in ϕ bzw. z wurden nicht beobachtet. Die räumlichen Dimensionen der Lawine scheinen nämlich allein von der Diffusion bestimmt zu werden. Diese Annahme wird durch die Ergebnisse der Simulation von abgeschirmten Partiallawinen, die im folgenden beschrieben werden, weiter erhärtet.

4.3 Der Einfluß der Abschirmung - sekundäre Partiallawinen

Im dritten Abschnitt der Simulation wurden Partiallawinen untersucht, die sich in der Ladungswolke einer vorangegangenen Lawine entwickelten. Dazu wurde das Gitter, das zur Berechnung der Coulomb-Wechselwirkung mit permanent vorhandenen Ladungen dient, mit einer Ladungsverteilung initialisiert, die dem Endzustand einer zuvor berechneten Partiallawine entnommen wurde. Diese Initialisierungslawine war für alle Berechnungen abgeschirmter Lawinen identisch, um die Ergebnisse vergleichbar zu halten. Sie wurde so ausgewählt, daß sie möglichst große Symmetrie um die Nullpunkte der z - und ϕ -Koordinate aufwies und in

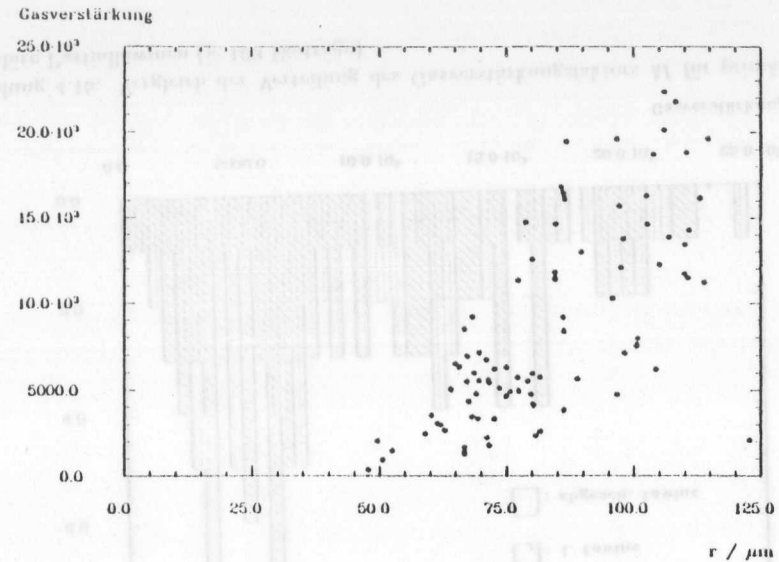


Abbildung 4.11: Korrelation zwischen dem Radius der ersten Ionisation und dem Gasverstärkungsfaktor M für 100 Partiallawinen

ihren Dimensionen einer durchschnittlichen Partiallawine entsprach. Ihre FWHM in ϕ bzw. z betragen 47° bzw. $27.3 \mu\text{m}$. Der Gasverstärkungsfaktor war $M = 11350$.

Die Abbildungen 4.12 bis 4.15 zeigen die Ergebnisse für die FWHM in z bzw. ϕ , die Korrelation zwischen erster Ionisation und Gasverstärkung M , sowie der Verteilung von M der abgeschirmten (sekundären) Partiallawinen im Vergleich zu primären Lawinen.

Im Rahmen der statistischen Fehler stimmen alle vier Verteilungen für primäre und sekundäre Partiallawinen überein. Ein Einfluß der vorhandenen Raumladung kann nicht festgestellt werden. Lediglich in der Verteilung des Gasverstärkungsfaktors M ist das Maximum bei $M \approx 6000$ für sekundäre Lawinen nicht zu beobachten. Die Abweichungen der beiden Verteilungen bewegen sich jedoch innerhalb der statistischen Fehlerbalken.

Dieses Ergebnis entspricht den Erwartungen für Gasverstärkungen unterhalb von $M = 10^6$. Voruntersuchungen hatten jedoch Hinweise darauf ergeben, daß die Abschirmung schon bei den hier simulierten niedrigen Gasverstärkungen zu sichtbaren Veränderungen insbesondere des Verstärkungsfaktors M führen könnte. Das vollständige Ensemble sekundärer Partiallawinen zeigte dann allerdings, daß es sich bei diesen Effekten lediglich um statistische Schwankungen gehandelt hatte.

