



JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT MAINZ

MASTERARBEIT

Charakterisierung der Material- und
Hochfrequenzeigenschaften der
supraleitenden Beschleunigerkavitäten für
MESA

Philipp Weber

Erstgutachter: Prof. Dr. Kurt Aulenbacher
Zweitgutachter: Prof. Dr. Lutz Köpke

19. Oktober 2016

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Philipp Weber
Mainz, 19. Oktober 2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theorie	9
2.1	MESA	9
2.2	TESLA-Kavitäten	10
2.3	Supraleitung	11
2.3.1	Residual Resistance Ratio (RRR)	13
2.3.2	Wechselstromwiderstand bei Supraleitern	14
2.4	Gammastrahlungsspektrum	16
2.5	Elektromagnetische Felder im Hohlraumresonator	17
2.6	Hochfrequenz-Parameter	21
2.6.1	Kopplung κ	22
2.6.2	Resonanzfrequenz	23
2.6.3	Güte Q	24
2.6.4	Shuntimpedanz R_s	25
2.6.5	S-Parameter	25
2.7	Slater-Theorem	26
2.8	Feldglattheitskorrektur	27
3	Materialtests	33
3.1	Elektronenstrahl-Mikrosonde mit Röntgenfluoreszenzanalyse (EMS-RFA)	34
3.2	Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS)	41
3.3	Neutronenaktivierungsanalyse (NAA)	42
3.3.1	Bestrahlung im Bestrahlungskarussell	44
3.3.2	Bestrahlung in der Rohrpost II	50
4	Hochfrequenztests	55
4.1	Kavitätsproduktion	55
4.2	Messaufbau	58
4.2.1	Einfluss der Antennen auf das Feld im Resonator	60
4.3	Halbzellen	65
4.3.1	Aufbau und Grundlagen	65
4.3.2	Ergebnisse	66
4.4	Hanteln	68
4.4.1	Messergebnisse	70
4.4.2	Berechnung der Abdrehmaße	71
4.4.3	Ergebnisse	75
4.4.4	Bestimmung des Abdrehparameters	79
4.5	Endgruppen	80
4.6	Kavitäten	81

5	Fazit und Ausblick	85
	Abbildungsverzeichnis	85
	Literatur	88

1 Einleitung

Für die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells wird am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz der neue Elektronenbeschleuniger MESA¹ gebaut. Mit MESA sollen Präzisionsmessungen des Weinbergwinkels durch das P2-Experiment sowie die Suche nach dunklen Photonen mithilfe des MAGIX-Experiments² ermöglicht werden.

Der Beschleuniger besteht aus einem normalleitenden Vorbeschleuniger und einem supraleitenden Hauptbeschleuniger. Zwei supraleitende Hochfrequenzmodule erzeugen einen Energiehub von 50 MeV pro Umlauf auf kleinem Raum und erlauben einen großen Strom im Energie zurückgewinnenden Betrieb.

Mit dieser Arbeit wird der Bau der Beschleunigungskavitäten begleitet und die Qualität der einzelnen Zwischenschritte geprüft, um eine hohe Produktionsqualität zu gewährleisten. Dabei wird zum einen das für den Kavitätenbau verwendete Material (Niob) untersucht und zum anderen die Fertigungsschritte der Kavitäten nachvollzogen.

Im Kapitel 2 werden Grundlagen der Supraleitung, der Felder in Hohlraumresonatoren und daraus resultierende Material- und Hochfrequenzanforderungen erläutert.

Die Untersuchung des verwendeten Niobs wird in Kapitel 3 beschrieben. Es werden dabei zuvor mithilfe einer Wirbelstromprüfung detektierte Störstellen auf ihre elementare Zusammensetzung geprüft. Der allgemeine, chemische Aufbau der verwendeten Niobleche wird mithilfe einer Sekundärionen-Massenspektrometrie und einer Neutronenaktivierungsanalyse ermittelt.

Um herstellerunabhängige Qualitätskontrollen zu gewährleisten, werden die Hochfrequenzeigenschaften der verschiedenen Zwischenschritte zur Kavität vermessen und mit den Herstellerangaben verglichen. Diese Messungen sind in Kapitel 4 zu finden.

¹Mainzer Energy-recovering Superconducting Accelerator

²MESA Gas Internal Target EXperiment

2 Theorie

Die vorliegende Masterarbeit begleitet die Herstellung der supraleitenden Kavitäten für den Mainzer Energy Recovering Superconducting Accelerator (MESA). Der Beschleuniger wird zunächst kurz beschrieben und die Designparameter der für MESA verwendeten Kavitäten werden erläutert.

Da bei der Herstellung die Eigenschaften der Supraleitung und des Feldes separat behandelt werden, wird auch die dem zugrunde liegende Theorie im vorliegenden Kapitel separat betrachtet.

Die Supraleitung ist eine intrinsische Materialeigenschaft und wird daher durch das verwendete Material charakterisiert, während die Feldeigenschaften primär durch die Form des Hohlraumresonators bestimmt werden.

Der erste Teil dieses Kapitels beschäftigt sich mit der Supraleitung und den sich daraus ergebenden, benötigten Materialeigenschaften. Dabei wird unter anderem auf die geforderten Reinheitsgrade eingegangen. Für die Materialuntersuchungen zur Bestimmung der Reinheit des Niobs werden, insbesondere bei der Neutronenaktivierungsanalyse, Gamma-spektren untersucht und daher in diesem Kapitel erläutert.

Im zweiten Teil wird auf die Form des Hohlraumresonators eingegangen, die die Hochfrequenzeigenschaften dominiert. Dabei wird zunächst an einer einfachen Geometrie das Feld analytisch hergeleitet und daraus Eigenschaften abgeleitet, die für die fertigen Kavitäten wichtig sind. Um die komplizierte mathematische Form messtechnisch zu erfassen, werden im Anschluss ein Ersatzschaltbild und relevante Messgrößen vorgestellt.

2.1 MESA

Der Beschleuniger MESA dient zwei Experimenten mit unterschiedlichen Ansprüchen an die Strahlparameter. Um diesen Umstand gerecht zu werden, kann MESA in zwei Modi betrieben werden.

Im *external Mode* wird der Hauptbeschleuniger dreimal durchlaufen und anschließend der Strahl bei einer Energie von 155 MeV für das P2-Experiment extrahiert. Es ist ein Strom polarisierter Elektronen von 150 μA geplant.

Im *energierückgewinnenden Modus* soll ein Strom polarisierter Elektronen von 1 mA erreicht werden. In diesem Modus werden die Kryomodule nur zweimal zur Beschleunigung durchlaufen, was zu einer Energie am Target von 105 MeV führt [Aul+14]. Um den Strom erreichen zu können, durchlaufen die Elektronen, nachdem sie das *pseudo internal target* des MAGIX-Experiments passiert haben, mit 180° Phasenversatz erneut die Kryomodule des Hauptbeschleunigers. Durch den Phasenversatz nimmt das Feld die Energie des Strahls auf und überträgt sie auf den nächsten zu beschleunigenden Bunch. Das hierfür verwendete Kryomodul wurde vom Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf entwickelt und wird mit einigen Modifikationen für das Institut für Kernphysik hergestellt.

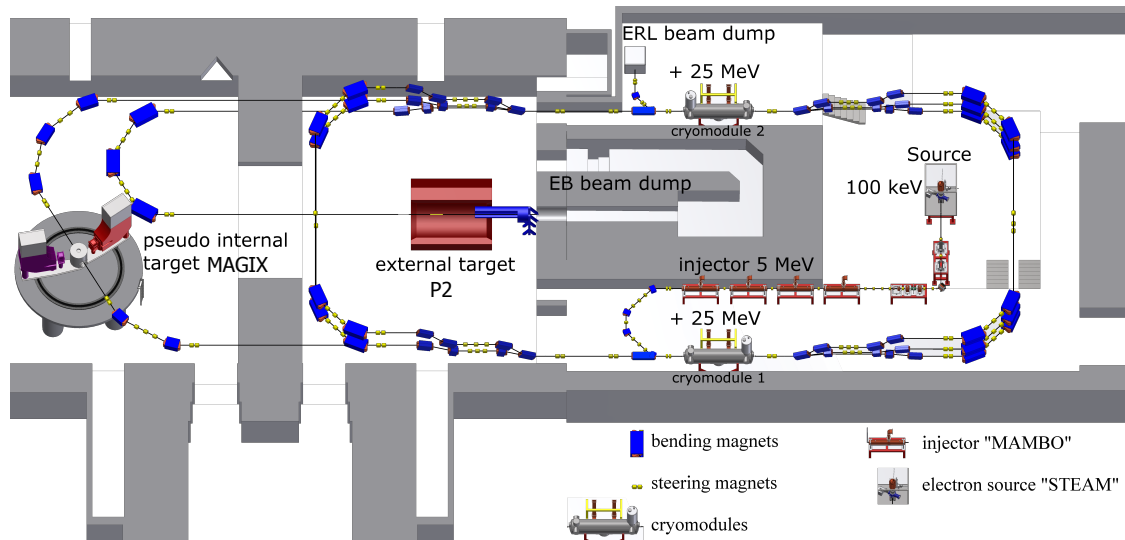


Abbildung 2.1: Geplanter Aufbau des Mainzer Energy Recovering Superconducting Accelerators [Sim].

Das Kernstück eines Kryomoduls sind zwei neunzellige Kavitäten vom Typ TESLA¹. Zur Beschleunigung der Teilchen wird die TM_{010} , π Mode bei einer Frequenz von 1300 MHz genutzt. Bei einer aktiven Länge von circa 1 m pro Neunzeller und einem benötigten Energiegewinn von 25 MeV pro Kryomodul wird ein Gradient von $12,5 \text{ MV m}^{-1}$ gefordert [Gmb14].

2.2 TESLA-Kavitäten

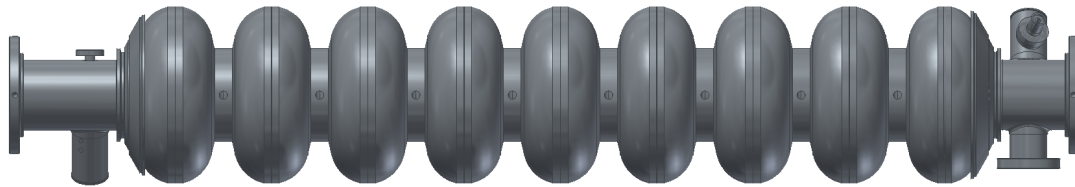


Abbildung 2.2: Verbaute neunzellige Kavitäten im Kryomodul des Typs TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator (TESLA) nach [Aun+00]. Rechts am Strahlrohr sind oben eine Antenne zur Dämpfung der Moden höherer Ordnung (HOM) und unten die Einkopplung der Hochfrequenz vorgesehen. Links unten ist eine weitere HOM-Antenne angebracht. Auf dem Strahlrohr sitzt der Flansch für eine Pick-Up-Antenne, die im laufenden Betrieb die Resonanzfrequenz der Kavität misst.

Die für MESA verwendeten Kavitäten sind die von B. Aune et al. in [Aun+00] beschriebenen TESLA-Kavitäten, in denen sich eine stehende Welle ausbreitet. Sie besitzen neun

¹TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator

Parameter	Wert
Zellen	9
Aktive Länge	1,038 m
Kavitätentyp	stehende Welle
Beschleunigungsmodus	TM_{010} , π -Mode
Q_0	$> 1.25 \cdot 10^{10}$
Feldgradient	$12,5 \text{ MV m}^{-1}$
Frequenz	1300,00 MHz
Tuner Reichweite	920 kHz
Tuner Schrittweite	$\leq 0,2 \text{ Hz}$

Tabelle 2.1: Betriebsparameter der Kavitäten für MESA des Typs TESLA. Angaben bezüglich des Gradienten sind vom Hersteller garantiert. Die Angaben zum Tuner sind voraussichtliche Werte, da der die Kavitäten umgebende Heliumtank für die Johannes Gutenberg-Universität individuell angefertigt wird.

Zellen und die zur Beschleunigung genutzte TM_{010} π -Mode schwingt bei 1300,00 MHz. An den Endgruppen ist jeweils eine HOM-Antenne angebracht. An der langen Endgruppe, die in Abbildung 2.2 die linke Endgruppe ist, sitzt ein Flansch für eine Pick-Up-Antenne zur Frequenzmessung im Betrieb. Am anderen Ende befindet sich der Flansch, durch den die Hochfrequenz eingekoppelt wird.

Die Kryomodule für MESA sind vom Typ Elbe, mit einigen Änderungen [Ste+15]. Anstatt Elbetuner werden Saclay-Tuner, wie von A. Neumann in [Neu] beschrieben, verwendet. Sie bestehen aus zwei Systemen: einem Spindel-Hebel System, welches langsam reagiert, aber eine große Tuningreichweite von 920 kHz erlaubt, und einem Piezosystem, das schnelle Reaktionszeiten und kleine Schrittweiten besitzt. Da ebenfalls Modifikationen am Heliumtank des Moduls zur besseren Abführung der Wärmeleistung des HOM-Kopplers vorgenommen wurden, sind die hier angegebenen Werte eine Abschätzung. Die Abweichungen in der Frequenz der Beschleunigungsmodus der fertigen Kavitäten untereinander sollten unterhalb der Tunerreichweite liegen.

2.3 Supraleitung

Unter Supraleitung versteht man den Effekt, dass der elektrische Gleichstromwiderstand bei dem Unterschreiten einer kritischen Oberfläche im Flussdichte-Stromdichte-Temperatur-Raum (Abbildung 2.3) verschwindet und der Wechselstromwiderstand ebenfalls deutlich reduziert wird. Dadurch können einerseits hohe Beschleunigungsfelder auf kleinem Raum erreicht werden und andererseits fällt das Feld in den Resonatoren aufgrund der hohen Güte zeitlich langsam ab, sodass die Energie von darauf folgenden Teilchenpaketen zurückgewonnen werden kann.

Die Supraleitung lässt sich unter anderem durch das Zwei-Flüssigkeiten-Modell nach Tisza und Landau erklären. Die folgenden Ausführungen zu diesem Modell wurden [PKH98, S.66f] entnommen. Mit Hilfe dieses Modells lassen sich der verschwindende Gleichstromwiderstand und der infinitesimal kleine Wechselstromwiderstand erklären. In diesem Modell nimmt man an, dass sich die Elektronen analog zu einem Gemisch aus zwei Flüssigkeiten verhalten.

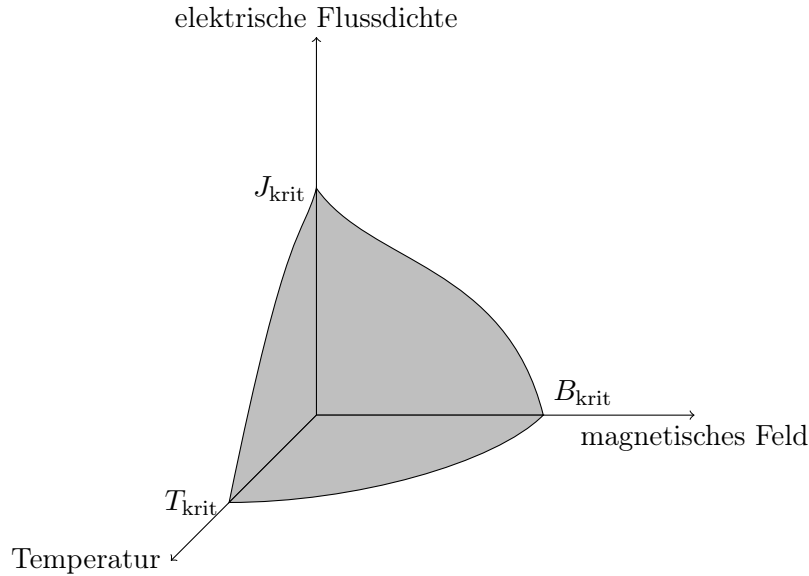


Abbildung 2.3: Kritische Oberfläche eines Supraleiters. Unterhalb der Fläche ist das Material supraleitend.

Eine der beiden Flüssigkeiten sind dabei normale, freie Elektronen. Die andere *Supraflüssigkeit* besteht aus *Cooper-Paaren*. Das sind Teilchen, die aus zwei gebundenen Elektronen bestehen. Sie bilden sich durch ein attraktives Potential zwischen den Elektronen, das durch Wechselwirkung der Elektronen mit den Phononen im Kristall entsteht. Diese Teilchen sind Bosonen und können daher, im Gegensatz zu den fermionischen Elektronen, denselben Zustand annehmen. Diese zweite Flüssigkeit besitzt die supraleitenden Eigenschaften, also verschwindenden elektrischen Widerstand.

Oberhalb einer kritischen Temperatur T_c ist kein Elektron gepaart. Unterhalb dieser Temperatur ist ein Teil der Elektronen ungepaart. Die Anzahl der gepaarten Elektronen ist proportional zu $e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}$:

$$n_{\text{normal}} \propto e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}. \quad (2.1)$$

Dabei ist 2Δ eine durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung hervorgerufene Bandlücke, k_B die Boltzmann-Konstante, und T die Temperatur. Fällt die Temperatur, vermindert sich die Anzahl ungepaarter Elektronen, bis beim absoluten Nullpunkt von 0 K nur noch Cooper-Paare vorhanden sind. Die beiden Flüssigkeiten fließen parallel. Da die Supraflüssigkeit widerstandsfrei fließt, kann sie den gesamten Strom tragen, während die normalleitenden Elektronen dann ruhen. Jedes Paar in dieser Flüssigkeit trägt den gleichen Teil des Impulses, der vom Feld erzeugt wird. Übersteigt die durch das Feld gewonnene Energie die Bandlücke von 2Δ , werden die Cooper-Paare aufgetrennt und die Leitfähigkeit wird schlagartig herabgesetzt. Diesen Vorgang nennt man Quench.

Energieänderungen von Elektronen sind durch Streuungen möglich. Dabei gibt es zwei Streupartner: Störstellen, die durch Störungen der Struktur oder Fremdatome verursacht werden, und Phononen. Da Störstellen ortsfest sind, stellen sie ein ruhendes Ziel dar und können daher bei einer Streuung keine kinetische Energie abgeben. Die Energie der

Teilchen wird bei einer Streuung also nicht erhöht. Daher werden Cooper-Paare nicht an Verunreinigungen gestreut.

Die Streuung an Phononen kann im Gegensatz zu Störstellen die Energie erhöhen. Cooper-Paare werden aufgetrennt, wenn sie mehr Energie als die Bandlücke aufnehmen. Um einen Gleichstromwiderstand zu erzeugen, müssen alle Paare gestreut werden. Aufgrund der hohen Anzahl der Paare ist deshalb kein Widerstand vorhanden.

Um die Bindung der Paare zu stören und damit die Supraleitung aufzuheben, kann ein elektrisches Feld berechnet werden, bei dem der Energiegewinn der Cooper-Paare über der Bandlücke liegt. Dies führt zu einer maximalen Stromdichte, oberhalb derer die Supraleitung zusammenbricht. Aus dieser Stromdichte kann ein maximales magnetisches Feld berechnet werden. Die durch die innere Energie gebildete kritische Oberfläche ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Unterhalb der Fläche ist das Material supraleitend, oberhalb normalleitend.

Die hohe elektrische Leitfähigkeit des Supraleiters geht einher mit der Bedingung, dass das Material unter die kritische Temperatur gekühlt werden muss. Deshalb muss eine möglichst gute Wärmeleitfähigkeit gewährleistet sein, um die an den Kavitätswänden dissipierte Leistung abzuführen.

Die Wärmeleitfähigkeit ist nach dem Wiedemann-Franzschen Gesetz proportional zur elektrischen Leitfähigkeit der normalleitenden Elektronen. Eine theoretische Erklärung liefert das Drude-Modell. Das Metall wird modelliert als ein Ionengitter, in dem sich die Elektronen frei bewegen. Sie tragen elektrische Ladung und Wärme. Stoßen sie mit den Ionen, werden sie verlangsamt und bei höherer Temperatur stoßen sie häufiger, sodass die elektrische Leitfähigkeit kleiner wird.

Bei den tiefen Temperaturen, bei denen die Kavitäten betrieben werden, ist der Einfluss der Phononen auf die Wärmeleitfähigkeit vernachlässigbar. Sie wird dominiert vom Elektronenanteil und ist daher proportional zur Leitfähigkeit der Elektronen [SES10]. Die elektrische Leitfähigkeit wird vor allem durch Störstellen im Material vermindert. Diese werden durch Fremdatome im Niob verursacht. Daher ist die atomare Reinheit für das verwendete Material wichtig. Ein gutes Maß für die Reinheit ist das Residual Resistance Ratio (RRR). Daher wird für Beschleunigerkavitäten Niob mit einem hohen RRR-Wert verwendet.

2.3.1 Residual Resistance Ratio (RRR)

Der Materialparameter RRR ist das Verhältnis der elektrischen Widerstände in der normalleitenden Phase des Materials bei Raumtemperatur und bei der Siedetemperatur von Helium [Saf60]:

$$\text{RRR} = \frac{R(300\text{ K})}{R(1,8\text{ K})}. \quad (2.2)$$

Bei Zimmertemperatur wird die Leitfähigkeit vom Beitrag der Phononen dominiert, da die Elektronen an ihnen gestreut werden. Bei niedrigen Temperaturen fehlt die Energie für Schwingungen und der Phononenbeitrag zum Widerstand sinkt ab. Störstellen, die beispielsweise durch Verunreinigungen, also Fremdatome, verursacht werden, dominieren [Saf60].

Je höher also das RRR ist, desto weniger Störstellen besitzt das Material und desto besser ist die elektrische und damit auch die thermische Leitfähigkeit.

2.3.2 Wechselstromwiderstand bei Supraleitern

Das ohmsche Gesetz beschreibt den Zusammenhang zwischen der elektrischen Stromdichte $\vec{j}_e$ und dem Feld $\vec{E}$:

$$\vec{j} = \sigma_e \vec{E}. \quad (2.3)$$

Dabei ist σ_e die Leitfähigkeit für Elektronen. Das elektrische Feld ist durch $\vec{E} = \exp(-i\omega t)$ gegeben.

Im Falle der supraleitenden Cooper-Paare ist der Zusammenhang komplizierter. Die folgende Betrachtung wurde der Vorlesung Höhere Beschleunigerphysik [FHu16] entnommen. Da sich die Cooper-Paare widerstandslos bewegen, ist ihr Energiegewinn proportional zum durchlaufenen elektrischen Feld $\vec{E}$:

$$\frac{d}{dt}(m_c \vec{v}) = q_c \vec{E}, \quad (2.4)$$

wobei m_c die Masse, $\vec{v}$ die Geschwindigkeit und q_c die Ladung der Cooper-Paare ist. Die Stromdichte $\vec{j}$ kann mithilfe der Anzahl und Ladung der Teilchen über $\vec{j} = q_c n_c \vec{v}$ geschrieben werden und führt so zu:

$$\Lambda \frac{d}{dt} \vec{j} \equiv \frac{m_c}{n_c q_c^2} \frac{d}{dt} \vec{j} = \vec{E}. \quad (2.5)$$

Diese Gleichung wird erste London-Gleichung genannt. Einsetzen des Feldes führt zu einem Leitwert für die supraleitenden Teilchen von:

$$\vec{j} = \frac{i}{\omega \Lambda} \vec{E} \Rightarrow \sigma_c = \frac{1}{\omega \Lambda}. \quad (2.6)$$

Der Gesamtleitwert beider Ladungsträger ist die Summe der einzelnen Leitwerte: $\sigma = \sigma_e + i\sigma_c$.

Ein von Wechselstrom durchflossener Leiter führt nur an der Oberfläche Elektronen. Dieser Effekt wird Skin-Effekt genannt und die Skin-Tiefe δ beschreibt die Tiefe, ab der noch $\frac{1}{e}$ der Ladungsträger am Rand vorhanden sind. Der Oberflächenwiderstand R_{surf} ist gegeben durch:

$$R_{\text{surf}} = \frac{1}{\sigma \delta}. \quad (2.7)$$

Da bereits die Leitfähigkeit des Materials betrachtet wurde, fehlt zur Berechnung des Hochfrequenzwiderstands eine zur Skintiefe analoge Größe. Dazu wird die Rotation von Gleichung (2.5) betrachtet:

$$\nabla \times \left(\Lambda \frac{d}{dt} \vec{j} \right) = \nabla \times \vec{E} \quad (2.8)$$

Anwenden der Maxwellgleichung $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}$ und Integrieren führt zur zweiten London Gleichung:

$$\Lambda (\nabla \times \vec{j}) = -\vec{B} \quad (2.9)$$

Die Stromdichte $\vec{j}$ kann mithilfe des zeitunabhängigen Durchflutungsgesetzes als $\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{B}$ geschrieben werden. Einsetzen des Ausdrucks in Gleichung (2.9) und Verwenden der Tatsache, dass das magnetische Feld quellenfrei ist, also $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, führt auf die folgende Differentialgleichung:

$$\Delta \vec{B} - \frac{\mu_0}{\Lambda} \vec{B} = 0 \quad (2.10)$$

Eine Lösung für einen ebenen Supraleiter bei $y = 0$ ist:

$$B(x) = B_0 e^{-\sqrt{\frac{\mu_0}{\Lambda}} x} \quad (2.11)$$

Bei der Londonschen Eindringtiefe von $\lambda_L = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}}$ ist das Feld auf $\frac{1}{e}$ abgefallen.

Damit ist der Oberflächenwiderstand R_{surf} gegeben durch:

$$R_{\text{surf}} = \Re \left(\frac{1}{\lambda_L \sigma} \right) = \frac{1}{\lambda_L} \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_e^2 + \sigma_c^2} \right) \approx \frac{\sigma_e}{\lambda_L \sigma_c^2} = \sigma_e \lambda_L^3 \omega^2 \mu_0^2 \quad (2.12)$$

Dabei ist der Leitwert der Elektronen vernachlässigbar klein im Vergleich zu den supraleitenden Cooper-Paaren. Der Widerstand ist also proportional zum Leitwert der normalleitenden Elektronen und zum Quadrat der Frequenz. Deshalb werden Frequenzen zwischen 300 MHz und 3 GHz für supraleitende Kavitäten verwendet. Mit abnehmender Frequenz nimmt der Radius der Zellen zu. Ab etwa 300 MHz ist die strukturelle Integrität nicht mehr gegeben [FHu16].

Der Oberflächenwiderstand ist proportional zum Leitwert der Elektronen. Je mehr Ladungsträger vorhanden sind, desto größer ist er. Um einen kleinen Oberflächenwiderstand zu erreichen, der proportional zum Leitwert ist, kann die Betriebstemperatur abgesenkt werden. Der Leitwert der Elektronen sinkt exponentiell mit der Temperatur und damit auch der supraleitende Oberflächenwiderstand, da mehr Elektronen zu Cooper-Paaren kondensieren. Deshalb werden die Kavitäten bei 1,8 K betrieben und damit weit unterhalb der Sprungtemperatur.

2.4 Gammaspektrum

Um die bei der Neutronenaktivierungsanalyse auftretenden Gammaspektren zu verstehen, wird hier die Theorie der Gammaspektren erläutert.

Der Aufbau der Messungen für Gammaspektren besteht aus dem radioaktiven Gammastrahler, der in einem gewissen Abstand zum Detektor positioniert wird. Quelle und Detektor sind von Blei umgeben, um die Strahlenbelastung in der Umgebung gering zu halten. Detektiert werden die Energien der einzelnen Photonen. Das Gammaspektrum gibt (siehe Abbildung 2.4) also die Zählrate in Abhängigkeit der im Detektor abgegebenen Energie der Photonen an.

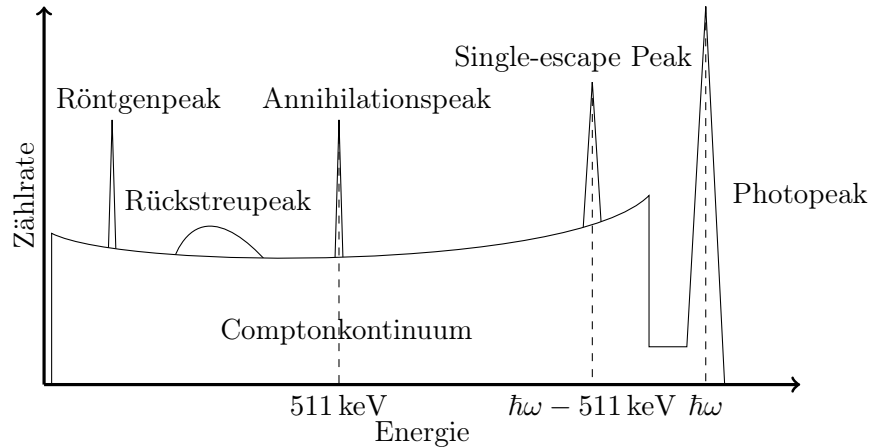


Abbildung 2.4: Gammaspektrum einer monoenergetischen Quelle mit Energie $\hbar\omega$.

Nimmt man eine monoenergetische Quelle und einen Detektor, der ausreichend groß ist, an, würde man einen einzigen Peak bei der Energie der Photonen aus der Quelle $E = \hbar\omega$ erwarten, den Photopeak oder auch Full-Energy-Peak. Durch Streuung und Paarbildung der Photonen treten aber weitere Effekte auf.

Da durch Streuungen an ruhenden Elektronen im Detektor viele γ -Quanten Teile ihrer kinetischen Energie E_{kin} verringern, entsteht ein Plateau, das Comptonkontinuum.

Bei der Streuung verlässt das gestreute Photon den Detektor. Detektiert wird in diesem Fall die an das Elektron übertragene Energie $E'_e(\phi)$. Die Restenergie des um den Winkel ϕ gestreuten Photons E'_ν wird nicht detektiert. Sie ist gegeben durch:

$$E'_\nu(\phi) = \frac{E_\nu}{1 + \frac{E_\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}. \quad (2.13)$$

Dabei ist $m_e c^2$ die Ruheenergie eines Elektrons. Bei einer Rückstreuung wird der maximale Energiebetrag auf das ruhende Elektron übertragen. An dieser Stelle ist im Spektrum die Comptonkante zu sehen. Bei höheren Energien ist dann mit kleineren Ereignisraten das Kontinuum der doppelt Comptongestreuten Photonen zu sehen.

Ist die Energie der Photonen größer als 1022 keV, kann Paarbildung stattfinden. Das heißt, dass ein Photon, das gestreut wird, ein Positron und ein Elektron erzeugt. Das Positron gibt anschließend seine Energie ab und annihiliert mit einem Elektron. Dabei entstehen zwei Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV. Wird eines dieser beiden

nicht detektiert, wird eine Energie von $E = \hbar\omega - 511 \text{ keV}$ gemessen. Entkommen beide, ist die gemessene Energie entsprechend um 1022 keV verringert. Diese Peaks werden Single- und Double-Escape Peak genannt.

Außer den Effekten, die durch Wechselwirkungen mit dem aktiven Material des Detektors stattfinden, gibt es auch Wechselwirkungen mit dem umgebenden Material, also der Probe selbst, der Bleiabschirmung oder dem nicht sensitiven Bereichs des Detektors. Der 511 keV -Peak wird durch Photonen einer Rekombination nach einer Paarerzeugung erzeugt. Der Rückstreupeak entsteht durch im umgebenden Material gestreute und anschließend mit verringerter Energie detektierte Photonen. Zudem können Atome der Abschirmung angeregt werden und charakteristische Röntgenstrahlung erzeugen, die dann als diskrete Peaks im Spektrum zu sehen sind.

2.5 Elektromagnetische Felder im Hohlraumresonator

Um ein qualitatives Verständnis für die Beschleunigungsmoden einer Beschleunigungskavität zu erhalten, wird im Folgenden die Feldverteilung in einem runden Wellenleiter und daraus das Feld in einem runden Wellenleiter mit Irisblenden hergeleitet.

Da eine Kavität ein von leitenden Wänden umschlossenes Vakuum ist, werden die Maxwellgleichungen im Vakuum benutzt:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \qquad \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \qquad (2.14)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \qquad (2.15)$$

Kombiniert man die Gleichungen (2.15) und benutzt $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A}$, kommt man zu den folgenden Wellengleichungen:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \qquad (2.16)$$

$$\Delta \vec{H} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0. \qquad (2.17)$$

Da im Folgenden das Feld eines runden Hohlleiters berechnet werden soll, wird in Zylinderkoordinaten transformiert. Dabei zeige der Zylinder in z -Richtung. Für die Beschleunigung der Elektronen wird ein elektrisches Feld entlang der z -Achse benötigt. Deshalb wird im Folgenden die Differentialgleichung für E_z betrachtet. Sie wird gelöst durch einen Ansatz der Form $E_z(r, \phi, z, t) = E_{z,0}(r, \phi, z) \exp(-i\omega t)$. Weitere Separation führt auf die Form:

$$E_z(r, \phi, z, t) = E_{z,0} a(r) b(\phi) e^{-i(\omega t - k_z z)}. \qquad (2.18)$$

Dabei ist k_z die Wellenzahl in z -Richtung sowie $a(r)$ und $b(\phi)$ die jeweiligen separierten Funktionen in r beziehungsweise ϕ . Einsetzen des Ansatzes und Ausführen der Differentiationen in t und z und Kürzen der Terme mit t - und z - Abhängigkeit führt zu:

$$\Delta_{\perp} a(r) b(\phi) + \underbrace{\left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \right)}_{k_c^2} a(r) b(\phi) = 0. \qquad (2.19)$$

wobei $\Delta_{\perp}$ die zur z -Richtung senkrechten Komponenten enthält. Die kritische Wellenzahl $k_c \equiv \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2}$ beschreibt dabei die kleinste Frequenz, die im Resonator schwingen kann. Unterschreitet die Wellenzahl die kritische Wellenzahl, wird der Exponent der Feldfunktion reell. Das heißt, dass das Feld exponentiell gedämpft wird und somit keine Leistungsübertragung möglich ist. Diese Frequenz wird Cut-off-Frequenz genannt. Allerdings wird k_c erst durch die Randbedingungen zu einer Konstanten.

In Zylinderkoordinaten ist $\Delta_{\perp} = \frac{1}{r}\partial_r(r\partial_r) + \frac{1}{r^2}\partial_{\phi}^2$. Mit diesem Ausdruck können die ϕ - und r - Abhängigkeit getrennt werden:

$$-\frac{r}{a(r)}\partial_r(r\partial_r a(r)) - k_c^2 r^2 = \frac{1}{b(\phi)}\partial_{\phi}^2 b(\phi). \quad (2.20)$$

Da jede Seite von einer anderen Variablen abhängig ist, müssen die linke und rechte Seite der Gleichung denselben, konstanten Wert, hier ν^2 genannt, besitzen. Dann ergeben sich durch Gleichsetzen der Gleichungsseiten mit ν^2 folgende Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial^2 b(\phi)}{\partial \phi^2} + \nu^2 b(\phi) = 0 \quad (2.21)$$

$$r^2 \frac{\partial^2 a(r)}{\partial r^2} + r \frac{\partial a(r)}{\partial r} + (k_c^2 r^2 - \nu^2) a(r) = 0. \quad (2.22)$$

Gleichung (2.21) ist eine Differentialgleichung für einen harmonischen Oszillator und wird durch Gleichung (2.23) gelöst.

$$b(\phi) = C e^{-i\nu\phi} \quad (2.23)$$

Dabei ist C eine Konstante, die durch Anfangswerte bestimmt wird. Gleichung (2.22) ist eine Besselsche Differentialgleichung in $k_c r$:

$$(k_c r)^2 \frac{\partial^2 a(k_c r)}{\partial (k_c r)^2} + k_c r \frac{\partial a(k_c r)}{\partial (k_c r)} + ((k_c r)^2 - \nu^2) a(k_c r), \quad (2.24)$$

mit den Lösungen:

$$J_{\nu}(k_c r) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r \left(\frac{k_c r}{2}\right)^{2r+\nu}}{\Gamma(\nu + r + 1) r!} \quad \text{und} \quad N_{\nu}(k_c r) = \frac{J_{\nu}(k_c r) \cos(\nu\pi) - J_{-\nu}(k_c r)}{\sin(\nu\pi)}. \quad (2.25)$$

Dabei gibt ν die Ordnung der Lösung an. In Abbildung 2.5 sind die Lösungen graphisch dargestellt. Die Neumannfunktionen besitzen im Mittelpunkt des Hohlleiters eine Singularität und sind damit unphysikalisch und keine Lösung des Feldes im Hohlleiter. Es bleiben die Besselfunktionen. Um die Elektronen zu beschleunigen, müssen sie eine Potentialdifferenz durchlaufen. Dies geschieht anschaulich, indem sie sich entgegen den elektrischen Feldlinien bewegen und dabei eine Potentialdifferenz als kinetische Energie hinzugewinnen. Da hier die z -Komponente des elektrischen Feldes betrachtet wird, sollte sie im Zentrum des Hohlleiters möglichst groß sein. Daher sind die höheren Ordnungen der Besselfunktion für Beschleunigungskavitäten ebenfalls ungeeignet. Außerdem muss das magnetische Feld am Strahl verschwinden, da er sonst abgelenkt würde. Da das Magnetfeld nur Transversal zur Ausbreitungsrichtung der Welle steht, wird die Mode TM , also transversal magnetisch genannt. Es sind auch andere Moden möglich, wie transversal Elektrisch (TE) oder TEM , die jedoch in den diese Arbeit betreffenden Kavitäten nur eine parasitäre Rolle spielen.

