

Strahlungemonitor für das TESLA-Energiespektrometer

vorgelegt von Diplom-Ingenieur
Alexei Liapine
aus Moskau

Von der Fakultät IV
-Elektrotechnik und Informatik-
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
-Dr.-Ing.-
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. G. Böck

Berichter: Prof. Dr.-Ing. H. Henke

Berichter: Prof. Dr. rer. nat. E. Jaeschke

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 11.12.2003

Berlin, 12. Februar 2004

D83

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Energiespektrometer für TESLA	11
2.1	Magnetisches Spektrometer	12
2.2	Møllersche Streuung	14
2.3	Spinrotation	16
2.4	Synchrotronstrahlung	16
3	Zylinderresonator als Strahllagemonitor	19
3.1	Elektromagnetische Felder in einem Zylinderresonator	19
3.2	Wechselwirkung des Zylinderresonators und des Strahls	24
3.3	Räumliche Auflösung des Monitors	27
3.3.1	Einfluss der Monopolmoden	27
3.3.2	Anregung der winkelabhängigen Komponente	29
3.3.3	Übersprechen zwischen den Dipolmodpolarisationen	31
3.3.4	Rauschen und die restlichen Störsignale	33
3.4	Transiente Strahlbelastung und Zeitauflösung des Monitors	34
4	Präzisionsstrahllagemonitor	37
4.1	Schlitzgekoppelte Struktur des Resonators	37
4.2	Design eines Prototypen	38
4.3	Fertigung des Prototypen	44
4.4	Test des Prototypen	48
5	Empfängerelektronik	53
5.1	Konzept der Empfängerelektronik	53
5.2	Prototyp der 1,5 GHz-Empfängerelektronik	59
5.2.1	Funktionales Schema der Elektronik	59
5.2.2	Referenzresonator	60
5.2.3	Konstruktion der Elektronik	61
5.3	Messtechnische Überprüfung der Elektronik	65

6	Messungen am Meßstand	69
6.1	Beschreibung des Meßstands	69
6.2	Messungen am Prototypen	71
6.2.1	Messung der Ortsabhängigkeit	71
6.2.2	Korrektur der Frequenzabweichung	73
6.3	Messungen am gesamten Monitorsystem	77
6.3.1	Messung der Auflösung	77
6.3.2	Messung des Einflusses des Grundmods	78
6.3.3	Stabilitätsmessung	78
7	5,5 GHz-Prototyp des Monitors	81
7.1	Design des 5,5 GHz-Prototypen	81
7.2	Messung der Auflösung	86
	Zusammenfassung	91
	Literaturverzeichnis	93
A	Berechnung der Schwingkreischarakteristiken	97
B	Berechnung der Shuntimpedanz	99
C	Technische Zeichnungen des 1,5 GHz-Monitors	103
D	Technische Zeichnungen des 5,5 GHz-Monitors	113
	Danksagung	119

Kapitel 1

Einleitung

Teilchenbeschleuniger werden für verschiedene Forschungen und industrielle Zwecke verwendet, von der Medizin bis zur Halbleitertechnik. Aber die fundamentale Aufgabe von Teilchenbeschleuniger ist die Untersuchung der Struktur der Materie. Bei diesen Untersuchungen beschleunigt man stabile geladene Teilchen, wie Protonen, Antiprotonen, Elektronen und Positronen, zu sehr hohen Energien. Diese beschleunigten Teilchen erzeugen neue Teilchen durch Zusammenstöße mit den Teilchen eines „Targets“. Die Beschleunigung wird mit Hilfe elektrischer Felder ausgeführt. Mit Hilfe magnetischer Felder können die Teilchen abgelenkt werden.

Teilchenbeschleuniger können ringförmig oder linear gebaut werden. Die erste Lösung scheint sehr praktisch zu sein, weil der Teilchenstrahl mehrmals eine Beschleunigungsstruktur passiert. D.h., die Anzahl der kostenaufwendigen Beschleunigungsstrukturen wird vermindert und die Maschine selbst ist relativ kompakt.

Ein Teilchenstrahl soll in einem Kreisbeschleuniger durch Ablenkungsmagnete auf einer gekrümmten Bahn gehalten werden. Allerdings führt eine gekrümmte Trajektorie des Teilchenstrahls zur Synchrotronstrahlung. Der Energieverlust pro Drehung steigt in einem Kreisbeschleuniger mit der Erhöhung der Energie sehr schnell: $\Delta E \sim E^4/R$ [36]. Dies wird für die Erzeugung von Synchrotronstrahlung für experimentelle Zwecke (ESRF (Grenoble), BESSY (Berlin), HASYLAB (Hamburg)) benutzt. Aber die Höchstenergie wird durch den endlichen Beschleunigeradius begrenzt. Z.B. für LEP (Large Electron Positron Storage Ring) beträgt sie bei einem Umfang von 26,7 km etwa 100 GeV [3]. Eine Erhöhung der Energie um einen Faktor 10 (1 TeV) würde eine Vergrößerung des Umfangs um den Faktor 10^4 erfordern.

Für noch höhere Energien braucht man Linearbeschleuniger. In einem Linearbeschleuniger laufen die Teilchen durch die Beschleunigungseinheiten ein einziges Mal. Die Teilchenflugbahn verläuft geradlinig, deshalb werden magnetische Felder praktisch nur zur Fokussierung des Strahls benötigt. Die Endenergie hängt dann vom Energiezuwachs pro Längeneinheit des Beschleunigers und von seiner Länge ab.

Um die Teilchenenergie effektiver zu nutzen, kann man das Zusammenwirken

zweier gegenläufiger Strahlen verwenden. Die Bewegungsenergie eines solchen Systems ist die doppelte Energie eines Teilchenstrahls. Dieses Prinzip wird in einem „Collider“ realisiert.

Es gibt mehrere Projekte für lineare Collider, wie z.B. CLIC(CERN), NLC(SLAC), JLC(KEK), TESLA(DESY). Das Ziel dieser Projekte ist die Erforschung und die Überprüfung von fundamentalen Theorien, wie der Higgs-Mechanismus, die „Supersymmetrie“-Theorien, vielleicht auch die Entstehung neuer alternativer Theorien, wozu man Energien über 200 GeV benötigt. Die vorliegende Arbeit bezieht sich auf das TESLA-Projekt, das sich aus einer internationalen Kollaboration in DESY(Hamburg) entwickeln wird.

TESLA („TeV-Energy Superconducting Linear Collider“) ist ein Projekt eines supraleitenden linearen Elektron-Positron Colliders für eine Energie von 500 GeV (erweiterbar auf 800 GeV) [32]. Eine schematische Darstellung des Colliders zusammen mit einer X-Band FEL („Free Electron Laser“) Strahlungsquelle, die heutzutage als ein von TESLA unabhängiges Projekt gilt, ist in Abbildung 1.1 zu sehen.

Die gesamte Länge des Colliders ist 33 km. Er besteht aus zwei einander gegenüberstehenden Linearbeschleunigern, einer für die Elektronen und der andere für die Positronen. Jeder der Beschleuniger enthält etwa zehntausend ein Meter lange supraleitende Beschleunigungsstrukturen. Gepulste hochfrequente elektromagnetische Felder mit einer Frequenz von 1,3 GHz werden in den Beschleunigungsstrukturen zur Teilchenbeschleunigung erzeugt.

Die Entscheidung für die supraleitende Technologie wurde wegen ihres grossen Vorteils für die Linearcollider getroffen. Die Energieverluste in den Wänden der Strukturen sind so gering, dass die Energieumwandlung von der HF-Energie in die Energie der Teilchen sehr effektiv ist und der Energieverbrauch ziemlich niedrig ist, sogar für die hohe mittlere Strahlleistung. Deshalb darf die Kollisionsrate ziemlich hoch sein, was für die Effektivität des Colliders sehr wichtig ist.

Die Beschleunigungsstrukturen des TESLA Colliders sind 9-zellige aus Niobium hergestellte supraleitende Resonatoren (Abb.1.2), die mit flüssigem Helium auf $-271^{\circ}C$ ($2K$) abgekühlt werden. Der Beschleunigungsgradient, der mit diesen Resonatoren schon erreicht wurde, beträgt 25 MeV/m. Bei 3-zelligen Resonatoren betrug der Gradient 40 MeV/m. Im Vergleich zum Beschleunigungsgradienten von 10 MeV/m Anfang der 90er Jahren und bei Annahme eines maximalen Beschleunigungsgradienten von 50 MeV/m, sind diese Werte ein grosser Fortschritt.

Die grundsätzlichen Designparameter des TESLA-500 Projekts sind in der Tabelle (1.1) verzeichnet. TESLA-500 mit einer Höchstenergie von 500 GeV wird von TESLA-800 mit 800 GeV erweitert, sodass der gesamte Bereich der möglichen Teilchenenergien zwischen 45 GeV und 400 GeV liegt.

Bei Experimenten im TESLA Collider sollen die während eines e^+e^- -Zusammenstoßes entstehenden Teilchen untersucht werden. Man ist insbesondere an der Masse der neu entstehenden Teilchen interessiert. Dafür muss die Energie der zusammen-

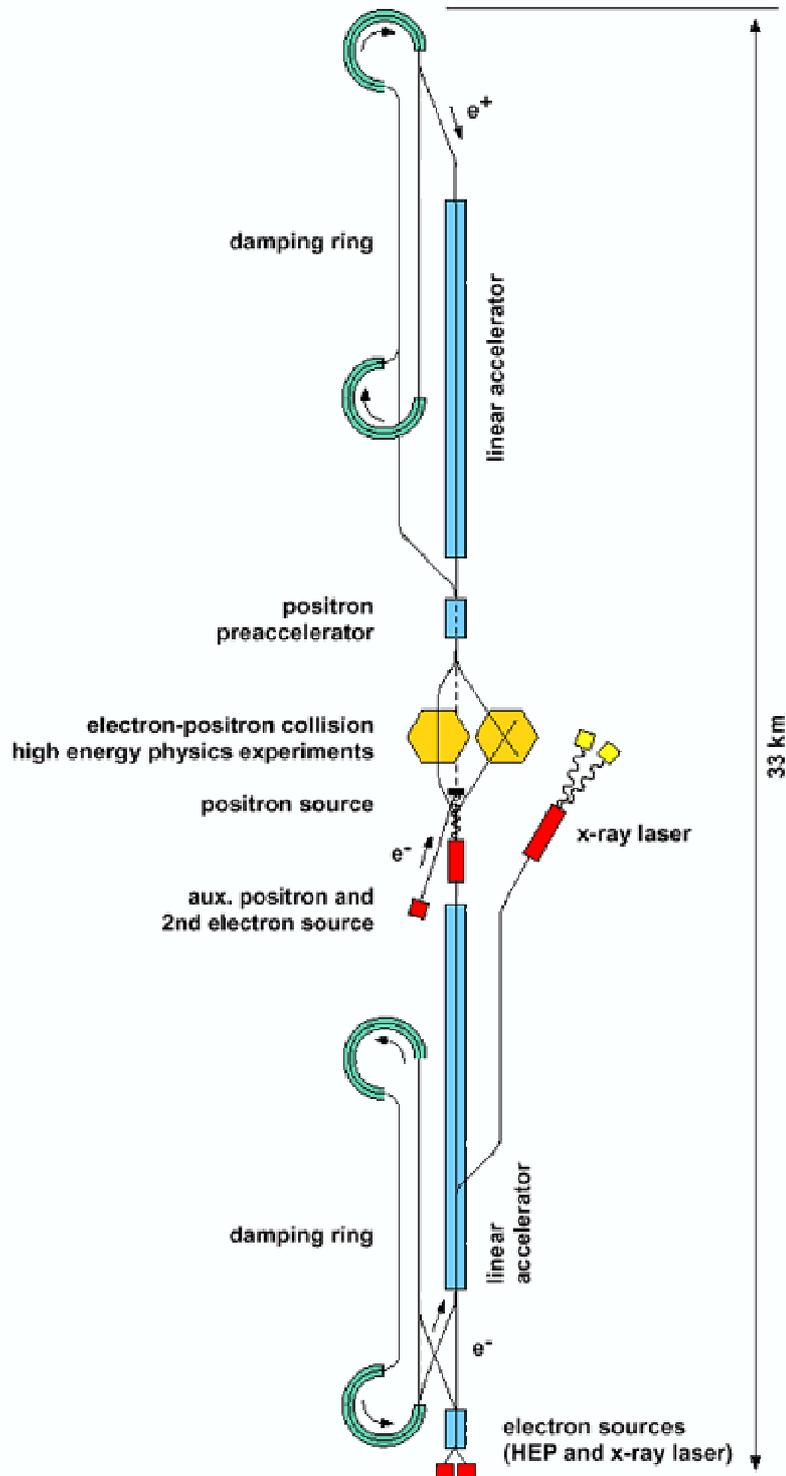


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des TESLA Projekts [32]

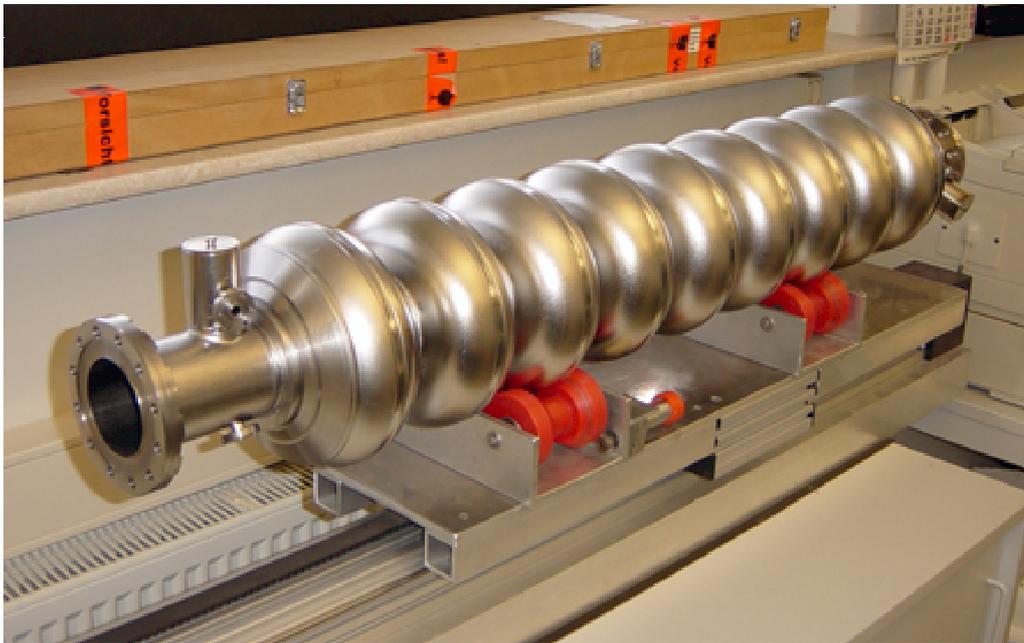


Abbildung 1.2: 9-zelliger Resonator für TESLA

stoßenden Strahlen präzise gemessen werden. Es gibt einige Methoden zur Energiemessung, die im Kapitel 2 dieser Arbeit kurz behandelt werden.

Das Hauptthema der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung eines präzisen Strahlungsmonitors, der eines der wichtigsten Elemente des TESLA-Spektrometers ist. Kapitel 3 behandelt die theoretischen Aspekte der Nutzung eines zylindrischen Resonators als Strahlungsmonitor. Das Design eines 1,5 GHz-Prototypen wird im Kapitel 4 beschrieben, während es im Kapitel 5 um eine für diesen entwickelte Elektronik geht. Einige Messungen für die Abschätzung der Auflösung des Monitors werden im Kapitel 6 diskutiert. Ein weiterer Prototyp für eine Frequenz von 5,5 GHz, der einige Vorteile gegenüber dem 1,5 GHz-Prototypen besitzt, wird im Kapitel 7 betrachtet.

Beschleunigungsgradient, MeV/m	23,4
Gesamtlänge, km	33
Anzahl der Beschleunigerstrukturen	21024
Anzahl der Klystrons	584
Spitzenleistung der Klystrons, MW	9,5
Wiederholrate, Hz	5
Pulslänge, μs	950
Anzahl der Bunche pro Puls	2820
Bunchabstand, ns	337
Anzahl der Teilchen im Bunch	$2 \cdot 10^{10}$
Strahlabmessungen, $x/y, nm$	553/5
Bunchlänge, mm	0,3
Luminosität, $cm^{-2}s^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{34}$
Strahlleistung, MW	11,3
Leistungsverbrauch, MW	97

Tabelle 1.1: Grundsätzliche Eigenschaften des TESLA-500 Projekts

Kapitel 2

Energiespektrometer für TESLA

Die erste Phase des TESLA-Projekts sieht eine dauernde genaue Suche nach den vorausgesagten Higgs-Teilchen vor. Es wird eine Genauigkeit der Energiemessung von 10^{-4} gefordert, was einem absoluten Wert von etwa 50 MeV entspricht [31]. Für die weitere Messung der Masse des W-Bosons mit dem relativen Fehler $5 \cdot 10^{-5}$ wird eine Genauigkeit von 6 MeV gebraucht. Später ist es auch geplant die Z-Bosonen Kurve mit einer Energieauflösung von 10^{-5} zu messen. Die TESLA Spektrometer Gruppe [31] wurde organisiert, um die Möglichkeit einer so genauen Energiemessung zu erforschen.

Die gegenläufigen Strahlen in TESLA sollen sich ganz entgegen treffen [32], damit die höchste Effektivität bei der Kollision erreicht werden kann. Infolgedessen ist die Energiemessung nach dem Kollisionspunkt („Interaction Point“- IP) nicht möglich. D.h., die Energiemessung soll vor dem IP ausgeführt werden.

Je näher das Spektrometer am IP ist, desto weniger Korrekturen sollen vorgenommen werden, um die wirkliche Kollisionsenergie aus dem gemessenen Wert zu gewinnen. Von dieser Seite her betrachtet ist der Abschnitt des Beschleunigers direkt vor dem IP genau die richtige Stelle für das Spektrometer. Außerdem gibt es dort im „Final Focus System“ (FFS) des „Beam Delivery System“ (Abb.2.1) etwa 100 m freien Platz. Andererseits ist der Bereich in der Nähe des IP sehr stark mit Strahlung verschiedener Art belastet, was zu Störungen führen kann.

Andere Möglichkeiten sind das „Focus and Collimation System“ (FCS) und der Diagnosebereich („Diagnostics and Collimation System“, DCS). Der letzte ist gerade für die Strahldiagnose geeignet, weil es dort einige 30 m lange freie Abschnitte zwischen den Kollimatoren gibt. Das ist die optimale Stelle für das Spektrometer, weil auch Energieverluste, die auf einer Entfernung von etwa 1000 m vom IP entstehen, sich genau auswerten lassen.

Aus der Forderung, dass die Strahlenergie vor dem Wechselwirkungspunkt gemessen werden soll, folgt, dass nur nicht destruktive Methoden verwendet werden können. Da gibt es einige Möglichkeiten:

- Ablenkung des Strahls mit einem Magnet und Messung des Ablenkungswinkels („Magnetisches Spektrometer“).
- Verwendung der Møller- (Bhabha-) Streuung und Messung des Streuwinkels.
- Messung der Spinrotation.
- Messung der Synchrotronstrahlung.

Diese werden in den nächsten Abschnitten betrachtet.

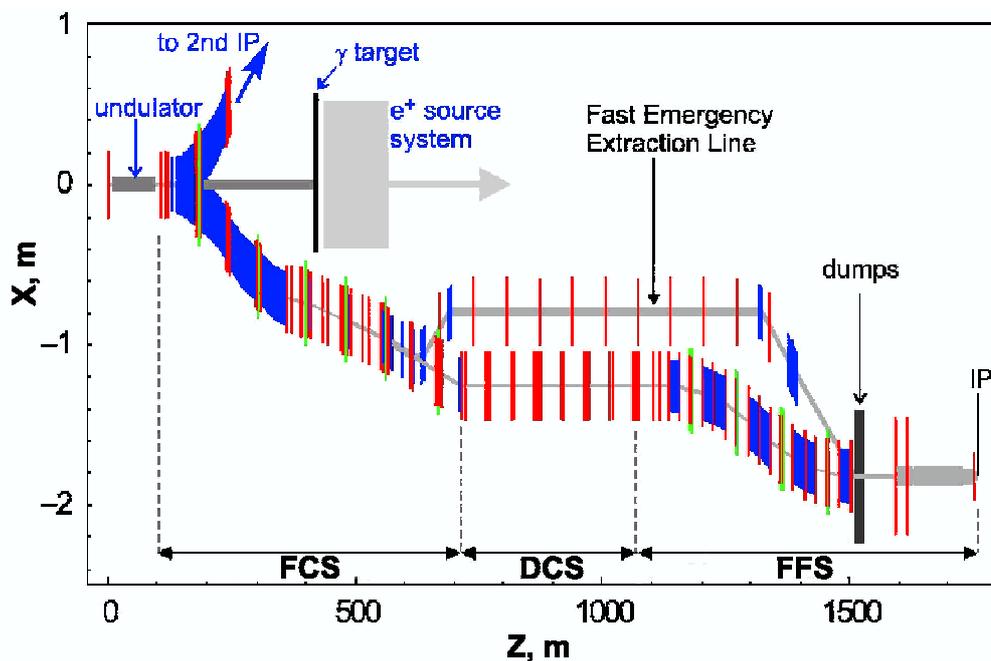


Abbildung 2.1: „Beam Delivery System“ [32]

2.1 Magnetisches Spektrometer

In einem „magnetischen“ Spektrometer wird die Energie mit Hilfe eines starken Magneten gemessen, weil der Ablenkungswinkel θ dann mit der mittleren Energie des Strahls verbunden ist:

$$E_{\text{Strahl}} = \frac{ec \int_0^l B dl}{\theta}, \quad (2.1)$$

wobei $\int_0^l B dl$ das über die Länge des Ablenkmagneten integrierte magnetische Feld des Spektrometermagneten, e die elektrische Ladung des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit ist.

Das für TESLA vorgeschlagene Spektrometer (Abb.2.2) enthält einen starken Magneten, für den der Ablenkwinkel des 400 GeV-Strahls $\theta = 1$ mrad ist. Zwei Hilfsmagneten dienen dazu, dass der Strahl am Ende wieder auf seine ursprüngliche Trajektorie gelangt. Für die Bestimmung des Ablenkwinkels wird der Strahlversatz mit einigen Strahllagemonitoren und der Abstand L zwischen den Monitoren gemessen. Der Ablenkwinkel wird aus den von zwei Monitoren gemessenen Strahlversätzen $x_{1,2}$ als

$$\theta = \frac{x_2 - x_1}{L} \quad (2.2)$$

berechnet.

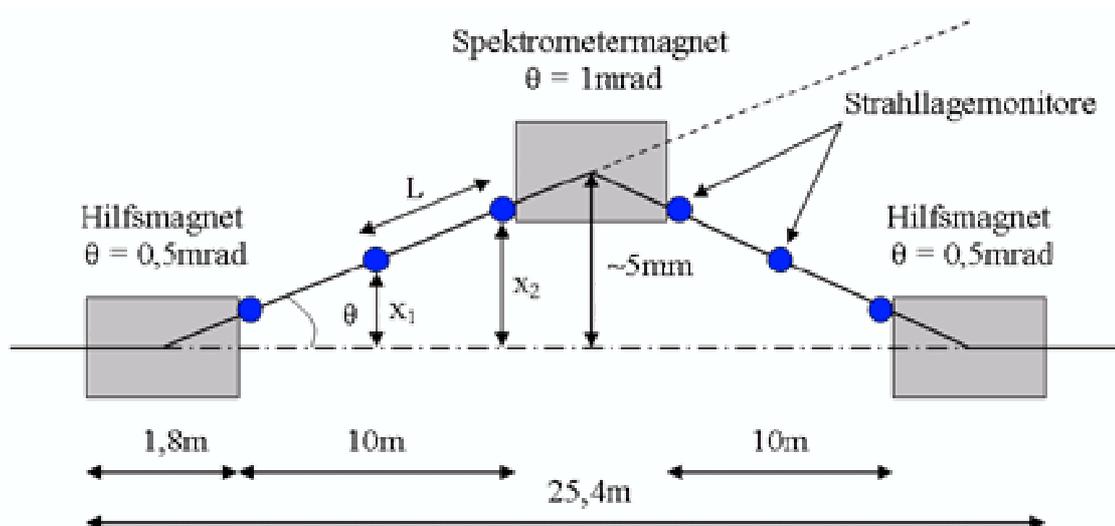


Abbildung 2.2: Magnetisches Spektrometer

Damit die gewünschte Auflösung der Energiemessung erreicht werden kann, soll die Summe aller relativen Fehler nicht höher als einige 10^{-5} sein. Den Fehler berechnet man als die Wurzel aus der Summe der Quadrate aller relativen Fehler. Die Fehler werden als partielle Ableitungen der Gleichung (2.1) nach Kombination mit der Gleichung (2.2) erhalten. Dann ergibt sich

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\Delta(\int_0^l B dl)}{\int_0^l B dl}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2}. \quad (2.3)$$

Das magnetische Feld kann mit einer Präzision von $2 \cdot 10^{-5}$ mit Hilfe der „nuclear magnetic resonance probes“ und magnetischen Schleifen gemessen werden [18], [22]. Mit der Annahme, dass der Abstand zwischen den Monitoren mit einer Präzision von 10^{-5} gemessen werden kann (was eigentlich auch eine komplizierte Aufgabe ist), erhält man einen relativen Fehler von 10^{-4} bei einer Auflösung der Monitore von 350 nm. Eine Auflösung von 100 nm macht eine Messung mit einem relativen Fehler von $3 \cdot 10^{-5}$ möglich.

Um eine absolute Energiemessung zu leisten, muss auch die Genauigkeit des Monitors besser als $1 \mu\text{m}$ sein. Der Messbereich, wo diese Forderung erfüllt wird, soll möglichst breit sein, damit die mechanischen Verschiebungen der Monitore für eine Messung von großen Versätzen vermieden werden.

Ein magnetisches Energiespektrometer wurde im LEP („Large Electron-Positron Collider“) installiert und für die Messung von Energien bis 100 GeV benutzt [8]. Eine Genauigkeit der Energiemessung von 10^{-4} wurde mit $1 \mu\text{m}$ Auflösung der Strahllagemonitore und einer Genauigkeit der Messung des magnetischen Feldes von $2 \cdot 10^{-5}$ erreicht.

2.2 Møllersche (Bhabha) Streuung

Die Methode beruht auf der Messung des Streuwinkels, wenn eine e^-e^- (oder e^+e^-) Streuung der Elektronen (bzw. Positronen) des Strahls an den Elektronen einer Wasserstoff ausscheidenden Gasquelle stattfindet (Abb.2.3). Die gestreuten Elektronen passieren einen aus Silikon bestehenden Detektor, mit dem der Streuwinkel bestimmt wird, und dann ein elektromagnetisches Kalorimeter, wo deren Energien gemessen werden. Noch ein Detektor, der direkt im Vakuum an der Gasquelle platziert wird, registriert die dort gestreuten Protonen. So kann die Position des Targets kontrolliert werden.

Eine kinematische Berechnung der e^-e^- Streuung ergibt die Beziehung zwischen der Strahlenergie und dem Streuwinkel [20]:

$$E_{\text{Strahl}} = m_e c^2 \left(\frac{8}{\theta^2(1-k^2)} - 1 \right) \approx \frac{8m_e c^2}{\theta^2(1-k^2)}, \quad (2.4)$$

wobei m_e die Ruhemasse des Elektrons ($m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$), k ein Maß für die Effektivität der Zusammenstöße, und $\theta = \tan \theta_1 + \tan \theta_2$ der Öffnungswinkel ist.

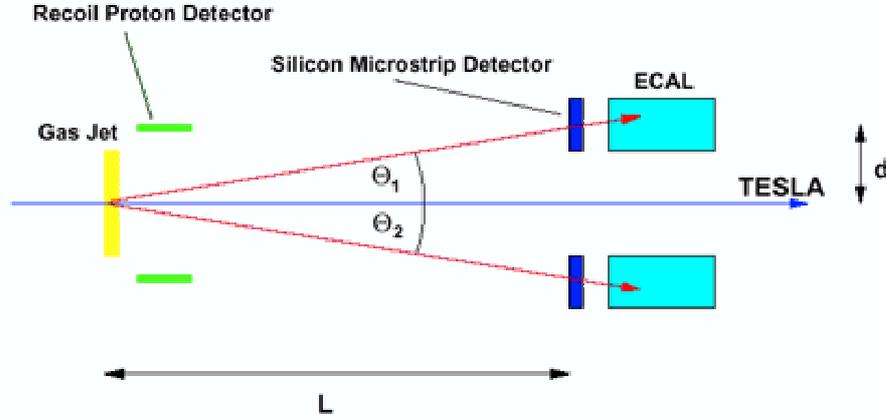


Abbildung 2.3: Aufbau für die Messung der Møllerschen Streuung [32]

Der Detektor registriert nur die quasi-symmetrischen Streuungen, deshalb kann man $E_{1,2} \approx E_{Strahl}/2$ und $\theta_1 \approx \theta_2$ bzw. $k = 0$ setzen. Der minimale Öffnungswinkel θ_{min} ergibt sich als

$$\theta_{min} = \sqrt{\frac{8}{1 + E_{Strahl}/m_e c^2}} \approx \sqrt{\frac{8m_e c^2}{E_{Strahl}}}. \quad (2.5)$$

Für die bei TESLA möglichen Energien von 45 GeV bis 400 GeV erhalten wir dann θ_{min} im Bereich von 9,53 mrad bis 3,20 mrad.

Um das Spektrometer genau zu kalibrieren, verwendet man einen physikalischen Prozess, der bei einer bekannten Energie passiert (hier ist es die Entstehung des Z_0 -Bosons). Für die höheren Energien muss dann extrapoliert werden. Der Faktor k kann bei der Kalibrierung auf zwei Weisen bestimmt werden [20]:

$$\begin{aligned} k_a &= \frac{E_{Strahl} + m_e c^2}{E_{Strahl} - m_e c^2} \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \\ k_b &= \frac{\tan \theta_1 - \tan \theta_2}{\tan \theta_1 + \tan \theta_2}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Im ersten Fall werden sowohl der Detektor als auch die Kalorimeter benutzt. Diese Messung benötigt keine genaue transversale Strahlpositionsmessung. Im zweiten Fall wird die Messung nur mit dem Detektor ausgeführt, die Strahlposition muss dann auch gemessen werden.

Ein auf der Møllerschen Streuung beruhendes Spektrometer wurde im LEP ausprobiert [20]. Mit der Kalibrierung wurde eine Genauigkeit von einigen 10^{-5} bei Energien bis 100 GeV erreicht.

2.3 Spinrotation

Diese Methode nutzt die hohe Polarisationsrate des Teilchenstrahls im Linearcollider [33]. Am Eingang des Beschleunigers wird mit Hilfe eines Spin-Rotators eine bestimmte Polarisationsrichtung fixiert (Abb.2.4). Am Ende des Beschleunigers wird der Polarisationswinkel gemessen, dann wird der Strahl mit einem starken Magnet abgelenkt und danach wird wieder die Polarisation gemessen. Der Polarisationswinkel ist proportional dem Ablenkwinkel mit der Energie als Proportionalitätskonstante.

Ein Vorteil dieser Methode besteht darin, dass die Genauigkeit der Messung proportional der Energie ist und bei einem konstanten Ablenkwinkel mit der Erhöhung der Energie steigt. Andererseits fordert sie auch eine präzise Messung des Ablenkwinkels, deren Genauigkeit mit der Erhöhung der Energie sinkt, was diesen Vorteil praktisch vernichtet. Außerdem ist diese Methode mit einer Reihe technischer Komplikationen verbunden (z.B. Einführung eines Magneten mit $\theta \simeq 10$ mrad), deshalb bleibt diese Variante nur eine letztmögliche Alternative.

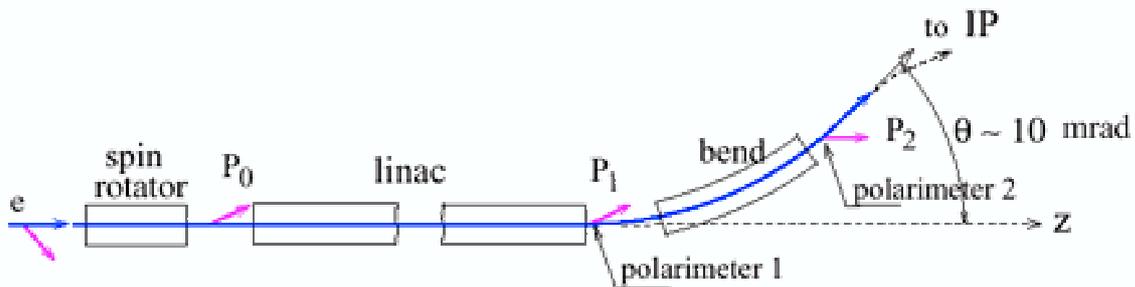


Abbildung 2.4: Prinzip der Spinrotation-Methode [33]

2.4 Synchrotronstrahlung

Die Energiemessung mit Hilfe der Synchrotronstrahlung wurde im SLC („Stanford Linear Collider“) realisiert [13]. Der Strahl wurde von einem Magnet abgelenkt, wie es auch in einem magnetischen Spektrometer gemacht wird. Für die Messung des Ablenkwinkels wurde statt der Strahlpositionsmessung eine Messung der „Spot“-position für die dabei entstehende Synchrotronstrahlung („Synchrotron Radiation“-SR) realisiert (Abb.2.5).

Ein ähnlicher Aufbau kann als zusätzliche Option beim magnetischen Spektrometer installiert werden (Abb.2.6, links). Die Synchrotronstrahlung wird vom Elek-

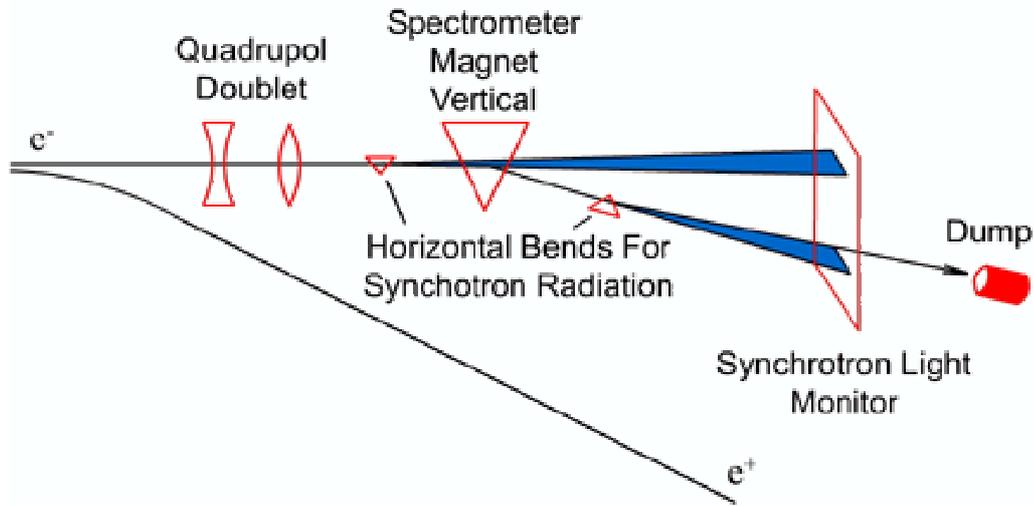


Abbildung 2.5: Energiemessung im SLC [13]

tronenstrahl produziert, während dieser z.B. einen der Hilfsmagneten passiert. Dann wird ein dünner Strahl mit Hilfe eines Kollimators gebildet. Die „Spot“-position soll mit einem Draht-Detektor bestimmt werden (Abb.2.6, rechts), wobei eine Gauss-Verteilung der Strahlungsintensität angenommen wird. Mit einem Detektor, in dem die Drähte mit einem Abstand von $30 \mu\text{m}$ platziert werden, kann eine Auflösung von 10^{-4} erreicht werden [31].