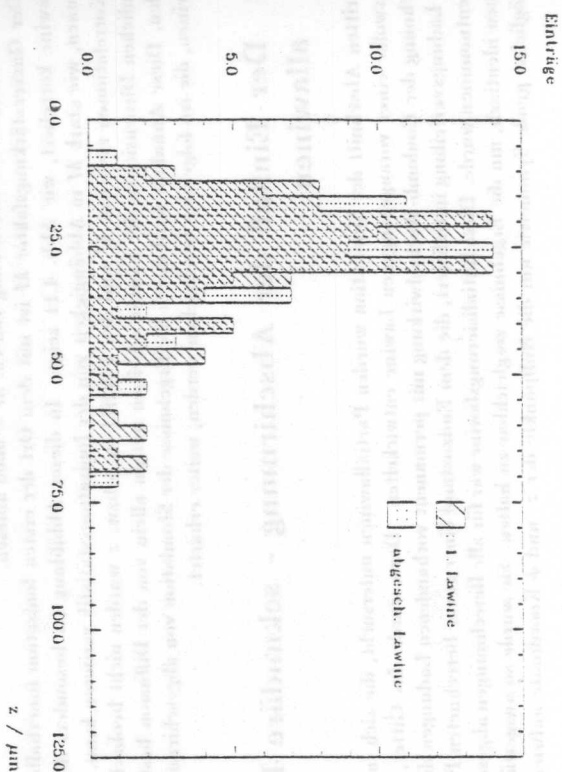


Abbildung 4.12: Vergleich der Verteilung der z-Koordinate zwischen primären und sekundären Partikellawinen (je 100 Einträge)

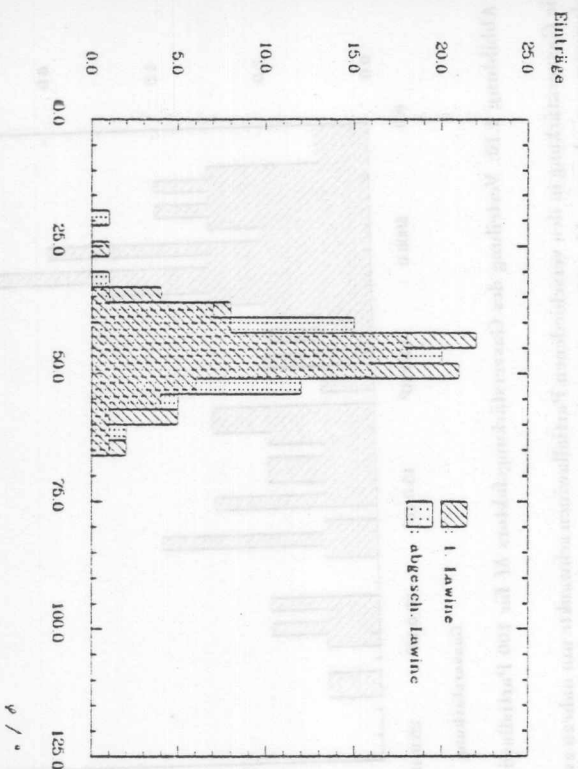


Abbildung 4.13: Vergleich der Verteilung der φ -Winkel der Azimutwinkel zwischen primären und sekundären Partikellawinen (je 100 Einträge)

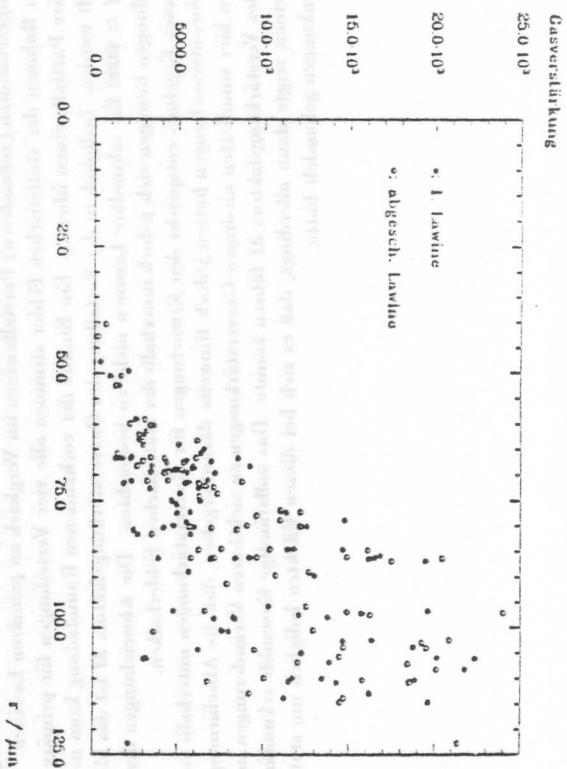


Abbildung 4.14: Vergleich der Korrelation zwischen dem Radius der ersten Ionisation und dem Gasverstärkungsfaktor M von primären bzw. sekundären Partikellawinen (je 100 Einträge)