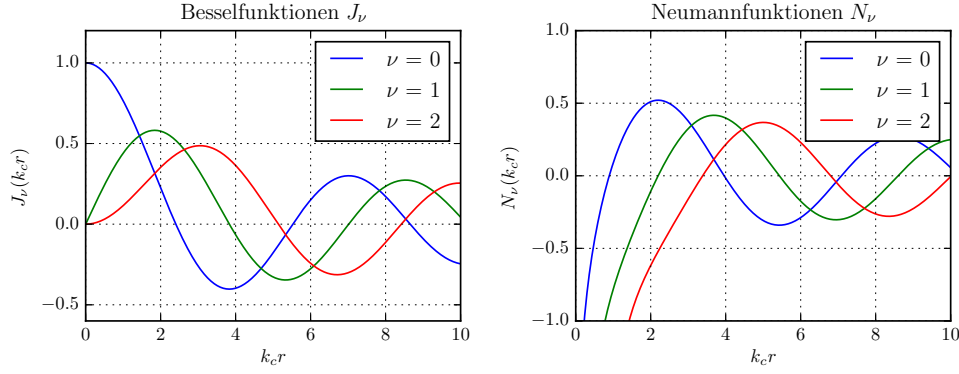


Abbildung 2.5: Lösungen der Besselschen Differentialgleichung. Links die Besselfunktionen und rechts die Neumannfunktionen.

Entlang der Oberfläche des –hier als perfekt leitend angenommenen– Hohlleiters kann kein Feld anliegen. Anschaulich wird bei einem perfekt leitenden Material das Feld durch einen Strom ausgeglichen. Analog gibt es kein Magnetfeld, das parallel zur Oberfläche schwingt. Mathematisch ausgedrückt ergeben sich damit folgende Randbedingungen:

$$\vec{E}_{||}\Big|_{\partial V} = 0 \quad \text{und} \quad \vec{H}_{\perp}\Big|_{\partial V} = 0. \quad (2.26)$$

Das heißt, dass das Feld in z -Richtung am Rand der Kavität verschwinden muss. Es gilt also $x_{\nu n} = k_c R$, wobei R der Radius des Hohlleiters und $x_{\nu n}$ die n -te Nullstelle der Besselfunktion der ν -ten Ordnung sind. Auflösen nach k_c und Einsetzen aller Komponenten in Gleichung (2.18) ergibt:

$$E_z = E_{z,0} J_{\nu} \left(\frac{x_{\nu n}}{R} r \right) e^{i(\omega t - \nu \phi - k_z z)}. \quad (2.27)$$

Die beiden Kennzahlen für die Mode, ν und n , werden dem Kürzel der Mode hinzugefügt, sodass die zur Beschleunigung genutzte Mode $TM_{\nu=0,n=1} = TM_{01}$ genannt wird.

$$E_z = E_{z,0} J_0 \left(\frac{x_{01}}{R} r \right) e^{i(\omega t - k_z z)}. \quad (2.28)$$

Mithilfe der Maxwellgleichungen können die anderen Komponenten berechnet werden, sodass sich die Felder wie in Abbildung 2.6 skizziert ausbreiten. Die weiteren Komponenten der Felder lauten:

$$E_r = -i \frac{k}{k_c} E_0 J'_0 \left(\frac{x_{01}}{R} r \right) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (2.29)$$

$$E_{\phi} = 0 \quad (2.30)$$

$$E_z = E_0 J_0 \left(\frac{x_{01}}{R} r \right) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (2.31)$$

$$H_r = 0 \quad (2.32)$$

$$H_{\phi} = -i \frac{1}{\mu c} \frac{k}{k_c} E_0 J'_0 \left(\frac{x_{01}}{R} r \right) e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (2.33)$$

$$H_z = 0. \quad (2.34)$$

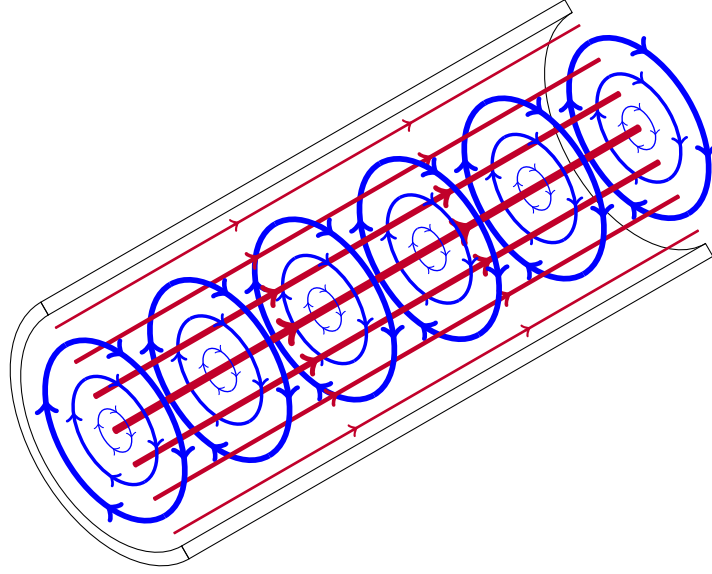


Abbildung 2.6: Graphische Darstellung der TM_{01} -Mode in einem zylindrischen Hohlleiter. In Rot ist das elektrische Feld und in Blau das magnetische Feld zu sehen.

Prinzipiell ist es möglich, mit dieser Feldverteilung Teilchen zu beschleunigen, allerdings ist die Phasengeschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit:

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k_z} = c \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{k_z^2}{k^2}}} > c. \quad (2.35)$$

Dafür werden die Gleichungen $k = \frac{\omega}{c}$ und $k_c^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2$ verwendet. Dies führt dazu, dass sich mit der Zeit die Phase des Feldes verschiebt und die Teilchen sich entlang der Feldlinien bewegen und somit entschleunigt werden.

Um dieses Problem zu lösen, werden Irisblenden, wie in Abbildung 2.7 zu sehen, in den Wellenleiter eingefügt. Durch die Randbedingungen (2.26) wird das Feld an den Blenden reflektiert und es kommt zu einer Überlagerung der sich in z -Richtung und der sich entgegen der z -Richtung ausbreitenden Welle, sodass sich stehende Wellen bilden. Formal wird eine Welle mit gleicher Amplitude, aber entgegengesetztem Wellenvektor mit der ursprünglichen Funktion überlagert:

$$E_r = -i \frac{k}{k_c} E_0 J'_0 \left(\frac{x_{01}}{R} r \right) [e^{i(\omega t - k_z z)} + e^{i(\omega t + k_z z)}] \quad (2.36)$$

$$= -i \frac{k}{k_c} E_0 J'_0 \left(\frac{x_{01}}{R} r \right) e^{i(\omega t)} 2 \cos(k_z z). \quad (2.37)$$

Aufgrund der Randbedingungen muss die Welle in z -Richtung genau dann Null sein, wenn dort eine Irisblende ist:

$$L_b = p \frac{\lambda_z}{2} = p \frac{\pi}{k_z}, \quad p \in \mathbb{N}. \quad (2.38)$$

Daraus lässt sich eine Bedingung für die z -Komponente des Wellenvektors in Abhängigkeit des Parameters p berechnen. In der Notation der Mode wird dieser Parameter angefügt,

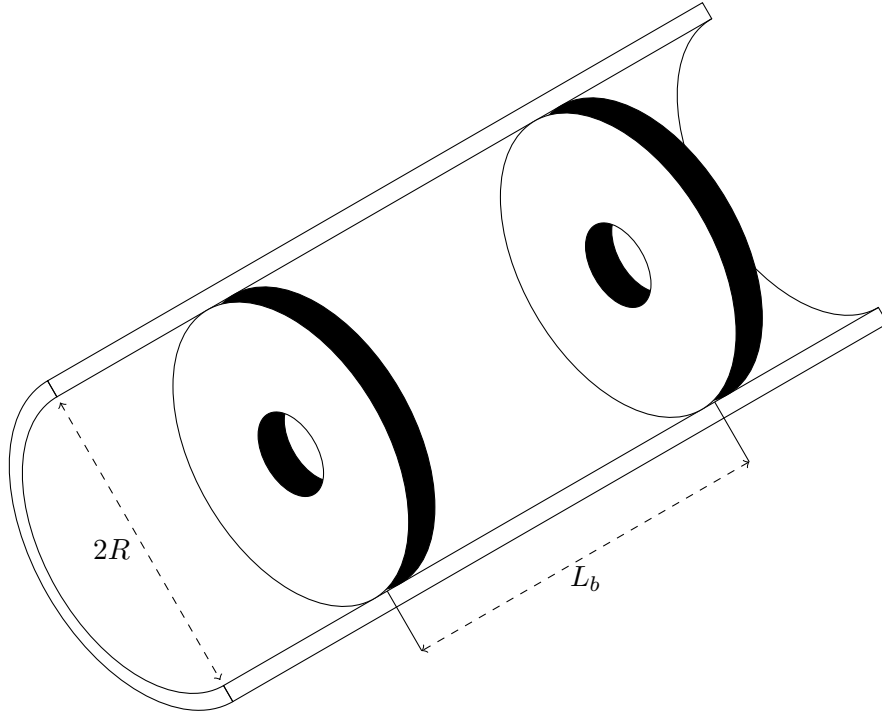


Abbildung 2.7: Wellenleiter mit Irisblenden. Sie reduzieren die Phasengeschwindigkeit der Welle im Hohlleiter.

sodass drei Zahlen die Mode spezifizieren: $TM_{\nu,n,p}$. Die Frequenz f der sich ausbreitenden Welle ist gegeben durch:

$$f = \frac{c}{2\pi} k = \frac{c}{2\pi} \sqrt{k_z^2 + k_c^2} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{p\pi}{L_b}\right)^2 + \left(\frac{x_{01}}{R}\right)^2}. \quad (2.39)$$

Wenn $p = 0$ gewählt wird, können f und λ unabhängig voneinander gewählt werden und so kann die Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = \lambda f$ auf Lichtgeschwindigkeit gesetzt werden.

2.6 Hochfrequenz-Parameter

Da die Moden im nicht idealisierten Wellenleiter nicht analytisch berechnet werden können, wird in diesem Abschnitt ein Ersatzschaltbild und damit ein technisches Modell zum einfachen Umgang mit Kavitäten vorgestellt. Des Weiteren werden diverse Parameter eingeführt, die für die reale Kavität und die Vermessung benötigt werden. Dazu wird von dem in Abbildung 2.8 dargestellten Ersatzschaltbild ausgegangen. Die Kavität als schwingfähiges System wird durch einen Parallelschwingkreis dargestellt. Der perfekte Resonator, der nur aus Induktivität und Kapazität besteht, ist in der Realität verlustbehaftet. Dieser Verlust wird durch die Ströme in der Oberfläche der Kavität erzeugt und wird im Ersatzschaltbild über R_P berücksichtigt. Im Gegensatz zu einer realen Kavität ist im Bild nur eine Frequenz schwingfähig. Im Folgenden ist damit immer die TM_{010}, π -Mode gemeint, da sie zum Beschleunigen benutzt wird.

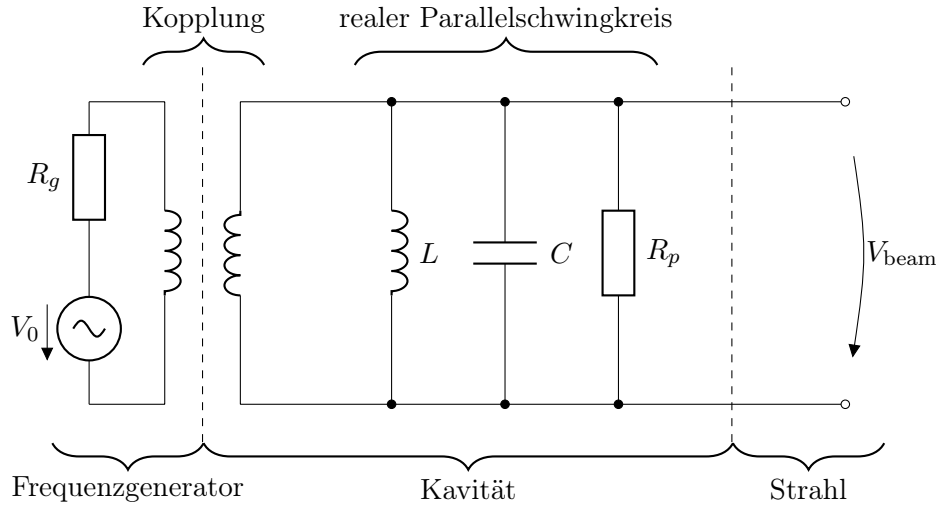


Abbildung 2.8: Ersatzschaltbild der Kavität. Der eigentliche Resonator ist als Parallelschwingkreis dargestellt. Die Verluste an der Oberfläche werden mittels R_p modelliert. Die Antenne ist als Transformator dargestellt [CW15].

Die Übertragung der HF-Leistung in die Kavität geschieht im Ersatzschaltbild über einen Transformator. In der Realität wird mithilfe von Antennen an das Feld der Kavität gekoppelt.

Das elektrische Feld im Resonator beschleunigt die Teilchen. Ein Maß für die übertragene Leistung ist die Shunt-Impedanz R_s .

2.6.1 Kopplung κ

Der Kopplungsparameter κ kann allgemein als Verhältnis der Impedanzen vor und nach der Antenne angegeben werden:

$$\kappa = \frac{Z_{\text{Antenne}}}{Z_{\text{Kavität}}} \quad (2.40)$$

Um das Hochfrequenzfeld in eine Kavität einzukoppeln, gibt es drei Möglichkeiten der Kopplung (siehe Abbildung 2.9). Zunächst kann das Feld über ein Loch in die Kavität gekoppelt werden. Variiert man die Breite des Lochs, kann der Kopplungsfaktor κ verändert werden. Diese Art der Kopplung wird zwischen den einzelnen Zellen eines Resonators verwendet.

Die anderen Möglichkeiten benutzen Antennen. Verwendet man eine schleifenförmige Antenne, wird durch den Wechselstrom in der Schleifenantenne ein magnetisches Feld erzeugt, das die Schwingung in der Kavität anregt. Diese Art der Kopplung wirkt induktiv. Durch Drehen der Schleifenantenne kann das erzeugte Feld in der Antenne an das im Resonator angepasst und somit die Kopplung verändert werden. Da hier die Energie mithilfe des Magnetfelds übertragen wird, ist sie besonders in Regionen mit starkem magnetischem Feld geeignet.

Im Gegensatz dazu kann mithilfe einer geraden Antenne an das elektrische Feld gekoppelt werden. Hier wird die Kopplung über die Länge der Antenne variiert. Je größer sie ist, desto größer ist das Feld, das von der Antenne ausgeht, und desto stärker ist die Kopplung.

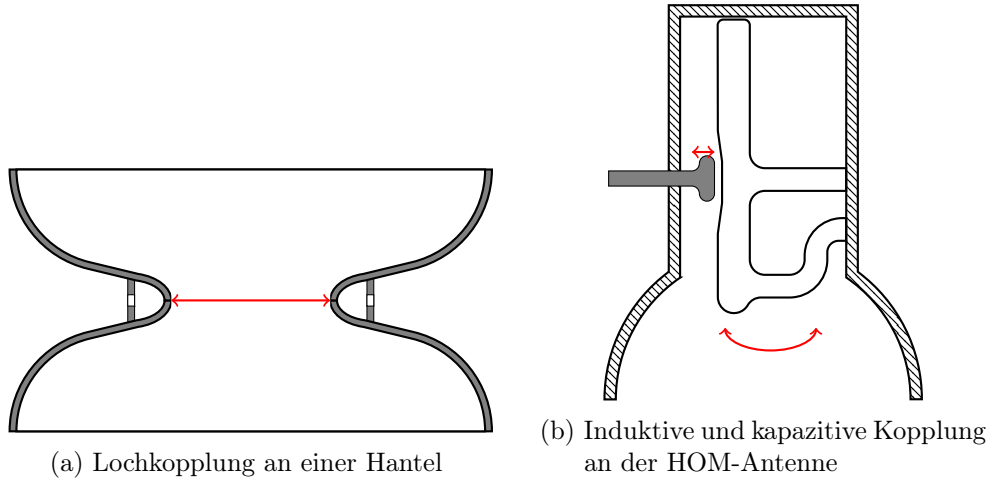


Abbildung 2.9: Die verschiedenen Arten, ein elektrisches Feld in einen Hohlraum zu koppeln. Links ist eine Lochkopplung dargestellt. Die Kopplungsstärke kann über die Breite des Lochs geregelt werden. Rechts wird mithilfe einer geraden Antenne an das elektrische Feld gekoppelt. Hier wird die Kopplung über die Länge der Antenne variiert. Auch über das magnetische Feld kann gekoppelt werden. Dazu wird eine Induktivität, also eine schleifenförmige Antenne benötigt. Hier wird die Kopplung über den Drehwinkel variiert [Ale11].

2.6.2 Resonanzfrequenz

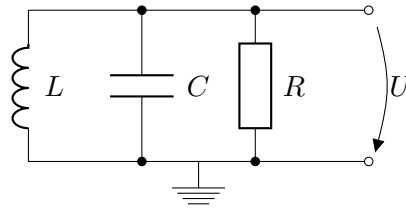


Abbildung 2.10: Realer Schwingkreis aus Induktivität L , Kapazität C und Widerstand R .

Die Kavität wird im Ersatzschaltbild durch einen belasteten Parallelschwingkreis modelliert wie in Abbildung 2.10. Die interessantesten Größen sind dabei die Resonanzfrequenz und die Güte des Schwingkreises.

Die Spannung wird mithilfe der Ladungserhaltung und einfachem Differenzieren in der Zeit als Differentialgleichung der Form:

$$0 = \frac{d^2 U}{dt^2} + \frac{1}{RC} \frac{dU}{dt} + \frac{1}{LC} U \quad (2.41)$$

geschrieben. Mit einem Ansatz der Form $U = U_0 \exp(\lambda t)$ und der Umbenennung $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ erhält man als charakteristisches Polynom für λ :

$$0 = \lambda^2 + \frac{\lambda}{RC} + \omega_0^2 \quad (2.42)$$

und damit die beiden Lösungen:

$$\lambda_{1,2} = -\frac{1}{2CR} \pm \sqrt{\frac{1}{4C^2R^2} - \omega_0^2} \quad (2.43)$$

Der erste Term ist dabei reell und dämpft die Schwingung. Ist der zweite Teil imaginär, schwingt die Spannung mit einer Kreisfrequenz von:

$$\omega_D = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{4C^2R^2}}. \quad (2.44)$$

Sie ist im Vergleich zum ungedämpften Fall ² verringert. Bei einer Kopplung von 1 wird die gesamte Leistung in der Kavität deponiert und keine reflektiert. Um die Verschiebung der Frequenz aufgrund der elektrischen Eigenschaften der Antenne zu berechnen, wird ein Parallelschwingkreis aus Induktivität L , Kapazität C und Widerstand R betrachtet. Dann ist die Güte durch $Q = R\sqrt{\frac{C}{L}}$ und die gedämpfte Eigenfrequenz ω_D durch $\omega_D = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{1}{4C^2R^2}}$ gegeben.

2.6.3 Güte Q

Die Güte beschreibt das Verhältnis von Gesamtenergie im Oszillator zum Energieverlust pro Periode der Schwingung. Je höher die Güte ist, desto geringer ist die dissipierte Leistung.

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energie im Resonator}}{\text{Energieverlust pro Schwingungsperiode}} \quad (2.45)$$

Aus den Parametern des Parallelschwingkreises kann die Güte Q des hier betrachteten Parallelschwingkreises nach H. Klein [Kle92, S. 108] durch Vergleich von Gleichung (2.41) mit den Gleichungen (43) und (45) der Quelle mithilfe der Schwingkreisparameter als:

$$Q = R\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.46)$$

geschrieben werden.

Zur realen Messung der Güte wird eine analoge Definition benutzt:

$$Q = \frac{f_{\text{res}}}{BW}, \quad (2.47)$$

wobei BW die Bandbreite und f_{res} die Resonanzfrequenz des Oszillators ist. Die Bandbreite ist die Differenz der Frequenzen, bei denen die Real- und Imaginärteile der Resonatorimpedanz gleich sind. Dies entspricht bei einem kritisch gekoppelten Resonator einem Abfall des Feldes von 3 dB.

Diese unbelastet genannte Güte Q_0 wäre nur durch die Kavität gegeben. Jedes Anschließen eines Gerätes an die Kavität führt jedoch zu weiteren Verlusten, da jede Antenne nicht nur Leistung in den Resonator bringt, sondern auch etwas entnimmt. Daher

² $\lim_{R \rightarrow \infty}$

können weitere Güten definiert werden. Die Güte des Gesamtsystems aus Kavität, Antenne und angeschlossenem Netzwerk wird belastete Güte Q_L genannt. Sie ergibt sich aus der unbelasteten und der externen Güte Q_E , also der Güte des Netzwerks über:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_E}. \quad (2.48)$$

Aus der belasteten Güte Q_L kann die unbelastete Güte des Resonators nach S. Schumann in [Sch04] unter Berücksichtigung der Antenne mit:

$$Q_0 = Q_L(1 + k) = \frac{f_{\text{res}}}{BW}(1 + k) \quad (2.49)$$

berechnet werden. Dabei ist $k = \frac{R_{\text{res}}}{R_{\text{Leitung}}} = \frac{R_{\text{res}}}{50\Omega}$ die Kopplung der Antenne. Zur Berechnung der Güte müssen dann bei der Messung sowohl die Resonanzfrequenz als auch die Bandbreite und Resonanzimpedanz R_{res} gemessen werden.

2.6.4 Shuntimpedanz R_s

Der letzte Teil des Ersatzschaltbildes ist die Übertragung der Energie in der Kavität. Da im Rahmen dieser Arbeit kein Strahltest geplant ist, wird die Shuntimpedanz für die Vollständigkeit des Bildes erwähnt. Sie ist ein Maß für die auf den Strahl übertragene Leistung. Im Ersatzschaltbild ist sie gegeben durch:

$$R_s = \frac{U_{\text{Peak}}^2}{2P}. \quad (2.50)$$

Dabei ist U die Spannung im Resonator und P die vom Resonator aufgenommene Leistung.

2.6.5 S-Parameter



Abbildung 2.11: Links dargestellt ist ein Vierpol mit den üblichen vier Kenngrößen, zwei Strömen und zwei Spannungen. Rechts ist dasselbe Netzwerk dargestellt in der für die Hochfrequenztechnik üblichen Portdarstellung. Links ist Port 1 und rechts Port 2, die jeweils durch eine einlaufende und eine auslaufende Welle beschrieben werden.

Da die fertige Kavität bei $T = 1,8\text{ K}$ eine Resonanzfrequenz von $f_{\text{res}}(1300,00 \pm 0,05)\text{ MHz}$ [Gmb14] besitzen wird, ist es sinnvoll, für die Vermessung die S-Parameter gemäß [Cas92] einzuführen.

Bei hohen Frequenzen ist es praktisch, Netzwerke nicht mehr mittels Strömen und Spannungen zu beschreiben, sondern über ein- und auslaufende Wellen. Hierbei wird

ein Vierpol zu einem Zwei-Tor-Netzwerk wobei sich die relevanten Größen wie in Abbildung 2.11 ändern. Alle Wellen, die in Richtung des n-Tors laufen, werden $a(a_1, a_2, a_3, \dots, a_n)$ genannt und alle auslaufenden Wellen analog b . Die Ströme werden als positiv definiert, wenn sie in das n-Tor hinein laufen. Der Zusammenhang der Wellen mit den Spannungen und Strömen des Vierpols folgt Gleichung (2.51):

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{U_n}{\sqrt{Z_0}} + I_n \sqrt{Z_0} \right) \\ b_n &= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{U_n}{\sqrt{Z_0}} - I_n \sqrt{Z_0} \right). \end{aligned} \quad (2.51)$$

Die S-Parameter verknüpfen die einlaufenden und auslaufenden Wellen in der Form:

$$\vec{b} = \mathbf{S} \vec{a}. \quad (2.52)$$

Dabei kommt S vom englischen Wort *scattering* und beschreibt die Streuungen der Wellen am untersuchten n-Tor. Die $\mathbf{S}$ -Matrix besitzt n^2 Einträge, im Falle eines Zweitores also 4 Parameter mit den folgenden physikalischen Bedeutungen:

S_{11} gibt an, welcher Anteil der einfallenden Welle vom perfekt terminierten³ Netzwerk reflektiert wird.

S_{12} gibt an, welcher Anteil der am Ausgang einlaufenden Welle durch das Netzwerk transmittiert wird.

S_{21} gibt an, welcher Anteil der an Tor 1 einlaufenden Welle durch das Netzwerk transmittiert wird.

S_{22} gibt an, welcher Anteil der an Tor 2 einlaufenden Welle am Netzwerk reflektiert wird.

Über alle Komponenten der $\mathbf{S}$ -Matrix kann ein Resonator untersucht werden. Die interessanten Kenngrößen sind dabei die Resonanzfrequenz und die Bandbreite und, zur Berechnung der Kopplung, die Resonanzimpedanz. Die Reflektionskoeffizienten verringern sich bei Resonanz, da die Leistung nicht mehr reflektiert, sondern vom Resonator aufgenommen wird, während die Transmissionskoeffizienten ansteigen.

2.7 Slater-Theorem

Das Slater-Theorem beschreibt die Änderung der Resonanzfrequenz eines Hohlraumresonators bei einer Feldverdrängung durch einen Fremdkörper oder Verformung der Wände bei einem bekannten Feld im Inneren des Resonators. Dieses Prinzip ist aufgrund von zwei Effekten besonders wichtig: Zum einen verdrängen die Antennen das Feld und führen so zu einer unerwünschten Änderung der Resonanzfrequenz, andererseits können durch Einbringen eines Störkörpers auf das Feld am Ort des Störkörpers Rückschlüsse gezogen werden.

³das heißt 50Ω an Tor 2

Das allgemeine Slater-Theorem (Gleichung (2.53) aus [Sla50]) beschreibt die Frequenzänderung bei einem infinitesimalen Eindrücken der Wände:

$$f_{\text{res}}^2 = f_{\text{res},0}^2 \left(1 + \int (H_a^2 - E_a^2) dV \right). \quad (2.53)$$

Dabei ist $f_{\text{res},0}$ die Resonanzfrequenz der ungestörten, nicht eingedrückten Kavität und f_{res} die Resonanzfrequenz der gestörten Kavität. H_a und E_a sind zu den magnetischen und elektrischen Feldern in der ungestörten Kavität proportional und werden über das durch die Verformung oder den Störkörper verdrängte Volumen dV integriert. Um zu einer endlichen Ausdehnung zu gelangen, muss die Störung über das Volumen der Änderung integriert werden.

Allerdings müssen für die Berechnung der Frequenzänderungen die Felder, die Größe und der Ort des Störkörpers exakt bekannt sein. Die in der Arbeit untersuchten Felder der Resonatoren lassen sich nicht analytisch berechnen und es müssen Näherungen und Simulationen benutzt werden. Ein anderer Ansatz ist das vergleichende Messen mehrerer gekoppelter Oszillatoren, wie es im folgenden Abschnitt für die Feldglattheitskorrektur durchgeführt wird.

2.8 Feldglattheitskorrektur

Die Feldglattheit beschreibt die Verteilung des Feldes innerhalb einer mehrzelligen Kavität. Um das Oberflächenfeld auf der Kavität möglichst klein zu halten und Quenche zu vermeiden, sollte in jeder Zelle der Kavität dieselbe Energie gespeichert werden und damit die Felder gleich stark sein. Dafür müssen die Frequenzen der einzelnen Zellen und Halbzellen aufeinander abgestimmt werden. Die Berechnung der Korrekturfaktoren erfolgt dabei nach H. Padamsee [PKH98, S.129ff]. Da im Herstellungsprozess der supraleitenden Kavitäten bereits an den Hanteln (siehe Abbildung 2.9a) Korrekturen der Resonanzfrequenz (Tuning) vorgenommen werden, sind kleine Änderungen vonnöten.

Die nachfolgende Berechnung kann ohne Kenntnis der Quelle verstanden werden. Änderungen zur Berechnung durch H. Padamsee werden explizit hervorgehoben.

Zum einen werden im Folgenden als Ersatzschaltbild Parallelschwingkreise benutzt, da die elektrischen Felder der Kavitäten und damit im Ersatzschaltbild die Spannung die interessierende Größe ist. Im Gegensatz dazu benutzt Padamsee Reihenschwingkreise und betrachtet die Ströme.

Auch werden die durch Kapazitäten modellierten Strahlrohre weggelassen, da die Hanteln keine fertigen Kavitäten sind und daher keine Strahlrohre besitzen, die berücksichtigt werden müssen. Diese zweite Änderung erzeugt eine Abweichung in der Berechnung der Frequenzkorrektur, wie sie hier vorgestellt wird, im Vergleich zu der von H. Padamsee berechneten.

Das Ersatzschaltbild, das für die Feldglattheitskorrektur benutzt wird, ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Die schwingfähigen Halbzellen sind dabei als idealisierter Parallelschwingkreis aus der Induktivität L und Kapazität C modelliert. Die Schwingfrequenz dieses Schwingkreises liegt bei $f_0 = \frac{1}{2\pi}\omega_0 = \frac{1}{2\pi}\frac{1}{\sqrt{LC}}$. Die beiden Resonatoren sind durch die Kopplungskapazität C_k elektrisch gekoppelt. Die Spannungen U_1 und U_2 sind proportional zum elektrischen Feld in den Hohlraumresonatoren.

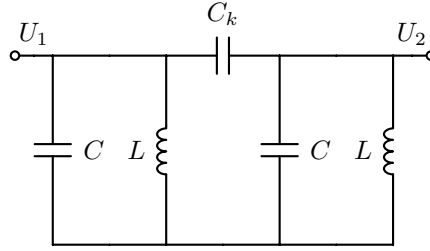


Abbildung 2.12: Ersatzschaltbild für eine Hantel. Sie ist aus zwei idealisierten Halbzellen aufgebaut, die über die Kapazität C_k aneinander gekoppelt sind. Die schwingfähigen Halbzellen sind dabei idealisiert als Parallelschwingkreis aus L und C ohne Widerstand angenommen. Die Spannungen U_1 und U_2 sind proportional zum elektrischen Feld in den jeweiligen Halbzellen.

Das 1. Kirchhoffsche Gesetz führt für N solcher gekoppelter Resonatoren zum Gleichungssystem (2.54):

$$\begin{aligned} 0 &= i\omega C U_1 + \frac{1}{i\omega L} U_1 + i\omega(U_1 - U_2)C_k, & \text{wenn } n = 1 \\ 0 &= i\omega C U_n + \frac{1}{i\omega L} U_n + i\omega(2U_n - U_{n+1} - U_{n-1})C_k, & \text{wenn } 1 < n < N \\ 0 &= i\omega C U_N + \frac{1}{i\omega L} U_N + i\omega(U_N - U_{N-1})C_k, & \text{wenn } n = N \end{aligned} \quad (2.54)$$

Verwendet man $k = \frac{C_k}{C}$, $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ und $\Omega = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ und beschränkt man sich auf zwei gekoppelte Oszillatoren folgt Matrixgleichung (2.55):

$$\Omega \vec{U} = \begin{pmatrix} 1+k & -k \\ -k & 1+k \end{pmatrix} \vec{U}. \quad (2.55)$$

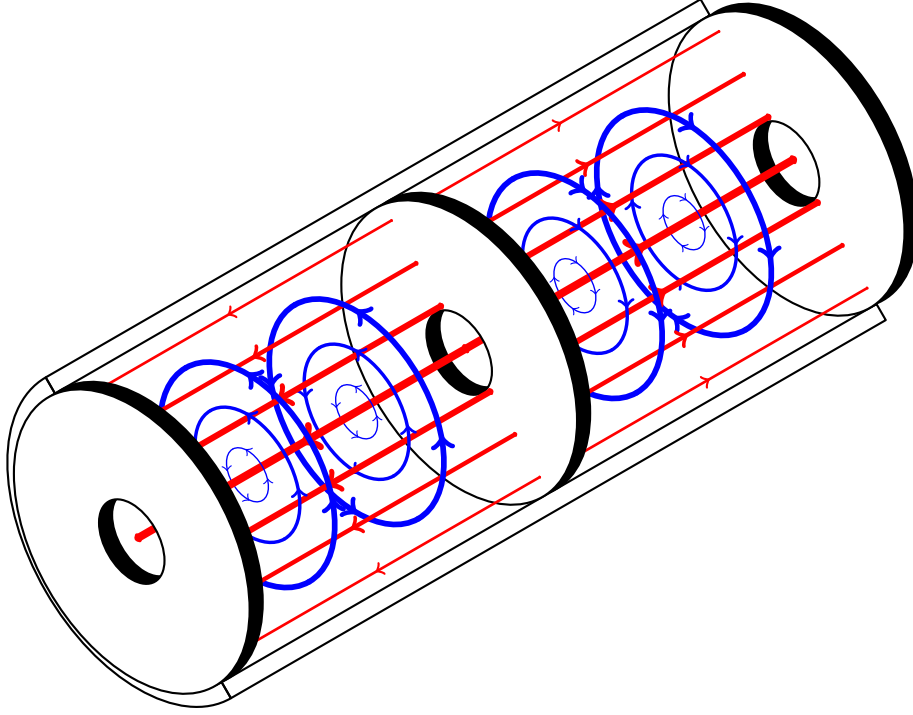
Das System hat zwei Eigenwerte mit den Eigenvektoren:

$$\Omega_0 = 1 \text{ mit } \vec{U}_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ und } \Omega_\pi = 1 + 2k \text{ mit } \vec{U}_\pi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

Da die Vektoren die Spannungen in den Zellen der Kavität angeben, lassen sich aus den Lösungen die Phasendifferenzen ablesen. Die erste Lösung lässt sich der Fundamental-mode (0-Mode) zuordnen, das heißt von einer Zelle zur nächsten ändert sich die Phase der Hochfrequenz nicht. Die zweite Lösung gehört zur π -Mode und der Phasenunterschied zwischen den Zellen beträgt 180° . Da die Eigenfrequenzen messbar sind, kann aus den Lösungen und Messung der Resonanzfrequenzen der Moden des gekoppelten Oszillators die Kopplung k aus Gleichung (2.57) berechnet werden.

$$\frac{\Omega_0}{\Omega_\pi} = \frac{f_{\text{res},\pi}^2}{f_{\text{res},0}^2} = 1 + 2k \quad (2.57)$$

Im Vergleich zur Berechnung nach H. Padamsee ist diese Gleichung der einzige Unterschied, der sich im Laufe der Berechnung nicht herauskürzt und für das Ergebnis relevant ist.

Abbildung 2.13: π -Mode in einer aus mehreren Pillboxen bestehenden Kavität.

Die Störung an den einzelnen Zellen werden im Folgenden modelliert. Da die Kreisfrequenz $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ist, kann ein Frequenzfehler in einer Halbzelle modelliert werden, indem die Kapazität C durch $C_i = C(1 + \epsilon_i)$ ersetzt wird. Dabei ist ϵ_i klein, sodass es sich für störungstheoretische Ansätze eignet. Setzt man dies in Gleichung (2.54) ein, wird ein Störungsterm in Gleichung (2.55) erzeugt:

$$\Omega' \vec{U}' = \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_1 + k & -k \\ -k & 1 + \epsilon_2 + k \end{pmatrix} \vec{U}' = \left[\begin{pmatrix} 1 + k & -k \\ -k & 1 + k \end{pmatrix} + \underbrace{\begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}}_{\text{Störungsmatrix}} \right] \vec{U}' \quad (2.58)$$

Die gestrichenen Größen sind dabei die Lösungen des gestörten Systems. Diese Gleichung kann nun störungstheoretisch entwickelt werden, um den Einfluss auf die Eigenvektoren und Eigenwerte zu berechnen.

