

Achim Michalke

# Photokathoden in supraleitenden Resonatoren

Studien zur Realisierbarkeit einer  
supraleitenden Photoelektronenquelle hoher Helligkeit



Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades  
im  
Fachbereich 8 – Physik  
der  
Bergischen Universität – Gesamthochschule Wuppertal

**WUB-DIS 92-5**

20. Dezember 1992

Elektronisch aufgearbeitete Version, 2009

## Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract .....</b>	<b>4</b>
<b>Einleitung .....</b>	<b>5</b>
<b>1 Elektronenquellen mit hoher Strahlhelligkeit .....</b>	<b>6</b>
1.1 Die Bedeutung von Elektronenstrahlen hoher Helligkeit .....	6
1.1.1 Teilchenbeschleuniger und Teilchenstrahlen .....	6
1.1.2 Die Definition von Emittanz und Helligkeit .....	6
1.1.3 Elektronenstrahlen hoher Helligkeit für Linear $e^+e^-$ Collider .....	7
1.1.4 Elektronenstrahlen hoher Helligkeit für Freie-Elektronen-Laser .....	8
1.2 Die Konstruktion von Elektronenquellen mit hoher Strahlhelligkeit .....	8
1.2.1 Mögliche Prinzipien der Elektronenemission an der Kathode.....	8
1.2.2 Funktion und Bedeutung der Beschleunigungsstrecke.....	11
1.2.3 Entwicklungsgeschichte der Elektronenquellen hoher Helligkeit .....	13
1.3 Das Konzept einer Photoelektronenquelle mit supraleitendem Resonator .....	14
<b>2 Komponenten für eine supraleitende Photoelektronenquelle .....</b>	<b>17</b>
2.1 Die Hochleistungs-Photokathode .....	17
2.1.1 Charakteristika des äußeren Photoeffekts .....	17
2.1.2 Vergleich verschiedener photoemissiver Materialien .....	20
2.1.3 Auswahlkriterien für Photokathoden in einer Photoelektronenquelle .....	20
2.1.4 Auswahlkriterien für Photokathoden in einer supraleitende Photoelektronenquelle.....	22
2.2 Der supraleitende Resonator .....	25
2.2.1 Material und Herstellung des Resonators.....	25
2.2.2 Gestaltung der Resonatorgeometrie.....	26
2.2.3 Resonanzfrequenz und Zellenzahl der Beschleunigungsstruktur .....	27
2.2.4 Maßnahmen zur Begrenzung der Emittanzvergrößerung in der Quelle .....	28
2.3 Der gepulste und synchronisierte Laser .....	28
2.3.1 Anforderungen an Wellenlänge, Leistung und Pulsstruktur des Lasers .....	28
2.3.2 Geeignete Lichtquellen für eine supraleitende Photoelektronenquelle .....	29
2.4 Design für den Prototyp einer supraleitenden Photoelektronenquelle .....	31
2.4.1 Der erste Prototyp-Entwurf für eine supraleitenden Photoelektronenquelle .	31
2.4.2 Zweiter Prototyp-Entwurf: Komponenten und mechanischer Aufbau .....	32
2.4.3 Zweiter Prototyp-Entwurf: Voraussichtliche Betriebsparameter .....	36
<b>3 Das Experiment zur Präparation von Photokathoden.....</b>	<b>38</b>
3.1 Ziel des Experiments.....	38
3.2 Aufbau und Inbetriebnahme des Experiments.....	38
3.2.1 Das Vakuumsystem der Präparationskammer .....	38
3.2.2 Präparation von Alkaliantimonid-Photokathoden.....	40
3.2.3 Messung der Quantenausbeute.....	42
3.3 Ergebnisse von Messungen in der Präparationskammer .....	43
3.3.1 Erzielte Quantenausbeuten .....	43
3.3.2 Lebensdauer der Photokathoden .....	44
3.3.3 Weitere Ergebnisse .....	45
3.4 Geplantes weiteres Meßprogramm.....	46
<b>4 Das Experiment zum Betrieb einer Photokathode im supraleitenden Resonator .....</b>	<b>48</b>
4.1 Ziel des Experiments .....	48
4.2 Beschreibung des Versuchsaufbaus .....	49
4.2.1 Der 3 GHz-Resonator .....	50

4.2.2	Der Bandpaß-Filter .....	51
4.2.3	Das Strahlrohr .....	54
4.2.4	Der Kryostat .....	57
4.2.5	Laser und optisches System .....	58
4.2.6	Die Präparationskammer .....	58
4.3	Simulationsrechnungen zur Elektronendynamik.....	61
4.3.1	Zweidimensionale Simulationsrechnungen, Programm ITACA .....	61
4.3.2	Eindimensionale Simulationsrechnungen, Programm TRACKING .....	62
4.3.3	Berücksichtigung der Sekundäremission an der Photokathode .....	62
4.4	Inbetriebnahme .....	65
4.4.1	Präparationskammer und zugehörige Komponenten.....	65
4.4.2	Präparation von Photokathoden .....	68
4.4.3	Supraleitender Resonator.....	71
4.5	Testergebnisse .....	74
4.5.1	Verhalten der Photokathoden im supraleitenden Resonator .....	74
4.5.2	HF-Eigenschaften der Photokathoden-Schichten .....	78
4.5.3	Kontamination des Resonators durch die Photokathoden .....	81
4.5.4	Zusammenfassung der Messergebnisse.....	84
4.6	Geplante Verbesserungen des Aufbaus und Erweiterungen des Meßprogramms .....	85
<b>Zusammenfassung.....</b>		<b>87</b>
	Allgemeiner Teil .....	87
	Experimenteller Teil .....	87
<b>Literatur .....</b>		<b>90</b>
	Artikel zum eigenen Projekt .....	90
	Artikel zu HF-Photoelektronenquellen .....	90
	Artikel zu anderen Elektronenquellen.....	92
	Artikel zur Photoemission und zu Photokathoden .....	93
	Artikel zu anderen Emissionsmechanismen .....	95
	Artikel zu supraleitenden Resonatoren .....	97
	Artikel zu Linear Collidern und Freie-Elektronen-Lasern .....	98
	Artikel zu Beschleunigern allgemein .....	99
	Proceedings und Artikelsammlungen .....	99
	Diverse Veröffentlichungen.....	101
<b>Abbildungsverzeichnis .....</b>		<b>102</b>
<b>Tabellenverzeichnis.....</b>		<b>104</b>

## Abstract

We have done studies and experiments to explore the feasibility of a photoemission RF gun with a superconducting accelerator cavity. This concept promises to provide an electron beam of high brightness in continuous operation. It is thus of strong interest for a free-electron-laser or a linear collider based on a superconducting accelerator.

In a first step we studied possible technical solutions for its components, especially the material of the photocathode and the geometrical shape of the cavity. Based on these considerations, we developed the complete design for a prototype electron source. The cathode material was chosen to be alkali antimonide. In spite of its sensitivity, it seems to be the best choice for a gun with high average current due to its high quantum efficiency. The cavity shape was at first a reentrant-type single cell of 500 MHz. It is now replaced by a more regular two-and-half cell shape, an independent half cell added for emittance correction. Its beam dynamics properties are investigated by numerical simulations; we estimated a beam brightness of about  $5 \times 10^{11} \text{ A}/(\text{m} \times \text{rad})^2$ . But the mutual interactions between alkali antimonide photocathode and superconducting cavity must be investigated experimentally, because they are completely unknown.

For this purpose we built up two experiments: The first setup was a vacuum chamber to prepare and characterize alkali antimonide photocathodes. There we learned to handle this type of material. We could define a preparation process enabling us to reliably produce  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  layers with 4% quantum efficiency at 543 nm. Using a more sophisticated process we were even able to produce a  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  layer with 10% efficiency. Usually, the layers did not show any decay during two to four weeks in the chamber. The 10% layer even had the same efficiency after half a year of storage. Hydrogen and nitrogen gas at a pressure of  $10^{-5}$  mbar did not do any harm to the  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  layers; other gases have not yet been investigated. The photocathode layer thickness had no influence on the quantum efficiency down to 60  $\mu\text{m}$ ; for yet thinner layers on niobium the efficiency was reduced.

In the second setup photocathodes can be transferred into a superconducting cavity and operated there. By renouncing to produce a defined beam we could keep the setup very simple and flexible. We measured the current extracted by the high RF field with and without illumination as well as the RF properties. The photocathodes behaved like expected, if one takes into account secondary electron emission. Quantum efficiency and secondary emission parameters could be determined comparing the measured curves with simulations. Also in RF operation we could achieve quantum efficiencies up to 10%. The characteristic parameters of the photocathodes showed strong variations during operation due to the bombardment by backaccelerated electrons and reaction with residual gases, which is unavoidable in operation with a continuous laser. Therefore the lifetime of the photocathodes under normal operation conditions cannot be tested until a pulsed laser is available.

All  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  b layers showed strong RF losses inside the cavity; the conductivity of  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  at 4.2 K could be determined as  $\sigma = 0.045 \text{ A/Vm}$ . Thus the layers did not shield the RF field, but caused dielectric losses in the high electric field area. The resulting heat dissipation will put heavy requirements on the cryogenic System of a prototype source. The photocathodes also showed field emission starting already at electric fields as low as 2-3 MV/m. The field emitters showed typical Fowler-Nordheim behaviour with high  $\beta \approx 500$  and could be processed; their properties are obviously not intertwined with the photoelectric parameters. This effect limited the fields which we could apply to the photocathodes to 5-7 MV/m. We also investigated whether the  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  photocathodes permanently contaminated the superconducting cavity by material transfer. Within our accuracy, we could not find such an effect.

## Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Studien und Experimente zur Realisierung einer Photoelektronenquelle hoher Helligkeit mit supraleitendem Resonator, die wir in Kollaboration mit unseren Partnern am INFN Milano (Italien) und bei CEBAF (Newport News, Virginia) durchgeführt haben. Sie basiert auf der Idee von H. Piel und C. K. Sinclair, die in den letzten Jahren sehr erfolgreichen HF-Photoelektronenquellen mit einem supraleitenden Resonator auszustatten und damit auch für supraleitende Beschleunigerprojekte mit kontinuierlichem Betrieb nutzbar zu machen. Als ersten Schritt im Rahmen dieses Projekts haben wir untersucht, welche Anforderungen die Komponenten einer supraleitenden Photoelektronenquelle, insbesondere Kathode und Resonator, erfüllen müssen, und die möglichen technischen Alternativen abgewogen. Darauf basierend haben wir ein komplettes Design für den Prototyp einer solchen Quelle entwickelt. Dabei war die Anwendung dieser Quelle zunächst auf einen kompakten Freie-Elektronen-Laser (FEL) mit supraleitendem Beschleuniger ausgerichtet [2]. Als Material für die Photokathode wählten wir Alkaliantimonid, das zwar aufgrund seiner Empfindlichkeit eine aufwendige Vakuumkonstruktion erfordert, jedoch wegen seiner hohen Quantenausbeute für Anwendungen mit hoher mittlerer Stromdichte insgesamt besser geeignet erscheint. An dieser Designstudie waren auch Mitarbeiter der Gruppe MHF vom DESY Hamburg sowie vom Fachbereich Elektrotechnik der Universität Wuppertal beteiligt.

Parallel zur Designentwicklung haben wir ein erstes Experiment aufgebaut, eine Vakuumkammer, die zur Präparation und Charakterisierung von Alkaliantimonid-Schichten dient. An diesem Aufbau hat sich auch die Firma Interatom GmbH (heute Siemens AG) aktiv beteiligt. Das Experiment wurde 1989 in Betrieb genommen und diente zunächst dazu, uns mit der Präparation und Handhabung von Alkaliantimonid-Schichten technisch vertraut zu machen. In der Folge haben wir Untersuchungen unter anderem zur Schichtdicke und zur Reaktion mit verschiedenen Gasen an den präparierten  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten durchgeführt. Diese Aktivitäten sind dann zugunsten des zweiten Experiments vorläufig reduziert worden.

Während die meisten Eigenschaften des entworfenen Prototyps (wie z.B. die Strahldynamik) berechnet werden konnten, war die gegenseitige Beeinflussung von Alkaliantimonid-Photokathode und supraleitendem Resonator völlig unbekannt. Beides sind extrem empfindliche, oberflächensensitive Systeme, und verschiedene gegenseitige Beeinträchtigungen sind denkbar. Es erscheint daher unbedingt erforderlich, noch vor dem Bau eines Prototyps das Zusammenspiel dieser beiden Komponenten im gemeinsamen Betrieb zu untersuchen. Wir haben dazu ein Experiment nach demselben Prinzip wie eine Prototyp-Quelle aufgebaut, dabei aber auf die Erzeugung eines definierten Strahls verzichtet: Alkaliantimonid-Photokathoden können in einer Vakuumkammer präpariert und in einen supraleitenden Resonator transferiert werden. Dort können sie dann unter verschiedensten Bedingungen im HF-Feld getestet werden. Dieses Experiment haben wir Ende 1991 in Betrieb genommen; inzwischen wurden dort sechs  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten im Resonator getestet.

Parallel zu diesen Experimenten wurde auch das Design für den Prototyp regelmäßig aktualisiert. Mit dem Vorschlag des supraleitenden Linear Colliders TESLA [204] ergab sich ein neues Anwendungsgebiet für die supraleitende Photoelektronenquelle. In Kollaboration mit unseren Kollegen im INFN Milano haben wir unser Konzept überarbeitet und an die TESLA-Parameter angepaßt [6]. Dieses angepaßte Design haben wir auch in den Vorschlag für eine TESLA-Teststrecke bei DESY eingebracht [158]. Der mögliche Einsatz in einem Freie-Elektronen-Laser hat damit jedoch nicht an Bedeutung verloren: Während aller Voraussicht nach nur ein Linear Collider (dabei nicht notwendigerweise ein supraleitender) weltweit realisiert werden wird, werden Freie-Elektronen-Laser wahrscheinlich mehr und mehr an Bedeutung gewinnen.

# 1 Elektronenquellen mit hoher Strahlhelligkeit

Das folgende Kapitel ist eine Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen und der Vorgeschichte unseres Projekts. Es soll als Einleitung in das Spezialgebiet sowie als Zusammenfassung der wichtigsten Definitionen dienen. Insofern beruht es nicht auf eigenen Forschungen, sondern ist aus entsprechenden Veröffentlichungen zusammengestellt.

## 1.1 Die Bedeutung von Elektronenstrahlen hoher Helligkeit

### 1.1.1 Teilchenbeschleuniger und Teilchenstrahlen

Teilchenbeschleuniger beschleunigen geladene atomare oder subatomare Teilchen (Elektronen, Positronen, Protonen, Ionen etc.) mit Hilfe elektrischer Felder auf Energien von einigen MeV bis zu mehreren TeV. Die in ihnen erzeugten, im Phasenraum stark korrelierten Ensembles von Teilchen werden als Strahl bezeichnet. Entwickelt wurden sie für die Kern- und Elementarteilchenphysik, die fast ausschließlich auf Messungen an Teilchenbeschleunigern basieren und ohne dieses Instrument nicht denkbar sind. Sie finden jedoch zunehmend weitere Anwendungen in Physik und Technik, weil sich mit ihnen große Energiemengen konzentriert übertragen lassen. Von besonderer Bedeutung sind hier die Elektronen-Beschleuniger, weil sich Elektronen sehr leicht freisetzen und wegen ihrer hohen spezifischen Ladung leicht handhaben lassen. Im weitesten Sinne gehören zu den Elektronen-Beschleunigern Geräte wie Fernsehröhren, Elektronenstrahl-Schweißanlagen und Elektronenmikroskope. Hier sollen allerdings nur Anwendungen mit Teilchenenergien über 1 MeV betrachtet werden, die einen großen, mehrstufigen Beschleuniger erfordern.

Die vollständige Charakterisierung des Strahls erfordert natürlich die Angabe der Phasenraumpunkte aller enthaltenen Teilchen; das makroskopische Verhalten des Strahls kann jedoch durch wenige statistische Größen leicht beschrieben werden: Der longitudinale Phasenraum wird üblicherweise durch die Größen Energie und Zeit beschrieben; charakteristische Größen des Strahls sind mittlere Energie und Energieschärfe sowie die Zeitstruktur des Strahlstroms. Die Korrelation zwischen beiden Größen wird durch die longitudinale Emittanz, das von einem Elektronenpaket eingenommene Phasenraumvolumen, beschrieben. Charakteristische Größen der zur Ausbreitungsrichtung transversalen Komponenten sind Ausdehnung und Divergenz des Strahls, deren Korrelation durch die transversale Emittanz beschrieben wird. Die Helligkeit ist eine gemischte Größe, sie beschreibt die Intensität des Strahls unabhängig von den lokalen strahloptischen Gegebenheiten.

### 1.1.2 Die Definition von Emittanz und Helligkeit

Die Emittanz ist das vom Strahl in einer Richtung eingenommene Phasenraumvolumen; es gibt daher eine longitudinale und zwei transversale Komponenten der Emittanz bei jedem Strahl [187]. Zu unterscheiden ist dabei zwischen der (direkten) Emittanz  $\varepsilon$  im Orts-Winkel-Phasenraum und der normalisierten Emittanz  $\varepsilon_n = \beta\gamma \cdot \varepsilon$  im Orts-Impuls-Phasenraum, die sich durch den relativistischen Faktor  $\beta\gamma = p/mc$  unterscheiden. Nach dem Liouville'schen Theorem ist das Produkt der drei normalisierten Emittanzen invariant, solange keine statistischen Kräfte wie Raumladungseffekte oder Synchrotronstrahlung auftreten: Strahloptische Elemente oder Beschleunigersegmente ändern zwar die Form, jedoch nicht die Fläche der Phasenraumverteilung. Wenn keine Kopplung zwischen den Richtungen vorhanden ist, bleiben auch die einzelnen Komponenten der normalisierten Emittanz erhalten. Ohne Beschleunigung des Strahls ändert sich der Faktor  $\beta\gamma$  nicht, und auch die Komponenten der (direkten) Emittanz bleiben invariant. Nichtlineare optische Elemente verzerren allerdings das Phasenraumvolumen, so daß sich die als umschließende Ellipse im Phasenraum gemessene effektive Emittanz

vergrößert. Diese Verzerrung kann durch geeignete Optiken korrigiert und die ursprünglich geringe Emittanz wiedergewonnen werden. Dabei gibt es konkurrierende Definitionen der Emittanz z.B. als Ellipsen, die alle oder 90% aller Teilchen im Strahl umfassen; die gebräuchlichste ist die Definition der gemittelten Emittanz (*rms emittance*)

$$(1) \quad \varepsilon_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_{nx} = \frac{1}{mc} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle xp_x \rangle^2}$$

wobei die Mittelung über alle Teilchen im Strahl auszuführen ist.

Beim Lauf durch den Beschleuniger wird die normalisierte Emittanz des Strahls nur durch wenige Faktoren verändert: Die abstoßenden Kräfte zwischen den Teilchen, die zu Beginn zu einer Erhöhung der Emittanz führen, werden im Verlauf der Beschleunigung um den Faktor  $1/\gamma^2$  unterdrückt. Eine Reduktion der Emittanz ist nur durch Wechselwirkung mit anderen Teilchen möglich, z.B. durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung in einem Dämpfungsring oder einem Wiggler oder durch Wechselwirkung mit einem „kalten“ Strahl geringerer Emittanz. Die Emittanz kann auch durch Emittanzfilter reduziert werden, Bauteile, die ein gewisses Phasenraumvolumen ausblenden. Dabei wird jedoch auch der Strahlstrom reduziert, und ein Gewinn an Helligkeit ist so nicht möglich.

Die Helligkeit eines Elektronenstrahls ist analog zur Optik definiert als Strahlstrom  $f$  geteilt durch das vom Strahl eingenommene transversale Phasenraumvolumen; auch hier unterscheidet man zwischen der direkten und der normalisierten Größe:

$$(2) \quad B = \frac{2I}{\pi^2 \varepsilon_x \varepsilon_y} \quad \text{bzw.} \quad B_n = \frac{B}{(\beta\gamma)^2} = \frac{2I}{\pi^2 \varepsilon_{nx} \varepsilon_{ny}}$$

Im folgenden Text sind unter den Begriffen Helligkeit und Emittanz stets die normalisierten Größen gemeint, ohne daß dies ausdrücklich erwähnt wird. Die Helligkeit charakterisiert die bei gegebenem Fokussierungswinkel erreichbare Strahlintensität im Brennpunkt und damit die erreichbare Wechselwirkungsrate oder Luminosität; sie ist damit ein gutes Maß für die Qualität und Leistungsfähigkeit des Strahls. Sie ist allerdings keine Erhaltungsgröße wie die Emittanz, da der Strahlstrom z.B. durch Kompression der Teilchenpakete erhöht werden kann. Diese Erhöhung der Helligkeit ist aber – bedingt durch die Verteilung im longitudinalen Phasenraum – begrenzt, typischerweise auf Faktoren zwischen 5 und 20. Die Helligkeit ist damit eine Größe, die in der Regel mit dem Strahlverlauf abnimmt (z.B. durch Verluste des Strahlstroms oder Vergrößerung der effektiven Emittanz) und für die eine Zunahme nur begrenzt und mit hohem technischem Aufwand möglich ist. Soll daher ein Beschleuniger einen Strahl hoher Helligkeit liefern, muß bereits ein Strahl entsprechend hoher Helligkeit eingespeist werden. Dieser Tatbestand begründet die Bedeutung einer Strahlquelle mit hoher Helligkeit. Vor allem zwei Anwendungen der Beschleunigertechnik erfordern zur Zeit Elektronenstrahlen mit extrem hoher Helligkeit, die mit der bisher üblichen Technik nur schwer produziert werden können: Linear  $e^+e^-$  Collider und Freie-Elektronen-Laser.

### 1.1.3 Elektronenstrahlen hoher Helligkeit für Linear $e^+e^-$ Collider

In den zur Zeit in der Elementarteilchenphysik üblichen Ring-Collidern können mit vertretbarem technischem Aufwand Protonen bis auf etwa 10 TeV (LHC, SSC [188]) und Elektronen bis auf etwa 30 GeV (LEP [181], HERA [184]) beschleunigt werden. Bei noch höheren Energien kann der Energieverlust der Elektronen durch Synchrotronstrahlung bei der Ablenkung nicht mehr kompensiert werden; für Protonen werden die zur Ablenkung erforderlichen Magnetfelder zu groß. Zur Weiterentwicklung der Hochenergiephysik (speziell zur Untersuchung von Top-Quarks und Higgs-Bosonen, zur Überprüfung der supersymmetrischen Theorie und zur Suche nach neuen physikalischen Phänomenen) möchte man jedoch auch Elektron-Positron-Stöße mit 1-2 TeV Schwerpunktsenergie produzieren. Gegenüber Hadronenstö-

ßen mit 10-20 TeV Energie, die etwa dieselben physikalischen Phänomene produzieren können und leichter realisierbar sind, haben sie den Vorteil, aufgrund des definierten Anfangszustands und der höheren Ausbeute wesentlich geringere Anforderungen an die Meßtechnik zu stellen. Elektronenstrahlen dieser Energie können zur Zeit nur in Linearbeschleunigern produziert werden, in denen keine (nennenswerte) Ablenkung des Strahls erforderlich ist [186]. Deshalb existieren mehrere Vorschläge zum Bau eines Linear Colliders aus zwei gegeneinander stehenden Linearbeschleunigern [148][178]. Um eine zufriedenstellende Luminosität bzw. Ereignisrate im Kollisionspunkt zu erreichen, die bei allen zur Zeit diskutierten Projekten in der Größenordnung  $L \approx 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  liegt, ist eine extreme Helligkeit beider Strahlen erforderlich. In der Regel sehen diese Konzepte einen Dämpfungsring zur Erzielung einer geringen Emittanz vor; dennoch ist zusätzlich eine extrem helle Elektronenquelle unerlässlich. Bei einigen dieser Projekte mit geringeren Anforderungen an die Strahlqualität könnte sogar der Dämpfungsring für die Elektronen wegfallen, falls es gelingt, eine Elektronenquelle entsprechender Helligkeit zu entwickeln

#### 1.1.4 Elektronenstrahlen hoher Helligkeit für Freie-Elektronen-Laser

Ein zweites Anwendungsfeld für ultrahelle Elektronenstrahlen ist der Freie-Elektronen-Laser [163] im Ultraviolett-Bereich. Das Konzept eines Freie-Elektronen-Lasers [173][174] erlaubt im Prinzip den Bau eines durchstimmbaren Lasers beliebiger Wellenlänge mit sehr hoher Puls- und Dauerleistung. Eine der bevorzugt angestrebten Anwendungen ist daher der Bau eines durchstimmbaren ultravioletten Lasers [172], der mit konventioneller Technologie bisher nicht realisiert werden konnte [176]. Zur Erzielung einer ausreichenden Lichtverstärkung ist ein möglichst großer Überlapp von Elektronen- und Photonenstrahl im Wiggler bzw. Undulator erforderlich. Die dazu erforderliche Elektronenstrahl-Helligkeit steigt mit der Photonenenergie quadratisch an [177]. Mit Elektronenstrahlen existierender Beschleuniger konnten bereits Laser mit Photonenenergien bis ca. 2 eV realisiert werden [161][166][179]. Um diesen Wert deutlich zu übertreffen, ist der Bau eines speziell für diesen Zweck ausgelegten oder geeigneten Beschleunigers erforderlich. Hierfür existieren zur Zeit mehrere Projekte, die auf der Verwendung eines Linearbeschleunigers basieren (CEBAF [171], BNL [162], AFEL [165], JAERI [175] und andere) und daher auf Elektronenquellen entsprechend hoher Helligkeit angewiesen sind [47]

## 1.2 Die Konstruktion von Elektronenquellen mit hoher Strahlhelligkeit

Jede Elektronenquelle besteht aus einer Kathode, an der Elektronen ins Vakuum emittiert werden, und einer Beschleunigungsstrecke, in der die emittierten Elektronen durch ein elektrisches Feld beschleunigt und zu einem Strahl gebündelt werden. Zur Erzeugung eines Elektronenstrahls hoher Helligkeit müssen beide Komponenten besondere Anforderungen erfüllen: Die Kathode muß in der Lage sein, einen Strahl dieser Helligkeit zu emittieren, und die Beschleunigungsstrecke muß geeignet sein, diesen Strahl mit möglichst geringem Emittanzzuwachs auf die gewünschte Energie zu beschleunigen. Darüber hinaus müssen beide Komponenten z.B. in ihrem zeitlichen Verhalten aufeinander abgestimmt sein, um einen optimierten Betrieb zu erreichen. Im Folgenden wird der prinzipielle Aufbau beider Komponenten erläutert, bevor auf die bisherige Entwicklung von Elektronenquellen hoher Helligkeit eingegangen wird.

### 1.2.1 Mögliche Prinzipien der Elektronenemission an der Kathode

An der Kathode müssen Elektronen aus einem Festkörper ins Vakuum emittiert werden. Dazu muß den Elektronen entweder ausreichend Energie zugeführt werden, um die Potentialbarriere zu überwinden, oder die Barriere muß so dünn gemacht werden, daß sie durchtunnelt

werden kann. Hierfür sind eine Reihe von Mechanismen bekannt, wie Thermo-, Photo- und Sekundäremission sowie Feldemission. Die von der Kathode emittierte Anfangshelligkeit  $B_n^0$  kann durch die Stromdichte  $j_C$  an der Kathode und die Transversalenergie  $E_\perp$  der emittierten Elektronen beschrieben werden:

$$(3) \quad B_n^0 = \pi \frac{m_e c^2}{E_\perp} j_C$$

Für eine Elektronenquelle hoher Helligkeit wird man daher einen Mechanismus wählen, der eine hohe Stromdichte bei geringer Transversalenergie ermöglicht.

Der bei Kathoden allgemein und auch in Elektronenquellen für Beschleuniger fast ausschließlich genutzte Mechanismus ist die Thermoemission. Dabei wird die Temperatur der Kathode so weit erhöht, daß einzelne Elektronen im Material aufgrund ihrer thermischen Energie die Potentialbarriere überwinden können. Die emittierte Stromdichte ist durch die Dichte der Elektronen mit Energien oberhalb der Austrittsarbeit  $\Phi$  und deren Transmissionswahrscheinlichkeit durch die Oberfläche gegeben; sie wird durch das Richardson-Dushman-Gesetz

$$(4) \quad j = AT^2 \exp\left(\frac{-\Phi}{k_B T}\right)$$

beschrieben. Für ideale Metalle ist  $A_{\text{ideal}} = 4\pi m_e k_B^2 / h^3 \approx 120 \text{ A}/(\text{cm}\cdot\text{K})^2$ ; für reale Metalle liegt der Wert von  $A$  zwischen 40 und 60  $\text{A}/(\text{cm}\cdot\text{K})^2$ . Die mittlere Transversalenergie der emittierten Elektronen ist allein durch die Temperatur der Kathode gegeben, dabei gilt  $\langle E_\perp \rangle \approx k_B T$ . Die Anfangshelligkeit steigt daher mit steigender Temperatur und ist begrenzt durch die Temperatur, bei der eine Zerstörung der Kathode einsetzt.

In Elektronenquellen für Beschleuniger verwendet man dabei meist flächige Hochleistungskathoden, die durch eine Wolframwendel geheizt werden [115]. Die zur Zeit leistungsfähigsten Kathoden sind Dispenser-Kathoden, bei denen die aktive W-O-Ba-Oberflächenschicht auf einem porösen Wolframsubstrat sitzt. Während des Betriebs wird im Inneren der Kathode Barium erzeugt, welches durch die Poren auf die Oberfläche gelangt und dort die aktive Schicht kontinuierlich regeneriert. Diese Regeneration ermöglicht eine hohe Lebensdauer der Kathoden auch unter schlechten Vakuumbedingungen. Scandat-Kathoden der neuesten Generation haben eine Austrittsarbeit von 1.85 eV und erreichen Stromdichten bis 100  $\text{A}/\text{cm}^2$  bei einer Betriebstemperatur von 900°C bis 1050°C für eine Lebensdauer von mehreren tausend Stunden [118]. Ihre Anfangshelligkeit von bis zu  $10^{13} \text{ A}/(\text{m}\times\text{rad})^2$  liegt so hoch, daß die Helligkeit der Elektronenquelle ausschließlich von der nachfolgenden Beschleunigungsstrecke limitiert wird.

Durch die relativ lange thermische Zeitkonstante ist es nicht möglich, diese Kathoden durch Änderung der Temperatur schnell zu schalten. Allerdings kann die Emission durch ein vor die Kathode geschaltetes Gitter moduliert werden, ohne deren Temperatur zu ändern. Aufgrund der notwendigen Gitterkapazität können auch dabei Schaltzeiten von 1 ns nicht deutlich unterschritten werden; zur Anpassung an eventuelle HF-Beschleunigungsstrecken und nachfolgende Beschleuniger sind aber Pulsdauern von 10 bis 50 ps wünschenswert. Es wurde auch versucht, Metalloberflächen mit Hilfe von Laserpulsen kurzfristig zu erhitzen und hohe Ströme zu extrahieren [49]. Bei sehr kurzen Laserpulsen und entsprechend hohen Laserleistungen geht die Thermoemission dann in Multiphoton-Emission über [107], da die Elektronen ihre Energie nicht mehr an das Gitter übertragen können [114][117][130].

Bei der Photoemission wird die zum Überwinden der Potentialbarriere erforderliche Energie durch Lichtquanten direkt auf die Elektronen übertragen [96]; dabei überträgt jedes Pho-

ton seine Energie auf ein einzelnes Elektron. Die Zahl der emittierten Elektronen ist daher proportional zur Zahl der einfallenden Photonen:  $N_e = \eta_Q \cdot N_\gamma$ , folglich ist die erreichbare Stromdichte

$$(5) \quad j = \eta_Q \frac{e\lambda}{hc} S_\gamma$$

proportional zur Leistungsdichte  $S_\gamma$  der Beleuchtung. Die dimensionslose, wellenlängenabhängige Quantenausbeute  $\eta_Q(\lambda)$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein angeregtes Elektron zur Oberfläche gelangt und diese verläßt. Für Photonenenergien unterhalb der Austrittsarbeit ( $hc/\lambda < \Phi$ ) ist sie quasi Null, darüber nimmt sie einen materialabhängigen Wert zwischen etwa  $10^{-8}$  und 1 an (siehe auch Kapitel 2.1.1 auf Seite 17). Die Transversalenergie der emittierten Elektronen  $E_\perp \approx hc/\lambda - \Phi$  ist größenordnungsmäßig gleich der Differenz zwischen Photonenenergie und Austrittsarbeit. Man wird daher die Wellenlänge der Lichtquelle so wählen, daß die Transversalenergie bei ausreichender Quantenausbeute möglichst gering bleibt. Die Stromdichte ist auch hier nur durch die Zerstörung des Kathodenmaterials bei extrem hohen Lichtleistungsdichten begrenzt; Stromdichten weit über  $1000 \text{ A/cm}^2$  sind bereits erreicht worden [8][92].

Neben ihrer Anwendung in der Lichtmeßtechnik werden Photokathoden zur Zeit allerdings nur in einigen Prototyp-Elektronenquellen eingesetzt. Als Hochleistungs-Photokathoden werden entweder Halbleiter-Materialien mit Quantenausbeuten bis zu 30% verwendet, die aber chemisch äußerst instabil sind, oder robuste Metalle wie Kupfer, deren Quantenausbeute aber in der Regel geringer als  $10^{-4}$  ist. Anfangshelligkeiten von  $10^{12} \text{ A}/(\text{m}\times\text{rad})^2$  sind auch hier realisierbar [34][37]. Der große Vorteil der Photoemission ist, daß die emittierte Stromstärke direkt der einfallenden Lichtintensität folgt. Die zeitliche Verbreiterung und Verzögerung des Elektronensignals gegenüber dem Lichtsignal ist nur durch die Drift der angeregten Elektronen an die Oberfläche bedingt und liegt bei Metallen unter 1 ps [102][108]. Mit entsprechend kurzen Lichtpulsen können daher ultrakurze Elektronenpulse direkt an der Kathode erzeugt werden.

Es soll hier noch darauf hingewiesen werden, daß es mit Photoemission unter bestimmten Bedingungen möglich ist, einen Strahl polarisierter Elektronen zu erzeugen [50][54][61][81]. Dieser Effekt ist besonders für Experimente der Kern- und Elementarteilchenphysik von Interesse [52]. Zu diesem Zweck wurde auch die Photoemission erstmals in einer Elektronenquelle eingesetzt [44], allerdings in Verbindung mit einer Gleichfeld-Beschleunigungsstrecke. Die zur Erzeugung polarisierter Elektronen nötigen Betriebsbedingungen unterscheiden sich aber von den Bedingungen für einen Strahl hoher Helligkeit, und eine Kombination beider Eigenschaften in einer Quelle erscheint zur Zeit nicht sinnvoll.

Um die emittierten Elektronen abzusaugen, muß an der Oberfläche der Kathode ein elektrisches Feld  $E$  anliegen. Dieses Feld muß um so größer sein, je größer die abzugsaugende Stromdichte ist. Ein starkes elektrisches Feld an der Oberfläche hat jedoch zwei Nebeneffekte, die zu einer Verstärkung der Emission führen: Zum einen wird durch den Schottky-Effekt die Austrittsarbeit der Kathodenoberfläche um den Betrag

$$(6) \quad \delta\Phi = -\sqrt{\frac{e^3 E_C}{4\pi\epsilon}}$$

verringert [127][131], was bei allen Emissionsmechanismen zu einer Erhöhung des Emissionsstroms führt. Zum anderen wird die Potentialbarriere an der Oberfläche so dünn, daß auch nicht oder nicht ausreichend angeregte Elektronen sie per Tunneleffekt überwinden können; dieser Effekt heißt Feldemission. Die Stromdichte der Feldemission wird durch die Fowler-Nordheim-Gleichung

$$(7) \quad j(E, \Phi) = \frac{e^3}{16\pi^2 \hbar} \frac{1}{t^2(y)} \frac{E^2}{\Phi} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{f(y)}{\hbar e} \frac{\sqrt{2m_e \Phi^3}}{E}\right)$$

beschrieben; die Funktionen  $f(y)$  und  $t(y)$  mit  $y = \sqrt{e^3 E / 4\pi \epsilon \Phi^2}$  sind Korrekturfunktionen der Größenordnung Eins [116]. Die Feldemission überlagert und dominiert bei hohen Feldstärken sehr bald die anderen Emissionsmechanismen. Tatsächlich tritt sie bereits bei wesentlich geringeren Feldstärken auf als nach der Formel (7) erwartet; dabei ist die Emission nicht flächig, sondern auf winzige Punkte begrenzt [126]. Die Ursachen hierfür sind noch nicht vollständig geklärt; möglich sind Feldüberhöhungen an winzigen Spitzen, die aufgrund der exponentiellen Feldstärkeabhängigkeit des Stroms dominieren, aber auch lokal verminderte Austrittsarbeiten an Verunreinigungen oder Versetzungen

Angeregt durch die extrem hohen Stromdichten, die an Feldemissionspunkten auftreten, hat man versucht, solche Spitzen künstlich zu erzeugen und als Emitter zu nutzen. Tatsächlich gelingt dies bei geringen Stromstärken bereits recht gut [25][132][133][208]. Aufgrund ihrer Instabilität bei hohen Stromstärken (Processing) haben sie sich jedoch bisher für Elektronenquellen hoher Helligkeit nur bedingt als geeignet erwiesen [46]

Zwischen reiner Thermo-, Photo- und Feldemission existieren auch noch Misch- und Übergangsformen, die sich möglicherweise als Quelle eines intensiven Elektronenstrahls eignen, wie Multiphoton-Emission [71][107], photoinduzierte Feldemission, Photofeld-Emission [112][113] und laserinduzierte Thermoemission [49]. Darüber hinaus existieren weitere Prozesse, die zur Emission von Elektronen führen, wie die Sekundäremission von Elektronen nach Bombardement der Kathode mit Elektronen [123] oder Ionen, Plasma- [128][129] und Pseudospark-Elektronenquellen [55][57] sowie ferroelektrische Emission [53][111][119][122]. Einige dieser Mechanismen werden zwar zur Zeit auf ihre Anwendbarkeit hinsichtlich einer Elektronenquelle für Beschleuniger untersucht, keiner von ihnen hat jedoch bereits Anwendungsreife erlangt. Bei der Pseudospark- und der ferroelektrischen Emission werden bereits enorme Stromdichten erreicht. Die möglichen Pulslängen liegen jedoch noch im Nanosekunden-Bereich und sind daher viel zu lang für einen nachfolgenden HF-Beschleuniger.

### 1.2.2 Funktion und Bedeutung der Beschleunigungsstrecke

Schaltungstechnisch bildet die Elektronenquelle eine Diode. Die Abhängigkeit zwischen Feldstärke bzw. Spannung zwischen Anode und Kathode und Stromdichte läßt sich dabei in zwei Bereiche einteilen: Bei geringer Feldstärke bildet sich an der Kathode eine Raumladungswolke aus, die eine weitere Emission von Elektronen durch ihr Potential unterdrückt. Die Stromdichte wird ausschließlich durch die zwischen Kathode und Anode anliegende Spannung bestimmt und folgt der Langmuir-Child-Gleichung

$$(8) \quad j = k \cdot \sqrt{U^3}$$

Die Perveanz  $k$  ist ein geometrieabhängiger Faktor; für planparallele Geometrie mit Beschleunigungsstrecke  $d$  ist  $k = 2,334 \cdot 10^{-6} (A/V^{3/2})/d^2$ . Der Feldverlauf wird dabei (gegenüber dem ladungsfreien Fall) durch die Raumladung stark beeinflusst; die Feldstärke ist an der Kathode Null und steigt zur Anode hin kontinuierlich an. Wenn bei einer Spannung  $U = (j_{\max}/k)^{3/2}$  die durch die Perveanz gegebene Stromdichte die vom Emissionsmechanismus lieferbare Stromdichte  $j_{\max}$  erreicht, nimmt der Einfluß der Raumladung ab. Die Feldstärke an der Kathode steigt an, und die Stromdichte nähert sich dem durch den Emissionsmechanismus limitierten Wert. Bei sehr hohen Feldstärken ist die Stromdichte nur noch durch den Emissionsmechanismus begrenzt. Sie ist dennoch nicht unabhängig von der Spannung, da jetzt die

Feldstärke voll auf die Kathode durchgreift und über den Schottky-Effekt (Formel (6)) deren Austrittsarbeit senkt. Bei der Emission kurzer Pulse anstelle eines kontinuierlichen Stroms oder einer Beschleunigung im Wechselfeld wird die Situation komplizierter, weil dynamische Effekte mit berücksichtigt werden müssen [58]. Im Grenzfall sehr kurzer Pulse ist die absaugbare Ladung durch die induzierte Ladungsdichte an der Oberfläche

$$(9) \quad \sigma = \varepsilon \cdot E_C$$

(Gauß'sches Gesetz) begrenzt; hinter dieser Ladungsdichte ist das Beschleunigungsfeld vollständig abgeschirmt.

Die Raumladungseffekte führen in mehrfacher Hinsicht zu einer Reduktion der Strahlhelligkeit. Zum einen begrenzen sie die Stromdichte des Strahls, zum anderen führen die abstoßenden Kräfte innerhalb der Elektronenwolke zu einer verstärkten transversalen Bewegung und erhöhen damit die Emittanz des Strahls. Bei einer Elektronenquelle hoher Helligkeit wird man daher die Feldstärke an der Kathode so hoch wählen, daß dort keine Raumladungswolke auftritt, und dabei die Perveanz der Beschleunigungsstrecke so groß wie möglich machen. Die verbleibende Emittanzerhöhung durch Raumladungskräfte im Elektronenstrahl kann man um den Faktor  $1/\gamma^2$  unterdrücken, indem man den Strahl möglichst schnell auf ultrarelativistische Energien beschleunigt: Im Schwerpunktsystem des Strahls ist die Ladungsdichte gegenüber dem Laborsystem um den Faktor  $1/\gamma$  auseinandergezogen, und die dort stattfindende gegenseitige Abstoßung der Elektronen erscheint im Laborsystem um denselben Faktor  $1/\gamma$  verlangsamt.

Der Aufbau einer typischen, bei Beschleunigern verwendeten Elektronenquelle besteht aus einer thermionischen Hochleistungskathode und einer ringförmigen Anode, zwischen denen eine Gleichspannung im Bereich 100 kV bis 500 kV anliegt [12]. Das ist der Spannungsbereich, der für die geforderten mittleren Ströme (bis 1 mA) technisch realisiert werden kann; noch höhere Spannungen führen auf erhebliche Probleme u.a. bei der Isolation. Ultrarelativistische Geschwindigkeiten können die Elektronen daher im ersten Beschleunigungsschritt noch nicht erreichen. Die weitere Beschleunigung kann aber nur durch HF-Felder erfolgen und erfordert einen zeitlich modulierten Strahl mit Pulsen von wenigen Pikosekunden Dauer im Abstand der HF-Periode. Der Strahl muß also zunächst noch mit geringer Energie eine Modulationsstufe (Buncher) mit den dazugehörigen Driftstrecken durchlaufen, so daß die Raumladungskräfte über eine erhebliche Zeitspanne wirken können. Dieses Verfahren ist daher nur für mäßige Stromdichten akzeptabel.

Um einen Strahl mit größerer Helligkeit zu erzeugen, müssen die Elektronen möglichst unmittelbar nach der Emission auf ultrarelativistische Energien beschleunigt werden. Dazu kann man die Kathode direkt in einen HF-Resonator einbauen, in dessen elektrischem Feld die emittierten Elektronen beschleunigt werden (HF-Elektronenquelle oder RF-Gun) [39][48][62]. Die erreichbaren Feldstärken an der Kathode sind vergleichbar mit denen in der diodenartigen Anordnung, aber die Austrittsenergie ist nicht mehr auf einige 100 keV begrenzt, sondern kann bei entsprechend tiefer Frequenz oder der Verwendung mehrzelliger Resonatoren mehrere MeV betragen; die Länge der Beschleunigungsstrecke ist nicht prinzipiell begrenzt. Bei kontinuierlicher Elektronenemission an der Kathode verlassen jedoch nur die während etwa eines Viertels der Hochfrequenz-Periode zwischen  $0^\circ$  bis etwas über  $90^\circ$  HF-Phase emittierten Elektronen die Quelle mit einer Energieverteilung von Null bis zur Maximalenergie (siehe auch Kapitel 0 auf Seite 61). Bei der anschließend erforderlichen Energie-selektion geht ein erheblicher Teil der erreichten Helligkeit wieder verloren [59]. Der entstehende Strahl ist allerdings bereits gebündelt und kann direkt in den nachfolgenden Beschleuniger eingespeist werden. Die zwischen  $90^\circ$  und  $180^\circ$  emittierten Elektronen treffen - zum Teil mit erheblicher Energie - wieder zurück auf die Kathode [56][60]. Um bei hohen Stromdichten eine Zerstörung der Kathode zu vermeiden, muß dieser Teil magnetisch abgelenkt oder

anders unschädlich gemacht werden, was nicht ohne Rückwirkungen auch auf den beschleunigten Strahl bleibt.

Erfolgt die Emission jedoch in kurzen Pulsen synchronisiert mit der HF-Phase des Beschleunigungsfelds, dann können alle emittierten Elektronen extrahiert werden, und es tritt kein Bombardement der Kathode auf. Sind die Pulse kurz genug (typischerweise wenige Grad der HF-Phase), kann auch die Energiestreuung des Strahls gering gehalten werden, und eine Energieselektion kann entfallen. Die Photoemission mit ihrer hervorragenden Modulierbarkeit scheint daher prädestiniert für die Verwendung in einer HF-Elektronenquelle hoher Helligkeit.

### 1.2.3 Entwicklungsgeschichte der Elektronenquellen hoher Helligkeit

Der Anstoß zur Entwicklung von Elektronenquellen hoher Helligkeit kam durch die rasante Entwicklung auf dem Gebiet der Freie-Elektronen-Laser Anfang der Achtziger Jahre und dem daraus folgenden Bedarf an ultrahellen Elektronenstrahlen. Im Jahr 1984 bauten Madey und Westeriskow im Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) die erste HF-Elektronenquelle [62] nach dem Vorbild des Microtrons auf. Diese Elektronenquelle war mit einer thermionischen Kathode aus  $\text{LaB}_6$  ausgestattet [60] und lieferte eine Strahlhelligkeit von  $2 \times 10^{11} \text{ A}/(\text{m} \times \text{rad})^2$ , allerdings mit einer hohen Energieunschärfe von etwa 20%. Später wurde dieselbe Kathode mit einem Nd:YAG-Laser als Photokathode betrieben, wodurch eine Strahlhelligkeit von  $5 \times 10^{11} \text{ A}/(\text{m} \times \text{rad})^2$  realisiert werden konnte, allerdings mit derselben Energieunschärfe. Beide Versionen wurden zum Betrieb des Stanford-FEL eingesetzt [13]. Auch andere Institute haben in der Zwischenzeit HF-Elektronenquellen mit thermionischer Kathode aufgebaut [51][63]. Die erste HF-Elektronenquelle mit reiner Photokathode wurde im Los Alamos National Laboratory (LANL) aufgebaut [68]. Als Photokathoden-Material wurde dabei  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  verwendet, welches später durch  $\text{K}_2\text{CsSb}$  ersetzt wurde. Diese Materialien mit hoher Quantenausbeute gestatten die Verwendung eines Lasers relativ großer Wellenlänge (532 nm) mit moderater Leistung, sie erfordern jedoch extrem gute Vakuumbedingungen und haben dennoch im Betrieb nur eine Lebensdauer von wenigen Stunden [92][167]. Dennoch wurde dieser Typ Photoelektronenquelle im LANL weiterentwickelt und dort für die FEL-Projekte HIBAF [169] und AFEL [165] eingesetzt; inzwischen konnten Strahlhelligkeiten bis  $3 \times 10^{12} \text{ A}/(\text{m} \times \text{rad})^2$  damit erzielt werden [30]. Als ein gravierendes Problem dieser Photokathoden stellte sich dabei heraus, daß sie aufgrund ihrer geringen Austrittsarbeit bereits bei geringen Oberflächenfeldstärken starke Feldemission aufweisen [31]. Dieser Effekt konnte jedoch durch Polieren des Substrats soweit zurückgedrängt werden, daß ein Betrieb der Photokathoden bis etwa 30 MV/m möglich wurde.

Eine Photoelektronenquelle mit alternativer Kathodentechnik wurde im Brookhaven National Laboratory (BNL) entwickelt [9][28]. Die dort verwendete Kupferkathode hat eine quasi unbegrenzte Lebensdauer auch unter schlechten Vakuumbedingungen und kann ohne Feldemission bis 100 MV/m betrieben werden. Sie verlangt aber aufgrund ihrer geringen Quantenausbeute und hohen Austrittsarbeit einen Laser mit extrem hoher Leistung im Ultraviolett-Bereich. Mit dieser Quelle wurde im BNL eine Strahlhelligkeit von  $1.2 \times 10^{10} \text{ A}/(\text{m} \times \text{rad})^2$  erreicht [32][38]; sie wird als Injektor für das dortige ATF-Experiment genutzt [182]. Die in LANL und BNL entwickelten Quellen charakterisieren zwei entgegengesetzte Positionen in der Philosophie von Photokathoden; beide sind Prototypen ihrer Art und Wegbereiter einer Reihe von ähnlichen Entwicklungen in verschiedenen Labors [45][160][167][168] (LANL) [10][19][29][185] (BNL).

Die berichteten Meßdaten zeigen, daß das Konzept der Photoelektronenquelle tatsächlich in der Lage ist, einen Elektronenstrahl hoher Helligkeit zu produzieren, welche weit über den Werten liegt, die mit Standard-Elektronenquellen erreichbar sind. Alle diese Quellen arbeiten jedoch mit normalleitenden HF-Resonatoren aus Kupfer, die zur Reduktion der Raumla-

dungseffekte bei sehr hohen Feldstärken (bis 30 MV/m bei Alkaliantimonid-Kathoden bzw. bis 100 MV/m bei Metallkathoden) betrieben werden. Um eine adäquate Kühlung des Resonators zu ermöglichen und um die erforderliche HF-Leistung von bis zu mehreren Megawatt überhaupt bereitstellen zu können, müssen daher diese Quellen gepulst betrieben werden. Die Tastverhältnisse liegen typischerweise bei  $10^{-4}$  bis  $10^{-5}$  für HF-Frequenzen im L- oder S-Band. Diese Werte stellen meist keine Einschränkung für die Verwendbarkeit der Quelle dar, weil die nachfolgenden normalleitenden Linearbeschleuniger aus denselben Gründen ebenfalls nur mit geringen Tastverhältnissen betrieben werden können

Es existieren aber inzwischen mehrere Projekte, bei denen ein Elektronenstrahl hoher Helligkeit einen supraleitenden Linearbeschleuniger durchlaufen soll. Hierzu gehören zum einen die FEL-Projekte bei CEBAF [43][171] und JAERI [175], beim INFN Frascati [164] und der TH Darmstadt [159], bei denen der supraleitende Beschleuniger kontinuierlich betrieben werden soll. Der kontinuierliche Betrieb ermöglicht den Bau eines Freie-Elektronen-Lasers mit extrem hoher mittlerer Leistung, was besonders für die Materialwissenschaften von großem Interesse ist. Zum anderen gehört dazu das Projekt des supraleitenden Linear Colliders TESLA [204], der zwar mit moderatem Tastverhältnis von 0,8%, aber mit sehr langen Makropulsen von 800  $\mu$ s betrieben werden soll. Die Verfügbarkeit einer geeigneten Elektronenquelle ausreichender Helligkeit könnte bei diesem Projekt den Bau eines Dämpfungsringes für die Elektronen überflüssig machen und somit erheblich zur Reduzierung der Kosten beitragen. All diese Projekte benötigen daher eine Elektronenquelle, die in der Lage ist, einen Strahl sehr hoher Helligkeit kontinuierlich oder zumindest in langen Makropulsen zu liefern.

### 1.3 Das Konzept einer Photoelektronenquelle mit supraleitendem Resonator

Unter diesen Voraussetzungen erscheint das Konzept der supraleitenden Photoelektronenquelle hoher Helligkeit naheliegend: als Beschleunigungselement der Photoelektronenquelle wird ein supraleitender Resonator eingesetzt. Supraleitende Resonatoren können theoretisch im kontinuierlichen Betrieb Feldstärken bis etwa 100 MV/m an der Kathode erzeugen. Als Begrenzung wirkt dabei nicht das elektrische Feld, sondern das Magnetfeld an der Oberfläche, weil die Supraleitung dort zusammenbricht, wenn das kritische Überhitzungs-Magnetfeld  $H_C^{sh}$  überschritten wird [146]. Für Niob als Standard-Material liegt dieses bei etwa 240 mT, was bei typischer Geometrie einem elektrischen Feld von 100 MV/m an der Kathode entspricht. Dieser thermodynamisch limitierte Wert ist allerdings noch nie im kontinuierlichen Betrieb erreicht worden, sondern die Feldstärke wurde bisher immer durch Defekte (normalleitende Bereiche oder Orte erhöhter Feldemission) begrenzt. Die tatsächlich erreichbare Feldstärke hängt daher in erster Linie von der Präparation der Resonatoroberfläche ab [152]. Beim heutigen Stand dieser Technik kann man jedoch davon ausgehen, daß eine Feldstärke von 30 MV/m an der Kathode reproduzierbar erreicht wird und daß nach gezielter Beseitigung von Defekten Feldstärken bis etwa 50 MV/m erreicht werden können [147]. Die Feldstärke reicht also für den Betrieb von Halbleiter-Kathoden völlig aus; für Metall-Kathoden ist sie niedriger als in normalleitenden Resonatoren üblich, aber durchaus akzeptabel.

Supraleitende Beschleunigungsresonatoren stellen jedoch völlig andere Anforderungen an ihre Umgebung als normalleitende und beeinflussen diese auch in ganz anderer Weise. Die Photokathode im Inneren des Resonators ist dabei ein wichtiger und für supraleitende Resonatoren bisher unbekannter Bestandteil dieser Umgebung. Die technischen Ansätze der normalleitenden Photoelektronenquelle können daher nicht einfach übernommen werden, sondern müssen detailliert überarbeitet werden. Dabei stellt sich heraus, daß die Verwendung eines

supraleitenden Resonators weitere Vorteile bringt, daneben aber auch neuartige physikalische und technische Probleme birgt. Beides soll im Folgenden kurz umrissen werden.