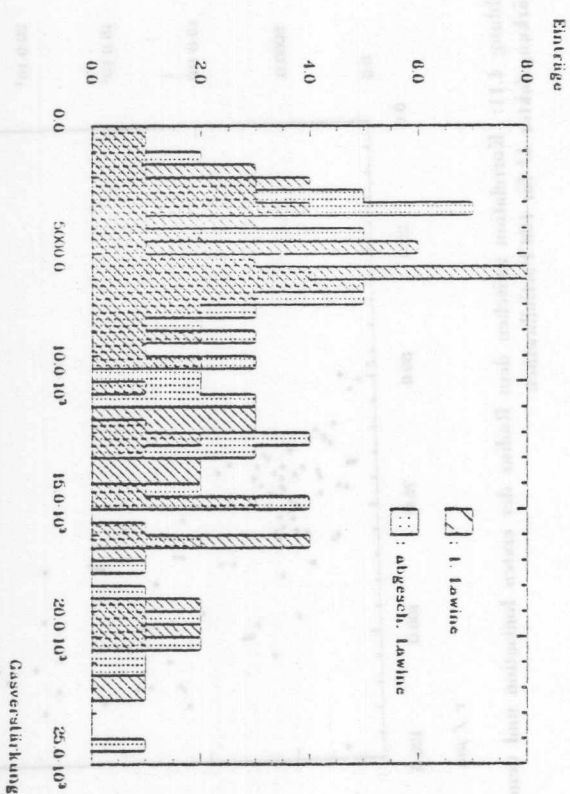


Abbildung 4.15: Vergleich der Verteilung des Gasverstärkungsfaktors M für primäre und sekundäre Partikellawinen (je 100 Einträge)

Kapitel 5

Fehlerbetrachtung und Diskussion der Ergebnisse

5.1 Fehlerbetrachtung

Die Diskussion der Fehlergrenzen von Ergebnissen, die aus stark iterativen Computersimulationen gewonnen wurden, stellt eine besondere Schwierigkeit dar und kann i.A. nicht mit vergleichbarer mathematischer Strenge erfolgen, wie dies für experimentelle Untersuchungen möglich ist. Zwei Hauptfehlerquellen sind zu unterscheiden: die *physikalische Modellbildung* und die *verwendeten Algorithmen an sich*, wozu hier auch die begrenzte Genauigkeit der Rechenoperationen auf dem Computer sowie Rundungsfehler gezählt werden sollen. Dabei wurde bereits vorausgesetzt, daß das Programm keine logischen bzw. Programmierfehler enthält, deren Einfluß auf die Ergebnisse erst dann abzuschätzen ist, wenn sie gefunden worden sind¹.

Die physikalische Modellbildung für ELAVA ist bereits in Kap. 3 ausführlich besprochen worden. Als wesentliche Beschränkung des Ansatzes sei hier aber noch einmal an die Vernachlässigung von Prozessen höherer Ordnung und insbesondere der Photonenemission und -absorption durch das Füllgas erinnert. Die Beschreibung der räumlichen Entwicklung der Lawine kann somit natürlich nicht exakt sein, doch wurde bereits in Kap. 1.3 diskutiert, daß die vernachlässigten Prozesse unter den gewählten physikalischen Randbedingungen nur von untergeordneter Bedeutung für die Lawinenentwicklung sind.

Die - in doppelter Hinsicht - wichtigste Fehlerquelle in der physikalischen Modellbildung ist vielmehr die Beschreibung der Streuprozesse zwischen Elektronen und Gasmolekülen. Zum einen mußte, wie in Kap. 3.3.3 erläutert wurde, darauf verzichtet werden, die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel zu berücksichtigen. Kúcskarpaci und Lúcas [33] haben jedoch darauf hingewiesen, daß eine genaue Reproduktion der Diffusion und Driftgeschwindigkeit wesentlich davon abhängt, daß die räumliche Struktur des Wirkungsquerschnitts in die Simulation einbezogen wird.

Zum anderen sind die Wirkungsquerschnitte für Elektron-Gas-Streuung aus der Literatur stets selbst mit relativ großen Fehlern behaftet (typisch: 10%-40%). Demgegenüber zeigten Simulationen, die mit leicht, d.h. um maximal 20%, veränderten Querschnitten berechnet wurden, daß die Lawinenentwicklung schon auf diese geringen Modifikationen, die sich innerhalb der Fehlertoleranzen der Wirkungsquerschnitte bewegten, deutlich reagierte. Besonders

¹Ein Richtwert besagt, daß im statistischen Mittel, in kommerziell eingesetzten - also sehr gut überprüften - Programmen eine von tausend Programmzeilen fehlerhaft ist.

sensibel ist dabei naturgemäß der Energiebereich im Umfeld der mittleren kinetischen Energie der Elektronen. Nimmt man weiter hinzu, daß oberhalb von Elektronenenergien von 10 eV Datenmaterial nur für sehr wenige Energiewerte zur Verfügung steht, wird deutlich, daß die Simulation notgedrungen überwiegend qualitativen und kaum quantitativen Charakter besitzt.

Fehler der verwendeten Algorithmen können gegenüber diesem Mangel der Modellbildung wahrscheinlich vernachlässigt werden. Die Zuverlässigkeit des leap-frog-Algorithmus konnte in Kap. 3.3.2 gezeigt werden. Prinzipiell größere Bedeutung dürfte hingegen der Beschreibung der Coulomb-Wechselwirkung mittels eines diskreten Gitters im Raum zukommen. Wenn gleich versucht wurde, eine gute Approximation des Kontinuums durch entsprechende Interpolation zwischen den Gitterpunkten zu finden, stellt dieses Verfahren doch nur eine erste Näherung dar, deren Qualität durch die gleichfalls vollzogene Diskretisierung der Zeitentwicklung der Coulomb-Wechselwirkung weiter eingeschränkt wird. Die Ergebnisse der Simulation deuten jedoch darauf hin, daß die Wechselwirkung der Ladungen nur von untergeordneter Bedeutung für die charakteristischen Lawinenparameter wie ϕ -, z - und t -Ausdehnung war.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Ergebnisse der Simulation vor allen Dingen qualitativen Charakter haben, dennoch aber ein Gefühl für die Größenordnung der involvierten Parameter geben sollten. Die prinzipielle Struktur der Entwicklung der Elektronenlawine, wie vor allen Dingen die Entstehung von Partiallawinen, darf hingegen wohl als gesichert angesehen werden.

