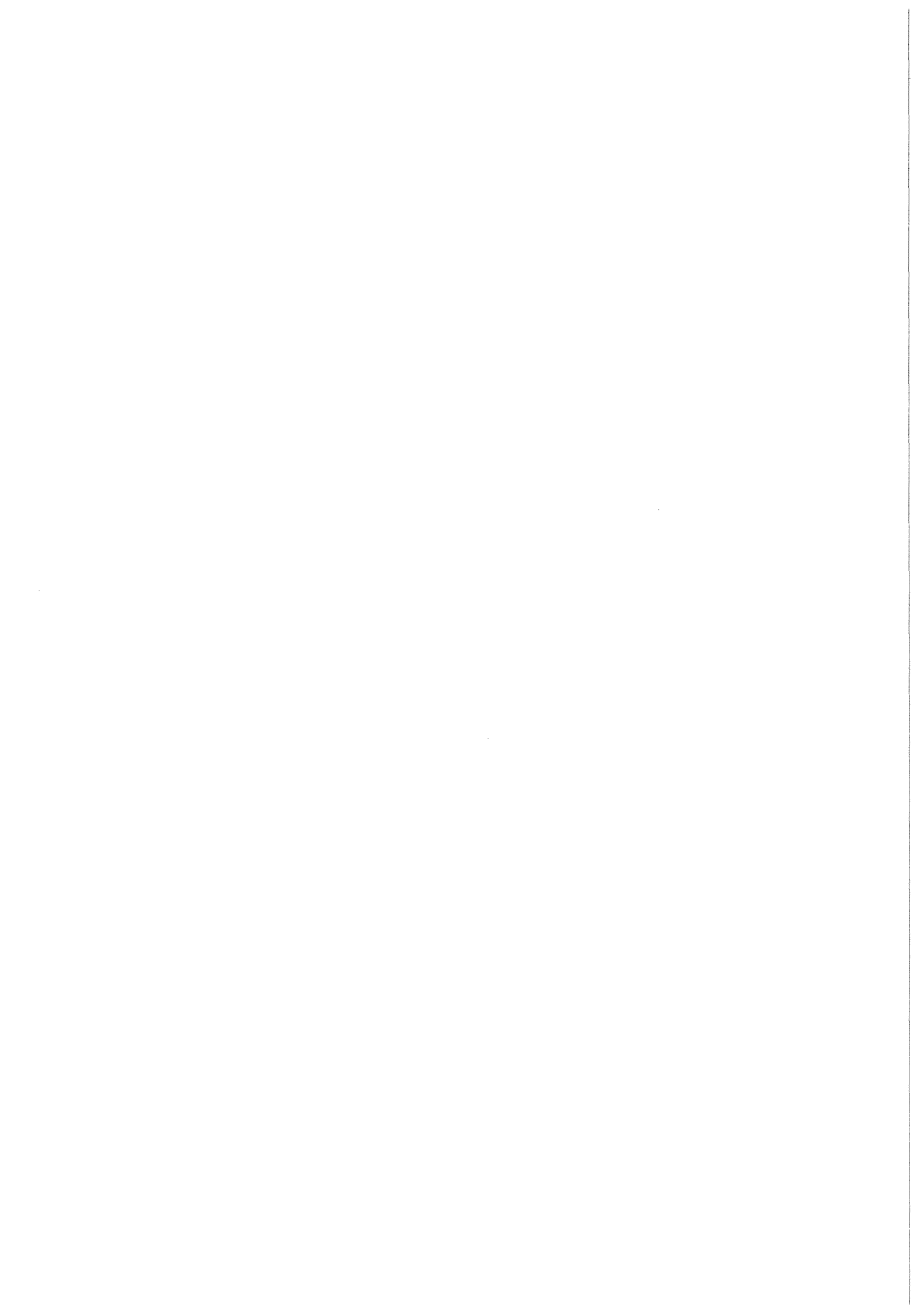


KfK 3398  
Oktober 1982

# Untersuchung der Feldemission bei Frequenzen zwischen 12 und 18 GHz

H. Hübner  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE  
Institut für Kernphysik

KfK 3398

UNTERSUCHUNG DER FELDEMISSION BEI FREQUENZEN ZWISCHEN 12 UND 18 GHz

H. Hübner

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)  
genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

## KURZFASSUNG

Der Betrieb einer Wolfram-Feldemissionsspitze in einem Hochfrequenzresonator bei  $12 \div 18$  GHz ermöglicht erstmals die Messung von Elektronenaustrittsarbeiten bei Mikrowellenfrequenzen. Zur quantitativen Auswertung wurde die theoretische Emissionsstromdichte in Form einer analytischen Näherungsformel aus der FOWLER-NORDHEIM-Gleichung abgeleitet. Als Charakteristikum erscheint ein Faktor  $E^{3/2}$  im Vorfaktor der Exponentialfunktion.

Die Messungen konnten konsistent interpretiert werden. Als wichtigste Ergebnisse sind zu nennen:

- a) Die Austrittsarbeiten sind im Vergleich zur Gleichfeldemission um  $1.5 \div 2.5$  eV erniedrigt.
- b) Die niedrigste Austrittsarbeit von  $(2.05 \pm 0.35)$  eV hatte die Spitze, nachdem sie während des Versuchs durch HF-Heizung bis zur Desorption gesäubert wurde.
- c) Die FOWLER-NORDHEIM-Kurven oxidiertter W-Spitzen zeigen eine Wellenstruktur, die mit elektronischen Zuständen innerhalb der Oxidschicht erklärt werden kann.
- d) Der Tunnelprozess ist schneller als 3 ps bei Barrieren bis zu 2 nm Dicke. Das rechtfertigt die Verwendung der FOWLER-NORDHEIM-Gleichung auch bei Mikrowellenfrequenzen.

## ABSTRACT

### Investigation of the field emission at frequencies between 12 and 18 GHz

It was possible to operate a tungsten field emitter in a high frequency resonator at  $12 \div 18$  GHz. This allowed us to measure work functions at microwave frequencies the first time. The emission current density was deduced from the FOWLER-NORDHEIM equation in form of an analytical approximation. A characteristic factor  $E^{3/2}$  appears in the pre-exponential.

The experiments can be interpreted consistently. The most important results are:

- a) In comparison to DC-field emission the work functions are lowered by  $1.5 \div 2.5$  eV.
- b) The lowest work function of  $(2.05 \pm 0.35)$  eV had been achieved after the tip had been desorbed during experiment by HF-heating.
- c) The FOWLER-NORDHEIM-plots of oxidized tungsten tips show a wave-structure, which is caused by electronic states inside the oxid layer.
- d) The tunnel process is faster than 3 ps when the barrier thickness does not exceed 2 nm. This allows the application of the FOWLER-NORDHEIM-equation even at microwave frequencies.

# I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

## 1 EINLEITUNG

1.1 Historischer Rückblick . . . . .	1
1.2 Was ist Hochfrequenz-Feldemission? . . . . .	2

## 2 EXPERIMENTELLE GRUNDLAGEN

2.1 Planung und Ausführung des Versuchsaufbaus . . . . .	4
2.1.1 Resonator . . . . .	4
2.1.2 Meßkammer und Kryostat . . . . .	9
2.1.3 HF-Regelung . . . . .	9
2.1.4 Faradaybecher . . . . .	10
2.1.5 Nachweiselektronik . . . . .	11
2.2 Präparation der Nadeln . . . . .	15
2.2.1 Elektrochemisches Ätzverfahren . . . . .	15
2.2.2 Ätzgerät . . . . .	19
2.2.3 Befestigung der Nadel am Stempel . . . . .	19
2.3 Durchführung der Experimente . . . . .	22
2.3.1 Vorbereitung . . . . .	22
2.3.2 Messung . . . . .	22

## 3 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

3.1 Die FOWLER-NORDHEIM - Gleichung bei Wechselspannung . . . . .	24
3.1.1 Bunchform und Formfaktor $F$ . . . . .	26
3.1.2 Korrekturfunktion $v(E, \phi)$ . . . . .	28
3.1.3 Analytische Näherung . . . . .	29
3.2 Trajektorienberechnung . . . . .	33
3.2.1 Das $E$ -Feld im Resonatorspalt . . . . .	34
3.2.2 Elektronenbahnen - Rechtfertigung der statischen Näherung . . . . .	38
3.2.3 Ionenbahnen - Vakuumbedingungen . . . . .	39
3.3 Theoretische Grundlagen der Versuchsauswertung . . . . .	40
3.3.1 Berechnung der Gapspannung $\langle U \rangle$ . . . . .	40
3.3.2 Berechnung der maximalen Emissionsfeldstärke . . . . .	45
3.3.3 Überlegungen zur Strommessung . . . . .	45
3.4 Fehlerdiskussion . . . . .	46
3.4.1 Mittlere relative Fehler der direkt gemessenen Größen . . . . .	46
3.4.2 Fehler der mittelbar berechneten Größen . . . . .	48

## 4 EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE . . . . . 51

4.1 Versuchsdurchführung . . . . .	52
------------------------------------	----

4.2	Auswertung	58
4.3	Ergebnisse	60
4.3.1	Austrittsarbeiten	60
4.3.2	Austrittsflächen	61
4.3.3	Wellenstruktur	62
4.3.4	Tunnellaufzeiten	62
5	DISKUSSION	63
5.1	"Stromexplosionen"	63
5.2	Austrittsarbeiten und -flächen	65
5.2.1	Thermisch unterstützte Emission	65
5.2.2	Mehrere Emissionszentren	66
5.3	Wellenstruktur	67
5.4	Tunnellaufzeiten	71
5.4.1	Einteilchen Tunnelprozess	72
5.4.2	Tunnellaufzeiten und Bildpotential.	73
5.5	Ungeklärte Ergebnisse	74
5.6	Anregungen	75
6	ZUSAMMENFASSUNG	77
7	ANHANG	
7.1	Numerische Berechnung des Gapfelds	78
7.2	Feldemission aus ebenen Oberflächen	79
8	LITERATURVERZEICHNIS.	81

In dieser Arbeit werden folgende Abkürzungen verwendet:

FN	- FOWLER - NORDHEIM
FE	- Feldemission
TF	- thermisch unterstützte FE
DC	- Gleichstrom
AC	- Wechselstrom (steht auch für pulsierenden Gleichstrom)
HF	- Hochfrequenz (hier 12 ÷ 18 GHz)
TM	- transversal magnetisch
IU	- Strom / Spannung
REM	- Raster-Elektronen-Mikroskop
lg	- dekadischer Logarithmus
ln	- natürlicher Logarithmus

Formeln und Werte werden, wenn nicht anders vermerkt, in MKSA - Einheiten angegeben.

# 1 EINLEITUNG

## 1.1 HISTORISCHER RÜCKBLICK

Die Feldemission kalter Metalloberflächen ist erstmals 1897 beobachtet |1|, aber erst 1922 näher untersucht worden |2|. 1928 gelang FOWLER und NORDHEIM die Erklärung durch einen quantenmechanischen Tunnelprozess (FN-Gleichung) |3|. Seit MÜLLER 1937 die Feldemissionsmikroskopie entwickelt hat |4|, war die FE Gegenstand zahlreicher Untersuchungen, hauptsächlich an Wolfram. In diesem Zusammenhang hat sich die FN-Theorie als zuverlässiges Instrument zur theoretischen Beschreibung der Experimente bewährt |5,6|. Allerdings beschäftigten sich all diese Untersuchungen mit der FE bei hohen DC-Feldern. Dagegen wurden nur wenige Untersuchungen zur AC-FE durchgeführt, und diese Arbeiten beschäftigten sich hauptsächlich mit den technischen Anwendungsmöglichkeiten einer emittierenden Spitze

- a) als Katode für Elektronenbeschleuniger |7| und
- b) als Generator, Verstärker oder Gleichrichter für Mikrowellen. Dabei arbeitete die Spitze in Röhren |10|, normalleitenden Resonatoren |8| oder supraleitenden Resonatoren |11,12,13|.

Nur CHARBONNIER et al. |10| führten Grundlagenexperimente zur HF-FE durch. In einem ihrer Versuche wurde eine Wolframspitze in einem normalleitenden X-Band-Resonator ( $8 \div 12$  GHz) bei Spannungen bis zu 3 kV betrieben. Dabei zeigten sowohl das Emissionsbild als auch, im Rahmen der Meßgenauigkeit, die IU-Kurve keine Unterschiede zum gewohnten Gleichstromverhalten.

Die in den 60er Jahren durchgeführten Untersuchungen verfolgten den Zweck den Mikrowellenbereich technisch zu erschließen. Das war zu dieser Zeit mit Halbleiterbauelementen überhaupt nicht und mit Spezialröhren nur schwer möglich. Später wurde der Einsatzbereich der Halbleiter bis in den Mikrowellenbereich ausgedehnt, so daß für die HF-FE kein Bedarf mehr bestand.

Während der letzten Jahre ist allerdings das Interesse an der HF-FE neu erwacht und zwar aus verschiedenen Gründen.

- a) In supraleitenden Beschleunigern wird das erreichbare maximale Feld durch die Emission von Elektronen begrenzt, die im wesentlichen eine FN-Charakteristik besitzen |9|. Dieses unerwünschte Phänomen ist bis jetzt nur unvollständig verstanden, besonders da die maximale Feldstärke noch weit von den  $10^9$  V/m entfernt ist, die für FE typisch sind.
- b) Der FE- Strom in den Resonatoren zeigt eine Wellenstruktur, die der FN-Geraden überlagert ist. Diese Eigenschaft, die auch in |10| und |11| andeutungsweise sichtbar ist<sup>1)</sup>, ist bis heute noch unverstanden.

---

<sup>1)</sup> Diese Wellen konnten nicht identifiziert werden, weil zu wenige Meßpunkte aufgenommen wurden und die Meßfehler zu groß waren.



c) Die Entwicklung supraleitender Linearbeschleuniger eröffnet erstmals die Möglichkeit zum Bau von Elektronenmikroskopen mit Strahlspannungen über 3 MV. Solch ein Gerät hätte zudem optische Vorteile gegenüber bestehenden Geräten, wenn als Quelle eine bei einigen GHz betriebene FE-Katode zum Einsatz käme [14].

Auch aus theoretischer Sicht sind die dynamischen Aspekte des Tunnelprozesses noch völlig unerschlossen. Z.B. ist unbekannt in welcher Zeit der Tunnelprozeß durch eine statische Barriere abläuft. Abschätzungen dieser Zeitspanne reichen von  $10^{-16}$  s bis zu 1 s [15,16, 17]! Wenn Elektronen aus der Metalloberfläche austreten, dann werden im Metall Spiegelladungen induziert. Auch dieser Mechanismus ist bis heute weitgehend unverstanden: Wie sieht das Potential aus, wenn sich das Elektron nur einige wenige Atomabstände weit vom Metall entfernt hat und wie groß ist die zeitliche Relaxation der Bildkräfte? Noch nicht einmal der vergleichsweise einfache Fall des Tunnelns durch eine oszillierende Barriere ist bis heute untersucht worden.

In dieser Situation haben wir uns entschlossen HF-FE-Experimente bei Frequenzen zwischen 12 und 18 GHz durchzuführen<sup>2)</sup>.

## 1.2 WAS IST HOCHFREQUENZ - FELDEMISSION ?

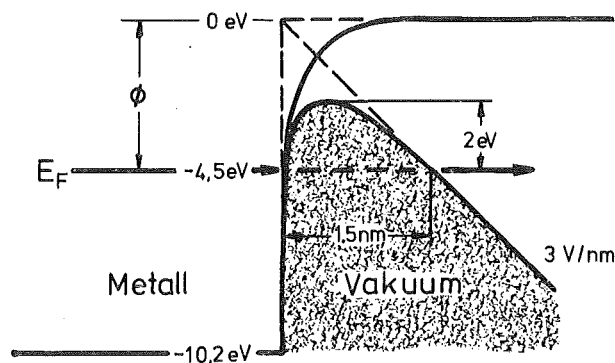


Abb.1.1:  
Typisches FN-Potential

Abb.1.1 zeigt das Potential einer Metall-Vakuum - Grenzfläche in sehr vereinfachter Form. Wenn ein Elektron an der Fermikante das Metall verlassen möchte, dann muß es mindestens einen Energiebetrag von der Größe der Austrittsarbeit  $\phi$  erhalten. Im Fall der thermischen Emission wird das durch Erhitzen des Metalls erreicht. An kalten Oberflächen kann das Elektron das Metall nur verlassen, wenn die Dicke der Barriere durch Anlegen einer Spannung endlich gemacht wird. Dann beginnt ein Emissionsstrom zu fließen, der bestimmt wird durch die Höhe der Barriere (das ist die Materialkonstante  $\phi$ ) und durch seine Dicke (bestimmt durch die Höhe der angelegten Spannung). Eine Korrektur dieses einfachen Modells wird erforderlich, da die Elektronen Bildkräfte induzieren, die die Form der Barriere verändern. Damit ergibt sich eine starke exponentielle Abhängigkeit des Emissionsstroms von der Feldstärke, oder,

<sup>2)</sup> Der erste Anfang wurde von A.STROJNIK und C.PASSOW 1977 gemacht.

bei konstanten geometrischen Abmessungen, von der angelegten Spannung:

$$J = a \frac{E^2}{\phi} \cdot e^{-b \frac{\phi^{3/2}}{E}} \quad \text{FOWLER-NORDHEIM (1928)}$$

Diese Theorie wurde 1928 von FOWLER und NORDHEIM entwickelt [3] und seitdem in einer Fülle von Experimenten immer wieder bestätigt. Typische Werte für FE an Wolfram sind in Abb.1.1 eingetragen: Bei Feldstärken von einigen  $10^9$  V/m ist die Barriere noch etwa 1.5 nm dick und 2 eV hoch.

Feldstärken dieser Größe lassen sich an freien Oberflächen nur erreichen, wenn man der Fläche eine starke Krümmung gibt, mit Radien von wenigen 100 nm. Dann genügt eine bequem handhabbare Spannung von einigen kV.

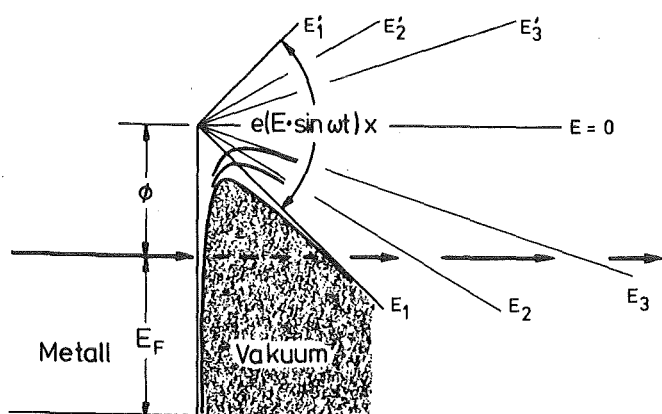


Abb.1.2:  
FN-Potential bei HF

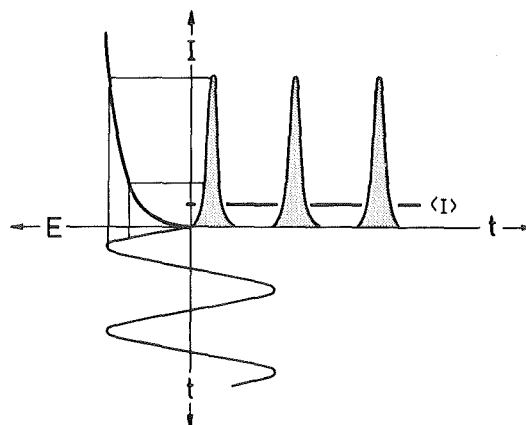


Abb.1.3:  
Arbeitspunkt der HF-FE-Diode

Soweit sind die Prinzipien der DC-FE gut verstanden. Was aber passiert, wenn eine niederfrequente Wechselspannung angelegt wird? Jetzt oszilliert die Barriere zwischen den korrespondierenden Werten in Abhängigkeit von der Höhe der angelegten Spannung (Abb.1.2). Der Arbeitspunkt oszilliert auf der Kennlinie  $I(E)$  mit der Frequenz  $\omega$  (Abb.1.3). Emission tritt nur auf, wenn das Metall positiv ist, und dann wird der Löwenanteil des Stroms beim Maximum der Feldstärke emittiert: Aus der sinusförmigen Eingangsspannung ist ein pulsierender Gleichstrom geworden. Im zeitlichen Mittel mißt man den wesentlich geringeren mittleren Strom  $\langle I \rangle$ , den man nach FN berechnen und mit dem Experiment vergleichen kann.

Was aber passiert, wenn die Frequenz erhöht wird? Läßt sich der mittlere emittierte Strom dann immer noch aus der FN-Gleichung berechnen, oder treten irgendwann frequenzabhängige Effekte wie Tunnellaufzeiten oder Resonanzen auf? So lautet die zentrale Frage: Gilt FN für alle Frequenzen?

Dabei muß ein wesentlicher Punkt beachtet werden: Hochfrequenz-Feldemission ist immer noch Emission durch eine oszillierende Barriere. Eine Anregung der Elektronen durch Photonen (photoinduzierte FE) oder Phononen (thermische Emission) ist bei der niedrigen Frequenz und der Versuchsdurchführung bei 4.2 K ausgeschlossen.

## 2 EXPERIMENTELLE GRUNDLAGEN

### 2.1 PLANUNG UND AUSFÜHRUNG DES VERSUCHSAUFBAUS

#### 2.1.1 RESONATOR

##### Theoretische Konzeption

Zur Untersuchung der HF-FE soll eine feine Wolframspitze statt bei einigen kV Gleichspannung, in einem entsprechend hohen HF-Feld betrieben werden. Um auch die Frequenzabhängigkeit untersuchen zu können, braucht man sinusförmige Spannungen. Aber die Erzeugung von Spannungen im kV-Bereich ist bei Mikrowellenfrequenzen nicht ganz einfach: Transformatoren versagen den Dienst und Pulsformung ergibt keine Sinusspannung. So ist man auf die Verwendung von Resonatoren angewiesen. Da Leistungsverstärker sehr teuer sind, braucht man hohe Güten. Bei Güten von  $10^5 \div 10^6$  kommt man mit 10 W aus, benötigt aber supraleitende Resonatoren.

Bei der Planung des Resonators mußten verschiedene Anforderungen aufeinander abgestimmt werden:

- 1) Zur Untersuchung der HF-FE eignen sich nur Moden, die an der Stelle der Nadel hohe E-Felder parallel und symmetrisch zur Nadelachse haben. Wenn man die Nadel daher auf der Achse des Resonators anbringt (aus Fertigungsgründen beschränkt sich die Auswahl der Resonatoren auf rotationssymmetrische Formen), dann sind das die TM-Moden.
- 2) An der Stelle der Nadel soll eine möglichst hohe E-Feldkonzentration herrschen.
- 3) Um Frequenzabhängigkeiten untersuchen zu können, sollte der Resonator möglichst viele TM-Moden im Frequenzbereich  $12 \div 18$  GHz haben (für diesen Frequenzbereich ist das HF - Regelsystem ausgelegt) [18].
- 4) Andererseits ist es ungünstig, den Resonator auf zu hohen Obermoden zu betreiben, da bei ungenügendem Abstand zwischen den Moden Modekopplungen auftreten können, die dem gewünschten TM-Mode Energie entziehen. D.h. die niedrigste Schwingungsform sollte der 2. oder 3. TM-Mode bei  $\approx 12$  GHz sein.
- 5) Der Resonator sollte nicht zu winzig werden, was den Einfluß von Fertigungsungenauigkeiten und Oberflächenfehlern vergrößern und präparative Schwierigkeiten mit sich bringen würde. Zusammen mit 4) erzwingt das den Einsatz einer kapazitiv belasteten Resonatorform (Reentrant- oder Doppelreentrantform). Diese Form kommt auch der zweiten Bedingung entgegen, daß an der Stelle der Nadel möglichst hohe E-Felder auftreten sollten. Das ist bei kapazitiv belasteten Resonatoren durch die hohe Konzentration des E-Felds am Stempel erfüllt.
- 6) Die Güte des Resonators sollte mindestens  $10^5 \div 10^6$  betragen.

Da keine Gründe gegen die Verwendung der einfacheren Reentrantform sprachen, wurde nach einem Reentrantresonator gesucht, dessen äußere Abmessungen einige cm betragen, dessen zweiter TM-Mode bei  $\approx 12$  GHz liegt

und der noch möglichst viele weitere TM-Moden unter 18 GHz besitzt. Dazu wurden verschiedene Geometrien mit dem LACC-Programm [19] berechnet. Die erfolgversprechenden wurden dann im Kupfermodell gebaut und ausgemessen.

Der für die Messungen benutzte Resonator hatte folgende Geometrie:

Durchmesser des Resonators: 30 mm  
 Durchmesser des Stempels: 8 mm  
 Länge des Stempels: 10 mm  
 Spalt zw. Stempel und Boden : 3 mm

Nachstehend sind die Frequenzen, die das LACC-Programm für diesen Resonator berechnet hat, aufgeführt und der Messung gegenübergestellt:

	Modeform	Frequenz		berechnete Cu-Güte
		berechnet	gemessen	
Grundmode	TM 010	4.07 GHz	--	5440
2. TM-Mode	TM 011	12.35 GHz	12.4 GHz	6742
3. TM-Mode	TM 012	14.48 GHz	13.8 GHz	7635
4. TM-Mode	TM 022	18.87 GHz	16.8 GHz	6990

Bei den höheren Frequenzen kommt es zu großen Differenzen zwischen Rechnung und Messung. Daher wurde die gleiche Geometrie zusätzlich noch mit dem Programm SUPERFISH berechnet [19]. Bei dieser Rechnung ergeben sich die gleichen überhöhten Frequenzen, wie bei der Rechnung mit LACC. Eine Diskussion der Abweichungen findet sich in Kap.3.4.

Die Daten des Resonators wurden vom LACC-Programm für (normalleitendes) Cu berechnet. Dabei wird mit einer el. Leitfähigkeit von  $5.91 \cdot 10^7$   $1/(\Omega\text{m})$  gerechnet. Dagegen sollte man mit supraleitenden Nb-Oberflächen ohne allzugroßen Präparationsaufwand über  $10^{10}$   $1/(\Omega\text{m})$  kommen. D.h. Verbesserungsfaktoren von  $\approx 100$  sind realistisch, auch mit einer eingesetzten normalleitenden W-Nadel. Damit kommt man mit der Güte in den Bereich  $10^5 \div 10^6$ , und das entspricht der Forderung 6).

Die Qualität eines Resonators wird, neben der Oberflächenbehandlung, hauptsächlich durch die Hochfrequenzeigenschaften der Verbindungsstelle zwischen den beiden Resonatorteilen bestimmt. Dieser "Joint" macht sich umso stärker bemerkbar, je höher die HF-Ströme sind, die über ihn fließen müssen, da er, gemessen an der ungestörten Wand, immer eine schlechtere Leitfähigkeit besitzt. Daher ist man bei der Konstruktion bemüht, den Joint an die Stelle möglichst niedriger Wandströme zu legen. Diese Forderung läßt sich für verschiedene Moden selten zugleich erfüllen. Außerdem ist man bei der geringen Größe eines Ku-Band-Resonators in der Wahl stark eingeschränkt. Wir mußten daher den Joint in eine Ecke legen und den Resonator aus einem becherförmigen "Körper" und einem "Deckel" mit Stempel und Nadel aufbauen (Abb.2.1). So kann der Resonator mit Hohlleitern und angeflanschter Meßkammer fest installiert bleiben und lediglich der Deckel muß von Versuch zu Versuch demontiert werden.

Als Kopplung kommt jetzt aus Platzgründen nurmehr eine seitliche

- 1 Körper
- 2 Deckel
- 3 Stempel  
mit Nadel
- 4 In-Dichtring

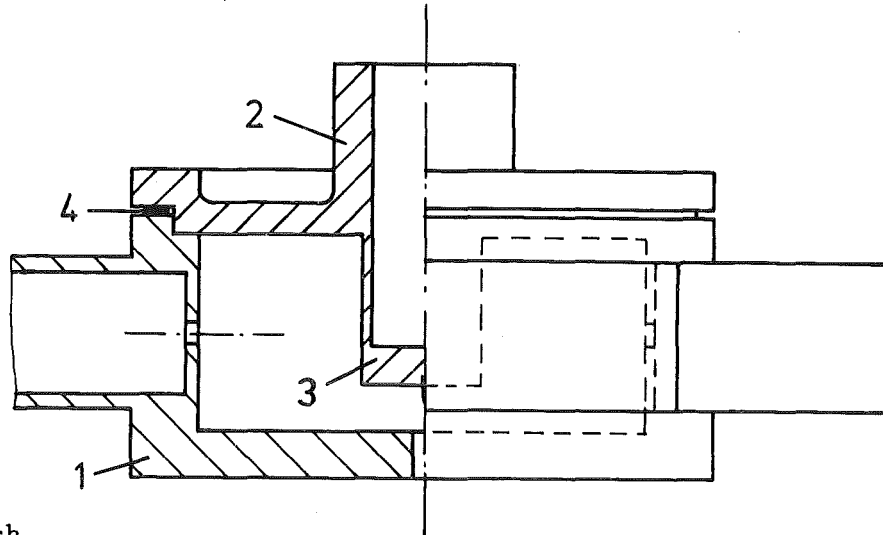


Abb.2.1:  
Querschnitt durch  
den Resonator

magnetische Lochkopplung in Frage. Diese hat aber den Vorteil, daß sie nur TM-Moden anregt und die unerwünschten TE-Moden stark unterdrückt werden.

#### Bau des Resonatorkörpers

Der Resonator und die angrenzenden Hohlleiter wurde aus Nb mit einer Reinheit von 99.9% hergestellt (Fa. Wah Chang, Restgehalt an Ta: 300 ppm, sonstige metallische Verunreinigungen: 300 ppm). Dazu wurden zunächst die äußeren Konturen und die Bohrung des Resonators mit 1 mm Zugabe vorgefertigt. Nach zweistündigem Spannungsfreiglühen bei 1200°C wurde das Teil fertigbearbeitet. Die geforderte größte Rauhtiefe für die Resonatorinnenwände betrug 3 µm, die Hohlleiterkanäle wurden durch Funkenerosion herausgearbeitet und mit den Flanschen elektronenstrahlverschweißt. Nach der mechanischen Bearbeitung wurden die Oberflächen durch kurzes Ätzen (40% HF + 60% HNO<sub>3</sub>) gesäubert und elektropoliert (Abtrag etwa 60 µm). Danach wurde der Resonator zwei Stunden im UHV bei 1850°C geglüht, um den bei der chemischen Behandlung gelösten Wasserstoff auszuheizen. Unmittelbar vor dem Zusammenbau wurden Resonatorkörper und -deckel noch mit Azeton im Ultraschallbad entfettet.

#### Erfahrungen mit dem Joint

Zunächst wurde der HF-Kontakt so realisiert, daß der Körper eine Schneidlippe erhielt, die in den Deckel hineindrückt. Dann wird beim Zusammenflanschen die isolierende Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-Schicht aufgerissen und der Kontakt hergestellt. Mit genügendem Druck bekommt man sogar eine vakuumdichte Verbindung. Gleichzeitig wird aber der Resonator so in Mitleidenschaft gezogen, daß man ihn nach einigen Versuchen überholen, wenn nicht sogar austauschen muß. Daher haben wir später auf die Schneidlippe ganz verzichtet und lediglich eine kapazitive Kopplung zwischen Körper und Deckel vorgesehen. Das hat sich bei den geringen Güten als ausreichend herausgestellt. Gedichtet wird der Resonator weiter außen durch einen In-Ring (Abb.2.2). Wichtig ist jedoch, daß Deckel und Körper genau aufeinander eingemessen werden. Wenn sich beide auf dem

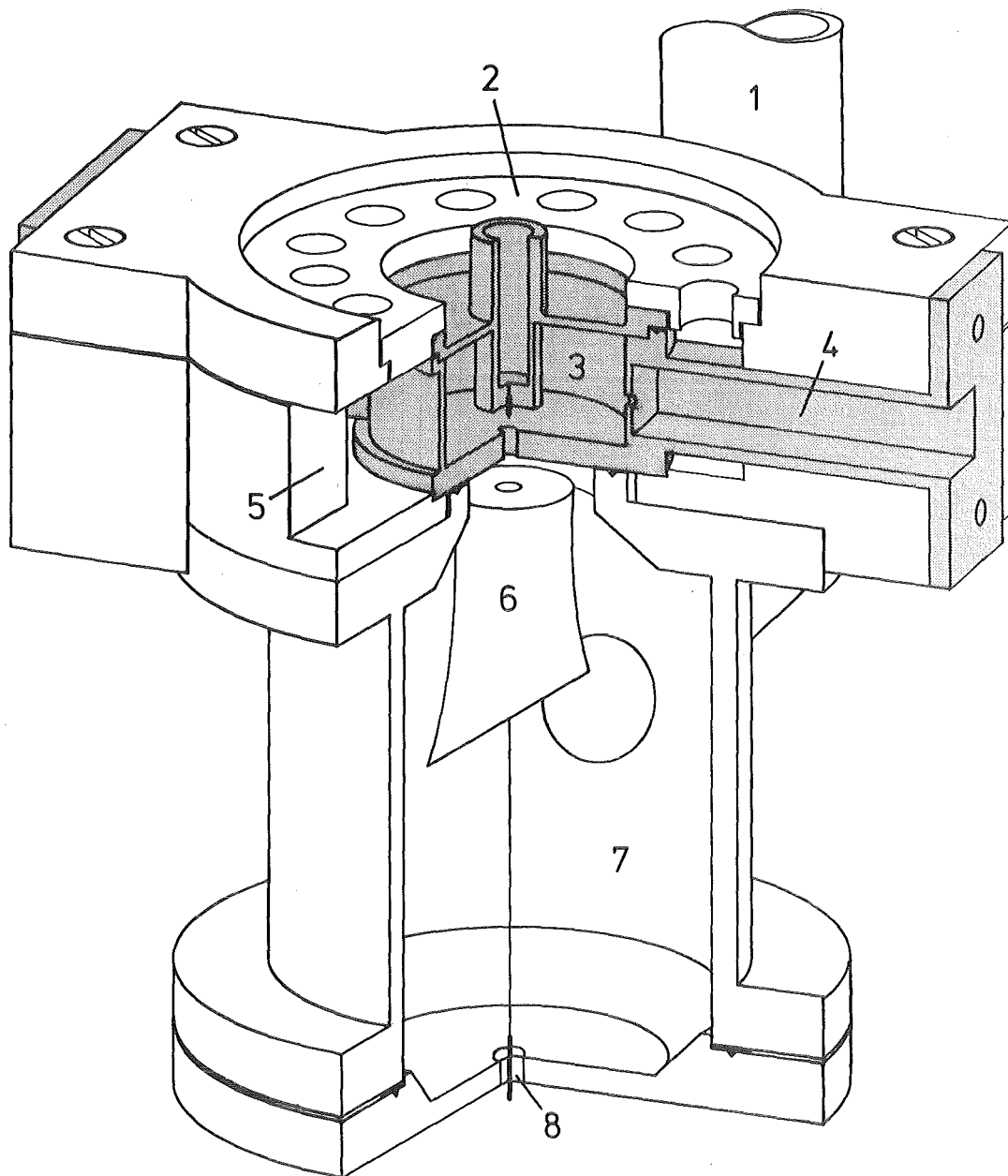


Abb.2.2: Querschnitt durch den Resonator und die Meßkammer

- |   |                         |   |                   |
|---|-------------------------|---|-------------------|
| 1 | vertikales Pumprohr     | 5 | Kühlkanal         |
| 2 | Spannring (schematisch) | 6 | Faraday-"Tube"    |
| 3 | Resonator               | 7 | Meßkammer         |
| 4 | Hohlleiter              | 8 | Stromdurchführung |

- 1 horizontales Pumprohr  
(Die Hohlleiter sind  
innerhalb des Rohrs  
geschlitzt)
- 2 Ionen-Getter-Pumpe
- 3 zur Vor- und Turbopumpe
- 4 HF-Vakuumfenster
- 5 VA-Gitter (Abschirmung)
- 6 vertikales Pumprohr
- 7 Isolierung
- 8 Isoliervakua
- 9 fl. Stickstoff
- 10 Resonator, Spannvorrichtung  
und Meßkammer
- 11 fl. Helium

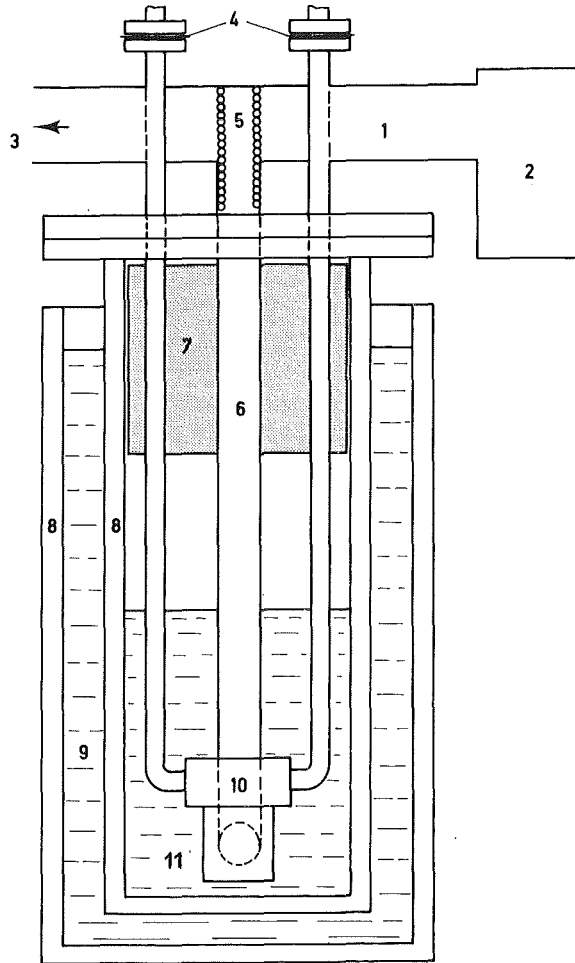


Abb.2.3: Querschnitt durch den Kryostaten

unteren Absatz berühren, dann darf der Spalt am In-Ring gerade noch (0.1 ÷ 0.015) mm haben.