Verwendet man die erste Ordnung Störungstheorie, ergeben sich für die Abweichungen vom ungestörten Eigenvektor und Eigenwert:

$$\delta\Omega^{(m)} \equiv \Omega'^{(m)} - \Omega^{(m)} = \langle m | E | m \rangle = \sum_{j,k} U_j^{(m)} \delta_{jk} \epsilon_j U_k^{(m)} = \sum_j U_j^{(m)} \epsilon_j U_j^{(m)} \quad (2.59)$$

$$\delta\vec{U}^{(m)} \equiv \vec{U}'^{(m)} - \vec{U}^{(m)} = \sum_{n \neq m} \frac{1}{\Omega^{(m)} - \Omega^{(n)}} \sum_j U_j^{(m)} \epsilon_j U_j^{(n)} \vec{U}^{(n)}. \quad (2.60)$$

Dabei sind die mit einem Index bezeichneten Größen einer Mode zugehörig. In dieser Berechnung wären die Indexmengen $m, n \in \{0, \pi\}$. Bei der Vermessung des gekoppelten

Oszillatoren werden indirekt die Spannungen in den Einzelresonatoren gemessen. Deshalb wird Gleichung (2.60) benutzt um eine Matrix $\mathbf{H}$ zu definieren, die den gemessenen Amplitudenfehler gemäß:

$$\delta \vec{U}^{(m)} = \vec{U}'^{(m)} - \vec{U}^{(m)} = \mathbf{H} \vec{\epsilon} \quad (2.61)$$

in einen Kapazitätsfehler transformiert. Diese Matrix lässt sich durch Umformen von Gleichung (2.60) berechnen, indem bei der komponentenweisen Betrachtung der Kapazitätsfehler ϵ_j aus der Summe gezogen wird:

$$H_{lk}^{(m)} = \sum_{j \neq m} \frac{U_l^{(j)} U_k^{(j)} U_k^{(m)}}{\Omega^{(m)} - \Omega^{(j)}} \quad (2.62)$$

Das Ziel ist, $\vec{\epsilon}$ aus Gleichung (2.61) zu berechnen. Da $\vec{U}'^{(m)}$ die Spannungen in der gestörten Kavität sind, können sie gemessen werden. Die letzte Unbekannte ist somit $\vec{U}^{(m)}$ und wird im Folgenden bestimmt.

Zur Messung von $\vec{U}^{(m)}$ wird jeder Oszillator mit demselben Störkörper gestört und damit einer Störung ϵ_{sk} ausgesetzt. Formal wird dies durch einen weiteren Störterm in Gleichung (2.58) umgesetzt. Dann ist die Verschiebung der gestörten Eigenwerte durch die zweite Störung gemäß der Störungstheorie gegeben durch Gleichung (2.63):

$$\delta \Omega_j'^{(\pi)} = \left(U_j'^{(\pi)} \right)^2 \epsilon_{\text{sk}} \quad (2.63)$$

Hier wurde $m = \pi$ gesetzt, da nur die π -Mode für die Beschleunigung relevant ist. Diese Frequenzstörung, die durch den Störkörper verursacht wird, kann gemessen werden. Um die Kapazitätsstörungen in Gleichung (2.61) zu bestimmen, muss noch $U_j'^{(\pi)}$ bestimmt werden. Dazu betrachtet man die Frequenzverschiebung $\delta f_j'^{(\pi)}$. Sie lässt sich mit der Näherung $f'^{(\pi)} + f_j''^{(\pi)} \approx f_j''^{(\pi)}$, der Gleichung (2.63) und $\Omega = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ durch Gleichung (2.64) ausdrücken. In dieser Formel wird im Unterschied zur Berechnung von Padamsee [PKH98, S.129ff] die negative Frequenzverschiebung betrachtet. Dieses Vorzeichen stammt aus der Definition von $\Omega = \frac{\omega^2}{\omega_0^2}$ in der Quelle und kürzt sich in Gleichung (2.68) wieder heraus.

$$- \delta f_j'^{(\pi)} = \frac{1}{2} \frac{\delta \Omega_j'^{(\pi)}}{\Omega'^{(\pi)}} f'^{(\pi)} = \frac{1}{2} \frac{f'^{(\pi)}}{\Omega'^{(\pi)}} \left(U_j'^{(\pi)} \right)^2 \epsilon_{\text{sk}} \quad (2.64)$$

Diese Frequenzdifferenz kann für jede Zelle gemessen werden. Um im Weiteren Gleichung (2.61) benutzen zu können, wird ein Ausdruck für $\delta \vec{U}^{(\pi)}$ benötigt. Um diesen zu erhalten, wird $\left(U_j'^{(\pi)} \right)^2$ betrachtet und, da die Störung klein ist, wird sie bis zur ersten Ordnung um Null entwickelt:

$$\left(U_j'^{(\pi)} \right)^2 = \left(U_j^{(\pi)} \right)^2 \left(1 + \frac{\delta U_j^{(\pi)}}{U_j^{(\pi)}} \right)^2 \approx \left(U_j^{(\pi)} \right)^2 \left(1 + \frac{2 \delta U_j^{(\pi)}}{U_j^{(\pi)}} \right) \quad (2.65)$$

Kombiniert man diesen Ausdruck mit Gleichung (2.64), erhält man Gleichung (2.66).

$$\delta U_j^{(\pi)} = \left(\frac{-\delta f_j'^{(\pi)}}{\left(U_j^{(\pi)} \right)^2} \left[\frac{2 \Omega'^{(\pi)}}{\epsilon_{\text{st}} f'^{(\pi)}} \right] - 1 \right) \frac{U_j^{(\pi)}}{2} \quad (2.66)$$

In der Gleichung tauchen noch Größen auf, die nicht bekannt sind, wie ϵ_{st} und $\Omega'^{(N)}$. Um einen Ausdruck zu finden, der diese Größen vermeidet, wird die mittlere Frequenzabweichung $\langle \delta f' \rangle$ betrachtet:

$$-\langle \delta f' \rangle = \frac{1}{N} \sum_j -\delta f'_j = \frac{1}{2} \frac{f'^{(\pi)}}{\Omega'^{(\pi)}} \frac{\epsilon_{\text{st}}}{N} \sum_j \left(U_j^{(\pi)} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{f'^{(\pi)}}{\Omega'^{(\pi)}} \frac{\epsilon_{\text{st}}}{N} \quad (2.67)$$

Im letzten Schritt wird die Normalisierung der Eigenvektoren benutzt. Damit kann die Klammer in Gleichung (2.66) ersetzt werden und $\delta U_j^{(\pi)}$ ist nur von Größen abhängig, die entweder aus der Berechnung der Eigenvektoren oder Messungen kommen.

$$\delta U_j^{(\pi)} = \left[\frac{-\delta f'_j}{-\langle \delta f' \rangle} - 1 \right] \frac{U_j^{(\pi)}}{2} \quad (2.68)$$

Die weiteren Ausführungen sind identisch zu denen ab Gleichung 7.49 in [PKH98, S. 139f]. Sie werden aus Gründen der Vollständigkeit noch erläutert.

Zur Berechnung des Kapazitätsfehlers $\vec{\epsilon}$ muss die Matrix H invertiert werden. Da die Feldglattheit eine relative Größe zwischen den Zellen ist, kann nur der relative Fehler berechnet werden. Dies führt dazu, dass die Matrix H nicht invertierbar ist. Aus diesem Grund wird zunächst eine Zelle als fehlerfrei angenommen und nach Berechnung des relativen Fehlers der Einfluss der fehlerhaften Annahme durch eine Verschiebung der Resonanzfrequenz korrigiert.

Um die Matrix invertierbar zu machen, wird der Fehler einer Zelle auf null gesetzt: $\epsilon_j = 0$. Wählt man die letzte, fallen die letzte Zeile und Spalte von H weg und man erhält eine reduzierte, invertierbare Matrix H_r . Reduziert man ebenfalls die Vektoren $\vec{\epsilon}$ und $\vec{U}$ können die Kapazitätsfehler der übrigen Zellen über Gleichung (2.69) ausgedrückt werden.

$$\vec{\epsilon}_r = (H_r)^{-1} \delta \vec{U}_r \quad (2.69)$$

Um die Gesamtfrequenz der Zelle nicht zu verändern, muss das Mittel der Korrekturen bei null liegen. Damit ergeben sich die Frequenzkorrekturen für jede Zelle zu $(\epsilon_c)_j = -[(\epsilon_r)_j - \langle \vec{\epsilon}_r \rangle]$ mit $\langle \vec{\epsilon}_r \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} (\epsilon_r)_j$ und $(\epsilon_r)_N = 0$. Diese Kapazitätsfehler können in einen Frequenzfehler umgerechnet werden, der die Resonanzfrequenz nicht verändert:

$$\delta \vec{f}_c = \vec{\epsilon}_c \frac{f_\pi}{2N} \quad (2.70)$$

Da nun die Resonanzfrequenz des Gesamtsystems f_π im Allgemeinen nicht mit der gewünschten Frequenz $f_{\text{ziel},\pi}$ übereinstimmt, wird der Fehler mithilfe von

$$\delta f = \frac{f_{\text{ziel},\pi} - f_{\text{gemessen},\pi}}{N} \quad (2.71)$$

korrigiert. Dann folgt, dass die j-te Zelle gemäß Gleichung (2.72) korrigiert werden muss.

$$\Delta f_{\text{res},j} = \delta(\vec{f}_c)_j + \delta f \quad (2.72)$$

Führt man diese Korrekturen aus, dann ist das Feld in jeder Zelle gleichstark ausgeprägt und die Zellen besitzen die gewünschte Eigenfrequenz. Zur Einflussnahme auf die Kavitäten wird die Form verändert. Die Zellen werden gestaucht beziehungsweise gestreckt, bis sie mit der korrekten Frequenz schwingen.

Um diese Korrekturen zu berechnen zu können, werden die Resonanzfrequenzen sowohl der π - als auch der 0-Mode, benötigt. Des Weiteren müssen die Resonanzfrequenzen des gekoppelten Systems bei eingeführtem Störkörper in jeder Zelle gemessen werden. Die Zielfrequenz der Hantel muss ebenfalls bekannt sein. Dann ist ein korrektes Abstimmen der Hanteln möglich.

3 Materialtests

Die Niobleche, die zur Kavität verarbeitet werden, müssen ein hohes RRR (siehe Unterabschnitt 2.3.1) besitzen. Da dieses von den Fremdatomen, die im Material eingeschlossen sind, abhängig ist, soll das Metall auf die Anzahl und Art der Verunreinigungen sowie die Homogenität des verwendeten Materials geprüft werden.

Die Verunreinigungen kommen auf unterschiedlichen Wegen zustande. Zum einen können Elemente, die bezüglich der chemischen oder physikalischen Eigenschaften ähnlich sind, nur schwer abgeschieden werden. Deshalb treten Verunreinigungen von Elementen, die ähnliche Massen besitzen und in derselben chemischen Hauptgruppe liegen, wie in diesem Fall Molybdän (Mo) oder Tantal (Ta), auf.

Andere Verunreinigungen werden erst bei der Bearbeitung des Materials hinzugefügt, zum Beispiel Eisen (Fe) oder Aluminium (Al), die beim Bearbeiten mit Stahlwalzen eingetragen werden können oder durch sonstige mechanische Belastung erzeugt werden. Auch die umgebende Atmosphäre kann zu Verunreinigungen, beispielsweise zu Beiträgen von Sauerstoff (O) oder Stickstoff (N), führen.

Der Hersteller des Niobs gibt Obergrenzen für Verunreinigungen durch andere Elemente an, die in Tabelle 3.1 aufgeführt sind.

Element	Ta	W	Ti	Fe	Si	Mo	Ni	O	N	C
Anteil in ppm	500	70	50	30	30	50	30	10	10	10

Tabelle 3.1: Vom Hersteller angegebene Obergrenzen der Verunreinigungen des Niobs.¹

Die vom Hersteller angegebenen Werte sollten im Rahmen dieser Arbeit überprüft werden. Dazu wird Niob, das beim Wasserstrahlschneiden als Rest vorhanden ist oder nicht für die Bearbeitung zugelassen wurde, mit verschiedenen Methoden in Kollaboration mit drei Instituten untersucht. Hierbei sind drei unterschiedliche Messmethoden zum Einsatz gekommen:

1. Elektronenstrahl-Mikrosonde mit Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA)
2. Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS)
3. Neutronenaktivierungsanalyse (NAA)

Vor dem Tiefziehen der Bleche zu Halbzellen wurde ein Wirbelstromtest an allen gelieferten Blechen durchgeführt. Dabei wurden einige Störstellen im Metall gefunden. Eines der Bleche wurde aufgrund von Störstellen auf Vorder- und Rückseite aus der Produktion ausgeschlossen. Da die Wirbelstromprüfung jedoch keinen Rückschluss auf die Art der Störstelle zulässt, werden sie mithilfe der Elektronenstrahl-Mikrosonde mit Röntgenfluoreszenz vermessen und damit festgestellt, ob es sich um Einschlüsse von Fremdelementen handelt. Diese Untersuchung wurde am Institut für Geowissenschaften der Universität Mainz durchgeführt. Die Elektronenstrahl-Mikrosonde ist ein Rasterelektronenmikroskop.

Es wird ein Elektronenstrahl über die Probe geführt und aus der Intensität der gestreuten Elektronen Rückschlüsse auf das Material gezogen. Die Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA) hilft bei der Analyse der bestrahlten Elemente. Da die Atome des Materials angeregt werden, emittieren sie eine für das Element charakteristische Röntgenstrahlung. Die Analyse der Strahlen erlaubt es, das Element zu bestimmen.

Eine qualitative Aussage über die enthaltenen Elemente wird mit einer Sekundärionen-Massenspektrometrie, die an der Technischen Universität Darmstadt durchgeführt wurde, erreicht. Dabei werden mithilfe eines Sauerstoffionenstrahls Atome aus der Probe gelöst. Die so ionisierten Teilchen werden untersucht. Somit können alle Elemente außer Sauerstoff, der aufgrund der Verwendung als Primärion im Hintergrund vorhanden ist, detektiert werden. Durch Bestrahlen einer Stelle kann so schichtweise die Probe abgetragen werden und es ist möglich, ein Tiefenprofil der Probe aufzunehmen. Es lässt sich also überprüfen, welche Elemente in der Probe vorkommen und mithilfe des Profils auch, welche Elemente oberflächliche Verunreinigungen sind und welche tiefer und daher wahrscheinlich auch homogen im Material verteilt sind.

Die Neutronenaktivierungsanalyse in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernchemie dient der quantitativen Bestimmung der Fremdelemente, die bei der Massenspektrometrie detektiert wurden. Bei der NAA wird die Probe mithilfe von Neutronen aus einem Kernreaktor aktiviert und das Spektrum der aktivierten Probe untersucht. Da die Neutronen das gesamte Probenmaterial durchdringen, ist es mit dieser Methode möglich den Gesamtanteil der Elemente zu bestimmen.

3.1 Elektronenstrahl-Mikrosonde mit Röntgenfluoreszenzanalyse (EMS-RFA)

Der für diese Analyse verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Er besteht grob aus zwei Bestandteilen, einmal der Elektronenstrahl-Mikrosonde (hellgrau) und der RFA-Analyse (dunkelgrau). Die Elektronenstrahl-Mikrosonde ist ein Raster-Elektronen-Mikroskop, dessen Elektronen die Probenatome anregen. Die dabei entstehende Röntgenfluoreszenz kann sowohl wellenlängen- als auch energiedispersiv analysiert werden. Aus dem Elektronenstrahl kann die Probe auf zwei Arten analysiert werden: indem entweder die zurückgestreuten Primärelektronen bei einigen 10 keV oder die ausgelösten Sekundärelektronen im Energiebereich von wenigen eV analysiert werden. Durch einen vor dem Detektor angebrachten Faraday-Käfig kann durch Anlegen einer Spannung der Anteil der detektierten Sekundärelektronen eingestellt werden.

Die zurückgestreuten Primärelektronen erlauben einen Rückschluss auf die chemische Zusammensetzung des Materials, während die Sekundärelektronen in Verbindung mit den Primärelektronen die Topologie der Probe ausleuchten.

Bei der RFA werden Elektronen aus den inneren Schalen der zu untersuchenden Probenatome mithilfe von energiereicher Strahlung, hier auf 20 keV beschleunigten Elektronen, entfernt. Daraufhin fallen Elektronen der äußeren Schalen unter Aussendung von charakteristischer Röntgenstrahlen in die untere Schale. Die Energie dieser Röntgenstrahlen ist die Energiedifferenz der Schalen, deren Besetzung sich ändert. Es folgt ein energieaufgelöster Nachweis der sekundären Röntgenstrahlung. In Abbildung 3.2 sind zwei Arten des Nachweises dargestellt. Links werden die Photonen mithilfe eines Kristalls unter Verwendung der Bragg-Reflektion nach ihrer Wellenlänge, und damit Energie, gestreut. So

3.1 Elektronenstrahl-Mikrosonde mit Röntgenfluoreszenzanalyse (EMS-RFA)

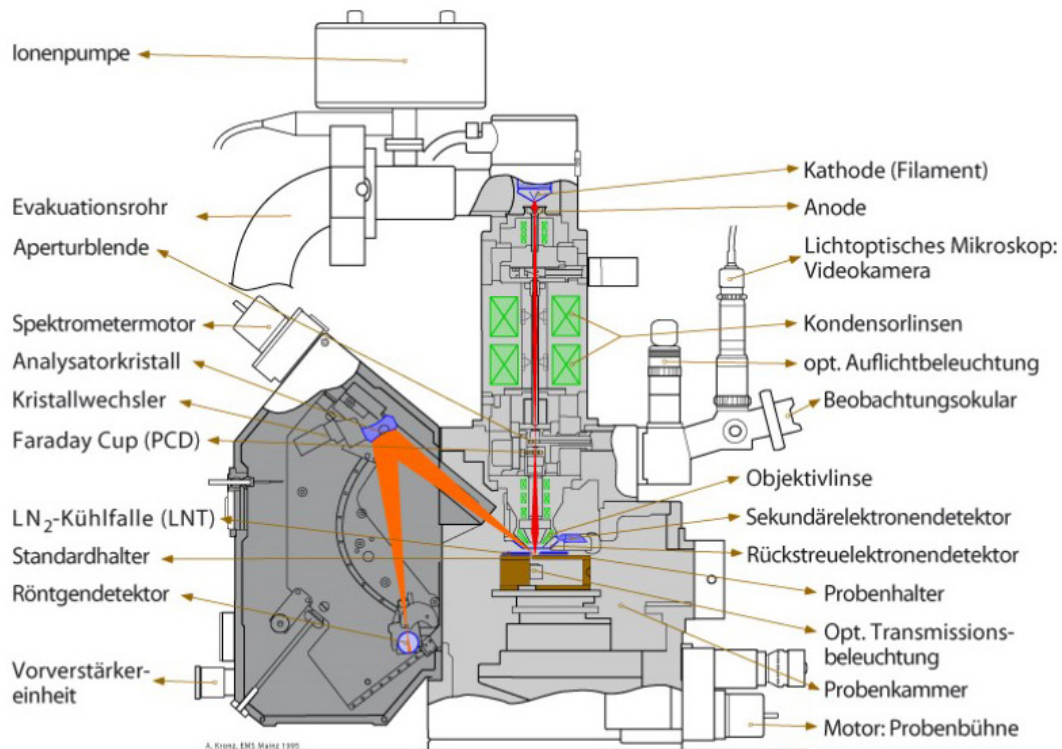


Abbildung 3.1: Schema der Elektronenstrahl-Mikrosonde mit Röntgenfluoreszenzanalyse [Kro95].

kann durch Einstellen des Winkels des Kristalls die Energie der detektierten Photonen am Detektor eingestellt werden. Rechts wird ein energieauflösender Halbleiterdetektor verwendet. Im Halbleiter werden Ströme proportional zur Energie der Photonen erzeugt [HHW84].

Die charakteristische Röntgenstrahlung entsteht, wie bereits erwähnt, aufgrund des Entfernens eines Elektrons aus den inneren Schalen der Atomhülle. Dabei muss die Röntgenstrahlung mindestens die Energie besitzen, die zum Ionisieren benötigt wird. Für die K-Schale ist diese Energie in Abbildung 3.2 mit $h\nu_{K+}$ beziehungsweise mit $h\nu_{L+}$ für die L-Schale bezeichnet. Die entstandene Lücke kann durch Elektronen aus jeder der höheren Atomhüllen gefüllt werden. Beim Übergang in die energetisch niedrigere Schale senden sie ein Photon mit einer Energie aus, die der Energiedifferenz der Schalen entspricht. Diese Strahlung wird charakteristische Strahlung genannt. Ein anderer Effekt, der auftreten kann, ist der Auger-Effekt. Hierbei tritt die sekundäre Röntgenstrahlung als virtuelles Photon auf, welches von einem Elektron, dem Auger-Elektron, absorbiert wird, das dann die Elektronenhülle verlässt.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass punktuell bestrahlt werden kann, und daher eine räumliche Auflösung der Zusammensetzung des Probenmaterials möglich ist.

In einer vor Beginn dieser Masterarbeit durchgeführten Wirbelstromprüfung wurde ein Blech des Niobs als nicht geeignet für die Verarbeitung eingestuft und nicht für die Produktion der Kavitäten benutzt. Dabei wurden drei Stellen identifiziert, die in der

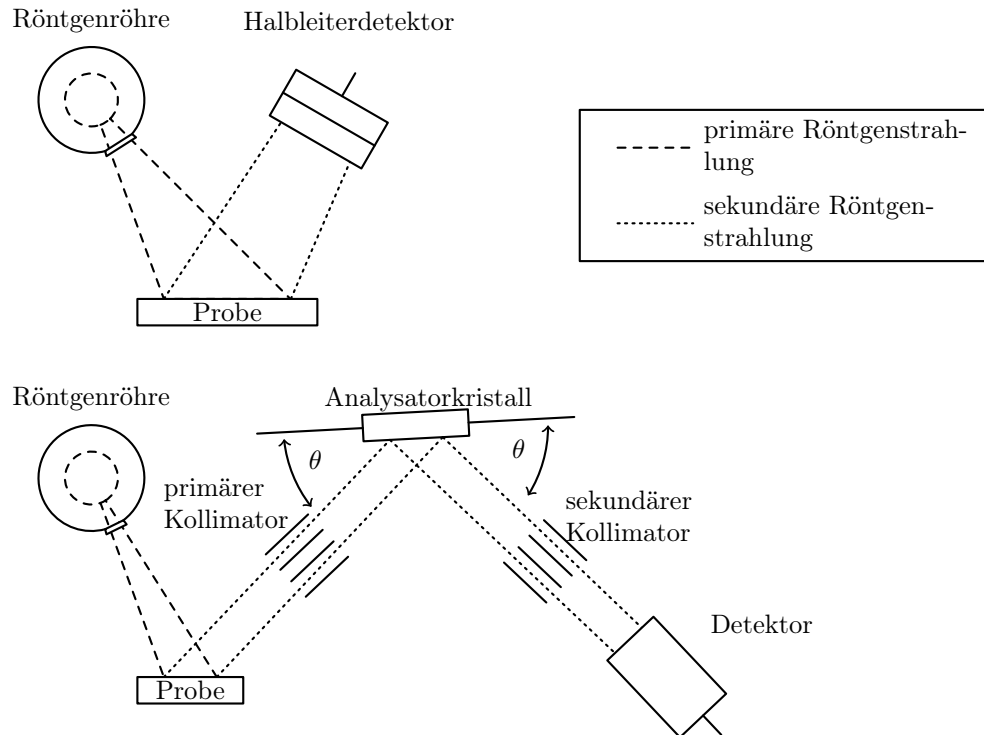


Abbildung 3.2: Schema der Röntgenfluoreszenzanalyse. Mit einer primären Röntgenquelle werden die Atome der Probe angeregt. Fallen sie in einen energetisch günstigeren Zustand, emittieren sie charakteristische Röntgenstrahlung, die detektiert wird [HHW84]. Oben ist eine energiedispersive RFA dargestellt. Der Detektor ist energieauflösend. Bei der darunter dargestellten wellenlängendispersiven RFA wird mithilfe des Analysatorkristalls die Röntgenstrahlung nach der Wellenlänge und damit Energie separiert. Mithilfe verschiedener Winkel θ des Kristalls kann die Energie der auf den Detektor treffenden Photonen eingestellt werden.

Wirbelstromprüfung auffällig waren. Die Bilder von zwei dieser Störstellen sind in Abbildung 3.4 zu sehen. Die Aufnahmen sind vom unpolierten Blech und es sind neben den großen Niobkristallen weitere, kleinere zu sehen.

Nachdem das Metall poliert wurde, ist die, hier im oberen Bild dargestellte, Störstelle abgetragen, während die untere nach wie vor deutlich zu sehen ist und daher wahrscheinlich eine Vertiefung im Metall ist. Die wellenlängendispersive Röntgenfluoreszenz bestätigt die chemische Identität der Störstelle mit dem umgebenden Material.

Im Gegensatz zu den ersten beiden Störstellen kann die dritte Störstelle nicht auf dem unpolierten Metall ausgemacht werden. Mithilfe einer Elementanalyse konnte das eingeschlossene Material als Aluminium und Titan identifiziert werden.

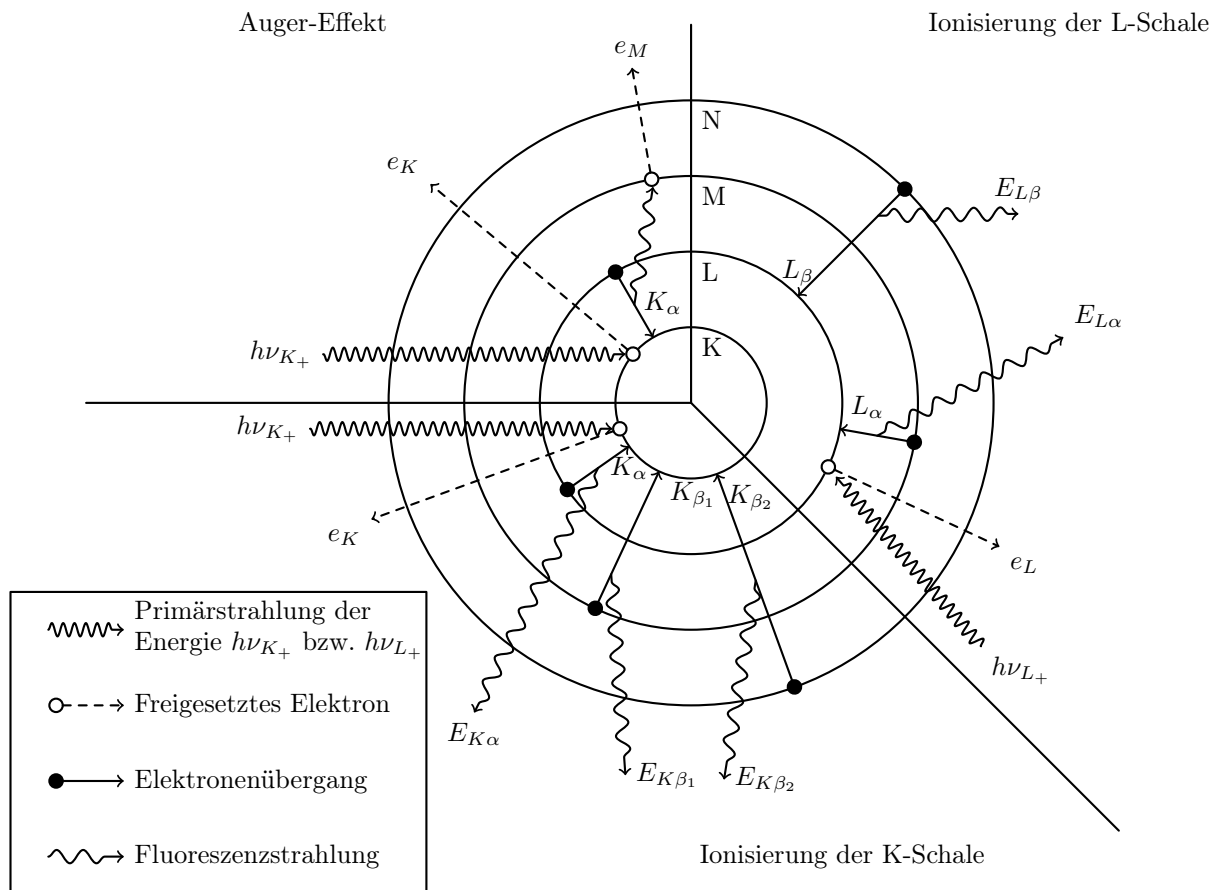


Abbildung 3.3: Entstehung der charakteristischen Strahlung. Dabei wird die Energie der primären Röntgenstrahlung von Elektronen aus der K-Schale und L-Schale absorbiert und damit aus der Elektronenhülle entfernt. Die entstandene Lücke kann durch Elektronen aus den höheren Schalen gefüllt werden. Beim Übergang auf das niedrigere Energieniveau senden sie charakteristische Röntgenstrahlung nach [HHW84] aus.

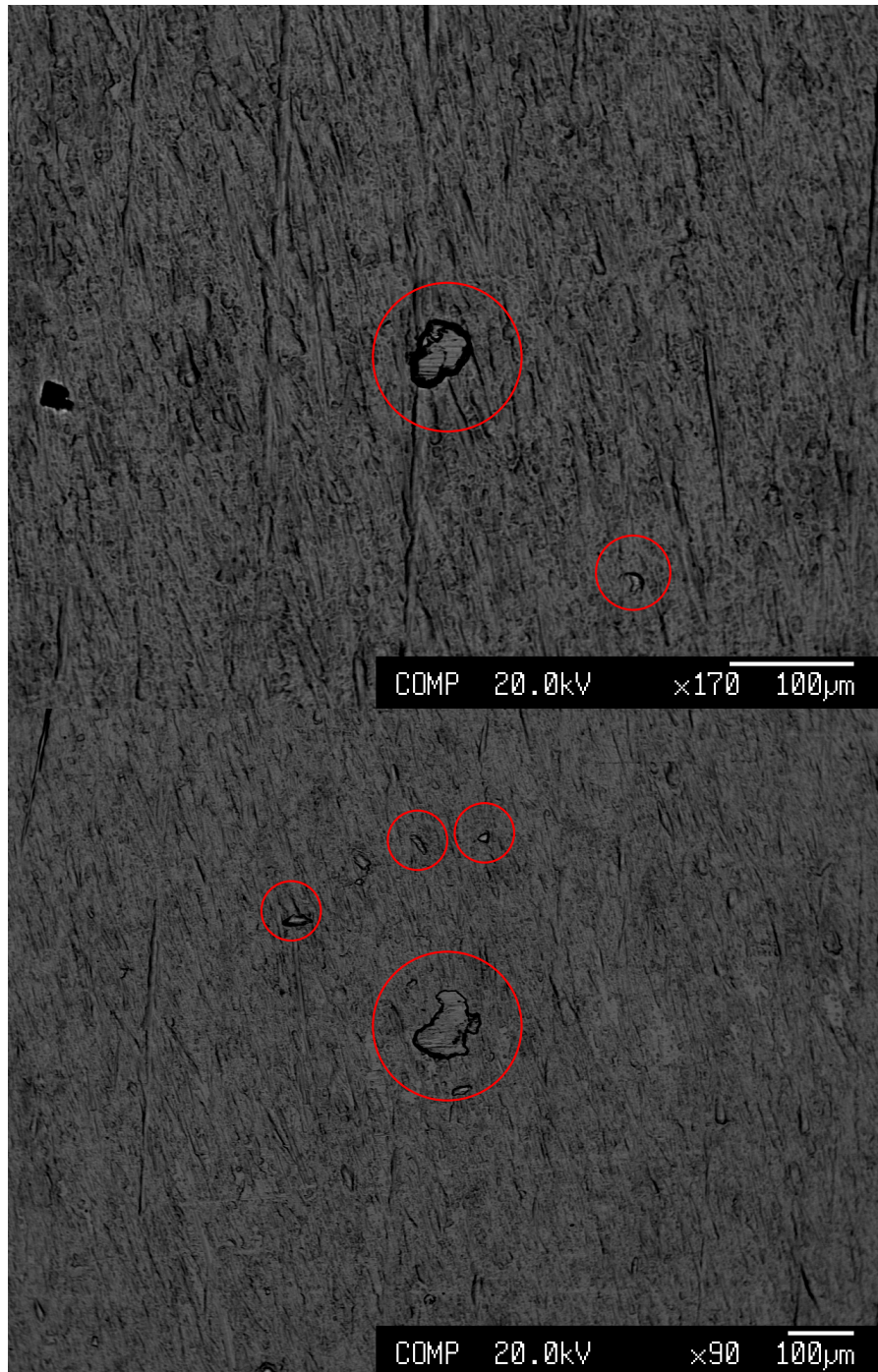


Abbildung 3.4: Unpolierte Bereiche mit kristallisiertem Niob. Das auskristallisierte Niob ist rot markiert

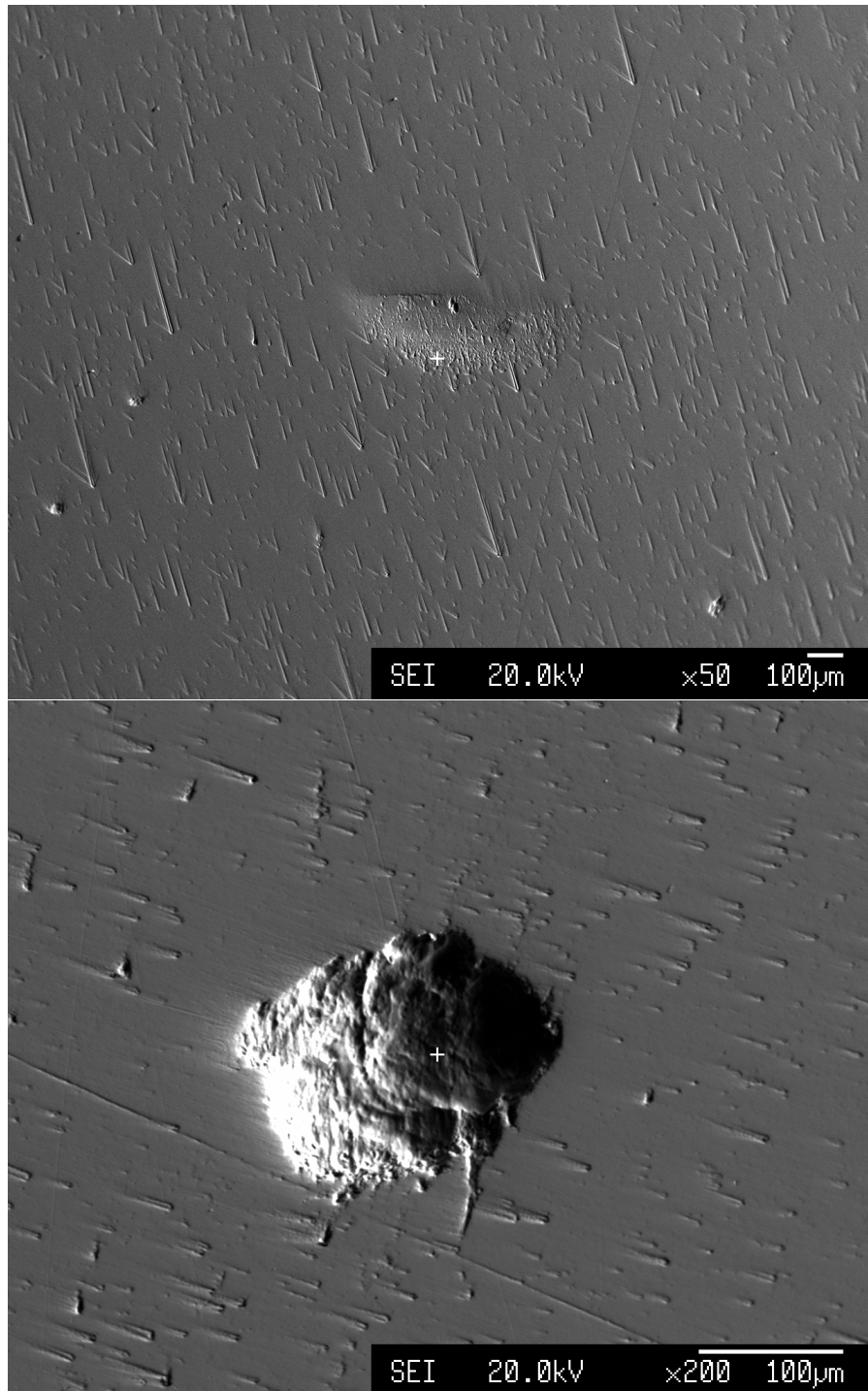


Abbildung 3.5: Dieselben Bereiche wie in den vorherigen Bildern nach dem Polieren. Die kleinen Pünktchen sind die Politur. Im oberen Bild wurde die Störstelle abgetragen und war deshalb erhaben.

