

Entwicklung eines VUV-Transparenz-Monitors für Gas-Cherenkov-Radiatoren

Diplomarbeit von Jörg Lehnert

II. Physikalisches Institut
der Justus-Liebig-Universität Gießen

Mai 1995

Zusammenfassung

Das Dileptonenspektrometer HADES dient der Untersuchung von Schwerionenreaktionen anhand der produzierten Dileptonen.

Wesentliche Komponente zur Identifizierung der Dileptonen in einem starken hadronischen Untergrund ist ein hadronenblinder ringabbildender Cherenkovdetektor (RICH: Ring Imaging Cherenkov detector) mit einem Gasradiator. Elektronen werden rekonstruiert anhand der Ringbilder ihrer Cherenkov-Photonen auf einem ortsempfindlichen Photonendetektor. Die Rekonstruktionseffizienz hängt dabei entscheidend von der Zahl der nachgewiesenen Photonen ab.

Eine neben vielen anderen in diese Zahl eingehende Größe ist die Transparenz des Radiatorgases für die im UV-Bereich produzierten Cherenkov-Photonen. Während die eigentlichen Radiatorgase weitgehend transparent sind, können bereits geringe Verunreinigungen durch z.B. Sauerstoff oder Wasserdampf die Transparenz drastisch verschlechtern.

Daher ist es notwendig, ständig über die Transparenz des Radiatorgases und eventuell auftretende Verunreinigungen informiert zu sein. Zu diesem Zweck wurde ein Monitor-System entwickelt, gebaut und getestet, mit dessen Hilfe die Transmission bis in den Vakuum-UV-Bereich bei 140nm hinein in regelmäßigen Abständen überwacht werden kann.

Hierzu wird die Intensität eines Testlichtstrahls nach Durchgang durch ein Volumen mit dem zu untersuchenden Gas relativ zu einem Referenzstrahl gemessen. Durch dieses Verfahren können zeitliche Schwankungen in einzelnen Komponenten des Systems für die Transmissionsbestimmung eliminiert werden.

Das System führt rechnergesteuert vollautomatische Transmissionsmessungen im gesamten relevanten Wellenlängenintervall durch.

Zu Testzwecken wurden die bekannten Transmissionspektren möglicher Radiatorgase aufgenommen und erfolgreich reproduziert.

Inhaltsverzeichnis

1	Das Dileptonen-Spektrometer HADES	5
1.1	HADES im Überblick	5
1.1.1	Physikalische Ziele	5
1.1.2	Das Detektorsystem	7
1.2	Der Cherenkov-Effekt	8
1.3	Der HADES-Cherenkov-Detektor	11
2	Gase für Cherenkov-Radiatoren	12
2.1	Transmission und Absorption	12
2.2	Absorption ausgewählter Gase	14
2.3	Effekte aufgrund von Verunreinigungen	17
2.4	Überwachung der Gasreinheit	17
2.4.1	Transmissionsmessungen	18
2.4.2	Interferometrische Methoden	19
2.4.3	Elektronendriftgeschwindigkeiten	19
2.4.4	Massenspektrometrie	20
3	Der VUV-Transparenz-Monitor	21
3.1	Prinzipielle Design-Überlegungen	21
3.2	Das Gasversorgungssystem	23
3.3	Das Vakuumsystem	24
3.4	Der optische Aufbau	25
3.5	Steuerung der Transmissionsmessungen	31
3.6	Betrieb des Monitorsystems	32
3.7	UV-Detektoren	33
3.7.1	Photomultiplier	33
3.7.2	Photodiode mit Verstärker	35
4	Messungen und Ergebnisse	37
4.1	Transmissionsmessungen	37
4.2	Fehlerbetrachtung	41
4.2.1	Fehlerquellen in der Relativmessung	41
4.2.2	Qualitative Fehlerbetrachtungen	42
4.2.3	Quantitative Fehlerbestimmung	42
4.3	Bewertung des Aufbaus und Ausblick	45

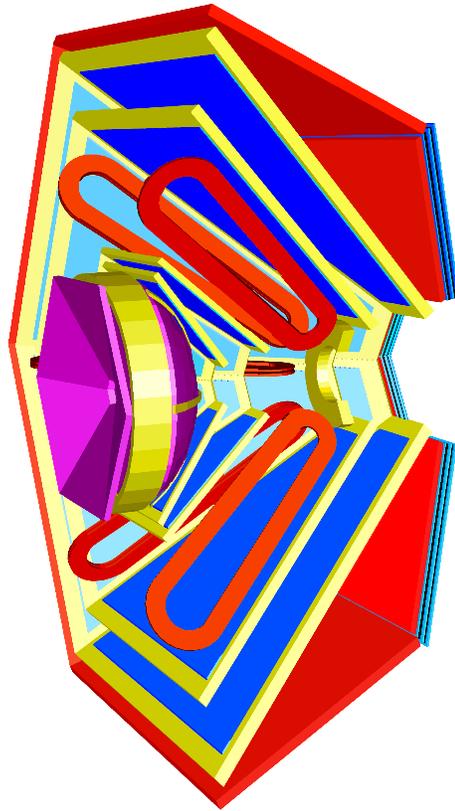


Abbildung 1.1: *Das Dileptonen-Spektrometer HADES im Überblick. Die einzelnen Komponenten werden in Kap.1.1.2 detailliert beschrieben.*

1 Das Dileptonen-Spektrometer HADES

1.1 HADES im Überblick

1.1.1 Physikalische Ziele

Das Dileptonen-Spektrometer HADES (s. Abb.1.1) ist ein in der Aufbauphase befindliches neues Detektorsystem zur Untersuchung relativistischer Schwerionenstöße am Schwerionen-Synchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt [HAD 94]. Darüberhinaus besteht das Ziel, Untersuchungen mit Protonen- oder sekundären Pionenstrahlen durchzuführen.

Objekt der Untersuchung sind bei HADES die in solchen Reaktionen produzierten Dileptonenpaare, d.h. Elektron-/Positron-Paare. Der Vorteil der Untersuchung solcher leptonischer Sonden gegenüber den bislang vor allem untersuchten Mesonen liegt in der nicht vorhandenen (starken) Endzustandswechselwirkung. Dileptonen geben direkte Informationen über die

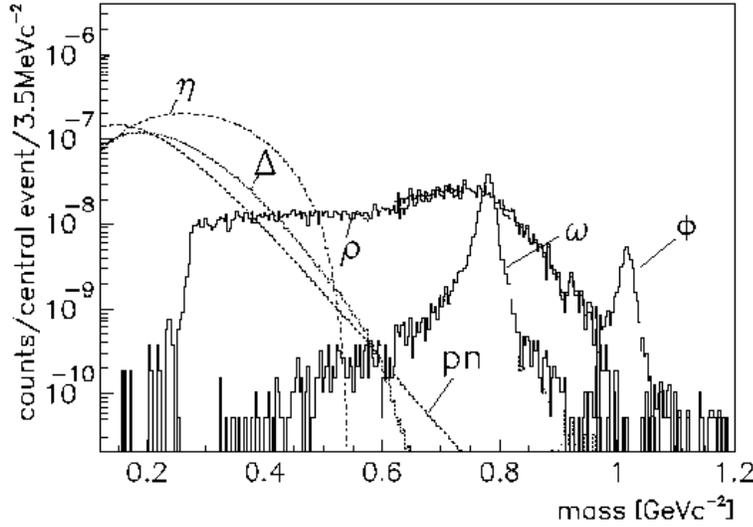


Abbildung 1.2: Simulation der Beiträge zum Dileptonenspektrum für eine zentrale 1 AGeV Au+Au-Kollision (nach [HAD 94, S.118])

verdichtete Reaktionszone der Kollision.

Sie werden hierbei durch eine Reihe von Prozessen erzeugt, deren Beiträge zum Dileptonenspektrum in Abb.1.2 beispielhaft dargestellt sind. Von Interesse sind vor allem die Zerfälle der Vektormesonen ρ , ω und Φ in e^+e^- , die allerdings nur geringe Verzweigungsverhältnisse in der Größenordnung 10^{-4} besitzen [PAR 94].

Mit Hilfe dieser Vektormesonen können theoretisch vorhergesagte Änderungen von Teilchenmassen und Zerfallsbreiten in verdichteter Kernmaterie untersucht werden. Vor allem das ρ -Meson mit seiner extrem kurzen Lebensdauer von 1.3 fm/c zerfällt praktisch ausschließlich in der verdichteten Reaktionszone und sollte Auskunft über solche Effekte liefern. Verschiedene theoretische Ansätze führen zu unterschiedlichen Vorhersagen: die Breite des ρ könnte mit steigender Dichte zunehmen (Rechnung auf Baryon/Meson-Niveau: Hermann et al. [HER 93]) oder die Lage des Maximums der Massenverteilung sich zu kleineren Massen hin verlagern (Rechnung unter Berücksichtigung von QCD-Effekten (Chirale Symmetrie): Asakawa et al. [ASA 92]).

Ein kontinuierlicher Beitrag zum Dileptonenspektrum stammt von der Nukleon-Nukleon-Bremsstrahlung. Dieser Beitrag kann zur Untersuchung des zeitartigen Nukleon-Formfaktors in der Region unterhalb der doppelten Nukleonenmasse genutzt werden, die durch Annihilationsexperimente nicht zugänglich ist.

Weitere Beiträge zum Dileptonenspektrum stammen von den η - und Δ -Dalitz-Zerfällen sowie der $\pi^+\pi^-$ -Annihilation.

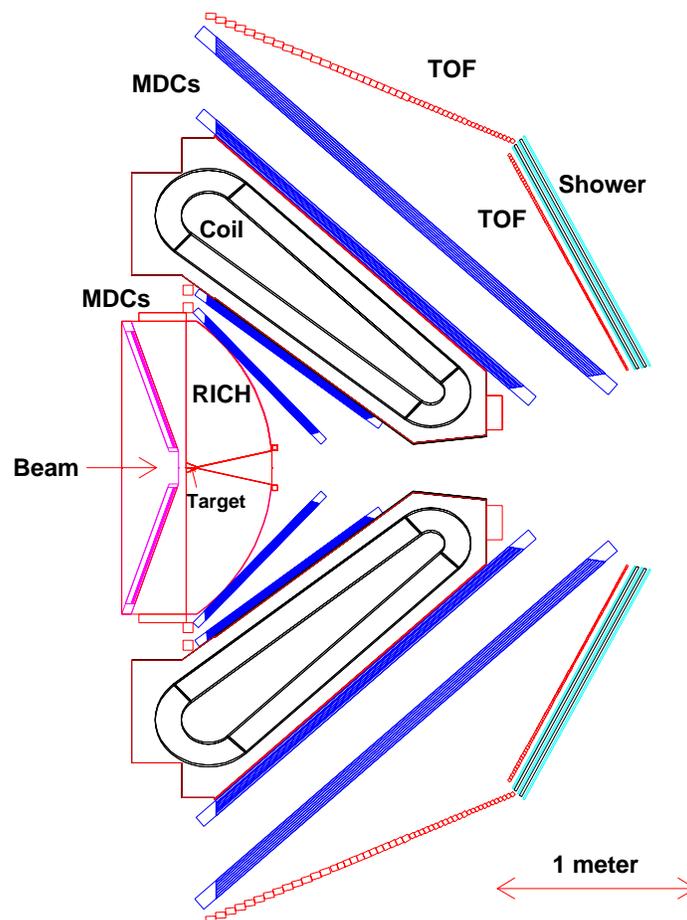


Abbildung 1.3: Querschnitt durch HADES entlang der Strahlachse (**Beam**). Von innen nach außen sieht man den ringabbildenden Cherenkov-Detektor (**RICH**), die Mini-Driftkammern (**MDC**), die Magnetspulen (**Coil**) und die Flugzeitwand (**TOF**) mit Schauerdetektor (**Shower**)

1.1.2 Das Detektorsystem

Das HADES-Detektorsystem (Abb.1.3) besteht aus einem ringabbildenden Cherenkov-Detektor (RICH) und einer Flugzeit-Wand mit Schauer-Detektor zur Dileptonenidentifizierung und Ortsbestimmung sowie Driftkammern vor und hinter einem toroidalen Magnetfeld zur Impulsbestimmung und für zusätzliche Ortsinformationen. Das ganze System hat eine Akzeptanz von nahezu 2π (16-88 Grad im Polarwinkel; voller Azimutwinkel).

- Der RICH (s. Kap.1.3) ist hadronenblind ausgelegt, Ringbilder erhält man fast nur durch die Elektronen. Aus der Lage der Ringbilder können die Elektronen den in den weiteren Detektorkomponenten ermittelten

Teilchentrajektorien zugeordnet werden und erst damit ist die eigentliche Elektronenidentifizierung erfolgt.

- Jeweils zwei Lagen von Mini-Driftkammern vor und hinter einem supraleitenden Toroiden dienen der Spuridentifizierung sowohl der Elektronen als auch der geladenen Hadronen. Letztere können zur Ereignis-Charakterisierung verwendet werden. Aus der Ablenkung in dem Magnetfeld lassen sich die Impulse der Teilchen mit einer Auflösung von $1\%(\sigma)$ bestimmen.
- Letzte Detektorkomponente ist der META (Multiplicity/Electron Trigger Array). Er dient als zweite Leptonenidentifikation mittels Flugzeitmessung für große Polarwinkel bzw. Flugzeitmessung sowie Identifizierung elektromagnetischer Schauer der Elektronen im Bereich kleiner Polarwinkel. Gleichzeitig dient der META der Auswahl zentraler Ereignisse durch Ermittlung der Multiplizität geladener Teilchen und damit als schnelle erste Triggerstufe.

Wegen der geringen Produktionswahrscheinlichkeiten der Vektormesonen und ihrer extrem kleinen Zerfallswahrscheinlichkeiten in Dileptonenpaare kann z.B. bei zentralen 1 AGeV Au-Au-Kollisionen nur mit einem Dileptonenpaar aus $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ in 10^6 Ereignissen gerechnet werden. HADES muß daher bei den höchstmöglichen Strahlintensitäten arbeiten können. Dazu bedarf es eines schnellen und hocheffizienten Triggers zur Ermittlung der Ereignisse mit Dileptonenkandidaten. Neben der Multiplizitätsinformation werden dabei die Ring-, Schauer- und Flugzeitinformationen aus RICH und META sowie Spurinformatoren verwendet, um die Datenrate auf ca. 100 Ereignisse/Sekunde zu reduzieren.

1.2 Der Cherenkov-Effekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein Medium mit einer Geschwindigkeit v , die größer ist als die Phasenlichtgeschwindigkeit $c_n = c/n$ (n : Brechungsindex des Mediums) in diesem Medium, so emittiert es Licht.