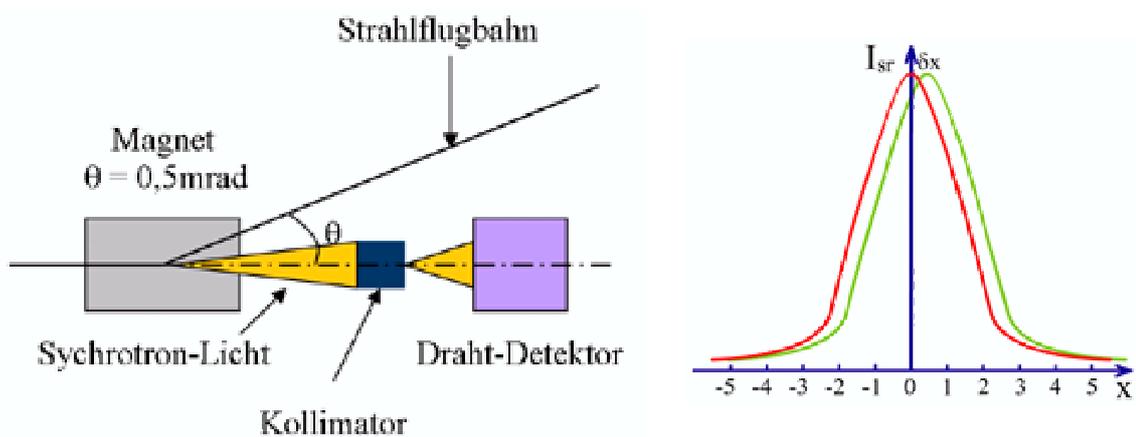


Abbildung 2.6: Energiemessung mit Hilfe der SR

Aus den betrachteten Methoden der Energiemessung wurde die Messung mit Hilfe eines magnetischen Spektrometers von der TESLA-Gruppe als das Hauptprojekt ausgewählt, weil diese Methode einige Vorteile gegenüber den anderen besitzt. Da wird z.B. keine Einführung des Gases ins Vakuumsystem des Beschleunigers gefordert, wie es im Fall der Messung der Møllerschen Streuung ist. Das Schema des magnetischen Spektrometers ist wegen seines einfachen physikalischen Prinzips nicht kompliziert. Eine genaue Messung des magnetischen Feldes wurde schon früher realisiert. Die Möglichkeit einer hohen Auflösung der Strahllagemessung sollte untersucht werden, woraus das Thema dieser Arbeit entstand. In den weiteren Kapiteln wird die Problematik der Strahlpositionsmessung mit Hilfe eines resonanten Monitors betrachtet und die erreichbare Auflösung und Genauigkeit abgeschätzt.

Kapitel 3

Zylinderresonator als Strahllagemonitor

Der Strahllagemonitor in einem magnetischen Energiespektrometer ist ein wichtiges Bauteil, das für die Energieauflösung verantwortlich ist. Im Fall des TESLA-Spektrometers, wie schon im Kapitel 2 erklärt, soll die Strahlablenkung mit einer Auflösung von 100 nm gemessen werden und der Messbereich, wo die Genauigkeit besser als 1 μm ist, soll möglichst breit (einige mm) sein.

Wie in [14] gezeigt wurde, ist der am meisten Erfolg versprechende Weg, um die Strahlage zu messen, die Verwendung eines zylindrischen Resonators. Damit kann man eine Auflösung von bis zu 20 nm erreichen [30]. Deshalb wurde dieser Typ als die beste Möglichkeit festgestellt. Die folgenden Abschnitte beschreiben den Zylinderresonator und das Prinzip des resonanten Strahllagemonitors.

3.1 Elektromagnetische Felder in einem Zylinderresonator

Als erstes untersuchen wir die in einem Zylinderhohlleiter laufenden elektromagnetischen Wellen. Danach kommen wir zum Zylinderresonator.

Ein Zylinderhohlleiter ist ein zylindrisches Rohr, dessen Wände aus einem gut leitenden Material gefertigt sind. Das Rohr ist mit Dielektrikum gefüllt, das wir der Einfachheit halber für homogen und verlustfrei halten.

Um die elektromagnetischen Wellen in einem Rundhohlleiter zu untersuchen, verwendet man die Zylinderkoordinaten (Abb.3.1)

In den Zylinderkoordinaten werden die Feldvektoren dargestellt:

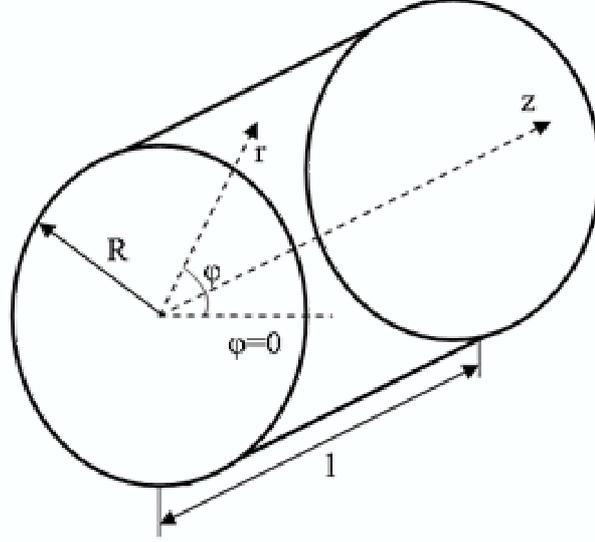


Abbildung 3.1: Zylindrisches Koordinatensystem

$$\begin{aligned}\vec{E} &= E_r \vec{e}_r + E_\phi \vec{e}_\phi + E_z \vec{e}_z \\ \vec{H} &= H_r \vec{e}_r + H_\phi \vec{e}_\phi + H_z \vec{e}_z.\end{aligned}\tag{3.1}$$

Die Wellengleichung, die z.B. für die E_z -Komponente geschrieben wird, ist [17]:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k^2 E_z = 0.\tag{3.2}$$

Eine ähnliche Gleichung kann für die H_z -Komponente des magnetischen Feldes geschrieben werden. Um die Lösungen der Gleichung (3.2) zu finden, verwendet man die Separationsmethode. Die gewünschte Komponente wird durch ein Produkt von drei Funktionen ersetzt, von denen jede nur von einer Koordinate abhängig ist:

$$E_z = R(r)\Phi(\phi)Z(z).\tag{3.3}$$

Dann wird aus (3.2):

$$\Phi Z \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \Phi Z \frac{dR}{dr} + \frac{1}{r^2} R Z \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + R \Phi \frac{d^2 Z}{dz^2} + R \Phi Z k^2 = 0,\tag{3.4}$$

und nach dem Dividieren durch $R\Phi Z$:

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{rR} \frac{dR}{dr} + \frac{1}{r^2 \Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} + k^2 = 0.\tag{3.5}$$

3.1. ELEKTROMAGNETISCHE FELDER IN EINEM ZYLINDERRESONATOR 21

Wir setzen zunächst:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} &= -k_\phi^2 \\ \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} &= -k_z^2.\end{aligned}\quad (3.6)$$

Hier sind k_ϕ und k_z beliebige Konstanten. Die Lösungen der Gleichungen (3.6) lauten:

$$\begin{aligned}\Phi(\phi) &= C_1 \cos(k_\phi \phi - \psi) \\ Z(z) &= C_2 e^{-ik_z z} + C_3 e^{ik_z z}.\end{aligned}\quad (3.7)$$

Die erste Gleichung von (3.7) ist physikalisch nur sinnvoll, wenn $k_\phi = 0, 1, 2, \dots$ und damit die Bedingung $\Phi(\phi) \equiv \Phi(\phi + 2\pi)$ erfüllt ist. Setzen wir $k_\phi^2 = m^2$, dann vereinfacht sich (3.5) mit (3.6) zu

$$r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + r \frac{dR}{dr} + R [r^2 (k^2 - k_z^2) - m^2] = 0. \quad (3.8)$$

Die Gleichung (3.8) ist die Besselsche Gleichung mit ganzzahligem Index. Deren Lösung wird als Summe der Besselschen und Neumannschen Funktionen m -ter Ordnung, dargestellt:

$$R(r) = C_4 J_m \left(r \sqrt{k^2 - k_z^2} \right) + C_5 N_m \left(r \sqrt{k^2 - k_z^2} \right). \quad (3.9)$$

Die Neumannsche Funktion geht gegen minus unendlich, wenn r nach 0 strebt. Die Intensität des elektrischen Feldes muss dort aber einen endlichen Wert besitzen, deshalb nehmen wir $C_5 = 0$. Mit der Beziehung $k^2 - k_z^2 = k_c^2$ lautet die Lösung dann:

$$E_z = J_m(k_c r) \cos(m\phi - \psi) [A_1 e^{-ik_z z} + A_2 e^{ik_z z}] e^{i\omega t}. \quad (3.10)$$

Die Formel (3.10) stellt die Summe zweier gegenlaufender Wellen

$$E_z = A_{1,2} J_m(k_c r) \cos(m\phi - \psi) e^{i(\omega t \mp k_z z)} \quad (3.11)$$

dar.

Wir benötigen jetzt die Beziehungen zwischen den transversalen und longitudinalen Komponenten des elektromagnetischen Feldes. Wir setzen das Koordinatensystem so, dass $\psi = 0$. Nach Einsetzen der Beziehung

$$\text{rot} \vec{F} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial F_z}{\partial \phi} - \frac{\partial F_\phi}{\partial z} \right) \vec{e}_r + \left(\frac{\partial F_r}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial r} \right) \vec{e}_\phi + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r F_\phi)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial F_r}{\partial \phi} \right) \vec{e}_z \quad (3.12)$$

in die Maxwell'schen Gleichungen erhalten wir:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} &= -i\omega\mu_r\mu_0 H_r \\
\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} &= -i\omega\mu_r\mu_0 H_\phi \\
\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} &= i\omega\epsilon_r\epsilon_0 E_r \\
\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} &= i\omega\epsilon_r\epsilon_0 E_\phi
\end{aligned} \tag{3.13}$$

wobei ϵ_r, μ_r Permittivitätszahl bzw. Permeabilitätszahl und $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{A \cdot s}{V \cdot m}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{V \cdot s}{A \cdot m}$ die Dielektrizitätskonstante bzw. die Permeabilitätskonstante des Vakuums ist. In unserem Fall sind $\epsilon_r, \mu_r = 1$, weil der Monitor im Vakuum funktionieren soll.

Führen wir die Differentiation nach z aus und kombinieren die erste Gleichung mit der letzten und dann die zweite mit der dritten, dann nehmen die Gleichungen die Form

$$\begin{aligned}
E_r &= \frac{i}{k_c^2} \left[\mp k_z \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\omega\mu_0}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right] \\
E_\phi &= \frac{i}{k_c^2} \left[\mp \frac{k_z}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + \omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \\
H_r &= \frac{i}{k_c^2} \left[\frac{\omega\epsilon_0}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \mp k_z \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \\
H_\phi &= \frac{i}{k_c^2} \left[-\omega\epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial r} \mp \frac{k_z}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right]
\end{aligned} \tag{3.14}$$

an. Mit diesen Gleichungen können alle Feldkomponenten aus E_z und H_z berechnet werden. Wie im nächsten Kapitel erklärt wird, sind wir vor allem an reinen transversal-magnetischen Schwingungen interessiert. Deshalb nehmen wir $H_z = 0$ und erhalten dann:

3.1. ELEKTROMAGNETISCHE FELDER IN EINEM ZYLINDERRESONATOR 23

$$\begin{aligned}
 E_r &= \mp i A_{1,2} \frac{k_z}{k_c} J'_m(k_c r) \cos m\phi e^{i(\omega t \mp k_z z)} \\
 E_\phi &= \mp i A_{1,2} \frac{m k_z}{k_c^2 r} J_m(k_c r) \sin m\phi e^{i(\omega t \mp k_z z)} \\
 E_z &= A_{1,2} J_m(k_c r) \cos m\phi e^{i(\omega t \mp k_z z)} \\
 H_r &= -i A_{1,2} \frac{m \omega \epsilon_0}{k_c^2 r} J_m(k_c r) \sin m\phi e^{i(\omega t \mp k_z z)} \\
 H_\phi &= -i A_{1,2} \frac{\omega \epsilon_0}{k_c} J'_m(k_c r) \cos m\phi e^{i(\omega t \mp k_z z)} \\
 H_z &= 0.
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

Die Randbedingung $E_z(r = R) = 0$ gibt die Werte der kritischen Wellenzahl $k_c^{mn} = j_{mn}/R$, womit j_{mn} die n -te Nullstelle der Besselfunktion J_m ist.

Jetzt können wir zum Zylinderresonator übergehen, der ein mit leitenden Wänden abgeschlossener Abschnitt des Rundhohlleiters ist.

Die Summe der tangentialen Komponenten des elektrischen Feldes der hin- und rücklaufenden Wellen an den Stirnflächen $z = 0$ und $z = l$ des Resonators ist gleich null:

$$E_r(z = 0) = \frac{i k_z}{k_c} J'_m(k_c r) \cos m\phi [-A_1 + A_2] e^{i\omega t} = 0 \tag{3.16}$$

$$E_r(z = l) = \frac{i k_z}{k_c} J'_m(k_c r) \cos m\phi [-A_1 e^{-i k_z l} + A_2 e^{i k_z l}] e^{i\omega t} = 0. \tag{3.17}$$

Diese Randbedingung kann nur dann erfüllt werden, wenn $A_1 = A_2 = C/2$ ist. Dann sind die Komponenten des im Resonator existierenden elektromagnetischen Feldes:

$$\begin{aligned}
 E_r &= -C \frac{k_z}{k_c} J'_n(k_c r) \cos m\phi \sin \frac{p\pi}{l} z e^{i\omega t} \\
 E_\phi &= C \frac{k_z m}{k_c^2} \frac{J_n(k_c r)}{r} \sin m\phi \sin \frac{p\pi}{l} z e^{i\omega t} \\
 E_z &= C J_n(k_c r) \cos m\phi \cos \frac{p\pi}{l} z e^{i\omega t} \\
 H_r &= -i C \frac{\omega \epsilon_0 m}{k_c^2} \frac{J_n(k_c r)}{r} \sin m\phi \cos \frac{p\pi}{l} z e^{i\omega t} \\
 H_\phi &= -i C \frac{\omega \epsilon_0}{k_c} J'_n(k_c r) \cos m\phi \cos \frac{p\pi}{l} z e^{i\omega t} \\
 H_z &= 0
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Wegen $k^2 = k_c^2 + k_z^2$ sind auch die Frequenzen und die Wellenlängen der Schwingungen bestimmt, die den Nummern m, n, p entsprechen:

$$\omega_{mnp} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \sqrt{\left(\frac{j_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2}, \quad (3.19)$$

$$\lambda_{mnp} = \frac{2\pi}{\sqrt{\left(\frac{j_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2}}. \quad (3.20)$$

Diese Feldkonfigurationen und Frequenzen nennt man Eigenmoden bzw. Eigenfrequenzen. Die Zahlen m, n, p zeigen dann die Anzahl der Variationen des Feldes in ϕ -, r - bzw. z -Richtung.

3.2 Wechselwirkung des Zylinderresonators und des Strahls

Wir notieren die Feldkomponenten des niedrigsten Dipolmods (TM_{110} -Mod) mit Hilfe der Gleichungen (3.18).

$$\begin{aligned} E_z &= C J_1\left(\frac{j_{11}r}{R}\right) \cos \phi e^{i\omega t} \\ H_r &= -iC \frac{\omega \epsilon_0 R^2}{j_{11}^2} \frac{J_1\left(\frac{j_{11}r}{R}\right)}{r} \sin \phi e^{i\omega t} \\ H_\phi &= -iC \frac{\omega \epsilon_0 R}{j_{11}} J_1'\left(\frac{j_{11}r}{R}\right) \cos \phi e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Die E_z -Komponente des TM_{110} -Modus eines zylindrischen Resonators ist proportional zur Besselschen Funktion. Wenn also der Strahl durch den Resonator geht, wird der Dipolmod umso stärker erzeugt, je größer der Strahlversatz von der Resonatormitte ist (Abb. 3.2). In der Realität hat ein resonanter Monitor ein koaxiales Strahlrohr, damit der Strahl den Resonator passieren kann. Die dadurch entstehende Öffnung beeinflusst das Feld im Resonator so, dass das Integral der E_z -Komponente mit $z = ct$ im Bereich des Strahlrohrs annähernd linear von der Strahlabweichung abhängt [12]. Es ist aber nicht zu vergessen, dass die Konstante C in den Gleichungen (3.21) von der im Resonator gespeicherten Energie bzw. von der Bunchladung abhängig ist. D.h., auch die Bunchladung muss gemessen werden.

Das Potential des n -ten Modus, das von einer durch den Resonator gehenden Ladung gesehen wird, ist ein Integral des elektrischen Feldes entlang der Ladungsbahn [27]:

3.2. WECHSELWIRKUNG DES ZYLINDERRESONATORS UND DES STRAHLS 25

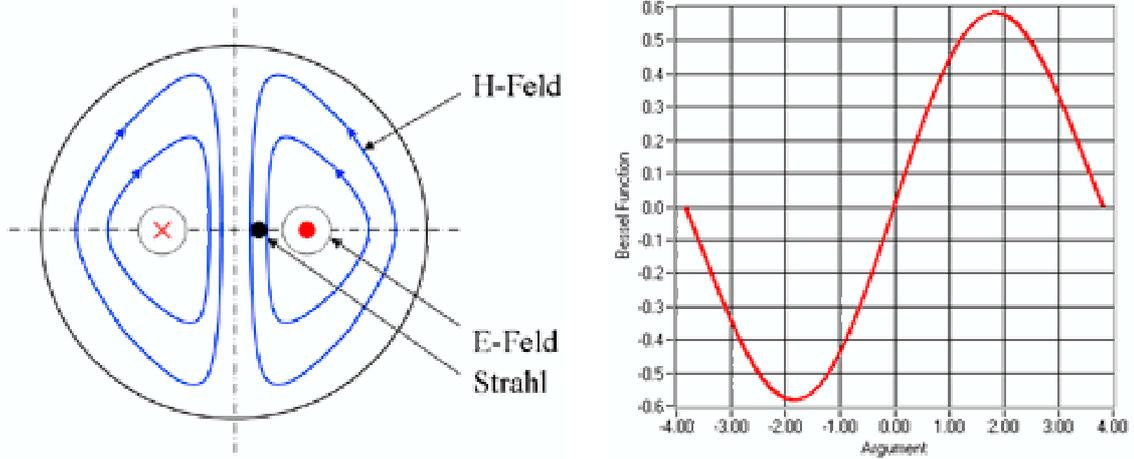


Abbildung 3.2: Elektromagnetische Felder des Dipolmodus (links) und die erste Besselfunktion (rechts)

$$V_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E} \vec{v} dt. \quad (3.22)$$

wobei v die Geschwindigkeit des Teilchen ist. Die Energie, die dabei von der Ladung verloren wird, ist

$$W_n = qV_n. \quad (3.23)$$

Eine hinterhergehende Ladung sieht entsprechend dem „fundamental theorem of the beam loading“ [38] ein zweimal größeres Potential:

$$\hat{V}_n = 2V_n = \frac{2W_n}{q}. \quad (3.24)$$

Nach der Multiplikation der beiden Seiten der Gleichung (3.24) mit \hat{V}_n erhalten wir

$$\hat{V}_n^2 = \frac{2W_n}{q} \hat{V}_n \quad (3.25)$$

und dann

$$\hat{V}_n = \frac{\hat{V}_n^2}{2W_n} q = \frac{\omega_n}{2} \frac{\hat{V}_n^2}{\omega_n W_n} q. \quad (3.26)$$

Aus der Definition der Shuntimpedanz [17]

$$R_n = \frac{\hat{V}_n^2}{\bar{P}_v^n} \quad (3.27)$$

und der Güte

$$Q_0^n = \frac{\omega_n \bar{W}_n}{\bar{P}_v^n}, \quad (3.28)$$

wobei \bar{P}_v^n die mittlere Verlustleistung ist, erhält man den Quotienten

$$\left(\frac{R}{Q}\right)_n = \frac{\hat{V}_n^2}{\omega_n \bar{W}_n}, \quad (3.29)$$

der nur von den Resonatorabmessungen abhängig ist.

Nach der Kombination der Gleichungen (3.26), (3.29) und mit der Annahme, dass während der Anregung des Resonators keine Verluste entstehen ($\bar{W}_n = W_n$), erhalten wir für das vom n-ten Mod erzeugte Potential:

$$\hat{V}_n = \frac{\omega_n}{2} \left(\frac{R}{Q}\right)_n q. \quad (3.30)$$

Dann ist die der Ladung entnommene Energie entsprechend (3.24)

$$W_n = \frac{\omega_n}{4} \left(\frac{R}{Q}\right)_n q^2. \quad (3.31)$$

Wir benutzen demnächst die Definition der externen Güte, um die aus dem Resonator ausgekoppelte Leistung P_{aus}^n zu bestimmen [17]:

$$Q_{ext}^n = \frac{\omega_n \bar{W}_n}{P_{aus}^n}. \quad (3.32)$$

Wir setzen (3.31) in (3.32) ein:

$$P_{aus}^n = \frac{\omega_n^2}{4Q_{ext}^n} \left(\frac{R}{Q}\right)_n q^2. \quad (3.33)$$

Die Spannung des Ausgangssignals ist $V_{aus} = \sqrt{Z P_{aus}}$, wobei Z die Impedanz der Leitung ist. Dann folgt

$$V_{aus}^n = \frac{\omega_n}{2} \sqrt{\frac{Z}{Q_{ext}^n}} \left(\frac{R}{Q}\right)_n q. \quad (3.34)$$

Mit der Formel (3.34) kann das Ausgangssignal gerechnet werden, wenn die Kopplung (Q_{ext}^n) und die Shuntimpedanz des Resonators $\left(\frac{R}{Q}\right)_n$ gemessen oder berechnet sind. Eine analytische Berechnung von $\left(\frac{R}{Q}\right)$ für TM_{010} und TM_{110} Moden befindet sich im Anhang B.

3.3 Räumliche Auflösung des Monitors

In der Realität enthält das aus dem Monitor gekoppelte Signal nicht nur das vom Strahlversatz abhängige Signal des Dipolmods, sondern auch Störsignale [30]:

$$V_{aus} = V_{110}(\Delta x) + V_{010} + V_{110}(\theta) + V_{110}^\perp + V_{rauschen} \quad (3.35)$$

Die erste Komponente der Summe ist das gewünschte Signal des Dipolmods. Die zweite repräsentiert das Grundmodsignal. Die dritte Komponente wird in dem Fall angeregt, wenn der Strahl nicht parallel zur z-Achse durch den Resonator geht. Die vierte erscheint wegen des Übersprechens zwischen den x- und y-Ebenen. Und die letzte ist der Einfluß des Rauschen und der anderen schwächeren Störsignale.

Wir untersuchen diese Komponenten in den nächsten Abschnitten genauer.

3.3.1 Einfluss der Monopolmoden

Die Moden, die vom Strahl am stärksten angeregt werden, beeinflussen das Ausgangssignal. Abb.3.3 illustriert diesen Prozess. Der größte Teil des Monopolmodensignals, der außerhalb des Frequenzbereiches des Dipolmods liegt, verursacht eine unerwünschte Modulation des Monitorsignals. Dieser wird normalerweise in der Empfängerelektronik herausgefiltert. Aber wegen der endlichen Güte haben die Monopolmoden, die auch die höchsten Shuntimpedanzen besitzen, Frequenzanteile im Bereich des Dipolmods. Das führt dazu, dass das Ausgangssignal eine Abweichung enthält, die wie ein Versatz der elektrischen Resonatormitte wirkt. Dieser Versatz ändert sich mit der Änderung der Bunchladung. Wenn der Einfluss stark ist, wird außerdem der Messbereich des Monitors durch die Sättigung der Empfängerelektronik eingeschränkt.

Die Ausgangsspannung dieses Störsignals kann normalerweise mit der Formel (3.34) berechnet werden. Diese Spannung muss dann aber zur richtigen Frequenz skaliert werden, damit das Störsignal mit der richtigen Frequenz berechnet wird. Dazu kann man die Gleichung

$$V_{010}^{aus}(f_{110}) \simeq -iV_{010}^{aus}(f_{010}) \frac{f_{010}}{2Q_{010}(f_{110} - f_{010})} \quad (3.36)$$

verwenden, die aus der Formel (A.5) folgt.

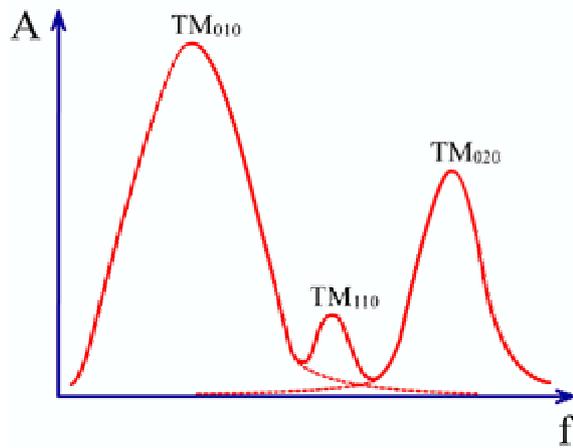


Abbildung 3.3: Einfluss der Monopolmoden auf das Dipolmodsignal

Trotz der Abschwächung kann dieses Signal im Vergleich zum Dipolmodsignal groß sein, weil die Shuntimpedanz des Grundmodus in der Nähe der Resonatorachse wesentlich größer ist. D.h., für eine hohe Auflösung müssen die Monopolmoden unterdrückt werden. Die Unterdrückung ist z.B. in der Empfängerelektronik möglich, wo normalerweise das sogenannte Summen/Differenz-Schema verwendet werden kann (Abb.3.4). Hier wird das mit der gleichen Phase kommende Signal der Monopolmoden in einem Hybrid kompensiert, während das um 180° verschobene Dipolmodsignal einfach summiert wird [35]. Die Unterdrückung durch diese Methode beträgt typischerweise 20 dB und wird durch die endliche Isolation zwischen den Hybrid-eingängen begrenzt.

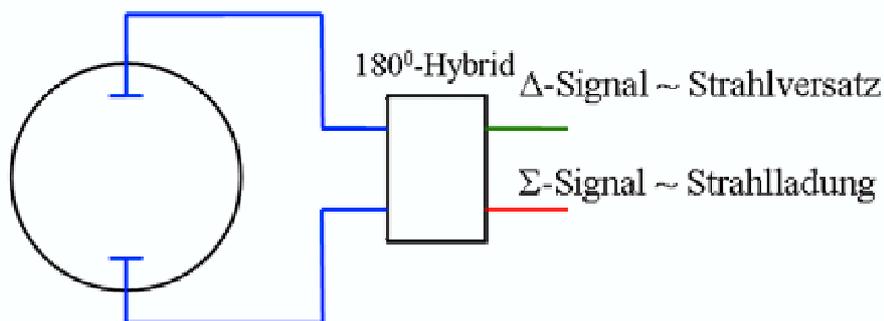


Abbildung 3.4: Unterdrückung des Monopolmodensignals mit dem Summen/Differenz-Schema

Für eine höhere Unterdrückung des Monopolmodensignals verwendet man die sogenannte modenselektive Kopplung. Es gibt einige Methoden der Realisation der modenselektiven Kopplung. Mit einem „choke-mode“-Resonator wird der Dipolmod gefangen, während die restlichen Moden gedämpft werden [28] (Abb.3.5, links). Ein mit dem Monitor gekoppelter koaxialer Resonator (Abb.3.5, mitte) koppelt den Dipolmod in seinen TE_{101} -Mod [29]. Der Grundmod ist dann unter der kritischen Frequenz, weil er in einen höheren Mod gekoppelt wird. Zwei sich in der Phase um 180° unterscheidende Resonatoren, die die TE_{10} -Welle in einem durch einen Schlitz angekoppelten Hohlleiter anregen (Abb.3.5, rechts), realisieren auch eine modenselektive Kopplung [26].

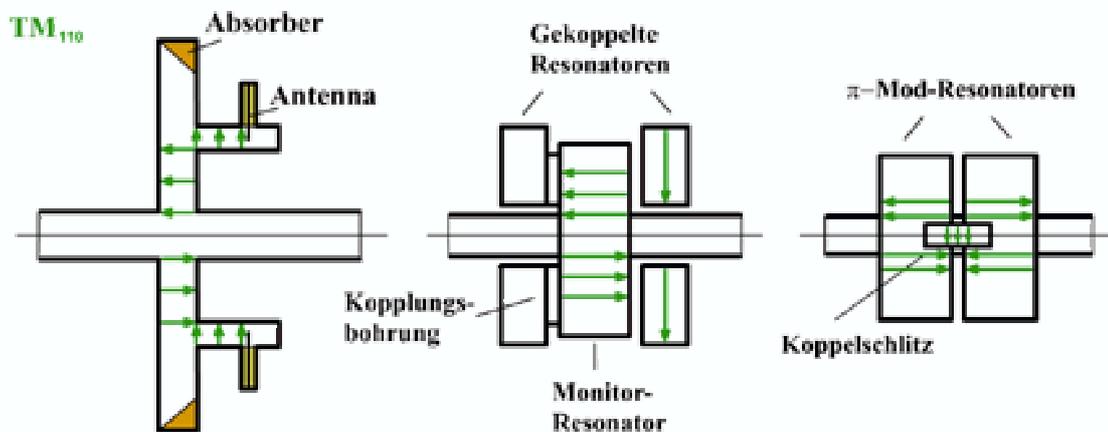


Abbildung 3.5: Varianten der Modenselektion

3.3.2 Anregung der winkelabhängigen Komponente

Der Dipolmod des Zylinderresonators wird nicht nur dann angeregt, wenn der Strahl den Resonator mit einem Abstand zur z -Achse passiert, sondern auch, wenn seine Trajektorie nicht parallel zur z -Achse ist. Wegen der Linearität der Maxwell'schen Gleichungen kann für die Anregungsberechnung die Trajektorie als die Summe einer rein parallelen Trajektorie zur z -Achse, (Abb.3.6, links), und einer schrägen Trajektorie zur z -Achse, (Abb.3.6, rechts) betrachtet werden. Wir vergleichen die Anregung in diesen zwei Fällen. Dazu berechnen wir das Potential (3.22) entlang der Strahlflugbahn für die zwei Trajektorien (Abb.3.6).

Der Strahl geht durch den Resonator parallel zur z -Achse mit einem Abstand r von der z -Achse.

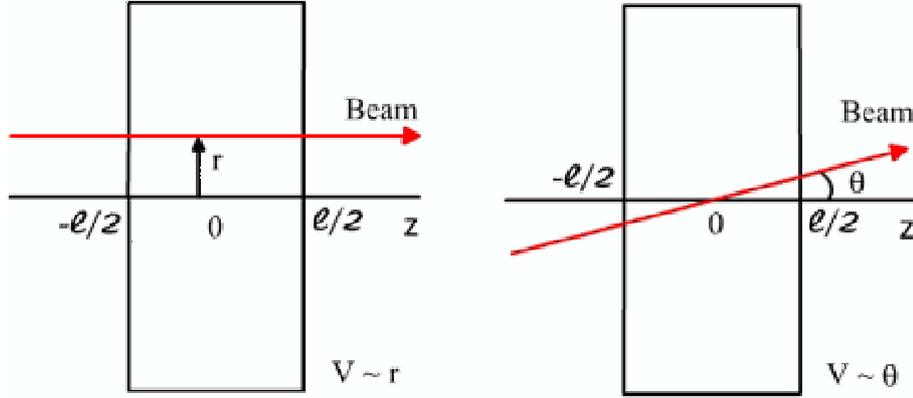


Abbildung 3.6: Anregung des Dipolmods

$$\begin{aligned}
 V_{110} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E} \vec{v} dt = \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} E_z e^{ikz} dz = \\
 &= E_z \frac{\sin \frac{kl}{2}}{\frac{kl}{2}} l = E_z T_{tr} l = C J_1 \left(\frac{j_{11} r}{R} \right) T_{tr} l, \quad (3.37)
 \end{aligned}$$

wobei T_{tr} der „transit time factor“ ist, der die endliche Durchlaufzeit des Bunches durch den Resonator berücksichtigt. Für kleine Strahlversätze erhalten wir dann

$$V_{110} \simeq C \frac{j_{11} r}{2R} T_{tr} l. \quad (3.38)$$

Der Strahl geht schräg durch die Resonatormitte mit einem Winkel θ zur z -Achse.

$$\begin{aligned}
 V'_{110} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E} \vec{v} dt = \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} C J_1 \left(\frac{j_{11} r}{R} \right) e^{ikz} dz \simeq \\
 &\simeq C \frac{j_{11} \tan \theta}{2R} \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} z e^{ikz} dz \simeq \frac{i C j_{11} \theta}{k^2 R} \left(\sin \frac{kl}{2} - \frac{kl}{2} \cos \frac{kl}{2} \right). \quad (3.39)
 \end{aligned}$$

Mit (3.38) und (3.39) finden wir das Verhältnis der zweier Spannungen:

$$\frac{V'_{110}}{V_{110}} \simeq \frac{i\theta}{kr} \left(1 - \frac{kl}{2} \cot \frac{kl}{2} \right). \quad (3.40)$$

Mit der Formel (3.40) kann bestimmt werden, welche der beiden Komponenten, die versatzabhängige oder die winkelabhängige, dominiert. Der Faktor i in (3.40) ist ein Zeichen dafür, dass der Phasenunterschied zwischen den beiden Komponenten 90° ist.

Somit führt die zur z-Achse schräge Trajektorie zur Anregung eines Störsignals. Im magnetischen Spektrometer (Kapitel 2) beträgt die Neigung der Strahlflugbahn $\theta = 0,5$ mrad. Wenn man damit den entsprechenden Strahlversatz aus der Bedingung $V'_{110} = V_{110}$ z.B. für einen resonanten Monitor für kryogenische TESLA-Module [14] berechnet, bekommt man bei $l = 50$ mm und $k = 31,77$ 1/m auf einen äquivalenten Strahlversatz von $r \simeq 35$ μm . Daraus folgt, dass man die winkelabhängige Komponente unterdrücken muss, um eine hohe Auflösung zu erreichen.