5.2 Diskussion der Ergebnisse

Um eine Vorstellung von der Entwicklung der vollständigen Elektronenlawine in Argon-Methan 90/10 unter den gewählten Versuchsbedingungen² zu bekommen, müssen die einzelnen Abschnitte der Simulation aus Kap. 4 zusammengefaßt werden. Dann ergibt sich folgendes Bild.

Primärelektronen, die in ungefähr 1 mm Abstand von der Anode erzeugt werden, bewegen sich im elektrischen Feld auf den Anodendraht zu, wobei es nur vereinzelt zu Ionisationen und damit zu einer Vermehrung der frei beweglichen Elektronen kommt. Die wenigen Elektronen jedoch, die auf diese Weise in großem Abstand von der Anode erzeugt wurden, diffundieren auseinander, so daß ihre Ankunftszeit auf der Anode um mehrere *nsec*, die z -Koordinate ihrer Ankunft um einige hundert μm variieren kann.

Im Abstand von ca. 100 μm von der Anode setzt der eigentliche Vervielfachungsprozeß ein, der durch wesentlich kürzere Ionisationslängen gekennzeichnet ist, als sie in der äußeren Lawine zu finden sind. Jedes primäre oder sekundäre Elektron, das merklich außerhalb dieses Gasverstärkungsbereichs erzeugt worden ist, führt zu einer Partiallawine, deren Entwicklung innerhalb 1 *nsec* abgeschlossen und auf eine Seite des Anodendrahtes beschränkt ist. Die Ausdehnung der Partiallawine entlang des Drahtes beträgt durchschnittlich 60-70 μm . Die unmittelbare räumliche und zeitliche Überlagerung zweier Partiallawinen führt zu keiner signifikanten Veränderung der Lawinenabmessungen oder der Gasverstärkung.

Faßt man die Elektronenvervielfachung über die gesamte Lawine zusammen, errechnet sich aus durchschnittlich etwa 5 Elektronen, die aus einem Primärelektron bis zum Radius von 100 μm entstanden sind, und einer Partialgasverstärkung von $\approx 10^4$ eine Gesamtverstärkung von $M \approx 5 \cdot 10^4$, wobei jedoch große statistische Abweichungen möglich sind. Dieser Wert

²s. Tab. 3.1

erscheint unter den gewählten Versuchsbedingungen als sinnvoll.

Eine genauere Diskussion erfordern die räumlichen Dimensionen der Lawine. Die auf den ersten Blick gut mit dieser Arbeit vereinbaren Ergebnisse von Kröger [10] ($50\ \mu\text{m}$) und Schultz [11] ($65\ \mu\text{m}$) für die Ausdehnung der Lawine entlang des Anodendrahtes führen zu Interpretationsschwierigkeiten, da die in dieser Arbeit angegebenen $60\text{--}70\ \mu\text{m}$ sich lediglich auf Partiallawinen beziehen, während die Ausdehnung der Gesamtlawine eines Primärelektrons oft einige hundert μm betragen wird.

Zur Erklärung dieser Diskrepanz müssen zunächst sicherlich die unterschiedlichen Gase – Argon-Propan 95/5 gegenüber Argon-Methan 90/10 – und der wesentlich größere Anodendurchmesser in den Untersuchungen von Kröger herangezogen werden³. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen jedoch noch einen anderen, ergänzenden Erklärungsansatz auf. Die Untersuchungen zur Abschirmung anhand von sekundären Partiallawinen haben gezeigt, daß eine Ladungswolke von ca. 10^4 Ionen und einer gleichen Anzahl von Elektronen auf dem Anodendraht die charakteristischen Parameter der Partiallawine nicht verändert. Kröger hingegen beobachtet Abschirmungseffekte oberhalb eines Verstärkungsfaktors von $M = 5.1 \cdot 10^4$, wobei er implizit jeweils M Elektronen auf einen Anodenabschnitt von $50\ \mu\text{m}$ Länge konzentriert annimmt. Eine solche Ladungskonzentration braucht aber nicht einem einzigen Primärelektron zu entstammen. Die Untersuchungen zur äußeren Lawine legen vielmehr nahe, daß es bei einer mittleren Erzeugungsdichte von $\frac{1}{50\ \mu\text{m}}$ für die Primärelektronen zu einer deutlichen Überschneidung der einzelnen (Gesamt-)Lawinen kommen muß. Dann braucht nur noch Krögers Interpretation seiner Ergebnisse dahingehend konkretisiert zu werden, daß nicht die Lawinenausdehnung von $50\ \mu\text{m}$ sondern lediglich die Elektronendichte von $\approx 5 \cdot 10^4$ als Grenzwert für Abschirmungseffekte anzusehen ist, um die Ergebnisse beider Arbeiten miteinander vereinbar zu machen. Das befriedigt umso mehr, als die Abschirmung weniger von der Wahl des jeweiligen Kammergases als von der Ladungsträgerdichte über der Anode abhängen sollte. Ob Ladungsträgerdichten in der Größenordnung von $5 \cdot 10^4$ auf einer Anodlänge von $\approx 50\ \mu\text{m}$ tatsächlich die Gasverstärkung erniedrigen, kann nach den bisher mit ELAVA vorgenommenen Untersuchungen nicht entschieden werden.