Weil der supraleitende Resonator unter kryogenen Bedingungen ( $T \leq 4,2$  K) betrieben wird, können nur sehr geringe Wärmeleistungen an seiner Oberfläche toleriert werden. Die an der Kathode zusätzlich anfallende Wärme kommt bei Metallkathoden hauptsächlich durch die Leistung des absorbierten Laserlichts (aufgrund der geringen Quantenausbeute muß Licht mit sehr hoher Leistungsdichte eingestrahlt werden), bei Halbleiter-Kathoden hoher Quantenausbeute dagegen hauptsächlich durch HF-Verluste aufgrund ihrer geringen Leitfähigkeit. In Verbindung mit einem supraleitenden Resonator scheinen daher Metall-Photokathoden bei geringen mittleren Stromdichten vorteilhaft, Halbleiter-Photokathoden dagegen bei hohen mittleren Stromdichten, insbesondere im Pulsbetrieb.

Die kalte Oberfläche des Resonators und seiner Anbaukomponenten wirkt auch als Kryopumpe für das Strahlvakuum. Die kalten Wände frieren alle Gasatome (außer Helium und geringen Mengen Wasserstoff) aus, so daß im Inneren ein exzellentes Vakuum herrscht und weder aktive Gase noch zurückbeschleunigte Ionen die Kathodenschicht schädigen können. Die Kathode selbst befindet sich ebenfalls auf der Temperatur flüssigen Heliums ( $< 4.2$  K), so daß auch die thermische Desorption von Kathodenmaterial [70][85] vernachlässigbar gering sein sollte. Die Quantenausbeute der Photoemission sollte durch die kryogene Temperatur nicht herabgesetzt werden [67][86]. Die drei Prozesse, die bekanntermaßen die Lebensdauer von Halbleiter-Photokathoden in HF-Elektronenquellen begrenzen [27][33] – Reaktionen mit Restgasatomen, Ionenbombardement und Desorption von Kathodenmaterial – sollten durch die kryogene Umgebung im Inneren des supraleitenden Resonators stark unterdrückt werden, so daß eine wesentlich höhere Lebensdauer als in Systemen auf Raumtemperatur zu erwarten ist.

Dennoch muß man davon ausgehen, daß bei Halbleiter-Photokathoden (oder anderen Kathoden mit limitierter Lebensdauer) eine regelmäßige Neupräparation, wenn auch in größeren Zeitabständen, erforderlich ist. Dieser Prozeß kann nicht innerhalb des supraleitenden Resonators erfolgen, weil dessen Leistungsfähigkeit bereits durch geringste Verunreinigungen auf der Oberfläche beeinträchtigt wird. Der Resonator soll aber auch nicht für jede Regeneration außer Betrieb gesetzt und aufgewärmt werden. Die Kathode muß daher auf einen Stempel aufgebracht werden, der unter Höchstvakuum aus dem kalten Resonator in eine Präparationskammer und zurück transportiert werden kann. Die durch diesen Stempel verursachten HF-Verluste müssen durch geeignete technische Maßnahmen so gering gehalten werden, daß sie die Eigenschaften des supraleitenden Resonators nicht beeinträchtigen; insbesondere muß das HF-Feld vom elektrischen Kontakt des Stempels mit dem Resonator abgeschirmt sein.

Ein weiterer Vorteil des supraleitenden Resonators besteht darin, daß die Wahl seiner geometrischen Form nicht völlig durch die Maximierung der Shuntimpedanz dominiert wird. Durch geeignete Gestaltung der Blendenbereiche kann der Strahl bereits im HF-Feld fokussiert werden bzw. können emittanzvergrößernde Effekte des RF-Felds gezielt unterdrückt werden. Allerdings muß dabei beachtet werden, daß die Unterdrückung feldlimitierender Effekte in supraleitenden Resonatoren ebenfalls Einfluß auf die Resonatorgeometrie nimmt. Der vorteilhafte Betrieb supraleitender Resonatoren bei niedrigen Frequenzen führt ebenfalls zu einer Verringerung der Emittanz sowie zur Lockerung der Anforderungen an Pulsdauer und Pulssynchronisation bei den Lasersystemen.

Während der Einbau einer Photokathode aus robustem Metall (Kupfer oder Niob) in einen supraleitenden Resonator nicht zu technischen Problemen führen sollte, ist die gegenseitige Beeinflussung zwischen einer Halbleiter-Photokathode (vom  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Typ) und einer supraleitenden Resonator-Oberfläche bislang völlig unbekannt. Die gegenseitigen physikalisch-chemischen Wechselwirkungen dieser beiden extrem oberflächensensitiven Systeme sind –

abgesehen von unseren eigenen, hier beschriebenen Experimenten – bisher nicht untersucht worden. Theoretisch denkbar wären verschiedene Effekte, die sich auf eine oder beide Komponenten negativ auswirken: Materialdesorption von der Photokathode auf die Resonatoroberfläche könnte die Schwingungsgüte oder Maximalfeldstärke des Resonators herabsetzen; durch auftreffende Elektronen könnte eingefrorenes Gas von der Resonatoroberfläche desorbieren und die Photokathode zersetzen; die Photokathode selbst könnte durch ihren hohen Oberflächenwiderstand untragbare HF-Verluste verursachen oder durch ihre geringe Austrittsarbeit massive Feldemission erzeugen. Die tatsächliche Größe dieser Effekte in einem realistischen Aufbau ist jedoch nur experimentell zugänglich. Als erster Schritt zur Realisierung einer supraleitenden Photoelektronenquelle müssen daher diese Effekte in einem entsprechenden Experiment untersucht werden und gegebenenfalls geeignete Maßnahmen zu ihrer Unterdrückung entwickelt werden.

Die Idee einer solchen supraleitenden Photoelektronenquelle hoher Helligkeit wurde von uns erstmals 1988 vorgestellt [2][3]. Neben unseren eigenen Aktivitäten und denen unserer Kollaborationspartner bei CEBAF und am INFN Milano [183] war zunächst noch eine Gruppe am Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI) auf diesem Gebiet aktiv [157], diese Aktivitäten sind aber bis auf weiteres eingestellt worden. Kürzlich hat eine Kollaboration der University of Rochester und der Cornell University in New York die Entwicklung einer supraleitenden Photoelektronenquelle begonnen. Diese Quelle soll nur eine geringe mittlere Stromdichte liefern und ist daher mit einer Photokathode aus Niob ausgestattet [15][21]. Allerdings wird auch in dieser Kollaboration über alternative Kathodenmaterialien nachgedacht. Auch eine Gruppe am IHEP Beijing in China hat bereits ihre Absicht bekundet, auf diesem Forschungsgebiet aktiv zu werden [137].

## 2 Komponenten für eine supraleitende Photoelektronenquelle

Im ersten Teil unseres Projekts haben wir untersucht, welche Anforderungen an die einzelnen Komponenten einer supraleitenden Photoelektronenquelle zu stellen sind und wie diese technisch gelöst werden können. Für den Fall einer Quelle mit hoher mittlerer Stromdichte haben wir daraus ein Design erarbeitet und dessen Leistungsfähigkeit bezüglich Strahlqualität berechnet.

### 2.1 Die Hochleistungs-Photokathode

#### 2.1.1 Charakteristika des äußeren Photoeffekts

Die Photoemission (äußerer Photoeffekt) kann im Prinzip an der Oberfläche aller Flüssigkeiten und Festkörper auftreten: Durch einfallendes Licht werden Elektronen angeregt; sie können die Potentialschwelle an der Oberfläche überwinden und ins Vakuum gelangen [97]. Dieser Vorgang kann idealisiert als ein dreistufiger Prozeß betrachtet werden (Abbildung 1): Im ersten Schritt gelangen die Photonen in die Materie und werden dort absorbiert. Dabei wird die gesamte Energie  $hc/\lambda$  eines Photons auf ein Elektron übertragen. Im zweiten Schritt diffundiert dieses angeregte (und damit frei bewegliche) Elektron an die Oberfläche. Seine Driftgeschwindigkeit ist dabei größenordnungsmäßig gleich der Fermi-Geschwindigkeit  $v_F$  dieses Materials. Während dieser Drift kann das angeregte Elektron durch Stöße mit Phononen oder mit anderen frei beweglichen Elektronen einen Teil seiner Energie verlieren. Stöße mit einem anderen Elektron führen dabei im Mittel zu einer gleichmäßigen Aufteilung der Energie zwischen beiden Elektronen, während Stöße mit Phononen nur zu einem geringen Energieverlust des Elektrons führen. Im dritten Schritt schließlich kann das Elektron, falls an der Oberfläche seine Energie noch größer ist als die erforderliche Austrittsarbeit, das Material verlassen, wobei es die Differenz zwischen seiner Anregungsenergie und der Austrittsarbeit als kinetische Energie  $E_{kin}$  erhält [79][89].

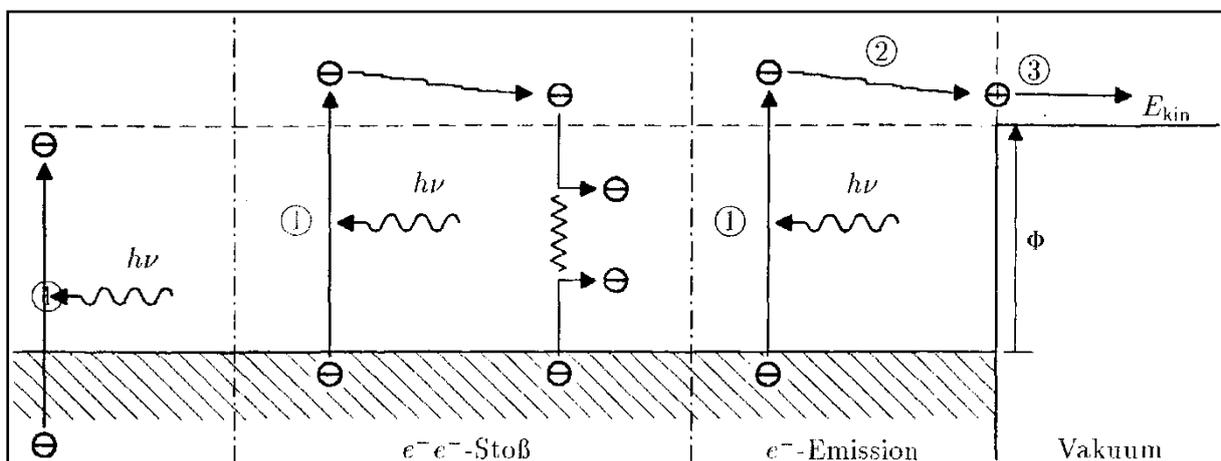


Abbildung 1 Dreistufige Modellvorstellung für den Photoemissions-Prozeß: Absorption des Lichtquants durch ein Elektron (1), Drift zur Materialoberfläche (2) mit Energieverlust durch Stöße mit Phononen und Austritt aus der Oberfläche (3)

Die wichtigste charakteristische Größe der Photoemission ist die Quantenausbeute  $\eta_Q = n_e/n_\gamma$  der Quotient zwischen der Zahl ausgelöster Elektronen und der Zahl einfallender Photonen. Die Quantenausbeute ist abhängig vom Material und von der Wellenlänge des einfallenden Lichts, jedoch im Gültigkeitsbereich des Modells nicht von dessen Intensität. Alle drei Stufen der Photoemission beeinflussen den Verlauf der Quantenausbeute. Bei der Dis-

kussion ihrer Einflüsse ist es sinnvoll, zwei Typen von Materialien zu unterscheiden: Metalle auf der einen Seite sowie Halbleiter und Isolatoren mit einer Bandlücke  $E_G$  auf der anderen Seite. Die folgenden Diskussionen basieren auf Licht mit Photonenenergien knapp oberhalb der jeweiligen Austrittsarbeit.

Metalle haben im Allgemeinen eine hohe Reflektivität; ein großer Teil des einfallenden Lichts kann daher erst gar nicht in das Material eindringen und Elektronen anregen. Halbleiter haben neben einer wesentlich geringeren Reflektivität oft auch noch sehr hohe Absorptionskoeffizienten für Photonen mit  $E_\gamma > E_G$ , so daß die Elektronen bereits in der Nähe der Oberfläche angeregt werden. Bei Metallen stehen den angeregten Elektronen eine große Zahl Elektronen als Stoßpartner zur Verfügung, wobei wegen der effizienten Energieübertragung bereits einer oder wenige Stöße ausreichen, um die Energie aller beteiligten Elektronen unter die Austrittsarbeit zu senken. Bei Halbleitern dagegen wird durch den verbotenen Energiebereich der Bandlücke die Zahl der möglichen Stöße stark eingeschränkt. Besonders vorteilhaft ist die Lage bei LEA-Halbleitern (low electron affinity), deren Bandlücke  $E_G$  größer ist als ihre Elektronenaffinität  $E_A$  (Abbildung 2): Elektronen, die auf Energien zwischen  $E_G + E_A$  und  $2E_G$  angeregt sind, können überhaupt keine Stöße mit anderen Elektronen ausführen, haben jedoch ausreichend Energie, um den Halbleiter zu verlassen. Als Konsequenz haben diese Halbleiter in der Regel eine sehr hohe Quantenausbeute.

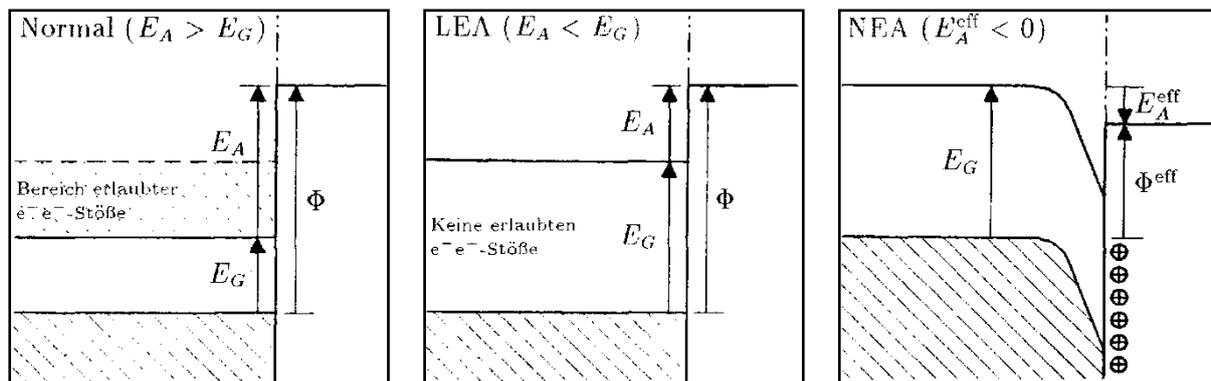


Abbildung 2 Bandstruktur und Emissionsprozeß bei Halbleitern mit normaler (links), geringer (Mitte) und effektiv negativer Elektronenaffinität (rechts)

Die Quantenausbeute ist naturgemäß stark von der Wellenlänge  $\lambda$  bzw. der Photonenenergie  $E_\gamma = hc/\lambda$  des einfallenden Lichts abhängig. Bei Photonenenergien unterhalb der Austrittsarbeit  $\Phi$  ist die Quantenausbeute extrem klein (wenige Elektronen können aufgrund zusätzlicher thermischer Energie oder durch Multiphoton-Anregung das Material verlassen). An der Grenzenergie steigt die Quantenausbeute steil an und geht bei weiter steigender Photonenenergie in einen flachen Verlauf über. In der Nähe der Grenzenergie  $E_\gamma \approx \Phi$  folgt der Verlauf der Quantenausbeute näherungsweise der Funktion

$$(10) \quad \eta_Q = \frac{A(E_\gamma - \Phi)^{3/2}}{(E_\gamma - \Phi)^{3/2} + B}$$

wobei  $A$  die Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen und  $B$  die optische Absorption charakterisieren (siehe Abbildung 3) [67][98][99]. Die von der Theorie abweichende Quantenausbeute unterhalb der Schwelle stammt von Dotierungen des Halbleiters. Wenig oberhalb der Grenzenergie liegt die Quantenausbeute für Metalle typischerweise zwischen  $10^{-6}$  und  $10^{-4}$ , in Ausnahmefällen bis  $10^{-3}$ ; bei LEA-Halbleitern können dagegen in diesem Bereich Quantenausbeuten über 0,1 erreicht werden (siehe Abbildung 4). Bei großen Photonenenergien  $E_\gamma \gg \Phi$  steigt die Quantenausbeute in der Regel erneut an, weil dann die Auslösung mehrerer Elektronen durch ein Photon möglich wird.

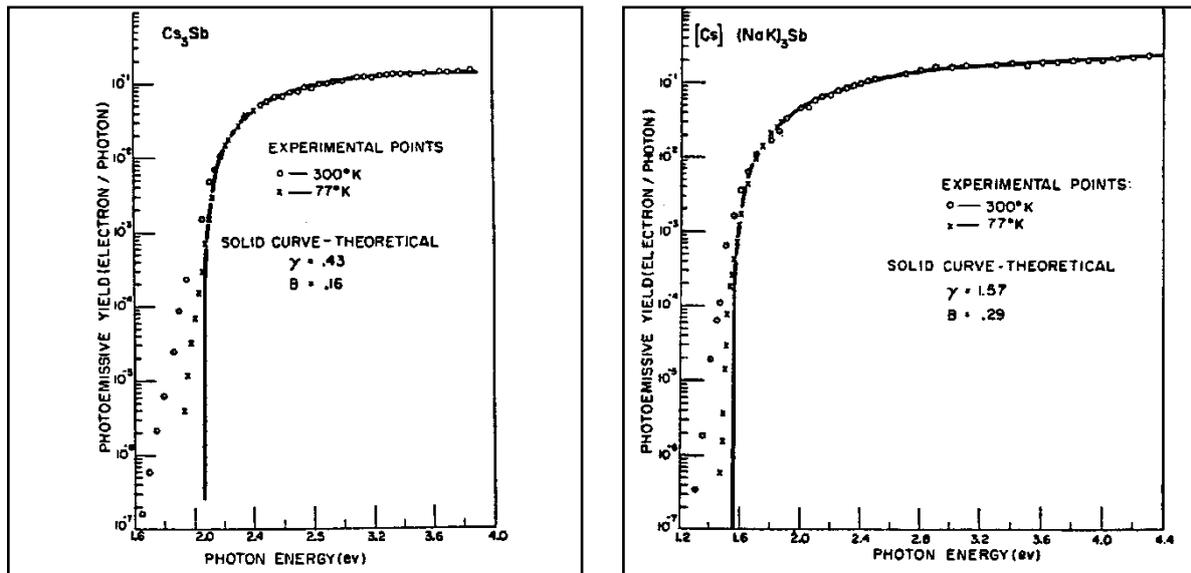


Abbildung 3 Verlauf der Quantenausbeute von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  (links) und  $[\text{Cs}](\text{Na}, \text{K})_3\text{Sb}$  (rechts) in der Nähe der Emissionsschwelle, nach [98]

Vom Mechanismus der Photoemission ist klar, daß Verunreinigungen im Material und besonders an der Oberfläche die Quantenausbeute stark beeinflussen können. Verunreinigungen (Dotierungen) im Material können die Bandstruktur von Halbleitern entscheidend verändern und z.B. erlaubte Niveaus innerhalb der Bandlücke schaffen, was zusätzliche Stöße mit Elektronen ermöglicht und die Austrittswahrscheinlichkeit verringert. Verunreinigungen an der Oberfläche können bereits in sehr geringer Konzentration (sub-monoatomare Schicht) die Austrittsarbeit erheblich verändern: Durch ein oberflächliches Dipolfeld werden die Energieniveaus nahe der Oberfläche verbogen (*band bending*), so daß für die tiefer gelegenen Elektronen eine veränderte effektive Austrittsarbeit gilt. Bei richtiger Polung (Elektronenakzeptoren wie O, OH und F als Oberflächenschicht) können sogar Materialien mit effektiv negativer Elektronenaffinität (NEA-Halbleiter) erzeugt werden, die Quantenausbeuten bis zu 0,3 erreichen [65][75].

Weitere wichtige Charakteristika der Photoemission neben der Quantenausbeute sind die Energieverteilung der emittierten Elektronen sowie die Verzögerung zwischen Lichteinfall und Elektronenemission. Sehr nahe der Emissionsschwelle ist die mittlere kinetische Energie der emittierten Elektronen thermisch dominiert; bei größerer Photonenenergie ist  $E_{\text{kin}} \approx (E_\gamma - \Phi)/4$  etwa gleich einem Viertel der Differenz zwischen Photonenenergie und Austrittsarbeit [79]. Die mittlere Verzögerung  $\tau$  zwischen Lichteinfall und Elektronenemission ist größenordnungsmäßig gleich dem Quotienten aus optischer Absorptionstiefe und Fermigeschwindigkeit; über den Absorptionskoeffizienten ist sie stark wellenlängenabhängig. Da die Emission praktisch mit dem Auftreffen des Lichts auf die Oberfläche beginnt, gibt die mittlere Verzögerung gleichzeitig die Verschmierung des Elektronensignals gegenüber dem Lichtsignal vor. Bei Metallen ist sie vernachlässigbar gering ( $\tau < 1$  ps), sie kann aber bei Halbleitern, insbesondere NEA-Halbleitern nahe der Emissionsschwelle, bis zu 1 ns betragen.

### 2.1.2 Vergleich verschiedener photoemissiver Materialien

In Tabelle 1 und Tabelle 2 sind die für eine Photoelektronenquelle wichtigen Parameter einer Reihe interessanter Photoemitter aufgelistet. Wie man sieht, existiert (bisher) kein Material, das alle gewünschten Eigenschaften, wie geringe Austrittsarbeit, hohe Quantenausbeute, große Robustheit und kleine Reaktionszeit, bietet [35]. Vielmehr gibt es bei jeder Eigenschaft eine herausragende Stoffgruppe, die aber in anderen Eigenschaften zwangsläufig Schwächen aufweist.

Übergangsmetalle wie Kupfer und Niob sind völlig unempfindlich gegen atmosphärische Einflüsse, weisen aber geringe photoelektrische Qualitäten auf. Elektronegativerer Metalle wie Yttrium oder Cäsium haben bessere photoelektrische Eigenschaften, sind aber auch gegen chemische Einflüsse wesentlich empfindlicher [91][109]. Gleiches gilt für die eigentlich als Thermoemissions-Kathoden entwickelten Lanthanborid- und Dispenserkathoden [64][90]. Die aufgeführten LEA- und NEA-Halbleiter weisen durchweg sehr hohe Quantenausbeute auf (siehe auch Abbildung 4), sind aber – besonders wenn sie geringe Austrittsarbeit haben – chemisch äußerst empfindlich [82]. Isolatoren wie Cäsiumiodid sind zwar chemisch robust, haben aber eine sehr hohe Austrittsarbeit und eine sehr geringe elektrische Leitfähigkeit, was bei hohen Stromdichten zu Problemen führen kann. Die NEA-Materialien der Galliumarsenid-Gruppe [87][88] zeichnen sich zusätzlich dadurch aus, daß mit ihnen polarisierte Elektronen erzeugt werden können [80], aber unter den entsprechenden Bedingungen die Reaktionszeit sehr groß wird.

Material		Cu	Nb	Y	Cs	LaB <sub>6</sub>	Ba-O-W*
Austrittsarbeit $\Phi$	[eV]	4,5	4,6	3,1	2,0	3,1	1,8
Quantenausbeute $\eta_Q$		$5 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-6}$	$5 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-3}$	$1 \times 10^{-3}$	$1 \times 10^{-3}$
bei $E_\gamma$	[eV]	4,7	4,7	4,7	2,3	3,5	2,3
Verzögerung $\tau$	[fs]	<100					
Reaktion mit Restgasen		keine	keine	gering	hoch	gering	mäßig

\* Dispenser-Kathode: Poröse Oberfläche aus Wolfram, die monoatomar mit Bariumoxid belegt ist

Tabelle 1 Eigenschaften von metallischen Photoemittern

Material		GaAs:Cs,O*	Cs <sub>3</sub> Sb	K <sub>2</sub> CsSb	Cs <sub>2</sub> Te	CsAu	CsI
Bandlücke $E_G$	[eV]	1,4	1,6	1,0	3,3	2,6	>6,0
Affinität $E_A$	[eV]	0,0 eff.	0,45	1,1	<0,5	1,4	<0,5
Austrittsarbeit $\Phi$	[eV]	1,4	2,05	2,1	3,5	4,0	6,4
Quantenausbeute $\eta_Q$		0,3	0,1	0,15	0,1	0,1	0,05
bei $E_\gamma$	[eV]	2,3	2,3	2,3	4,7	4,7	5,8
Verzögerung $\tau$	[ps]	50-400	<2				
Reaktion mit Restgasen		sehr hoch	hoch	hoch	hoch	hoch	gering

\* Galliumarsenid; oberflächlich bedampft mit Cäsium und aktiviert mit Sauerstoff

Tabelle 2 Eigenschaften von Halbleiter-Photoemittern

### 2.1.3 Auswahlkriterien für Photokathoden in einer Photoelektronenquelle

Die Anwendung in einer Photoelektronenquelle hoher Helligkeit stellt mehrere konkurrierende Anforderungen an das Material der Photokathode: Bei gegebener Laserleistung soll ein möglichst großer Elektronenstrom emittiert werden, die Photokathode soll also bei der Photonenenergie des Lasers eine hohe Quantenausbeute aufweisen. Damit die emittierten Elektronen eine möglichst geringe Transversalenergie haben, darf die Photonenenergie nur wenig

größer als die Austrittsarbeit sein. Die Photokathode muß daher ihre hohe Quantenausbeute bereits nahe der Emissionsschwelle aufweisen. Außerdem muß für diesen Wellenlängenbereich ein leistungsstarkes Pulslaser-System verfügbar sein (siehe Kapitel 2.3.2 auf Seite 29). Vorteilhaft ist dabei eine möglichst geringe Austrittsarbeit, weil das die Anforderungen an das Lasersystem deutlich reduziert. Liegt die verwendete Photonenenergie dabei unterhalb der Austrittsarbeit des Resonatormaterials, wird zusätzlich verhindert, daß Streulicht außerhalb der Kathode Photoemission verursachen kann. Die erzeugten Elektronenpulse sollen bereits so kurz sein (wenige Pikosekunden), daß sie nur wenige Grad der Hochfrequenzphase des beschleunigenden Resonators einnehmen, damit die aus der Pulslänge im HF-Feld resultierende Energiestreuung vernachlässigbar bleibt. Das erfordert neben einer entsprechend kurzen Pulslänge des Lasers auch eine Reaktionszeit der Photokathode in derselben Größenordnung oder kürzer.

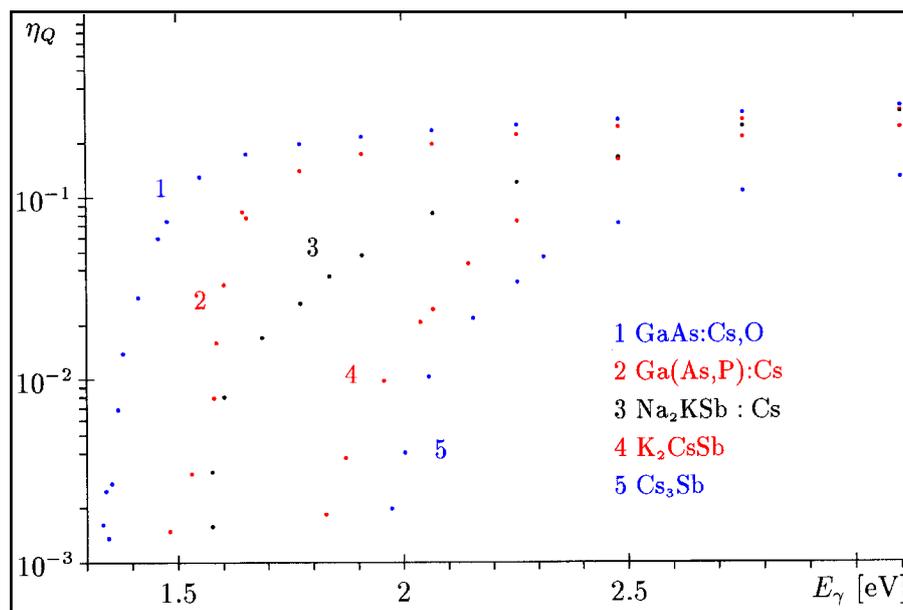


Abbildung 4 Spektraler Verlauf der Quantenausbeute für die wichtigsten LEA-Halbleiter nach [33]

Beim Einsatz einer Photokathode in einer Elektronenquelle müssen neben ihren photoelektrischen Eigenschaften auch ihre mechanischen und chemischen Eigenschaften beachtet werden. Dabei fällt auf, daß fast alle Materialien mit hoher Quantenausbeute Alkalimetalle enthalten, vorzugsweise Cäsium, was wegen seiner besonders geringen Elektronegativität (0,7 nach Pauling) verständlich ist. Die meisten dieser Stoffe – vor allem diejenigen mit geringer Austrittsarbeit  $\Phi$  – sind äußerst leicht oxidierbar und reagieren instantan mit allen oxidierenden Gasen, natürlich unter Verlust ihrer guten photoelektrischen Eigenschaften. Sie sind daher nur unter bestem Vakuum beständig, und auch dort ist ihre Lebensdauer durch Reaktionen mit den Restgasen begrenzt. Andere Stoffe mit geringeren photoelektrischen Qualitäten wie Yttrium oder  $\text{LaB}_6$  können dagegen auch in wesentlich schlechteren Vakua betrieben werden, ohne daß ihre Eigenschaften darunter leiden, und Metalle wie Kupfer oder Stahl, die geringe Quantenausbeute und hohe Austrittsarbeit zeigen, sind selbst unter Atmosphärenbedingungen robust.

Bei der Auswahl einer Photokathode für eine Elektronenquelle ist daher abzuwägen, ob man eine empfindliche Kathode im bestmöglichen Vakuum betreibt und dennoch eine begrenzte Lebensdauer und damit regelmäßige Neupräparation in Kauf nimmt, oder eine robuste Kathode verwendet, dafür jedoch ein Lasersystem mit sehr hoher Leistung und hoher Photonenenergie benötigt. In der Entwicklung normalleitender Photoelektronenquellen sind mit Kathoden aus  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  [26] bzw.  $\text{K}_2\text{CsSb}$  [36] und Kupfer [9][22] beide Wege begangen worden. Auch wurden verschiedene Zwischenlösungen, z.B. mit Kathoden aus  $\text{LaB}_6$  [13] oder

CsI [10], ausprobiert. Die bisher höchsten Strahlhelligkeiten wurden mit Kathoden aus  $K_2CsSb$  erzielt [37]; diese haben dabei jedoch Lebensdauern von nur wenigen Stunden.

#### 2.1.4 Auswahlkriterien für Photokathoden in einer supraleitende Photoelektronenquelle

Für den Einsatz in einem supraleitenden Resonator erhalten die verschiedenen Eigenschaften der Kathoden jedoch andere Wertigkeiten, so daß die für normalleitende Systeme gezogenen Schlußfolgerungen nicht einfach übernommen werden können. Die jeweiligen Vor- und Nachteile müssen unter Berücksichtigung der besonderen Umgebungsbedingungen, die supraleitende Resonatoren erfordern und auch selbst bieten, neu bewertet werden.

Die chemische Widerstandsfähigkeit der Kathoden erhält dabei eine andere Bedeutung als bei normalleitenden Systemen: Im supraleitenden System herrschen exzellente Vakuumbedingungen; die auf 4,2 K (oder weniger) gekühlten Wände wirken als Kryopumpe und frieren alle Gase aus. Das Restgas ist extrem dünn und besteht praktisch nur noch aus Helium und geringen Mengen Wasserstoff ( $H_2$ -Dampfdruck  $2 \times 10^{-6}$  mbar bei 4,2 K), die mit den Photokathoden chemisch nicht reagieren. Außerdem ist die Menge der durch Elektronenbeschuß an der Wand desorbierten Gase um Größenordnungen geringer, weil zum einen die Apertur der Strahlrohre wesentlich größer ist und zum anderen der supraleitende Resonator nur ohne nennenswerte Feldemission betrieben werden kann. Eine Zerstörung empfindlicher Photokathoden durch Restgase ist unter diesen Bedingungen praktisch ausgeschlossen. Ein anderer möglicher Zerstörungsmechanismus, die Desorption von Kathodenmaterial oder -komponenten (Cäsium), sollte durch die tiefe Temperatur der Kathode ebenfalls stark unterdrückt sein. Die Lebensdauer auch von sehr empfindlichen Kathoden ( $Cs_3Sb$ ) sollte daher im supraleitenden System wesentlich länger sein als in normalleitenden Systemen. Meßdaten über die tatsächlich erreichbare Lebensdauer lagen allerdings bisher nicht vor; unsere eigenen Messungen (siehe Kapitel 4.5.1 auf Seite 74) sind in dieser Hinsicht aufgrund des bisher nicht vermeidbaren starken Elektronenbombardements nur bedingt aussagekräftig.

Wahrscheinlich kann jedoch nicht von einer quasi unbegrenzten Lebensdauer empfindlicher Kathoden ausgegangen werden, weil der Beschuß der Kathode mit Elektronen oder Heliumionen auch in einer supraleitenden Quelle nicht ganz ausgeschlossen werden kann. Für diese Kathoden müssen daher wie auch im normalleitenden System Vorrichtungen zur regelmäßigen Neupräparation vorgesehen werden: Der relative Zeit- und Arbeitsaufwand zur Wartung der Kathoden ist zwar deutlich reduziert, der technische Aufwand zur Durchführung dieser Arbeit bleibt jedoch erhalten. Er wird sogar größer, weil das supraleitende System höhere Anforderungen stellt: Das Transfersystem für die Kathoden muß auch bei tiefen Temperaturen funktionieren, und die durch den beweglichen Kathodenstempel verursachten zusätzlichen HF-Verluste dürfen die Schwingungsgüte des Resonators nicht wesentlich beeinträchtigen.

Außerdem muß – außer bei der Verwendung von Kathoden aus robusten Metallen wie Kupfer oder Niob – geprüft werden, ob eine Kontamination des Resonators durch desorbiertes Kathodenmaterial auftritt. Eine rein thermische Desorption kann zwar aufgrund der tiefen Temperatur ausgeschlossen werden, jedoch könnte durch Elektronen- oder Ionenbeschuß sowie durch die Laserpulse Material von der Kathode abgelöst werden. In normalleitenden Systemen war eine derartige Kontamination bisher nicht feststellbar, doch sind supraleitende Resonatoren um mehrere Größenordnungen empfindlicher: Winzige schlecht leitende Verunreinigungen können an Stellen hoher magnetischer Feldstärke einen thermischen Zusammenbruch der Supraleitung im gesamten Resonator (Quench) verursachen [143][146], und Verunreinigungen mit geringer Austrittsarbeit können an Orten hoher elektrischer Feldstärke parasitäre Feldemission auslösen. Kontaminationen dieser Art müssen auf jeden Fall ausgeschlossen werden, da eine regelmäßige Neupräparation des Resonators zu aufwendig ist. Auch hier waren Daten über die tatsächliche Stärke einer solchen Kontamination bei den einzelnen Ka-

thodentypen bisher nicht verfügbar. Unsere eigenen Meßergebnisse hierzu sind in Kapitel 4.5.3 auf Seite 81 zusammengefaßt; sie weisen bisher nicht auf Kontaminationsprobleme auch bei den sehr empfindlichen Kathoden ans  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  hin, können aber noch nicht auf die Betriebsbedingungen in einer realen Quelle extrapoliert werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt für das supraleitende System ist die Leistungsdissipation an der Kathode. Während in normalleitenden Systemen eine Leistungsdissipation im Kilowatt-Bereich toleriert werden kann, sollte sie im supraleitenden System nach Möglichkeit unter 1 W betragen, da die gesamte dissipierte Leistung bei einer Temperatur von 4,2 K kryotechnisch abgeführt werden muß. Zum einen erfolgt die Aufheizung der Kathode durch Joule'sche und dielektrische Verluste des HF-Feldes an der Kathode:

$$(11) \quad P_C^{(H)} = \frac{1}{2} R_s \cdot \iint_C H^2 dF \quad \text{und} \quad P_C^{(E)} = \frac{1}{2} \varepsilon \omega \tan(\delta) \cdot \iiint_C E^2 dV$$

in Verbindung mit einer entsprechenden Güterreduktion. Beide Effekte wachsen quadratisch mit der Feldstärke im Resonator. Die Kathode hat jedoch eine relativ kleine Fläche und befindet sich an einem Ort mit geringem Magnetfeld, so daß ein metallisches Kathodenmaterial, auch wenn es nicht supraleitend ist, keine Probleme verursachen sollte. Es muß lediglich eine effektive Kühlung der Kathodenoberfläche sichergestellt werden, damit sie nicht zum Ausgangspunkt eines Quenches wird. Anders verhält es sich bei den halbleitenden Kathoden: Aufgrund ihres hohen Widerstands insbesondere bei tiefen Temperaturen sind die Verluste bei ihnen hauptsächlich dielektrischer Natur. Auch hier waren bisher keine Meßwerte für die interessierenden Materialien, vor allem nicht bei tiefen Temperaturen, verfügbar. Unsere eigenen Messungen (siehe Kapitel 4.5.2 auf Seite 78) haben an (relativ dicken)  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten sehr hohe dielektrische HF-Verluste ergeben; man wird daher die Halbleiterkathoden so dünn machen müssen, wie es möglich ist, ohne die Quantenausbeute zu senken. Für statistisch zuverlässige quantitative Aussagen sind die Meßdaten allerdings noch zu spärlich; zu den anderen Halbleiter-Kathoden können bisher keine Aussagen gemacht werden.

Zum anderen trägt auch die dissipierte Laserleistung zum Aufheizen der Kathode bei:

$$(12) \quad P_C^{(L)} = P_{\text{Laser}} (1 - R - \eta_Q) = \frac{h\nu}{e} I_e \frac{1 - R - \eta_Q}{\eta_Q} = \frac{h\nu}{e} \frac{I_e}{\eta_Q'}$$

Die dissipierte Leistung ist proportional zum Emissionsstrom  $I_e$  und umgekehrt proportional zur inneren Quantenausbeute  $\eta_Q^0$  der Kathode, der Zahl emittierter Elektronen je absorbiertem Photon, einer Größe, die nicht mehr von der Oberflächenrauigkeit und der Reflektivität  $R$  der Kathode abhängt. Bei den Halbleiter-Photokathoden mit ihrer hohen Quantenausbeute ist dieser Mechanismus für die in Frage kommenden Stromstärken vernachlässigbar; bei Metallkathoden mit geringer Quantenausbeute jedoch wird er bei hohen Stromstärken bedeutsam. Bei einer mittleren Stromstärke von 10 mA wird an einer  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Kathode mit 10% innerer Quantenausbeute eine Leistung von 0,25 W dissipiert, an einer Kupferkathode mit einer inneren Quantenausbeute von  $10^{-3}$  dagegen 50 W.

Die Energiedissipation durch Ohmsche Verluste des Emissionstroms beim Durchqueren der Kathode

$$(13) \quad P_C^{(I)} = d_C \iint_C \rho \cdot j^2 df$$

kann wahrscheinlich auch bei Halbleiter-Kathoden klein gehalten werden, wenn die Schichten nicht dicker als die Eindringtiefe des Lichts sind: Die durch die Anregung erzeugten Löcher können dann direkt aus dem Substrat gefüllt werden (Erhöhung der Leitfähigkeit durch inneren Photoeffekt).

Ein weiterer Effekt, der sich erst im supraleitenden Resonator störend bemerkbar macht, ist die parasitäre Photoemission an der Resonatorwand durch Streulicht von der Kathode. Die dort emittierten Elektronen werden im Feld des Resonators beschleunigt und treffen in der Regel an anderer Stelle wieder auf die Wand, wo sie ihre Energie dissipieren. Die abzuführende Wärmeleistung wird damit erhöht; im ungünstigsten Fall kann der Elektronenbeschuß sogar zu einem Feldzusammenbruch (Quench) des Resonators führen. Bei Kathoden mit geringer Austrittsarbeit tritt dieses Problem nicht auf, weil die Photonenenergie des verwendeten Lichts unter der Austrittsarbeit von Niob (4.5 eV) liegt, bei Kathoden hoher Austrittsarbeit ist er dagegen unvermeidbar. Allerdings kann bei Metall-Kathoden durch optische Politur der Oberfläche der diffus gestreute Anteil des reflektierten Lichts sehr klein gemacht werden; bei Halbleiter-Kathoden ist die Lichtintensität aufgrund der hohen Quantenausbeute ohnehin viel geringer. Der Gesamtstrom der parasitären Emission ist damit in jedem Fall um mehrere Größenordnungen geringer als der direkte Emissionsstrom. Dennoch ist Vorsicht geboten, da die parasitär emittierten Elektronen gerade in Resonatoren tieferer Frequenz erhebliche Energien erreichen können, bevor sie auf die Wand treffen: Streulicht von der Kathode trifft genau phasenrichtig auf die Umgebung der gegenüberliegenden Iris, so daß die ausgelösten Elektronen maximal beschleunigt werden. Damit sind Energien von 3 MeV in einer 500 MHz-Zelle möglich; bei einem mittleren Strom von 10 mA und einem Streulichtanteil von nur  $10^{-4}$  sind das immerhin 3 W.

Andere Aspekte, wie an Kathoden geringer Austrittsarbeit bei hohen Feldstärken auftretende Feldemission, die bei den einzelnen Kathodentypen erreichbare Stromdichte und der Aufwand für das zur Beleuchtung erforderliche Lasersystem, unterscheiden sich nicht oder nur geringfügig von ihrer Bewertung bei normalleitendem Systemen. Weil supraleitende Resonatoren jedoch vorteilhaft bei tieferen Frequenzen betrieben werden (typischerweise 500 MHz gegenüber 3 GHz, siehe unten), sind die Anforderungen an die Pulsstruktur des Lasers (Pulslänge und -jitter) in allen Fällen deutlich verringert.

Eine abschließende Bewertung der einzelnen Kathodentypen für eine supraleitende Photoelektronenquelle ist offensichtlich noch nicht möglich, da die Datenbasis hierfür noch zu fragmentarisch ist. Bisher gibt es keine Hinweise dafür, daß sich bestimmte Kathodentypen (ausgenommen Dispenser-Kathoden) nicht mit einem Einsatz im supraleitenden Resonator vereinbaren lassen. Es scheint jedoch, daß für Quellen mit geringem mittlerem Strom (unterhalb von etwa 100  $\mu$ A) eine Metall-Photokathode die einfachere und zuverlässigere Lösung darstellt. Im einfachsten Fall kann sogar die Rückwand eines einseitig geschlossenen Resonators als Kathode aus Niob genutzt werden [15]. Bei hohen mittleren Stromdichten dagegen (oberhalb von etwa 1 mA) und besonderen Anforderungen an die Helligkeit der Quelle scheint der Einsatz einer Halbleiter-Kathode mit hoher Quantenausbeute und geringer Austrittsarbeit ( $\text{Cs}_3\text{Sb}$  oder  $\text{K}_2\text{CsSb}$ ) den zusätzlichen Aufwand zu lohnen. Bei gepulsten Quellen muß dabei der Strom innerhalb eines Makropulses betrachtet werden, da sich das thermische Gleichgewicht bei tiefen Temperaturen sehr schnell einstellt; lediglich für die Belastung der Kälteanlage kann der Strom über viele Makropulse gemittelt werden. Für das nachfolgende Design einer Prototyp-Quelle (Kapitel 0) ist eine solche Alkaliantimonid-Photokathode vor-

gesehen, da die vor allem an FEL-Projekte und an TESLA angelegten Parameter sowohl eine hohe mittlere Stromstärke (8 mA im Puls bei TESLA) als auch eine sehr hohe Helligkeit vorsehen.

## 2.2 Der supraleitende Resonator

Die Photokathode soll im Inneren eines supraleitenden Hohlraumresonators betrieben werden, weil dort die erforderlichen hohen Feldstärken an ihrer Oberfläche kontinuierlich bereitgestellt werden können. Die Kriterien für das Design dieses Resonators unterscheiden sich in wichtigen Punkten von denjenigen für einen supraleitenden Resonator in einem Beschleunigersegment; auf diese Unterschiede soll im folgenden Kapitel eingegangen werden.

### 2.2.1 Material und Herstellung des Resonators

Nach dem heutigen Stand der Technik ist elementares Niob hoher Reinheit das für den Bau supraleitender Beschleunigerresonatoren am besten geeignete Material. Neben guten Supraleitungseigenschaften (Sprungtemperatur  $T_C = 9,2$  K, kritisches Magnetfeld  $H_C = 150$  kA/m) besitzt es (bei entsprechender Reinheit) auch eine gute thermische Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen [155], so daß kleine Defekte ausreichend gekühlt werden und keinen Feldzusammenbruch verursachen. Niob kann ohne technische Probleme zu Resonatoren beliebiger Form verarbeitet werden. Durch mechanische, chemische oder thermische Verfahren kann seine Oberfläche weitgehend defektfrei präpariert werden [135]. Die heute eingesetzten Resonatoren sind daher fast ausnahmslos aus hochreinem Niob gefertigt. Die an diesen Resonatoren gesammelten Erfahrungen in Herstellung und Präparation sollten auch dem Resonator für eine supraleitende Photoelektronenquelle zugute kommen.

Eine Alternative zur Verwendung von massivem Niob ist das Beschichten von Kupferresonatoren mit Niob durch Sputtering. Dieses Verfahren ist für große Resonatoren kostengünstiger und bietet ebenfalls eine hohe Wärmeleitfähigkeit der Wände, so daß anstelle einer Helium-Badkühlung auch eine Rohrkühlung möglich wird [136]. Die auf diese Weise hergestellten Resonatoren haben jedoch (bisher) den Nachteil, daß ihre Schwingungsgüte bei hohen Feldstärken deutlich absinkt [134]. Für den Einsatz in der Elektronenquelle scheinen sie daher weniger geeignet, da die Resonatoren dort bei sehr hohen Feldstärken betrieben werden müssen. Andere Materialien mit theoretisch besseren supraleitenden Eigenschaften, wie Niobnitrid oder  $Nb_3Sn$ , konnten bisher (aus präparativen Gründen) nicht die in Niobresonatoren möglichen Feldstärken erreichen [150][151] und sind daher für die Elektronenquelle vorerst nicht von Interesse. Es erscheint überdies geboten, für den Resonator der Quelle so weit wie möglich auf bewährte und zuverlässige Techniken zurückzugreifen, da bereits die Kombination mit der empfindlichen Photokathode ausreichend technische Probleme bergen wird.

Die Herstellung und Erstpräparation des Resonators erfolgt wie üblich durch Formung aus Blech oder Vollmaterial, Elektronenstrahl-Schweißen, Beizen in Säure und optionalem UHV-Glühen [145]. Ein UHV-Glühen mit äußerlicher Titan-Bedampfung zur Reduzierung interstitieller Verunreinigungen mit dem Ziel weiter erhöhter Wärmeleitfähigkeit [154] sowie "High-Peak-Power Processing" als *in situ*-Präparationsmethode [140] erscheinen ebenfalls sinnvoll. Im Gegensatz zu Resonatoren Hi Beschleunigern kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß eine gelegentliche Neupräparation des Resonators erforderlich wird, falls die Kathoden den Resonator tatsächlich allmählich kontaminieren. Eine solche Präparation könnte aus einer das Niob nicht angreifenden Beize in Verbindung mit einer Oxipolitur oder einem UHV-Glühen bestehen, um den Materialabtrag am Niob auch bei wiederholter Präparation so gering wie möglich zu halten. Falls Experimente eine Kontamination des Resonators durch die Kathoden nachweisen, muß diese Präparation ebenfalls experimentell optimiert werden. Die

Möglichkeit eines solchen Schritts sollte jedoch bereits im Design einer Quelle berücksichtigt werden.

### 2.2.2 Gestaltung der Resonatorgeometrie

Die geometrische Form wird sowohl bei normal- als auch bei supraleitenden Beschleunigungsresonatoren optimiert, um ein möglichst hohes Beschleunigungsfeld zu erreichen. Die verschiedenen Begrenzungsmechanismen erfordern jedoch unterschiedliches Vorgehen: Während bei normal- leitenden Strukturen vor allem die Shuntimpedanz (das Verhältnis zwischen dem Quadrat des Beschleunigungsfelds und der dissipierten Leistung) maximiert wird, wird beim supraleitenden Resonator durch Minimierung der Oberflächenfelder bei gegebenem Beschleunigungsfeld sowie durch eine Geometrie, die keine resonante Sekundärelektronen-Emission zuläßt, der Einfluß von Defekten reduziert. Bei diesem Vorgehen bleibt wesentlich mehr Freiheit, die Geometrie des Resonators (vor allem in der Umgebung der Irisblenden) auch im Hinblick auf eine möglichst geringe Emittanz des Elektronenstrahls zu optimieren. Eine solche Optimierung sollte zweckmäßigerweise auf der Basis der entsprechenden analytischen Betrachtungen [23] unter Zuhilfenahme eines geeigneten Simulationsprogramms erfolgen. Bei der Formgebung ist allerdings auch zu beachten, daß im Falle einer chemischen Präparation alle Oberflächen leicht erreichbar sind, die Flüssigkeiten rückstandsfrei ablaufen können und die Oberfläche leicht getrocknet werden kann.

Abgesehen von der Form der Irisblenden kann die übliche Form supraleitender Beschleunigungsresonatoren auch für die Elektronenquelle übernommen werden [144]. Auch eines der Strahlrohre sowie die Einkopplung der HF-Leistung als Strahlrohr-Seitenkopplung können direkt übernommen werden. Auf einen Koppler für höhere Moden kann wahrscheinlich verzichtet werden, wenn die Zellenzahl gering bleibt (siehe unten) und die Apertur des Strahlrohres ausreichend groß ist. Das andere Ende der Struktur wird mit einer Wand verschlossen. Im Zentrum dieser Wand sitzt die Photokathode, deren Durchmesser sich aus dem gewünschten Durchmesser des Elektronenstrahls über die Strahldynamik im Resonator ergibt. Die Kathode sollte weder aus der Wand herausragen noch hinter sie zurückspringen, da das erste eine Defokussierung des Strahls und das zweite eine Verringerung der Feldstärke an der Kathode zur Folge hat. Um die an der Kathode entstehenden HF-Verluste so gering wie möglich zu halten, sollte - insbesondere bei Halbleiter-Photokathoden - die Fläche der Kathode nicht größer als aufgrund der Strahldynamik unbedingt erforderlich gewählt werden.

Erne robuste Metallkathode kann dabei durch Einschweißen, Einlöten oder Aufdampfen einfach in die Rückwand integriert werden; im einfachsten Fall kann das Niob der Rückwand selbst als Kathode fungieren. Bei Verwendung einer empfindlichen Halbleiter-Kathode mit begrenzter Lebensdauer muß diese jedoch jederzeit entfernt und regeneriert werden können, ohne den Resonator dabei aufwärmen oder gar demontieren zu müssen. Ein Aufwärmen des Resonators würde auch die Vakuumbedingungen drastisch verschlechtern und damit zur schnellen Zerstörung der Kathode führen. Die geringe Leitfähigkeit dieser Kathoden verlangt darüber hinaus, daß sie als dünne Schicht auf ein gut leitendes Substrat aufgedampft werden. Als Substrat dient dabei zweckmäßigerweise ein Stempel, der auf seiner Spitze die Kathode trägt und der nach hinten aus dieser Wand entfernt werden kann. Dabei muß er durch eine Vakuumleitung aus dem Kryostat herausgebracht werden, um weder die Kathode noch den kalten Resonator dem Einfluß der Atmosphäre auszusetzen.

Der Kathodenstempel muß mit dem Resonator elektrisch verbunden sein, damit er sich bei der Emission nicht auflädt und die emittierten Elektronen in die Kathode nachfließen können. Dieser elektrische Kontakt (der ein Berührungskontakt sein muß, da er beim Zurückziehen des Stempels zwangsläufig gelöst wird) muß jedoch gegen das HF-Feld abgeschirmt werden, um hohe HF-Verluste an den Kontaktpunkten zu vermeiden. Der Stempel darf also den Resonator nicht direkt an der Wand berühren, sondern muß durch einen Spalt von dieser Wand

isoliert sein. Die Kontaktstelle liegt dann weiter hinten und ist durch einen Bandpaßfilter (Choke) stromlos geschaltet, sie sitzt an einem Knoten des Magnetfelds. Die Beleuchtung der Kathode erfolgt zweckmäßig durch das Strahlrohr, was allerdings zwangsläufig zu einem senkrechten Lichteinfall führt. Ein streifender Lichteinfall, wie er zur Erhöhung der Quantenausbeute vorgeschlagen wurde [73][107], würde zwei Öffnungen in der Nähe des Äquators der ersten Zelle (Ein- und Austrittsfenster) erfordern. Diese sind jedoch im Hinblick auf eine möglichst störungs- und defektfreie Oberfläche äußerst unerwünscht.

### 2.2.3 Resonanzfrequenz und Zellenzahl der Beschleunigungsstruktur

Aus Sicht der Strahlqualität ist neben einer hohen Feldstärke an der Kathode eine geringe Frequenz des Resonators von Vorteil, weil sich dadurch die Beschleunigung bis zum ersten Nulldurchgang des Felds vergrößert und die Elektronen bereits in der ersten Zelle auf möglichst relativistische Geschwindigkeit beschleunigt werden. Aufgrund der großen Apertur wird der störende Einfluß der Blenden auf das HF-Feld geringer, und bei gegebener Pulslänge nimmt die Energiestreuung der Elektronen ab bzw. bei gegebener Energieschärfe werden die Anforderungen an die Lichtquelle verringert. Auch aus Sicht der HF-Supraleitung ist eine geringe Frequenz von Vorteil: Der BCS-Oberflächenwiderstand des Supraleiters nimmt quadratisch mit der Frequenz ab, so daß eine geringere Frequenz zu geringerer Verlustleistung führt bzw. bei gegebener Verlustleistung eine höhere Betriebstemperatur ermöglicht [141]. Der Effekt wird allerdings bedeutungslos, wenn bei 4,2 K Temperatur bereits der defektbedingte Restwiderstand dominiert [142][156]; dieser Fall tritt unterhalb von etwa 300 MHz ein. Auf der anderen Seite zeigt die Erfahrung, daß es für tiefe Frequenzen schwieriger ist, eine hohe Feldstärke im Resonator zu erreichen. Der Grund dafür ist vermutlich, daß die Wahrscheinlichkeit, die Oberfläche gänzlich defektfrei zu präparieren, aufgrund der größeren Oberfläche geringer ist. Außerdem machen die größeren geometrischen Dimensionen des Resonators und damit des Kryo- und Vakuumsystems das System teuer und unhandlich. Nach dem heutigen Stand der Technik liegt das Optimum wohl in der Umgebung von 500 MHz, so daß die Quelle direkt bei 4,2 K betrieben werden kann. Die exakte Frequenz muß eine Harmonische der gewünschten Frequenz für die Elektronenpakete, also kommensurabel mit der Frequenz des nachfolgenden Beschleunigers sein. Für den geplanten TESLA-Collider mit einer Arbeitsfrequenz von 1,3 GHz und einem Paketabstand von 1  $\mu$ s würde sich eine Quellenfrequenz von 650 MHz anbieten, für die geplanten Freie-Elektronen-Laser bei CEBAF (Arbeitsfrequenz 1.5 GHz) und JAERI (500 MHz) dagegen 500 MHz.