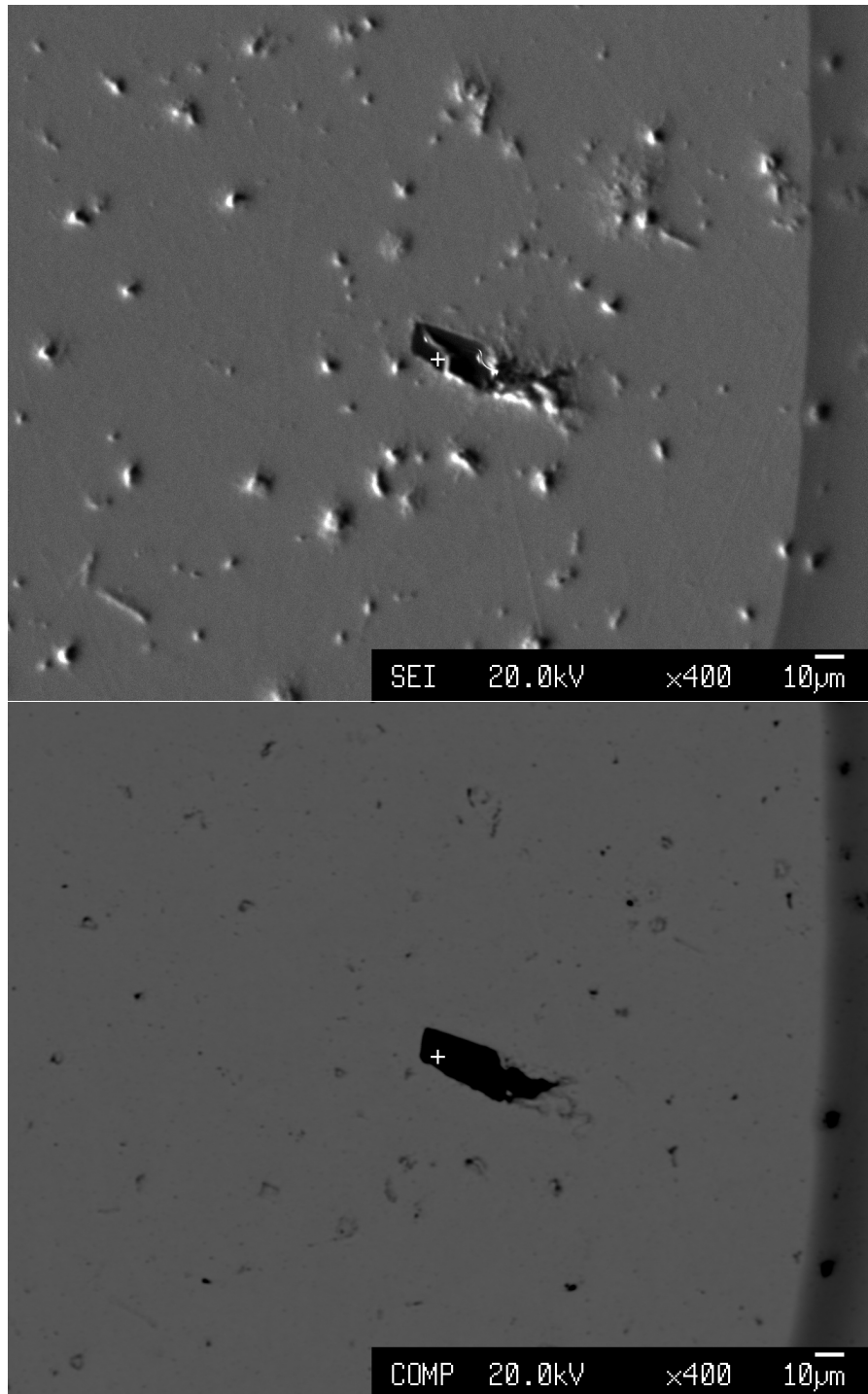


Abbildung 3.6: Dritte Störstelle mit einem Fremdmaterial-Einschluss. Oben eine Aufnahme mittels Secondary Electron Imaging (SEI) und unten ein mit rückgestreuten Primärelektronen (BSE) aufgenommenes Bild. Die dunkle Farbe lässt auf ein Element mit niedrigerer Massenzahl schließen.

3.2 Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS)

Bei der Sekundärionen-Massenspektrometrie wird eine Probe mit einem Strahl aus Primärionen, für die Untersuchung wurde Sauerstoff O_2^+ benutzt, bestrahlt. Der Strahl löst Atome, Ione, Moleküle und Molekülstücke aus dem Probenmaterial. Dieser Prozess wird Sputtering genannt. Die Sekundärionen, also der Teil des gelösten Materials, der elektrisch geladen ist, wird dabei einem Massenseparator zugeführt und die Raten der verschiedenen nach ihrer Masse getrennten Ionensorten bestimmt.

Die Wechselwirkung der Ionen kann als Kaskade unabhängiger elastischer Stöße der Ionen verstanden werden. Allerdings hängt die Rate der Sekundärionen von der Probenmatrix, also der Zusammensetzung der Probe ab. Daher ist eine quantitative Aussage über die Massenanteile der detektierten Elemente ohne Vergleichsstandard schwierig. Des Weiteren ist die für die unterschiedlichen Elemente benötigte Auslösearbeit unterschiedlich, sodass eine quantitative Berechnung der Elemente nicht sinnvoll erscheint. Allerdings erlaubt die Messmethode das Anfertigen von Tiefenprofilen.

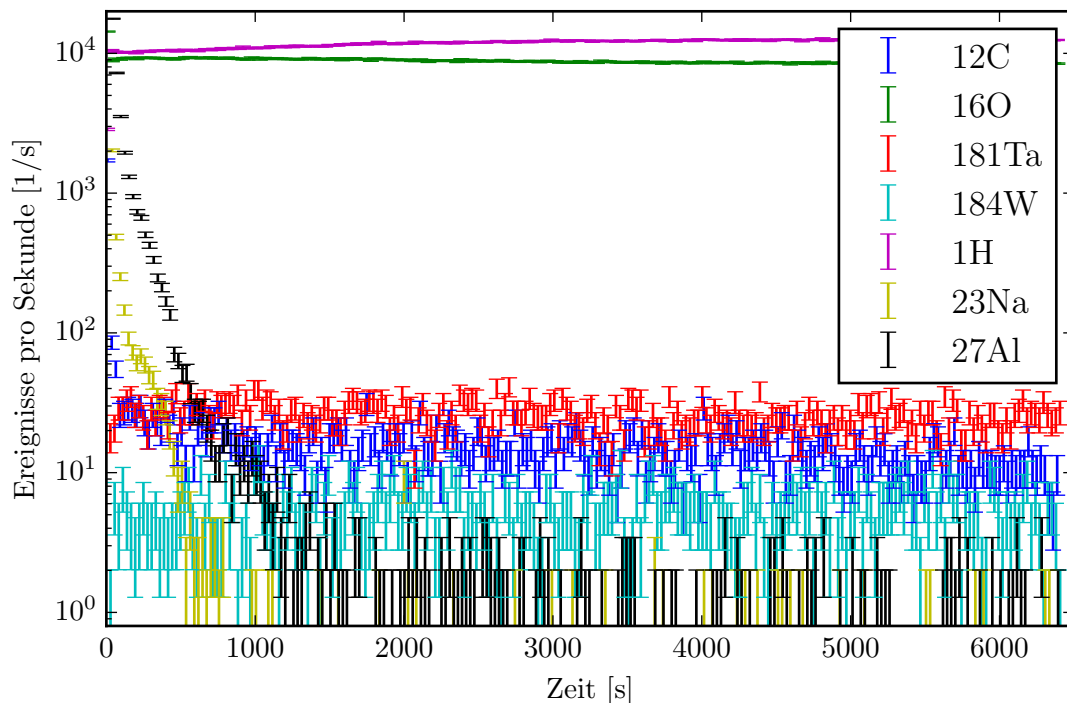


Abbildung 3.7: Tiefenprofil des Niobs aus der Sekundärionen-Massenspektrometrie. Niob selbst ist nicht aufgetragen, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen. Primärion ist ^{16}O und kann daher nicht nachgewiesen werden. An der Oberfläche befinden sich Verunreinigungen durch Natrium und Aluminium. In der Tiefe, also für die supraleitenden Eigenschaften relevant, sind Verunreinigungen von Wasserstoff, Kohlenstoff, Tantal und Wolfram.

In Abbildung 3.7 sind alle detektierten Elemente, bis auf Niob, im Tiefenprofil zu sehen. Eine Messung der Kratertiefe nach der Messung ergibt dabei eine Tiefe von $1,5\text{ }\mu\text{m}$. Es fällt auf, dass ^{27}Al und ^{23}Na nach einer relativ kurzen Messzeit stark abfallen. Das heißt, dass

sich diese Elemente nur in den oberen Schichten und somit an der Oberfläche befinden und daher Verunreinigungen sind, die durch das Bearbeiten des Materials entstanden sind. Sie werden durch spätere Bearbeitungsschritte abgetragen. Die restlichen Elemente sind in Spuren im Metall vorhanden. Eine Ausnahme bildet dabei ^{16}O , über das keine Aussage möglich ist. Es wird als Primärion benutzt und daher werden auch von der Probe gestreute Ionen von Sauerstoff detektiert, wenn keiner in der Probe vorhanden ist. In der Probe sollte aufgrund der Herstellerangabe und der Oxidschicht, die sich an Luft bildet Sauerstoff enthalten sein. Da mit dieser Methode keine Aussage über die Quantität der Verunreinigungen möglich ist, aber bereits bekannt ist, das Sauerstoff in der Probe enthalten ist, eignet sich ^{16}O als Primärion, da so alle unbekannten Verunreinigungen identifiziert werden können.

Die Verschmutzungen von Aluminium und Natrium werden aufgrund der Messtiefe von $1,5\text{ }\mu\text{m}$ keinen Einfluss auf die Kavitäten haben, da bei der Bearbeitung der Oberflächen mindestens $100\text{ }\mu\text{m}$ abgetragen werden.

3.3 Neutronenaktivierungsanalyse (NAA)

Bei der Neutronenaktivierungsanalyse wird das zu untersuchende Material einem Neutronenfluss ausgesetzt. Dabei werden Neutronen von den Atomkernen der Probe absorbiert. Wird der Kern in ein instabiles Isotop überführt, zerfällt er unter Aussendung charakteristischer Gammastrahlung.

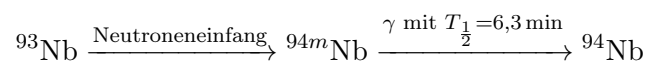


Abbildung 3.8: Zerfallskette von Niob in der Neutronenaktivierungsanalyse. Das stabile ^{93}Nb wird durch Einfang eines Neutrons zum metastabilen ^{94m}Nb . Dieses geht unter Aussendung charakteristischer Gammastrahlung in den Grundzustand ^{94}Nb über.

Da jedes Mutternuklid einen unterschiedlichen Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang und eine unterschiedliche Lebensdauer des Tochternuklids besitzt, kann durch Variation der Bestrahlungsdauer und Abklingzeit, also der Zeit, die zwischen dem Bestrahlen der Probe und der Messung im Detektor vergeht, der Untergrund reduziert werden. Dies geschieht, indem kurzlebige Isotope, die eine entsprechend hohe Aktivität besitzen, zerfallen und somit das Signal des gewünschten Elements ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis besitzt. Beispielsweise besitzt das von Neutronen angeregte metastabile Niob ^{94m}Nb eine Halbwertszeit von $6,3\text{ min}$ und hat damit einen starken Einfluss auf Messungen die kurz nach der Bestrahlung durchgeführt werden. Im Vergleich dazu besitzt das für die Neutronenaktivierungsanalyse relevante ^{182}Ta eine Halbwertszeit von 114 Tagen . Es ist daher sinnvoll, nach der Bestrahlung mehrere Tage zu warten, um den Untergrund durch Niob zu verringern.

Der Massenanteil der Fremdatome in der Niobprobe kann auf zwei Arten bestimmt werden.

- *Methode 1:* Theoretische Betrachtung der Bestrahlung und Berechnung des Massenanteils aus der Aktivität der elementspezifischen Peaks.

- *Methode 2:* Vergleich der Aktivität mit einer Probe mit bekannter Elementzusammensetzung, im Folgenden Standard genannt, die mit der Probe bestrahlt wurde.

Die Bestrahlung des Tantalstandards erlaubt es, die Berechnung mithilfe der theoretischen Betrachtung zu bestätigen. Stimmen die Werte überein, kann daraus geschlossen werden, dass die Berechnung auch für die anderen Fremdelemente benutzt werden kann und keine weiteren Bestrahlungen von Standardproben nötig sind.

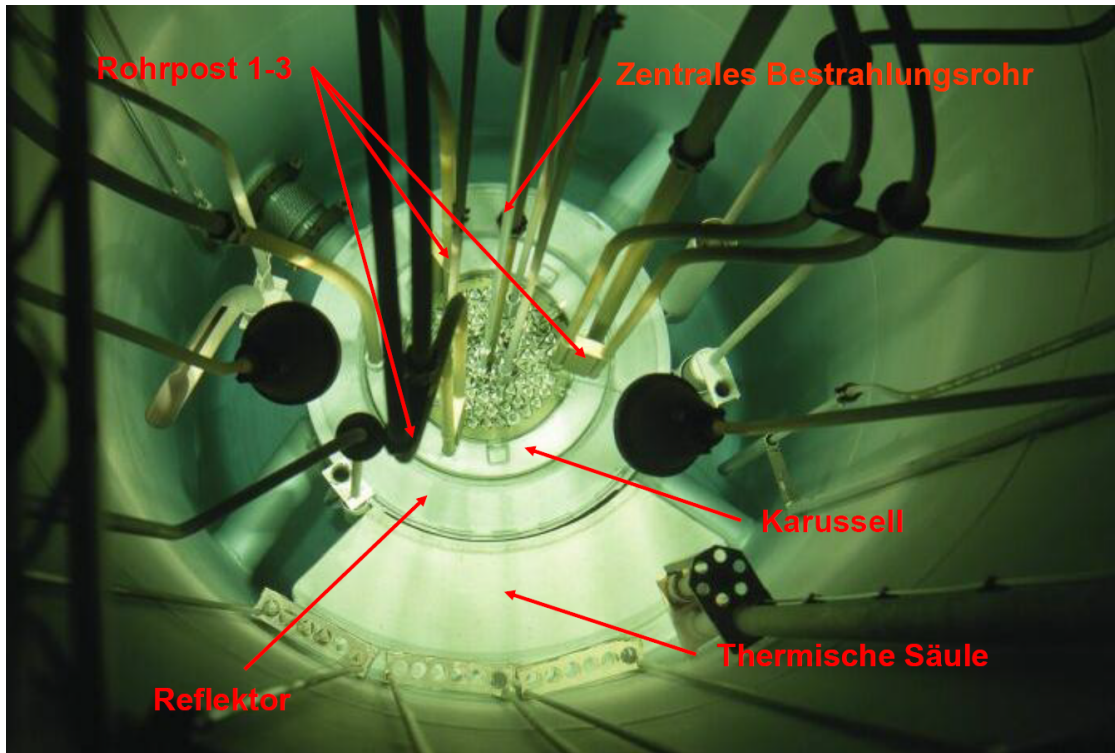


Abbildung 3.9: TRIGA-Reaktor mit eingezeichneten Bestrahlplätzen [Ebe]. Für unsere Untersuchung wurden das Karussell, das direkt um den Reaktorkern verläuft, und die Rohrpost 2 benutzt.

Als Neutronenquelle wurde der TRIGA²-Reaktor des Instituts für Kernchemie der Johannes Gutenberg-Universität Mainz benutzt. Im Kern werden Neutronen bei hohen Energien bis zu einigen MeV erzeugt. Da der Wirkungsquerschnitt der Neutronen sehr stark von der kinetischen Energie abhängt, werden die Neutronen durch Stöße mit den Wassermolekülen verlangsamt und abgekühlt um die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion zu erhöhen. Im Bereich von 0,5 eV bis 1 eV werden die Neutronen epithermisch genannt. In diesem Energiebereich durchläuft der Wirkungsquerschnitt mehrere Resonanzen. Um diesen Einfluss in eine einfache Größe zusammenzufassen, wird das Resonanzintegral eingeführt. Es ist das Integral über den epithermischen Energiebereichs des Wirkungsquerschnitts multipliziert mit einer typischen Neutronenverteilung [CA94, S. 13]. Für die Berechnung des Prozesses muss daher die Energieverteilung der Neutronen gemessen werden. Die Neutronen mit der geringsten Energie werden thermische Neutronen genannt. Sie besitzen eine Energie von 0,025 eV und der Bereich reicht bis zu 0,5 eV.

²Training, Research, Isotopes, General Atomic

In diesem Energiebereich kann der Wirkungsquerschnitt als konstant angenommen werden.

In Abbildung 3.9 ist der Blick von oben auf den Reaktorkern zu sehen. Für die Untersuchungen wurden zwei Bestrahlungspositionen im Reaktor genutzt. Zum einen wurde im *Bestrahlungskarussell* und zum anderen in der *Rohrpost II* bestrahlt.

Die Bestrahlungsplätze unterscheiden sich durch den jeweiligen Neutronenfluss. Da sich die Rohrpost II näher am Reaktorkern befindet, herrscht hier ein kontinuierlicher Neutronenfluss von etwa $1,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einer Reaktorleistung von 100 kW[Ins]. Im Vergleich dazu ist der Neutronenfluss am Bestrahlungskarussell mit $0,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei gleicher Leistung deutlich kleiner.

3.3.1 Bestrahlung im Bestrahlungskarussell

Im Bestrahlungskarussell wurden vier Proben verschiedener Bleche³, die für den Kavitätenbau verwendet wurden, 6 h lang bestrahlt und das Gammaspektrum am nächsten Tag aufgenommen. Es wurde jeweils ein Tantalstandard, der mindestens zu 99,99 % [Wie] rein ist, mitbestrahlt, um gleiche Bestrahlungsbedingungen für Standard und Probe zu gewährleisten.

Zur Aufnahme und Auswertung der Spektren wurde das Programm *Genie 2000* benutzt. Die Analysensequenz, die für alle Proben verwendet wurde, besteht aus den folgenden Elementen:

1. *Peak-Suche - 2te Ableitung* zur Bestimmung der Lage der Peaks. Da der lokale Hintergrund der Peaks als linear angenommen wird, sollte er durch zweifaches Differenzieren verschwinden.
2. *Peak-Fläche - Summe/Nicht-Linearer Least Squares (LSQ) Fit* zur Berechnung der gemessenen Zerfälle.
3. *vorläufige Nuklid-Identifikation (NID)* ordnet den Peaks ein Nuklid zu
4. *Effizienzkorrektur* berücksichtigt die Effizienz des benutzten Detektors
5. *Nuklid-Identifikation - NID* berechnet die Aktivität der einzelnen Isotope nach Ende der Bestrahlung pro Gramm Probe

Detaillierte Informationen sind im Handbuch des Programms [Ind] zu finden. Die Detektorkalibration wurde zuvor vom Institut für Kernchemie durchgeführt.

Aus den Peakflächen wird nach der Nuklididentifikation die Aktivität der Isotope pro Gramm der Probe am Ende der Bestrahlzeit berechnet. Da nach der Aufnahme eines Neutrons das angeregte, neu entstandene Isotop im Allgemeinen über mehrere Zwischenstufen in den Grundzustand übergeht, existieren für ein erzeugtes Isotop mehrere Peaks.

In Abbildung 3.10 ist ein von Genie 2000 bearbeitetes Spektrum zu sehen. Der Untergrund ist für ein Gammaspektrum typisch und wird vom Comptonkontinuum dominiert. Die Peaks, die zugeordnet werden konnten, sind im Bild mit dem jeweiligen Isotop angegeben.

Zur Berechnung der Aktivität eines Isotops werden die Aktivitäten, die von *Genie 2000* für ein Isotop berechnet wurden, gemittelt. Dabei wurden Peaks vernachlässigt,

³Mit den Kennnummern 58, 69, 84 und 95

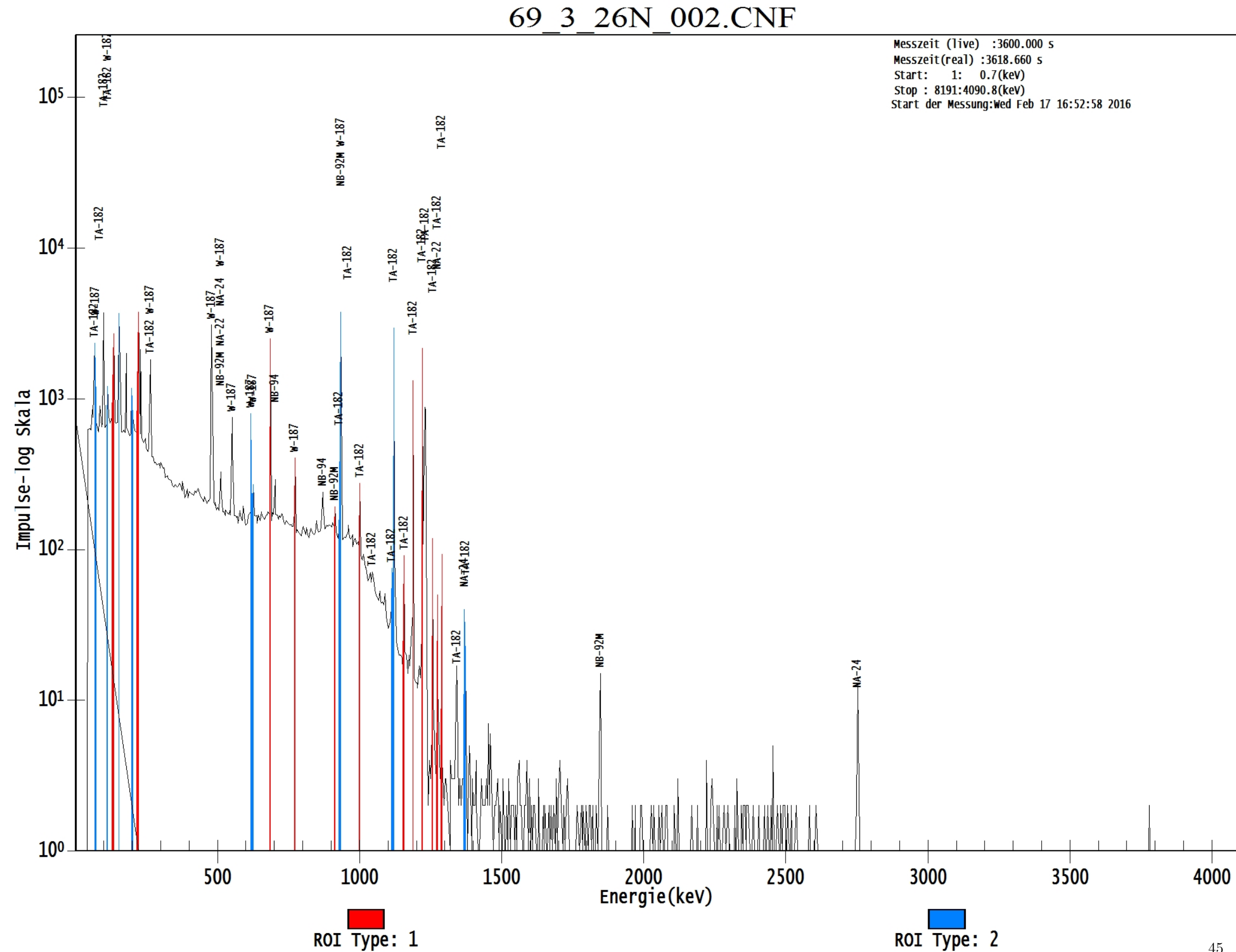


Abbildung 3.10: Neutronenaktivierungsspektrum von Blech 69 wie es von *Genie2000* ausgegeben wird. Bestrahlungszeit für diese Probe war 1 Stunde. Blau eingezeichnet sind Peaks, die als eine Überlagerung mehrerer Peaks identifiziert und separiert wurden und Multipletts genannt werden. Die Roten Flächen sind im Gegensatz dazu Singulets, bestehen also aus einem Peak. Der Untergrund entsteht durch Comptonstreuung.

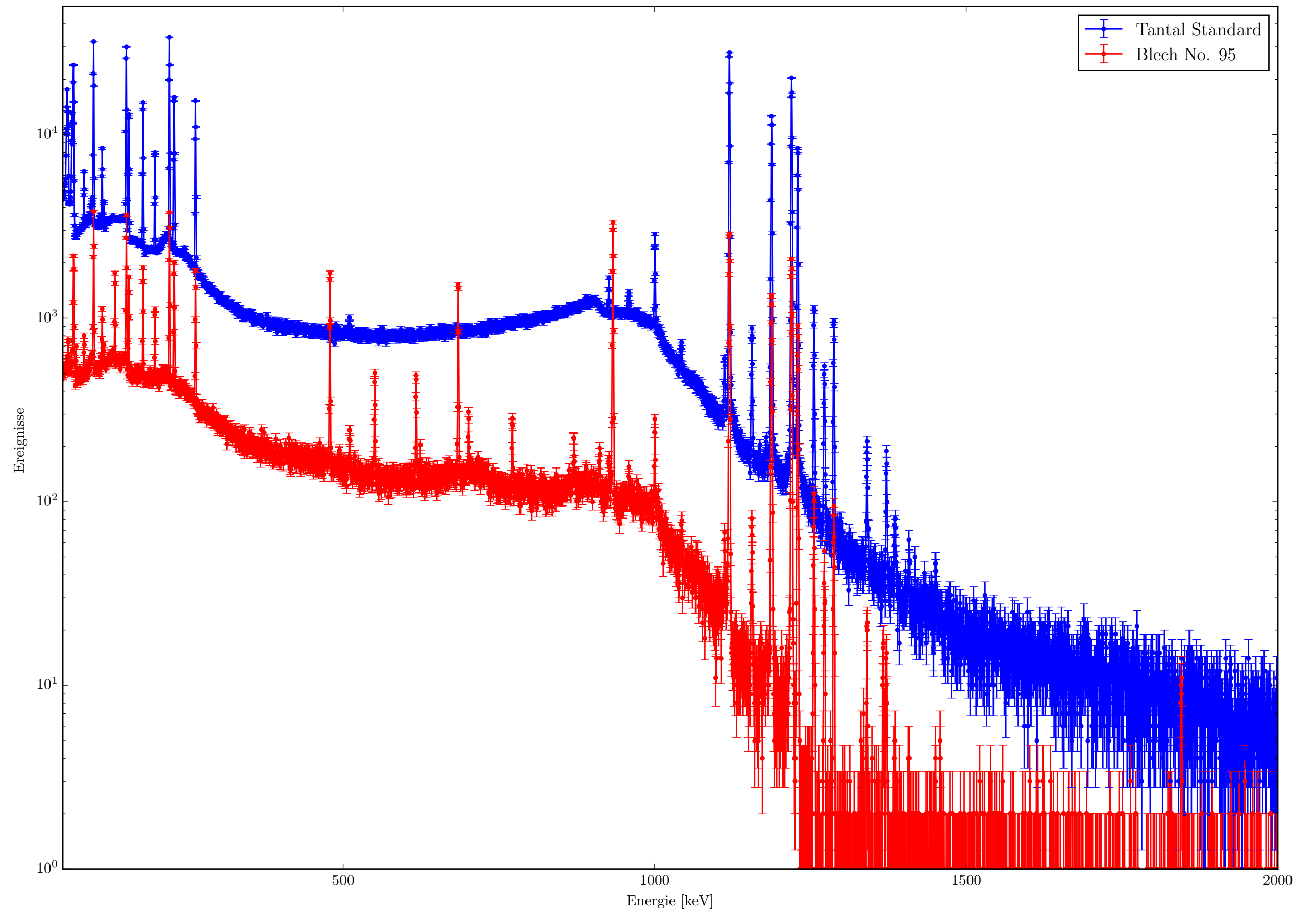


Abbildung 3.11: Ausschnitt des Spektrums von Blech 95 im Vergleich zum Spektrum eines Tantalstandards. Eine Verunreinigung ist deutlich zu erkennen.

die von mehreren Elementen erzeugt werden wie beispielsweise der 511 keV Peak, der durch β^+ Strahlung erzeugt wird. Da Rückschlüsse auf die Anteile der Isotope durch unterschiedliche Halbwertszeiten mit diesem Messaufbau schwierig ist, werden sie nicht beachtet.

Ein weitere Problem sind Peaks, die durch γ -Quanten mit geringen Emissionswahrscheinlichkeiten erzeugt werden. Ist die Emissionswahrscheinlichkeit gering, so wird der relative Fehler der Messungen groß. Deshalb wird für die Berechnung der Massenanteile der mit $\frac{1}{\sigma_i}$ gewichtete Mittelwert verwendet. Dabei ist σ_i der jeweils angegebene Fehler.

Die so berechneten Aktivitäten der einzelnen Isotope in der Probe sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Blech No Isotop	58	69	84	95
^{24}Na [Bq g $^{-1}$]	114 ± 10	153 ± 11	-	196 ± 19
^{92m}Nb [kBq g $^{-1}$]	$3,785 \pm 0,052$	$3,533 \pm 0,049$	$3,409 \pm 0,048$	$3,346 \pm 0,047$
^{94}Nb [Bq g $^{-1}$]	105 ± 12	80 ± 12	98 ± 11	109 ± 11
^{182}Ta [kBq g $^{-1}$]	$10,36 \pm 0,12$	$9,85 \pm 0,12$	$10,61 \pm 0,12$	$9,89 \pm 0,11$
^{187}W [kBq g $^{-1}$]	$12,48 \pm 0,27$	$12,57 \pm 0,27$	$13,08 \pm 0,31$	$11,48 \pm 0,29$
^{198}Au [Bq g $^{-1}$]	6473 ± 87	-	-	-

Tabelle 3.2: Von *Genie 2000* berechnete und anschließend gemittelte Aktivitäten bei Bestrahlungsende.

Der Fund von Natrium (Na) und Gold (Au) ist unerwartet, kann jedoch erklärt werden: ^{23}Na deutet auf verschmutztes Wasser bei der Ultraschallreinigung oder eine Berührung des Metalls hin, da es kein Element ist, das beim Herstellungsprozess in das Metall gelangt sein könnte. Da jedoch noch weitere Proben für die Röntgenfluoreszenzanalyse und die Massenspektrometrie hergestellt wurden, kann überprüft werden, ob es eine oberflächliche Verschmutzung ist.

Erste Röntgenfluoreszenzanalyse-Tests wurden zwecks einer Tauglichkeitsprüfung der Messmethode an einem *Thermo Scientific, Niton XL2 100* durchgeführt, der für Edelmetallprüfungen eingesetzt wird. Dabei wurde die Oxidschicht abgeschliffen und Gold in die Probe eingebracht.

Methode 1: Berechnung der Massenanteile mittels Zerfallsgleichungen

Aus der gemittelten Aktivität des Tochternuklids aus Tabelle 3.2 muss auf die Anzahl der Atome des Mutternuklids und damit auf den Anteil am Gesamtgewicht des Mutterisotops, also des verunreinigenden Isotops, an der Probe geschlossen werden. Für die Berechnung wird der Prozess der Neutronenaktivierungsanalyse betrachtet:

Erzeugt werden Tochternuklide durch Bestrahlung des Mutternuklids durch einen Neutronenfluss Φ . Dabei ist die Wahrscheinlichkeit P für einen Übergang durch den Wirkungsquerschnitt σ über $P = \sigma\Phi$ gegeben. Der Neutronenfluss setzt sich aus Neutronen verschiedener Energien zusammen. Der Hauptbestandteil sind thermische Neutronen mit Energien unter 100 meV. Für sie gilt der thermische Wirkungsquerschnitt, wie er hier verwendet wird. Außerdem gibt es noch epithermische Neutronen. Sie besitzen höhere Energien und ihr Einfluss kann über das Resonanzintegral, welches im Grunde der Wir-

kungsquerschnitt des Spektrums dieser Neutronen ist, berechnet werden. Hierzu muss allerdings das Energiespektrum der Neutronen bekannt sein. Da dies nicht der Fall ist, werden sie in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt. Dadurch ergeben sich höhere Werte als die tatsächlichen. Deshalb sollte bei Überschreiten eines Grenzwertes eine entsprechende weitere Probe mit einem Standard für das potentiell zu häufig vorkommende Element bestrahlt werden, da sich im direkten Vergleich der Einfluss der epithermischen Neutronen herauskürzt.

Da die Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung von 1 bis 10 barn, also $1 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ bis $1 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$, und damit die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang bei den oben genannten Neutronenflüssen von etwa $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei $1 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ liegt, ist die Wahrscheinlichkeit klein, dass Neutronen von dem Tochternuklid eingefangen werden. Deshalb werden sie vernachlässigt und die Anzahl der Mutterkerne N_M als konstant angenommen. Während der Bestrahlzeit zerfällt das Tochternuklid proportional zur Anzahl des Nuklids N_T und dessen Zerfallskonstante λ . Für die Anzahl der Tochternuklide ergibt sich dann die Differentialgleichung (3.1)[Dem05].

$$\frac{dN_T}{dt} = \sigma\Phi N_M - N_T\lambda. \quad (3.1)$$

Da die Probe zu Beginn der Bestrahlung nur aus stabilen Atomen besteht, muss die Bedingung $N_T(t = 0) = 0$ gelten. Lösen der Differentialgleichung ergibt für die Anzahl der Kerne des Tochterisotops $N_T(t)$ Gleichung (3.2) und damit für die Anzahl der Mutterkerne bei einer Messzeit von t_{mess} Gleichung (3.3). Dabei ist A_T die gemessene Aktivität des Tochternuklids:

$$N_T(t) = \sigma\phi N_M \frac{1}{\lambda} (1 - \exp(-\lambda t)) \quad (3.2)$$

$$N_M(t_{\text{mess}}) = \frac{A_T(t_{\text{mess}})}{\sigma\phi(1 - \exp(-\lambda t_{\text{mess}}))}. \quad (3.3)$$

Die Werte für die Halbwertszeiten und die Wirkungsquerschnitte in diesem Kapitel werden der Internetseite [Kub] entnommen.

Es bleibt eine genaue Bestimmung des thermischen Neutronenflusses. Grundlage der Berechnung ist Gleichung (3.3). Um den epithermischen Fluss herausrechnen zu können, wurden zwei Goldproben bestrahlt. Eine davon wurde mit Cadmium umgeben. Da Cadmium thermische Neutronen absorbiert, tragen bei der eingehüllten Probe nur die epithermischen Neutronen zur Aktivierung bei. Die Differenz der Aktivitäten ist also die durch thermische Neutronen erzeugte Aktivierung. Bei einer Bestrahlungszeit von 1 h und Aktivitäten der Proben nach der Bestrahlung von jeweils $A_{\text{Au, ohne Cd}} = 3,16 \text{ MBq mg}^{-1}$ und $A_{\text{Au, mit Cd}} = 1,47 \text{ MBq mg}^{-1}$ ergibt sich ein Fluss von $525 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ thermischen Neutronen.

Damit ergeben sich die in Tabelle 3.3 aufgelisteten, aus der theoretischen Betrachtung berechneten, Werte.

Eine Einschätzung der Werte lässt sich gut an Niob vornehmen. Hier wird, da die Probe hochreines Niob ist, ein Wert von 100 % erwartet. Nicht berücksichtigt wurde das Resonanzintegral, das ein Maß für den Einfluss der epithermischen Neutronen ist. Bei Niob beträgt es etwa 8 b. Im Vergleich zum Wirkungsquerschnitt der thermischen Neutronen von 1,15 b ist das ein großer Wert. Die Aktivität, die gemessen wird, sollte also größer sein, als sie in dem der Gleichung (3.3) zugrundeliegenden Modell angenommen wird, und

Blech No Isotop	58	69	84	95	Mittel
^{24}Na [ppm]	$0,070 \pm 0,006$	$0,09 \pm 0,07$	-	$0,12 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,01$
^{94}Nb [%]	114 ± 13	87 ± 13	107 ± 12	119 ± 12	107 ± 13
^{182}Ta [ppm]	$192,8 \pm 2,2$	$183,3 \pm 2,1$	$197,5 \pm 2,2$	$184,1 \pm 2,1$	$189,4 \pm 2,1$
^{187}W [ppm]	$1,22 \pm 0,03$	$1,23 \pm 0,03$	$1,28 \pm 0,02$	$1,12 \pm 0,03$	$1,21 \pm 0,03$
^{198}Au [ppm]	$0,66 \pm 0,01$	-	-	-	$0,66 \pm 0,01$

Tabelle 3.3: Berechnete Massenanteile der Verunreinigungen in den bestrahlten Niobproben aus der Neutronenaktivierungsanalyse.

daher wird der Wert überschätzt. Diese Überschätzung ist erkennbar an den Ergebnissen für Niob.

Nimmt man an, dass das Wolfram im Niob die natürliche Isotopenverteilung besitzt, dann hat ^{186}W nach [G P98] einen Anteil von 28,6 % und damit wären im Mittel in den Proben 4.2 ppm Wolfram vorhanden. Das liegt deutlich unter dem angegebenen Grenzwert von 70 ppm.

Tantal besitzt zwei stabile Isotope. Dabei dominiert ^{181}Ta mit 99,988 %. Insgesamt ist der Anteil mit 197 ppm ebenfalls unter dem Grenzwert von 500 ppm.