Ähnliche Schwierigkeiten bereitet es, die Diskrepanz dieser Arbeit mit den Ergebnissen von Fischer et al. [12,13,14] zu erklären. Obwohl sie ihre Untersuchungen ebenfalls an Ar/CH₄ 90/10 und mit sehr ähnlicher elektrischer Konfiguration (Anodendurchmesser $25.4\ \mu\text{m}$, Gasverstärkung 10^4) durchführten, fanden sie eine FWHM der Azimutalverteilung der Lawine von $(80 \pm 10)^\circ$, ein Ergebnis das 30 bis 40° über dem Wert liegt, der mit ELAVA bestimmt wurde. Diese Abweichung ist sicherlich zu groß, um allein aus der unterschiedlichen Kammergeometrie oder dem Meßverfahren erklärt werden zu können, das Fischer et al. zur Bestimmung der azimutalen Ausdehnung der Lawine verwendeten. Dazu mußten sie den Strom, der durch die Ionenbewegung auf der Kathode induziert wurde. Während dieses Verfahren bzgl. der radialen Koordinate recht große Fehler aufweisen dürfte, sollte es hinsichtlich der Winkelverteilung doch hinreichend genau sein. Die Fehlerbalken von $\pm 10^\circ$ veranschaulichen das. Auch die leicht verschiedenen Kammerparameter dürften nicht ausreichen, um die Differenz der Ergebnisse vollständig zu erklären, zumal die Abmessungen der Lawine im wesentlichen von der Diffusion und weniger vom detaillierten Verlauf des elektrischen Feldes bestimmt zu werden scheinen. Ist die Diffusion auch von der Feldstärke abhängig, so ist doch zu bezweifeln, daß die kleinen Abweichungen im Feldverlauf nahezu zu einer Verdoppelung der azimutalen Breite der Elektronenverteilung führen.

Ein Erklärungsansatz findet sich jedoch, wenn man berücksichtigt, daß die Azimutal-

verteilung der Elektronenlawinen nicht immer um die Hauptdriftichtung zentriert ist. Abweichungen von $\pm 20^\circ$ sind keine Seltenheit. Da Fischer et al. stets an einer größeren Zahl von Primärelektronen messen mußten, konnten sie die Winkelbreite einer einzelnen (Partial-)Lawine nie bestimmen. Nimmt man eine Überlagerung mehrerer Lawinen an, scheint eine wesentliche Diskrepanz zu den Ergebnissen dieser Arbeit nicht länger zu bestehen.

Trotzdem stellt sich die Frage, wie weit die Diffusion der Elektronen durch die verwendeten Wirkungsquerschnitte für hohe Feldstärken beschrieben werden kann, und ob eventuell doch die Emission und Absorption von Photonen durch die Gasmoleküle in die Simulation aufgenommen werden müßte.

Die zeitliche Entwicklung der Lawine steht, wie bereits erwähnt, in guter Übereinstimmung mit neuesten experimentellen Ergebnissen von Konju und Hartjes [54].

Zum Abschluß dieser Diskussion soll noch einmal besonders hervorgehoben werden, welche Bedeutung insbesondere die Ionisationen für die Gasverstärkung haben, die in großen Abstand vom Anodendraht stattfinden. Die Anzahl der Elektronen, die bis zu einem Abstand von $\approx 100\ \mu\text{m}$ von der Anode freigesetzt wurden, findet sich, gewichtet mit der statistischen Schwankung der Gasverstärkung in einer Partiallawine, direkt in der Gesamtgasverstärkung wieder. Damit gewinnen besonders die Außenbereiche des elektrischen Feldes, in denen statistische Fluktuationen der Elektronenenergie zu ersten Ionisationen führen können an Bedeutung für den beobachteten Verstärkungsfaktor. Je weiter sich dieser kritische Bereich von der Anode fort ausdehnt, desto größeren Schwankungen sollte die Gasverstärkung in einer Drift- oder Proportionalzählkammer unterliegen.

Desweiteren soll noch einmal betont werden, daß Aussagen über die zu beobachtenden Pulse und Pulsformen in Drift- oder Proportionalzählkammern erst möglich werden, wenn auch die Bewegung der Ionen zur Kathode mit in die Simulation einbezogen wird. Ein solches Vorhaben hätte aber den Rahmen dieser Arbeit gesprengt.