Dieser Effekt wurde erstmals 1934 von Cherenkov und Vavilov [CHE 34] beobachtet und 1937 von Frank und Tamm mit einer klassischen Theorie erklärt [TAM 37]. Hiernach ist bei solchen Geschwindigkeiten die elektromagnetische Wechselwirkung des Teilchens mit den umgebenden Atomen aufgrund der endlichen Geschwindigkeit c_n der Wechselwirkung nicht mehr isotrop, sondern, wie in Abb.1.4 zu sehen, konisch verzerrt. Senkrecht zu diesem Konus mit dem charakteristischen Öffnungswinkel

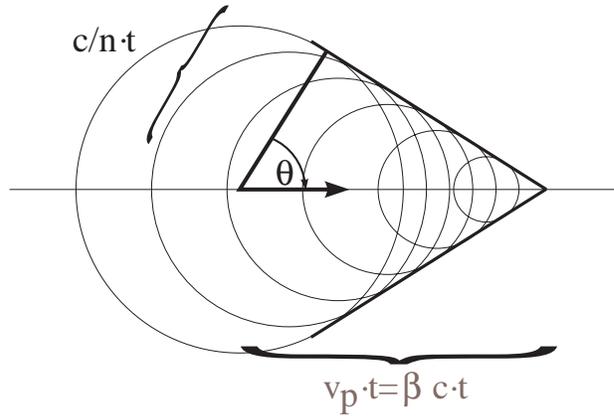


Abbildung 1.4: Bewegung eines Teilchens durch ein Medium oberhalb der Cherenkov-Schwelle

$$\cos\theta(\lambda) = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (1)$$

wird daher Licht emittiert. Die Emission erfolgt erst ab der Grenzggeschwindigkeit β_{thr}

$$\frac{1}{\beta_{thr} n(\lambda)} = 1 \quad \Rightarrow \quad \beta_{thr} = 1/n \quad \gamma_{thr} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{thr}^2}} \quad (2)$$

Der Öffnungswinkel nähert sich dann innerhalb eines schmalen Geschwindigkeitsintervalls seinem asymptotischen Wert von $\cos\theta = 1/n$ für $\beta \rightarrow 1$.

Durch die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex n und die Emission des Cherenkovlichts in einem breiten Wellenlängenintervall werden die an sich wohldefinierten Größen Schwellengeschwindigkeit und asymptotischer Winkel verschmiert.

Die Anzahl der emittierten und nachgewiesenen Cherenkov-Photonen ergibt sich für $\beta \approx 1$ zu

$$N_{phot} = N_0 L \frac{1}{\gamma_{thr}^2} \quad \text{mit} \quad N_0 = \frac{370}{[eVcm]} \int_{\Delta E} \prod_i \epsilon_i \quad dE \quad (3)$$

wobei L die Radiatorlänge in cm ist und die ϵ_i für alle eingehenden apparativen Effizienzen wie Transmissionen und Reflektivitäten stehen [PIU 93]. Schließt man auch die Effizienzen des verwendeten Photonendetektors ein, ergibt die Formel entsprechend die Anzahl der detektierten Photoelektronen.

Die Zahl der Cherenkov-Photonen pro Energieintervall ist nahezu konstant. Daraus folgt, dass diese Zahl pro *Wellenlängenintervall* zu kürzeren Wellenlängen hin $\sim \frac{1}{\lambda^2}$ zunimmt. Hierdurch ergibt sich für praktische Anwendun-

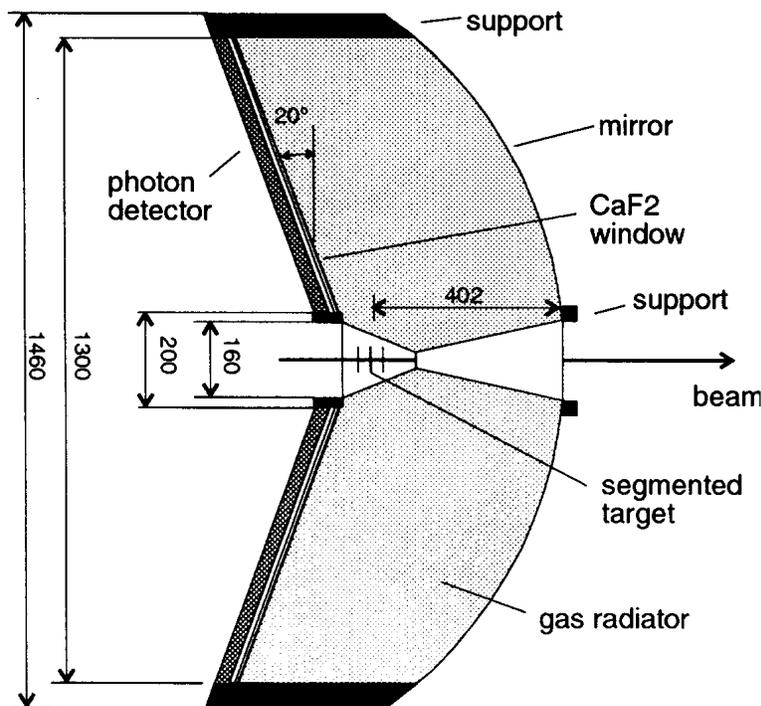


Abbildung 1.5: Querschnitt durch den HADES-RICH

gen die Notwendigkeit, zum Zweck einer möglichst hohen Photonenausbeute den verwendeten Wellenlängenbereich soweit als möglich in den UV-Bereich hinein auszudehnen.

1.3 Der HADES-Cherenkov-Detektor

Wesentliche Komponente zur Dileptonenidentifizierung ist der in Abb.1.5 im Querschnitt gezeigte RICH. Da in den untersuchten zentralen Stößen hohe Teilchenmultiplizitäten von bis zu 200 geladenen Teilchen anzutreffen sind, muß der RICH möglichst insensitive für Hadronen sein. Dies wird erreicht durch Verwendung eines gasförmigen Cherenkovradiators mit einem Brechungsindex nahe 1.

Die Schwelle für das Einsetzen des Cherenkov-Effekts liegt dadurch in der Größenordnung von $\gamma_{thr} = 20$ und wird im wesentlichen nur von den Elektronen überschritten.

Als Radiatorgas vorgesehen sind C_4F_{10} oder eine Mischung aus C_4F_{10} und CH_4 . Neben einer geeigneten Cherenkov-Schwelle erfüllen diese Gase weitere notwendige Bedingungen wie UV-Transparenz im relevanten Wellenlängenbereich, vernachlässigbare Lumineszenzanregung und eine nicht zu

große Strahlungslänge.

Das Cherenkov-Licht der Elektronen wird durch einen sphärischen Spiegel näherungsweise zu Ringbildern auf einen unter Rückwärtswinkeln installierten Photonendetektor fokussiert. Bei diesem handelt es sich um eine Vieldrahtkammer mit CaF_2 -Fenster und einer CsI-Photokathode, die wegen der für einen Photoeffekt notwendigen Minimalenergie die obere in HADES nutzbare Wellenlänge auf 220nm festlegt. Die von den Cherenkov-Photonen ausgelösten Photoelektronen werden mit einem Faktor 10^5 verstärkt und induzieren eine Ladung auf der Photokathode. Die Kathode ist in Felder von ca. $6 \times 6 \text{ mm}^2$ segmentiert, deren Ladungsinformationen einzeln ausgelesen werden und damit eine ausreichende Ortsinformation zur Rekonstruktion der Ringbilder liefern.

2 Gase für Cherenkov-Radiatoren

2.1 Transmission und Absorption

Um eine gute Effizienz in der Rekonstruktion der Ringbilder der Elektronen zu erzielen, müssen im Photonendetektor des RICH möglichst viele Photoelektronen nachgewiesen werden.

Wendet man Formel (3) auf den HADES-RICH an, so ergibt sich die Zahl der Photoelektronen nach

$$N_{PE} = N_0 \cdot L \cdot \frac{1}{\gamma_{thr}^2} \quad (4)$$

$$N_0 = R_{mirror} \cdot T_{grid} \cdot \epsilon_{se} \frac{370}{[eVcm]} \int_{\Delta E} T_{rad} \cdot T_{window} \cdot Q_{CsI} dE \quad (5)$$

L	:	Radiatorlänge
γ_{thr}	:	Lorentzfaktor an der Cherenkovschwelle
R_{mirror}	:	Reflektivität des Spiegels
t_{grid}	:	Transmission des Anodengitter der MWPC
ϵ_{se}	:	Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Photoelektron
T_{rad}	:	Transmission des Radiatorgases
T_{window}	:	Transmission des Fensters Radiator/MWPC
Q_{CsI}	:	Quanteneffizienz der Photokathode

Eine Größe, die hierbei neben vielen anderen eingeht, ist die wellenlängenabhängige Transmission des Gasmischs im Radiatorvolumen unter Berücksichtigung aller Radiatorgaskomponenten sowie deren Verunreinigungen.

Als Transmission wird hierbei das Verhältnis der Intensitäten des Lichts vor(I_0) und hinter(I) einem wohldefinierten Gasvolumen, d.h. mit festgelegter Länge und Gasdruck, bezeichnet.

Für den Intensitätsabfall im Volumen ist im wesentlichen die Absorption des untersuchten Gases verantwortlich, daneben aber auch Reflexion an Grenzschichten (Fenster des Gasvolumens) und Rayleighstreuung [BER 93, Kap. 2.8]. Die Streuung kann vernachlässigt werden, die Reflexionverluste gehen nicht in die experimentell bestimmten Transmissionswerte ein, da in der Praxis nicht die Intensität I_0 vor dem Testvolumen, sondern die Intensität hinter einem *leeren* Testvolumen bei ansonsten gleichem Lichtweg gemessen wird. Der Unterschied in der Reflexion zum gasgefüllten Volumen ist vernachlässigbar, da die Brechungsindizes der getesteten Gase fast gleich eins sind.

Zur allein gasartabhängigen Beschreibung des Transmissionsverhaltens verwendet man die Absorptionskoeffizienten $\tilde{\alpha}$, die mit der Transmission über das exponentielle Absorptionsgesetz zusammenhängen.

$$I = I_0 \exp^{-\tilde{\alpha} dp} \quad [\tilde{\alpha}] = \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{atm}}$$

I, I_0 siehe oben d : durchstrahlte Schichtdicke p : Druck.

oder vereinfacht für Messungen bei Atmosphärendruck, welche im weiteren ausschließlich betrachtet werden

$$I = I_0 \exp^{-\alpha d} \quad [\alpha] = \frac{1}{\text{cm}}$$

Befindet sich im durchstrahlten Volumen ein Gemisch mehrerer Gase 1, ..., n, gilt entsprechend mit den Partialdrücken p_1, \dots, p_n

$$I = I_0 \exp^{\tilde{\alpha}_1 dp_1} \cdot \dots \cdot \exp^{\tilde{\alpha}_n dp_n}$$

oder mit den Absorptionkoeffizienten bei Atmosphärendruck (als Näherung für ideale Gase)

$$I = I_0 \exp^{\alpha_1 dp_1/p} \cdot \dots \cdot \exp^{\alpha_n dp_n/p}$$

was der Vorstellung entspricht, daß das Licht nacheinander Schichten der einzelnen Gaskomponenten separat durchquert.

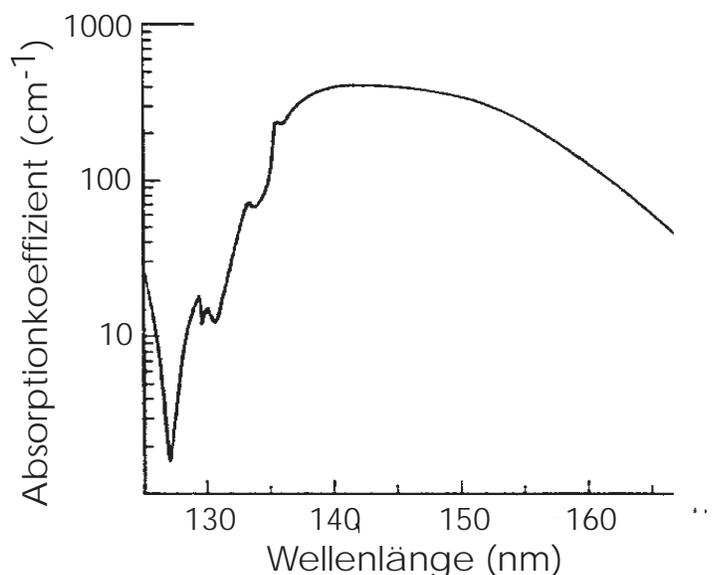


Abbildung 2.1: Absorptionskoeffizient molekularen Sauerstoffs (nach [HUF 69])

2.2 Absorption ausgewählter Gase

Die Absorption wird verursacht durch eine Reihe von Prozessen: atomare und molekulare Anregungen führen zu den bekannten Linien- und Bandenspektren, Ionisation, Dissoziation oder dissoziative Ionisation ergeben Absorptionskontinua.

Kritisch für die Anwendung in einem RICH sind vor allem größere kontinuierliche Wellenlängenintervalle mit einer nennenswerten Absorption.

Im folgenden wird das Absorptionsverhalten wichtiger Gase in dem für HADES relevanten Wellenlängenbereich zwischen 130nm und 220nm betrachtet.

Sauerstoff

Sauerstoff besitzt ein breites Dissoziationskontinuum (Schumann-Runge-Kontinuum) zwischen 125nm und 175nm mit einem Maximum bei 145nm, das der Dissoziation in ein Grundzustands- (^3P) und ein metastabiles 1D -Atom entspricht [HUF 69]. Der in Abb.2.1 gezeigte Absorptionskoeffizient steigt dort bis auf 400cm^{-1} . Das Schumann-Runge-Bandenspektrum ($^3\Sigma_u^- \leftarrow ^3\Sigma_g^+$) von 175- 201nm sowie das Herzberg-Dissoziationskontinuum in zwei Grundzustand-Sauerstoffatome sind relativ schwach ($< \text{bzw.} \ll 1\text{cm}^{-1}$) und brauchen zur Betrachtung von Verlusten durch O_2 -Verunreinigungen nicht berücksichtigt werden.

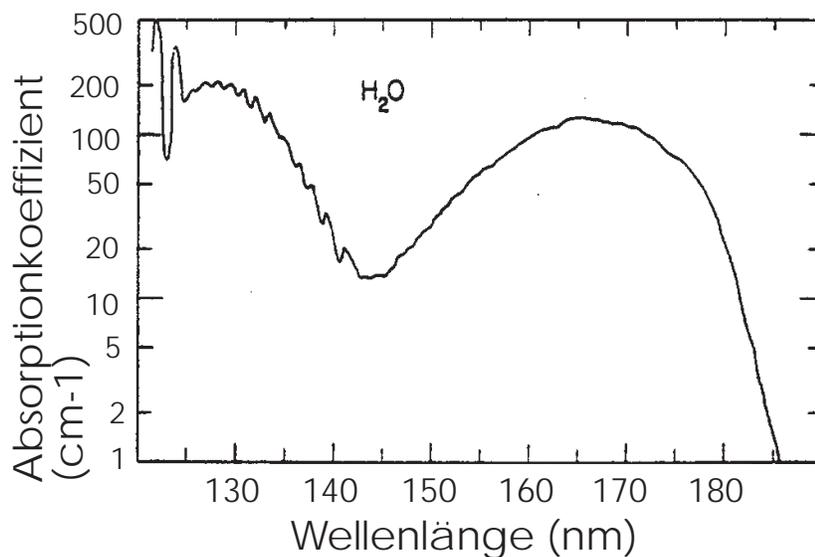


Abbildung 2.2: Absorptionkoeffizient von Wasserdampf (nach [WAT 53])

Stickstoff

Stickstoff besitzt anders als Sauerstoff kein starkes Dissoziationskontinuum [HUF 69], auch sonst findet sich keine nennenswerte Absorption im betrachteten Wellenlängenbereich. Er ist daher ein geeignetes Gas für die Arbeitsatmosphäre in einem optischen Meßaufbau.