### Koppelbohrungen

Auf der Einkoppelseite ist man bemüht einen Koppelfaktor  $\beta$  von  $\approx 1$  zu erreichen. Dann wird die auf der Hohlleiterseite angebotene Leistung voll in den Resonator eingekoppelt. Allerdings stellt die Realisierung der Koppelbohrung einen kniffligen Kompromiß dar.  $\beta$  hängt stark von der Länge  $l$  und dem Durchmesser  $D$  des Lochs ab, zudem von der Resonanzfrequenz  $f$  und der Feldverteilung am Koppelloch  $|18|$ :

$$\begin{aligned}\beta &\propto \exp(l/l_0) \\ \beta &\propto D^6 \cdot f^3 \\ \beta &\propto \beta(\text{Modeform})\end{aligned}$$

Es ist daher unerlässlich sich durch Messen und vorsichtiges Aufbohren der Kopplung an einen geeigneten Kompromiß heranzutasten. Dabei hat sich folgendes Vorgehen bewährt:

Am wenigsten genau läßt sich die Länge  $l$  des Koppelochs vorbestimmen, da sie sich beim Funkenerodieren der Hohlleiter mit einer Ungenauigkeit von bis zu 0.2 mm ergibt. Man sieht daher ein Loch von 1.5 mm vor und mißt

dann die Wandstärke mit dem Stereomikroskop. Anschließend bohrt man die Kopplung auf. Nach einer Messung bei He-Temperatur kann man noch einmal den Radius korrigieren. Dabei muß beachtet werden, daß der Radius beim Elektropolieren einige 10  $\mu\text{m}$  größer wird. An den Schliff des Bohrers sind die größten Anforderungen zu stellen, damit kein Grat in den Resonator geschoben wird. Probebohrungen an dünnem ausgeglühtem Nb-Blech sind unerlässlich.

Folgende typische Werte haben gute Resultate erzielt:

$$\begin{array}{ll} D = 2.66 \text{ mm} & \ell = 0.87 \text{ mm} \\ D = 2.80 \text{ mm} & \ell \approx 0.50 \text{ mm} \end{array}$$

Dabei haben sich bei allen Messungen  $\beta$ -Werte zwischen 0.5 und 1.2 ergeben, ungeachtet der Frequenz.

Die Auskoppelbohrung hatte höchstens 1.5 mm Durchmesser, bei Wandstärken zwischen 0.5 und 1 mm. Der Auskoppelfaktor war daher in jedem Fall vernachlässigbar klein.

### Auskopplung der Elektronen

Gegenüber der Spitze befindet sich im Resonatorboden ein Loch, durch das die emittierten Elektronen in die Meßkammer driften können. Die Wandstärke des Resonators beträgt an dieser Stelle 3 mm, um zu verhindern, daß durch dieses Loch HF abgestrahlt wird. Das Loch hat einen Durchmesser von 1.5 mm, der Abstand zwischen Spitze und Boden beträgt, je nach Montage, 0.5  $\div$  2.5 mm. So gelangen alle Elektronen, die mit einem Winkel  $\leq 10^\circ$  emittiert werden, mit Sicherheit in die Meßkammer.

### 2.1.2 MESSKAMMER UND KRYOSTAT

Abb.2.2 und 2.3 zeigen schematisch den Meßaufbau. Der Resonator hängt mit dem Deckel nach oben im fl. He, so daß He in die Bohrung des Stempels hineinfließen kann, was eine ausreichende Kühlung gewährleistet. Unterhalb des Resonators ist eine kleine Meßkammer angebracht, in welcher die emittierten Elektronen nachgewiesen werden. Seitlich sind die beiden VA-Hohlleiter für das vorlaufende und das durchgekoppelte Signal angeflanscht. Evakuiert wird der Resonator im wesentlichen nur über die Hohlleiter und die kleinen Koppelbohrungen, die Meßkammer aber läßt sich durch die kleine Bohrung im Resonatorboden nicht ausreichend evakuieren. Daher ist seitlich ein Pumprohr (vertikales Pumprohr) für die Meßkammer angebracht. Das vermeidet zudem, daß beim Vorpumpen die Spitze durch einen Gasstrahl aus der Meßkammer angeblasen wird und bringt zusätzliche mechanische Stabilität.

### 2.1.3 HF-REGELUNG

Zur Ansteuerung des Resonators wurde ein Regelsystem verwendet, das für Oberflächenuntersuchungen an Resonatoren bei 12  $\div$  18 GHz konzipiert wurde [18]. Dieses System wurde für Güten von  $10^9$  ausgelegt. Für Güten von  $10^6$



war es jedoch viel zu schmalbandig. Daraus ergaben sich große Schwierigkeiten bei der Einstellung des Arbeitspunkts während der Messung und machte häufiges Nachjustieren nötig. Eine Änderung des Geräts war jedoch nicht möglich, da parallel zu dieser Arbeit am gleichen Meßplatz Oberflächenuntersuchungen durchgeführt wurden, die eine hohe Modeseperation erforderten [20].

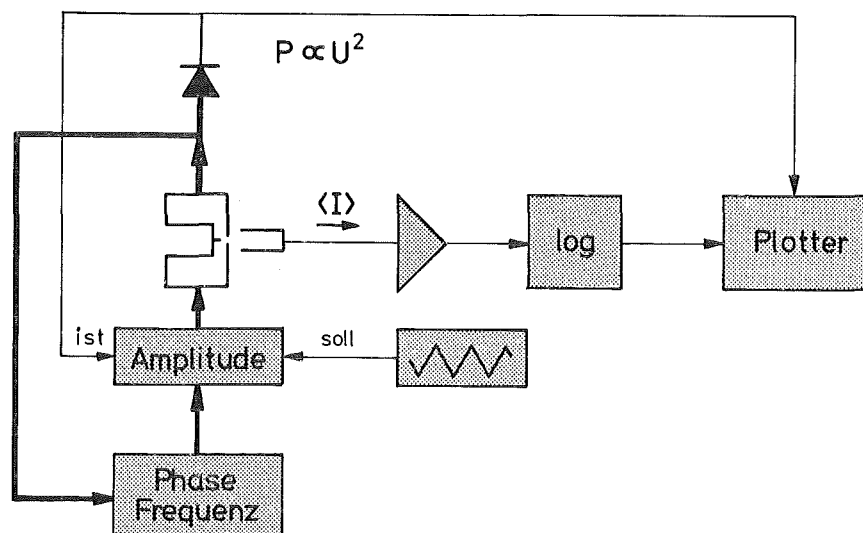


Abb. 2.4:  
Prinzipskizze  
des HF-Aufbaus

Lediglich eine Ergänzung kam noch hinzu: Die starke Feldabhängigkeit der FE macht eine Stabilisierung der HF-Amplitude erforderlich. Dazu wird ein Teil der durchgekoppelten Leistung gleichgerichtet und als "Ist"-Signal auf einen Amplitudenregler gegeben. Der steuert dann mit einem Pin-Modulator die vorlaufende Leistung (Abb.2.4). Das "Soll"-Signal wird dem Regler von außen zugeführt. Wird die Amplitude mit einem Dreiecksgenerator geseuert, dann durchfährt man auf dem Plotter die Kennlinien der Katode als  $\log(I)$  über  $U^2$ .

#### 2.1.4 FARADAYBECHER

Die emittierten Elektronen werden im Resonator beschleunigt, fliegen durch die Auskoppelbohrung im Resonatorboden und gelangen schließlich mit einigen keV in die Meßkammer. Dort ist ein Faraday-Becher installiert, der die Elektronen sammelt und zum Strommeßgerät leitet.

Das "Sammeln" von keV-Elektronen erfordert, wenn es auf Präzision ankommt, einige Maßnahmen, denn wenn Elektronen mit solchen Energien auf eine Metalloberfläche treffen, dann werden sie dort nicht einfach absorbiert. Vielmehr werden neue Elektronen frei gesetzt und zwar im wesentlichen zwei Gruppen: Rückstreuelektronen (RE) und Sekundärelektronen (SE). Diese Elektronen können direkt nach Masse fließen und so die Strommessung stark verfälschen. Um wirksame Gegenmaßnahmen treffen zu können, muß man sich über die Energie- und Richtungsverteilung klar werden [21]. RE werden mit Energien von höchstens wenigen 100 eV unterhalb der Energie der Primärelektronen (PE) emittiert. Ihre Richtungsverteilung ist die einer diffusen Spiegelung. Der Rückstreukoeffizient  $\eta$  (das ist die Zahl der RE pro PE) beträgt für Cu

und Primärenergien von  $5 \text{ keV} \approx 0.35$ . Die SE hingegen werden mit einer einfachen  $\cos\vartheta$ -Verteilung emittiert, ohne Information über die Richtung der PE. Sie haben zu 70 % Energien unterhalb  $15 \text{ eV}$ , dafür kann der Koeffizient der SE-Emission  $\delta$  Werte über 1 erreichen.

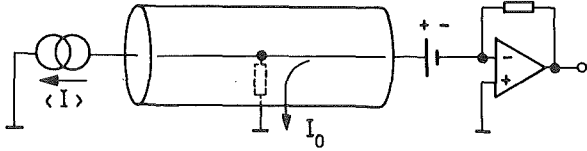


Abb.2.5: Meßschaltung mit Vorspannung

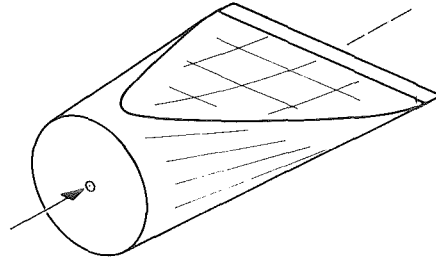


Abb.2.6: Faraday-''Tube''

Man kann den Einfluß der SE verringern, indem man einen Faradaybecher mit einem kleinen  $\delta$  verwendet (z.B. C). Besser ist es die SE zurückzuhalten, indem man den Meßbecher mit einigen  $10 \text{ V}$  vorspannt. Damit handelt man sich aber einen unliebsamen Effekt ein: Die Vorspannung treibt einen Ruhestrom von einigen  $\text{pA}$  durch die Kabelisolation nach Masse (Abb.2.5). Zudem verringern diese Maßnahmen nur den Einfluß der SE. Die RE aber können, da sie mit hoher Energie emittiert werden, noch viel Schaden anrichten, wenn sie z.B. aus der Meßkammerwand zusätzlich Elektronen herausschlagen.

Wir haben uns daher für eine dritte Möglichkeit entschieden. Man kann eine "Elektronenfalle" bauen, indem man dem Faradaybecher die Form einer ausgepreßten Tube gibt (Abb.2.6). Dann werden die RE auf Grund ihrer fast spiegelnden Emissionsverteilung nach vorne in die Tasche gestreut und bleiben im Becher. Die SE werden zwar noch im wesentlichen zur Seite gestreut, sie haben aber so geringe Energien, daß sie beim Aufprall auf der gegenüberliegenden Becherwand keine Elektronen mehr freisetzen können.

Wenn man die Eintrittsöffnung der Faraday-''Tube'' klein macht und sie so nah wie möglich hinter der Auskoppelbohrung im Resonator montiert, um sicherzustellen, daß keine Elektronen auf die Außenwand gelangen können, dann mißt man alle emittierten Elektronen, auch ohne den Nachteil eines Ruhestroms.

Ein verbleibender Ruhestrom wird verursacht durch ein Thermoelement am Übergang von der Meßkammerdurchführung zum Kabel. Aber bei  $4.2 \text{ K}$  sinkt sein Wert unter  $10 \text{ fA}$  und bleibt recht konstant, so daß er die Messungen dann nicht mehr stört.

### 2.1.5 NACHWEISELEKTRONIK

#### Verdrahtung

Der Emissionsstrom wird von der Faraday-''Tube'' aufgefangen und mit einem gut isolierenden Kabel aus dem Kryostaten geführt. Oben, neben dem Pumprohr, ist das Strommessgerät KEITHLEY 616 montiert. Um Unstabilitäten

im Meßkreis zu vermeiden, muß der Innenwiderstand der Stromquelle  $R_g$  (mithin der Isolationswiderstand des Meßkabels und aller Durchführungen) größer sein, als der Gegenkopplungswiderstand  $R_g$  in dem entsprechenden Meßbereich. Im Meßbereich "1nA" läßt sich die Bedingung  $R_o \gg R_g = 1 \text{ G}\Omega$  erfüllen, wenn der Kryostat vor dem Einkühlen gut mit He gespült wird und man darauf achtet, daß sich beim Einfüllen von fl. He an der äußeren Durchführung kein Kondenswasser bildet.

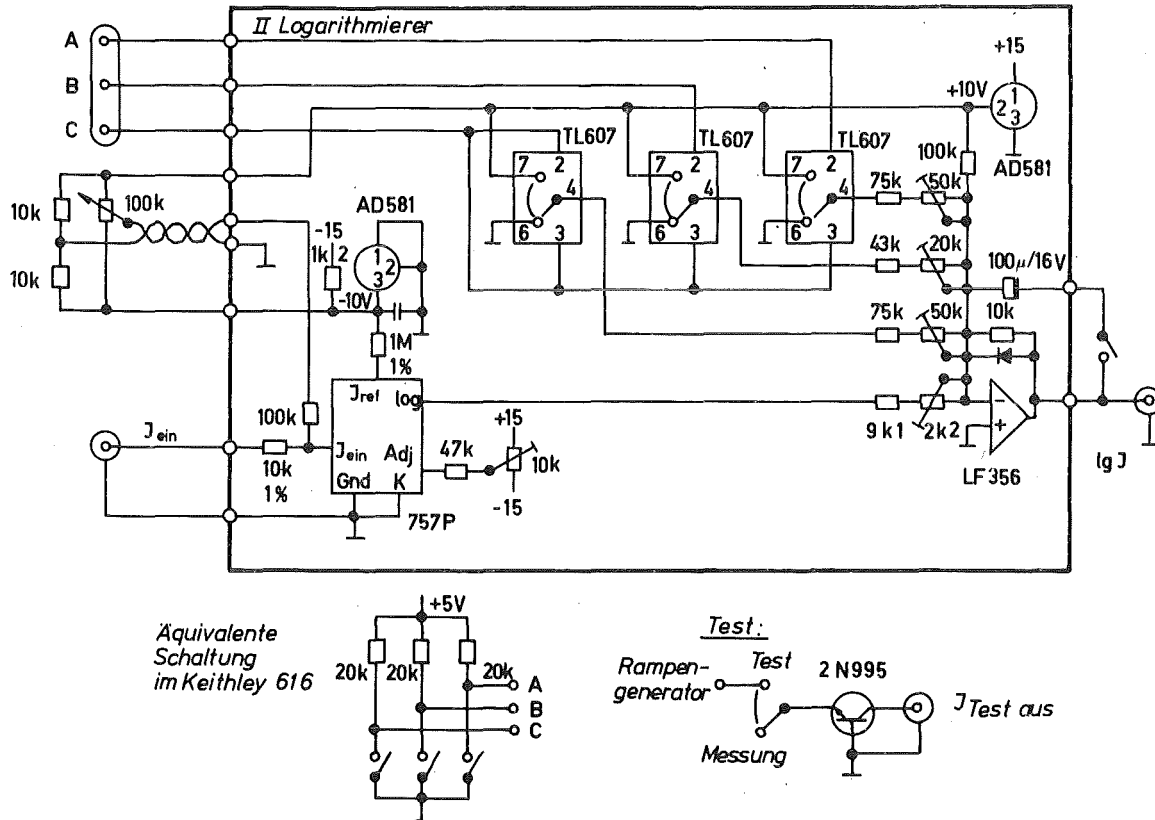


Abb.2.7: Schaltplan des Logarithmierers

Bei der Verlegung der Meßleitung im Kryostat muß auf gute mechanische Stabilität geachtet werden, besonders wenn abgeschirmte Leitungen verwendet werden. Andernfalls wird beim Verbiegen der Leitungen die Kapazität des Kondensators aus Innenleiter plus Abschirmung geändert und dann reichen schon kleinste Offsetspannungen des Eingangsverstärkers aus, um ordentliche Verschiebungsströme fließen zu lassen. Für die Leitung im Kryostaten kommen daher nur dicke Hochspannungskabel in Frage, oder gar nicht abgeschirmte Leitungen. In diesem Fall dient der Kryostat als Abschirmung, was völlig ausreichend ist. Allerdings müssen nicht abgeschirmte Drähte in einem dicken isolierenden Schlauch verlegt werden, da der Widerstand der dünnen Isolierschicht in der Regel nicht ausreicht.

Das KEITHLEY 616 ist in der Meßstellung "range = 1 nA" in der Lage, Ströme bis zu 200 nA zu messen. Dieser Bereich ist für die Messungen ausreichend, da die Spitzen bei Emissionsströmen  $> 100 \text{ nA}$  durch Überhitzung zerstört werden ( $\rightarrow$ Kap.5.1). Nach unten ist der Meßbereich begrenzt durch Brummspannungen, durch die erwähnten Verschiebungsströme, durch Ruhestrome von Thermoelementen (z.B. die Lötstelle an der Meßkammerdurchführung) und durch mangelhaften Offsetabgleich und

Offsetspannungsdrift des Geräts selbst. Leckströme durch Isolierungen spielen zum Glück keine Rolle, da der Eingang des Meßgeräts eine virtuelle Erde bildet. Die Spannung auf der gesamten Meßleitung vom Faradaybecher bis zum Eingangsverstärker bleibt daher weit unter 1 mV, der Leckstrom damit sicher unter  $10^{-15}$  A. Der Einfluß der äußeren Beschaltung konnte soweit reduziert werden, daß die Genauigkeit der Messung bei kleinen Strömen nur durch das Meßgerät selbst begrenzt wird. Die untere Meßgrenze beträgt  $10^{-14}$  A.

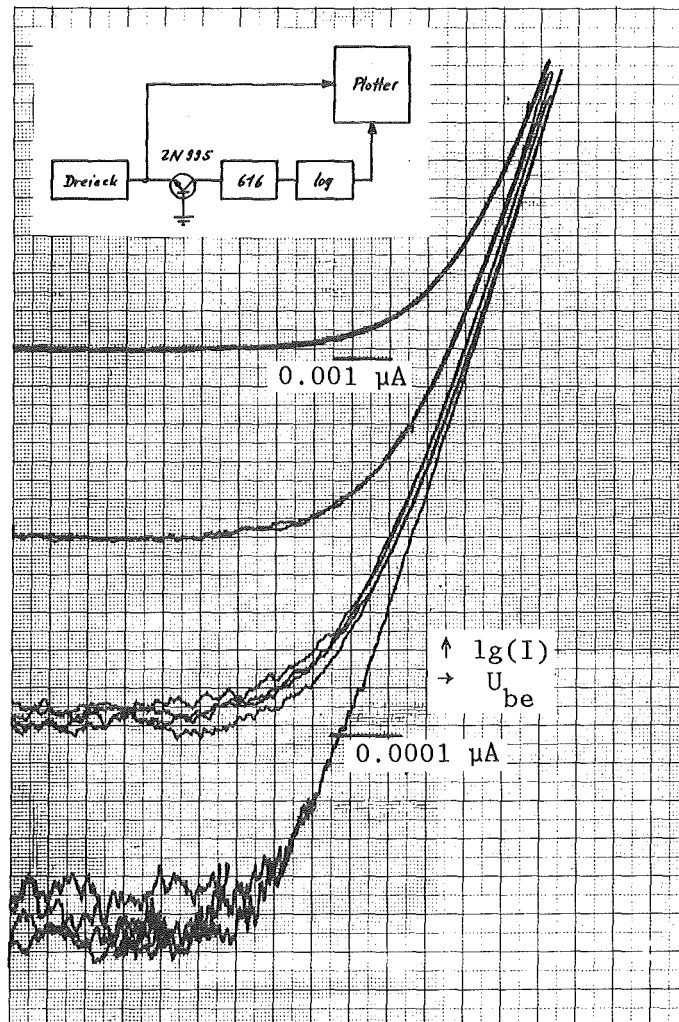


Abb.2.8:  
Genauigkeit  
des 616 an  
der untersten  
Meßgrenze  
Parameter:  
Offsetabgleich

### Logarithmierer

Das KEITHLEY 616 hat einen Analogausgang, der die auf dem Display angezeigte Zahl analog darstellt ( $0.1 \div 1.0$  V), sowie einen digitalen Ausgang für die Stromdekade (TTL-Pegel). Mit dieser Information läßt sich der Logarithmus des Stroms über 6 Dekaden analog berechnen (Abb.2.7). Dazu wird in L der Logarithmus des Anlogsignals gebildet, mit einer Empfindlichkeit von 1 V/Dekade. Mit den Anlogschaltern S1, S2 und S3 wird der Digitalausgang dekodiert. Mit OP1 wird zum Logarithmus des Stroms 1 V pro Stromdekade aufsummiert. So lassen sich Ströme über 6 Dekaden im Bereich  $0 \div 6$  V mit dem Fehler des KEITHLEY 616 darstellen.

Um die Schaltung zu testen, kann man das 616 mit einem exponentiellen IU-Umsetzer ansteuern und die Ausgangsspannung der Schaltung über der

Steuerspannung auftragen. Ein solcher Umsetzer ist ein einfacher Transistor, denn für Transistoren gilt  $|22|$ :

$$I = I_0 \cdot \exp(-U_{be}/26\text{mV}) \quad (2.1)$$

Bei der Schaltung nach Abb.2.7 ("Test") ist die Bedingung infolge des virtuellen Nullpunkts am Eingangsverstärker verwirklicht. Die Linearität ist über fünf Dekaden ausgezeichnet. Lediglich bei den kleinen Strömen machen sich Nullpunktschwankungen und Fehler im Nullabgleich des 616 bemerkbar. Eine Meßkurve aus diesem Bereich ist in Abb.2.8 wiedergegeben. Das Gerät arbeitete dabei, im Gegensatz zu den Messungen, im Bereich "1 mA". Da bei der Umschaltung des Arbeitsbereichs (Schalter "range") lediglich der interne Gegenkopplungswiderstand  $R_g$  verändert wird, erhält man das gleiche Bild aber auch im Meßbereich "1 nA". D.h. die Auflösung wird durch das Signal-Rausch-Verhältnis der MOSFET-Eingangsstufe gegeben, die ja den Strom noch linear verarbeiten muß. Abb.2.8 ist daher ein direktes Maß für die bei kleinen Strömen zu erwartenden Meßfehler. Die Amplitude der kurzfristigen Fluktuationen kann um etwa eine Dekade verringert werden, wenn man den Ausgangssummiierer der Rechnerschaltung als Summationsintegrator schaltet (Schalterstellung "langsam"). Dann wird über alle Meßwerte integriert, mit einer Zeitkonstanten von einigen Sekunden.

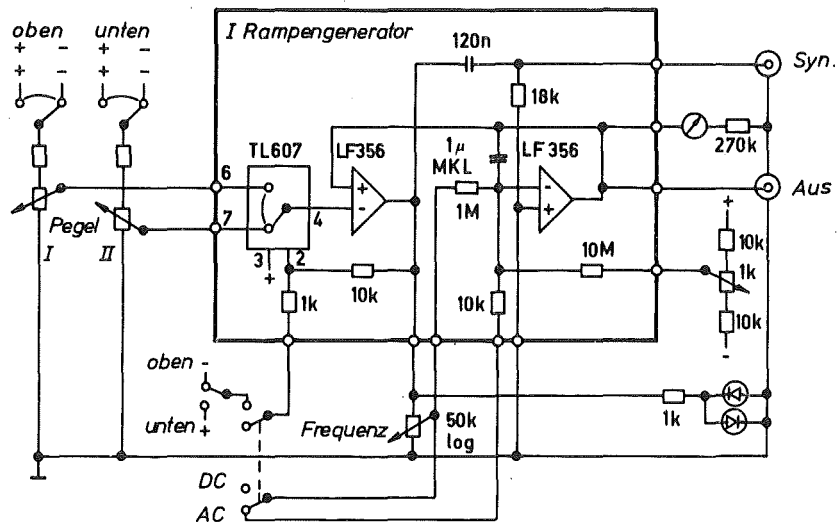


Abb.2.9:  
Schaltplan des  
Rampengenerators

### Rampengenerator

Zur Ansteuerung des HF-Amplitudenreglers (Abb.2.4) wurde ein Dreiecksgenerator gebaut (Abb.2.9). Er liefert dreieckförmige Signale mit Anstiegsgeschwindigkeiten von 0 bis etwa 1 V/ms bei getrennt einstellbaren Spitzenspannungen im Bereich  $\pm 10$  V. Dieser Generator ist zusammen mit dem Logarithmierer im gleichen Gehäuse untergebracht. Er kann in Verbindung mit dem eingebauten Transistor 2N995 zum Abgleich der Logarithmierschaltung benutzt werden (Schalterstellung "Test").

## 2.2 PRÄPARATION DER NADELN

### 2.2.1 DAS ELEKTROCHEMISCHE ÄTZVERFAHREN

Bei der Herstellung von Feldemissionsspitzen hat sich ein elektrochemisches Ätzverfahren bewährt, das hier nur kurz beschrieben werden soll (Abb.2.10, [23]).

Der W-Draht taucht etwa 5 mm tief in 4n-Natronlauge. Die Gegenelektrode aus VA steckt in einem seitlich angebrachten Rohr um Erschütterungen des Oberflächenspiegels durch aufsteigende Gasblasen zu vermeiden. Ebenfalls zum Zweck der Oberflächenberuhigung ist der Rand des Gefäßes mit flachem Winkel nach unten gezogen.

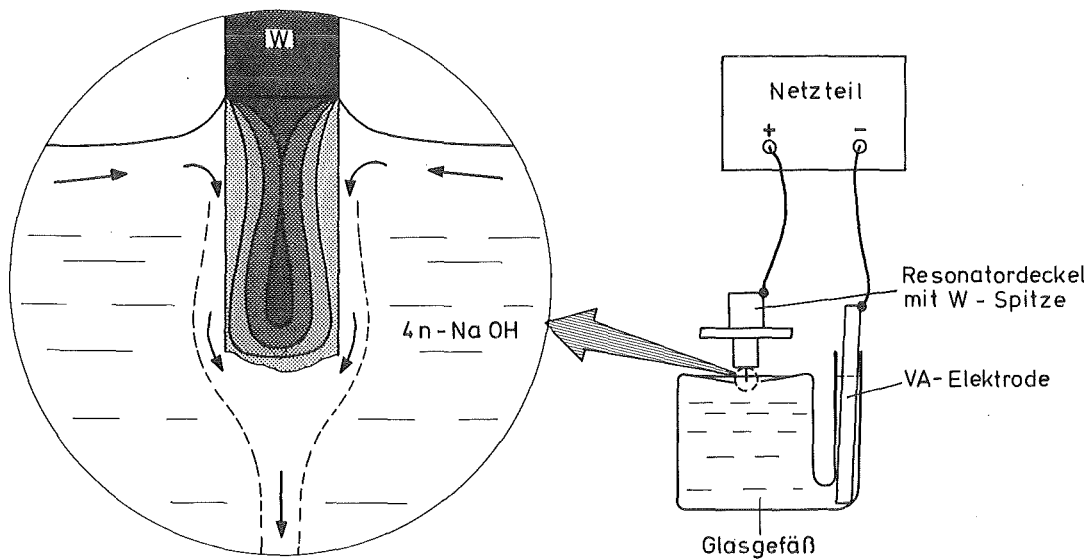


Abb.2.10: Aufbau und Detail beim Ätzen

Nach Einschalten der Spannung bildet sich an der Oberfläche des W-Drahts eine Schicht aus Reaktionsprodukten. Diese Schicht hat eine höhere Dichte als die Natronlauge und fließt als dünner Faden am Draht herab. Dadurch wird eine Konvektionsströmung angeworfen, die dem oberen Teil des Drahts frische und damit aggressivere Natronlauge zuführt. Während der Ätzung schnürt sich der Draht im Bereich der Flüssigkeitsoberfläche daher ein.

Dieses Verhalten zeigt sich auch im Verlauf des Stroms (Abb.2.11): Nach Anlegen der Spannung fließt zunächst ein hoher Strom, bis sich die Grenzschicht ausgebildet hat. Von da an sinkt der Strom etwa linear mit der Zeit in Folge der zunehmend kleiner werdenden Grenzfläche zwischen Metall und Elektrolyt, solange, bis sich die Einschnürung zu einem etwa 100 nm dicken Faden verengt hat, der dann reißt. In diesem Moment verkleinert sich die Grenzfläche sprunghaft, und der Strom fällt abrupt ab. Das übliche Verfahren besteht nun darin, den Stromsprung zu erkennen und in diesem Moment möglichst schnell die Spannung abzuschalten. So lassen sich Spitzen mit Radien unter 100 nm herstellen.

### Formieren der Spitze

Diese frisch geätzten Spitzen können aber noch nicht gleich zur Emission verwendet werden, denn die Oberfläche besitzt noch kleine Unebenheiten in atomaren Dimensionen. Diese würden beim Anlegen einer Spannung infolge lokaler Feldüberhöhung den gesamten Emissionsstrom tragen. Eine instabile Emissionscharakteristik, bis hin zur Zerstörung der Spitze durch lokale Überhitzung wäre die Folge. Eine stabile Emission bis in den 100  $\mu\text{A}$ -Bereich hinein ist erst möglich nachdem die Spitze "formiert" wurde.

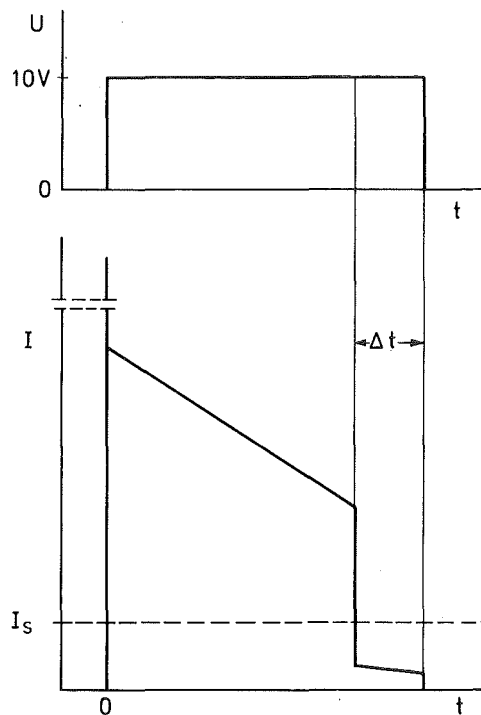
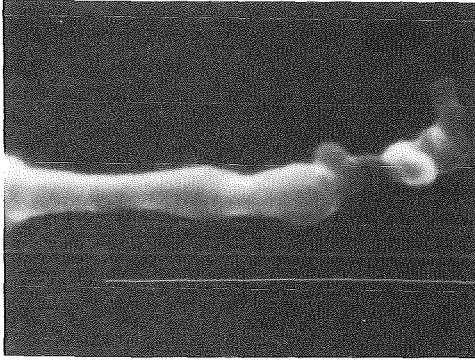


Abb. 2.11:

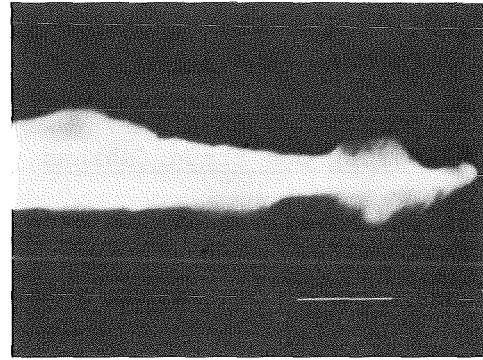
Prinzipieller Verlauf des Badstroms bei Ätzen

Dazu wird die Spitze erhitzt, bei gleichzeitig anliegender Spannung. Die Oberflächenatome werden im stark inhomogenen Feld polarisiert und zum Scheitel der Spitze gezogen. Wenn die Temperatur hoch genug ist, um eine ausreichende Beweglichkeit zu ermöglichen ( $>1200^\circ\text{C}$ ), setzt ein Oberflächen-Materietransport ein, der, in Verbindung mit Oberflächenspannungen, zu einer Glättung der Spitzenoberfläche führt.