Methode 2: Berechnung der Massenanteile durch Vergleich mit einem Standard

In Abbildung 3.11 sind die Spektren einer Probe und eines Standards zu sehen. Vergleicht man die Spektren, so sieht man deutlich die von Tantal verursachten Peaks. Werden sowohl die Probe als auch der Standard an derselben Stelle und damit mit dem gleichen Fluss bestrahlt und anschließend im gleichen Detektor untersucht, so kann man ein von der Detektorkalibration und vom Neutronenfluss unabhängiges Ergebnis erhalten. Dazu dividiert man die mithilfe von *Genie 2000* erhaltenen Aktivitäten pro Gewichtseinheit bei Bestrahlungsende für Peaks, die in beiden Spektren auftreten, durcheinander:

$$\epsilon_{\text{Ta-182}} = \frac{A_{T,\text{Probe}}}{A_{T,\text{standard}}}. \quad (3.4)$$

Dabei ist $\epsilon_{\text{Ta-182}}$ der Anteil des Tantals in der Probe. Effizienzkorrekturen des Detektors fallen durch die Division heraus, ebenso wie der Neutronenfluss. Deshalb sollte diese Methode die genauesten Ergebnisse liefern. Der Nachteil ist jedoch, dass von jedem Element ein Standard mitbestrahlt werden muss.

Berechnet man die mittlere Aktivität der Tantalstandards auf dieselbe Art wie für die Bleche, ergibt sich die obere Zeile der Tabelle 3.4. In der zweiten Zeile sind die berechneten Massenanteile der Bleche in ppm angegeben. Für Blech 95 wurde dabei der Mittelwert der Standards verwendet.

Vergleich der Berechnungsmethoden

Wie erwartet sind die Massenanteile von Tantal aufgrund der Vernachlässigung des Einflusses der epithermischen Neutronen aus der Berechnung mittels Zerfallsgleichung (Tabelle 3.3) höher als aus dem Vergleich mit dem Standard. Allerdings ist der Effekt der

Bestrahlt mit Blech:	58	69	84	95	Mittel
^{182}Ta [kBq mg $^{-1}$]	$72,5 \pm 0,6$	$70,5 \pm 0,6$	$72,5 \pm 0,7$	-	$71,8 \pm 0,4$
^{182}Ta in ppm	143 ± 2	140 ± 2	146 ± 2	137 ± 2	141 ± 1

Tabelle 3.4: In der Zeile sind die von *Genie 2000* berechneten und anschließend gemittelten Aktivitäten bei Bestrahlungsende der Tantalstandards angegeben. Darunter die daraus berechneten Massenanteile. Für die Berechnung des Massenanteils von Blech 95 wurde der Mittelwert benutzt.

epithermischen Neutronen insbesondere bei Tantal besonders groß, da hier das Resonanzintegral etwa 33 mal größer ist als der Wirkungsquerschnitt. Vergleicht man die Mittelwerte, ist der aus der theoretischen Betrachtung etwa 30 % größer.

Im Vergleich dazu ist bei Niob, wo das Verhältnis von Resonanzintegral I_0 zu Wirkungsquerschnitt σ etwa $\frac{I_0}{\sigma} \approx 7$ ist, die Abweichung von den erwarteten 100 % mit im Mittel 7 % kleiner.

Da die theoretische Betrachtung höhere Werte liefert als der Vergleich mit Standard, ist sie eine konservative Methode.

3.3.2 Bestrahlung in der Rohrpost II

In der Rohrpost II herrscht ein kontinuierlicher Neutronenfluss von etwa $1,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einer Reaktorleistung von 100 kW[Ins]. Dieser ist einer der Bestrahlplätze mit hohem Fluss, was ihn besonders geeignet für kurzlebige Elemente macht.

Möglicherweise kann hier Aluminium, das durch Produktionsprozesse in die Probe gelangt sein könnte, nachgewiesen werden, da ^{28}Al eine Halbwertszeit von 2,246 min besitzt. Allerdings besitzt das metastabile ^{94m}Nb eine Halbwertszeit von 6,26 min[G P98] und wird das Signal überlagern, da Niob etwa 10^7 Mal häufiger in der Probe vorhanden ist.

Es werden Proben von zwei unterschiedlichen Blechen⁴ sowie zwei Aluminiumstandards je 6 min lang bestrahlt und nach einer kurzen Abklingzeit von etwa 5 min gemessen. Sie war nötig, da die Probe etwas schwerer als nötig und daher die Strahlenbelastung direkt nach der Bestrahlung zu hoch war, um direkt zu messen.

Die Reaktionskette für Aluminium ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Beim Übergang zu ^{28}Al werden Photonen mit Energien von 1778,9 keV abgegeben.

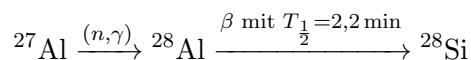


Abbildung 3.12: Zerfallskette von Aluminium in der Neutronenaktivierungsanalyse. Das stabile ^{27}Al wird durch Einfang eines Neutrons und Aussenden eines γ -Quants zu ^{28}Al . Dieses zerfällt weiter in ^{28}Si .

Da aufgrund der hohen Aktivität der Proben ein Loss-Free-Counting(LFC)-Detektor verwendet wurde, für den bei dem verwendeten maximalen Abstand keine Kalibrierung verfügbar war, ist die benutzte Energiekalibration nicht mehr korrekt. Um die Breite und die Lage des Aluminiumpeaks zu bestimmen, wurde daher der Peak mit einer Gaußfunk-

⁴Bleche mit Kennnummern 58 und 95

tion mit linearem Hintergrund angefitet:

$$f(x, A, \mu, \sigma, a, b) = A \sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + a + xb \quad (3.5)$$

Es ergeben sich für den Aluminiumstandard nach 11 min beziehungsweise 37 min die Abbildungen 3.13 und 3.14. In beiden Bildern sind die Spektren der Niobproben in demselben Energiebereich aufgetragen. Allerdings ist der Peak von Aluminium im ersten Bilde deutlich größer, sodass die Niobspektren nicht zu sehen sind.

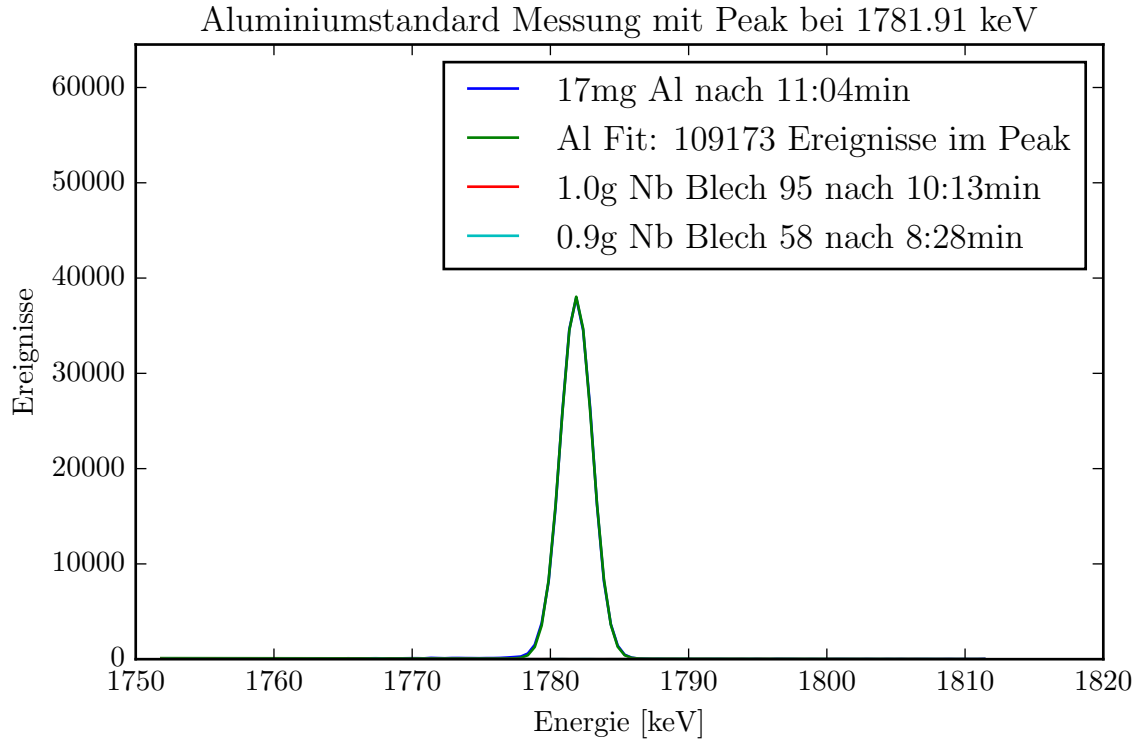


Abbildung 3.13: Aluminium-Standard etwa 11 min nach der Bestrahlung. Der Peak ist viel höher als die Niobproben nach etwa derselben Abklingzeit. Aus dem Fit an das Aluminiumspektrum werden für einen Fit der Niobproben der Mittelwert und die Breite des Aluminiumpeaks bestimmt.

Um zu überprüfen, ob es sich um Peaks handelt und, wenn ja, wie viele Zerfälle von Aluminium detektiert wurden, wird ein Likelihood-Fit durchgeführt. Die Werte für μ und σ wurden aus dem Fit des Aluminiumstandards übernommen. Der Untergrund $y_{\text{background}} = a_{\text{bg}} + x b_{\text{bg}}$ wurde aus einem linearen Fit der Daten außerhalb des 5σ -Bereichs um den Aluminium-Peak berechnet unter Verwendung der Poissonverteilung $P(\lambda, k)$. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, bei einem Erwartungswert von λ , k Ereignisse zu messen.

$$P(\lambda, k) = \frac{\lambda^k}{k!} \exp(-\lambda) \quad (3.6)$$

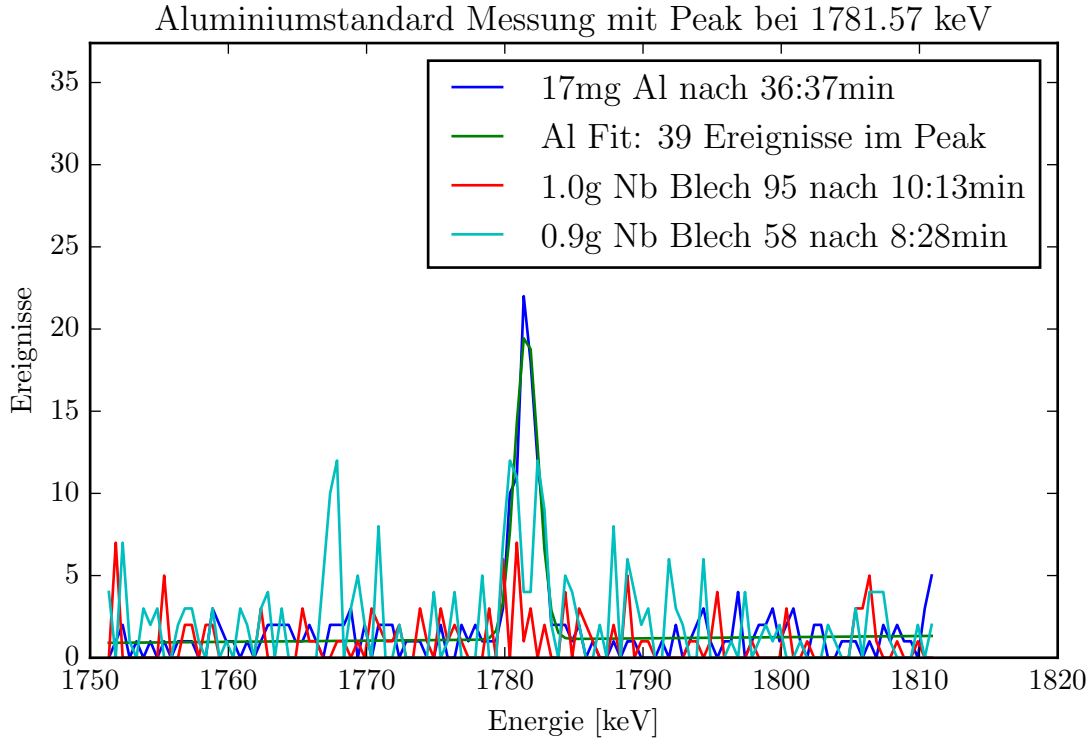


Abbildung 3.14: Aluminium-Standard etwa 36 min nach der Bestrahlung. Die Frage ist, ob in dem Spektrum der Niobproben ein Peak zu sehen ist oder nicht.

Nimmt man an, dass die detektierten Ereignisse poissonverteilt sind, ist die Likelihoodfunktion in Abhängigkeit der Aluminiumzerfälle gegeben durch:

$$\mathcal{L}(A) = \prod_i P(f(x_i, A, \mu_{\text{Al}}, \sigma_{\text{Al}}, a_{\text{bg}}, b_{\text{bg}}), y_i) \quad (3.7)$$

Dabei werden die Wahrscheinlichkeiten aller Punkte (x_i, y_i) des Spektrums multipliziert. Die Größen μ_{Al} und σ_{Al} kommen aus dem Peakfit für den Aluminiumstandard. Die auf den Likelihoodwert für die Untergrundhypothese normierte logarithmische Likelihoodfunktion $\log(\mathcal{L})$ ist in Abbildung 3.15 aufgetragen.

Da das Isotop während der Abklingzeit t_{Abkling} und während des Messens t_{Messung} zerfällt und die Proben unterschiedliche Massen m_{Probe} besitzen, müssen Korrekturen für die unterschiedlichen Abklingzeiten und Massen berechnet werden. Die Aktivität direkt nach Bestrahlungsende ohne Detektoreffizienzkorrektur und Neutronenflusskorrektur sind gegeben durch:

$$A(t=0) = \frac{1}{m_{\text{Probe}}} \frac{\lambda}{e^{-\lambda t_{\text{Abkling}}} - e^{-\lambda(t_{\text{Abkling}}+t_{\text{Messung}})}} A_{\text{fit}} \quad (3.8)$$

Bildet man wie in Unterabschnitt 3.3.1 den Quotienten aus Aktivität des Standards und der jeweiligen Aktivitäten in den Aluminiumpeaks der Bleche ergeben sich Massenanteile von $(8,9 + 1,7 - 1,5)$ ppm für Blech 58 und $(1,1 + 0,5 - 0,4)$ ppm für Blech 96. Als Ungenauigkeit ist hier die 1σ -Umgebung angegeben, also die Massenanteile, die den

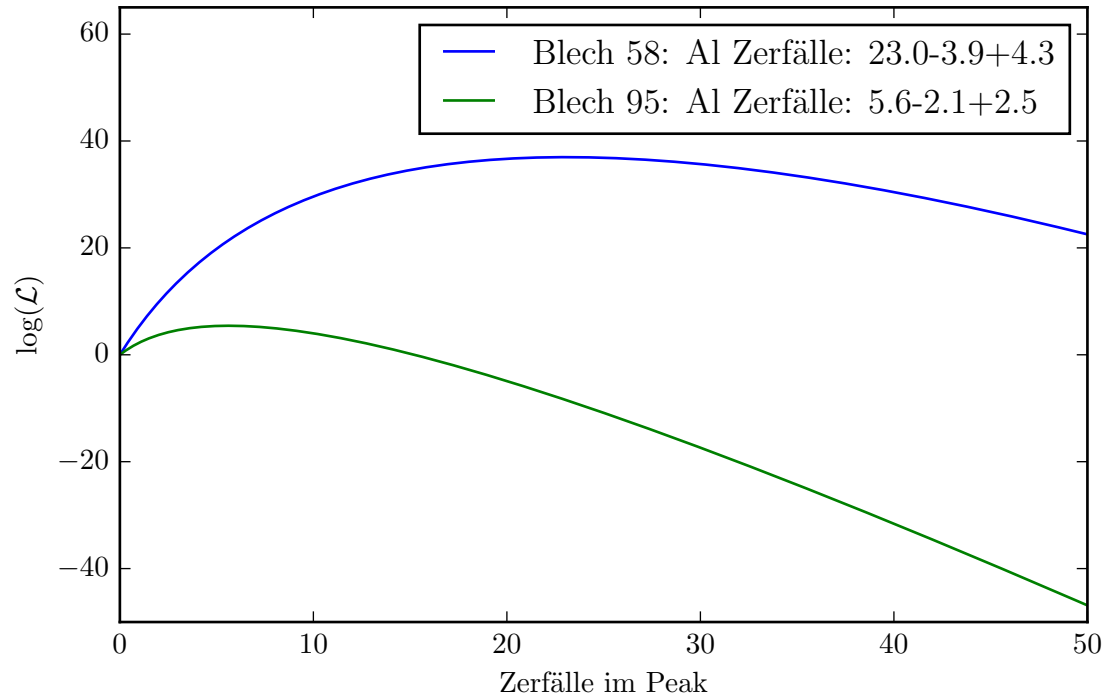


Abbildung 3.15: Logarithmisch aufgetragene Likelihoodfunktion für Hypothesen mit unterschiedlicher Anzahl an Signalereignissen. In der Legende angegeben sind die Zerfälle, bei denen die Funktion maximal wird.

Hypothesen zugeordnet sind, bei denen der Wert der Likelihoodfunktion um 0,5 abgefallen ist [Bohm]. Da kein Wert für Aluminium vom Hersteller angegeben ist, sollte kein Aluminium vorhanden sein.

4 Hochfrequenztests

In diesem Kapitel werden die Hochfrequenzeigenschaften sowohl der im Herstellungsprozess entstehenden Komponenten als auch der gesamten Kavität untersucht. Dabei muss neben der Resonanzfrequenz auch die Länge der Bauteile stimmen, da die Phasengeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der Teilchen übereinstimmen muss. Des Weiteren sollte in jeder Zelle die Feldamplitude gleich sein, damit bei einem festen Beschleunigungsgradienten das Feld in jeder Zelle minimal ist und somit ein maximales mittleres Feld erreicht werden kann.

Die Messungen begleiten die einzelnen Produktionsschritte vom Niobblech bis zum fertig getunten Neunzeller. Der erste Unterabschnitt stellt den Ablauf der Schritte und die Zwischenkomponenten vor. Im darauf folgenden Unterabschnitt wird der Messaufbau zur Messung der Komponenten vorgestellt. Anschließend werden die Bauteile sukzessive vermessen und die Berechnung der Herstellerfirma nachvollzogen. Das Kapitel schließt mit den Eigenschaften der für den Einbau in den Heliumtank bereiten Kavitäten.

4.1 Kavitätproduktion

Die im MESA-Beschleuniger-Modul verbauten Typ TESLA-Kavitäten werden aus Niob gefertigt. Von den bekannten Materialien, die sich hinsichtlich der Bearbeitbarkeit für die Herstellung der benötigten Form eignen, hat Niob die höchste Sprungtemperatur.

Wie in Unterabschnitt 2.3.1 wird Niob mit einem RRR von 300 und höher verwendet [Ste]. Diese Bleche werden gemäß den Schemata 4.10 und 4.11 zur fertig getunten, neunzelligen Kavität verarbeitet. Bei Eingang der Bleche werden die Niobbleche sowohl visuell untersucht als auch einer Wirbelstromprüfung unterzogen. Sind auf beiden Seiten des Blechs Auffälligkeiten, werden sie mit der Elektronenstrahlmikrosonde untersucht.

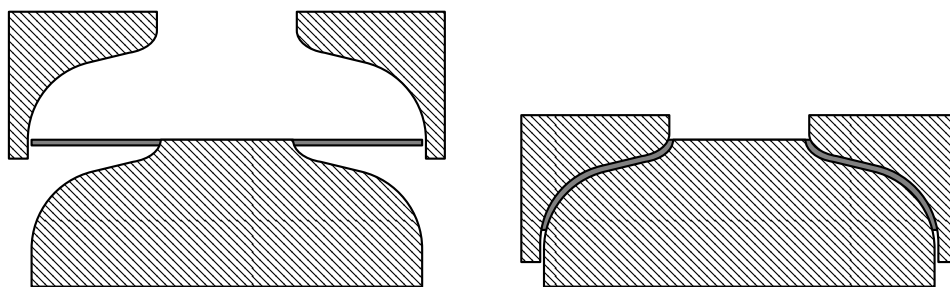


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Tiefziehens. Die Niobbleche werden in die gewünschte Form gepresst [Ste].

Nach der Kontrolle werden aus den Niobblechen mit einer Dicke von 2,8 mm mithilfe eines Wasserstrahls runde Rohlinge geschnitten. Eine chemische Analyse wird an den dabei

abgeschnittenen Rändern mithilfe von Neutronenaktivierungsanalyse und Sekundärionen-Massenspektrometrie in Kapitel 3 durchgeführt.

Das Tiefziehen, wie in Abbildung 4.1 schematisch zu sehen, formt die Bleche zu Halbzellen.

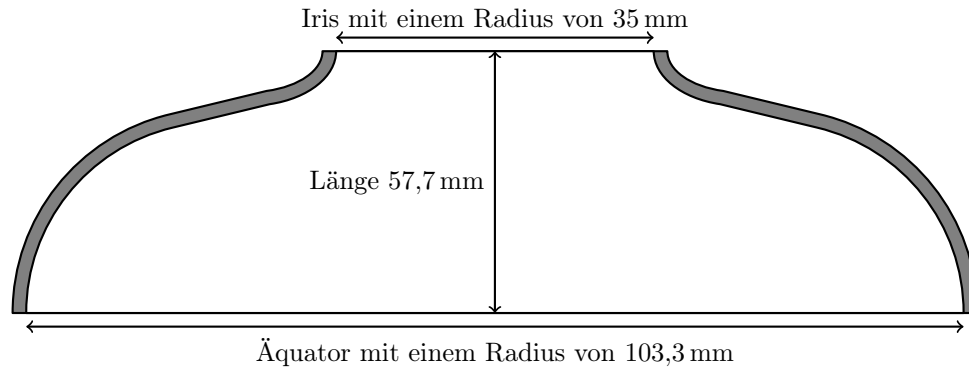


Abbildung 4.2: Halbzelle nach dem Tiefziehen. Die große Öffnung liegt in der Mitte der späteren fertigen Zellen der Kavität und wird Äquator genannt. Die Verengung zur nächsten Zelle wird in Analogie zum Wellenleiter mit Irisblende Iris genannt. Die Längenangaben sind für eine normale Halbzelle in der Mitte. Die Iris der Endzellen hat denselben Radius von 39 mm wie das Strahlrohr. Auch die Längen der Endzellen sind für die Endgruppen mit 56 mm und 57 mm abweichend.

Eine Halbzelle ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Der spätere Zellenbauch wird Äquator genannt, die verengende Öffnung zur nächsten Zelle Iris. Es gibt drei unterschiedliche Halbzellen mit kleinen geometrischen Abweichungen. Der erste Typ, normale Halbzelle genannt, wird für die inneren Zellen des Neunzellers verwendet. Die anderen beiden Typen sind etwas kürzer und werden jeweils für eine Endgruppe, also die Gruppen, die den Neunzeller zum Strahlrohr hin abschließen, verwendet. Nach dem Tiefziehen folgt eine Messung der Halbzellenlänge und der Resonanzfrequenzen, die in Abschnitt 4.3 besprochen werden.

Um aus den so entstandenen Halbzellen Hanteln, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, zu formen, werden jeweils zwei Halbzellen an der Iris mithilfe eines Elektronenstrahls aneinander geschweißt. Da es hier im Betrieb zum höchsten Feld kommt, müssen die Schweißnähte besser gearbeitet sein als an den Äquatoren damit es nicht zu Feldemissionen kommt. Das Nachbearbeiten der Irisnähte ist bei einer Hantel einfacher als bei einer neunzelligen Kavität. Ein weiterer Vorteil ist, dass die Hanteln bereits in der π -Mode schwingen können und somit die gemessene Frequenz, bis auf Abweichungen aufgrund der Temperatur und des Drucks, bereits dieselbe ist wie im späteren Betrieb. Um mechanische Schwingungen und Lorentzkraftverformungen zu verringern, sind die Hanteln mit Verstärkungsringen versehen. Auch die Hanteln werden mechanisch und elektrisch vermessen. Aus den Ergebnissen werden in Abschnitt 4.4 Korrekturwerte für die einzelnen Hanteln berechnet.

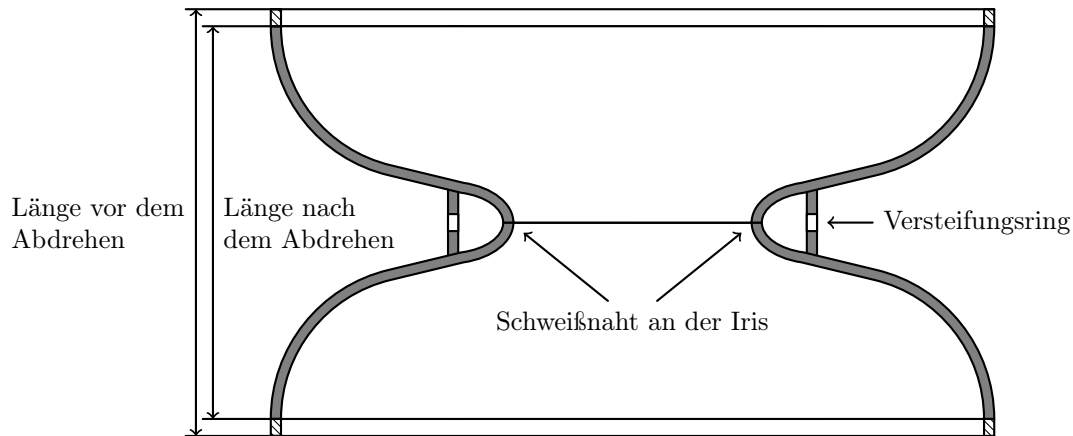


Abbildung 4.3: Hantel nach dem Elektronenstrahlschweißen. Die Versteifungsrings verhindern Verformungen durch Lorentzkkräfte. Die Länge der einzelnen Halbzellen ist länger als die der Hantel, da das Material beim Abkühlen nach dem Schweißen deformiert wird. An den Äquatoren der Hantel wird vor dem verschweißen zur Kavität Material abgetragen um die Frequenz zu korrigieren.

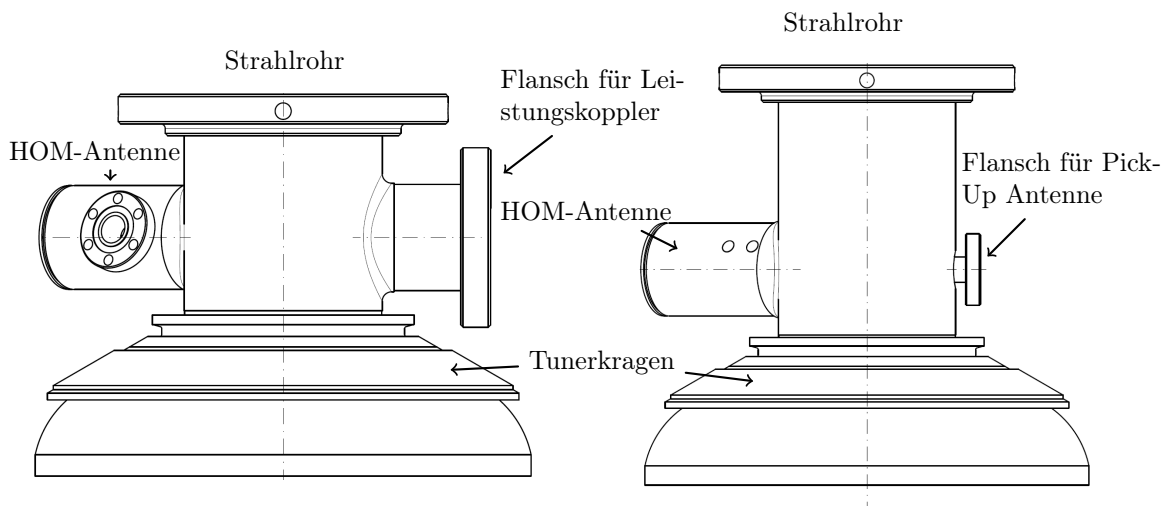


Abbildung 4.4: Endgruppen der Kavitäten. An jeder Endgruppe sitzt eine HOM-Antenne zur Dämpfung der höheren Moden und ein Tunerkragen, an dem der Tuner ansetzt, um im Betrieb durch Stauchen und Strecken der Kavitäten die Resonanzfrequenz anzupassen. Zur Ermittlung der Resonanzfrequenz dient die Pick-Up-Antenne, während durch den Leistungskoppler die anregende Hochfrequenz eingekoppelt wird. Der Radius der Strahlrohre beträgt 39 mm.

Parallel werden die Endgruppen der Kavitäten (Abbildung 4.4) gefertigt. Sie bestehen aus einer etwas längeren Halbzelle, an die jeweils ein Strahlrohr geschweißt wird. An diesen Rohren befindet sich je eine Antenne zur Dämpfung der harmonischen Schwingungen der Anregungsfrequenz, der sogenannten *Higher Order Modes (HOM)*, sowie auf einer Seite

ein Flansch für eine Pick-Up-Antenne, die im laufenden Betrieb die Frequenz der Kavität misst, und an der anderen Endgruppe die Flansche für die Leistungskoppler.

Schließlich werden eine lange und eine kurze Endgruppe mit acht Hanteln zu einer neunzelligen Kavität, wie in Kapitel 2 in Abbildung 2.2 zu sehen, verschweißt. Mit ihr wird eine Feinabstimmung durchgeführt, bei der die einzelnen Zellen individuell gestreckt und gestaucht und damit in Länge und Frequenz angepasst werden. Daraufhin wird die Kavität in einen Heliumtank aus Titan eingebaut, der im Betrieb das flüssige Helium enthalten wird. Mit diesem Tank können dann die ersten Tieftemperaturtests durchgeführt werden bevor er dann in das Kryomodul verbaut wird.

4.2 Messaufbau

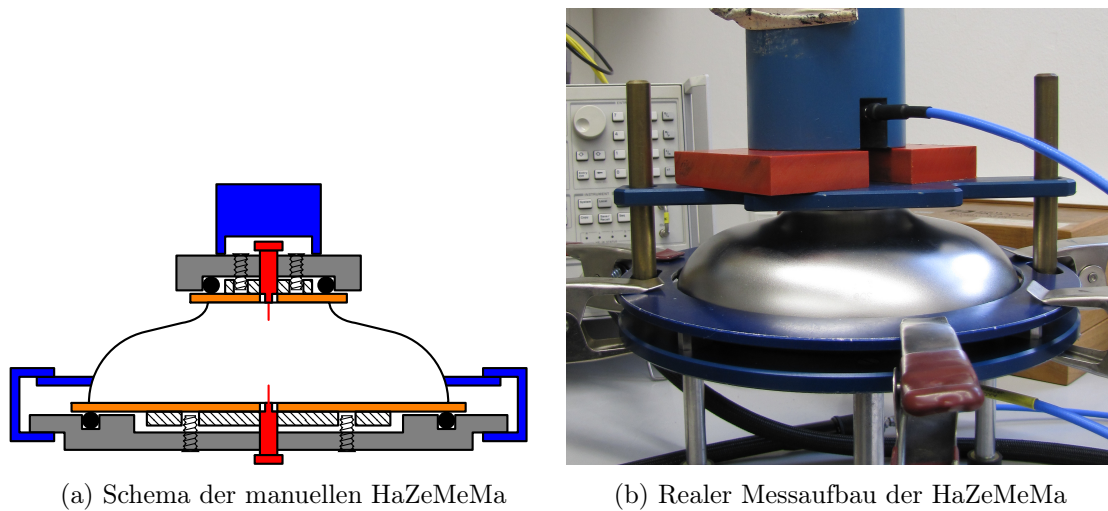


Abbildung 4.5: Vermessung einer Halbzelle mit der manuellen HaZeMeMa. Das Gewicht oben und die Klammern (beides blau im Schema) sorgen für einen guten elektrischen Kontakt der Halbzelle mit den Niobplatten (orange). Die Kabel führen von den Antennen (rot) zum Netzwerkanalysator.

Um HF-Tests durchzuführen, müssen die Resonatoren abgeschlossen sein, sodass sich die TM_{010} -Mode ausbreiten kann. Da das elektrische Feld am Äquator und an der Iris parallel zum Strahlrohr ist und das magnetische senkrecht dazu, können die Randbedingungen eines perfekten Leiters benutzt werden. Sie besagen, dass das elektrische Feld senkrecht auf einem Leiter steht und das magnetische Feld parallel zur Oberfläche verläuft. Schließt man also den Resonator mit einer leitenden Platte ab, erhält man im Inneren die Mode, die sich auch in der fertigen Kavität ausbreiten würde. Um die Hochfrequenzuntersuchungen der Kavitätskomponenten durchzuführen, wurde ein Aufbau von DESY verwendet, der in Abbildung 4.5a zu sehen ist (im weiteren manuelle Halbzellenmessmaschine (HaZeMeMa) genannt). Um das hochreine Niob nicht zu verunreinigen, bestehen diese Platten aus Niob [Ive+09]. Eine Platte ist im rechten Bild von Abbildung 4.6 dargestellt. Am Rand sind Einschnitte, um den elektrischen Kontakt zum Bauteil zu verbessern. In der Mitte ist ein Loch für die Antenne vorgesehen und ein weiteres zum Einführen eines

Störkörpers zur Bestimmung der Feldglattheit und der benötigten Frequenzkorrekturen (siehe Abschnitt 2.8).

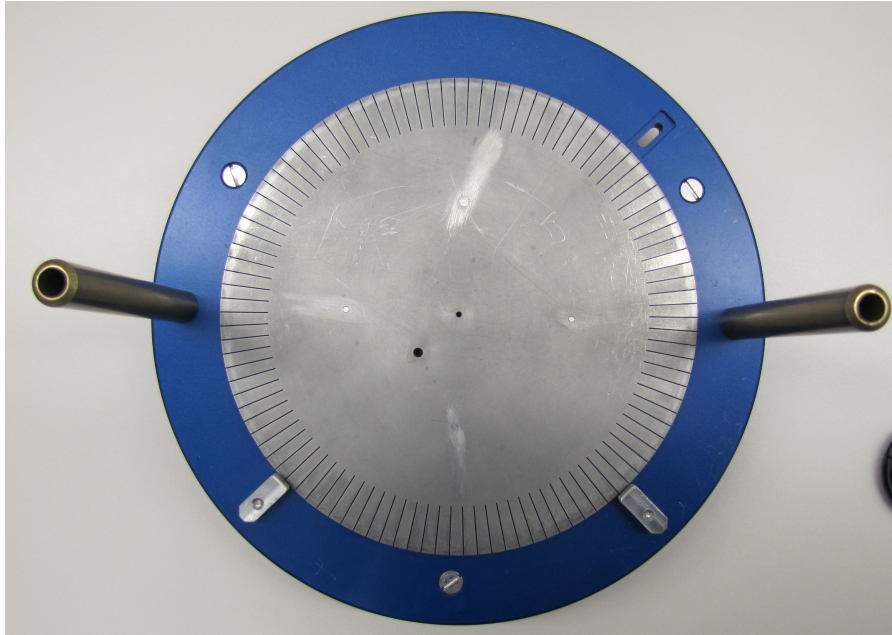


Abbildung 4.6: Abschlussplatte der HaZeMeMa. Das zu vermessende Teil wird oben und unten von einer solchen Niobplatte abgeschlossen, sodass ein geschlossener Resonatorraum entsteht. Zur Verbesserung des elektrischen Kontakts ist der Rand geriffelt.

Um den elektrischen Kontakt weiter zu verbessern, wird das zu vermessende Bauteil mittels Klammern an die Platten gepresst. Dazu wird an den großen Flächen, also den Äquatorflächen aller Komponenten, vor dem Auflegen der oberen Metallplatte ein Ring aufgelegt, der mit Klammern an die jeweiligen Platten angedrückt werden kann, wie in Abbildung 4.5b zu sehen ist. Die Irisseiten der Halbzellen werden mithilfe eines Gewichts elektrisch mit der Platte verbunden. Der Druck muss angemessen sein, um eine Verformung der Komponenten durch zu hohen Druck und einen schlechten elektrischen Kontakt durch zu niedrigen Druck zu vermeiden.

In der Praxis wird beim Einspannen der Bauteile die Güte am Netzwerkanalysator überwacht. Liegt sie unter 3000, wird der elektrische Kontakt verbessert. Das heißt, dass der Anpressdruck nicht gleichmäßig verteilt ist und die Klammerung nachgebessert werden muss.

Es wurden neue Antennen angefertigt, von denen eine in Abbildung 4.7 zu sehen ist.