Wasserdampf

Wie Abb.2.2 zeigt, besitzt Wasserdampf ein Absorptionskontinuum zwischen 145nm und 186nm [WAT 53]. Das Maximum liegt bei 166nm mit einem Absorptionskoeffizienten von 124cm^{-1} . Dieses Kontinuum beruht auf einem Übergang in einen angeregten 1A_1 - (und in geringerem Maß 3A_1 -)Zustand, wobei die kontinuierliche Absorption wahrscheinlich durch eine anschließende Prädissoziation in $O(p^4, ^1D) + H_2(^1\Sigma_g^+)$ zustandekommt [MUL 35].

Fluorkohlenwasserstoffe(FKW) C_nF_{2n+2} ($n=3,..6$)

Diese FKW sind bis herunter zu 150nm transparent. Dann beginnt ein erstes Kontinuum von 20nm Breite, dessen Lage sich mit kleinerem n zu kürzeren Wellenlängen verlagert (s. Abb.2.3). Aus den Daten von Belanger et al. [BEL 69] ergibt sich für C_4F_{10} der Beginn des Kontinuums bei 140nm, wobei Absorptionkoeffizienten <1 dort nicht mehr abzulesen sind. Messungen der HADES- Kollaboration ([HAD 94, Seite 28]) mit einer 40cm langen

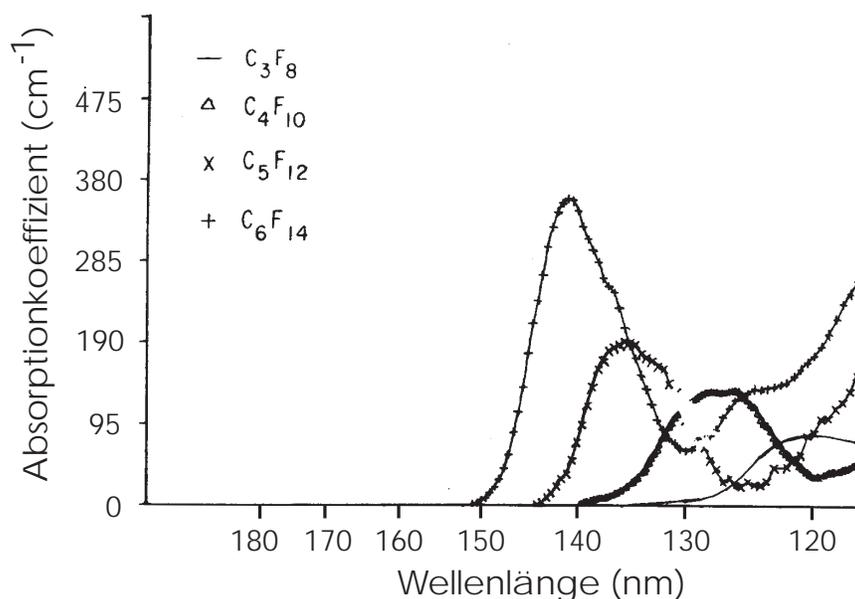


Abbildung 2.3: Absorptionskoeffizienten einiger Fluorkohlenwasserstoffe (nach [BEL 69])

C_4F_{10} -gefüllten Zelle zeigen dagegen eine Abschneidekante bei 144nm, die bereits durch einen Absorptionskoeffizienten von 0,02 erklärbar ist und die untere Wellenlängengrenze für C_4F_{10} als Radiatorgas bestimmt.

Zur Bewertung von Verunreinigungen sind die Daten von Belanger et al. jedoch völlig ausreichend und zeigen an, daß C_5F_{12} und C_6F_{14} erst unterhalb von 150nm absorbieren, wobei C_6F_{14} bei 140nm schon sein Maximum mit 380cm^{-1} erreicht.

Methan

Methan ist transparent bis 143nm. Darunter zeigt sich ein in Abb.2.4 dargestelltes Absorptionskontinuum, das bei 128nm ein erstes Maximum besitzt. [VOD 74, S. 142]

Während die als Radiator in Frage kommende Gase C_4F_{10} und CH_4 zwischen 220 und 145nm weitgehend transparent sind, kann die Gesamttransmission durch Verunreinigungen stark beeinträchtigt werden. Sauerstoff und Wasserdampf können im Betrieb jederzeit sehr leicht durch kleinste Lecks in das Gassystem eindringen oder an Materialoberflächen adsorbiert sein und gerade im kürzerwelligen Bereich mit der höchsten Photonenausbeute pro Wellenlängenintervall und der größten Quanteneffizienz der CsI-

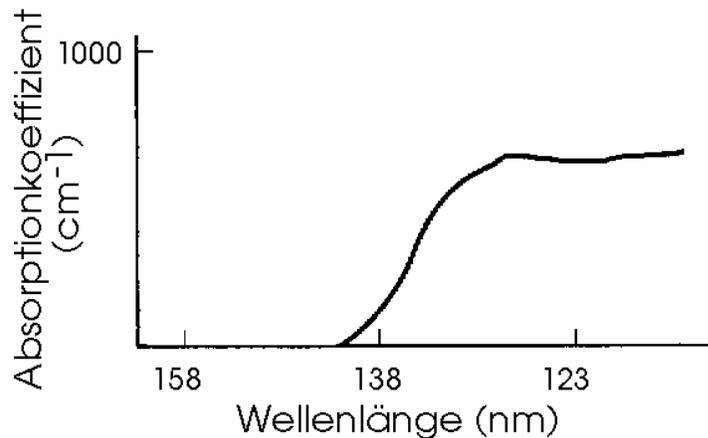


Abbildung 2.4: *Absorptionskoeffizient von Methan (nach [VOD 74, S. 142])*

Photokathode die Effizienz von HADES entscheidend vermindern.

Höhere FKW wie C_6F_{14} sollten nur dann ein Problem darstellen, wenn sie als Verunreinigung durch den Herstellungsprozess in größeren Mengen im C_4F_{10} enthalten sind. Nach einmaliger Prüfung der Gasqualität sollten sie jedoch als Ursache von Transmissionsminderungen auszuschließen sein.

2.3 Effekte aufgrund von Verunreinigungen

Um die Auswirkungen der oben beschriebenen Gasverunreinigungen quantifizieren zu können, wurde in Abb.2.5 der Effekt einer reinen Sauerstoffverunreinigung bis zu 1000ppm auf die Zahl der in HADES nachgewiesenen Photoelektronen berechnet. Grundlage waren die im HADES-Proposal zur Berechnung der Photoelektronenausbeute zugrundegelegten Zahlenwerte [HAD 94, Seite 36]. Zusätzlich wurde nur die Transmission einer Sauerstoff- oder Wasserdampfschicht mit einer der jeweiligen Verunreinigung entsprechender Dicke einbezogen. Es zeigt sich, daß der prozentuale Effekt nahezu unabhängig von der Elektronenweglänge im Radiatorgas ist. Schon eine Verunreinigung mit 16ppm Sauerstoff reduziert die Zahl der Photoelektronen um 10%, 60ppm Sauerstoff führen zu einer Abnahme um 25%.

2.4 Überwachung der Gasreinheit

Die obigen Betrachtungen zeigen die Notwendigkeit, während des Betriebs von HADES oder von Test-Untereinheiten die Reinheit des Radiatorgases in regelmäßigen Abständen zu kontrollieren und dabei die am stärksten absorbierenden Verunreinigungen bis in den ppm-Bereich zu erkennen.

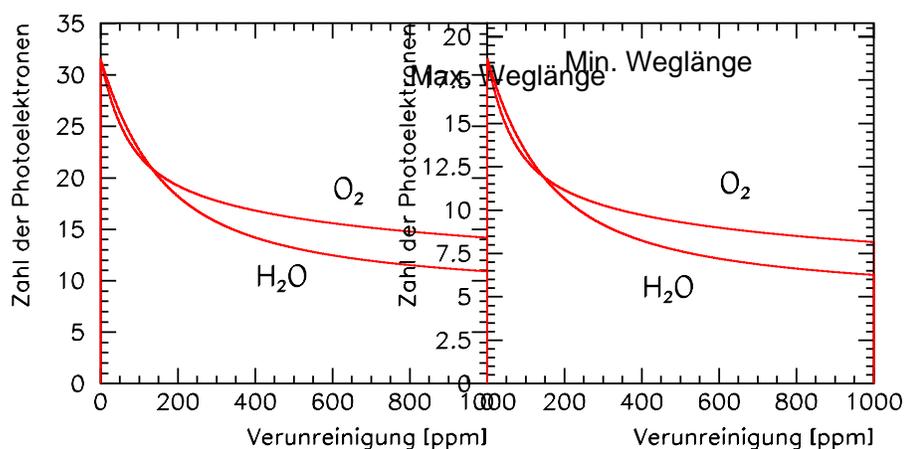


Abbildung 2.5: Anzahl detektierter Photoelektronen im HADES-RICH in Abhängigkeit von Verunreinigungen bis zu 1000ppm. Die Kurven sind jeweils für die minimale und maximale Elektronenweglänge im Radiator angegeben.

Da das Problem der Überwachung eines Gases zum Zweck der Reinhaltung oder —dem verwandt— zur Konstanthaltung eines Gasmischungsverhältnisses bei vielen Anwendungen auftritt, existiert eine Reihe unterschiedlichster Ansätze zu seiner Lösung. Prinzipiell kann jede physikalische Größe verwendet werden, die sich in Abhängigkeit von der Gaszusammensetzung mit der notwendigen Sensitivität ändern bzw. gemessen werden kann. Praktisch versucht man, nach Möglichkeit die für die jeweilige Anwendung wichtige Eigenschaft direkt zu verwenden.

Einige unterschiedliche Ansätze sollen hier exemplarisch kurz vorgestellt werden.

2.4.1 Transmissionsmessungen

Hierbei wird der Intensitätsverlust von Licht der gewünschten Wellenlänge beim Durchgang durch ein Testvolumen des untersuchten Gases gemessen. Untersuchte Größe ist direkt die Transmission, was für Anwendungen wie bei HADES der entscheidende Vorteil ist, da dies die relevante Größe darstellt. Nachteilig ist, daß man aus der Transmission nur schwierig Aussagen über die Art der Verunreinigung machen kann, solange man die möglichen Verunreinigungen nicht von vornherein auf ein oder zwei einschränken kann.

Da diese Methode die von uns gewählt ist und später noch detailliert betrachtet wird, soll sie an dieser Stelle nicht weiter diskutiert werden.

2.4.2 Interferometrische Methoden

Hierbei wird die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Gaszusammensetzung bestimmt. Da interferometrische Methoden zu den genauesten physikalischen Untersuchungsmethoden gehören, verspricht dies eine ausreichende Genauigkeit.

Für eine Abschätzung dieser Methode wurden die Daten eines Michelson-Interferometers verwendet, das speziell zum Zweck der genauen Bestimmung von Brechungsindizes von Gasen benutzt wurde [PLA 77]. Diese konnten mit einer Genauigkeit von einigen 10^{-6} bestimmt werden.

Für die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Konzentration wurde das Drudesche Oszillatormodell der Dielektrizitätskonstante zugrundegelegt [JAC 81, Seite 334]

$$n^2(\omega) = \epsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m_e} \sum_i f_i (\omega_i^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_i)^{-1}$$

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$$

N: Moleküldichte

ω_i : Bindungsfrequenzen der Elektronen

f_i : Oszillatorstärken

γ_i : phänomenologische Dämpfungskonstanten

Aus dem bekannten Brechungsindex an einer festen Wellenlänge läßt sich damit die unbekannte Summe für jedes Gas bestimmen und damit über die Moleküldichte N auch der Brechungsindex eines Gasgemisches.

Eine Überschlagsrechnung ergibt mit $n_{C_4F_{10}}=1.00012$ und $n_{O_2}=1.0002706$ (Näherungswert für 590nm) bei einer Sauerstoffkonzentration von 50ppm eine Änderung des Brechungsindex von $7 \cdot 10^{-9}$, also noch weit jenseits der Empfindlichkeit des betrachteten Interferometers.

Zu Erreichung einer größeren Sensitivität muß man bei einer Wellenlänge arbeiten, bei der sich die Brechungsindizes der Gase möglichst unterscheiden, also z.B. in der Nähe von Wellenlängen, bei denen die Verunreinigung absorbiert und der Brechungsindex daher groß wird. Eine technische Schwierigkeit liegt hierbei darin, einen Laser mit geeigneter Wellenlänge zu finden.

2.4.3 Elektronendriftgeschwindigkeiten

Vor allem beim Betrieb von großen Driftkammern werden sowohl die Konstanz der Zusammensetzung des Gasgemisches als auch etwaige Verunreinigungen über die Veränderung der Driftzeit von Elektronen in einer kleinen

Testdriftkammer kontrolliert. Durch ihre unterschiedliche Elektronegativität beeinflussen verschiedene Gase diese Drift verschieden stark.

Ein Beispiel hierfür ist das GOOFIE-System für die Zeit-Projektionskammern (Time Projection Chamber TPC) des NA49-Experiments. Die Driftzeit läßt sich damit bis auf 0.1% genau bestimmen [MAR 95]. Dies reicht aus, um die notwendige Ortsauflösung der TPC zu gewährleisten. Gleichzeitig wäre es ausreichend, um Sauerstoff auf einem Niveau von ungefähr 10ppm nachzuweisen.

Ein Vorteil dieser Methode liegt darin, gleichzeitig die gewünschte Gas Mischung als auch Verunreinigungen kontrollieren zu können. Die Anwendbarkeit hängt jedoch von den konkret verwendeten Gasen ab und ihren Driftgeschwindigkeiten ab.

2.4.4 Massenspektrometrie

In einem Massenspektrometer wird eine Probe des Gasgemischs ionisiert und die Ionen anschließend in elektrischen (und magnetischen) Feldern nach ihren Massen separiert.