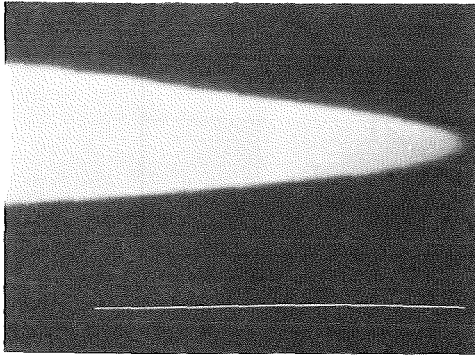
Diese Prozedur muß bei einem Vakuum von  $< 10^{-9}$  mbar erfolgen, weil die Spitze sonst durch den Beschuß mit positiven Ionen zerstört wird ( $\rightarrow$ Kap.3.2.3). Aber eben diese Anforderung an das Vakuum macht dieses Verfahren für die HF-FE ungeeignet, denn hier ist die Nadel mit dem Resonatordeckel verbunden. Es muß daher der ganze Stempel und damit eine Fläche von einigen  $\text{cm}^2$  zum Glühen gebracht werden. Dabei verschlechtert sich das Vakuum zunächst bis in den  $10^{-8}$  mbar-Bereich und erholt sich erst wieder nach Stunden. Das ganze Verfahren ist daher so langwierig, daß wir uns entschlossen haben, auf das "Formieren" ganz zu verzichten. Statt dessen wurde das Ätzverfahren soweit verbessert, daß eine reproduzierbare Präparation von Spitzen mit Radien von einigen 100 nm möglich ist. Diese Spitzen sind dann thermisch nicht mehr so empfindlich. Als weiterer wichtiger Pluspunkt kommt hinzu, daß sich dickere Spitzen im Rasterelektronenmikroskop genauer ausmessen lassen, was für die Berechnung der Scheitelfeldstärke von entscheidender Bedeutung ist ( $\rightarrow$ Kap.3.2.1).



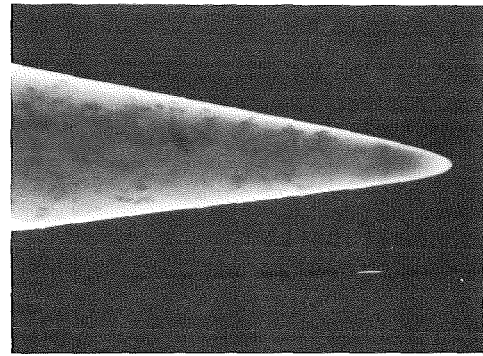
a)  $\Delta t = 500 \text{ ns}$   
50000-fach



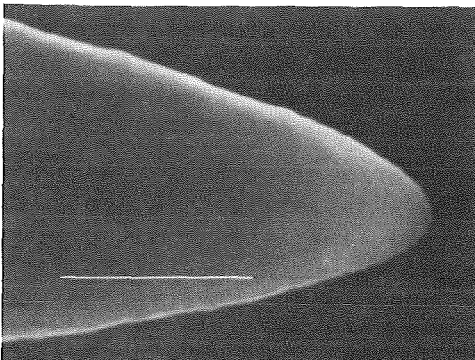
b)  $\Delta t = 100 \mu\text{s}$   
13000-fach



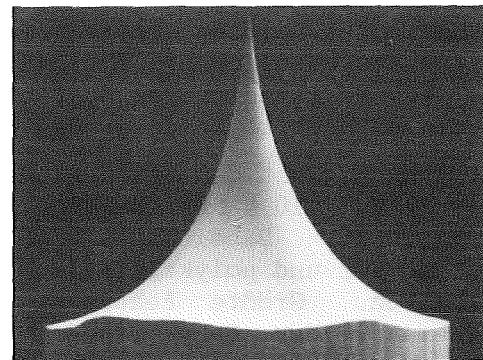
c)  $\Delta t = 10 \text{ ms}$   
50000-fach



d)  $\Delta t = 100 \text{ ms}$   
3000-fach



e)  $\Delta t = 1000 \text{ ms}$   
25000-fach



f) Die ganze Spitze  
Draht- $\phi = 0.3 \text{ mm}$

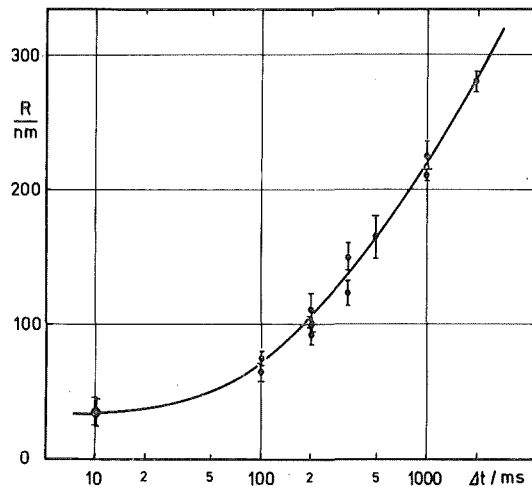
Abb.2.12: Beispiele für Ätzungen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten  
Länge der Striche jeweils  $1 \mu\text{m}$



Bei großen Eintauchtiefen reißt der Draht in Folge des an ihm hängenden Gewichts. Bei kleineren Eintauchtiefen<sup>1)</sup> schmilzt er dagegen durch thermische Überlastung bei etwa  $10^8 \text{ A/cm}^2$  ("Schmelzsicherung 5 mA flink"). Das führt mitunter zu sehr feinen, aber schlecht reproduzierbaren Spitzen (Abb.2.12a).

### Verbesserung des Ätzverfahrens

Um zu definierteren Ergebnissen zu kommen, kann man die Ätzung noch einen Moment weiterlaufen lassen, indem man die Spannung erst nach einer Verzögerung von  $\Delta t$  Sekunden nach dem Stromsprung abschaltet [6].



**Abb.2.13:**  
Spitzenradius über  
der Verzögerungszeit

Bei Verzögerungen von einigen  $10 \mu\text{s}$  verschwinden zunächst die Schmelzspuren vom Durchbruch, aber die Spitzen werden nicht reproduzierbarer, da kleine Inhomogenitäten im Material mit erhöhter chemischer Resistenz frei gelegt werden. Diese Inhomogenitäten haben Durchmesser von einigen  $100 \text{ nm}$  bis zu  $\mu\text{m}$  und stören die Form der Spitze stark (Abb.2.12b).

Erst ab Verzögerungen von  $1 \text{ ms}$  an, wenn der gesamte Faden weggeätzt ist, werden die Spitzen reproduzierbar. Von da an läßt sich die Form der Spitze als Rotationshyperboloid beschreiben, mit zwei freien Parametern, dem Krümmungsradius der Spitze und dem Öffnungswinkel des asymptotischen Kegels am Schaft. Beide Größen wachsen mit zunehmender Zeitverzögerung.

Die Abhängigkeit des Spitzenradius von der Zeitverzögerung  $\Delta t$  für  $4\text{n-NaOH}$  bei  $21^\circ\text{C}$ ,  $10 \text{ V}$  Ätzspannung und  $0.5 \text{ mm}$  Eintauchtiefe ist in Abb.2.13 dargestellt. Dabei haben sich  $\langle 310 \rangle$ -orientierte Einkristalle mit  $0.5 \text{ mm}$  Durchmesser und polykristalline W-Drähte mit  $0.3 \text{ mm}$  Durchmesser identisch verhalten. Größte Beachtung müssen allerdings die Konzentration und Temperatur der Lauge finden, da schon kleinste Abweichungen zu anderen

<sup>1)</sup> Bei der Gleichfeldemission sind Eintauchtiefen von  $5 \text{ mm}$  üblich. Bei der HF-FE ist der Draht jedoch mit dem Resonatorstempel verbunden, so daß man mit  $0.5 \text{ mm}$  Eintauchtiefe auskommen will, um gegebenenfalls mehrmals nachätzen zu können.

Reaktionsgeschwindigkeiten führen<sup>2)</sup>. Bei exakten Randbedingungen (z.B. innerhalb einer Ätzserie) lassen sich die Spitzenradien jedoch auf 15 % genau reproduzieren.

Die Aufnahmen der Spitzen wurden im Philips-Rasterelektronenmikroskop REM 501 gemacht. Die Radien wurden durch Vermessen der Aufnahmen bestimmt, was je nach Qualität der Aufnahmen mit unterschiedlicher Genauigkeit möglich war.

### 2.2.2 DAS ÄTZGERÄT

Abb.2.14 zeigt die Schaltung des Ätzgeräts, das für Spannungen bis 50 V (bei externer Spannungsversorgung auch bis 100 V) bei Strömen bis zu 150 mA ausgelegt ist. OP1, T1 und T2 halten als Spannungsregler die Spannungsdifferenz zwischen Hi- und Lo-Ausgang auf dem von außen einstellbaren Wert  $U_{\text{bad}}$ . Der durch das Bad fließende Strom erzeugt an R1 einen Spannungsabfall, der vom Komparator K1 mit der eingestellten Schaltschwelle verglichen wird. Unterschreitet der Strom den Schwellwert, dann wird der Ausgang von K1 positiv, der Kondensator C wird über R2 umgeladen und läßt  $\Delta t$  Sekunden später K2 schalten. Dessen Ausgang wird negativ und über T3 wird der Regeltransistor T1 gesperrt: Die Badspannung wird abgeschaltet.  $\Delta t$  läßt sich über einen weiten Bereich variieren. Durch Umschalten des Kondensators C sind Verzögerungen von ca. 500 ns bis zu 5 s vorgesehen. OP2 und OP3 treiben zwei Meßgeräte zur Anzeige von Strom und Spannung und haben je einen Monitorausgang zur Registrierung. Die Ansteuerschaltung für die Meßgeräte hängt von den verwendeten Drehspulinstrumenten ab.

Als Besonderheit läßt sich die Schaltschwelle auch dynamisch auf den momentanen Badstrom beziehen. Dazu wird die Schaltschwelle mit einer Zeitkonstanten von  $\approx 1$  s auf einem einstellbaren Prozentsatz unterhalb des jeweils fließenden Stroms gehalten. Dies ist besonders dann vorteilhaft, wenn man mit unterschiedlichen Drahtstärken oder Eintauchtiefen arbeitet, wobei nicht bekannt ist, bei welcher Stromstärke der Sprung erfolgt. Allerdings kann es bei dieser Betriebsart bei der anfänglich großen Stromänderung zum sofortigen Abschalten kommen. In diesem Fall sollte man erst nach Ausbildung stabiler Verhältnisse auf den dynamischen Betrieb umschalten.

### 2.2.3 DIE BEFESTIGUNG DER NADEL AM STEMPEL

Es hat sich als völlig ausreichen erwiesen, die W-Nadeln lediglich mit einer leichten Presspassung am Stempel zu befestigen. Dazu wird in den Stempel ein Loch gebohrt, mit etwa 0.02 mm Untermaß und  $0.5 \div 1$  mm Tiefe.

---

<sup>2)</sup> Dies erklärt die vergleichsweise große Streuung der Meßpunkte in Abb.2.13.



In dieses Loch läßt sich ein etwa 7 mm langes Stück W-Draht (der Durchmesser betrug 0.3 mm) mit einer kräftigen Pinzette oder kleinen Zange leicht hineindrücken (Abb.2.15a). Nb und W fressen sofort und die Nadel sitzt fest. Wenn die Bohrung etwas zu groß geraten ist, dann kann man eine kleine Hülse über den Draht schieben und das Nb-Material am Fuß der Nadel durch leichtes Klopfen stauchen. Mehr als 0.02 mm lassen sich mit dieser Methode allerdings nicht mehr wett machen. Das endgültige Kürzen des eingesetzten Drahts sollte nicht mehr mit dem Seitenschneider erfolgen, da der Draht dabei leicht splittert. Dazu verwendet man vorteilhaft das Ätzgerät. Nach der Messung läßt sich der Draht mit einer spitzen Pinzette und etwas Glück sogar wieder herausziehen und austauschen.

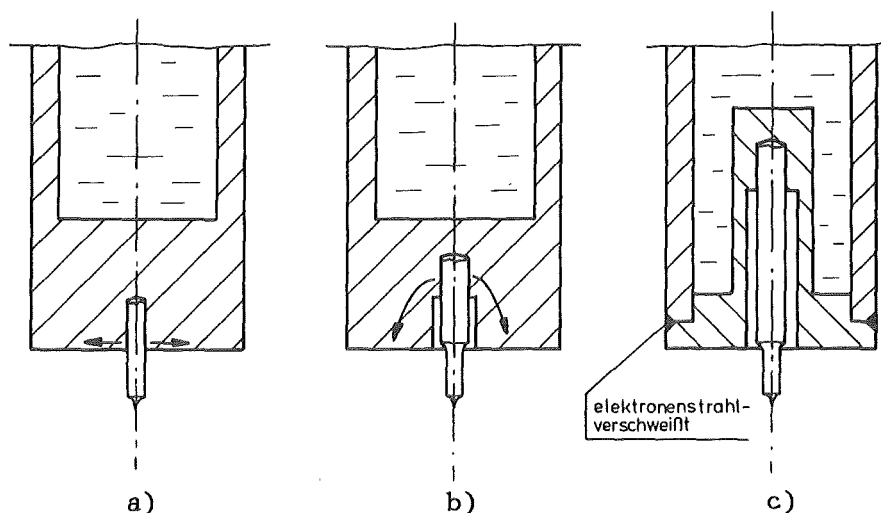


Abb.2.15:  
Verschiedene  
Arten der  
Drahtbefestigung

Mitunter wurden bei dieser Art der Drahtbefestigung thermische Zusammenbrüche beobachtet: Ein Resistor in der Stempelbohrung zeigte große Wärmepulse, die mit einigen ms Verzögerung auf die Hochfrequenzpulse folgten. Dabei hatte sich der normalerweise leitende W-Draht im HF-Feld offenbar zu stark erwärmt und ließ Teile der supraleitenden Stempelfläche normalerweise leitend werden. Um dies zu verhindern, wurde eine Halterung nach Abb.2.15b ausprobiert, die eine gewisse thermische Isolierung zwischen dem "heißen" Fußpunkt der Nadel und der supraleitenden Stempelfläche bewirken sollte. Der Erfolg war nicht überwältigend, bewies aber die Richtigkeit der Überlegungen: Die Wärmepulse kamen jetzt mit etwa 0.1 s Verspätung, weil erst das Material zwischen dem Fußpunkt der Nadel und der Stempeloberfläche erwärmt werden mußte. Endgültige Abhilfe schafft erst eine Befestigung nach Abb.2.15c.

Die beiden letzten Befestigungsarten haben den großen Vorteil, daß man innerhalb der Bohrung sogar Drahtstärken von 0.5 mm benutzen kann. Die Drähte lassen sich außerhalb des Lochs leicht mit dem Ätzgerät verjüngen, indem man sie während des Ätzens langsam aus der Natronlauge herauszieht. Mit etwas Übung lassen sich so recht zylindrische (und dazu elektropolierte) Nadeln erzeugen. Leider hat diese Befestigungsart für unsere Messungen einen gewaltigen Nachteil: Draht und Bohrung bilden eine konzentrische Leitung, die je nach Frequenz und Tiefe der Bohrung beliebige Impedanzen an den Fußpunkt der Nadel transformiert. Unter ungünstigen Bedingungen ist diese dann sogar induktiv gekoppelt, d.h. sie spürt die Hochfrequenz gar nicht mehr. Da dieser Mechanismus letztlich keine exakte Berechnung der Feldstärke an der Spitze zuläßt, haben wir

die Messung ausschließlich mit der Befestigung nach Abb.2.15a durchgeführt.

## 2.3 DURCHFÜHRUNG DER EXPERIMENTE

### 2.3.1 VORBEREITUNG

Die Deckel wurden zunächst genauso behandelt wie der Resonatorkörper (Vordrehen, Spannungsfreiglühen, Fertigdrehen, Ätzen, Elektropolieren, Glühen). Dann wurde in die Mitte der Stempelfläche ein Loch gebohrt, der Deckel im Ultraschallbad und mit Azeton entfettet und dann ein etwa 7 mm langes Stück W-Draht eingesetzt (→Kap.2.2.3). Kurz vor der Messung wurde dann eine 4-normale NaOH-Lösung frisch angesetzt (etwa 80 Plätzchen auf 100 ml Wasser), im Wasserbad auf Raumtemperatur abgekühlt und in das Ätzgefäß geschüttet. Dann wurde der Deckel mit dem Draht nach unten über dem Ätzgefäß befestigt. Mit einer Mikrometerschraube konnte der Deckel bis zur gewünschten Eintauchtiefe abgesenkt werden.

Im ersten Schritt wurde der Draht auf 3 mm Länge gekürzt. Dabei kann noch mit einer Badspannung von 15 V gearbeitet werden, was das Verfahren stark beschleunigt. Dann wurde der Deckel zum Ätzen der Spitze weitere 0.5 mm heruntergedreht, eine Badspannung von 10 V eingestellt und die Schaltschwelle auf "90 %, dynamisch" eingestellt. Die Zeitverzögerungen lagen in der Regel bei 0.2 s. Während der Ätzung wurde der Badstrom mit einem Zeitschreiber registriert. Erschütterungen des Aufbaus mußten sorgfältig vermieden werden, da schon kleine Stöße an den Tisch zu großen Stromschwankungen führten. Höherfrequente Vibrationen, etwa durch laufende Pumpen, gefährdeten die Ätzung dagegen nicht. Nach dem Abschalten des Stroms wurde die Spitze aus dem Bad genommen und vorsichtig mit destilliertem Wasser gespült, um Reste der Natronlauge zu entfernen.

Nach einer kurzen Kontrolle unter dem Stereomikroskop wurde die Spitze im Rasterelektronenmikroskop vermessen. Dabei traten mitunter Kontaminationsschichten auf. Diese konnten an Tagen mit hoher Luftfeuchtigkeit bis zu 100 nm dick werden und waren im REM dann gut zu erkennen. Aber auch unsichtbar dünne Kontaminationen machten sich in Form schlechter Abbildungsqualitäten durch elektrostatische Aufladungen bemerkbar. Dann wanderte das Bild bei der langsamen Abtastung während der Aufnahme über den Bildschirm. Solche unliebsamen Überraschungen konnten erst sicher vermieden werden, wenn die Spitzen während des Transports in Azeton aufbewahrt wurden.

Nach der Aufnahme wurde der Deckel so schnell wie möglich auf den Resonatorkörper gesetzt, mit 200 Ncm verschraubt und die Apparatur evakuiert. Ein Indium-Dichtring wurde vorher schon bereitgestellt.

### 2.3.2 MESSUNG

Nach einer Pumpzeit von 2 Stunden kam das Vakuum in der Ionengetterpumpe

gewöhnlich in den  $10^{-6}$  mbar-Bereich und erreichte über Nacht einen Enddruck von typisch  $2 \cdot 10^{-7}$  mbar. Vor dem Einkühlen wurden die Spannschrauben noch einmal nachgezogen, um das Fließen der In-Dichtung zu kompensieren. Dann wurde der Kryostat mit fl. Stickstoff vorgekühlt und nach weiteren vier Stunden auf He-Temperatur gebracht. Nach dem Einfüllen von He wurde noch eine Stunde gewartet, bis sich der Kryostat thermisch stabilisiert hatte, dann konnte die Messung beginnen. Das Vakuum betrug dann typisch  $5 \cdot 10^{-8}$  mbar.

Zunächst wurde bei einer der drei Resonanzfrequenzen vorsichtig die vorlaufende Leistung erhöht, bis sich ein Emissionsstrom zeigte. Dabei mußte vielfach die Regelung nachjustiert werden. Dann wurde mit der Dekrementmethode [24] aus dem durchgekoppelten Signal die Güte und aus dem reflektierten der Einkoppelfaktor bestimmt. Die Güte lag in der Regel bei  $10^6$ , der Koppelfaktor um 1.

Die im Resonator gespeicherte Energie ist dem durchgekoppelten Signal proportional, aber der Auskoppelfaktor ist nicht bekannt. Daher muß der Proportionalitätsfaktor noch durch eine Eichmessung bestimmt werden. Dazu wurde bei der für die Messung typischen vorlaufenden Leistung, bei der auch Einkopplung und Güte gemessen wurden, der Wert der durchgekoppelten Leistung notiert.

Zur Registrierung der IU-Kurven wurde mit dem Rampengenerator die Amplitude der vorlaufenden Leistung hoch und runter gefahren und dabei  $\log(I)$  über der durchgekoppelten Leistung auf einem XY-Schreiber registriert (Kap.2.1.5). Das mußte äußerst langsam geschehen, da die Zeitkonstante des KEITHLEY 616 bei den kleinen Strömen in den Sekundenbereich kommt. Dabei wirken sich dann auch die statistischen Nullpunktschwankungen nachteilig aus. Die Aufzeichnung einer Kurve dauerte typisch 10 min. Dabei zeigte sich, daß die Hochfrequenzregelung für die niedrigen Güten zu schmalbandig ausgelegt war. Die Langzeitstabilität, noch dazu in Verbindung mit den Phasenschiebungen durch den Pin-Modulator beim Regeln der Amplitude, war so unzureichend, daß einigermaßen befriedigende Ergebnisse erst nach äußerst sorgfältiger Einstellung der Regelung zu erreichen waren. Dabei mußte sehr behutsam vorgegangen werden, da schon das geringste Überangebot an Leistung, etwa beim Fangen der Regelung, zur sofortigen Zerstörung der Spitze führt<sup>3)</sup>. Diese bittere Erfahrung mußten ein gutes Dutzend Spitzen machen.

Wichtig ist es, darauf zu achten, daß der Emissionsstrom bei der Messung nicht wesentlich über 10 nA kommt, weil sich sonst die Spitze verändert. Daher ist es auch notwendig, die Kurven mehrmals zu durchfahren, um sicherzustellen, daß man reproduzierbare Ereignisse mißt.

-----  
<sup>3)</sup> a) Faktor 2 in der vorlaufenden Leistung macht einen Faktor  $10^6$  im Emissionsstrom (→Abb.3.4).

b) Im Resonator ist eine Energie von etwa 30 mW gespeichert, zur Zerstörung der Spitze reichen aber schon  $\mu$ W. Auch wenn der Koppelfaktor so klein wäre, daß das Feld bei Elektronenemission zusammenbricht, käme der Zusammenbruch zu spät.

### 3 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

#### 3.1 DIE FOWLER-NORDHEIM - GLEICHUNG BEI WECHSELSPANNUNG

In der WKB<sup>1)</sup>-Approximation ergibt sich für den Transmissionskoeffizienten  $T$  einer statischen Barriere

$$T \propto \exp \left[ - \frac{2}{\hbar} \int_0^d p(x) dx \right] \quad (3.1)$$

Für eine Dreieckbarriere mit Höhe  $\phi$  und Dicke  $d=\phi/E$  ( $\rightarrow$ Abb.1.1) erhält man

$$T \propto \exp \left[ - \frac{2}{\hbar} \int_0^d (2m_e (\phi - eEx))^{1/2} dx \right] = \exp \left[ - \frac{4}{3} \sqrt{2} m_e \frac{\phi^{3/2}}{E} \right] \quad (3.2)$$

Der Faktor  $\exp \left[ - b \frac{\phi^{3/2}}{E} \right] \quad (3.3)$

folgt somit aus der typischen Geometrie der FE-Barriere. Er ist daher das "Markenzeichen" der FE. Eine genauere Rechnung wurde 1928 von FOWLER und NORDHEIM [3] durchgeführt. Sie berücksichtigten die Veränderung der Barriere durch das Bildpotential der tunnelnden Elektronen. Diese Gleichung (FN-Gleichung (3.4)) hat sich seither in so vielen Fällen bewährt, daß sie zur Standardgleichung für die Beschreibung von (DC-) FE-Experimenten wurde.

Die FN-Gleichung für Gleichfeldemission heißt<sup>2)</sup>:

$$J_-(E, \phi) = \frac{c_1}{t(y)^2} \cdot \frac{E^2}{\phi} \exp \left[ - c_2 f(y) \frac{\phi^{3/2}}{E} \right] \quad (3.4)$$

mit  $c_1 = \frac{e^3}{\hbar 16 \pi^2} = 1.54 \cdot 10^{-6} \frac{eV \cdot A}{V^2} \quad (3.5a)$

$$c_2 = \frac{4}{3} \frac{(2m_e)^{1/2}}{\hbar e} = 6.83 \cdot 10^9 \frac{V}{m(eV)^{3/2}} \quad (3.5b)$$

<sup>1)</sup> WENTZEL-KRAMERS-BRILLOUIN

<sup>2)</sup> Im folgenden ist mit  $E$  und  $E_0$  immer die Normalkomponente des elektrischen Felds am Scheitel der Spitze gemeint.

$$y = \left( \frac{e^3}{4\pi\epsilon_0} \right)^{1/2} \cdot \frac{\sqrt{E}}{\phi} \quad (3.6)$$

$f(y)$  und  $t(y)$  sind tabellierte Funktionen, die den Einfluß der Bildkräfte auf die Tunnelstromdichte beschreiben (Tab.3.1).  $m_e$  ist die Ruhemasse der Elektronen und  $\sqrt{e^3 E / (4\pi\epsilon_0)}$  ist die Differenz zwischen der Austrittsarbeit und dem Maximum der Tunnelbarriere.

Übergang zur Wechselspannung,  $E = E_0 \cos(\omega t)$ :

Wenn die Feldstärke sinusförmig oszilliert, genügt es nicht, den Unterschied zwischen Gleich- und Wechselspannung durch einen konstanten Formfaktor zu beschreiben. Vielmehr ändert sich mit der mittleren Feldstärke auch die Form der Emissionsstromkurve. Dies ist in Abb.3.1 gezeigt. Dabei ist der momentane Emissionsstrom bezogen auf den Maximalstrom  $J_-(0)$ , aufgetragen.

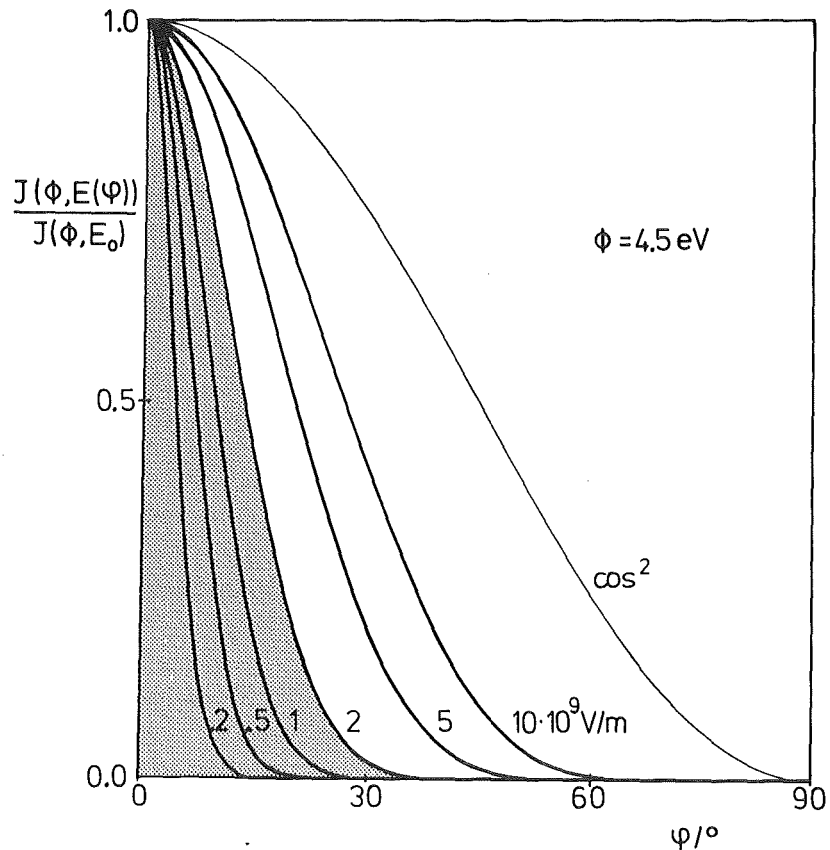


Abb.3.1:  
Emissionsstrom  
über der Zeit

Für den Emissionsstrom gilt jetzt:

$$J_-(E(\omega t)) = \frac{c_1}{t(y(\omega t))^2} \cdot \frac{(E_0 \cos(\omega t))^2}{\phi} \exp \left( -c_2 f(y(\omega t)) \frac{\phi^{3/2}}{E_0 \cos(\omega t)} \right) \quad (3.7)$$



Jetzt muß für  $y$  natürlich jeweils der aktuelle E-Wert herangezogen werden, d.h.  $y = y(\omega t)$ .

### 3.1.1 BUNCHFORM UND FORMFAKTOR F

(3.7) läßt sich auch als  $\cos^2(\omega t)$ -Funktion betrachten, in deren Amplitudenfaktor die Exponentialfunktion steht. Mit zunehmender Feldstärke  $E_0$  geht der Einfluß der Exponentialfunktion immer mehr verloren und die Stromverteilung nähert sich einer  $\cos^2(\omega t)$ -Kurve. Umgekehrt wird bei kleineren  $E_0$  die Kurve durch den Einfluß der Exponentialfunktion immer mehr zu einer Nadel komprimiert. Insgesamt ergibt sich für den mittleren emittierten Strom bei Wechselspannung eine noch höhere Feldabhängigkeit als man sie bei der Gleichfeldemission ohnehin schon gewohnt ist!

In der Vergangenheit sind Berechnungen der HF-FE-Stromdichte schon durchgeführt worden [25]. Dazu wurden zunächst die Korrekturfunktionen  $t(y)$  und  $f(y)$  konstant gesetzt und dann versucht, die Funktion der Form

$$\cos^2(\omega t) e^{-\frac{1}{\cos(\omega t)}} \quad (3.8)$$

analytisch zu integrieren. Dies ist in voller Exaktheit leider nicht möglich. Daher wurden im Verlauf der Rechnung weitere Näherungen gemacht, die schließlich zu einem falschen Ergebnis führten.

Wir haben daher die vollständige FN-Gleichung (mit  $t(y)$  und  $f(y)$ ) zunächst numerisch integriert und eine dritte tabellierte Korrekturfunktion  $v(E, \phi)$  berechnet. Diese Funktion tritt als zusätzlicher Korrekturfaktor im Exponenten der gewohnten DC-FN-Gleichung auf.

Anschließend haben wir eine Näherungsfunktion aufgestellt, die den Emissionsstrom in einem Stromdichtebereich von mehr als 12 Dekaden analytisch beschreibt. Als charakteristisches Ergebnis tritt bei AC-FE jetzt ein Faktor  $E^{3/2}$  (statt bisher  $E^{5/2}$ ) in den Vorfaktor der Exponentialfunktion. Der Gang dieser Rechnungen soll zunächst beschrieben werden.

Zur Berechnung der mittleren Emissionsstromdichte  $\langle J \rangle$  muß man

$$\langle J \rangle = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t J_-(t') dt' = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi J_-(E(\omega t)) d(\omega t) = \frac{2}{2\pi} \int_0^{\pi/2} J_-(E(\omega t)) d(\omega t) \quad (3.9)$$

bilden. Dabei genügt es, über eine Viertelperiode der Feldstärke zu integrieren, da

$$J_-(E) = 0 \quad \text{für } E < 0 \quad (3.10a)$$

$$\text{gesetzt wird und} \quad J_-(E(\omega t)) = J_-(E(-\omega t)) \quad \text{gilt.} \quad (3.10b)$$

Wenn man die mittlere Stromdichte  $\langle J \rangle$  auf die Stromdichte bei der maximalen Feldstärke  $E_0$  bezieht, dann erhält man den Formfaktor  $F$ , der die Kontraktion der Bunche bei kleinen Feldstärken beschreibt.

Dann gilt:

$$\langle J \rangle = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} J_-(E(\omega t)) d(\omega t) = F \cdot J_-(E_0) \quad (3.11)$$

y	t(y)	f(y)
0.00	1.0000	1.0000
0.05	1.0011	0.9948
0.10	1.0036	0.9817
0.15	1.0070	0.9622
0.20	1.0111	0.9370
0.25	1.0157	0.9068
0.30	1.0207	0.8718
0.35	1.0262	0.8323
0.40	1.0319	0.7888
0.45	1.0378	0.7413
0.50	1.0439	0.6900
0.55	1.0502	0.6351
0.60	1.0565	0.5768
0.65	1.0631	0.5152
0.70	1.0697	0.4504
0.75	1.0765	0.3825
0.80	1.0832	0.3117
0.85	1.0900	0.2379
0.90	1.0969	0.1613
0.95	1.1037	0.08420
1.00	1.1107	0.0000

Tab.3.1: Korrekturfunktionen  $t(y)$  und  $f(y)$

$\frac{\langle E \rangle}{V/nm}$	$\frac{\langle J \rangle}{A/m^2}$	$\frac{\langle J \rangle}{J_-(E_0)}$
1.0	$2.36 \cdot 10^{-7}$	0.057
1.5	$2.12 \cdot 10^0$	0.069
2.0	$7.24 \cdot 10^3$	0.079
2.5	$1.03 \cdot 10^6$	0.088
3.0	$2.98 \cdot 10^7$	0.095
3.5	$3.41 \cdot 10^8$	0.102
4.0	$2.17 \cdot 10^9$	0.108
4.5	$9.36 \cdot 10^9$	0.113
5.0	$3.06 \cdot 10^{10}$	0.118
5.5	$8.17 \cdot 10^{10}$	0.123
6.0	$1.87 \cdot 10^{11}$	0.127
6.5	$3.81 \cdot 10^{11}$	0.131
7.0	$7.07 \cdot 10^{11}$	0.135
7.5	$1.22 \cdot 10^{12}$	0.138
8.0	$1.96 \cdot 10^{12}$	0.142
8.5	$3.01 \cdot 10^{12}$	0.145
9.0	$4.43 \cdot 10^{12}$	0.148
9.5	$6.28 \cdot 10^{12}$	0.151

Tab.3.2: Stromdichte  $\langle J \rangle$  und Formfaktor  $F$

Das Ergebnis einer solchen Rechnung zeigt Tab.3.2 für verschiedene Feldstärken bei  $\phi = 4.5$  eV.  $F$  könnte bereits als Korrekturfaktor zur Berechnung des AC-FE-Stroms aus der FN-Gleichung dienen. Andererseits ist es aber wenig sinnvoll, die Korrektur in den Vorfaktor der Exponentialfunktion zu stecken, denn bei der Messung wird ja nicht die mittlere Stromdichte  $\langle J \rangle$ , sondern der mittlere Emissionsstrom  $\langle I \rangle$  gemessen, wobei die völlig unbekannte Austrittsfläche  $A$  in den Vorfaktor kommt. Im Fall der HF-FE wird zudem nur der von der Auskoppelbohrung ausgeblendete Bruchteil des Emissionsstroms gemessen. Dieser Faktor ist nicht berechenbar, denn der Emissionsstrom ist nicht nur räumlich anisotrop, sondern darüberhinaus ist seine Anisotropie auch schlecht reproduzierbar. Der übliche Ausweg aus diesem Dilemma besteht darin, den Vorfaktor der

Exponentialfunktion bis auf  $E^2$  ganz zu ignorieren und  $I(E)$  in einer halblogarithmischen Darstellung  $\lg(I/E^2)$  über  $1/E$  aufzutragen ("FN-Plot"). Dann steckt die ganze Information in der Steigung der Kurve, die mit guter Näherung unter Vernachlässigung der Korrekturfunktionen  $t(y)$  und  $f(y)$  (der ersten mit mehr Berechtigung als der zweiten) eine Gerade ergibt.

Der Vorfaktor der Exponentialfunktion bleibt bei der Auswertung somit gänzlich unberücksichtigt, so daß es sinnvoll ist, die Korrekturfunktion in den Exponenten zu stecken.