³Er macht keine näheren Angaben über die von Schultz verwendete Kammer.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Es wurde ein Computerprogramm zur Simulation der Elektronenlawine in zylindersymmetrischen elektrischen Feldern entwickelt, das es erlaubt, den Gasverstärkungsprozeß in Drift- und Proportionalkammern auf mikroskopischer Ebene nachzuvollziehen.

Das Programm kann die gleichzeitige Bewegung einer großen Zahl von Elektronen in einem elektrischen Feld in drei Dimensionen simulieren. Dazu wird eine Proportionalkammer durch den Feldverlauf eines Zylinderkondensators approximiert, dessen Anoden- und Kathodenradius beliebig eingestellt werden können. Als Füllgase stehen Argon und Methan zur Verfügung, die über die energieabhängigen momentum-transfer-Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Elektron-Molekül-Stöße beschrieben werden. Ihr Mischungsverhältnis, Gasdruck und Temperatur können frei vorgegeben werden. Die eigentliche Bewegung der Elektronen erfolgt auf der Basis mittlerer freier Flugzeiten nach dem sogenannten leap-frog-Algorithmus. Durch Verwendung der null-collision-Technik wird von der mittleren freien Flugzeit des Elektronenensembles zu den individuellen Flugzeiten und Stoßprozessen der einzelnen Teilchen übergegangen, ohne auf Näherungen oder kollektive Beschreibungen des Ensembles angewiesen zu sein. Die Streuung der einzelnen Elektronen an Gasmolekülen wird als isotrop angenommen, wobei die Energie, nicht aber der Impuls in allen Prozessen erhalten bleibt. Ionisationen im Füllgas werden durch Hinzufügen eines weiteren Elektrons zum beobachteten Ensemble simuliert.

Die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungen der Elektronen und Ionenrümpfe in der Lawine wurde ebenfalls in die Simulation einbezogen. Aus rechentechnischen Gründen wurde die Ladungsverteilung im Raum durch ein diskretes Gitter angenähert. Ladungen aus dem Kontinuum werden nach einem einfachen Gewichtungungsverfahren auf benachbarte Gitterpunkte verteilt. Zwischen diesen erfolgt dann die Berechnung der Coulomb-Wechselwirkung und der Feldstärke aufgrund der Ladungsverteilung. Die Feldstärke im Kontinuum wird durch Interpolation zwischen den Gitterpunkten gewonnen. Zwischen beweglichen (Elektronen-) und ortsfesten (Ionen-)Ladungen wird durch Verwendung zweier unabhängiger Gitter unterschieden, die erst zur Neu-Berechnung der Feldstärke überlagert werden. Diese erfolgt jeweils nach ca. 3% Änderung der Gesamtladung.

Prozesse höherer Ordnung, wie insbesondere Photonemission und -absorption, wurden in der Modellbildung nicht berücksichtigt.

Es wurden Elektronenlawinen in einem Gasgemisch aus Argon und Methan im Verhältnis von 90% zu 10% berechnet. Der Anodenradius betrug hierbei $10\ \mu\text{m}$, der der Kathode 5mm . Die Anodenspannung war 1300V , Druck und Temperatur hatten Standardwerte (300K , 1013.25hPa).

Aufgrund der beobachteten Struktur der Elektronenlawine wurden drei Abschnitte der

Simulation unterschieden: *äußere Lawine*, im Abstand größer als $100\ \mu\text{m}$, *Partiallawine*, innerhalb von $100\ \mu\text{m}$ von der Anode, und *abgeschirmte Partiallawine*, bei der die Raumladung einer vorangegangenen Lawine in die Simulation einbezogen wurde.

Beobachtet man ein einzelnes Primärelektron, das im Abstand 1mm von der Anode freigesetzt wird, so erfährt es in der äußeren Lawine im Mittel eine Verstärkung um den Faktor 5, wobei diese Elektronen um einige hundert μm entlang der Anode und um mehrere nsec bzgl. ihrer Ankunftszeit auseinander diffundieren können. Jedes von ihnen wird in einer eigenen Partiallawine um eine Faktor in der Größenordnung $10^{(4+1)}$ weiterverstärkt. Die volle Ausdehnung einer Partiallawine entlang des Anodendrahts beträgt $\approx 60\ \mu\text{m}$ (FWHM $25\ \mu\text{m}$), im Azimutalwinkel $\approx 180^\circ$ (FWHM 45°). Die Lawine ist somit klar auf eine Seite der Anode beschränkt. Die Entwicklung einer Partiallawine ist in ca. 1nsec abgeschlossen, wobei räumlich und zeitlich weitere Substrukturen unterschieden werden können.

Die Raumladung einer Partiallawine aus insgesamt 11350 Elektronen zeigte keinen signifikanten Einfluß auf die Lawinenentwicklung. Gasverstärkung, axiale und azimutale Ausdehnung der Partiallawinen blieben im Mittel unverändert.