Die Anzahl der Zellen des Resonators richtet sich nach der gewünschten Energie der Elektronen am Ausgang der Quelle. Dabei macht sich die niedrige Arbeitsfrequenz noch einmal positiv in der geringen Zellenzahl bemerkbar. Bei einer Frequenz von 500 MHz und einer gewünschten Ausgangsenergie von etwa 10 MeV sind lediglich drei bis vier Zellen erforderlich. In Verbindung mit der großen Apertur der Blenden erübrigt sich damit wahrscheinlich eine Bedämpfung höherer Moden. Im Gegensatz zu Beschleunigerstrukturen werden die einzelnen Zellen aber nicht identisch sein: Aufgrund der positiven Emissionsphase und der noch geringen Geschwindigkeit  $\beta < 1$  der Elektronen wird zumindest die erste Zelle deutlich kürzer als eine halbe Wellenlänge sein, wahrscheinlich etwa eine viertel Wellenlänge. Bei festgelegter Beschleunigungsspannung können alle Zellen exakt auf die Laufzeit der Elektronen in ihnen abgestimmt sein; der erforderliche Mehraufwand bei der Fertigung der Zellen ist gering.

## 2.2.4 Maßnahmen zur Begrenzung der Emittanzvergrößerung in der Quelle

Die am Ausgang der HF-Elektronenquelle auftretende Emittanz kann in fünf Anteile zerlegt werden: Neben der bereits an der Kathode aufgrund der Überschußenergie der Elektronen vorhandenen Emittanz  $\varepsilon_n = r\sqrt{2E/mc^2}$  tragen lineare und nichtlineare Raumladungskräfte, nichtlineare und lineare zeitabhängige Transversalfelder (Komponenten des HF-Felds) zur Emittanz am Ausgang der Quelle bei; Nichtlinearität bezieht sich dabei auf die radiale Variation der Feldstärken [11][14][24][189]. Die an der Kathode entstehende Emittanz wurde bereits bei den Emissionsmechanismen diskutiert; sie ist in der Regel klein gegenüber den anderen Effekten (ca. 1 mm×mrad). Die linearen Raumladungskräfte können durch geeignete Fokussierung des Strahls vollständig kompensiert werden [11]. Die durch nichtlineare Transversalfelder verursachte Emittanzvergrößerung ist in der Regel ebenfalls klein; im supraleitenden Resonator kann sie durch die große Apertur der Blenden und durch die freie Formgebung des Resonators in der Umgebung der Blenden (Linearisierung der Transversalfelder) weiter reduziert werden. Die beiden übrigen Effekte bestimmen in der Regel die Emittanz am Ausgang der Quelle. Durch geeignete Wahl der Emissionsphase (relativ zum HF-Feld) kann ihr gemeinsamer Emittanzbeitrag minimiert (aber nicht auf Null gebracht) werden [24]; der resultierende Strahl ist allerdings stark divergent und aufgrund seiner Verteilung im longitudinalen Phasenraum nicht stark komprimierbar.

Es existieren mehrere Vorschläge, die durch die linearen zeitabhängigen Transversalfelder verursachte Deformation des transversalen Phasenraums zu kompensieren [17][18][41][42]. Die gleichzeitige Anregung mehrerer TM-Moden mit genau harmonischen Frequenzverhältnissen erscheint im supraleitenden Resonator aufgrund seiner geringen Bandbreite nicht durchführbar. Der Resonator müßte an mehreren Stellen gleichzeitig und unabhängig voneinander abgestimmt werden, um die Frequenzen in einem harmonischen Verhältnis zu halten, was einen enormen technischen Aufwand erfordert. Die Anfügung einer unabhängig gespeisten, nicht spiegelsymmetrischen zusätzlichen Zelle stellt jedoch auch in supraleitender Konstruktion kein Problem dar; die Zellen können in einem gemeinsamen Kryostat montiert und betrieben werden. Die damit erzielbare Verringerung der Emittanz scheint erheblich; die Helligkeit der Quelle nähert sich damit dem für einen direkten Einschub in einen Linear Collider erforderlichen Wert.

## 2.3 Der gepulste und synchronisierte Laser

Die Elektronenquelle stellt eine Reihe sehr detaillierter Anforderungen bezüglich Wellenlänge, Helligkeit und Pulsstruktur an die Lichtquelle zur Beleuchtung der Photokathode. Sie werden im Folgenden beschrieben, und die nach dem heutigen Stand der Technik möglichen Lösungen werden aufgezeigt.

### 2.3.1 Anforderungen an Wellenlänge, Leistung und Pulsstruktur des Lasers

Die für die jeweilige Kathode optimale Wellenlänge  $\lambda$  bzw. Photonenenergie  $E_\gamma = hc/\lambda$  liegt knapp oberhalb der Austrittsarbeit  $\Phi$ . Sie ergibt sich aus der Abwägung zwischen hoher Quantenausbeute bei größerer Photonenenergie (siehe Figur 3) und geringer Transversalenergie der emittierten Elektronen bei einer Photonenenergie möglichst nahe der Schwellenenergie. Photokathoden mit steilem Anstieg der Quantenausbeute vereinfachen diese Abwägung natürlich, weil sie beide Forderungen begünstigen. Eine Abweichung zu höheren Photonenenergien kann dabei wesentlich einfacher toleriert werden, während die rapide sinkende Quantenausbeute bei geringeren Energien eine harte Grenze setzt. Eine geringere Quantenausbeute kann zwar zunächst durch eine höhere Lichtleistung ausgeglichen werden, dieser Ausgleich ist jedoch durch die damit verbundene stärkere Aufheizung der Kathode begrenzt,

besonders bei metallischen Photokathoden. Zudem wird bei zu geringer Differenz  $E_\gamma - \Phi$  die Transversalenergie der Elektronen ohnehin durch die thermische Energie  $k_B T$  dominiert. Die genannten Forderungen implizieren die Forderung nach Monochromatizität der Lichtquelle: Jeder spektrale Anteil außerhalb des optimalen Wellenlängenbereichs erhöht entweder die Transversalenergie oder heizt die Kathode auf.

Die Wahl von Kathodenmaterial und Wellenlänge der Lichtquelle fixieren die Quantenausbeute. Die erforderliche Lichtleistung  $S_\gamma$  bestimmt sich dann aus dem gewünschten Strahlstrom nach Formel (5). Dabei ist zu beachten, daß sich insbesondere bei empfindlichen Photokathoden die Quantenausbeute mit der Zeit ändern kann und diese Änderung über die Lichtleistung ausgeglichen werden muß. Bei Linear Collidern und Freie-Elektronen-Lasern ergeben sich dabei aus den gewünschten Strahlintensitäten sehr hohe Spitzen- und auch Dauerleistungen der Lichtquelle. Für TESLA z.B. ist eine Pulsladung von 8 nC und ein mittlerer Strom von 8 mA vorgesehen. Bei  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  mit 5% Quantenausbeute und 2,3 eV Energie je Photon bedeutet das eine Pulsenergie von 400 nJ und eine mittlere Leistung von 0,4 W, bei Niob mit einer Quantenausbeute von  $10^{-5}$  und 4,7 eV Photonenenergie gar eine Pulsenergie von 4 mJ und eine mittlere Leistung von 4 kW. Weil die Kathode von außen schwer zugänglich ist und ihre Beleuchtung Optiken mit sehr kleinem Öffnungsverhältnis erfordert (Akzeptanz typischerweise 10 mm×mrad), muß die Lichtquelle neben der hohen Leistung auch eine sehr hohe Helligkeit bieten.

Die wohl höchsten Anforderungen an die Lichtquelle stellt die benötigte Pulsstruktur. Pulsladung (Pulsleistung) und Repetitionsrate werden von der nachfolgenden Anwendung festgelegt. Die Pulswiederholfrequenz liegt bei supraleitenden Beschleunigern zwischen 1 MHz (Linear Collider) und 1 GHz (Freie-Elektronen-Laser), der mittlere Strahlstrom kann mehrere Milliampere betragen. Die vom Beschleuniger benötigte Pulslänge und der damit verbundene Spitzenstrom werden allerdings in der Regel erst durch eine Kompression der Elektronenpakete erzeugt, so daß die diesbezüglichen Anforderungen an die Lichtquelle reduziert sind. Die anfängliche Pulslänge ist dadurch begrenzt, daß der Puls nur wenige Grad der HF-Phase einnehmen darf, damit die Energieunschärfe nicht zu groß wird. Hier erweist sich die niedrige Frequenz des supraleitenden Resonators als vorteilhaft; bei 500 MHz ist eine Pulslänge bis zu 50 ps ( $9^\circ$  HF-Phase) akzeptabel. Die Pulse müssen mit der HF-Schwingung des Beschleunigungsresonators synchronisiert sein, damit die Emission bei gleichbleibender Phase erfolgt. Der Phasenschlupf (Jitter) sollte dabei gegenüber der Pulslänge klein sein, um nicht zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Energieverteilung zu führen.

### 2.3.2 Geeignete Lichtquellen für eine supraleitende Photoelektronenquelle

Die oben aufgeführten Anforderungen können beim heutigen Stand der Technik nicht mit herkömmlichen Lichtquellen erfüllt werden, wohl aber mit Lasern. Dabei wird in der Regel die für den Laser erforderliche Technik um so aufwendiger und das entsprechende System um so teurer, je höher die Leistung, je kürzer die Laserpulse und je höher die Energie der Photonen ist. Die gängigen Lasermedien haben dabei meist nur sehr geringe Bandbreiten, in denen Laser entsprechender Leistung relativ einfach realisiert werden können; für die Wellenlängen außerhalb dieser Bänder ist eine wesentlich aufwendigere Technik (z.B. lasergepumpte Farbstofflaser) erforderlich. Die Festlegung der Lichtparameter sollte daher nicht ausschließlich anhand der Kathodeneigenschaften erfolgen, sondern auch die zur Verfügung stehenden Lasersysteme berücksichtigen.

Die benötigte Pulsstruktur kann bei Lasern durch Modenkopplung erzeugt werden [218]. Die innerhalb der Bandbreite des Lasermaterials liegenden Moden werden dabei so gekoppelt, daß ihre Fourier-Synthese kurze Pulse mit einer bestimmten Wiederholfrequenz ergibt. Die Breite  $\Delta t = \lambda^2 / (c \cdot \Delta \lambda)$  dieser Pulse ist dabei nur von der Bandbreite  $\Delta \lambda$  des Lasermaterials ab-

hängig, die Wiederholfrquenz  $\nu_{\text{rep}} = c/2d$  von der Länge  $d$  des optischen Resonators. Typische Repetitionsraten solcher Systeme liegen bei 50-100 MHz. Höhere Frequenzen können durch Aufteilung des Strahls in mehrere Teilstrahlen mit unterschiedlichen Weglängen erreicht werden, geringere Raten durch Ausblenden einzelner Pulse mit Hilfe elektro-optischer Schalter. Falls die durch Modenkopplung erzeugten Pulse zu lang sind, ist eine optische Puls-kompression möglich; analog können die Pulse auch gestreckt werden [16].

Während Laser mit der geforderten Leistung und Pulsstruktur kommerziell erhältlich sind, erfordert die Synchronisation der Pulse mit dem HF-Signal noch beträchtlichen konstruktiven Aufwand. Da die Pulsfrequenz allein durch den Spiegelabstand im optischen Resonator bestimmt wird, muß dieser varHert werden. Das kann z.B. mechanisch durch Piezo-Elemente oder elektro-optisch durch Einbringen eines Phasenmodulators in den Strahlengang erfolgen. Der optische Resonator arbeitet dann als freilaufender Oszillator, der der HF-Schwingung des Master-Oszillators (bzw. des supraleitenden Resonators) nachgeführt und auf dieses Signal phasengekoppelt wird. Das Regelsignal kann z.B. durch Mischen des HF-Signals mit dem Signal einer schnellen Photodiode gewonnen werden. Synchronisationen dieser Art sind technisch möglich; sie existieren bereits an den schon realisierten Photoelektronenquellen und können von dort adaptiert werden.

Besonders geeignet für die Anwendung in einer Elektronenquelle erscheinen Nd:YAG-Laser und verwandte Systeme (Nd:YLF und Nd:Glas). Der Laser emittiert zwar infrarotes Licht, dessen Energie (1,165 eV) für alle Typen von Photokathoden zu gering ist; aufgrund seiner hohen Intensität läßt es sich jedoch relativ effizient in seiner Frequenz verdoppeln, verdrei- und vervierfachen. Die resultierenden Photonenenergien (2,331 eV, 3,496 eV und 4,661 eV) decken die Erfordernisse fast aller diskutierten Photokathoden ab. Für den Betrieb einer CsI-Kathode wurde sogar ein frequenzverfünffacher Nd:YAG-Laser eingesetzt [103]. Aufgrund der Bandbreite des Nd:YAG-Materials liegt die Pulslänge dieser Laser bei etwa 70 ps; bei Nd:YLF als Lasermaterial können Pulslängen bis hinab zu ps erzielt werden [214].

Eine Alternative im UV-Bereich ist die Verwendung eines Excimer-Lasers, der direkt ultraviolette Licht erzeugt. Excimer-Laser sind jedoch wesentlich teurer und wartungsaufwendiger als Nd:YAG-Laser mit Frequenz-Vervierfachung, so daß ihr Einsatz kaum lohnend erscheint. Interessant erscheint dagegen die Verwendung eines Ti:Saphir-Lasers, der zwar wie der Nd:YAG-Laser im Infrarot emittiert, aber über einen sehr weiten Bereich abstimmbaar ist und damit auch sehr kurze Pulse liefern kann. Für geringere Leistungen ist auch ein Argon-Ionen-Laser anwendbar, der im blauen und grünen Spektralbereich (bis 514 nm) emittiert.

Die einzige Quelle, die (außer einem Laser) Licht ausreichender Helligkeit liefern könnte, ist Synchrotronstrahlung aus einem Wiggler, betrieben mit einem Elektronenstrahl aus einem anderen Beschleuniger mit kompatibler Frequenz. Dabei ist die Pulsstruktur des Lichts durch die zeitliche Struktur des Elektronenstrahls bestimmt, der den Wiggler durchläuft. Auf der Basis dieses Konzepts können sehr hohe Lichtintensitäten mit beinahe beliebiger Zeitstruktur erzeugt werden. Es entfällt auch die bei Lasern komplizierte Synchronisation mit dem HF-Signal; hier braucht nur die Phase zwischen beiden Beschleunigern konstant gehalten zu werden. Der Nachteil dieses Konzepts ist der enorme Aufwand für die Lichtquelle; eine Synchrotronstrahlungsquelle stellt erhebliche Anforderungen an den treibenden Beschleuniger. Um diesen Aufwand zu vermindern, wurde auch vorgeschlagen, den von der Elektronenquelle erzeugten Strahl durch einen Wiggler zu schicken und so quasi rekursiv das erforderliche Licht zu erzeugen [20], ohne einen zweiten Beschleuniger zu benötigen. Dieses Konzept erzeugt zwar automatisch die richtige Pulsstruktur (da sie sich praktisch selbst repliziert), ist aber aufgrund seiner Rückkopplung instabil und muß extern gestartet und stabilisiert werden.

## 2.4 Design für den Prototyp einer supraleitenden Photoelektronenquelle

Auf der Basis der oben dargestellten Überlegungen haben wir, parallel zu unseren experimentellen Arbeiten, das Design und teilweise auch die Konstruktion für eine Prototyp-Elektronenquelle erstellt und weiterentwickelt. Die Parameter dieses Prototyps sind an den Bedürfnissen der bestehenden supraleitenden Linear Collider- und Freie-Elektronen-Laser-Projekte orientiert und zielen auf maximale Strahlhelligkeit bei hohen mittleren Strahlströmen. Diese Arbeit vollzog sich in zwei Stufen: Im Jahr 1988 erstellten wir, in Kollaboration mit einer Gruppe am DESY und Kollegen des Fachbereichs Elektrotechnik, ein erstes Design mit einem einzelligen 500 MHz-Resonator, das sich in erster Linie an den Anforderungen supraleitender Freie-Elektronen-Laser orientierte. Für dieses Design existieren darüber hinaus detaillierte Konstruktionen für den Resonator und verschiedene andere Komponenten [1][5]. In den folgenden Jahren wurde dieses Design parallel zu unseren experimentellen Aktivitäten weiterentwickelt. Es ist aber bei unserem heutigen Wissensstand überholt und wird daher im nächsten Unterkapitel als „erster Entwurf“ nur summarisch dargestellt.

In den Jahren 1991/92 überarbeiteten wir dieses Design in Kollaboration mit dem INFN Milano [6]. Das Resultat wird in den beiden nachfolgenden Unterkapiteln als „zweiter Entwurf“ ausführlicher beschrieben. Dieses Konzept ist in seinen Parametern speziell auf die Bedürfnisse des TESLA-Projekts ausgerichtet. Wir haben es deshalb als Injektor Nr. 2 für das TESLA Test Bed im DESY vorgeschlagen [158]; es könnte als einziges Konzept in der Lage sein, die von TESLA geforderten Parameter ohne nachgeschalteten Dämpfungsring zu erfüllen. Eine Reihe technischer Lösungen wurde ans dem ersten Design übernommen; geändert wurde vor allem die Geometrie des Resonators. Die Optimierung dieser Resonatorgeometrie ist jedoch noch nicht abgeschlossen, so daß die Daten zur Strahldynamik noch vorläufiger Natur sind. Sie zeigen jedoch bereits den deutlichen Fortschritt gegenüber dem ersten Entwurf.

### 2.4.1 Der erste Prototyp-Entwurf für eine supraleitenden Photoelektronenquelle

Dieser Entwurf zeichnete sich dadurch aus, daß die gesamte Quelle möglichst kompakt und einfach zu betreiben sein sollte (Abbildung 5). Es ist daher nur ein einzelliger Resonator vorgesehen, der bei einer Frequenz von 500 MHz betrieben wird. Um die äußeren Abmessungen des Resonators möglichst klein zu halten, wurde eine Reentrant-Form mit der Kathode auf der Spitze einer konischen Nase gewählt (Abbildung 6). Der Resonator hat zwar einen Geometriefaktor von nur  $90 \Omega$ , dafür aber auch geringe äußere Abmessungen (Außendurchmesser nur 270 mm). Er kann daher in einen verhältnismäßig kleinen Kryostat montiert werden; bei einer Betriebstemperatur von 4,2 K kann die Kühlung durch flüssiges Helium unter Normaldruck erfolgen. Die Geometrie des Resonators, insbesondere die Umgebungen der Kathode und der Strahlrohrblende, sind auf eine Minimierung der Emittanz optimiert worden; dazu wurden Strahldynamik-Rechnungen mit dem Programm TBCI-SF im DESY durchgeführt [211]. Die Photokathode ist eine dünne Alkaliantimonid-Schicht auf einem Niobstempel als Substrat; die Beleuchtung erfolgt durch das Strahlrohr mit einem Nd:YAG-Laser als Lichtquelle. Diese Komponenten sind identisch mit denen im zweiten Entwurf (siehe nächstes Kapitel) und werden daher hier nicht näher beschrieben.

Die in Tabelle 3 zusammengestellten Parameter wurden in Kollaboration mit dem INFN Milano aus Simulationsrechnungen mit dem Programm ITACA [217] gewonnen. Sie gehen von einer geringen Ladung von 160 pC je Elektronenpaket und einer sehr moderaten Feldstärke von 16 MV/m an der Kathode aus; bei höheren Feldstärken sollte die Emittanz noch deutlich geringer werden. Die geringe Ladung je Puls erlaubt es, die Quelle kontinuierlich zu betreiben; bei einer Pulsrate von 50 MHz (jeder zehnte HF-Puls ist besetzt) ist dafür eine HF-Leistung von 6.4 kW erforderlich. Trotz der einfachen Konstruktion ist die erreichte Hellig-

keit beachtlich; eine weitere Steigerung erfolgt bei der Kompression, die erforderlich ist, um den 70 ps langen Puls an den nachfolgenden Beschleuniger anzupassen.

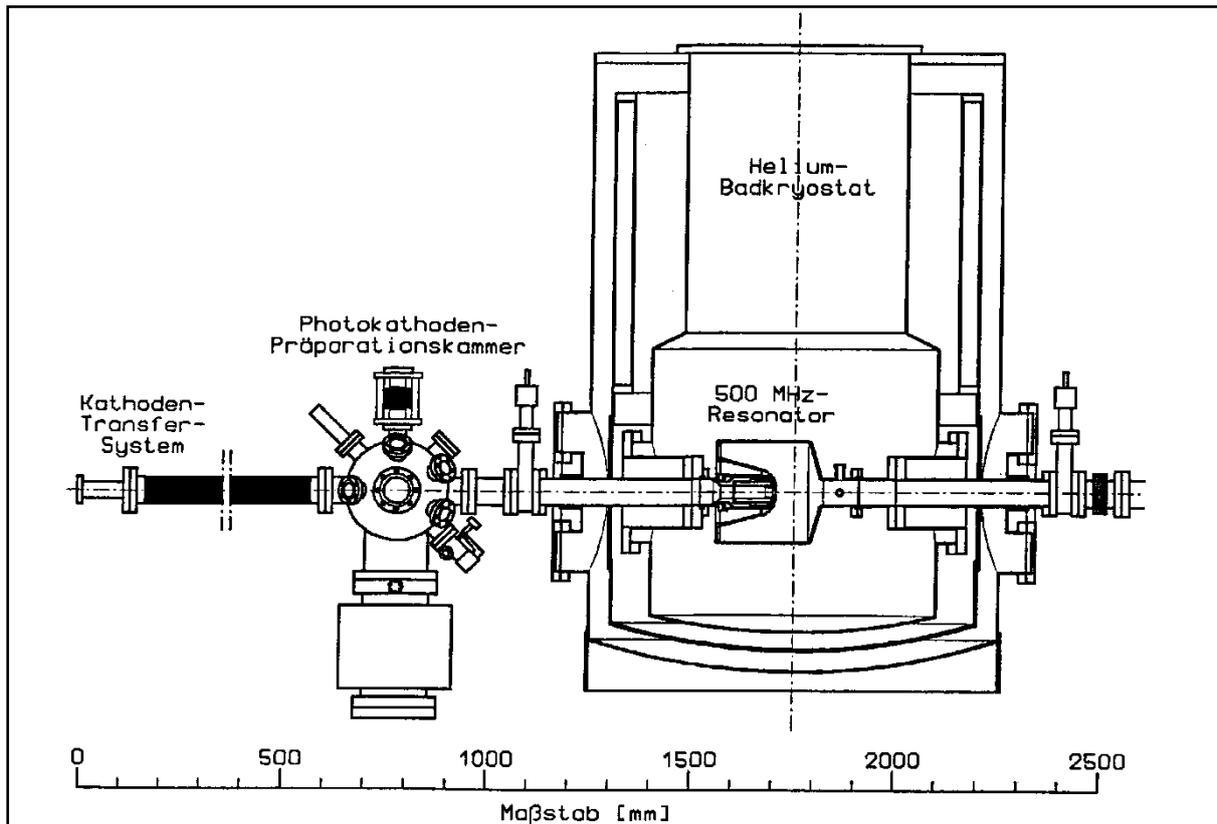


Abbildung 5 Erstes Design für eine supraleitende Photoelektronenquelle: Aufbauskizze

## 2.4.2 Zweiter Prototyp-Entwurf: Komponenten und mechanischer Aufbau

Unser Design für einen TESLA-Injektor sieht eine Photokathode aus  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  oder  $\text{K}_2\text{CsSb}$  und einen dreizelligen Resonator aus Niob vor (Abbildung 7). Die Frequenz des Resonators liegt gemäß den obigen Überlegungen bei 650 MHz, der Hälfte der Betriebsfrequenz von TESLA (1,3 GHz). Da die Pulsrepetitionsrate bei TESLA 1 MHz beträgt, muß jeder 650. HF-Puls mit einem Elektronenpaket beladen werden. Das einfache Verhältnis zur TESLA-Arbeitsfrequenz gestattet es jedoch, die Repetitionsrate in weiten Bereichen zu ändern; prinzipiell ist jede zu 650 MHz subharmonische Rate möglich. Die erste Zelle des Resonators ist aufgrund der noch geringen Geschwindigkeit der Elektronen stark verkürzt und an der Rückseite geschlossen. Die Blenden und das Strahlrohr haben zur Verringerung der Emittanz und zur Dämpfung von Moden höherer Ordnung eine möglichst große Öffnung von etwa 20 cm. Die Einkopplung der Hochfrequenz und die Auskopplung eines Monitorsignals erfolgen durch Strahlrohr-Seitenkopplungen; auf eine starke Auskopplung höherer Moden kann aufgrund der geringen Zellenzahl und der großen Apertur verzichtet werden.

Zur weiteren Verbesserung der Strahlqualität ist ein unabhängiger, unsymmetrischer Korrekturresonator gleicher Frequenz im weiteren Verlauf des Strahls vorgesehen [42]. Zwischen beide Resonatoren soll ein Solenoid in den Strahlengang eingefügt werden, das die transversale Phasenraumverteilung des Elektronenstrahls dreht. Nach dieser Drehung kann der Korrekturresonator den Strahl bei der Korrektur beschleunigen; ohne Solenoid müßte er gegenphasig betrieben werden. Wenn das Solenoid supraleitend ausgeführt wird, können alle drei Komponenten in einen einzigen Kryostat montiert werden, was zu einem kompakten und einfachen Aufbau der Quelle beiträgt.

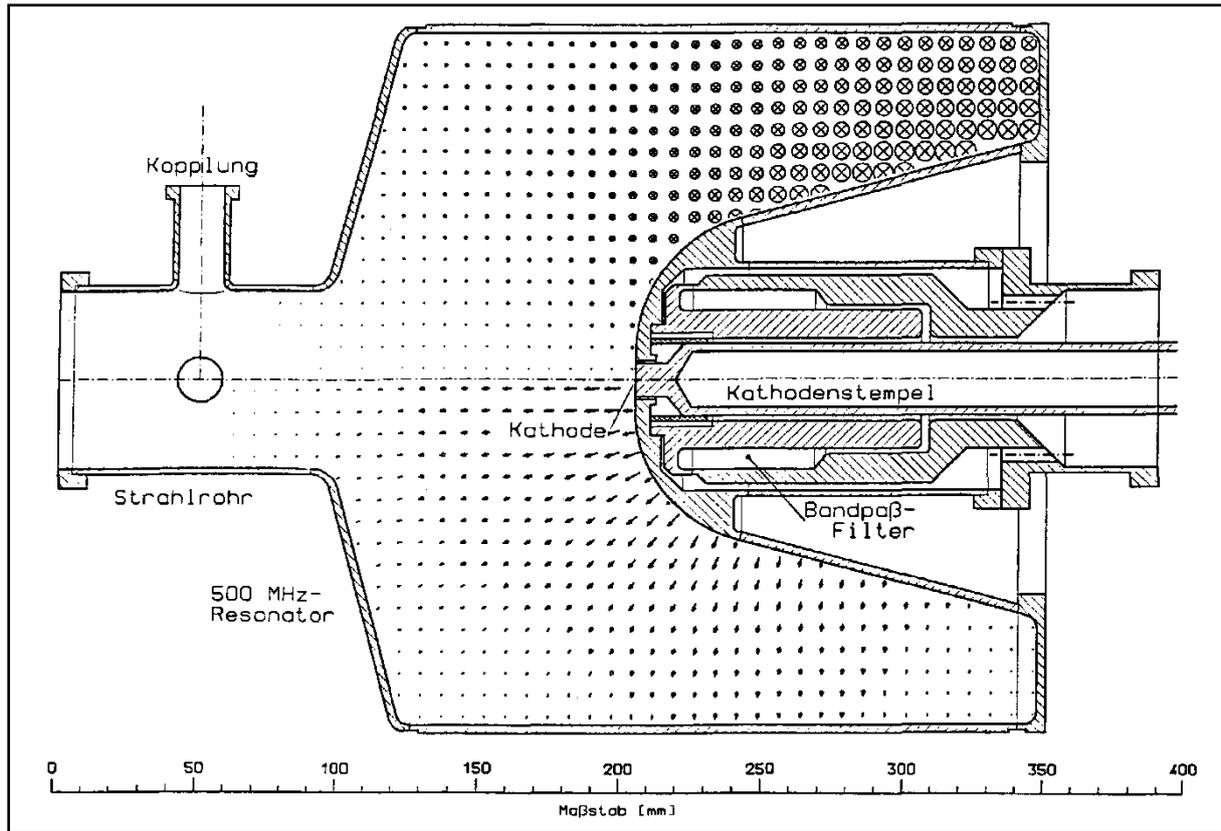


Abbildung 6 Erstes Design für eine supraleitenden Photoelektronenquelle: 500 MHz-Reentrant-Resonator mit magnetischem (oben) und elektrischem Feld (unten)

Maschinen-Parameter		Strahlparameter an der Kathode	
<b>Resonator:</b> Material	Niob	Kathoden-Feldstärke	16 MV/m
Betriebstemperatur	4,2 K	Bunchladung	160 pC
Betriebsfrequenz	500 MHz	Transversalenergie	0,2 eV
Geometriefaktor	90 Ω	Bunchlänge*	21 mm
Feldeichfaktor $E_C^2/W$	1,5 (MV/m) <sup>2</sup> /kJ	Bunchdurchmesser*	5 mm
Beschleunigungsstrecke	110 mm	Emissionsphase	52°
<b>Photokathode:</b> Material	Cs <sub>3</sub> Sb	Strahlparameter am Ausgang	
Fläche	1,1 cm <sup>2</sup>	Kinetische Energie	795,5 keV
Geometriefaktor	390 MΩ	Energiestreuung	±35,8 keV
Quantenausbeute	1-5%	Mittlerer Radius	8,2 mm
<b>Laser:</b> Material	Nd:YAG	Mittlere Divergenz	30 mrad
Wellenlänge	532 nm	Transversale Emittanz	2,4 mm×mrad
Pulslänge	70 ps	Spitzenstrom	1,55 A
Pulsintensität	≤ 2 μJ	Spitzen-Helligkeit	2,7×10 <sup>10</sup> A/(m×rad) <sup>2</sup>
Pulswiederholfrequenz	≤ 50 MHz	* Laserpuls Gauß-förmig in <i>r</i> und <i>t</i> angenommen	

Tabelle 3 Erstes Prototyp-Design für eine supraleitende Photoelektronenquelle: Technische Daten der Konstruktion (links) sowie Ein- und Ausgabeparameter der Strahlsimulation (rechts)

Das Magnetfeld des Solenoiden kann dabei durch supraleitende Bleche vollständig von den supraleitenden Resonatoren abgeschirmt werden, um zusätzliche Verluste nach einem eventuellen Feldzusammenbruch dort zu verhindern. Die Betriebstemperatur der Komponenten beträgt 4,2 K, die Kühlung kann daher durch flüssiges Helium unter Normaldruck erfolgen. Vorgesehen ist hierfür ein horizontaler Helium-Badkryostat; sein Innentank muß eine Länge von etwa 2 m und einen Durchmesser von 60 cm aufweisen. Da die für die Quelle erforderliche Kälteleistung in jedem Fall klein ist gegenüber der Kälteleistung für den restlichen TESLA-Beschleuniger, kann die Konstruktion des Kryostaten sehr einfach gestaltet werden.

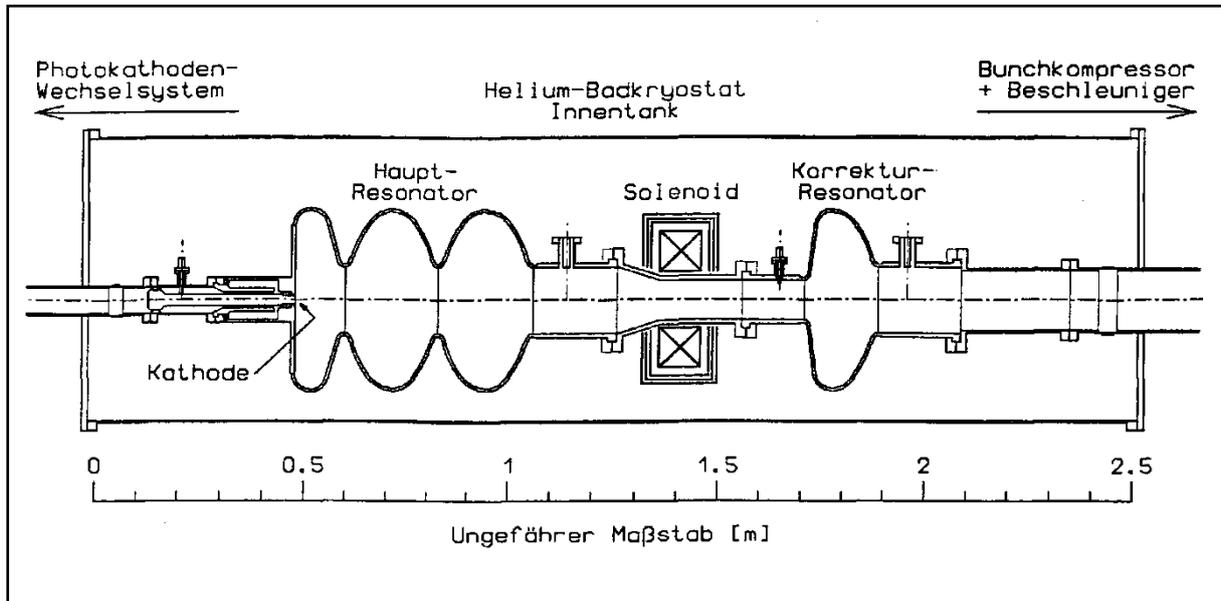


Abbildung 7 Zweiter Prototyp-Entwurf für eine supraleitende Photoelektronenquelle: Aufbauskizze für Resonator und Kryostat

Die Kathode hat einen Durchmesser von 20 mm und sitzt im Zentrum der geschlossenen Rückwand. Die Photokathode aus  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  oder  $\text{K}_2\text{CsSb}$  ist als 50 nm dicke Schicht auf die Stirnfläche eines Stempels aus Niob aufgedampft. Der Stempel sitzt in einer Öffnung der Rückwand und kann zur Präparation nach hinten entfernt werden. Er hat jedoch keinen Kontakt zur Rückwand; zwischen ihnen besteht ein Spalt von etwa 1 mm Breite. Gelagert ist der Stempel etwa 20 mm weiter hinten; der dort existierende elektrische Kontakt ist durch einen Filter im weiteren Verlauf des Spalts gegen das HF-Feld abgeschirmt. Bei diesem Kontakt muß vor allem auf eine möglichst gute thermische Ankopplung des Stempels an das Helium-Bad geachtet werden. Während des Betriebs befindet sich der Stempel mit Photokathode ebenfalls auf 4,2 K, um die Kathode zu schützen und um die HF-Verlustleistungen an seinen Oberflächen so gering wie möglich zu halten.

Die Belichtung der Kathode erfolgt durch das Strahlrohr. Ein hinter der Quelle befindliches Ablenssystem für den Elektronenstrahl (z.B. ein Dipolmagnet oder ein magnetischer Kompressor) würde dabei die Einspiegelung direkt auf der Strahlachse ermöglichen; ansonsten muß der Laser in einem leichten Winkel zur Strahlachse einfallen. Als Lichtquelle dient ein modengekoppelter, auf das HF-Signal synchronisierter Nd:YLF-Laser mit Frequenzverdoppler, dessen Photonenenergie von 2,3 eV für  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ - und  $\text{K}_2\text{CsSb}$ -Kathoden bestens geeignet ist. Die hinter dem Frequenzverdoppler zur Verfügung stehende Leistung reicht aus, um die Quelle direkt zu betreiben, es ist also kein optischer Verstärker erforderlich. Dank der niedrigen Frequenz des supraleitenden Resonators ist auch die durch Modenkopplung erreichbare Pulslänge (etwa 35 ps) ausreichend kurz, so daß keine Pulskompression benötigt wird. Das Lasersystem wird damit – bis auf die Synchronisation – sehr einfach. Die Pulsfrequenz des Lasers liegt bei etwa 50 MHz; ein Hi den Strahlengang eingefügter elektrooptischer

Schalter (Pockels-Zelle) ermöglicht die gezielte Auswahl einzelner Laserpulse, um z.B. die für TESLA angestrebte Pulswiederholfrequenz von 1 MHz zu realisieren.

Die Intensitätsverteilung auf der Kathode (und damit die Ladungsverteilung des Elektronenstrahls) kann mit wenigen optischen Elementen eingestellt werden, um z.B. die raumladungsbedingte Emittanz zu verringern. Dabei sind auch flache (elliptische) Verteilungen, wie für Linear Collider erwünscht, durch Einbau einer zylindrischen Linse sehr einfach zu erzeugen [40]. Diese Variabilität der Strahlform, Pulsladung und Pulsfrequenz ist besonders für eine Beschleuniger-Testeinrichtung von großem Nutzen. Für Testzwecke wird dabei die gesamte Stirnfläche des Stempels mit der Photokathodenschicht bedampft und nur der Lichtfleck entsprechend geformt. Für einen Dauerbetrieb ist es dagegen sinnvoll, die bedampfte Fläche genau an die gewünschte Emissionsfläche anzupassen und damit die durch die Photokathodenschicht erzeugten HF-Verluste zu reduzieren.

Auf der Seite der Kathode befindet sich direkt außerhalb des Kryostaten eine UHV-Kammer, die eine Anzahl Stempel mit fertig präparierten Kathoden enthält. Diese Kammer ist durch eine UHV-Leitung mit der Rückseite des Resonators verbunden. Bei Bedarf kann der im Resonator befindliche Stempel in die Kammer zurückgeholt und gegen einen anderen Stempel aus der Kammer ausgetauscht werden, ohne daß einer der Stempel das Vakuumsystem verlassen muß. Der Resonator muß während des Austauschs zwar abgeschaltet werden (weil sich durch das Entfernen des Stempels seine Frequenz verschiebt), kann aber bei 4,2 K Temperatur bleiben. Dieser Umstand erlaubt einen schnellen Austausch verbrauchter Photokathoden ohne größere Totzeiten des Beschleunigers; die Zeit für einen Austausch könnte zwischen ein und fünf Minuten betragen. Die Anzahl der bevorrateten Photokathoden orientiert sich am Quotienten der erzielbaren Lebensdauern in der Vorratskammer und im Resonator. Damit die Lebensdauer der Photokathoden dort möglichst hoch ist, muß die Vorratskammer ein exzellentes Vakuum ohne aktive Gase haben.

Sind alle in der UHV-Kammer gelagerten Kathoden verbraucht, wird die gesamte Kammer gegen eine andere mit frischen Kathoden ausgetauscht. Die eigentliche Präparation der Photokathoden findet räumlich getrennt von der Quelle in einer Präparationskammer statt, an die die Transportkammer dann angeflanscht wird. Die Stempel mit den verbrauchten Photokathoden werden in die Präparationskammer transferiert; dort werden die Kathoden aufgefrischt oder das Substrat gereinigt und neu präpariert. Hierzu ist die Präparationskammer mit einem Heizer, Quellen für Antimon und Alkalimetalle, Gasdosierventilen und entsprechenden Meßgeräten ausgestattet (siehe auch die folgenden Kapitel). Das Konzept der räumlich getrennten Präparation und der Vorratshaltung fertiger Photokathoden an der Quelle dient der Verringerung von Totzeiten des Beschleunigers und hat sich beim Los Alamos-Experiment bereits bewährt [170]: Die Präparation kann parallel zum Beschleunigerbetrieb erfolgen, ohne durch die dort zwangsläufig auftretende radioaktive Strahlung beeinträchtigt zu werden; lediglich der Austausch der Vorratskammer erfordert einen kurzen Aufenthalt an der Quelle.

### 2.4.3 Zweiter Prototyp-Entwurf: Voraussichtliche Betriebsparameter

Unter Zugrundelegung der bekannten Leistungsdaten für die einzelnen Komponenten haben wir in Zusammenarbeit mit dem INFN Milano eine Parameterliste erstellt und mit Simulationsrechnungen zur Strahldynamik die zu erwartende Strahlqualität dieser Quelle abgeschätzt (Tabelle 4).

Der die Kathode enthaltende Resonator soll bei einer Feldstärke von etwa 30 MV/m an der Kathode betrieben werden. Die maximale Magnetfeldstärke an der Resonator-Oberfläche beträgt dann etwa 70 mT, die gemittelte Beschleunigungsfeldstärke auf der Resonatorachse etwa 15 MV/m. Diese Feldstärke erscheint realistisch bezüglich beider limitierender Effekte: Defekten auf der Oberfläche des supraleitenden Resonators einerseits und Feldemission an der Alkaliantimonid-Kathode andererseits. Bei einer Schwingungsgüte von  $2 \times 10^9$  bei 4,2 K ist die dissipierte HF-Leistung etwa 10 W im Dauerbetrieb. Der Korrektur-Resonator muß etwa bei der gleichen Feldstärke betrieben werden und trägt damit weitere 3 W Leistung bei.

Laser-Parameter		Strahldynamik-Ergebnisse	
Pulslänge ( $2\sigma$ )	35-70 ps	Ladung je Bunch	$\leq 20$ nC
Wellenlänge	532 nm	Mittlerer Strahlstrom	$\leq 10$ mA
Pulsenergie	$< 1$ $\mu$ J	Bunchlänge*( $2\sigma$ )	$\geq 1$ mm
Modelock-Frequenz	81,25 MHz	Spitzenstrom im Bunch	$\leq 2,54$ kA
Mittlere Leistung	$< 20$ W	Halbachsenverhältnis	1 – 10
Kathoden-Parameter		Rel. Energiestreuung**	$10^{-3} - 10^{-2}$
Durchmesser	20 mm	Transv. Emittanz**	$\approx 10^{-5}$ m $\times$ rad
Material	Cs <sub>3</sub> Sb	Emittanz-Asymmetrie	$\varepsilon_x/\varepsilon_y \approx \sigma_x/\sigma_y$
Quantenausbeute	$> 1\%$	Max. HF-Leistung	100 kW
* nach magnetischer Kompression		Kathoden-Feldstärke	20 MV/m    30 MV/m
** abhängig von Pulsladung, -länge und Feldstärke		Übertragene Energie	7,5 MeV    11 MeV

Tabelle 4      Zweiter Prototyp-Entwurf für eine supraleitende Photoelektronenquelle: Parameter für Laser und Kathode (links) sowie Ergebnisse der Strahldynamik-Rechnungen (rechts)

Um die TESLA-Designparameter zu erfüllen, muß die Quelle Elektronenpakete mit 8 nC Ladung mit einer Rate von 1 MHz liefern; das ist ein mittlerer Strom von 8 mA im Puls. Gemäß den Simulationsrechnungen beträgt der Energiegewinn der Elektronen etwa 11 MeV, so daß die an den Strahl abgegebene Leistung während des Pulses etwa 88 kW beträgt; die über die Pulse gemittelte Leistung beträgt allerdings nur 700 W. Es ist daher ein Klystron erforderlich, das etwa 100 kW während 2 ms und im Mittel 1.500 W liefern kann. Die belastete Güte der Resonatoren beträgt damit etwa  $3 \times 10^5$ . Ein kontinuierlicher Betrieb des Resonators ist nicht möglich, obwohl die Verlustleistung ohne Strahl gering ist: Ohne Strahl sinkt der Leistungsbedarf am Koppler (für konstante Feldstärke im Resonator) nur auf 25%, weil die Koppler auf die geringe Güte angepaßt sind; fast die gesamte Leistung wird am Koppler reflektiert.

Bei einer Kathode aus Cs<sub>3</sub>Sb oder K<sub>2</sub>CsSb kann eine Quantenausbeute von etwa 5% erwartet werden; im Hinblick auf die Lebensdauer sollte die Kathode aber auch dann noch betrieben werden können, wenn ihre Quantenausbeute bis auf 1% gesunken ist. Die erforderliche Pulsenergie des Lasers ergibt sich damit zu 2  $\mu$ J, woraus bei einer Pulsrate von 50 MHz eine mittlere Leistung von 100 W folgt. Diese Leistung ist jedoch wiederum nur während 1 ms erforderlich; die Dauerleistung beträgt lediglich 1 W. Bei einem Durchmesser des Lichtflecks von etwa 12 mm ist die erforderliche Ladungsdichte etwa 70  $\mu$ C/m<sup>2</sup>; dieser Wert liegt weit unter den bei 30 MV/m theoretisch möglichen 266  $\mu$ C/m<sup>2</sup> (nach Formel (9)). Der modengekoppelte Laser sollte eine Pulslänge von etwa 35 ps haben, das sind etwa 8° der HF-

Phase; damit folgt aus den Simulationsrechnungen eine Energiestreuung von etwa 200 keV. Die sich daraus ergebende Bunchlänge von etwa 10 mm ist für die meisten Anwendungen zu groß, ein Bunch-Kompressor ist also in der Regel erforderlich. Aufgrund des Korrekturresonators ist jedoch die longitudinale Emittanz sehr gering, und eine hohe Kompression (mindestens um den Faktor 10) erscheint möglich.

Die erzielbare transversale Emittanz ergibt sich aus den Simulationsrechnungen zu etwa  $5\pi \text{ mm} \times \text{mrad}$  für einen rotationssymmetrischen Strahl. Die daraus folgende Strahlhelligkeit ist etwa  $5 \times 10^{11} \text{ A}/(\text{m} \times \text{rad})^2$ , nach einer Kompression um den Faktor 10 sogar  $5 \times 10^{12} \text{ A}/(\text{m} \times \text{rad})^2$ . Das Potential dieser Quelle ist also durchaus mit den besten zur Zeit existierenden Quellen vergleichbar. Auch ein abgeflachter Elektronenstrahl, wie er für TESLA vorgesehen ist, wurde betrachtet: Mit einer Ellipse von  $10 \times 1,6\pi \text{ mm}^2$  Fläche an der Kathode folgt ein Elektronenstrahl von  $25 \times 4\pi \text{ mm}^2$  Querschnitt mit Emittanzen von  $5\pi \text{ mm} \times \text{mrad}$  bzw.  $40\pi \text{ mm} \times \text{mrad}$  am Ausgang der Quelle, entsprechend einer Helligkeit von  $2 \times 10^{11} \text{ A}/(\text{m} \times \text{rad})^2$  der Quelle.

Die hier präsentierten Parameter beruhen auf einem vorläufigen Design für die Geometrie des Resonators. Die Zahlen haben daher ebenfalls vorläufigen Charakter, sind aber in allen Fällen so vorsichtig abgeschätzt, daß im Prinzip kein Zweifel besteht, die genannten Qualitäten auch tatsächlich zu erreichen. Im Rahmen unserer Kollaboration mit dem INFN Milano ist beabsichtigt, die Geometrie des Resonators im Hinblick auf die Erfordernisse dieser Quelle zu optimieren und aufgrund der genauen Geometrie dann auch genauere Zahlenwerte für die Strahldynamik zu bestimmen. Wie bereits oben erwähnt, sind jedoch einige für den Betrieb der Quelle sehr wichtige Parameter noch völlig offen, weil die entsprechende Datenbasis fehlt: In erster Linie sind das die Lebensdauer der Photokathode in ihrer kryogenen, aber durch hohe Felder und Ströme gekennzeichneten Umgebung (genauer: die Zeitdauer bzw. Ladungsmenge, bis ihre Quantenausbeute unter einen Grenzwert absinkt) sowie die Lebensdauer des supraleitenden Resonators (gekennzeichnet durch Nennfeldstärke und -güte) unter Einfluß einer operierenden Photokathode aus Alkaliantimonid in seinem Inneren. Trotz aller Modellvorstellungen und Extrapolationen können diese Fragen letztlich nur experimentell gelöst werden. Die zu diesem Zweck von uns aufgebauten Experimente und die mit ihnen bisher erzielten Resultate werden in den nächsten beiden Kapiteln beschrieben.

## 3 Das Experiment zur Präparation von Photokathoden

### 3.1 Ziel des Experiments

Als experimentellen Einstieg in das Projekt einer supraleitenden Photoelektronenquelle haben wir eine Kammer zur Präparation, Charakterisierung und Untersuchung von Alkaliantimonid-Photokathoden aufgebaut. Zunächst diente uns dieses Experiment dazu, praktische Erfahrungen im Umgang mit den Alkaliantimonid-Kathoden zu erlangen. Die Gruppe von Prof. Piel arbeitet seit fünfzehn Jahren auf dem Gebiet supraleitender Resonatoren, so daß entsprechende technische Erfahrung vorhanden ist; auf dem Gebiet der Photokathoden fehlte diese Erfahrung bisher jedoch völlig. Die Handhabung von Alkaliantimonid ist aber so diffizil, daß die Erfahrung des Experimentators darin unerlässlich ist. Ziel dieser Experimente ist die Definition einer Prozedur, einer Vorgehensweise zur zuverlässigen Herstellung von Photokathoden mit hoher Quantenausbeute. Darüber hinaus sollten an diesem Experiment bestimmte Eigenschaften der Alkaliantimonide in einem einfachen Aufbau ohne Behinderung durch einen supraleitenden Resonator untersucht werden. Obwohl die Alkaliantimonide seit langem als gute Photoemitter bekannt sind ( $\text{Cs}_3\text{Sb}$  seit 1936 [72] und  $\text{K}_2\text{CsSb}$  seit 1963 [95]) und zum Teil intensiv untersucht wurden [78][99][106], sind viele der für den Betrieb einer supraleitenden Photoelektronenquelle relevanten Eigenschaften noch unbekannt oder nicht ausreichend untersucht. Hierzu gehören das Verhalten gegenüber verschiedenen Substratmaterialien, insbesondere Niob, die Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Schichtdicke, insbesondere an sehr dünnen Schichten auf Niob, die Lebensdauer in aktiv gepumpten Vakuumsystemen und die Reaktion mit verschiedenen Restgasen [82]

Dieses Experiment befindet sich in einer paradoxen Situation: Trotz der äußerst vielversprechenden ersten Resultate und des umfangreichen noch geplanten Experimentierprogramms ruht dieses Experiment zur Zeit, weil das zweite, im nächsten Kapitel beschriebene Experiment Vorrang hat und nicht genügend Mitarbeiter zum gleichzeitigen Betrieb beider Aufbauten zur Verfügung stehen. Aus diesem Grund müssen eine Reihe der im Folgenden angesprochenen Fragestellungen offen bleiben, obwohl das Instrumentarium zu ihrer Beantwortung vorhanden ist.

### 3.2 Aufbau und Inbetriebnahme des Experiments

#### 3.2.1 Das Vakuumsystem der Präparationskammer

Voraussetzung für die verschiedenen vorgesehenen Experimente ist ein exzellentes Basisvakuum in der Apparatur, um den Einfluß auf die Qualität der Schichten möglichst gering zu halten. Es wurde daher bereits bei der Konstruktion besonderer Wert darauf gelegt, den Partialdruck oxidierender Restgase so weit wie möglich zu reduzieren. Die Apparatur besteht aus einem Vakuumrezipienten aus Edelstahl von etwa 40 l Volumen (Abbildung 8), der komplett bis 300°C ausgeheizt werden kann. Alle Komponenten sind auf metallgedichteten Flanschen montiert und werden zusammen mit der Kammer ausgeheizt. Die Kammer ist durch ein Abschirmblech in zwei Bereiche eingeteilt, den Präparationsbereich im vorderen Teil und den Vakuummeß- und -pumpbereich im hinteren Teil.

Zur Kontrolle der Vakuumqualität befinden sich in der Kammer zwei Meßgeräte: Ein Ionisations-Vakuummeter nach dem Extraktor-Prinzip mit einer Röntgengrenze von  $10^{-12}$  mbar zur Kontrolle des Totaldrucks und ein Quadrupol-Massenspektrometer mit einer Empfindlichkeit von  $5 \times 10^{-14}$  mbar bis Masse 200 zur Kontrolle der Restgas-Zusammensetzung. Beide Geräte sind zusammen mit dem Anschluß zur 150 l/s-Pumpe im hinteren Teil der Kammer

angeordnet und gegen den Präparationsbereich abgeschirmt, um eine Kontamination, vor allem mit Alkalimetallen, zu verhindern. Auf den Meßgeräten kondensierte Alkalimetalle verringern die Austrittsarbeit und können so die Meßergebnisse verfälschen; diese Methode kann sogar zur Messung von Alkalimetall-Partialdrücken genutzt werden [101]. Auch verursachen metallische Ablagerungen auf den Isolatoren Kriechströme, die ebenfalls die Meßergebnisse unbrauchbar machen; dieser Effekt trat am Massenspektrometer tatsächlich mehrfach auf. Auch bei einem Defekt des Channeltrons im Massenspektrometer besteht der Verdacht, daß er durch Cäsiumdampf verursacht oder begünstigt wurde. Die existierende Abschirmung ist also offenbar noch nicht ausreichend.