### 3.1.2 DIE KORREKTURFUNKTION $v(E, \phi)$

Im folgenden wird die Berechnung einer Korrekturfunktion  $v(E, \phi)$  beschrieben. Diese (tabellierte) Funktion steht zusammen mit der bekannten Funktion  $f(y)$  im Exponenten und gestattet es, die Emissionsstromdichte aus der mittleren Feldstärke  $\langle E \rangle$  zu berechnen.

$$\begin{aligned} \langle J \rangle &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{c_1}{\phi} \left( \frac{E_0 \cos(\omega t)}{t(y(\omega t))} \right)^2 \exp \left( -c_2 \phi^{3/2} \frac{f(y(\omega t))}{E_0 \cos(\omega t)} \right) d(\omega t) \\ &= \frac{c_1}{\phi} \left( \frac{\langle E \rangle}{t(y)} \right)^2 \exp \left( -c_2 \phi^{3/2} \frac{f(y)}{\langle E \rangle} \cdot v(E, \phi) \right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\text{Mit} \quad E_0 = \sqrt{2} \langle E \rangle \quad (3.13a)$$

$$y(\omega t) = \frac{(e^3 E_0 \cos(\omega t))^{1/2}}{\phi} \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \quad (3.13b)$$

$$y = \frac{(e^3 \langle E \rangle)^{1/2}}{\phi} \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \quad (3.13c)$$

(3.13a) eingesetzt und nach  $v(E, \phi)$  aufgelöst:

$$\begin{aligned} \frac{c_1 E_0}{\phi \pi} \int_0^{\pi/2} \left( \frac{\cos(\omega t)}{t(y(\omega t))} \right)^2 \exp \left( -c_2 \phi^{3/2} \frac{f(y(\omega t))}{E_0 \cos(\omega t)} \right) d(\omega t) = \\ = \frac{c_1}{\phi} \left( \frac{\langle E \rangle}{t(y)} \right)^2 \exp \left( -c_2 \phi^{3/2} \frac{f(y)}{\langle E \rangle} \cdot v(E, \phi) \right) \end{aligned}$$

$$\frac{2}{\pi} t(y)^2 \int \dots d(\omega t) = \exp \dots v(E, \phi)$$

$$\ln \left( \frac{2}{\pi} t(y)^2 \int \dots d(\omega t) \right) = \dots v(E, \phi)$$

$$v(E, \phi) = - \frac{1}{c_2 f(y)} \frac{\langle E \rangle}{\phi^{3/2}} \ln \left( \frac{2}{\pi} t(y)^2 \int_0^{\pi/2} \left( \frac{\cos(\omega t)}{t(y(\omega t))} \right)^2 \cdot \exp \left[ - \frac{c_2 f(y(\omega t)) \phi^{3/2}}{\sqrt{2} \langle E \rangle \cos(\omega t)} \right] d(\omega t) \right) \quad (3.14)$$

Diese Funktion kann numerisch integriert werden. Werte für  $v(E, \phi)$  sind in Tab.3.3 für verschiedene  $\langle E \rangle$  und  $\phi$  zusammengestellt. Die mittlere Feldstärke  $\langle E \rangle$  und die Austrittsarbeit  $\phi$  sind hier in den Parameter  $y$  umgerechnet worden, der auch bei der Berechnung von  $f$  und  $t$  benötigt wird. An den mit "--" gekennzeichneten Stellen ist die Stromdichte schon praktisch Null geworden. Der für die FE interessante Bereich ist durch die Schraffur hervorgehoben. Innerhalb des Feldstärkebereichs, der sich mit unserer Meßmethode erschließen läßt und für Austrittsarbeiten um  $4 \div 4.5$  eV, kann man mit guter Näherung

$$v(E, \phi) \cong 0.72 \quad (3.15)$$

setzen. Daher kann man die AC-FE-Stromdichte berechnen, indem man in die DC-FN-Gleichung  $\langle E \rangle$  einsetzt und

$$c_2 = 4.92 \cdot 10^9 \frac{V}{m(eV)^{3/2}} \quad (3.16)$$

setzt. Man hätte für die Berechnung auch  $E_0$ , oder eine andere Feldstärke  $\gamma \cdot \langle E \rangle$  in die DC-FN-Gleichung einsetzen können. Aber es hat sich gezeigt, daß man bei  $\gamma \approx 1$  mit den kleinsten Korrekturen auskommt.

### 3.1.3 DIE ANALYTISCHE NÄHERUNG

Wenn man allerdings Änderungen der Austrittsarbeit untersuchen will, dann haftet dieser Darstellung der Mangel an, daß mit  $f(y)$  und  $v(E, \phi)$  immer noch  $\phi$ -abhängige tabellierte Funktionen im Exponenten stehen. Mit Änderung der Austrittsarbeit müßte daher auch die Korrekturfunktion geändert werden. Wir haben daher nach einer Funktion gesucht, die den Emissionsstrom in Abhängigkeit von  $\phi$  und  $\langle E \rangle$  analytisch beschreibt.

Folgende Forderungen muß man an eine geeignete Näherungsfunktion stellen:  
1) die Funktion sollte möglichst elementar sein,

$\frac{\phi}{\text{eV}}$	y													
	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.55	0.60	0.65	0.70	0.75	0.80	
5.00	.713	.716	.718	.721	.723	.726	.729	.732	.736	.739	.744	.751	.760	
4.75	.713	.715	.717	.720	.722	.724	.726	.729	.732	.735	.738	.743	.749	
4.50	.712	.715	.716	.718	.720	.722	.724	.726	.728	.729	.732	.734	.738	
4.25	.712	.714	.715	.717	.718	.720	.721	.722	.723	.724	.725	.726	.726	
4.00	.711	.713	.714	.716	.717	.718	.718	.719	.719	.719	.718	.716	.714	
3.75	.711	.712	.713	.714	.715	.715	.715	.715	.715	.713	.711	.707	.701	
3.50	.710	.711	.712	.713	.713	.713	.712	.712	.710	.707	.703	.697	.687	
3.25	.710	.711	.711	.711	.711	.710	.709	.708	.705	.701	.695	.687	.674	
3.00	.709	.710	.710	.709	.709	.708	.706	.704	.700	.694	.687	.676	.659	
2.75	.708	.709	.708	.708	.706	.705	.702	.699	.694	.688	.678	.665	.644	
2.50	--	.708	.707	.706	.704	.702	.699	.695	.689	.680	.669	.653	.627	
2.25	--	.707	.705	.704	.702	.699	.695	.690	.682	.673	.659	.640	.610	
2.00	--	.705	.704	.702	.699	.695	.691	.684	.676	.664	.649	.626	.592	
1.75	--	.704	.702	.700	.696	.692	.686	.679	.669	.655	.637	.611	.572	
1.50	--	.703	.700	.697	.693	.688	.681	.672	.661	.646	.625	.595	.550	
1.25	--	.701	.698	.694	.689	.683	.675	.665	.652	.635	.611	.577	.525	
1.00	--	.700	.696	.691	.685	.678	.669	.657	.642	.622	.595	.556	.498	
0.75	--	--	.693	.687	.680	.672	.661	.648	.631	.608	.576	.532	.465	
0.50	--	--	.690	.683	.675	.665	.652	.636	.616	.589	.553	.502	.425	

Tab.3.3: Die Korrekturfunktion  $v(E, \phi)$ 

- 2) sie sollte möglichst wenig von der gewohnten FN-Gleichung abweichen  
3) und sie sollte für  $\phi = 3 \div 5$  eV und für  $\langle E \rangle = 10^9 \div 10^{10}$  V/m möglichst genau sein.

Es hat sich gezeigt, daß man in der Auftragung  $\lg(\langle J \rangle / E^{3/2})$  über  $1/E$  im gesamten interessierenden E-Feldbereich mit großer Genauigkeit Geraden erhält, d.h.

$$\lg \left( \frac{\langle J \rangle}{E^{3/2}} \right) \propto \frac{1}{E} \quad (3.17)$$

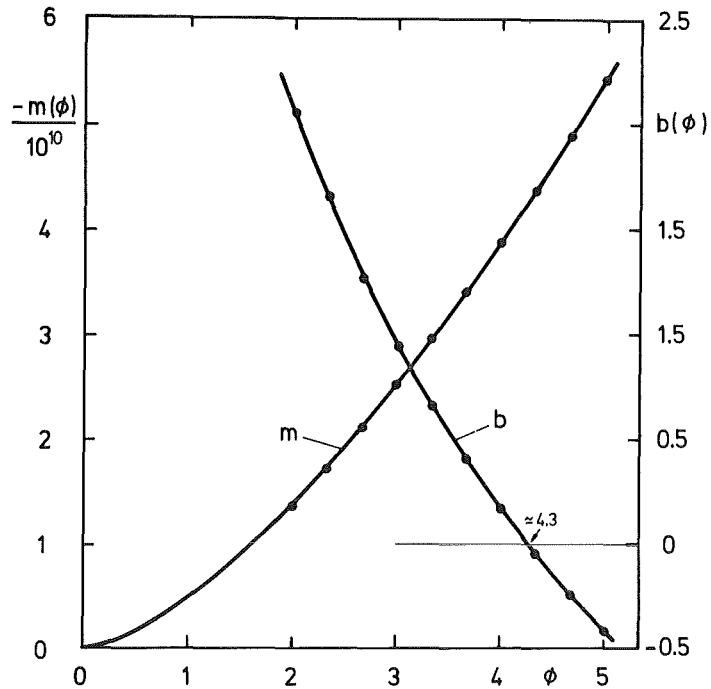


Abb.3.2:  
 $m(\phi)$  und  $b(\phi)$  mit  
 Näherungsfunktionen  
 • : berechnet  
 — : Ausgleichskurven

Abweichungen treten nur auf, wenn der Gültigkeitsbereich der Korrekturfunktionen  $f(y)$  und  $t(y)$  überschritten wird. Beide Größen, Steigung  $m$  und Ordinatenabschnitt  $b$ , sind  $\phi$ -abhängig. Trägt man  $m(\phi)$  und  $b(\phi)$  über  $\phi$  auf (Abb.3.2), dann findet man schnell Näherungsfunktionen, deren Koeffizienten sich mit einem least-squares-Fit finden lassen. Bei der Suche nach den Koeffizienten werden  $m(\phi)$  und  $b(\phi)$ , sowie die FN-Gleichung zunächst als rein mathematische Funktionen betrachtet, ohne Rücksicht auf deren Dimensionen. Als Näherungen erhält man:

$$m(\phi) = - 4.8319 \cdot 10^9 \phi^{3/2} \quad (3.18)$$

$$b(\phi) = - 2.6585 \cdot \ln \frac{\phi}{4.277} \quad (3.19)$$

Die Stromdichte läßt sich dann so darstellen:

$$\langle J \rangle_{\text{fit}} = 47.63 \frac{\langle E \rangle^{3/2}}{\phi^{2.66}} \exp \left( -4.8319 \cdot 10^9 \frac{\phi^{3/2}}{\langle E \rangle} \right) \quad (3.20)$$

Setzt man in (3.20) statt der mittleren Felstärke  $\langle E \rangle$  die Maximalfeldstärke  $E_0 = \sqrt{2} \cdot \langle E \rangle$ , dann erhält man:

$$\langle J \rangle_{\text{fit}} = \dots \exp \left( -6.83 \cdot 10^9 \frac{\phi^{3/2}}{E_0} \right) \quad (3.21)$$

Das ist der gleiche Exponent, wie er in der FN-Gleichung (3.4) bei der DC-FE auftritt! Das kommt nicht überraschend, denn schon bei der Herleitung der Korrekturfunktion  $v(E, \phi)$  konnte man mit guter Näherung  $v(E, \phi) \equiv 0.72$  setzen. Der Grund dafür ist die enorme Feldstärkeabhängigkeit des Emissionsstroms. Die mittlere Stromstärke wird daher hauptsächlich durch die Stromdichte bei  $E = E_0$  bestimmt und diese verhält sich entsprechend der DC-FN-Gleichung (3.4). Abweichungen, die durch die Sinusform der Spannung erzeugt werden, führen dann lediglich auf eine andere  $E$ - und  $\phi$ -Abhängigkeit des Vorfaktors, sowie auf eine andere Konstante  $c_1$ . Man kann daher versuchen aus (3.21) durch Korrekturen am Vorfaktor eine für alle interessierenden  $E$ - und  $\phi$ -Werte gleichermaßen gute und elegante Darstellung zu finden. Eine solche Funktion ist (3.22), jetzt wieder mit Dimensionen notiert:

$$\langle J \rangle_{\text{fit}} = \left( c_1' \frac{E_0}{\phi^2} \right)^{3/2} \cdot \exp \left( - c_2 \frac{\phi^{3/2}}{E_0} \right) \quad (3.22)$$

Mit 
$$c_1' = 12.75 \frac{(\text{eV})^2 m}{V} \left( \frac{\text{\AA}}{\text{m}^2} \right)^{2/3} \quad (3.23a)$$

$$c_2 = 6.83 \cdot 10^9 \frac{V}{m(\text{eV})^{3/2}} \quad (3.23b)$$

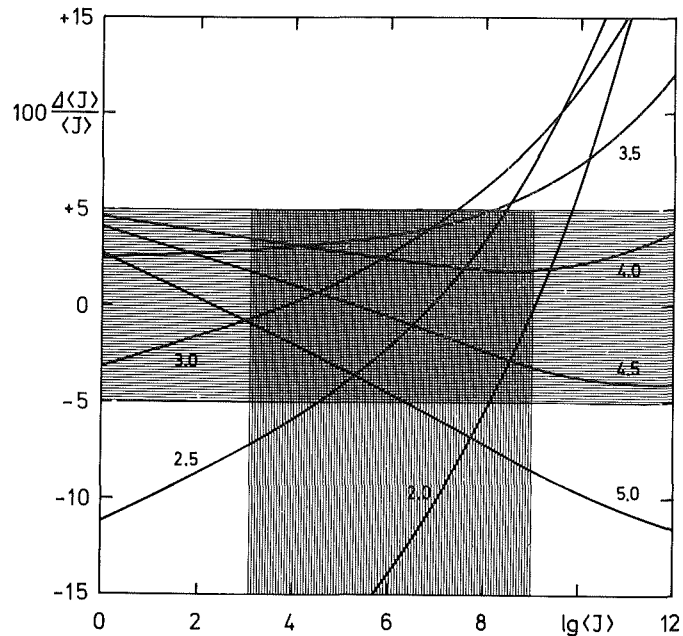


Abb.3.3:  
Fehlerkurven der  
analytischen Näherung  
Parameter:  $\phi$  in eV

Abb.3.3 zeigt eine Darstellung der prozentualen Abweichung zwischen der exakt berechneten Stromdichte gemäß (3.12) und der analytischen Näherung (3.21). Im interessierenden Feldstärkebereich (schraffiertes Gebiet) bleibt der Fehler für  $\phi = 4 \div 4.5$  eV innerhalb der  $\pm 5\%$ -Marke. Das ist,

gemessen an den sonstigen Meßfehlern, eine völlig ausreichende Genauigkeit ( $\rightarrow$ Kap.3.4).

Abschließend ist in Abb.3.4 die DC- und AC-FE-Stromdichte über der Feldstärke (maximale Feldstärke bei AC) aufgetragen (vergl. dazu auch [26]). Die sinusförmige Spannung führt zu einer Verringerung der Emissionsstromdichte um ein bis zwei Dekaden, wie man das auch bei der Berechnung des Formfaktors F (Tab.3.2) gesehen hat.

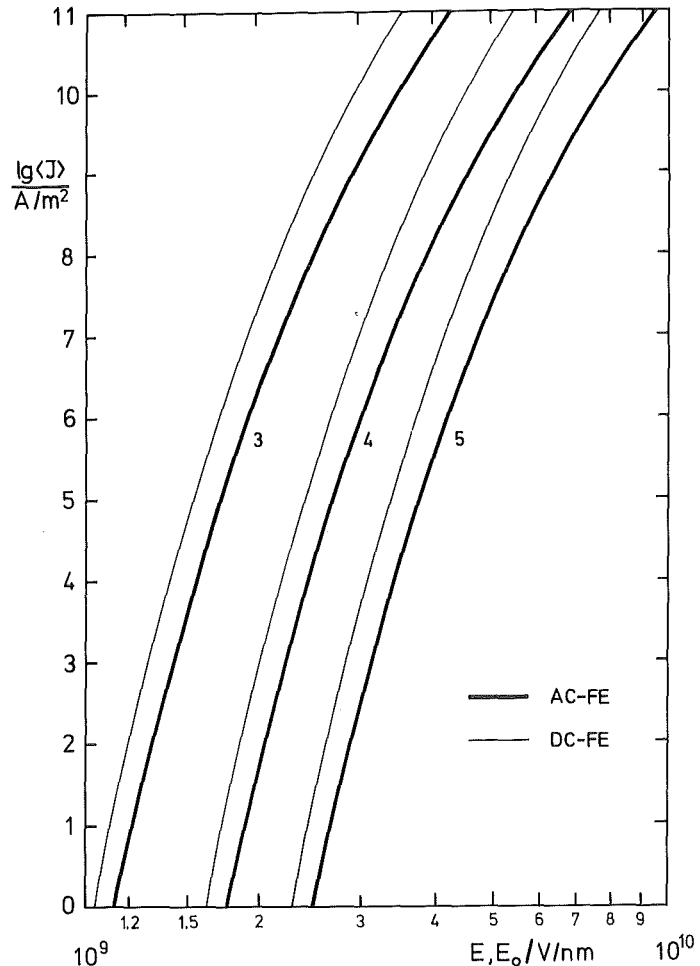


Abb.3.4:  
Vergleich der Stromdichten  
von DC- und AC-FE  
Parameter:  $\phi$  in eV

### 3.2 TRAJEKTORIENBERECHNUNG

Für das Verständnis der HF-FE ist eine Untersuchung der dynamischen Vorgänge im Resonator von entscheidender Bedeutung: Alle bisher gemachten Annahmen und Vereinfachungen laufen letztlich auf die Gültigkeit einer quasistatischen Näherung hinaus, die sich erst bei Kenntnis der Teilchenbewegung im Resonator (Elektronen und Ionen!) rechtfertigen läßt. Z.B. ist eine wichtige Voraussetzung dieser Messungen, daß der Anteil der emittierten Elektronen, die durch die Bohrung im Resonatorboden fliegen und gemessen werden, bei jeder Feldstärke den gleichen Bruchteil des Gesamtmissionsstroms beträgt. Um dies nachzuprüfen, ist eine Berechnung der Elektronentrajektorien unerläßlich. Für die Bestimmung der





montiert sind. Im Resonator steht die Spitze jedoch unmittelbar vor einer leitenden Fläche und befindet sich in einem Kondensatorfeld. Daher wird das Scheitelfeld nicht nur durch den Schaft verändert, sondern, entscheidender noch, durch den Einfluß des Stempelbodens. Zur Berechnung des Scheitelfelds wird daher folgendes Modell gemacht (Abb.3.5): Im Abstand  $h$  vor dem Stempelboden sitzt auf einem metallischen Stiel eine Metallkugel mit Radius  $R$ . Der Koordinatennullpunkt liegt im Mittelpunkt der Kugel, der Spalt zwischen Stempel und Boden ist  $d$ . Um die Randbedingung bei  $z = s$  zu erfüllen, wird dem homogenen Kondensatorfeld allerdings nicht ein Kugelfeld, sondern das Dipolfeld der Kugel und ihres Spiegelbilds bei  $z = 2s$  überlagert.

Kondensatorpotential:

$$V_{\text{kon}}(z) = -\frac{U}{d}(z+h) \quad (3.25)$$

Dipolpotential:

$$V_{\text{dip}}(\underline{r}) = \begin{cases} 0 & s < z \\ \frac{UR}{(x^2+y^2+z^2)^{1/2}} - \frac{UR}{(x^2+y^2+(2s-z)^2)^{1/2}} & R \leq z \leq s \\ -U & z < R \end{cases} \quad (3.26)$$

Mit den Abkürzungen  $x^2+y^2+z^2 = R_1$  (3.27a)

und  $x^2+y^2+(2s-z)^2 = R_2$  (3.27b)

erhält man für das Gesamtpotential zwischen Spitze und Boden:

$$V_{\text{ges}}(\underline{r}) = -\frac{U}{d}(z+h) + \alpha UR \left( \frac{1}{\sqrt{R_1}} - \frac{1}{\sqrt{R_2}} \right) \quad R \leq z \leq s \quad (3.28)$$

Die Normierungskonstante  $\alpha$  ergibt sich aus der Randbedingung, daß am Scheitel der Spitze ( $x=y=0, z=R$ )  $V_{\text{ges}} = 0$  sein muß:

$$V_{\text{ges}}(0,0,R) = -\frac{U}{d}(R+h) + \alpha UR \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{2s-R} \right) \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.29)$$

Daraus folgt  $\alpha = \frac{R+h}{d} \cdot \frac{s-R/2}{s-R}$  (3.30)

Da  $s \approx 10^4 \cdot R$  ist, macht man keinen Fehler, wenn man schreibt:

$$\alpha = \frac{R+h}{d} \quad (3.31)$$

Die andere Randbedingung  $V_{\text{ges}}(0,0,s) = -U$  ist automatisch erfüllt, da  $V_{\text{dip}}(0,0,s) = 0$  und  $V_{\text{kon}}(s) = -U$  ist.

Damit ergibt sich für das Gesamtpotential vor der Spitze:

$$V_{\text{ges}}(\underline{r}) = \begin{cases} 0 & z \leq R \\ -\frac{U}{d} \left[ (z+h) - R(R+h) \cdot \left( \frac{1}{\sqrt{R_1}} - \frac{1}{\sqrt{R_2}} \right) \right] & R \leq z \leq s \\ -U & s \leq z \end{cases} \quad (3.32)$$

Für das elektrische Feld vor der Spitze erhält man:

$$\underline{E} = -\text{grad}_{\underline{r}} V(\underline{r}) \quad (3.33)$$

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{cases} \frac{U}{d} \cdot R(R+h) \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (R_1^{-3/2} - R_2^{-3/2}) \\ \frac{U}{d} \left( 1 + R(R+h) \cdot z \cdot (R_1^{-3/2} - R_2^{-3/2}) + R(R+h) \cdot 2s \cdot R_2^{-3/2} \right) \end{cases} \quad R \leq z \leq s \quad (3.34)$$

$$|\underline{E}(\underline{r})| = 0 \quad \text{sonst}$$

Diese Gleichungen sind natürlich keine exakten Lösungen der Laplace-Gleichung. Sie gelten auch nur für die Achsennähe im Bereich zwischen Spitze und Boden. Dort stellen sie aber eine gute Näherung dar, so daß man sie gut für Trajektorienberechnungen benutzen kann.

Für  $|\underline{r}| \approx R$  kann man den Einfluß der Spiegelladung vernachlässigen und erhält so die Gleichungen für das Nahfeld:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{cases} \frac{U}{d} \cdot R(R+h) \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} R_1^{-3/2} \\ \frac{U}{d} (1 + R(R+h) \cdot z \cdot R_1^{-3/2}) \end{cases} \quad |\underline{r}| \approx R \quad (3.35)$$

Insbesondere ergibt sich das die FE bestimmende Feld am Scheitel der Spitze ( $\underline{r} = (0,0,R)$ , im weiteren als "Emissionsfeld" bezeichnet) zu:

$$E(R) = \frac{U}{d} \left( 1 + \frac{R+h}{R} \right) = \frac{2R+h}{R} \cdot \frac{U}{d} = \frac{2R+h}{d} \cdot \frac{U}{R} \quad (3.36)$$

Wenn man das Emissionsfeld auf das homogene Feld  $U/d$  bezieht, dann erhält man den Feldüberhöhungsfaktor  $\beta_+$

$$\beta_+ = \frac{E(R)}{U/d} = 2 + \frac{h}{R} \quad (3.37)$$

Eine nähere Diskussion von  $\beta_+$  findet sich in Kap.7.2. In der Gleichfeldemission ist es üblich, das Emissionsfeld auf das Feld einer geladenen Kugel mit Radius  $R$  zu beziehen. Das führt auf den Feldschwächungsfaktor  $\beta_-$  ( $\rightarrow(3.24)$ )

$$\beta_- = \frac{E(R)}{U/R} = \frac{2R+h}{d} = \frac{R}{d} \cdot \beta_+ \quad (3.38)$$

Dieser Faktor gestattet eine Kontrolle der Feldberechnung: Für Rotationshyperboloide, die gegenüber einer Wand frei montiert sind erhält man |28|:

$$\beta_- = \frac{2}{\ln(4s) - \ln R} \quad (3.39)$$

Z.B. ergibt sich für die Emitterspitze von Versuch W12.2 ( $R = 435 \text{ nm}$ ,  $s = 2.76 \text{ mm}$ )

$$\beta_- = 0.20$$

Bei dieser Rechnung bleibt allerdings der Einfluß der Stempelwand gänzlich unberücksichtigt. Im Potentialbild gesprochen, fällt hier die gesamte Spannung zwischen Spitze und Gegenelektrode direkt vor der Spitze gemäß einer  $1/r$ -Beziehung ab. Bringt man die Spitze jedoch auf einer leitenden Wand an, dann wird dem System die Randbedingung "homogenes Kondensatorfeld" aufgezwungen. Die Folge davon ist in Abb.3.5 zu sehen: An der Spitze fällt nicht mehr die ganze Spannung  $U$  ab, sondern nur noch die Differenz zwischen dem Stempelpotential ( $V = 0$ ) und dem Potential, das ohne Störung durch die Nadel bei  $z = R$  herrschen würde ( $\rightarrow$  auch Kap.7.2, Abb.7.2). Dieses Verhältnis ist aber gerade  $(R+h)/d = \alpha$ , die Normierungskonstante für das Dipolfeld. Mit der Geometrie von Versuch W12.2 erhält man nach unserem Modell vergleichsweise ( $h = 240 \text{ }\mu\text{m}$ ):

$$\beta_- = 0.08$$

Dieser Wert liegt tiefer als der, den man mit dem Modell der frei schwebenden Spitze erhält. Das ist vernünftig, da der Einfluß der Wand auf das Feld größer sein sollte als der Einfluß des Kegelschafts.

Trotzdem bleibt ein Unbehagen: Für  $h \rightarrow d$  gilt

$$\lim_{h \rightarrow d} \beta_- = 1 \quad (3.40)$$

d.h. je kleiner der Einfluß der Wand ist, umso mehr nähert sich das

Modell des Emitters einer frei schwebenden Kugel. Tatsächlich sollte dann aber der Einfluß der Hyperboloidgestalt sichtbar werden. Andererseits sollte bei Werten von  $h/d \leq 0.5$  der Einfluß des Kegelschafts nicht mehr stark zu spüren sein. Eine numerische Kontrollrechnung wird in Kap.7.1 beschrieben.

### 3.2.2 ELEKTRONENBAHNEN - RECHTFERTIGUNG DER STATISCHEN NÄHERUNG

Mit (3.34) für das  $\underline{E}$ -Feld wurde berechnet, wie sich Elektronen durch den Resonator bewegen, die zu verschiedenen Phasenlagen gegenüber der Hochfrequenz aus der Metallspitze austreten. Abb.3.6 zeigt ein typisches Ergebnis einer solchen Rechnung. Aufgetragen ist die z-Komponente der Flugbahn in logarithmischer Teilung, gemessen vom Mittelpunkt der Spitze aus, sowie Feldstärke, Geschwindigkeit und Phasenlage der Elektronen beim Durchfliegen der entsprechenden z-Koordinaten.

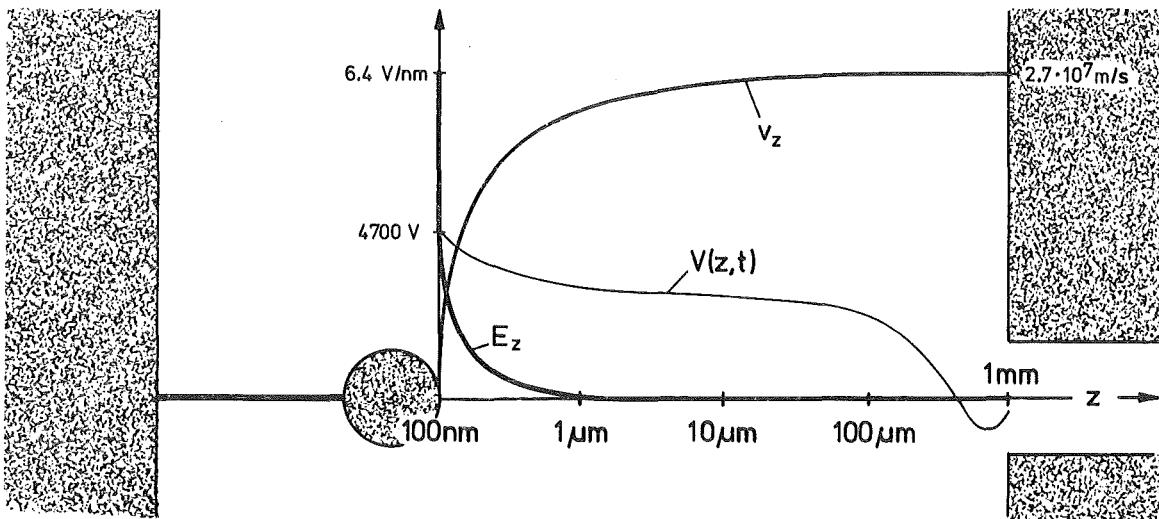


Abb.3.6: Potential und  $E_z$ -Feld am Ort eines Elektrons, sowie seine Geschwindigkeit beim Durchfliegen des Spalts ( $U_0 = 4.7$  kV,  $f = 15$  GHz,  $d = 3$  mm,  $h = 1$  mm,  $R = 100$  nm)

Das  $\underline{E}$ -Feld ist nach etwa  $1\mu\text{m}$  von  $\approx 1.5 \cdot 10^{10}$  V/m an der Spitze, auf das etwa  $10^4$  mal kleiner Feld im Resonatorspalt abgesunken, so daß die Elektronen nach kurzer Beschleunigungsphase (anfänglich  $\approx 10^{21}$  m/s<sup>2</sup>!) fast sofort ihre Endgeschwindigkeit erreichen, mit der sie dann fast unbehelligt vom weiteren Geschehen im Resonator von der Spitze wegdriften. Selbst wenn das Feld bei  $z \approx 300\mu\text{m}$  umpolt werden die Elektronen kaum verzögert, da hier nur noch das schwache Gapfeld herrscht. Ebenso wenig werden die Elektronen von dem schwachen homogenen Feld in ihrer Richtung beeinflusst, so daß sie (von Streuungen durch thermische Querbewegungen abgesehen [5]) radial von der Spitze wegfliegen. Da die Zeit, die die Elektronen zur Beschleunigung benötigen, mit 0.2 ps nur etwa  $1^\circ$  der Hochfrequenzperiode beträgt, kann man folgende Näherung machen:

Die Elektronen fliegen vom Zeitpunkt ihrer Emission an mit konstanter Geschwindigkeit radial von der Spitze weg.

Somit ist für ihre Bewegung auch nur die Stärke des zum Zeitpunkt der Emission herrschenden  $\underline{E}$ -Felds maßgebend, was die quasistatische Näherung rechtfertigt. Das gilt allerdings nur, wenn die Beschleunigungsphase auf die unmittelbare Umgebung der Spitze beschränkt bleibt. Wird der Abstand  $h$  der Spitze zur Stempelfläche kleiner, dann verringert sich zunehmend der Potentialsturz bei  $z = R$ , und die Beschleunigungsstrecke dehnt sich mehr und mehr in den Raum aus. Allerdings sind dann auch die erreichbaren Felder an der Spitze in folge der kleinen  $\beta_-$ -Werte so klein, daß Elektronen in nennenswerter Zahl nicht mehr emittiert werden können.

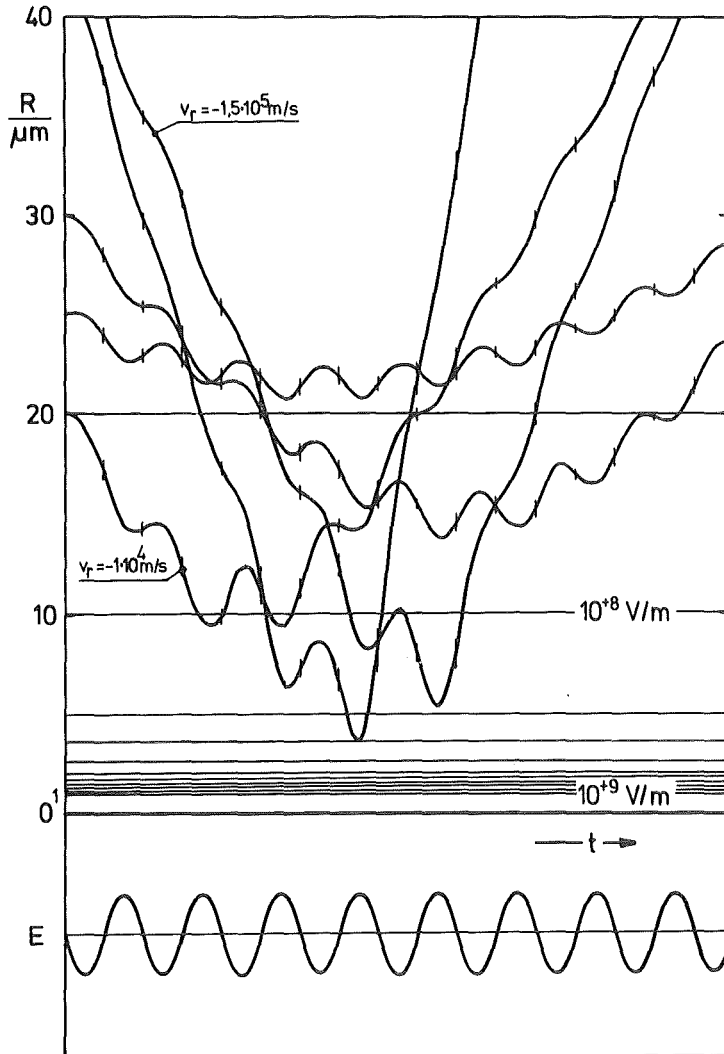


Abb. 3.7:  
Trajektorienberechnung  
für Protonen unmittel-  
bar vor der Spitze

### 3.2.3 IONENBAHNEN - VAKUUMBEDINGUNGEN

Die Gleichfeldemission erfordert Vakua von  $< 10^{-9}$  mbar, ein Wert, der sich in Resonatoren auf Grund der schlechten Pumpbedingungen und ohne die Möglichkeit auszuheizen nicht erreichen läßt. Der Grund für diese hohen Anforderungen liegt in der Zerstörung der Spitze durch Beschuß mit positiven Ionen. Restgasmoleküle werden durch den Emissionsstrom ionisiert, werden im Gleichfeld beschleunigt und prallen mit hoher Energie auf die Spitze.

Wie sieht jedoch die Flugbahn eines Ions im HF-Feld aus? Dazu wurden Trajektorienberechnungen durchgeführt, wobei wir uns für den schlimmsten Fall, einfache Protonen, interessiert haben. Abb.3.7 zeigt im linearen Maßstab den radialen Abstand der Protonen zum Zentrum der Spitze (das ist in der linearen Auftragung etwa der Abstand zur Oberfläche der Spitze) über der Zeit. Unten ist als Orientierung die Phase des elektrischen Felds aufgetragen. Innerhalb der Trajektorien ist jeweils der Nulldurchgang des Felds markiert.