Durch die Bestimmung der Massen kann diese Methode als einzige der beschriebenen eine qualitative Analyse auch über unerwartete Verunreinigungen liefern und ist für die Identifizierung von Verunreinigungen nicht auf a priori Annahmen bezüglich der möglichen auftretenden Verunreinigungen angewiesen. Deutlich erschwert wird dies allerdings durch den (Abb. 2.6) im Massenspektrum von C_4F_{10} zu erkennenden Umstand, daß durch den Ionisierungsvorgang neben Ionen der ursprünglich vorhandenen Gase auch alle möglichen molekularen Bruchstücke entstehen und hieraus die Ausgangssubstanzen wieder rekonstruiert werden müssen.

Eine quantitative Festlegung der erkannten Verunreinigungen mittels Massenspektrometrie ist äußerst schwierig, da hierzu alle eingehenden Parameter wie Restgaszusammensetzung im Massenspektrometer genau bekannt sein müssen [DUH 95].

Ein weiterer Nachteil dieser Methode liegt darin, daß ein Massenspektrometer mit einer Sensitivität bis in den ppm-Bereich deutlich teurer wäre als eine vergleichbar sensitive Apparatur einer der anderen beschriebenen Methoden und damit für den praktischen Einsatz zur Gaskontrolle kaum infrage kommt.

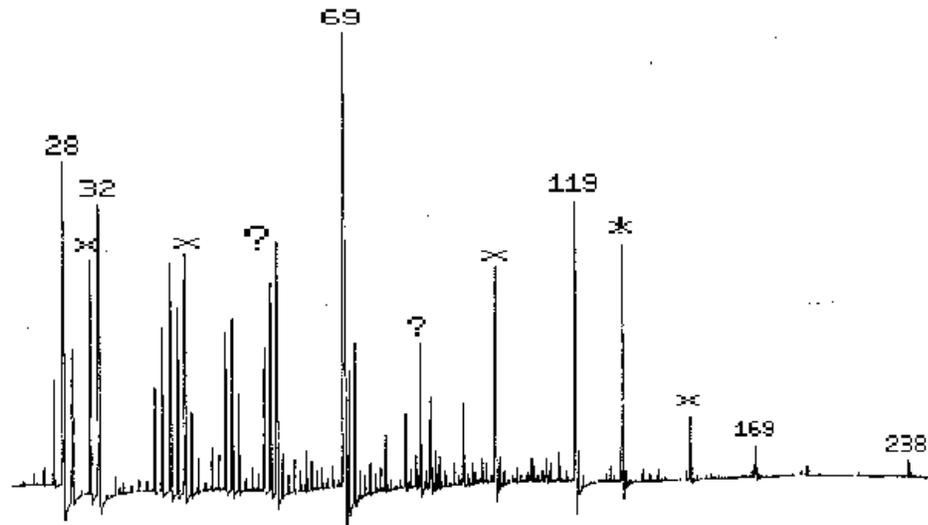


Abbildung 2.6: Massenspektrum von C_4F_{10} . Mit Zahlen benannt sind die Peaks einiger Fragmente (mit Massenzahlen) sowie von O_2 und N_2 . 'X': Weitere C_4F_{10} -Fragmente; '?': Peaks durch Verunreinigungen.

3 Der VUV-Transparenz-Monitor

Durch eine Transmissionsmessung des Gases einschließlich aller Verunreinigungen ermittelt man direkt die in die Photoelektronenausbeute eingehende Größe, während bei anderen Verfahren aus der ermittelten Gaszusammensetzung nur indirekt auf die Transmission rückgeschlossen werden kann. Daher fiel die Wahl auf einen Transmissions-Monitor zur Überwachung der Gasreinheit. Dieser ist auch mit einem angemessenen Aufwand zu entwickeln und soll unter Umständen zu einem späteren Zeitpunkt durch ein Massenspektrometer zur genaueren qualitativen Untersuchung der Verunreinigungen ergänzt werden.

3.1 Prinzipielle Design-Überlegungen

Ein Hauptproblem bei der Bestimmung von Transmissionswerten bzw. deren Veränderungen im Laufe der Zeit besteht in der Ermittlung einer geeigneten Referenz. Es ist keinesfalls ausreichend, allein aus der Veränderung einer Meßgröße für die Intensität nach Durchstrahlen eines Testvolumens auf eine Veränderung der Transmission zu schließen, da gerade langfristig Veränderungen z.B. in der Intensität der UV-Lichtquelle oder in anderen Systemkomponenten auftreten und nicht existierende Änderungen in der Gastrans-

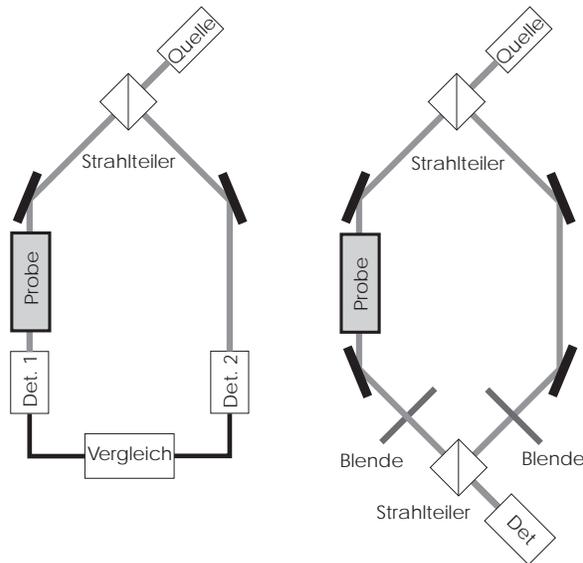


Abbildung 3.1: *Verschiedene Aufbauten für Absorptionsspektrometer*

mission vortäuschen könnten. Daher wählt man häufig den Weg, das Licht auf zwei symmetrische Wege aufzuteilen, wobei das Testvolumen sich in einem der Strahlengänge befindet (s. Abb.3.1 links).

Das Verhältnis der Intensitäten in beiden Strahlengängen liefert ein von Systemeinflüssen unabhängigeres Ergebnis, ist aber im linken Aufbau noch immer abhängig vom gleichartigen Ansprechen der beiden Detektoren und der nachfolgenden Elektronik.

Deren Langzeitveränderungen kann man dadurch eliminieren, daß man die beiden Teilstrahlen hinter dem Testvolumen wieder zusammenführt und abwechselnd auf einen einzigen Detektor leitet (s. Abb.3.1 rechts). Die durch den Wechsel entstehenden Totzeiten stellen kein Problem dar, solange man ein solches System nicht im Bereich der Kurzzeitspektroskopie einsetzen will.

Wir entschieden uns für einen Aufbau mit einem einzelnen Detektor, wobei aus Gründen der Vereinfachung des Strahlengangs und der notwendigen optischen Komponenten auf eine Symmetrie der beiden Teilstrahlen verzichtet wurde.

Da bis in den Bereich des Vakuum-UV gemessen werden soll, mußte der gesamte optische Aufbau in einem evakuierbaren oder mit einem transparenten Gas flutbaren Behältnis aufgebaut werden. Hierdurch müssen wegen der Verwendung eines einzelnen Detektors beide Teilstrahlen in diesem Behälter zum Wechselmechanismus und dem Detektor geführt werden. Bei Verwendung von zwei Detektoren kann hingegen einer direkt am Ende des Testvolumens angebracht werden, wodurch dieses zum Erzielen einer größeren Sensitivität auf einfache Weise verlängert werden kann (siehe z.B. [MOS 90]).

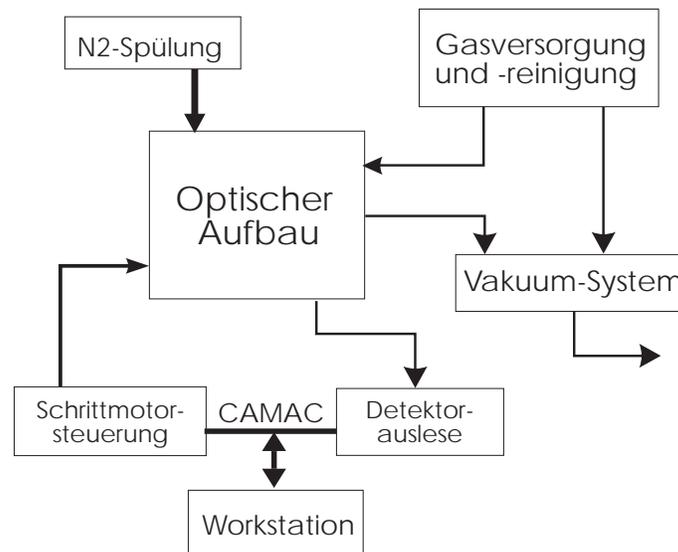


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Teilsysteme des Transmissions-Monitors

Die einzelnen Komponenten des Gesamtsystems, das in Abb.3.2 schematisch dargestellt ist, sollen nun im einzelnen beschrieben werden.

3.2 Das Gasversorgungssystem

Während das Testgas im realen Betrieb direkt vom Detektor kommt, muß für den Laborbetrieb ein eigenständiges Gasversorgungssystem aufgebaut werden, dessen Bestandteile in Abb.3.3 dargestellt sind. Dieses enthält mehrere Optionen:

- Ein Gas kann direkt aus der Vorratsflasche in das Testvolumen eingeleitet werden
- Das Gas kann durch ein Gasnachreinigungssystem (Fa. Messer Griessheim: OXISORB und HYDROSORB) geleitet und dabei von Sauerstoff und/oder Wasserdampf gereinigt werden. Diese Option ist unerlässlich, da das uns gelieferte C_4F_{10} sehr stark mit Sauerstoff verunreinigt ist.
- Das Gas kann gereinigt oder ungereinigt erst in ein Vorratsvolumen eingeleitet werden. Dort dient es entweder als Gasvorrat, um bei Messungen über einen längeren Zeitraum den Gasdruck im Testvolumen über ein druckgesteuertes automatisches Ventil konstant zu halten, oder es kann einem zweiten Durchlauf durch das Gasreinigungssystem unterzogen werden. Auch kann hier bei notwendigem Öffnen des Testvolumens

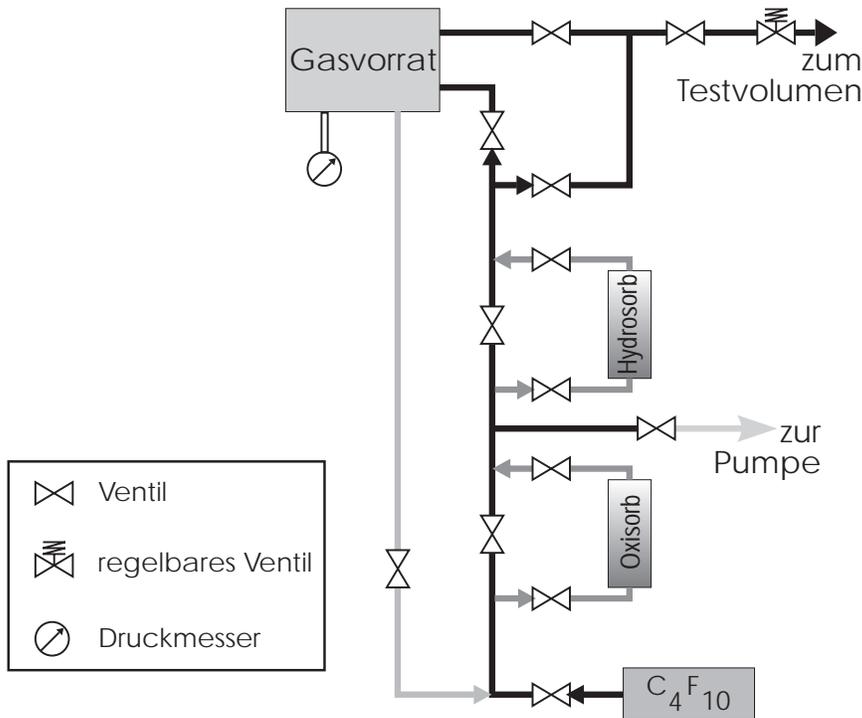


Abbildung 3.3: Das Gasversorgungs- und Reinigungssystem

ein Teil des darin befindlichen Gases gespeichert und wiederverwendet werden.

Da keine Pumpe im Testgaskreislauf zur Verfügung steht, müssen alle beschriebenen Betriebsvorgänge allein durch die existierenden Druckunterschiede zwischen Vakuum und 2.9 bar (Dampfdruck von C_4F_{10}) durchgeführt werden.

3.3 Das Vakuumsystem

Das gesamte Monitorsystem, bestehend aus Gasversorgung, Testvolumen und Volumen für den optischen Aufbau kann mit Hilfe einer Turbomolekularpumpe mit Drehschieberpumpe als Vorpumpe evakuiert werden. Hierbei kann jedes der drei Teilsysteme mit Hilfe von Ventilen abgetrennt und allein mit Gasen geflutet oder evakuiert werden. Abb.3.4 zeigt das Vakuumsystem.

Hierbei waren Drücke bis zu einigen 10^{-5} mb erzielbar, im Testvolumen sogar bis $1 \cdot 10^{-5}$ mb. Diese Werte sichern eine ausreichende Reinheit der Apparatur für den späteren Betrieb und sind vor allem deshalb sehr gut, weil sich im Optikvolumen der nicht für Vakuumbetrieb ausgelegte Monochromator sowie zwei handelsübliche ungekapselte Schrittmotoren befanden. Bei

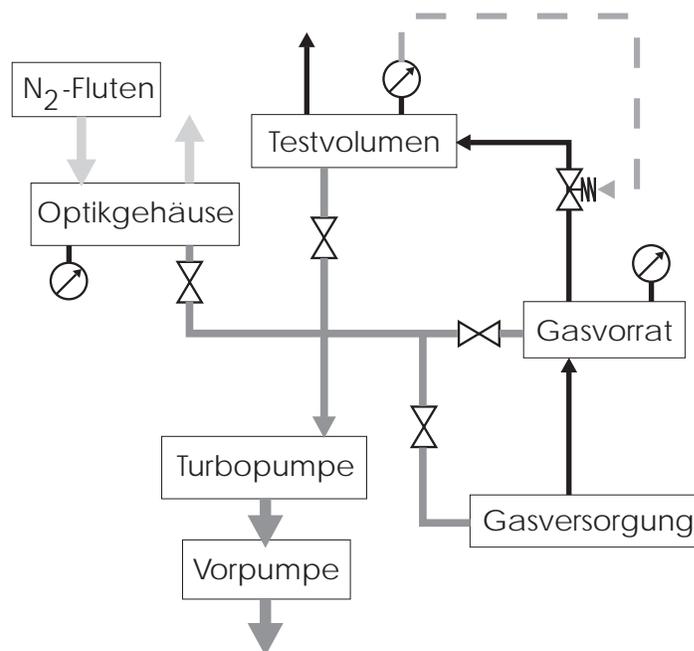


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Vakuumsystems

längerem Betrieb stellten sich jedoch größere Schwankungen in den Anzeigen der Penning-Vakuummeter ein, die sich bei späterer Kontrolle durch stark verschmutzte Elektroden infolge des Ausgasens von Motoren und Monochromator erklären ließen.