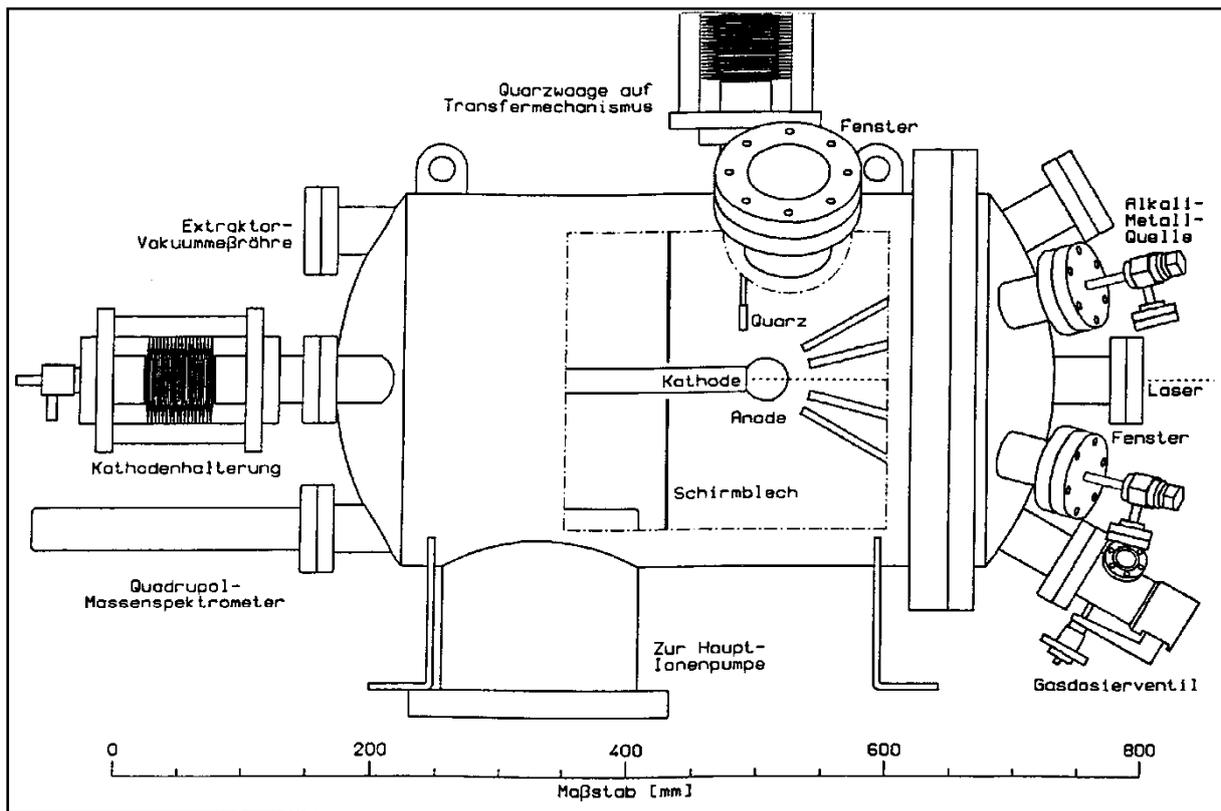


Abbildung 8 Vakuumkammer zur Präparation und Untersuchung von Alkaliantimonid-Photokathoden

Die Evakuierung der Kammer erfolgt mit zwei Sorptionspumpen bis etwa  $10^{-3}$  mbar, danach mit einer Ionengetterpumpe (30 l/s), die über ein Ganzmetallventil mit der Kammer verbunden sind. Die Ionengetterpumpe evakuiert die Kammer je nach Zustand der Oberfläche bis auf einen Druck zwischen  $10^{-7}$  und  $10^{-8}$  mbar. Dann wird die Kammer bei  $300^{\circ}\text{C}$  ausgeheizt, wobei die anfallenden Gasmengen weiterhin von der 30 l/s-Ionengetterpumpe, die nicht mit ausgeheizt wird, absorbiert werden. Die Geschwindigkeit des Aufheizens richtet sich nach dem Gasanfall; der Druck sollte dabei nicht über  $10^{-5}$  mbar steigen, um die Ionengetterpumpe nicht zu überlasten. Die Kammer wird so lange ausgeheizt, bis der Druck im heißen Zustand auf etwa  $10^{-7}$  mbar gefallen ist; je nach Ausgangssituation dauert dieser Vorgang zwischen einigen Stunden und mehreren Tagen. Wenn die Kammer auf etwa  $150^{\circ}\text{C}$  abgekühlt ist, wird die direkt mit der Kammer verbundene (und mit ausgeheizte) 150 l/s-Ionengetterpumpe gestartet und das Ventil zu den bisher benutzten Pumpen geschlossen. Durch dieses Vorgehen wird sichergestellt, daß die für das Höchstvakuum benutzte 150 l/s-Pumpe so sauber wie möglich ist und nicht durch die beim Ausheizen anfallenden Gase verunreinigt wurde.

Nach dem Abkühlen auf Raumtemperatur beträgt der Totaldruck in der Kammer etwa  $10^{-9}$  mbar und fällt innerhalb weniger Tage bis unter  $10^{-10}$  mbar. Der geringste bisher erreichte Basisdruck betrug nach mehreren Wochen Pumpzeit etwa  $3 \times 10^{-11}$  mbar. Die Gaszusammensetzung unter diesen Bedingungen ist typisch für ein sehr sauberes Vakuumsystem: Das Restgas besteht fast vollständig aus Wasserstoff ( $H_2$ ) und enthält etwa 5-10 % Kohlenmonoxid (CO), 1% Methan ( $CH_4$ ) und 1% Helium und Argon. Der Wasserstoff diffundiert langsam durch die Stahlwände, Kohlenmonoxid und Methan werden vermutlich aus Carbiden im Stahl freigesetzt, und Helium und Argon stammen aus der Ionengetterpumpe, die die Edelgase nur sehr schlecht gettert. Die Partialdrücke reaktiver Gase wie Kohlendioxid, Sauerstoff, Stickstoff und Wasser liegen unterhalb der Meßgrenze von  $10^{-13}$  mbar. Das größte Gefährdungspotential für die Photokathoden liegt daher offenbar im Kohlenmonoxid, dessen Partialdruck sich zwischen  $2 \times 10^{-12}$  und  $10^{-11}$  mbar bewegt.

### 3.2.2 Präparation von Alkaliantimonid-Photokathoden

Um die Versuchsbedingungen den Verhältnissen an einer supraleitenden Photoelektronenquelle möglichst anzugleichen, ist das Substrat für die Photokathoden aus Niob. Die Alkaliantimonid-Schichten werden auf die Stirnfläche eines langen Stempels aufgedampft, der von hinten bis in den vorderen Teil der Kammer ragt. Die Stirnfläche hat einen Durchmesser von 30 mm und ist plan geschliffen, aber nicht poliert. Abschließend wurde sie einer chemischen Beize unterzogen. Der gesamte Stempel ist hohl, die Innenseite der Stirnfläche daher von außen zugänglich. In der Spitze dieses Hohlraums sitzt ein Heizelement, das die Stirnfläche geregelt auf eine Temperatur bis zu  $600^\circ C$  aufheizen kann. Dieser Heizer wird im Betrieb von Stickstoffgas umströmt, das für eine gleichmäßige Temperaturverteilung sorgt, aber auch ein beschleunigtes Abkühlen der Stempelspitze ermöglicht. Die Temperatur des Heizers wird über einen Zweipunktregler gesteuert und schwankt lediglich um etwa  $1-2^\circ C$ ; die Zeitkonstante beträgt im heißen Zustand nur wenige Sekunden. Das Aufheizen bis  $600^\circ C$  dauert etwa 15 Minuten, das Abkühlen mit Stickstoff-Strom etwa eine Stunde. Der Temperaturunterschied zwischen Heizer und Kathodenoberfläche wurde nicht gemessen; analytischen Abschätzungen zufolge beträgt er bei hohen Temperaturen bis zu  $50^\circ C$ , während er bei den zur Präparation erforderlichen Temperaturen von etwa  $120^\circ C$  nur wenige Grad betragen sollte. Durch Einfüllen von flüssigem Stickstoff kann der Stempel auch bis auf 77 K gekühlt werden, um das Tieftemperaturverhalten von Kathoden zu untersuchen.

Gegenüber dem Kathodenstempel, in der Frontfläche der Präparationskammer, sitzen die Aufdampfquellen für Antimon und die Alkalimetalle. Antimon ist ein luftbeständiges Metall, das bei  $631^\circ C$  schmilzt, aber bereits bei etwa  $600^\circ C$  in erheblichem Maße verdampft. Die Antimonquelle besteht daher einfach aus einem kleinen Tiegel, der etwa 0,5 g Antimon (Reinheit 6N) enthält und von außen durch eine Wolframwendel geheizt wird. Die Aufdampfquote wird nach einer Eichmessung über den Heizstrom geregelt. Die Tiegelöffnung ( $7 \text{ mm}^2$ ) ist zur Stirnfläche des Kathodenstempels gerichtet und etwa 100 mm von ihr entfernt. Unter Annahme einer  $\cos \theta$ -Verteilung des austretenden Materials gelangen daher etwa 2% des verdampften Antimon auf die Kathode.

Neben der Antimonquelle enthält die Kammer drei identische Aufdampfquellen für die Alkalimetalle Natrium, Kalium und Cäsium; damit lassen sich die wichtigsten Photoemitter  $Cs_3Sb$ ,  $K_2CsSb$  und  $Na_2KSb$  synthetisieren. Da die Alkalimetalle wesentlich leichter flüchtig sind als Antimon und sofort mit dem Sauerstoff der Luft reagieren, sind die Quellen für sie wesentlich komplizierter aufgebaut. Der Vorrat von etwa 1 g Alkalimetall (Reinheit 3N8 für Cs bzw. 3N5 für K und Na) befindet sich in einem evakuierten Kupferrohr, das über ein Miniaturventil mit der Kammer verbunden ist; in der Kammer führt eine Kapillare den Dampf zur Kathode. Beim Aufdampfen wird das Vorratsrohr geheizt und das Ventil zur Kammer geöffnet; die Aufdampfquote wird über die Temperatur des Vorratsrohrs (typischerweise zwi-

schen 120°C und 180°C) geregelt. Um eine Rekondensation des Alkalimetall-Dampfs zu vermeiden, werden Ventil und Kapillare gleichzeitig auf einer wesentlich höheren Temperatur (etwa 240°C) gehalten. Die Kapillare hat einen Querschnitt von 12,5 mm<sup>2</sup> und endet etwa 70 mm vor der Kathode; damit gelangen etwa 4,5% des austretenden Dampfs auf die Kathode.

Metall	Schmelzpt. [°C]	Siedepunkt [°C]	Temperatur [°C] für Dampfdruck			
			10 <sup>-8</sup> mbar	10 <sup>-6</sup> mbar	10 <sup>-4</sup> mbar	10 <sup>-2</sup> mbar
Antimon	630.7	1750	359	436	533	667
Natrium	97.8	892	71	121	189	285
Kalium	63.7	774	13	56	113	202
Cäsium	28.5	690	-18	19	71	146

Tabelle 5 Verdampfungs-Eigenschaften von Antimon und den Alkalimetallen nach [212]

Um die gewünschten Aufdampfmengen genau einhalten zu können und nicht von den Zeitkonstanten der Quellen abhängig zu sein, befindet sich vor der Öffnung jeder Quelle eine mechanische Blende, die über eine Drehdurchführung von außen bedient werden kann. Die Messung und Kalibrierung der Aufdampfraten erfolgt mit einer Schwingquarz-Mikrowaage. Diese Waage kann exakt an den Platz der Kathodenfläche gebracht werden (der Kathodentempel wird dafür zurückgezogen), so daß wirklich die Aufdampftrate am Ort der Kathode gemessen wird. Die Metalle werden auf einen kleinen scheibenförmigen Schwingquarz (Frequenz 6 MHz) aufgedampft und verändern dessen Resonanzfrequenz  $f$  entsprechend der Massenbelegung  $\mu$  nach der Formel

$$(14) \quad \Delta f = 8,9 \cdot 10^6 \left[ \frac{\text{Hz}}{\text{kg/m}^2} \right] \cdot \Delta \mu$$

Wiederholte Eichmessungen an den Metaldampfquellen zeigen eine hohe Reproduzierbarkeit der Aufdampfraten sowohl bei den Alkaliquellen als auch bei der Antimonquelle, so daß im regulären Betrieb direkt von der Temperatur bzw. vom Heizstrom auf die Aufdampftrate geschlossen werden darf (Abbildung 9).

Neben den Aufdampfquellen befindet sich noch ein Gasleckventil an der Frontplatte der Kammer, dessen Ausgang ebenfalls über eine Kapillare auf die Kathode geleitet wird. Außerhalb der Kammer ist an dieses Gasleckventil ein Gasversorgungssystem angeschlossen, welches die Einspeisung verschiedener Rein- und Mischgase ermöglichen soll. Zur Zeit befinden sich dort Quellen für Sauerstoff, Kohlendioxid, Kohlenmonoxid, Methan, eine Quelle für leichtflüchtige Flüssigkeiten (Wasser, Methanol) und ein externer Anschluß z.B. für Stickstoff. Über das Gasleckventil kann ein konstanter, sehr geringer Gasstrom auf die Kathode eingestellt werden; über Ionisationsvakuumeter und Massenspektrometer lassen sich die Partialdrücke in der Kammer genau messen. Diese Vorrichtung soll sowohl zur Aktivierung von Photokathoden mit geringsten Mengen Sauerstoff oder anderer elektronegativer Stoffe als auch zur kontrollierten Exposition der Photokathoden bei der Untersuchung ihrer Lebensdauer dienen.

Die Präparation der Alkaliantimonid-Schichten folgt weitgehend dem allgemein üblichen Prozeß [77][97]: Das Substrat wird zunächst mit einer Schicht Antimon von bestimmter Dicke (in unseren Versuchen zwischen 5 und 100 nm) bedampft. Dann wird (im Falle von Cs<sub>3</sub>Sb) bei einer Kathodentemperatur von etwa 125°C Cäsium aufgedampft, bis die maximale Quantenausbeute erreicht ist. Teilweise wurde während des Abkühlens auf Raumtemperatur weiteres Cäsium zugegeben. Neue Schichten von Cäsiumantimonid wurden teilweise auf bereits bestehenden, alten Schichten direkt aufgedampft; teilweise wurde der Kathodentempel

aber auch durch Aufheizen bis 600°C für einige Stunden von allen alten Schichten gereinigt. Außer einigen Vergleichsschichten aus  $K_3Sb$  wurde bisher noch kein anderes Material als  $Cs_3Sb$  untersucht.

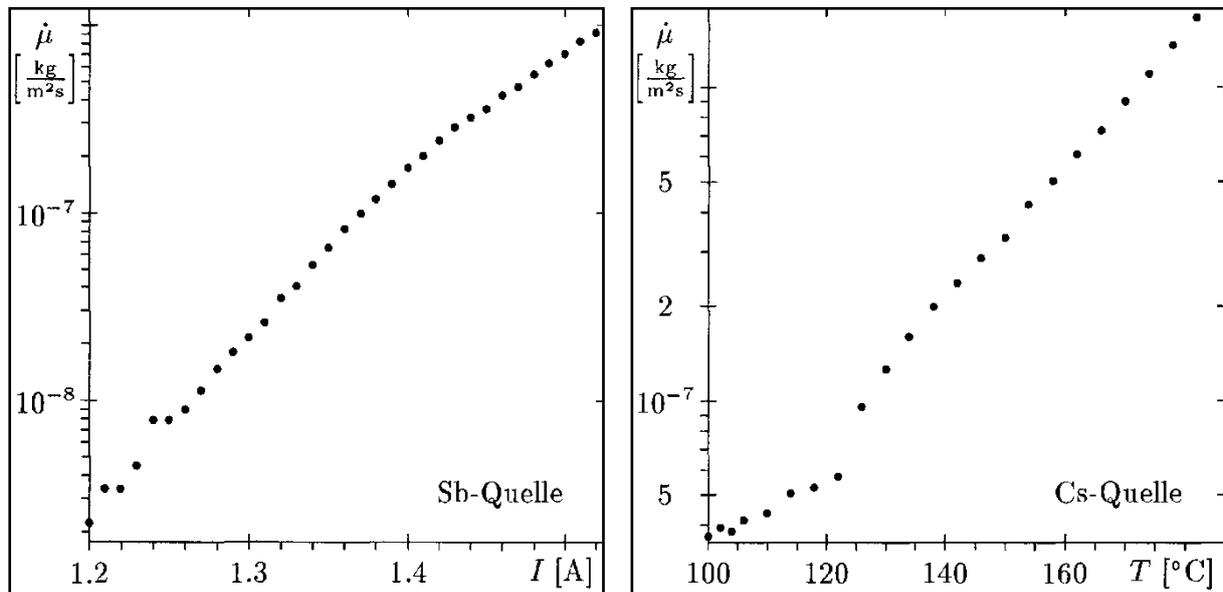


Abbildung 9 Gemessene Kalibrierkurven für die Aufdampfraten der Antimon-Quelle (links) und der Cäsium-Quelle (rechts)

### 3.2.3 Messung der Quantenausbeute

Zur Kontrolle der Quantenausbeute wird die Kathodenfläche mit einem Laser beleuchtet und die emittierten Elektronen auf eine Anode abgezogen. Die Anode ist dabei einfach eine Scheibe von 35 mm Durchmesser etwa 50 mm von der Kathode entfernt. Sie liegt auf einem Potential  $U_0$  gegenüber der Kathode und der Vakuumkammer; gemessen wird der durch sie abfließende Strom. Gegenüber einer Messung mit isoliert aufgehängter Kathode hat diese Anordnung den Nachteil, daß der Meßwert durch Elektronenströme von und zu anderen Komponenten verfälscht werden kann; eine Isolierung der Kathode ist jedoch technisch schwer zu realisieren. Eine Messung mit provisorisch isolierter Kathode zeigt jedoch, daß Kathoden- und Anodenstrom im Rahmen der Meßgrenzen identisch sind (Abbildung 10), der Einfluß parasitärer Ströme ist vernachlässigbar gering.

Aus dieser Messung ist auch zu sehen, daß bei der gegebenen Stromstärke bereits eine Vorspannung von etwa 100 V ausreicht, um die Ausbildung einer Raumladung zu unterdrücken. Die im Folgenden erläuterten Messungen wurden deshalb mit einer Vorspannung von 100 – 150 V durchgeführt. Der einzige Fehler, der bei den Meßwerten korrigiert wurde, ist derjenige von Kriechströmen, die nach Abschalten der Beleuchtung leicht gemessen werden können. Die Kriechströme waren in dieser Kammer zeitweise sehr hoch (bis zu 100 nA bei 100 V Spannung) und zeigten eine lineare Abhängigkeit von der Saugspannung. Nach dem Ausheizen der Kammer waren die Kriechströme stets sehr gering. Als Ursache vermuten wir daher, daß sich Cäsium auf der Keramikisolierung der Vakuumdurchführung niedergeschlagen hat.

Der zur Beleuchtung verwendete Laser ist ein grüner Helium-Neon-Laser mit etwa 0,5 mW Lichtleistung bei einer Wellenlänge von 543 nm. Sein Strahl wird über ein Linsen- und Spiegelsystem auf die Kathode geleitet: Das Linsensystem erlaubt die Fokussierung des Strahls auf Durchmesser unter 0,1 mm (visuelle Auflösungsgrenze) sowie die Aufweitung auf Durchmesser bis etwa 10 mm ( $2\sigma$ -Werte der Gaußverteilung); das bewegliche Spiegelsystem erlaubt ein kontrolliertes Abtasten der gesamten Kathodenoberfläche von 30 mm Durchmes-

ser. Ein parallel auf der Strahlachse montiertes Teleskop (Vergrößerung etwa  $10\times$ ) ermöglicht eine optische Kontrolle und eine genaue Positionierung des Lichtflecks auf der Kathodenoberfläche. Bis vor kurzem stand noch kein geeichtes Lichtleistungs-Meßgerät zur Verfügung; die auf der Kathode einfallende Lichtleistung mußte daher aus der Nennleistung des Lasers und den Verlusten an Linsen, Spiegel und Sichtfenster abgeschätzt werden. Jetzt kann mit solch einem Meßgerät die Lichtleistung vor dem Sichtfenster gemessen werden, lediglich die Effekte dieses Fensters müssen noch korrigiert werden. Eine nachträgliche Eichung früherer Messungen ist jedoch aufgrund der veränderlichen Laserleistung nur begrenzt möglich. Die gemessene Leistung des Lasers beträgt etwa  $0,4\text{ mW}$ , die auf der Kathode auftreffende Leistung ist damit etwa  $0,25\text{ mW}$  – etwa halb so groß wie ursprünglich angenommen.

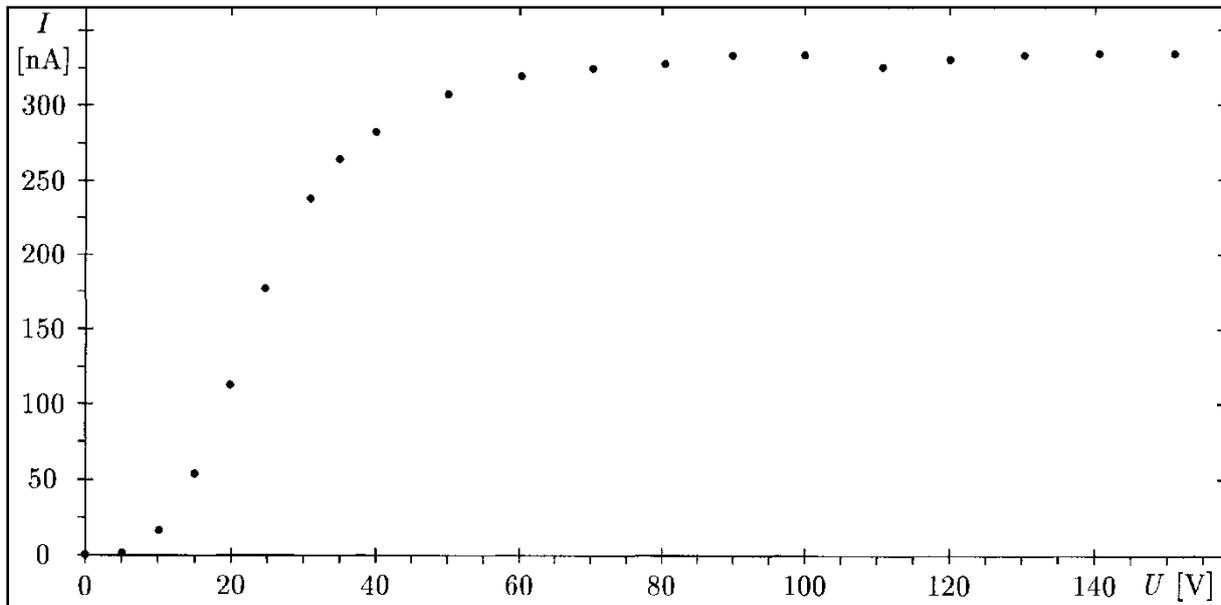


Abbildung 10 Kennlinie von Anoden- und Kathodenstrom in Abhängigkeit von der Spannung

### 3.3 Ergebnisse von Messungen in der Präparationskammer

#### 3.3.1 Erzielte Quantenausbeuten

Zunächst sei noch einmal darauf hingewiesen, daß alle Meßergebnisse der Quantenausbeute (mit Ausnahme der letzten Messung) eine große Unsicherheit aufweisen, da die Laserleistung nur geschätzt werden konnte. Als Schätzwert wurden dabei  $0,5\text{ mW}$  an der Kathode angenommen. Dieser Wert stellte sich nachträglich als zu hoch heraus, womöglich bis zu einem Faktor zwei, so daß die Quantenausbeuten mit Sicherheit zunächst zu gering eingeschätzt wurden. Eine nachträgliche Korrektur der Werte auf der Basis einer konstanten Laserleistung wurde nicht vorgenommen, weil die Ausgangsleistung einer Laserröhre sich während ihrer Lebensdauer deutlich verändern kann. Es fand sogar einmal ein Austausch der Laserröhre statt, so daß für die Zeit davor überhaupt keine fundierte Abschätzung gemacht werden kann. In der folgenden Darstellung wird daher nicht die Quantenausbeute, sondern nur der Photostrom der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten angegeben, um ein relatives Maß zu geben, ohne absolute Genauigkeit vorzutäuschen. Man kann aber davon ausgehen, daß  $1\text{ }\mu\text{A}$  Photostrom zwischen  $0,5\%$  und  $1\%$  Quantenausbeute bei  $543\text{ nm}$  entsprechen. Der relative Fehler aufeinanderfolgender Messungen ist dagegen wesentlich kleiner; er dürfte sich in der Größenordnung von  $\pm 5 - 10\%$  bewegen.

Bereits bei den ersten Präparationen von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten wurde sofort ein Photostrom von 3-4  $\mu\text{A}$  erreicht, der sich als gut reproduzierbar erwies. Dabei wurde lediglich auf eine Antimonschicht bei 120°C bis 130°C Cäsium aufgedampft, bis der (ständig gemessene) Photostrom ein Maximum erreichte, und die Kathode dann auf Raumtemperatur abgekühlt. Wir haben bei diesem Prozeß die Aufdampfraten, die Temperatur der Kathode sowie ihre Aufwärm- und Abkühlgeschwindigkeiten variiert. Dabei ergaben sich naturgemäß Variationen in der Dynamik des Photostroms, der maximale Photostrom lag dagegen immer im oben angegebenen Bereich. Oberhalb von 130°C Kathodentemperatur gelang uns allerdings keine erfolgreiche Präparation. Schließlich gelang es uns durch sorgfältige Prozeßführung, Schichten mit bis zu 5  $\mu\text{A}$  Photostrom herzustellen.

Diese Präparationen erfolgten sowohl auf den gereinigten Niobstempel als auch auf bereits bestehende  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten, ohne daß sich dabei ein signifikanter Unterschied zeigte. Gereinigt wurde der Stempel in der Kammer durch Aufheizen bis 600°C für mehrere Stunden, wobei die oberflächlichen  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten vollständig abdampften. Nach einem Belüften der Kammer wurde der Stempel in jedem Fall vor der ersten  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Präparation bei 600°C ausgeheizt, um adsorbierte Gase zu entfernen.

### 3.3.2 Lebensdauer der Photokathoden

Weil uns nur ein Laser mit sehr geringer Leistung zur Verfügung stand, konnten wir die Lebensdauer der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten nicht im Betrieb mit hohen Stromdichten, sondern nur bei der Lagerung in der Präparationskammer untersuchen. Die präparierten Schichten zeigten zwar in den ersten Stunden nach der Präparation noch Änderungen, die offenbar mit der Formierung der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Stöchiometrie zusammenhängen, waren aber danach stabil. In mehreren Fällen haben wir die Schichten zwei bis vier Wochen bei Raumtemperatur in der Kammer ruhen lassen und dann erneut gemessen, in keinem Fall aber eine signifikante Änderung feststellen können. Die Lebensdauer der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten in dieser Kammer liegt daher mit Sicherheit weit über vier Wochen.

Wir vermuten allerdings, daß in dieser Kammer ein erheblicher Cäsium-Partialdruck herrscht. Unter anderem durch ein konstruktiv bedingtes Problem der Cäsiumquelle werden bei der Präparation erhebliche Mengen Cäsiummetall in den Vakuumrezipienten transferiert und können sich dort langsam verteilen. In manchen Fällen wurden bei der Präparation bis zu  $2 \times 10^{-10}$  mbar Cäsium-Partialdruck beobachtet; kurze Zeit später war allerdings mit dem Massenspektrometer kein Cäsiumdampf mehr nachweisbar. Es ist bekannt, daß ein Cäsium-Partialdruck sich günstig auf die Lebensdauer der Schichten auswirkt [101]; dabei ist allerdings nicht klar, ob er eine Desorption von Cäsium aus der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht verhindert oder lediglich Restgase bindet, die sonst die  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht angreifen könnten.

Die bisher geschilderten Messungen zur Lebensdauer wurden beim Basisdruck der Präparationskammer durchgeführt; systematische Messungen mit erhöhten Partialdrücken bestimmter Gase stehen noch aus. In einem ersten Test haben wir allerdings das Verhalten von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  gegen reinen Stickstoff untersucht: Bei einem Partialdruck von  $5 \times 10^{-5}$  mbar und einer Einwirkzeit von 30 Minuten konnte keine Änderung der Quantenausbeute festgestellt werden. Bei einer der ersten Schichten wurde auch versuchsweise eine Beladung mit Wasserdampf durchgeführt; dabei konnte allerdings der Partialdruck des Wassers aufgrund des provisorischen Versuchsaufbaus nicht exakt gemessen werden. Der Photostrom der Schicht stieg zunächst von 3,8  $\mu\text{A}$  instantan auf 7,5  $\mu\text{A}$  an; weiteres Einlassen von Wasser zerstörte jedoch die Schicht erwartungsgemäß.

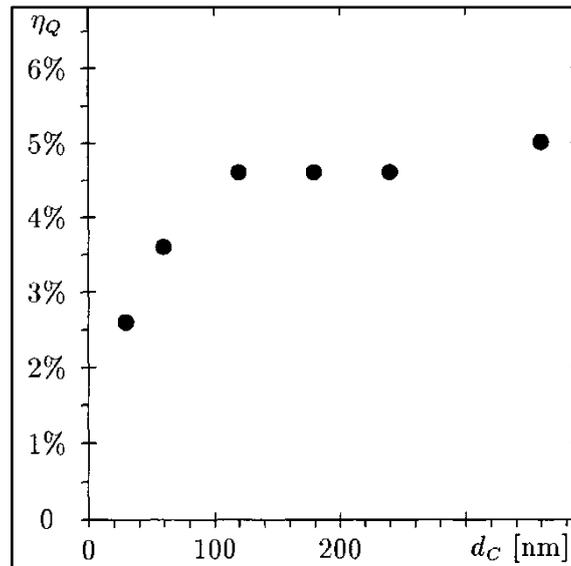


Abbildung 11 Abhängigkeit der Quantenausbeute von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten auf Niobsubstrat von ihrer Schichtdicke

### 3.3.3 Weitere Ergebnisse

In einer Meßreihe wurde die Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Schichtdicke auf dem Niobsubstrat untersucht (siehe Abbildung 11). Dabei wurde mit der kalibrierten Antimonquelle eine definierte Menge Antimon auf den Stempel aufgedampft. Die angegebenen Schichtdicken von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  ergeben sich aus der Multiplikation der Sb-Schichtdicke mit 6 [74][78], entsprechend einer Dichte von  $4.800 \text{ kg/m}^3$  [76]. Dabei zeigte sich, daß die Quantenausbeute bereits bei sehr geringer Schichtdicke schnell anstieg und ab etwa  $100 \text{ nm}$   $\text{Cs}_3\text{Sb}$  keine Änderung mit der Schichtdicke mehr zeigte. Dieser Wert stimmt mit der Eindringtiefe des Lichts größenordnungsmäßig überein [78]; weiteres  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  erhält kein Licht mehr und bleibt damit ohne Auswirkung auf die Quantenausbeute. Ein Maximum der Quantenausbeute bei optimaler Ausnutzung des Lichts durch Reflexion an der Niobbasis [73] konnte nicht gefunden werden. Interessant ist, daß die dünnste  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht ( $30 \text{ nm}$ ) bereits die Hälfte der maximalen Quantenausbeute aufweist. Dieses Ergebnis ist von Bedeutung für die Reduzierung der HF-Verluste an der Kathode im supraleitenden Resonator (siehe Kapitel 4.5.2 auf Seite 78).

Die Homogenität der  $7 \text{ cm}^2$  großen  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten wurde ebenfalls untersucht. Generell waren die Schichten dabei um so homogener, je besser die Quantenausbeute war. Eine Schicht mit  $5 \mu\text{A}$  mittlerem Photostrom wies Inhomogenitäten zwischen etwa  $4,8$  und  $5,3 \mu\text{A}$  auf. Die in Abbildung 12 gezeigte Schicht mit etwa  $10 \mu\text{A}$  Photostrom weist allerdings ein deutliches Maximum der Quantenausbeute im Zentrum und im oberen Bereich auf.

In der bisher letzten Präparation konnten wir durch weiteres Aufdampfen kleiner Mengen Cäsium auf die Kathode während der Abkühlphase eine  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht mit über  $10 \mu\text{A}$  Photostrom herstellen. Diese Schicht war auch nach Tagen noch stabil. Sie wurde dann versuchsweise mit geringen Mengen Sauerstoff beladen; damit konnte der Photostrom bis auf  $22 \mu\text{A}$  gesteigert werden. Die aktivierte Schicht war allerdings nicht völlig stabil, der Photostrom fiel innerhalb weniger Tage auf etwa  $16 \mu\text{A}$ . Danach ruhte die Schicht über sechs Monate in der Präparationskammer bei einem Basisdruck von etwa  $5 \times 10^{-11} \text{ mbar}$ . Nach diesem Zeitraum brachte eine erneute Messung einen Photostrom von  $10 \mu\text{A}$ ; mit dem inzwischen verfügbaren Photoradiometer konnte die Quantenausbeute zu  $10\%$  bestimmt werden. Diese Messung beweist zum einen, daß mit aktiviertem  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  Quantenausbeuten weit über  $10\%$  erreicht werden



besondere Auslesetechniken (Lock-in-Verstärkung) erforderlich würden. Der Laser bietet zwar nur wenige Wellenlängen, diese aber mit hoher Intensität.

Neben  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  sollen in dieser Kammer aber auch andere Alkaliantimonide, vor allem  $\text{K}_2\text{CsSb}$ , präpariert und untersucht werden [69][77].  $\text{K}_2\text{CsSb}$  ist nicht nur wegen seiner höheren Quantenausbeute interessant; es gibt auch Hinweise darauf, daß dieses Material resistenter gegen verschiedene Restgaskomponenten ist und in Photoelektronenquellen eine längere Lebensdauer hat [101]. Es könnte daher trotz seiner komplizierteren Herstellung [105] eine interessante Alternative zu  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  sein. Die Präparationskammer eignet sich hervorragend dazu, nicht nur die Präparation dieses Materials zu erlernen, sondern auch seine Eigenschaften mit denen von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  zu vergleichen und so eine solide Datenbasis für die Abwägung dieser zwei Alternativen zu schaffen.

Auch die Untersuchung weiterer Photoemitter wie  $\text{Cs}_2\text{Te}$  [94][104],  $\text{CsAu}$  [100] und  $\text{GaAs:Cs}$  [88] ist in dieser Präparationskammer möglich. Hierzu sind allerdings Umbauten bzw. Ergänzungen der Ausrüstung erforderlich, wie eine durchstimmbare Quelle für ultraviolettes Licht und ein entsprechendes Sichtfenster bzw. eine Halterung für  $\text{GaAs}$ -Plättchen. Weil diese Photoemitter aber zumindest bis jetzt von nur geringem Interesse für eine supraleitende Photoelektronenquelle sind (siehe Kapitel 0 auf Seite 20), ist ihre Untersuchung zunächst zweitrangig; die vorher beschriebenen Aspekte haben Priorität.

Die Präparationskammer soll auch in Zukunft dazu verwendet werden, neue Komponenten für die Präparation und Charakterisierung der Photoemitter zu testen, bevor sie in anderen Experimenten oder in einer Prototyp-Elektronenquelle eingesetzt werden. Hierzu gehören auch z.B. die Dispenser-Alkalimetallquellen, die bei ihrem Einsatz im anderen Experiment (siehe nächstes Kapitel) möglicherweise an den dortigen Schwierigkeiten bei der Reproduktion des Präparationsprozesses beteiligt sind. Auch in Zukunft soll dieses Experiment also sowohl technische als auch wissenschaftliche Funktionen im Projekt "Supraleitende Photoelektronenquelle" erfüllen.

## 4 Das Experiment zum Betrieb einer Photokathode im supraleitenden Resonator

### 4.1 Ziel des Experiments

Wie im Kapitel 0 bereits dargestellt, ist die supraleitende Photoelektronenquelle ein interessantes Konzept mit einer Reihe potentieller Vorteile für bestimmte Anwendungen; diesen stehen aber ebenso eine Reihe physikalisch-technischer Fragen gegenüber, die zur Realisierung dieses Konzepts einer experimentellen Lösung bedürfen. Die Absicht unserer Gruppe ist, neben dem im vorigen Kapitel geschilderten experimentellen Einstieg in die Problematik des Arbeitsgebiets einen wichtigen Beitrag in Richtung auf die Realisierung einer supraleitenden Photoelektronenquelle zu leisten. Entgegen anfänglichen Hoffnungen auf eine breite Förderung standen uns jedoch dafür nur sehr beschränkte finanzielle, technische und personelle Mittel zur Verfügung:

Das gesamte verfügbare Finanzvolumen betrug etwa 60.000 DM; Konstruktion, Aufbau und Betrieb des Experiments mussten von einem Doktoranden und ein bis zwei Diplomanden in einem Zeitraum von wenigen Jahren durchgeführt werden. Es war klar, daß unter diesen Voraussetzungen der Aufbau einer kompletten Prototyp-Quelle nicht möglich war. Wir entschieden uns daher, ein Experiment aufzubauen, mit dem die meisten noch ungeklärten Probleme des Zusammenwirkens einer Halbleiter-Photokathode und eines supraleitenden Resonators detailliert untersucht werden können, ohne jedoch dabei den für eine hohe Strahlqualität erforderlichen technischen Aufwand zu treiben. Unverzichtbar ist dabei der Transfer und der Betrieb einer Photokathode des gewünschten Typs und der gewünschten Qualität in einem supraleitenden Resonator hoher Güte mit hoher Feldstärke. Verzichtbar ist dagegen die Erzeugung eines Elektronenstrahls mit irgendwelchen besonderen Eigenschaften hinsichtlich Helligkeit, Energie oder Pulsstruktur. Die Versuchsanlage wird damit wesentlich einfacher und leichter bedienbar, damit natürlich auch flexibler hinsichtlich Modifikationen im Aufbau und im Versuchsprogramm.

Nach diesen Richtlinien haben wir das unten beschriebene Experiment konstruiert und aufgebaut. Zunächst soll in diesem Experiment als Beweis des Prinzips erstmals eine Alkali-antimonid-Photokathode in einem supraleitenden Resonator betrieben werden [4]. Dann wollen wir untersuchen, welche Lebensdauer die Photokathoden unter verschiedenen Betriebsbedingungen erreichen können und durch welchen Effekt diese begrenzt ist. Parallel hierzu soll untersucht werden, welche Effekte die Photokathode am supraleitenden Resonator verursacht. Ferner soll der Versuchsaufbau uns Erfahrungen im Umgang mit den übrigen Komponenten (Präparationskammer, Transfersystem, Optik etc.) vermitteln und als Teststand für neue oder veränderte Komponenten dieses Bereichs dienen.

Doch selbst für eine solche Apparatur war der gegebene Förderungsrahmen äußerst knapp. Wir waren daher gezwungen, nach folgender Strategie vorzugehen: Die Anlage wurde in allen Komponenten zunächst so einfach wie möglich aufgebaut, selbst auf die Gefahr hin, daß einzelne Komponenten die an sie gestellten Anforderungen nicht erfüllen würden. Komponenten, die sich bei der Inbetriebnahme als unzureichend herausstellten, wurden dann sukzessiv durch geeigneter Konstruktionen ersetzt. Neben dem sehr geringen Kostenaufwand (keine Komponente wird komplizierter gebaut als unbedingt erforderlich) hat diese Strategie den Vorteil, daß bereits in einem sehr frühen Stadium wissenschaftlich interessante Ergebnisse anfallen. Außerdem fließen in die Komponenten der zweiten Generation die Erfahrungen aus der ersten Generation bereits ein. Der Nachteil eines solchen Vorgehens ist natürlich, daß es keinen festen Zeitplan zuläßt.

Zusätzlich zu dieser Strategie konnte in erheblichem Maße Zeit und Geld dadurch gespart werden, daß aus früheren Projekten vorhandenes Gerät zu anderen Zwecken wieder verwendet wurde. So wurde der horizontale Kryostat früher für Tests von vielzelligen Beschleunigungsresonatoren bei 8 GHz und 3 GHz verwendet; aus Gründen der Handhabbarkeit wurden die Tanks lediglich gekürzt (von 2,5 m auf 1 m nutzbare Länge). Die Präparationskammer mitsamt ihrer Ionengetterpumpe war früher Teil eines UHV-Ofens zur Bedampfung von Niobstrukturen mit Zinn. Eine Reihe von Vakuumkomponenten konnte ebenfalls aus anderen Aufbauten übernommen werden. Das optische System und das Massenspektrometer sowie einige Steuergeräte sind identisch mit denen an der unabhängigen Präparationskammer (Kapitel 3); beide Experimente können daher nicht gleichzeitig betrieben werden. Den Resonator haben uns unsere Kollaborationspartner in CEBAF geschweißt, die Halbzelle hat uns die TH Darmstadt freundlicherweise ebenfalls kostenlos zur Verfügung gestellt. Durch diese Recycling-Maßnahmen konnten Geräte im Wert von insgesamt etwa 200.000 DM für unser Experiment nutzbar gemacht werden.

Konstruktion und Aufbau dieses Experiments wurden 1989 begonnen; Ende 1991 war das komplette System betriebsbereit und wurde zum ersten Mal getestet. Erwartungsgemäß erwiesen sich dabei einige Komponenten als problematisch. Trotzdem funktionierte der Aufbau insgesamt zufriedenstellend, und es konnte bereits beim ersten Test eine Halbleiter-Photokathode im supraleitenden Resonator betrieben werden. Einige der problematischen Komponenten konnten sofort ersetzt werden, sie sind im Folgenden bereits in ihrer verbesserten Version beschrieben. In der Zwischenzeit wurden vier weitere Tests durchgeführt, von denen insbesondere die Tests Nr. 4 und Nr. 5 viele interessante Ergebnisse lieferten. Das Ersetzen mehrerer anderer Komponenten erfordert einen größeren Umbau der Apparatur, der zur Zeit in Konstruktion ist und in den nächsten Monaten vorgenommen werden soll. Die Schwierigkeiten und vorgesehenen Verbesserungen an diesen Komponenten sind im Folgenden ebenfalls beschrieben. Diese und andere in der folgenden Beschreibung auftauchenden technischen Probleme sollten nicht als Unzulänglichkeiten, sondern als natürliche Stufe im Entwicklungsprozeß dieser Apparatur gesehen werden.

## 4.2 Beschreibung des Versuchsaufbaus

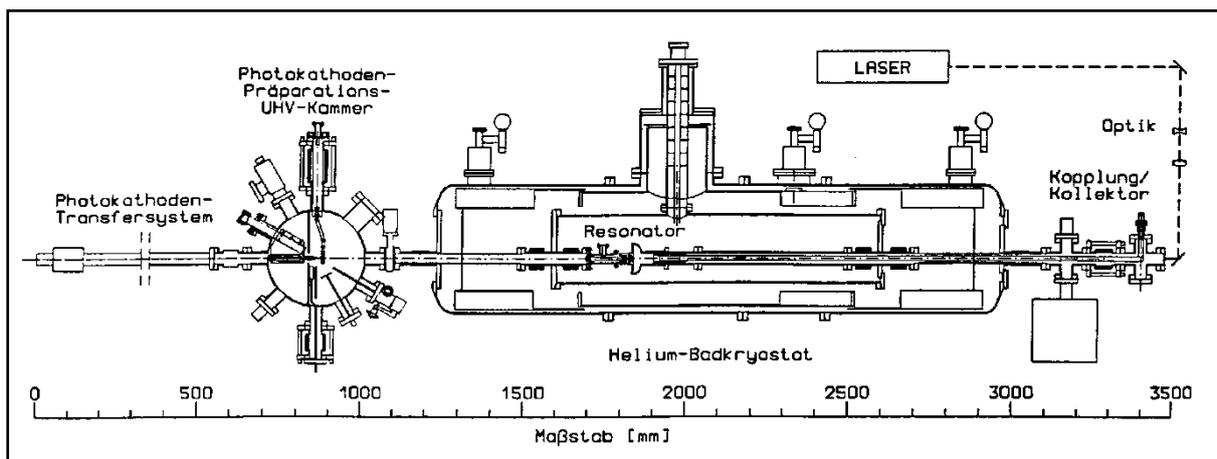


Abbildung 13 Experiment zum Betrieb einer Alkali-antimonid-Photokathode im supraleitenden Resonator: Übersichtsskizze

Das Experiment besteht aus einem speziell geformten Niobresonator in einem horizontalen Kryostat, einer Präparationskammer für Photokathoden mit Transfersystem auf der einen sowie einer Strahlauffang- und Hochfrequenz-Koppeleinheit auf der anderen Seite (Abbildung 13). In den Resonator können unter Vakuum während des Betriebes Photokatho-

den (sowie im Prinzip jedes beliebige andere Material) eingebracht werden. Die Quantenausbeute der Photokathoden sowie die Betriebsparameter des Resonators (Güte und maximale Feldstärke) können dann unter verschiedensten Betriebsbedingungen untersucht werden.

#### 4.2.1 Der 3 GHz-Resonator

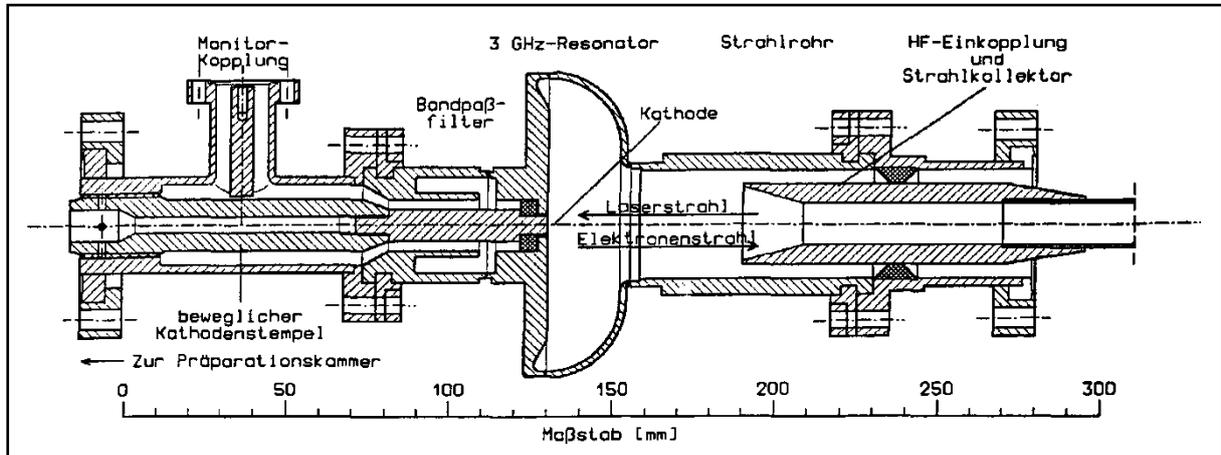


Abbildung 14 Detailzeichnung des supraleitenden Resonators mit Bandpaßfilter und Kopplern

Der Niobresonator (Abbildung 14) ist geformt wie eine halbe S-Band-Beschleunigerzelle (mit Geometrie wie im S-DALINAC-Beschleuniger [180]), die mit einer ebenen Platte abgeschlossen ist. Frequenz und Feldverteilung sind dieselben wie in einer vollen Beschleunigerzelle, da die ebene Endplatte überall senkrecht auf deren elektrischen Feldlinien steht (Abbildung 15). Die Einsenkung der Endplatte in der Nähe des Äquators wurde aus herstellungstechnischen Gründen (bessere Schweißbedingungen an der Äquatornaht) vorgesehen; die Konturen in diesem Bereich wurden abgerundet, um resonante Sekundärelektronen-Emission (Multipacting) zu verhindern. Aufgrund dieser Einsenkung im Bereich hoher Magnetfeldstärken liegt die Frequenz des Grundmodes bei 2.83 GHz anstelle der erwarteten 3 GHz.

Die wichtigsten Parameter des Resonators sind in Tabelle 6 aufgelistet; dabei wurde ein Kathodendurchmesser von 6 mm angesetzt. Das elektrische Feld an der Irisblende hängt sehr stark von deren Krümmungsradius ab und ist aufgrund des geringen Radius mit Gittersimulationen nur schwer zu berechnen. Für einen Radius von  $R=3,2$  mm ergaben Rechnungen mit dem Programm URMEL [220] dort das maximale Oberflächenfeld; mit URMEL-T lag das maximale Oberflächenfeld jedoch an der Kathode. Das maximale Magnetfeld liegt an der Innenkante der Einsenkung der Endplatte. Weil die Kathode einen kleinen Radius  $R$  hat, kann man näherungsweise das magnetische Feld an ihrer Oberfläche  $H_\varphi(r) \approx r\epsilon E_C/2\omega$  durch das normale elektrische Feld beschreiben und den magnetischen Geometriefaktor der Kathode

$$(15) \quad G_C = \frac{2\omega W}{\int_C H^2 df} = \frac{16}{\pi\omega\epsilon^2 R^4} \left( \frac{E_C^2}{W} \right)^{-1}$$

durch den Feldeichfaktor  $E_C^2/W$ .

Die Photokathode befindet sich auf der Resonatorachse (Strahlachse) in der Ebene der Rückwand. Als Substrat dient jedoch nicht die Oberfläche des Resonators, sondern die Spitze eines Niobstempels mit 6 mm Durchmesser. Dieser Stempel kann unter Vakuum zwischen Resonator und Präparationskammer transferiert werden, ohne den Resonator dabei aufwärmen zu müssen. Zwischen Stempel und Resonatorwand besteht kein direkter elektrischer Kontakt,

sie sind durch einen 0,5 mm breiten Spalt getrennt. Ein direkter Kontakt würde aufgrund der isolierenden Oxidschicht auf Nioboberflächen zwangsläufig zu punktförmigen Stromübergängen und damit zu hohen elektrischen Verlusten führen, die in einem supraleitenden Resonator nicht erwünscht sind. Zur Zentrierung und zur besseren thermischen Ankopplung ist der Niobstempel direkt hinter der Spitze in einem Ring aus einkristallinem  $\text{Al}_2\text{O}_3$  gelagert, der aufgrund seiner hervorragenden dielektrischen Eigenschaften ( $\epsilon_r \approx 10$ ;  $\tan(\delta) < 10^{-5}$ ) keinen negativen Einfluß auf die Güte des Resonators hat. Weiter hinten muß der Stempel zur Übertragung des Photostroms einen elektrischen Kontakt zur Wand haben. Er ist dort in einem Feingewinde gelagert, das gleichzeitig seine genaue longitudinale Positionierung in der Endplatte des Resonators ermöglicht.

Parameter		URMEL-T 7.000	URMEL 25.000	Meßwerte*
Frequenz Grundmode	$f_0$	2.790,8 MHz	2.792,9 MHz	$2.829 \pm 1$ MHz
Totaler Geometriefaktor	$G$	150,1 $\Omega$	141,7 $\Omega$	$140 \pm 10$ $\Omega$
Lokalisierung Max. E-Feld		Rand Kathode	Irisblende	
Eichfaktor Max. E-Feld	$E_p^2/W$	5.780 (MV/m) <sup>2</sup> /J	7.857 (MV/m) <sup>2</sup> /J	
Eichfaktor Max. H-Feld	$H_p^2/W$	19298 (kA/m) <sup>2</sup> /J	20.227 (kA/m) <sup>2</sup> /J	
Geometriefaktor Kathode	$G_C$	7,91 M $\Omega$	8,48 M $\Omega$	
Eichfaktor E-Feld Kathode	$E_C^2/W$	5.780 (MV/m) <sup>2</sup> /J	5.387 (MV/m) <sup>2</sup> /J	

\* gemessen bei Raumtemperatur

Tabelle 6 Geometrische HF-Parameter des halbzelligen Resonators nach Rechnungen mit den Programmen URMEL (Auflösung 25.000 Gitterpunkte) und URMEL-T (7.000 Punkte)

#### 4.2.2 Der Bandpaß-Filter

Der Stempel bildet, zusammen mit dem ihn umgebenden Vakuumrohr, eine Koaxialleitung, die über den Spalt an den Resonator gekoppelt ist und diesem Hochfrequenzleistung entzieht. Messungen an einem Modellresonator ergaben eine externe Güte von  $5 \times 10^4$  für dieses System, in größenordnungsmäßiger Übereinstimmung mit numerischen Abschätzungen. Die externe Güte ist zwar umgekehrt proportional zur Spaltbreite, diese kann jedoch aus mechanischen Gründen nicht wesentlich kleiner als 0,5 mm gemacht werden. Daher wurde hinter dem Spalt ein Bandpaßfilter (Choke) angeordnet, der (bei geeigneter Abstimmung) die aus dem Resonator extrahierte Leistung wieder in diesen zurückreflektiert. Der Bandpaßfilter wurde koaxial angeordnet; seine genaue Form wurde sowohl mit numerischen Rechnungen (Programm URMEL-T) als auch an einem Resonatormodell aus Kupfer/Messing mit einem Filter variabler Geometrie optimiert [7].

Die Wirkung des Bandpaßfilters läßt sich verstehen, wenn man Resonator und Filter als zwei gekoppelte Resonatoren mit ähnlicher Grundfrequenz, aber unterschiedlicher Impedanz betrachtet: Es entsteht ein Paßband mit zwei Resonanzfrequenzen. Im 0-Mode schwingen beide Resonatoren parallel (das Magnetfeld hat in beiden Resonatoren die gleiche Drehrichtung), das Feld ist jedoch fast ausschließlich im Filter konzentriert. Der 0-Mode liegt bei einer Frequenz von etwa 2 GHz; er wird durch die Monitorkopplung stark angekoppelt und ist ohne Bedeutung für das Experiment. Im  $\pi$ -Mode ist das Feld dagegen hauptsächlich im Resonator lokalisiert (Abbildung 15); die beiden Systeme schwingen antiparallel, und der Schwingungsknoten (der Nulldurchgang) des Magnetfelds liegt an der Stelle im Filter, wo die Koaxialleitung ansetzt (bzw. wo Verluste entstehen können). Der Schwingungsknoten verschiebt sich, wenn man die Resonanzfrequenz des Filters ändert: Je tiefer die Filterfrequenz ist, desto näher liegt der Knoten am Resonator. Der Filter ist dann optimal justiert, wenn der Knoten sich genau an der kritischen Stelle (elektrischer Kontakt oder Fortsatz der Koaxialleitung) befindet: das Magnetfeld ist dann dort Null, und die Verluste sind minimal.

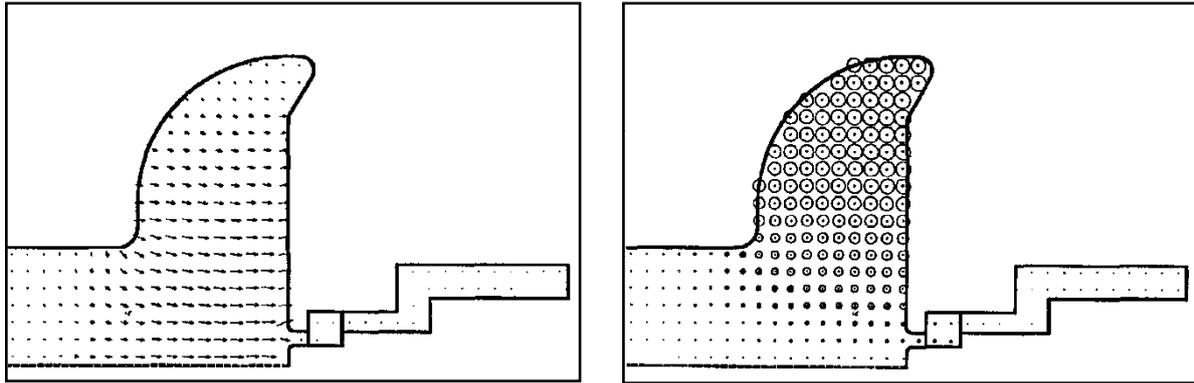


Abbildung 15 Resonator mit Bandpaßfilter: Elektrische (links) und magnetische Feldverteilung (rechts) des  $\pi$ -Modes bei 2.8 GHz

Das Modell zweier gekoppelter Resonatoren gibt zwar die Feldverteilung in der Resonanz korrekt wieder, vermag aber nicht den Kennlinienverlauf des Systems (Abbildung 17) komplett zu erklären. Hierzu eignet sich die Darstellung durch ein Ersatzschaltbild: Der Resonator bildet einen schwach angekoppelten Schwingkreis und der Filter eine Stichleitung in einer  $50\ \Omega$ -Leitung (Abbildung 16), die bei korrekter Anpassung bei der Frequenz des Resonators eine Länge von  $\lambda/4$  hat.