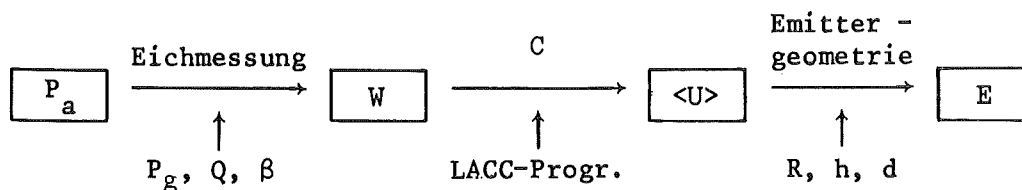
Gemeinsam ist allen Bahnen, daß die Protonen über ihre lineare Flugbahn überlagerte HF-Schwingungen ausführen und zwar mit immer größerer Amplitude, je näher sie der Spitze kommen. Das führt nun immer dazu, daß ein Ion, das z.B. in einer Halbwelle auf die Spitze zu beschleunigt wird, in der nächsten Halbwelle von einem nun viel stärkeren elektrischen Feld abgestoßen wird. Insgesamt wirkt die Spitze also repulsiv auf die Ionen ( $\rightarrow$  auch [29]). Hinzu kommt noch, daß die Ionen durch Stöße mit den emittierten Elektronen entstehen und daher gar keine so großen Geschwindigkeitskomponenten in Richtung zur Spitze erhalten.

HF-FE-Spitzen lassen sich daher bis in den  $\mu\text{bar}$ -Bereich hinein betreiben. Eine Einschränkung stellt dann lediglich die Kontamination der Oberfläche durch das Restgas dar.

### 3.3 THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER VERSUCHSAUSWERTUNG

#### 3.3.1 BERECHNUNG DER GAPSPANNUNG $\langle U \rangle$

Eine direkte Messung der Spannung oder der  $E$ -Felder im Resonatorspalt ist nicht möglich. Daher muß man die Feldstärke aus der meßbaren durchgekoppelten Leistung berechnen. Dazu sind einige Rechenschritte nötig, die im folgenden beschrieben werden sollen. Schematisch läßt sich der Gang der Rechnung so darstellen:



Das aus der Auskopplung abgestrahlte Signal  $P_a$  wird gemessen. Es ist proportional zur gespeicherten Energie  $W$ . Die Proportionalitätskonstante wird durch eine Eichmessung aus den gemessenen Größen abgegebene Generatorleistung  $P_g$ , Güte  $Q$  und Einkoppelfaktor  $\beta$  bestimmt. Das LACC-Programm liefert den Zusammenhang zwischen der gespeicherten Energie  $W$  und der mittleren Gapspannung  $\langle U \rangle$ . Die Proportionalitätskonstante ist die Ersatzkapazität  $C$ . Aus der Emittergeometrie letztlich wird die Emissionsfeldstärke berechnet.

### Verteilung der Energieströme im Resonator

Für die Berechnung der gespeicherten Energie  $W$  wird der Resonator als lineares System (getriebener harmonischer Oszillator) betrachtet. Dann klingt  $W$  nach dem Abschalten des Generators exponentiell ab, mit der Zeitkonstanten

$$\tau = \frac{W}{P_d} = \frac{W}{P_v + P_e + P_a + \dots} \quad (3.41)$$

Der dissipative Energiestrom  $P_d$  setzt sich zusammen aus dem in die Resonatorwände fließenden Energiestrom  $P_v$  (Verlustleistung), den aus Ein- und Auskopplung abgestrahlten Energieströmen  $P_e$  und  $P_a$ , plus anderen Verlustmechanismen, die hier vernachlässigt werden können. Da keine nichtlinearen Effekte betrachtet werden sollen, ist der dissipative Energiestrom in der gleichen Weise mit den Feldern verknüpft wie die gespeicherte Energie, d.h.

$$P_v, P_e, P_a \propto W \quad (3.42)$$

Die Güte des Resonators ist dann

$$Q = \omega_0 \tau = \omega_0 \frac{W}{P_d} \quad (3.43)$$

Sie läßt sich aus der Abklingzeitkonstanten der gespeicherten Energie bestimmen, d.h. wegen (3.42) aus  $P_a(t)$ . Allerdings mißt man nur bei vernachlässigbar kleinen Energieströmen aus Ein- und Auskopplung die "unbelastete Güte"

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W}{P_v} \quad (3.44)$$

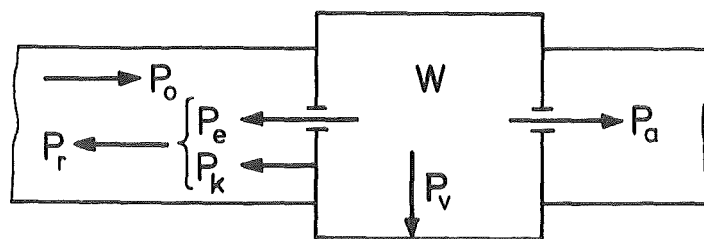


Abb.3.8:  
Verteilung der  
Energieströme  
im Resonator

Die zusätzliche Belastung durch die Abstrahlung aus der Einkopplung (die Auskoppelverluste sind wegen  $P_a \ll P_v$  zu vernachlässigen) verringert die gemessene "belastete Güte"

$$Q = \frac{\omega_0 W}{P_v + P_e} = \frac{\omega_0}{P_v} \cdot \frac{W}{1 + P_e/P_v} = \frac{Q_0}{1 + \beta} \quad (3.45)$$

Der Koppelfaktor  $\beta$  ist das Verhältnis von Hohlleiterimpedanz vor der Kopplung zur Resonatorimpedanz hinter der Kopplung



$$\beta = \frac{Z_h}{Z_r} \quad (3.46)$$

Daher regelt  $\beta$  die Verteilung der Energieströme im stationären Zustand (Abb.3.8): Nur bei exakt angepasstem Resonator (kritische Kopplung,  $\beta = 1$ ) gelangt die gesamte vorlaufende Generatorleistung in den Resonator. Bei Fehlanpassung (unterkritischer ( $\beta < 1$ ) oder überkritischer ( $\beta > 1$ ) Kopplung) sind Hohlleiter- und Resonatorimpedanz nicht gleich, und der Energiestrom

$$P_r = \left( \frac{1-\beta}{1+\beta} \right)^2 \cdot P_o \quad (3.47)$$

wird reflektiert.  $P_r$  setzt sich zusammen aus dem an der Kopplung reflektierten Energiestrom  $P_k$  (zu  $P_o$  gleichphasig bei  $\beta < 1$  und gegenphasig bei  $\beta > 1$ ) und dem aus der Einkopplung abgestrahlten Energiestrom  $P_e$ .

Anm.: Die Verteilung der Energieströme an der Kopplung wird mit Hilfe des "Impedanzsprungs"  $\beta$  beschrieben, in völliger Analogie zur üblichen Betrachtungsweise in der Wellentheorie.

Im stationären Fall ist der in den Resonator eingekoppelte Energiestrom gleich dem dissipierten Energiestrom  $P_d$

$$P_d = P_o - P_k = P_v + P_e (+P_a) \quad (3.48)$$

d.h. die gespeicherte Energie  $W$  stellt sich so ein, daß gilt

$$P_v = P_o - P_k - P_e = P_o - P_r = \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} \cdot P_o \quad (3.49)$$

Anm.: Beim senkrechten Durchtritt einer Welle durch eine Grenzfläche bleibt das Verhältnis von reflektierter zu transmittierter Leistung konstant, egal von welcher Seite die einfallende Welle kommt, obwohl sich der Quotient der Impedanzen umkehrt. Genauso ist es bei der Einkopplung: Eine Vertauschung von  $\beta$  durch  $1/\beta$  ändert nur die Phasenlage der reflektierten Welle, nicht aber die Verteilung der Energieströme, denn (3.47) und (3.49) sind invariant gegenüber dieser Operation.

#### Berechnung des Koppelfaktors $\beta$

$\beta$  läßt sich auf zwei Arten bestimmen, entweder durch Umformung von (3.47) aus dem Verhältnis  $P_r/P_o$

$$\left. \begin{array}{l} \text{unterkritische Kopplung:} \\ \text{überkritische Kopplung:} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \beta \\ 1/\beta \end{array} = \frac{1 - \sqrt{P_r/P_o}}{1 + \sqrt{P_r/P_o}} \quad (3.50)$$

oder mit Hilfe von  $P_e = \beta \cdot P_v$  ( $\rightarrow$ (3.45)), nach Umformung von (3.49) aus dem Verhältnis  $P_o/P_e$

$$\beta = \frac{1}{2\sqrt{P_o/P_e} - 1} \quad (3.51)$$

Die Quotienten  $P_r/P_o$  und  $P_o/P_e$  bestimmt man aus der Impulsantwort des reflektierten Signals  $P_r$ , indem man die vorlaufende Leistung  $P_o$  periodisch an- und abschaltet (Dekrementmethode, [24]).

Anm.: Die Fallunterscheidung in (3.50) kommt von der mathematischen Unbestimmtheit der Wurzel bei der Herleitung aus (3.47). Physikalisch drückt sich darin aus, daß sich die Phasenlage der reflektierten Welle aus der Leistungsbilanz nicht bestimmen läßt.

### Berechnung der Güte

Die belastete Güte  $Q$  kann man nach (3.42) und (3.43) aus der Abklingzeitkonstanten  $\tau$  der durchgekoppelten Leistung  $P_a$  messen. Dabei ist es meßtechnisch günstig, die Zeit  $t_{1/2}$  zu messen, in der die Leistung auf die Hälfte abgesunken ist. Damit erhält man:

$$Q = \tau \omega_o = \frac{t_{1/2}}{\ln(0.5)} \approx 9.065 \cdot t_{1/2} \cdot f_o \quad (3.52)$$

### Berechnung der gespeicherten Energie $W$

Aus (3.45) und (3.49) folgt

$$W = \frac{Q}{\omega_o} (1+\beta) P_v = \frac{Q}{\omega_o} \cdot \frac{4\beta}{1+\beta} \cdot P_o \quad (3.53)$$

Mit (3.52):

$$W = \frac{t_{1/2}}{\ln(0.5)} \cdot \frac{4\beta}{1+\beta} \quad (3.54)$$

Anm.: Man fragt sich, warum  $W$  in (3.53) nicht ebenfalls invariant ist gegenüber einer Vertauschung von  $\beta$  mit  $1/\beta$ , denn die eingekoppelte Leistung ist es doch auch. In der Tat ist das auch der Fall. Wie der Resonator das erreicht sieht man, wenn man berücksichtigt, daß  $Q = Q_o/(1+\beta)$  ist. Hätte man einen Resonator mit variabler Kopplung, dann würde sich beim Vergrößern von  $\beta$  auch der externe dissipative Energiestrom  $P_e$  vergrößern. Als Folge davon würde sich die belastete Güte  $Q$  verringern, und zwar so, daß die unbelastete Güte  $Q_o$  konstant bleibt. Diese hängt ja nur vom internen ( $\beta$ -unabhängigen) dissipativen Strom  $P_v$  ab.

### Hohlleiterdämpfung

$P_0$  wurde nicht direkt vor der Einkopplung gemessen. Daher muß man zusätzlich die Hohlleiterdämpfung von der Meßstelle bis zur Kopplung berücksichtigen. Die Dämpfungswerte  $d$  wurden für die drei Resonanzen gemessen und in Tab.3.4 zusammengestellt.

Tab.3.4:

Ersatzkapazitäten  
des Resonators und  
Hohlleiterdämpfung

f/GHz	C/pF	$d_h$ /dB
12.4	4.12	1.85
13.8	1.15	1.78
16.8	.657	1.38

### Mittlere Gapspannung $\langle U \rangle$

Für die maximalen  $\underline{E}$ - (und  $\underline{H}$ -Felder) im Resonator gilt

$$E \propto \sqrt{W} \quad (3.55)$$

Mit (3.44)

$$E = k \sqrt{W} = k \left( \frac{Q_0 P_v}{\omega_0} \right)^{1/2} \quad (3.56)$$

Das LACC-Programm liefert die  $\underline{E}$ -Felder sowie die Werte unter der Wurzel, so daß man  $k$  für die interessierenden Punkte im Spalt berechnen kann. Mit der Bedingung

$$U = E \cdot d \quad (3.57)$$

für das homogene Kondensatorfeld zwischen Stempel und Boden erhält man dann die gesuchte Beziehung  $\langle U \rangle(W)$

$$\langle U \rangle(W) = k \cdot d \cdot \sqrt{W} \quad (3.58)$$

Die Proportionalitätskonstante zwischen  $\langle U \rangle$  und  $\sqrt{W}$  kann man durch eine kleine Umformung mit etwas Leben füllen. Dazu geht man von der Annahme aus, daß sich im Fall maximaler  $\underline{E}$ -Felder der Resonator als geladener Kondensator beschreiben läßt. Dann sitzt die gesamte gespeicherte Energie  $W$  in der Ersatzkapazität  $C$  und es gilt:

$$W = \frac{1}{2} C \langle U \rangle^2 \quad (3.59)$$

Oder

$$\langle U \rangle = \sqrt{2/C} \cdot \sqrt{W} \quad (3.60)$$

Koeffizientenvergleich mit (3.58) liefert

$$C = \frac{2}{(k \cdot d)^2} \quad (3.61)$$

Aus  $k$  (LACC-Programm) und dem bekannten Spaltabstand  $d$  kann man  $C$  für die interessierenden Moden berechnen. Die Werte sind in Tab.3.4 angegeben. Im Vergleich dazu beträgt die Kapazität einer runden Platte mit dem Durchmesser des Stempels im Abstand  $d$  vor einer Wand  $\approx 0.25 \text{ pF} \cdot |30|$ . Der Unterschied rührt daher, daß das  $\underline{E}$ -Feld nicht vollständig auf den Spalt beschränkt ist, sondern auch noch in den übrigen Resonator greift. Dementsprechend vergrößert sich auch die Ersatzkapazität des Resonators.

### 3.3.2 BERECHNUNG DER MAXIMALEN EMISSIONSFELDSTÄRKE

Zur Berechnung des Emissionsfelds aus der abgegebenen Generatorleistung braucht man nur noch die hergeleiteten Gleichungen aneinanderzuhängen. Aus (3.36), (3.54) und (3.60) erhält man dann:

$$E_o(R) = \sqrt{2} \frac{2R+h}{dR} \left[ \frac{2}{C} \cdot \frac{t_{1/2}}{\ln(0.5)} \cdot \frac{4\beta}{1+\beta} \cdot d_h \cdot k_e \cdot P_a \right]^{1/2} \quad (3.62)$$

- Mit  $C$  : Ersatzkapazität nach Tab.3.4 (dimensionslos!)  
 $t_{1/2}$  : Abklingzeitkonstante von  $P_a$   
 $\beta$  : Koppelfaktor, nach (3.50) oder (3.51) gemessen  
 $P_o$  : ( $\equiv d_h \cdot k_e \cdot P_a$ ) vorlaufende Leistung, unmittelbar vor dem Koppelloch  
 $d_h$  : Hohlleiterdämpfung von der Meßstelle für  $P_g$  bis zum Koppelloch, nach Tab.3.4 (dimensionsslos!)  
 $k_e$  : Eichkonstante (= gemessenes Verhältnis  $P_a/P_g$ )  
 $d$  : Resonator-Spaltabstand  
 $h$  : Länge der Nadel  
 $R$  : Krümmungsradius der Spitze

### 3.3.3 ÜBERLEGUNGEN ZUR STROMMESSUNG

Die Emissionscharakteristik einer FE-Spitze ist keineswegs räumlich isotrop. Je nach Austrittsarbeit und Fläche der emittierenden Netzebenen können die auf den Raumwinkel bezogenen Emissionsströme bis zu vier Dekaden variieren. Zur Seite hin wird der Emissionsstrom durch den Feldstärkeabfall auf der Spitzenoberfläche stark geschwächt, so daß man nur innerhalb  $\pm 30^\circ$ , vom Scheitel aus gerechnet, Emission erhält. Der Abfall der Feldstärke zur Seite hin ist bei der Montage im Resonator noch stärker, aber auch hier werden noch innerhalb  $\pm 20^\circ$  Elektronen emittiert. Und davon kann nur der innere Kegel von  $\pm 10^\circ$  in die Meßkammer gelangen.

So hängt der gemessene Emissionsstrom stark davon ab, wieviele der stromstarken Strahlen durch die Auskoppelbohrung gelangen. Es könnte z.B. sein, daß der Emissionsstrahl einer Ebene mit kleinem  $\phi$  in die Resonatorwand fließt und nur der Strahl einer Ebene mit hohem  $\phi$  nachgewiesen wird. Dann wird sich beim Variieren der Feldstärke das Verhältnis der beiden Ströme ändern, gemäß der unterschiedlichen Steigung der FN-Gerade. Das stört aber nicht, solange die Trajektorien der beiden Strahlen auch bei Feldstärkeänderungen ortsfest bleiben. Dann wird eben nur der ausgekoppelte Strahl mit einer groben "probe-hole"-Technik ausgemessen. Daß die Trajektorien ortsfest sind, zeigen die Berechnungen in Kap.3.2.2. und die Erfahrungen bei der DC-FE: Eine Veränderung des Emissionsmusters beim Ändern der Spannung ist nicht beobachtet worden.

Bei der Auswertung der FN-Geraden wird man nicht die Gesamtaustrittsfläche  $A$  messen, sondern nur einen unbekannt, aber konstanten Bruchteil  $A^* < A$ . Ebenso wird man nicht die mittlere Austrittsarbeit der Spitze messen, sondern das mittlere  $\phi$  des ausgekoppelten Stromstrahls.

### 3.4 FEHLERDISKUSSION

Zunächst sollen die zu erwartenden Meßfehler der direkt gemessenen Größen diskutiert werden und anschließend der Einfluß der Meßfehler auf die daraus mittelbar berechneten Werte.

#### 3.4.1 MITTLERE RELATIVE FEHLER DER DIREKT GEMESSENEN GRÖSSEN

##### Geometrische Abmessungen

- h 3% Die Länge der Nadel läßt sich sowohl im Stereomikroskop, als auch im REM vermessen. Beide Messungen liefern im Rahmen der angegebenen Genauigkeit dasselbe Ergebnis.
- d 3% Nach dem Elektropolieren wurden die Dicht- und Jointflächen nachbearbeitet und mit einer Genauigkeit  $< 1/100$  mm vermessen.
- R 5% Die Messung des Spitzenradius im REM ist nur mit sehr unterschiedlicher Genauigkeit möglich. Bei sehr feinen Spitzen muß mit 80000-facher Vergrößerung gearbeitet werden, wobei die Grenze der förderlichen Vergrößerung des Geräts erreicht wird. Unzulängliche Astigmatismuskorrektur und/oder Kontamination der Spitze verursachen unscharfe Bilder. Hinzu kommen mechanische Erschütterungen, die, hauptsächlich bei langen Nadeln (großes  $h$ ), eine Abbildung sogar ganz unmöglich machen können. In jedem Fall wurde darauf geachtet, daß das Ergebnis nicht von der Wahl der Abbildungsparameter beeinflusst wurde (z.B. täuscht zu hoher Bildkontrast eine schlankere Spitze vor). Der angegebene Fehler von 5 % bezieht sich auf die in dieser Arbeit diskutierte Messung, wo die Abbildungsqualität recht gut war.

HF-Messungen

- P 5% HF-Leistungen wurden mit einem Mikrowattmeter gemessen, dessen mittlerer relativer Fehler 5% beträgt.
- $t_{1/2}$  2% Die Abklingzeitkonstante der gespeicherten Energie wird mit dem Oszilloskop gemessen. Dabei muß beachtet werden, daß die Diode im quadratischen Teil ihrer Kennlinie betrieben wird und daß die Güte des Resonators eine Funktion der Leistung ist. Deshalb wurde die Güte immer knapp unterhalb der Leistung gemessen bei der die FE einsetzte. Nichtharmonische Effekte, die sich durch eine Störung der exponentiellen Abklingkurve bemerkbar machen, wurden nicht bemerkt. In diesem Fall ist der Fehler der Gütemessung durch die Ablesegenauigkeit am Oszilloskop gegeben.
- $d_h$  2% Die Hohlleiterdämpfung wurde gemessen, indem an die Stelle des Resonators ein zweiter Leistungsmesser gesetzt wurde. Beide Meßgeräte wurden vorher am gleichen Meßpunkt geeicht, so daß die Meßfehler der einzelnen Leistungsmessung (5%) bei der Verhältnisbildung keine Rolle mehr spielen. Da sich die VA-Hohlleiter auch bei Zimmertemperatur weit im Restwiderstandsgebiet befinden, tritt auch beim Abkühlen keine Änderung der Dämpfung mehr ein.
- $\beta$  20% Der Koppelfaktor ist eine der am schwierigsten zu bestimmenden Größen. Durch die Berechnung aus dem Verhältnis von vorlaufender zu reflektierter/transmittierter Leistung kann eine Absolutmessung zwar vermieden werden, aber gerade bei ungefähr kritischer Kopplung ist das reflektierte Signal äußerst klein und nur ungenau zu messen, und zur Bestimmung des transmittierten Signals muß die Höhe des Impulses gemessen werden, der beim Abschalten der vorlaufenden Leistung entsteht. Da das Signal selbst mit einer Zeitkonstanten von  $\approx 20 \mu s$  zerfällt, muß die Bandbreite des Oszilloskops sehr groß sein, um die Messung nicht zu verfälschen. Dazu kommt, daß das Signal von Stehwellen auf der HF-Leitung überlagert wird, je nach Frequenz mit unterschiedlicher und unbekannter Stärke. In diesen Fällen liefern (3.50) und (3.51) verschiedene Werte.

Strommessung

- <I> 6% Für das KEITHLEY 616 ist im Bereich "1nA" ein mittlerer relativer Fehler von 5% angegeben. Der Logarithmierer braucht nur eine Dekade zu verarbeiten und arbeitet in einem Bereich, wo sein mittlerer Fehler maximal 0.5% beträgt. Bei kleinen Strömen führen Fluktuationen des Ruhestroms zu größeren Fehlern. Der Einfluß dieser Schwankungen konnte durch Integrieren weitgehend reduziert werden ( $\rightarrow$ Kap.2.1.5 und Abb.2.8).

Modelle und numerische Berechnungen

- $\beta_1$  6% Der Berechnung des Feldschwächungsfaktors liegt das in Kap.3.2 beschriebene Modell zugrunde. Dieses Modell wurde durch eine numerische Rechnung überprüft und mit anderen, zum Teil aufwendigeren Näherungen verglichen ( $\rightarrow$ Kap.8.1). Danach sollten

sich die Meßfehler der in der Formel stehenden Größen  $d$  und  $h$  stärker auf das Ergebnis auswirken, als eventuelle Unzulänglichkeiten des Modells ( $R$  kann wegen seiner Kleinheit vernachlässigt werden).

- C 12% Die E-Felder im Resonator wurden mit dem LACC-Programm berechnet. Dabei kam es, wie in Kap.2.1.1 erwähnt, zu großen Fehlern bei der Berechnung der Resonanzfrequenzen. Man kann nun einerseits nicht davon ausgehen, daß eine Rechnung, die falsche Resonanzfrequenzen liefert, die Feldstärken richtig berechnet hat, andererseits wurde die Rechnung durch SUPERFISH bestätigt. Vermutlich wird der Fehler durch die Koppellöcher verursacht, die, ebenso wie die normaleitende Nadel, bei der Feldberechnung mit LACC nicht berücksichtigt werden können. So mußten wir die Ergebnisse des LACC-Programms übernehmen, haben ihm aber einen Fehler von der Größe der mittleren relativen Abweichungen der Resonanzfrequenzen zugeschrieben.

### 3.4.2 FEHLER DER MITTELBAR BERECHNETEN GRÖSSEN

Der mittlere Fehler einer mittelbar berechneten Größe  $F$  berechnet sich aus den mittleren Fehlern der direkt gemessenen Größen  $x, y, \dots$  nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz von Gauß [31]

$$\Delta F_m = \left[ \left( \frac{\partial F}{\partial x} \Delta x \right)^2 + \left( \frac{\partial F}{\partial y} \Delta y \right)^2 + \dots \right]^{1/2} \quad (3.63)$$

Dies ist jedoch nur richtig, wenn ein Meßwert durch genügend viele Einzelmessungen überbestimmt wurde, so daß sich die statistischen Fehler teilweise kompensieren konnten. Wird das Ergebnis aber aus nur wenigen Messungen gewonnen, dann ist die Berechnung des statistischen mittleren Fehlers unmöglich und man muß annehmen, daß sich die Einzelfehler zum Größtfehler aufaddieren

$$\Delta F_g = \left| \frac{\partial F}{\partial x} \Delta x \right| + \left| \frac{\partial F}{\partial y} \Delta y \right| + \dots \quad (3.64)$$

Die mittleren relativen Fehler  $\Delta F_m/F$  werden im folgenden mit  $m_F$  abgekürzt, bzw. die relativen Größtfehler  $\Delta F_g/F$  mit  $g_F$ .

#### Gespeicherte Energie $W$

$W$  wird nach (3.54) aus je einer Messung von  $t_{1/2}$ ,  $\beta$  und  $P_0$  berechnet. Daher muß (3.64) angewendet werden.

$$g_W = m_{t_{1/2}} + m_\beta / (1 + \beta) + m_{P_0}$$

Für  $\beta \approx 1$  erhält man damit:  $g_W = 2\% + 10\% + 5\% = 17\%$

Mittlere Gapspannung  $\langle U \rangle$ 

Aus (3.60) erhält man  $g_U = (g_C + g_W)/2 = 1/2 \cdot (6\% + 17\%) = 12\%$

Emissionsfeldstärke E

Aus (3.62) folgt  $g_E = m_d + m_R + m_h + \frac{1}{2}g_{\langle U \rangle} = 3\% + 5\% + 3\% + 6\% = 17\%$

Fitparameter m und b

Steigung m und Ordinatenabschnitt b der FN-Geraden werden durch einen least-squares-Fit an die Meßkurven gewonnen. Für eine Gerade  $y = mx + b$  ergeben sich als mittlere Fehler für m und b |31|:

$$\Delta m = \left( \frac{Q}{n-2} \cdot \frac{n}{n \sum x^2 - (\sum x)^2} \right)^{1/2} \quad (3.65)$$

$$\Delta b = \left( \frac{Q}{n-2} \cdot \frac{\sum x^2}{n \sum x^2 - (\sum x)^2} \right)^{1/2} \quad (3.66)$$

mit  $Q = \sum_i (\bar{y}_i - y_i)^2$  Fehlerquadratsumme  
n Zahl der Meßpunkte

Dabei ergibt sich allerdings ein Problem: Bis auf Kurve 6 ist allen FN-Geraden eine Wellenstruktur überlagert. Dabei ergeben sich bei der Rechnung der Ausgleichsgeraden systematisch vergrößerte Fehlerquadratsummen. Die Berechnung der Fehler für die Fitparameter nach (3.65) und (3.66) würde dann im wesentlichen nicht die Meßfehler, sondern die Unzulänglichkeit des Modells FN-Gerade widerspiegeln. Da es hier aber nicht darauf ankommt, die Meßkurven mit einer geeigneten Theorie exakt zu fitten, sondern nur jeweils die mittlere FN-(Ausgleichs-)Gerade gefunden werden soll, haben wir die Berechnung für die glatteste Kurve (6) durchgeführt und die dadurch erhaltenen Fehler mit einem Faktor zwei auf die anderen Kurven übertragen.

Kurve 6:	$m_m = 0.24\%$	$m_b = 0.12\%$
sonst :	$m_m < 0.50\%$	$m_b < 0.25\%$

Der Fehler bei der Messung der mittleren Gapspannung wirkt sich auf die Steigung der FN-Gerade als systematischer Fehler aus:

$$g_m = g_{\langle U \rangle} = 12\%$$

Austrittsarbeit  $\phi$ 

Bei der Berechnung der Austrittsarbeiten aus der Geradensteigung wirken sich die ungenauen HF-Messungen stark aus. Aus (4.5) folgt für den Größtfehler ("absoluter Fehler")

$$g_{\phi, \text{abs}} = 2/3 \cdot (m_{\beta_-} + m_R + m_m) = 2/3 \cdot (6\% + 5\% + 12\%) < 16\%$$



Beim Vergleich der Austrittsarbeiten innerhalb einer Frequenz werden jeweils die gleichen HF-Werte benutzt: Ihr Fehler wirkt jetzt als systematischer Fehler, und der Fehler der Austrittsarbeit reduziert sich auf den "relativen" Fehler

$$g_{\phi, \text{rel}} = 2/3 \cdot (m_{\beta_-} + m_R + g_m) = 2/3 \cdot (6\% + 5\% + 0.5\%) < 8\%$$

#### Austrittsfläche $A^*$

Nach (4.6) und (3.64) ist

$$g_{A^*} = |\ln 10 \cdot b \cdot m_b| + 2/3 \cdot (g_{\beta_-} + m_R + 2g_{\phi, \text{abs}})$$

Zur Abschätzung wird  $|b| < 12$  angenommen.

$$g_{A^*} = 2.3 \cdot 12 \cdot 0.25\% + 2/3 \cdot (5\% + 5\% + 2 \cdot 16\%) < 34\%$$

Beim Vergleich der Austrittsarbeiten bei konstanter Frequenz reduzieren sich die Fehler um 10%, für Kurve 6 um weitere 3.5%. Dessen ungeachtet wurde aber generell mit einem Fehler von 34% gerechnet.

#### 4 EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

Recht früh schon konnte gezeigt werden, daß eine Elektronenemission mit der beschriebenen Anordnung prinzipiell möglich ist<sup>1)</sup>. Allerdings stellte sich dabei auch heraus, daß man den Emissionsstrom auf maximal einige 10 nA (100 nA) begrenzen muß, um eine Veränderung (Zerstörung) der Spitze zu vermeiden. Der experimentell erfassbare Strombereich liegt daher mindestens 3 Dekaden niedriger als erwartet, wenn man mit typischen DC-FE-Messungen vergleicht: Stabile DC-Emission ist bis  $\approx 100 \mu\text{A}$  möglich, allerdings mit formierten Spitzen ( $\rightarrow$ Kap.2.2.1).

Die folgenden Anstrengungen zielten daher darauf ab, den Meßbereich nach unten zu erweitern. Dazu mußte der Meßaufbau verbessert werden, sodaß Messungen von Strömen bis zu 10 fA im He möglich wurden. Ferner mußte die Meßtechnik verbessert werden, bis ein Versuchsablauf gewährleistet war, der eine Interpretation der Meßergebnisse ermöglichte und nicht von unkontrollierbaren Veränderungen der Spitze beherrscht wurde.

Insgesamt wurden über 30 Experimente gemacht, aber nur wenige Versuche konnten ausreichend dokumentiert werden. In den übrigen Fällen mußte der Versuch vorzeitig abgebrochen werden,

- a) weil nicht bei allen Moden ausreichende Emission erzielt wurde (Koppelfaktor zu niedrig, Spitze zu stumpf oder die Feldstärke im Resonator war thermisch begrenzt),
- b) weil die Spitze beim Einstellen der Regelung zerstört wurde (was 12-mal passierte),
- c) oder weil die Stabilität der Regelung so ungenügend war, daß keine auswertbare Meßkurve erhalten werden konnte.

Nach einem Dutzend Versuchen machte sich dann auch die häufige Montage / Demontage des Resonators nachteilig bemerkbar: Bei der ersten Ausführung des Joints wurde die Schneidlippe immer weiter heruntergedrückt und das Gefüge der Wand einige mm weit zerstört. Eine ausreichende Güte konnte erst wieder erreicht werden, nachdem ein neuer Resonator (mit der beschriebenen Joint-Konstruktion) eingesetzt wurde.

Bei allen Versuchen, bei denen ausreichende Feldstärken erzielt wurden, wurde auch ein Emissionsstrom gemessen. Auch wenn nur einige wenige Versuche vollständig dokumentiert sind, sind wir doch der Meinung, daß es sich dabei um repräsentative Messungen der HF-FE handelt. Das zeigt sich vor allem auch, wenn man die Ergebnisse mit anderen Messungen der HF-FE (z.B.  $\gamma$ -Messungen an Resonatoren [33]) oder mit Ergebnissen der DC-FE (z.B. die typische FN-Charakteristik des Emissionsstroms) vergleicht. Im folgenden wird nur eine typische Messung beschrieben, die sich insbesondere dadurch auszeichnet, daß es hier möglich war, die Spitze auch in einem oxidfreien "sauberen" Zustand auszumessen. So konnte der Einfluß der Oxid-Kontaminationsschicht auf die HF-FE deutlich beobachtet werden.

---

<sup>1)</sup> Von dieser Messung wurde bereits berichtet [32]. Zu diesem Zeitpunkt konnte die absolute Feldstärke im Resonator noch nicht bestimmt werden. Daher wird diese Messung hier nicht aufgeführt.

#### 4.1 VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

Um thermische Zusammenbrüche zu vermeiden ( $\rightarrow$ Kap.2.2.3), wurde ein 0.3 mm dicker Draht aus polikristallinem Wolfram möglichst kurz geätzt. Die Zeitkonstante bei der Ätzung betrug 0.2 s, Radius der Spitze: 286 nm, Länge der Nadel: 240  $\mu\text{m}$  (Abb.4.1). Mit dieser Nadel konnte beim ersten Zusammenbau nur bei 12.4 GHz ausreichende Emission erzielt werden. Die Meßkurve ist in Abb.4.3 aufgetragen<sup>2)</sup>. Bei den höheren Frequenzen war der Koppelfaktor zu klein. Die Messung wurde daher abgebrochen, der Resonator aufgewärmt, demontiert und der Deckel mit der Nadel im REM betrachtet (Abb.4.2a).

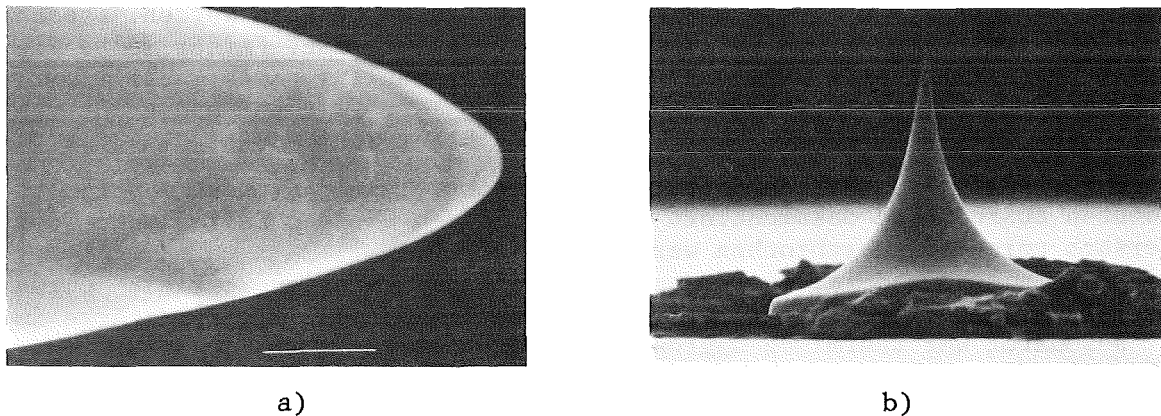


Abb.4.1: REM-Aufnahmen der W-Spitze vor dem ersten Versuch  
Länge des Strichs: 1  $\mu\text{m}$ , Drahtdurchmesser: 0.3 mm

Die Nadel hat am Schaft eine deutliche Ringstruktur erhalten und die Oberfläche ist glatter geworden. Der Radius der Spitze hat sich jedoch nicht verändert. Das läßt auf eine Erwärmung der Nadel bis knapp unterhalb der Schmelztemperatur schließen. Da die Spitze dadurch keinen Schaden genommen hat, wurde sie nur kurz mit Azeton abgespült und erneut in den Resonator eingebaut. Insgesamt war sie bei dieser Prozedur etwa eine halbe Stunde an Luft und während der Betrachtung im REM in einem Vakuum von  $< 10^{-5}$  mbar.