Die Löcher für die Antennen in der HaZeMeMa haben einen Durchmesser von 2 mm in den Äquatorplatten und 2,2 mm in den Irisplatten. Für eine impedanzangepasste, also reflexionsfreie, Durchführung muss der Durchmesser des Innenleiters Gleichung (4.1) [MG68] erfüllen:

$$Z_L = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \frac{D}{d}. \quad (4.1)$$

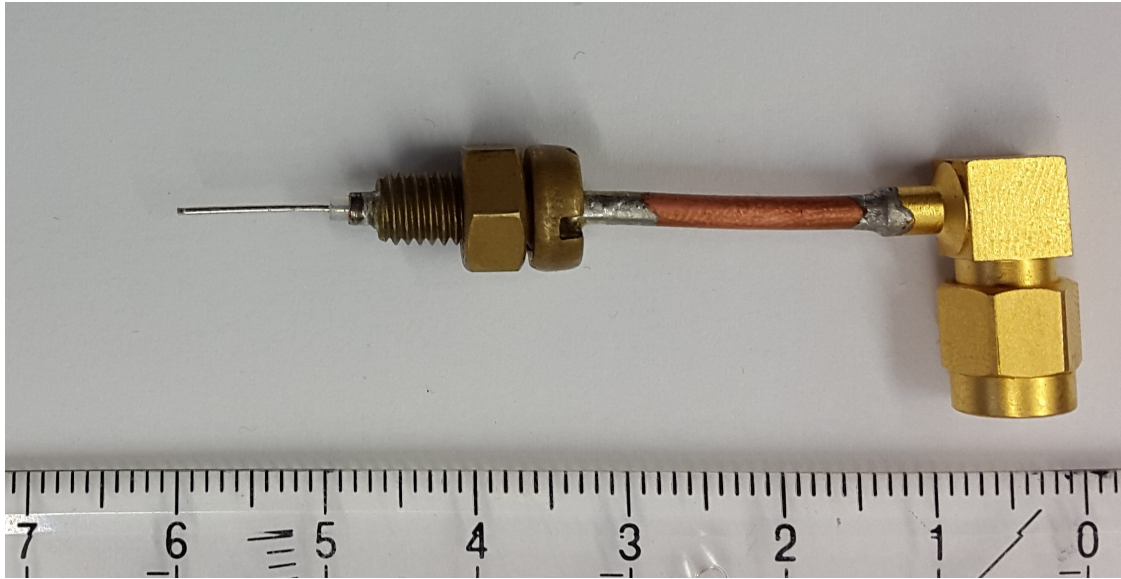


Abbildung 4.7: Neu gefertigte Antenne. Im Gegensatz zu den alten Antennen wird das Semi-Rigid Kabel, das durch die Schraube in den Resonator geführt wird, direkt an ein SMA-Eckstück angelötet. So wird ein Kurzschluss durch Abrieb verhindert.

Dabei bezeichnet Z_L den Wellenwiderstand der Leitung, Z_0 den Wellenwiderstand des Vakuums, ϵ_r die Permittivität des Isolators, D den Durchmesser des Außenleiters und d den Durchmesser des Innenleiters.

Dies ergibt die optimalen Werte von $d = 0,87$ mm für den Innendurchmesser bei den Irisplatten und $d = 0,96$ mm für die Äquatorplatten. Getestet wurden Antennen mit 0,5 mm und 1 mm dicken Innenleitern. Für die Messung in Abbildung 4.8 wurde im Bereich von 13 mm bis 20 mm sowohl eine Antenne mit einem Durchmesser von 1 mm als auch eine mit Innendurchmesser von 0,5 mm verwendet. Im Bild ist jedoch kein unterscheidbarer Einfluss auf die Resonanzfrequenz zu sehen. Daher wurde die Version mit der besseren Impedanzanpassung gewählt. Bei den Äquatorplatten hat dies neben weniger Reflektionen am Übergang den Vorteil, dass die Antenne stabiler ist.

4.2.1 Einfluss der Antennen auf das Feld im Resonator

Die Antennen im Resonator beeinflussen das Feld auf drei Weisen:

1. Die Antenne wirkt wie ein Störkörper, sie verdrängt Feld und beeinflusst die Frequenz nach dem Slatertheorem.
2. Da die Antennen oben und unten nicht die exakte Länge haben, wird bei den Hanteln das Feld in der oberen und unteren Halbzelle unterschiedlich gestört und es wird eine Feldasymmetrie erzeugt.
3. Aufgrund der Kopplung der Antenne wird die Güte des Resonators vermindert. Da die gedämpfte Schwingung eine andere Frequenz als eine ungedämpfte Schwingung besitzt, wird die Resonanzfrequenz beeinflusst.

Für eine ungestörte Messung der Resonanzfrequenz ist eine kurze Antenne wünschenswert. Zur Abschätzung der Störung durch eine Feldverdrängung wurde eine CST¹-Simulation mit vergleichender Messung durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.8 zu sehen.

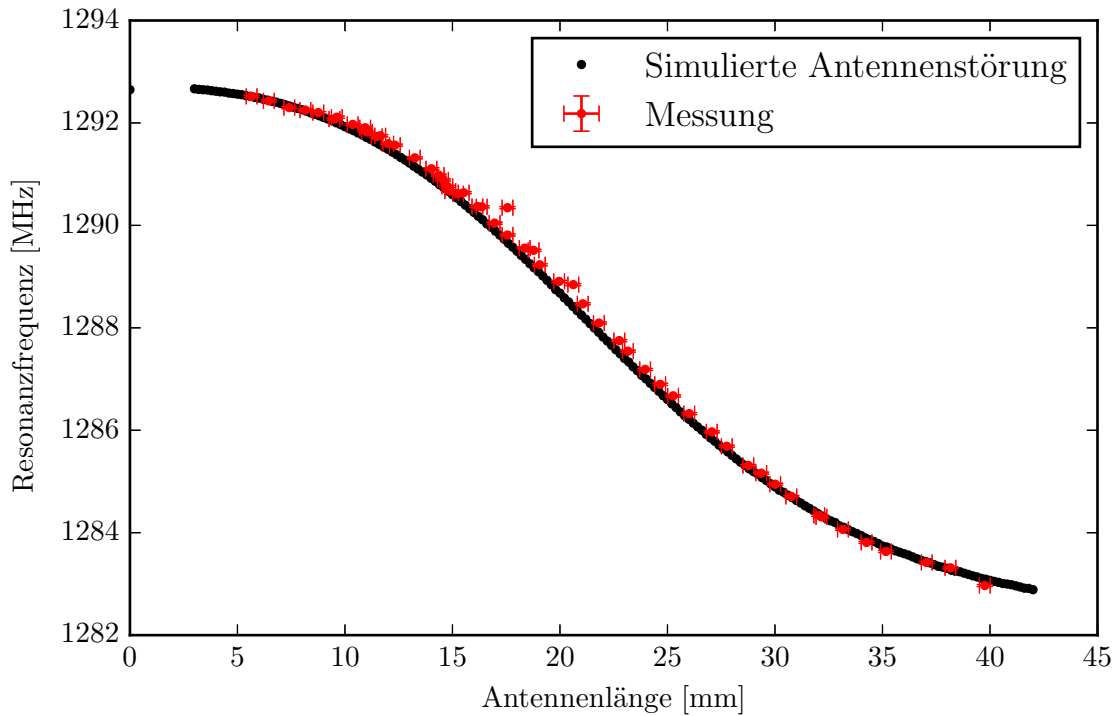


Abbildung 4.8: CST Simulation des Einflusses der Antennen auf die Resonanzfrequenzen der π Mode einer Hantel. In Rot eingezeichnet ist die der Simulation entsprechende Messung der Resonanzfrequenzen.

Simuliert wurden die Störungen der π -Mode einer mit Luft gefüllten Hantel bei verschiedenen Antennenlängen. Allerdings wurde im Unterschied zum Betrieb, wie in Abbildung 4.5 zu sehen, nur eine Antenne benutzt. Da die Einflüsse der diversen Bearbeitungsschritte, insbesondere die Ungenauigkeiten der Bearbeitung, nicht simuliert werden können, wurde der erste Punkt der gemessenen Kurve als Referenzwert angenommen und die Störungen für andere Längen auf diesen angewendet.

Die gemessenen Punkte zeigen eine gute Übereinstimmung mit den simulierten Werten und es wird angenommen, dass die Berechnung der Antennenstörung unabhängig ist von den durch die Bearbeitung des Materials erzeugten Frequenzabweichungen von der idealen Hantel. Als Frequenzfehler wurde derselbe Fehler von 16 kHz wie in Unterabschnitt 4.4.1 angenommen. Da die Ungenauigkeit jedoch von der Antennenlänge abhängt und bei längerer Antenne aufgrund des größeren Volumens an verdrängtem Feld größer ist, wird sie hier unterschätzt.

Allerdings ist die Antennenstörung modenabhängig und nicht linear, da sie nach dem Slatertheorem vom quadratischen, verdrängten Feld abhängt. Dieses ist durch die Mode gegeben und hängt nicht linear vom Ort ab. Die Übereinstimmung von Simulation und

¹CST Studio Suite 2015

Messung rechtfertigt die weitere Benutzung von CST zur Berechnung des Einflusses der Antenne auf die gemessene Frequenz. Allerdings muss die Simulation der Antennenstörung für jede Messung und die dabei verwendete Antennenlänge durchgeführt werden.

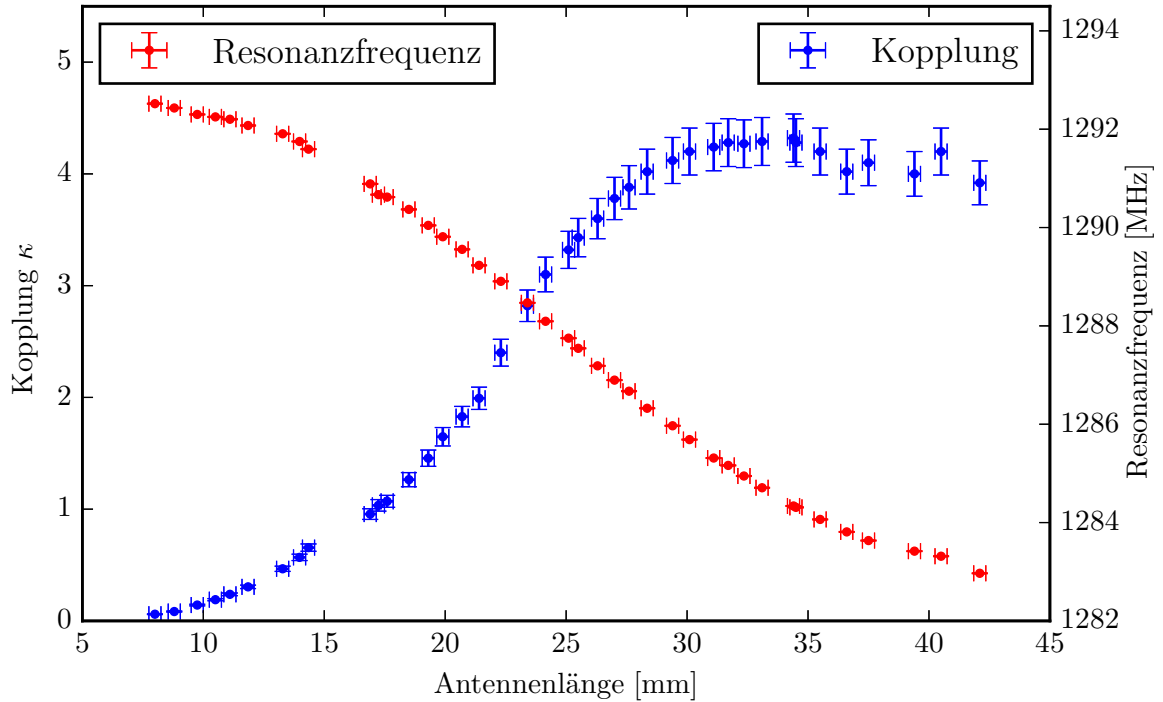


Abbildung 4.9: Einfluss der Antennenlänge auf die Kopplung und die Resonanzfrequenz. Deutlich zu sehen sind die gegenläufigen Effekte der Kopplung und der Störung der Antenne. Während eine kleine Antenne eine minimale Störung der Resonanzfrequenz verursacht, führt die geringe Kopplung zu einem kleinen Resonanzeffekt und somit zu einer schlechten Ablesbarkeit der Bandbreite.

Auch die Kopplung der Antenne an das Feld ist von deren Länge abhängig. Bei einer kurzen Antenne ist die Wechselwirkung mit dem Feld klein und daher die Kopplung gering. Der Verlauf ist in Abbildung 4.9 zu sehen.

Zur Berechnung des Einflusses auf die Resonanzfrequenz bei Dämpfung, die durch eine endliche Güte erzeugt wird, kombiniert man die Gleichungen (2.46) und (2.44) aus Kapitel 2, sodass man die ungestörte Resonanzfrequenz $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ aus der gedämpften ω_D unter der Güte Q erhält:

$$\omega_0^2 = \omega_D^2 \frac{4Q^2}{4Q^2 - 1}. \quad (4.2)$$

Für alle Messungen wird eine größere Güte als 3000 gefordert. Bei diesen Werten ist der Faktor $\frac{4Q^2}{4Q^2 - 1} - 1 = 2 \cdot 10^{-8}$ und hat daher einen Einfluss im Bereich von 10 Hz. Für die Messungen ist daher die Frequenzstörung durch die Verdrängung des Feldes wichtig, um die nach dem Slatertheorem entstehende Störung zu berechnen.

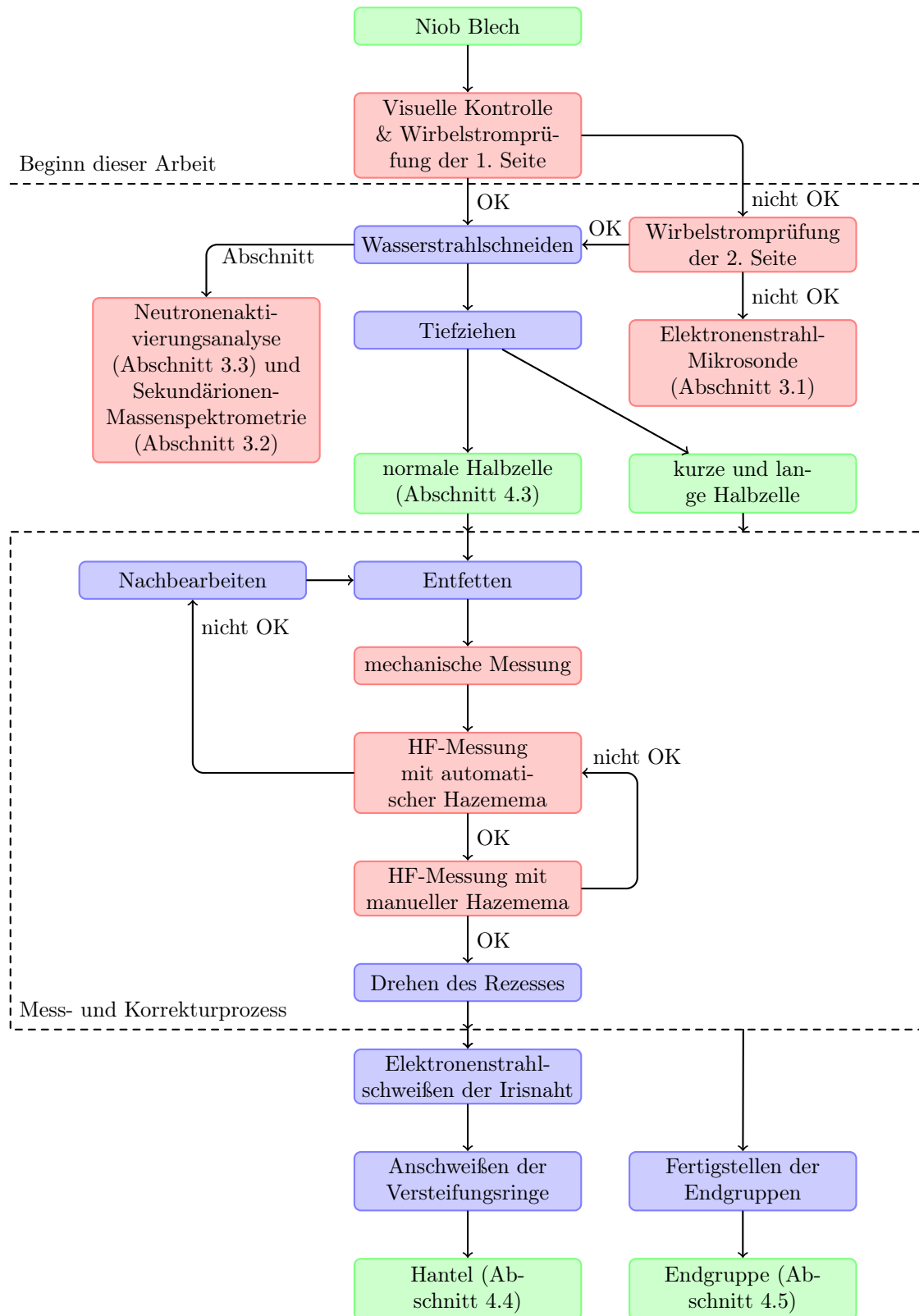


Abbildung 4.10: Fertigungsschema vom Nioblech zur Hantel. Rot eingezeichnet sind Messschritte, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, grün sind die Komponenten und blau Vorbereitungsschritte.

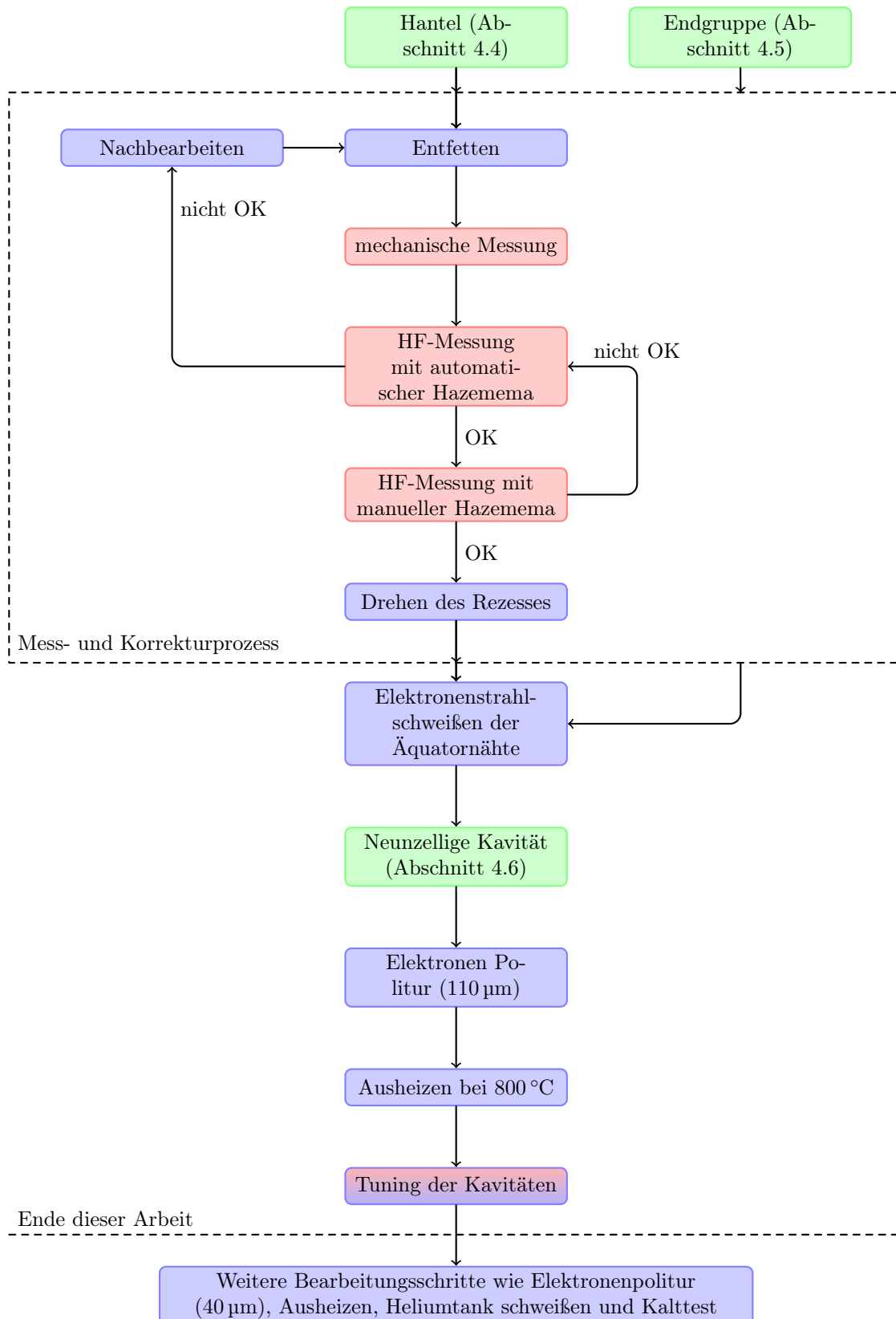


Abbildung 4.11: Fertigungsschema von der Hantel zur fertig getunten Kavität. Rot eingezeichnet sind Messschritte, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, grün sind die Komponenten und blau Vorbereitungsschritte.

Gemäß dem Slatertheorem sind die Auswirkungen der Antennenstörung auf die Resonanzfrequenz modenabhängig. Das heißt, dass die Ungenauigkeit der Messung für jede Komponente individuell ermittelt werden muss. Dazu wird dieselbe Komponente mehrmals vermessen und die Standardabweichung als Messfehler bestimmt. Durch gleichzeitiges Messen mithilfe verschiedener S-Parameter kann die Ungenauigkeit durch Aufsetzen und durch Messfehler separiert werden. Werden bei jedem Messen der Komponente die Resonanzfrequenzen über S_{11} , S_{22} und S_{12} bestimmt, kann aus dem Mittel dieser drei Messungen eine Messungenauigkeit bestimmt werden. Durch die Abweichung eines Parameters, beispielsweise von S_{11} nach dem Aus und Einspannen des Bauteils, kann ein Rückschluss auf den Messfehler durch ungleichmäßiges, nicht korrekt zentriertes Aufsetzen des Bauteils gezogen werden.

Die mit den Messmaschinen und den Bauteilen durchgeführten Arbeits- und Messschritte sind in Abbildung 4.10 und Abbildung 4.11 aufgeführt.

4.3 Halbzellen

Aus den Blechen werden zunächst Halbzellen geformt. Da an den Zellen keine Korrekturen durchgeführt werden, können durch die Messung nur besonders grobe Fehler beim Tiefziehen festgestellt werden. Der wichtigere Grund für eine Messung der Halbzellen ist, Aussagen über das Messgerät zu treffen. So erlaubt die Messung einen direkten Vergleich der Messungen der in dem vorherigen Unterkapitel vorgestellten Messmaschine und der vom Hersteller benutzten, automatisierten Halbzellenmessmaschine (automatische HaZe-MeMa), die im Paper von J. Iversen [Ive+09] beschrieben wird.

4.3.1 Aufbau und Grundlagen

Vor dem Messen der Halbzellen wurde der Fehler der Messung bestimmt. Zum einen sitzt die aufgesetzte Halbzelle nicht immer zentral und zum anderen gibt es eine Messungenauigkeit des Netzwerkanalysators. Um diese Werte bestimmen zu können, wurde eine vom Hersteller zur Verfügung gestellte Testhalbzelle zehn Mal auf der manuellen HaZe-MeMa platziert und die Resonanzfrequenz und Bandbreite über die Parameter S_{11} und S_{22} vermessen.

Bestimmt man die Standardabweichungen der Resonanzfrequenzen aus den S_{11} und S_{22} -Messungen, kann man eine Messungenauigkeit erhalten. Eine Mittelung aus allen zehn so bestimmten Ungenauigkeiten ergibt dann die im folgenden verwendete Gesamt-messungenauigkeit σ_{messen} .

Zur Bestimmung der Ungenauigkeit, die sich durch das unterschiedliche Aufsetzen der Halbzellen auf die HaZeMeMa ergibt, wird zunächst die Standardabweichung aller zehn Messungen eines Parameters berechnet und über alle Parameter gemittelt. Die so berechneten Ungenauigkeiten betragen:

- Messungenauigkeit $\sigma_{\text{messen}} = 3 \text{ kHz}$
- Gesamtungenauigkeit $\sigma_{\text{ges}} = 28,2 \text{ kHz}$

Die Frequenzungenauigkeit durch das Aufsetzen einer Halbzelle auf die Messmaschine ergibt sich nach dem zentralen Grenzwertsatz zu:

$$\sigma_{\text{setzen}} = \sqrt{\sigma_{\text{ges}}^2 - \sigma_{\text{messen}}^2} = \sqrt{28,2^2 - 3^2} \approx 28 \text{ kHz}. \quad (4.3)$$

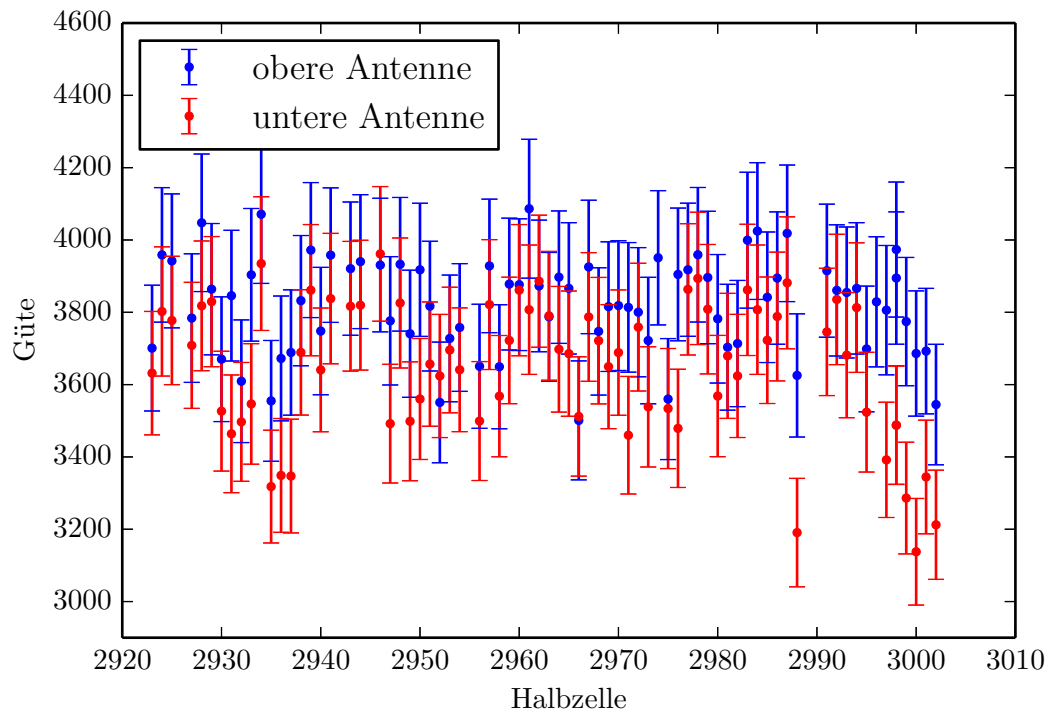


Abbildung 4.12: Erreichte Güten bei der Halbzellenmessung. Aus den aufgenommenen Daten und der Annahme, dass die Güte der Messungen über die Parameter S_{11} und S_{22} gleich sind, wurde ein Fehler in der Messung berechnet und eingezeichnet.

Mithilfe dieser Messung kann auch die Ungenauigkeit der Gütemessung abgeschätzt werden. Dazu wird die Differenz aus den Gütemessungen mittels S_{11} und S_{22} gebildet und auf den Mittelwert der beiden Messungen normiert. Die angegebene Ungenauigkeit ist dann der Mittelwert aus den Werten für jede Halbzelle. Es ergibt sich eine Ungenauigkeit von 5 %. In Abbildung 4.12 sind die Güten aller Halbzellen mit Fehler eingezeichnet.

4.3.2 Ergebnisse

Abbildung 4.13 zeigt die vom Hersteller mit der automatischen und im Rahmen dieser Arbeit mit der manuellen HaZeMeMa gemessenen Werte der Resonanzfrequenzen. Die Gerade in Rot zeigt den Verlauf einer idealen Messung beider Messaufbauten. Die Werte sind dabei um die Antennenstörung korrigiert. Dabei wurde die Störung mithilfe von CST simuliert. Die Streuung der Werte ist mit etwa 0,8 MHz klein im Vergleich zu einer Frequenzänderung beim Tunen von $5,4 \text{ MHz mm}^{-1}$ [KPS99] und bei einem geplanten Tuning von 1 mm lässt sich eine solche Streuung korrigieren.

Ein weiterer interessanter Wert ist die Korrelation zwischen der Länge und der Resonanzfrequenz der Halbzellen. Die beiden Größen sind in Abbildung 4.14 gegeneinander aufgetragen. Kleine Deformationen in der Zelle durch das Tiefziehen erzeugen eine statistische Streuung in der Resonanzfrequenz. Im Gegensatz dazu erwartet man eine positive Korrelation für eine Längenabweichung [KPS99], da bei einem Kürzen der Hantel die

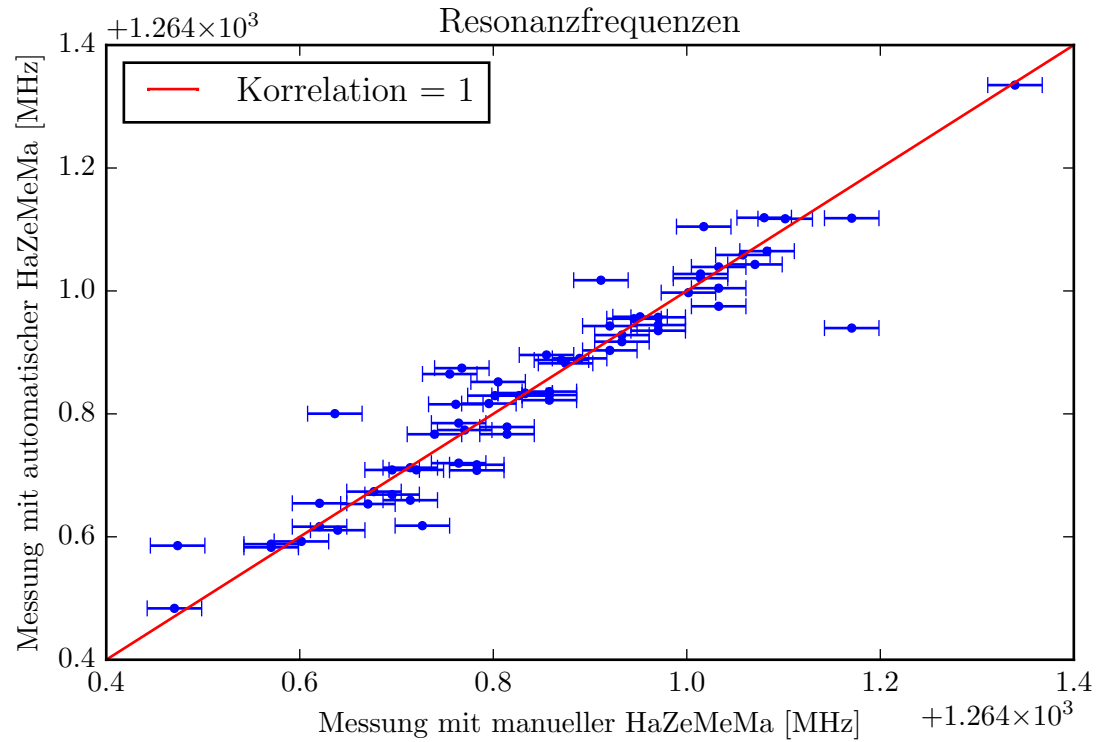


Abbildung 4.13: Korrelation zwischen der JGU- und Herstellerhalbzellenmessung. Auffällig sind die größeren Werte aus der manuellen Messung. Sie könnten durch die auf einer CST-Simulation basierende Korrektur erzeugt worden sein.

Resonanzfrequenz sinkt. Sind also Länge und Frequenz stark korreliert, treten wenig individuelle Deformationen der einzelnen Halbzellen auf und die Frequenzabweichung ist dominiert durch die Länge.

Betrachtet man das Bild, ist keine Korrelation erkennbar. Das heißt, dass Deformationen beim Tiefziehen das Frequenzverhalten der Halbzellen dominieren.

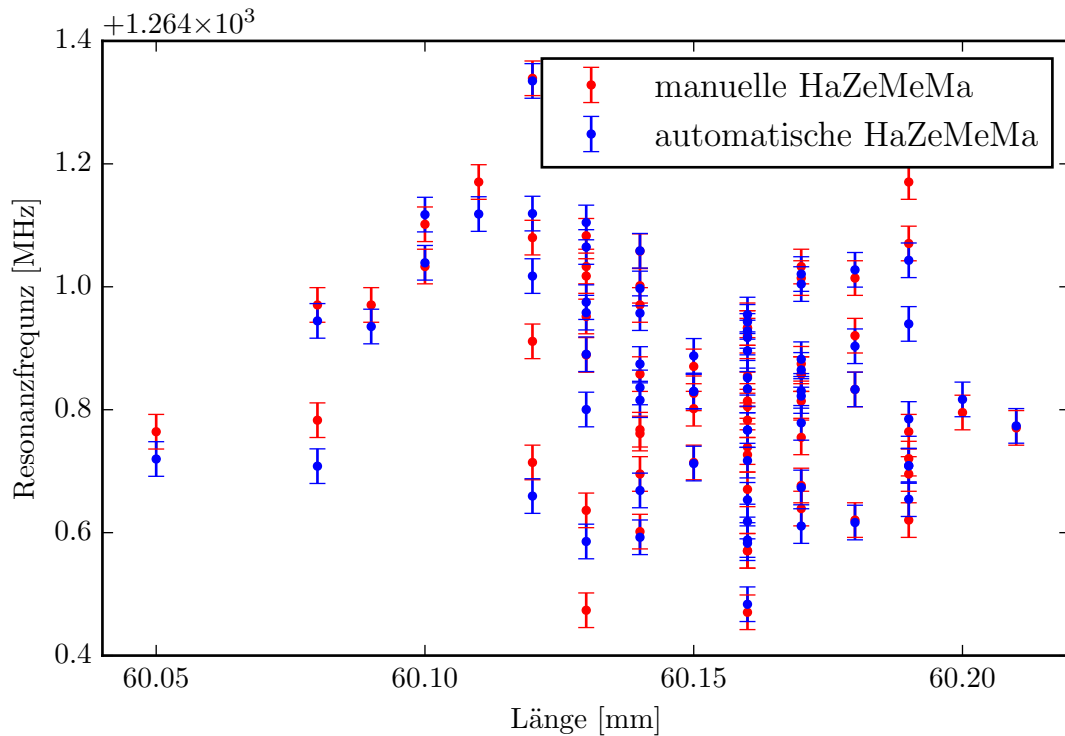


Abbildung 4.14: Zusammenhang zwischen den Längen und den Resonanzfrequenzen der Halbzellen.

4.4 Hanteln

Nach dem Vermessen werden jeweils zwei Halbzellen mithilfe eines Elektronenstrahls aneinander geschweißt und mit Versteifungsringen versehen. Da die Halbzellen beim Schweißen deformiert werden und schrumpfen, werden die entstandenen Hanteln von RI geometrisch und anschließend sowohl vom Hersteller als auch im Rahmen dieser Arbeit hochfrequenztechnisch vermessen. Ziel der Messungen ist die Berechnung der Frequenzkorrekturen und damit der Abdrehmaße, um am Ende die richtige Länge der Kavitäten bei der korrekten Resonanzfrequenz zu erhalten. Dabei soll die Feldglätte möglichst hoch sein. Das heißt, dass das Feld in jeder Zelle gleich stark ausgeprägt sein sollte. Dazu werden Korrekturen gemäß Abschnitt 2.8 an den einzelnen Zellen angebracht.

Folgende Größen werden für die Berechnung der Korrektur und Bestimmung der Güte gemessen:

1. zur Berechnung der Güte und damit der Qualität der Anklammerung:
 - Resonanzfrequenz der π -Mode
 - Bandbreite
 - Resonanzimpedanz
2. zur Berechnung der Feldglätte (siehe Abschnitt 2.8):
 - Resonanzfrequenz der π - und 0-Moden

- Resonanzfrequenz der π -Mode mit eingeführtem Störkörper in der oberen Halbzelle
- Resonanzfrequenz der π -Mode mit eingeführtem Störkörper in der unteren Halbzelle

3. Längen der Hanteln

Die Genauigkeit der Berechnung der Korrekturen hängt dabei von der Präzision der Verarbeitung, also dem Abdrehen der Hanteln, ab. Da das Abdrehen mit einer Fertigungsgenauigkeit von $29\text{ }\mu\text{m}$ durchgeführt werden kann (siehe Gleichung (4.24)), ist es unnötig, Effekte in die Berechnung aufzunehmen, die den berechneten Wert im Mikrometerbereich korrigieren. Die Berechnung der Fertigungsgenauigkeit kann erst nach dem Abdrehen erfolgen und steht daher in Unterabschnitt 4.4.3. Außer der Genauigkeit beim Abdrehen trägt die Streuung des Schweißschrumpfs der Äquatornäht zur benötigten Genauigkeit bei.