3.4 Der optische Aufbau

Als Lichtquelle dient eine Deuterium-Lampe (Hamamatsu L-879) mit LiF₂-Fenster, die ein kontinuierliches Spektrum bis 120nm liefert und damit Messungen an jeder Wellenlänge im relevanten Bereich erlaubt. Die Betriebsdauer der Lampe ist begrenzt durch die nachlassende Transmission des Fensters und vom Hersteller mit 300 Stunden (50%) angegeben. Beim Vergleich einer fabrikneuen Lampe mit einer älteren, die jedoch deutlich weniger als die 300 Stunden betrieben worden war, zeigte sich jedoch bereits ein Abfall von >40%, so daß für die Transmissionsmessungen letztlich die neue Lampe verwendet wurde. Auf keinen Fall kann die Intensität der Lampe als langfristig konstant angenommen werden. Die Lampe ist außerhalb des Optikbehälters montiert und ragt nur mit ihrem Fenster über eine Vakuumdurchführung hinein.

Anschließend wird das Licht in einem 1/8m-Gitter-Monochromator (Oriel

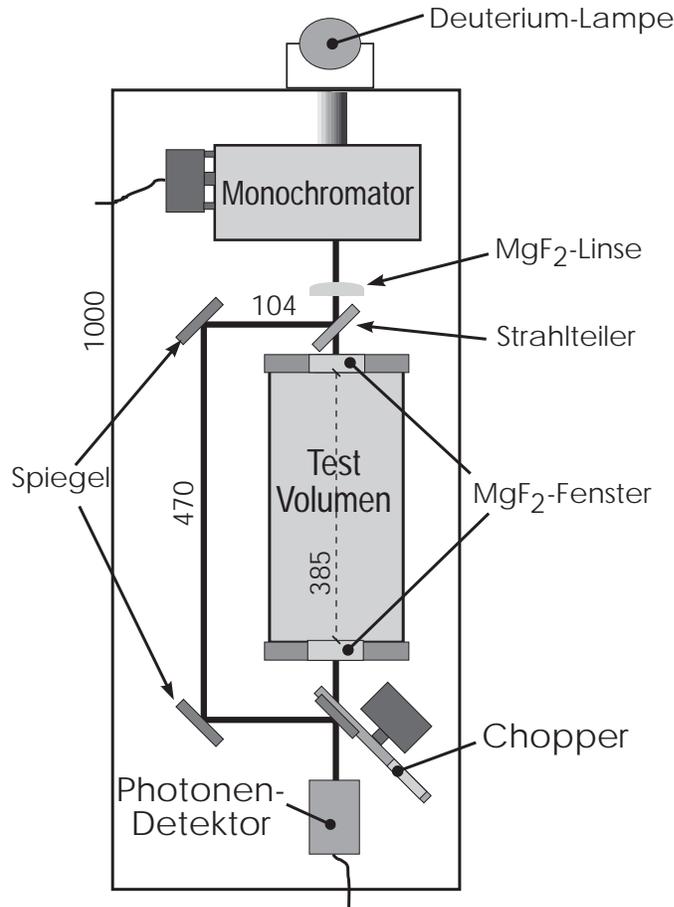


Abbildung 3.5: Aufbau des optischen Systems zur Durchführung der Transmissionsmessungen (angegebene Längen in mm)

77250) in Ebert-Fastie-Anordnung mit zusätzlicher In-Line-Strahlumlenkung wellenlängenselektiert. Das Gitter mit 1200 Strichen/mm besitzt im gesamten Wellenlängenintervall eine fast konstante Effizienz von 40%. Ein- und Ausgangsspalt sind sowohl in Höhe als auch Breite verstellbar, so daß Intensität und Bandbreite der selektierten Wellenlänge variiert werden können. Erzielbar sind Auflösungen bis $<1\text{nm}$. Die Wellenlängenkalibrierung wurde anhand der bekannten Helium-Linien im sichtbaren Spektralbereich überprüft und korrigiert. Anstelle des mechanischen Wellenlängenantriebs wurde ein Schrittmotor für den Betrieb bei geschlossenem Gehäuse installiert, der die Wellenlänge in $1/8\text{nm}$ -Schritten einstellen kann.

Das divergent austretende Licht wird mit einer MgF_2 -Linse kollimiert. Wegen der starken Dispersion und der verschiedenen Länge der beiden Lichtwege ist dies allerdings nur sehr grob möglich.

Ein planer Strahlteiler (ARC VUVBS-1D) teilt den Strahl in Teststrahl

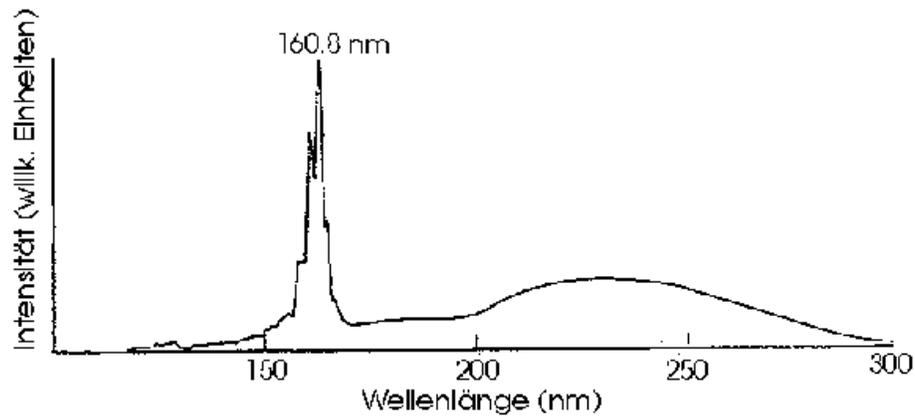


Abbildung 3.6: *Emissionsspektrum der Deuteriumlampe [HAM 94]*

und Referenzstrahl mit einer Intensität in der Größenordnung von etwa 40% im transmittierten wie auch im reflektierten Strahl.

Die Effizienzen der verwendeten optischen Bauteile sind in Abb.3.6 und 3.8 gezeigt.

Das Testvolumen hat eine durchstrahlte Länge von 38.5cm und wird begrenzt durch MgF_2 -Fenster von 5mm Dicke. Der Referenzstrahl wird mittels zweier aluminiumbeschichteter Spiegel mit MgF_2 -Überzug (ARC 1600) weitergeführt.

Zur Auswahl eines Teilstrahls für den UV-Detektor wird ein mechanischer Drehmechanismus ("Chopper") verwendet (Abb.3.7). Eine Scheibe ist mit

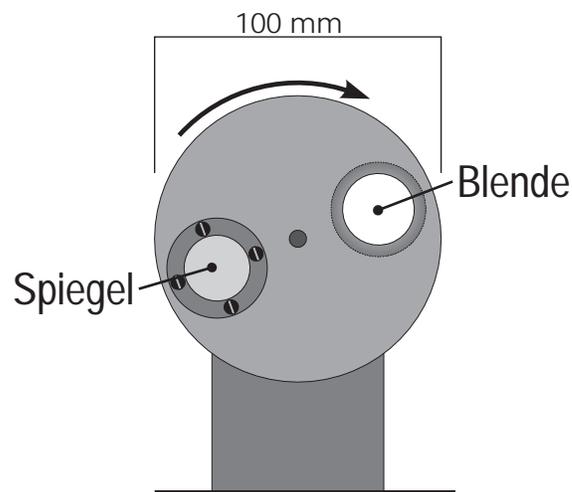


Abbildung 3.7: *Der "Chopper"-Mechanismus zur Auswahl eines Teilstrahls*

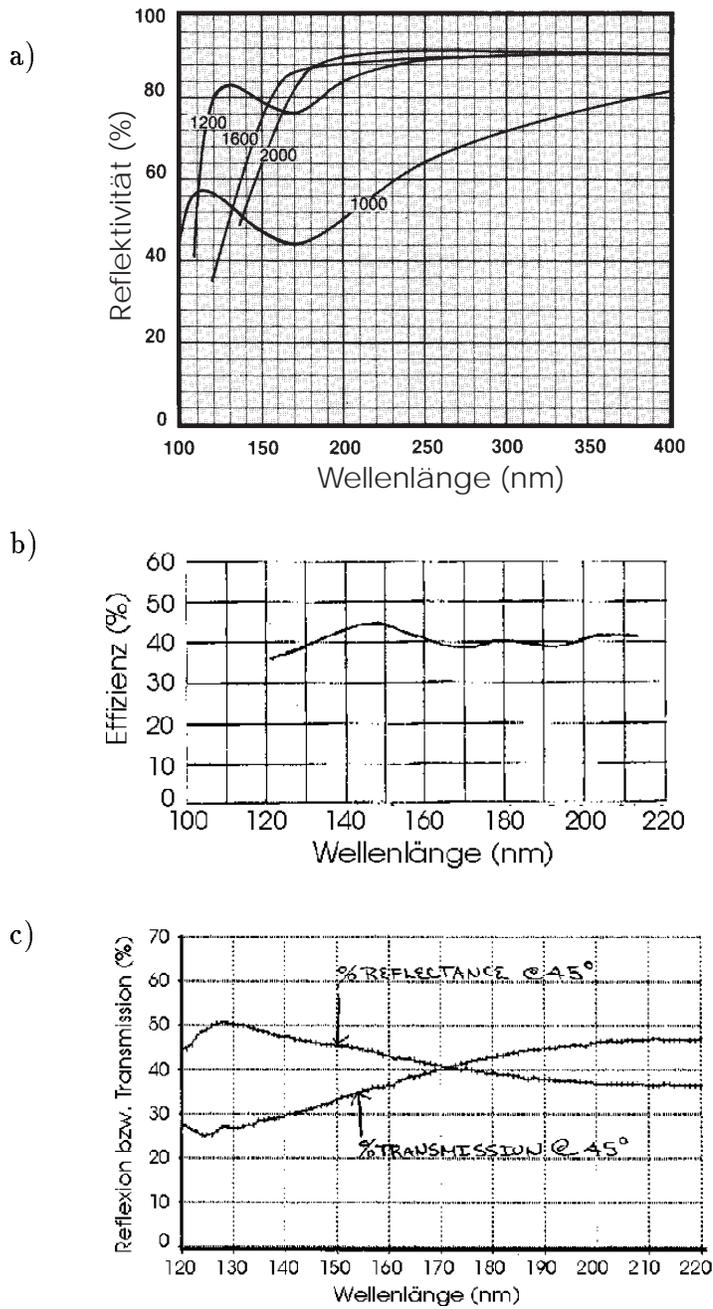


Abbildung 3.8: Effizienzen von Einzelkomponenten: a) Reflektivität der Spiegel (Kurve '1600') [ACT 94] b) Effizienz des Gitters [MIL 94] c) Reflexion und Transmission des Strahlteilers [ACT 94]

einer Lochblende versehen, die den Teststrahl passieren läßt, sowie einem Spiegel, der den Referenzstrahl auf den Detektor lenkt. In einer Zwischenposition ist der Detektor für beide Teilstrahlen gesperrt. Die Chopperscheibe sitzt auf der Achse eines Schrittmotors, durch den der gewünschte Strahl außengesteuert gewählt werden kann.

Das Volumen mit dem optischen Aufbau (ca. 125 l) kann mit einem UV-transparenten Gas (Stickstoff) geflutet werden.

Die verwendeten UV-Detektoren werden ausführlich in 3.7 beschrieben.

Der Gesamtaufbau des Transmissionsmonitors sowie das optische System sind in den Abb.3.9 und 3.10 noch einmal im Überblick zu sehen.

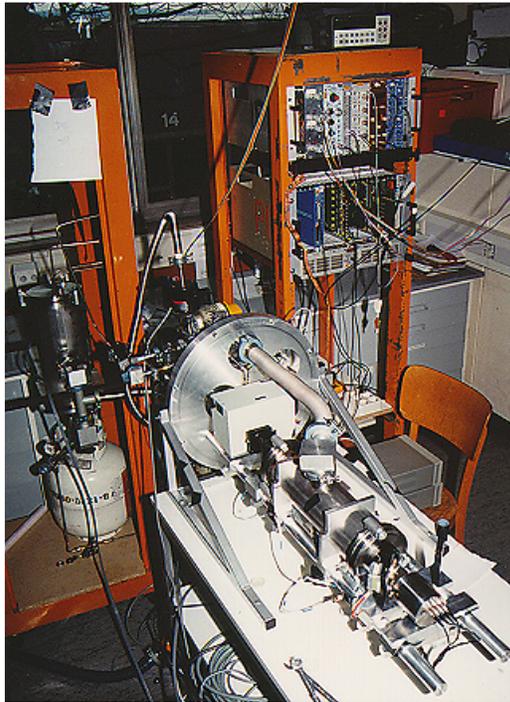


Abbildung 3.9: Der Gesamtaufbau mit Gasversorgung (links), Elektronik (rechts hinten) und optischem System mit geöffnetem Gehäuse (Vordergrund)

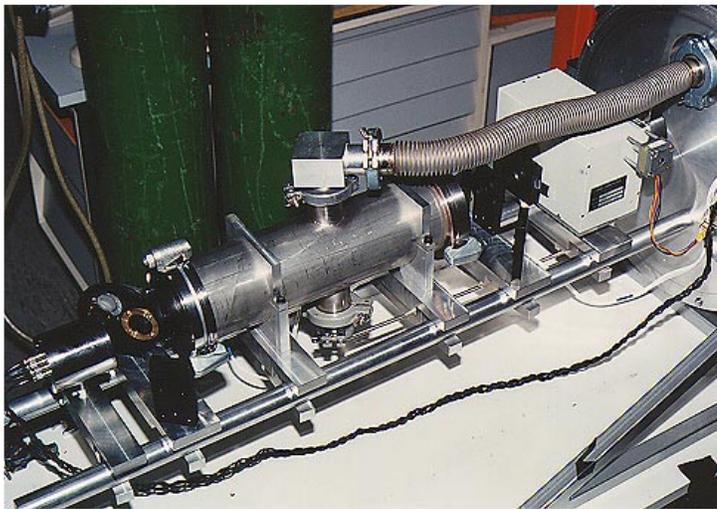


Abbildung 3.10: Der optische Aufbau ist verschiebbar auf zwei als optische Bank dienenden Stangen montiert. Diese sind an einem Endflansch befestigt, der alle benötigten Durchführungen enthält.