Die zweite Messung war erfolgreicher. Zunächst konnte eine Kurve bei 13.8 GHz bis etwa 10 nA gewonnen werden (Abb.4.4a, Kurve 1). Anschließend wurden zwei Kurven bei 16.8 GHz aufgenommen (Abb.4.4b, Kurve 2 und 3). Bei Kurve 3 trat eine geringfügige Verschiebung zu höheren Feldstärken hin auf, die Steigung hatte sich jedoch kaum geändert. Die nächste Messung erfolgte bei 12.4 GHz (Abb.4.4c, Kurve 4). Dabei kam es in Kurve 4 ansatzweise zu einem explosionsartigen Anstieg des Emissionsstroms bei höheren Feldstärken. Eine Zerstörung der Spitze konnte jedoch vermieden werden, da es gelang, den Strom nicht über 100 nA anwachsen zu lassen. Die Kurve hat sich aber deutlich verändert: Kurve 5 verläuft im unteren

-----  
<sup>2)</sup> Die Meßkurven sind chronologisch durchnummeriert. In den Diagrammen sind Meßkurven jeweils gleicher Frequenz eingetragen.

Teil wesentlich flacher als Kurve 4, ist aber, solange der Emissionsstrom 10 nA nicht überschreitet, wieder reproduzierbar.

Nachdem bei allen Meßfrequenzen Kurven aufgenommen worden waren, sollten die "Stromexplosionen" näher untersucht werden. Dazu wurde die Feldstärke langsam und gleichmäßig erhöht (Kurve 5, oberer Teil). Der Emissionsstrom zeigte große, unregelmäßige Pulsationen, häufig über 100 nA hinaus, der Mittelwert nahm jedoch langsam ab. Wenn die Feldstärke vorübergehend konstant gehalten wurde, beruhigte sich der Emissionsstrom schnell, und wenn die Feldstärke verringert wurde, dann erhielt man sofort eine glatte und reproduzierbare Kurve. Beim weiteren Erhöhen der Feldstärke setzten die Pulsationen sofort wieder ein, nahmen aber mit wachsender Feldstärke an Amplitude ab. Endlich wurde beim Verringern der Feldstärke die Kurve 6 gewonnen, also im unmittelbaren Anschluß an diese Prozedur. Die Veränderung ist deutlich sichtbar: Die Kurve verläuft flacher und ist zu höheren Spannungen hin verschoben. Zudem war der Emissionsstrom wesentlich konstanter als bei den Meßkurven zuvor.

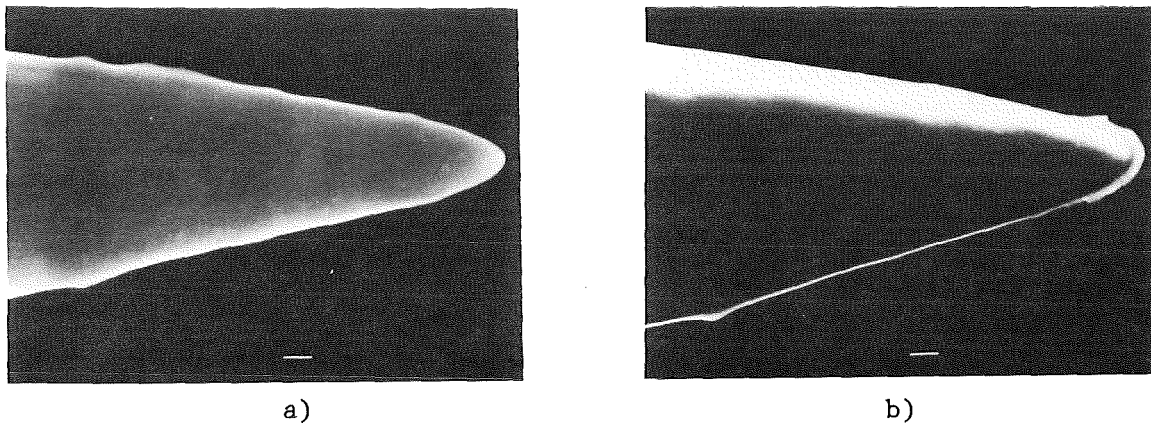


Abb.4.2: Die Spitze vor und nach dem zweiten Versuch<sup>3)</sup>.  
Länge der Striche: 1  $\mu\text{m}$

Nach einer Pause von etwa 1.5 Stunden, während der der Kryostat bei He-Temperatur verblieb, wurden bei allen drei Meßfrequenzen nochmals Kurven aufgenommen (Kurven 7, 8 und 9 in Abb.4.4). Auch jetzt war der Emissionsstrom in allen Fällen deutlich konstanter als zuvor. Die Kurven verlaufen jetzt wieder wesentlich steiler als Kurve 6. Der Leistungsbedarf ist inzwischen so angestiegen, daß der erreichbare Emissionsstrom bei allen Frequenzen durch den thermischen Zusammenbruch des Resonators begrenzt ist.

Nach Erwärmung und Demontage des Resonators wurde die Spitze erneut im REM betrachtet (Abb.4.2b). Der Radius ist größer geworden und beträgt jetzt 435 nm<sup>3)</sup>. Das Vakuum war während der Messung immer  $< 10^{-8}$  mbar, in der Ionengetterpumpe gemessen.

---

<sup>3)</sup> Die Kontamination der Spitze in Abb.4.2b ist mit Sicherheit erst beim Transport zum REM entstanden ( $\rightarrow$ Kap.2.3.1).

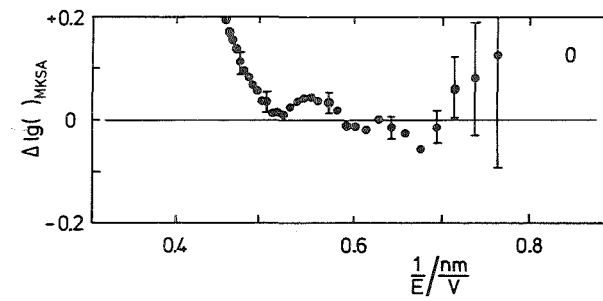
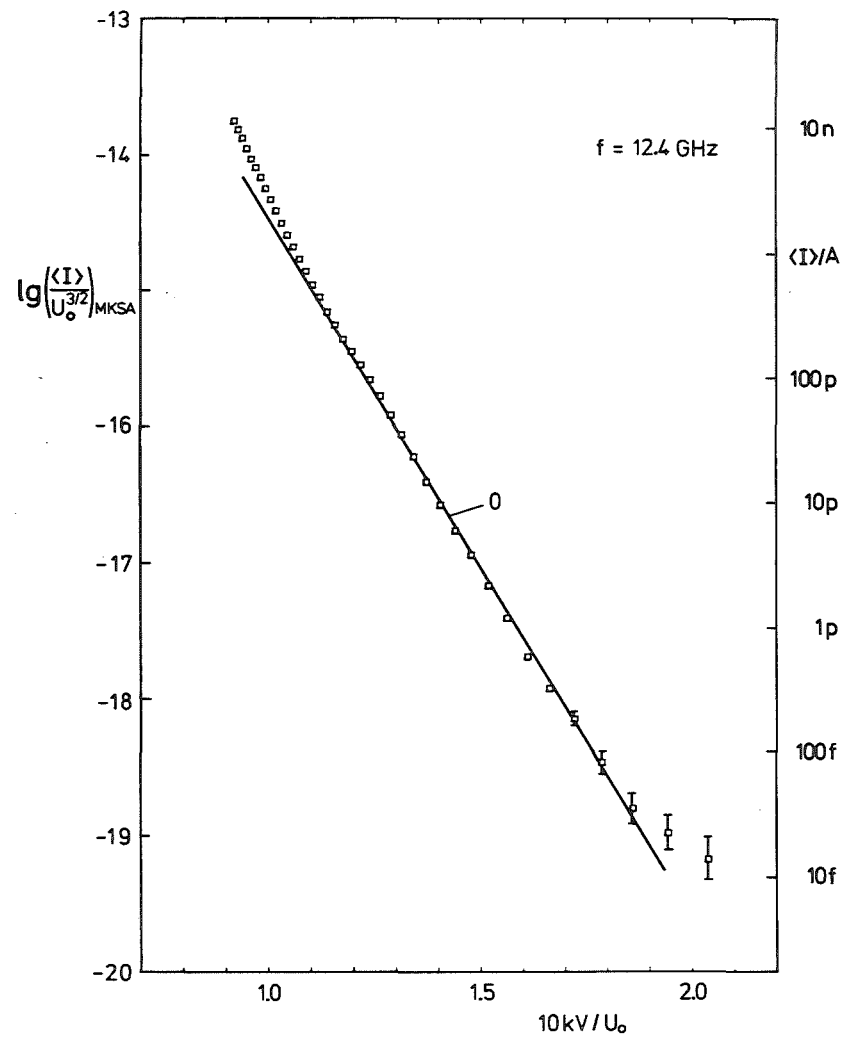


Abb.4.3: Erste Messung, 12.4 GHz

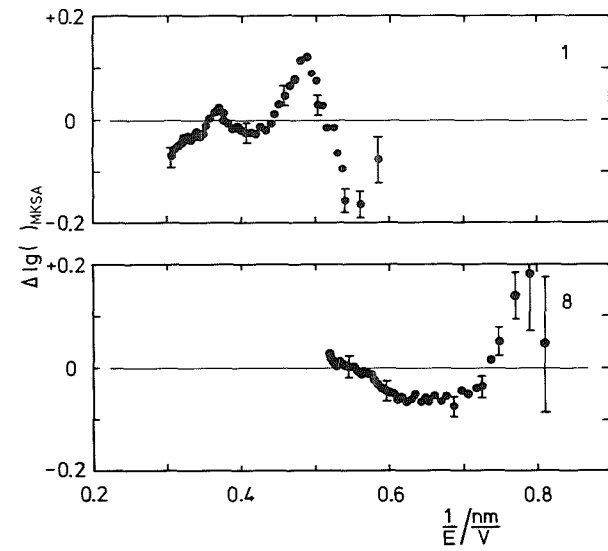
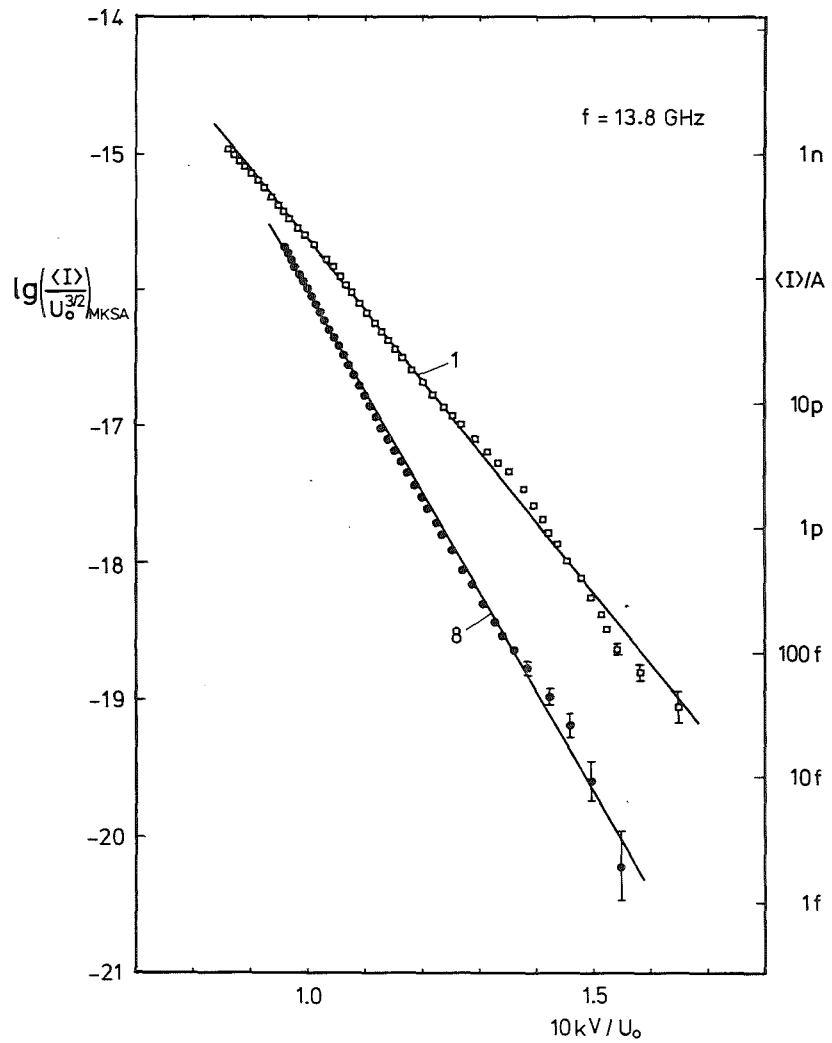


Abb.4.4a: Zweite Messung, 13.8 GHz

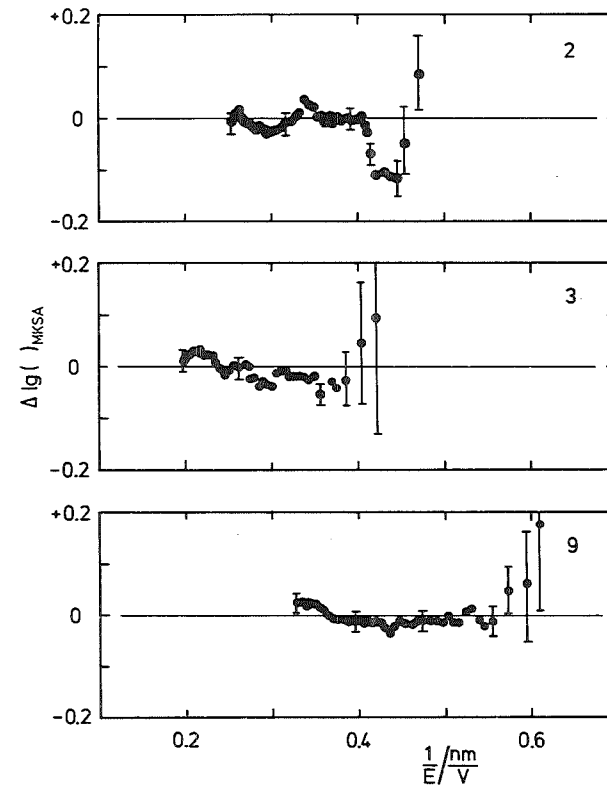
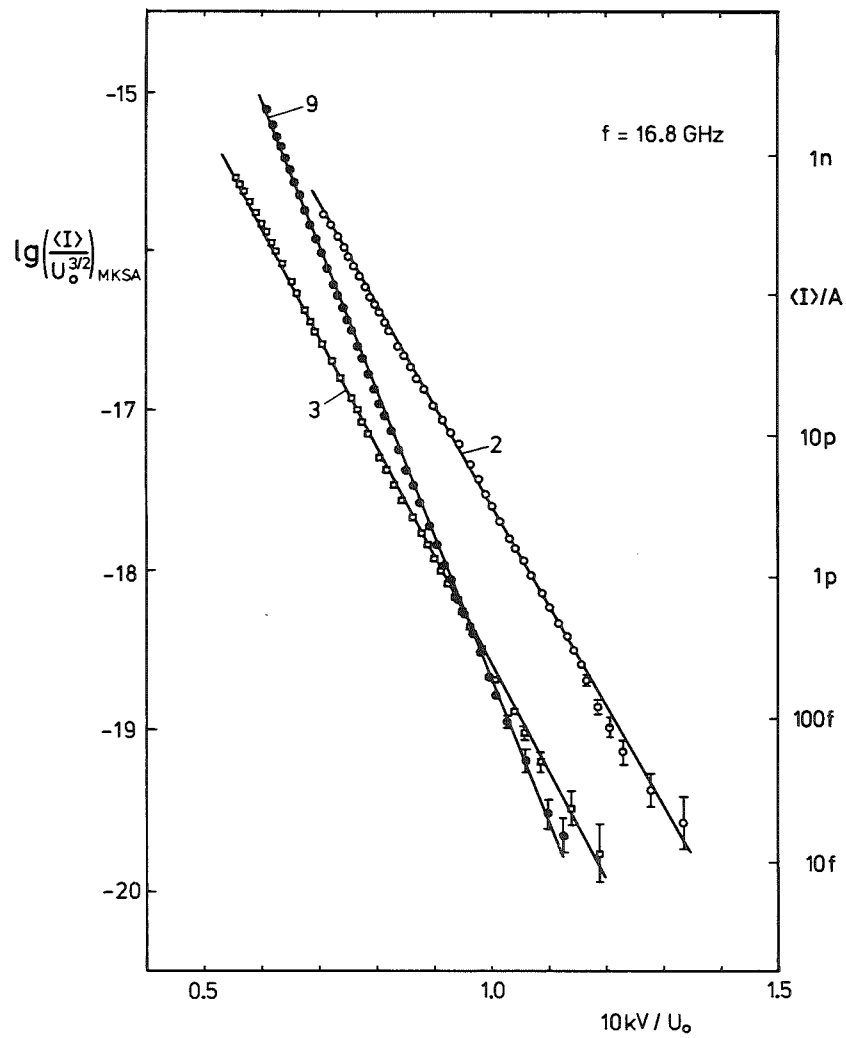


Abb.4.4b: Zweite Messung, 16.8 GHz

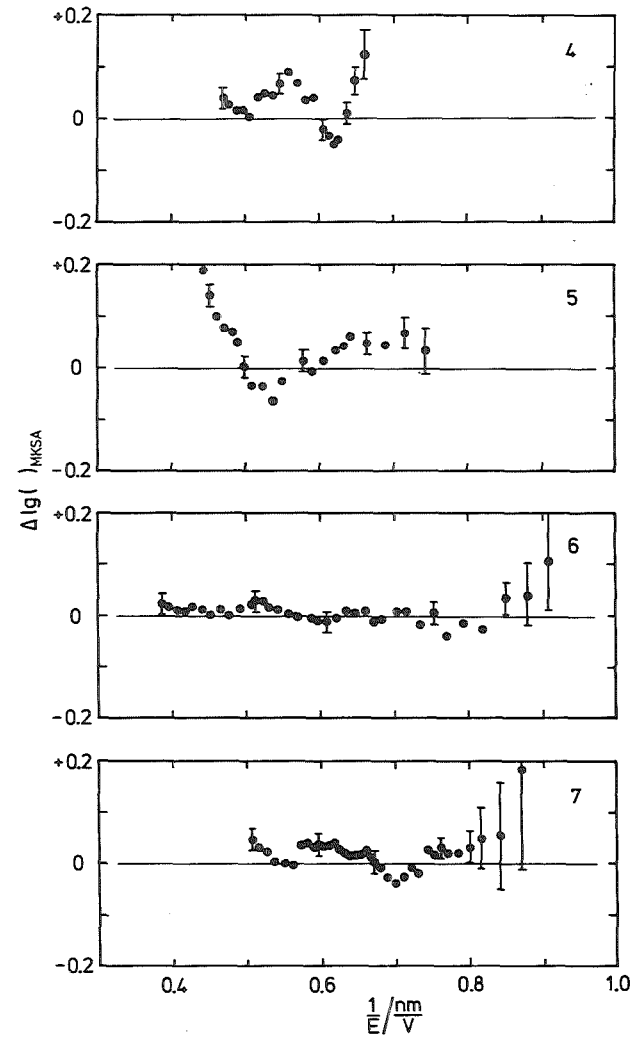
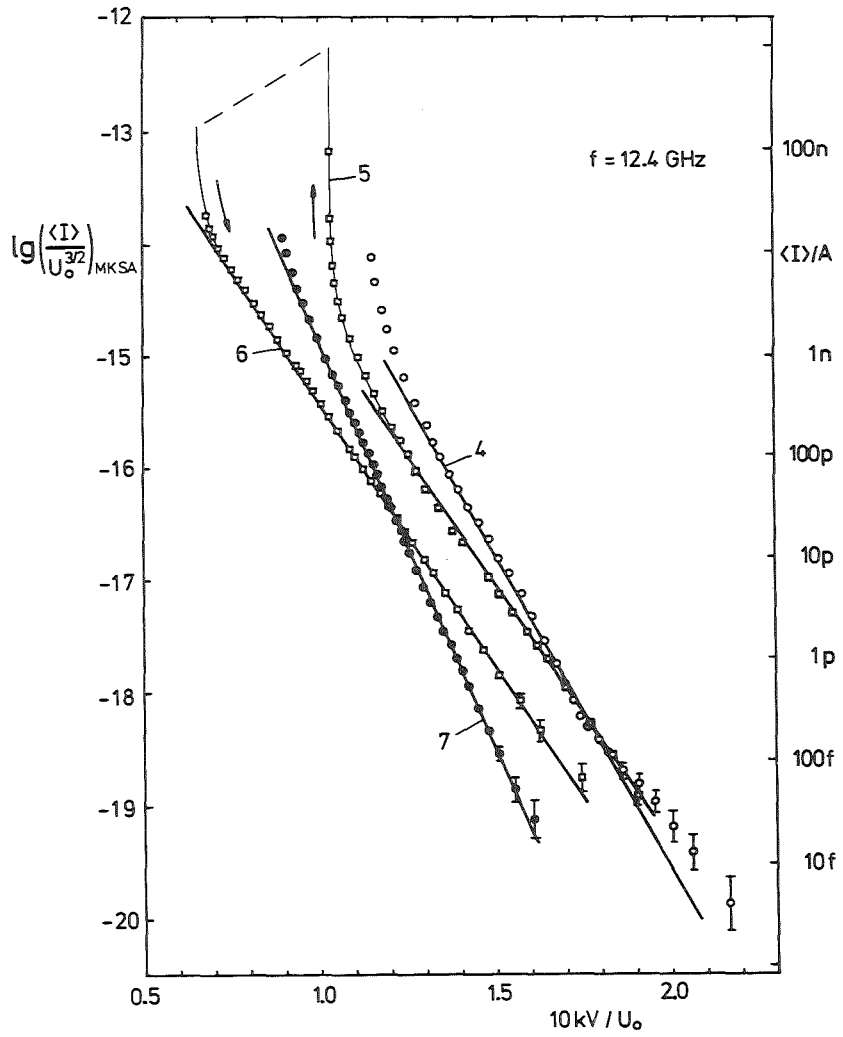


Abb.4.4c: Zweite Messung, 12.4 GHz



In Tab.4.1 sind die wichtigsten Versuchsdaten noch einmal in chronologischer Reihenfolge aufgelistet.

Kurve	Frequenz	Kommentar
0	12.4 GHz	deutliche Wellenstruktur
===== 0.5 h an Luft, neu montiert =====		
1	13.8 GHz	deutliche Wellenstruktur
2	16.8 GHz	dito
3	16.8 GHz	die Kurve ist leicht zu höheren Feldstärken verschoben
4	12.4 GHz	erstmal "Stromexplosionen", erste Veränderung der Spitze
5	12.4 GHz	Feldstärke langsam gesteigert, kräftige "Strompulsationen"
6	12.4 GHz	direkt danach abwärts gemessen
----- 1.5 h Pause bei 4.2 K -----		
7	12.4 GHz	Feldstärke thermisch begrenzt
8	13.8 GHz	dito
9	16.8 GHz	dito

Tab.4.1:

#### 4.2 AUSWERTUNG

Die Auswertung der Meßkurven ( $\log\langle I \rangle$  über  $P_a$ ) geschieht in drei Schritten:

Änderungen der Emissionscharakteristik der Spitze lassen sich erkennen, wenn man den Emissionsstrom als Funktion der Gapspannung aufträgt. Das geschieht mit Hilfe der im Kap.3.3.1 bereitgestellten Formeln. Dazu muß man die analytische AC-FN-Gleichung (3.22) noch etwas umformen: Gemessen wurde ja nicht  $\langle J \rangle$  und  $E_0$ , sondern  $\langle I \rangle$  und  $U_0$ . Die Umrechnung erfolgt mit

$$\langle J \rangle = \langle I \rangle / A^* \quad (4.1)$$

und

$$E_0 = \beta_- \cdot U_0 / R \quad (4.2)$$

Dabei ist  $A^*$  eine Größe, die mit der Austrittsfläche korreliert ist ( $\rightarrow$ Kap.3.3.3) und  $\beta_-$  ist der in Kap.3.2.1 diskutierte Feldschwächungsfaktor. Zweckmäßigerweise geht man nun auch zum dekadischen Logarithmus über und erhält so für den Emissionsstrom

$$\langle I \rangle = A^* \left( c \left| \frac{\beta_- U_0}{R \phi^2} \right| \right)^{3/2} \cdot 10^{-c_2 \lg(e) \frac{R \phi^{3/2}}{\beta_- U_0}} \quad (4.3)$$

Durch Logarithmieren und Umformen erhält man dann die übliche FN-Darstellung, in der auch die Meßkurven Abb.4.3 und Abb.4.4 dargestellt sind.

$$\lg \left( \frac{\langle I \rangle}{U_0^{3/2}} \right) = \lg \left( A^* \left( \frac{c_1 \beta_-}{R \phi^2} \right)^{3/2} \right) - c_2 \lg(e) \frac{R \phi^{3/2}}{\beta_-} \frac{1}{U_0} \quad (4.4a)$$

$$y(x) = b + m x \quad (4.4b)$$

Im zweiten Schritt werden durch die Meßkurven Ausgleichsgeraden gelegt, mit Ausnahme der Kurvenabschnitte, die offensichtlich von der FN-Geraden abweichen. Die Parameter der Ausgleichsgeraden sind in Tab.4.2 aufgelistet.

Kurve	f/GHz	R/nm	-m/10 <sup>4</sup>	-b	φ/eV	A*/m <sup>2</sup>
0	12.4	286	5.13	9.3	2.86	2.6·10 <sup>-6</sup>
1	13.8	286	5.20	10.4	2.89	2.2·10 <sup>-7</sup>
2	16.8	286	6.33	11.3	3.30	2.5·10 <sup>-8</sup>
3	16.8	286	6.82	11.8	3.47	7.7·10 <sup>-9</sup>
4	12.4	286	5.37	8.7	2.96	1.2·10 <sup>-5</sup>
5	12.4	314	4.67	10.1	2.53	5.4·10 <sup>-7</sup>
6	12.4	435	4.73	10.7	2.05	1.4·10 <sup>-7</sup>
7	12.4	435	7.26	7.6	2.73	1.1·10 <sup>-4</sup>
8	13.8	435	7.34	8.7	2.75	9.9·10 <sup>-6</sup>
9	16.8	435	9.07	9.6	3.17	9.1·10 <sup>-7</sup>

Tab.4.2: Die wichtigsten Versuchsdaten

Länge der Nadel: h = 240 μm  
 Resonatorspalt: d = 3 mm  
 Feldschwächung: β<sub>-</sub> = 0.08

Schließlich werden aus den Koeffizienten der Ausgleichsgeraden Austrittsarbeit φ und -fläche A\* berechnet. Das geschieht nach Koeffizientenvergleich von (4.4a) und (4.4b) mit den Formeln

$$\phi = \left( - \frac{m \beta_-}{c_2 \lg(e) \cdot R} \right)^{2/3} \quad (4.5)$$

und

$$A^* = 10^b \left( \frac{c_1 \beta_-}{R \phi^2} \right)^{3/2} \quad (4.6)$$

In diesem Schritt muß nun auch die Emittiergeometrie bekannt sein, d.h. der Feldschwächungsfaktor β<sub>-</sub> und der Spitzenradius R. Dieser kann für die Kurven 0 ÷ 4 und 6 ÷ 9 aus den REM-Aufnahmen vor, bzw. nach dem Versuch bestimmt werden. In Kurve 5 befand sich die Spitze aber offenbar in einem Zwischenstadium. Hier läßt sich eine Abschätzung des Radius durchführen, wenn man annimmt, daß die "Stromexplosionen" bei jeweils der gleichen Gapfeldstärke eingesetzt haben. Diese Rechnung ergibt einen Radius von 314 nm für Kurve 5. Alle für die Versuchsauswertung wichtigen Größen sind in Tab.4.1 zusammengefaßt.

### 4.3 ERGEBNISSE

Die aus den Parametern der Ausgleichsgeraden berechneten Werte für die Austrittsarbeiten  $\phi$  und -flächen  $A^*$  sind in Abb.4.5 bzw. 4.6 aufgetragen. Die gestrichelten Linien verbinden die Werte, die unter gleichen Versuchsbedingungen gewonnen wurden.

#### 4.3.1 AUSTRITTSARBEITEN

Die Austrittsarbeiten sind im Vergleich zur DC-FE (dort 4.5 eV) insgesamt stark erniedrigt ( $\rightarrow$ Abb.4.5). Zunächst bleibt  $\phi$  für 12.4 GHz (Kurve 0 und 4), trotz zwischenzeitlich erfolgter Belüftung und neuer Montage des Resonators, innerhalb  $\pm 0.1$  eV konstant: Ein Ergebnis, daß die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse dokumentiert.

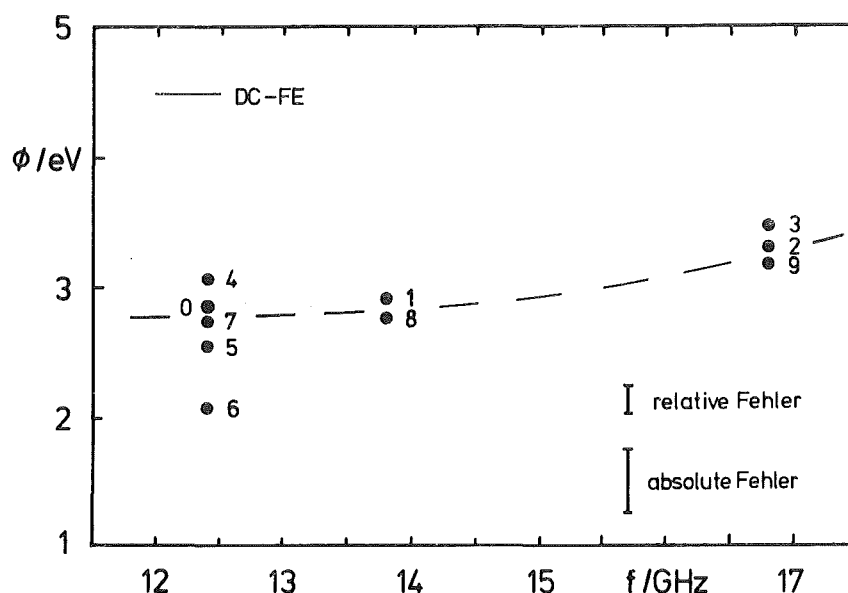


Abb.4.5:  
Austrittsarbeiten  
über der Frequenz

Über die Frequenzabhängigkeit der Austrittsarbeit kann man aus dieser Messung nichts allzu Genaues aussagen: Ein Vergleich von Meßergebnissen, die bei verschiedenen Frequenzen gewonnen wurden, ist ja mit dem großen Meßfehler des Koppelfaktors behaftet ("absoluter Fehler",  $\rightarrow$ Kap.3.4). Unter dieser Voraussetzung ist  $\phi(f)$  wohl als konstant anzusehen, allenfalls läßt sich eine leicht steigende Tendenz mit wachsender Frequenz erkennen.

Dagegen lassen sich über die relativen Verschiebungen der Meßwerte bei einer festen Frequenz viel genauere Aussagen treffen ("relativer Fehler"). Da ist  $\phi$  zunächst in etwa konstant geblieben ( $\Delta\phi = 0.17$  eV von Kurve 2 nach 3 liegt innerhalb der Fehlergrenzen, ebenso  $\Delta\phi = 0.2$  eV von Kurve 0 nach 4). Dann aber, bei Kurve 4  $\div$  6, tritt als Folge der "Stromexplosionen" eine drastische Senkung der Austrittsarbeit ein. Zunächst um 0.5 eV von 4 nach 5 (wobei dieser Wert wegen der Unsicherheit in der Abschätzung des Spitzenradius mit Vorsicht zu genießen ist), und dann gar um 1 eV von Kurve 6 relativ zu 4. Insgesamt hat Kurve 6 mit

$(2.05 \pm 0.35)$  eV die absolut niedrigste Austrittsarbeit, denn nach 1.5 h Pause hat  $\phi$ , bis auf 0.15 eV, wieder die Werte vom Anfang der Messung erreicht.

#### 4.3.2 AUSTRITTSFLÄCHEN

Während die Austrittsarbeiten im Vergleich zu den DC-Messungen alle zu niedrig liegen, liegen die Austrittsflächen  $A^*$  um Größenordnungen zu hoch (Abb.4.6). Das ist umso erstaunlicher, als man eher zu kleine Werte erwarten würde, da eventuell nicht der gesamte Emissionsstrom in die Meßkammer gelangt ( $\rightarrow$ Kap.3.3.3).

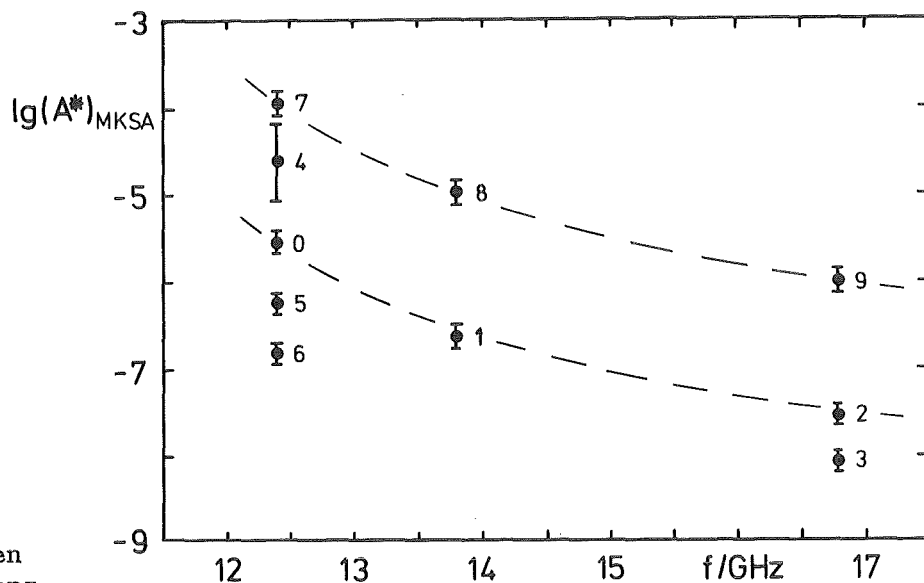


Abb.4.6:  
Austrittsflächen  
über der Frequenz

Bei den ersten 5 Kurven liegen die Werte noch vergleichsweise niedrig, weisen aber einen deutlichen Anstieg um etwa zwei Dekaden zu niedrigeren Frequenzen hin auf (der Wert der Kurve 4 dürfte etwas zu hoch liegen, wie der Vergleich mit Kurve 0 zeigt). Von Kurve 4 bis 6 sinkt  $A^*$  infolge der "Stromexplosionen" um etwa zwei Dekaden. Nach der Pause ist  $A^*$  aber aufs Neue drastisch angestiegen, um etwa drei Dekaden. Die Kurven 7 ÷ 9 reproduzieren dann wieder die Frequenzabhängigkeit der Kurven 0 ÷ 4, allerdings auf einem um zwei Dekaden angehobenen Niveau.