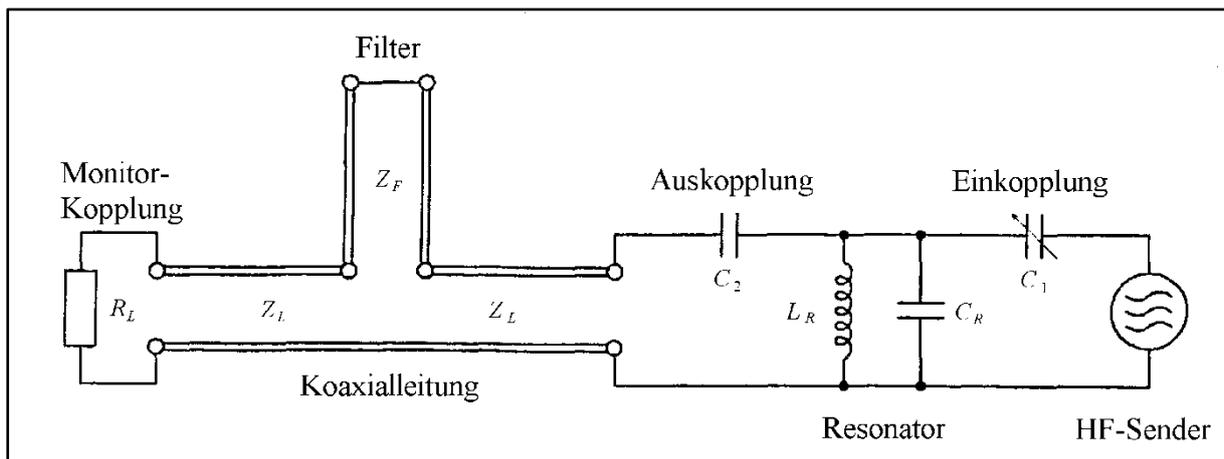


Abbildung 16 Ersatz-Schaltbild für Resonator und Filter

Die Felder im Filter sind im  $\pi$ -Mode zwar wesentlich kleiner als im Resonator, aber nicht vernachlässigbar (siehe Tabelle 7), so daß normalleitende Komponenten dort eine erhebliche Energiedissipation verursachen würden. Filter und Stempel wurden daher ebenfalls aus Niob gefertigt und sind während des Betriebs supraleitend. Diese Konstruktion vereinfacht überdies die Konstruktion der Flansche am Resonator; Resonator und Filter sind fest miteinander verschweißt. Die Feldverhältnisse zwischen Resonator und Filter sowie die Geometriefaktoren im Filterbereich sind mit Programmen wie URMEL-T nur schwer zu bestimmen, da die Gitterrechnungen den engen Spalt zwischen Resonator und Filter nicht ausreichend auflösen können. Wie die Rechnungen für verschiedene Spaltbreiten zeigen (Tabelle 7 oben), sind die Werte höchstens größenordnungsmäßig zuverlässig. Für eine feste Spaltbreite sind die Verhältnisse der Werte untereinander jedoch korrekt (Tabelle 7 unten).

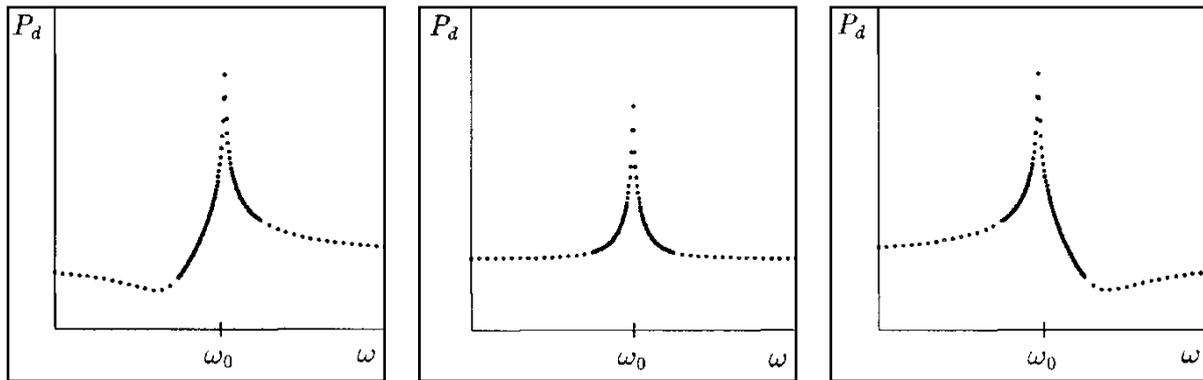


Abbildung 17 Transmissions-Kennlinie des Resonators mit Bandpaß-Filter für zu niedrige (links), korrekte (Mitte) und zu hohe Frequenz (rechts) des Filters

Spaltbreite	$H_F^{\max}/H_p$	$G_F$
0,5 mm	0,023	360 kΩ
1,0 mm	0,009	2.351 kΩ
1,5 mm	0,015	846 kΩ
2,0 mm	0,039	125 kΩ
Geometriefaktoren bei 0,5 mm Spaltbreite		
Gesamter Filterbereich		360 kΩ
Außenfläche Koax-Leitung	A	938 kΩ
Innenfläche Koax-Leitung	B	868 kΩ
Fläche im λ/4-Filter	C	1.786 Ω
Energieanteil des Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Rings		$2,48 \times 10^{-5}$

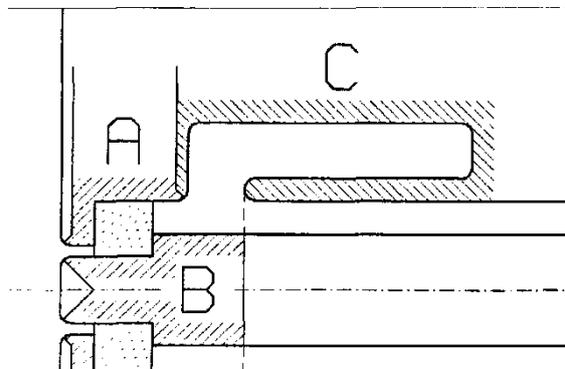


Tabelle 7 Feldstärken und Geometriefaktoren des π-Modus im Filterbereich nach Rechnungen mit dem Programm URMEL-T (Auflösung 7.000 Gitterpunkte)

Die supraleitende Auslegung des Filters und des Kathodenstempels ermöglicht, solange noch keine Photokathoden-Schicht aufgedampft ist, theoretisch die Erzielung sehr hoher Schwingungsgüten bis etwa  $10^{10}$ . Eine normalleitende Schicht aus Kupfer auf der Stirnfläche des Stempels führt bereits zu einer Gütereduktion auf  $5 \times 10^8$ ; ein komplett normalleitender Filterbereich aus Kupfer würde die Schwingungsgüte auf etwa  $3 \times 10^7$  reduzieren. Die unbelastete Güte des Resonators kann auch bei zurückgezogenem Kathodenstempel gemessen werden, so daß der gesamte Filterbereich überhaupt nicht angeregt wird. Dabei treten jedoch leichte Feldverzerrungen im Bereich des verbleibenden Lochs auf, die Frequenz des Resonators erhöht sich um 1,2 MHz.

Das hinter dem Filter in die weiterführende Koaxialleitung abgestrahlte Restsignal wird von einer Monitorkopplung aufgefangen (Abbildung 14). Dieses Signal dient zum einen zur Kontrolle der Feinabstimmung des Filters, zum anderen aber auch als Referenzsignal für die Feldstärke im Resonator und als Phasensignal für die Abstimmung des Senders auf den Resonator (transmittiertes Signal  $P_d$ ). Beim Zurückziehen des Kathodenstempels aus dem Resonator verringert sich die Ankopplung der Monitorkopplung an den Resonator (Abbildung 18) und verschwindet ohne Stempel ganz. Dieser Zustand ermöglicht zwar die Messung des von Kathode und Filter unbelasteten Resonators, die Regelgröße zur Frequenznachführung und die Information über die Feldstärke im Resonator müssen dann jedoch aus dem reflektierten Signal der Hauptkopplung gewonnen werden. Lediglich bei etwa kritischer Koppelstärke ( $Q_1 \approx Q_0$ ) steht für die Regelung ein ausreichend großes Phasensignal zur Verfügung, so daß

der Resonator überhaupt stabilisiert werden kann. Wegen der Überlagerung mit dem etwa gleichstarken Eingangssignal treten dabei wesentlich größere Fehler auf als bei Verwendung einer unabhängigen Monitorkopplung.

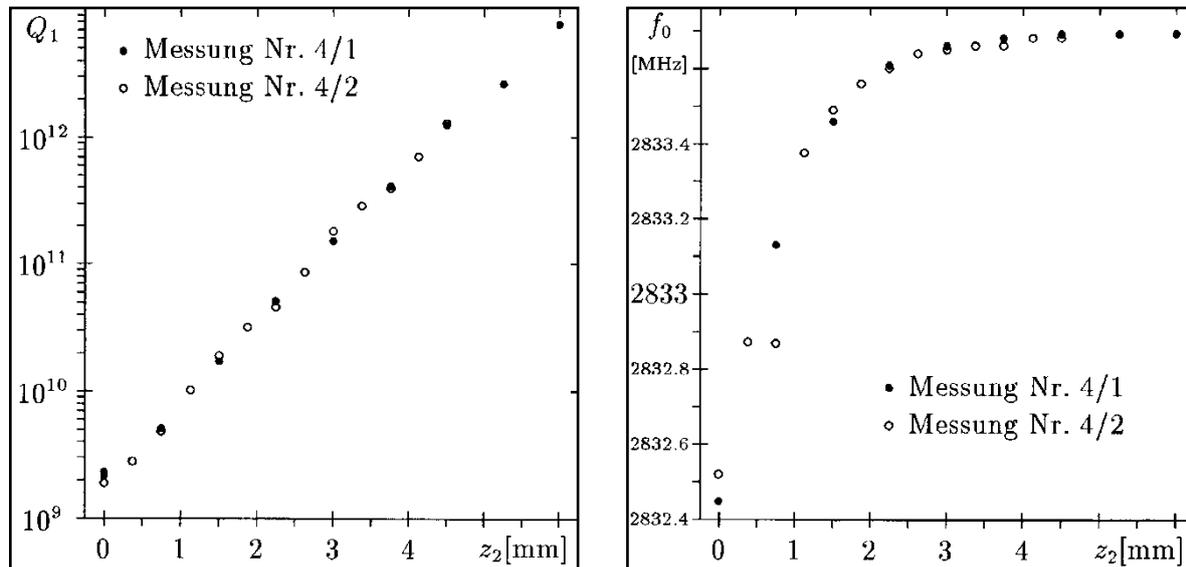


Abbildung 18 Variation der Koppelgüte  $Q_2$  und der Resonanzfrequenz  $f$  beim Zurückziehen des Kathodenstempels

Der Resonator wird während des Betriebs nicht in seiner Frequenz nachgeführt (Tuning), sondern arbeitet freilaufend. Der Mikrowellensender wird über einen phasengesteuerten Regelkreis dem Resonator nachgeführt, als Regelgröße dient die Phase des Monitorsignals. Schwankungen in der Resonanzfrequenz werden vor allem durch Druckschwankungen im Innentank des Kryostaten verursacht. Aufgrund seiner geringeren mechanischen Stabilität reagiert der Resonator darauf viel stärker als der koaxiale Filter. Gleichzeitig mit der Frequenzdrift tritt daher auch eine Änderung der Abstimmung zwischen Resonator und Filter ein. Hochfrequente Schwingungen im Heliumbehälter führen über diesen Mechanismus zu statistischen Aussetzern der Regelung, wenn die Resonatorfrequenz die exakte Sperrfrequenz des Filters kreuzt. Dieser Effekt macht sich als Saum schmaler Spitzen auf reflektiertem und transmittiertem Signal bemerkbar. Während des Abkühlens von Raumtemperatur auf die Temperatur flüssigen Heliums erhöht sich die Resonanzfrequenz durch thermische Kontraktion (bei Niob etwa 0,22%) um etwa 6 MHz. Dabei werden die Frequenzen von Resonator und Filter gleichermaßen verschoben; eine bei Raumtemperatur vorgenommene Abstimmung des Systems wird also nicht gestört.

### 4.2.3 Das Strahlrohr

Das Strahlrohr selbst ist als Vakuumrohr mit 35 mm Innendurchmesser ausgelegt, das aus dem Kryostat herausführt. In ihm befindet sich koaxial ein weiteres Rohr mit 15 mm Außen- und 13 mm Innendurchmesser. Dieses Rohr endet etwa 50 mm vom Resonator entfernt in einer auf 25 mm aufgeweiteten Spitze aus Niob, sichtbar rechts in der Abbildung 14. Diese Spitze ist etwa 100 mm vom Resonator entfernt in einem  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Ring isoliert und gleitend gelagert, die zweite Lagerung des Innenrohrs befindet sich außerhalb des Kryostaten am Innenleiter einer RF-Vakuumdurchführung. Über einen Membranbalg ist das gesamte Innenrohr um ca. 30 mm longitudinal verschiebbar; der Abstand  $z_1$  seiner Spitze von der Rückwand des Resonators beträgt zwischen 58 und 88 mm. Strahlrohr und Innenrohr sind aus Edelstahl gefertigt, um den Wärmefluß in das Heliumbad möglichst gering zu halten.

Die an der Kathode ausgelösten Elektronen werden durch das elektromagnetische Feld im Resonator in Richtung Strahlrohr beschleunigt. Sie treten dort in das Innenrohr ein und werden an dessen Wänden eingefangen. Aufgrund seiner Länge von etwa 1,5 m ist das Innenrohr ein fast idealer Faraday-Becher: Die Wahrscheinlichkeit, daß die Elektronen auf der anderen Seite des Rohrs wieder austreten, ist sehr gering; gegebenenfalls kann sie durch Anlegen eines Magnetfelds vollständig beseitigt werden. Wegen der isolierten Lagerung des Innenrohrs kann der aufgefangene Strom über die Vakuumdurchführung auf ein Meßgerät abgeleitet werden. Dieser Extraktionsmechanismus funktioniert nach unseren Messungen und entsprechenden Simulationsrechnungen von L. Serafini (siehe Tabelle 8 auf Seite 61) bereits ab  $E_C = 0,5$  MV/m, mit überlagerter Saugspannung von +150 V am Rohr sogar ab 0,1 MV/m effizient. Die Vorspannung von +150 V erhöht dabei die Extraktionseffizienz beträchtlich (siehe Abbildung 19), obwohl das von ihr an der Kathode induzierte Feld äußerst gering ist ( $\ll 100$  V/m). Die Ursache hierfür ist noch nicht vollständig geklärt; wahrscheinlich werden in das Strahlrohr austretende niederenergetische Elektronen auf das Innenrohr gezogen (Verdopplung der effektiven Auffangfläche von  $491 \text{ mm}^2$  auf  $962 \text{ mm}^2$ ). Aufgrund der geringen Feldstärke an der Kathode ist es bisher auch nicht möglich, allein mit der Vorspannung die Quantenausbeute der Photokathode im Resonator direkt zu messen. Wir beabsichtigen allerdings, den Verschiebeweg des Innenrohrs auf 100 mm auszudehnen, so daß die Spitze bis in den Resonator reicht und eine direkte Messung der Quantenausbeute im Gleichfeld möglich wird.

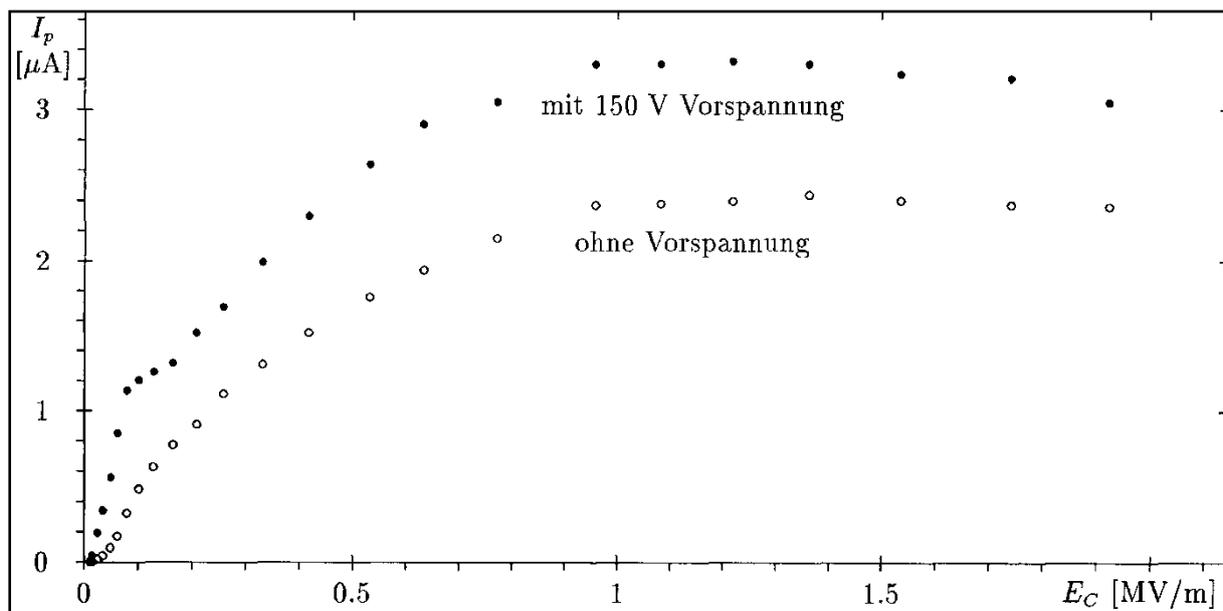


Abbildung 19 Extrahierter Elektronenstrom in Abhängigkeit von der HF-Feldstärke mit und ohne 150 V Vorspannung; Messung  $I(E)$  Nr. 5/6

Das koaxiale Rohrsystem dient zur gleichen Zeit als Leistungs-Einkopplung für den Resonator. Die Stärke der Kopplung kann durch Verschieben des Innenleiters varHert werden, der Variationsbereich der externen Güte  $Q_1$  liegt zwischen  $10^{-7}$  für  $z_1 = 58$  mm und  $10^{-10}$  für  $z_1 = 88$  mm (Abbildung 20). Entlang der 100 mm langen und 25 mm dicken Spitze des Innenrohres beträgt der Wellenwiderstand  $20 \Omega$ , das übrige Koaxialrohr hat einen Wellenwiderstand von  $50 \Omega$ . Bei einer Länge dieser Leitung von etwa 1.500 mm zwischen Resonator und Vakuumdurchführung sind Koinzidenzen der Resonanzen auf dieser Leitung mit der Frequenz des Resonators (Koppelresonanzen) nicht zu vermeiden (siehe Abbildung 20); tatsächlich tritt eine Koppelresonanz (Nr. 31) bei  $z_1 = 77$  mm auf. Diese ist jedoch schmalbandig und nur im Bereich  $75 \text{ mm} < z_1 < 79 \text{ mm}$  wirksam; sie schränkt nicht die Wahl einer externen Güte ein. Außerhalb der Koppelresonanz läßt sich der Verlauf der Koppelgüte  $Q_1$  mit der expo-

nentiellen Dämpfung des  $TM_{01}$ -Modes im Strahlrohr (Cutoff-Frequenz 6,56 GHz) erklären; er stimmt definitiv nicht mit der Dämpfung des  $TE_{11}$ -Modes (Cutoff-Frequenz 5,02 GHz) überein. Die resistive Mikrowellen-Dämpfung der Leitung zwischen Durchführung und Resonator beträgt außerhalb der Koppelresonanz etwa 2,25 dB bei 3 GHz; sie könnte bei Bedarf durch Beschichten der Rohre mit Kupfer oder Silber um einen Faktor Drei gesenkt werden. Die vorlaufende Leistung wird durch die zur Zeit benutzte Vakuumdurchführung (außerhalb des Kryostaten) auf etwa 500 W begrenzt; bei Verwendung einer anderen Durchführung kann die Kopplung selbst auch weit höhere Leistungen übertragen.

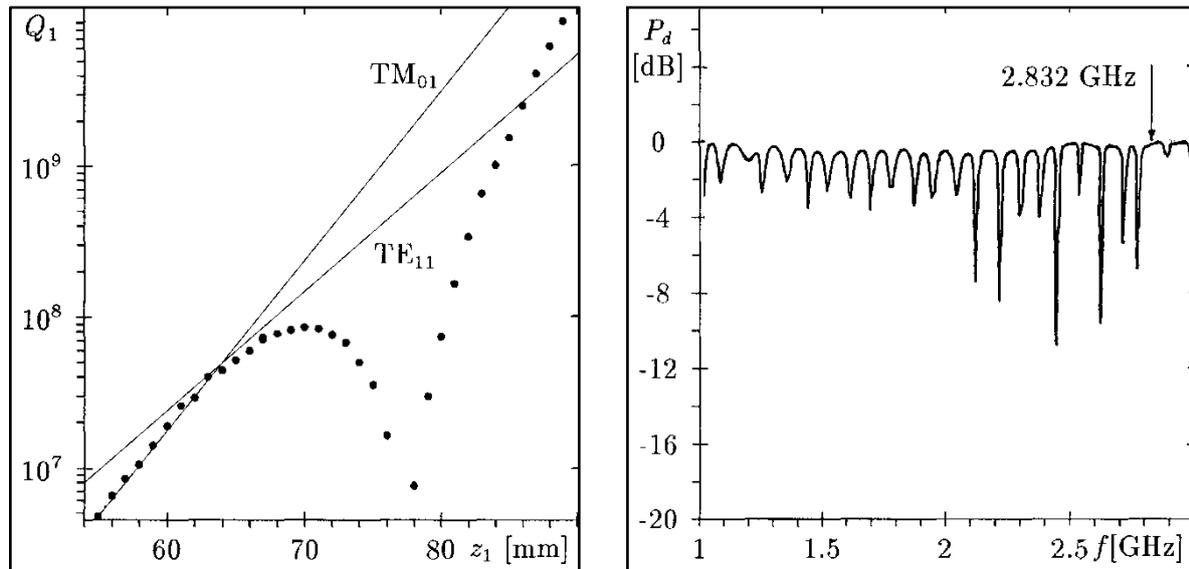


Abbildung 20 Leistungs-Einkopplung: Variation der externen Güte  $Q_1$  mit der Position  $z_1$  des Innenrohres (links) und Resonanzen auf der Koppelleitung im reflektierten Signal (rechts)

Das Strahlrohr dient auch zum Evakuieren des Resonators: Außerhalb des Kryostaten befindet sich ein Ganzmetallventil mit Grobpumpanschluß und eine 30 l/s-Ionengetterpumpe sowie ein Ionisations-Vakuummeter. Da jedoch das Pumpen fast ausschließlich durch das Innenrohr erfolgt (der Raum zwischen den beiden Rohren ist durch den  $Al_2O_3$ -Lagerring versperrt), bleibt von der Saugleistung der Pumpe nur noch etwa 0,2 l/s effektive Saugleistung am Resonator übrig. Der Druck im Resonator kann daher bis zu zwei Größenordnungen höher sein, als mit dem Vakuummeter in der Nähe der Pumpe gemessen, wenn der Hauptanteil des Gases aus dem Resonator kommt. Erschwerend kommt hinzu, daß der resonatornahe Bereich dieses Vakuumsystems nicht oder nur unzureichend ausgeheizt werden kann: Die Indium-Dichtungen zwischen Niob- und Edelstahl-Komponenten dürfen nicht heißer als etwa  $100^\circ C$  werden, denn Indium schmilzt bereits bei  $156^\circ C$ . Ein mit Indium gleichwertiges Dichtmaterial, das höheren Temperaturen standhält, ist zur Zeit nicht verfügbar. Außerdem liegt dieser Bereich im Innentank des Kryostaten und ist daher nur schwer zugänglich. Aufgrund dieser ungünstigen Verhältnisse konnten bisher nicht weniger als  $10^{-8}$  mbar an der Pumpe erzielt werden; im Resonator können dabei bis zu  $10^{-6}$  mbar Druck herrschen. Der Filterbereich, der aufgrund der kleinen Öffnung in der Rückwand des Resonators nur sehr schwer über das Strahlrohr zugänglich ist, wird von der Präparationskammer aus evakuiert; die effektive Saugleistung beträgt dort etwa 0,6 l/s. Diese Zahlen gelten für den Resonator bei Raumtemperatur; bei Abkühlung auf die Temperatur flüssigen Heliums kehren sich die Verhältnisse um: Die Drücke an den warmen Enden der Rohrleitungen ändern sich zwar nur wenig (typischerweise fallen sie um weniger als eine Größenordnung), im Resonatorbereich werden jedoch alle Gase sofort an den Wänden ausgefroren, mit Ausnahme von Helium und geringen Mengen Wasserstoff.

#### 4.2.4 Der Kryostat

Der gesamte Resonator ist im Inneren eines horizontalen Helium-Badkryostaten montiert. Dieser erlaubt (im Gegensatz zu den wesentlich einfacher aufgebauten vertikalen Badkryostaten) einen beidseitigen Zugang von außen sowohl für das Strahlrohr als auch für das Kathoden-Transfersystem. Der Innentank hat eine Länge von 1 m und einen Durchmesser von 220 mm (Innenmaße), er kann mit etwa 30 l flüssigem Helium befüllt werden. Beim Abpumpen des gefüllten Tanks von 4,2 K auf 1,9 K werden bereits etwa 30% der Heliummenge verbraucht, weil die Komponenten des Heliumtanks (insbesondere die massiven Flansche) eine große Wärmekapazität haben. Die statische Wärmebelastung des Kryostaten beträgt etwa 3 W, so daß mit dem verbliebenen Helium etwa 8 Stunden gemessen werden kann, wenn das Helium-Bad nicht durch dissipierte HF-Leistung zusätzlich belastet wird. Der bei dieser Wärmebelastung mit der vorhandenen Helium-Pumpanlage erreichbare Enddruck beträgt 25 mbar, entsprechend einer Temperatur von 1,9 K. Da der größte Teil der Wärmebelastung von den seitlichen Flanschen kommt, die im Gegensatz zur übrigen Wandung nicht superisoliert sind, besteht die Hoffnung, durch gezielte Verbesserung der Flansch-Isolierung die Betriebsdauer signifikant zu verlängern und die Betriebstemperatur zu senken.

Der Kryostat besteht aus einem Innen- und einem Außentank aus Edelstahl mit einem dazwischenliegenden Strahlungsschild, das mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Innentank und Strahlungsschild sind auf den äußeren Mantelflächen mit etwa 30 Lagen Superisolation (abwechselnde Lagen aus Glasfasermatte und Aluminiumfolie) umwickelt; der Zwischenraum zwischen dem Strahlungsschild und den Tanks ist evakuiert. Das Isolationsvakuum ist aktiv gepumpt (mit einer Öl-Diffusionspumpe), der Druck in diesem Bereich beträgt etwa  $10^{-5}$  mbar bei Raumtemperatur und  $10^{-6}$  mbar im Kryobetrieb. Besonders kritisch erwiesen sich dabei die Flansche des Innentanks, die aus Gründen der Kälteverträglichkeit mit Indium gedichtet sind. An der inneren Mantelfläche des Innentanks befindet sich eine magnetische Abschirmung aus Kryoperm-Folie [210]; das statische Restmagnetfeld am Ort des Resonators beträgt weniger als  $2 \mu\text{T}$ .

Der Resonator ist im Kryostat in einem Gestell horizontal montiert. Die Achse von Resonator und Strahlrohr liegt 30 mm unterhalb der Mittelachse des Tanks, um den Heliuminhalt besser auszunutzen. Am Resonator ist ein Platin-Widerstand zur Temperaturkontrolle angebracht, daneben eine Helium-Höhenstandssonde. Eine rotierende Temperatur- und Röntgenstrahlungs-Kartographie, wie sie beim Test von ein- und mehrzelligen Beschleunigungsresonatoren verwendet werden [139][153], ist hier nicht installiert. Im Prinzip steht jedoch der Montage eines solchen Systems bei Bedarf nichts entgegen, da Resonator und Filter Rotations-symmetrie aufweisen.

#### 4.2.5 Laser und optisches System

Das im Strahlrohr liegende Innenrohr ist an beiden Enden offen, das Strahlrohr selbst außerhalb des Kryostaten durch ein Sichtfenster abgeschlossen, so daß die Beleuchtung der Photokathode direkt auf der Strahlachse erfolgen kann. Bei zurückgezogenem Kathodenstempel kann die Beleuchtung auf derselben Achse bis in die Präparationskammer erfolgen, so daß im Prinzip ein absoluter Vergleich der Meßwerte in der Präparationskammer und im Resonator gegeben ist. Hierfür wird zur Zeit dieselbe Vorrichtung verwendet wie bei der unabhängigen Präparationskammer (siehe Kapitel 0): Als Lichtquelle dient ein kontinuierlich arbeitender Helium-Neon-Laser mit 0,5 mW Lichtleistung bei einer Wellenlänge von 543 nm (grünes Licht). Der Laserstrahl wird mit Hilfe eines kleinen Prismenspiegels auf die Strahlachse gelenkt und kann durch leichtes Verkippen des Spiegels auf der Kathodenebene justiert werden. Eine zweilinsige Optik im Strahlengang ermöglicht sowohl das Fokussieren des Laserstrahls auf der Kathode als auch das Beleuchten der gesamten Kathodenfläche mit einem aufgeweiteten Strahl. Der gebündelte Strahl des Lasers kann bei sorgfältiger Justierung ohne Leistungsverlust durch das enge Rohr (13 mm Innendurchmesser bei 1.500 mm Länge) geleitet werden.

In die gleiche optische Achse wurde ein Galilei'sches Teleskop mit etwa zehnfacher Vergrößerung montiert, das die Beobachtung der Kathode von außerhalb des Kryostaten ermöglicht. Dieses Teleskop ist unentbehrlich für die Fokussierung und Justierung des Laserstrahls auf der Kathode, aber auch zur Kontrolle und Steuerung des Kathodentransfers. Außerdem hat sich gezeigt, daß während des Betriebs des supraleitenden Resonators verschiedene optische Effekte in der Umgebung der Kathode beobachtbar sind (siehe Kapitel 4.4.3 auf Seite 71). Aufgrund der ungünstigen geometrischen Verhältnisse (Beobachtung durch das enge Innenrohr) sind jedoch Bildqualität und Lichtstärke dieses einfachen Teleskops relativ gering.

Der oben genannte Laser ist aufgrund seiner kontinuierlichen Emission und seiner geringen Lichtleistung für den Betrieb der Kathode im Resonator wenig geeignet. Die kontinuierliche Emission verursacht einen hohen Anteil zurückbeschleunigter Elektronen, die bekanntermaßen die Kathodenschicht verändern, und die geringe Leistung erschwert Studien zur Lebensdauer der Kathode im Betrieb. Optimal wäre ein Laser mit einer Pulsdauer unter 50 ps (das entspricht 60° HF-Phase) synchronisiert mit der Hochfrequenz und mit einer mittleren Leistung von etwa 1 W. Laser mit diesen Eigenschaften sind aber so aufwendig, daß wir uns zunächst auf das oben beschriebene System beschränken mußten. Für ein späteres Stadium dieses Projekts wird allerdings ein gepulster Laser unentbehrlich sein.

#### 4.2.6 Die Präparationskammer

Alle mit der Präparation von Photokathoden-Schichten zusammenhängenden Prozesse – Herstellung einer kompletten Schicht durch sukzessives Aufdampfen von Antimon und Alkalimetall, Erneuerung durch Aufdampfen geringer Mengen Cäsium, Aktivierung durch Belegen mit Sauerstoff und Reinigen des Stempels durch Aufheizen bis 600°C – sollen in einer speziellen Präparationskammer außerhalb des Kryostaten durchgeführt werden. Der Kathodenstempel wird aus dem Resonator in die Präparationskammer transferiert, präpariert und nach der Präparation in den Resonator zurücktransferiert. Zur Zeit kann nur ein Kathodenstempel im Vakuumsystem gehandhabt werden; eine Präparation auf Vorrat ist daher nicht möglich.

Diese an den Kryostaten angeschlossene Präparationskammer ist in vielen Details ähnlich aufgebaut wie die bereits beschriebene unabhängige Präparationskammer (siehe Kapitel 3), allerdings mit wesentlich geringerem Aufwand für das Vakuumsystem: Es handelt sich um einen Edelstahlrezipienten mit großer Ionengetterpumpe (300 l/s Saugleistung) und einer Reihe von metallgedichteten Flanschen für die einzelnen Komponenten (Abbildung 21). Auch dieses System wird zur Konditionierung des Vakuums komplett ausgeheizt, allerdings nur bis

etwa 250°C, da das Transfersystem bei höherer Temperatur geschädigt würde (Lagerungen aus PTFE, Fluoroelastomer-Dichtungen am Schieberventil). Als Vorpumpe beim Evakuieren und während des Ausheizens wird eine extern angeflanschte Turbomolekularpumpe verwendet; der Ausheizprozeß ist derselbe wie bei der anderen Präparationskammer. Rezipient und Ionengetterpumpe waren früher Teil eines UHV-Ofens zur Präparation von Resonatoren mit Nb<sub>3</sub>Sn und enthalten daher an ihren Oberflächen unvermeidbar Adsorbate, die nur langsam wieder freigesetzt werden. Als Folge der schlechteren Voraussetzungen ist der in dieser Kammer erreichte Restdruck typischerweise  $2 \times 10^{-9}$  mbar – zwei Größenordnungen höher als bei der anderen Präparationskammer. Die Zusammensetzung des Restgases ist sehr ähnlich; neben Wasserstoff liegen etwa  $10^{-10}$  mbar CO sowie Methan im  $10^{-11}$  mbar-Bereich vor; der Druck aktiver Gase wie Sauerstoff oder Wasser liegt hier allerdings ebenfalls im  $10^{-11}$  mbar-Bereich (siehe Tabelle 9). Als Kontrollinstrumente für die Vakuumqualität stehen auch an diesem Rezipienten ein Extraktor-Ionisationsvakuummeter und – zeitweilig angeflanscht – ein Quadrupol-Massenspektrometer zur Verfügung.

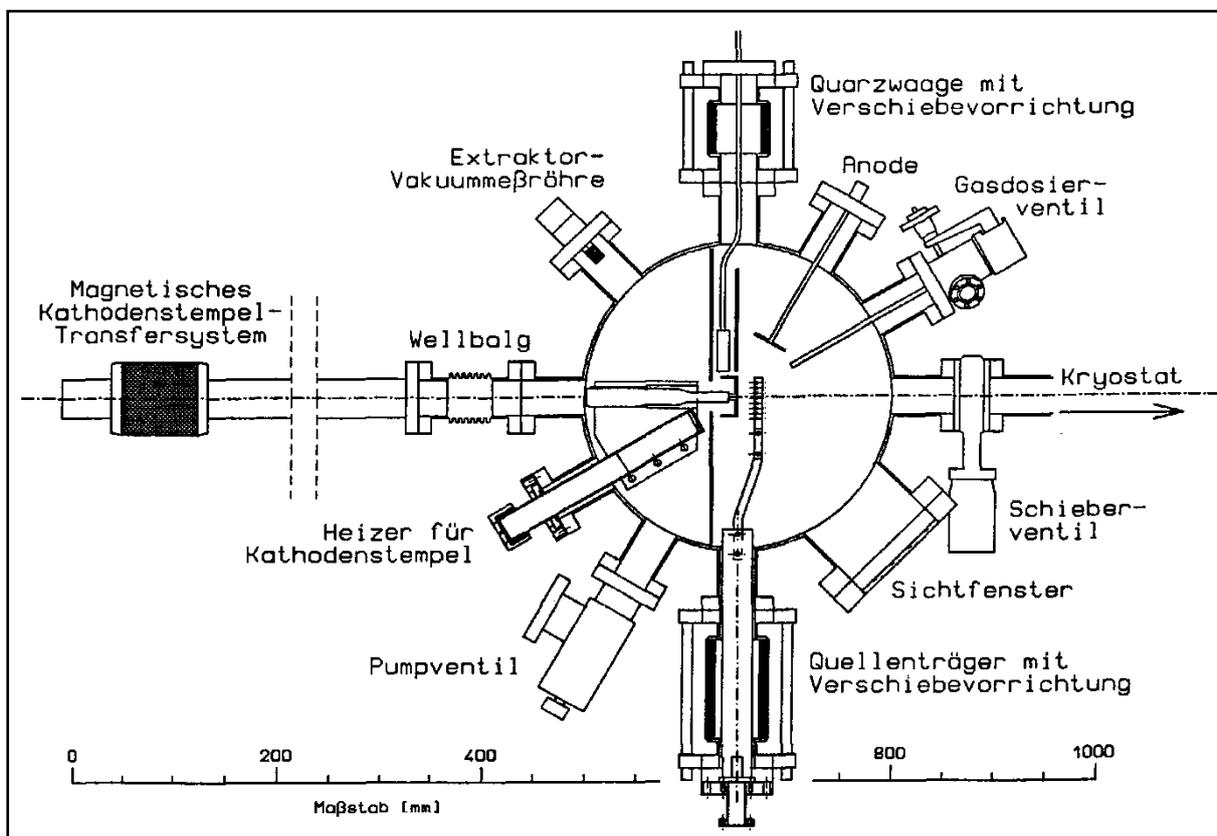


Abbildung 21 Übersichtszeichnung der an den Kryostaten geflanschten Photokathoden-Präparationskammer

Nach dem Transfer in die Präparationskammer wird der Kathodenstempel in einen Kupferblock eingeschraubt, der als Halterung und Kathodenheizung dient. Diese Konstruktion sollte ein Ausheizen des Kathodensubstrats bis 600°C ermöglichen, hat sich dafür aber als ungeeignet erwiesen, weil der Stempel sich im Gewinde festsetzt und weil der Wärmeübertrag weit uneffektiver war als erwartet. Die maximale Temperatur an der Stirnfläche des Stempels beträgt daher zur Zeit etwa 150°. Das Aufdampfen der Alkalimetalle erfolgt – im Gegensatz zur anderen Präparationskammer – hier aus Dispenserquellen, in denen bei Temperaturen zwischen 550°C und 850°C Alkalimetall aus Alkalichromat in einer Redox-Reaktion mit einer Zirkonium-Aluminium-Legierung freigesetzt wird [215][219]. Die wichtigsten Vorteile dieser Quellen sind ihre geringe Größe (typisch  $2 \times 2 \times 25 \text{ mm}^3$ ) und die einfache Regulierung der Emission über den Heizstrom; Hauptnachteile sind ihre geringe Ergiebigkeit (sie geben nur wenige Milligramm Alkalimetall ab) und die auch während der kurzen Lebens-

dauer nicht konstante Emissionsrate. Der geringe Alkalimetallgehalt wird durch den Einbau mehrerer gleicher Quellen teilweise ausgeglichen. Die beim Betrieb dieser Quellen freigesetzten Gasraten sind bei entsprechender Vorbehandlung nicht größer als bei anderen Quellen auch (vergleiche Tabelle 9) [209][213][216]. Antimon wird auch in dieser Präparationskammer direkt als Metall verdampft, allerdings aus Schiffchen der gleichen Form wie bei den Dispenser-Quellen, die uns von der Herstellerfirma SAES Getters SpA. als Sonderanfertigung zur Verfügung gestellt wurden. Zwei Antimon- und vier Alkali-Quellen sind parallel auf einen Halter montiert, der bei der Präparation vor die Kathode gefahren wird; der Abstand zwischen Kathode und Quelle beträgt dabei nur 20 mm. Nachteilig wirkt sich diese Anordnung allerdings auf die Kontrolle der Quantenausbeute während der Präparation aus, da die Quellen Laser und Anode von der Kathode abschirmen. Die Kontrolle der Aufdampftrate erfolgt wie gehabt durch eine Schwingquarz-Mikrowaage, die an den Ort der Kathode gefahren werden kann. Ein Gasdosierventil mit einem auf die Kathode gerichteten Gasführungsrohr ist ebenfalls bereits installiert, es ist jedoch noch kein Gasversorgungssystem daran angeschlossen.

Der hintere und untere Teil der Präparationskammer sind gegen die Metalldämpfe mit Schutzblechen aus Kupfer abgeschirmt. Aber auch die Mantelflächen des Kathodenstempels direkt hinter der Kathode und besonders der  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Ring auf dem Kathodenstempel müssen vor Bedampfung geschützt werden, um im Resonator keine zusätzlichen Flächen für HF-Verluste und Feldemission zu bieten. Hierzu dient eine Blende mit einer dünnen Titanfolie, die mit dem äußeren Rand der Kathode dicht abschließt und während der Präparation vor den Kathodenstempel geklappt wird. Die Kontrolle der Quantenausbeute erfolgt ähnlich wie in der anderen Präparationskammer: Die Anode ist eine einfache Edelstahl-Scheibe neben der Kathode, die isoliert aufgehängt und herausgeführt ist; die Beleuchtung mit dem Laser erfolgt entweder durch ein seitlich angebrachtes Sichtfenster oder durch den Resonator hindurch auf der Strahlachse.

Der Transfer der Photokathoden-Stempel zwischen Präparationskammer und Resonator erfolgt über eine magnetisch gekoppelte Dreh-Schiebe-Durchführung, auf die der Stempel aufgesteckt wird. Der Translationsweg beträgt 1 m und kann durch das optische Teleskop sowie durch das Sichtfenster an der Präparationskammer optisch überwacht werden. Sowohl in der Präparationskammer als auch im Resonator ist der Stempel in einem Feingewinde gelagert, das eine Justierung der Spitze sowie eine Fixierung auch nach Rückzug des Translators ermöglicht. Obwohl der Stempel vom Translator getrennt werden kann (wichtig vor allem zur Reduzierung der Wärmeübertragung in den Kryostat), fehlt für die Handhabung von mehr als einem Stempel im Vakuumsystem noch eine Möglichkeit zur Zwischenlagerung. Die Transferleitung bis zum Bandpaßfilter am Resonator wird durch die Präparationskammer von deren Ionengetterpumpe evakuiert. Während des Präparationsvorgangs wird dieser Vakuumschnitt durch ein Schieberventil abgetrennt und so vor Metalldämpfen geschützt. Dieses Schieberventil zwischen Präparationskammer und Kryostat erlaubt ebenfalls das Belüften einer Komponente, während die andere unter Vakuum verbleibt.

## 4.3 Simulationsrechnungen zur Elektronendynamik

### 4.3.1 Zweidimensionale Simulationsrechnungen, Programm ITACA

Die Dynamik der emittierten Elektronen im Resonator wurde durch eine Reihe von Simulationsrechnungen untersucht. Die Kenntnis der Elektronendynamik in unserem Experiment ist auch für uns wichtig, um bei kontinuierlicher Beleuchtung der Kathode das Ausmaß des Kathodenbombardements abzuschätzen und vom extrahierten Strom auf die Quantenausbeute schließen zu können.

Im Rahmen unserer Kollaboration mit dem INFN Milano hat L. Serafini für uns Simulationsrechnungen mit seinem Programm ITACA durchgeführt. Dabei wurde besonders berücksichtigt, daß wir unser Experiment zwangsläufig zum Teil bei sehr geringen Feldstärken an der Kathode (unter 1 MV/m) betreiben. Wegen der geringen Ladungsdichte, die wir mit unserem Laser erzielen können, wurden dabei meist Raumladungseffekte vernachlässigt. Wichtigstes Ergebnis dieser zweidimensionalen Simulationsrechnungen (Berücksichtigung der axialen und radialen Komponenten) ist, daß mindestens bis hinab zu  $E_C = 0,5$  MV/m die emittierten Elektronen radial kollimiert bleiben: Sie werden entweder auf die Kathode zurückgeschleudert oder verlassen den Resonator durch das Strahlrohr (und werden dann auf dem Innenrohr eingefangen), treffen aber nicht oder nur in sehr geringem Maße auf andere Regionen des Resonators (siehe Tabelle 8). Die auf die Kathode zurückfallenden Elektronen haben eine Flugzeit von weniger als einer HF-Periode und werden daher kaum transversal aufgeweitet. Die übrigen Elektronen werden durch das HF-Feld des Resonators fokussiert; selbst bei 0,5 MV/m treffen nur etwa 4% von ihnen nicht auf den Kollektor, sondern auf die Resonatorwand, obwohl sie für das Durchqueren des Resonators etwa 35 HF-Perioden benötigen. Erst bei noch geringeren Feldstärken divergiert der Strahl bereits im Resonator, und der Anteil der dissipierten Ladung nimmt zu. Tatsächlich aber wird in diesem Bereich bereits die (in den Rechnungen nicht berücksichtigte) Saugspannung bemerkbar und unterstützt die Extraktion. Unsere Messungen sprechen dafür, daß bereits ab etwa 0,1 MV/m die Elektronen effektiv extrahiert werden (siehe Abbildung 19).

Feldstärke an der Kathode	[MV/m]	0,1	0,25	0,5	1,0	5,0	10	20
Kritische Emissionsphase	$\varphi_C$					91,5°	93,5°	99°
Dissipierter Ladungsanteil		33%	22%	2%	2%			
Ladungsanteil Kathode								
Mittlere* Kinet. Energie	[eV]			43,5	170	4.170	15,8 k	54,3 k
Maximale Kinet. Energie	[eV]			104	418	10,3 k	39,3 k	141 k
Ladungsanteil Strahlrohr								
Strahldivergenz**	[mrad]	314	212	166	130	88		52
Minimale Kinet. Energie	[eV]			31	118	2.900	10,8 k	22 k
Mittlere* Kinet. Energie	[eV]			71,4	280	6.680	23,5 k	130 k
Maximale Kinet. Energie	[eV]			108	405	9.900	39,6 k	238 k

\* Mittelung über alle eintreffenden Elektronen bei kontinuierlicher Emission

\*\* Startbedingungen  $R_0 = 1,5$  mm,  $E_k^{(0)} = 0,2$  eV, ohne Raumladungseffekte

Tabelle 8 Rechnungen zur Elektronendynamik mit ITACA: Übersicht über die wichtigsten Resultate

### 4.3.2 Eindimensionale Simulationsrechnungen, Programm TRACKING

Das Wissen um die geringe Divergenz berechtigt uns, die radialen Effekte im weiteren ganz außer Acht zu lassen und die Rechnungen eindimensional fortzuführen. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, mit geringem Rechenaufwand detaillierte Untersuchungen mit vielen Rechenpunkten durchzuführen. Zu diesem Zweck haben wir ein einfaches Programm namens TRACKING geschrieben, das auf Tischrechnern lauffähig ist. Auf der Basis des resonatorspezifischen axialen Beschleunigungsfelds werden Phasenlage  $\varphi_e$  und Energie  $E_{\text{kin}}$  der Elektronen beim Verlassen des Resonators bzw. beim Auftreffen auf die Kathode in Abhängigkeit von der Emissionsphase  $\varphi_0$  ermittelt. Die damit gewonnenen Daten stimmen mit den Ergebnissen aus den ITACA Simulationsrechnungen (Tabelle 8) sehr gut überein.

Für jede Feldstärke  $E_C$  existiert eine kritische Emissionsphase  $\varphi_c$ , wobei für  $0^\circ < \varphi_0 < \varphi_c$  die Elektronen extrahiert werden und für  $\varphi_c < \varphi_0 < 180^\circ$  auf die Kathode zurückgeschleudert werden (Abbildung 22 links). Bei kleinen Feldstärken  $E_C \ll mc^2/(eL)$  ( $L$  ist die Beschleunigungsstrecke des Resonators) benötigen die Elektronen mehrere HF-Phasen, um den Resonator zu verlassen. Die Elektronen gewinnen und verlieren dabei periodisch Energie, und die Energie beim Verlassen des Resonators ist größenordnungsmäßig gleich der in einer einzigen HF-Phase gewonnenen Energie. Die kritische Emissionsphase liegt für diese Feldstärken sehr knapp oberhalb von  $90^\circ$ . Der bei kontinuierlicher Beleuchtung extrahierte Strom primär emittierter Elektronen ist daher etwa ein Viertel des in einem Gleichfeld extrahierten Stroms. Die Flugzeit der auf die Kathode zurückbeschleunigten Elektronen ist immer kleiner als eine HF-Phase. Aus dem oben genannten Grund unterscheidet sich aber ihre Energie kaum von der Energie der extrahierten Elektronen. Die kinetischen Energien beider Komponenten wachsen in diesem Bereich etwa quadratisch mit der Feldstärke, wie nach der nichtrelativistischen Näherung zu erwarten ist (Abbildung 22 rechts).

Etwa ab  $E_C \approx mc^2/(eL)$  verlassen die Elektronen den Resonator innerhalb einer HF-Phase, und  $\varphi_c$  steigt deutlich an. Die kinetische Energie der Elektronen wächst nur noch linear mit der Feldstärke an, weil jetzt die Länge der Beschleunigungsstrecke den Energiegewinn begrenzt. Die zum Verlassen des Resonators benötigte Zeit läuft gegen den Grenzwert  $L/c$ , weil sich die Elektronen nicht schneller als mit Lichtgeschwindigkeit bewegen können. Die Energie der auf die Kathode zurückbeschleunigten Elektronen steigt ebenfalls nur noch linear mit der Feldstärke an und ist außerdem deutlich kleiner als die Energie der extrahierten Elektronen.

### 4.3.3 Berücksichtigung der Sekundäremission an der Photokathode

Die mit einer Phase  $\varphi_0 > \varphi_c$  emittierten Elektronen treffen zu einer HF-Phase zwischen  $180^\circ$  und  $450^\circ$  auf die Kathode. Sie dissipieren dabei ihre kinetische Energie in der Kathode, was neben einer Erwärmung zu Veränderungen ihrer photoelektrischen Eigenschaften [83][84] und möglicherweise zum Abspattern von Kathodenmaterial führt. Sie können aber auch zwischen  $360^\circ$  und  $450^\circ$  HF-Phase zu Sekundärelektronenemission führen. Die Sekundäremission unterscheidet sich von der Photoemission nur dadurch, daß die Elektronen im Kathodenmaterial nicht durch einfallende Photonen, sondern durch die einfallenden Elektronen angeregt werden [123]. Folglich hat  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  auch bei der Sekundäremission eine hohe Ausbeute: Der Sekundäremissionskoeffizient erreicht einen Maximalwert  $\delta_{\text{max}} \approx 6$  bei einer Energie der einfallenden Elektronen von 750 eV [86][110].

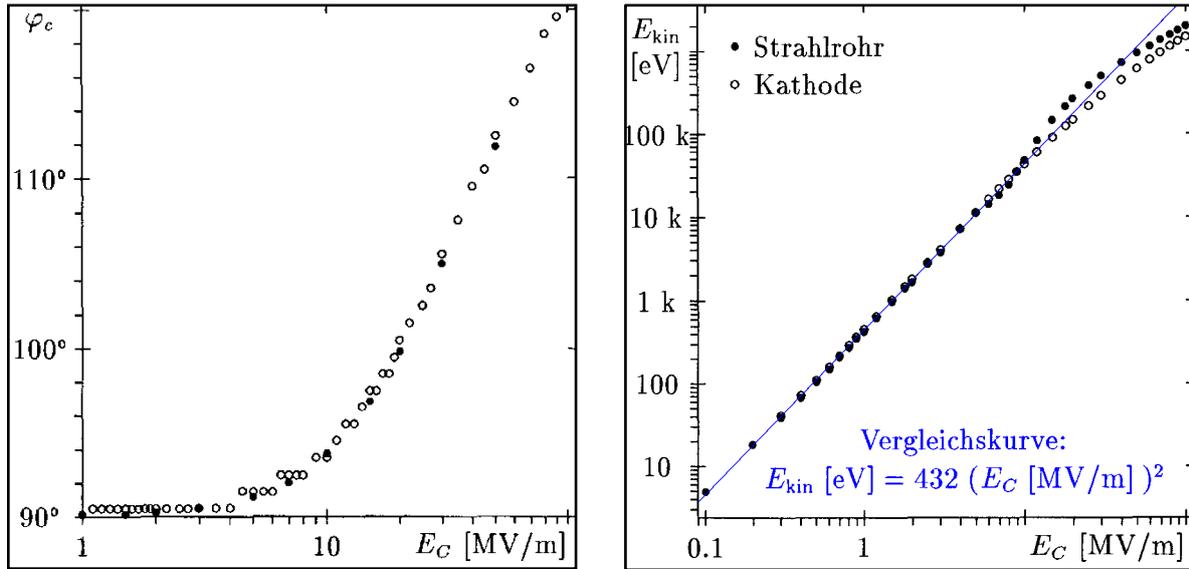


Abbildung 22 Kritische Emissionsphase  $\varphi_c$  sowie maximale kinetische Energien  $E_k$  in Abhängigkeit von der Feldstärke  $E_C$  an der Kathode für den 3 GHz-Resonator

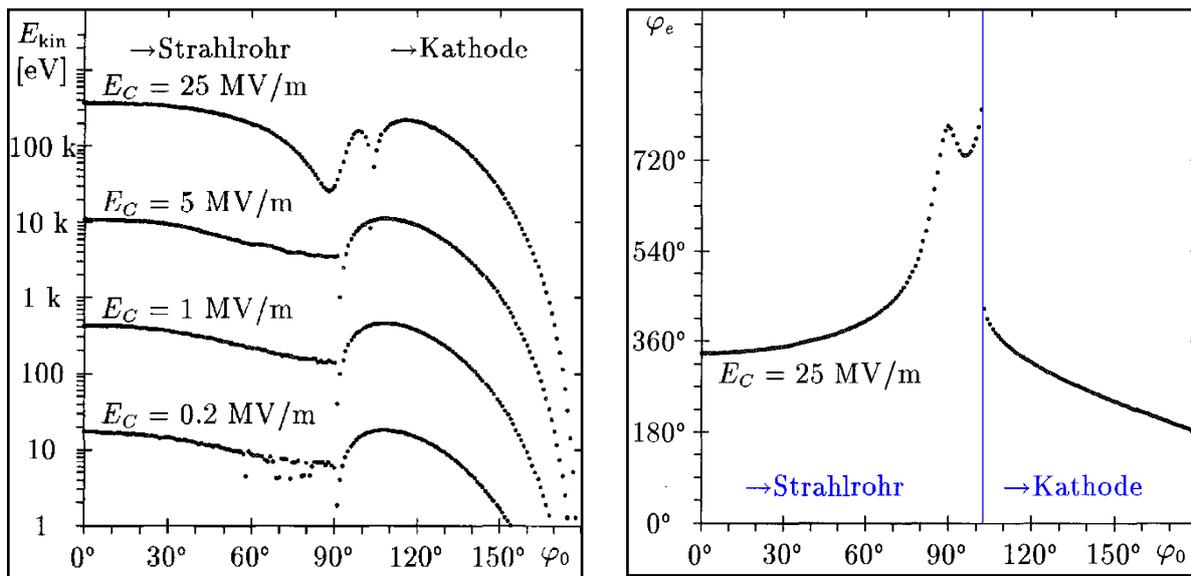


Abbildung 23 Kinetische Energien sowie Phasenlagen der Elektronen beim Verlassen des Resonators bzw. beim Auftreffen auf die Kathode in Abhängigkeit von der Emissionsphase  $\varphi_0$

Um den Einfluß der Sekundäremission auf den aus dem Resonator extrahierten Strom zu untersuchen, wurde die Sekundäremission in die eindimensionalen Simulationsprogramme mit einbezogen. Dazu muß die Sekundäremissions-Charakteristik  $\delta(E_{\text{kin}})$  bekannt sein. Der Verlauf der normierten Kurve  $\delta/\delta_{\text{max}}(E_{\text{kin}}/E_{\text{kin}}^{\text{peak}})$  ist jedoch für alle Materialien etwa gleich; lediglich der maximale Sekundäremissionskoeffizient  $\delta_{\text{max}}$  und die dazu gehörige kinetische Energie  $E_{\text{kin}}^{\text{peak}}$  sind stofftypisch [120]. Deshalb wurde der Kurvenverlauf für die Rechnungen nach der einfachen Gleichung

$$(16) \quad \delta(E_{\text{kin}}) = \frac{3\delta_{\text{max}}}{\sqrt[3]{4}} \cdot \frac{X}{1 + \sqrt{X}^3} \quad \text{mit} \quad X = \sqrt[3]{4} \frac{E_{\text{kin}}}{E_{\text{kin}}^{\text{peak}}} \quad (16)$$

parametrisiert. Wie in Abbildung 24 ersichtlich, ist diese Parametrisierung mit den vorhandenen Meßdaten in bester Übereinstimmung. Zu beachten ist allerdings, daß ab etwa  $E = 3 \text{ MV/m}$  Elektronenenergien über 4.5 keV auftreten, deren Sekundäremissionskoeffizient nicht mehr durch die Referenzmessungen abgedeckt ist und allein auf Extrapolation beruht.