Die Ergebnisse stehen in befriedigender Übereinstimmung mit experimentellen Untersuchungen [10,11,12,13,14], wenn man die z.T. recht groben Vereinfachungen in der Modellbildung für das Programm in Betracht zieht. Die Ergebnisse der Simulation sind überwiegend qualitativer Natur, wenn sie auch ein Gefühl für die Größenordnung der jeweiligen Observablen vermitteln sollten.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Sauli - *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09 (1977)
- [2] Particle Data Group - *Review of Particle Properties*, Phys. Let. B 204 (1988)
- [3] K. Kleinknecht - *Particle Detectors*, Phys. Rep. 81 (1982), p. 85-161
- [4] A. Peisert, F. Sauli - *Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation*, CERN 84-08 (1984)
- [5] A. Michels - *Methoden zur Bestimmung des Auflösungsvermögens einer mit schnellen Analog-Digital-Wandlern ausgelesenen Driftkammer*, Diplomarbeit Bonn 1986, Bonn-IR-86-03
- [6] J. Groh et al. - *H1 internal report H1-02/88-83*
- [7] R. Vick - *Untersuchungen zur e/π -Trennung in der H1-Jetkammer*, Diplomarbeit Hamburg 1988
- [8] R. Schmidt - *persönliche Mitteilung*, Hamburg 1989
- [9] H. Raether - *Z. Angew. Phys.* 7 (1955), p. 50
- [10] B. Kröger - *Driftzeit- und Impulshöhenmessung mit quadratischen Proportionaldriftrohren*, DESY F1-77/03
- [11] G. Schultz *Etude d'un detecteur de particules à tres haute precision spatiale (chambre à drift)*, Thesis, Strasbourg 1976 - zitiert nach [10]
- [12] J. Fischer et al. - *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25* (1978), p. 794-799
- [13] J. Fischer et al. - *NIM* 151 (1978), p. 451-460
- [14] J. Fischer et al. - *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26* (1979), p. 160-168
- [15] H. Hess - *Der elektrische Durchschlag in Gasen*, Braunschweig 1976
- [16] M. E. Rose, S. S. Korff - *Phys. Rev.* 59 (1941), p. 850-859
- [17] L. G. Khristov - *Dokl. Bulg. Akad. Nauk.* 10 (1947), p. 453-459
- [18] A. Williams, R. I. Sarr - *Int. J. appl. Radiat. Isotopes* 13 (1962), p. 229-238
- [19] W. Diethorn - *US Atomic Energy Commission Report NYO-6628* (1956)
- [20] A. Zastawny - *J. Sci. Instrum.* 44 (1967), p. 395
- [21] M. W. Charles - *J. Phys. E5* (1972), p. 95-100
- [22] T. Z. Kowalski - *NIM A234* (1985), p. 521-526
- [23] R. W. L. Thomas, W. R. L. Thomas - *J. Phys. B2* (1969), p. 562-570
- [24] M. A. Folkard, S. C. Haydon - *Aust. J. Phys.* 23 (1970), p. 847-861
- [25] N. Sato, H. Tagashira - *J. Phys. D18* (1985), p. 2451-2461
- [26] G. W. Englert - *Z. Naturforsch.* 26a (1971), p. 836-848
- [27] R. E. Robson, K. F. Ness - *Phys. Rev. A33* (1986), p. 2068-2077
- [28] R. E. Robson, K. F. Ness - *Phys. Rev. A34* (1986), p. 2185-2209
- [29] S. F. Biagi - *Proceedings of the Wire Chamber Conference, Vienna 1989*, in Vorbereitung bei NIM
- [30] D. W. Heermann - *Computer Simulation Methods in Theoretical Physics*, Berlin Heidelberg 1986
- [31] C. K. Birdsall, A. B. Langdon - *Plasma Physics via Computer Simulation*, New York 1983
- [32] H. T. Saelee, J. Lucas - *J. Phys. D* 10 (1977), p. 343-354
- [33] H. N. Kükükarpaçi, J. Lucas - *J. Phys. D* 14 (1981), p. 2001-2014
- [34] IBM - *VS FORTRAN Version 2, Programming Guide*
- [35] H. B. Milloy et al. - *Aust. Jour. Phys.* 30 (1977), p. 61-72
- [36] S. K. Srivastava et al. - *Phys. Rev. A* 23 (1981), p. 2156-2166
- [37] A. Chutjian, D. C. Cartwright - *Phys. Rev. A* 23 (1981), p. 2178-2193
- [38] J. Bretagne et al. - *J. Phys. D* 19 (1986), p. 761-777
- [39] R. C. Wetzel et al. - *Phys. Rev. A* 35 (1987), p. 559-577
- [40] L. I. Schiff - *Quantum Mechanics*, 3^d Edition, ohne Ort 1968
- [41] B. Schmidt - *Dissertation Heidelberg* (1986)
- [42] H. Tanaka et al. - *J. Phys. B* 15 (1982), p. 3305-3319
- [43] A. Jain, D. G. Thompson - *J. Phys. B* 16 (1983), p. 3077-3089
- [44] K. Rohr - *J. Phys. B* 13 (1980), p. 4897-4905
- [45] L. Vušković, S. Trajmar - *J. Chem. Phys.* 78 (1983), p. 4947-4951
- [46] D. Mathur - *J. Phys. B* 13 (1980), p. 4703-4716