Dieses Ergebnis kann man auch an den Meßkurven Abb.4.4a,b,c sehen: Die Kurven drehen sich nicht um ihren Ordinatenabschnitt (wie man das z.B. bei Änderung der Austrittsarbeit bei sonst unveränderter Geometrie der Spitze erwarten würde), sondern um einen Punkt bei  $1/E > 0$ . Als Folge davon wächst der Ordinatenabschnitt und damit die daraus berechnete Austrittsfläche  $A^*$  gleich um zwei Dekaden.

### 4.3.3 WELLENSTRUKTUR

Es fällt auf, daß die FN-"Geraden" eine wellenförmige Struktur aufweisen. Zur Verdeutlichung dieser Wellen wurden in Abb.4.3 und 4.4 neben den FN-Kurven die Abweichungen zu den Ausgleichsgeraden in vergrößertem Maßstab dargestellt. Um die Kurven unabhängig von der jeweiligen Emittiergeometrie miteinander vergleichen zu können, sind die Abweichungen über der Feldstärke aufgetragen.

Die Wellen sind am deutlichsten bei den Kurven 0 ÷ 4. Hier sind 2 ÷ 3 Oszillationen mit ausgeprägter Amplitude zu sehen. Bei Kurve 5 sind die Wellen zurückgegangen, Kurve 6 verläuft fast glatt. Die Kurven 7, 8 und 9 haben dann wieder etwas Struktur, erreichen aber nicht das Maß der ersten Kurven.

### 4.3.4 TUNNELLAUFZEITEN

#### Auswirkung auf die HF-FE-Messungen

Wenn der Tunnelprozess eine zeitliche Verzögerung verursacht, dann würden Elektronen, die z.B. im Maximum des elektrischen Felds in die Barriere eintreten, zu einem etwas späteren Zeitpunkt aus der Spitze austreten. Bei großen Barrieredicken würden sie dann so spät emittiert werden, daß sie nicht mehr beschleunigt werden können und während der nächsten Halbwelle wieder in die Metallspitze eintreten. In diesem Fall würde bei Tunnellaufzeiten von der halben HF-Periode ( $\approx 30$  ps) der Emissionsstrom von der FN-Geraden nach unten abweichen. Allerdings sollten schon früher deutlich weniger Elektronen emittiert werden, denn noch während der Tunnelprozess stattfindet, läuft die Barriere nach oben und schnürt den Strom exponentiell ab. Daher sollten sich bei unseren Messungen Tunnellaufzeiten nachweisen lassen, wenn sie größer als 3 ps geworden sind.

#### Ergebnis

Die Meßkurven haben keine Hinweise auf Tunnellaufzeiten ergeben. Im Gegenteil, bei den Meßkurven scheint gerade bei den kleinsten Feldstärken eine systematische Abweichung zu erhöhten Strömen zu bestehen. Daher kann man als Ergebnis formulieren:

Der Tunnelprozess ist schneller als 3 ps,  
solange die Barriere dünner als 2 nm ist.

## 5 DISKUSSION

Die Meßergebnisse sind von verschiedenen Effekten beeinflußt worden, mit zum Teil gegenläufigen Auswirkungen, die im folgenden diskutiert werden müssen. Z.B. muß geklärt werden

- a) warum die Austrittsarbeiten systematisch erniedrigt und
- b) die Austrittsflächen so hoch sind,
- c) was es mit den "Stromexplosionen" auf sich hat,
- d) warum diese die Austrittsarbeit erniedrigt und
- e) die Austrittsflächen erhöht haben.
- f) Als eines der interessantesten Ergebnisse muß die Wellenstruktur der Meßkurven erklärt werden, und
- g) schließlich muß diskutiert werden, welche Rolle Tunnellaufzeiten bei der Messung spielen.

Dabei sollen die einzelnen Effekte der Übersichtlichkeit wegen möglichst getrennt behandelt werden. Auch sollen bei der Diskussion die Meßergebnisse möglichst weitgehend mit Argumenten der DC-FE interpretiert werden, um zu vermeiden, daß die HF zur Interpretation von Meßergebnissen herangezogen wird, die man auch im Rahmen der DC-FE verstehen kann. Daß diese Vorgehensweise gerechtfertigt ist, folgt aus Kap.3.1. Dort wurde bereits gezeigt, daß fast der gesamte Strom bei der maximalen Feldstärke emittiert wird. Der Einfluß der HF hat daher, solange keine Effekte auftreten, die die Anwendung der FN-Gleichung verbieten, nur sekundäre Bedeutung und ist bei der Aufstellung der AC-FN-Gleichung (3.22) schon berücksichtigt worden.

### 5.1 "STROMEXPLOSIONEN"

Bei den meisten Messungen wurde bei Emissionsströmen über 100 nA die Spitze thermisch zerstört: Während der Messung setzte plötzlich der Emissionsstrom aus, und an der Spitze bildete sich eine Schmelzperle [32] mit einem Radius, der in allen Fällen mit erstaunlicher Reproduzierbarkeit bei  $(450 \pm 30)$  nm lag.

Auch bei den "Stromexplosionen" muß es sich um einen Temperatureffekt gehandelt haben, das belegt die glatte und glänzende Oberfläche des Schafts: Die Nadel wurde offenbar auch ausgeglüht. Da in diesem Fall die Erwärmung nicht zu einer Zerstörung der Spitze führte muß es zwei Heizmechanismen geben: Einmal die Erwärmung durch den Emissionsstrom selbst und zum zweiten eine Erwärmung durch das hochfrequente Gapfeld.

#### Erwärmung durch den Emissionsstrom ( $T \propto J$ )

Bei diesem Prozess wird die Spitze durch die hohe Stromdichte an der Austrittsstelle erwärmt. Die Stelle wird glühend und thermische Emission setzt ein, die die Stromdichte weiter erhöht. Dadurch kommt es zu einem Lawineneffekt, der innerhalb weniger  $\mu$ s zur Verflüssigung der gesamten Spitze führt. Durch die Oberflächenspannung des flüssigen Wolframs bildet sich dann die Schmelzperle, deren vergrößerter Radius das E-Feld

erniedrigt und so sofort jede weitere Emission verhindert.

Die Zerstörung wird jedoch nicht durch das zusätzliche Auftreten der thermischen Emission allein verursacht, denn auch beim Formieren der Spitzen bei DC-FE wird die Nadel weißglühend gemacht, bei gleichzeitig anliegender Saugspannung. Hier wird jedoch der Spitze die Temperatur von außen aufgeprägt, so daß die Temperaturerhöhung, die der zusätzlich einsetzende thermische Emissionsstrom bewirkt, unbedeutend bleibt. Wesentlich für den Zerstörungsprozess ist daher die Erwärmung durch den Emissionsstrom selbst, denn es kommt nur dann zu einem Lawineneffekt, wenn die Vergrößerung der Emissionsstromdichte zu einer wesentlichen Temperaturerhöhung führt und umgekehrt. Dann setzt beim Überschreiten einer kritischen Stromdichte (= Temperatur) der Zerstörungsprozess ein und entwickelt sich weiter, unabhängig von der Vorgeschichte, was die gute Reproduzierbarkeit der Schmelzperlen erklärt.

#### Erwärmung durch das hochfrequente E-Feld ( $T \propto E^2$ )

Eine Erwärmung der Nadel kann auch durch Verschiebungsströme verursacht werden: Mit den Oberflächenfeldern an der Spitze sind Oberflächenladungen verknüpft, die im Rhythmus der HF durch die Nadel fließen müssen. (Dieser Mechanismus hat bei den längeren Nadeln den Resonatorstempel normalleitend gemacht). Dabei kommt es im vorderen Teil der Nadel zu Stromdichten von bis zu  $10^9$  A/m<sup>2</sup>, ein Wert, der bei der schlechten Kühlung der Spitze sicher zu einer Erwärmung führt.

Durch die HF-Heizung wird die Spitze gleichmäßig erwärmt, und die Atome an der Oberfläche werden soweit aktiviert, daß sie bei den hohen Feldstärken desorbiert werden können. Die Desorption, in Verbindung mit Oberflächen-Transport [5,51], findet vorzugsweise an den Stellen mit hoher Feldstärke statt, so daß Unebenheiten ausgeglichen werden und hört auf, wenn sich der Radius der Spitze soweit vergrößert hat, daß die Feldstärke nicht mehr ausreicht, um weitere Oberflächenatome zu desorbieren. Im Gegensatz zu der zerstörerischen Wirkung, die die stromdichteproportionale Erwärmung bewirkt, führt die Heizung durch das E-Feld zu einer sehr erwünschten Glättung und Säuberung der Spitze.

Die Frage ist nur, wann tritt der eine Effekt auf und wann der andere? Dabei kommt es auf das Verhältnis von Emissionsfeld zu Gapfeld an. Und durch dieses Verhältnis ist genau der Feldüberhöhungsfaktor  $\beta_+$  definiert ( $\rightarrow(3.37)$ ). Bei diesem Versuch war die Nadel vergleichsweise kurz ( $\beta_+$  betrug nur 840 im Vergleich zu einigen Tausend bei langen Nadeln), d.h. um die für die FE notwendigen Emissionsfelder zu erreichen, waren sehr große Gapfelder notwendig. So wurde die Nadel schon kräftig geheizt, ohne daß der Emissionsstrom eine Rolle spielte. Bei den anderen Versuchen, bei denen die Nadeln länger waren, kam es schon vor der Erwärmung durch die HF zur Zerstörung der Spitze durch den Emissionsstrom.

## 5.2 AUSTRITTSARBEITEN UND -FLÄCHEN

### 5.2.1 THERMISCH UNTERSTÜTZTE EMISSION

Für die Erwärmung der Spitze durch die Verschiebestrome gilt in grober Näherung  $T \propto E^2$ . Insgesamt wurde die Feldstärke bei diesem Versuch um einen Faktor vier variiert. Da die Spitze bei der höchsten Feldstärke glühend war, hatte sie im mittleren Bereich noch einige 100 K und einige 10 K bei den niedrigsten Feldstärken. Daher ist bei dieser Messung keine reine FE, sondern, je nach Feldstärke, mehr oder weniger stark thermisch unterstützte FE (TF-Emission) gemessen worden.

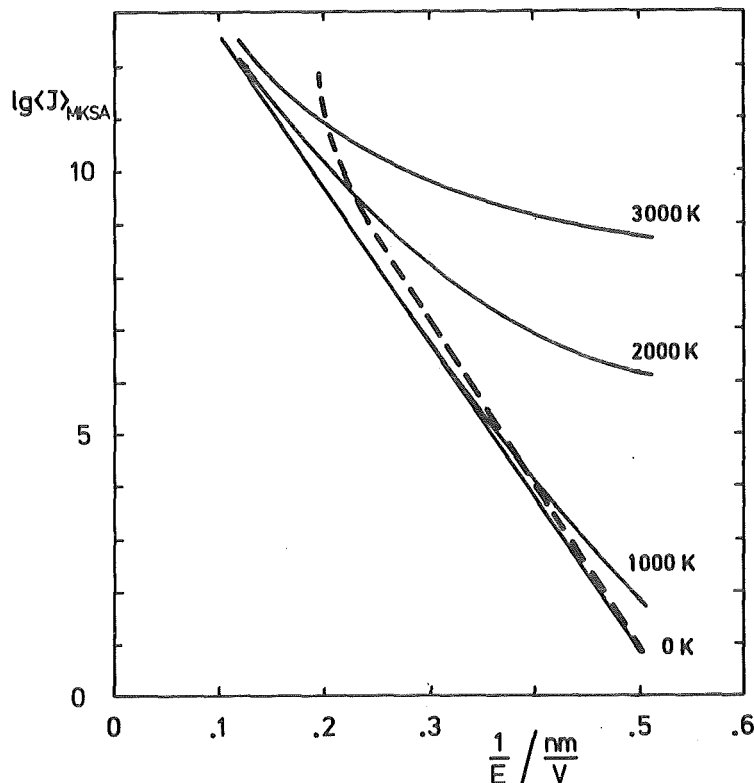


Abb.5.1:  
Isothermen der  
TF-Emission

Bei Messungen der TF-Emission wird der Emissionsstrom bei konstanter Temperatur der Spitze gemessen und in einer FN-Darstellung aufgetragen. Man erhält dabei "Isothermen", die den in Abb.5.1 dargestellten Verlauf haben [34]: Im oberen Feldstärkebereich wird der Emissionsstrom hauptsächlich durch die FE getragen und man mißt die bekannte FN-Gerade. Bei niedrigen Feldstärken gewinnt zunehmend die thermische Aktivierung der Elektronen an Bedeutung und bei  $E = 0$  fließt reiner thermischer Emissionsstrom, den man nach der RICHARDSON-Gleichung berechnen kann.

### Austrittsflächen

Bei dieser Messung hatte die Spitze eine mit der Feldstärke  $E$  anwachsende Temperatur  $T = T(E^2)$ . Bei den kleinen Feldstärken ist die Temperatur noch so niedrig, daß nur kleine Abweichungen von der FN-Geraden zu erwarten



sind. Mit zunehmender Feldstärke werden dagegen die Isothermen der höheren Temperaturen geschnitten und die Kurve weicht von der FN-Geraden nach oben ab. Prinzipiell sollte daher die Meßkurve verlaufen, wie die in Abb.5.1 eingezeichnete gestrichelte Linie. Diese Kurve wurde konstruiert, ausgehend von einer Temperatur von 3000 K bei einer willkürlich gewählten Feldstärke von 5 V/nm, unter Verwendung von  $T \propto E^2$ . Im Gegensatz zur TF-Emission ( $T = \text{konst}$ ) treten die Abweichungen in diesem Fall gerade bei hohen Feldstärken auf: Die Kurven verlaufen daher immer steiler als die zugehörige FN-Gerade bei  $T = 0$ . (Beispielsweise ergibt sich bei diesem konstruierten Fall eine um etwa 3.4 % zu hohe Austrittsarbeit, die scheinbare Austrittsfläche hat gar um 3.6 Dekaden zugenommen). Versucht man nun die Austrittsfläche aus dem Ordinatenabschnitt der Ausgleichsgeraden zu berechnen, dann wird man in jedem Fall systematisch erhöhte Werte erhalten, die sicher nicht mehr die Austrittsfläche repräsentieren.

### Austrittsarbeiten

Diese Überlegungen betreffen auch die berechneten Austrittsarbeiten.  $\phi$  wird ja aus der Steigung  $m$  der Ausgleichsgeraden berechnet, wobei  $\phi \propto m^{2/3}$  gilt (+ (4.5)). Eine zu steile Kurve liefert zu große Austrittsarbeiten, so daß das spektakuläre Ergebnis heißt: Obwohl die Austrittsarbeiten alle vergleichsweise niedrig liegen, sind sie sogar immer noch einige Prozent überhöht!

### 5.2.2 MEHRERE EMISSIONSZENTREN

Thermische Emission spielt bei hohen Feldstärken sicher eine Rolle. Die Form der FN-Kurve kann aber auch dadurch verändert werden, daß der gemessene Strom nicht von einem homogenen Emissionszentrum stammt: Es könnte sein, daß sich der gemessene Gesamtemissionsstrom aus den Strömen verschiedener Emissionszentren mit unterschiedlichen Austrittsflächen und -arbeiten zusammensetzt. Dann emittieren bei kleinen Feldstärken zunächst die Zentren mit kleinem  $\phi$  und bestimmen die Steigung der FN-Geraden in diesem Bereich. Mit wachsender Feldstärke kommen die Bereiche mit höheren Austrittsarbeiten, gewichtet mit ihren jeweiligen Austrittsflächen, ins Spiel, und die Kurve wird zunehmend steiler, bis bei der höchsten Feldstärke das Zentrum mit dem größten  $\phi$  die Steigung der Kurve bestimmt. Prinzipiell würde eine solche Meßkurve mit wachsender Feldstärke immer steiler werden. Auch in diesem Fall würde man systematisch erhöhte Austrittsarbeiten und -flächen messen, die maximal erreichbaren Werte aber würden nicht über die Werte des Emissionszentrums mit dem höchsten  $\phi$  hinausgehen. Keinesfalls lassen sich damit "Austrittsflächen" von mehr als Spitzendimensionen erklären. Eine Klärung, ob dieser Effekt eine Rolle spielt, wäre möglich, wenn man mit Sicherheit ausschließen könnte, daß sich die Spitze bei der Emission erwärmt. Dazu müßte die Nadel bei der Montage so lang gelassen werden, daß schon bei kleinen Gapfeldern Emission eintritt, wenn die Verschiebestrome noch keine Erwärmung verursachen.

Bei einer Änderung der Spitzenoberfläche, wie sie sich nach der fünften Kurve durch die Desorption der Spitze ergeben hat, sollte sich mit großer

Wahrscheinlichkeit auch die Verteilung der Emissionszentren und damit die Kurvenform ändern. Aber das ist nicht eingetreten, wenn man von der Wellenstruktur absieht, die sicher eine andere Ursache hat und mit dem hier diskutierten Effekt auch nicht erklärt werden kann. Vielmehr haben sich bei den Kurven nach der Desorption die scheinbaren Austrittsflächen noch einmal um zwei Dekaden vergrößert, und das stützt das Argument, daß TF-Emission eine Rolle gespielt hat. Denn ab Kurve 6 war der Spitzenradius um etwa einen Faktor 1.5 größer als bei den Kurven vor der Desorption. Entsprechend höhere Spannungen wurden nötig, um Emission zu erreichen. Dadurch drehte sich die Kurve zunächst um ihren Ordinatenabschnitt und wurde steiler. Mit den höheren Gapfeldern ist aber auch eine erhöhte Aufheizung der Spitze verbunden. Da dieser Effekt hauptsächlich bei hohen Feldstärken erhöhte Ströme verursacht, bleibt die Kurve bei niedrigen Feldern zunächst unterhalb der korrespondierenden Kurve vor der Desorption, schneidet diese dann bei einer mittleren Feldstärke und führt schließlich zu dem drastisch vergrößerten Ordinatenabschnitt.

### 5.3 WELLENSTRUKTUR

Die Meßkurven 0 ÷ 4 und 7 ÷ 9 zeigen eine Wellenstruktur mit den folgenden Charakteristika:

- 1) Maximal 2 bis 3 Oszillationen pro Meßkurve,
- 2) wachsende Amplitude und
- 3) wachsende Periode mit sinkender Feldstärke.
- 4) Die Stromstärke pendelt meist zwischen 80 und 120 % des mittleren Emissionsstroms und
- 5) die meisten Kurven haben bei den kleinen Feldern systematische Abweichungen zu hohen Strömen hin.

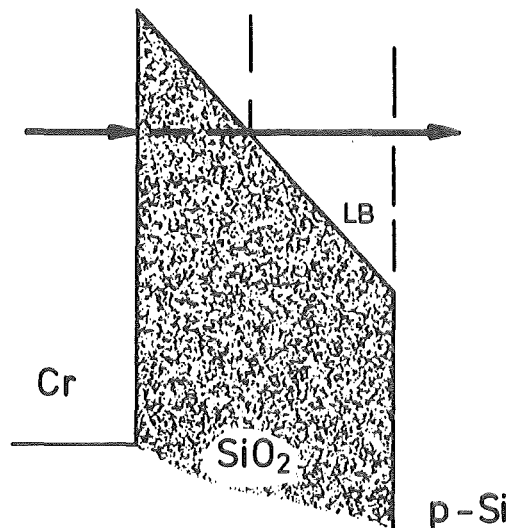


Abb. 5.2:  
Typische Barrierenform  
mit elektronischen  
Zuständen im Oxid

Diese Wellenstruktur scheint für die FE bei hohen Frequenzen typisch zu sein: Bei Messungen der FE an supraleitenden Resonatoren mit Hilfe der Röntgenbremsstrahlung [33] traten Oszillationen auf, ebenso bei den eingangs erwähnten HF-FE-Messungen in normal- und supraleitenden Resonatoren [10,11]. Aber auch dieser Effekt läßt sich ohne die Zuhilfenahme der Hochfrequenz verstehen.

Genauere Berechnungen des Tunnelstroms für dünne Metall/Isolator/Metall - Strukturen (MIM) wurden von GUNDLACH durchgeführt [35]. Danach sollte der Tunnelstrom auch bei Gleichspannung periodische Schwankungen aufweisen. Diese Wellen wurden von MASERJIAN und ZAMANI an dünnen Cr/SiO<sub>2</sub>/p-Si - Tunnelstrukturen (MOS) auch tatsächlich gemessen, in sehr guter Übereinstimmung mit der Theorie [36,37]. Dabei handelt es sich um Barrieren, deren Form in Abb.5.2 skizziert ist: Durch die an der Oxidschicht (2 ÷ 5 nm Dicke) abfallende Spannung bildet sich am Metall/Oxid-Übergang eine FN-Barriere aus, durch die Elektronen ins Leitungsband des Oxids tunneln können. Durch diese Dreieckbarriere wird der Tunnelstrom in der Hauptsache kontrolliert. Eine zusätzliche Modulation tritt auf, da die aus der Barriere austretende Welle am Oxid/Si-Übergang reflektiert wird und mit der vorlaufenden Welle interferiert. So kann sich in diesem Bereich eine stehende Welle ausbilden, die, je nach Feldstärke, die Tunnelwahrscheinlichkeit mehr oder weniger erhöht. Voraussetzung dazu ist allerdings eine genügend große mittlere freie Weglänge der Elektronen im Oxid, da andernfalls die Kohärenz der Elektronenwellen durch Streuungen gestört wird.

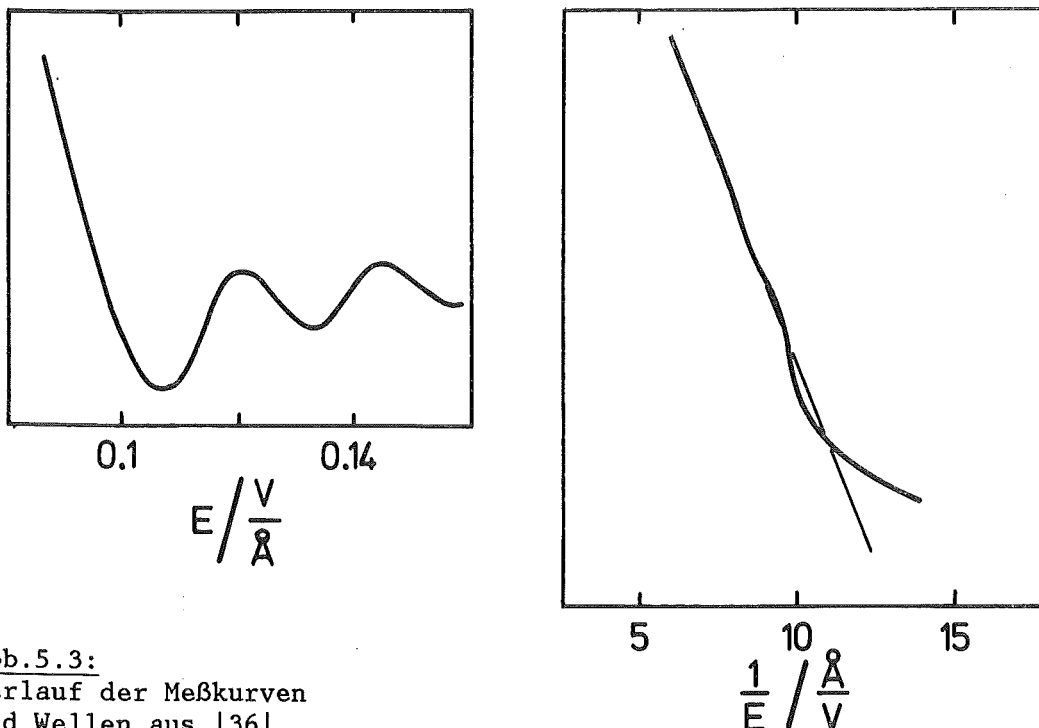


Abb.5.3:  
Verlauf der Meßkurven  
und Wellen aus [36]

In Abb.5.3 sind die in [36] veröffentlichten Meßkurven skizziert. Ein Vergleich mit unseren Kurven, Abb.4.3 und 4.4, zeigt eine verblüffende Ähnlichkeit in allen wesentlichen Details. Daher stellt sich die Frage: Kann sich nicht auch an unseren Spitzen eine Barriere ausgebildet haben, bei der es zu der beschriebenen Interferenz kommt?

Die Messung hat deutlich gezeigt, daß die Wellen mit einer Kontaminationsschicht korreliert sind. Das war bei den ersten Messungen an der frisch eingebauten Spitze sicherlich eine Oxidschicht. Die "saubere" Kurve 6 zeigte keine Wellen, aber bei den nächsten Kurven war die Spitze schon wieder kontaminiert. Das könnte eine Schicht von adsorbiertem He gewesen sein, was aber unwahrscheinlich ist, denn He sollte die Austrittsarbeit erniedrigen [38]. Statt dessen haben die

Kurven wieder alle Charakteristika der anfänglichen Kurven reproduziert. Das legt die Vermutung nahe, daß es sich auch hier um eine Kontamination mit Sauerstoff handelt<sup>1)</sup>. Es ist sogar wahrscheinlich, daß der Sauerstoff nicht nur adsorbiert wurde, sondern auch in diesem Fall das Wolfram durchoxidiert hat. (CABRERA-MOTT - Prozess [39]). Dabei werden durch die hohe Elektronegativität der oberflächlich angelagerten Sauerstoffmoleküle zunächst deren freie Akzeptorniveaus bis zur Fermikante durch tunnelnde Metallelektronen aufgefüllt. Der Sauerstoff dissoziiert, und bildet eine

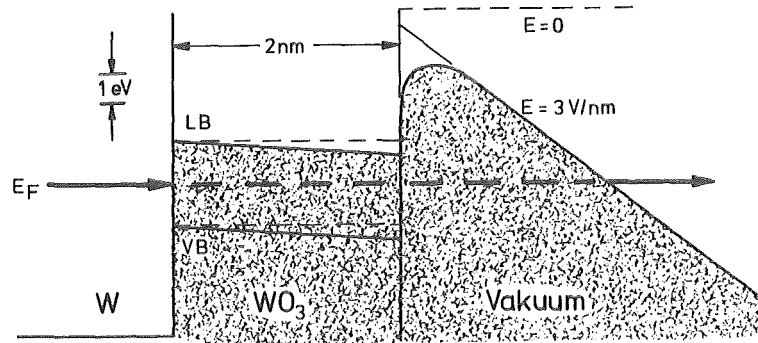


Abb.5.4:  
FE-Barriere mit Oxid,  
ungeladen

Oberflächenschicht negativer Ionen. In dem hohen Feld ( $10^{11}$  V/m) können nun entweder Metallionen durch das Oxid zu den Sauerstoffionen wandern, oder, was im Fall des W mit 60% wahrscheinlicher ist, die Sauerstoffionen durch das Oxid zu den W-Ionen gelangen, wo sie dann reagieren. Dieser Prozess kommt zum Erliegen, wenn die Oxidschicht etwa 2 nm dick geworden ist. Dann können die Elektronen nicht mehr in die Akzeptorniveaus tunneln, und auf der äußeren Oxidschicht bleibt eine Polarisierungsschicht freier Sauerstoffmoleküle übrig. Dieser Oxidationsmechanismus läßt sich bei Tl und anderen Supraleitern sogar noch bei Temperaturen um 15 K beobachten [40]. Selbst wenn für die Oxidation des W höhere Temperaturen erforderlich wären, könnte sich eine Schicht adsorbierten Sauerstoffs schon beim ersten Einschalten der HF durch die Erwärmung der Nadel rasch in eine Oxidschicht umwandeln.

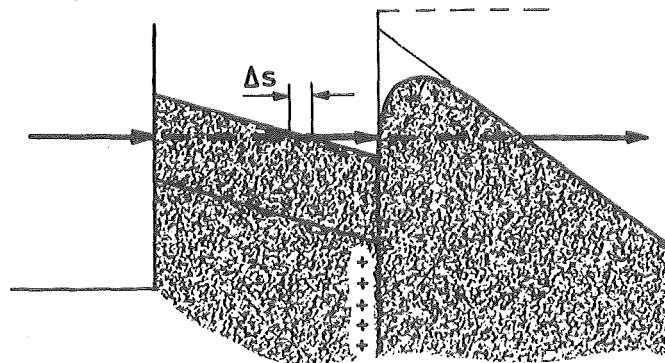


Abb.5.5:  
FE-Barriere mit Oxid,  
mit Oberflächenladungen

Die stabilste Form von Wolframoxid ist  $WO_3$ , dessen elektrische Daten kurz

-----

<sup>1)</sup> In Resonatoren kann Sauerstoff, zusammen mit anderen Gasen, durch die auf die Wände auftreffenden hochenergetischen Elektronen und Ionen auch bei Helium-Temperaturen desorbiert werden [37].

referiert werden sollen [41]:  $\text{WO}_3$  ist ein Halbleiter mit einer Bandlücke von  $2.5 \pm 3.5$  eV und zwei Donatorniveaus 0.25 bzw 0.015 eV unterhalb des Leitungsbands. Die relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  beträgt 20. Für die Austrittsarbeit werden Werte um 6.2 eV angegeben.

Anm.: Hier muß man bedenken, daß es immer problematisch ist, Ergebnisse miteinander zu vergleichen, die aus verschiedenen Experimenten stammen, mit zum Teil völlig unterschiedlichen Untersuchungsmethoden. Auch wenn man nur die Austrittsarbeiten berücksichtigt, die ebenfalls bei (DC)-FE-Experimenten gemessen wurden, ist unklar, ob tatsächlich der Oxid-Vakuum-Übergang ein  $\phi$  von 6.2 eV hat, oder ob diese hohe Austrittsarbeit nicht eher die Tunneleigenschaften des gesamten Metall-Oxid-Vakuum-Übergangs beschreibt.

Wenn man mit diesen Angaben eine Barriere konstruiert (Abb.5.4), dann erhält man an der Oxid/Vakuum-Grenze einen starken Potentialsprung, der eine Reflexion der Elektronenwelle ermöglicht. Zur Ausbildung von stehenden Wellen kann es jedoch nicht kommen, denn die Elektronen können nicht in das Leitungsband des Oxids gelangen, weil das Feld durch das hohe  $\epsilon$  zu stark abgeschirmt wird. So ist es überhaupt unwahrscheinlich, daß durch diese dicke Barriere Strom emittiert werden kann.

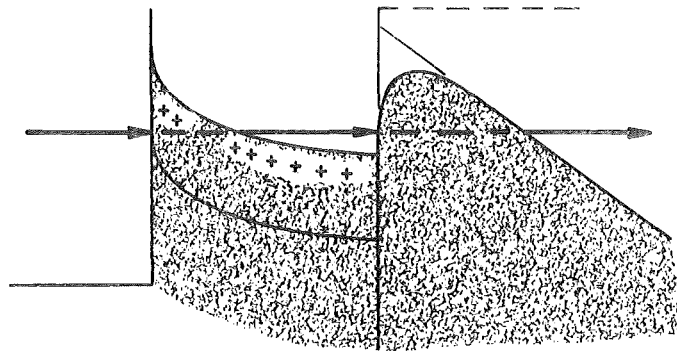


Abb.5.6:

FE-Barriere mit entladenen  
Donatorniveaus im Oxid  
(Maßstab wie Abb.5.4 und 5.5)

Die Situation ändert sich erst, wenn man ein zusätzliches Feld hinzuzieht, wie es z.B. eine vom CABRERA/MOTT - Prozess übrig gebliebene Sauerstoff-Polarisationsschicht auf der Oxidoberfläche erzeugen könnte<sup>2)</sup>. Dann kann es im Leitungsband des Oxids zu der gesuchten Interferenz kommen. Abb.5.5 wurde so konstruiert, daß sich für die FN-Barriere vom Oxid ins Vakuum ein  $\phi$  von 3 eV ergibt. Dazu ist innerhalb des Oxids eine "Vorspannung" von 2 V nötig, die über der willkürlich gewählten Oxiddicke von 2 nm ein statisches Feld von 1V/nm erzeugt. Wenn sich nun die Emissionsfeldstärke ändert (z.B. um einen Faktor zwei), dann ändert sich auch die Steigung der Barriere innerhalb des Oxids und die Länge der Strecke, innerhalb der sich die stehende Welle ausbildet, wird um eine Länge  $\Delta s$  verändert. Um aber Oszillationen mit zwei oder drei Maxima

-----  
2) Bei ebenen Elektrodenanordnungen kann eine positive Aufladung der Oberfläche auch durch den MALTER-Effekt [26] verursacht werden. Dazu muß aber die Oberfläche einem Beschuß durch Ionen oder Elektronen ausgesetzt sein, was, wie in Kap.3.2.3 gezeigt wurde, bei dieser Elektrodenanordnung sicher nicht der Fall war.

erklären zu können, muß man annehmen, daß die Elektronenwelle Zustände mit ein, zwei und mehr Maxima einnehmen kann, d.h. As muß vergleichbar sein mit der gesamten "freien" Strecke im Oxid. Das wird um so besser erreicht, je kleiner diese Strecke ist, dann aber wird wiederum der linke Potentialwall dick, so daß die Tunnelwahrscheinlichkeit sehr klein wird.

Zu einer wesentlich eleganteren Erklärung gelangt man, wenn man annimmt, daß die Oxidschicht nicht (oder nicht nur) oberflächlich, sondern in ihrer gesamten Dicke positiv geladen ist (Abb.5.6). Das könnte so geschehen: Während einer HF-Halbwelle, bei der die Spitze negativ geladen ist, entladen sich die Donatorniveaus am Leitungsband mit einiger Wahrscheinlichkeit in das Metallkontinuum. Das ist möglich, da die Niveaus energetisch sehr dicht am Leitungsband liegen, so daß sie leicht tunneln oder gar thermisch angeregt werden können. Während der positiven Halbwelle ist die Wahrscheinlichkeit, daß diese Niveaus wieder besetzt werden geringer, denn nicht alle Elektronen treffen auf die Niveaus. Die meisten Elektronen fliegen vorbei und werden ins Vakuum emittiert. D.h. in der Rückwärtsrichtung kann jedes Elektron leicht aus den Donatorniveaus in das Leitungsband und schließlich ins Metall gelangen, wo es beliebig viele freie Zustände findet, wogegen in Vorwärtsrichtung der Streuquerschnitt des geladenen Zustands berücksichtigt werden muß. In der Nettobilanz bleibt eine positive Ladung im Oxid erhalten, solange die Hochfrequenz anliegt. Dadurch rückt die Fermikante direkt an die Oberkante des Valenzbands, und das Potential wird an der Metall-Oxid-Grenze etwa 1.5 eV angehoben, die Barriere dadurch erhöht. Andererseits wird die Unterkante des Leitungsbands aber schnell wieder unter die Fermikante gezogen, so daß die Barriere schmal bleibt. Wie tief das Leitungsband gezogen wird, hängt nun ganz entscheidend von der Höhe der Aufladung ab, und die Aufladung wird entscheidend vom äußeren Feld beeinflusst. So können schon kleine Änderungen der mittleren Emissionsfeldstärke die freie Wegstrecke im Oxid stark verändern.