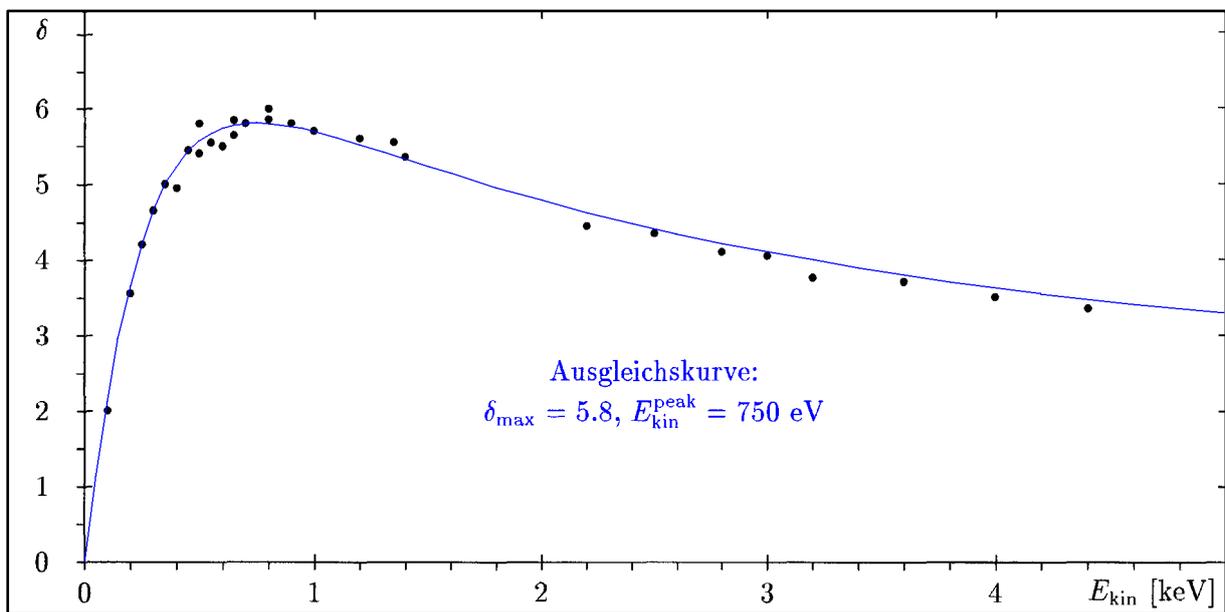


Abbildung 24 Verlauf des Sekundäremissionskoeffizienten für  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  nach Messungen [110] und parametrisiert nach Gleichung (16)

Die Sekundäremission führt zu einer erheblichen Verstärkung des extrahierten Stroms bis zu einem Faktor zwei zwischen 1 und 2 MV/m Feldstärke. Bei höheren Feldstärken nimmt der sekundär emittierte Strom wieder ab, und der Effekt der steigenden kritischen Phase beginnt zu überwiegen. Anhand der Simulationsrechnungen können Primär- und Sekundärstrom getrennt werden, und aus der Messung des extrahierten Stroms in Abhängigkeit von der Feldstärke können sowohl die Quantenausbeute der Photoemission als auch die beiden Parameter der Sekundäremission ermittelt werden (Abbildung 25), was eine Charakterisierung der Kathodeneigenschaften mit nur drei Parametern erlaubt. Obwohl die exakten analytischen Zusammenhänge sehr kompliziert sind, können die Materialparameter aus den Parametern  $I_p^{(0)}$ ,  $I_p^{\text{max}}$  und  $E_C^{\text{peak}}$  der  $I_p(E_C)$ -Messung mit erstaunlicher Genauigkeit über die einfachen Formeln

$$(17) \quad \eta_Q = 4 \frac{hc}{e\lambda} \cdot \frac{I_p^{(0)}}{P_{\text{Laser}}}$$

$$(18) \quad \delta_{\max} = 8 \left( \frac{I_p^{\max}}{I_p^{(0)}} - 1 \right) \text{ und } E_{\text{kin}}^{\text{peak}} = (E_C^{\text{peak}})^2 \cdot 240 \left[ \frac{\text{eV}}{(\text{MV/m})^2} \right]$$

ermittelt werden. Die Fehler bei dieser Näherung sind völlig durch die Meßfehler von  $I_p$  und  $E_C$  dominiert.

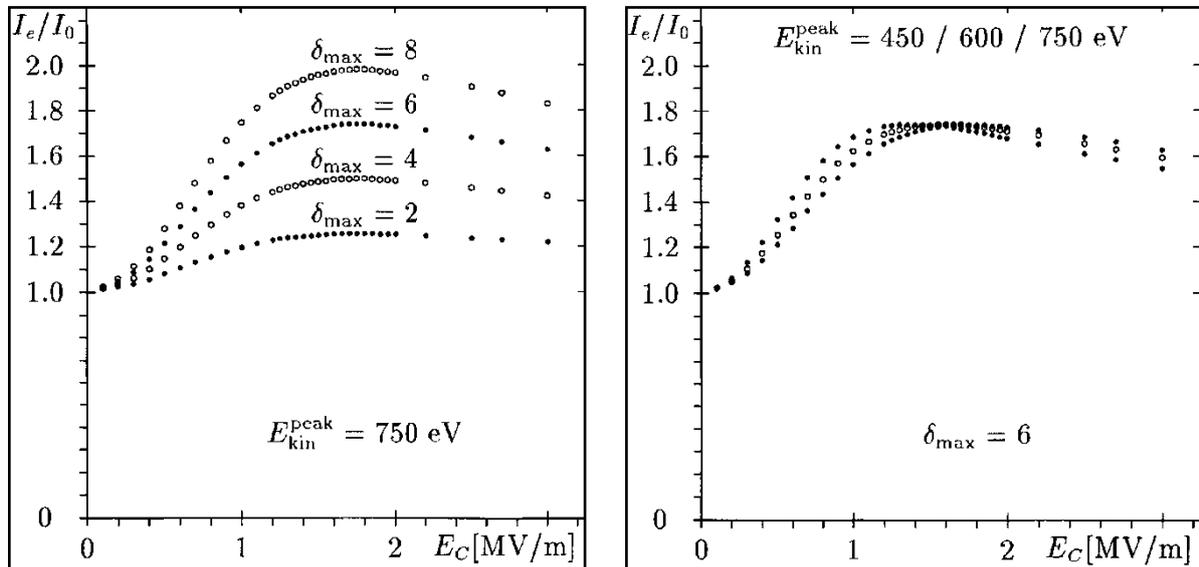


Abbildung 25 Extrahierter Strom in Abhängigkeit von der Feldstärke für verschiedene Verläufe des Sekundäremissionskoeffizienten  $\delta(E_{\text{kin}})$

Die Sekundäremission nimmt von  $0^\circ$  zu  $90^\circ$  HF-Phase stetig ab, daher konzentrieren sich die Sekundärelektronen vorwiegend im oberen Bereich des Energiespektrums (Abbildung 26). Oberhalb von  $90^\circ$  werden überhaupt keine Sekundärelektronen mehr ausgelöst, so daß zumindest unter diesen vereinfachten Bedingungen – keine resonante Sekundäremission auftreten kann. Im Zentrum der Photokathode wird dies auch unter realen Bedingungen gelten. Über den Rand der Kathode, wo die Felder stark verzerrt sind und die eindimensionale Näherung mit Sicherheit nicht mehr gilt, kann allerdings keine Aussage gemacht werden. Resonante Sekundäremission (Multipacting) setzt voraus, daß ein Ort existiert, zu dem ein zu einer bestimmten Zeit emittiertes Elektron nach genau einer HF-Phase wieder zurückkehrt und dort Sekundäremission mit einem Koeffizienten  $\delta > 1$  erzeugt. Dieser Strom steigt exponentiell an und begrenzt durch seine Leistungsaufnahme die Feldstärke im Resonator. Der hohe Sekundäremissionskoeffizient der Photokathode begünstigt diesen Effekt, weil die Bedingung  $\delta > 1$  leichter zu erfüllen ist.

## 4.4 Inbetriebnahme

### 4.4.1 Präparationskammer und zugehörige Komponenten

Die Präparationskammer wurde im Oktober 1991 als erste Komponente des Experiments in Betrieb genommen. Ziel war, das Vakuumsystem der Kammer zu konditionieren und einen geeigneten Präparationsprozeß zu finden, damit beim ersten Test des gesamten Systems bereits einsatzfähige Photokathoden zur Verfügung stünden. Beide Prozeduren sind sehr zeitaufwendig, so daß der erste Test des Gesamtsystems erst zwei Monate später geplant war.

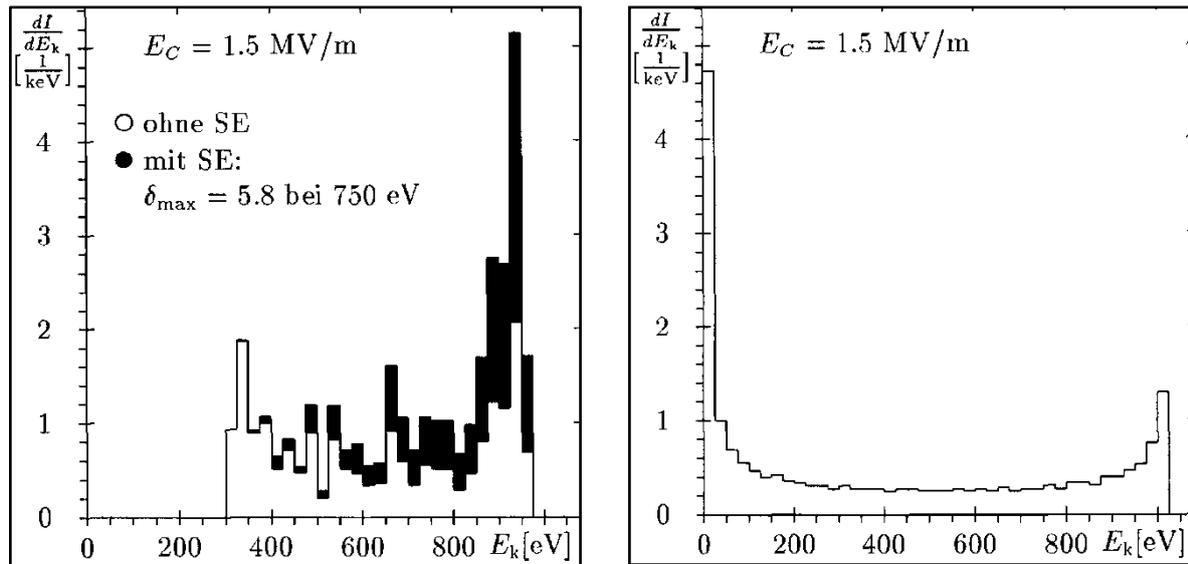


Abbildung 26 Energiespektren der extrahierten Elektronen mit und ohne Sekundäremission (links) sowie der auf die Kathode treffenden Elektronen (rechts) bei  $E_C = 1.5 \text{ MV/m}$

Die Innenwände der Kammer sowie alle Einbaukomponenten wurden beim Zusammenbau sorgfältig gereinigt und nach Möglichkeit chemisch gebeizt. Bereits nach wenigen Ausheizzyklen ( $300^\circ\text{C}$ , einige Komponenten nur  $250^\circ\text{C}$ ) konnte reproduzierbar ein Basisdruck von etwa  $2,5 \times 10^{-9}$  mbar erreicht werden. Das Restgas besteht auch hier hauptsächlich aus Wasserstoff und enthält etwa 10% Kohlenmonoxid und 2,5% Methan. Im Gegensatz zur anderen Präparationskammer (Kapitel 3) sind hier aber auch andere aktive Gase nachweisbar, und zwar Wasser ( $3 \times 10^{-11}$  mbar) und Kohlendioxid ( $10^{-11}$  mbar). Edelgase sind dagegen kaum nachweisbar, der größte Anteil ist Argon mit etwa  $2 \times 10^{-12}$  mbar. Der Grund für den um zwei Größenordnungen höheren Druck in dieser Kammer ist wahrscheinlich in der Vorgeschichte des Rezipienten und vor allem der Ionengetterpumpe zu finden: Im Gegensatz zum System der unabhängigen Präparationskammer waren diese nicht fabrikneu, sondern wurden schon jahrelang für andere Zwecke genutzt. Die Pumpe hat bereits erhebliche Mengen Gas gegetert, von dem ein kleiner Teil während des weiteren Betriebs wieder freigesetzt wird; ihr Gleichgewichtsdruck im Betrieb ist daher erheblich gestiegen.

Betriebsituation der Präparationskammer	Partialdruck [mbar] der Komponenten					
	H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> O	N <sub>2</sub> +CO	Ar	CO <sub>2</sub>
Basisdruck	$3 \times 10^{-9}$	$8 \times 10^{-11}$	$3 \times 10^{-11}$	$3 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-12}$	$10^{-11}$
Betrieb der Kathodenheizung; Kathodentemperatur $59^\circ\text{C}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$3 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-9}$	$10^{-11}$	$10^{-10}$
Betrieb einer Sb-Quelle; Heizstrom 4,7A	$6 \times 10^{-8}$	$10^{-9}$	$2 \times 10^{-10}$	$10^{-8}$		$10^{-9}$
Betrieb einer Cs-Quelle; Heizstrom 6,5A	$2 \times 10^{-8}$	$6 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-10}$	$4 \times 10^{-9}$		$10^{-10}$

Tabelle 9 Restgaszusammensetzung der Präparationskammer unter verschiedenen Betriebsbedingungen

Wir verwendeten in dieser Präparationskammer erstmals die Dispenserquellen der Firma SAES Getters SpA., in denen die reduzierende Legierung (84% Zr, 16% Al) gleichzeitig als Gettermaterial für entstehende Gase fungiert [213][219]. Eingebaut waren jeweils mehrere Cäsiumquellen gleichzeitig; mit anderen Alkalimetallen haben wir bisher nicht gearbeitet. Nach dem üblichen Ausgasungszyklus zeigten diese Quellen im Betrieb eine akzeptabel niedrige Gasentwicklung, die mit den veröffentlichten Werten [209] übereinstimmt. Eine Eichung der Aufdampfpraten dieser Quellen ist schwierig, weil sie während ihrer (recht kurzen) Betriebsdauer ihre Aufdampfcharakteristik stetig ändern. Hinzu kommt, daß bei einer Kalibrie-

rung einzelne Werte stark streuen (Abbildung 27 rechts). Die Ursache dieser Streuung konnten wir bisher nicht klären; möglicherweise ist die von uns verwendete Quarzwaage für Cäsium ungeeignet. In der Regel steuerten wir daher den Aufdampfprozeß von Cäsium über die gemessene Photoemission, so daß wir keine Eichung benötigen. Die verwendeten Antimonquellen waren technisch gleich aufgebaut, jedoch mit reinem Antimonpulver gefüllt. Sie wiesen wesentlich stabilere Kalibrierkurven auf (Abbildung 27 links), die jedoch bei den einzelnen Quellen streuten und sich auch während der Betriebsdauer leicht verschoben. Entscheidend dabei ist wohl, ob das in der Quelle befindliche Antimon bereits einmal geschmolzen ist (Benetzung der Wände) oder nicht. Auch bei den Antimonquellen lagen die Gasentwicklungsraten bei vorheriger Ausgasung auf niedrigem Niveau (Tabelle 9). Das Gasleckventil zur gezielten Gasbelegung der Kathodenschicht wurde bisher weder eingesetzt noch kalibriert.

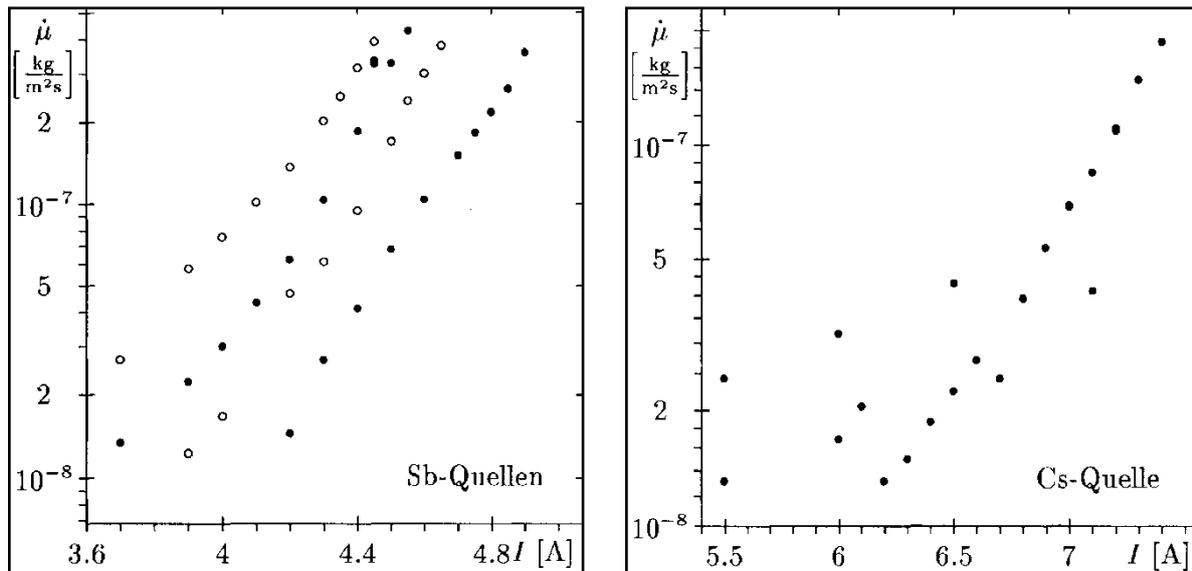


Abbildung 27 Aufdampfraten-Charakteristik der Antimon- (links) und Cäsium-Dispenserquellen (rechts) nach Messungen mit der Quarzwaage

Der Heizer für den Kathodenstempel erwies sich als nur bedingt einsatzfähig. Aufgrund des sehr schlechten Wärmeübergangs vom Heizer auf die Spitze des Kathodenstempels entsteht ein starkes Temperaturgefälle, so daß die Kathode statt der erwünschten 600°C nur auf etwa 150°C erhitzt werden kann. Eine komplette Reinigung des Kathodenstempels in situ ist daher zur Zeit nicht möglich; der Stempel muß bei Bedarf außerhalb der Kammer gereinigt werden. Der für die Präparationen benötigte Temperaturbereich ist jedoch voll verfügbar; eine Kontrolle der Kathodentemperatur ist durch ein auf die Kathodenfläche aufgepreßtes Thermoelement möglich.

Messungen mit dem Photoradiometer bei geöffneter Kammer ergaben, daß von der ursprünglichen Laserleistung noch etwa 50% auf der Kathode auftreffen. Ein erheblicher Teil geht durch Reflexionen am Vakuumfenster verloren, das in diesem Fall aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ist, um gegebenenfalls auch mit ultraviolettem Licht arbeiten zu können. Die Anode zeigt die typische Strom-Spannungs-Charakteristik (Abbildung 28); aus dem unteren Bereich läßt sich eine Perveanz von etwa  $10^{-8} \text{ A/V}^{3/2}$  für die Diodenanordnung ableiten.

Obwohl bei 150 V Saugspannung erkennbar noch keine völlige Sättigung erreicht ist, wurde dieser Wert bei allen folgenden Messungen ohne Korrektur verwendet; die Feldstärke auf der Kathode ist in diesem Fall etwa 3 kV/m. Beim Bedampfen der Kathode befinden sich allerdings die Quellen vor der Kathode und schirmen diese vom Feld der Anode ab; zusätzlich behindern sie die Beleuchtung der Kathode mit dem Laser. Außerdem emittieren sie einen nicht unerheblichen Thermoemissionsstrom, so daß in der momentanen Anordnung praktisch

keine Kontrolle der photoelektrischen Eigenschaften während der Bedampfung möglich ist. Die Bedampfung wird deshalb in kurzen Etappen (zwischen drei und zehn Minuten) mit zwischenzeitlicher Kontrolle der Quantenausbeute vorgenommen. Möglich wäre eine ständige Kontrolle, wenn der Photostrom nicht über die Anode, sondern direkt über die Kathode gemessen werden könnte; bei einer negativen Vorspannung der Kathode würde auch die Thermoemission der Quellen nicht mehr stören.

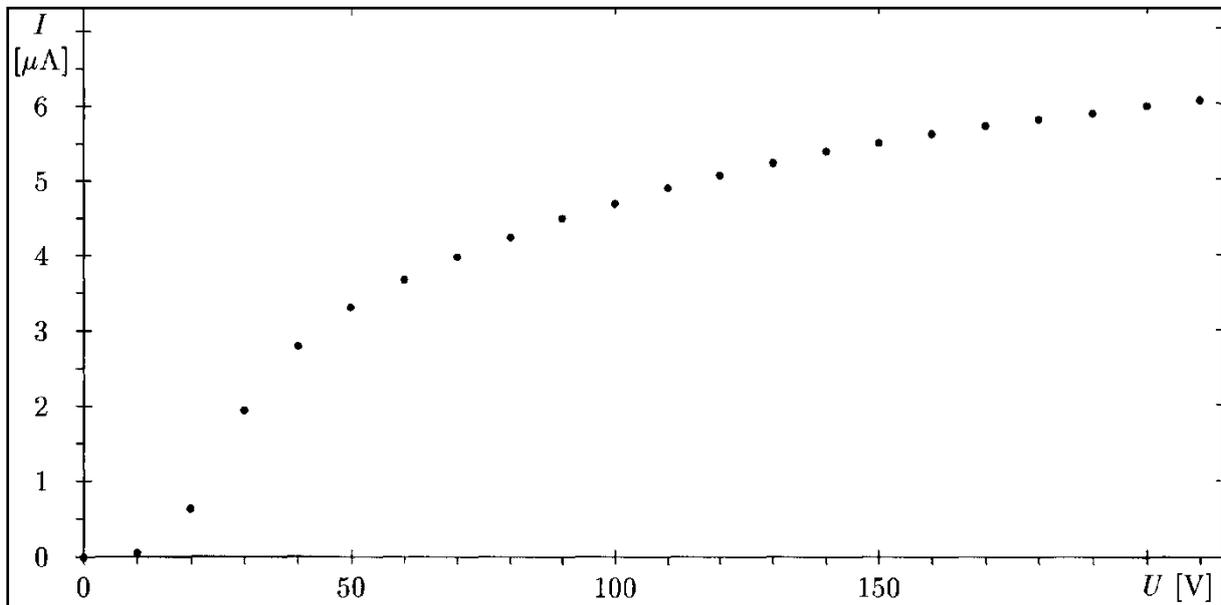


Abbildung 28 Strom-Spannungskennlinie der Anordnung Kathode-Anode; die regelmäßig verwendete Saugspannung an der Anode ist +150 V

#### 4.4.2 Präparation von Photokathoden

Das allgemein übliche [97] und auch in der unabhängigen Präparationskammer bewährte Verfahren zur Präparation von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten ließ sich nicht unverändert auf diese Kammer übertragen. Die nach diesem Verfahren auf dem Stempel präparierten Schichten zeigten keine oder nur sehr geringe Quantenausbeute (kleiner als  $3 \times 10^{-4}$ ). Erst nach einem Monat mühsamer Versuche konnten erstmals Photokathoden mit 1–2% Quantenausbeute produziert werden, und es bedurfte eines weiteren Monats Versuche, bis der Einfluß der verschiedenen Parameter soweit bekannt war, daß Schichten dieser Qualität einigermaßen reproduzierbar hergestellt werden konnten.

Die wichtigste Änderung betraf dabei die Temperatur der Kathode während des Aufdampfens von Cäsium. Üblicherweise wird die Präparation bei Substrattemperaturen zwischen  $120^\circ\text{C}$  und  $150^\circ\text{C}$  durchgeführt. Die Versuche in der anderen Präparationskammer zeigten zudem, daß eine Präparation auch bei tieferen Temperaturen möglich ist; die Diffusion des Cäsiums in die Antimonschicht und die Ausbildung der richtigen Stöchiometrie gehen lediglich langsamer voran. In dieser Kammer dagegen konnten erfolgreiche Präparationen nur bei Temperaturen zwischen  $50^\circ\text{C}$  und  $65^\circ\text{C}$  durchgeführt werden. Die Ursache hierfür liegt jedoch wahrscheinlich weniger in veränderten Präparationsbedingungen, als vielmehr in einer fehlerbehafteten Temperaturbestimmung: Die Temperatur der Kathode wird durch ein kleines Thermoelement bestimmt, das mit einer Feder aus Titanblech auf die Oberfläche der Kathode gedrückt wird. Eine direkte Kontaktierung der Kathode (z.B. durch Punktschweißen) ist nicht möglich, da die Kathode ja für den Transfer beweglich bleiben muß. Zwischen Kathode und Thermoelement kann sich daher bereits ein erhebliches Temperaturgefälle ausbilden, dessen

Größe nur sehr schwer abgeschätzt werden kann. Außerdem befindet sich während der Präparation in nur 20 mm Entfernung von der Kathode die aktive Cäsiumquelle mit einer Betriebstemperatur zwischen 550°C und 850°C [213]. Bei schlechter Wärmeleitung in der Kathodenschicht könnte die Quelle die entscheidende oberste Schicht durch Wärmestrahlung stark aufheizen, ohne daß das Substrat (und das Thermoelement) wesentlich wärmer wird. Tatsächlich ist während des Betriebs der Quellen ein Temperaturanstieg um etwa 5–10°C am Thermoelement meßbar. Beide Effekte korrigieren die Temperatur der Photokathode in die richtige Richtung; ob sie allerdings die Diskrepanz zwischen erwartetem und gefundenem Wert vollständig erklären, kann zur Zeit noch nicht entschieden werden.

Wichtig ist jedoch, daß bei entsprechend tieferer Temperatur Präparationen möglich sind und auf vergleichbar gute Resultate wie in anderen Experimenten führen. Vielfach konnten mit Photokathoden auf dem Niobstempel Quantenausbeuten zwischen 1% und 3% erreicht werden; die erfolgreichen Präparationen sind in Tabelle 10 aufgelistet. Das Verfahren war allerdings noch nicht in dem Sinne zuverlässig, daß jede Präparation zu einer entsprechend guten Photokathode führte; bei vielen Versuchen konnte die Antimonschicht gar nicht oder nur sehr wenig mit Cäsium aktiviert werden. Darüber hinaus wiesen die Präparationen weitere Merkwürdigkeiten auf: Die Lebensdauer der Schichten betrug nur etwa 12 Stunden, was nur schwer allein mit den schlechteren Vakuumbedingungen erklärbar ist. Der Cäsiumbedarf war höher als erwartet und varhierte bei den einzelnen Präparationen stark; ähnliches gilt für Antimon: Bisher konnten nicht wie in der anderen Kammer Photokathoden auf der Basis sehr dünner Antimonschichten (3–7  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  Sb) präpariert werden. Vor allem erreichen jedoch die Quantenausbeuten nicht die extrem guten Werte von 5–10%, die in der anderen Kammer realisiert werden konnten.

Bei diesen Präparationen fiel auf, daß auf der Abschirmung neben der Kathode viel bessere Photokathoden entstanden, obwohl die Präparationsbedingungen (Temperatur und Aufdampfzeiten) vergleichbar waren. Der einzige verbleibende Unterschied war, daß die Abschirmung nicht aus Niob, sondern aus Kupfer bestand (inzwischen besteht sie aus Titanblech). Folglich haben wir im Februar 1992 die Stirnfläche des Kathodenstempels mit Kupfer beschichtet und auf dieser Kupferschicht Photokathoden zu präparieren versucht. Dabei haben sich instantan sehr gute Resultate eingestellt, und mehrere der oben geschilderten Probleme sind verschwunden. Deshalb wurde die Präparation auf einer Kupfer-Basischicht bis auf weiteres beibehalten.

Als einfachste und beste Methode zum Beschichten des Niobstempels mit Kupfer hat sich das Aufdampfen im Hochvakuum herausgestellt; galvanische Verfahren ergaben keine brauchbaren Schichten. Die Dicke der aufgedampften Kupferschichten wurde bisher nicht kontrolliert; sie dürfte jedoch zwischen 100 nm und 1  $\mu\text{m}$  liegen. Bisher wurde die Beschichtung mit Kupfer extern durchgeführt, es spricht aber im Prinzip nichts dagegen, eine Aufdampfquelle für Kupfer in die Präparationskammer zu integrieren. In diesem Falle könnte zusätzlich die Quarzwaage zur Schichtdicken-Kontrolle verwendet werden. Die Präparation der Photokathoden erfolgt nach der Kupferbeschichtung wie üblich durch Aufdampfen einer Antimon-Schicht und nachfolgendes Aufdampfen von Cäsium bei erhöhter Temperatur. Die Präparationstemperatur ist ebenso niedrig wie beim unbeschichteten Niobstempel, der Bedarf an Cäsium bis zum Erreichen der maximalen Quantenausbeute ist jedoch deutlich geringer. Dabei sind die erreichten Quantenausbeuten um einen Faktor zwei gestiegen und liegen jetzt zwischen 3% und 5% (Tabelle 10); auch führen die Präparationen wesentlich zuverlässiger als beim unbeschichteten Niobstempel zu brauchbaren Photokathoden. Die Lebensdauer der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten ist ebenfalls größer als auf dem unbeschichteten Niobstempel, sie beträgt hier mehrere Tage und kann durch Reaktion mit den vorhandenen Restgasen erklärt werden. Allerdings ist es auch hier bisher noch nicht gelungen, brauchbare Photokathoden mit sehr dünnen Antimonschichten zu präparieren.

Sb-Schicht [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	Temperatur Kathode	Quantenausb. bei 543 nm	Sb-Schicht [ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ]	Temperatur Kathode	Quantenausb. bei 543 nm
33	60°C	0,93%	33	62°C	2,85%
Reaktiviert	60°C→50°C	2,1%	+13	60°C	5,0%
+40	55°C	1,8%	80	56°C→48°C	1,35%*
20	54°C→45°C	1,2%	+13	56°C	0,65%*
+13	52°C	1,7%	33	55°C	4,65%
+27	50°C	0,32%*	+13	54°C	5,1%
27	62°C	1,7%	33	55°C	2,95%**
+13	59°C	1,8%	+13	56°C	4,05%**
+37	58°C	2,7%	+33	56°C	4,75%**
+20	58°C	1,2%			
+13	58°C	1,35%			
+13	62°C	1,85%			
Reaktiviert	25°C	1,8%			
+13	60°C	1,6%			

\* In Test Nr.1 im Resonator

\* In Test Nr.4 im Resonator

\*\* In Test Nr.5 im Resonator

Tabelle 10 Erfolgreiche Präparationen von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Photokathoden auf Niob-Stempeln ohne (links) und mit Kupferbeschichtung (rechts)

Daß sich auf Kupfersubstrat  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Photokathoden einfacher und besser präparieren lassen als auf Niob, ist besonders deshalb verwunderlich, weil es uns in der unabhängigen Präparationskammer gelungen ist, auf Niob Photokathoden zu produzieren, die in Bezug auf Quantenausbeute und Reproduzierbarkeit den hier auf Kupfer präparierten Kathoden noch deutlich überlegen waren. Ein wichtiger Unterschied ist jedoch, daß in der anderen Präparationskammer das Niobsubstrat vor der Präparation auf 600°C ausgeheizt werden konnte. Niob, das der normalen Atmosphäre ausgesetzt war, ist mit einer dünnen, festen Oxidschicht ( $\text{Nb}_2\text{O}_5$ ) überzogen, die sich bei 600°C auflöst (der Sauerstoff diffundiert in das massive Niob). Möglicherweise behindert das Niobpentoxid die Bildung von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ , während Kupfer und metallisches Niob sie begünstigen. Erste Ergebnisse von sukzessiver Auger-Spektroskopie (durchgeführt von unseren Kollaborationspartnern am INFN Milano in Zusammenarbeit mit der Universität Modena) an  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten auf Substraten aus Kupfer, Niob und Edelstahl zeigen, daß sich zwischen (oxidbehaftetem) Niob und  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  eine scharfe Grenze ausbildet, während Kupfer und  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  ineinander diffundieren. Ob dieser Effekt bei oxidfreiem Niob ebenfalls auftritt, konnte noch nicht untersucht werden. Zur Klärung dieser Frage wäre es wünschenswert, den Kathodenstempel auch in dieser Kammer bis 600°C ausheizen zu können.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit dem veränderten Präparationsprozeß (geringere Kathodentemperatur) und unter Verwendung einer Kupfer-Zwischenschicht zuverlässig Photokathoden hoher Quantenausbeute produziert werden können, die für eine Untersuchung im Resonator geeignet sind. Die erreichbaren Lebensdauern ermöglichen uns, die Herstellung und Untersuchung in der Präparationskammer ohne Zeitdruck durchzuführen und die fertigen Schichten bei Bedarf auch einige Stunden zwischenzulagern, bevor sie im Resonator getestet werden. Wünschenswert wären noch die Präparation direkt auf Niob sowie die Herstellung wesentlich dünnerer Schichten, um die an der Kathode entstehende HF-Verlustleistung zu verringern.

### 4.4.3 Supraleitender Resonator

Die Halbzelle des Resonators ist aus Blech tiefgezogen und wurde uns von der TH Darmstadt zur Verfügung gestellt. Endplatte und Filterblock wurden aus Nioblöcken gedreht, die Filternut senkerodiert. All diese Komponenten wurden aus Niob hoher Wärmeleitfähigkeit (mit RRR 250) hergestellt. Strahlrohr und Kathodenstempel wurden aus Niobrohr bzw. -stab geringerer Qualität gedreht. Die fertigen Halbzeuge wurden bei uns zunächst chemisch gebeizt (etwa 50  $\mu\text{m}$  Abtrag) und zusammengesteckt gemessen. Dann wurde der Filter unter bestmöglicher Berücksichtigung des noch folgenden Schweißschumpfs auf den Resonator abgestimmt. Das Zusammenschweißen der Komponenten erfolgte im Rahmen der Kollaboration auf der Elektronenstrahl-Schweißanlage von CEBAF. Nach gründlicher Inspektion der Schweißnähte haben wir den Filter endgültig auf den Resonator abgestimmt und das ganze Teil abschließend chemisch gebeizt (etwa 20  $\mu\text{m}$  Abtrag).

Als Präparation vor dem ersten Test wurde der Resonator im UHV-Ofen bei 1.350°C mit Titan-Ummantelung geglüht. Dabei verdampfen zum einen alle Verunreinigungen auf der Oberfläche oder diffundieren ins massive Niob, so daß der Resonator nach dem Glühen theoretisch eine defektfreie Oberfläche hat [145]. Auch Titan verdampft bei dieser Temperatur bereits merklich; ein Teil des von der Ummantelung abdampfenden Titans schlägt sich dabei auf der Außenseite des Resonators nieder und gettert dort interstitielle Verunreinigungen (Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff), die bei dieser Temperatur im Niob frei beweglich sind. Dadurch wird das Niob selbst reiner und erreicht eine höhere Wärmeleitfähigkeit, so daß später eventuelle Defekte besser gekühlt werden können. Dabei waren die Öffnungen des Resonators mit Niobkappen abgedeckt, um die inneren Oberflächen gegen Titandampf zu schützen; diese Kappen durften allerdings nicht dicht schließen, damit der Innenraum noch effizient evakuiert werden konnte. Ein exzellentes Vakuum ist dort notwendig, da sonst Restgase in das Niob eindringen und dort neue interstitielle Verunreinigungen bilden können. Aus zwei Gründen wurde zwischen diesem Glühen mit Titanummantelung und dem ersten Test keine erneute chemische Präparation durchgeführt: Zum einen sollte die durch das Glühen erzeugte defektfreie Oberfläche erhalten bleiben, zum anderen bestand die Sorge, daß ein Oberflächenabtrag erneut die Abstimmung des Filters verschlechtern würde. Der Materialabtrag durch die Säure verändert die Frequenz von Filter und Resonator in unterschiedlicher Weise (im Filter ist die Frequenzverschiebung wesentlich stärker), so daß die zuvor erreichte Abstimmung wieder verloren geht. Die Montage des Resonators an das Kryostatsystem wurde so weit wie möglich unter Reinraumbedingungen durchgeführt. Eine vollständige Reinraummontage ist bei diesem Kryostateinsatz allerdings nicht möglich, da das Vakuumsystem des Resonators nicht abgesperrt werden kann; ein Transport zum Standort des Kryostaten mit offenen Vakuumrohren ist unvermeidlich.

Der erste Test (einschließlich Betrieb mit flüssigem Helium) des gesamten Systems wurde im Dezember 1991 durchgeführt. Der Resonator wies dabei eine enttäuschend geringe Schwingungsgüte auf: Bei 4,2 K betrug die unbelastete Güte  $1,5 \times 10^7$ , beim Abkühlen auf 1,9 K verbesserte sie sich nur unwesentlich auf etwa  $2,5 \times 10^7$ , erwartet hatten wir dagegen eine Güte von etwa  $5 \times 10^7$  bei 4,2 K mit einer Steigerung um bis zu zwei Größenordnungen nach 1,9 K. Wegen der geringen Güte konnten mit der verfügbaren HF-Leistung nur etwa 1,5 MV/m an der Kathode erzeugt werden, da auch die Kopplung noch nicht zufriedenstellend funktionierte (Tabelle 11). Bei diesen Feldstärken war noch keine Elektronenbelastung im Resonator (ohne  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Kathode) nachweisbar; allerdings zeigte die Güte deutliche sprunghafte Veränderungen während des Betriebs bei höheren Feldstärken.

Die geringe Resonatorgüte wurde zunächst auf Verunreinigungen der Resonatoroberfläche zurückgeführt, zumal bei der ersten Montage noch verschiedene Komplikationen aufgetreten waren, die zu Verunreinigungen hätten führen können. Deshalb wurde der Resonator

vor dem nächsten Test mit konzentrierter Salpetersäure gereinigt, aber nicht gebeizt (um die Filteranpassung nicht zu stören) und erneut im UHV-Ofen jetzt bei 850°C gegläht. Im nachfolgenden Test (Nr. 3; Test Nr. 2 mußte wegen Problemen am Koppler abgebrochen werden) war die Schwingungsgüte jedoch unvermindert schlecht. Die Werte stimmten so genau überein, daß wir davon ausgehen mußten, daß in beiden Fällen derselbe Verlustmechanismus wirksam war. Wir vermuteten deshalb, daß bei der Schichtgetterbehandlung etwas Titan in den Innenraum des Resonators gelangt war und nun auf der Oberfläche lagerte. Es ist bekannt, daß geringe Konzentrationen von Titan in der Nioboberfläche den Oberflächenwiderstand stark erhöhen, und daß dieses Titan nur durch einen Oberflächenabtrag von etwa 50 µm beseitigt werden kann.

Folglich wurde vor dem nächsten Test der Resonator chemisch gebeizt und etwa 40 µm der Oberfläche abgetragen. Dabei wurde eine stark gepufferte Säuremischung verwendet (BCP 1:1:4), um eine Überhitzung im Filterbereich (kleine Säurevolumina bei großen Oberflächen) zu vermeiden. Der Resonator wurde danach mit Reinstwasser gespült und möglichst staubfrei montiert, aber nicht erneut ausgeglüht. Tatsächlich betrug die Schwingungsgüte im nachfolgenden Test Nr. 4 bei 4,2 K zwischen  $3,6 \times 10^7$  und  $4,3 \times 10^7$ , also bereits nahe dem erwarteten Bereich, und beim Abkühlen auf 1,9 K stieg die Güte auf etwa  $7,5 \times 10^8$ . Allerdings konnte dieser Wert nach dem zweiten Helium-Füllen nicht reproduziert werden; bei 1,9 K erreichte die Güte nur noch  $4 \times 10^8$ , ohne daß sich zwischenzeitlich eine Photokathode im Resonator befand. Unter diesen Bedingungen konnten erstmals höhere Feldstärken im Resonator erzeugt werden. Dabei zeigte sich, daß ab etwa 1 MV/m (als Referenz gilt immer die Feldstärke am Ort der Kathode) der (unbeschichtete) Kathodenstempel normalleitend wurde und die Leerlaufgüte auf etwa  $2 \times 10^7$  begrenzte; im Pulsbetrieb war diese Grenze bis zu etwa 3,5 MV/m verschoben. Eine genauere Untersuchung zeigte, daß die thermische Ankopplung des Kathodenstempels an das Heliumbad viel zu schwach ist; eine Lösung dieses Problems erfordert allerdings umfangreiche konstruktive Änderungen an Stempel und Resonator. Mit Stempel war daher die Feldstärke auf etwa 9 MV/m (bei  $Q_0 = 2 \times 10^7$ ) begrenzt, ohne Stempel konnten dagegen bis 14 MV/m erreicht werden. Dabei trat ab etwa 10 MV/m starke Elektronenemission auf, die schließlich die Feldstärke begrenzte.

Weil der Verdacht bestand, daß die immer noch zu geringe Güte nach wie vor durch Titanreste verursacht werde, wurden vor dem nächsten Test erneut 20 µm Nioboberfläche chemisch abgetragen. Danach war allerdings eine neue Anpassung der Filterfrequenz erforderlich. Schließlich wurde der Resonator noch einmal kurz chemisch gebeizt, mit Reinstwasser gespült und möglichst staubfrei montiert. Im Test Nr. 5 konnten allerdings nur Güten von  $3 \times 10^7$  bei 4,2 K und  $10^8$  bis  $1,7 \times 10^8$  bei 1,9 K erreicht werden; Titan konnte nicht mehr die Ursache für diese begrenzten Gütewerte sein. Wir vermuten zur Zeit, daß adsorbierte Gase an der Oberfläche die Resonatorgüte begrenzen. Diese Hypothese wird unter anderem dadurch gestützt, daß das Vakuum im Strahlbereich vor dem Abkühlen in der Regel sehr mäßig war: An der Pumpe wurden etwa  $10^{-7}$  mbar gemessen, was bis zu  $10^{-5}$  mbar im Resonator möglich erscheinen läßt. Weil Ausheizen nicht ohne weiteres möglich ist, hilft hier vorerst nur langes Evakuieren. Dennoch konnten auch in diesem Test Feldstärken bis 12 MV/m erreicht werden, wobei wieder starke Elektronenemission auftrat.

In den ersten drei Tests war die Feldstärke im Resonator durch technische Probleme begrenzt, die sehr geringen Werte  $E_C^{\max}$  sind daher ohne Interesse. In den Tests Nr. 4 und 5 trat bereits bei Feldstärken unter 10 MV/m Elektronenströme im Resonator auf, die schließlich auch die Feldstärke begrenzen. Die Ströme waren sowohl als Abfall in der Gütekurve (electron loading) als auch als extrahierter Strom nachweisbar. Wie durch das installierte Teleskop zu beobachten war, traten gleichzeitig zwei bis drei hell leuchtende Punkte auf der Resonatorrückwand, am Rand der Bohrung für den Kathodenstempel, auf. Eine diffuse Reflexion wies auf weitere Leuchtpunkte, vermutlich an der Irisblende, hin. Die Größe der Leuchtpunkte war

mit dem Teleskop nicht auflösbar, sie müssen demnach kleiner als 0,1 mm gewesen sein. Das Spektrum des Lichts war, soweit beobachtbar, kontinuierlich und wies auf thermisches, nicht auf Plasmaleuchten hin. Die Leuchtpunkte konnten zwar nicht eindeutig mit Stellen der Elektronenemission identifiziert werden, sie traten jedoch ausschließlich an Orten hoher elektrischer Feldstärke auf, und ihre Helligkeit war mit der Stärke des extrahierten Stroms korreliert. Zumindest muß an diesen Punkten thermische Emission stattgefunden haben; nach ihrer Leuchtfarbe muß ihre Temperatur weit über 1.000°C gelegen haben. Bei höheren Feldstärken trat gleichzeitig in einem ringförmigen, aber nicht scharf abgegrenzten Bereich um die Kathode ein diffuses violettes Leuchten auf. Dieses Leuchten konnte entlang der Strahlachse nicht lokalisiert werden; es kann genausogut nahe der Kathode wie nahe dem Sichtfenster entstanden sein.

Test Nr.	Präparation	$Q_0$ (4,2 K)	$Q_0$ (1,9 K)	$E_C^{\text{Onset}}$ [MV/m]	$E_C^{\text{max}}$ [MV/m]	$I_e^{\text{max}}$ [nA]
1	Nach Schweißen: Filteranpassung, chem. Beize 20 µm, UHV-Glühen bei 1350°C mit Titan	$1,5 \times 10^7$	$2,5 \times 10^7$	-	1,5	-
2	Reinigung mit HNO <sub>3</sub> , UHV-Glühen bei 850°C	Probleme am HF-Koppler; Test abgebrochen				
3	Keine Neupräparation; Resonator blieb montiert	$1,5 \times 10^7$	$2,5 \times 10^7$	-	4,2	-
4	Chem. Beize (BCP 1:1:4) 40 µm, Reinstwasser-Spülung	$4,2 \times 10^7$	$7,5 \times 10^8$	10	14	2.300
5	Chem. Beize 20 µm, Filteranpassung, chem. Beize 5 µm, Reinstwasser-Spülung	$3,3 \times 10^7$	$1,7 \times 10^8$	8	12	96

Tabelle 11 Präparationen und Anfangswerte des Resonators bei den verschiedenen Tests

Wir diskutieren zur Zeit zwei mögliche Modelle zur Erklärung der Leuchtpunkte: Das erste Modell nimmt an, daß sich an diesen Orten Defekte befinden, an denen zunächst durch geometrische Feldüberhöhung Feldemission im HF-Feld auftritt [124][138]. Diese schlecht gekühlten Bereiche werden durch den fließenden Feldemissionsstrom resistiv aufgeheizt, bis ein Gleichgewicht mit der Strahlungskühlung erreicht ist. Der resultierende Strom entstammt einer kombinierten Feld- und Thermoemission und wird durch die sich ausbildende Raumladung begrenzt. Dieses Modell favorisiert sehr kleine Defekte, da Feldüberhöhung und Widerstand mit kleiner werdenden Abmessungen steigen. Das andere Modell geht von ebenfalls schlecht gekühlten, aber dielektrischen Defekten aus, die durch die hohen elektrischen Feldstärken aufgeheizt werden. Bei ausreichender Temperatur tritt Thermoemission auf, und der dabei emittierte Strom wird extrahiert. Dieser Effekt begünstigt allerdings größere Defekte, da die Strahlungskühlung mit steigendem Radius abnimmt. Für das diffuse violette Leuchten haben wir bisher keine zufriedenstellende Erklärung; möglicherweise wird es von einem Plasma emittiert, das durch auf die Wand des Innenrohrs treffende Elektronen erzeugt wird.

## 4.5 Testergebnisse

Seit der Inbetriebnahme des Systems im Dezember 1991 konnten bisher sechs Photokathoden-Schichten in den Resonator eingebracht und dort gemessen werden. Dabei wurde in der Regel nach folgendem Schema verfahren: Zunächst wurde der Resonator ohne Photokathoden-Schicht (mit unbeschichtetem oder zurückgezogenem Kathodenstempel) charakterisiert. Dann wurde in der Präparationskammer eine  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht auf den Kathodenstempel aufgebracht und dort ihre Quantenausbeute bestimmt. Anschließend wurde die Schicht so schnell wie möglich in den Resonator transferiert und dort unter verschiedensten Betriebsbedingungen gemessen. Abschließend wurde die Schicht in die Präparationskammer zurücktransferiert und dort noch einmal ihre Quantenausbeute bestimmt. Parallel dazu wurde der Resonator noch einmal leer gemessen, um Kontaminationen durch die Schicht zu überprüfen. Auf diese Weise konnte bereits eine Reihe interessanter Resultate zusammengetragen werden, obwohl das Testsystem noch verschiedene Mängel aufwies. Insbesondere war der Betrieb der Photokathoden im Resonator stets mit Elektronenbombardement verbunden, da bisher nur der kontinuierlich emittierende Laser zur Verfügung stand.

Bereits im Test Nr. 1 konnte erstmals eine Photokathoden-Schicht aus  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  in den Resonator eingebracht und dort betrieben werden. Aufgrund der geringen Resonatorgüte und Problemen mit der Kopplung konnte diese jedoch nur bis 0,3 MV/m (zum Schluß der Messungen bis 0,5 MV/m) zuverlässig betrieben werden. Darüber hinaus war diese Schicht von geringer Quantenausbeute (etwa 0,5%) und bereits während der Messung sehr unstabil. Daher sind die dort gewonnenen Werte nur noch von geringem Interesse. In den Tests Nr. 4 und Nr. 5 konnten dagegen zwei bzw. drei gute Photokathoden-Schichten in den Resonator transferiert und dort gemessen werden. Dabei wurden alle Messungen mit einer Vorspannung von +150 V auf dem als Anode dienenden Hauptkoppler vorgenommen. Obwohl dieses Gleichfeld nur äußerst geringe Streuung in das Innere des Resonators hat, war ohne diese Vorspannung der extrahierte Strom wesentlich geringer. Vermutlich bewirkt die Vorspannung, daß die in das Strahlrohr austretenden Elektronen auf den Koppler treffen, anstatt durch ihre Raumladung zur Außenwand zu driften. Man muß dabei bedenken, daß erst bei 0,6 MV/m Feld an der Kathode die extrahierten Elektronen eine Energie von 150 eV besitzen.

### 4.5.1 Verhalten der Photokathoden im supraleitenden Resonator

Die photoelektrische Charakterisierung einer Schicht im Resonator erfolgte in der Regel durch die Aufnahme einer kompletten  $I_p(E_C)$ -Kennlinie. Dabei wurde der bei Beleuchtung extrahierte Strom  $I_p$ , von sehr kleinen Feldstärken  $E_C < 0,1$  MV/m bis zum Einsetzen von Feldemission (oder rückwärts) gemessen. Wegen des großen Anteils der Sekundäremission reichen einzelne Messungen des extrahierten Stroms bei einer festen Feldstärke nicht zur Charakterisierung der Schicht aus. Die aufgenommenen Kurvenformen stimmten in allen Fällen mit den Voraussagen der Simulationsrechnungen (unter Einschluß der Sekundärelektronen-Emission) überein; aus ihnen konnte dann neben der Quantenausbeute  $\eta_Q^{\text{HF}}$  auch der Sekundäremissionskoeffizient  $\delta_{\text{max}}$  und die zugehörige Energie  $E_{\text{kin}}^{\text{peak}}$  bestimmt werden. Ein typisches Beispiel für eine solche Meßkurve, ihre Übereinstimmung mit Simulationsrechnungen und ihre Parametrisierung zeigt Abbildung 29. Der steile Abfall des extrahierten Stroms unterhalb von 0,1 MV/m ist auf die sinkende Extraktionseffizienz bei kleinen Feldstärken zurückzuführen.

Die Messung einer  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht im Resonator umfaßte in der Regel einer Kennlinie zu Beginn sowie weitere nach verschiedenen Betriebszuständen (siehe Tabelle 12). So konnte die Änderung der Parameter dieser Schicht unter den einzelnen Betriebsbedingungen untersucht werden. Es zeigte sich, daß die Parameter der Photo- und auch der Sekundäremission tatsächlich starken Änderungen unterworfen waren. Die Ursachen dieser Änderungen lassen

sich dabei in zwei Gruppen einteilen: Zum einen der Betrieb der Schichten unter Photo- oder Feldemission im Resonator, zum anderen der Transfer der Schichten sowie das Nachfüllen von Helium in den Kryostaten.