Der einzige Unterschied zwischen den beiden Komponenten ist eine Phasendifferenz von 90° . Wenn die Monitor-signale in einem Homodynkonverter mit dem LO-Signal der gleicher Frequenz abwärts gemischt werden, können die Komponenten dadurch getrennt werden, dass das LO-Signal und die versatzabhängige Komponente synchronisiert werden. Praktisch ist aber eine vollkommene Synchronisation nicht erreichbar, weil die Resonanzfrequenz des Monitors nur begrenzt kontrollierbar ist und sich mit der Zeit verändert. Notfalls kann die Neigung der Trajektorie präzise korrigiert werden, sodass die Resonatorachse und die Strahlflugbahn wieder parallel sind. Dabei wird der Einfluß in dem Maße vermindert, wie das Verhältnis von θ und der Genauigkeit der Korrektur ist.

3.3.3 Übersprechen zwischen den Dipolmodpolarisationen

Die Strahlposition in den beiden transversalen Richtungen x und y kann mit einem einzelnen Resonator gemessen werden. Der Dipolmod kann dafür als die Superposition der zwei Polarisationen betrachtet werden (Abb.3.7). Dann muss die Kopplung so genau eingestellt werden, dass nur eine der zwei Polarisationen angekoppelt wird. Praktisch wird aber die andere Polarisation auch gekoppelt, was vor allem von der Genauigkeit des Resonatorbaus und auch von der Stärke und der Art der Kopplung abhängig ist [25]. Das hat zur Folge, dass z.B. das Signal, das dem Strahlversatz in x-Richtung proportional sein soll, auch noch einen Summanden enthält, der dem Strahlversatz in y-Richtung proportional ist. Ihr Verhältnis nennt man Übersprechen („crosstalk“). Das Übersprechen zwischen beiden Polarisationen kann von einem Monitor zum anderen variieren, weil die Resonatoren nicht immer vollkommen identisch sind.

Um das Übersprechen zwischen den Polarisationen zu vermeiden, bringt man künstlich mechanische Störungen in den Resonator ein, die das elektromagnetische

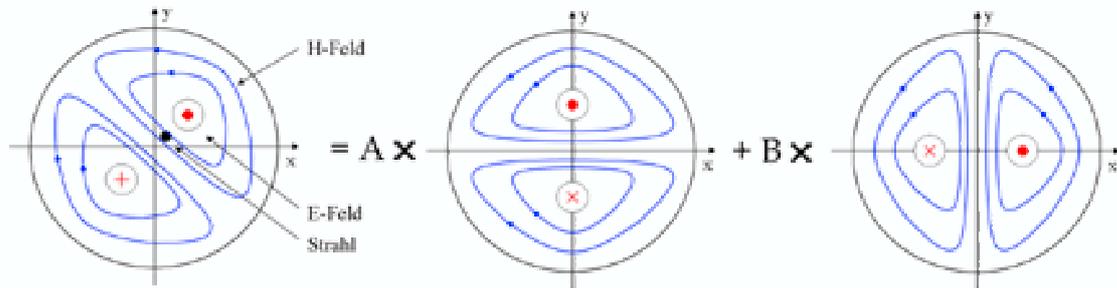


Abbildung 3.7: Zwei Polarisationen des Dipolmodos

Feld entsprechend der Auskoppelinrichtungen richten und eine Polarisation des Dipolmodos stärker als die andere beeinflussen. Dadurch werden die Frequenzen der Polarisationen voneinander verschoben (Abb.3.8). Später können die Signale der zweier Polarisationen in der Empfängerelektronik mit Hilfe schmalbandiger Filter getrennt werden.

Die Strahlage kann natürlich auch mit zwei Resonatoren gemessen werden, wobei einer nur die x- und der andere nur die y-Abweichung misst. Dann wird immer nur eine Polarisation des Dipolmodos belastet und wird sich von der anderen in der Frequenz trennen. Eine solche Konstruktion braucht aber mehr Platz und hat eine stärkere Wirkung auf den Strahl, was meistens unerwünscht ist.

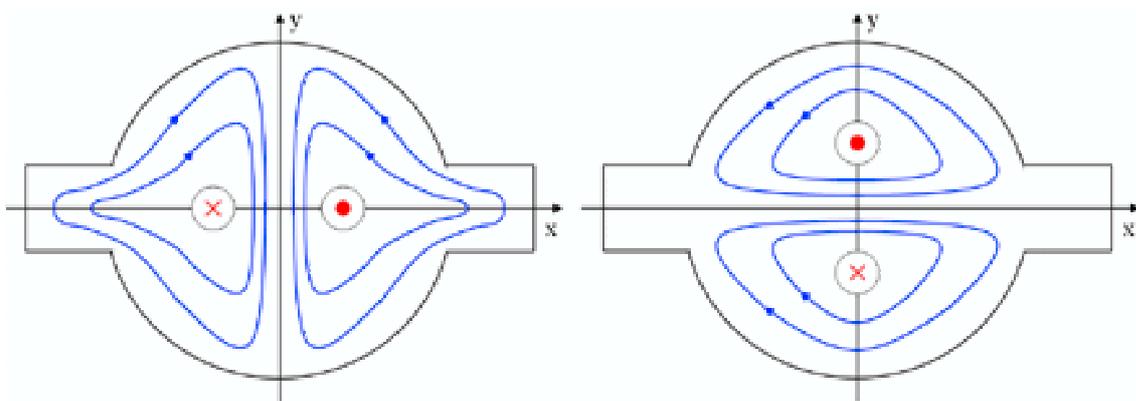


Abbildung 3.8: Beispiel der Polarisationstrennung

Noch eine Möglichkeit besteht darin, einen rechteckigen Resonator statt des zylindrischen zu benutzen (Abb.3.9). Mit modernen Technologien kann eine gute Genauigkeit bei der Herstellung erreicht werden. Die Frequenzen der Polarisationen werden dann durch die Breite bzw. die Länge des Resonantors bestimmt.

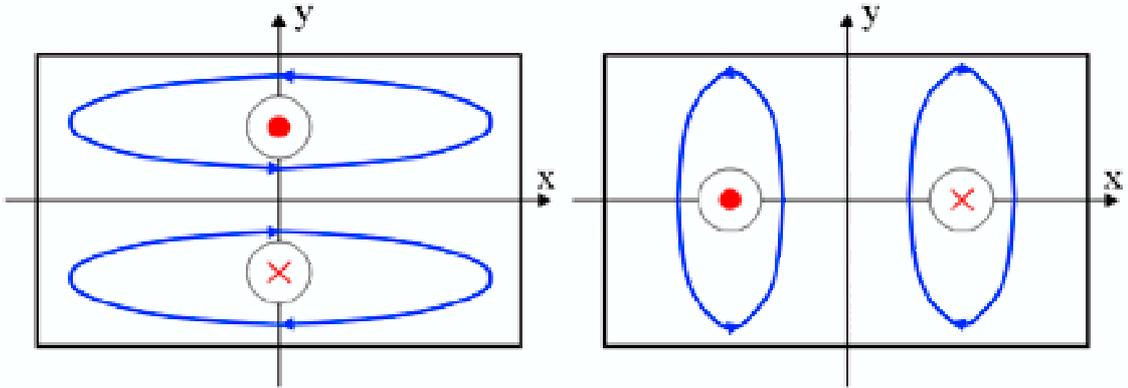


Abbildung 3.9: Rechteckiger Resonator als Strahlungsmontitor

3.3.4 Rauschen und die restlichen Störsignale

Die letzte Komponente der Gleichung (3.35) stellt die Wirkung des Rauschens und der restlichen Störsignale dar. Unter restlichen Störsignalen versteht man vor allem die Signale der höheren resonanten Moden des Monitors. Diese Moden sind in der Frequenz weiter vom Dipolmod entfernt, als der erste und der zweite Monopolmod. Deshalb werden sie beim Filtern stark unterdrückt. Außerdem besitzen diese Moden niedrigere Shuntimpedanzen, als die Monopolmoden.

Das Rauschen besteht vor allem aus dem thermischen Rauschen des Monitors. Auch mit dem Rauschen der Elektronik muss man rechnen. Der Monitor wird als ein rauschender Generator betrachtet [27]. Der Ausgang des Monitors ist immer mit der Leitung angepasst, deshalb kann man für seinen Widerstand den Leitungswellenwiderstand annehmen. Als Generatorrauschtemperatur nimmt man die Temperatur der Umgebung, in der der Monitor arbeiten soll. Auf diese Weise erhalten wir mit der spektralen Rauschleistungsdichte [19]

$$W = \frac{d \langle V_{\text{rauschen}}^2 \rangle}{df} = 4kTZ \quad (3.41)$$

die mittlere Rauschspannung

$$\langle V_{\text{rauschen}} \rangle = \sqrt{4kTZ\Delta f}, \quad (3.42)$$

wobei $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ W·s/K die Boltzmannsche Konstante, T die Temperatur in Kelvin, Z die Leitungsimpedanz und Δf der Frequenzbereich, in dem die Rauschspannung abgeschätzt wird, ist. Die minimale Rauschspannung erhält man dann, wenn man den Frequenzbereich gleich der 3 dB-Bandbreite des Monitors

setzt, d.h. $\Delta f = f_{110}/Q_{110}$. Bei Raumtemperatur, $Z = 50\Omega$ und $\Delta f = 3$ MHz ($f_{110} = 1500$ MHz, $Q_{110} = 500$) beträgt die Rauschspannung z.B. $1,6 \mu\text{V}$.

3.4 Transiente Strahlbelastung und Zeitauflösung des Monitors

Die im Resonator gespeicherte Energie klingt exponentiell ab:

$$W(t) = W_0 e^{-\frac{\omega t}{Q_L}}. \quad (3.43)$$

Hier ist Q_L die belastete Güte des Resonators für den gegebenen Mod, welche die Verluste in den Resonatorwänden und die Ausgangsleistung berücksichtigt:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{P_v + P_{ext}}{\omega W} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}}. \quad (3.44)$$

Jetzt stellen wir uns vor, was passiert, wenn ein Bunchzug durch den Resonator geht. Der erste Bunch regt alle Resonatormoden an. Diese klingen mit der Zeit ab. Dann kommt der nächste Bunch und wird von einigen Moden abgebremst (gibt Energie an sie ab), von den restlichen beschleunigt (entzieht ihnen Energie). Das hängt von der Phase des Feldes ab. Dann kommt der dritte Bunch, der Vierte... Dabei werden diejenigen Moden stärker angeregt, deren Frequenzen in Resonanz mit der Bunchwiederholfrequenz sind. Wenn der Dipolmod in Resonanz ist, wird er stärker angeregt und kann genauer gemessen werden. Andererseits wird dann die mittlere Strahlabweichung des gesamten Bunchzuges gemessen. Wenn man die Einzelbunchmessung braucht, muss man aufpassen, dass das vom ersten Bunch angeregte Dipolmodsignal schon genug abgeklungen ist, wenn der nachfolgende Bunch kommt.

Wir bestimmen das restliche Signal für einen unendlichen Bunchzug. Wir nehmen an, dass die Spannungen addiert werden dürfen, d.h. für den synchronen Fall. Die Gesamtspannung kann dann als eine unendliche Reihe dargestellt werden:

$$V_\infty = V_0 + V_0 e^{-\frac{\omega t_b}{2Q_L}} + V_0 e^{-2\frac{\omega t_b}{2Q_L}} + \dots \quad (3.45)$$

Die Summe der Reihe ist [6]:

$$V_\infty = \frac{V_0}{1 - e^{-\frac{\omega t_b}{2Q_L}}}. \quad (3.46)$$

Der relative Fehler ist dann:

$$E_\infty = \frac{V_\infty - V_0}{V_0} = \frac{1}{e^{\frac{\omega t_b}{2Q_L}} - 1}, \quad (3.47)$$

3.4. TRANSIENTE STRAHLBELASTUNG UND ZEITAUFLÖSUNG DES MONITORS 35

t_b ist hier der zeitliche Abstand zwischen der Bunchen.

Die Abklingkonstante $\tau = \frac{2Q_L}{\omega}$ soll so gewählt werden, dass der Fehler den erwünschten Wert nicht überschreitet. Wir berechnen beispielsweise die Güte, die ein 1,5 GHz-Resonatormonitor für TESLA besitzen soll, so, dass der Fehler (3.47) 10^{-4} nicht überschreitet. Dafür lösen wir die Gleichung (3.47) nach Q_L auf

$$Q_L = -\frac{\omega t_b}{2 \ln E_\infty}. \quad (3.48)$$

Mit einem Bunchabstand von 337 ns erhält man, dass Q_L nicht größer als 180 sein darf.

Kapitel 4

Präzisionsstrahlagemonitor für das Energiespektrometer

4.1 Schlitzgekoppelte Struktur des Resonators

Damit die Auflösung des Monitors hoch ist, muss eine effektive Unterdrückung der im Abschnitt 3.3 dargestellten Störsignale erfolgen. Am wichtigsten ist die Unterdrückung von starken Monopolmodsignalen. Vor allem sind das die Signale des Grundmods und des zweiten Monopolmods, deren Frequenz nahe am Dipolmod liegt.

Zur Unterdrückung von Monopolmoden wird eine Verbesserung der im Abschnitt 3.3.1 kurz betrachteten Methode der Dipolmodkopplung durch einen Schlitz verwendet. Eine ähnliche Methode wird für die Dämpfung von höheren Moden in den Beschleunigungsstrukturen benutzt [37].

Die Struktur enthält einen zylindrischen Resonator. Im Resonatorboden wird ein rechteckiger Schlitz ausgeschnitten (Abb. 4.1, 4.2). Die langen Wände des Schlitzes sind parallel der Ebene, wo der Dipolmod eine elektrische Randbedingung hat. Der Schlitz stört dabei die in den Resonatorwänden fließenden Strombeläge. Auf diese Weise wird vom Dipolmod im Schlitz ein elektromagnetisches Feld erzeugt, das im Schnitt wie die Hälfte des Feldes der TE_{10} -Welle im rechteckigen Hohlleiter aussieht. Der Schlitz wird mit Spalten in den Resonatorwänden erweitert, durch die das Feld in die Auskoppelhohlleiter als TE_{10} -Welle weitergeht.

Wegen ihrer Symmetrie können die Monopolmoden im Schlitz nur ein Feld bilden, das der höheren TE_{11} -Welle der Hohlleiter entspricht. Die Grenzfrequenz dieser Welle ist höher als die der TE_{10} -Welle, insbesondere wenn der Schlitz schmal ist. Also kann eine Resonatorstruktur konstruiert werden, in der sich die niedrigen Monopolmoden in die Hohlleiter nicht ausbreiten können.

Wegen der begrenzten mechanischen Genauigkeit beim Bau des Resonators ist

die Symmetrieebene des Schlitzes von der Symmetrieebene des Resonators etwas verschoben. Deshalb können sich dennoch Monopolmoden im Hohlleiter als TE_{10} -Welle ausbreiten. Obwohl die Kopplung gering ist, kann das Ausgangssignal der Monopolmoden mit dem Dipolmodsignal vergleichbar sein. D.h., die mechanischen Toleranzen müssen klein gehalten werden.

Im magnetischen Spektrometer muss die Strahlablage nur in horizontaler Richtung gemessen werden, d.h. es kann eine Struktur mit einem Koppelschlitz verwendet werden. Dabei wird eine Polarisation des Dipolmods erzwungen. Auf diese Weise werden die Polarisierungen voneinander entkoppelt, sodass das Übersprechen zwischen den Polarisierungen automatisch unterdrückt wird.

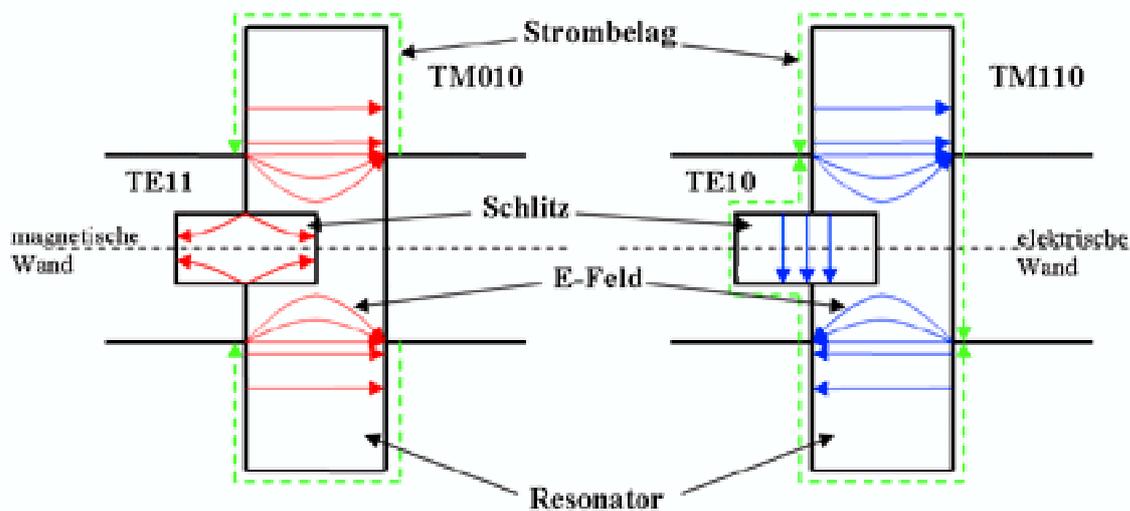


Abbildung 4.1: Mechanismus der modselektiven Kopplung

4.2 Design eines Prototypen

Ein Prototyp des Resonators mit der modenselektiven Kopplung wurde analytisch und danach numerisch mit dem Programm GdfidL [7] berechnet. Eine Frequenz von 1518 MHz wurde als Designfrequenz des Dipolmods ausgewählt. Dafür gibt es die folgenden Gründe:

1. Der Frequenzbereich von 1 GHz bis 2 GHz wird intensiv in der Kommunikationstechnik benutzt, z.B. liegen die Frequenzen des GSM¹-Mobilfunks bei 1,8 GHz für Europa und 1,9 GHz für die USA und Kanada. Deshalb gibt es

¹Global System Mobile

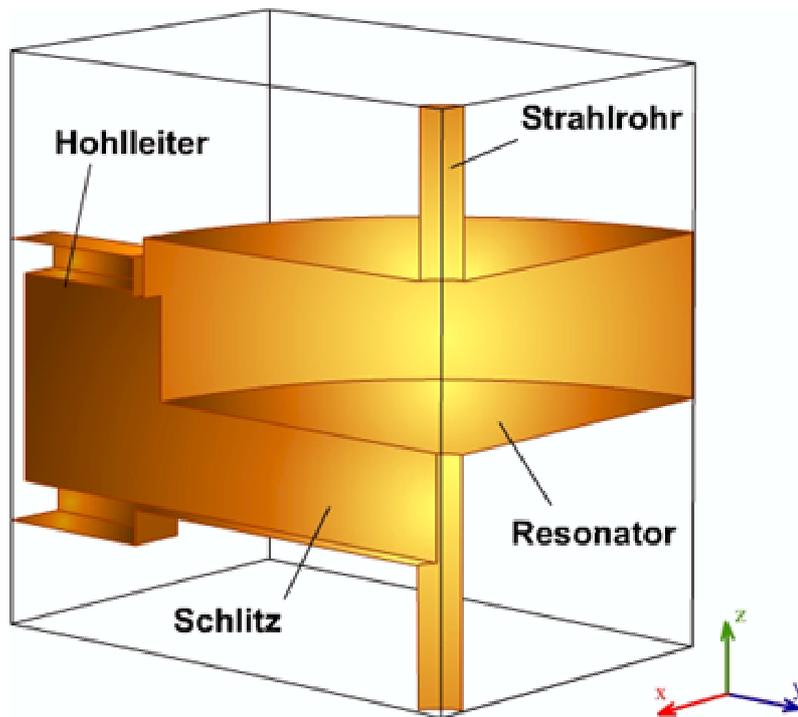


Abbildung 4.2: Struktur des Resonators mit der Modselektiven Kopplung

auf dem Markt relativ billige elektronische Komponenten für diesen Frequenzbereich.

- Die Toleranzen sind unkritischer. Wie aus (3.19) folgt, ist die Frequenz des Dipolmods

$$f = \frac{j_{11}c}{2\pi R}. \quad (4.1)$$

Dann ist die Ableitung

$$\frac{df}{dR} = -\frac{j_{11}c}{2\pi} \frac{1}{R^2} \quad (4.2)$$

und für die Frequenz von 1,5 GHz erhält man eine Toleranz von

$$\frac{df}{dR} = 1,4MHz/100\mu m.$$

Mit einer mechanischen Genauigkeit von $\pm 10 \mu m$ erhält man eine Frequenzabweichung von ± 140 kHz, was für die Signalverarbeitung und Digitalisierung vollkommen akzeptabel ist.

3. Sowohl TU-Berlin als auch DESY-Zeuthen haben Erfahrung in der Konstruktion und im Aufbau von 1,5 GHz-Resonatoren. Einige elektronische Komponenten blieben von früheren Projekten übrig.

Die Resonatorabmessungen wurden zuerst grob analytisch berechnet, wobei ein geschlossener Resonator betrachtet wurde. Der Resonatorradius wurde für eine Frequenz von 1518 MHz bestimmt. Eine für die Shuntimpedanz optimale Länge wurde berechnet (Anhang B).

Nachher wurde eine feinere Berechnung mit Hilfe von GdfidL durchgeführt. Dabei wurde der Resonator zusammen mit dem Strahlrohr betrachtet. Es wurde ein Strahlrohrradius von 9 mm angenommen, der für den Bereich, wo die Monitore eingebaut werden sollen, typisch ist. Der Messbereich des Monitors, in dem die Auflösung besser als $1 \mu\text{m}$ ist, beträgt dabei $\pm 1 \text{ mm}$. Die in diesen Rechnungen verwendeten Abmessungen des 1,5 GHz-Resonators sind in Tabelle 4.1 dargestellt. Eine Skizze des Resonators stellt die Abbildung 4.3 dar. Da ist der Resonatorkörper zu sehen, in dem sich eine zylindrische Kavität des Resonators, ein Schlitz und kurze Abschnitte der Hohlleiter befinden. Weitere Zeichnungen befinden sich im Anhang C.

Abmessung	Wert, mm	Abweichung, $MHz/100\mu m$
Resonatorradius R	113,77	-1,02
Resonatorlänge l	50	0,09
Strahlrohrradius a	9	-0,12
Schlitzbreite	64	-0,39
Schlitzhöhe	12	-0,40

Tabelle 4.1: Abmessungen und Toleranzen des Prototypen

Für die Auskopplung wurden Steghohlleiter (Abb.4.4) benutzt, die kompakter als die gewöhnlichen rechteckigen sind. Außerdem sind diese günstig beim Anschluß an einen schmalen Schlitz. Die Abmessungen des Hohlleiters wurden aus den optimalen Verhältnissen bestimmt [15].

Die Grenzfrequenz der Hohlleiter für die niedrigste TE_{10} -Welle ist höher als die Resonanzfrequenz des Grundmods und beträgt 1,25 GHz. Auf diese Weise wird der Teil des restlichen Grundmodsignals, dessen Frequenz niedriger als die Grenzfrequenz ist, im Hohlleiter nachträglich unterdrückt.

Um die Toleranzen der Resonatorabmessungen zu bestimmen, wurden die Abweichungen der Resonanzfrequenz mit GdfidL abgeschätzt (Tabelle 4.1). Dafür wurden die Resonanzfrequenzen für die veränderten Abmessungen berechnet. Dabei wurde mit ziemlich großen, mit der Gitterschrittweite vergleichbaren Änderungen gerechnet. Danach wurden die Ergebnisse für eine Änderung von $100 \mu\text{m}$ approximiert.

Parameter	Analytische Berechnung		Numerische Berechnung		Messung	
	TM010	TM110	TM010	TM110	TM010	TM110
f, MHz	1011	1608	1010	1518	1009	1516
Q_0	2580	2140	2110	1620	1950	1460
Q_{ext}	$\rightarrow \infty$	-	-	820	-	840
Q_L	-	-	-	550	-	580
Dämpfungszeit τ, ns	812	-	665	115	615	122
Bandbreite $\Delta f, MHz$	0,4	-	0,5	2,8	0,5	2,6
$\left(\frac{R}{Q}\right), Ohm$	148	0,15 bei $r = 1mm$	144	0,21 bei $r = 1mm$	-	-
\hat{V}, V (bei $q = 3, 2nC$)	1502	2,3 bei $r = 1mm$	1462	3,2 bei $r = 1mm$	-	-
$V_{aus}, \mu V$ (bei $q = 3, 2nC$)	$\rightarrow 0$	146/100nm bei $Q_{ext} = 820$	956/100 μm Schlitz- abweichung	173/100nm Strahl- versatz	4200	9/100nm Antennen- versatz
$\frac{V_{winkel}}{V_{versatz}}$ für $\theta = 0,5mrad$ und $x = 100nm$	-	34	-	34	-	-

Tabelle 4.2: Die wichtigsten Eigenschaften des Prototypen

Die Ergebnisse dieser Rechnung zeigen, dass außer beim Radius eine Toleranz von 100 μm für alle Abmessungen genügt. Für den Radius, auf den die Frequenz sehr empfindlich reagiert, darf die Toleranz 10 μm nicht übersteigen.

Die analytisch und numerisch berechneten Resonanzfrequenzen, Shuntimpedanzen und Monitor-signale für den Prototypen sind in Tabelle 4.2 zu sehen. Die gemessenen Werte sind zum Vergleich auch aufgelistet. Sie werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

Die für die numerisch optimierten Resonatorabmessungen analytisch mit dem Ansatz (3.19) berechnete Resonanzfrequenz des Dipolmods unterscheidet sich vom analytisch erhaltenen Wert um mehr als 7%, weil die Frequenz analytisch für einen geschlossenen Resonator ohne Schlitz berechnet wird. Die analytisch und numerisch berechneten Resonanzfrequenzen des Grundmods entsprechen einander sehr gut, weil der Einfluß des Schlitzes auf die Resonanzfrequenz des Grundmods gering ist.

Die Kopplung zwischen dem Resonator und dem Hohlleiter kann durch den Abstand zwischen der Resonatorwand und der Anfangsebene des Hohlleiters eingestellt werden. Die Zeitauflösung des Prototypen ist nicht hoch genug, was mit der Stärkeren Kopplung korrigiert werden kann. Allerdings erleichtert eine hohe Güte sowohl

die Tests des Prototypen als auch die Messungen der Auflösung. Die externe Güte des Dipolmod ist 820. Ist die Shuntimpedanz des Dipolmod bekannt, kann das Ausgangssignal mit der Formel (3.34) abgeschätzt werden. Wie man aus der Tabelle 4.2 sieht, ist die numerisch berechnete Shuntimpedanz höher als die analytisch berechnete. Das liegt daran, dass die Resonatorabmessungen auf maximale Shuntimpedanz numerisch optimiert wurden. Eine Abschätzung des Ausgangssignals ergibt $173 \mu\text{V}$ bei einer Abweichung von 100 nm .

Eine Abschätzung des thermischen Rauschens mit der Annahme eines Bandpassfilters mit einer Bandbreite von 100 MHz , ergibt eine Rauschspannung von $9 \mu\text{V}$. Der Signalpegel liegt also wesentlich höher als der Rauschpegel, d.h. theoretisch kann eine Auflösung besser als 100 nm erreicht werden.

Der Einfluss des Grundmod wurde für eine Struktur, in der der Schlitz von der Symmetrieebene des Resonators um $100 \mu\text{m}$ verschoben ist, mit Hilfe von GdfidL abgeschätzt. Ein Vergleich der im Resonator angeregten Spannungen \hat{V} und der Signale an seinen Ausgängen für den Grund- und Dipolmod ergibt eine Unterdrückung des Grundmod von

$$\frac{\hat{V}_{010}/\hat{V}_{110}}{V_{aus}^{010}/V_{aus}^{110}} = \frac{1462/3,2 \cdot 10^{-4}}{956/173} \simeq 118 \text{ dB}.$$

Der Anteil des Grundmodsignals, der ausserhalb des Frequenzbereiches des Dipolmod liegt, wird auch mit einem Bandpassfilter in der Empfängerelektronik bei etwa 80 dB unterdrückt. Eine nachträgliche Unterdrückung erfolgt durch die frequenzselektiven Auskoppelinrichtungen. Der Anteil des Grundmodsignals, der auf der Dipolmodfrequenz liegt, ist um 66 dB schwächer als der in Resonanz. Der Einfluß des Grundmod ist dann vernachlässigbar klein.

Die winkelabhängige Komponente des Dipolmod bei einem Winkel von $0,5 \text{ mrad}$ ist 34 fach größer als das Signal des Dipolmod, das einem Strahlversatz von 100 nm entspricht. Bei kleinen Änderungen der Strahlenergie können die Änderungen des Winkels vernachlässigt werden. Also hat man eine Abweichung, die einem Strahlversatz von $3,4 \mu\text{m}$ entspricht. Um diese Komponente zu unterdrücken, muss man den Resonator um einen Winkel von $0,5 \text{ mrad}$ drehen.

Zur Auskopplung der Monitorsignale aus den Hohlleitern wurden drei Varianten entwickelt:

1. *Mit elektrischer Kopplung* (Abb.4.5, a). Bei dieser Kopplung wird eine Kapazität zwischen der Hohlleiterwand und dem Innenleiter des Koaxialkabels erzeugt. Diese Variante ist kompakt (etwa 35 mm lang) und breitbandig (etwa 120 MHz , Abb.4.6, a). Allerdings spielt der Spalt zwischen der Hohlleiterwand und der Einführungsspitze hier eine große Rolle und muss mit einer Präzision von $10 \mu\text{m}$ gebaut werden, was praktisch sehr schwierig ist.

2. *Mit magnetischer Kopplung* (Abb. 4.5, b). In dieser Variante hat der Innenleiter des Koaxialkabels elektrischen Kontakt zur Hohlleiterwand. Dabei entsteht eine magnetische Schleife, die das magnetische Feld der Welle koppelt. Die Kopplung ist ziemlich schmalbandig (etwa 20 MHz, Abb.4.6, b) und braucht mehr Platz (etwa 13 cm), aber mechanisch ist sie leichter realisierbar als die elektrische.
3. *Mit direkter Kopplung* (Abb. 4.5, c). Hier wird die Struktur der im Hohlleiter laufenden Welle so umgewandelt, dass die Welle sich „direkt“ ins Koaxialkabel als Grundwelle ausbreitet. Die Kopplung ist ziemlich breitbandig (50 MHz, Abb.4.6, c), technisch ist sie aber in unserem Fall sehr kompliziert.

Die Variante mit der magnetischen Kopplung wurde für den Prototypen ausgewählt, weil diese bei der Herstellung am einfachsten ist und die Bandbreite für die Anwendung beim Monitor ausreicht.

4.3 Fertigung des Prototypen

Der Prototyp wurde aus antimagnetischem, rostfreiem Stahl gefertigt. Als erstes wurde der Zylinder des Resonators gefertigt. Dafür wurde eine präzise Drehbank verwendet. Dann wurden die ebenen Flächen durch Fräsen realisiert. Der Schlitz wurde mittels Drahterosion ausgeschnitten (Abb.4.7).

Bei der Drahterosion verwendet man zur Bearbeitung eines Metalls Entladungen zwischen dem Werkstoff und einem Draht. Um eine höhere Spannung zwischen den Elektroden zu erzeugen, verwendet man einen Pulsgenerator. Bei einer Entladung wird eine Schicht des Metalls abgetragen. Wird der Draht zwischen den Entladungen in einer bestimmten Bahn bewegt, wird eine gewünschte Form erzeugt.

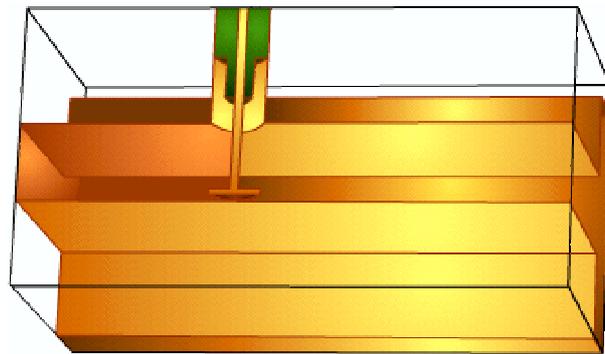
Wird statt eines Drahts eine Elektrode verwendet, die den Abdruck der gewünschten Form hat, spricht man von Senkerosion. Diese wurde für die Herstellung der sich im Resonatorkörper befindenden Abschnitte der Hohlleiter benutzt.

Die Erosionsarbeiten wurden von der Firma EROTEC ausgeführt, während die restlichen in der Werkstatt von DESY-Zeuthen durchgeführt wurden.

Die Hohlleiter (Abb.4.8, 4.10) wurden auch durch Drahterosion hergestellt. Auf einer Seite sind die Hohlleiter mit Endplatten geschlossen. Auf der anderen haben sie Zentrierungsstifte für die Anpassung. Eine genaue Anpassung der Hohlleiterteile wurde mit einem speziell dafür gefertigten Zentrierungsprofil durchgeführt, das dem Innenprofil der Hohlleiter entspricht.

Für die Auskoppelinrichtungen wurden die UHV²-Durchführungen der Firma KYOCERA benutzt (Abb.4.9). Für die Isolierung wird dabei eine vakuumdichte Keramik verwendet. Die Ausgangsimpedanz der Durchführungen ist 50Ω.