#### 5.4 TUNNELLAUFZEITEN

Über die Geschwindigkeit mit der sich der Tunnelprozess abspielt, ist bisher erstaunlich wenig und noch dazu äußerst Widersprüchliches geäußert worden. Das mag zum einen daran liegen, daß man bisher Tunnelexperimente nur mit Gleichspannung durchgeführt hat, wobei man lediglich am statischen Transmissionskoeffizienten interessiert war und nicht an der Dynamik des Tunnelvorgangs. Daher genügte es für diese Fälle, die zeitunabhängige Schrödingergleichung zu lösen. Zum andern ist das begriffliche Vorstellungsvermögen für den Tunnelprozess selbst erschwert, so daß die Schwierigkeit schon beginnt, wenn man entscheiden muß, welches Modell man als Ausgangspunkt für die Berechnung heranziehen soll. Im folgenden sollen daher kurz die wesentlichen Aspekte dieses Problems beschrieben werden. Dabei stützen wir uns, was die Definition von Begriffen anbetrifft, hauptsächlich auf THORNBER, MCGILL und MEAD [16], sowie in bezug auf die bisher erschienenen Abschätzungen der Tunnellaufzeiten auf GADZUK und LUCAS [17]. In der zweiten Arbeit werden die beobachteten Schwänze in der Energieverteilung feldemittierter Elektronen zu hohen und niedrigen Energien hin mit Tunnellaufzeiten von  $\approx 10^{-12}$  s erklärt.

### 5.4.1 EINTEILCHEN TUNNELPROZESS

#### Überblick

Die Zeit, die ein Elektron braucht, um aus einer Potentialmulde herauszutunneln, läßt sich quantenmechanisch berechnen (z.B. Halbwertszeit beim  $\alpha$ -Zerfall). Das Ergebnis kann man darstellen als Produkt der Zeitspanne, die das Elektron zum Durchqueren der Potentialmulde braucht, mal dem reziproken statischen Transmissionskoeffizienten, wie er sich mit Hilfe der zeitunabhängigen Schrödingergleichung berechnen läßt. In diesem Bild fliegt das Elektron als klassisches Teilchen hin und her, bis es einmal die Barriere durchdringt, in einer Zeitspanne, die man nach HARTMAN [15] "transmission time" nennt. Diese physikalisch unbedeutende Größe beträgt etwa  $10^{-16}$  s, relativ unabhängig von der Form der Barriere. Sie ist lediglich die zusätzliche Verzögerung, die ein Wellenpaket innerhalb der Barriere im Verhältnis zu seiner ballistischen Bewegung ohne Barriere erfährt. Eine ähnlich große Verzögerung erfahren Wellenpakete auch bei der Reflexion an Barrieren ( $\rightarrow$ [42]). Eine Wechselwirkung zwischen Elektron und Barriere tritt in diesem Bild nur während der kurzen "transmission time" auf.

Quantenmechanisch geschieht aber etwas ganz anderes: Die Wellenfunktion dringt exponentiell in die Barriere ein. Wäre das nicht der Fall, dann wäre das Tunnelmatrixelement Null und es fände überhaupt kein Übergang statt. Daher ist während des Tunnelns die Aufenthaltswahrscheinlichkeit  $|Y(t)|^2$  des Elektrons auf beide Seiten verteilt und lediglich durch den Überlapp der Wellenfunktionen innerhalb der Barriere verschiebt sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von der einen Seite zur anderen. Da der Überlapp stark von der Barrierengeometrie abhängt, ist die Dauer des Tunnelprozesses selbst stark barrierenabhängig und kann für dicke Barrieren in den Sekundenbereich kommen.

Eine dritte Größe, die gern zur Abschätzung der Tunnellaufzeiten herangezogen wird, ist die RC-Konstante von MIM-Dioden. Diese Größe ist aber eher eine Apparatekonstante und hat mit dem quantenmechanischen Tunnelprozess selbst nichts zu tun [43].

#### Diskussion

Die Messung hat klar gezeigt, daß der Tunnelprozess bei Barrierendicken bis zu 2 nm in weniger als 3 ps abgeschlossen ist. Das steht im Widerspruch zu den Rechnungen von GADZUK und LUCAS [17], wonach Tunnellaufzeiten bei typischen FE-Barrieren gerade im Mikrowellenbereich spürbar sein sollten. Daß der Tunnelprozess wirklich ein schneller Vorgang ist, wird verständlich, wenn man überlegt, wie Wellenpakete an Barrieren reflektiert/transmittiert werden [44]: Das Paket wechselwirkt maximal während einer Zeitspanne mit der Barriere, die es braucht, um etwa seine zweifache Ausdehnung zu durchfliegen. Diese Zeit beträgt größenordnungsmäßig einige  $10^{-15}$  s. Auch wenn innerhalb der Barriere noch eine gewisse Zeit lang Wahrscheinlichkeit hin- und herreflektiert wird, so zerfällt diese Wahrscheinlichkeit doch während dieser Zeit exponentiell. D.h. die Tunnellaufzeit wird sich kaum bemerkbar machen können, denn wenn sie spürbar wird, ist der Transmissionskoeffizient schon äußerst klein geworden.

#### 5.4.2 TUNNELLAUFZEITEN UND BILD-POTENTIAL

Die Bedeutung des Bildpotentials für den Tunnelprozess wurde in der Vergangenheit immer wieder unterschiedlich eingeschätzt und ist bis heute umstritten. Sehr schnell wurde klar, daß man mit einem einfachen Dreieckpotential allein die FE nicht korrekt beschreiben kann. Die Korrektur des Potentials mit dem klassischen Bildpotential schon durch FOWLER und NORDHEIM [3] lieferte sofort so gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen, daß man an der Richtigkeit des Modells nicht zweifelte. Tatsächlich war diese Vorgehensweise aber in zweierlei Hinsicht fraglich: Einmal wurde der Pol des Bildpotentials bei  $r = 0$  mit dem Hinweis übergangen, daß der Bereich unmittelbar vor der Metalloberfläche ohnehin nicht viel zum WKB-Phasenintegral beiträgt. Zum anderen ist der gesamte Rechengang eine recht fragwürdige Mischung aus klassischen und quantenmechanischen Bildern: Zuerst wird das Potential berechnet, als könne man (zumindest in Gedanken) das Elektron an jeder beliebigen Stelle vor der Metalloberfläche festhalten und die Kraft messen, die es dort auf Grund seiner Spiegelladung erfährt, und dann wird die Tunnelwahrscheinlichkeit des ungeladenen Elektrons mit der quantenmechanischen Schrödingergleichung berechnet, denn die Ladung steckt ja bereits im Potentialverlauf.

Seit 1928 ist immer wieder versucht worden, das Bildpotential genauer zu verstehen. Zunächst wurden, noch ganz im klassischen Bild, Struktureffekte der Metalloberfläche miteinbezogen [45], später hat man dann berücksichtigt, daß man das Elektron innerhalb der Barriere nicht als klassisches Teilchen betrachten darf, sondern daß man das Problem ganz im Rahmen quantenmechanischer Lösungsmethoden angehen muß [46]. Erst in jüngster Zeit wurde auch die Dynamik des Tunnelprozesses berücksichtigt. D.h. in einem klassischen Bild gesprochen: Beim Austritt des Elektrons aus der Metalloberfläche müssen erst Abschirmströme fließen, um das Bildpotential aufzubauen. Dieser relaxierte Mechanismus hängt natürlich vom Bewegungszustand des tunnelnden Elektrons ab. Nach den Gesetzen der Quantenmechanik muß aber noch berücksichtigt werden, daß Elektronen Fermionen sind, für die das Pauliverbot gilt. D.h. es tritt zusätzlich zum Coulombpotential noch das Austausch-Korrelations-Potential auf, mit dem Effekt, daß das Elektron im Metall von einem Austausch-Korrelations-Loch umgeben ist, das sich erst nach Austritt des Elektrons aus dem Metallverband asymptotisch in die Spiegelladung umwandelt. JONSON berechnete das Austausch- (=Bild-) Potential mit Hilfe von Greensfunktionen [47]. Infolge der endlichen Lebensdauer der von den Elektronen angeregten Plasmonen, ist das Bildpotential jetzt komplex geworden. Eine Rechnung mit retardierten Potentialen von EKARDT [48] liefert das Ergebnis, daß die Elektronen eher an das Volumenpolaronsystem ankoppeln, als an die zwei Oberflächenpolaronen.

Allen diesen Arbeiten gemeinsam ist jedoch, daß das Bildpotential jeweils für größere Entfernungen und für kleine Geschwindigkeiten des Elektrons kaum vom klassischen Bildpotential abweicht. Für Entfernungen von wenigen Atomlagen vor dem Metall kommen jeweils Korrekturfaktoren hinzu, über die aber noch große Unklarheit besteht.

#### Einfluß des Bildpotentials auf die Tunnelexperimente

Unklar ist auch, inwieweit eigentlich das Bildpotential für die Berech-



nung von Tunnelströmen berücksichtigt werden muß. Im Fall der MIM- und MOS-Strukturen kann das Bildpotential wohl vernachlässigt werden [37] und zwar aus zwei Gründen: Viele Metalloxide haben Dielektrizitätskonstanten  $> 10$  und schirmen daher das Bildpotential recht effektiv ab. Ferner wird die sonst rechteckige Barriere durch das Bildpotential lediglich an den Ecken leicht verrundet, was aber das WKB-Phasenintegral  $\int \sqrt{E-V(x)} dx$  (im wesentlichen also  $\sqrt{\hbar} \cdot d$ ) nur wenig verändert. Anders ist die Situation bei FE. Hier wird die Höhe der Dreieckbarriere durch das Bildpotential drastisch gesenkt, und die Reichweite des Bildpotentials im Vakuum ist  $\epsilon$ -mal größer als in Oxiden<sup>3)</sup>.

Fraglich bleibt freilich auch, ob denn das Modell "Bildpotential" überhaupt richtig ist. Viel wahrscheinlicher ist doch, daß die Summe der sich beim Tunnelprozess abspielenden quantenmechanischen Vorgänge zu einer Korrektur der Tunnelwahrscheinlichkeit führt, die man zufälligerweise auch mit dem klassischen Bildpotential erreicht. Dieser "Zufall" ist möglich, da die Korrektur nur als fast konstanter Faktor in den Exponenten der FN-Gleichung eingeht, was an der charakteristischen  $\exp(\phi^{3/2}/E)$ -Abhängigkeit, wie sie die simple Dreieckbarriere schon ergibt, aber nichts ändert. Dem Zahlenfaktor aber ist nicht anzusehen wie er zustande kommt, wenn nur die Größenordnung stimmt!

Eine endgültige Klärung dieser Frage kann nur erreicht werden, wenn man verstanden hat, was beim Tunneln der Elektronen im Detail passiert. Da diese Vorgänge in hohem Maß von der Dynamik der Wechselwirkung zwischen Elektron und Metall bestimmt werden, kann die Kenntnis der Tunnellaufzeiten einiges zur Klärung beitragen.

## 5.5 UNGEKLÄRTE ERGEBNISSE

### Austrittsarbeit der sauberen Oberfläche

Unverständlich bleibt, warum die saubere Kurve 6 eine so enorm niedrige Austrittsarbeit hat. Bisher konnten alle Meßergebnisse im Rahmen der DC-FE interpretiert werden. Es ist aber kein Fall bekannt, bei dem eine saubere W-Oberfläche Austrittsarbeiten von nur 2 eV gehabt hätte. Andererseits ist aber auch kein Effekt bekannt, der an einer atomar sauberen W-Oberfläche bei Mikrowellenfrequenzen zu einer Erniedrigung der Austrittsarbeit führen könnte - typische Frequenzen für Anregungen, Relaxationsprozesse oder Plasmonen liegen im Optischen.

Es wäre immerhin denkbar, daß die Spitze durch die Desorption doch nicht atomar sauber geworden ist, sondern daß eine dünne Dipolschicht zurückblieb, die  $\phi$  stark erniedrigt hat. Andererseits weiß man aus der DC-FE und Feld-Ionen-Mikroskopie, daß nach Desorption keinerlei Rückstände auf der Oberfläche verbleiben. Man kann durch maßvolles

-----  
<sup>3)</sup> Bei den MIM- und MOS-Strukturen erfolgt bei hohen Feldstärken der Tunnelprozess zwar auch durch eine Dreieckbarriere. Weiterhin bleibt aber der Einfluß des Bildpotentials klein, wegen der guten Abschirmung im Oxid.

Desorbieren sogar eine Atomlage nach der anderen entfernen, ohne daß die Spitze während der heißen Phase irgendwelche chemischen Reaktionen eingeht, gutes Vakuum vorausgesetzt. Aber es ist ja überhaupt fraglich, ob man Erkenntnisse über chem. Reaktionen, die man an anderen Systemen (andere Geometrie, andere Vakuum- und Versuchsbedingungen) gewonnen hat, einfach auf unser Experiment übertragen darf (→ Anm. in Kap.5.3). Z.B. kann die hohe Oberflächenspannung auf Grund des kleinen Krümmungsradius chem. Reaktionen anders ablaufen lassen als bei ebenen Anordnungen, und das hochfrequente Wechselfeld wird die Vorgänge bei der Desorption anders beeinflussen, als das statische Feld der DC-FE.

#### Frequenzabhängigkeit von Austrittsarbeit und -fläche

Die Austrittsflächen (→Abb.4.6) weisen mit steigender Frequenz eine deutlich fallende Tendenz auf, die auch nach der Desorption und erneuter Kontamination reproduziert wird. Nach den Überlegungen zur Bestimmung der Austrittsflächen in Kap.5.2.1, wonach die scheinbaren Austrittsflächen  $A^*$  um so höher sind, je kräftiger die Nadel durch die HF geheizt wird, sollte man aber gerade bei den höheren Frequenzen größere Austrittsflächen erwarten.

#### 5.6 ANREGUNGEN

Sehr aufschlußreiche Informationen könnte man aus dem direkten Vergleich zwischen DC- und AC-FE-Experimenten gewinnen. Eine Untersuchung der Nadel mit Gleichspannung ist im Resonator wegen der schlechten Vakuumbedingungen leider nicht möglich. So müßte man die Spitze zunächst mit DC in sehr gutem Vakuum formieren und untersuchen, aber das Ausheizen der Spitze mit dem Resonatordeckel zusammen im UHV ist ein sehr langwieriger Prozess (→Kap.2.2.1). Zudem kommt man, wenn die Anode (=Leuchtschirm) einige cm weit entfernt steht, schnell auf winzige  $\beta_-$ -Werte und damit auf unpraktikabel hohe Spannungen. Beide Nachteile lassen sich umgehen, wenn man zunächst eine einige mm lange W-Nadel in einer kleinen, isoliert angebrachten Halterung aus W-Draht bei Gleichspannung untersucht und sie erst danach vorsichtig in den Resonatordeckel einsetzt. So könnte man vor allem auch die Spitzen formieren, um bei AC höhere Ströme zu erreichen.

Eine Verbesserung wäre es immerhin, wenn man die Nadeln im Resonator an einer kleinen (einseitig) isolierten Schleife anschweißen könnte, um sie während des Versuchs mit einem Stromstoß durch Ausheizen säubern zu können ("flashing"). Aber eine isolierte Durchführung in den Resonator macht große Schwierigkeiten:

- a) Die Isolation muß hochvakuumgeeignet sein,
- b) die Durchführung darf für die HF nicht als Auskopplung dienen und
- c) die Verbindung muß Heliumtemperaturen vertragen.

Bei ersten Versuchen wurden kleine Keramikröhrchen ( $\phi$  4 mm) als Isolatoren verwendet und mit dem W-Draht und dem Nb-Resonator verlötet. Die Verbindungen zwischen W bzw. Nb und Keramik ließen sich mit geeigneten Loten beherrschen, beim Abkühlen riß die Keramik aber gerne.

Die Spitze kann aber auch, wie beschrieben, durch die HF-Heizung gesäubert werden. Dazu wäre es nützlich, wenn man die Nadel während des Versuchs in ihrer Längsachse verschieben könnte.

Schwierigkeiten haben sich auch ergeben, wenn die Feldstärke durch den Resonator thermisch begrenzt wurde, was sich bei der schlechten Wärmeleitung des Nb schwer vermeiden läßt. Daher sollte man untersuchen, ob man nicht auch mit verbleiten Cu-Resonatoren, oder gar mit normalleitenden Resonatoren (Cu - vergoldet, stickstoff- oder heliumgekühlt) auskommt.

Die dringendste Änderung ist die Verbesserung der HF-Regelung.

Schließlich könnte die Empfindlichkeit der Messung im unteren Meßbereich um ein Vielfaches gesteigert werden, wenn man einen Elektronenvervielfacher als Detektor verwendet, der die emittierten Elektronen digital mißt. Damit sollte sich die Frage klären lassen, ob sich nicht doch Tunnellaufzeiten bemerkbar machen, noch bevor der Tunnelstrom unmeßbar klein geworden ist.

## 6 ZUSAMMENFASSUNG

Es konnte gezeigt werden, daß ein zuverlässiger Betrieb einer Feldemissionsspitze in einem Hochfrequenzresonator möglich ist. Dazu wurden Wolfram-Feldemissionsspitzen in einem supraleitenden Reentrant-Resonator betrieben und der bei 12.4, 13.8 und 16.8 GHz feldemittierte Elektronenstrom ausgekoppelt und direkt gemessen. So wurde erstmals die Messung von Elektronenausstrittsarbeiten bei Mikrowellenfrequenzen möglich. Die untere Meßgrenze konnte bis auf  $10^{-14}$  A ausgedehnt werden.

Zur quantitativen Auswertung der Messungen wurde die theoretische Emissionsstromdichte in Form einer analytischen Näherungsformel aus der FOWLER-NORDHEIM-Gleichung abgeleitet. Als Charakteristikum erscheint ein Faktor  $E^{3/2}$  im Vorfaktor der Exponentialfunktion. Die Berechnung der Felder an der Spitzenoberfläche wurde mit einem einfachen Modell ("Kugel-am-Stiel" im homogenen Kondensatorfeld) durchgeführt.

Zur Präparation der Spitzen wurde ein Ätzgerät entwickelt, mit dem man Krümmungsradien  $> 50$  nm mit 15 % Genauigkeit reproduzieren kann. Nach etlichen Versuchen zur Drahtbefestigung und Jointausbildung konnte eine einfache Realisierung gefunden werden, die eine zuverlässige Versuchsdurchführung ermöglicht.

Die Messungen konnten konsistent mit Hilfe der FOWLER-NORDHEIM-Gleichung interpretiert werden. Als wichtigste Ergebnisse sind zu nennen:

- a) Die Austrittsarbeiten sind im Vergleich zur Gleichfeldemission um  $1.5 \div 2.5$  eV erniedrigt.
- b) Die niedrigste Austrittsarbeit von  $(2.05 \pm 0.35)$  eV hatte die Spitze, nachdem sie während des Versuchs durch HF-Heizung bis zur Desorption gesäubert wurde.
- c) Die Meßkurven oxidierteter W-Spitzen zeigen eine Wellenstruktur, die mit elektronischen Zuständen innerhalb der Oxidschicht erklärt werden kann.
- d) Der Tunnelprozess ist schneller als 3 ps bei Barrieren bis zu 2 nm Dicke. Das rechtfertigt die Verwendung der FOWLER-NORDHEIM-Gleichung zur Berechnung des Tunnelstroms auch bei Mikrowellenfrequenzen.

## 7 ANHANG

### 7.1 NUMERISCHE BERECHNUNG DES GAPFELDS

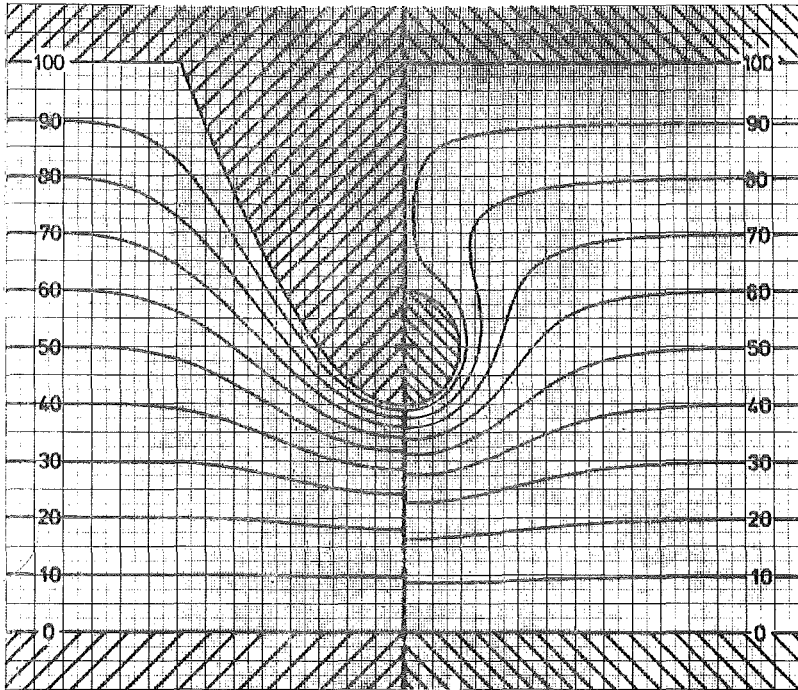


Abb.7.1: Äquipotentiallinien eines Rotationshyperboloids (linke Bildhälfte) und des "Kugel-am-Stiel"-Modells mit gleichem Spitzenradius (rechts).

Eine vollständige numerische Berechnung der Gapfelder ist wegen der großen geometrischen Inhomogenität des Resonatorraums nur schwer möglich. Das einfachste Verfahren, das für zylindersymmetrische Probleme geeignet ist, verwendet eine konstante Maschenweite in  $r$ - und  $z$ -Richtung [49]. Um die Spitze erfassen zu können, ist eine Maschenweite von wenigen nm nötig. Das Volumen des Resonatorgaps beträgt aber einige  $\text{mm}^3$ , so daß insgesamt mindestens  $10^9$  Maschenpunkte erforderlich wären, um den gesamten interessierenden Raum darzustellen. Die erforderliche Maschenzahl kann allerdings drastisch reduziert werden, da die Felder ab etwa  $1\ \mu\text{m}$  vor der Spitze nicht mehr mit der gleichen Genauigkeit berechnet werden müssen, wie die Oberflächenfelder. Man könnte daher die Rechnung auf etwa  $1\ \mu\text{m}^3$  beschränken, hat dann aber die Schwierigkeit, daß man für die Randbedingung Annahmen machen muß, deren Gültigkeit man eigentlich mit der Rechnung beweisen wollte. Die erforderliche Zahl an Maschenpunkten läßt sich auch reduzieren, wenn man ein Rechenverfahren wählt, das mit veränderlicher Maschenweite arbeitet, wie z.B. das Verfahren der finiten Elemente. Diese Verfahren erfordern aber einen ungleich höheren Rechenaufwand, der durch das Ergebnis sicher nicht gerechtfertigt würde. Wir haben uns daher entschlossen die Felder mit dem analytischen Modell zu berechnen, das in Kap.3.2.1 bereits vorgestellt wurde.

Um abzuschätzen, in welcher Weise der Schaft das Emissionsfeld beeinflusst, haben wir eine kleine analytische Kontrollrechnung durchgeführt. Dazu wurde der Resonatorspalt und die Nadel mit stark vergrößertem Radius durch ein Maschennetz nachgebildet. Die Maschenweite betrug ein Dreißigstel des Krümmungsradius. Einmal wurde die Nadel als Kugel am Stiel angenähert, wie es das analytische Modell macht, zum anderen wurde ein Rotationshyperboloid mit gleichem Krümmungsradius angenommen. Beide Male wurden die Äquipotentiallinien geplottet. Die Ergebnisse der beiden Rechnungen sind in Abb.7.1 in einem Bild dargestellt. Man sieht, daß die Feldliniendichte zwischen Spitze und Resonatorboden deutliche Unterschiede aufweist. Direkt an der Spitzenoberfläche aber ist die Feldliniendichte und damit das für die Emission wichtige Oberflächenfeld in beiden Fällen gleich groß. In diesem Bild ist der Krümmungsradius etwa  $10^4$ -mal vergrößert dargestellt. Um diesen Faktor höher ist in Wirklichkeit auch das Feld an der Spitze, so daß dann die geringe Störung des Gapfelds durch den Schaft erst recht keine Rolle mehr spielt.

## 7.2 FELDEMISSION AUS EBENEN OBERFLÄCHEN

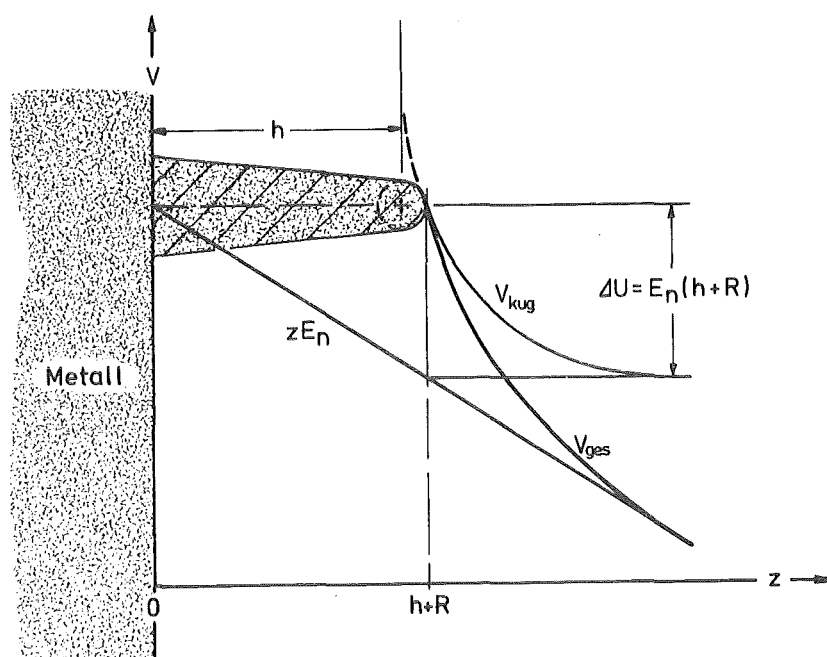


Abb.7.2:  
Feldüberhöhung  
an einem Whisker

Mit dem in Kap.3.2.1 hergeleiteten analytischen Modell kann man auch die Möglichkeit abschätzen, ob bei den üblichen Gapfeldern auch aus anderen Stellen der Resonatoroberfläche Elektronen emittiert werden können. So ist z.B. der Grat, der am Fuß der Nadel beim Bohren des Lochs aufgeworfen wurde, eine kritische Stelle ( $\rightarrow$ Abb.4.1b, bei späteren Versuchen wurde die Bohrung vor dem Einsetzen der Nadel entgratet). Als Emissionszentrum wird im folgenden ein Whisker angenommen, der aus irgendwelchen Gründen in den Resonator hineinragt.

Eine solche Stelle kann man mit dem "Kugel-am-Stiel"-Modell nachbilden (Abb.7.2). Die Randbedingung "homogenes Kondensatorfeld" wird entschärft, indem man das in Abb.3.5 eingezeichnete Kondensatorpotential auffaßt als

das Potential der Normalkomponente eines an der Oberfläche angreifenden E-Felds (z.B. des im Resonator herrschenden HF-Felds). Dann gilt weiterhin die Regel, daß für die Berechnung der Feldstärke die entlang des Whiskers abfallende Potentialdifferenz  $\Delta U$  maßgebend ist, d.h. der Feldüberhöhungsfaktor  $\beta_+$  ist weiterhin  $2 + h/R$ : Nur schlanke Whisker mit  $h/R$ -Werten  $> 100$  können die für die FE notwendigen Feldstärken erreichen. Solche Feldüberhöhungen sind aber für Grat, wie er beim Bohren auftritt, auf Grund der nur geringen Oberflächenkrümmungen ausgeschlossen. Auch Korngrenzen erreichen höchstens  $\beta_+$ -Werte um 10. Andere Stellen, die für Elektronenemission die erforderliche Schlankheit hätten, konnten im REM nicht entdeckt werden.

## 8 L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- |1| R.W.WOOD: Phys. Rev. 5 (1897) 1
- |2| J.E.LILIENFELD: Z. Phys. 23 (1922) 506
- |3| R.H.FOWLER, L.NORDHEIM: Proc. Roy. Soc. London A119 (1928) 173  
R.NORDHEIM: Proc. Roy. Soc. London A121 (1928) 626
- |4| E.W.MÜLLER: Z. f. Phys. 106 (1937) 541
- |5| Übersichtsarbeiten zur FE:  
R.H.GOOD, E.W.MÜLLER:  
H.SOMMERFELD, H.A.BETHE: "Handbuch der Physik" XXI Springer-Verl. (1956) 176  
W.P.DYKE, W.W.DOLAN: Adv. El. El. Phys. 8 (1956) 89  
J.F.HAINFIELD: Conf. Chicago Ill. USA, 28 March-1 April 1977
- |6| A.G.J.OOSTROM: Thesis, Univ. of Amsterdam (1965)
- |7| B.Y.BOGDANOVICH, R.M.VORONKOV, V.F.GASS, V.A.DANILICHEV:  
Instrum. Exp. Tech. 15 (1971) 42
- |8| J.R.FONTANA, H.J.SHAW: Proc. IRE (1958) 1424  
N.P.DYKE: IRE Trans. Mil. Electron. 4 (1960) 38  
J.R.FONTANA, H.J.SHAW:  
Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs. 81 (1962) 43
- |9| K.YOSHIDA, M.YOSHIOKA, J.HALBRITTER:  
IEEE Trans. NS-26 Nr.3 (1979) 4114
- |10| F.M.CHARBONNIER, J.P.BARBOUR, L.F.GARRETT, W.P.DYKE:  
Proc. IEEE 51 (1963) 991
- |11| H.ZIMMER: Appl. Phys. Lett. 7 (1965) 297
- |12| H.ZIMMER: Electr. Lett. 1 (1965) 24
- |13| H.ZIMMER: Appl. Phys. Lett. 7 (1965) 298
- |14| I.DIETRICH, K.-H.HERRMANN, C.PASSOW: Optik 42 (1975) 439  
C.PASSOW: Optik 44 (1976) 427  
A.STROJNIK, C.PASSOW: Optik 50 (1978) 169
- |15| T.E.HARTMAN: J. Appl. Phys. 33 (1962) 3427
- |16| K.K.THORNBUR, T.C.McGILL, C.A.MEAD: J. Appl. Phys. 38 (1967) 2348
- |17| J.W.GADZUK, A.A.LUCAS: Phys. Rev. B7 (1973) 4770
- |18| W.MEYER: Dissertation, Univ. Karlsruhe (1978)
- |19| A.KONRAD: McGill-Univ. Montreal, Quebec, Canada (1973)  
K.HALBACH, R.F.HOLSINGER: Part. Acc. 7 (1976) 213
- |20| A.PHILIPP: Dissertation, Univ. Karlsruhe (1982) und KfK-3268 (1982)
- |21| L.REIMER, G.PFEFFERKORN: "Raster-Elektronen-Mikroskopie" Springer-Verl. (1977)
- |22| Arbeitsblatt Nr.92 ELEKTRONIK 24 (1975) Heft 9 S.123, Heft 10 S.113, Heft 11 S.107
- |23| H.HÜBNER: Unveröffentlichter Bericht KfK 08.02.02P10B (1981)  
Erklärung der Chemie:  
W.J.McG.TEGART: "The Electrolytic and Chemical Polishing of Metals", Pergamon Press (1959)
- |24| J.P.TURNEAURE: HEPL Report 507, Stanford (1967)
- |25| H.SCHOPPER, H.STRUBE, L.SZECSI: Externer Bericht KfK 3/68-6 (1968)  
W.KÜHN: Dissertation, Univ. Karlsruhe (1971)
- |26| M.v.ARDENNE: "Tabellen zur angewandten Physik" Bd.1, DVW (1975)
- |27| W.P.DYKE, J.K.TROLAN, W.W.DOLAN, G.BARNES:  
J. Appl. Phys. 24 (1953) 570
- |28| M.DRECHSLER, E.HENKEL: Z. f. ang. Phys. 6 (1954) 341  
siehe auch:



- J.WORSTER: Optik 29 (1969) 498  
 T.A.ROTH: J. Appl. Phys. 45 (1974) 4771
- |29| K.W.ZIEHER: Interner Bericht KfK 08.02.02P02H (1978)
- |30| F.MOELLER: Arch. f. Techn. Mess. (1943) Z130-1
- |31| R.ZURMÜHL: "Praktische Mathematik", Springer-Verl. Berlin (1963)  
 L.SACHS: "Statistische Methoden", Springer-Verl. Berlin (1970)
- |32| J.HALBRITTER, H.HÜBNER: Verh. DPG VI16, M158 (1981)  
 H.HÜBNER, J.HALBRITTER, F.KRÖNER, C.PASSOW:  
 Unveröffentlichter Bericht KfK 08.02.02P10F (1981)
- |33| |9| und z.B.  
 H.A.SCHWETTMAN, J.P.TURNEAURE, R.F.WAITES:  
J. Appl. Phys. 45 (1974) 914
- |34| W.W.DOLAN, W.P.DYKE: Phys. Rev. 95 (1954) 327
- |35| K.H.GUNDLACH: Sol.-St. El. 9 (1966) 949
- |36| J.MASERJIAN: J. Vac. Sci. Technol. 11 (1974) 996
- |37| J.MASERJIAN, N.ZAMANI: J. Appl. Phys. 53 (1982) 559
- |38| |41| und  
 E.MÜLLER: Naturw. 57 (1970) 222
- |39| N.CABRERA, N.F.MOTT: Repts. Progr. Phys. 12 (1949) 163
- |40| W.RÜHL: Z. Phys. 186 (1965) 190
- |41| L.GMELIN: "Handbuch der organischen Chemie - Wolfram" Erg.-Bd.1,  
 Springer-Verl. (1978)
- |42| H.GENZ, W.HAMMERICH, H.M.STAUDENMAIER: Phys. Blätter 33 (1977) 24
- |43| G.LEWICKI, C.A.MEAD: Phys. Rev. Lett. 21 (1966) 939
- |44| |42| und z.B.  
 A.GOLDBERG, H.M.SCHEY, J.L.SCHWARTZ: Am. J. Phys. 35 (1967) 177
- |45| J.BARDEEN: Phys. Rev. 58 (1940)
- |46| R.G.SACHS, D.L.DEXTER: J. Appl. Phys. 21 (1950) 1304
- |47| M.JONSON: Sol. St. Comm. 33 (1980) 743
- |48| W.EKARDT: Sol. St. Comm. 40 (1980) 273
- |49| H.PRINZ: "Hochspannungsfelder" R.Oldenbourg-Verl. (1969)
- |50| E.W.MÜLLER: Phys. Rev. 102 (1956) 618

Die Primärberichte gemäß |23|, |29| und |32| enthalten unveröffentlichte Information von vorläufigem und betriebsinternem Charakter. Eine zur Verfügungstellung der Berichte ist nach entsprechender einzelvertraglicher Vereinbarung über die Nutzung des darin enthaltenen know how (know-how-Vertrag) möglich. Entsprechende Anfragen sind an die Stabsabteilung Patente und Lizenzen des KfK zu richten.