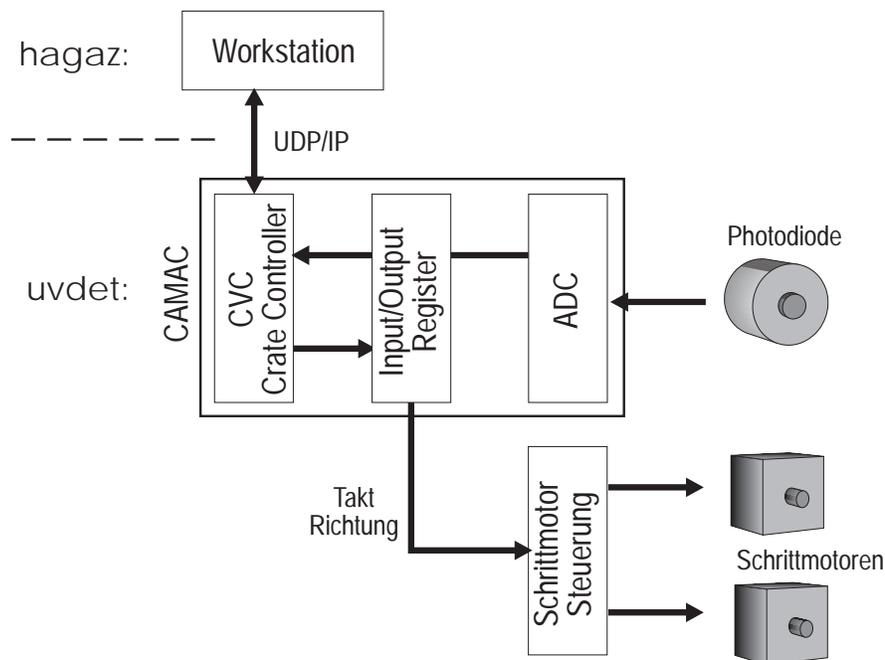


Abbildung 3.11: Die Steuerungs- und Ausleseelektronik

3.5 Steuerung der Transmissionsmessungen

Für die beiden Schrittmotoren wurden in einem NIM-Modul zwei Steuerungen untergebracht, die Takt- und Richtungssignale (TTL-Pulse) benötigen. Diese erhalten sie von einem CAMAC-gesteuerten Input/Output-Register-Modul (Kinetic Systems 3063). Auch die Auslese der Detektoren erfolgt über CAMAC-Module (Abb 3.11).

Zur automatisierten Durchführung von Transmissionsmessungen, d.h. zur Steuerung von Monochromator und Chopper sowie der Auslese und Verarbeitung der gemessenen Intensitäten, wurde ein Datenaufnahmeprogramm geschrieben. Dieses besteht aus zwei Komponenten:

uvdet

'uvdet' ist ein C-Programm, das auf dem Controller des CAMAC-Systems, einem CVC (Fa. Struck), unter dem Betriebssystem OS-9 läuft. Es übernimmt die Kommunikation mit den CAMAC-Modulen, setzt den gewählten Typ von Transmissionsmessung in Monochromator- und Chopperbewegungen um, liest den Detektor aus und sendet die Informationen weiter.

hagaz

'hagaz' ist eine benutzererweiterte Form des CERN-Datenanalysesystems PAW (Physicist Analysis Workstation) [PAW 89]. Hier wird der spezielle Typ der Messung festgelegt, Meßdaten können gespeichert werden, die Transmissionen und alle relevanten Abhängigkeiten werden berechnet und graphisch dargestellt. 'hagaz' läuft auf einer ALPHA/OSF-1-Workstation und kommuniziert mit 'uvdet' über UDP/IP. An Meßmodi stellt 'hagaz' zur Verfügung:

- Transmissionsspektrum mit benutzerdefiniertem Wellenlängenintervall und -schrittweite
- Transmissionsüberwachung an einer festen Wellenlänge
- Überprüfung von Monochromator- und Choppereinstellung
- Einzelbewegung von Monochromator oder Chopper

Dabei kann jeweils noch gewählt werden, ob Test- und Referenzstrahl oder nur einer von beiden gemessen werden sollen, um z.B. reine Intensitätsspektren zu messen.

3.6 Betrieb des Monitorsystems

Optik

Der Strahlengang des optischen Systems wurde zuerst im sichtbaren Wellenlängenbereich mit dem Licht eines Lasers überprüft. Zur Prüfung von Strahlengang und Divergenz im UV wurde der Aufbau mit der Deuterium-Lampe betrieben und handelsübliche Photopapiere direkt im Strahlengang belichtet und anschließend entwickelt. Anhand dieser Informationen wurde mit Hilfe der wenigen zur Verfügung stehenden Freiheitsgrade (Monochromator, Chopper) der Strahlengang optimiert.

Schrittmotoren

Auch nach längerem Einsatz waren die eingestellten Positionen von Monochromator und Chopper noch exakt. Der Chopper-Motor arbeitet jedoch in der Nähe seiner Leistungsgrenze und verlor im Betrieb einmal seine Position, die sich aber wieder korrigieren ließ.

Pumpen und Spülen

Der optische Aufbau wurde in der Regel in einer Stickstoffatmosphäre betrieben. Dazu wurde das Volumen mit der Vorpumpe bis auf ca. 10^{-2} mb evakuiert, mit Stickstoff geflutet, nun mit der Turbopumpe bis auf wenige 10^{-5} mb evakuiert und wieder mit Stickstoff geflutet. Der Sauerstoffgehalt ist hiernach fast ausschließlich durch den verwendeten Stickstoff bestimmt. Erste Messungen mit technischem Stickstoff ergaben in der Region $<160\text{nm}$ Intensitätsprobleme aufgrund des zu hohen Sauerstoffrestgehalts. In der Folge wurde nur noch hochreiner Stickstoff (Fa. Messer Griesheim: Stickstoff 5.0 mit Sauerstoff und Wasserdampf jeweils $<2\text{ppm}$) verwendet.

3.7 UV-Detektoren

Hier wurden zwei unterschiedliche Ansätze untersucht: die Verwendung eines Photomultipliers, was den Vorteil der aufgrund intrinsischer Verstärkung des Signals deutlich größeren Sensitivität und damit Auflösung hat, und das mit weniger Aufwand (keine Hochspannung, weniger Elektronik) verbundene Arbeiten mit einer Photodiode.

3.7.1 Photomultiplier

Verwendet wurde ein 2"-Photomultiplier (Hamamatsu R-4679) mit Cs-Te-Photokathode und Quarzfenster (Grenze der Transmission bei ca. 160nm), der bei einer Hochspannung von 2500V betrieben wurde. Das Multipliersignal wurde mit einem Faktor 10 verstärkt und auf einen Constant-Fraction-Discriminator gegeben. Wegen der geringen Intensität konnte der Multiplier im Single-Photon-Counting-Modus betrieben werden, d.h. die Signale der einzelnen Photonen lassen sich zeitlich noch gut auflösen und man zählt die Zahl der Photonensignale pro Zeiteinheit. Dies verringert Probleme mit der Konstanzhaltung von Diskriminatorschwellen.

Das digitale Ausgangssignal des CFT wurde direkt auf einen Scaler (Kinetic Systems 3615) gegeben, dessen Zeitfenster von einem Gate-Generator (LeCroy 222) stammte, der CAMAC-gesteuert gestartet wurde. Die Elektronik für die Messungen mit dem Photomultiplier ist in Abb.3.12 zu sehen.

Gemessen wurde mit dem Multiplier bei einer Wellenlängenauflösung von $1,2\text{nm}$, wobei die Intensität so eingestellt war, daß eine maximale Zählrate von $1,8 \cdot 10^6$ Photonen/sec nicht überschritten wurde.

Die Form der gemessenen Intensitätsspektren (Abb.3.13) ist wesentlich bestimmt durch die Sensitivität der Cs-Te-Photokathode. Die Zählrate variiert schon innerhalb des verkleinerten Meßintervalls bis 198nm um fast zwei

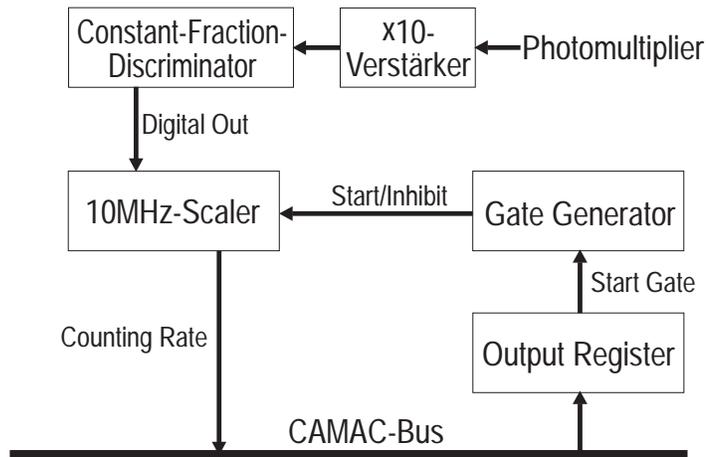


Abbildung 3.12: *Elektronik zur Auslese des Photomultiplier im Single-Photon-Modus*

Größenordnungen. Hierbei wurde mit einer Lampenintensität gearbeitet, die im Bereich von 210nm bereits zu nicht mehr tolerierbaren Zählraten am Photomultiplier führen würde. Will man bei geeignet verringerter Intensität bis 220nm messen, sinkt bei geringen Wellenlängen das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bis auf <2:1.

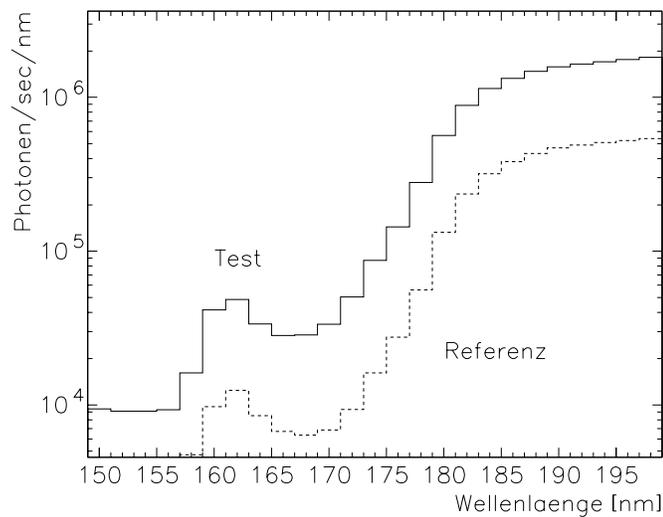


Abbildung 3.13: *Photomultiplier-Spektrum von Test- und Referenzstrahl in logarithmischer Darstellung*

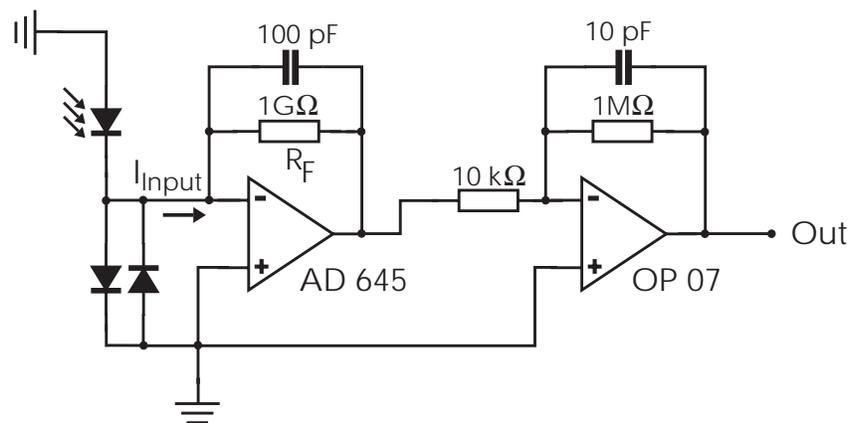


Abbildung 3.14: Schaltung der Strom-zu-Spannung-Verstärkerschaltung

3.7.2 Photodiode mit Verstärker

Verwendet wurde für alle Transmissionsmessungen eine Silizium-Photodiode (Hamamatsu S 1226-8BK). Da diese Diode ein Borsilikatglasfenster besitzt und dadurch unter 300nm nicht einsetzbar ist, wurde das Fenster entfernt und die Diode offen betrieben. Diese Maßnahme stellt für die Zeiträume der durchgeführten Arbeiten keinerlei Problem dar, lediglich eine Diode versagte nach wenigen Monaten. Im langfristigen Einsatz als Transmissions-Monitor soll eine Diode mit geeignetem Fenster verwendet werden.

Die Diode wurde anfangs direkt an einem Elektrometer (Keithley 617) betrieben. Damit ließen sich die zu erwartenden im wesentlichen durch das Lampenspektrum bestimmten Intensitätsverteilungen messen, womit die Diode ihre ausreichende Sensitivität erwies; die gemessenen Ströme lagen für Bandbreiten von 5nm im Bereich bis maximal 100 pA.

Probleme stellten die großen Störungen, verursacht durch die lange Kabelverbindung zwischen Diode und Elektrometer, sowie die lange Konversionszeit des Elektrometers dar.

Daher wurde entschieden, einen Verstärker zu bauen, der direkt an der Diode im Monitorgehäuse betrieben werden kann.

Design des Strom-Spannung-Verstärkers

Die Verstärker-Schaltung (Abb. 3.14) basiert auf einem Standard-Design für eine Strom-zu-Spannungs-Verstärkung mittels eines Operationsverstärkers [AD 92]. Der nichtinvertierende Eingang des Operationsverstärkers ist auf Masse gelegt, der invertierende Eingang mit der Diode verbunden. Der

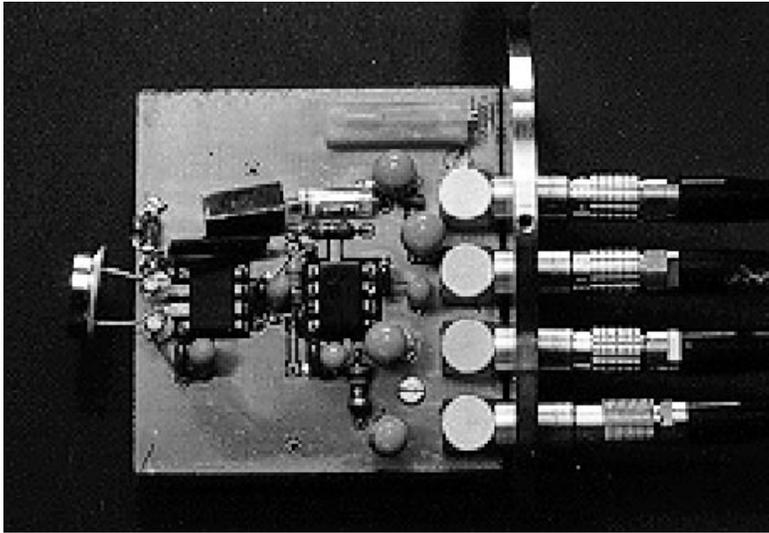


Abbildung 3.15: *Der Verstärker mit angeschlossener Photodiode*

Ausgang des Operationsverstärkers wird über einen Widerstand auf den invertierenden Eingang zurückgekoppelt. Der von der Diode kommende Strom I_{input} fließt nun über den Rückkopplungswiderstand R_F ab. Der Spannungsabfall am Widerstand ist $-R_F \cdot I_{input}$, und da der invertierende Eingang im Gleichgewicht als virtuelle Masse fungiert, ist dies gleichzeitig die am Ausgang anliegende Spannung. Der Verstärkungsfaktor ist damit allein durch den Rückkopplungswiderstand R_F gegeben.