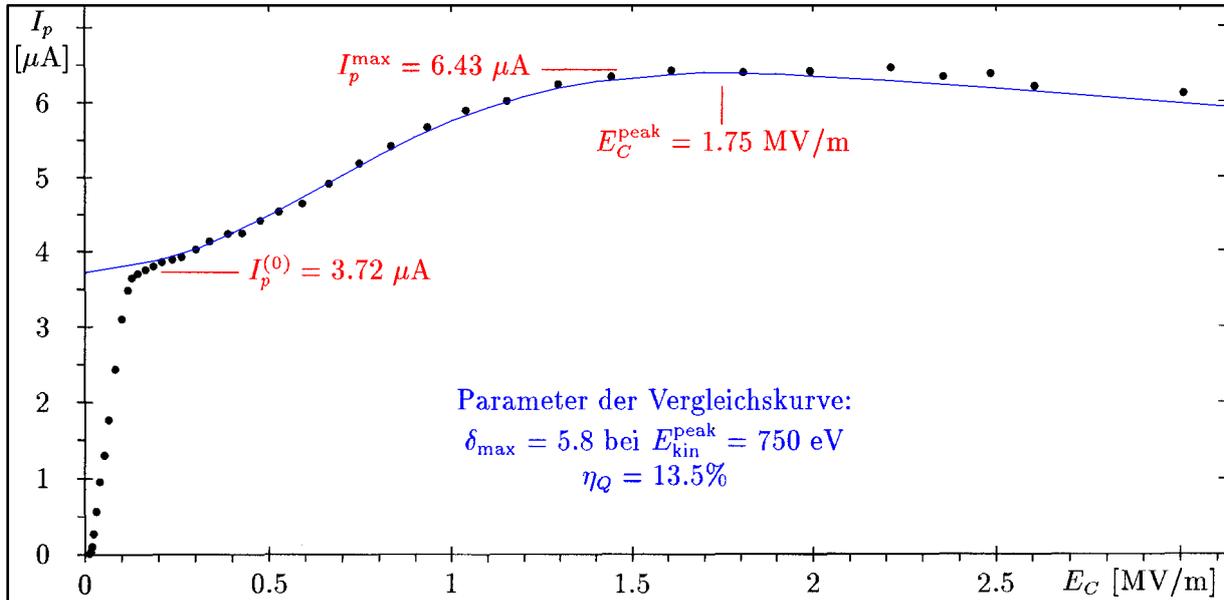


Abbildung 29  $I_p(E_C)$ -Kennlinie einer  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht: Meßkurve, Simulationsrechnung und Parametrisierung anhand der Messung Nr. 5/15

Bei den in den Resonator eingebrachten Schichten wurden auf diese Weise Quantenausbeuten zwischen 0,5% und 13,5% bei einer Wellenlänge von 543 nm gemessen. Der statistische Fehler dieser Messungen liegt, abhängig von der Qualität der Kennlinie, zwischen 10% und 20% des Meßwerts; Hauptfehlerquelle ist dabei die Extrapolation  $I_p^{(0)}$  der Kennlinie zu verschwindender Feldstärke. Bisher ungeklärt ist, warum die an den einzelnen Schichten zu Anfang und zum Ende gemessenen Werte von  $\eta_Q^{\text{HF}}$  nicht mit den vorher bzw. nachher in der Präparationskammer gemessenen Werten  $\eta_Q^{\text{DC}}$  übereinstimmen; sie weisen Abweichungen bis zu einem Faktor zwei auf. Dabei fällt auf, daß bei allen Schichten der Quotient  $\eta_Q^{\text{HF}}/\eta_Q^{\text{DC}}$  bei Hin- und Rücktransfer etwa gleich ist, nicht jedoch bei verschiedenen Schichten innerhalb eines Tests (vergleiche Tabelle 12). Diese Systematik läßt sich mit Veränderungen der Schicht während des Transfers nicht mehr erklären; sie weist entweder auf einen starken systematischen Fehler in einer unserer Meßmethoden hin oder auf eine Temperaturabhängigkeit der Quantenausbeute, deren Vorzeichen von den Eigenschaften der Schicht abhängt. Tatsächlich erwarten wir nur eine geringfügige Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Temperatur, weil wir deutlich oberhalb der Grenzenergie von 2,05 eV arbeiten [67]. Hilfreich zur Kontrolle eines eventuellen systematischen Meßfehlers wäre eine Messung der Quantenausbeute mit Gleichfeld-Extraktion direkt im Resonator. Hierzu muß das zur Absaugung dienende Innenrohr bis in den Resonator ragen, was in Kürze dank eines größeren Verschiebewegs möglich sein wird.

Vorbehandlung / Parameter des Dauerbetriebs					Parameter der Photokathode			
Betr.- Art*	$E_C$ [MV/m]	$I_e$ [ $\mu$ A]	$T$ [s]	$W_C$ [J]	Messung $I_p(E_C)$	$\eta_Q^{HF}$ (543 nm)	$\delta_{max}$	$E_k^{peak}$ [eV]
<b>Schicht 1-1</b> präpariert: $\eta_Q^{DC}=0,32\%$ ; Transfer					1/lb	0,72%	n.b.	n.b.
<b>Schicht 4-1</b> präpariert: $\eta_Q^{DC}=1,35\%$ ; Transfer					4/1a	2,6%	7,5	400
PE	2,0	2	300	1,2				
Messung der Feldemission bis 4,6 MV/m								
Betrieb mit zurückgezogener Kathode								
Nachfüllen von Helium					4/1b	2,0%	6,5	$\cong 600$
PE	1,9	0,97	600	1,0				
FE	5,0	40	1.200	600				
Rücktransfer: $\eta_Q^{DC}=0,9\%$								
<b>Schicht 4-2</b> präpariert: $\eta_Q^{DC}=0,65\%$ ; Transfer					4/2a	1,1%	( $\cong 2$ )	$\cong 400$
Messung der Feldemission bis 5,5 MV/m					4/2b**	1,4%	$\cong 8$	n.b.
Helium nachfüllen					4/3a**	0,85%	$\cong 9$	$\cong 550$
PE	2,6	0,47 $\rightarrow$ 0,555	600	1,0				
FE	6,7 $\rightarrow$ 4,3	40 $\rightarrow$ 0,8	300	10				
PE	3,0 $\rightarrow$ 2,6	0,48 $\rightarrow$ 0,6	600	1,3	4/3b**	1,2%	7,5	$\cong 550$
Betrieb mit zurückgezogener Kathode								
Rücktransfer: $\eta_Q^{DC}=0,36\%$								
<b>Schicht 5-1</b> präpariert: $\eta_Q^{DC}=2,7\%$ ; Transfer					5/1	1,3%		n.b.
PE	2,7 $\rightarrow$ 2,5	0,425 $\rightarrow$ 0,93	1800	5	5/2	2,0%	$\cong 11$	n.b.
Helium nachfüllen					5/3	2,2%	7	600
PE	5,0 $\rightarrow$ 3,8	0,69 $\rightarrow$ 0,81	600	5	5/4	1,3%	12,5	800
FE	5,6	1,2 $\rightarrow$ 0,03	300	1				
PE	6,0 $\rightarrow$ 4,7	0,36 $\rightarrow$ 0,27	600	3	5/5	0,65%	12	750
Rücktransfer; $\eta_Q^{DC}=2,3\%$								
<b>Schicht 5-2</b> präpariert: $\eta_Q^{DC}=3,9\%$ ; Transfer					5/6a	4,4%	(14)	(360)
Rückwärts-Messung					5/6b	5,8%	8,5	n.b.
PE	1,25	3,5 $\rightarrow$ 2,5	1.200	3	5/7	4,4%	9	$\cong 400$
Messung der Feldemission bis 5,3 MV/m					5/8	4,4%	8	400
PE	2,5	2,2	600	4,1	5/9	4%	9	450
Helium nachfüllen					5/10	1,75%	(11)	n.b.
PE	3,0	1,2 $\rightarrow$ 1,67	900	6	5/11	3,5%	7,5	500
FE	6,7 $\rightarrow$ 5,9	160	600	2.000	5/12	0,55%	6	350
PE	2,25	0,3	300	0,2	5/13	0,65%	6,2	400
Rücktransfer: $\eta_Q^{DC}=0,4\%$								
<b>Schicht 5-3</b> präpariert: $\eta_Q^{DC}=4,65\%$ ; Transfer					5/14	9%	(15)	n.b.
Wiederholung der Messung					5/15	13,5%	5,8	700
PE	0,7 $\rightarrow$ 0,5	4 $\rightarrow$ 3	300	0,25	5/16	9,1%	$\cong 8$	n.b.
Rücktransfer: $\eta_Q^{DC}=4,8\%$								

\* FE: Betrieb mit Feldemission; PE: Betrieb mit Photoemission

\*\* Kennlinie weist eine Überhöhung mit Spitze bei 1.0 MV/m auf; siehe Text auf Seite 78

Tabelle 12 Parameter der Photo- und Sekundäremission bei den im Resonator gemessenen Cs<sub>3</sub>Sb-Schichten in Abhängigkeit ihrer Betriebsbedingungen

Die im HF-Feld gemessenen Sekundäremissionskoeffizienten  $\delta_{\max}$  liegen zwischen 6 und 12 und damit bis zu einem Faktor zwei höher als die in der Literatur berichteten, im Gleichfeld gemessenen Werte. Erstaunlicherweise zeigen sie keine Korrelation mit den gleichzeitig gemessenen Quantenausbeuten. Ein systematischer Meßfehler ist hier aber recht unwahrscheinlich, da das Ergebnis sich als Quotient zweier Meßwerte ergibt und somit nur auf Relativmessungen beruht. Der relative Fehler dieser Messungen liegt ebenfalls zwischen 10% und 20%, ebenfalls verursacht durch die Extrapolation  $I_p^{(0)}$  der Kennlinie; der Scheitelwert  $I_p^{\max}$  des Extraktionsstroms läßt sich verhältnismäßig genau bestimmen. Die zum maximalen Koeffizienten korrelierte kinetische Energie  $E_{\text{kin}}^{\text{peak}}$  liegt bei unseren Messungen zwischen 400 eV und 800 eV in guter Übereinstimmung mit den Literaturwerten. Aufgrund des flachen Verlaufs der Kennlinie ist die Bestimmung von  $E_{\text{kin}}^{\text{peak}}$  allerdings stark fehlerbehaftet. Der relative Fehler unserer Messungen liegt zwischen 25% und 50%; in vielen Fällen war die Bestimmung von  $E_{\text{kin}}^{\text{peak}}$  überhaupt nicht möglich.

Beim Betrieb der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Photokathoden wurden Änderungen der Quantenausbeute und auch des Sekundäremissionskoeffizienten in beide Richtungen beobachtet, die offenbar vom emittierten Strom und von der Feldstärke an der Kathode sowie vom augenblicklichen Zustand der Kathode abhingen. Dabei handelt es sich wohl nicht um einen durch die Emission selbst verursachten Effekt (der nur vom Strom und nicht von der Feldstärke abhängen sollte), sondern um einen Effekt der auf die Kathode zurückbeschleunigten Elektronen. Solche Effekte wurden bereits früher an  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Photokathoden festgestellt [83]; ihr Auftreten überrascht daher nicht. Ein zusätzlicher, durch die Emission bedingter Effekt kann allerdings bisher nicht ausgeschlossen werden; dazu wäre der Betrieb mit einem synchronisiert gepulsten Laser erforderlich. Um Änderungen der Schicht bereits während der Aufnahme der  $I_p(E_C)$ -Kurve zu unterdrücken, wurden diese Messungen so weit wie möglich mit gepulster HF-Leistung durchgeführt; der Laser wurde jeweils nur kurz eingeschaltet. Dennoch trat dieser Effekt, vor allem bei frischen Schichten, manchmal auf, was vor allem zu falschen Werten von  $\delta_{\max}$  führte; diese Werte sind in der Tabelle 12 in Klammern gesetzt.

Als Parameter des Dauerbetriebs sind in Tabelle 12 die Feldstärke  $E_C$ , der Emissionsstrom  $I_e$ , die Betriebsdauer  $t$  und die durch rückbeschleunigte Elektronen auf der Kathode deponierte Energie  $W_C$  aufgelistet. Die bisherigen Messungen legen nahe, daß sich die neu präparierten Schichten zunächst leicht und mit wenig Energie der auftreffenden Elektronen verändern lassen, sich dann aber stabilisieren und immer größere Energien für weitere Veränderungen erfordern. Ob dabei lediglich die Leistungsdichte oder auch das Energiespektrum der zurückbeschleunigten Elektronen von Bedeutung ist, läßt sich anhand der bisherigen Messungen noch nicht entscheiden. Die Quantenausbeute änderte sich während des Betriebs in beide Richtungen; wir konnten sowohl einen Anstieg um den Faktor zwei als auch einen Abfall um den Faktor zehn beobachten. Auch für diesen Aspekt konnte bisher noch keine Systematik gefunden werden; hier sind weitere Messungen erforderlich, um eine bessere Datenbasis zur Verfügung zu haben. Teilweise traten beide Effekte sogar während einer Messung auf, wie in Abbildung 30 zu sehen ist. Bei dieser Messung sind allerdings Photo- und Sekundäremission nicht getrennt; möglicherweise wird daher der Anstieg durch die Sekundäremission und der Abfall durch die Photoemission verursacht. Die Sekundäremission ist in der Regel stabiler und ändert sich weit weniger als die Photoemission, aber auch hier sind bereits Änderungen in beide Richtungen beobachtet worden.

Die Änderungen der Parameter von Photo- und Sekundäremission während des Transfers zwischen Resonator und Präparationskammer sowie beim Nachfüllen von Helium sind mit Sicherheit auf Reaktionen der Schicht mit Restgaskomponenten zurückzuführen. Das beim Transfer benutzte Vakuumrohr befindet sich zum Teil auf Raumtemperatur, kann aber wegen seines Verlaufs im Kryostat nicht ausgeheizt werden und bietet daher wesentlich schlechtere Vakuumbedingungen als Resonator oder Präparationskammer. Beim Nachfüllen von flüssi-

gem Helium strömt – bedingt durch das Hebersystem – zunächst eine geringe Menge warmes Heliumgas in den Kryostat. Dieses erwärmt den nicht mehr mit flüssigem Helium bedeckten Resonator, wodurch die an seiner Innenwand ausgefrorenen Gase zum Teil freigesetzt werden. In der Regel führt diese Reaktion zu einer deutlichen Verschlechterung von Quantenausbeute und Sekundäremissionskoeffizient; in einem Fall konnte allerdings auch eine leichte Steigerung der Quantenausbeute beobachtet werden. Interessant ist, daß  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten nach einer Beeinflussung durch Restgaskomponenten wieder empfindlicher auf Elektronenbombardement reagieren.

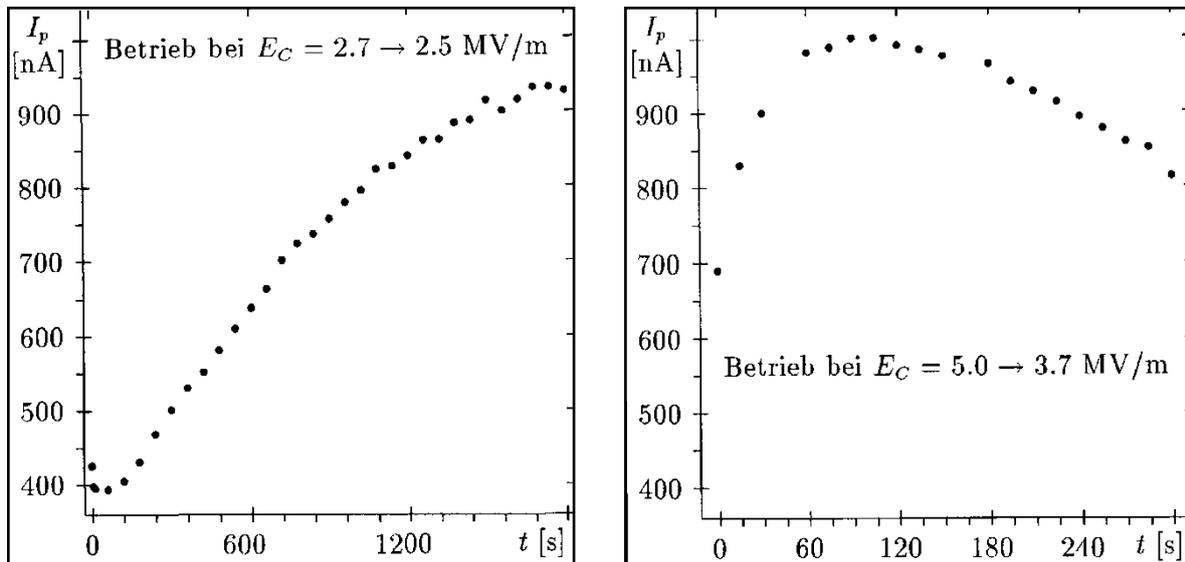


Abbildung 30 Variation des Extraktionsstroms während des Betriebs anhand der Dauermessungen  $I_p(t)$  Nr. 5/1 und Nr. 5/2

Abweichend von allen anderen Schichten tritt bei der Schicht Nr. 4-2 in den  $I_p(E_C)$ -Kennlinien den üblichen Verlauf überlagernd eine Spitze bei etwa 1,0 MV/m auf. Nach dem Transfer zeigt die frische Schicht zunächst den üblichen Kennlinienverlauf; die Spitze tritt erstmals nach einem Betrieb bei hohen Feldstärken mit Feldemission auf. Sie besteht in einer Erhöhung des extrahierten Stroms gegenüber dem nach dem üblichen Verlauf erwarteten Wert zwischen 0,5 und 1,5 MV/m; im Maximum bei 1,0 MV/m ist die Kurve mindestens vierfach überhöht. Nach dem anschließenden Helium-Füllen ist die Spitze nur noch zwischen 0,8 und 1,2 MV/m erkennbar. Die Überhöhung im Maximum beträgt nur noch etwa 20%, das Maximum liegt aber nach wie vor bei 1,0 MV/m. Nach einem erneuten Dauerbetrieb mit Photo- und Feldemission ist die Spitze wieder höher, aber nicht breiter geworden: Das Maximum liegt nach wie vor bei 1,0 MV/m und weist eine mindestens zweifache Überhöhung auf (Abbildung 31). Dieser eigentümliche Verlauf ist mit unseren eindimensionalen Simulationsrechnungen nicht erklärbar. Wir nehmen an, daß es sich um resonante Sekundärelektronen-Emission am Rand der Kathode handelt. Dieser Mechanismus würde auch die unveränderliche Position des Maximums bei 1,0 MV/m erklären, die dann durch die geometrische Resonanzbedingung festgelegt ist. Die unterschiedliche Höhe der Spitze weist auf unterschiedliche Sekundäremissionskoeffizienten an der Stelle der resonanten Emission hin.

#### 4.5.2 HF-Eigenschaften der Photokathoden-Schichten

Alle in den Resonator eingebrachten  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten haben dessen Schwingungsgüte trotz ihres geringen Oberflächenanteils deutlich reduziert. Der in Tabelle 13 angegebene Gütefaktor  $Q_C$  ist die Schwingungsgüte des Resonators mit Photokathoden-Schicht, reduziert um die Güte des leeren Resonators. Die großen HF-Verluste können mit einem rein magnetischen Verlustmechanismus (Oberflächenströme zur Abschirmung des HF-Magnetfelds) nicht erklärt

werden, zumal das magnetische Feld am Ort der Kathode sehr gering ist: Rechnet man die Gütefaktoren mit einem Geometriefaktor  $G_C = 8 \text{ M}\Omega$  in Oberflächenwiderstände um, so liegen diese für alle Schichten bei etwa  $1 \Omega$ . Daraus folgt eine Eindringtiefe des Feldes von  $100 \mu\text{m}$ , während die  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten nur etwa  $500 \text{ nm}$  dick sind: Das HF-Feld durchdringt demnach die Schichten fast ungeschwächt und wird erst von dem darunterliegenden Substrat abgeschirmt. Die Verlustleistung ist dielektrischer Natur und entsteht durch die vom normalen elektrischen Feld  $E_C$  induzierten Ströme  $j = \sigma E_C$  im Volumen der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht. Bei Vernachlässigung der Abschirmung des Felds durch die Oberflächenladung auf der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht ( $\sigma \ll \omega\epsilon$ ) kann die Leitfähigkeit der Schicht anhand der Formel

$$(19) \quad \sigma = 2\omega \left( \frac{E_C^2}{W} \cdot A_C d_C \cdot Q_C \right)^{-1}$$

ermittelt werden. Tatsächlich ergibt sich für alle Schichten mit einer Quantenausbeute über 2% mit erstaunlicher Übereinstimmung die gleiche Leitfähigkeit  $\sigma = 0,045 \text{ A/Vm}$ ; lediglich die Schichten Nr. 1-1 und 4-2, die auch eine geringe Quantenausbeute aufweisen, weichen davon ab. Der Absolutwert der Leitfähigkeit ist verständlich angesichts der Tatsache, daß es sich hier um einen Halbleiter bei sehr tiefer Temperatur handelt; für Raumtemperatur wurden bei  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  Werte um  $6 \text{ A/Vm}$  berichtet [93]

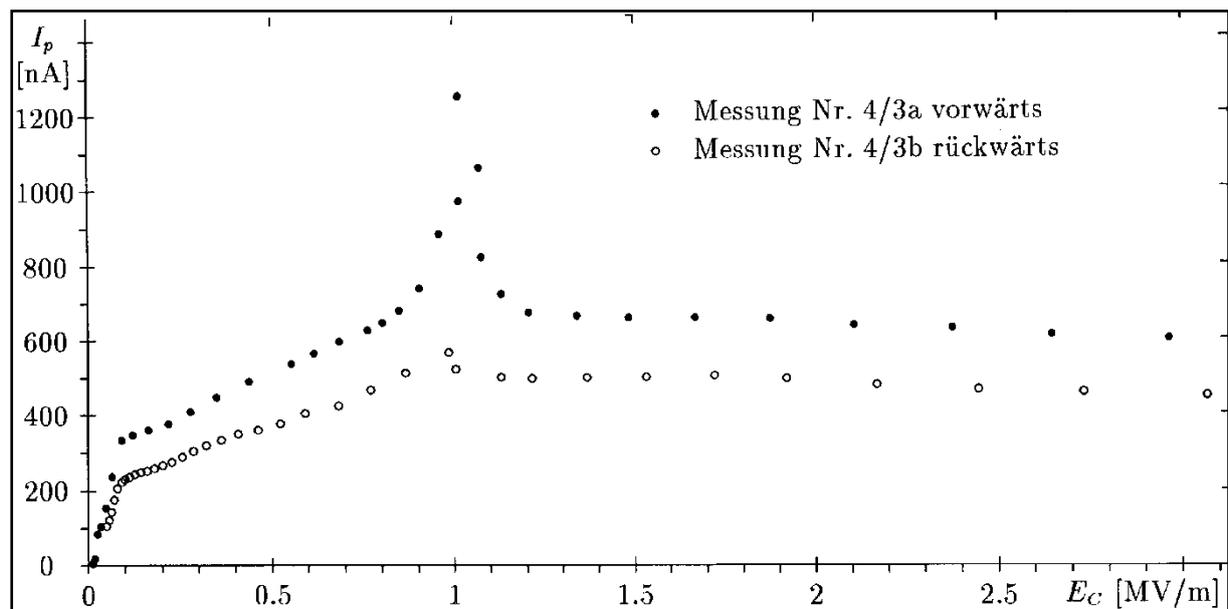


Abbildung 31 Verlauf der  $I_p(E_C)$ -Kennlinie bei Schicht Nr. 4-2 mit der Spitze bei  $1,0 \text{ MV/m}$ ; Messung Nr. 4/3

Die starken HF-Verluste an der Kathode sind für einen regulären Injektorbetrieb störend, weil sie eine leistungsfähige Kühlung der Kathode verlangen; eine Reduzierung der HF-Verluste wäre daher wünschenswert. Die Möglichkeiten, die Leitfähigkeit des Materials zu verändern, scheinen sehr gering, da die Optimierung bezüglich der Quantenausbeute allein bereits ausreichend kompliziert ist. Die Daten geben auch bisher keinen Hinweis darauf, daß unter bestimmten Bedingungen die Leitfähigkeit variiert. Außerdem würde eine noch geringere Leitfähigkeit zu Schwierigkeiten bei der Extraktion hoher Stromdichten führen, weil dann bereits über der Kathodenschicht ein erheblicher Spannungsabfall entsteht. Der einfachste Weg scheint deshalb die Reduzierung der Schichtdicke zu sein. Wie bereits in der anderen Kammer demonstriert, sollte es mit einem verbesserten Präparationsverfahren möglich sein,  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten hoher Quantenausbeute mit einer um den Faktor zehn bis zwanzig reduzierten Dicke herzustellen. Diese Reduktion der Dicke würde sich linear in einer Reduktion der Verlustleistung auswirken. Bei Schichten direkt auf Niob mit Schichtdicken im Bereich der

Korrelationslänge von Niob (35 nm) besteht außerdem die Chance, durch Proximity-Effekt Supraleitung in der Photokathodenschicht zu induzieren und das HF-Feld bereits in der Schicht abzuschirmen.

Die Cs<sub>3</sub>Sb-Schichten erzeugten im Resonator bereits bei geringen Feldstärken von 2 bis 5 MV/m Dunkelströme. Ursache hierfür ist die geringe Austrittsarbeit der Photokathoden; die Tendenz der Alkaliantimonide zur Feldemission ist bekannt [31][66]. Dabei handelte es sich – im Vergleich zu den in Kapitel 4.4.3 geschilderten Erscheinungen an Niob – anscheinend um reine Feldemission; trotz hoher extrahierter Ströme (bis 200 µA) war meist keine Leuchterscheinung zu sehen. Das Verhalten dieser Emissionen entspricht allerdings dem bekannten Verhalten von Emittoren in Niobresonatoren [149]: Beim ersten Hochfahren der Feldstärke ist der extrahierte Feldemissionsstrom  $I_m$  sehr instabil. Die Kennlinie zeigt meist in Abschnitten näherungsweise Fowler-Nordheim-Verlauf, die durch Abbrüche voneinander getrennt sind (Abbildung 32). Offenbar werden Emittoren durch die Emission verändert und verschwinden dann bei einer bestimmten Feldstärke ganz (Processing). Nach Erreichen der Maximalfeldstärke zeigt sich beim Rückwärtsmessen in der Regel eine ungestörte Fowler-Nordheim-Kennlinie; die jetzt noch aktiven Emittoren sind gegen die herrschende Feldstärke stabil. Bei erneutem Hochfahren der Feldstärke kann dieser Verlauf reproduziert werden, und auch durch Dauerbetrieb bei maximaler Feldstärke werden die Emittoren kaum verändert. In einzelnen Fällen führte die Veränderung der Emittoren auch zu einer Verstärkung der Feldemission.

Schicht Nr.	Substrat	Sb-Menge [µg/cm <sup>2</sup> ]	Cs <sub>3</sub> Sb-Dicke $d_c$ [nm]	Gütefaktor $Q_C$ [10 <sup>6</sup> ]	Widerstand* $R_S$ [Ω]	Spez. Leitf. $\sigma$ [mA/Vm]
1-1	Niob	60 ± 6	540 ± 54	5,8 ± 0,9	1,38 ± 0,22	70 ± 14
4-1	Cu (dünn)	80 ± 8	720 ± 72	7,1 ± 1,0	1,13 ± 0,16	42 ± 6
4-2		93 ± 9	840 ± 84	13,8 ± 2,4	0,58 ± 0,10	18 ± 4
5-1	Kupfer	33 ± 3	300 ± 30	14,3 ± 2,6	0,56 ± 0,10	51 ± 10
5-2		47 ± 5	420 ± 42	12,5 ± 1,8	0,64 ± 0,09	42 ± 7
5-3		80 ± 8	720 ± 72	6,8 ± 0,2	1,18 ± 0,04	45 ± 5

\* Scheinbarer Oberflächenwiderstand, berechnet mit dem magnetischen Geometriefaktor  $G_C$

Tabelle 13 Schichtdicke und HF-Verlustleistung der in den Resonator eingebrachten Cs<sub>3</sub>Sb-Photokathoden

An die gemessenen Kennlinien wurde durch lineare Regression eine Kurve der Form

$$(20) \quad I_f [A] = 28,32 \frac{A_{FE} [m^2] (\beta E_C [V/m])^{3/2}}{(\Phi [eV])^{8/3}} \cdot \exp\left(-6,833 \cdot 10^9 \frac{(\Phi [eV])^{3/2}}{\beta E_C [V/m]}\right)$$

angepaßt, die näherungsweise dem theoretischen Verlauf nach Fowler und Nordheim entspricht [121]. Die Übereinstimmung dieser Kurve mit den Meßwerten war in den meisten Fällen sehr gut. Als Parameter erhält man den Feldüberhöhungsfaktor  $\beta$  am Emittor und die Emissionsfläche  $A_{FE}$ . In Tabelle 14 wurde zusätzlich die Feldstärke  $E_C$  angegeben, bei der der Emissionsstrom 1 nA betrug, weil unsere Nachweisgrenze für extrahierte Ströme bei 1 nA lag. Zur Berechnung des Feldüberhöhungsfaktors  $\beta$  haben wir eine Austrittsarbeit von 2,05 eV angesetzt. Die ermittelten Werte liegen zwischen 150 und über 1.000 und sind damit noch höher als bei Nioboberflächen. Wie aus der Tabelle ersichtlich führt der Betrieb bei hohen Feldstärken meist zu einer Reduzierung des Überhöhungsfaktors und zu einer höheren Einsatzfeldstärke  $E_C$  (1 nA). Der Betrieb bei geringeren Feldstärken und auch die Reaktion mit Restgaskomponenten, die beide starken Einfluß auf die photoelektrischen Eigenschaften hatten, beeinflussten die Feldemission der Schichten dagegen nicht. Entweder lassen die die Quantenausbeute verändernden Prozesse die Austrittsarbeit von Cs<sub>3</sub>Sb unverändert, oder die

Feldemitter sind gar nicht aus  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ . Aus den Ausgleichskurven lassen sich lediglich die Parameter  $\beta/\Phi^{3/2}$  und  $A_{\text{FE}}/\Phi^{8/3}$  ableiten, nicht aber die Austrittsarbeit  $\Phi$  selbst.

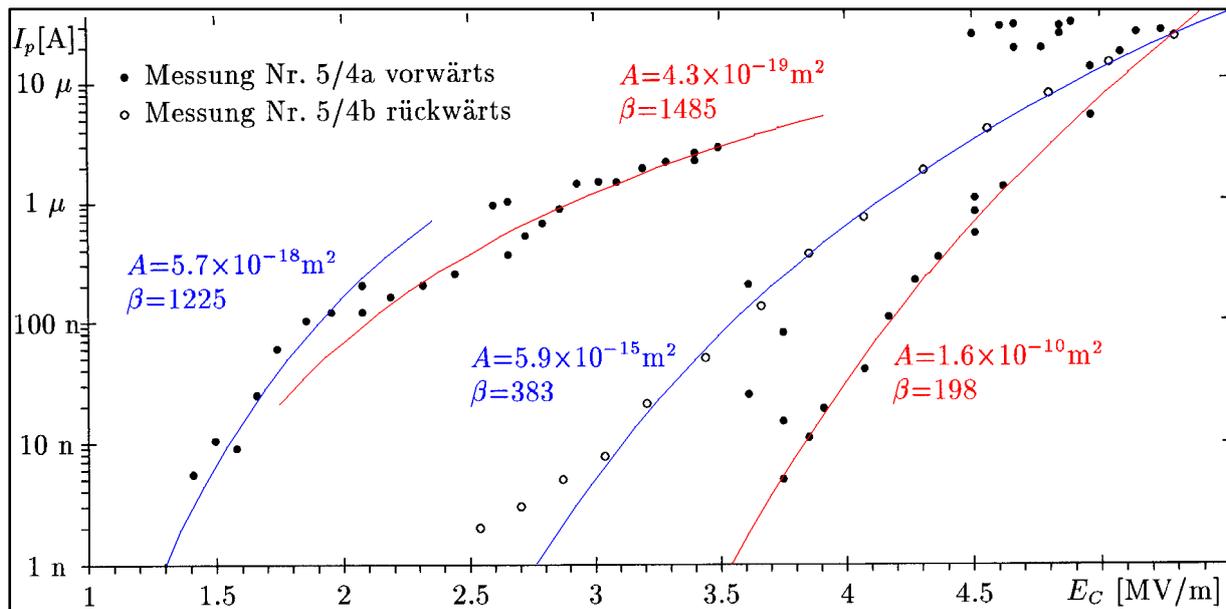


Abbildung 32 Feldemissions-Kennlinie vor und nach Erreichen der maximalen Feldstärke sowie Anpassung der Regressionskurve anhand der Messung  $I(E^*)$  Nr. 5/4

Die Feldemission an der Photokathode ist für den regulären Injektorbetrieb ebenfalls unerwünscht: Sie führt zu unkontrollierten Strömen, die in falscher Phasenlage und mit unkontrollierbarer Intensität emittiert werden und dem Resonator Energie entziehen. In unseren Experimenten limitierten sie jeweils die im Resonator erreichbaren Feldstärken auf Werte um 5 bis 7 MV/m. Außerdem wird ein Teil des emittierten Stroms zurückbeschleunigt und kann die Photokathode zerstören. Das gleiche Problem trat auch in normalleitenden Elektronenquellen mit Alkali-antimonid-Photokathoden auf [31] und konnte dort durch Politur des Substrats unterdrückt werden: Bei einer Oberflächenrauigkeit des Substrats von 2 nm zeigten  $\text{K}_2\text{CsSb}$ -Schichten bis 30 MV/m Oberflächenfeld keine nennenswerte Feldemission mehr. Ob diese Methode auch bei Substraten aus Niob angewendet werden kann, werden wir in den nächsten Experimenten untersuchen.

#### 4.5.3 Kontamination des Resonators durch die Photokathoden

Neben den HF-Verlusten und der Feldemission an der Photokathode selbst ist auch wichtig, ob Material von der Photokathode auf die Wand des Resonators transportiert wird und dort HF-Verluste, eventuell verbunden mit einem Feldzusammenbruch, oder Feldemission verursacht. In diesem Fall würde eine regelmäßige Neupräparation der Photokathode nicht ausreichen; auch der Resonator müsste in regelmäßigen Abständen gereinigt und neu präpariert werden. Ein solcher Materialtransfer kann sowohl durch thermische Desorption (die allerdings bei 4,2 K vernachlässigbar sein sollte) als auch durch Laser- oder Ionenablation verursacht werden. Die auf die Kathode treffenden rückbeschleunigten Elektronen können ebenfalls Material abtragen; dieser Mechanismus dürfte in unseren bisherigen Experimenten dominant sein. Untersucht werden kann dieser Effekt durch Messung der  $Q_0(E_C)$ -Kennlinie des leeren Resonators und seines Feldemissionsverhaltens vor und nach dem Test einer Photokathode.

Alle Messungen des leeren Resonators (ohne Photokathoden-Stempel) sind bisher zwangsläufig mit einem einfach gekoppelten Regelsystem durchgeführt worden, weil die zweite Kopplung über den Kathodenstempel läuft. Dieses einfach gekoppelte Regelsystem ist sehr instabil, die verfügbaren Meßdaten sind daher mit großen Fehlern sowohl bei der Güte als auch bei der Feldstärke behaftet; eine Zusammenstellung dieser Werte gibt Tabelle 15. Der Gütefaktor  $Q_0^{res} = (Q_0^{-1}(\text{nachher}) - Q_0^{-1}(\text{vorher}))^{-1}$  ist dabei ein Maß für die zusätzlichen HF-Verluste im Resonator. Lediglich in einem Fall ist die Güte des Resonators nachweisbar gesunken; dabei fand die Messung nach Entfernen der Photokathode jedoch erst 6 Tage später statt, und der Resonator wurde (ohne Photokathode) zwischenzeitlich bis 125 K warm. In zwei Fällen sind die Güten vor und nach dem Betrieb der Schicht im Rahmen der Fehler identisch, und in einem Fall ist die Güte sogar etwas gestiegen (siehe Abbildung 33). Schwankungen der Güte in dieser Größenordnung werden auch in Beschleunigerresonatoren beobachtet, sie können daher nicht auf die Anwesenheit einer Photokathode zurückgeführt werden.

Bemerkungen	Messung	$E_C$ (1 nA)	$\beta$	$A_{FE}$	$E_C^{\max}$	$I_f^{\max}$
Meßrichtung	$I_f(E_C)$	[MV/m]	(2,05 eV)	[nm <sup>2</sup> ]	[MV/m]	[ $\mu$ A]
<b>Schicht 4-2</b>						
Vorwärts	4/2a	1,86	(566)*	(6.800)*	5,19	80
Rückwärts	4/2b	2,43	547	91	5,44	17
Betrieb bei Feldstärken bis 3 MV/m; Nachfüllen von Helium						
Vorwärts	4/3a	2,46	540	87	6,83	35
FE-Betrieb für 300 s bei 6.7 $\rightarrow$ 4.3 MV/m; FE-Strom 40 $\rightarrow$ 0.8 $\mu$ A						
Rückwärts	4/3b	2,82	418	740	6,38	32
<b>Schicht 5-2</b>						
Vorwärts	5/4a	1,30	(1.225)*	(5,7)*	4,89	29
Rückwärts	5/4b	2,76	383	5.900	5,29	22
Betrieb bei Feldstärken bis 3 MV/m; Nachfüllen von Helium						
Vorwärts	5/5	2,89	368	5.100	6,79	150
FE-Betrieb für 600 s bei 6.7 $\rightarrow$ 5.9 MV/m; FE-Strom stabil 160 $\mu$ A; optische Effekte						
Rückwärts	5/6	2,32	515	590	6,39	199

\* Werte zu Beginn der Kennlinie; bei höheren Feldstärken verändern sich die Emittoren

Tabelle 14 Parameter der Feldemission im HF-Feld bei den Photokathoden 4-2 und 5-2

Ähnlich ist die Situation bei der Feldemission im Resonator: Lediglich in einem Fall trat nach dem Betrieb einer Schicht verstärkt Feldemission auf (siehe Abbildung 34; die Einsatzschwelle der Feldemission sank von 10,35 auf 7,07 MV/m), in zwei Fällen dagegen war die Feldemission nach dem Betrieb der Schicht sogar reduziert. In einem weiteren Fall trat beim Hochfahren der Feldstärke nach dem Entfernen der Kathode sporadisch Feldemission bereits bei Feldstärken ab 7,8 MV/m auf; die Dunkelströme verschwanden jedoch sofort wieder, und zuletzt war der Resonator bis zur Meßgrenze von 18 MV/m frei von Feldemission. Auch hier lassen also die Meßdaten keinen signifikanten Zusammenhang zwischen dem Betrieb einer Photokathode und der Feldemission im leeren Resonator erkennen. Anzumerken ist allerdings, daß verstärkte Feldemission nach dem Test auftrat, in dem die bei weitem stärkste Bombardierung der Photokathode mit rückbeschleunigten Elektronen mit einem Energieüber-

trag von 2 kJ stattfand; in dem Test mit sporadischer Feldemission fand das zweitstärkste Bombardement mit 600 J Energieübertrag statt. Dies könnte darauf hindeuten, daß wir uns gerade an der Erfassungsgrenze für diesen Effekt befinden und bei noch stärkerem Bombardement signifikante Veränderungen feststellen können

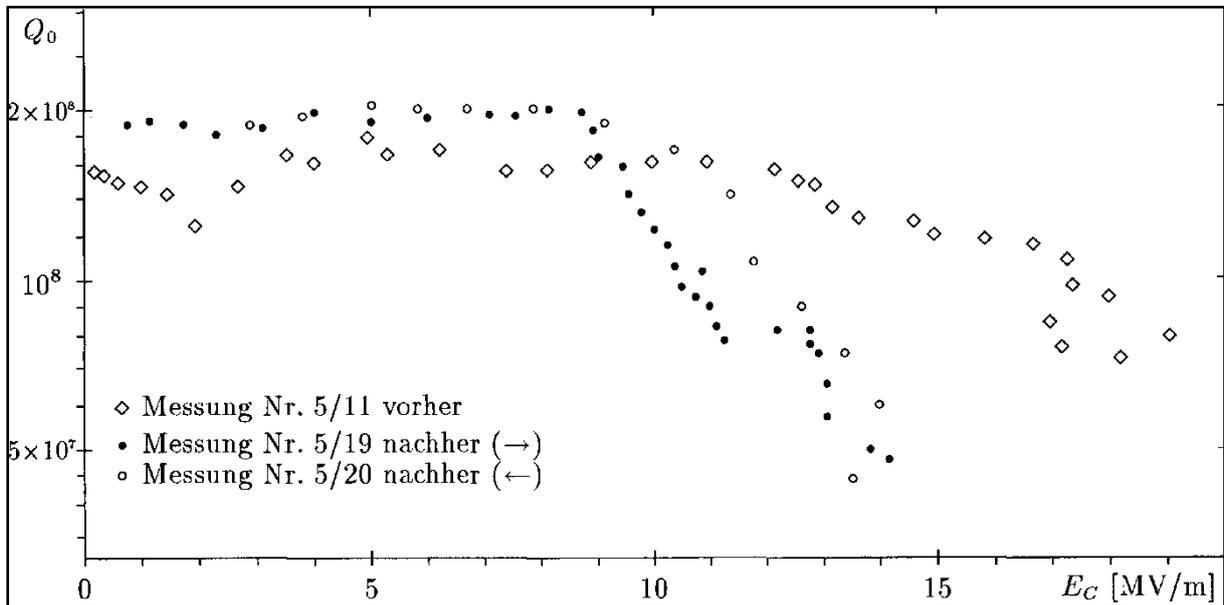


Abbildung 33 Abhängigkeit der Güte von der Feldstärke vor und nach dem Betrieb der Schicht 5-2 im Resonator

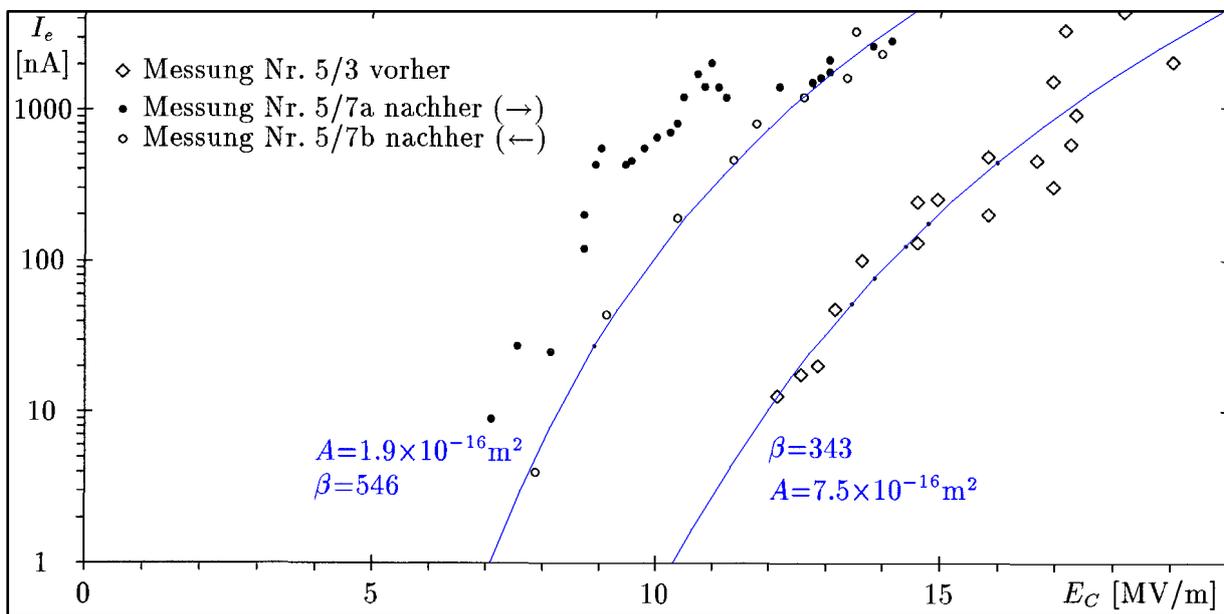


Abbildung 34 Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Feldstärke vor und nach dem Betrieb der Schicht 5-2 im Resonator

Resonator vorher		Schicht	Resonator nachher		Folgen
$Q_0 [10^8]$	$E_C [MV/m]$		$Q_0 [10^8]$	$E_C [MV/m]$	$Q_0^{\text{res}} [10^8]$
$0,2 \pm 0,05$	1,6 (Kopplung)	1-1	Keine Messung		n.b.
$5,5 \pm 1,5$	14 (FE)	4-1	$2 \pm 0,4$	21,5 (FE)	$3 \pm 1^*$
$2 \pm 0,4$	21,5 (FE)	4-2 600 J	$3,2 \pm 0,5$	18 (Regelung) sporad. FE ab 7.8 MV/m; instabil	$-5 \pm 3$
$1,3 \pm 0,4$	12 (FE)	5-1	1,5	19 (FE)	$> 12$
1,5	19 (FE)	5-2	$1,6 \pm 0,3$	14 (FE)	$> 10$
$E_C(1 \text{ nA}) = 10,35 \text{ MV/m}; \beta = 343$		2 kJ	$E_C(1 \text{ nA}) = 7,07 \text{ MV/m}; \beta = 546$		
$1,6 \pm 0,3$	14 (FE)	5-3	Keine Messung		n.b.

\* Messung nach Ausbau der Kathode erst 6 Tage später; zwischenzeitlich Erwärmung bis 125 K

Tabelle 15 Eigenschaften des leeren Resonators vor und nach dem Betrieb der Photokathoden darin

Die vorliegenden Messungen zeigen also im Rahmen ihrer Genauigkeit keine permanente Beeinflussung des Resonators durch den Betrieb von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Kathoden. Allerdings ist die Genauigkeit der Messungen bisher recht gering, und auch die möglichen auslösenden Faktoren (Stromdichte und Laserleistung) sind bisher viel geringer als in einer Prototyp-Quelle.

#### 4.5.4 Zusammenfassung der Messergebnisse

Wir konnten erstmals eine Photokathode hoher Quantenausbeute aus  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  in einen supraleitenden Resonator einbringen und dort betreiben. Insgesamt haben wir bisher sechs  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten im supraleitenden Resonator getestet. Die wichtigsten Ergebnisse aus diesen Messungen sind noch einmal in Tabelle 16 zusammengestellt.

Die  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten verhielten sich im supraleitenden Resonator wie erwartet; die Abhängigkeit des extrahierten Stroms  $I_p$  von der Feldstärke  $E_C$  läßt sich als Überlagerung von Photo- und Sekundärelektronenemission erklären. Leichte Abweichungen von den Erwartungswerten zeigten die im Resonator gemessenen Absolutwerte der Quantenausbeute und des Sekundäremissionskoeffizienten. Die Emissionseigenschaften der Photokathoden änderten sich während des Betriebs stark, was in erster Linie auf das Bombardement durch zurückbeschleunigte Elektronen zurückzuführen ist. Aus diesem Grund konnte die Lebensdauer der Photokathoden im Resonator bisher nicht bestimmt werden.

Die  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten verursachen während ihrer Präsenz im Resonator starke HF-Verluste, die dielektrischer Natur sind, und zeigen zudem massive Feldemission bereits bei sehr geringen Feldstärken. Beide Effekte behindern die Verwendung von Photokathoden dieses Typs in einer Prototyp-Elektronenquelle in ernsthafter Weise. In beiden Fällen besteht jedoch berechnete Hoffnung, durch Verwendung dünnerer Schichten bzw. durch Politur des Substrats die Auswirkungen um mindestens eine Größenordnung zu unterdrücken.

Eine permanente Kontamination des Resonators auch nach dem Entfernen der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten konnte bisher nicht nachgewiesen werden; der untersuchte Parameterbereich bezüglich der Mechanismen, die Material von der Kathode ablösen könnten, liegt jedoch noch Größenordnungen unter den Betriebsbedingungen in einer realen Elektronenquelle.

Schicht	$d_C$ (Cs <sub>3</sub> Sb) [nm]	$\eta_Q^{DC}$ (543 nm)	$\eta_Q^{HF}$ (543 nm)	$E_C$ (1 nA) [MV/m]	$Q_C$ [10 <sup>6</sup> ]	$Q_0^{res}$ [10 <sup>8</sup> ]
1-1	540	0,32%	0,72%	> 1,1	5,8 ± 0,9	n.b.
4-1	720	1,35%	2,6% 2,0%	1,75 ± 0,15 2,15 ± 0,25	7,1 ± 1,0	3 ± 1
4-2	840	0,65%	1,4% 1,2%	2,43 > 2,96	13,8 ± 2,4	-5 ± 3*
5-1	300	2,7%	2,2% 1,3%	4,6 ± 0,15 4,84	14,3 ± 2,6	> 12
5-2	420	3,9%	5,8% 3,5%	1,45 ± 0,07 2,89	12,5 ± 1,8	> 10
5-3	720	4,8%	13,5%	> 3,3	6,8 ± 0,2	n.b.

\* Zunahme der Resonatorgüte nach Betrieb der Photokathode gemessen

Tabelle 16 Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der im Resonator getesteten Cs<sub>3</sub>Sb-Photokathoden

## 4.6 Geplante Verbesserungen des Aufbaus und Erweiterungen des Meßprogramms

Die zur Zeit beabsichtigten Verbesserungen und Erweiterungen der oben vorgestellten Messungen lassen sich nach ihrem technischen und finanziellen Aufwand – und damit nach ihren Realisierungschancen – in drei Gruppen aufteilen: Die erste Gruppe umfaßt lediglich Erweiterungen des Meßprogramms, die ohne Umbau des jetzigen Meßaufbaus durchgeführt werden können. Hierzu gehören die genauere Bestimmung der Parameter des leeren Resonators vor und nach den Messungen an einer Photokathode, eine besser reproduzierbare Justierung des Lasers bei der Messung der Quantenausbeute und die Kontrolle der gesamten Kathodenoberfläche auf Homogenität, das Betreiben von Photokathoden im Resonator über längere Zeiträume (mehrere Stunden) sowie eine verbesserte Präparation, Montage und Evakuierung des Resonators, um höhere Schwingungsgüten bei 1,9 K zu erreichen. Eine Untersuchung von K<sub>2</sub>CsSb-Photokathoden im Vergleich zu den Cs<sub>3</sub>Sb-Schichten gehört, in Verbindung mit entsprechenden Experimenten in der anderen Präparationskammer, ebenfalls zu diesem Programm.

Die zweite Gruppe umfaßt eine Reihe von Verbesserungen am Meßaufbau, die einen erheblichen konstruktiven, aber (mit Ausnahme des Resonators) nur einen geringen finanziellen Aufwand erfordern. Wie oben beschrieben, ist das Experiment als dynamisches System geplant, das während des Betriebs optimiert wird. Eine Reihe kleiner Verbesserungen wurde bereits während der ersten Tests vorgenommen; in Kürze stehen aber mehrere umfangreichere Umbauten an, die sinnvollerweise gleichzeitig durchgeführt werden. Die wichtigste Änderung ist der Übergang auf einen sehr kurzen Kathodenstempel (nur etwa 35 mm anstelle der bisherigen 145 mm), um im Resonator die thermische Ankopplung an das Heliumbad zu verbessern. Das erfordert Änderungen sowohl im Resonator als auch in der Präparationskammer: Ein neuer Resonator mit veränderter Filtergeometrie ist erforderlich, um den verkürzten Stempel aufnehmen zu können. Der Resonator soll mit einer Strahlrohr-Seitenkopplung ausgerüstet werden, welche die Monitorkopplung hinter dem Bandpaßfilter ersetzt. Trotz des Übersprechens zwischen beiden Kopplungen im Strahlrohr verspricht dieses Konzept eine wesentlich stabilere Regelung der HF-Frequenz (vor allem bei zurückgezogenem Kathodenstempel) und damit genauere Meßwerte für Güte und Feldstärke. Eine weitere Änderung ist an der Kopplung im Strahlrohr geplant: Deren Verfahrensweg soll von zur Zeit 30 mm auf 100 mm erweitert werden. Die Spitze des Innenrohrs kann dann bis in den Resonator hinein

verschoben werden, so daß die im Resonator befindliche Photokathode im Gleichfeld charakterisiert werden kann. In der Präparationskammer muß der Heizer für die Kathode geändert werden; dieser soll dann so ausgelegt sein, daß die Kathode bis 600°C geheizt werden kann. Zur Zeit wird über eine induktive Heizung nachgedacht; diese hätte den Vorteil, daß der Stempel direkt geheizt wird und keine Wärmeübergangs-Widerstände anfallen. Ein kleinerer Umbau der Quellenhalterung und der Abschirmbleche wird damit ebenfalls erforderlich. Gleichzeitig soll in der Präparationskammer ein Wechselmagazin mit mindestens sechs Kathodenstempeln installiert werden, so daß es möglich ist, mehrere Photokathoden auf Vorrat zu produzieren und auch einen unbeschichteten Stempel für Meßzwecke jederzeit zur Verfügung zu haben.

Die dritte Gruppe umfaßt Ergänzungen des Experiments, die zwar wissenschaftlich höchst wünschenswert sind, aber erhebliche Finanzmittel erfordern und deren Realisierungschancen daher zur Zeit vergleichsweise gering sind. Hierzu gehört vor allem die Ausstattung des Experiments mit einem leistungsstärkeren, synchronisiert gepulsten Laser, um die Betriebsbedingungen einer Elektronenquelle adäquat simulieren zu können. Erforderlich wäre ein Laser im grünen Wellenlängenbereich mit einer mittleren Leistung bis zu 1 W und einer Pulslänge von 45 bis 60 ps, das entspricht 45° bis 60° der HF-Phase. Die Standardlösung hierfür wäre ein modengekoppelter Nd:YAG-Laser mit Frequenzverdopplung; möglich wäre aber auch ein Ar<sup>+</sup>-Ionen-Laser bei 514 nm. Ebenfalls von großem Interesse wäre eine monochromatische Lichtquelle (geringer Leistung) mit einstellbarer Wellenlänge. Damit könnte man die Photokathoden nicht nur bei einer Wellenlänge, sondern über den gesamten Spektralbereich charakterisieren, um die Änderungen ihrer Eigenschaften besser verstehen zu können.

An dieser Stelle soll noch erwähnt werden, daß für unser Meßsystem auch Einsatzmöglichkeiten außerhalb des Projekts "Supraleitende Photoelektronenquelle" bestehen. Es bietet die Möglichkeit, beliebige Materialproben in das hohe elektrische Feld des supraleitenden Resonators zu bringen und ihre HF-Eigenschaften dort unter optischer Kontrolle zu testen. Zusätzlich erforderlich ist für solche Messungen lediglich eine Vakuumschleuse, durch die Kathodenstempel mit den darauf montierten Proben in das UHV-System gebracht werden. Untersucht werden könnte hiermit zum Beispiel die Feldemission speziell präparierter Nioboberflächen im HF-Feld parallel zu den in Wuppertal durchgeführten Gleichfeldmessungen an Niobproben im Feldemissionsmikroskop [125].

## Zusammenfassung

### Allgemeiner Teil

In der Entwicklung von Elektronenstrahlquellen hoher Helligkeit für zukünftige Beschleunigerprojekte nehmen die Photoemissions-HF-Quellen aufgrund ihrer technischen Vorzüge zur Zeit die führende Rolle ein. Mehrere dieser Quellen wurden bereits gebaut und haben ihre Leistungsfähigkeit bezüglich Strahlhelligkeit bewiesen. Um ihre normalleitenden Resonatoren jedoch mit der notwendigen hohen Feldstärke betreiben zu können, müssen diese Quellen gepulst arbeiten; ihre Tastverhältnisse liegen typischerweise bei  $10^{-4}$ . Sie sind damit für Beschleunigerprojekte, die auf supraleitenden Beschleunigungselementen basieren, nicht brauchbar, denn diese zeichnen sich ja gerade durch ihren kontinuierlichen Betrieb (bzw. durch lange Makropulse) aus.

Als natürliche Lösung dieses Problems erscheint eine Photoelektronenquelle mit supraleitendem Resonator; sie könnte die supraleitenden Beschleuniger mit einem Elektronenstrahl hoher Helligkeit im kontinuierlichen Betrieb versorgen. Diese kann jedoch nicht einfach einer normalleitenden Quelle nachgebaut werden, denn die Bedingungen, die der supraleitende Resonator an die in ihm betriebene Photokathode stellt, und die Umgebung, die er ihr bietet, sind völlig anders als bei einem normalleitenden Resonator.