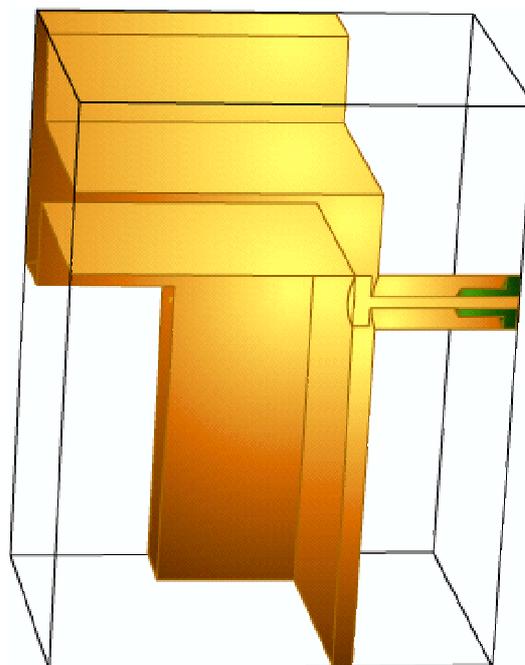
²Ultra Hoch Vakuum



a) Elektrische Kopplung

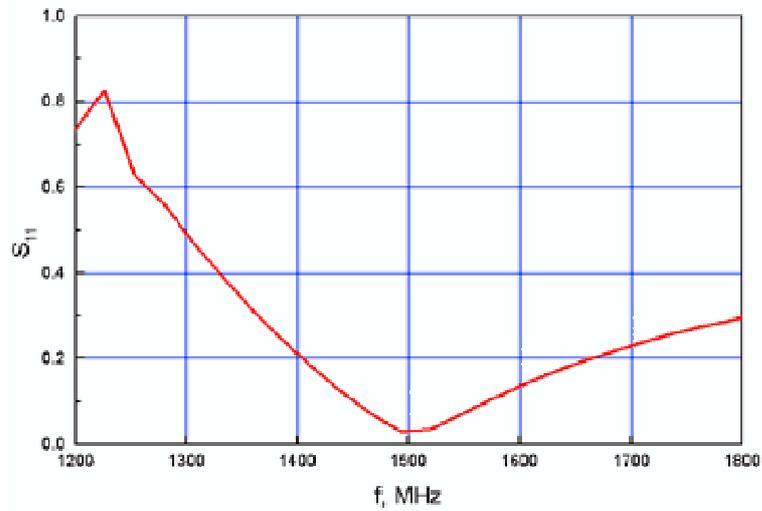


b) Magnetische Kopplung

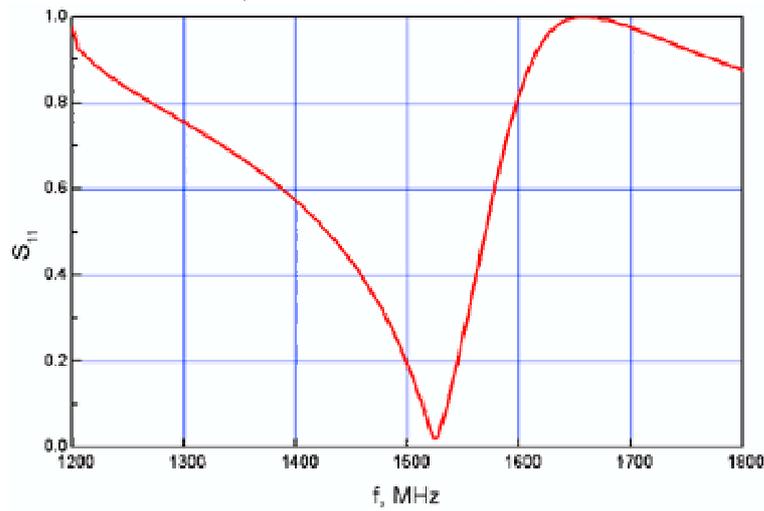


c) Direkte Kopplung

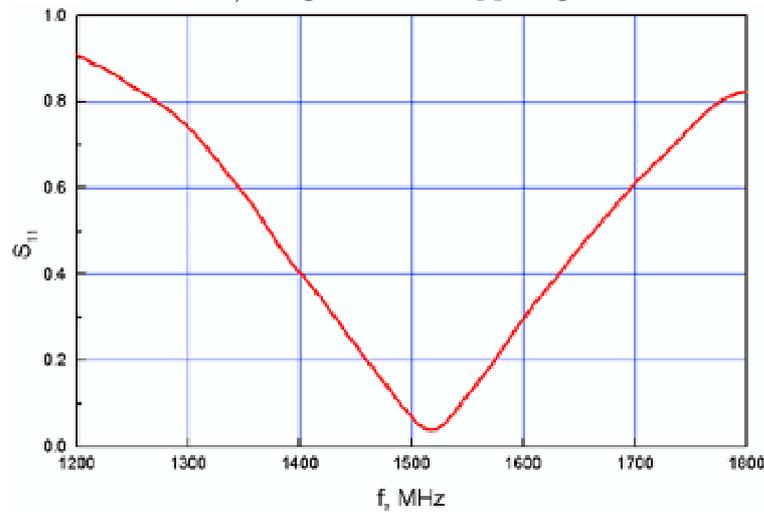
Abbildung 4.5: Varianten der Auskoppelinrichtung



a) Elektrische Kopplung



b) Magnetische Kopplung



c) Direkte Kopplung

Abbildung 4.6: Reflektion für drei Varianten der Kopplung



Abbildung 4.7: Resonatorkörper

Die Anpassungsscheibchen, die man für die Einstellung der Kopplung auf die richtige Frequenz benutzt, wurden mit den Durchführungen mit einem Silberleitkleber zusammengeklebt und dann an die Hohlleiterwand geklebt, damit die Teile der Auskoppelinrichtung einen guten elektrischen Kontakt haben. Dafür wurde der Klebstoff H20E der Firma POLYTEC verwendet, der bei einer Frequenz von 1,5 GHz einen geringen Restwiderstand besitzt.

Nach der Fertigung wurden die Resonatorteile zusammengebaut. Dabei wurde entdeckt, dass der Zylinder des Resonators eine Elliptizität besitzt. Obwohl nach der Herstellung des Resonators eine Präzision des Resonatorradiuses von $10 \mu\text{m}$ gemessen wurde, passte der Deckel nicht auf den Resonatorkörper. Die Elliptizität wurde nach Herstellung des Zylinders beim Fräsen der Flächen für die Hohlleiter erzeugt. Daraus ergibt sich, dass die Reihenfolge bei der Fertigung geändert werden muss. Es müssen alle Handlungen, bei denen sich der Zylinder ändern kann, vor der Fertigung des Zylinders durchgeführt werden.

Die Differenz zwischen dem größten und dem kleinsten Durchmesser des Resonators war $300 \mu\text{m}$. Nach einem erfolglosen Versuch den Resonator zurückzubiegen wurde der Rand des Deckels durch Fräsen passend gemacht. Danach wurden alle Resonatorteile zusammengebaut und der Deckel mit dem Resonatorkörper zusammenschweißt, damit die Verluste in den Resonatorwänden niedrig sind (Abb.4.11).



Abbildung 4.8: Hohlleiter mit Durchführung



Abbildung 4.9: Durchführung mit dem Flansch und der Anpassungsscheibe

4.4 Test des Prototypen

Vor und nach dem Zusammenbau wurde der Resonator mit dem Netzwerkanalysator getestet. Es wurden dabei die Resonanzfrequenz des Dipolmods und die Güten gemessen. Die Resonanz des Dipolmods lag auf 1515,81 MHz vor dem Zu-

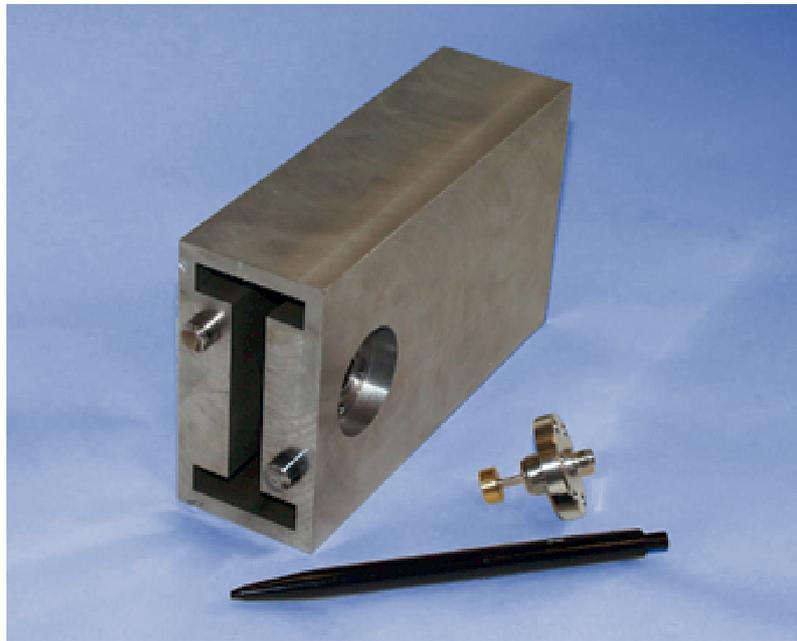


Abbildung 4.10: Hohlleiter und Durchführung



Abbildung 4.11: Zusammengebauter 1,5GHz-Prototyp

sammenschweißen des Deckels und des Resonatorkörpers bei einer belasteten Güte von 400 (Abb.4.12). Nach dem Zusammenschweißen wurde eine Resonanzfrequenz von 1516,15 MHz gemessen (Abb.4.13). Die Resonatorgüte stieg dabei auf 580.

Die externe und die interne Güte wurden mit Hilfe der Impedanz-Methode gemessen [9]. Für die Messungen der Resonanzfrequenz und der Güte des Grundmod wurde eine zusätzliche Antenne in den Resonator eingeführt, mit der der Grundmod angeregt werden konnte. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 zu sehen. Die berechne-

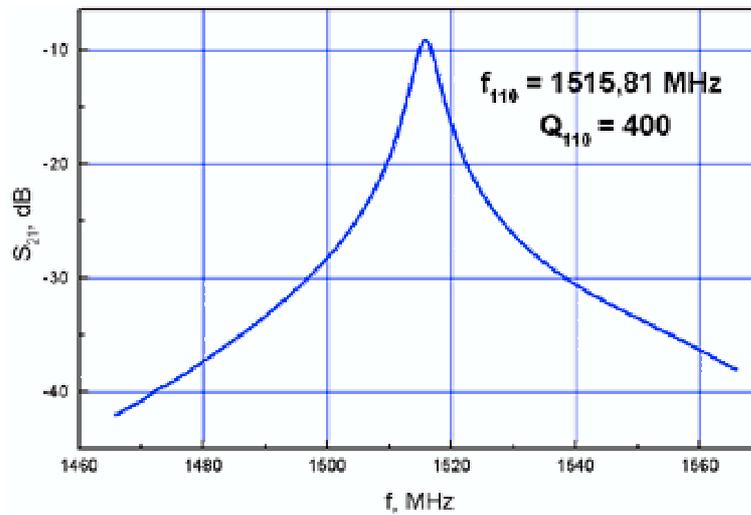


Abbildung 4.12: Dipolmodresonanz vor dem Zusammenschweißen

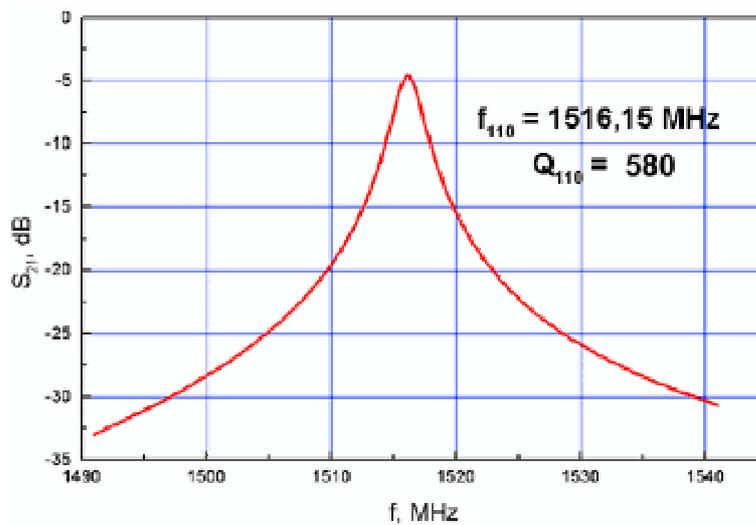


Abbildung 4.13: Dipolmodresonanz nach dem Zusammenschweißen

ten und gemessenen Werte stimmen gut überein.

Eine Messung der Transmission in einem Frequenzbereich von 1 GHz bis 3 GHz (Abb.4.14) zeigt, dass der Grundmod, wie erwartet, von den Hohlleiter nicht angeregt wird, was die Funktionsweise der Struktur bestätigt. Eine Spitze, die man auf der gemessenen Kurve bei 2 GHz sieht, entspricht dem ersten Quadrupolmod (TM_{210}). Diese Spitze folgt der Resonanz des Dipolmods und liegt ziemlich nah bei

dessen Frequenz. Trotzdem hat dieser Mod eine kleine Shuntimpedanz und wird deshalb nicht betrachtet. Sein Signal wird in der Empfängerelektronik ausgefiltert.

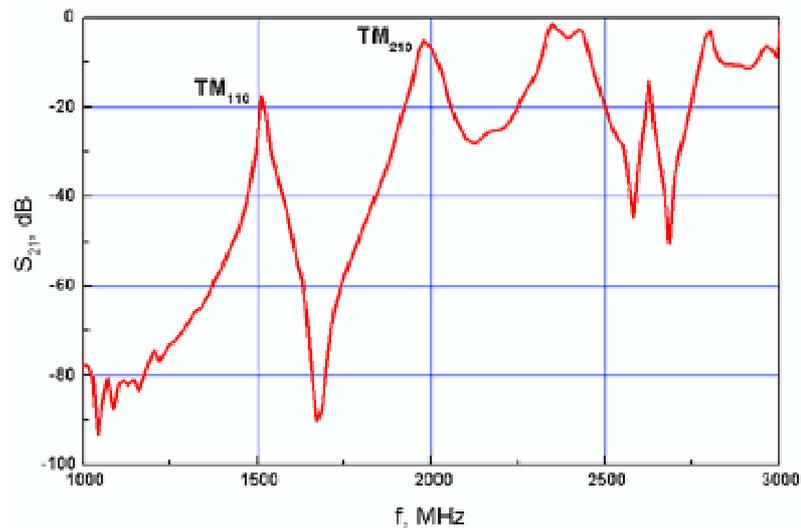


Abbildung 4.14: Frequenzscan in einem Bereich von 1 GHz bis 3 GHz

Eine Variante des hochpräzisen Monitors für 1,5 GHz wurde betrachtet und sein Prototyp entwickelt und gebaut. Ein Test des Monitors zeigte, dass die gemessenen und die berechneten Parameter des Monitors gut übereinstimmen. Man benötigt aber auch die Bearbeitung der Monitorsignale in einer Form, in der das Signal problemlos digitalisiert werden kann. Eine dazu geeignete 1,5 GHz-Empfängerelektronik wird im nächsten Kapitel betrachtet.

Kapitel 5

Empfängerelektronik

Die Empfängerelektronik für einen Strahllagemonitor soll das Signal des Dipolmoduls auswählen und in das für die Digitalisierung günstige Signal niedrigerer Frequenz umwandeln. Dabei soll die Empfängerelektronik die folgenden Anforderungen erfüllen:

- Niedriges Eigenrauschen
- Breiter Messbereich
- Minimale Verluste des Nutzsignals
- Ladungsunabhängige Messung bzw. Ladungsmessung
- Bestimmung der Versatzrichtung

5.1 Konzept der Empfängerelektronik

Für die Bearbeitung des Signals eines Strahllagemonitors kann man eine von folgenden 4 Methoden verwenden:

- Logarithmischer Konverter
- Direkte Digitalisierung
- Heterodynkonverter
- Homodynkonverter

Die Spannung des Signals am Ausgang eines logarithmischen Konverters ist proportional dem Logarithmus der Eingangsspannung. Mit den modernen logarithmischen Verstärkern, z.B. von Analog Devices: AD8306, AD8307, kann man 90 dB des Dynamikbereiches erreichen [4], [10]. Der Verstärker AD8313 mit einer Grenzfrequenz von 2,5 GHz, der auch in der 1,5 GHz-Elektronik verwendet werden könnte, ergibt 70 dB des Dynamikbereiches [4]. Nur ist das Konzept des logarithmischen Konverters für den präzisen Strahlagemonitor nicht verwendbar, weil der die hohe Auflösung durch den ganzen Messbereich halten muss. Die Auflösung eines logarithmischen Konverters sinkt aber logarithmisch mit der Signalerhöhung.

Die zweite Variante ist schematisch die einfachste, weil das einkommende Signal sofort digitalisiert wird und die weiteren Operationen, z.B. die Filterung, in digitaler Form stattfinden [5]. Zwar existieren für die Frequenz von 1,5 GHz passende Analog-Digital Konverter („Analog to Digital Converter“, ADC), aber sie sind immer noch sehr kostenaufwendig. Deshalb wird die Frequenz des Hochfrequenzsignals (HF-Signals) zuerst erniedrigt, wozu es zwei klassische Konzepte gibt - Heterodynkonverter (Abb.5.1) und Homodynkonverter (Abb.5.3).

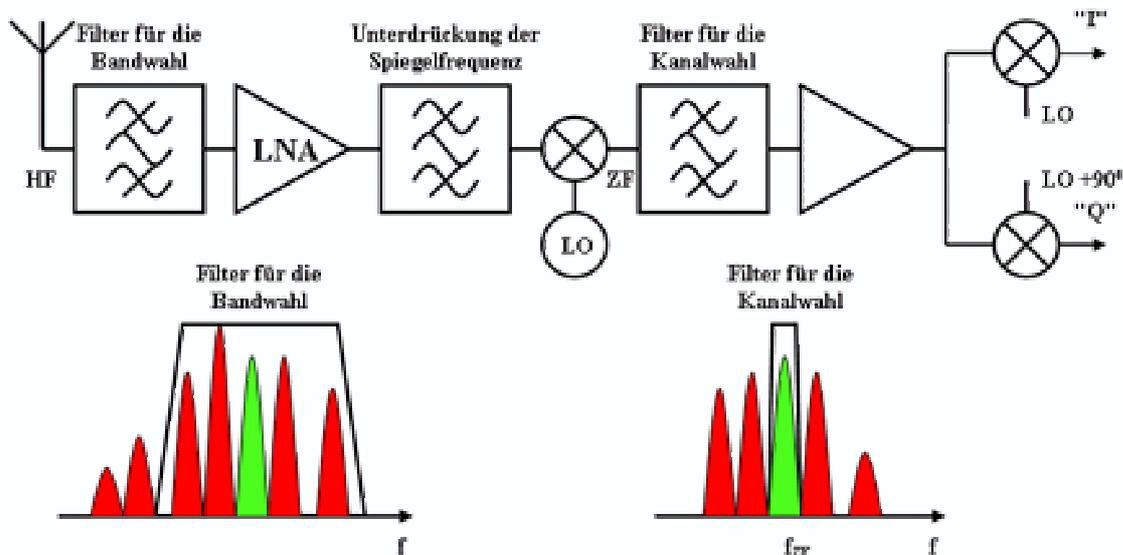


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Heterodyn-Konzepts

*Heterodynkonzep*t. In einem das Heterodynkonzep realisierenden Empfänger wird das Signal mit einem breitbandigen Bandpassfilter vorläufig gefiltert und mit einem Vorverstärker („Low Noise Amplifier“ - LNA), der eine geringe Rauschzahl besitzt, verstärkt [16]. Dann wird das Signal mit dem ersten Mischer auf eine bestimmte Zwischenfrequenz (ZF, „Intermediate Frequency“) heruntergemischt. Das ZF-Signal

wird mit einem schmalbandigen Filter (Filter für die Kanalwahl) gefiltert und wieder verstärkt. Danach kommt die zweite Mischstufe, normalerweise ein I/Q-Mischer („In-phase/Quadrature“), wo das Signal zu einer tiefen Frequenz umgewandelt wird.

So wird die Frequenz des Eingangssignals zweimal transformiert, wovon der Name des Konzeptes kommt. Der größte Vorteil dieses Konzeptes besteht darin, dass die gewünschte Frequenz durch die Frequenz des ersten Lokaloszillators (LO) bestimmt werden kann, so dass die Zwischenfrequenz immer dieselbe bleibt. Dabei werden keine weiteren Änderungen benötigt, was vor allem für die schmalbandigen ZF-Stufen wichtig ist. Diesen Vorteil benutzt man weitgehend in der TV-, Radio- und Kommunikationstechnik, wo die Empfängerfrequenz häufig geändert werden muss.

Das größte Problem, das beim Heterodyn-Empfänger auftritt, ist die sogenannte Spiegelfrequenz. Um dieses Problem zu erklären, sehen wir uns das Prinzip des Mischers an.

In einem Mischer werden das HF-Eingangssignal

$$U_{HF} = a \cos \omega_{HF} t \quad (5.1)$$

und das Signal des Lokaloszillators

$$U_{LO} = b \cos \omega_{LO} t \quad (5.2)$$

mit Hilfe des nicht linearen Elementes des Mischers (Diode, Transistor etc.) multipliziert:

$$U_{HF} U_{LO} = \frac{ab}{2} [\cos(\omega_{HF} - \omega_{LO})t + \cos(\omega_{HF} + \omega_{LO})t]. \quad (5.3)$$

Mit Hilfe eines Filters kann die erste Komponente genommen werden, die das Signal der um ω_{LO} verminderten Frequenz enthält (während die zweite Komponente das um ω_{LO} in der Frequenz erhöhte Signal enthält). So erhält man die Abwärtsmischung (bzw. die Aufwärtsmischung).

Wir nehmen an, dass $\omega_{HF} > \omega_{LO}$ ist. Die Frequenz der abwärtsgemischten Komponente ist dann $\omega_{ZF} = \omega_{HF} - \omega_{LO}$. Wenn man eine um $2 \cdot \omega_{ZF}$ kleinere Frequenz des HF-Signals betrachtet, erhält man eine negative Frequenz des abwärtsgemischten Signals $-\omega_{ZF}$ (Abb.5.2). Wegen der Symmetrie der Cosinus-Funktion kann dieses Signal vom Signal der Frequenz ω_{ZF} nicht unterschieden werden. Infolgedessen wird das Rauschsignal der Frequenz $\omega_{SP} = \omega_{LO} - \omega_{ZF}$ beim Mischen mit dem Nutzsignal summiert. Die Frequenz ω_{SP} nennt man Spiegelfrequenz („image frequency“). Alle Rausch- und Störsignale, die auf dieser Frequenz liegen, müssen unterdrückt werden. Dafür dient ein Filter, der vor dem Mischer steht.

Homodynkonzept. Der etwas weniger komplizierte Homodynkonverter (oder „Direct Converter“, Abb.5.3) enthält am Eingang auch wie der Heterodynkonverter

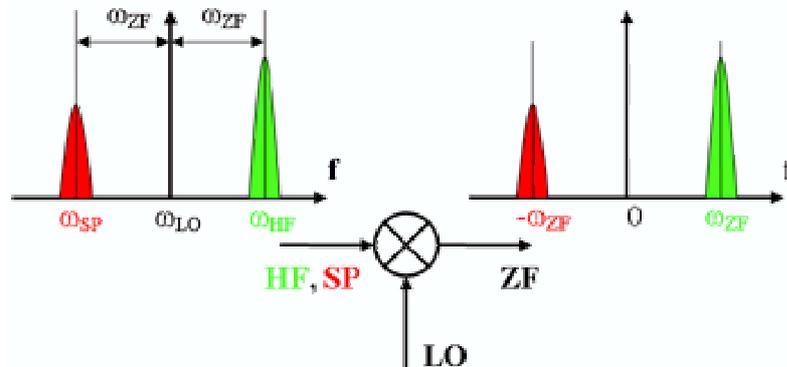


Abbildung 5.2: Prinzip des Mischers und Spiegelfrequenz

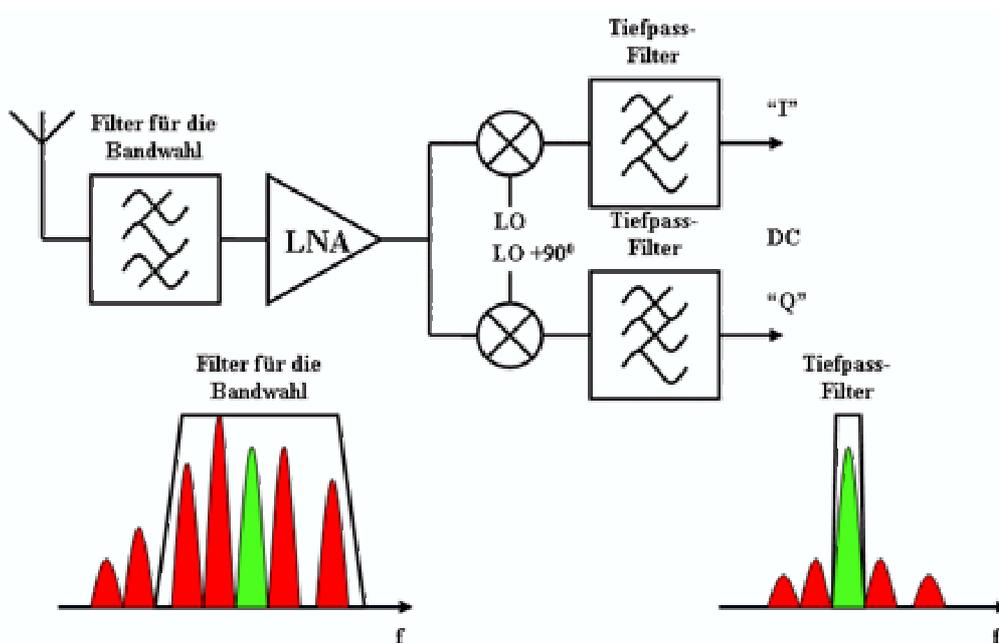


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Homodyn-Konzepts

die Stufen zum Filtern und zur Vorverstärkung. Dann folgt normalerweise ein I/Q-Mischer, der das Signal praktisch in Gleichstrom umwandelt [16].

Die LO-Frequenz muss also gleich der HF-Frequenz sein, d.h. $\omega_{ZF} = 0$ und $\omega_{SP} = \omega_{HF}$. Deswegen ist das Problem der Spiegelfrequenz nicht mehr aktuell. Normalerweise ist aber das umgewandelte Signal nicht monochromatisch und nach der Abwärtsmischung liegt ein Anteil des Nutzsignals bei negativen Frequenzen

(Abb.5.4). Dieser Signalanteil darf nicht verloren gehen. Er kann mit einem I/Q-Mischer bearbeitet werden [1].

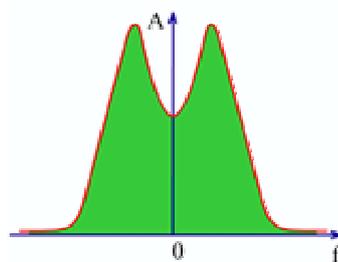


Abbildung 5.4: Spektrum des abwärtsgemischten Signals

In einem I/Q-Mischer (Abb.5.5) wird das einkommende Signal mit einem 3 dB-Leistungsteiler in zwei gleiche Signale aufgespalten, während das LO-Signal mit einem 90°-Hybrid in zwei sich um 90° in der Phase unterscheidende Signale aufgeteilt wird. Zwei Paare bestehend aus Nutz- und LO-Signal gelangen dann in zwei Mischer, wobei der eine Mischer die Komponente des Nutzsignals heruntermischt, die mit dem LO-Signal synchronisiert ist („in-phase“), während der zweite die um 90° verschobene Komponente bearbeitet („quadrature“). Die Amplitude des Ausgangssignals ergibt sich dann gemäß der Abb.5.5 als

$$S = \sqrt{U_I^2 + U_Q^2} \quad (5.4)$$

und die Phase

$$\phi = \arctan \frac{U_Q}{U_I}. \quad (5.5)$$

Es ist für einen Homodynkonverter sehr wichtig, wie gut die Isolation zwischen den LO- und HF-Eingängen des Mixers ist. Bei einer niedrigen Isolation fließt ein wesentlicher Teil des starken LO-Signals innerhalb des Mixers zum HF-Eingang. Dieses Signal fließt auch weiter zu den Komponenten, die vor dem Mischer stehen, und wird an denen reflektiert. Da die Frequenz des durchdringenden Signals und des LO-Signals gleich ist, wird ihr Signal zum Gleichstrom abwärtsgemischt (Abb.5.6) [21]. Infolgedessen wird die Nullstelle am Ausgang des Mixers verschoben. Eine große Abweichung der Nullstelle führt auch zur Sättigung der dem Mischer folgenden Elemente bzw. zur Verringerung des Messbereiches.

Wäre die Zwischenfrequenz ungleich Null, könnte man eine Kapazität am Ausgang des Mixers verwenden, damit der Gleichstrom nicht weiter fließen kann. Dies ist aber beim Homodynempfänger nicht der Fall. Dort müssen Mischer mit

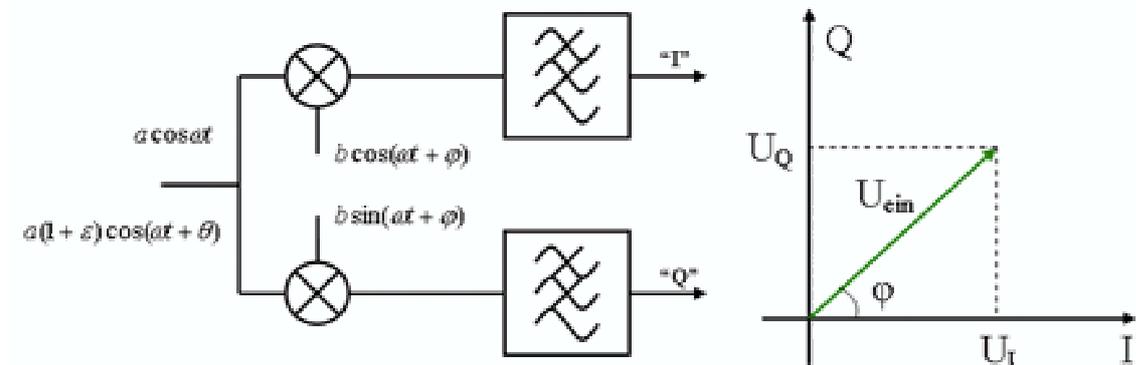


Abbildung 5.5: Prinzip des I/Q-Mischers

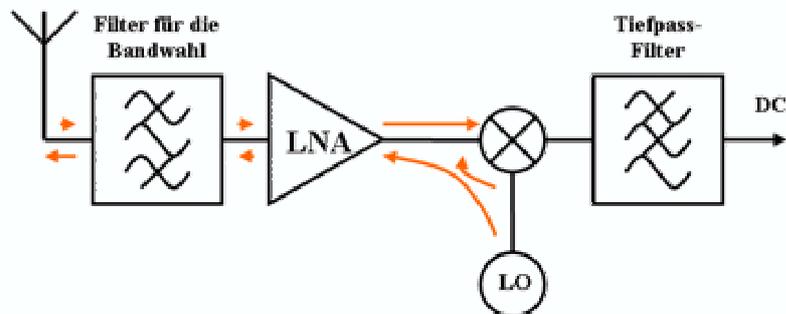


Abbildung 5.6: Durchdringen des LO-Signals im Homodynkonverter

höherer Isolation benutzt werden. Wenn die Abweichung dennoch groß ist, kann die Nullstelle am Eingang des nachfolgenden Verstärkers korrigiert werden. Eine kleine Abweichung, bei der der Messbereich nicht beeinflusst wird, kann während der Kalibrierung der Elektronik gemessen und danach berücksichtigt werden. Eine Andere lösung besteht darin, dass ein Teil des LO-Signals zum HF-Eingang des Mischers geleitet wird, um das durchdringende LO-Signal zu kompensieren.

Das Homodynkonzept wurde für die Empfängerelektronik ausgewählt, weil die Elektronik auf einer bestimmten Frequenz (der Dipolmodfrequenz) arbeiten soll, und weil man für einen Homodynkonverter weniger von kostenaufwendigen Bauteilen braucht. Das hat noch den Vorteil, dass die Elektronik geringe Verluste und Selbsttrauschen besitzt.

Dabei ist es aber wichtig, dass die Amplituden- und Phasenabweichungen im I/Q-Mischer zu keinem großen Fehler führen. In der Abb.5.5 sind diese Abweichungen als ε für die Amplitude und θ für die Phase bezeichnet. Wir nehmen an, dass das

Eingangssignal und das LO-Signal im „I“-Kanal die gleiche Phase haben, d.h. $\phi = 0$. Dann ist das Signal am Ausgang des „Q“-Kanals der reine Fehler. Die Multiplikation von HF und LO ergibt

$$U'_I = \frac{ab}{2} \quad (5.6)$$

im I-Kanal und

$$U'_Q = -\frac{ab}{2}(1 + \epsilon) \sin \theta \quad (5.7)$$

im Q-Kanal. Wenn man daraus das Summensignal S' berechnet und es mit dem fehlerfreien Summensignal S vergleicht, folgt

$$E_{IQ} = \left| \frac{S - S'}{S} \right| \simeq \left(\frac{1}{2} + \epsilon \right) \theta^2, \quad (5.8)$$

wobei mit $\epsilon \ll 1$, $\theta \ll 1$ gerechnet wurde. Für die typischen Werte $\epsilon = 0,3$ dB und $\theta = 3^\circ$ ist $E_{IQ} = 1,5 \cdot 10^{-3}$. Durch Kalibrierung des I/Q-Mischers kann aber der Fehler im wesentlichen vermieden werden und es kann auch der Unterschied der Verstärker berücksichtigt werden [24].

5.2 Prototyp der 1,5 GHz-Empfängerelektronik

5.2.1 Funktionales Schema der Elektronik

Das funktionale Schema der für den Strahlagenmonitor entwickelten Empfängerelektronik ist in Abb.5.7 zu sehen. Das aus den beiden Kanälen des Monitors kommende Signal wird summiert und durch ein verlustarmes Koaxialkabel zur Elektronik übertragen. Ein Bandpassfilter (BPF) sorgt dafür, dass das Rauschen und die Störsignale außerhalb des Dipolmodfrequenzbereiches unterdrückt werden. Ein dem BPF folgender Begrenzer schützt die nachfolgenden Komponenten der Elektronik vor zu starken Eingangssignalen. Danach wird das Signal mit Hilfe eines I/Q-Mischers heruntergemischt. Schliesslich wird das Signal verstärkt, sodass der Messbereich an den Arbeitsbereich der ADCs angepasst wird.

Das LO-Signal wird einem zusätzlichen Resonator entnommen, dessen Grundmodfrequenz der Dipolmodfrequenz des Monitors gleich ist. Infolgedessen ist das LO-Signal in der Phase auch mit dem Strahl verbunden, wodurch sich die Richtung des Strahlversatzes auswerten lässt (Abb.5.8). Wenn sich die Richtung der Strahlabweichung ändert, springt die Phase des Dipolmodsignals im Vergleich zum LO-Signal um 180° . D.h., der zweite Resonator dient als eine Phasenreferenz. Auch die Ladungsmessung erfolgt mit dem zweiten Resonator, wozu noch ein Mischer da ist.