Um dies praktisch zu realisieren und einen möglichst geringen Anteil des Stroms als Eingangsstrom I_{Bias} an den Operationsverstärker zu verlieren, muß I_{Bias} möglichst klein sein. Mit dem verwendeten Operationsverstärker AD645 beträgt er typisch 1,5 pA. Als Rückkopplungswiderstand wurde $1G\Omega$ verwendet.

Die Ausgangsspannung dieser 1.Stufe wird mit einer invertierenden Operationsverstärkerschaltung um einen Faktor 100 verstärkt, so daß letztendlich ein Diodenstrom von 100pA auf den vollen Meßbereich des zur Auslese eingesetzten CAMAC-ADC (LeCroy LG 8252) von 10V abgebildet wird.

Das Ausgangssignal der Schaltung zeigt ein starkes Rauschen (Abb.3.16), das nur zum Teil durch Maßnahmen wie Glätten der Versorgungsspannungen und Abschirmungen eliminiert werden konnte. Ein Teil des verbliebenen Rauschens ist unvermeidlich und auf das Rauschen der Operationsverstärker und der Widerstände zurückzuführen. Eine Rechnung mit realistischen Annahmen für Diodenwiderstand und -kapazität liefert bereits hierfür 12mV (RMS), was 5 ADC-Kanälen entspricht. Vor allem die Drift im Minutenbereich läßt sich hiermit aber kaum erklären.

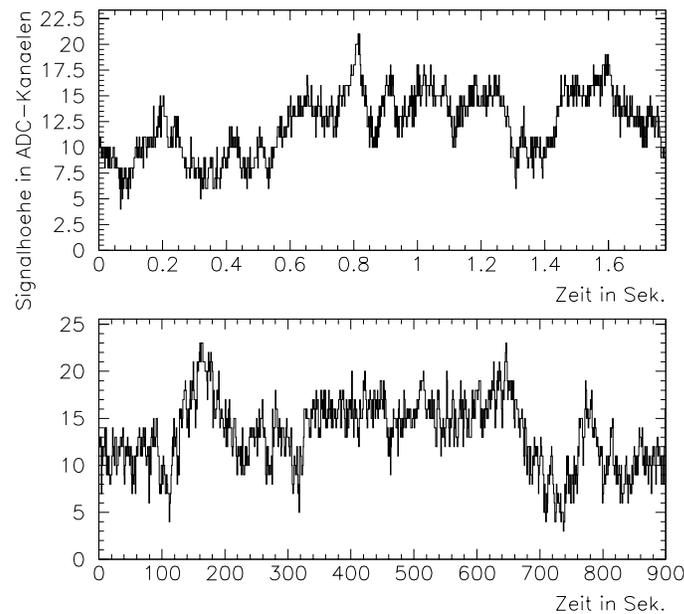


Abbildung 3.16: *Schwankungen des Verstärker-Ausgangssignal, oben über 1,7 Sekunden, unten über 15 Minuten hinweg, hier wurde über je 500 Einzelmessungen gemittelt. Ein ADC-Kanal entspricht 2,5mV.*

Der höherfrequente Anteil des Rauschens wird über eine Mittelwertbildung eliminiert. Bei einer Meßzeit von 0,9 sec in jeder Stellung des Choppers kann der ADC 500 Konversionen durchführen, über die gemittelt wird. Extrem langfristige Schwankungen gehen in den Untergrundabzug ein. Ein Problem für die Meßgenauigkeit stellen Schwankungen dar, die in der Zeit zwischen Messung am Test- und am Referenzstrahl, d.h. in der Größenordnung weniger Sekunden, stattfinden. Sie lassen sich auch durch den gemittelten Untergrundabzug nur teilweise eliminieren und stellen eine Hauptfehlerquelle der Messungen dar.

4 Messungen und Ergebnisse

4.1 Transmissionsmessungen

Die Funktion der Apparatur wurde mit einem UV-Bandpassfilter bekannten Transmissionsverlaufs überprüft. Abb.4.1 zeigt die gute Reproduktion des Transmissionsverlaufs, die sowohl mit der Photodiode als auch dem Photomultiplier erzielt wurde. Die Abweichungen von 4% liegen im Bereich der Fehler beider Apparaturen und können auch durch eine geringe Schiefstel-

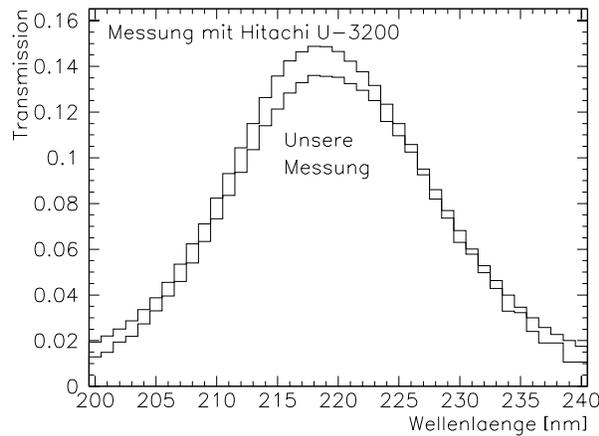


Abbildung 4.1: *Transmission eines Bandpassfilters (Maximum bei 217,5nm), aufgenommen mit der vorliegenden Apparatur und zum Vergleich mit einem Spectrophotometer (Hitachi U-3200)*

lung des Filters und damit verbundenen schrägen Lichteinfall bei einer der Messungen verursacht sein.

Transmissionsmessungen an CH_4 und C_4F_{10} wurden mit der Diode und dem Verstärker durchgeführt. Um die Meßgenauigkeit bei kleiner Intensität zu verbessern, wurde zur Aufnahme eines Spektrums bei jeder Wellenlänge nicht nur einmal das Verhältnis Testintensität/Referenzintensität gemessen, sondern zwischen ein- und neunmal in Abhängigkeit von der zu erwartenden Intensität. Dabei wird zwischen jeder Messung der Test- oder Referenzintensität eine Messung \tilde{I}_{ped} bei geschlossenem Chopper durchgeführt. Von jedem Meßwert \tilde{I}_x wird das Mittel aus vorangegangener und nachfolgender Messung \tilde{I}_{ped} als Korrektur für die Verstärkerdrift und vorhandenes Streulicht abgezogen.

$$I_{x_n} = \tilde{I}_{x_n} - (\tilde{I}_{ped_{n-1}} + \tilde{I}_{ped_{n+1}})/2$$

Zur Bestimmung absoluter Transmissionswerte der untersuchten Gase benötigt man eine Leermessung, bei der die Transmission im Testvolumen gleich eins ist.

$$T = \frac{I_{test}}{I_{ref}} \cdot \frac{I_{ref_{leer}}}{I_{test_{leer}}}$$

Die Leermessungen wurden jeweils bei einem Druck von ca. $1,5 \cdot 10^{-5}$ mb im Testvolumen durchgeführt. Die Messungen der Gastransmissionen fanden bei ca. 1000 mb statt.

Die in Abb.4.2 gezeigte Messung an CH_4 reproduziert das bekannte Spektrum mit hoher Transmission bis 150nm und anschließender Absorptionkante

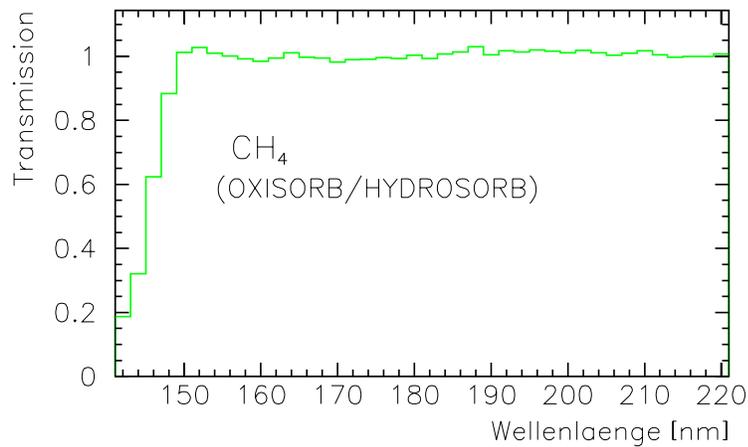


Abbildung 4.2: *Gemessene Transmission von Methan als Funktion der Wellenlänge*

gut. Die Schwankungen der einzelnen Transmissionwerte um 1 herum geben auch einen Anhalt für den statistischen Fehler der Messungen.

An C₄F₁₀ wurden verschiedene in Abb.4.3 gezeigte Messungen durchgeführt. Ohne Reinigung ist das verwendete C₄F₁₀ nur bis 200nm transparent. Bei 196nm zeigt sich eine Absorptionskante, die die Transmission halbiert. Ab 180nm beginnt die Absorption durch Sauerstoff und Wasserdampf.

Eine Reinigung mit OXISORB läßt die Kante bei 196nm verschwinden,

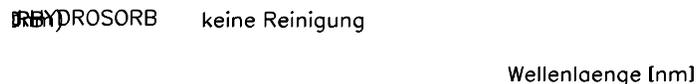


Abbildung 4.3: *Gemessene Transmission von C₄F₁₀ für verschiedene Reinigungsgrade: Ungereinigt direkt aus der Gasflasche, nur mit OXISORB gereinigt und mit OXISORB/HYDROSORB gereinigt*

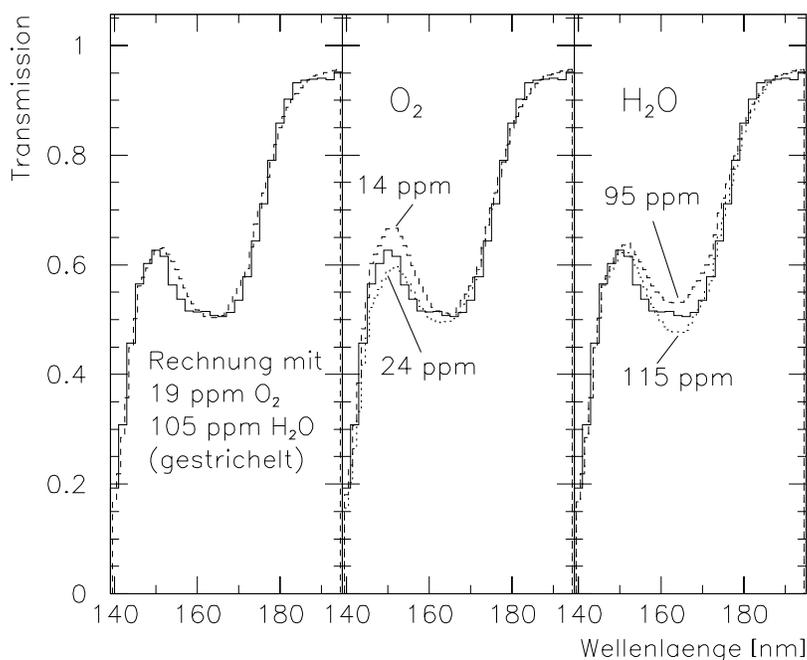


Abbildung 4.4: Transmission einer verunreinigten C_4F_{10} -Probe. Der experimentelle Verlauf (jeweils durchgezogene Linie) wurde durch mit verschiedenen Konzentrationen von O_2 und Wasserdampf berechnete Transmissionskurven angenähert.

die jedoch *nicht* auf den Sauerstoff zurückgeführt werden kann. Die Transmission sinkt jetzt erst knapp oberhalb 180nm und zeigt ein vorher nicht sichtbares Minimum bei 165nm mit anschließendem leichten Anstieg. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Wasserdampf-Absorption, die nun auch der Hauptbeitrag sein sollte. Diese starke Wasserdampf-Verunreinigung war bei späteren Messungen nicht reproduzierbar und kann daher wahrscheinlich auf Verunreinigungen im Bereich der C_4F_{10} -Gasflasche zurückgeführt werden.

Reinigung mit OXISORB und HYDROSORB führt zu einer Transmission $> 80\%$ bis zu 150nm, was die Effizienz der Reinigung belegt, mit starkem Transmissionsabfall zu kürzeren Wellenlängen. Dieser ist bereits durch das C_4F_{10} selbst verursacht und in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen [HAD 94, Seite 28].

Eine 18 Stunden später an derselben Gasprobe durchgeführte Messung (s. Abb.4.4 links) zeigt eine deutlich verschlechterte Transmission, verursacht durch zwischenzeitliche Verunreinigung in der Apparatur.

Abb.4.4 zeigt die Versuche, den experimentellen Transmissionverlauf durch eine aus den Absorptionkoeffizienten gewonnene Transmission für verschiedene Konzentrationen von Sauerstoff und Wasserdampf anzunähern. Das

Ergebnis zeigt, daß es möglich ist, Sauerstoff- und Wasserdampfverunreinigungen quantitativ bis in den Bereich von 10ppm zu bestimmen, wobei die Genauigkeit außer durch den experimentellen Fehler der Transmissionsmessung vor allem durch die variierenden Literaturwerte für die Absorption limitiert wird.

4.2 Fehlerbetrachtung

4.2.1 Fehlerquellen in der Relativmessung

Durch die Relativmessung zwischen Teststrahl und Referenzstrahl wird in Teilen ausgeschlossen, daß längerfristige Änderungen in einzelnen Systemkomponenten irrtümlich für eine Änderung in der Gastransmission gehalten werden. Im folgenden soll betrachtet werden, welche Größen sich diesem Verfahren entziehen.

- Änderungen mit Frequenzen ähnlich dem Wechsel zwischen Test- und Referenzmessung
Das Verstärkerrauschen in diesem Frequenzbereich (s.o.) stellt sicherlich die größte Fehlerquelle dar. Oszillationen der Lampenintensität wurden nicht beobachtet. Für alle weiteren Größen sollten Schwankungen auf diesen Zeitskalen nicht auftreten.
- Änderungen im Bereich der getrennten Teilstrahlen
Fenster, Strahlteiler und Spiegel sollten in ihren Effizienzen konstant bleiben, da in der Apparatur nicht mit nennenswerten Verschmutzungen zu rechnen ist. Minimale mechanische Positionsveränderungen können nicht überprüft werden, sollten aber kaum auftreten und durch die große Strahldivergenz keine Auswirkungen haben. Gleiches gilt für den Chopper, der aufgrund seiner Montage auf der Motorachse für mechanisches Spiel besonders empfindlich sein sollte. Die gemessenen Intensitäten in Abhängigkeit von der Chopperposition zeigen um Spiegel- und Blendenposition herum zwei breite Plateaus, so daß selbst Verrückungen um einen Motorschritt keine Auswirkungen zeigen sollten.
- Transmission des Stickstoffs
Eine Änderung in der Qualität des Stickstoffs kann sich aufgrund der verschieden langen Wege (7,4cm Teststrahl, 67,8cm Referenzstrahl) auswirken. Ein solcher Effekt zeigt sich nicht in Fluktuationen der Transmission, sondern einem stetigen Anstieg der Gastransmission bei

Verschlechterung der N_2 -Transmission und wurde auch einmal beobachtet. Kritisch wird der Effekt bei Kompensation durch eine Verschlechterung der Testgastransmission. Deshalb muß auf die Konstanterhaltung der Stickstoffqualität größter Wert gelegt werden.