In unserem Projekt zur Entwicklung einer supraleitenden Photoelektronenquelle haben wir daher zunächst die Anforderungen an die einzelnen Komponenten im Detail studiert. Besonders Augenmerk galt dabei dem supraleitenden Resonator und der Photokathode sowie dem Laser zur Beleuchtung der Kathode. Auf der Basis der bereits aus anderen Anwendungen bekannten Eigenschaften haben wir mögliche konstruktive Lösungen für diese Komponenten erarbeitet. Dabei zeigt sich, daß insbesondere für die Photokathode keine Ideallösung existiert, sondern eine Abwägung zwischen Robustheit und hoher Ausbeute vorgenommen werden muß, die je nach Anwendung unterschiedlich ausfällt.

Für Anwendungen mit hoher mittlerer Stromstärke scheinen dabei die Alkaliantimonid-Photokathoden am aussichtsreichsten, weil sie aufgrund ihrer hohen Quantenausbeute die besten physikalischen Voraussetzungen bieten, obwohl sie wegen ihrer Empfindlichkeit einen hohen konstruktiven Aufwand erfordern. Für diesen Anwendungsfall entwickelten wir ein komplettes Design für eine Prototyp-Elektronenquelle und schätzten ihre voraussichtlichen Strahleigenschaften mit Hilfe von Simulationsrechnungen ab. Dieses Prototyp-Design haben wir dann parallel zu unseren experimentellen Aktivitäten ständig weiterentwickelt. Insbesondere haben wir eine zweite, in ihren Strahleigenschaften wesentlich verbesserte Resonatorgeometrie einbezogen, die auf Vorschlägen unserer Kooperationspartner im INFN Milano basiert.

### Experimenteller Teil

Einige für die Auswahl der Komponenten grundlegende Fragen können jedoch nur experimentell entschieden werden, weil bisher noch keine entsprechenden Meßdaten vorhanden sind. Dies betrifft vor allem die gegenseitige Beeinflussung von Photokathoden hoher Quantenausbeute und supraleitendem Resonator im gemeinsamen Betrieb. Wir haben daher zwei Experimente aufgebaut und entsprechende Messungen an  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Photokathoden durchgeführt.

Das erste Experiment, eine UHV-Kammer zur Präparation und Charakterisierung von Alkaliantimonid-Schichten, hatte zunächst eher technische als wissenschaftliche Funktionen.

Wir erlernten hier den Umgang mit  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten und definierten einen Präparationsprozeß, der zuverlässig zu Schichten mit hohen Quantenausbeuten führte. Zuletzt lag die Quantenausbeute der Schichten  $\eta_Q$  (543 nm) regelmäßig bei 5%; bei etwas aufwendigerer Präparation konnte auch eine Schicht mit 10% Ausbeute hergestellt werden. Wir untersuchten auch die Lebensdauer dieser Schichten und ihre Reaktion auf verschiedene Restgase. Nach zwei bis vier Wochen Lagerzeit in der Kammer zeigten die  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten in der Regel keine signifikante Änderung ihrer Quantenausbeute; die 10%-Schicht hatte sogar nach 6 Monaten Lagerzeit ihre Ausbeute nicht eingebüßt. Stickstoff greift die Schichten bei Partialdrücken bis  $5 \times 10^{-5}$  mbar über 30 Minuten nicht sichtbar an. Auch die Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Schichtdicke wurde für  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten auf Niobsubstrat untersucht. Dabei zeigte sich, daß die Quantenausbeute erst bei Schichtdicken unter 30 nm signifikant abfällt.

In unserem zweiten Experiment werden  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Photokathoden in einen supraleitenden Resonator eingebracht und dort im HF-Feld betrieben. Dabei wird allerdings auf die Erzeugung eines Strahls mit definierter Qualität von vornherein verzichtet. Diese Einschränkung erlaubt uns, das Experiment (im Vergleich zu einer Prototyp-Quelle) sehr einfach und damit flexibel aufzubauen:

Der Resonator hat eine einfache Geometrie und wird bei 3 GHz betrieben, so daß er klein und handlich ist. Strahloptische Elemente sind nicht erforderlich, und die Anforderungen an den Laser bezüglich Leistung und Pulsstruktur sind gering. Dennoch können alle gegenseitigen Beeinflussungen von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Photokathode und supraleitendem Nb-Resonator unter verschiedenen Betriebsbedingungen detailliert untersucht werden.

Das Experiment ist von uns in zweijähriger Arbeit konstruiert und aufgebaut worden und wurde im Dezember 1991 in Betrieb genommen. Der Resonator wurde sorgfältig präpariert und konnte (ohne Photokathode) mit bis zu 20 MV/m Feld am Ort der Kathode betrieben werden. Die Schwingungsgüte des Systems  $Q_0$  (1,9 K) betrug allerdings bisher maximal  $7,5 \times 10^8$ ; weitere Verbesserungen an der Oberflächenpräparation sind daher erforderlich. Bei der Präparation der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Photokathoden zeigte sich, daß der im anderen Experiment definierte Präparationsprozeß nicht ohne weiteres übertragbar war. Es wurde jedoch ein neuer Prozeß gefunden, der zu Schichten mit 1,5% bis 2% Quantenausbeute auf dem Niobsubstrat führt. Nach Beschichten des Niobstempels mit einer Kupferschicht konnten darauf  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten mit Quantenausbeuten von 4% bis 5% präpariert werden. Die Lebensdauer dieser Schichten in der Präparationskammer liegt bei mehreren Tagen, bedingt durch das im Vergleich zum ersten Experiment schlechtere Vakuum. Zur Zeit verfügt dieses Experiment nur über einen kontinuierlich emittierenden Helium-Neon-Laser geringer Leistung, folglich läßt sich im HF-Betrieb ein Bombardement der Kathode mit zurückbeschleunigten Elektronen nicht vermeiden.

In diesem Aufbau wurden bisher sechs  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten in den Resonator eingebracht und dort betrieben. Dabei verhielten sich die Schichten im Resonator erwartungsgemäß; allerdings trat durch das bei kontinuierlicher Beleuchtung unvermeidliche Elektronenbombardement der Kathode ein erheblicher Anteil Sekundärelektronenemission auf. Aus dem Vergleich der Meßkurven mit Simulationsrechnungen konnten die Quantenausbeute der Schichten sowie ihre Sekundäremissions-Parameter ermittelt werden. Die dabei ermittelten Absolutwerte der Quantenausbeute weichen aus noch ungeklärter Ursache bis zu einem Faktor zwei von den Werten im Gleichfeld bei Raumtemperatur ab; sie sind aber unter sich konsistent; die Sekundäremissionskoeffizienten sind ebenfalls um bis zu einem Faktor zwei größer als erwartet.

Quantenausbeute, aber auch Sekundäremission, sind während des Betriebs der Photokathoden Veränderungen unterworfen, die auf zwei Ursachen zurückgeführt werden: Bombardement durch rückbeschleunigte Elektronen und Reaktion mit Restgasen. Das Elektronenbombardement kann zur Veränderung der Quantenausbeute in beide Richtungen führen; so-

wohl eine Steigerung um den Faktor zwei wie eine Reduktion auf ein Zehntel wurden bereits beobachtet. Die Systematik dieses Verhaltens konnte bisher nicht aufgedeckt werden; offenbar spielen sowohl die Vorbehandlung der Schicht als auch Energiespektrum und Stromdichte der auftreffenden Elektronen eine Rolle. In der Regel nimmt die Anfälligkeit der Schicht für Veränderungen im Lauf des Betriebs ab. Die Reaktion mit Restgasen, die im supraleitenden Resonator unterdrückt ist, aber beim Nachfüllen von Helium oder beim Transfer der Photokathoden auftritt, führt zur Reduktion der Quantenausbeute. Dabei werden die Photokathoden aber wieder empfindlicher gegen Elektronenbombardement, und in zwei Fällen konnte mit dem Bombardement die ursprüngliche Quantenausbeute fast restauriert werden. Die für eine Photoelektronenquelle relevante Lebensdauer von  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten im Resonator kann erst untersucht werden, wenn mit einem gepulsten Laser ein Betrieb ohne gleichzeitiges Elektronenbombardement möglich ist.

Die Resultate, die die stärkste Beeinträchtigung für die Realisierung einer supraleitenden Photoelektronenquelle darstellen, betreffen die HF-Eigenschaften der  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten. Als spezifische Leitfähigkeit des halbleitenden  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  bei 4,2 K wurden 45 mA/Vm gemessen: Die Leitfähigkeit ist damit so gering, daß die Schichten das HF-Feld nicht abschirmen, sondern dielektrische Verluste verursachen. Weil die Photokathoden jedoch gerade im Bereich hoher elektrischer Feldstärken betrieben werden sollen, ist die Energiedissipation groß. Die  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Kathoden zeigen außerdem bereits bei geringen Feldstärken von 2 bis 3 MV/m einsetzende Feldemission, deren Ströme bisher die Feldstärke an der Kathode auf 5 bis 7 MV/m begrenzen. Die Feldemission ist störend, weil sie in einer Elektronenquelle zu einem phasenverschobenen Untergrundstrom sowie zu einem Elektronenbombardement der Kathode führt. Dasselbe Problem trat auch in normalleitenden Quellen auf und wurde dort durch Polieren des Kathodensubstrats unterdrückt. Ob diese Lösung auch in einer supraleitenden Quelle anwendbar ist, muß noch getestet werden.

Es wurde auch überprüft, ob die  $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Photokathoden eine permanente Kontamination des Resonators verursachen, die auch nach Entfernung der Kathoden bestehen bleibt. Im Rahmen unserer Meßgenauigkeit ließ sich eine solche Kontamination nicht nachweisen. Weitere Untersuchungen sind aber auch hier erforderlich, da unsere Betriebsbedingungen bezüglich Laserintensität und Stromdichte noch um Größenordnungen unter denjenigen einer realen Elektronenquelle liegen.

Abschließend läßt sich sagen, daß wir Studien zur Konstruktion einer supraleitenden Photoelektronenquelle durchgeführt haben. Wir haben erstmals Photokathoden aus Alkaliantimonid in einem supraleitenden Resonator betrieben und die gegenseitige Beeinflussung dieser beiden Komponenten experimentell untersucht. Dabei haben sich keine fundamentalen Hindernisse für die Realisierung einer supraleitenden Photoelektronenquelle gezeigt; die größten Schwierigkeiten für ein solches System scheinen jedoch in den HF-Eigenschaften der Alkaliantimonid-Schichten zu liegen.

## Literatur

### Artikel zum eigenen Projekt

- [1] H. Chaloupka, H. Heinrichs, M. Jeck, A. Michalke, H. Piel, C. K. Sinclair, F. Ebeling, T. Weiland, U. Klein und H. P. Vogel. A proposed superconducting photoemission source of high brightness. In Kojima [195], Seite 583-589.
- [2] H. Chaloupka, H. Heinrichs, A. Michalke, H. Piel, C. K. Sinclair, T. Weiland, F. Ebeling und U. Klein. A proposed superconducting photoemission source of high brightness. In Gover und Granatstein [192], Seite 327-332.
- [3] H. Chaloupka, H. Heinrichs, H. Piel, C. K. Sinclair, F. Ebeling, T. Weiland, U. Klein und H. P. Vogel. A proposed superconducting photoemission source of high brightness. In Tazzari [207], Seite 1312-1314.
- [4] A. Michalke, H. Piel, C. K. Sinclair und P. Michelato. First operation of a high-quantum efficiency photocathode inside a superconducting RF cavity. In Homeyer [194], Seite 1014-1016.
- [5] A. Michalke, H. Piel, C. K. Sinclair, P. Michelato, C. Pagani, L. Serafini und M. Peiniger. A proposed superconducting photoemission source of high brightness. In Proch [205], Seite 1-6.
- [6] C. Pagani et al. Proposal of a superconducting photoemission RF gun for TESLA, März 1992.
- [7] Peter vom Stein. Aufbau eines Systems zur Untersuchung photoemissiver Schichten innerhalb eines supraleitenden Resonators. Externer Bericht, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1992. WU D 9248.

### Artikel zu HF-Photoelektronenquellen

- [8] K. Batchelor et al. Performance of the Brookhaven photocathode RF gun. In Goldstein und Newnam [191], Seite 372-376.
- [9] K. Batchelor, H. Kirk, J. Sheehan, M. Woodle und K. McDonald. Development of a high-brightness electron gun for the accelerator test facility at Brookhaven National Laboratory. In Tazzari [207], Seite 954-957.
- [10] R. Bossart, J. C. Codot, H. Kugler, J. H. B. Madsen, A. Riche und J. Ströde. RF-Gun construction, tuning and high power tests. In Homeyer [194], Seite 1026-1028. Also published as CERN report CERN PS 92-19 (LP).
- [11] B. E. Carlsten. New photoelectric injector design for the Los Alamos National Laboratory XUV FEL accelerator. In Gover und Granatstein [192], Seite 313-319.
- [12] R. Chaput. Electron gun for the FEL CLIO. In Mann und Mandrillon [200], Seite 544-546.
- [13] M. Curtin, G. Bennett, R. Burke, S. Benson und J. M. J. Madey. First demonstration of a free-electron laser driven by electrons from a laser irradiated photocathode, 1988.
- [14] J.-M. Dolique und J.-C. Coacolo. Self-field-driven rms emittances of a field-photoemitted intense short relativistic electron beam. In Homeyer [194], Seite 732-734.
- [15] William Donaldson. Superconducting RF gun. In Nation [203].

- [16] J. W. Early et al. The Los Alamos FEL photoinjector drive laser. In Goldstein und Newnam [191], Seite 381-388.
- [17] J. C. Gallardo und R. B. Palmer. Emittance correction of photocathode gun. In Buzzi und Ortega [190], Seite 345-347.
- [18] J. Gao. Theoretical investigation of optimizing the microwave electron gun. In Buzzi und Ortega [190], Seite 348-352.
- [19] J. Gao et al. Candela photoinjector status report. In Homeyer [194], Seite 1020-1022.
- [20] Luca Giannessi. Synchrotron radiation triggered RF gun. In Nation [203].
- [21] Louls N. Hand. Superconducting RF laser-driven electron gun. Project Proposal, Cornell University / Rochester University Collaboration, 1991.
- [22] Y. Kawamura, K. Toyoda und M. Kawai. Generation of relativistic photoelectrons induced by excimer laser irradiation. *Applied Physics Letters*, 45(4):307-309, August 1984.
- [23] K. J. Kirn und Y. J. Clien. RF and space-charge induced emittances in laser-driven RF guns. In *Proc. of the 1988 Linear Accelerator Conf.*, Williamsburg VA, Oktober 1988. Also published as Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-26050.
- [24] Kwang-Je Kirn. RF and space-charge effects in laser-driven RF electron guns. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A275:201-218, 1989.
- [25] D. A. Kirkpatrick et al. High-brightness electron beam sources for FEL applications. In Goldstein und Newnam [191], Seite 349-352.
- [26] C. Lee, P. E. Oettinger, A. Sliski und M. Fishbein. Practical laser-activated photoemissive electron source. *Review of Scientific Instruments*, 56(4):560-562, April 1984.
- [27] Chungshin Lee. High current density photoemissive electron source. *Applied Physics Letters*, 44(5):565-566, März 1983.
- [28] I. S. Lehrman et al. Design of a high-brightness, high-duty factor photocathode electron gun. In Goldstein und Newnam [191], Seite 270-274.
- [29] C. L. Lin, S. C. Chen, J. S. Wurtele, R. Tempkin und B. Danly. Design and modeling of a 17 GHz photocathode RF gun. In Lizama und Chew [199], Seite 2026-2028.
- [30] A. H. Lumpkin et al. Initial observations of high-charge, low-emittance electron beams at HIBAF. In Buzzi und Ortega [190], Seite 379-385.
- [31] Alex H. Lumpkin. Observations on field-emission electrons from the Los Alamos FEL photoinjector. In Lizama und Chew [199], Seite 1967-1969.
- [32] K. T. McDonald. Beam dynamics of the RF electron gun of the BNL accelerator test facility.
- [33] P. E. Oettinger. A selection of high brightness, laser-driven cathodes for electron accelerator applications. In J. Murphy und C. Pellegrini, editors, *Proc. of the ICFA Workshop on Low Emittance  $e^+e^-$ -Beams*, Brookhaven, März 1987. BNL.
- [34] P. E. Oettinger, I. Bursuc, R. E. Shefer und E. Pugh. Brightness of an intense electron beam generated by a pulse-laser irradiated photocathode. *Applied Physics Letters*, 50:1867-1870, 1987.
- [35] P. E. Oettinger, R. E. Shefer, D. L. Birx und M. C. Green. Photoelectron sources: Selection and analysis. *Nuclear Instruments and Methods*, A272:264-267, 1988.

- [36] P. G. O'Shea et al. Performance of the photoinjector accelerator for the Los Alamos free-electron laser. In Lizama und Chew [199], Seite 2754-2756.
- [37] Patrick O'Shea. APEX 40 MeV photoinjector linac. In Nation [203].
- [38] Zohreh Parsa. Beam emittance and the effects of the RF, space charge and wake fields – Application to the ATF photoelectron beam. In Lizama und Chew [199], Seite 511-513.
- [39] W. Peter, R. J. Faehl und M. E. Jones. Analysis of a microwave electron gun for accelerator applications. *Particle Accelerators*, 21:59-67, 1987.
- [40] J. B. Rosenzweig. Flat-beam rf photocathode sources for linear collider applications, In Lizama und Chew [199], Seite 1987-1989.
- [41] L. Serafini, M. Ferrario, C. Pagani und R. Rivolta. TOPGUN: A new way to increase the beam brightness of rf guns. Technical report, INFN Milano, San Francisco, Mai 1991.
- [42] L. Serafini, R. Rivolta, L. Terzioli und C. Pagani. RF gun emittance correction using unsymmetrical rf cavities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 1992.
- [43] C. K. Sinclair. A 500 kV photoemission electron gun for the CEBAF FEL. In Goldstein und Newnam [191], Seite 410-414.
- [44] Charles K. Sinclair und Roger H. Miller. A high current, short pulse, RF synchronized electron gun for the Stanford Linear Accelerator. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-28(3), Juni 1981.
- [45] M. Takabe et al. 0.9-MeV microwave electron gun system for an FEL. In Goldstein und Newnam [191], Seite 367-371.
- [46] Christian Travier. Rf guns: A review. In LeDuff [197], Seite 105-141. Also published as LAL/RT 90-13.
- [47] Christian Travier. Rf guns: Bright injectors für FEL. In Buzzi und Ortega [190]. Also published as LAL/SERA/90-248 RFG.
- [48] Christian Travier. Review of microwave guns. Technical Report LAL/SERA/91-286, Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay, F-91405 Orsay Cedex, Juli 1991. Bei Particle Accelerators eingereicht.

#### **Artikel zu anderen Elektronenquellen**

- [49] Michael Bieler. *Untersuchungen zur Emissionsdauer-Verlängerung einer Laser-getriebenen Hohlstrahlkanone*. Dissertation, Universität Hamburg, Fachbereich Physik, November 1990. DESY M-90-12.
- [50] J. E. Ciendenin et al. Polarized electron sources für linear colliders. In HEACC-92 [193].
- [51] G. D'Auria, J. Gonichon und T. Manfroi. Preliminary design for a thermionic R.F.-gun. In Lizama und Chew [199], Seite 1978-1980.
- [52] K. R. Eppley et al. SLC polarized beam source electron optics design. In Lizama und Chew [199], Seite 1964-1966.
- [53] H. Gundel, H. Heydari, D. Suchland, K. Schmidt und H. Henke. Profile measurements on a pulsed ferroelectric electron beam. In Homeyer [194], Seite 1023-1025.
- [54] W. Hartmann et al. Source of polarized electrons. In Tazzari [207], Seite 1335-1336.

- [55] T.-Y. Hsu, G. Kirkman-Amemiya und M. A. Gundersen. Electron beam generation from a superemissive cathode. In Lizama und Chew [199], Seite 1990-1992.
- [56] Y. Huang und J. Xie. Measure to alleviate the back bombardment effect of thermionic rf electron gun. In Lizama und Chew [199], Seite 2017-2019.
- [57] K. K. Jain, B. N. Ding und M. J. Rhee. Scaling study of pseudospark produced electron beam. In Lizama und Chew [199], Seite 1972-1974.
- [58] A. Kadish, W. Peter und M. E. Jones. Current-voltage relation in a time-dependent diode. *Applied Physics Letters*, 47(2):115-117, Juli 1985.
- [59] C. B. McKee und J. M. J. Madey. Optimization of a thermionic microwave electron gun. In Buzzi und Ortega [190], Seite 386-391.
- [60] C. B. McKee und John M. J. Madey. Computer simulation of cathode heating by back-bombardment in the microwave electron gun. Seite 716-719, Naples FL, Oktober 1989. Duke University, Durham NC, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. A296.
- [61] T. Nakanishi et al. Development of polarized electron sources using AlGaAs-GaAs superlattice and using strained GaAs. In Lizama und Chew [199], Seite 2032-2034.
- [62] G. A. Westenskow und J. M. J. Madey. Microwave electron gun. *Laser and Particle Beams*, 2(2):223-225, 1984.
- [63] J. Xie, J. Gao, Y. Huang, R. Zhang, H. Liu und Y. Wang. Development of thermionic-cathode RF electron gun at IHEP, In Lizama und Chew [199], Seite 2020-2022.

#### Artikel zur Photoemission und zu Photokathoden

- [64] D. J. Bamford, M. H. Bakshi und D. A. G. Deacon. The search for rugged, efficient photocathode materials. In Goldstein und Newnam [191], Seite 377-380.
- [65] R. L. Bell. *Negative Electron Affinity Devices*. Clarendon Press, Oxford, 1973.
- [66] J. A. Cochrane und R. F. Thumwood. The effects of high electric fields on photocathodes. In Morgan et al. [202], Seite 441-448.
- [67] R. H. Fowler. The analysis of photoelectric sensitivity curves for clean metals at various temperatures. *Physical Review*, 38:45-56, Juli 1931.
- [68] J. S. Fraser, R. L. Sheffield, E. R. Gray, P. M. Giles, R. W. Springer und V. A. Loeb. Photocathodes in accelerator applications. In *Proc. of the 1987 IEEE Particle Accelerator Conf.*, number 17, Seite 1705-1709, Piscataway, NJ, 1987. IEEE.
- [69] H. R. C. Garfield. Multialkali photocathodes. In McGee et al. [201], Seite 339-355.
- [70] J. P. Girardeau-Montaut und Y. Chaouki. Experimental behaviour of cesium-antimony photocathodes under laser irradiation. In Mann und Mandrillon [200], Seite 694-696.
- [71] J.P. Girardeau-Montaut, C. Girardeau-Montaut und R. Dei-Cas. Production of very high electron density assisted by lasers. In *Proc. of the 15th Int. Symp. on Discharges and Electrical Isolation in Vacuum*, Seite 519-521, Paris, 1988.
- [72] P. Görlich. Über zusammengesetzte, durchsichtige Photokathoden. *Zeitschrift für Physik*, 101:335-342, 1936.
- [73] W. Greschat, H. Heinrich und P. Römer. Quantum yield of Cs<sub>3</sub>Sb photocathodes as function of thickness and angle of incidence. In Morgan et al. [202], Seite 397-408.

- [74] Minoru Hagino und Tadashi Takahashi. Thickness of Cs-Sb films relative to the original Sb films. *Journal of Applied Physics*, 37(10):3741-3743, September 1966.
- [75] P. J. Hockley und H. Thomas. Electron emission from GaAsP NEA cathodes. In Turner [208], Seite 69-72.
- [76] K. H. Jack und M. M. Wachtel. The characterization and crystal structure of caesium antimonide, a photo-electric surface material. *Proc. of the Royal Society (London)*, A239:46-60, 1957.
- [77] E. Kansky. Some physico-chemical aspects of the synthesis of antimonide photocathodes. In McGee et al. [201], Seite 357-368.
- [78] Claus Kunze. Untersuchungen an Cs-Sb-Schichten. *Annalen der Physik*, 7(6):89-106, 1960.
- [79] Chungshin Lee. Photoelectron energy distribution of Cs<sub>3</sub>Sb. *Journal of Applied Physics*, 54(8):4578-4580, August 1983.
- [80] T. Maruyama, E. L. Garwin, R. Prepost, G. H. Zapalac, J. S. Smith und J. D. Walker. Strain enhanced electron spin polarization observed in photoemission from InGaAs. In Lizama und Chew [199], Seite 2029-2031.
- [81] T. Maruyama, E.L. Garwin, R. Prepost und G.H. Zapalac. Electron spin polarization in photoemission from strained GaAs grown on GaAsP. Technical Report SLAC-PUB-5731, WISC-EX-92-322, SLAC / Univ. of Wisconsin, Februar 1992. Bei Physical Review Letters eingereicht.
- [82] D. McMullan und J. R. Powell. Residual gases and the stability of photocathodes. In Morgan et al. [202], Seite 427-439.
- [83] Kiyoshi Miyake. Effect of electron bombardment on secondary and photo-electron emission of cesium-antimonide. *Journal of the Physical Society of Japan*, 10:164-165, 1955.
- [84] Kiyoshi Miyake. Effect of electron bombardment on secondary and photoelectric emission of cesium-antimonide. *Journal of the Physical Society of Japan*, 10:912-913, 1955.
- [85] Kiyoshi Miyake. Fatigue of photoelectric emission of cesium-antimonide. *Journal of the Physical Society of Japan*, 10:913-915, 1955.
- [86] N. D. Morgulis und B. I. Djatlowizkaja. Emissionje swoistwa surmjano-zesiewich katodow. *Jurnal Technitschjeskoi Fisiki*, X(8):657-670, 1940.
- [87] A. L. Musatov, S. L. Filippov und V. L. Korotkikh. Photoemission from back-biased schottky diodes p-InP-Ag. In Turner [208], Seite 53-56.
- [88] C. Piaget, R. Polaert und J. C. Richard. Gallium indium arsenide photocathodes. In Morgan et al. [202], Seite 377-385.
- [89] D. C. Rodway und D. J. Bradley. Mean transverse emission energy and surface topography on GaAs(Cs,O) photocathodes. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 17:L137-L141, 1984.
- [90] C. J. Scott, X. Tang und M. G. Spencer. Enhanced photoemission from a bi-metallic LaB<sub>6</sub>/Au photocathode. *Applied Physics Letters*, 58(16):1795 f., April 1991.
- [91] A. Septier, F. Sabary, J. C. Dudek, H. Bergeret und B. Leblond. A binary Al/Li alloy a new material for the realization of high-intensity pulsed photocathodes. In Buzzi und Ortega [190], Seite 392-395.

- [92] Richard L. Sheffield. Photocathodes. In Nation [203].
- [93] A. H. Sommer. Photo-electric alloys of alkali metals. *Nature*, 148:468, Oktober 1941.
- [94] A. H. Sommer. Spectrally selective (solar blind) uv photomultipliers with fluoride windows. *Review of Scientific Instruments*, 32:356, 1962.
- [95] A. H. Sommer. A new alkali antimonide photoemitter with high sensitivity to visible light. *Applied Physics Letters*, 3(4):62-63, August 1963.
- [96] A. H. Sommer. Photoelectric emission. In S. Larach, editor, *Photoelectronic Materials and Devices*, chapter 4, Seite 175-221. Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1965.
- [97] A. H. Sommer. *Photoemissive Materials*. Elsevier Science Publisher, Princeton, 1968.
- [98] W. E. Spicer. Photoemissive, photoconductive, and optical absorption studies of alkali-antimony compounds. *Physical Review*, 112(1):114-122, Oktober 1958.
- [99] W. E. Spicer. Photoemission and related properties of the alkali-antimonides. *Journal of Applied Physics*, 31(12):2077-2084, Dezember 1960.
- [100] W. E. Spicer. Photoemission and band structure of the semiconducting compound CsAu. *Physical Review*, 125(4):1297-1299, Februar 1962.
- [101] R. W. Springer und B. J. Cameron. Photocathode transfer and storage techniques using alkali vapor feedback control. In Goldstein und Newnam [191], Seite 396-400.
- [102] T. Srinivasan-Rao. Photoemission studies using femtosecond pulses for high brightness electron beams. In LeDuff [197], Seite 267-284.
- [103] G. Suberlucq. Photocathodes en iodure de césium utilisées à fort courant. Technical Report CERN PS 92-29 (LP), CLIC Note 162, CERN PS Division, Mai 1992.
- [104] E. Taft und L. Apker. Photoemission from cesium and rubidium tellurides. *Journal of the Optical Society of America*, 43(2):81-83, Februar 1953.
- [105] R. L. Ternes, S. Z. Bethel und D. O. Janky. A statistically-designed experiment for assessing cesium-potassium-antimonide photocathode fabrication parameters. In Goldstein und Newnam [191], Seite 401-409.
- [106] P. W. Timofejew und Ju. I. Luikowa. Surmjano-zesiewie emitteri. *Jurnal Technitscheskoi Fisiki*, X(1):20-23, 1940.
- [107] Cs. Toth, Gy. Farkas, D. Charalambidis, E. Hontzopoulos und C. Fotakis. High brightness electron beam production by laser induced various order multiphoton photoeffects of gold. In LeDuff [197], Seite 285-303.
- [108] T. Tsang, T. Srinivasan-Rao und J. Fischer. Photoemission using femtosecond lasers. In Goldstein und Newnam [191], Seite 270-274.
- [109] A. T. Young et al. Quantum yield measurements of photocathodes illuminated by pulsed ultraviolet laser radiation. In Lizama und Chew [199], Seite 1993-1995.

#### **Artikel zu anderen Emissionsmechanismen**

- [110] G. Appelt und O. Hachenberg. Sekundärelektronenemission von Antimon-Caesium und Wismut-Caesium Schichten verschiedener Zusammensetzung. *Annalen der Physik*, 7(6):67-81, 1960.
- [111] D. Boimond et al. High-current electron and ion sources based on ferroelectrics switching. In HEACC-92 [193].

- [112] M. Boussoukaya. Laser triggered field emission. In LeDuff [197], Seite 91-104. Invited Paper.
- [113] M. Boussoukaya, H. Bergeret, R. Chehab und B. Leblond. Pulsed photofield emission in ps regime obtained from new type of microemitters. In *Proc. of the 13th Int. Symp. on Discharges and Electrical Isolation in Vacuum*, Seite 522-524, Paris, 1988.
- [114] H. E. Elsayed-Ali et al. Time-resolved observation of electron-phonon relaxation in copper. *Physical Review Letters*, 58(12):1212-1215, März 1987.
- [115] Louis R. Falce. Thermionic cathodes: A review. In LeDuff [197], Seite 1-48. Invited Paper.
- [116] R. H. Fowler und L. Nordheim. Electron emission in intense electric fields. *Proc. of the Royal Society (London)*, A119:173-181, 1928.
- [117] J. G. Fujimoto et al. Femtosecond laser interaction with metallic tungsten and nonequilibrium electron and lattice temperatures. *Physical Review Letters*, 53(19): 1837-1840, November 1984.
- [118] O. Gärtner, P. Janiel, J. E. Crombeen und J. Hasker. Top layer scandate cathodes by plasma-activated CVD. In Turner [208], Seite 25-28.
- [119] K. Geissler et al. Enhancement of laser-induced electron emission from ferroelectrics by surface charge refreshment. *Physics Letters*, 1992.
- [120] O. Hachenberg und W. Brauer. Secondary electron emission from solids. In L. Marton, editor, *Advances in Electronics and Electron Physics*, number 11, Seite 413-500, 1959.
- [121] H. Hübner. *Untersuchung der Feldemission bei Frequenzen zwischen 12 und 18 GHz*. Dissertation, Universität Karlsruhe, Institut für Kernphysik, Oktober 1982. KfK 3398.
- [122] J. H. Ivers, R. Advani, J. A. Nation und L. Schachter. Electron emission from ferroelectric ceramics. In Lizama und Chew [199], Seite 2104-2106.
- [123] Robert G. Lye und A. J. Dekker. Theory of secondary emission. *Physical Review*, 107(4):977-981, August 1957.
- [124] E. Mahner et al. Field emission measurements on niobium cathodes of high purity. In Proch [205], Seite 694-699.
- [125] E. Mahner et al. Enhanced field emission of niobium single crystals. In Homeyer [194], Seite 1653-1655.
- [126] Ph. Niedermann et al. Investigation of field emitting microstructures by scanning electron and scanning tunneling microscopy. In Turner [208].
- [127] L. W. Nordheim. The effect of the image force on the emission and reflexion of electrons by metals. *Proc. of the Royal Society (London)*, A121:626-639, 1928.
- [128] H. Riege. Features and applications of the new methods of ferroelectric emission, photoemission from perovskite ceramics, and plasma-assisted particle emission. Technical Report CERN PS Note 89-15 (AR), CERN, CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland, Dezember 1989.
- [129] H. Riege. The diffuse vacuum discharge as an intense particle beam source. In LeDuff [197], Seite 323-344.
- [130] R. W. Schoenlein et al. Femtosecond studies of nonequilibrium electronic processes in metals. *Physical Review Letters*, 58(16):1680-1683, April 1987.

- [131] W. Schottky. *Zeitschrift für Physik*, 14:80 ff, 1923.
- [132] C. M. Tang, A. C. Ting und T. Swyden. Field emission arrays - a potentially bright source. In Goldstein und Newnam [191], Seite 353-357.
- [133] Cha-Mei Tang. Field emission arrays. In Nation [203].

### **Artikel zu supraleitenden Resonatoren**

- [134] C. Benvenuti et al. Superconducting cavities produced by magnetron sputtering of niobium on copper. In Shepard [206], Seite 445-468.
- [135] D. Bloess. Preparation and handling of surfaces for superconducting radio frequency cavities. In Shepard [206], Seite 359-366.
- [136] G. Cavallari et al. Status report on superconducting RF cavities at CERN. In Proch [205], Seite 23-36.
- [137] Chen Chia-Erh et al. The status of RF superconducting activities at Peking University. In Homeyer [194], Seite 1257-1259.
- [138] C. Chianelli et al. Microscopic analysis of niobium field electron emitters. In Proch [205], Seite 700-705.
- [139] M. Fouaidy et al. Surface temperature measurements on superconducting cavities in superfluid helium. In Proch [205], Seite 547-576.
- [140] J. Graber et al. High peak power RF processing studies of 3 GHz niobium cavities. In Proch [205], Seite 758-765.
- [141] J. Halbritter. Theoretical aspects in RF-superconductivity. In Kuntze [196], Seite 190-214.
- [142] J. Halbritter. On RF residual losses in superconducting cavities. In Lengeler [198], Seite 427-445.
- [143] Udo Klein. *Untersuchungen zu Feldebegrenzungsphänomenen und Oberflächenwiderständen von supraleitenden Resonatoren*. Dissertation, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1981. WUB-DI 81-2.
- [144] H. Lengeler. Design of superconducting accelerator cavities. In Kuntze [196], Seite 219-236.
- [145] G. Müller und H. Padamsee. High-temperature annealing of superconducting cavities from high-purity niobium. In *Proc. of the 1987 Particle Accelerator Conf.*, Washington, DC, März 1987.
- [146] Günter Müller. Superconducting niobium in high RF magnetic fields. In Shepard [206], Seite 331-358.
- [147] H. Padamsee. Recent status of superconducting accelerator cavities. In *Proc. of the IGFA Workshop on AG Superconductivity*, KEK, Tsukuba, Japan, Juni 1992.
- [148] H. Padamsee. Review of the superconducting approach to linear colliders. In Homeyer [194], Seite 378-384.
- [149] H. Padamsee et al. RF field emission in superconducting cavities. In Lengeler [198], Seite 251-272.
- [150] M. Peiniger et al. Work on Nb<sub>3</sub>Sn cavities at Wuppertal. In Shepard [206], Seite 503-532.

- [151] M. Pham Tu, K. Mbaye und L. Wartski. Niobium nitride coated superconducting cavities. In Shepard [206], Seite 673-680.
- [152] H. Piel. Fundamental features of superconducting cavities for high energy accelerators. Technical Report WUB 86-14, Univ. Wuppertal, Wuppertal, Germany, September 1985. Talk at CERN Accelerator School, Oxford.
- [153] D. Reschke et al. High gradients in 3 GHz nine-cell cavities for superconducting linear colliders. In Proch [205], Seite 743-750.
- [154] R. W. Röth et al. Results of postpurified 3 GHz accelerator structures. In Kojirna [195], Seite 437-444.
- [155] R. W. Röth et al. Thermal stability of superconducting Nb cavities at 3 GHz. In Homeyer [194], Seite 1325-1327.
- [156] Ralf W. Röth. *Anomale Verlustmechanismen in supraleitenden Resonatoren aus hochreinem Niob*. Dissertation, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1992. WUBDIS 92-12.
- [157] Suehiro Takeuchi. Superconducting RF activities at JAERI. In Proch [205], Seite 76-83.
- [158] B. H. Wiik et al. A proposal to construct and test prototype superconducting R.F. structures for linear colliders. Technical report, DESY Hamburg und Partner, Notkestr. 85, Hamburg, Germany, April 1992.

#### **Artikel zu Linear Collidern und Freie-Elektronen-Lasern**

- [159] J. Auerhammer et al. Project review of the near infrared free electron laser at the **S-DALINAC**. In Goldstein und Newnam [191], Seite 184-188.
- [160] P. Balleyguier et al. Production of high-brightness electron beams für the ELSA-FEL. In Buzzi und Ortega [190], Seite 308-310.
- [161] K. Batchelor et al. Status of the visible free-electron laser at the Brookhaven Accelerator Test Facility. In Goldstein und Newnam [191], Seite 159-164.
- [162] I. Ben-Zvi et al. Proposed UV-FEL user facility at BNL. In Goldstein und Newnam [191], Seite 201-207.
- [163] Charles A. Brau. *Free-Electron Lasers*, Band Suppl. 22 von *Advances in Electronics and Electron Physics*. Academic Press, Boston, MA, 1990.
- [164] M. Castellano et al. Progress report of the machine construction and FEL program on LISA at LNF. In Goldstein und Newnam [191], Seite 168-172.
- [165] K. C. D. Chan et al. Los Alamos advanced free-electron laser. In Goldstein und Newnam [191], Seite 148-152.
- [166] M. E. Couprie et al. Measurements performed on the Super-ACO free-electron laser with a dissector. In Goldstein und Newnam [191], Seite 59-64.
- [167] R. Dei-Cas et al. Photoemission studies and commissioning the ELSA-FEL experiment. In Goldstein und Newnam [191], Seite 121-126.
- [168] G. J. Ernst et al. Status of the TEU-FEL project. In Goldstein und Newnam [191], Seite 173-177.
- [169] D. W. Feldman et al. Performance of the Los Alamos HIBAF accelerator at 17 MeV. In Buzzi und Ortega [190], Seite 133-139.

- [170] K. L. Meier. Engineering considerations of the advanced free-electron laser facility. In Goldstein und Newnam [191], Seite 153-158.
- [171] G. R. Neil et al. FEL design using the CEBAF linac. In Goldstein und Newnam [191], Seite 212-215.
- [172] B. E. Newnam et al. The Los Alamos POP project: FEL oscillator experiments in the ultraviolet and beyond. In Goldstein und Newnam [191], Seite 197-200.
- [173] C. Pellegrini. The free electron laser and its possible developments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-26(3):3791-3797, Juni 1979.
- [174] A. Renieri. Free electron lasers. In Tazzari [207], Seite 144-147.
- [175] M. Sawamura et al. Status of the JAERI FEL - beam test for injection system. In Goldstein und Newnam [191], Seite 153-158.
- [176] Richard L. Sheffield. Short wavelength FELs. In Lizama und Chew [199], Seite 1110-1114.
- [177] Todd I. Smith. Intense low emittance linac beams for free electron lasers. In *Proc. of the 1986 Linear Accelerator Conf.*, Stanford Linear Accelerator Center, 1986. Invited paper, also published as HEPL-PUB 976.
- [178] S. Takeda. Review of linear colliders (KEK, SLAC, CERN, DESY, ...). In Homeyer [194], Seite 372-377.
- [179] K. Yamada et al. Visible oscillation of storage-ring free electron laser on TERAS. In Goldstein und Newnam [191], Seite 33-37.

#### **Artikel zu Beschleunigern allgemein**

- [180] V. Aab et al. The superconducting 130 MeV electron accelerator at Darmstadt. In Shepard [206], Seite 127-140.
- [181] R. Bailey et al. Three years operational experience with LEP. In Homeyer [194], Seite 63-65.
- [182] Ilan Ben-Zvi. The BNL accelerator test facility and experimental program. In Lizama und Chew [199], Seite 550-554.
- [183] R. Boni et al. Status of the ARES R&D program. In Lizama und Chew [199], Seite 2973-2975.
- [184] D. Degle. The EP collider HERA. In Homeyer [194], Seite 3-8.
- [185] S. Hartman et al. Photocathode driven linac at UCLA for FEL and plasma wakefield acceleration experiments. In Lizama und Chew [199], Seite 2967-2969.
- [186] E. Keil. Review of high energy ee colliders. In Homeyer [194], Seite 22-26.
- [187] J. D. Lawson. Brightness, emittance, and temperature. Number 178 in NATO ASI Series B: Physics, Seite 5-20, Pitlochry, Scotland, Juli 1986. Plenum Press, New York.
- [188] G. H. Rees. Review of high energy pp colliders. In Homeyer [194], Seite 17-21.
- [189] M. Reiser. Physics of high brightness sources. American Institute of Physics, 1989.

#### **Proceedings und Artikelsammlungen**

- [190] J. M. Buzzi und J. M. Ortega, editors. *Proc. of the 12th Int. Free Electron Laser Conf.*, Paris, September 1990. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. A304.

- [191] J. C. Goldstein und B. E. Newnam, editors. *Proc. of the 13th Int. Free Electron Laser Conf.*, Santa Fe, NM, August 1991. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. A318.
- [192] A. Gover und V. Granatstein, editors. *Proc. of the 10th Int. Free Electron Laser Conf.*, Jerusalem, Israel, August 1988. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. A285, Nos. 1,2.
- [193] *Proc. of the 15th Int. Conf. on High Energy Accelerators*, Hamburg, Juli 1992.
- [194] H. Horneyer, editor. *Proc. of the 3rd European Particle Accelerator Conf.*, Berlin, März 1992. Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette.
- [195] Y. Kojima, editor. *Proc. of the 4th Workshop on RF Superconductivity*, KEK, Tsukuba, Japan, Januar 1989. KEK Report 89-21.
- [196] M. Kuntze, editor. *Proc. of the Workshop on RF Superconductivity*, KfK Karlsruhe, Juli 1980. KfK Report 3019.
- [197] Joel LeDuff, editor. *Proc. of the Workshop on Short Pulse High Current Cathodes*, Bendor, France, Juni 1990. Editions Frontières, Gif-sur-Yvette.
- [198] H. Lengeler, editor. *Proc. of the 2nd Workshop on RF Superconductivity*, CERN, Geneva, Juli 1984.
- [199] Loretta Lizama und Joe Chew, editors. *1991 IEEE Particle Accelerator Conf. Record*, San Francisco, Mai 1991. IEEE.
- [200] P. Mann und P. Mandrillon, editors. *Proc. of the 2nd European Particle Accelerator Conf.*, Nice, France, Juni 1990. Editions Frontières.
- [201] J. D. McGee, D. McMullan und E. Kahan, editors. *Proc. of the 5th Symp. on Photo-Electronic Image Devices*, Imperial College, London, September 1971. Published in: *Advances in Electronics and Electron Physics*, Vol. 33A+B, ed. L. Marton, Academic Press, 1972.
- [202] B. L. Morgan, R. W. Airey und D. McMullan, editors. *Proc. of the 6th Symp. on Photo-Electronic Image Devices*, Imperial College, London, September 1974. Published in: *Advances in Electronics and Electron Physics*, Vol. 40A+B, ed. L. Marton, Academic Press, 1976.
- [203] John Nation, editor. *Proc. of the 3rd Int. Workshop on Advanced Accelerator Concepts*, Port Jefferson, NY, Juni 1992. Massachusetts Institute of Technology.
- [204] Hasan Padamsee, editor. *Proc. of the 1st TESLA Workshop*, Cornell University, Ithaca NY, Juli 1990. CLNS-90-1029.
- [205] D. Proch, editor. *Proc. of the 5th Workshop on RF Superconductivity*, Hamburg, August 1991.
- [206] K. W. Shepard, editor. *Proc. of the 3rd Workshop On RF Superconductivity*, Argonne, IL, September 1987.
- [207] S. Tazzari, editor. *Proc. of the European Particle Accelerator Conf.*, Rome, Juni 1988. World Scientific, Singapore.
- [208] R. E. Turner, editor. *Proc. of the 2nd Int. Conf. on Vacuum Microelectronics*, number 99 in Institute of Physics Conf. Series. Institute of Physics, Juli 1989.

**Diverse Veröffentlichungen**

- [209] P. Balzarotti und A. Renzo. Gas emission from Cs dispensers under heating. Technical Report 118/1990, SAES Getters SpA., RD Central Labs, 20151 Milano/Italy, November 1990.
- [210] R. Boll und L. Borek. Elektromagnetische Schirmung. *NTG-Fachberichte*, 76, 1980.
- [211] F. Ebeling, P. Schütt und T. Weiland. Selfconsistent simulation of high power tubes with TBCI-SF. In Tazzari [207], Seite 678-682.
- [212] *Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie*. Verlag Chemie, Weinheim / Gmelin-Verlag, Clausthal.
- [213] S. J. Heuer. Measurement of gaseous impurities in alkali metal vapor generated by a dispenser. Technical report, SAES Getters SpA., 20151 Milano, Italy.
- [214] B. A. Lengyel. *Lasers*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley-Interscience, New York, 1971.
- [215] P. Della Porta, C. Emil und S. J. Hellier. Alkali metal generation and gas evolution from alkali metal dispensers. Technical Report TR 18, SAES Getters SpA., 20151 Milano, Italy.
- [216] A. Renzo. Prove di outgassing durante l'attivazione dei dispenser di Cs. Technical Report 65/1991, SAES Getters SpA., R&D Central Labs., 20151 Milano/Italy, Juni 1991.
- [217] L. Serafini und C. Pagani. ITACA: A new computer code for the integration of transient particle and field equations in axi-symmetrical cavities. In Tazzari [207], page 866 ff.
- [218] C. V. Shank. *Generation of Ultrashort Optical Pulses*, Band 60 von *Topics in Applied Physics*, Kapitel 2, Seite 5-34. Springer-Verlag, 1988.
- [219] M. Succi, R. Canino und B. Ferrario. Atomic absorption evaporation flow rate measurements of alkali metal dispensers. *Vacuum*, 35(12):579-582, Juli 1985.
- [220] T. Weiland. On the computation of resonant modes in cylindrically symmetric cavities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 216:329-348, 1983.

## Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1	Dreistufige Modellvorstellung für den Photoemissions-Prozeß: Absorption des Lichtquants durch ein Elektron (1), Drift zur Materialoberfläche (2) mit Energieverlust durch Stöße mit Phononen und Austritt aus der Oberfläche (3)	17
Abbildung 2	Bandstruktur und Emissionsprozeß bei Halbleitern mit normaler (links), geringer (Mitte) und effektiv negativer Elektronenaffinität (rechts)	18
Abbildung 3	Verlauf der Quantenausbeute von $\text{Cs}_3\text{Sb}$ (links) und $[\text{Cs}](\text{Na}, \text{K})_3\text{Sb}$ (rechts) in der Nähe der Emissionsschwelle, nach [98]	19
Abbildung 4	Spektraler Verlauf der Quantenausbeute für die wichtigsten LEA-Halbleiter nach [33]	21
Abbildung 5	Erstes Design für eine supraleitenden Photoelektronenquelle: Aufbauskinze	32
Abbildung 6	Erstes Design für eine supraleitenden Photoelektronenquelle: 500 MHz-Reentrant-Resonator mit magnetischem (oben) und elektrischem Feld (unten)	33
Abbildung 7	Zweiter Prototyp-Entwurf für eine supraleitende Photoelektronenquelle: Aufbauskinze für Resonator und Kryostat	34
Abbildung 8	Vakuumkammer zur Präparation und Untersuchung von Alkaliantimonid-Photokathoden	39
Abbildung 9	Gemessene Kalibrierkurven für die Aufdampfpraten der Antimon-Quelle (links) und der Cäsium-Quelle (rechts)	42
Abbildung 10	Kennlinie von Anoden- und Kathodenstrom in Abhängigkeit von der Spannung	43
Abbildung 11	Abhängigkeit der Quantenausbeute von $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schichten auf Niobsubstrat von ihrer Schichtdicke	45
Abbildung 12	Homogenität einer 32 mm großen $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht vor (links) und nach (rechts) Aktivierung mit Sauerstoff	46
Abbildung 13	Experiment zum Betrieb einer Alkaliantimonid-Photokathode im supraleitenden Resonator: Übersichtsskinze	49
Abbildung 14	Detailzeichnung des supraleitenden Resonators mit Bandpaßfilter und Kopplern	50
Abbildung 15	Resonator mit Bandpaßfilter: Elektrische (links) und magnetische Feldverteilung (rechts) des $\pi$ -Modes bei 2.8 GHz	52
Abbildung 16	Ersatz-Schaltbild für Resonator und Filter	52
Abbildung 17	Transmissions-Kennlinie des Resonators mit Bandpaß-Filter für zu niedrige (links), korrekte (Mitte) und zu hohe Frequenz (rechts) des Filters	53
Abbildung 18	Variation der Koppelgüte $Q_2$ und der Resonanzfrequenz $f$ beim Zurückziehen des Kathodenstempels	54
Abbildung 19	Extrahierter Elektronenstrom in Abhängigkeit von der HF-Feldstärke mit und ohne 150 V Vorspannung; Messung $I(E)$ Nr. 5/6	55

Abbildung 20	Leistungs-Einkopplung: Variation der externen Güte $Q_1$ mit der Position $z_1$ des Innenrohres (links) und Resonanzen auf der Koppelleitung im reflektierten Signal (rechts)	56
Abbildung 21	Übersichtszeichnung der an den Kryostaten geflanschten Photokathoden-Präparationskammer	59
Abbildung 22	Kritische Emissionsphase $\varphi_C$ sowie maximale kinetische Energien $E_k$ in Abhängigkeit von der Feldstärke $E_C$ an der Kathode für den 3 GHz-Resonator	63
Abbildung 23	Kinetische Energien sowie Phasenlagen der Elektronen beim Verlassen des Resonators bzw. beim Auftreffen auf die Kathode in Abhängigkeit von der Emissionsphase $\varphi_0$	63
Abbildung 24	Verlauf des Sekundäremissionskoeffizienten für $\text{Cs}_3\text{Sb}$ nach Messungen [110] und parametrisiert nach Gleichung (16)	64
Abbildung 25	Extrahierter Strom in Abhängigkeit von der Feldstärke für verschiedene Verläufe des Sekundäremissionskoeffizienten $\delta(E_{\text{kin}})$	65
Abbildung 26	Energiespektren der extrahierten Elektronen mit und ohne Sekundäremission (links) sowie der auf die Kathode treffenden Elektronen (rechts) bei $E_C = 1.5 \text{ MV/m}$	66
Abbildung 27	Aufdampfraten-Charakteristik der Antimon- (links) und Cäsium-Dispenserquellen (rechts) nach Messungen mit der Quarzwaage	67
Abbildung 28	Strom-Spannungskennlinie der Anordnung Kathode-Anode; die regelmäßig verwendete Saugspannung an der Anode ist +150 V	68
Abbildung 29	$I_p(E_C)$ -Kennlinie einer $\text{Cs}_3\text{Sb}$ -Schicht: Meßkurve, Simulationsrechnung und Parametrisierung anhand der Messung Nr. 5/15	75
Abbildung 30	Variation des Extraktionsstroms während des Betriebs anhand der Dauermessungen $I_p(t)$ Nr. 5/1 und Nr. 5/2	78
Abbildung 31	Verlauf der $I_p(E_C)$ -Kennlinie bei Schicht Nr. 4-2 mit der Spitze bei 1,0 MV/m; Messung Nr. 4/3	79
Abbildung 32	Feldemissions-Kennlinie vor und nach Erreichen der maximalen Feldstärke sowie Anpassung der Regressionskurve anhand der Messung $I(E^*)$ Nr. 5/4	81
Abbildung 33	Abhängigkeit der Güte von der Feldstärke vor und nach dem Betrieb der Schicht 5-2 im Resonator	83
Abbildung 34	Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Feldstärke vor und nach dem Betrieb der Schicht 5-2 im Resonator	83

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 1	Eigenschaften von metallischen Photoemittern	20
Tabelle 2	Eigenschaften von Halbleiter-Photoemittern	20
Tabelle 3	Erstes Prototyp-Design für eine supraleitende Photoelektronenquelle: Technische Daten der Konstruktion (links) sowie Ein- und Ausgabeparameter der Strahlsimulation (rechts)	33
Tabelle 4	Zweiter Prototyp-Entwurf für eine supraleitende Photoelektronenquelle: Parameter für Laser und Kathode (links) sowie Ergebnisse der Strahldynamik- Rechnungen (rechts)	36
Tabelle 5	Verdampfungs-Eigenschaften von Antimon und den Alkalimetallen nach [212]	41
Tabelle 6	Geometrische HF-Parameter des halbzelligen Resonators nach Rechnungen mit den Programmen URMEL (Auflösung 25.000 Gitterpunkte) und URMEL- T (7.000 Punkte)	51
Tabelle 7	Feldstärken und Geometriefaktoren des $\pi$ -Modes im Filterbereich nach Rechnungen mit dem Programm URMEL-T (Auflösung 7.000 Gitterpunkte)	53
Tabelle 8	Rechnungen zur Elektronendynamik mit ITACA: Übersicht über die wichtigsten Resultate	61
Tabelle 9	Restgaszusammensetzung der Präparationskammer unter verschiedenen Betriebsbedingungen	66
Tabelle 10	Erfolgreiche Präparationen von Cs <sub>3</sub> Sb-Photokathoden auf Niob-Stempeln ohne (links) und mit Kupferbeschichtung (rechts)	70
Tabelle 11	Präparationen und Anfangswerte des Resonators bei den verschiedenen Tests	73
Tabelle 12	Parameter der Photo- und Sekundäremission bei den im Resonator gemessenen Cs <sub>3</sub> Sb-Schichten in Abhängigkeit ihrer Betriebsbedingungen	76
Tabelle 13	Schichtdicke und HF-Verlustleistung der in den Resonator eingebrachten Cs <sub>3</sub> Sb-Photokathoden	80
Tabelle 14	Parameter der Feldemission im HF-Feld bei den Photokathoden 4-2 und 5-2	82
Tabelle 15	Eigenschaften des leeren Resonators vor und nach dem Betrieb der Photokathoden darin	84
Tabelle 16	Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der im Resonator getesteten Cs <sub>3</sub> Sb-Photokathoden	85