Da nur 4 Kavitäten gefertigt werden, bei denen alle Äquatornähte auf einmal geschweißt werden, ist es nicht möglich, den Schweißschrumpf am Äquator zu messen. Daher wird die Streuung des Schweißens der Irisnäht mit dem Verhältnis des im Paper von G. Kreps et al. [KPS99] angegebenen Verhältnisses der Schweißnähte skaliert.

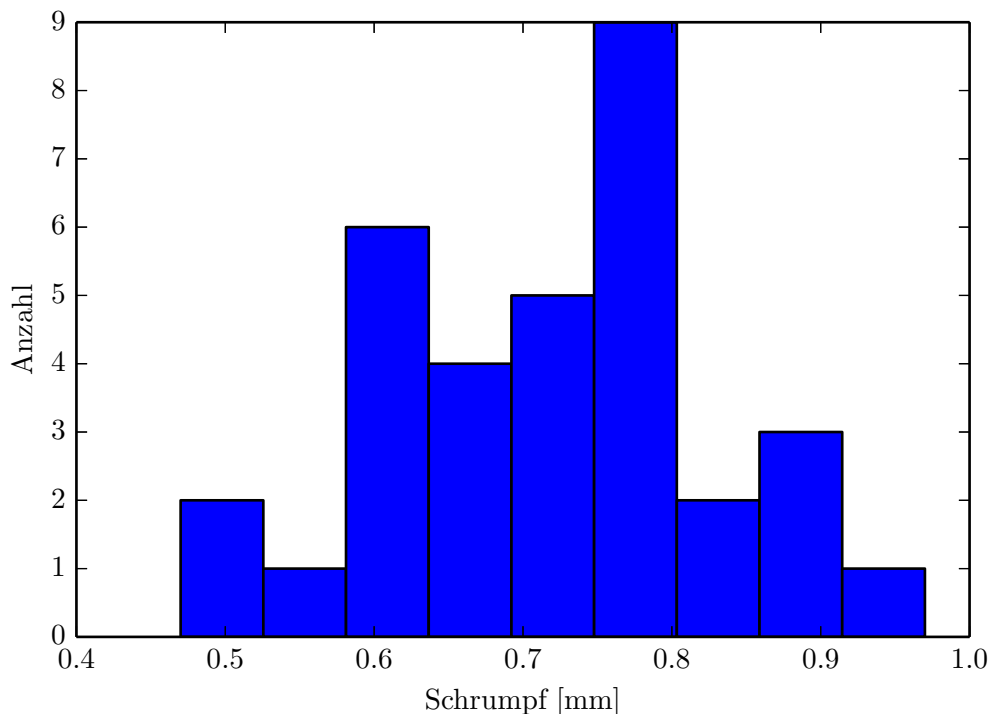


Abbildung 4.15: Schweißschrumpf der Irisnähte. Eine Hantel, die nachbearbeitet werden musste, ist nicht mit aufgetragen. Die Standardabweichung beträgt $0,11\text{ mm}$.

Die Werte in Abbildung 4.15 sind die Differenz aus der Länge der Hantel und der Summe der Längen der verwendeten Halbzellen sowie die Länge eines Rezesses, der zum

Schweißen der Halbzellen benötigt wird. Eine Standardabweichung beträgt dann $110\text{ }\mu\text{m}$. Das heißt, dass eine Genauigkeit von etwa $30\text{ }\mu\text{m}$ für die Berechnung der Abdrehmaße genügt, da der Schweißschrumpf ebenfalls in dieser Größenordnung streut.

4.4.1 Messergebnisse

Vor der Messung wird die Genauigkeit der Frequenzmessungen ermittelt. Dies geschieht analog zum Verfahren bei den Halbzellen und ergibt die folgenden Ungenauigkeiten:

- Messungenauigkeit $\sigma_{\text{messen}} = 5\text{ kHz}$
- Gesamtungenauigkeit $\sigma_{\text{ges}} = 17\text{ kHz}$
- Ungenauigkeit durch dezentrales Aufsetzen $\sigma_{\text{setzen}} = \sqrt{\sigma_{\text{ges}}^2 - \sigma_{\text{messen}}^2} = \sqrt{17^2 - 5^2} \approx 16\text{ kHz}$.

Anschließend werden die Hanteln mit der manuellen HaZeMeMa gemessen.

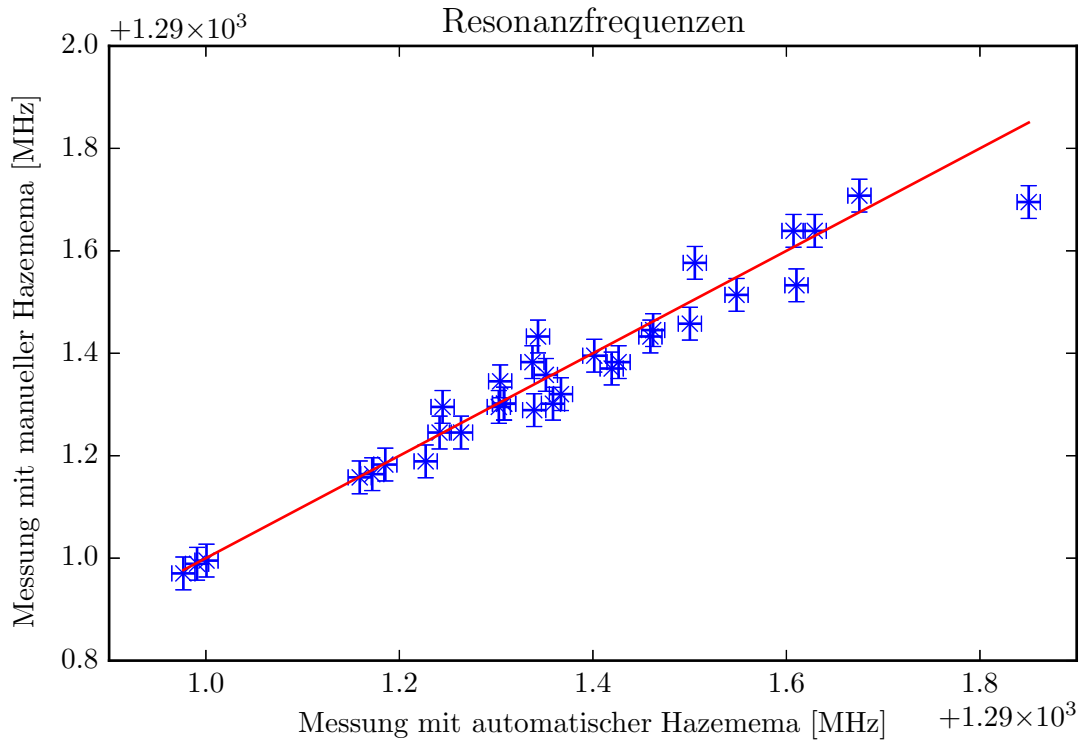


Abbildung 4.16: Vergleich der Resonanzfrequenzmessungen der manuellen und automatischen HaZeMeMa. Rot eingezeichnet ist die Linie, auf der die Punkte liegen würden, wenn sie komplett korreliert wären.

Parallel vermisst der Hersteller die Hanteln mit der automatisierten HaZeMeMa. In Abbildung 4.16 sind die Ergebnisse gegeneinander aufgetragen. Auch bei der automatischen HaZeMeMa wurde eine wiederholende Messung einer Hantel zur Ermittlung der

Messgenauigkeit durchgeführt. Im Gegensatz zur Messung mit der manuellen HaZeMeMa wird hier nur über den Parameter S_{12} gemessen. Deshalb kann nicht wie in Unterabschnitt 4.2.1 beschrieben ein Gesamtfehler, Ablesefehler und Aufsetzfehler bestimmt werden. Die Standardabweichung der Verteilung der Messwerte für die einzelnen Messungen ist der Gesamtfehler $\sigma_{\text{ges}} = 6 \text{ kHz}$. Die im Vergleich zur manuellen HaZeMeMa verringerte Ungenauigkeit wird durch regulierten Anpressdruck und ein pneumatisches System zum zentralen Positionieren der Hantel erreicht.

Wie bereits bei den Halbzellen wurden die Frequenzen um die Antennenstörung korrigiert.

Abbildung 4.17 zeigt den Zusammenhang zwischen Länge der Hanteln und Resonanzfrequenz. Im Vergleich zu den Halbzellen sind hier sowohl die vorhergesagte Korrelation der Größen durch verschiedene Längen als auch der statistische Fehler durch kleine Deformationen der Hanteln zu sehen.

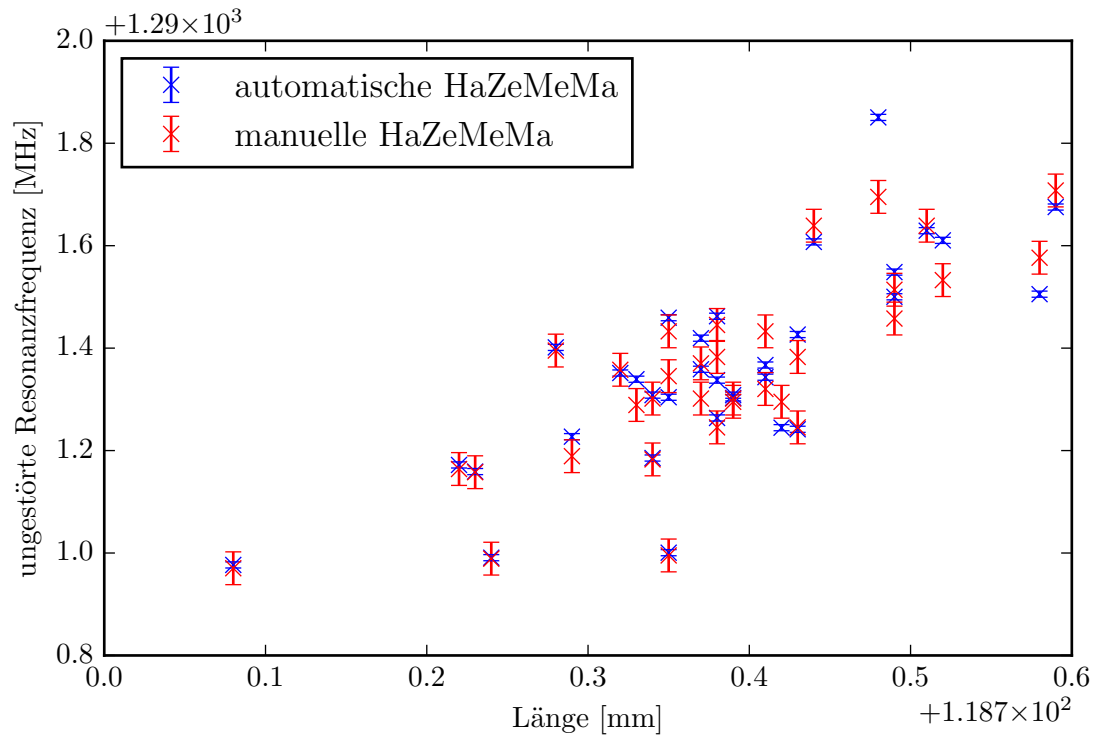


Abbildung 4.17: Korrelation zwischen Frequenz und Länge der Hanteln. Kleine geometrische Störungen der Halbzellengeometrie brechen die Korrelation von Länge und Frequenz.

4.4.2 Berechnung der Abdrehmaße

Der nächste Bearbeitungsschritt ist das Abdrehen der Hanteln, um die Länge und Resonanzfrequenz anzupassen. Dazu muss zunächst die Abdrehlänge der Hanteln bestimmt werden. Eine ideale Hantel muss drei Bedingungen erfüllen:

1. korrekte Länge

2. korrekte Resonanzfrequenz
3. Feldglattheit, das heißt, dass das Feld in beiden Halbzellen der Hantel gleich stark ist (zur Berechnung siehe Abschnitt 2.8).

Da die Hanteln ein Zwischenprodukt sind, folgen noch weitere Bearbeitungsschritte, die einen Einfluss auf die Länge und die Frequenz der fertigen Kavität haben. Ein Beispiel ist der Schweißvorgang. Dabei ist die Summe der Längen der Einzelteile etwas größer als die Gesamtlänge nach dem Schweißen. Auch Prozesse wie die chemische Behandlung ändern die Resonanzfrequenz. Da sich die Einflüsse schlecht simulieren lassen, müssen die Änderungen empirisch ermittelt werden. Deshalb werden vom Hersteller ermittelte Werte für die optimale Resonanzfrequenz $f_{\text{res,soll}}$ und Länge L_{soll} verwendet.

Zur Korrektur der Länge und der Resonanzfrequenz der Kavität sind im Herstellungsprozess zwei Möglichkeiten vorgesehen: zum einen das Abdrehen der Hanteln im Anschluss an die Frequenzmessung und das sogenannte „field flatness tuning“ bei dem jede Zelle der fertigen, neunzelligen Kavität individuell gestaucht oder gestreckt werden kann.

Um diese drei oben genannten Bedingungen zu erfüllen, kann man also jede Hantel abdrehen und später tunen, also die Zellen dehnen. Das führt zu einem Gleichungssystem aus drei Gleichungen mit vier unbekannten Variablen:

$$L_{\text{soll}} - L_{\text{ist}} = \Delta L = -d_1 - d_2 + s_1 + s_2 \quad (4.4)$$

$$\Delta f_{\text{res},1} = d_1 \alpha_{\text{drehen}} + s_1 \alpha_{\text{stretch}} \quad (4.5)$$

$$\Delta f_{\text{res},2} = d_2 \alpha_{\text{drehen}} + s_2 \alpha_{\text{stretch}} \quad (4.6)$$

Die Indizes 1,2 verweisen auf die jeweilige Halbzelle in der Hantel. d ist die Länge, welche abgedreht werden soll, und s die Länge, die beim Tunen gestreckt wird². Die Koeffizienten α geben die Frequenzverschiebung beim Abdrehen und Tunen an. Sie wurden bereits von G. Kreps et al. [KPS99] ermittelt und werden für diese Arbeit verwendet. Die Größen $\Delta f_{\text{res},1}$ und $\Delta f_{\text{res},2}$ werden mithilfe des Algorithmus zur Berechnung der Frequenzkorrekturen für Feldglattheit aus Abschnitt 2.8 berechnet. Dafür werden die Messwerte und die optimale Resonanzfrequenz benötigt. Allerdings muss dabei der mögliche Einfluss der Antennen auf die Feldglattheit berücksichtigt werden. Sind sie beispielsweise unterschiedlich lang, ist der Einfluss auf die Halbzellen unterschiedlich. Konkret wird gefordert, dass die berechneten Abdrehmaße unabhängig von der Orientierung³ der Hantel beim Messen der Frequenzen sind. Deshalb wurden bei der Wiederholungsmessung zur Bestimmung des Messfehlers einige Messungen mit umgekehrter Hantel durchgeführt.

Zur Korrektur des Fehlers wird $\vec{\epsilon}_r$ aus Gleichung (2.69) modifiziert. Da die Asymmetrie durch zwei Effekte erzeugt wird, wird $\vec{\epsilon}_r$ in zwei Größen $\vec{\epsilon}_{\text{ant}}$ und $\vec{\epsilon}_{\text{cav}}$ aufgeteilt:

$$\vec{\epsilon}_r \equiv \vec{\epsilon}_{\text{ant}} + \vec{\epsilon}_{\text{cav}}. \quad (4.7)$$

Dabei beschreibt $\vec{\epsilon}_{\text{cav}}$ die Feldasymmetrie der Hantel und $\vec{\epsilon}_{\text{ant}}$ die durch die Antennen erzeugte Feldasymmetrie. Die additive Separation ist möglich, da, wie in Abbildung 4.8 gezeigt, die Störungen von Antenne und Deformation der Zelle unabhängig sind.

²Bei negativen Werten muss gestaucht werden.

³Also welche Halbzelle oben ist.

Bei zwei gekoppelten Oszillatoren ist $\vec{\epsilon}_r$ eindimensional. Die zu korrigierenden Frequenzen der Halbzellen aus Gleichung (2.72) können dann umgeschrieben werden zu:

$$\Delta \vec{f}_{\text{res}} = \frac{f_\pi}{4} \begin{pmatrix} -[(\epsilon_r)_1 - \langle \vec{\epsilon}_r \rangle] \\ -[(\epsilon_r)_2 - \langle \vec{\epsilon}_r \rangle] \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta f \\ \delta f \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

$$= \frac{f_\pi}{4} \begin{pmatrix} \frac{\epsilon_{\text{ant}} + \epsilon_{\text{cav}}}{2} \\ -\frac{\epsilon_{\text{ant}} + \epsilon_{\text{cav}}}{2} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta f \\ \delta f \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

$$= \underbrace{\frac{f_\pi}{8} \begin{pmatrix} \epsilon_{\text{cav}} \\ -\epsilon_{\text{cav}} \end{pmatrix}}_{\text{Feldglattheitskorrektur}} + \begin{pmatrix} \delta f \\ \delta f \end{pmatrix} + \underbrace{\frac{f_\pi}{8} \begin{pmatrix} \epsilon_{\text{ant}} \\ -\epsilon_{\text{ant}} \end{pmatrix}}_{\text{Störung durch Antennen}} \quad (4.10)$$

Die korrigierten Frequenzabweichungen der Halbzellen sind damit gegeben durch:

$$\Delta \vec{f}_{\text{res, korrigiert}} = \Delta \vec{f}_{\text{res}} - \frac{f_\pi}{8} \begin{pmatrix} \epsilon_{\text{ant}} \\ -\epsilon_{\text{ant}} \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Dabei wird f_π gemessen und $\Delta \vec{f}_{\text{res}}$ kann berechnet werden. Um die Größe ϵ_{ant} berechnen zu können, wird die Messung der umgedrehten Hanteln betrachtet. Dabei bleibt die Asymmetrie der Antenne gleich, während sich das Vorzeichen der Feldasymmetrie aufgrund ungleicher Geometrien umkehrt:

$$\Delta \vec{f}_{\text{res, umgedreht}} = - \left(\frac{f_\pi}{8} \begin{pmatrix} \epsilon_{\text{cav}} \\ -\epsilon_{\text{cav}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta f \\ \delta f \end{pmatrix} \right) + \frac{f_\pi}{8} \begin{pmatrix} \epsilon_{\text{ant}} \\ -\epsilon_{\text{ant}} \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

Dann ist die Störung gegeben durch:

$$\frac{f_\pi}{8} \begin{pmatrix} \epsilon_{\text{ant}} \\ -\epsilon_{\text{ant}} \end{pmatrix} = \frac{\Delta \vec{f}_{\text{res, umgedreht}} + \Delta \vec{f}_{\text{res}}}{2} \quad (4.13)$$

Somit werden die Gleichungen (4.5) und (4.6) zu:

$$\Delta f_{\text{res},1} - x = d_1 \alpha_{\text{drehen}} + s_1 \alpha_{\text{stretch}} \quad (4.14)$$

$$\Delta f_{\text{res},2} + x = d_2 \alpha_{\text{drehen}} + s_2 \alpha_{\text{stretch}} \quad (4.15)$$

wobei $x = \frac{f_\pi}{8} \epsilon_{\text{ant}}$ entspricht. Diese Korrektur ist von den Längen der Antennen und damit vom Messaufbau abhängig und muss für jede Antennenkonfiguration neu bestimmt werden.

Da das System aus Gleichung (4.4), (4.14) und (4.15) unterbestimmt ist, wird eine weitere Bedingung benötigt. Ein Ansatz ist die separate Berechnung der Korrekturen der Halbzellen in der Hantel. Da die zu korrigierenden Frequenzen bereits für die einzelnen Halbzellen berechnet wurden, ist ein naheliegender Ansatz, auch die Längen zu separieren und die Berechnung separat für die einzelnen Halbzellen durchzuführen. Die einfachste Möglichkeit ist die Annahme, dass die Längen beider Halbzellen gleich sind, dann wäre ein mögliche vierte Gleichung:

$$\Delta L_{\text{Halbzelle}} \approx 0 = (s_1 + d_1) - (s_2 + d_2) \quad (4.16)$$

Da bereits die Halbzellen unterschiedliche Längen besitzen, ist diese Annahme nur näherungsweise richtig. Zur Verbesserung könnte auf der linken Seite der Gleichung anstatt der Null die Differenz der Halbzellenlängen $\Delta L_{\text{Halbzelle}}$ benutzt werden. Da $\Delta L_{\text{Halbzelle}} < 0,06 \text{ mm}$. Eine Standardabweichung des Schweißschrumpfes sind $0,11 \text{ mm}$ und beträgt somit etwa das Doppelte dieser Differenz. Nimmt man an, dass der Schrumpf unabhängig und für beide Halbzellen gleich verteilt ist, ergibt sich eine Unsicherheit von $0,07 \text{ mm}$ für eine Halbzelle. Diese ist bereits größer als die maximale Abweichung zweier Halbzellenlängen; daher ist $\Delta L_{\text{Halbzelle}}$ nicht von Null unterscheidbar und es wird $\Delta L_{\text{Halbzelle}} = 0$ gesetzt.

Es sind aber auch andere Ansätze denkbar. Zum Beispiel könnte bereits im ersten Bearbeitungsschritt versucht werden, Feldglattheit zu erzeugen, also als vierte Gleichung $s_1 = s_2$ zu benutzen. Somit könnte die Feldglattheit und damit die korrekte Berechnung verifiziert werden. Die Gleichung hat allerdings zwei Nachteile. Erstens kann sich in weiteren Bearbeitungsschritten die Feldglattheit wieder verschlechtern, zum Beispiel durch unterschiedliche Schweißschrumpfe an den Äquaturnähten, und hätte somit kaum eine Auswirkung auf die fertige Kavität. Zweitens ist die Ungenauigkeit in der Berechnung durch Messfehler der Eingangsgrößen wesentlich größer. Daher wird Gleichung (4.16) für die weiteren Berechnungen verwendet.

Das gesamte Gleichungssystem ist dann:

$$L_{\text{soll}} - L_{\text{ist}} = \Delta L = -d_1 - d_2 + s_1 + s_2 \quad (4.17)$$

$$\Delta f_{\text{res},1} - x = d_1 \alpha_{\text{drehen}} + s_1 \alpha_{\text{stretch}} \quad (4.18)$$

$$\Delta f_{\text{res},2} + x = d_2 \alpha_{\text{drehen}} + s_2 \alpha_{\text{stretch}} \quad (4.19)$$

$$0 = (s_1 + d_1) - (s_2 + d_2) \quad (4.20)$$

Mit der vierten Gleichung ist das Gleichungssystem nicht mehr unterbestimmt und es können die Abdrehlängen berechnet werden:

$$d_1 = \frac{\Delta f_{\text{res},1} - x - \frac{\Delta L}{2} \alpha_{\text{stretch}}}{\alpha_{\text{drehen}} + \alpha_{\text{stretch}}} \quad (4.21)$$

$$d_2 = \frac{\Delta f_{\text{res},2} + x - \frac{\Delta L}{2} \alpha_{\text{stretch}}}{\alpha_{\text{drehen}} + \alpha_{\text{stretch}}} \quad (4.22)$$

Um die Werte, die so berechnet wurden, mit den vom Hersteller berechneten und verwendeten Werte vergleichen zu können, muss die Ungenauigkeit der Berechnung ermittelt werden. Sie ist durch die Ungenauigkeiten der Eingangsmessung gegeben. Da die Ungenauigkeit der Werte beispielsweise aufgrund des Formalismus aus Abschnitt 2.8 nicht ohne erheblichen Aufwand analytisch berechnet werden kann, wird eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt.

Die weiter oben bestimmten Fehler der Frequenzmessung werden als normalverteilt und unabhängig angenommen. Dabei wird die Ungenauigkeit als Standardabweichung der Gaußverteilung benutzt. Die Längenmessung der Hanteln wurde als fehlerfrei angenommen, da sie nicht durch die Messung beeinflusst werden sollte und daher bei allen Messungen gleich ist.

Mit diesen Annahmen werden Messergebnisse simuliert, indem auf den tatsächlich gemessenen Wert die Messfehler durch Aufsetzen und Ablesen addiert werden und die daraus berechneten Abdrehlängen mit den aus den ursprünglichen Werten berechneten verglichen werden. Die Verteilung der so entstandenen Differenzen der aus den gemessenen

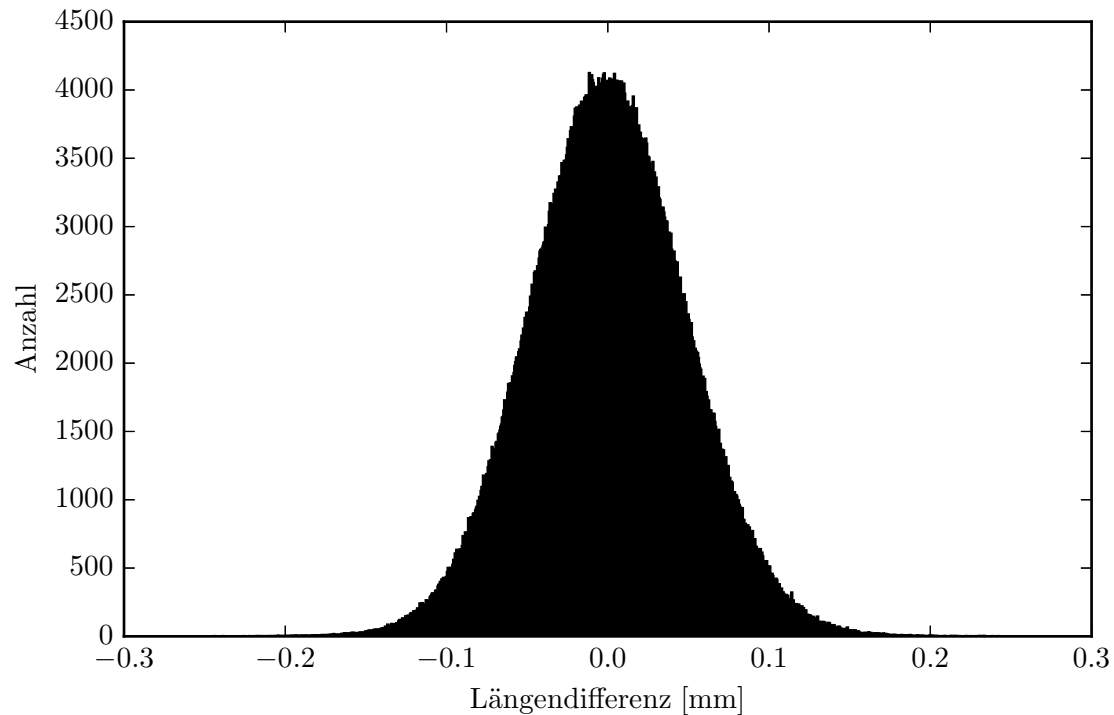


Abbildung 4.18: Verteilung der simulierten Abdrehlängen aus ungenauer Messung. Hier ist die Simulation aus Messungen der manuellen Hazemema zu sehen. Die Standardabweichung wird als Fehler für die Angaben der Abdrehlängen verwendet.

Werten berechneten und den aus den simulierten Werten berechneten Abdrehlängen ist in Abbildung 4.18 zu sehen. Die Standardabweichung der Verteilung wird als Fehler für die berechneten Werte benutzt. Sie beträgt im Falle der automatischen HaZeMeMa $10\text{ }\mu\text{m}$ und im Falle der manuellen $50\text{ }\mu\text{m}$.

4.4.3 Ergebnisse

Die aus den unterschiedlichen Datensätzen berechneten Abdrehlängen sind in Abbildung 4.19 aufgetragen. In Blau sind die aus der manuellen HaZeMeMa berechneten Werte angegeben. Rot dargestellt sind die Werte, die vom Hersteller berechnet wurden. Berechnet man aus diesen Werten die Asymmetriekorrektur, ergeben sich die schwarzen Datenpunkte. Ebenfalls aus den Daten der automatischen Hazemema berechnet sind die grünen Punkte. Hier wurde die Asymmetriekorrektur aus einer Messung bestimmt.

Es wird eine gute Übereinstimmung erzielt. Ein genauerer Vergleich der berechneten Abdrehlängen von RI und den aus den Daten der automatischen HaZeMeMa berechneten Längen ist in Abbildung 4.20 zu sehen. Die minimalen Abweichungen sind auf die Berücksichtigung der Temperatur und Druckverhältnisse bei der Messung seitens RI zurückzuführen.

Die Ungenauigkeiten der Berechnung mit den automatischen HaZeMeMa-Daten genügt mit $11\text{ }\mu\text{m}$ den Anforderungen von $30\text{ }\mu\text{m}$ aus Abschnitt 4.4. Die Berechnungen aus den

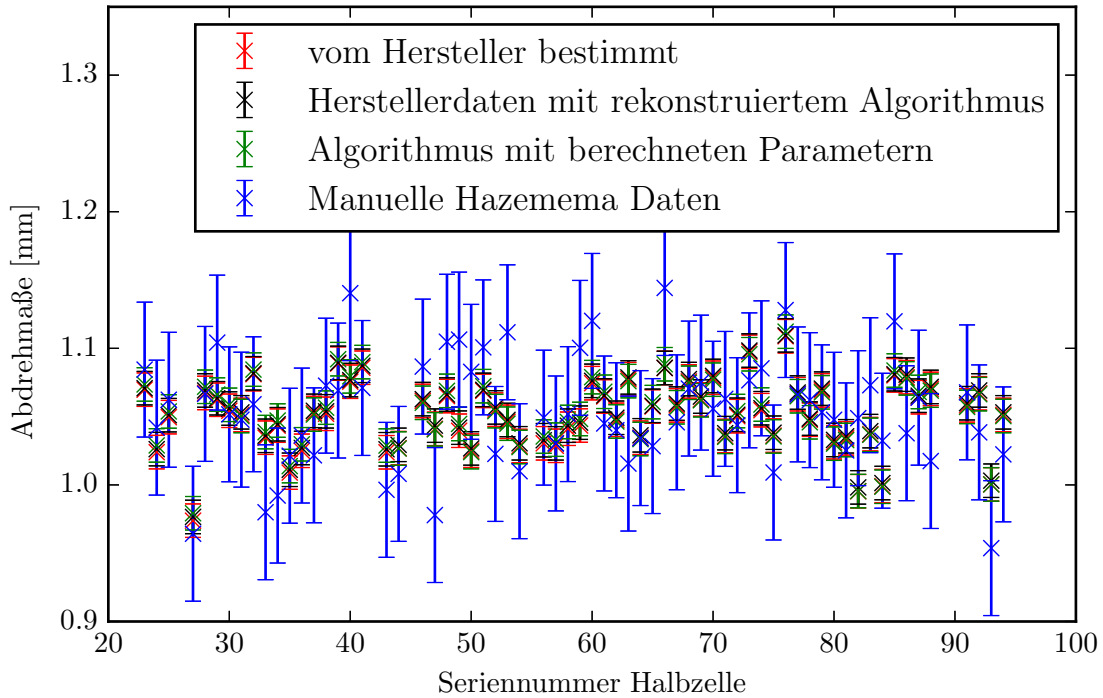


Abbildung 4.19: Vergleich der Berechnungen der Abdrehmaße der Hanteln. In Blau dargestellt sind die aus den Daten der manuellen HaZeMeMa berechneten Werte. Die anderen Daten sind mithilfe der automatischen HaZeMeMa Daten berechnet. In Rot sind die vom Hersteller berechneten Werte. Für die schwarzen Werte wurden die Angaben vom Hersteller benutzt um die in der Berechnung verwendete Asymmetriekorrektur zu berechnen und für die grünen Daten wurde der Asymmetriekorrektur-Wert gemessen.

Daten der manuellen Hazemema besitzen eine Unsicherheit von $50\text{ }\mu\text{m}$ und damit ist die Unsicherheit größer als die abgeschätzte Genauigkeit des Schweißschumpfes.

Zur Überprüfung des Abdrehvorgangs werden die Hanteln nach dem Abdrehen noch einmal vermessen. Die erneute Berechnung der Abdrehlängen ergibt eine maximale Korrekturlänge von $36\text{ }\mu\text{m}$. Da das Abdrehen fehlerbehaftet ist, sollte die Ungenauigkeit der Bearbeitung betrachtet werden, um zu überprüfen, ob ein weiterer Abdrehschritt notwendig ist.

Dazu werden die Differenzen zwischen vorgegebener Abdrehlänge und tatsächlicher Abdrehlänge in Abbildung 4.21 betrachtet.

Die Breite der Verteilung beträgt $41\text{ }\mu\text{m}$. Damit ist die Ungenauigkeit beim Abdrehen einer Halbzelle der Hantel unter der Annahme, dass die Fehler unabhängig und gleich sind, mithilfe des zentralen Grenzwertsatzes gegeben durch:

$$\sigma_{\text{ges}} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} = \sqrt{2\sigma_1^2} = \sqrt{2}\sigma_1 \quad (4.23)$$

$$\Rightarrow \sigma_1 = \frac{\sigma_{\text{ges}}}{\sqrt{2}} = 29\text{ }\mu\text{m}. \quad (4.24)$$

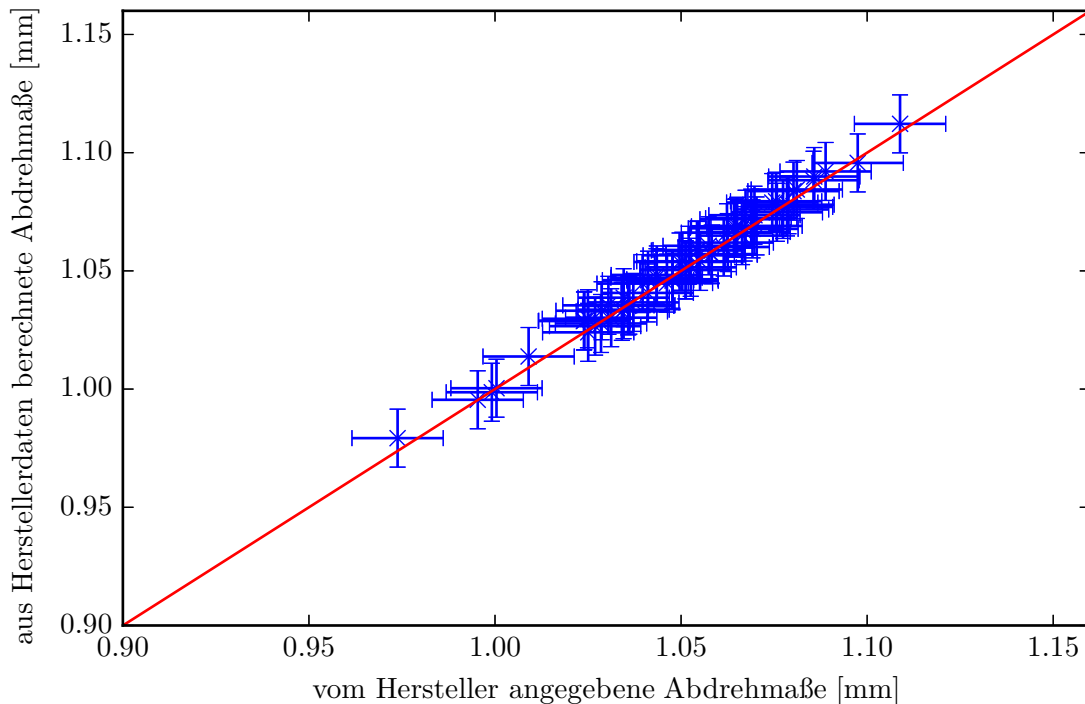


Abbildung 4.20: Vergleich der vom Hersteller angegebenen und den aus den automatischen Hazemema Daten berechneten Abdrehlängen der Hanteln. In Rot dargestellt ist die Linie perfekter Übereinstimmung. Die minimalen Abweichungen können durch die Berücksichtigung der Druckverhältnisse und Temperatur während der Messung seitens des Herstellers erklärt werden.

Die Ungenauigkeit der Mess- und Bearbeitungsschritte für die Hanteln sind dann die kombinierten Ungenauigkeiten aus der Berechnung der Abrehmaße durch Messfehler und der Abdrehgenauigkeit. Damit ergibt sich im Falle der automatischen Messmaschine eine Gesamtungenauigkeit von $31\text{ }\mu\text{m}$.

Dieser Wert liegt knapp unter den $36\text{ }\mu\text{m}$ Korrektur, die nach dem ersten Abdrehen berechnet werden. Deshalb ist es nicht sinnvoll, die Hanteln noch einmal zu bearbeiten.

In Abbildung 4.22 sind die Ergebnisse der Berechnung unter Berücksichtigung der Ungenauigkeit des Bearbeitungsvorgangs zu sehen. Die Fehler sind im Vergleich zur Differenz der Berechnungen groß und die Abrehdaten können als korrekt bestätigt werden.