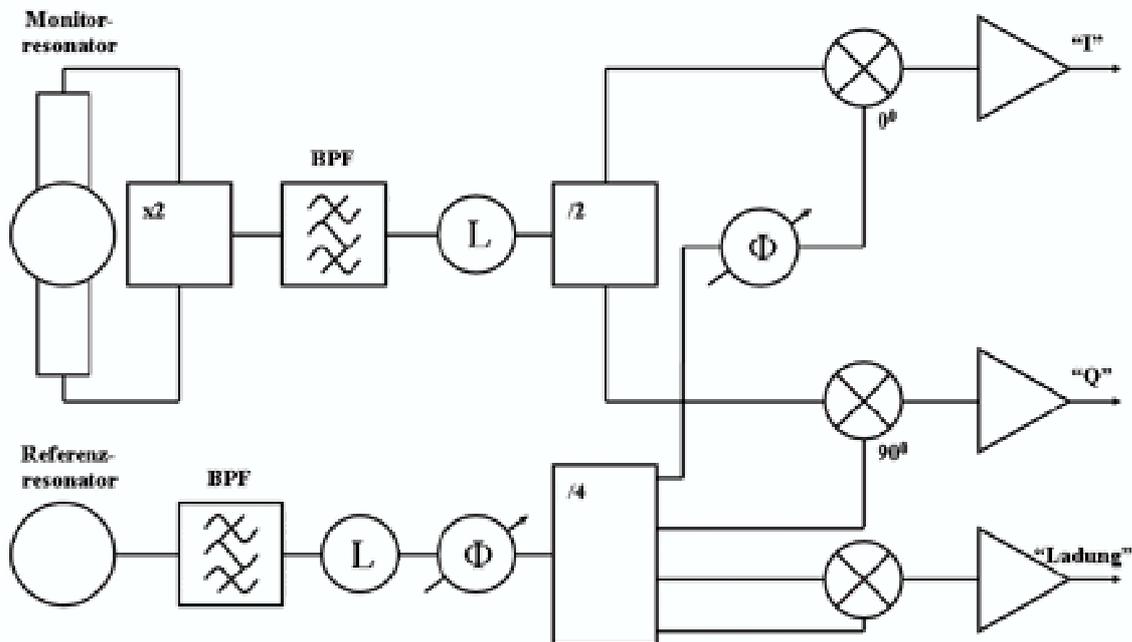


Abbildung 5.7: Schema der 1,5GHz-Empfängerelektronik

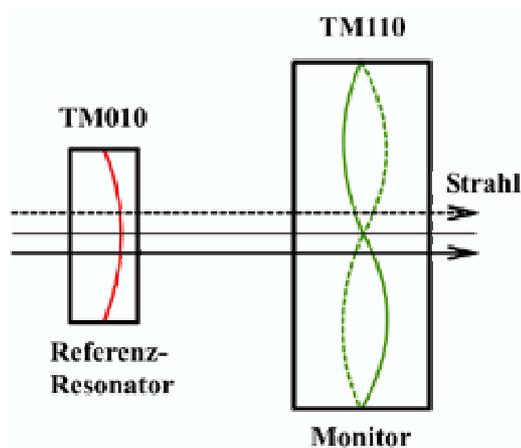


Abbildung 5.8: Bestimmung der Richtung der Strahlabweichung

5.2.2 Referenzresonator

Die Grundmodfrequenz des Referenzresonators soll gleich der Dipolmodfrequenz des Monitors sein, deshalb ist sein Durchmesser um den Faktor j_{01}/j_{11} kleiner als der Durchmesser des Monitors. Für die genauere Bestimmung der Resonatorabmessun-

gen wurde die Resonanzfrequenz des Resonators mit Hilfe des Programms GdfidL bestimmt. Die Abmessungen des Referenzresonators sind in der Tabelle 5.1 zu sehen. Die Kopplung ist mit einer UHV-Durchführung realisiert und ist so eingestellt, dass eine ähnliche Abklingzeit wie beim Dipolmod des Monitors entsteht, weil die Ladung der einzelnen Bunche gemessen werden muss. In den Labormessungen wurde das Referenzsignal von einem Generator simuliert.

Abmessung	Wert, mm
Resonatorradius	76,98
Resonatorlänge	10
Strahlrohrradius	9
Antennenlänge	7,5
Radius der Antennenposition	50

Tabelle 5.1: Abmessungen des Referenzresonators

5.2.3 Konstruktion der Elektronik

Ein Prototyp der Empfängerelektronik wurde aus einzelnen SMA („Sub-Miniature A“)-Komponenten gefertigt, sodass jede Komponente alleine getestet werden konnte und alle Komponenten schnell zusammengebaut werden konnten.

Ein Signaldiagramm, das den Pegel des Dipolmodsignals und auch des Rauschens für jede Stelle eines Kanals der Elektronik zeigt, ist in der Abb.5.9 zu sehen. Wie man im Signaldiagramm sehen kann, ist der minimale Dipolmodsignalpegel, der 100 nm Strahlabweichung entspricht, viel größer als der Rauschpegel. Das bedeutet, dass die Auflösung Verbesserungsmöglichkeiten hat. Der maximale Signalpegel ist durch den „1 dB-Compression Point“ (1 dB-CP) begrenzt, wo die Beziehung zwischen Ein- und Ausgangssignal um mehr als 1 dB nicht linear ist. Für die ausgewählten Mischer beträgt 1 dB-CP +11 dBm bei +7 dBm LO-Leistung. Mit einer Bunchladung von 3,2 nC entspricht das $\pm 1,1$ mm der Strahlabweichung, d.h. der Messbereich des Monitors wird auch von der Empfängerelektronik akzeptiert.

Die einzelnen passiven Komponenten wurden mit dem Netzwerkanalysator getestet. Die Testergebnisse und auch die nominalen Eigenschaften jeder Komponente sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Man sieht, dass die Eigenschaften fast aller Komponenten den Soll-Werten gut entsprechen.

Für die Mischer (es waren insgesamt 8 für zwei ähnliche Elektroniken verfügbar) wurden die Übertragungscharakteristiken gemessen, die die Beziehung der Ein- und Ausgangsleistungen zeigt. In dieser Messung wurde das in der Amplitude wechselnde HF-Signal von dem einen Generator (G1) genommen, während das LO-Signal

Parameter	Soll-Wert	Gemessen
Leistungsteiler, 2-fach, MCLI PS2-2		
Amplitudenabweichung, dB	0,2	0,12
Phasenabweichung, $Grad$	2,0	0,6
Verluste, dB	0,35	0,3
Leistungsteiler, 4-fach, MCLI PS4-2		
Amplitudenabweichung, dB	0,3	0,1
Phasenabweichung, $Grad$	5,0	4,7
Verluste, dB	0,8	0,7
Bandpassfilter, RLC BPF-500-1517-120-5-RM		
Dämpfung bei 1,0 GHz, dB	≥ 80	≥ 80
Verluste, dB	0,8	0,75
Bandbreite, MHz	120	120
Begrenzer, ACC ACLM-4530-C		
Verluste, dB	0,4	0,3
Phasenschieber, MCE 980-2K		
Verluste, dB	1,0	0,85
Phasenvorschub, $Grad$	170	173
Mischer, Hittite HMC296MS8		
Verluste, typ., dB	7,5	9,5
1 dB-CP bei +7 dBm LO, dBm	9	10
Isolation, typ., dB	40	39
Verstärker, basiert auf Analog Devices AD8001		
Verstärkung, dB	20	40

Tabelle 5.2: Komponenten der Empfängerelektronik

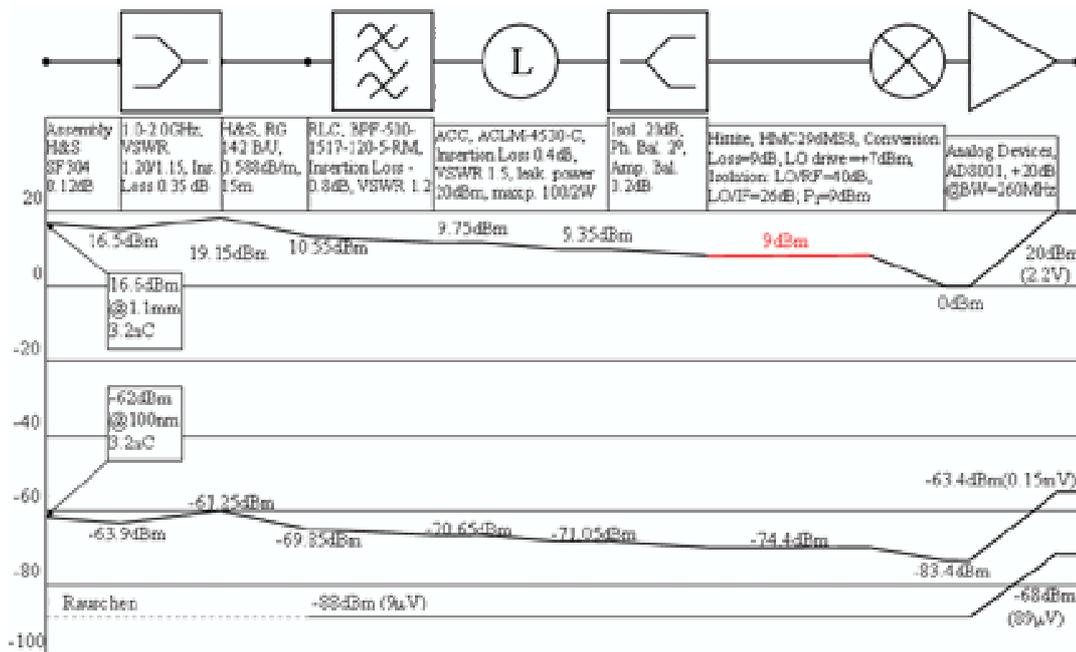


Abbildung 5.9: Signaldiagramm der 1,5GHz-Elektronik

der konstanten Leistung +3 dBm von dem zweiten Generator (G2) geliefert wurde (Abb.5.10). Die Amplitude des ZF-Signals wurde mit dem Spektrumanalysator (SA) gemessen, sodass auch die Änderungen des Signalspektrums während der Messung beobachtet werden konnten.

Die Meßergebnisse sind in der Abb.5.11 dargestellt. Man kann sehen, dass die Mischer 1, 5; 3, 4 und 7, 8 identische Charakteristiken besitzen. Sie wurden daher im I/Q-Mischer benutzt, während die Mischer 2 und 6 für die Ladungsmessung benutzt wurden. Die Verluste aller Mischer sind etwas höher als der vom Hersteller gegebene typische Wert (9,5 dB im Vergleich zu 7,5 dB), sind aber trotzdem niedriger als der maximale Wert (10,5 dB).

Die Isolation zwischen den LO und HF Eingängen der Mischer wurden mit dem Netzwerkanalysator gemessen (Abb.5.12). Sie wurde als der Transmissionsfaktor vom LO- zum HF-Eingang bestimmt. Der Mittelwert beträgt 39 dB, was dem Soll-Wert von 40 dB gut entspricht.

Die Komponenten der Elektronik wurden in einem standardisierten 19-Zoll-Gehäuse zusammengebaut (Abb.5.13). Das Signal des Monitors liegt am Eingang (1) der Elektronik an. Dann folgen der Bandpassfilter (2), der Limiter (3), der Leistungsteiler (4) und die Mischer (5). Nach dem Verstärker (6) erscheinen die „I“- und „Q“-Signale am Ausgang (7).

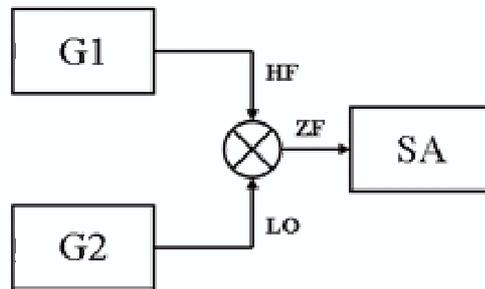


Abbildung 5.10: Meßstand für die Messung der Übertragungscharakteristik

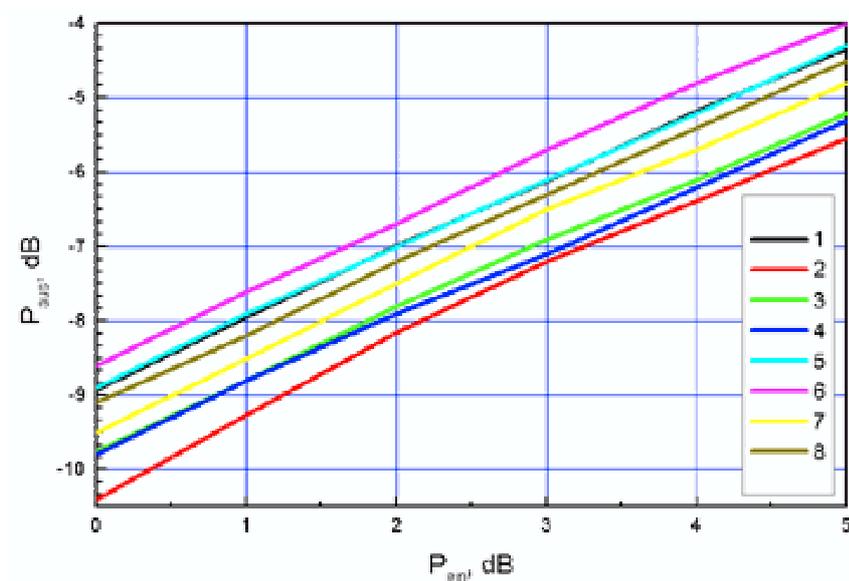


Abbildung 5.11: Übertragungscharakteristiken der Mischer

Das Referenzsignal liegt am Eingang (8) an. Nach dem Filter (9) und Limiter (10) passiert das Signal den Phasenschieber (11), mit dem die Phasendifferenz zwischen den Positions- und Referenzsignalen eingestellt werden kann. Mit dem 4-fach Leistungsteiler (12) wird das Signal in 4 Signale aufgeteilt, von denen 2 mit dem Mischer (13) gemischt werden und 2 versorgen den I/Q-Mischer mit den LO-Signalen, wobei mit dem Phasenschieber (14) eine Differenz von 90° eingestellt werden kann. Hinter dem Mischer (13) steht der Verstärker (15). Der Ausgang für den Ladungskanal ist der Stecker (16). Die Stromversorgung (17) liefert $-1,5$ V für die Mischer und ± 5 V für die Verstärker. Die Lampen (18) zeigen die Versorgungsspannung an.

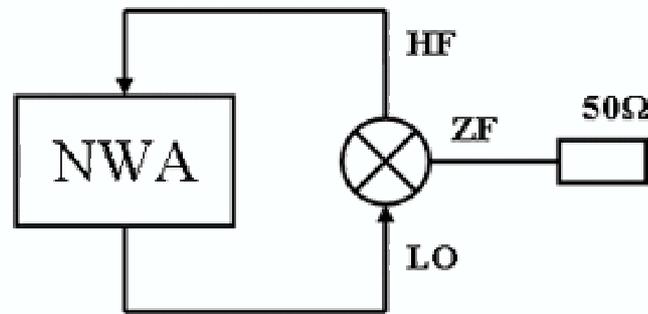


Abbildung 5.12: Meßstand für die Isolationsmessung

Mit dem Schalter (19) kann die Elektronik ein- und ausgeschaltet werden.

5.3 Messtechnische Überprüfung der Elektronik

Zur Prüfung der Elektronik wurden die Übertragungscharakteristiken der „I“- und „Q“-Kanäle gemessen. Das Schema des Meßstands ist in der Abb.5.14 zu sehen.

Der Generator G2 ist die Referenzsignalquelle. Das Signal des Generators G1 wird zum Eingang der Elektronik übertragen. Bei konstanter Leistung von G2 wird die Leistung von G1 geändert und das Ausgangssignal der Elektronik wird mit einem Oszilloskop gemessen. Die Charakteristiken für einige Leistungen von G2 zwischen -3 dBm und +15 dBm wurden gemessen (Abb.5.15).

Die Charakteristiken zeigen, dass die Elektronik bis zu -50 dBm linear ist (schwächere Signale wurden nicht gemessen wegen der begrenzten Sensitivität des Oszilloskops). Man erwartet die Linearität auch für schwächere Signale. Die obere Grenze des Eingangssignals, nach der die Charakteristik deutlich nicht mehr linear ist, liegt bei 0 dBm. Dieser Wert ist etwas kleiner als der erwartete. Die Ursache liegt an den Verstärkern, deren Verstärkung zu hoch eingestellt worden war, sodass sie schon bei 0 dBm die Sättigung erreichten. Dieser Fehler wurde aber nicht korrigiert, und zwar mit Absicht, weil die in den weiteren Messungen benutzten ADCs nur 12 bit Auflösung hatten, was bei den zu kleinen Signalen zu Digitalisierungsfehlern führen könnte.

Die Ausgangsleistung, Abb.5.15, hängt von der Leistung des Referenzsignals ab. Das hat keinen Einfluß auf die Messung, wenn die Bunchladung sich nicht ändert und nur der Kopf des Impulses digitalisiert wird. Anderenfalls muss die Amplitude des LO-Signals stabilisiert werden, was z.B. mit einem Begrenzer-verstärker (MITEQ AFD3-010020-LM oder ähnlich) realisiert werden kann.

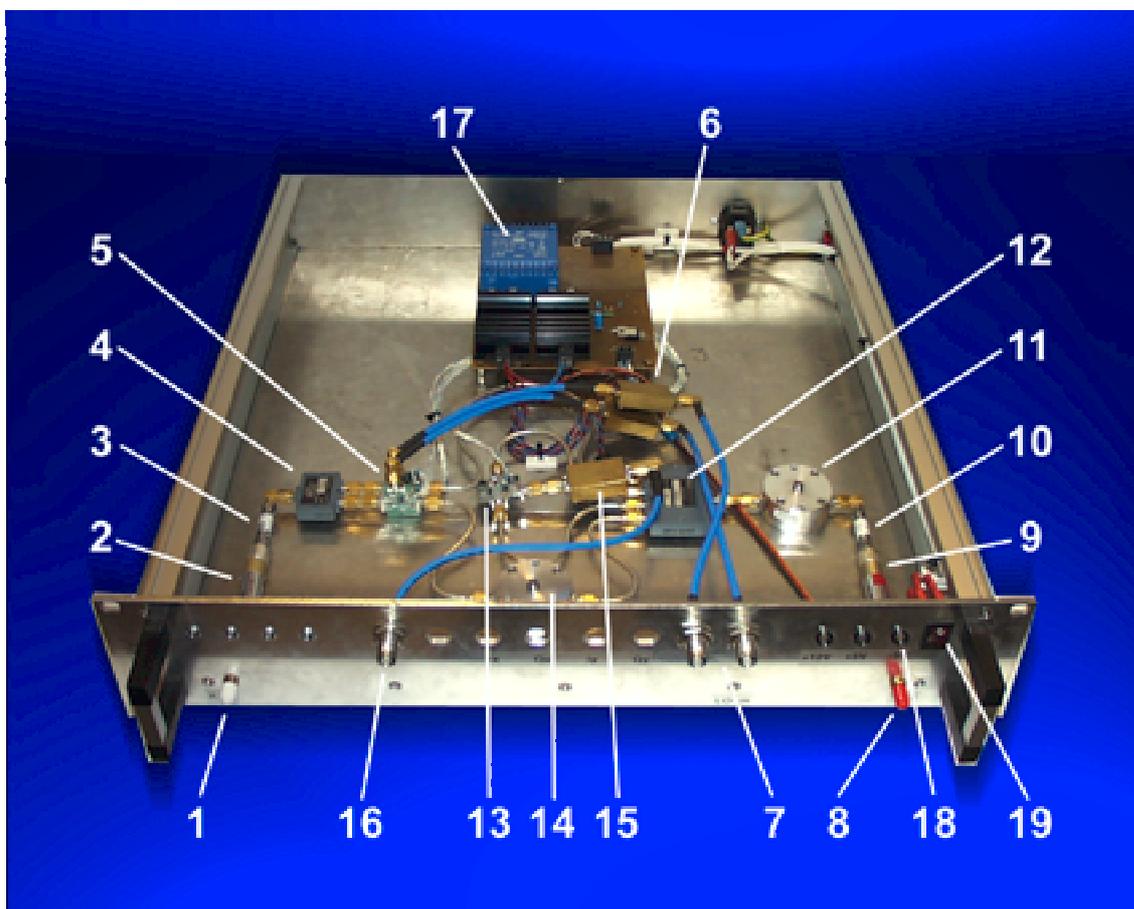


Abbildung 5.13: Prototyp der Empfängerelektronik

Die Übertragungscharakteristik des Referenzkanals (Ladungsmessungskanal, Abb.5.16) ist wie die der anderen bis 0 dBm linear. Der Messbereich dieses Kanals muss nicht so breit sein, weil die Ladung sich während der stabilen Messung nicht wesentlich ändert. Allerdings kann der Beschleuniger mit erhöhter oder erniedrigter Ladung betrieben werden. Man sieht, dass der lineare Bereich mindestens 20 dB ist, was einer 10-fachen Änderung der Bunchladung entspricht.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die auf dem Homodynkonzept basierte 1,5 GHz-Elektronik den wichtigsten am Anfang dieses Kapitels aufgelisteten Anforderungen entspricht, und dabei nicht kompliziert und kostenaufwendig ist. Mit dieser Elektronik ist die Messung mit einer Auflösung von 10^{-4} gewährleistet. Mit der Kalibrierung des I/Q-Mischers kann eine wesentlich bessere Auflösung erreicht werden.

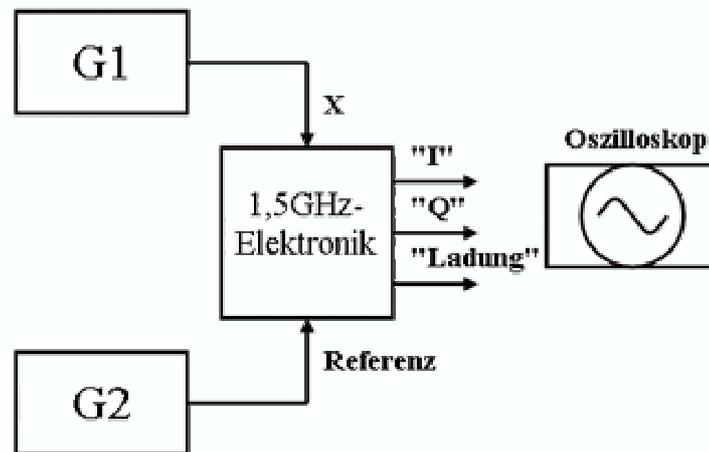


Abbildung 5.14: Meßstand für die Prüfung der Elektronik

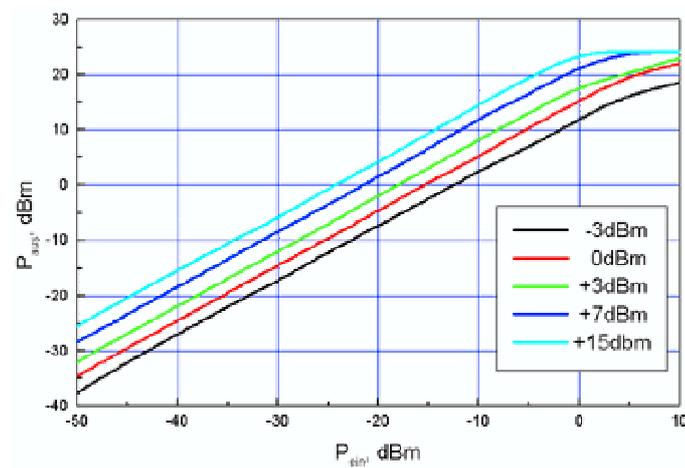


Abbildung 5.15: Amplitudencharakteristiken der Versatzmessungskanäle

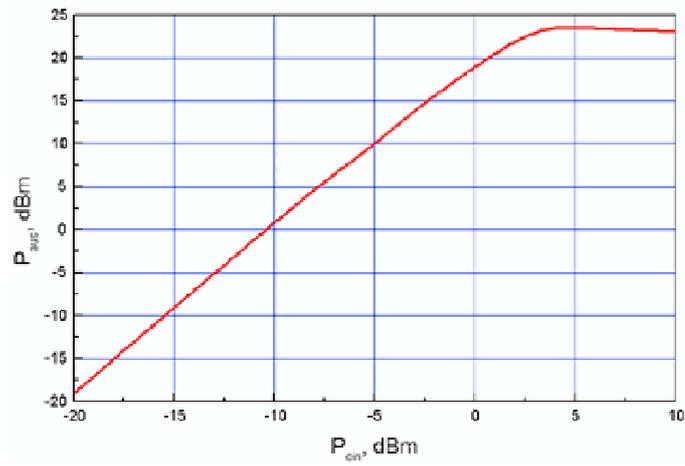


Abbildung 5.16: Charakteristik des Ladungsmessungskanals

Kapitel 6

Messungen am Meßstand und Abschätzung der Auflösung

Ein System bestehend aus dem resonanten Monitor und der Empfängerelektronik wurde im Labor an einem Meßstand getestet. Der Meßstand und die Messungen, die mit dessen Hilfe ausgeführt wurden, werden in diesem Kapitel beschrieben. Auf der Basis dieser Messungen wird die Auflösung des Monitorsystems abgeschätzt.

6.1 Beschreibung des Meßstands

Im Meßstand [34], Abb.6.1, wird eine kurze Anregungsantenne, die in den Resonator eingeführt wird, für die Emulation des Teilchenstrahls verwendet. Die Antenne wird von einem spannungsgesteuerten Oszillator („Voltage Controlled Oscillator“, VCO) mit HF-Leistung gespeist. Seine Steuerspannung wird von einer mit dem Rechner kontrollierten Spannungsquelle (V) erzeugt. Die Spannungsquelle ist durch das Messinterface GPIB („General Purpose Interface Bus“) mit dem Rechner verbunden. Daten, Befehle und Mitteilungen werden unter Kontrolle der Steuerprogramme übergeben, die mit Hilfe der Programmierumgebung LabVIEW („Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench) von NATIONAL INSTRUMENTS erstellt wurden.

Die Antenne wird von einem Schrittmotor (SM) bewegt, der durch ein präzises Steuersystem (SMST) vom Rechner gesteuert wird. Die Antennenposition wird mit den Sensoren (S) gemessen, deren Daten durch den Serienport ausgelesen werden.

Die Leistung der Signale, die an den Ausgängen des Monitors erscheinen, wird mit einem Leistungsmesser gemessen und dem Rechner übergeben. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass diese Signale von der Empfängerelektronik umgewandelt und danach mit einem ADC-Aufbau (mit 12-bit ADCs von NATIONAL INSTRUMENTS am Parallelport (PP) des Rechners) digitalisiert werden.

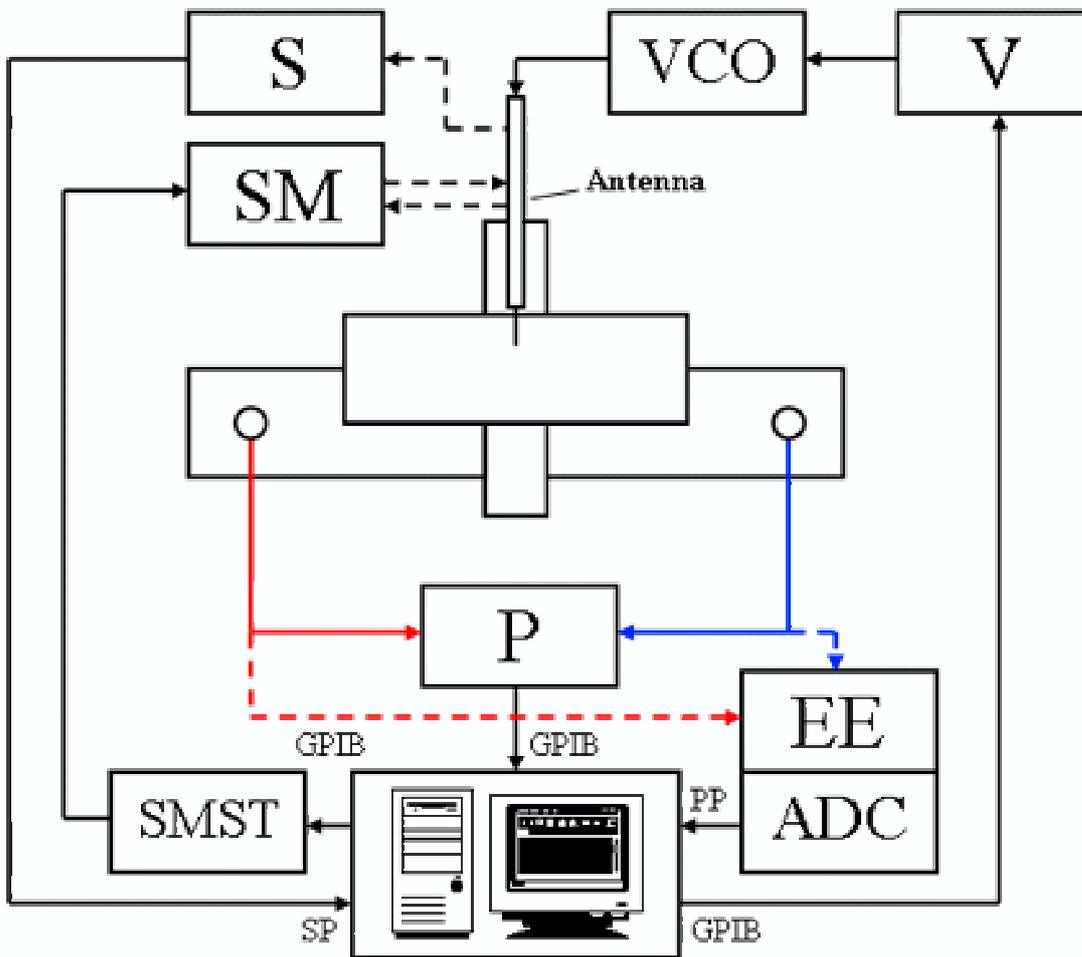


Abbildung 6.1: Prinzipieller Aufbau des Meßstands

Mit dem beschriebenen Meßstand können die folgenden Messungen durchgeführt werden:

- Messung der Resonanzfrequenzen und Güten für den Grund- und Dipolmod.
- Messung der Abhängigkeit des Ausgangsignals von der Antennenposition.
- Messung des Einflusses vom Grundmod auf das Ausgangsignal bei gleichzeitiger Anregung von Grund- und Dipolmod.

Bei der ersten Messung wird die Frequenz des Oszillators geändert, sodass das Antwortsignal des Monitors in einem Frequenzbereich gescannt wird. Dabei sind

die Resonanzfrequenzen die Orte maximaler Transmission. Die Güten werden aus den Frequenzen, bei denen die Transmission um 3 dB abgefallen ist, als $Q = \frac{f_2 - f_1}{f_0}$ berechnet.

In der zweiten Messung bleibt die Frequenz, d.h. die Resonanzfrequenz des Dipolmods, konstant. Die Position der Anregungsantennen wird geändert, was die transversale Bewegung des Strahls simuliert. Dabei ändern sich die Monitor-signale, sodass die Ortsabhängigkeit dieser Signale gemessen wird.

In der dritten Messung werden zwei Oszillatoren benutzt, deren Signale summiert und danach für die Speisung der Antenne verwendet werden. Der eine Oszillator wird für die Frequenz des Grundmods und der zweite für die Frequenz des Dipolmods eingestellt. Das Signal, das dann an den Ausgängen des Resonators erscheint, enthält das restliche Grundmodsignal.

6.2 Messungen am Prototypen

6.2.1 Messung der Ortsabhängigkeit

Die ersten Messungen wurden am Monitor ohne Empfängerelektronik durchgeführt. Am Anfang jeder Messung wurde die Resonanzfrequenz des Dipolmods durch eine Messung der Amplitudencharakteristik bestimmt (Abb.6.2), damit die weiteren Messungen auf der aktuellen Resonanzfrequenz ausgeführt wurden. Die Signale auf beiden Kanälen unterscheiden sich um etwa 10%, was die Differenz in der Kopplung und in den Verlusten verursacht. Da die Signale der beiden Kanäle einfach summiert werden, kann diese Differenz vernachlässigt werden.

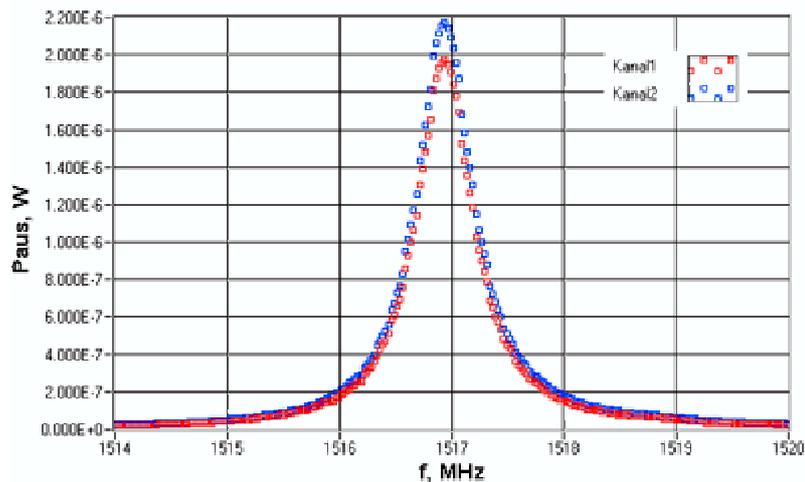


Abbildung 6.2: Dipolmodresonanz

Danach wurde die Abhängigkeit der Monitorsignale von der Antennenposition gemessen. In Abb.6.3 sind die im Bereich von $-2,5$ mm bis $+2,5$ mm mit einer Schrittweite von $100 \mu\text{m}$ gemessenen Charakteristiken der zwei Monitorkanäle zu sehen. Um die Nichtlinearität der Monitorcharakteristik und seine Auflösung zu bewerten, benutzt man eine lineare Approximation der Charakteristik. Dabei wird eine Gerade $y = \bar{a}x + \bar{b}$ mit den Koeffizienten

$$\begin{aligned}\bar{a} &= \frac{[x][y] - n[xy]}{[x][x] - n[xx]} \\ \bar{b} &= \frac{[x][xy] - [y][xx]}{[x][x] - n[xx]}\end{aligned}\quad (6.1)$$

berechnet (Abb.6.4) [11], wobei $[xy] = \sum_{i=1}^n x_i y_i$ und n die Anzahl der Punkte ist. Die mittlere quadratische Abweichung

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{a}x_i - \bar{b})^2}{n}}\quad (6.2)$$

teilt man durch die Steigung \bar{a} , um diese in Längeneinheiten zu bekommen. Sie beträgt bei der Messung im Bereich von $\pm 2,5$ mm etwa $54 \mu\text{m}$. Die Steigung ist $7,3 \cdot 10^{-5} \text{ V}/\mu\text{m}$ für den Kanal 1 und $7,6 \cdot 10^{-5} \text{ V}/\mu\text{m}$ für den Kanal 2.

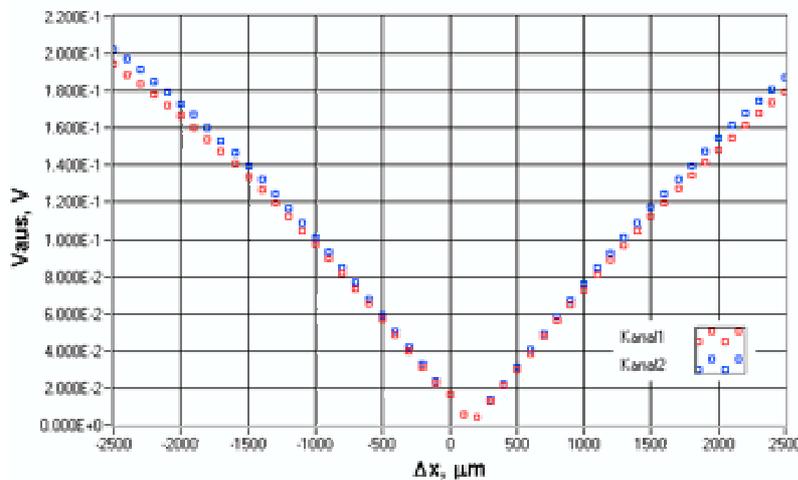


Abbildung 6.3: Ortsabhängigkeit der Monitorsignale

Die Abweichung wird von drei Faktoren verursacht:

- Die Anregung des Resonators durch die Antenne erfolgt anders als seine Anregung vom Strahl. Dabei verläuft die Charakteristik des Resonators eher als die Bessel-Funktion und ist nicht linear für große Versätze.