- [47] O. J. Orient, S. K. Srivastava - *J. Phys. B* 20, p. 3923-3936
- [48] J. von Neumann - *NBS Appl. Math. Ser. 12* (1951), p. 36
- [49] H. R. Skullerud - *J. Phys. D, Ser. 2, Vol. 1* (1968), p. 416-417
- [50] S. L. Lin, J. N. Bardsley - *Computer Physics Communication* 15 (1978), p. 161-169
- [51] S. Polenz, B. Schmidt - *persönliche Mitteilung*, Heidelberg 1988
- [52] E. E. Kunhardt, Y. Tzeng - *Jour. Comp. Phys.* 67 (1986), p. 279-289
- [53] E. Schemüt - *persönliche Mitteilung*, Hamburg 1988
- [54] J. Konijn, F. Hartjes - *Electron Drift Velocity Close to a Sense Wire* - Vorabdruck von NIMA 05168, persönliche Mitteilung von F. Hartjes

Danksagung

Mein Dank für das Gelingen dieser Arbeit geht an die vielen Menschen, die mich in den vergangenen 16 Monaten durch ihre zahllosen großen und kleinen Bemühungen unterstützt, die mich ermuntert, mit mir diskutiert und mich - ausnahmslos konstruktiv - kritisiert haben. Sie alle aufzuzählen ist hier leider nicht möglich. Stellvertretend möchte ich deshalb einigen von ihnen namentlich danken.

Herrn Professor Dr. H. Spitzer danke ich für das Vertrauen, das er mir bei der Vergabe dieses sehr interessanten Themas entgegenbrachte, für die vielen Diskussionen über den Fortgang der Arbeit und nicht zuletzt dafür, daß er mir ermöglichte, mich beim Besuch der Herbstschule für Hochenergiephysik in Maria Laach fortzubilden und erste Ergebnisse der Untersuchungen auf der Wire Chamber Conference 1989 in Wien vorzustellen.

Ganz besonderer Dank gilt meinem Freund und Betreuer Eduard Schemüt. Er hat mich in die Physik der Drift- und Proportionalkammern eingeführt, hat die Überzeugungskraft besessen, dieses Projekt durchzusetzen, und hat durch unzählige Diskussionen und seine ständige Hilfsbereitschaft einen erfolgreichen Abschluß dieser Arbeit erst möglich gemacht.

Großen Dank bin ich auch meinen Mitbewohnern aus Raum 335 schuldig: Carola Jahnke, Karen Johannsen, Reinhold Reumann, Ralf Schmidt und Georg Westerkamp. Sie haben geduldig meine schlechte genauso wie meine gute Laune ertragen und waren immer offene und hilfreiche Gesprächspartner.

Den Mitgliedern der CELLO-Gruppe, insbesondere Jan-Hendrik Peters, danke ich für die Hilfe, die sie mir bei den verschiedensten Problemen im Umgang mit den oft so rätselhaften Computern des DESY-Rechenzentrums gewährt haben.

Der Gruppe FHIT bin ich für die angenehme und in jeder Hinsicht bildende Arbeitsatmosphäre dankbar.

Für ungezählte Stunden Rechenzeit, die ich auf die Simulation der Elektronenlawine verwenden konnte, bin ich der H1-Kollaboration verpflichtet.

Nicht vergessen sei Horst Nierobisch vom III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen, der diese Arbeit hilfreich begleitet hat.

Ich versichere, daß ich die Arbeit unter Angabe aller verwendeter Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt habe.

Hamburg, den 11. Mai 1989

(Jan Groh)

- [11] O. J. O'Rourke & R. Sturmfels - *Linear Algebra* - A. Viterbo, A. 90, 1987, 1-10
- [12] J. von Neumann - *Math. Ann.* 133 (1931), 1-20
- [13] H. W. Kuhn - *Math. Ann.* 133 (1931), 1-10
- [14] J. von Neumann - *Math. Ann.* 133 (1931), 1-20
- [15] J. von Neumann - *Math. Ann.* 133 (1931), 1-20
- [16] J. von Neumann - *Math. Ann.* 133 (1931), 1-20
- [17] J. von Neumann - *Math. Ann.* 133 (1931), 1-20
- [18] J. von Neumann - *Math. Ann.* 133 (1931), 1-20
- [19] J. von Neumann - *Math. Ann.* 133 (1931), 1-20
- [20] J. von Neumann - *Math. Ann.* 133 (1931), 1-20

Math. Ann. 133 (1931), 1-20

Math. Ann. 133 (1931), 1-20

Douglas Rinehart

von Neumann's work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics. His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics.

His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics. His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics.

His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics. His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics.

His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics. His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics.

His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics. His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics.

His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics. His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science. His discovery of the uncertainty principle and his development of the quantum theory of the atom are among the most important contributions to modern physics.

His work on the foundations of quantum mechanics is a landmark in the history of science.

(1987)