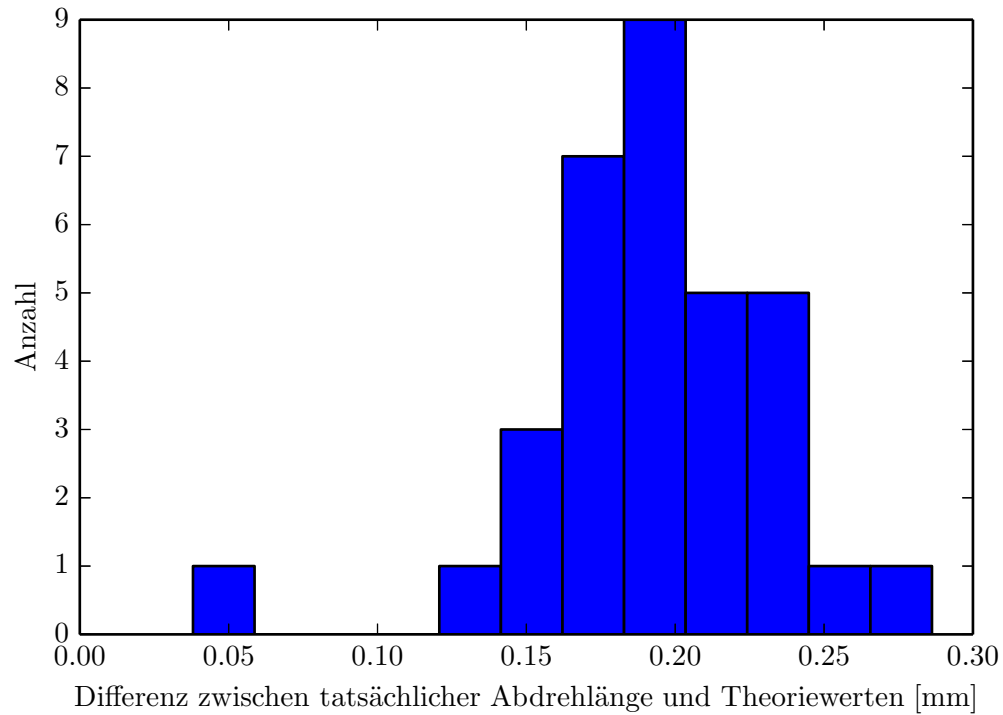


Abbildung 4.21: Abweichung der tatsächlich abgedrehten Strecken von den vorgegebenen Werten. Eine Standardabweichung der Verteilung liegt bei 41 μm .

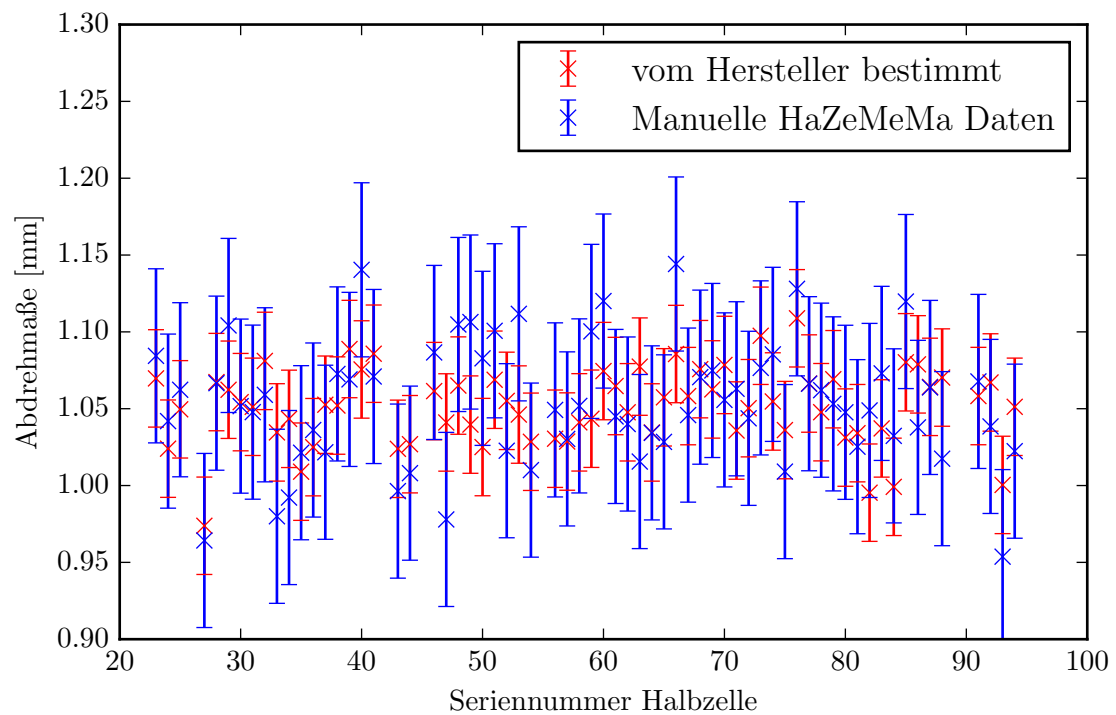


Abbildung 4.22: Abdrehlängen unter Berücksichtigung der Abdrehgenauigkeit.

4.4.4 Bestimmung des Abdrehparameters

Nach dem Abdrehen ist es möglich, aus der Messung der Längen und Resonanzfrequenzen vor und nach der Bearbeitung den für die Berechnung der Abdrehlängen benutzten Parameter α_{drehen} zu bestimmen. Die Längendifferenz und Frequenzdifferenz sind in Abbildung 4.23 aufgetragen. Da eine Hantel beim Schweißen der Iris leicht verkippt war, musste sie nachgearbeitet werden und war bereits vor dem Bearbeitungsschritt kürzer. Dadurch besaß sie eine niedrigere Resonanzfrequenz und ist daher nicht im Cluster der anderen Werte.

Der Abdrehwert ist theoretisch gesehen der Koeffizient erster Ordnung der Taylorreihe der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Längenänderung um die ideale Hantellänge. Daher erlaubt die nachbearbeitete Hantel eine Überprüfung der Linearisierung in einem größeren Bereich als dem üblichen.

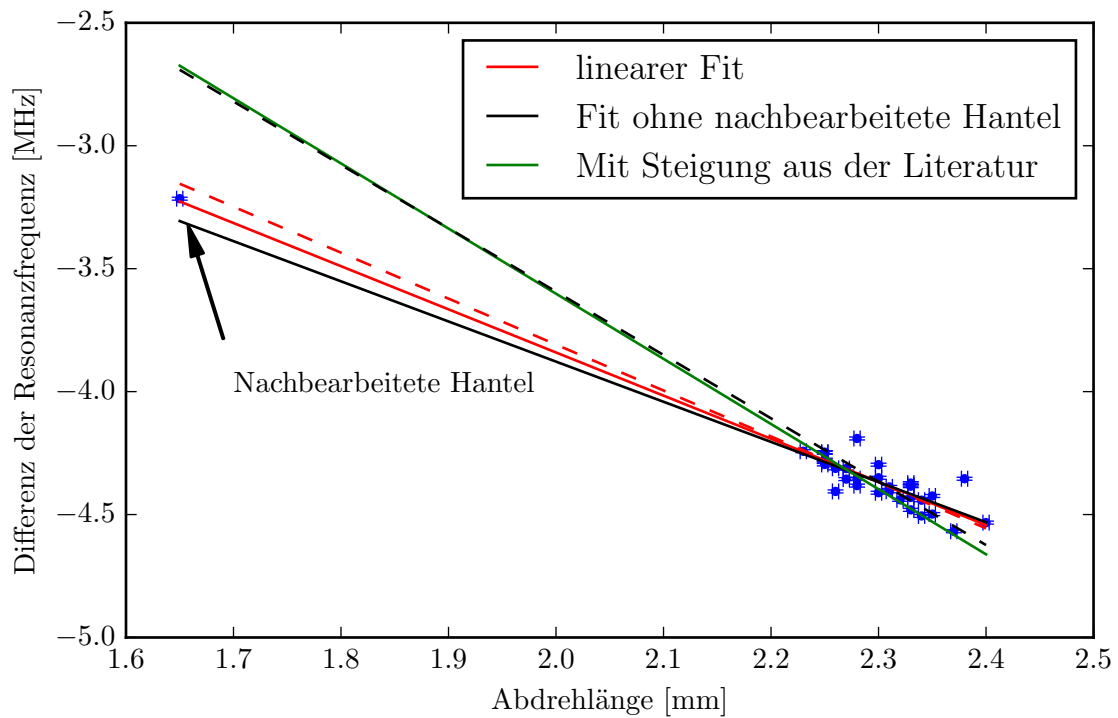


Abbildung 4.23: Bestimmung des Abdrehparameters.

Die Bestimmung des Parameters mithilfe einer linearen Regression mit Least-Squares-Schätzer ergibt einen Wert von $\alpha_{\text{drehen}} = 1,75 \text{ MHz mm}^{-1}$. Im Bild ist das Ergebnis der Regression in Rot zu sehen. Bei einer Umkehrung der Abhängigkeit, also:

$$f_{\text{res}}(\Delta L) \rightarrow \Delta L(f_{\text{res}}) \quad (4.25)$$

ergibt sich ein Wert von $1,87 \text{ MHz mm}^{-1}$. Dieser Wert ist im Bild als gestrichelte rote Linie dargestellt. Eine andere Erklärung für dieses Verhalten ist eine durch das fehlerhafte Verschweißen verursachte Verkipfung und Deformierung, die die Frequenzverschiebung verursacht.

Deshalb werden dieselben Regressionen ohne den Datenpunkt der nachbearbeiteten Hantel durchgeführt. Sie sind in Schwarz eingezeichnet und der Parameter α_{drehen} ergibt sich zu $\alpha_{\text{drehen}} = 1,68 \text{ MHz mm}^{-1}$ und $2,58 \text{ MHz mm}^{-1}$. Der Unterschied der Steigungen für die beiden Regressionen ist deutlich größer, da ein außerhalb liegender Wert nicht mehr berücksichtigt wird. Die grüne Gerade besitzt die Literatursteigung von $2,65 \text{ MHz mm}^{-1}$. Sie liegt über den Werten aus der vorigen Betrachtung, erscheint jedoch plausibel, wenn die nachbearbeitete Hantel nicht betrachtet wird.

Mit den gemessenen Werten würde man allerdings einen kleineren Parameter α_{drehen} erwarten, als für die Rechnung benutzt wurde. Durch die Annahme eines größeren Wertes als des tatsächlichen wird nach den Gleichungen (4.21) und (4.22) die Abdrehlänge zu kurz berechnet. Eine solche Korrektur wird von der Herstellerfirma auch angebracht und ist aus Erfahrungswerten gewonnen.

4.5 Endgruppen

Die Endgruppen sind die letzten für die Kavität benötigten Komponenten. An ihnen sind die Cut-Off-Rohre und die Antennen angebracht. Pro Kavität gibt es zwei verschiedene Endgruppen. Die längeren Endgruppen, im Folgenden lange Endgruppen genannt, sind idealerweise 198,6 mm lang und besitzen neben der HOM-Antenne eine Pick-Up-Antenne, um die Eigenfrequenz der Kavität messen zu können. Der Leistungskoppler befindet sich an der kurzen Endgruppe, die in der fertigen idealen Kavität 161,6 mm lang sein soll. Auch die Endgruppen werden vor dem Schweißen auf die richtige Frequenz getunt.

Da im Cut-Off-Rohr das Feld abklingt, ist nur ein Teil der Komponente ein aktiver Teil der Kavität. Daher kann die aktive Länge nicht genau gemessen werden und eine Korrektur der Länge ist nicht möglich. Aufgrund der Tatsache, dass es nur zwei Endgruppen gibt, ist aber die Längenabweichung klein im Vergleich zu den korrigierten Hanteln und kann vernachlässigt werden.

Nicht nur die Berechnung der Abdrehmaße, sondern auch die Messung wird vom Cut-Off-Rohr beeinflusst. Im jetzigen Aufbau wird nur eine Antenne verwendet.

Gemessen werden also nur die Resonanzfrequenz und die Güte zur Überprüfung der Klammerung.

In Abbildung 4.24 sind die Resonanzfrequenzen nach dem Bearbeiten der Endzellen zu sehen. Die Fehler sind aus der Schwankung des Schweißschrumpfes, wie er in Punkt 4.4 berechnet wurde, skaliert mit der Frequenzänderung pro abgedrehtem Millimeter.

Die Standardabweichung der Verteilung liegt bei 100 kHz. Das entspricht einer Längenänderung beim Tunen von etwa $\frac{100 \text{ kHz}}{2,7 \text{ MHz mm}^{-1}} = 37 \mu\text{m}$. Zur Berechnung wurde dabei angenommen, dass sich eine Zelle, die aus einer normalen Hantel und einer Endzelle zusammengeschweißt wurde, genauso verhält wie eine Zelle aus zwei Hanteln. Da sich die Frequenz der Endzellen jedoch bei gleicher Längenänderung weniger ändert als bei einer Hantel, ist von einer kleineren Korrektur auszugehen.

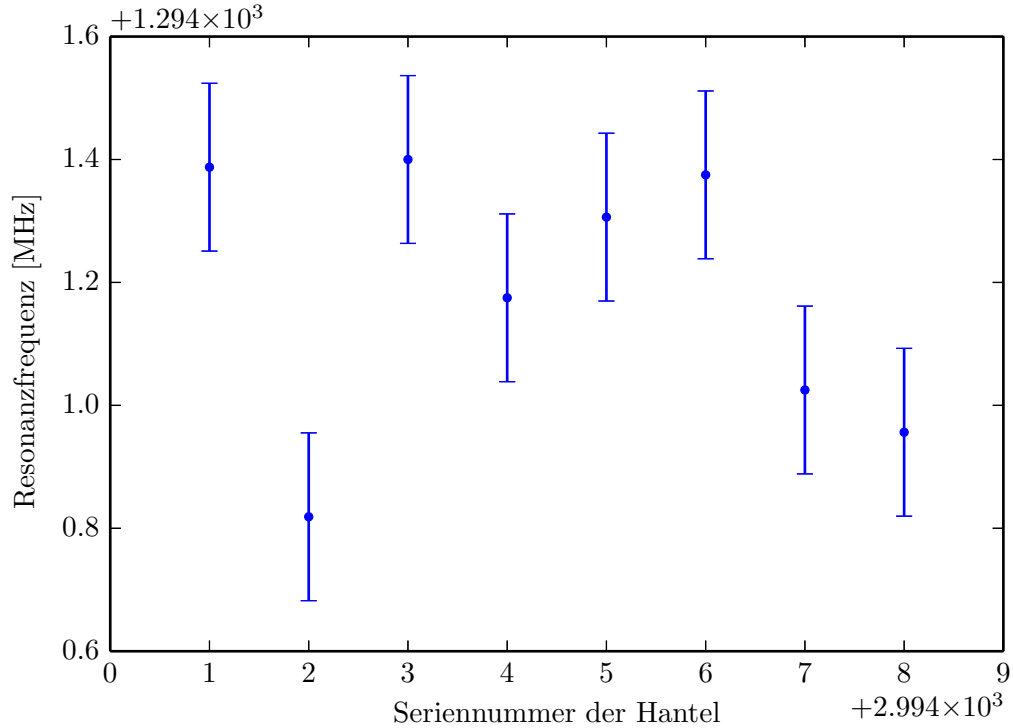


Abbildung 4.24: Resonanzfrequenzen der Endgruppen nach dem Abdrehen. Da nur die Frequenz optimiert wurde, sollten alle Frequenzen gleich sein.

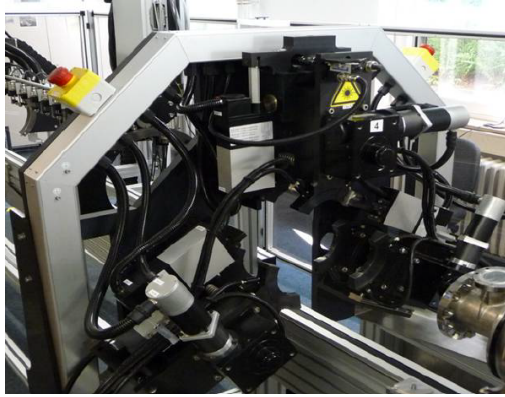
4.6 Kavitäten

Nach dem Abdrehen werden die Endstücke mit den Hanteln zu den fertigen Neunzellern verschweißt. Die einzelnen Zellen der vollständigen Kavitäten werden beim Tunen mechanisch verformt, um die richtige Frequenz und Länge zu erhalten. Dazu müssen zunächst die Korrekturen berechnet werden. Die dazu benötigten Messungen an den Kavitäten und das eigentliche Tunen werden auf einer dafür konzipierten Maschine von DESY durchgeführt, die im Paper [Thi+09] detailliert erläutert ist. Zur Vorbereitung werden die Kavitäten mit Flanschen verschlossen, an denen Antennen zur Messung des Feldes im Inneren und Durchführungen für einen an einer Schnur befestigten Störkörper angebracht sind.

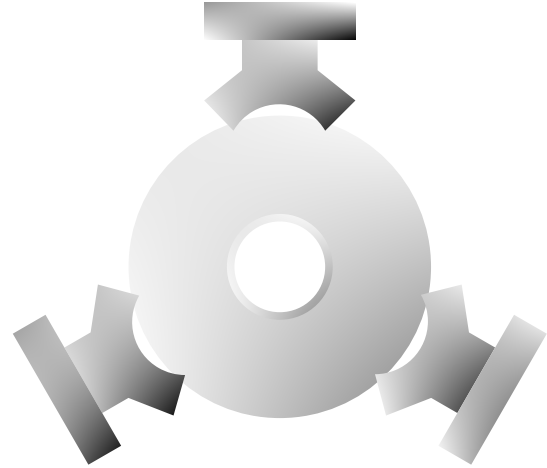
Anschließend wird die Kavität auf der Maschine, die aus zwei Hauptteilen besteht, positioniert. Ein Teil dient zum Messen und einer zum eigentlichen Tunen. Es werden neben der Länge die Exzentrizität der einzelnen Zellen, also der Abstand der Zellenmittelpunkte von der Strahlachse, die Resonanzfrequenzen der einzelnen Moden und die Resonanzfrequenz der π -Mode beim Fahren des Störkörpers durch die Kavität gemessen.

Aus diesen Werten werden dann Korrekturen für die einzelnen Zellen mithilfe einer ähnlichen Rechnung wie der in Abschnitt 2.8 vorgestellten berechnet. Allerdings müssen neun gekoppelte Oszillatoren mit dämpfenden Strahlrohren berechnet werden.

Die Korrekturen werden dann im zweiten Teil der Maschine durchgeführt, der in Abbildung 4.25 zu sehen ist. Dabei wird beim Coarse Tuning jede Zelle einmal korrigiert. Nach einer erneuten Messung werden einzelne Zellen erneut abgestimmt, bis die gewünschte Feldflachheit bei der korrekten Resonanzfrequenz und Länge erreicht wird.



(a) realer Aufbau



(b) Schema des Aufbaus mit drei Tuningarmen

Abbildung 4.25: Tuningframe zum Tunen der Kavitäten. Er besteht aus drei um 120° rotierten Armen, die sich unabhängig voneinander bewegen können.

Die Modenspektren, die vor und nach dem Tunen aufgenommen wurden, sind in Abbildung 4.26 zu sehen. Für ein System aus gekoppelten Oszillatoren folgt das Modenspektrum nach H. Padamsee [PKH98, S.133] folgender Funktion:

$$f^{(m)}(k, f_0) = f_0 \sqrt{1 + 2k \left(1 - \cos \left(\frac{m\pi}{9} \right) \right)}. \quad (4.26)$$

f_0 bezeichnet die Resonanzfrequenz eines der Resonatoren und k das Cell-to-cell coupling und wurde in Kapitel 2 für ein System aus zwei gekoppelten Resonatoren definiert. Ein Fit an die Daten ergibt für alle vier Kavitäten vor dem Tunen einen Couplingparameter von 0,94 %, der sich nach dem Tunen auf 0,97 % erhöht hat.

Die Resonanzfrequenzen der π -Mode und die aktiven Längen sind in Tabelle 4.1 für die Kavitäten angegeben. Dabei ist die aktive Länge definiert als Abstand zwischen dem Ende des einen Strahlrohres und Beginn des Referenzflansches, an dem auch der Tuner im fertigen Kryomodul ansetzt.

	Kavität 1	Kavität 2	Kavität 3	Kavität 4	Soll
Resonanzfrequenz f_{res} in MHz	1297,701	1297,662	1297,672	1297,729	1297,696
aktive Länge L in mm	1059,3	1059,3	1059,5	1059,4	1059,0
Länge bei korrekter Frequenz [mm]	1059,28	1059,41	1059,58	1059,29	1059,0

Tabelle 4.1: Resonanzfrequenzen und aktive Längen der fertig getunten Kavitäten. Darunter ist die Länge angegeben, die sich ergibt, wenn die Kavitäten auf die korrekte Frequenz getunt würden.

Aus diesen Werten in Verbindung mit dem Tuningparameter α_{stretch} ergeben sich mit Gleichung (4.27) bei der genau getroffenen Frequenz die in der dritten Zeile von Tabelle 4.1 angegebenen Werte. Bei der Elektronenpolitur wird weiteres Material abgetragen und die

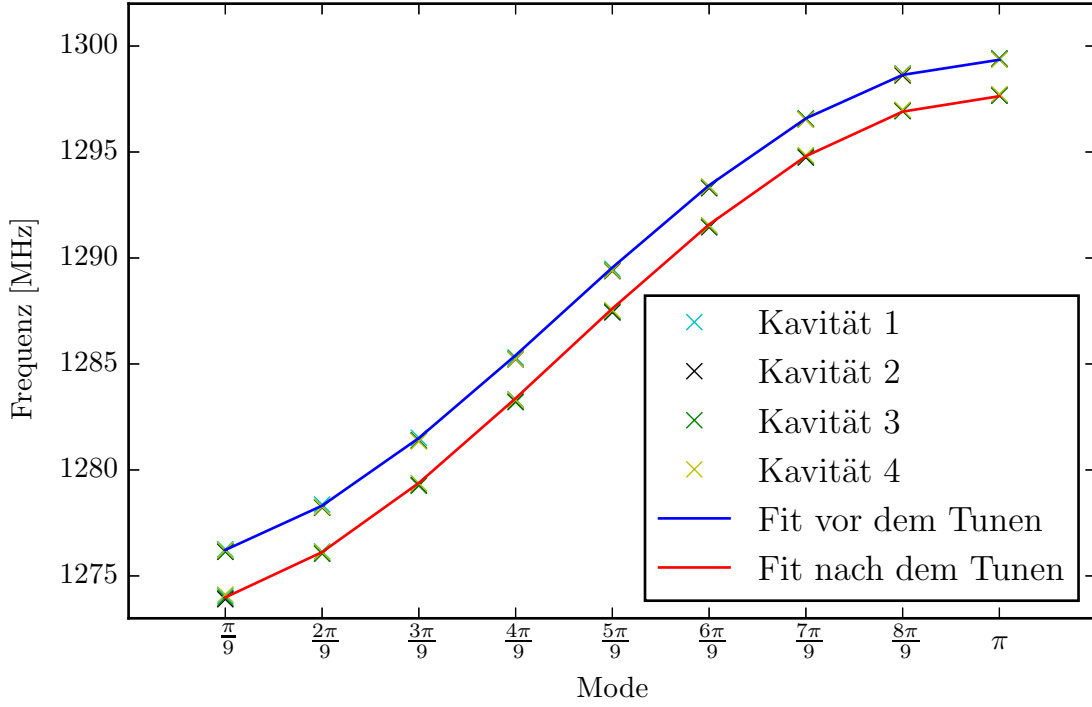


Abbildung 4.26: Modenspektrum der Kavitäten vor und nach dem Tunen.

Resonanzfrequenz verringert sich weiter. Da die Kavitäten aber bei der richtigen Frequenz zu lang sind, also bei der richtigen Länge eine zu niedrige Frequenz besitzen, müsste die Politur sanfter durchgeführt werden.

$$L = 1059,0 \text{ mm} - \left(\frac{18}{\alpha_{\text{stretch}}} (f_{\text{res}} - 1297,696 \text{ MHz}) \right) \quad (4.27)$$

Rechnet man die Längenabweichungen bei getunter Resonanzfrequenz in Phasenschlupf um, ergibt sich für die größte Abweichung ein Winkel von $0,92^\circ$. Da die Kavitäten zu lang sind, verringert sich also die Phase. Das bedeutet, mit der Sollphase aus dem Design Report [Aul+14, S. 22 ff] von -10° ergibt sich bei gleicher optimierter Güte Q_{opt} nach Gleichung (3) ein um den Faktor F reduzierter Strom:

$$F = \frac{\Delta I_b}{I_b} = \frac{I_b(\phi_{\text{soll}}) - I_b(\phi_{\text{soll}} - \Delta\phi)}{I_b} = \left(1 - \frac{\cos(\phi_{\text{soll}})}{\cos(\phi_{\text{soll}} - 0,92^\circ)} \right) = -0,003 \quad (4.28)$$

Da der Strom mit 2 signifikanten Stellen angegeben ist, hat der Fehler der Kavitäten einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Leistung des Beschleunigers.

5 Fazit und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Qualitätskontrolle der Arbeitsschritte und verwendeten Komponenten. Die zuvor bei einer Wirbelstromprüfung gefundenen Störstellen im Niob wurden untersucht und zwei der drei Stellen als kristallisiertes Niob identifiziert. Die dritte war jedoch ein Einschluss von Fremdelementen.

Weiterhin wurde die chemische Zusammensetzung des Materials untersucht und Verunreinigungen von Aluminium und Natrium an der Oberfläche und homogen im Material Tantal, Wolfram und Kohlenstoff gefunden. Mithilfe der Neutronenaktivierungsanalyse konnten Massenanteile von Tantal und Wolfram bestimmt werden, die erfreulicherweise weit unter den Angaben des Herstellers liegen.

Die Verunreinigungen an der Oberfläche sind ebenfalls unbedenklich, da sie bei der chemischen Behandlung der HF-Oberfläche der Kavitäten abgetragen werden.

Die Frequenzmessungen an den Halbzellen nach dem Tiefziehen wurden als Test für den Messaufbau und vergleichend zu den Herstellermessungen durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, dass die Messungen in Verbindung mit der Antennensimulation reproduzierbare Ergebnisse liefern.

Für die vorzunehmenden Korrekturen an den aus den Halbzellen gefertigten Hanteln wurden aus beiden gemessenen Datensätzen im Fehlerbereich liegende Werte berechnet, die mit den Herstellerwerten übereinstimmen. Dabei wurde festgestellt, dass die Genauigkeit der Bearbeitungsschritte kleiner ist als die Ungenauigkeit in der Berechnung durch Messfehler in den Eingangsgrößen durch die manuelle HaZeMeMa, jedoch größer als die der automatischen.

Die fertig geschweißten Neunzeller wurden abgestimmt und der Einfluss der Abweichungen von den Idealparametern auf den Strom berechnet. Die gefundenen Abweichungen liegen im Promillebereich und können daher vernachlässigt werden.

Insgesamt musste zu keiner Zeit korrigierend in den Produktionsprozess eingegriffen werden.

Tests bei der Betriebstemperatur von 2 K stehen noch aus. Diese werden, nach derzeitiger Planung, Ende November in Hamburg durchgeführt. Dabei werden die Güte, das maximal mögliche Feld sowie der limitierende Faktor des Feldes (d.h. Quenchen der HOM-Antennen, der Kavität oder ähnliches) festgestellt. Allerdings konnte an den Kavitäten für TARLA¹ eine Güte von etwa $1.5 \cdot 10^{10}$ bei einem Feldgradienten von $12,5 \text{ MV m}^{-1}$ erreicht werden [Kos]. Für MESA sind $1.25 \cdot 10^{10}$ gefordert.

¹Turkish Accelerator and Radiation Laboratory in Ankara

Abbildungsverzeichnis

2.1	Geplanter Aufbau von MESA	10
2.2	Kavitäten im Kryomodul	10
2.3	Kritische Oberfläche	12
2.4	Gammaspektrum einer monoenergetischen Quelle	16
2.5	Lösungen der Besselschen Differentialgleichung	19
2.6	Graphische Darstellung der TM_{01} -Mode	20
2.7	Wellenleiter mit Irisblenden	21
2.8	Ersatzschaltbild der Kavität	22
2.9	Kopplungen	23
2.10	Parallelschwingkreis	23
2.11	2-Port-Netzwerk	25
2.12	Ersatzschaltbild für eine Hantel	28
2.13	π -Mode	29
3.1	Elektronenstrahl-Mikrosonde mit Röntgenfluoreszenzanalyse	35
3.2	Röntgenfluoreszenzanalyse	36
3.3	Entstehung der charakteristischen Strahlung	37
3.4	Unpolierte Bereiche mit Störstellen	38
3.5	Polierte Bereiche mit Störstellen	39
3.6	Dritte Störstelle mit Einschluss	40
3.7	Massenspektromertrisches Tiefenprofil des Niobs.	41
3.8	Zerfallskette für Niob in der Neutronenaktivierungsanalyse	42
3.9	TRIGA-Reaktor mit Bestrahlplätzen	43
3.10	Neutronenaktivierungsspektrum von Blech 69	45
3.11	Spektrum von Blech 95 im direkten Vergleich mit einem Tantalstandard	46
3.12	Zerfallskette für Aluminium in der Neutronenaktivierungsanalyse	50
3.13	Aluminium-Standard nach 11 min	51
3.14	Aluminium-Standard nach 36 min	52
3.15	Logarithmisch aufgetragene Likelihoodfunktion für Hypothesen mit unterschiedlicher Anzahl an Signalereignissen.	53
4.1	Tiefziehen	55
4.2	Halbzelle	56
4.3	Hantel	57
4.4	Endgruppen	57
4.5	Messaufbau	58
4.6	Abschlussplatte der HaZeMeMa	59
4.7	Neue Antennen	60
4.8	Simulationen der Antennenstörung	61
4.9	Einfluss der Antennenlänge auf Kopplung und Resonanzfrequenz	62

4.10	Fertigungsschema der Kavitäten I	63
4.11	Fertigungsschema der Kavitäten II	64
4.12	Erreichte Güten bei der Halbzellenmessung	66
4.13	Korrelation zwischen der JGU- und Herstellermessung	67
4.14	Zusammenhang zwischen den Längen und den Resonanzfrequenzen	68
4.15	Schweißschrumpf der Irisnähte	69
4.16	Vergleich der Resonanzfrequenzmessungen mit der manuellen und automa- tischen HaZeMeMa	70
4.17	Korrelation zwischen Frequenz und Länge der Hanteln	71
4.18	Simulation der Abdrehlängen	75
4.19	Vergleich der Berechnungen der Abdrehmaße der Hanteln	76
4.20	Vergleich der vom Hersteller angegebenen und den aus den automatischen Hazemema Daten berechneten Abdrehlängen	77
4.21	Abweichung der tatsächlich abgedrehten Strecken von den vorgegebenen .	78
4.22	Abdrehlängen unter Berücksichtigung der Abdrehgenauigkeit	78
4.23	Bestimmung des Abdrehparameters	79
4.24	Resonanzfrequenzen nach dem Abdrehen	81
4.25	Tuningframe	82
4.26	Modenspektrum der Kavitäten vor und nach dem Tunen	83

Literatur

- [Ale11] D. Alesini. *Power coupling*. 2011.
- [Aul+14] K. Aulenbacher et al. *Elementary Design Report for the Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator MESA*. EDR. Institut für Kernphysik, 2014.
- [Aun+00] B. Aune et al. „Superconducting TESLA cavities“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. Bd. 3. 2000.
- [CA94] F. de Corte und A. Simonits. *Vade Mecum for k_0 -Users*. 1994.
- [Cas92] F. Caspers. „Basic Concepts II“. In: *CERN Accelerator School RF Engineering for Particle Accelerators*. Hrsg. von S. Turner. 1992, S. 125–128.
- [CW15] F. Caspers und M. Wendt. *JUAS RF Course*. 2015.
- [Dem05] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4*. 2005.
- [Ebe] K. Eberhardt. *Der Forschungsreaktor TRIGA Mainz. Eine intensive Neutronenquelle für Forschung und Ausbildung*.
- [FHu16] F. Hug. „Höhere Beschleunigerphysik: Supraleitung in der Beschleunigerphysik“. 2016.
- [G P98] W. Seelmann-Eggebert G. Pfennig H. Klewe-Nebenius. *Karlsruher Nuklidkarte*. 1998.
- [Gmb14] RI Research Instruments GmbH. *Angebot: SRF-Beschleuniger-Kryomodul*. 2014.
- [HHW84] P. Hahn-Weinheimer, A. Hirner und K. Weber-Diefenbach. *Grundlagen und praktische Anwendung der Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA)*. 1984.
- [Ind] Canberra Industries. *Genie 2000 Customization Tools Manual*. Kap. 3.
- [Ins] Fachbereich 09 Institut für Kernchemie. *Homepage des Instituts für Kernchemie*. <http://www.kernchemie.uni-mainz.de/229.php>. Zugriff: 15.03.2016.
- [Ive+09] J. Iversen* et al. *Development and Design of a RF-Measurement Machine for the European XFEL Cavity Fabrication*. 2009.
- [Kle92] H. Klein. „Basic Concepts I“. In: *CERN Accelerator School RF Engineering for Particle Accelerators*. Hrsg. von S. Turner. 1992, S. 108–109.
- [Kos] D. Kostin. *interne Kommunikation*.
- [KPS99] G. Kreps, D. Proch und J. Sekutowicz. *Half-Cell and Dumb-Bell Frequency Testing for the Correction of the TESLA Cavity Length*. 1999.
- [Kro95] A. Kronz. 1995.
- [Kub] Marie Kubešová. *NAA-online*. <http://www.naa-online.net/practical/k0-data/>. Zugriff: 18.05.2016.

Literatur

- [MG68] H. Meinke und F. Gundlach. *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. 1968.
- [Neu] A. Neumann. *Compensating Microphonics in SRF Cavities to Ensure Beam Stability for Future Free-Electron-Lasers*. Dissertation.
- [PKH98] H. Padamsee, J. Knobloch und T. Hays. *RF Superconductivity for Accelerators*. 1998.
- [Saf60] H. Safa. „Influence of the RRR of Niobium on the RF Properties of Superconducting Cavities“. In: *Advances in Cryogenic Engineering*. Hrsg. von Peter Kittel. Bd. 47. 1960.
- [Sch04] S. Schumann. „Das Hochfrequenz-Monitorsystem für MAMI C“. 2004.
- [SES10] W. Singer, A. Ermakov und X. Singer. „RRR-Measurement Techniques on High Purity Niobium“. In: *TTC-Report 2010-02* (2010).
- [Sim] D. Simon. *interne Kommunikation*.
- [Sla50] J.C. Slater. *Microwave electronics*. D. Van Nostrand Company, Inc., 1950, S. 81.
- [Ste] T. Stengler. *interne Kommunikation*.
- [Ste+15] T. Stengler et al. „Modified ELBE Type Cryomodules for the Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator MESA“. In: *Proceedings of SRF* (2015).
- [Thi+09] J.-H. Thie et al. „Mechanical Design of Automatic Cavity Tuning Machines“. In: *Proceedings of SRF* (2009).
- [Wie] N. Wiehl. *interne Kommunikation*.

Danksagung

Ich möchte allen danken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere möchte ich Prof. Dr. Kurt Aulenbacher danken, der dieses interessante Thema zur Verfügung gestellt hat und die Arbeit am MESA-Projekt ermöglicht hat.

Ebenso möchte ich mich bei Timo Stengler bedanken, der von der Rekrutierung über die Messmarathons in Bergisch-Gladbach bis zu den Korrekturen stets engagiert war und mich alles in allem sehr gut betreut hat.

Vielen Dank auch an Herrn Trompetter von RI Research Instruments GmbH für den offenen Zugang zu Daten und die Beantwortung all der kleinen Detailfragen und die stets angenehme Atmosphäre bei unseren Besuchen in Bergisch-Gladbach.

Für das Ausleihen des Netzwerkanalysators und kompetente Beratung im Bereich der HF möchte ich Frank Fichtner danken.

Für die Untersuchungen an den Materialien danke ich Frau Dr. Regina Mertz und Frau Nora Groschopf vom Institut für Geowissenschaften der Universität Mainz für die gelungenen Mikrosonden-Aufnahmen der Niobproben.

Die Sekundärionen-Massenspektrometrie wurde von Dr. Stefan Flege von Technischen Universität Darmstadt durchgeführt. Vielen Dank dafür.

Dr. Norbert Whiel vom Institut für Kernchemie der Universität Mainz danke ich für die Versuche am TRIGA-Reaktor und die Unterstützung bei der Auswertung.

Der gesamten Beschleunigerarbeitsgruppe und insbesondere der Mikrowellenlaborbesatzung sei für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielen entspannten Pausen und Beratungsrunden gedankt.

Schließlich noch ein herzliches Dankeschön an all diejenigen, die sich kritisch mit der Arbeit auseinandergesetzt haben.