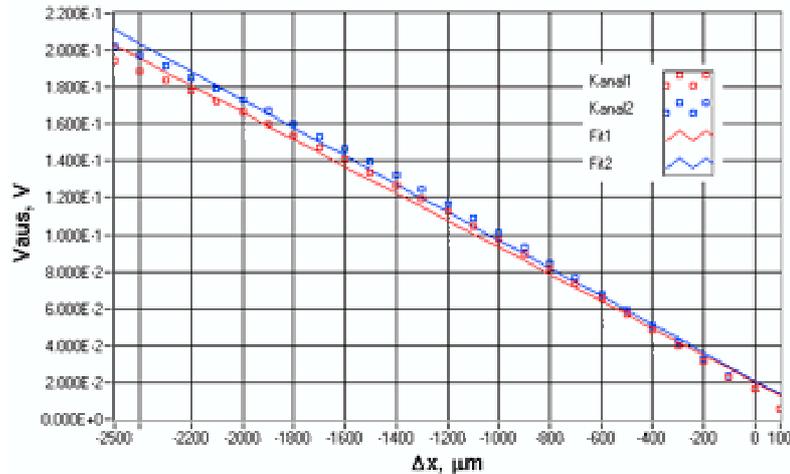


Abbildung 6.4: Lineare Approximation der Ortsabhängigkeitscharakteristik

- Die Resonanzfrequenz des Monitors wird während der Messung durch Verschiebung der Antenne geändert. Die Frequenz des Oszillators wird dabei nicht geändert. D.h., es wird nicht mehr auf dem Maximum der Resonanzkurve des Resonators gemessen, was zu einer Verminderung des Ausgangssignals führt.
- Die Rauschleistung, die sich vor allem aus dem Rauschen des Monitors und dem Selbstrauschen des Leistungsmessers zusammen setzt, wird mit dem Versatzsignal summiert. Das hat zur Folge, dass eine endliche Leistung gemessen wird, wenn die Antenne in der elektrischen Resonatormitte ist.

Es ist dann sinnvoll, die Auflösung des Monitors durch eine Messung in einem schmalen Bereich der Versätze zu bestimmen, weil dann Nichtlinearitäten die Ergebnisse nicht beeinflussen. Eine Messung in einem Bereich von $100 \mu\text{m}$ mit einer Schrittweite von $1 \mu\text{m}$ wird in Abb.6.5 präsentiert. Diese Messung zeigt eine mittlere quadratische Abweichung von 350 nm , was sich schon der Grenze der Genauigkeit der Sensoren nähert. Zur Messung des linearen Bereiches des Monitors ist eine Korrektur, die die Frequenzverstimmung während der Messung berücksichtigt, notwendig.

6.2.2 Korrektur der Frequenzabweichung

Für eine genauere Messung in einem breiten Bereich von Versätzen sollen die nicht vom Monitor selbst kommenden Nichtlinearitäten berücksichtigt werden. Eine Messung der Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Antennenposition wurde durchgeführt, damit eine Korrektur des Antenneneinflusses erfolgen kann. In dieser

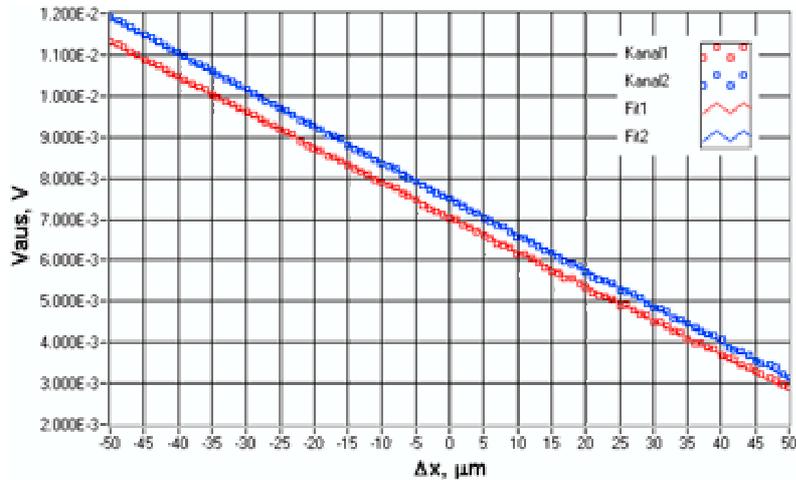


Abbildung 6.5: Messung der Auflösung in einem Bereich von $100 \mu\text{m}$

Messung wurde die Phasenabweichung des aus dem Resonator kommenden Signals gemessen, während die Antenne verschoben wurde. Die Phase ist dann durch den Ansatz (A.7) mit der Frequenzabweichung verbunden, die daraus als $\Delta f = \frac{f}{2Q} \tan \phi$ berechnet werden kann.

Das Prinzip dieser Messung ist in Abb.6.6 zu sehen. Die Phasenmessung erfolgt mit dem Netzwerkanalysator (NWA). Die Antenne wird wie vorher mit einem Schrittmotor bewegt. Alle Geräte werden wieder vom Rechner gesteuert.

Am Anfang dieser Messung werden die Resonanzfrequenz und die Güte des Monitors gemessen, während die Antenne in der Mitte ist, damit die Frequenzabweichung aus der Phase berechnet werden kann. Dabei wird auch die aktuelle Phase im Analysator als Phasenreferenz gesetzt. Die weitere Messung erfolgt mit der verschobenen Antenne. Die Phasenabweichung wird dann automatisch als eine Differenz zwischen der aktuellen und der Referenzphase im Analysator berechnet.

Die gemessene Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Antennenposition ist in Abb.6.7 gezeigt. Die gemessene Kurve lässt sich gut linearisieren und ergibt dabei eine Steigung von $df/dx = 220 \text{ Hz}/\mu\text{m}$. Diese kann für die Korrektur benutzt werden. Die Frequenzabweichung wird dann als $\Delta f = df/dx \cdot \Delta x$ berechnet und in die Formel (A.6) eingesetzt. Zum Korrigieren wird die gemessene Spannung mit einem daraus folgenden Koeffizienten $k_{\text{korr}} = \frac{1}{|k|}$ multipliziert.

Nach der Korrektur steigt die Linearität der gemessenen Charakteristik des Monitors (Abb.6.8), was sich auch in einer mittleren quadratischen Abweichung von etwa $4,7 \mu\text{m}$ für den Kanal 1 und $3,0 \mu\text{m}$ für den Kanal 2 bei einer Steigung von $8,7 \cdot 10^{-5} \text{ V}/\mu\text{m}$ bzw. $9,0 \cdot 10^{-5} \text{ V}/\mu\text{m}$ zeigt. D.h., diese Korrektur ergibt eine etwa 11-fache Verbesserung der Genauigkeit der Messung im breiten Bereich.

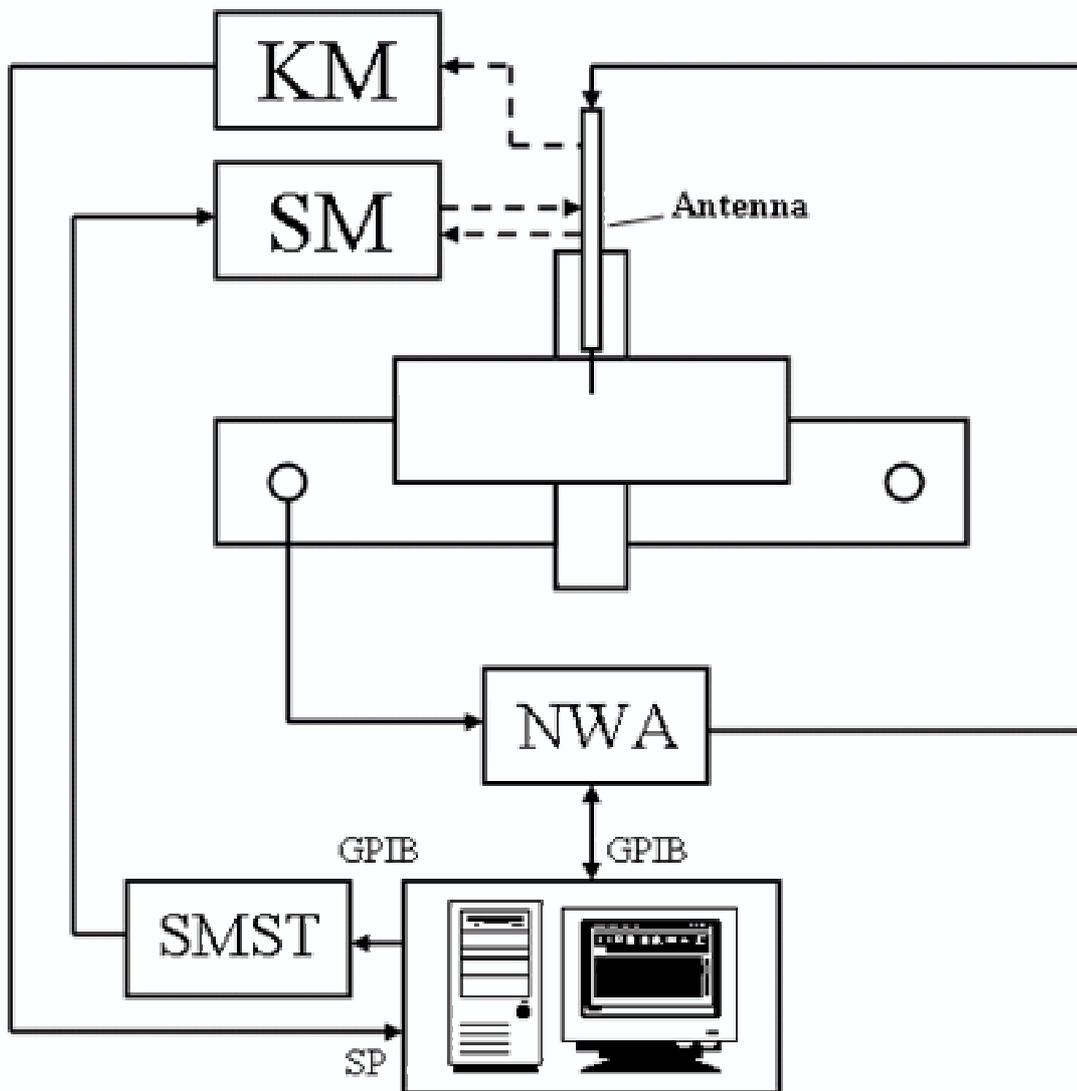


Abbildung 6.6: Meßstand für die Messung der Resonanzfrequenzabweichung

Mit der Einführung der Korrektur kann beobachtet werden, wie die Genauigkeit des Monitors vom Messbereich abhängt. So erhält man $\sigma = 1,8 \mu\text{m}$ bei einer Messung in einem Bereich von $-1,5 \text{ mm}$ bis $+1,5 \text{ mm}$ mit einer Schrittweite von $10 \mu\text{m}$. In einem Bereich von $-1,0 \text{ mm}$ bis $+1,0 \text{ mm}$ entspricht das Ergebnis der erwarteten Genauigkeit und beträgt 900 nm .

Um den Einfluß der Rauschsignale und die davon verursachte Nichtlinearität zu vermindern, wurden Bandpassfilter zwischen den Ausgängen des Monitors und den

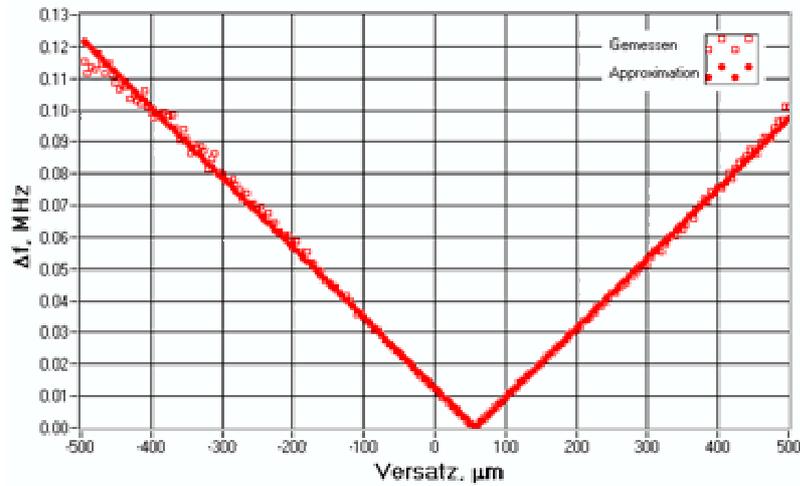


Abbildung 6.7: Abweichung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Antennenposition

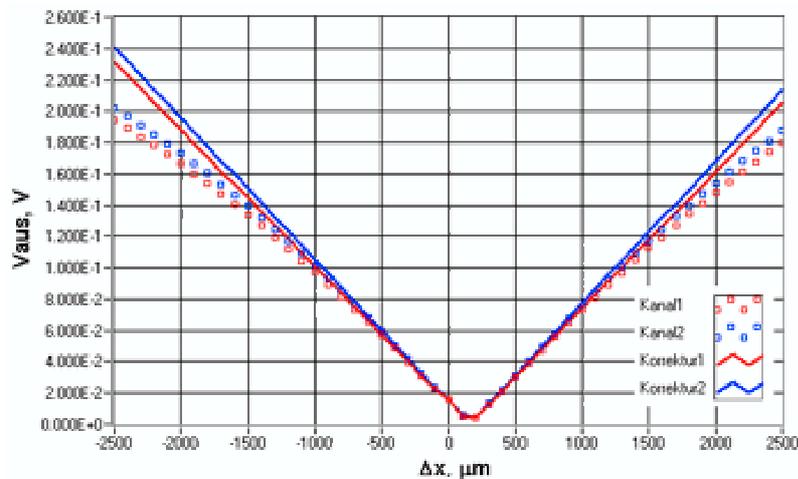


Abbildung 6.8: Ortsabhängigkeit der Monitor-signale vor und nach der Korrektur

Eingängen des Leistungsmessers eingefügt. Damit wurde das nicht im Frequenzbereich des Dipolmods liegende Rauschsignal des Monitors ausgefiltert. Trotzdem wurde keine Verbesserung der Charakteristik beobachtet. Das bedeutet, dass das Rauschen im wesentlichen das Selbstrauschen des Leistungsmessers ist.

6.3 Messungen am gesamten Monitorsystem und Abschätzung der Auflösung

6.3.1 Messung der Auflösung

Die Messung der Auflösung erfolgte im Prinzip wie oben beschriebenen. Der Unterschied besteht darin, dass die vom Monitor kommenden Signale von der Empfängerlektronik umgewandelt werden. Die Signale, die dann an den Ausgängen der Elektronik erscheinen, werden danach mit den ADCs digitalisiert. Auf diese Weise kann das gesamte Monitorsystem getestet werden. Eine Messung in einem Bereich von $-1,0$ mm bis $+1,0$ mm ist in Abb.6.9 gezeigt. Die mittlere quadratische Abweichung ist hier etwa $1,1 \mu\text{m}$. Dieser Wert ist etwas höher als der am Monitor allein gemessene, weil die Elektronik auch eine Nichtlinearität bei großen Abweichungen besitzt. Das hat zur Folge, dass der Bereich der $1 \mu\text{m}$ -Genauigkeit auf etwa $\pm 900 \mu\text{m}$ reduziert wird.

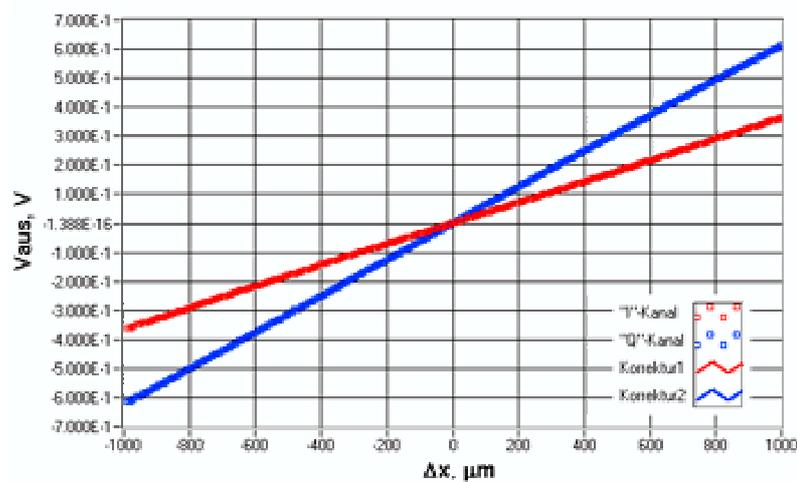


Abbildung 6.9: Signale an den Ausgängen der Elektronik bei einer Messung im 2 mm-Bereich

Für einen Bereich von $\pm 50 \mu\text{m}$ erhält man eine Abweichung von 130 nm (Abb.6.10). Die Auflösung des gesamten Systems ist in dieser Messung höher als die für den Monitor allein, weil man in diesem Fall keine Störung der Linearität im Bereich des Minimums¹ hat und das Rauschen in der Elektronik ausgefiltert wird.

¹Es gibt eigentlich kein Minimum in diesem Fall, weil das Vorzeichen der Ausgangsspannung phasenabhängig ist

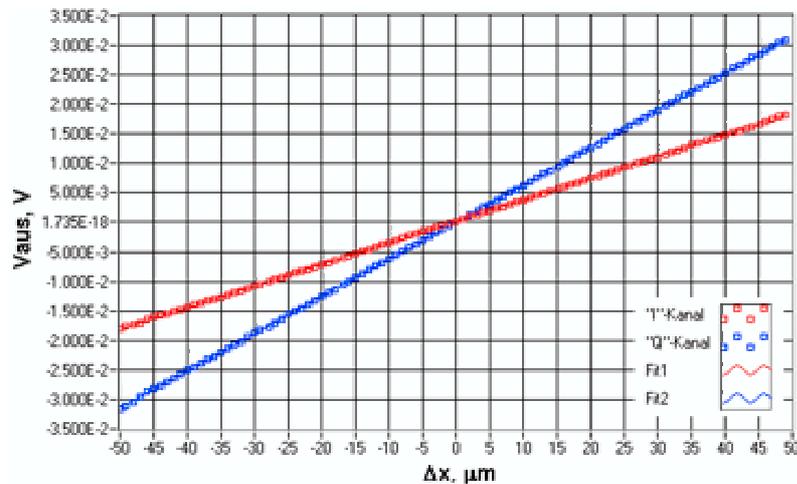


Abbildung 6.10: Signale an den Ausgängen der Elektronik bei einer Messung im 100 μm -Bereich

6.3.2 Messung des Einflusses des Grundmodus

Für eine Abschätzung des Einflusses des Grundmodus auf die Messung wurde der Frequenzbereich von 1,0 GHz bis 1,5 GHz gescannt. Ein Teil dieses Bereiches, wo sich einige Spitzen befinden, ist in Abb.6.11 zu sehen. Die Resonanzkurve des Grundmodus um 1010 MHz wurde nicht erkannt, weil die Unterdrückung des Grundmodus durch den Schlitz, die höhere Grenzfrequenz der Hohlleiter und die Frequenzselektion der Kopplung sehr stark ist. Ein Maximum von $4,2 \cdot 10^{-3}$ V befindet sich bei 1370 MHz. Das entspricht einer Abweichung von 50 μm . Mit einer Dämpfung von 50 dB auf dieser Frequenz, die der Bandpassfilter einbringt, erhält man eine Abweichung von 150 nm.

6.3.3 Stabilitätsmessung

Es wurde versucht, das zeitliche Verhalten des Monitorsystems durch eine länger dauernde Messung abzuschätzen. In dieser Messung wurde die Antennenposition fixiert und danach gehalten (weil sie sich sonst mit der Zeit verändert) und die Ausgangssignale der Elektronik während einer Zeit von 48 Stunden gemessen (Abb.6.12).

Die gemessenen Kurven zeigen eine deutliche Abhängigkeit der Signale von der Tageszeit bzw. von Temperaturänderungen. Die maximale Abweichung ist etwa 0,03 V, was einem Versatz von 300 μm entspricht.

Diese Messung soll aber nur als eine vorläufige Messung betrachtet werden, weil die Instabilität, die diese Messung zeigt, auch die Instabilitäten enthält, die vom

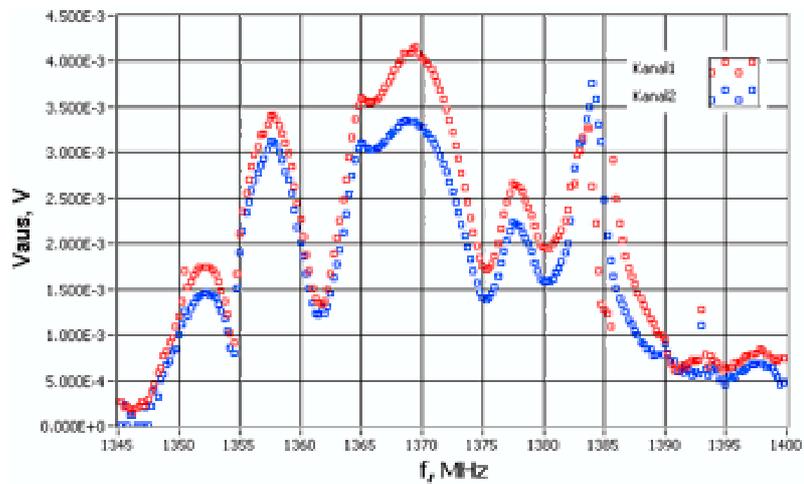


Abbildung 6.11: Frequenzscan um die Grundmodfrequenz

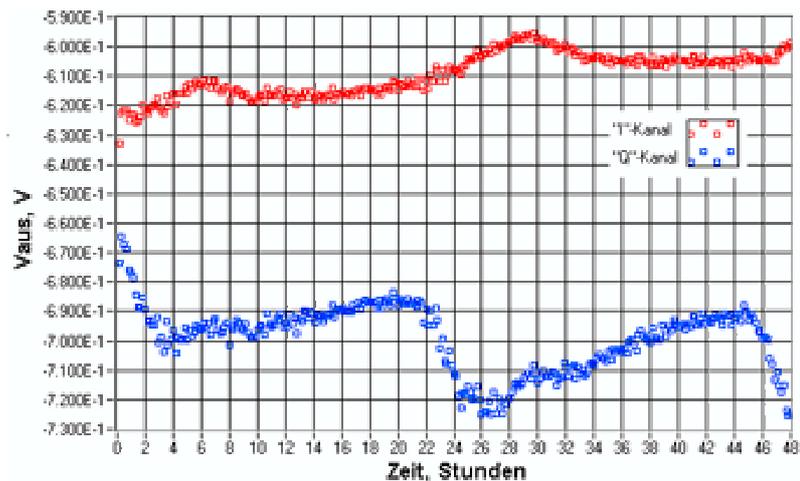


Abbildung 6.12: Stabilitätsmessung des Monitorsystems

Meßsystem kommen. So kann sich z.B. die Frequenz des Oszillators, der eine Frequenzinstabilität von 0,75% in der Grenzen von 0°C bis 60°C besitzt, bei einer Änderung der Temperatur um ein Grad um 188 kHz ändern. Diese Frequenzänderung bedeutet, dass die Messung nicht mehr bei Resonanz erfolgt, was sich schon in einer Abweichung von $150\ \mu\text{m}$ zeigt. Trotzdem ist das Ergebnis dieser Messung ein Zeichen dafür, dass die thermische Stabilisierung des Monitorsystems gefordert werden muss.

Die Messungen am Monitorsystem, die an einem dafür geeigneten Meßstand ausgeführt wurden, zeigen eine Auflösung des Monitorsystems von 130 nm, was eigentlich der Genauigkeit des Meßstands entspricht. Eine Abschätzung des Grundmodsignals ergibt einen äquivalenten Fehler von 150 nm, sodass der gesamte Fehler des Monitorsystems nicht größer als 300 nm ist. Die Abweichung, die wegen dem Grundmod entsteht, kann durch Kalibrierung des Spektrometersystems im wesentlichen vermindert werden. Während dieser Kalibrierung wird das magnetische Feld der Magneten ausgeschaltet, sodass die Monotorsignale (bzw. die Abweichungen) in der Null-Position des Strahls gemessen werden.

Der Messbereich des Monitors, wo seine Genauigkeit besser als $1 \mu\text{m}$ ist, beträgt $\pm 900 \mu\text{m}$. Darüber hinaus folgt, dass die wichtigsten Forderungen für den Spektrometer-Strahllagemonitor vom 1,5 GHz-Monitor erfüllt werden.

Kapitel 7

5,5 GHz-Prototyp des Monitors

Obwohl der 1,5 GHz -Monitor die Anforderungen für die Nutzung im magnetischen Spektrometer erfüllt, ist er ein massives Gerät, was seine präzise Verschiebung verkompliziert. Außerdem ist seine Vakuum-Konstruktion wegen der Größe und der Eigenart des Designs nicht einfach. Aus diesen Gründen wurde ein Monitor für 5,5 GHz entwickelt, der kleiner und kompakter als der 1,5 GHz-Monitor ist. Eine Erhöhung der Frequenz verbessert auch die Zeitauflösung des Monitors. Allerdings führt die Frequenzerhöhung auch zu einer Erhöhung der Sensitivität der Resonanzfrequenz infolge mechanischer Fehler. Die HF-Komponenten für die Empfängerelektronik sind auch kostenaufwendiger als die für 1,5 GHz. Die Situation ändert sich bereits mit der Entwicklung der drahtlosen Netze, weil der Frequenzbereich von 5 GHz bis 6 GHz teilweise dafür benutzt wird und billigere Komponenten auf dem Markt erscheinen.

In diesem Kapitel werden das Design und die messtechnische Überprüfung eines Prototypen des 5,5 GHz-Monitors beschrieben.

7.1 Design des 5,5 GHz-Prototypen

Der Veränderung der Designfrequenz des Monitors folgten einige Veränderungen in seiner Konstruktion. Der Schlitz, der in der 1,5 GHz-Struktur durch den ganzen Resonator geht, wird in der 5,5 GHz-Struktur in zwei Anteile geteilt, die mit einem Abstand vom Strahlrohr plaziert werden (Abb.7.1). Das hilft, die Shuntimpedanz des Dipolmods zu erhöhen. Zur Kopplung werden rechteckige Hohlleiter verwendet, die allerdings breiter und niedriger als die standartisierten sind. Die Abmessungen erhält man durch eine Skalierung der 1,5 GHz-Struktur auf 5,5 GHz. Danach wurde der Resonator mit Hilfe von GdfidL auf die richtige Frequenz eingestellt und optimiert.

Die wichtigsten Resonatorabmessungen sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Die technischen Zeichnungen befinden sich im Anhang D. Der Resonatorradius wurde mit der

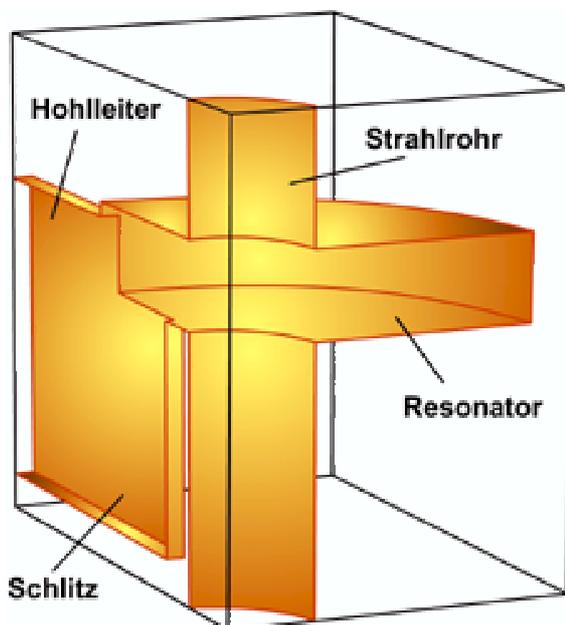


Abbildung 7.1: Struktur des 5,5 GHz-Monitors

Frequenzerhöhung um einen Faktor 3,6 kleiner. Die Länge des Resonators wurde wegen der anderen Anordnung des Schlitzes auch kleiner als die des 1,5 GHz-Resonators und zwar um einen Faktor 5,6. Wie die Simulationen zeigen, ist die Frequenz des 5,5 GHz-Monitors sehr empfindlich gegen mechanische Abweichungen (Tabelle 7.1), d.h. die Toleranzen müssen noch kleiner als beim 1,5 GHz-Monitor sein.

Abmessung	Wert, mm	Abweichung, $MHz/100\mu m$
Resonatorradius R_0	31,40	-13,4
Resonatorlänge l	9	1,04
Strahlrohrradius a	9	-3,04
Schlitzbreite	31	-3,85
Schlitzhöhe	4	-7,32

Tabelle 7.1: Abmessungen und Toleranzen des 5,5GHz-Prototypen

Man könnte vermuten, dass der Messbereich des Monitors mit der Verkleinerung des Monitors auch kleiner wird und für einen geschlossenen Resonator ist dies auch so. Eine numerische Rechnung zeigt aber, dass wegen des Strahlrohrs der lineare Bereich des 5,5 GHz-Monitors größer ist als beim 1,5 GHz-Monitor. Er beträgt $\pm 1,5$

mm. Für einen geschlossenen Resonator erhält man in diesem Bereich einen um den Faktor 10 größeren Fehler. Die Werte der für einen geschlossenen Resonator, einen Resonator mit Strahlrohr und einen Resonator mit Strahlrohr und Schlitz berechneten Shuntimpedanzen unterscheiden sich dabei nur um einige Prozente (Abb.7.2).

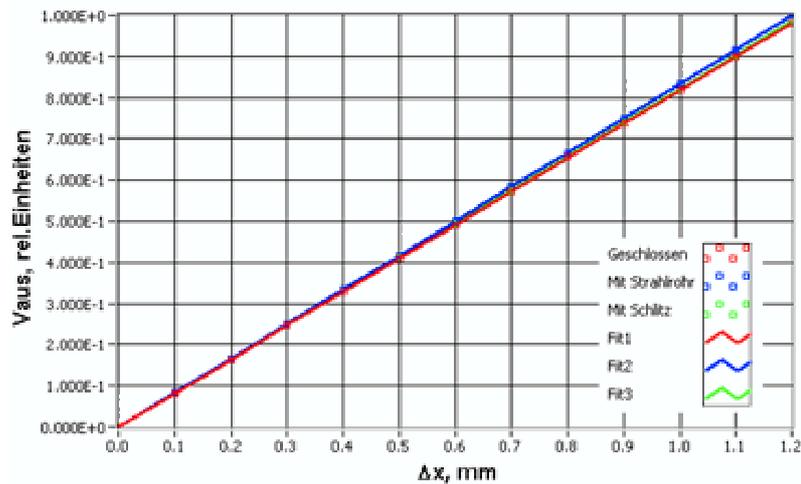


Abbildung 7.2: Linearität des 5,5 GHz-Prototypen

Ein für die Labormessungen aus Aluminium gefertigter Prototyp des 5,5 GHz-Monitors besteht aus drei Teilen: Resonatorkörper, oberer und unterer Deckel. Der Resonatorkörper enthält den Monitorresonator mit zwei Koppelhohlleitern und den Referenzresonator mit dem gleichen, um 90° gedrehten Hohlleiter (Abb.7.3, 7.4). Der Resonatorkörper wurde aus zwei Teilen hergestellt, weil dann die Hohlleiter durch Fräsen gefertigt werden können. Erosionarbeiten, die nur außerhalb der TU-Berlin und DESY-Zeuthen ausgeführt werden können, sind dann nicht nötig.

Der obere bzw. der untere Deckel schließt den Monitor- bzw. den Referenzresonator und wird mit dem Resonatorkörper zusammengeschraubt. Für die Kopplung der Monitorsignale wurden dieselbe UHV-Durchführungen wie beim 1,5 GHz-Monitor verwendet. Wegen ihre Einfachheit wurde die magnetische Kopplung realisiert, obwohl sie wegen ihrer ziemlich schmalen Bandbreite (etwa 100 MHz) eine genaue Berechnung und eine präzise Fertigung erfordert.

Die Dipolmodfrequenz des Monitors ist 5542 MHz. Dabei ist die Frequenz des Grundmods 3809 MHz und liegt zwischen zwei Harmonischen der Bunchwiederholungsfrequenz, sodass die Anregung des Grundmods immer im Gegentakt erfolgt. Die weiteren Parameter des zweiten Prototypen befinden sich in Tabelle 7.2.

Um die gewünschte Zeitauflösung zu gewährleisten, muss der 5,5 GHz-Monitor eine belastete Güte niedriger als 640 besitzen. Mit einer Güte von etwa 270 erfüllen



a) Monitorresonator: zwei Teile des Resonatorkörpers und oberer Deckel



b) Referenzresonator: Resonatorkörper und unterer Deckel

Abbildung 7.3: Einzelteile des 5,5 GHz-Prototypen



Abbildung 7.4: Zusammengebauter 5,5 GHz-Prototyp

die Resonatoren des Monitors diese Forderung. Man sieht auch, dass die 5,5 GHz-Monitorsignale wesentlich größer als die des 1,5 GHz-Monitors sind (Tabelle 7.2). Die Ursache liegt in der höheren Frequenz und in der stärkeren Kopplung. Leider sind auch die Verluste höher, was diesen Vorteil abschwächt. Außerdem ist der Rauschpegel wegen der größeren Bandbreite höher und liegt mit der Annahme eines Filters mit einer Bandbreite von 200 MHz (etwa 4%) bei $12 \mu\text{V}$. Trotzdem ist der Signal-Rausch-Abstand am Ausgang des Monitors um etwa 20 dB höher als beim 1,5 GHz-Monitor. Die Störsignale werden bei Erhöhung der Frequenz auch stärker, sodass der Einfluß praktisch unverändert bleibt.

Die winkelabhängige Komponente des Dipolmods im 5,5 GHz-Monitor wird schwächer als im 1,5 GHz-Monitor angeregt, was für die Verwendung des Monitors im magnetischen Spektrometer extrem wichtig ist. Bei einem Winkel von 0,5 mrad und einer Abweichung von 100 nm beträgt das Verhältnis der beiden Komponenten 4. Das bedeutet, dass der 5,5 GHz-Monitor nicht so genau wie der 1,5 GHz-Monitor auf die Strahlachse ausgerichtet werden muss. Die Genauigkeit der Ausrichtung beträgt etwa 0,1 mrad.