4.2.2 Qualitative Fehlerbetrachtungen

In die letztendlich aufgezeichneten Intensitätswerte gehen neben der durch das Transmissionsverhalten der Apparatur bestimmten Intensität ein:

- Ein durch den nicht exakt durchführbaren Nullpunktsabgleich der Operationsverstärker eingehender Offsetwert.
- Eine statistisch verteilte Komponente durch Verstärkerdrift und -rauschen (s.o.)
- Ein zusätzlicher Anteil an Licht. Streulicht entsteht innerhalb des Gehäuses der Optik durch die den jeweiligen Strahlengängen verlorengelassenen Anteile. Dieses Streulicht wird durch den Abzug der Intensitäten bei geschlossenem Chopper eliminiert. Aus dem Monochromator erhält man zusätzlich zum gewählten Wellenlängenintervall Anteile höherer Ordnungen von niedrigeren Wellenlängen sowie einen angenähert "weißen" Untergrund. Diese Anteile ergeben einen zeitlich konstanten systematischen Fehler, der sich vor allem bei kleinen Intensitäten und Transmissionen auswirkt und zu höheren Transmissionen führt.

Licht höherer Ordnungen kommt für die betrachteten Wellenlängen aus dem Bereich $< 110\text{nm}$, in dem die Apparatur (v.a. die Fenster) keinerlei Effizienz mehr zeigt. Ein Maß für das "weiße" Streulicht ergibt sich aus den Multiplier-Messungen. Wegen des Multiplier-Quarzfensters muß die unterhalb 160nm gemessene Intensität von größeren Wellenlängen stammen. Rechnet man die dort erhaltenen 1100 Photonen/Sekunde auf die größere Bandbreite der Diodenmessung um und verwendet als durchschnittliche Photonenenergie 7eV , so erhält man nach Verstärkung einen Beitrag von $< 1\text{mV}$, was deutlich unter einem ADC-Kanal liegt.

4.2.3 Quantitative Fehlerbestimmung

Um den Fehler der Transmissionsmessungen trotz der nicht getrennt erfaßbaren Einzelfehler bestimmen zu können, wurde folgender Weg beschritten: bei mehreren Wellenlängen verschiedener Intensität wurden Langzeitmessungen

durchgeführt und aus der Breite (σ) der gemessenen gaußförmigen Intensitätsverteilungen eine empirische Abhängigkeit $E(I_x)$ für den statistischen Fehler bestimmt. Daneben wurden die oben beschriebenen, im wesentlichen durch die Optik bedingten systematischen Fehler mit einem ADC-Kanal abgeschätzt.

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\overbrace{E(I_{test})/\sqrt{(n)} + 1}^{stat.Fehler} + \overbrace{1}^{syst.Fehler}}{I_{test}} + \frac{E(I_{ref})/\sqrt{(n)} + 1}{I_{ref}} + \frac{E(I_{ref0})/\sqrt{(m)} + 1}{I_{refleer}} + \frac{E(I_{testleer})/\sqrt{(m)} + 1}{I_{test0}}$$

I_x : Korrigierte Intensitäten

n/m: Zahl der Messungen mit/ ohne Gas im Testvolumen

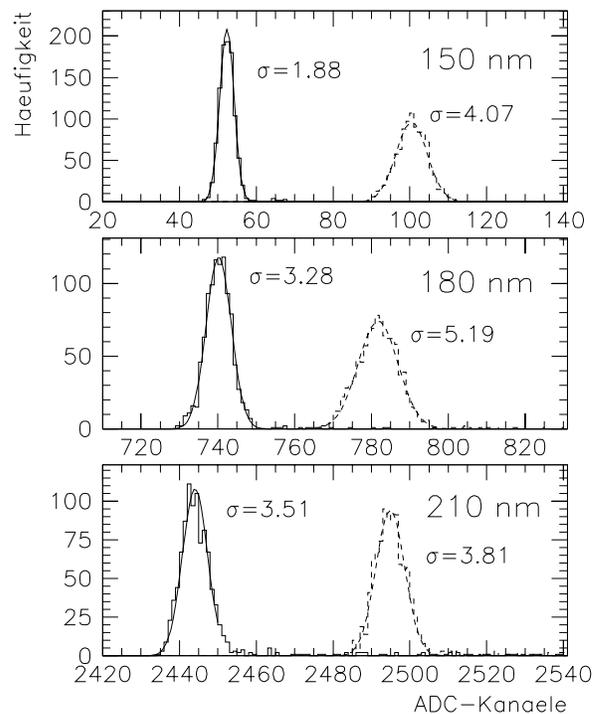


Abbildung 4.5: Verteilung der an drei festen Wellenlängen gemessenen Intensitäten vor und nach der Korrektur für Drift und Untergrund. Die Verteilungen sind in guter Näherung gaußförmig.

Damit ergeben sich die in Abb.4.6 gezeigten Fehler für Messungen an C_4F_{10} .

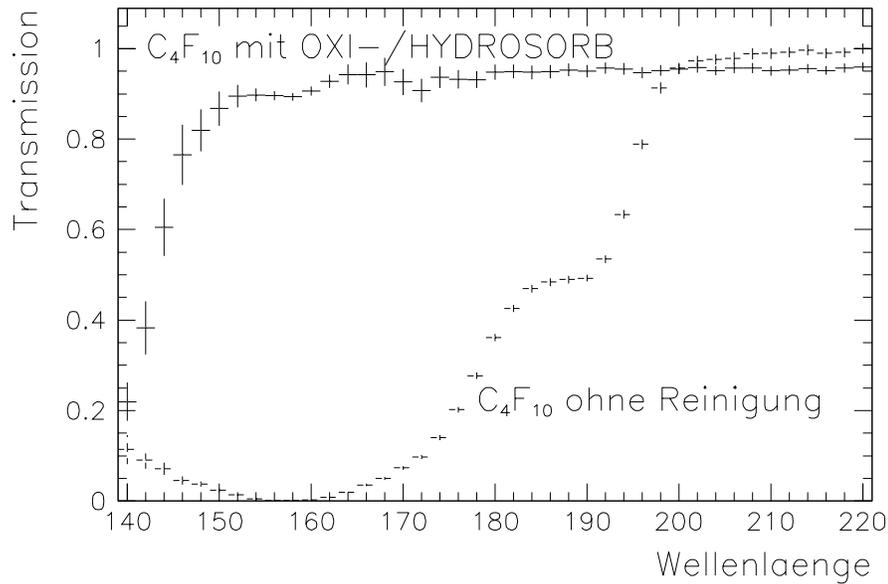


Abbildung 4.6: Transmissionsspektren von C_4F_{10} mit Fehlergrenzen für dreimalige Messung des Spektrums (Leerspektrum fünfmal gemessen). Die Fehlergrenzen sind im wesentlichen durch den systematischen Fehler bestimmt, der statistische Fehler ist konsistent mit den Schwankungen der gemessenen Transmissionswerte im Bereich konstanter Transmission.

4.3 Bewertung des Aufbaus und Ausblick

Mit dem vorliegenden Aufbau für einen VUV-Transmissions-Monitor konnten die Machbarkeit der gewählten Ansätze gezeigt und wichtige Erkenntnisse für eine Optimierung gewonnen werden.

Eine Auflösung von 4-5nm ist für den Zweck der Transmissionsüberwachung ausreichend. Eine Steigerung könnte nur dann sinnvoll sein, wenn es dadurch möglich würde, anhand spezifischer Absorptionslinien Verunreinigungen identifizieren zu können. Hierzu müßte die Auflösung deutlich besser als ein Nanometer werden, was nur mit unverhältnismäßigem Aufwand erreichbar wäre.

Im vorliegenden Aufbau muß man die Art der Verunreinigungen verstanden haben, kann dann aber mit dem Transmissionsmonitor auch quantitative Aussagen machen.

Ein Problem stellt die durch das Stickstoffbehältnis beschränkte Länge des Testvolumens dar. Eine Verlängerung auf z.B. einen Meter könnte, wie in Abb.4.7 zu sehen, die Sensitivität deutlich erhöhen.

Die großen Test- und Stickstoffvolumina führen zu einem hohen Gasverbrauch sowie langen Pumpzeiten, waren jedoch für die notwendige Flexibilität des Aufbaus in der Testphase nötig. Ausreichend zur Unterbringung aller notwendigen Komponenten wären ca. 20% dieser Volumina.

Für die Überwachung weitgehend transparenter Gase ist es ohne weiteres möglich, Test- und Referenzlichtweg stärker zu symmetrisieren, um die beiden Intensitäten weiter anzugleichen und den vollen dynamischen Bereich des

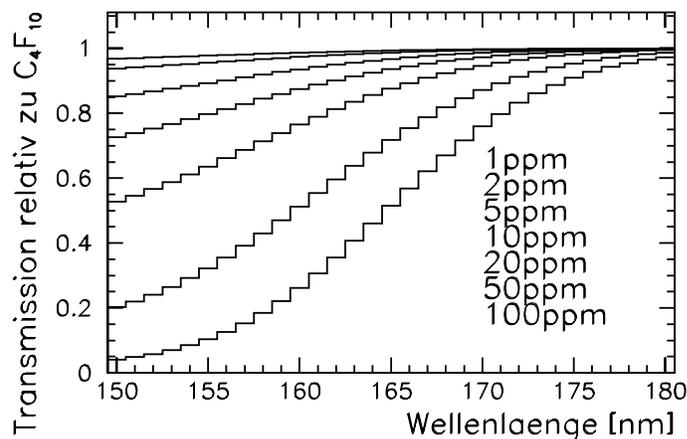


Abbildung 4.7: *Transmission für verschiedene O₂-Konzentrationen bei einer durchstrahlten Länge des Testvolumens von einem Meter*

Detektors besser auszunutzen. Zu diesem Zweck sollte auch die Möglichkeit bestehen, im Diodenverstärker den Offset der Eingänge des ersten Operationsverstärkers sowie die Verstärkung (im Rahmen eines Faktor 2) extern einstellen zu können.

Weiterhin sollte die Möglichkeit bestehen, mittels eines weiteren Rotationsmechanismus Optiken wie Blenden, Filter oder Linsen während des Betriebs in den Strahlengang bringen zu können.

Die Möglichkeiten des vorliegenden Aufbaus sind mit den Anforderungen des Transmissionsmonitors nicht erschöpft. Mit einem geeigneten Detektor (Photomultiplier) lassen sich Transmissionsmessungen an Gasen, Flüssigkeiten oder Festkörpern mit verbesserter Auflösung (1nm) und/oder zu niedrigeren Wellenlängen hin (130nm und weniger) durchführen.

Literatur

- [ACT 94] Acton Research Corporation, Datenblatt 1994
- [AD 92] Analog Devices: Amplifier Applications Guide (1992)
- [ASA 92] Asakawa et al., Phys. Rev. C46, R1159 (1992)
- [BEL 69] G. Belanger et al., Chem. Phys. Lett. 3, 649 (1969)
- [BER 93] Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 3 Optik, Berlin 1993
- [CHE 34] P.A. Cherenkov, The visible glow of pure liquids under the action of γ -rays, Dokl. Acad. Nauk. SSSR [Sov. Phys. Dokl.] 2:451 (1934)
- [DUH 95] A.Duhr, private Mitteilung
- [HAD 94] HADES Kollaboration Proposal for a High-Acceptance Di-Electron-Spectrometer
- [HAM 94] Hamamatsu Photonics, Datenblatt 1994
- [HER 93] M. Herrmann et al., Nucl. Phys. A560, 411 (1993)
- [HUF 69] R.E. Huffman, Can. J. Chem. 47, 1823 (1969)
- [JAC 81] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, Berlin 1981
- [MAR 95] Ch. Markert, Diplomarbeit Universität Frankfurt/Main, 1995
- [MIL 94] Milton Roy Company, Datenblatt 1994
- [MOS 90] R. Mosbach, Diplomarbeit Universität Heidelberg, 1990
- [MUL 35] R.S. Mulliken, J. Chem. Phys. 3, 506 (1935)
- [PAR 94] Review of particle properties, Phys. Rev. D50, 1173 (1994)
- [PAW 89] R. Brun et al., PAW Reference Manual, CERN Program Library (1989)
- [PIU 93] F.Piuz et al., Nucl. Instr. & Meth. A333, 404 (1993)
- [PLA 77] M. Plath, Messung des Brechungsindex von Gasen für Cherenkovzähler mit einem Michelson-Interferometer, DESY F35-77/02 (1977)

- [TAM 37] I.E. Tamm & I. Frank, Dokl. Akad. Nauk. SSSR 14:107 (1937)
- [VOD 74] B. Vodar et al., Some aspects of vacuum ultraviolet radiation physics, Pergamon Press 1974
- [WAT 53] K. Watanabe & M. Zelikoff, J. Opt. Soc. Am. 43, 753 (1953)

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Volker Metag für die Möglichkeit zur Mitarbeit in dieser Arbeitsgruppe und die sehr guten Arbeitsbedingungen.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Kühn danke ich für die beständige Betreuung und jederzeit vorhandene Hilfsbereitschaft sowie für HADES.

Danken möchte ich auch Herrn Dr. Rainer Novotny, der bei Entwurf und Betrieb des Monitorsystems immer wieder mit Rat und Tat zur Seite stand.

Ein großer Dank gilt den Mitarbeitern der Mechanikwerkstatt, vor allem Herrn Rolf Engel und Herrn Rainer Weiß, für die immer prompte Hilfe. Ohne sie wäre diese Apparatur nicht 'aus dem Nichts heraus' entstanden.

Frau Anita Rühl, Ulrike Rein, Bettina Gerwing und Herrn Jürgen Schneider sei gedankt für die Hilfe bei allen großen und kleinen Problemchen. Speziell gilt dieser Dank Herrn Werner Döring in Bezug auf die Apparatur.

Herrn Diplom-Physikingenieur Christof Salz danke ich für die Hilfe bei den Operationsverstärkern.

Arndt, Hans, Markus und Holger aus der HADES-Arbeitsgruppe danke ich für die immer vorhandene Hilfs- und Diskussionsbereitschaft.

Allen Mitglieder der Arbeitsgruppe danke ich für die angenehme und interessante Arbeitsatmosphäre.

Zuletzt danke ich Virginia und allen anderen Leuten aus der "Teestube" in Reiskirchen für ihre nichtphysikalischen Beiträge in den vergangenen Monaten.