Die Parameter des Prototypen wurden mit einem Netzwerkanalysator gemessen. Dabei wurden die Resonanzfrequenzen und die Güten des Grund- und Dipolmods des Monitors und des Grundmods des Referenzresonators gemessen. Die Frequenz des Referenzresonators war um 4 MHz höher als die Dipolmodfrequenz des Monitors gewesen und wurde deshalb korrigiert. Dafür wurde der Radius des Resonators in

Parameter	Numerische Berechnung			Messung		
	TM010	TM110	Referenz	TM010	TM110	Referenz
f, MHz	3809	5542	5542	3787	5540	5540
Q_0	2550	2760	1570	580	470	510
Q_{ext}	-	300	320	-	410	300
Q_L	-	270	270	-	220	190
Dämpfungszeit τ, ns	213	16	16	49	13	11
Bandbreite $\Delta f, MHz$	1,5	20,5	20,5	6,5	25,2	29,2
$\left(\frac{R}{Q}\right), Ohm$	80	0,72 bei $r = 1mm$	17	-	-	-
\hat{V}, V (bei $q = 3, 2nC$)	4460	40 bei $r = 1mm$	950	-	-	-
V_{aus}, mV (bei $q = 3, 2nC$)	4,3/100 μm Schlitz- abweichung	1,9/100nm Strahl- versatz	90	-	0,005/100nm Antennen- versatz	300

Tabelle 7.2: Die wichtigsten Eigenschaften des 5,5 GHz-Prototypen

einem Sektor von 30° um $200 \mu m$ erweitert. Die restlichen gemessenen Eigenschaften der Resonatoren enthält die Tabelle 7.2. Die Frequenzen stimmen gut überein. Die gemessenen internen Güten sind niedriger als die berechneten, weil die Monitorteile nur zusammengeschraubt wurden. Die externen Güten entsprechen aber gut den berechneten Werten, sodass die Messung der Auflösung erfolgen konnte.

7.2 Messung der Auflösung

Die Messung der Auflösung wurde auf dem Meßstand ausgeführt. Als Oszillator für Frequenzen um 5,5 GHz wurde ein Laborgenerator benutzt. Er wurde auf die Resonanzfrequenz des Monitors eingestellt, die vorher mit einem Netzwerkanalysator gemessen worden war.

Die Messung in einem breiten Bereich der Antennenabweichungen (Abb.7.5) zeigt, dass der lineare Bereich des Monitors $\pm 1 mm$ beträgt (berechnet mit einer Korrektur bei $df/dx = 1,02 kHz/\mu m$). Die Messung in einem Bereich von $\pm 50 \mu m$ ergibt eine Auflösung von etwa 400 nm.

Für die Messung mit Empfängerelektronik wurde eine auf einem I/Q-Mischer basierende Schaltung gebaut (Abb.7.6). Dabei wurden breitbandige Komponenten verwendet, die freundlicherweise vom Ferdinand-Braun-Institut für Hochfrequenztechnik zur Verfügung gestellt wurden.

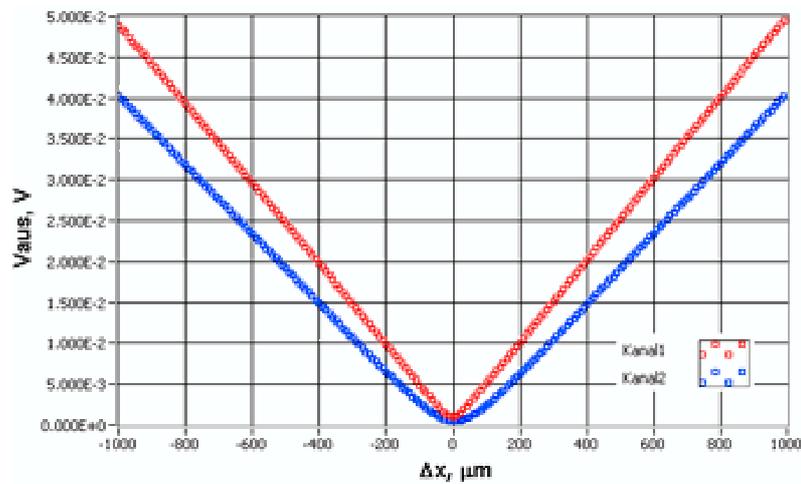


Abbildung 7.5: Messung der Auflösung in einem Bereich von ± 1 mm

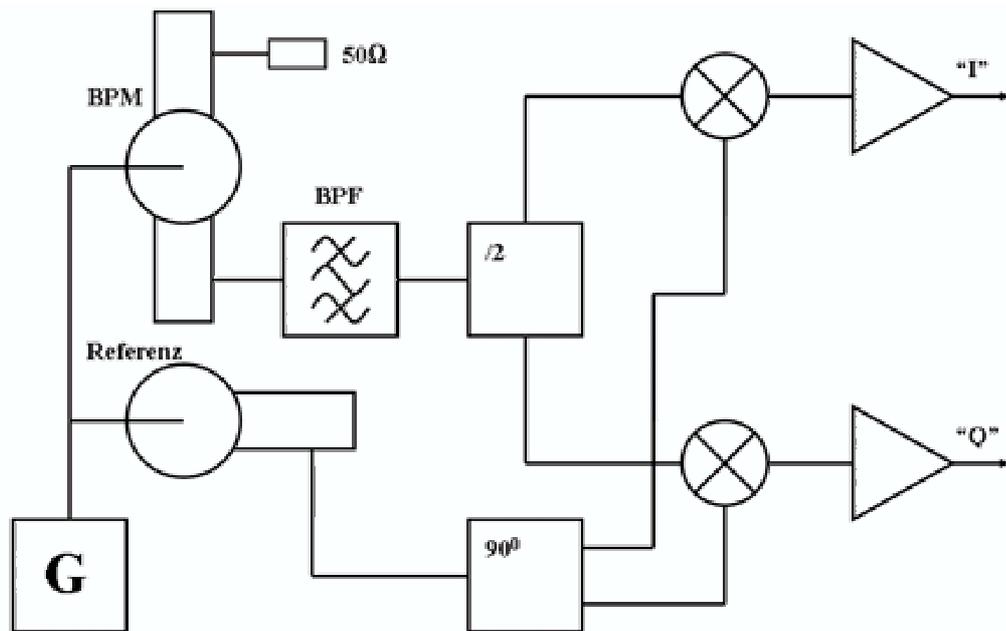


Abbildung 7.6: Signalverarbeitung bei den Messungen am 5,5 GHz-Monitor

Das Signal des Generators wird mit einem Leistungsteiler geteilt und zu den Anregungsantennen geführt. Eine Antenne regt den Monitorresonator an, die andere den Referenzresonator. Das am Ausgang des Monitors erscheinende Signal wird gefiltert, geteilt und von zwei Mixern heruntergemischt. Das Signal am Ausgang des

Referenzresonators wird mit einem Hybrid in zwei um 90° in der Phase verschobene Signale gleicher Leistung aufgespalten, die dann zu den LO-Eingängen der Mischer geführt werden. Die heruntergemischten Signale werden verstärkt und danach von den ADCs digitalisiert.

Bei dieser Messung stellte sich aber heraus, dass die Leistung der LO-Signalen auch bei maximaler Leistung des Generators nur etwa 0 dBm war, was für eine normale Funktion der Mischer nicht ausreichend ist. Deshalb ist die in einem Bereich von ± 1 mm gemessene Linearität nicht hoch und der Fehler beträgt $8 \mu\text{m}$ (Abb.7.7). Die Messung in einem schmalen Bereich von $\pm 50 \mu\text{m}$ ergibt eine Auflösung von 500 nm. Diese Messungen bestätigen aber die Möglichkeit der Nutzung eines zweiten Resonators als Phasenreferenz.

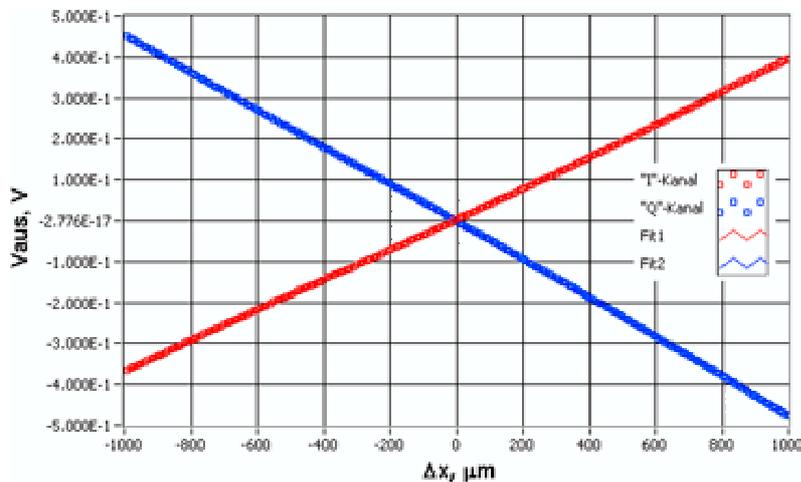


Abbildung 7.7: Messung der Auflösung mit dem Referenzresonator

Eine genauere Messung der Auflösung erfolgt ohne Referenzresonator. Dabei wird, wie früher beim 1,5 GHz-Prototypen, das Signal des Generators direkt zum Mischen verwendet. Man erhält eine Auflösung von $3 \mu\text{m}$ bei der Messung in einem Bereich von ± 1 mm (Abb.7.8). Im Bereich von $\pm 700 \mu\text{m}$ ist der Fehler nicht größer als $1 \mu\text{m}$. In einem schmalen Bereich von $\pm 50 \mu\text{m}$ erhält man eine Auflösung von 300 nm.

Der 5,5 GHz-Prototyp zeigt eine etwas schlechtere Auflösung als der 1,5 GHz-Prototyp und hat einen schmaleren linearen Bereich. Die Ursache liegt in der Signalverarbeitung, in der ein Mikrostreifenfilter mit einer Bandbreite von 400 MHz verwendet wurde. Dieser Filter hat den Nachteil, dass er mehrere Passbänder besitzt, was bei Verwendung breitbandiger Komponenten zu einem höheren Rauschpegel führt. Zusammen mit der im Vergleich zum Elektronenstrahl schwächeren Anregung führt das zu einer niedrigeren Auflösung. Trotzdem ist die gemessene

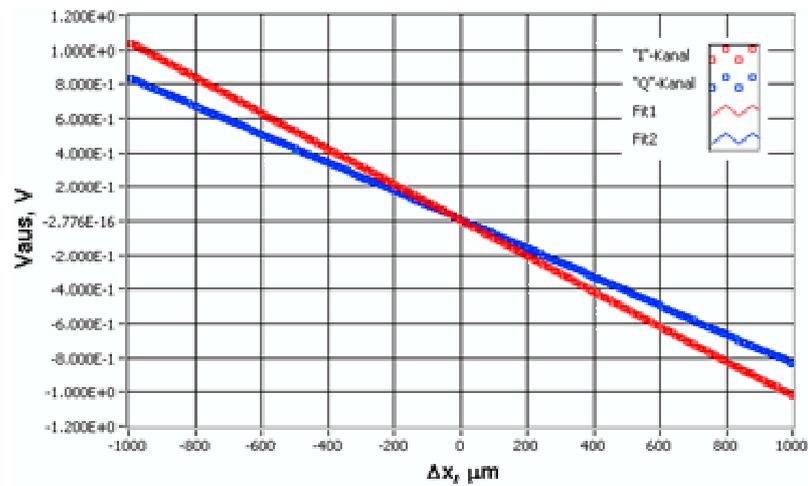


Abbildung 7.8: Messung der Auflösung ohne Referenzresonator in einem Bereich von ± 1 mm

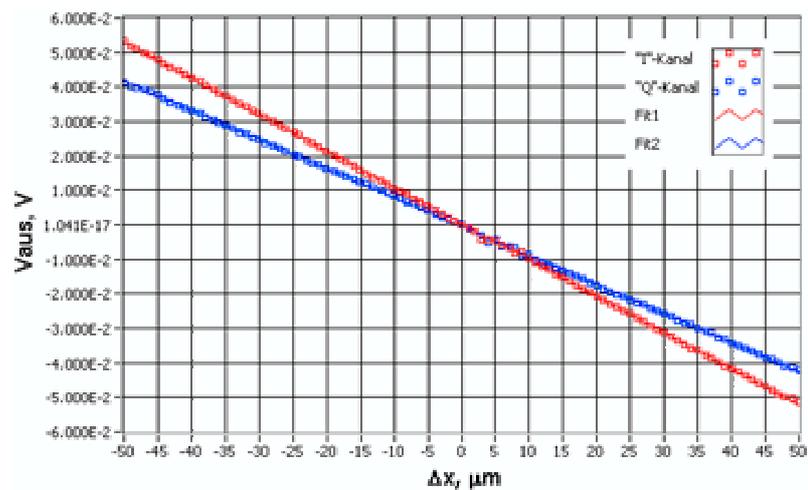


Abbildung 7.9: Messung der Auflösung mit dem Referenzresonator in einem Bereich von $\pm 50 \mu\text{m}$

Auflösung schon sehr nah an der gewünschten. Die Kompaktheit und die schwache Anregung der winkelabhängigen Komponente machen diese Variante des Monitors attraktiv für die Verwendung in einem magnetischen Spektrometer.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden das Prinzip, das Design und die Überprüfung von präzisen resonanten Strahllagemonitoren am Beispiel des Monitors für das Spektrometer des TESLA-Linearcolliders betrachtet.

Es wurden mögliche Varianten des Spektrometers für TESLA erläutert. Das magnetische Spektrometer war dabei die bevorzugte Variante. Seine Funktionsweise erfordert eine genaue Messung der Strahlage, wofür ein resonanter Strahllagemonitor verwendet werden soll.

Es wurden zunächst die theoretischen Aspekte des Monitorbaus behandelt, und es wurden die wichtigsten Faktoren diskutiert, die die Auflösung des resonanten Strahllagemonitors beeinflussen. Als Vorschlag für den Resonator ergab sich eine Struktur, in der das Nutzsignal durch die Verwendung einer Kombination aus einem rechteckigen Schlitz innerhalb des Resonators und einem Hohlleiter ausgekoppelt wird und die Störsignale unterdrückt werden.

Zur Überprüfung der Rechnungen und der theoretischen Voraussetzungen wurden zwei Monitorprototypen für die Frequenzen 1,5 GHz und 5,5 GHz entwickelt und ihre elektrodynamischen Eigenschaften gemessen. Für den 1,5 GHz-Prototypen wurde eine Empfängerelektronik entwickelt und getestet. Diese wandelt das Nutzsignal des Monitors in das für die Digitalisierung günstige Niederfrequenzsignal um. Die Elektronik basiert auf einem I/Q-Mischer. Sie besitzt wegen der Möglichkeit der Nutzung moderner HF-Komponenten für den Mobilfunk einen akzeptablen Preis. Außerdem weist sie eine geringe Rauschzahl (etwa 11 dB) und einen breiten Dynamikbereich (etwa 80 dB) auf.

Für eine Abschätzung der Auflösung der Monitore wurden die beiden Prototypen auf einem dafür geeigneten Meßstand getestet, in dem eine Anregungsantenne den Elektronenstrahl simuliert. Beim 1,5 GHz-Prototypen erreicht die gemessene Auflösung 130 nm, obwohl die Anregung bei der Messung 20-fach schwächer als bei einem Strahl mit einer Bunchladung von 3,2 nC war. Der Bereich der Strahlabweichungen, in dem die Genauigkeit besser als 1 μm bleibt, beträgt beim 1,5 GHz-Prototypen $\pm 0,9$ mm. Eine Abschätzung der Störsignale ergab eine Störung, die einer Abweichung von 150 nm äquivalent ist. Beim 5,5 GHz-Prototypen wurde eine Auflösung von 300 nm gemessen und der Messbereich des Monitors war

$\pm 700 \mu\text{m}$.

Als Schlussfolgerung ergibt sich, dass beide Varianten des Monitors für die Messung der Strahllage beim TESLA-Spektrometer verwendet werden können. Dabei ist der 5,5 GHz-Monitor zu bevorzugen, weil er kompakt und leicht ist, was seine präzise Verschiebung bei der Verwendung im Spektrometer ermöglicht. Auch seine Vakuum-Konstruktion ist einfacher als beim 1,5 GHz-Monitor und die Zeitauflösung ist höher. Darüber hinaus kann die Lage der einzelnen Bunche bei höheren Bunchwiederhol frequenzen gemessen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] A.ABIDI, *Direct-Conversion Radio Transceivers for Digital Communications*, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 30, No. 12, Dec. 1995
- [2] M.ABRAMOWITZ ET AL., *Handbook Of Mathematical Functions*, Dover Publications, New York, 1970
- [3] J.ADAMS, *The LEP Collider from Design to Approval and Commissioning*, excerpts from the John Adams lecture on 26 November 1990, http://sl-div.web.cern.ch/sl-div/history/lep_doc.html
- [4] Analog Devices, *Logarithmic Amplifiers, AD8301, AD8313 - Technical Notes*, <http://www.analog.com>
- [5] M.E.ANGOLETTA, *Digital Signal Processing in Beam Instrumentation: Latest Trends and Typical Applications*, DIPAC2003, Mainz, 2003
- [6] H.-J.BARTSCH, *Taschenbuch Mathematischer Formeln*, Verlag Harri Deutsch, Thun, 1990
- [7] W.BRUNS, *The GdfidL Electromagnetic Field Simulator*, <http://www.gdfidl.de>
- [8] B.DEHNING ET AL., *Status of the LEP Spectrometer Project*, EPAC2000, Vienna, 2000
- [9] GINZTON ET AL., *Microwave Measurements*, McGraw-Hill, New York, 1957
- [10] PH.GUIMBAL ET AL., *A High Dynamic Range Beam Position Measurement System for ELSA-2*, DIPAC2003, Mainz, 2003
- [11] H.HÄNSEL, *Grundzüge der Fehlerrechnung*, Veb Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1965
- [12] H.HENKE, *TU-Berlin, Private Mitteilung*
- [13] J.KENT ET AL., *Precision Measurements of the SLC Beam Energy*, PAC'89, Chicago, 1989

- [14] R.LORENZ, *Strahlage-Monitore für Lineare Collider, Dissertation, TU-Berlin, Dez.1995*
- [15] N.MARCUVITZ, *Waveguide Handbook, McGraw-Hill Company Inc, New York, 1951*
- [16] A.MASHHOUR ET AL., *On the Direct Conversion Receiver - A Tutorial, Microwave Journal, June 2001*
- [17] O.S.MILOVANOV, N.P.SOBENIN, *Technika Sverhvysokih Chastot, Atomizdat, Moscow, 1980*
- [18] N.MOROZOV, H.-J.SCHREIBER, *Magnetic Field Calculations for the Technical Proposal of the TESLA Spectrometer Magnet, Preprint JINR, 2003*
- [19] KL.PETERMANN, *Vorlesungsskript für Hochfrequenztechnik*
- [20] M.PLACIDI, *Beam Energy Measurement Possibilities at LEP2, Proceedings of the 6th LEP Performance Workshop, CERN-SL/96/05-DI, 1996*
- [21] B.RAZAVI, *Design Considerations for Direct-Conversion Receivers, IEEE Transactions on Circuits and Systems-II, Analog and Digital Processing, Vol. 44, No. 6, June 1997*
- [22] F.RONCAROLO ET AL., *High Accuracy Field Mappings with a Laser Monitored Travelling Mode, CERN-SL-2000-060-BI, 2000*
- [23] S.SABAH, *Entwurf und Aufbau eines Hohlraumresonators mit HF-Elektronik zur Messung und auswertung der transversalen Strahlposition in Linearbeschleunigern, Dissertation, TU-Berlin, 2000*
- [24] S.SABAH ET AL., *Design and Calibration of IQ-Mixers, EPAC98, Stockholm, 1998*
- [25] V.SARGSYAN, *Cross-Talk Problem in Pill-Box Cavity, TESLA 2003-01, 2003*
- [26] W.SCHNELL, *Common-mode rejection in resonant microwave position monitors for linear colliders, CERN-LEP-RF/88-41 CLIC Note 70, 1988*
- [27] T.SHINTAKE, *Proposal of Nanometer Resolution Beam Position Monitor, Draft*
- [28] T.SHINTAKE, *Nanometer Resolution BPM Using Damped Slot Resonator, PAC95, Dallas, 1995*
- [29] T.SHINTAKE, *Submicron Beam Position Monitors For Japan Linear Collider, LINAC92, Ottawa, 1992*

- [30] T.SLATON AT ALL, *Development of Nanometer Resolution C-Band Radio Frequency Beam Position Monitors in The Final Focus Test Beam*
- [31] TESLA SPECTROMETER GROUP, *Meeting on BPM-Based Beam Energy Spectrometer*, http://www-zeuthen.desy.de/e_spec/e_spec_March17-18.html
- [32] TESLA Technical Design Report, DESY2001-011/ECFA2001-209/TESLA Report 2001-23/TESLA-FEL2001-05, 2001
- [33] V.TELNOV, *Precision Measurement of the Energy in Linear Colliders Using Spin Precession, Nanobeams 2002, Lausanne, 2002*
- [34] K.TRÜTZSCHLER, *Beschreibung des Labor-Messplatzes für Cavity-Strahlge-Monitore, DESY-Zeuthen, 2003*
- [35] G.VISMARA, *The Comparison Of Signal Processing Systems for Beam Position Monitors, DIPAC99, Chester, UK, 1999*
- [36] R.WALKER *Synchrotron Radiation, CERN Accelerator School, Fifth General Accelerator Physics Course, vol.1, Geneva, 1994*
- [37] I.WILSON AT ALL, *An Asset Test of The CLIC Accelerating Structure, CERN/PS 200-044 (RF) CLIC Note 443, 2000*
- [38] P.WILSON, *Introduction to Wakefields and Wakepotentials, SLAC-PUB-4547 SLAC/AP-66, 1989*

Anhang A

Berechnung der Schwingkreischarakteristiken

Ein Resonator kann durch einen äquivalenten Schwingkreis beschrieben werden. Mit dem Ersatzschaltbild des Resonators (Abb.A.1) erhalten wir die Impedanz als:

$$\underline{Z} = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}. \quad (\text{A.1})$$

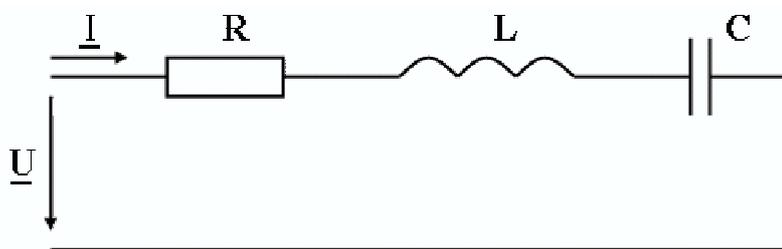


Abbildung A.1: Ersatzschaltbild eines Resonators

Mit der Resonanzfrequenz $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ und der Güte $Q = \omega L/R$ nimmt der Ansatz (A.1) die Form

$$\underline{Z} = R\left(1 + 2iQ\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) \quad (\text{A.2})$$

an. Nach der Einführung der relativen Frequenzverstimmung $a = 2Q\Delta\omega/\omega_0$ ergibt sich

$$\underline{Z} = R(1 + ia). \quad (\text{A.3})$$

98 ANHANG A. BERECHNUNG DER SCHWINGKREISCHARAKTERISTIKEN

Der Strom im Kreis ist durch das Ohmsche Gesetz mit der Spannung verbunden als

$$\underline{I} = \frac{\underline{U}}{\underline{Z}}. \quad (\text{A.4})$$

Bei Resonanz ist $a = 0$ bzw. $\underline{Z} = R$ und $\underline{I}_{max} = \underline{U}/R$. Dann ergibt sich

$$\underline{I} = \frac{\underline{I}_{max}}{1 + ia} \quad (\text{A.5})$$

und der Stromübertragungskoeffizient $\underline{k} = \underline{I}/\underline{I}_{max}$ kann eingeführt werden. Dieser Koeffizient beschreibt die Amplitudencharakteristik

$$|\underline{k}| = \frac{1}{\sqrt{1 + a^2}} \quad (\text{A.6})$$

und die Phasencharakteristik

$$\arg(\underline{k}) = \arctan a \quad (\text{A.7})$$

des Schwingkreises.

Anhang B

Berechnung der Shuntimpedanz

Die auf die Güte bezogene Shuntimpedanz berechnet man als

$$\left(\frac{R}{Q}\right)_n = \frac{\hat{V}_n^2}{\omega_n \overline{W}_n} \quad (\text{B.1})$$

(Gl.(3.29), Abschnitt 3.2).

Wir nehmen einen geschlossenen Resonator mit dem Radius R_0 und der Länge l . Die Berechnung der Shuntimpedanz erfolgt folgendermassen: Wir integrieren das elektrische Feld entlang der Strahlflugbahn, dabei erhalten wir die Spannung \hat{V}_n . Ein Volumenintegral über das Quadrat des elektrischen Feldes im Resonator ergibt die gespeicherte Energie \overline{W}_n . Die Kreisfrequenz ω_n wird mit der Formel (3.19) berechnet.

Berechnung vom R/Q für den Grundmod.

Der Ansatz für das elektrische Feld des Grundmods erfolgt aus der E_z -Komponente des elektrischen Feldes, Gl. (3.18), mit $n = 1$ und $m, p = 0$:

$$E_{z,010} = C_1 J_0\left(\frac{j_{01} r}{R}\right) e^{i\omega_{010} t} \simeq C_1 e^{i\omega_{010} t} \quad (\text{B.2})$$

mit der Annahme, dass der Versatz klein ist.

Dann ist die Spannung

$$V_{010} = C_1 \int_{-l/2}^{l/2} e^{ik_{010} z} dz = C_1 T_{tr}^{010} l, \quad (\text{B.3})$$

wobei $T_{tr} = \frac{\sin kl/2}{kl/2}$ der „transit time factor“ ist, und die Energie

$$\begin{aligned}
\overline{W}_{010} &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_v |E_{z,010}|^2 dv = \\
&= \frac{1}{2} \epsilon_0 C_1^2 \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^l J_0^2 \left(\frac{j_{01} r}{R} \right) r dr d\phi dz = \\
&= \pi \epsilon_0 C_1^2 R^2 l \int_0^1 t J_0^2(j_{01} t) dt = \frac{1}{2} \pi \epsilon_0 C_1^2 J_1^2(j_{01}) R^2 l
\end{aligned} \tag{B.4}$$

wobei das Integral $\int_0^1 t J_m(j_{mn} t) dt = \frac{1}{2} (J'_m(j_{mn}))^2$ [2] benutzt wurde.

$(R/Q)_{010}$ ergibt sich dann als

$$\left(\frac{R}{Q} \right)_{010} = Z_0 \frac{2(T_{tr}^{010})^2 l}{\pi j_{01} R J_1^2(j_{01})}. \tag{B.5}$$

Berechnung von R/Q für den Dipolmod.

Das elektrische Feld des Dipolmods ist (Gl.3.21)

$$E_{z,110} = C_2 J_1 \left(\frac{j_{11} r}{R} \right) \cos \phi e^{i\omega_{110} t} \simeq C_2 \frac{j_{11} r}{2R} \cos \phi e^{i\omega_{110} t}. \tag{B.6}$$

Dann berechnen wir die Spannung

$$V_{110} \simeq C_2 \frac{j_{11} r}{2R} \cos \phi \int_{-l/2}^{l/2} e^{ik_{110} z} dz = C_2 \frac{j_{11} r}{2R} T_{tr}^{110} l \cos \phi \tag{B.7}$$

und die gespeicherte Energie

$$\begin{aligned}
\overline{W}_{110} &= \frac{1}{2} \epsilon_0 C_2^2 \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^l J_1^2 \left(\frac{j_{11} r}{R} \right) \cos^2 \phi r dr d\phi dz = \\
&= \frac{\pi}{2} \epsilon_0 C_2^2 R^2 l \int_0^1 t J_1^2(j_{11} t) dt = \frac{\pi}{4} \epsilon_0 C_2^2 J_0^2(j_{11}) R^2 l.
\end{aligned} \tag{B.8}$$

Daraus folgt

$$\left(\frac{R}{Q} \right)_{110} \simeq Z_0 \frac{2j_{11} r^2 (T_{tr}^{110})^2 l \cos \phi}{\pi R^3 J_0^2(j_{11})}. \tag{B.9}$$

Der „transit time factor“ nimmt mit der Vergrößerung der Resonatorlänge ab (Abb.B.1, oben links), während $(R/Q)/T_{tr}$ steigt (Abb.B.1, oben rechts). Diese zwei Tendenzen ergeben sich daraus, dass (R/Q) in Abhängigkeit von der Resonatorlänge ein Maximum hat (Abb.B.1, unten). Daraus ergibt sich die optimale Länge des Resonators.

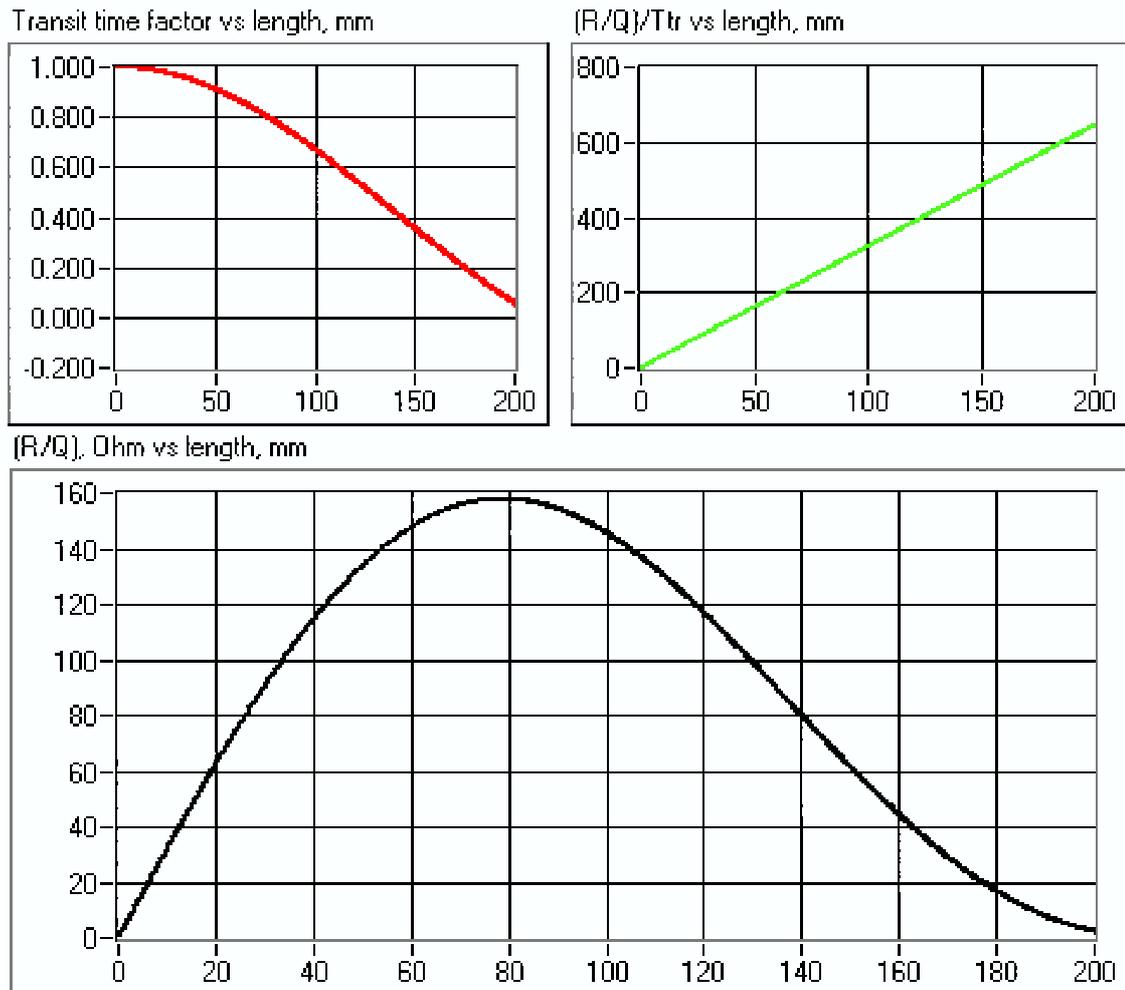
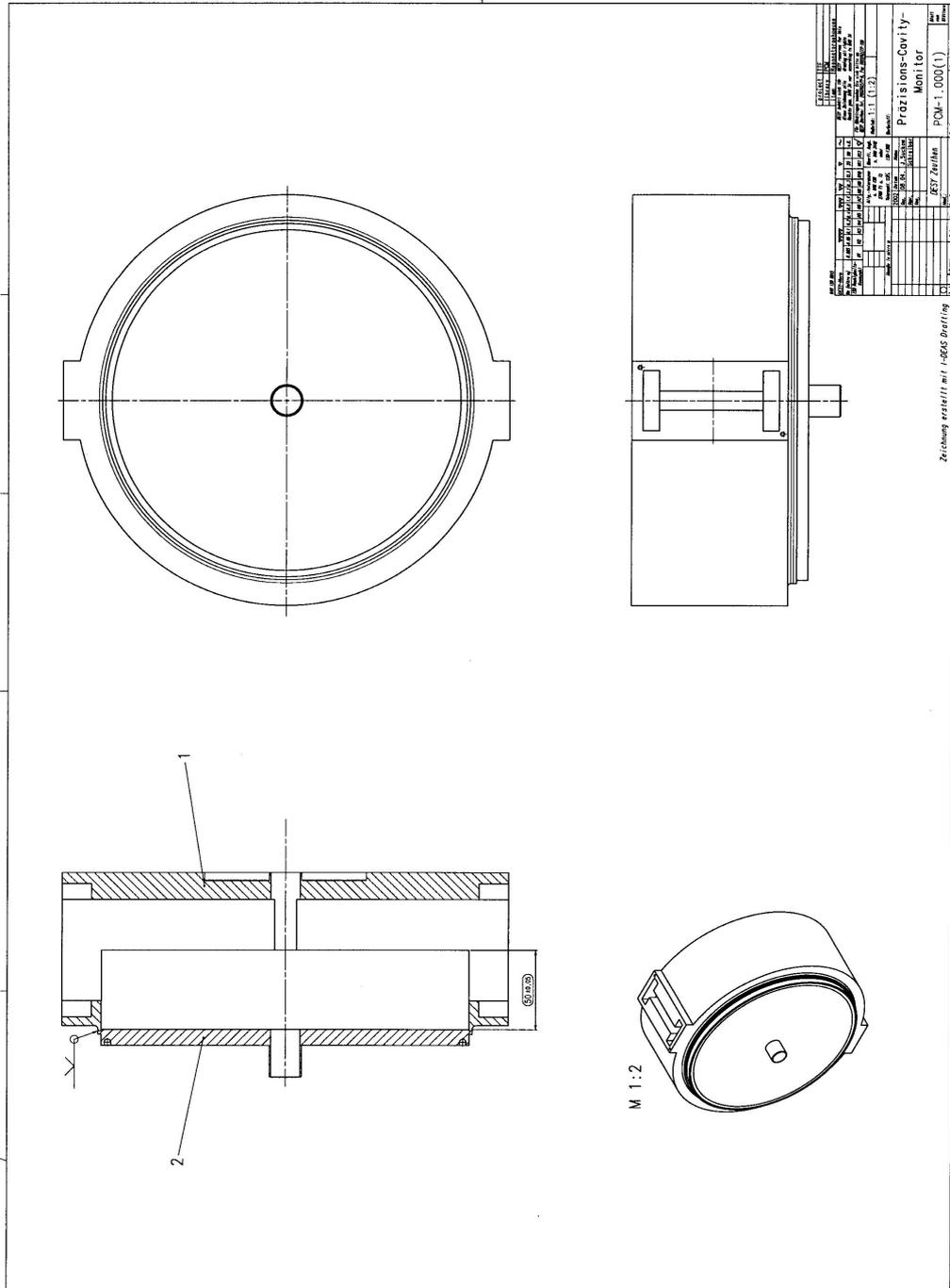


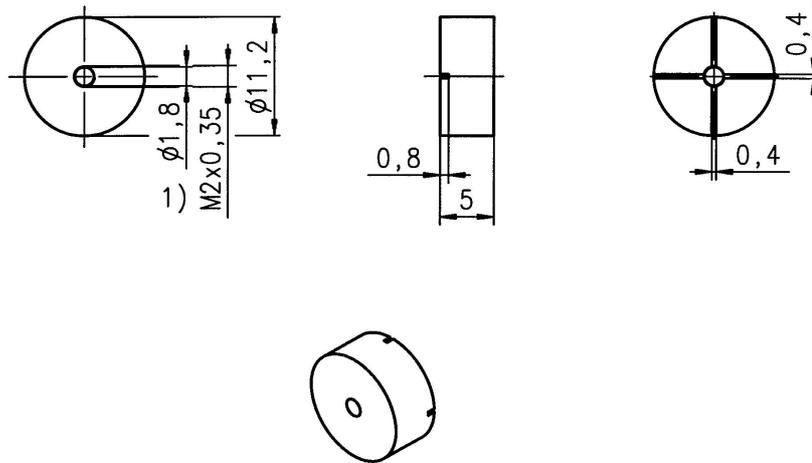
Abbildung B.1: Abhängigkeit der Shuntimpedanz von der Resonatorlänge

Anhang C

Technische Zeichnungen des 1,5 GHz-Monitors

In diesem Anhang befinden sich die technische Zeichnungen des 1,5 GHz-Prototypen des resonanten Strahllagemonitors.





1) = zuerst Gewinde M2x0,35 schneiden,
danach Gewindebohrung mit $\phi 1,8$ aufbohren

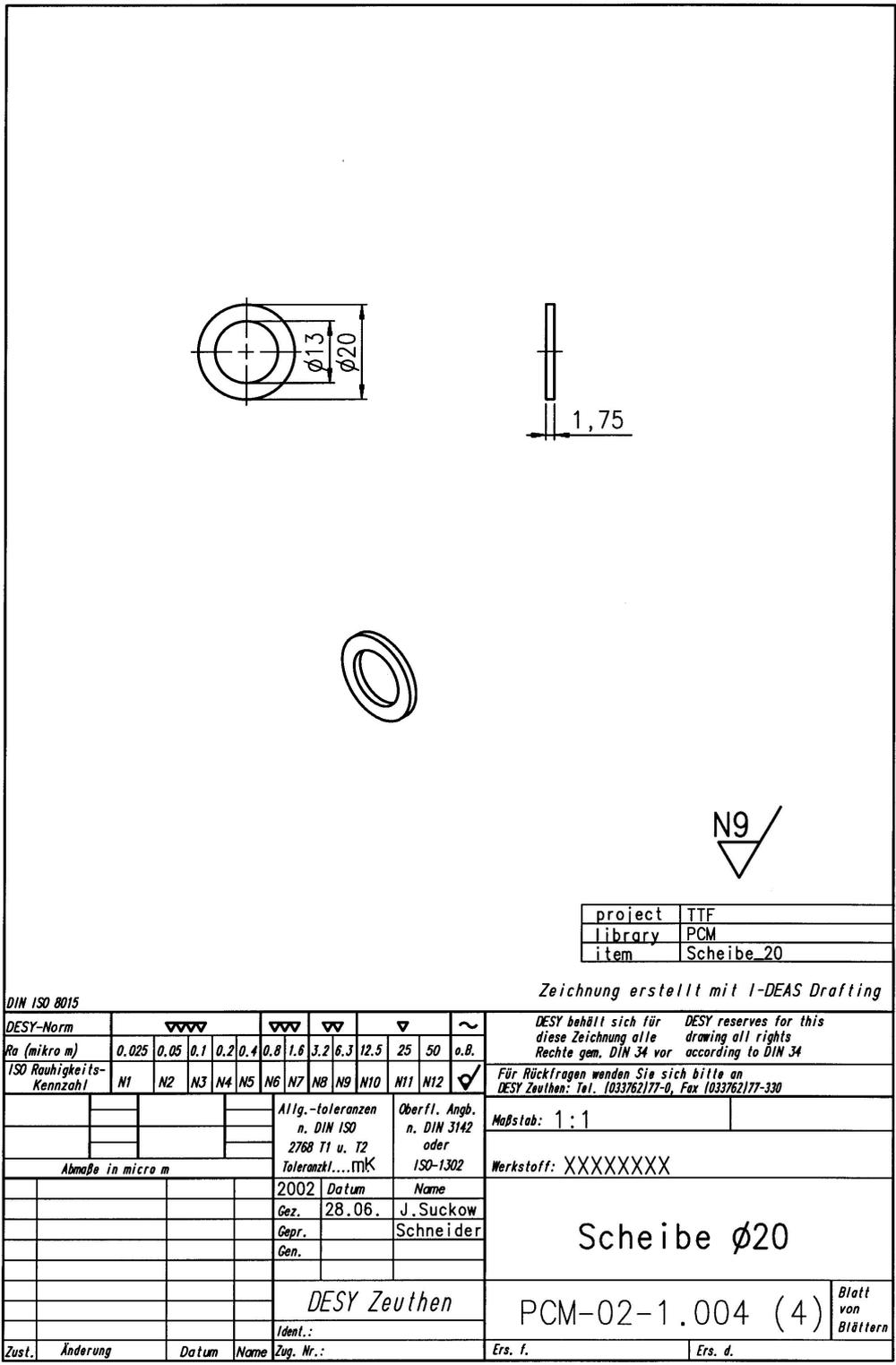


project	TTF
library	PCM
item	Scheibe_11.2

Zeichnung erstellt mit I-DEAS Drafting

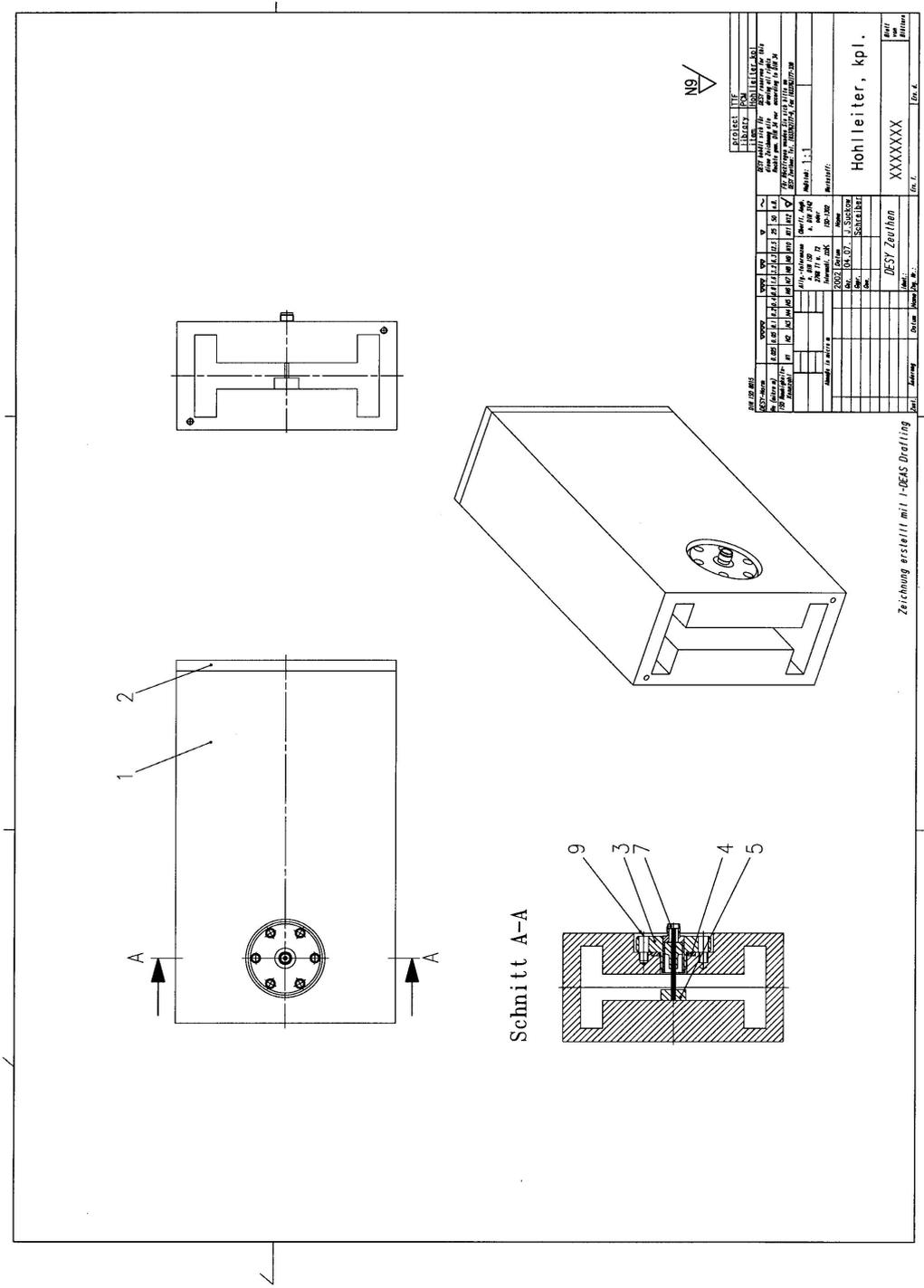
DIN ISO 8015

DESY-Norm	www												DESY behält sich für diese Zeichnung alle Rechte gem. DIN 34 vor	DESY reserves for this drawing all rights according to DIN 34		
Ra (mikro m)	0.025	0.05	0.1	0.2	0.4	0.8	1.6	3.2	6.3	12.5	25	50	a.B.			
ISO Rauheits-Kennzahl	N1	N2	N3	N4	N5	N6	N7	N8	N9	N10	N11	N12	<input checked="" type="checkbox"/>	Für Rückfragen wenden Sie sich bitte an DESY Zeuthen: Tel. 1033762177-0, Fax 1033762177-330		
Abmaße in micro m													Allg.-toleranzen n. DIN ISO 2768 T1 u. T2 Toleranzkl...mK	Oberfl. Angb. n. DIN 3142 oder ISO-1302	Maßstab: 2:1	
													2002 Datum	Name	Werkstoff: XXXXXXXX	
													Gez. 28.06.	J.Suckow	<h1>Scheibe $\phi 11,2$</h1>	
													Cepr.	Schneider		
													Gen.			
													DESY Zeuthen			<h2>PCM-02-1.005 (4)</h2>
Zust.	Änderung	Datum	Name	Zug. Nr.:	Ident.:		Ers. f.	Ers. d.								



DIN ISO 8015

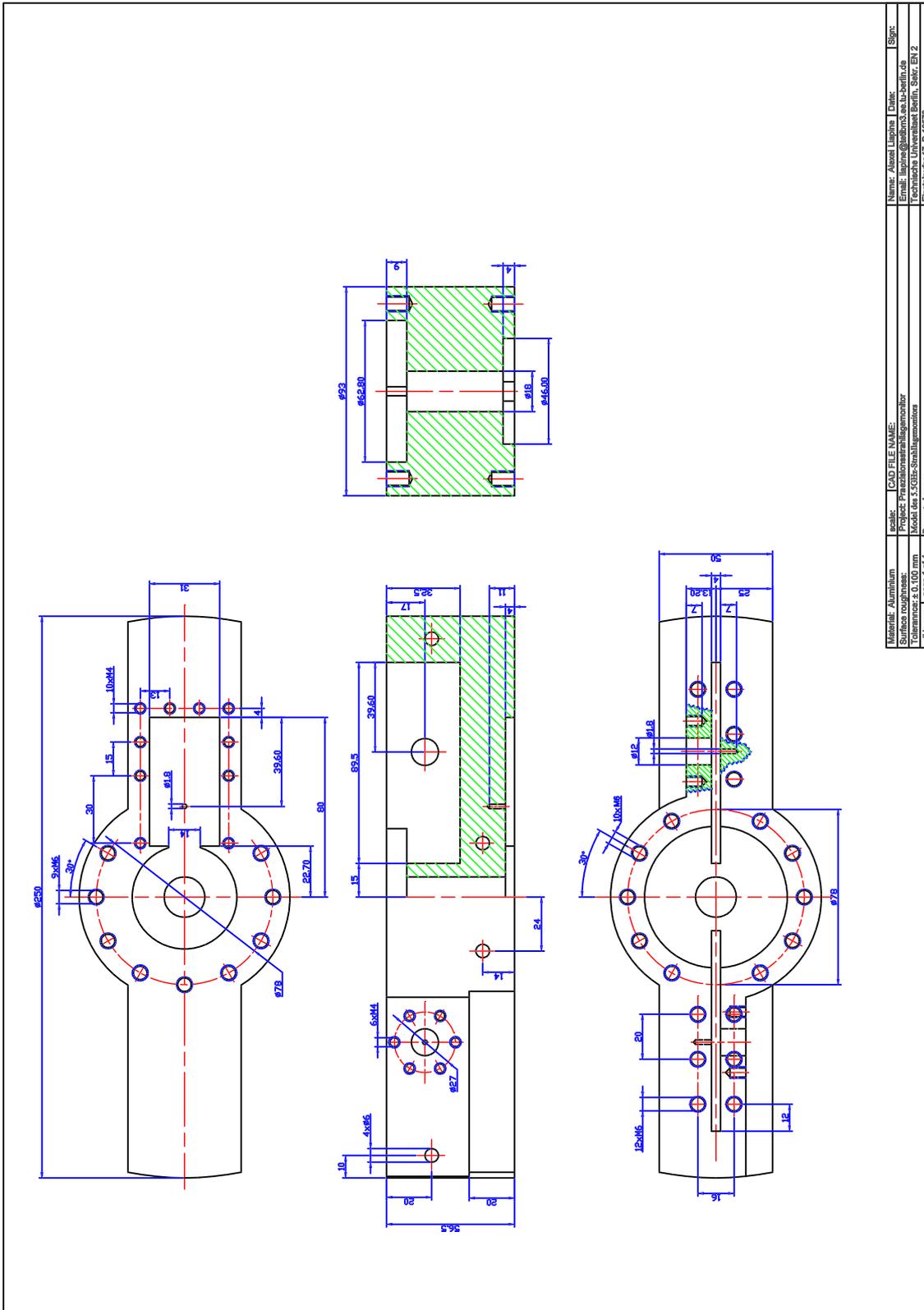
DESJ-Norm	▽▽▽												DESJ behält sich für diese Zeichnung alle Rechte gem. DIN 34 vor	DESJ reserves for this drawing all rights according to DIN 34	
Ra (mikro m)	0.025	0.05	0.1	0.2	0.4	0.8	1.6	3.2	6.3	12.5	25	50	a.B.	Für Rückfragen wenden Sie sich bitte an DESJ Zeuthen: Tel. 1033762177-0, Fax 1033762177-330	
ISO Rauigkeits-Kennzahl	N1	N2	N3	N4	N5	N6	N7	N8	N9	N10	N11	N12	✓	Maßstab: 1:1	
Abmaße in micro m						Allg.-toleranzen n. DIN ISO 2768 T1 u. T2 Toleranzkl....mK			Oberfl. Angb. n. DIN 3142 oder ISO-1302			Werkstoff: XXXXXXXXX			
2002 Datum						Name			Scheibe $\phi 20$			PCM-02-1.004 (4)		Blatt von Blättern	
Gez. 28.06.						J.Suckow									
Gepr.						Schneider									
Gen.															
DESJ Zeuthen						Ident.:			Ers. f.			Ers. d.			
Zust.	Änderung		Datum		Name		Zug. Nr.:		Ers. f.		Ers. d.				



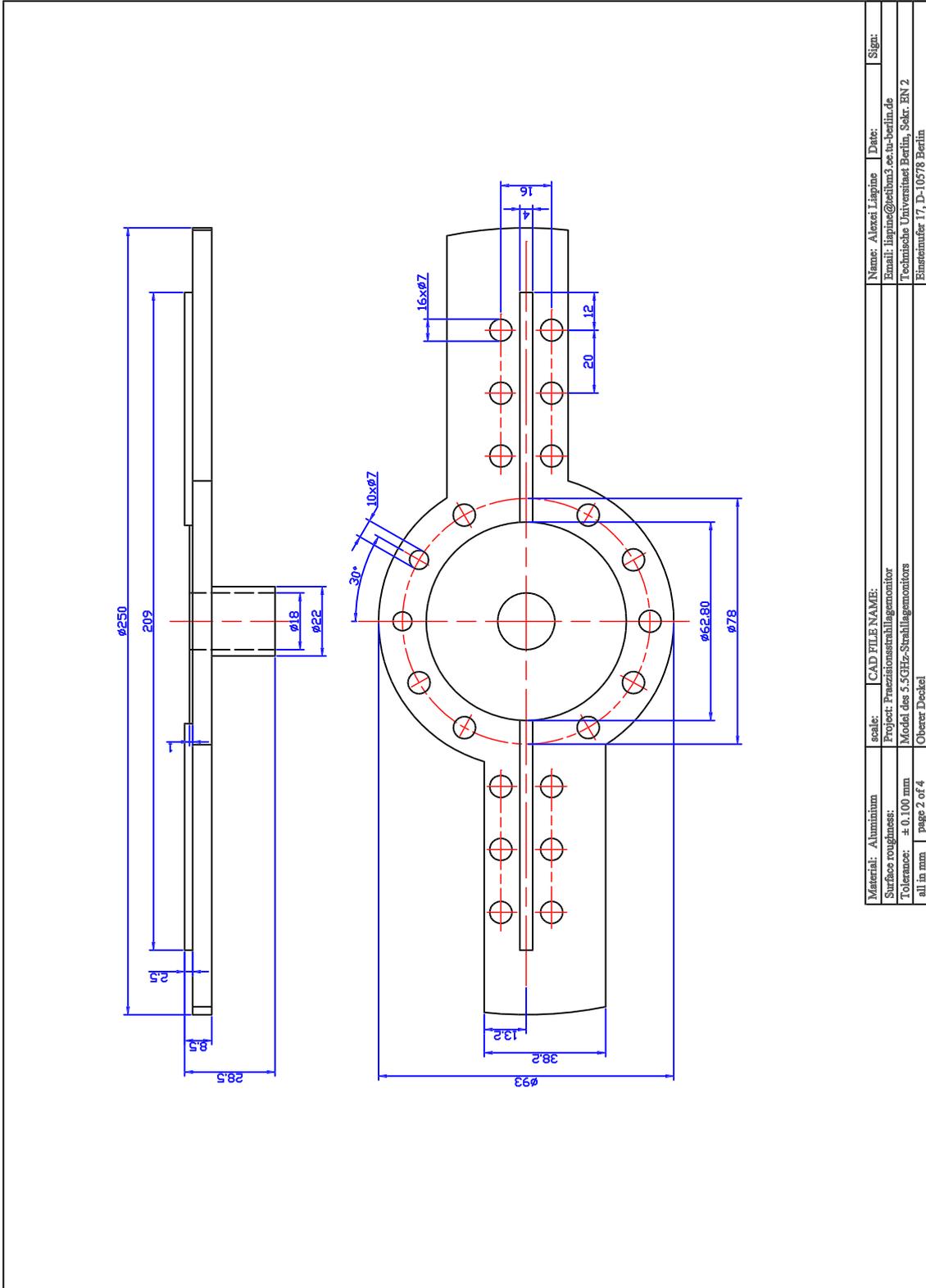
Anhang D

Technische Zeichnungen des 5,5 GHz-Monitors

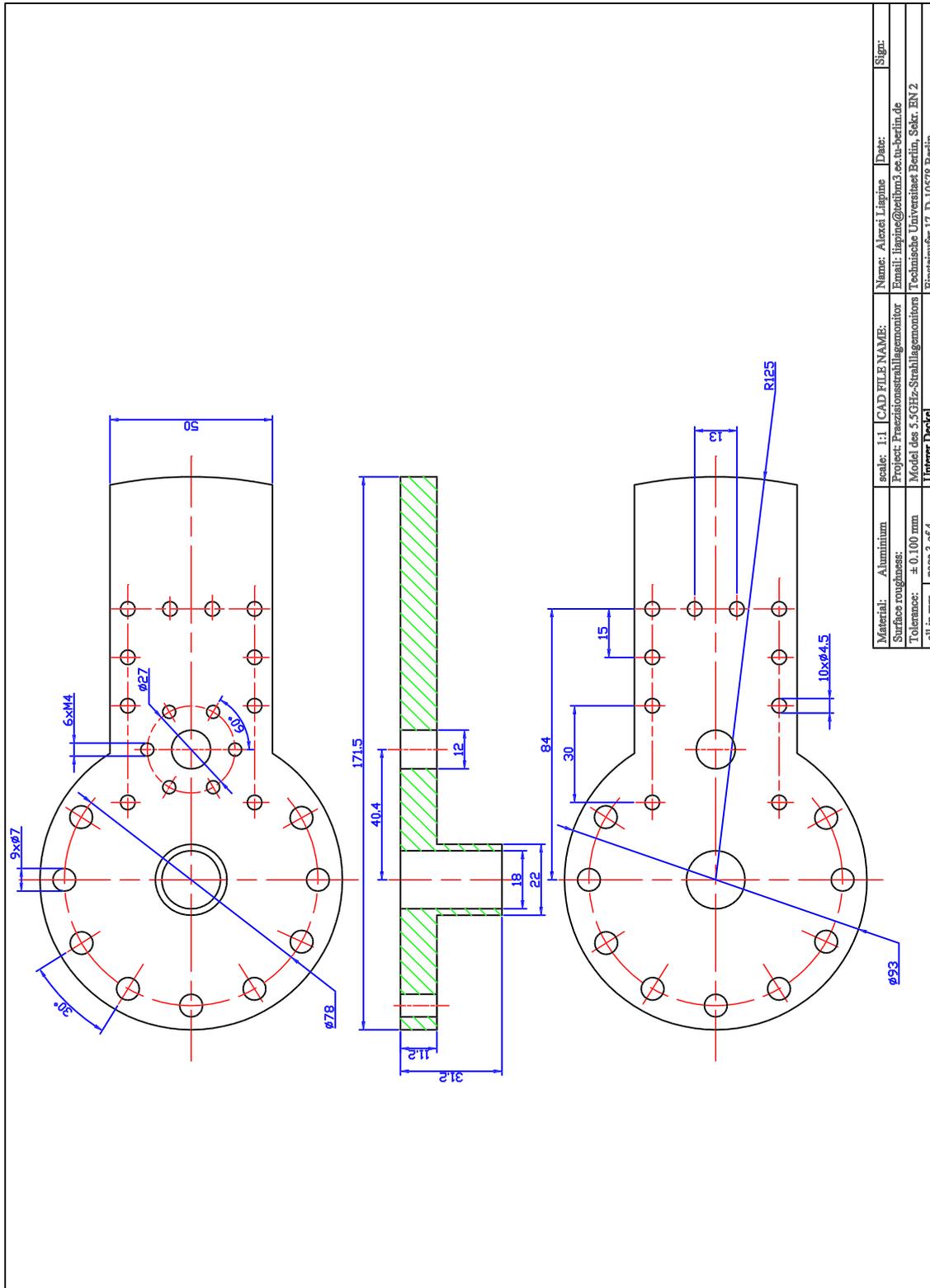
In diesem Anhang befinden sich die technische Zeichnungen des 5,5 GHz-Prototypen des resonanten Strahllagemonitors.



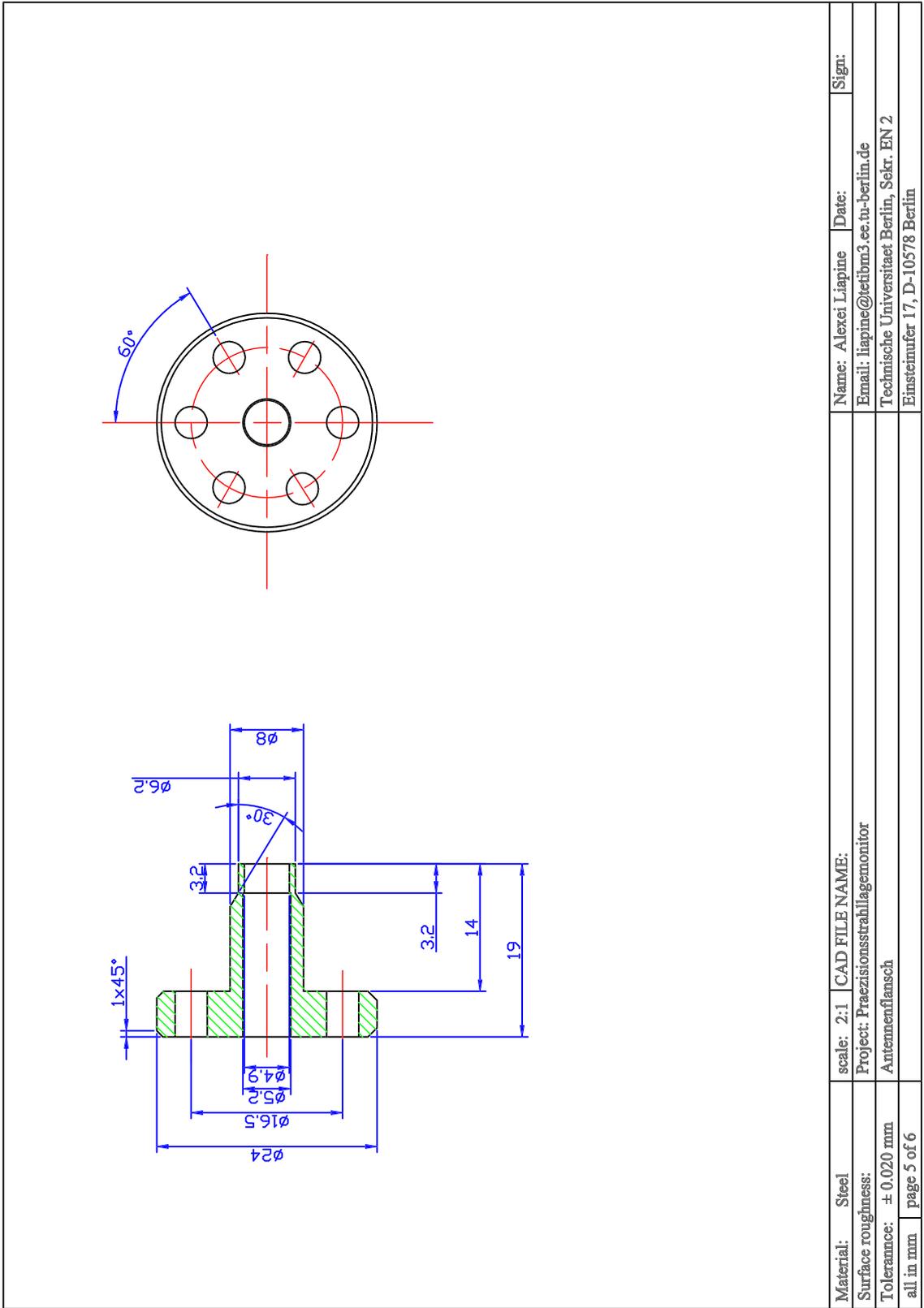
Material: Aluminium	Scale: CAD FILE NAME:	Name: Alena Lipina	Date:	Sign:
Surface roughness:	Project: Franzionsstrahlgenombr	Email: lipina@maths.wu-bonn.de		
Tolerance: ± 0.100 mm	Model: 3.5GHz-Strahlgenombr	Technische Universität Berlin, Str. EN 2		
all in mm	Page: 1 of 4	Erstellt: 17.12.2018		

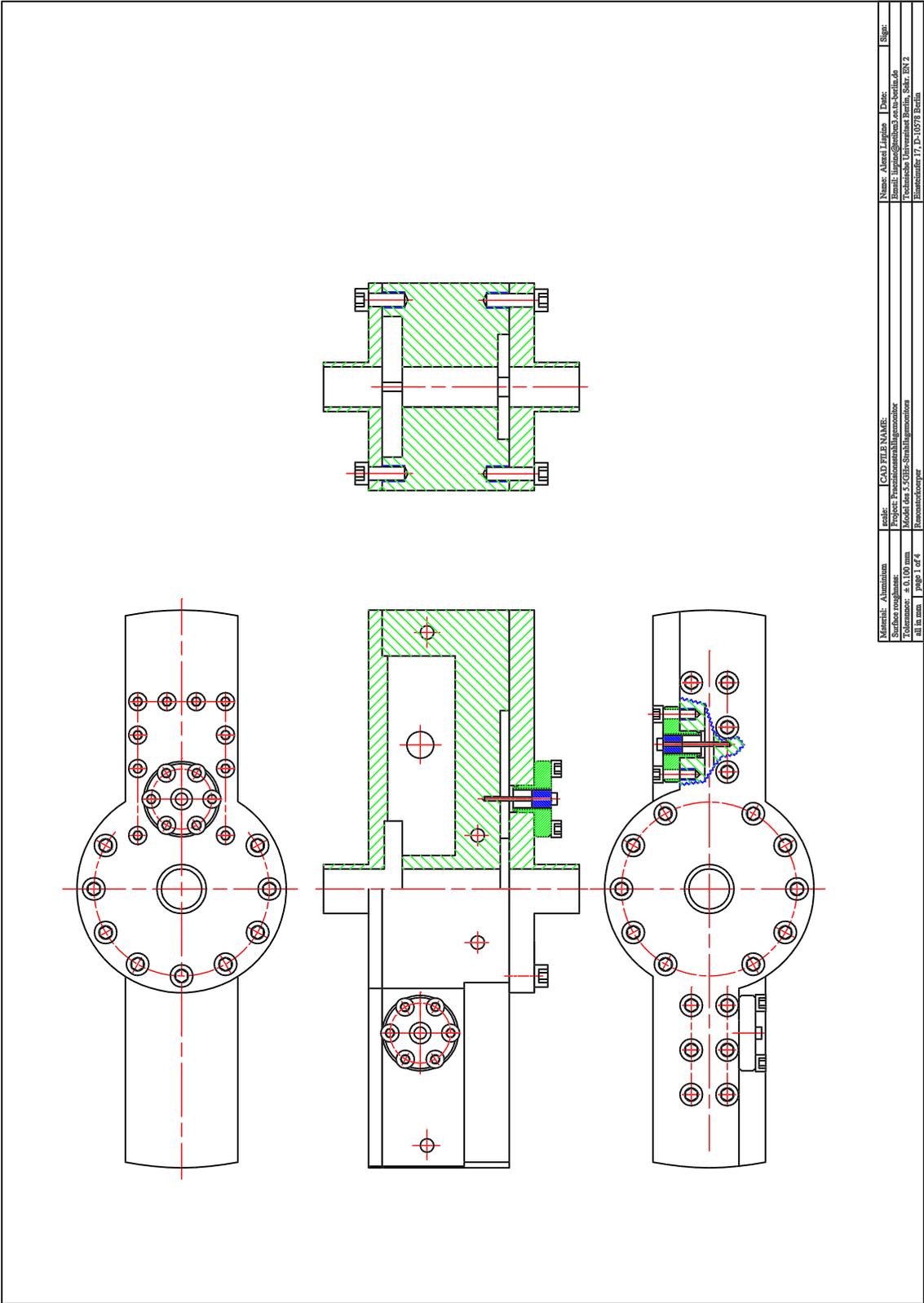


Material: Aluminium	Scale:	CAD FILE NAME:	Name: Alexei Lampe	Date:	Sign:
Surface roughness:	Project: Präzisionsstrahlengemessener		Email: lampe@ietbms3.ee.tu-berlin.de		
Tolerance: ± 0.100 mm	Model: des 5.5GHz-Strahlengemessener		Technische Universität Berlin, Sekr. FN 2		
all in mm	page 2 of 4		Einsteinfür 17, D-10578 Berlin		



Materiál:	Aluminium	scale:	1:1	CAD FILE NAME:	Name:	Alexei Láppine	Date:		Sign:
Surface roughness:		Project:	Prázisionstrahlagenmonitor		Email:	lappine@berlilm3.ee.tu-berlin.de			
Tolerance:	± 0.100 mm	Model:	des 5.5GHz-Strahlagenmonitors			Technische Universität Berlin, Sekr. EN 2			
all in mm		page	3 of 4			Einsteinstufer 17, D-10578 Berlin			
						Untere Deckel			





Material: Aluminium	scale:	CAD FILE NAME:	Name: Alexei Lapin	Date:	Sign:
Surface roughness:	Project: Passivstrahlungsmonitor		Email: lapin@rubn3.ia.ru-berlin.de		
Tolerance: ± 0,10 mm	Model des 5 GHz-Strahlungsmonitors		Technische Universität Berlin, Str. RN 2		
all in mm	Page 1 of 4		Handwritten: 17.12.1974 Berlin		

Danksagung

Herrn Prof. Dr. H. Henke danke ich herzlich für die kompetente Betreuung und hilfreiche Unterstützung dieser Arbeit. Ebenso sei Herrn Dr. H.-J. Schreiber vom DESY für seine Unterstützung gedankt.

Bei Herrn Dr. Filtz bedanke ich mich für seine unendliche Geduld und seine Kompetenz bei der Durchsicht der Arbeit.

Herrn Dr. W. Bruns sei gedankt für sein wundervolles Programm GdfidL, das mir bei der Berechnung der elektromagnetischer Felder sehr geholfen hat. Seine Individualität gab dem Institut seine besondere Atmosphäre und ermöglichte mir damit einen angenehmen Aufenthalt.

Meinen Freunden Alexei Blednykh und Vahagn Sargsyan und auch meinen anderen Kollegen im Institut für Theoretische Elektrotechnik danke ich von ganzen Herzen für ihren Beistand. Bei Ekaterina Blednykh bedanke ich mich für die Einweisung in die Bedienung diverser Grafikprogramme.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei den Werkstätten von DESY-Zeuthen und der TU-Berlin und bei allen technischen Mitarbeitern, insbesondere bei den Herren J. Krüger, H. Thom, G. Koll und R. Schröder, die die Realisierung meiner Ideen ermöglichten.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie für ihre Unterstützung und Fürsorge. Meiner Freundin Anna danke ich liebevoll dafür, dass sie erst in mein Leben getreten ist, als diese Arbeit schon fertig gestellt war, denn hätte ich sie früher kennen gelernt, wäre an eine baldige Vollstellung der Arbeit wohl nicht zu denken gewesen.